

КУМУЛЯТИВНЫЕ π -МЕЗОНЫ В $^{12}\text{C} + ^9\text{Be}$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 3.2 ГэВ/НУКЛОН

© 2021 г. Б. М. Абрамов¹⁾, М. Базнат²⁾, Ю. А. Бородин¹⁾,
С. А. Булычев¹⁾, И. А. Духовской¹⁾, А. П. Крутенкова^{1)*},
В. В. Куликов¹⁾, М. А. Мартемьянов¹⁾, М. А. Мацюк¹⁾, Е. Н. Турдакина¹⁾

Поступила в редакцию 11.12.2020 г.; после доработки 11.12.2020 г.; принята к публикации 11.12.2020 г.

В эксперименте ФРАГМ на тяжелоионном ускорительно-накопительном комплексе ИТЭФ-ТВН измерены выходы кумулятивных заряженных π -мезонов при фрагментации ионов углерода с энергией 3.2 ГэВ/нуклон на бериллиевой мишени. Импульсные спектры π -мезонов перекрывают 4 порядка по величине инвариантного сечения и демонстрируют экспоненциальный спад с увеличением энергии. Измеренный параметр наклона сравнивается с аналогичными измерениями в нуклон-ядерных столкновениях и в ион-ионных взаимодействиях при меньших энергиях. Прослеживается энергетическая зависимость отношения выходов отрицательно и положительно заряженных π -мезонов и обсуждается ее связь с кулоновскими и изотопическими эффектами. Полученные данные сравниваются с предсказаниями нескольких моделей ион-ионных взаимодействий.

DOI: 10.31857/S0044002721040036

1. ВВЕДЕНИЕ

Механизмы кумулятивных процессов [1, 2], кинематически запрещенных во взаимодействиях свободных нуклонов, уже в течение многих десятилетий остаются нерешенными проблемами релятивистской ядерной физики. Предлагаемые гипотезы варьируются от образования многокварковых кластеров [3] в ядерной материи до эффектов многократного рассеяния при прохождении частиц через ядро [4, 5]. Наиболее полные экспериментальные данные по кумулятивным процессам получены в нуклон-ядерных взаимодействиях. Использование ион-ионных взаимодействий расширяет область исследований этих процессов и, возможно, укажет на пути решения этой проблемы. Кроме того, в настоящее время большое внимание уделяется вопросам феноменологически точного описания ядро-ядерных взаимодействий. На этом направлении было создано значительное количество программ моделирования ядро-ядерных взаимодействий, которые требуют как их экспериментальной проверки, так и совершенствования их базовых подходов. Тестирование таких моделей на кумулятивных процессах позволит оценить применимость моделей для широкой области кинематических переменных. Рождение π -мезонов,

в том числе кумулятивных, является основным неупругим процессом в области промежуточных энергий. Оно во многом является следствием рождения многочисленных мезонных и барионных резонансов. Поэтому тестирование вышеупомянутых моделей на процессах рождения π -мезонов позволяет надежно контролировать правильность учета рождения и промежуточных резонансов. Это является одной из целей эксперимента ФРАГМ [6], проводимого на многоцелевом тяжелоионном ускорительно-накопительном комплексе ИТЭФ-ТВН.

В настоящей статье выходы π -мезонов при фрагментации ионов углерода сравниваются с предсказаниями четырех широко используемых моделей ион-ионных взаимодействий: Binary Cascade (BC) [7], Intra Nuclear Cascade Liege (INCL)[8], Quantum Molecule Dynamics (QMD)[9] и Los Alamos Quark Gluon String Model (LAQGSM) [10]. Первые три модели имеются в свободном доступе в рамках пакета Geant4 [11, 12], поддерживаемого ЦЕРН. Расчеты по этим программам в версии Geant4.10.5 были выполнены нами. Последняя модель поддерживается и развивается в лаборатории LANL в США. Она является основой транспортного кода MCNP6 [13]. Все вышеупомянутые модели рассматривают ядро-ядерные взаимодействия как последовательность общих процессов, таких как внутриядерный каскад, образование возбужденных префрагментов и их последующее девозбуждение по каналам

¹⁾НИЦ “Курчатовский институт” — ИТЭФ, Москва, Россия.

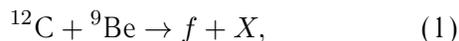
²⁾Институт прикладной физики, Академия наук Молдовы, Кишинев, Молдова.

*E-mail: krutenk@itep.ru

фермиевского развала, деления и испарения. Однако конкретная реализация этих шагов в разных моделях различна и описание этих различий выходит далеко за рамки данной публикации. Полезная информация по этому вопросу содержится в руководстве по физике в Geant4 [14].

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

В эксперименте ФРАГМ изучалась фрагментация ионов углерода на внутренней бериллиевой мишени ускорителя



где f — фрагмент. Здесь и далее для простоты слово “фрагмент” будет включать и π -мезоны. Экспериментальная установка создана на базе двухступенчатого магнито-оптического канала, расположенного под углