



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2013–25
ОЭФ

М.Ю. Боголюбский

**Выделение и транспортировка легких ядер
каналом частиц 22 ускорителя У-70
(моделирование методом Монте-Карло)**

Направлено в *ИТЭ*

Протвино 2013

Аннотация

Боголюбский М.Ю. Выделение и транспортировка легких ядер каналом частиц 22 ускорителя У-70 (моделирование методом Монте-Карло): Препринт ИФВЭ 2013–25. – Протвино, 2013. – 20 с., 12 рис., 6 табл., библиогр.: 24.

Представлены результаты моделирования канала частиц 22 ускорителя У-70 (Протвино) для выделения и транспортировки легких ядер высоких энергий. Расчеты выполнены в среде виртуального Монте-Карло из пакета ROOT в рамках программы GEANT4. Изучалось как прохождение пучковых ядер углерода по каналу, так и вторичных ядерных фрагментов и частиц от рассеяния углерода и протонов с импульсом 24 А ГэВ/с на углеродной мишени, установленной в голове канала 22. Получены оценки сечений рождения ядерных фрагментов, вычислены для вторичных ядер и частиц величины их выходов в конце канала 22 за один цикл ускорителя в диапазоне магнитной жесткости канала от 6 до 70 ГэВ/с. Для процесса с участием в рассеянии флюктона из пучкового углерода оценен вклад фоновых частиц в конце канала 22.

Abstract

Bogolyubsky M.Yu. Selection and transportation of light nucleus with channel 22 of the accelerator U-70 (Monte-Carlo simulation): IHEP Preprint 2013–25. – Protvino, 2013. – p. 20, figs. 12, tables 6, refs.: 24.

The Monte-Carlo results for modelling of channel 22 on the accelerator U-70 are presented to select and transport of light high energy nucleus. The calculations have been performed in the Virtual Monte-Carlo environment of the ROOT package in the framework of GEANT4 program. It was studied passage through the channel of beam carbon nucleus as well as secondary nucleus and particles from scattering of carbon and protons with momentum 24 A GeV/c on carbon target installed in the head of channel 22. It was estimated the nuclear fragment production cross-section and production rate per one accelerator cycle of secondary nucleus and particles in the end of channel 22 at variation of the channel magnet rigidity from 6 to 70 GeV/c. For processes with interaction of beam flucton the contribution of the background particles in the end of channel 22 is estimated.

Введение

Эксперименты на ускорителях с пучками ядер высоких энергий являются перспективными направлениями при исследовании свойств ядерной материи. Они чрезвычайно удобны в изучении радиоактивных и несвязных ядер, например, таких как ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{Li}$, ${}^9\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{Be}$, ${}^{11}\text{Be}$, ${}^9\text{C}$, ${}^{11}\text{C}$ и др. Интерес к ${}^3\text{He}$ вызван его возможностями как источника термоядерной энергии. Знание свойств таких ядер существенно для понимания эволюции звезд, работы звездных реакторов и их взрывов. Важно изучение нейтронно-избыточных ядер, к числу которых относится, например, ${}^6\text{He}$, которые могут выступать катализаторами в цепочке ядерных превращений. Большой интерес вызывают также эксперименты по изучению ядер с избытком протонов и находящихся вблизи границы протонной стабильности. Данным методом возможно изучение кластерной структуры ядер и обнаружение присутствия в них флуктонов (флуктуаций ядерной материи) [1].

Ядерные пучки позволяют “на лету” произвести различные изотопы путем реакций фрагментации, обмена зарядом, развала или деления. В таком подходе существенно снимаются ограничения на время жизни исследуемых нуклидов, но регистрация фрагментов пучка выдвигает высокие требования к точности углового разрешения и идентификации частиц в узком переднем конусе.

На ускорителе У-70 (Протвино) проводятся работы по ускорению легких ядер, таких как углерод, с возможностью применения этих пучков для радиационной медицины и физических исследований. В последнем случае пучок углерода с импульсом 24 А ГэВ/с вводится в канал 22 [2], обычно применяемый для транспортировки протонов.

В конце канала находятся экспериментальные установки ФОДС [3] и СВД-2 [4]. Установка ФОДС является двухплечевым магнитным спектрометром с широкими возможностями по идентификации частиц за счет черенковских счетчиков (в том числе СКОЧ), измерения ионизирующей способности треков и время-пролетных измерений. Ее трековая система после модификации оснащена дрейфовыми камерами и наборами плоскостей дрейфовых трубок, обеспечивающих высокую точность реконструкции треков. В состав установки входят также адронный калориметр и мюонный фильтр.

Особенностью установки СВД-2 является вершинный детектор (ВД) на полупроводниковых стриповых детекторах, обеспечивающих прецизионное измерение координат, что позволяет регистрировать распады короткоживущих объектов. Сам ВД установлен перед широкоапертурным магнитом, перед которым находится блок мини-дрейфовых камер, а внутри магнит прослоен системой пропорциональных камер. Далее следуют газовый черенковский счетчик и большой сцинтилляционный годоскоп. В состав установки входит также ячеистый электромагнитный калориметр черенковского излучения на основе свинцового стекла.

Целью данной работы является моделирование канала 22 ускорителя У-70 методом Монте-Карло для анализа его свойств по выделению и транспортировке легких ядер. Работа выполнена в рамках программы подготовки эксперимента на установке ФОДС по изучению рождения легких ядер и адронов в переднем направлении на ускорителе У-70, опубликованной в препринте ИФВЭ [5].

1. Условия моделирования

Моделирование проводилось в среде виртуального Монте-Карло пакета ROOT (ЦЕРН) [6], в которую интегрированы программы GEANT3 [7] и GEANT4 [8]. Трассировки треков через магнитные элементы канала 22 осуществлялось программой

ch22 [9], написанной в рамках рассматриваемой программной среды и модифицированной нами для целей данной работы. Учитываются все элементы канала 22 [2] и их взаимное расположение, включая 3 дипольных магнита, 10 квадрупольей, коллиматоры, а также вещество канала: 5 метров воздуха и железные мембраны вакуумных ионопроводов общей толщиной 200 мкм. Токи магнитов задавались в режимах выделения протонов/антипротонов с импульсом от 6 до 70 ГэВ/с, что определяло магнитную жесткость канала.

Полученные результаты моделирования соответствуют следующим условиям:

- а) начальный пучок протонов или ядер ^{12}C с энергией 24 А ГэВ, разброс импульса — 0.5%, угловой разброс относительно оси входа в канал — 0.5 мрад;
- б) мишень — ^{12}C на входе в канал 22, ее толщина 3 г/см² (0.07 рад. длины, 87 % пучка проходит через мишень без взаимодействия).

1.1. Программные генераторы

Для моделирования реакций использовались следующие программные генераторы:

а) Генератор `uqmd-3.3p1` [10-12] адрон-ядерных и ядерно-ядерных взаимодействий, основанный на ультрарелятивистской квантовой молекулярной динамике в рамках теории цветных струн. Он работает в пространстве прицельного параметра, и пользователь задает при запуске генератора установочную величину максимального значения прицельного параметра, которое несколько превышает суммарный поперечный размер сталкивающихся объектов. Модель включает фрагментацию и учитывает перерассеяние нуклонов в процессе взаимодействия. Оба указанных эффекта вызывают затягивание спектров частиц в кумулятивные области кинематических переменных и рассматриваются для оценки фона в эксперименте по поиску флуктона. Модель `uqmd` позволяет оценить как выходы ядерных фрагментов так и частиц: нуклонов, π -, K -мезонов и др., а также определять полное сечение рассеяния, и с этими целями уже использовалась в экспериментах при исследовании ядерно-ядерных взаимодействий [12].

б) Электромагнитный генератор `RELDIS` [13], основанный на модели [14-16] электромагнитной фрагментации ядра в потоке эквивалентных фотонов от сталкивающихся ядер, использовался для оценки сечения ядерной электромагнитной фрагментации σ_e .

в) Нормированный электромагнитный фрагментационный генератор, в качестве которого взят модифицированный нами вариант из работы [9], также основанный на модели электромагнитной фрагментации ядра в потоке эквивалентных фотонов. Особенностью данного генератора является то, что в нем фиксированы вклады 17 каналов фрагментации ядра ^{12}C , взятых из эксперимента, см. Табл. 1. Экспериментальные данные [17, 18] использовались для настройки генератора выбором веса для каждого канала, пропорционально измеренным полным (а не электромагнитным) сечениям фрагментации в данный канал.

г) Генератор рассеяния флукона (из 2-х нуклонов) пучка на нуклоне мишени с вылетом нуклона мишени вперед, так что дифференциальное сечение этого процесса имеет вид

$$d\sigma/du = C \cdot \exp(-b \cdot |u|), \quad (1)$$

где u — квадрат переданного 4-импульса от флукона к вторичному нуклону, C и b — константы. Величина b изменялась при моделировании от 8 до 15 ГэВ $^{-2}$.

Полное сечение углерод-углеродного взаимодействия при импульсе 24 А ГэВ/с фиксировалось как $\sigma_t = \sigma_u + \sigma_e = 917$ мб, где $\sigma_u = 910$ мб значение полного сечения, определяемого по модели $uqmd$, а $\sigma_e = 7$ мб - добавка за счет электромагнитной ядерной фрагментации, рассчитанная в рамках модели RELDIS и учитывающая вклады процессов в потоке эквивалентных фотонов от сталкивающихся ядер. Полученная величина полного сечения σ_t совпадает с расчетами по модели Глаубера [19] (см. также [20]) в пределах двух процентов. Полное сечение ядерной фрагментации σ_f приближенно может быть определено в виде разности $\sigma_f = \sigma_t - 4\pi R^2 = 251.9$ мб, где R — радиус ядра углерода. В работе [18] приведена оценка полного сечения ядерной фрагментации на основе анализа имеющихся экспериментальных данных, которая оказалась несколько ниже и составила 231.4 мб.

Анализируемые события углерод-углеродного рассеяния моделировались генератором $uqmd$ и нормированным электромагнитным генератором. Вероятности событию быть рожденным электромагнитным генератором или $uqmd$ -генератором определяются, соответственно, величинами $p_1 = 251.9 / 917 = 0.274$ и $p_2 = 1 - p_1 = 0.726$.

Для полного сечения протон-углеродного взаимодействия использовался пересчет экспериментальных данных по протон-протонному полному сечению σ_{pp} (см., например, [21-22]) по формуле

$$\sigma_t = \sigma_{pp} * A^\alpha, \quad (2)$$

где A – массовое число ядра, а подобранный нами параметр $\alpha=0.835$. Значение полного сечения, определяемого по формуле (2) при 24 ГэВ/с, совпадает с расчетами этой величины по модели *uqmd* с точностью 2 %.

Таблица 1. Каналы фрагментации ядра ^{12}C .

Номер канала	Канал	Вес канала (%)
1	$^{11}\text{C} + n$	22.67
2	$^{10}\text{C} + 2n$	1.06
3	$^9\text{C} + 3n$	0.12
4	$^{11}\text{B} + p$	27.4
5	$^{10}\text{B} + d$	18.4
6	$^8\text{B} + ^3\text{H} + n$	0.84
7	$^{10}\text{Be} + 2p$	2.97
8	$^9\text{Be} + ^3\text{He}$	5.00
9	$^7\text{Be} + ^5\text{He}$	5.96
10	$^9\text{Li} + 3p$	0.30
11	$^8\text{Li} + ^4\text{Li}$	1.40
12	$^7\text{Li} + ^3\text{He} + d$	4.05
13	$2\ ^6\text{Li}$	2.06
14	$^8\text{He} + 4p$	0.03
15	$^6\text{He} + 2\ ^3\text{He}$	1.21
16	$3\ ^4\text{He}$	3.91
17	$^9\text{B} + ^3\text{H}$	2.50

Наконец, отметим, что часть вторичных рожденных нуклидов сильно нестабильна и распадается за характерные времена меньше, чем 10^{-16} с. К таковым относятся полностью нейтронные и протонные нуклиды с $A>1$, а также ряд нейтронно-избыточных и протонно-избыточных ядер, таких как ^4H , ^5H , ^6H , ^7H , ^5He , ^7He , ^9He , ^{10}He , ^4Li , ^5Li , ^{10}Li , ^{11}Li , ^5Be , ^6Be , ^8Be , ^7B , ^9B , ^8C , ^{10}N , ^{11}N , ^{12}O и др. Распад перечисленных ядер осуществлялся (по фазовому объему) в соответствии с имеющимися данными по модам распада и их вероятностям (см., например, [23]) за счет процессов развала или нейтронной/протонной радиоактивности.

3. Используемые переменные

Для анализа результатов моделирования введем среднее количество ϵ частиц (ядер) заданного типа, появляющихся на выходе канала в одном событии

$$\epsilon = N / N_0, \quad (3)$$

где N – полное количество частиц заданного типа на выходе канала, N_0 – количество сгенерированных событий взаимодействий в мишени. Величина ϵ совпадает с вероятностью прохождения частицы через канал и эффективностью канала при условии отбора в начальном состоянии сгенерированных событий, в которых происходит рождение одной анализируемой частицы (ядра).

Рассмотрим также число частиц N_p на выходе канала за цикл при данной интенсивности пучка от ускорителя I_0

$$N_p = I_0 * \epsilon * \nu, \quad (4)$$

где ν – доля пучковых частиц, взаимодействующих в мишени. Численное значение ν зависит от полного сечения изучаемого процесса, длины мишени и ее плотности.

4. Результаты моделирования рассеяния углерода на углероде

Анализ результатов моделирования начнем с энергетических спектров сгенерированных частиц.

4.1. Энергетические распределения

Распределение по сгенерированной энергии рожденных частицы (включая ядерные фрагменты) в реакции углерод-углеродного рассеяния реакции показано на рис. 1, зеленым цветом даны такие же распределения, но на выходе канала при его магнитной жесткости $P=48$ ГэВ/с. На рис. 2 показаны энергетические спектры частиц на выходе канала при последовательно увеличивающейся величине P : 48, 60 и 70 ГэВ/с. На рис. 3 представлены энергетические спектры сгенерированных нуклонов, π^+ -мезонов и K^+ -мезонов.

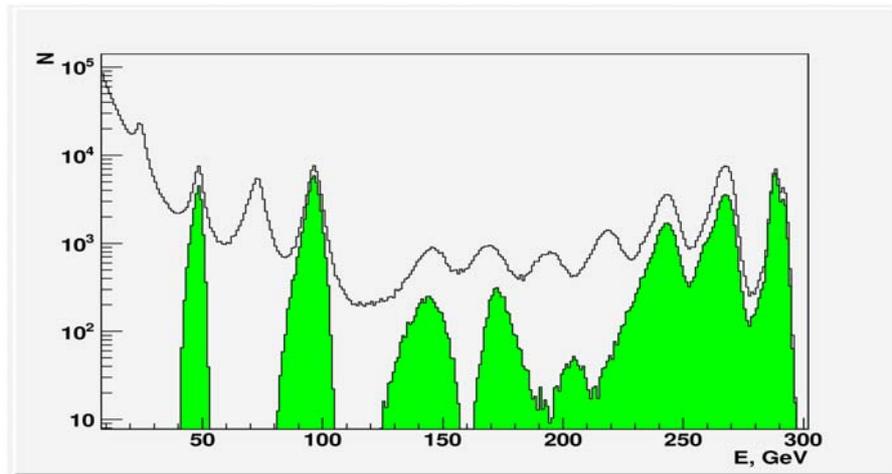


Рис. 1. Распределение по сгенерированной энергии рожденных частиц (включая ядерные фрагменты) в реакции углерод-углеродного рассеяния, зеленым цветом дан энергетический спектр частиц на выходе канала при его магнитной жесткости 48 ГэВ/с.

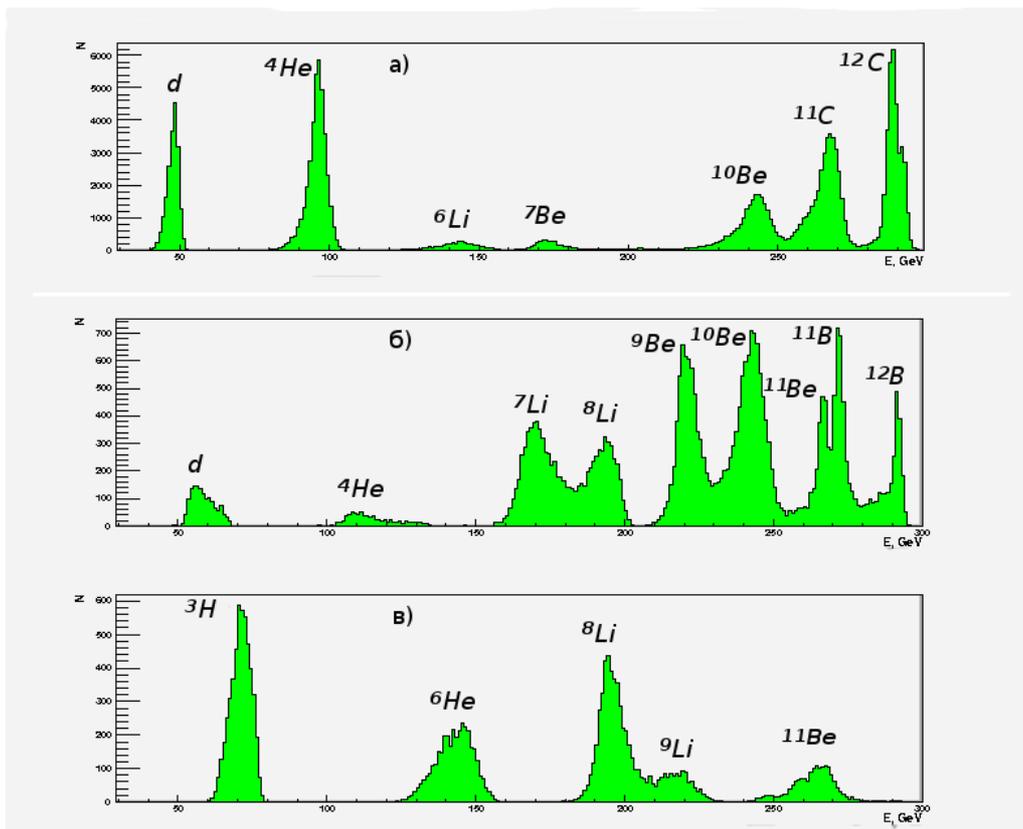


Рис. 2. Энергетические спектры частиц на выходе канала при последовательно увеличивающейся магнитной жесткости P: а) P=48 ГэВ/с с семью пиками при энергиях 48.5, 96.5, 144, 172, 242, 266, 286 ГэВ, соответствующих d, ^4He , ^6Li , ^7Be , ^{10}Be , ^{11}C , ^{12}C ; б) P=60 ГэВ/с с девятью пиками при энергиях 55.5, 112, 170, 194, 220, 242, 264, 272, 293 ГэВ, соответствующих d, ^4He , ^7Li , ^8Li , ^9Be , ^{10}Be , ^{11}Be , ^{11}B , ^{12}B ; в) P=70 ГэВ/с с пятью пиками при энергиях 71.5, 146, 194, 218, 268 ГэВ, соответствующих ^3H , ^6He , ^8Li , ^9Li , ^{11}Be .

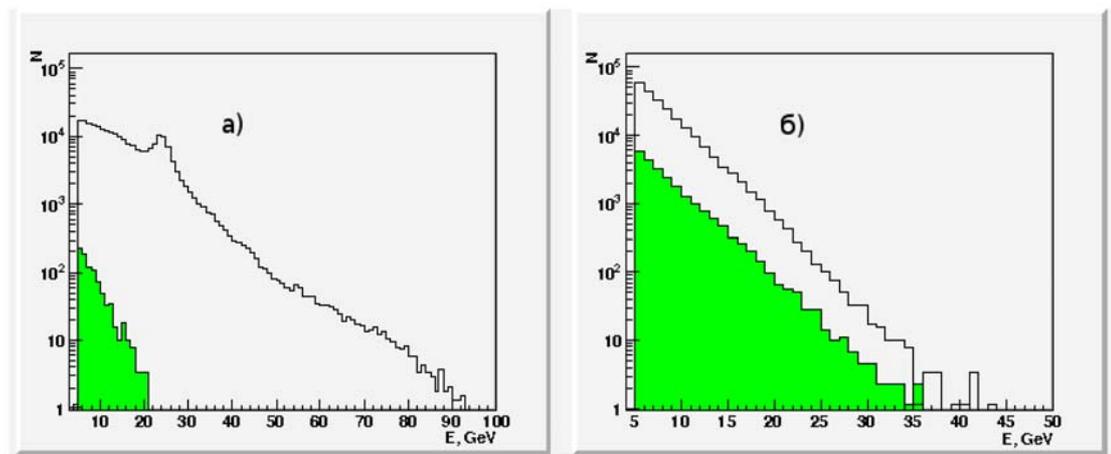


Рис. 3. Энергетические спектры сгенерированных нуклонов и мезонов в реакции углерод-углеродного рассеяния: а) протоны и антипротоны (зеленый цвет); б) π^+ -мезоны и K^+ -мезоны (зеленый цвет), продолжение спектров в область энергий $E > 25$ ГэВ объясняется за счет каналов фрагментации углерода и учета эффекта перерассеяния в модели urqmd.

4.2. Вероятность прохождения через канал протона от рассеяния флуктона

Рис. 4а показывает энергетический спектр сгенерированных вторичных протонов в реакции рассеяния флуктона (из двух нуклонов) на протоне ядра мишени с вылетом протона вперед. Видно, что пик распределения находится в районе удвоенной энергии нуклона из пучковой частицы (48 ГэВ), ширина пика составляет, примерно, 300 МэВ.

При определении числа частиц, дошедших до конца канала рассмотрим дополнительное условие, что суммарная энергия E_s на выходе канала попадает район $E_c=48$ ГэВ

$$| E_s - E_c | < D/2, \quad (5)$$

где $D=12$ ГэВ. На рис. 4б показана зависимость вероятности ε регистрации рассматриваемого протона на выходе канала от значения его магнитной жесткости при дополнительном учете отбора (5). Видно, что при настройке канала на $P=48$ ГэВ/с значение $\varepsilon=0.38$.

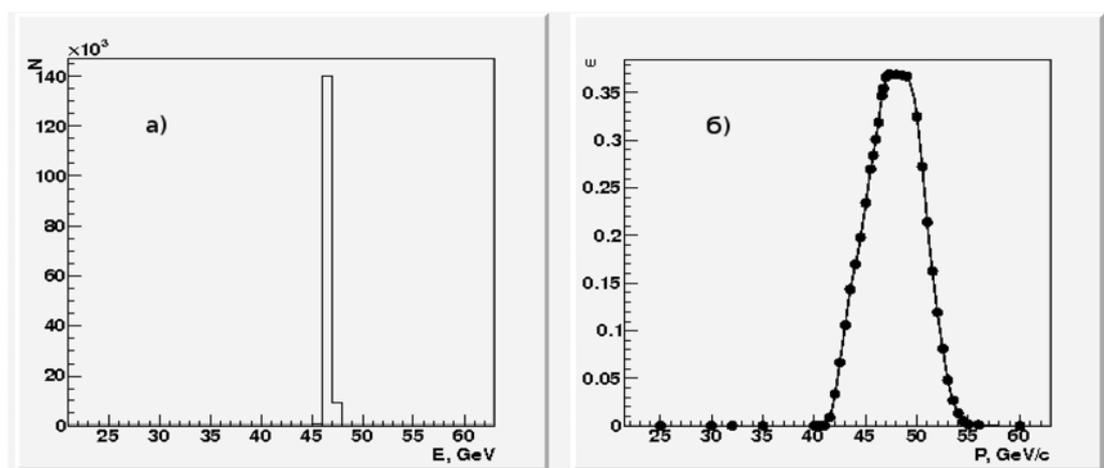


Рис. 4. а) энергетический спектр сгенерированных вторичных протонов в реакции рассеяния флуктона (из двух нуклонов) на протоне из ядра мишени с вылетом протона вперед; б) рассчитанная вероятность ϵ для этого протона пройти через канал в зависимости от его магнитной жесткости P и учета дополнительного отбора (5).

4.3. Количество вторичных ядерных фрагментов

На рис. 5 показан лего-график количества сгенерированных ядерных фрагментов в реакции углерод-углеродного рассеяния в зависимости от заряда Z и числа нейтронов во вторичном ядре $N=A-Z$. Гистограмма количества сгенерированных ядерных фрагментов представлена на рис. 6.

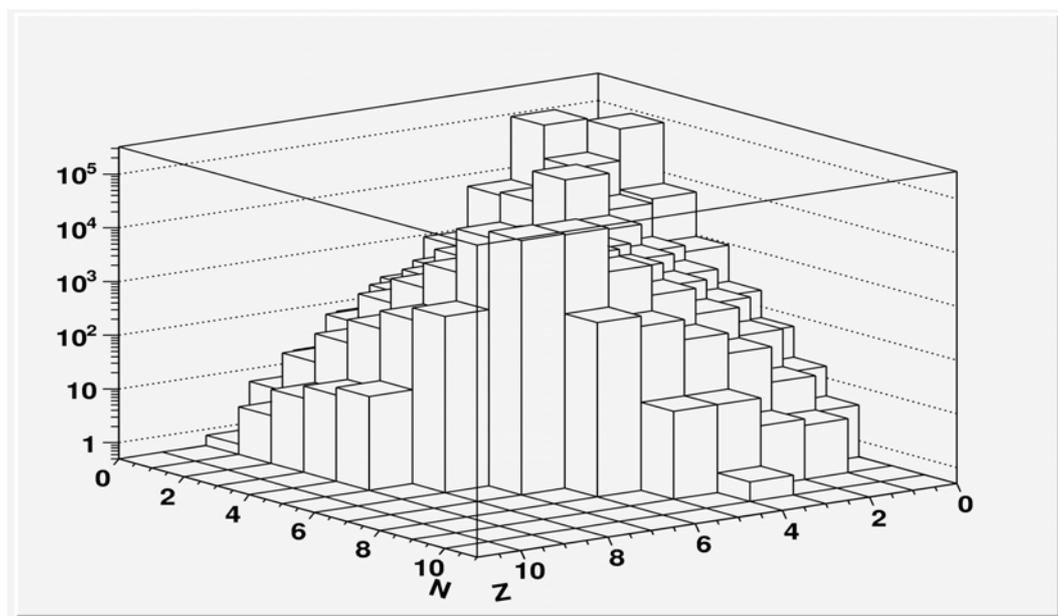


Рис. 5. Лего-график количества сгенерированных ядерных фрагментов в углерод-углеродном рассеянии в зависимости от заряда Z и числа нейтронов во вторичном ядре $N=A-Z$.

На рис. 7 представлена для углерод-углеродного рассеяния двумерная диаграмма количества ядерных фрагментов, дошедших до конца канала при его магнитной жесткости 48 ГэВ/с, в зависимости от заряда Z и числа нейтронов во вторичном ядре N , в том числе, и после учета дополнительного отбора (5). Видно, что для рассматриваемой реакции рассеяния флуктона на нуклоне ядерной мишени после отбора (5) имеются фоновые протоны и изотопы водорода – тритий и, в основном, дейтроны. Изотопы могут быть отбракованы черенковскими счетчиками. В результате остается только сравнительно небольшая примесь протонов, которые являются фоновыми для обнаружения флуктона.

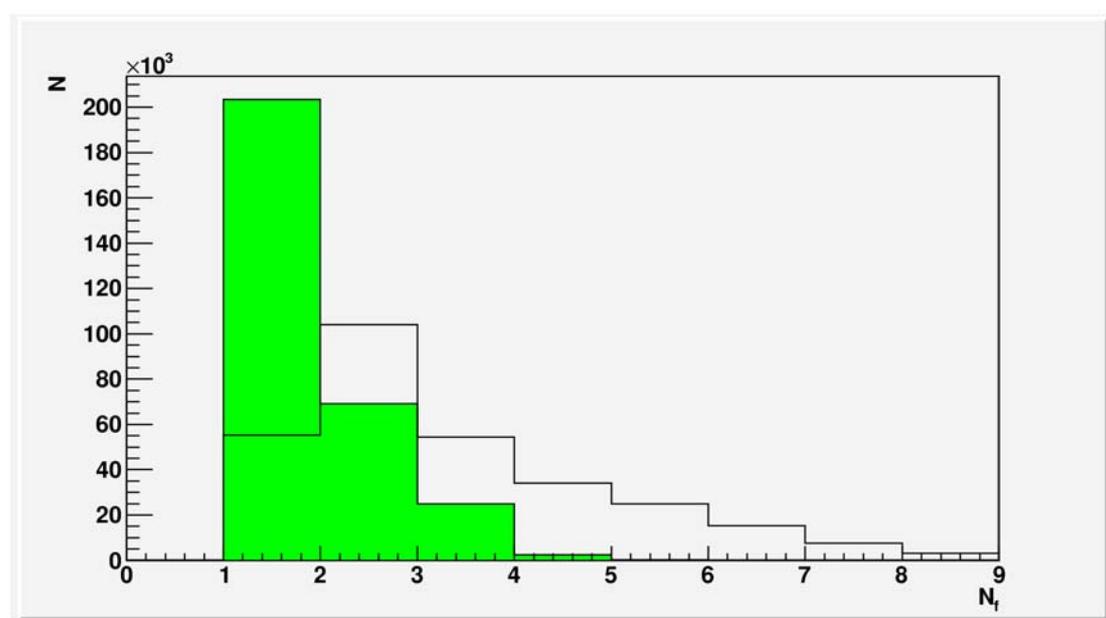


Рис. 6. Гистограмма количества сгенерированных ядерных фрагментов N_f в углерод-углеродном рассеянии, зеленым цветом выделены фрагменты с $A > 1$.

На рис. 8 приведено для углерод-углеродного рассеяния рассчитанное среднее количество ϵ (3) протонов в одном событии в конце канала в зависимости от его магнитной жесткости P . Там же показано (открытыми точками), что учет отбора (5), примерно, на порядок (до величины $5 \cdot 10^{-5}$) понижает значение ϵ в районе $P = 48$ ГэВ/с.

Рис. 9 показывает для ряда ядерных фрагментов аналогичные рассчитанные зависимости средних значений ϵ количества вторичных нуклидов в одном событии в конце канала от его магнитной жесткости. В табл. 2 даны рассчитанные оценки сечений рождения ядерных фрагментов и их выходов за один цикл ускорителя в зависимости

от жесткости канала P . Следующие табл. 3 и 4 содержат аналогичные данные по выходам протонов и заряженных мезонов.

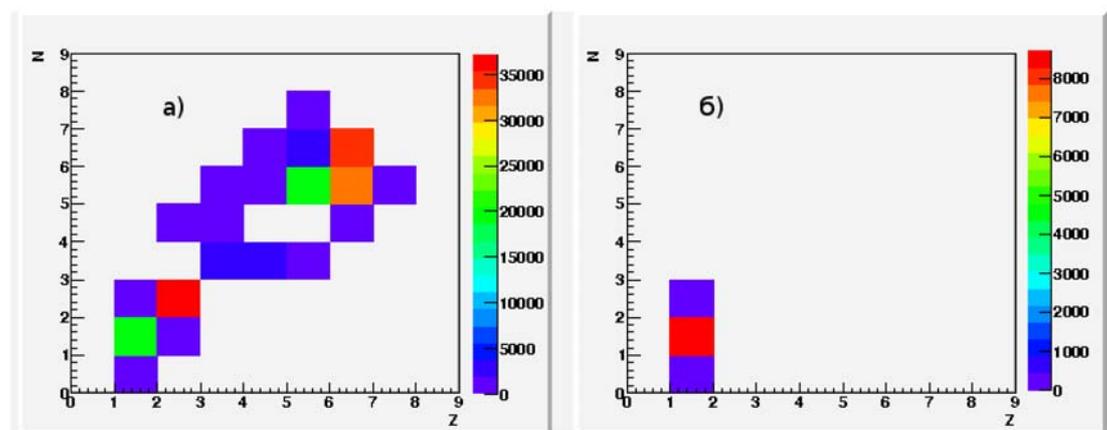


Рис. 7. Двумерная диаграмма количества ядерных фрагментов в углерод-углеродном рассеянии, дошедших до конца канала при его магнитной жесткости 48 ГэВ/с, в зависимости от заряда Z и числа нейтронов N во вторичном ядре: а) все фрагменты в конце канала, максимум распределения соответствует ${}^4\text{He}$ ($Z=N=2$); б) фрагменты из событий, удовлетворяющих дополнительному отбору (5), максимум в этом случае соответствует дейтрону ($Z=N=1$).

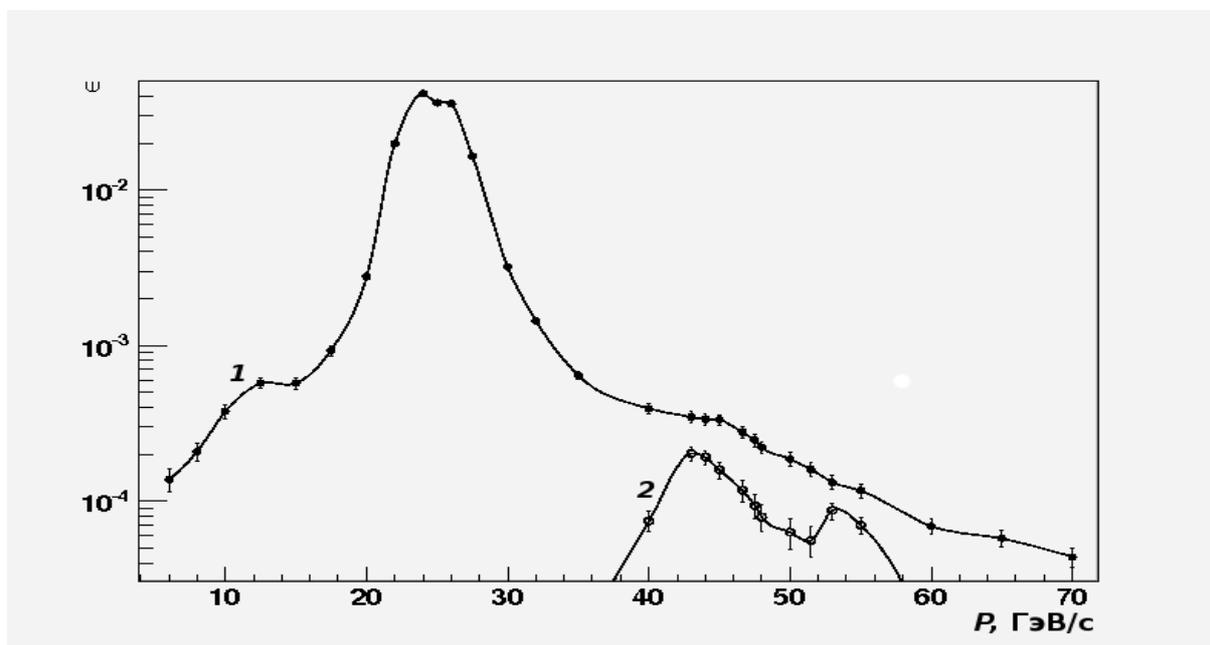


Рис. 8. Рассчитанное среднее количество ε (3) протонов в одном событии в конце канала в зависимости от его магнитной жесткости P : 1 (черные точки) – без учета дополнительного отбора (5); 2 (открытые точки) – с учетом отбора (5).

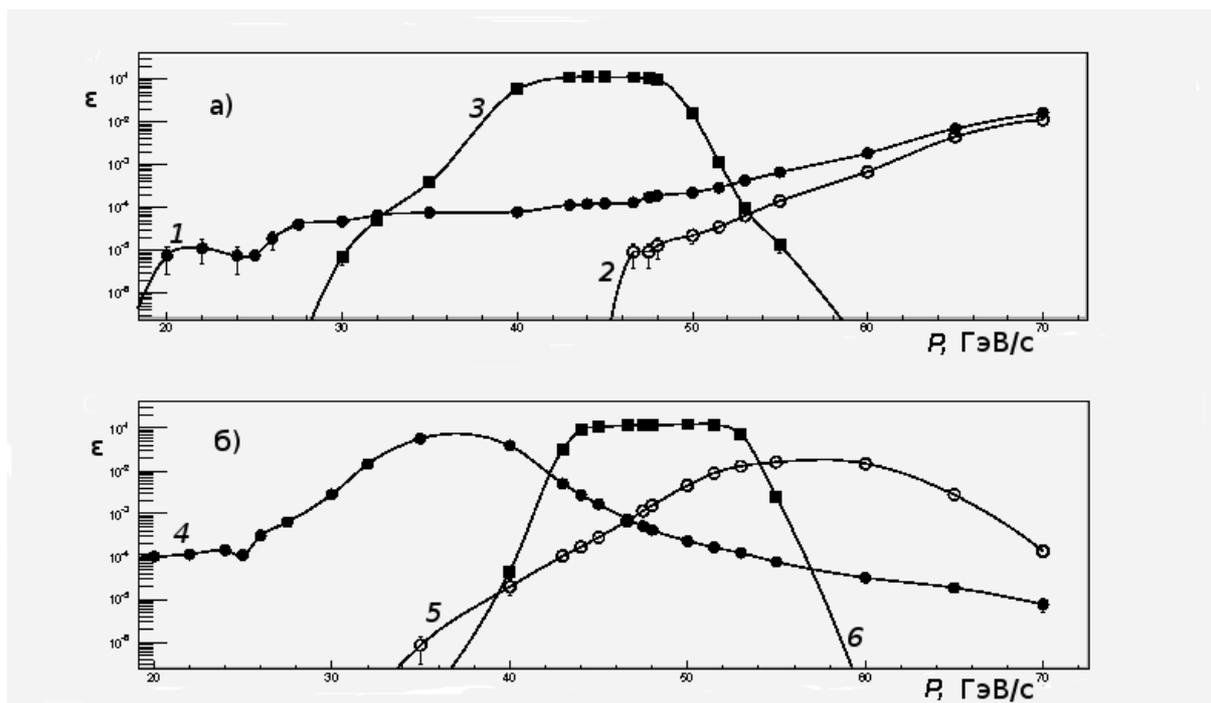


Рис. 9. Рассчитанное среднее количество ϵ ряда вторичных нуклидов в одном событии на выходе канала в зависимости от его магнитной жесткости R : а) 1 – тритон, 2 – ${}^6\text{He}$, 3 – ${}^{11}\text{C}$; б) 4 – ${}^3\text{He}$, 5 – ${}^7\text{Li}$, 6 – ${}^{12}\text{C}$.

Таблица 2. Вычисленные оценки сечений рождения σ ядерных фрагментов в углерод-углеродном рассеянии при 24 А ГэВ/с, а также их выходов N_p в конце канала 22 за один цикл ускорителя в зависимости от магнитной жесткости канала Р (если сечение изменяется после распадов нестабильных нуклидов с временами жизни менее 10^{-16} с, то новое значение указывается через знак наклонной черты, в круглых скобках приведены для сравнения результаты измерений при 2 А ГэВ/с [17], квадратные скобки содержат величины из подборки экспериментальных данных при низких энергиях [18], нестабильные нуклиды отмечены звездочкой). В расчетах интенсивность пучка принималась $3 \cdot 10^9$ 1/цикл, толщина мишени – 3 г/см². Замечание: канал 22 нельзя настраивать на жесткость Р=40 ГэВ/с для предотвращения попадания пучка углерода в здание 2А.

Номер	Z	A	Ядро	Р, ГэВ/с	σ , мбн	N_p , 1/цикл
1	2	3	³ He	35	36.4 / 127 (12) [5]	2.41e+07
2*	6	9	⁹ C	35	9.28/ 11.6 (934) [0.2]	4.17e+06
3*	6	10	¹⁰ C	40	25.1 / 30 (4.16) [2]	1.26e+07
4*	4	7	⁷ Be	43	26.3 (18.6) [12]	7.33e+06
5*	7	12	¹² N	43	7.86	3.46e+06
6*	6	11	¹¹ C	45	108 (46.5) [53]	4.52e+07
7	1	2	d	50	132 / 225 (314)	2.75e+07
8	2	4	⁴ He	50	83.5/ 170 (173) [50]	5.37e+07
9	3	6	⁶ Li	50	23.3 [4]	5.39e+06
10	5	10	¹⁰ B	50	71.3 (24.1) [38]	2.76e+07
11	6	12	¹² C	50	106	4.73e+07
12	5	11	¹¹ B	53	122 (52.6) [70]	5.05e+07
13	3	7	⁷ Li	55	22.6 (21.9) [7]	6.32e+06
14	4	9	⁹ Be	55	34.6 (18.6) [10]	1.31e+07
15*	4	10	¹⁰ Be	60	26.8 (5.81) [10]	1.11e+07
16*	5	12	¹² B	60	7.34 (194)	3.24e+06
17*	3	8	⁸ Li	65	16.5/21.9 (2.10) [2.4]	7.90e+06
18*	4	11	¹¹ Be	65	4.72/4.69	1.96e+06
19*	1	3	³ H	70	31.8 / 72.8 (119) [5]	6.39e+06
20*	2	6	⁶ He	70	12.4 / 19.3 (30.9) [2]	4.52e+06
22*	3	9	⁸ He	70	3.02 / 3.91 (9.51) [0.035]	2.91e+03
23*	3	9	⁹ Li	70	8.77 / 5.51 (9.51) [0.5]	1.86e+06
24*	4	12	¹² Be	70	0.181	6.85e+04

Таблица 3. Вычисленные оценки выходов N_p в конце канала 22 протонов, заряженных P^{+-} и K^{+-} -мезонов за один цикл ускорителя в углерод-углеродном рассеянии при 24 А ГэВ/с в зависимости от магнитной жесткости канала Р (выходы частиц простираются в область энергий $E > 25$ ГэВ за счет каналов фрагментации углерода и учета эффекта перерассеяния в модели *urqmd*). Интенсивность пучка составляет $3 \cdot 10^9$ 1/цикл, толщина мишени равна 3 г/см^2 .

Номер	Р, ГэВ/с	протоны	П-мезоны	К-мезоны
1	6	5.39e+04	8.60e+04	8.98e+02
2	8	8.19e+04	1.37e+05	2.37e+03
3	10	1.49e+05	1.76e+05	2.61e+03
4	12	2.21e+05	1.25e+05	2.46e+03
5	15	2.35e+05	8.02e+04	2.23e+03
6	18	3.66e+05	6.87e+04	2.84e+03
7	20	1.09e+06	6.06e+04	2.06e+03
8	22	5.77e+06	6.37e+04	2.47e+03
9	24	1.63e+07	1.46e+05	4.60e+03
10	25	1.43e+07	1.30e+05	5.24e+03
11	26	1.40e+07	1.22e+05	8.74e+03
12	28	6.46e+06	6.53e+04	3.59e+03
13	30	1.26e+06	2.74e+04	1.79e+03
14	32	5.66e+05	1.52e+04	7.28e+02
15	35	2.52e+05	1.23e+04	0
16	40	1.55e+05	3.72e+03	0
17	43	1.37e+05	2.01e+03	0
18	44	1.32e+05	1.93e+03	0
19	45	1.21e+05	1.82e+03	0
20	47	1.09e+05	1.71e+03	0
21	48	9.66e+04	1.59e+03	0
22	48	8.70e+04	1.46e+03	0
23	50	7.33e+04	1.35e+03	0
24	52	6.28e+04	1.03e+03	0
25	53	5.20e+04	6.75e+02	0
26	55	4.60e+04	0	0
27	60	2.70e+04	0	0
28	65	2.26e+04	0	0
29	70	1.72e+04	0	0

Таблица 4. Вычисленные оценки выходов N_p в конце канала 22 протонов, заряженных π^+ -мезонов (протоны, антипротоны и K^+ -мезоны отсутствуют) за один цикл ускорителя в углерод-углеродном рассеянии при 24 А ГэВ/с в зависимости от магнитной жесткости канала Р, настроенного на выделение антипротонов. Интенсивность пучка составляет $3 \cdot 10^9$ 1/цикл, толщина мишени равна 3 г/см^2 .

Номер	Р, ГэВ/с	π -мезоны
1	6	1.02e+05
2	8	1.53e+05
3	12	1.37e+05
4	15	5.39e+04
5	18	3.21e+04
6	20	2.19e+04
7	22	2.04e+04
8	24	1.02e+04
9	25	7.37e+03
10	26	4.28e+03
11	28	2.02e+03
12	30	1.17e+03
13	31-70	0

5. Результаты моделирования рассеяния протона на углероде

На рис. 10 показаны сгенерированные энергетические спектры вторичных частиц в реакции протон-углеродном рассеянии при импульсе начального протона 24 ГэВ/с. Видно, что в этом случае энергии частиц ограничены характерной величиной 25 ГэВ. В табл. 5 и 6 даны вычисленные оценки выходов протонов и заряженных мезонов в конце канала 22 за один цикл ускорителя в зависимости от жесткости канала Р.

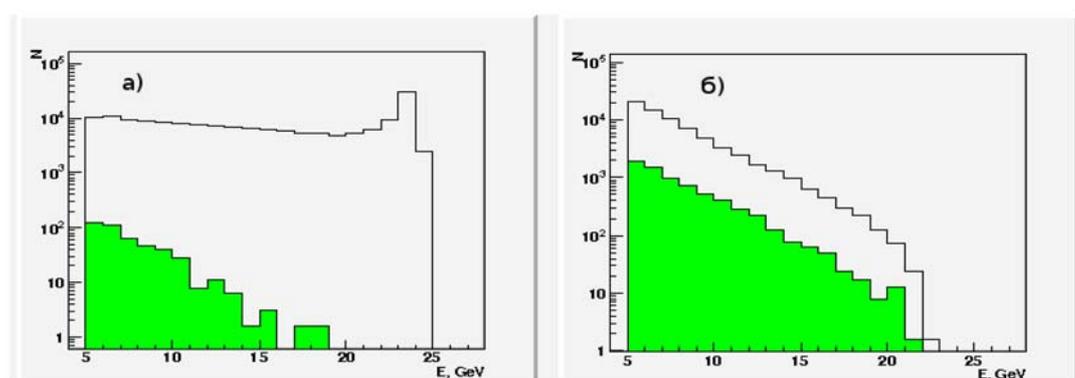


Рис. 10. Энергетические спектры сгенерированных в протон-углеродном рассеянии вторичных протонов (а) и антипротонов (а, зеленый цвет), π^- -мезонов (б) и K^+ -мезонов (б, зеленый цвет).

Таблица 5. Вычисленные оценки выходов N_p в конце канала 22 протонов, заряженных π^+ - и K^+ -мезонов за один цикл ускорителя в протон-углеродном рассеянии при 24 ГэВ/с в зависимости от магнитной жесткости P канала. Интенсивность пучка составляет 10^{11} 1/цикл, толщина мишени равна 3 г/см^2 .

Номер	P , ГэВ/с	протоны	π -мезоны	K -мезоны
1	6	9.72e+05	2.56e+05	0
2	8	1.27e+06	3.17e+05	1.32e+04
3	10	1.89e+06	3.73e+05	1.12e+04
4	12	3.54e+06	3.05e+05	1.24e+04
5	15	5.52e+06	2.87e+05	1.41e+04
6	18	7.29e+06	2.43e+05	2.33e+04
7	20	1.13e+07	3.12e+05	4.92e+04
8	22	2.68e+07	4.08e+05	6.03e+04
9	24	5.28e+07	5.28e+05	7.60e+04
10	25	4.60e+07	5.28e+05	3.41e+04
11	26	2.66e+07	3.36e+05	1.79e+04
12	28	2.83e+06	7.20e+04	0
13	30	4.76e+04	0	0
14	31-70	0	0	0

Таблица 6. Вычисленные оценки выходов N_p в конце канала 22 протонов, заряженных π^+ -мезонов (протоны, антипротоны и K^+ -мезоны отсутствуют) за один цикл ускорителя в протон-углеродном рассеянии при 24 ГэВ/с в зависимости от магнитной жесткости канала P , настроенного на выделение антипротонов. Интенсивность пучка составляет 10^{11} 1/цикл, толщина мишени равна 3 г/см^2 .

Номер	P , ГэВ/с	π -мезоны
1	6	1.53e+05
2	8	2.99e+05
3	10	1.96e+05
4	12	1.94e+05
5	15	1.45e+05
6	18	2.4e+04
7	20	4.3e+03
8	21-70	0

6. Сравнение с экспериментальными данными по рождению адронов вперед

В работе [24] измерены сечения образования заряженных адронов в pA -взаимодействиях при энергии 67 ГэВ в переднем направлении. Для проверки достоверности вычисленных результатов моделировался процесс рассеяния протона с импульсом 67 ГэВ/с на тонкой алюминиевой мишени (длина 3.7 см). Рассматривались сечения рождения заряженных π^+ -мезонов и протонов для полярного угла их вылета 4 мрад, отсчитываемого от направления пучковой частицы. Указанные условия соответствуют имеющимся экспериментальным данным из работы [24]. Результаты вычисления сечений для π^+ -мезонов и протонов в зависимости от импульса вторичной частицы представлены на рис. 11. Сравнение с экспериментальными распределениями из работы [24] показывает вполне хорошее совпадение модели с экспериментом в пределах 5 %.

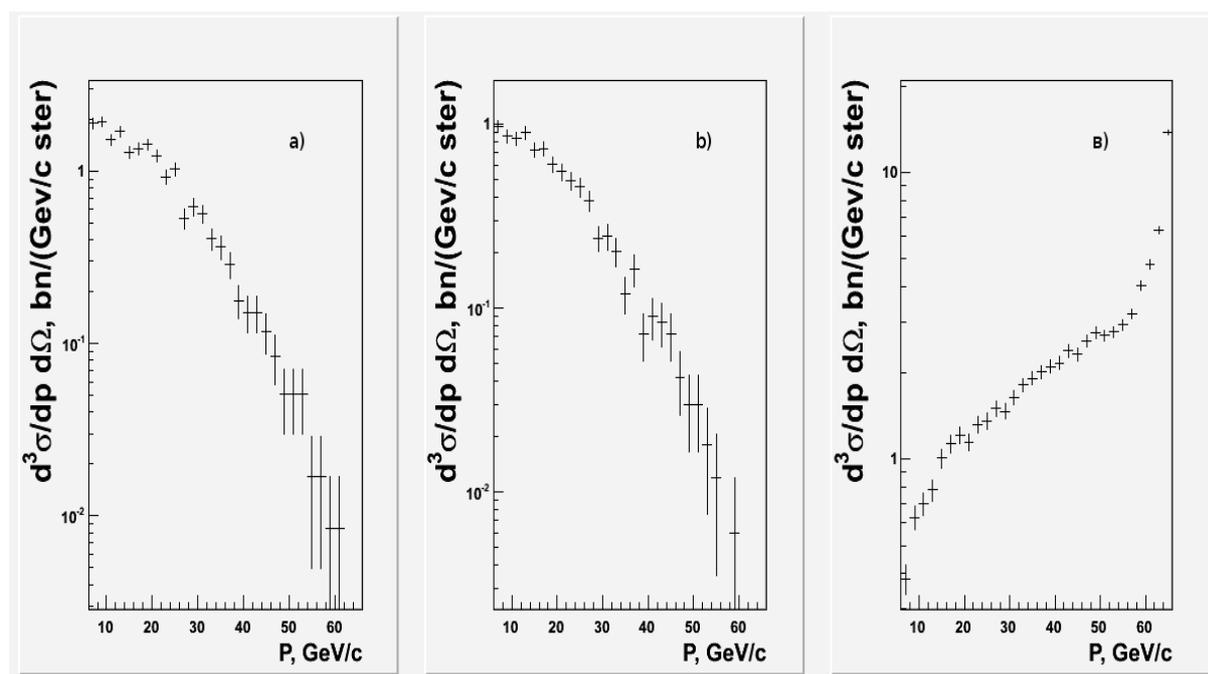


Рис. 11. Вычисленные дифференциальные сечения $d^3\sigma/dp d\Omega$ рождения π^+ (а), π^- -мезонов (б) и протонов (в) в зависимости от их импульса P при рассеянии протона на тонкой алюминиевой мишени (толщина 3.7 см) при 67 ГэВ/с для полярного угла вылета вторичных частиц 4 мрад, отсчитываемого от направления пучка.

7. Некоторые предварительные экспериментальные результаты при наладке пучка углерода

На рис. 12 показан экспериментальный амплитудный спектр с адронного калориметра установки ФОДС, полученный на ускорителе У-70 (Протвино) при работе в режиме тестовой наладки пучка углерода с импульсом 24 А ГэВ/с, взаимодействующего на углеродной мишени. Магнитная жесткость канала составляла 70 ГэВ/с. При данных условиях должны регистрироваться вторичные ядерные фрагменты с $Z/A=24/70$, что близко к $1/3$. Таковыми являются ${}^3\text{H}$, ${}^6\text{He}$ и ${}^9\text{Li}$. Кроме указанных нуклидов достаточно близким к $1/3$ отношением Z/A обладает ${}^8\text{Li}$, для него $Z/A=3/8=0.375$. Нуклид ${}^8\text{Li}$ имеет наибольший выход при жесткости канала 65 ГэВ/с (см. табл. 2), однако при рассматриваемой жесткости 70 ГэВ/с его выход уменьшается незначительно и сравним с выходом ${}^6\text{He}$. Количества нуклонов в рассматриваемых ядрах ${}^3\text{H}$, ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{Li}$ и ${}^9\text{Li}$ находятся в отношении $1 : 2 : 2.67 : 3$. На гистограмме наблюдаются четыре сигнала, положения которых находятся, соответственно, при 800, 1500, 1950 и 2350 отсчетов АЦП. С учетом величины пьедестала 80 отсчетов отсюда оцениваем, что энергии этих пиков в калориметре удовлетворяют отношениям достаточно близким к указанным выше, а именно $1 : 1.97 : 2.61 : 3.16$. Более детальный анализ показанных предварительных данных выходит за рамки этой работы.

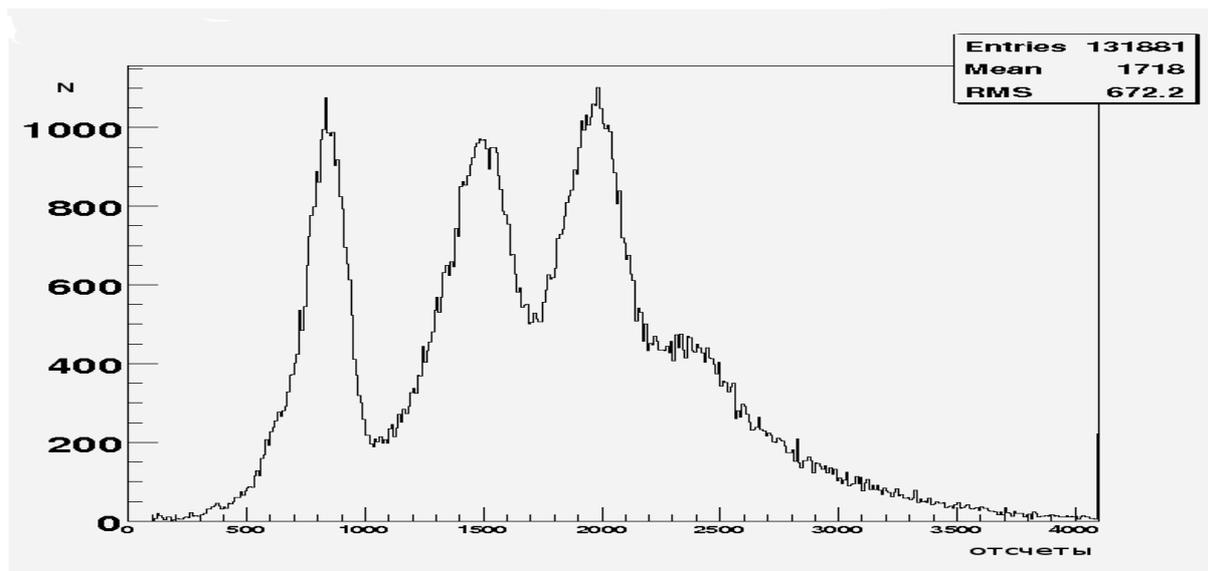


Рис. 12. Экспериментальный амплитудный спектр с адронного калориметра установки ФОДС, полученный на ускорителе У-70 (Протвино) при работе в режиме наладки пучка углерода с импульсом 24 А ГэВ/с, взаимодействующего на углеродной мишени, при магнитной жесткости канала 70 ГэВ/с.

Заключение

В данной работе представлены результаты моделирования канала частиц 22 ускорителя У-70 (Протвино) для выделения и транспортировки легких ядер высоких энергий. Расчеты выполнены в среде виртуального Монте-Карло из пакета ROOT в рамках программы GEANT4. Изучалось как прохождение пучковых ядер углерода по каналу, так и вторичных ядерных фрагментов и частиц от рассеяния углерода и протонов с импульсом 24 А ГэВ/с на на углеродной мишени, установленной в голове канала 22. Получены оценки сечений рождения ядерных фрагментов и заряженных мезонов, а также их выходов в конце канала 22 за один цикл ускорителя в диапазоне настройки магнитной жесткости канала от 6 до 70 ГэВ/с. Для процесса с участием в рассеянии флукона из ядра пучкового углерода оценен вклад фоновых протонов в конце канала 22 от обычного углерод-углерод взаимодействия на уровне $\epsilon = 5 \cdot 10^{-5}$ на одно событие.

Список литературы

1. Д. И. Блохинцев. ЖЭТФ 33, с. 1295 (1957).
2. А.Г. Афонин, Н.А. Галяев, В.Н. Гресь и др. Препринт ИФВЭ 90-38, Протвино, 1990.
3. Абрамов В. В., Балдин Б. Ю., Бузулуцков А. Ф. и др. Препринт ИФВЭ, ОММС 91-144, Протвино, 1991 г.; ПТЭ, 1992, т. 6, с. 75.
4. В.В. Авдейчиков, А.Н. Алеев, Е.Н. Ардашев и др. ПТЭ 2013, N⁰ 1, с. 14-37.
5. М.Ю. Боголюбский, А.Ю. Бордановский, В.В. Волков и др. Препринт ИФВЭ 2013-11, Протвино, 2013; <http://web.ihep.su/library/pubs/rep2013/ps/2013-11.pdf>
6. <http://root.cern.ch>
7. <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/>
8. <http://geant4.cern.ch/support/userdocuments.shtml>
9. С.В. Евдокимов. Магистерская диссертация (дипломная работа), физический факультет МГУ, Москва (Институт физики высоких энергий, Протвино) 2012.
10. <http://urqmd.org>
11. [S. A. Bass, M. Belkacem, M. Bleicher at al., Prog. Part. Nucl. Phys. 41 \(1998\) 225-370 ;](#) ArHiv: nucl-th/9803035v2, 19 March 1998, revised August 1, 2011.
12. M. Bleicher, E. Zabrodin, C. Spieles et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.. 25 (1999), p. 1859-1896; hep-ph/9909407.

13. И. А. Пшеничников. ФЭЧАЯ 2011, Т. 42, вып. 3, стр. 415.
14. V.M. Budneev et al., Phys.Rep. 15C (1975), p.181-282.
15. G. Vaur et al., Phys.Rep. 364(2002), p. 359-450.
16. В.Б. Берестецкий, Е.М. Лифшиц и Л.П. Питаевский. Квантовая электродинамика. Москва, Наука, 1989.
17. P. J. Lindstrom, D. E. Greiner, H. H. Heckman et al. Preprint LBL-3650, Berkeley, 1975.
18. А.М.Зайцев, http://www.ihep.su/ihep/doc_seminar/NSC-08/081223/Zaitsev.ppt
19. Глаубер Р. Успехи физ. наук, 1971, т. 103, с. 641.
20. S.Yu. Shmakov and V.V. Uzhinskii, Comp. Phys. Comm., 1989, v. 54, p. 125; <http://HEPWEB.jinr.ru>; <http://hepweb.jinr.ru/glauber/server>
21. <http://www.inp.nsk.su/pdg/2009/hadronic-xsections/hadron.html>
22. The TOTEM Collaboration: G. Antchev, P. Aspell, I. Atanassov, V. Avati et al., *EPL* **96** 21002 (7pp); [doi:10.1209/0295-5075/96/21002](https://doi.org/10.1209/0295-5075/96/21002); <http://iopscience.iop.org/0295-5075/96/2/21002/fulltext>
23. http://ru.wikipedia.org/wiki/Изотопы_гелия
24. Н.И. Божко, А.А. Борисов, А.С. Вовенко и др. Ядерная физика, т. 31, вып. 6 (1980) с. 1246.

Рукопись поступила 18 декабря 2013 г.

М.Ю. Боголюбский

Выделение и транспортировка легких ядер каналом частиц 22 ускорителя У-70 (моделирование методом Монте-Карло).

Препринт отпечатан с оригинала-макета, подготовленного автором.

Подписано к печати 24.12.2013, Формат 60 × 84/16. Цифровая печать.
Печ.л. 1,5. Уч.– изд.л. 2,1. Тираж 80. Заказ 6. Индекс 3649.

ФГБУ ГНЦ ИФВЭ

142281, Протвино Московской обл., пл. Науки, 1.

Индекс 3649

ПРЕПРИНТ 2013-25, ИФВЭ, 2013
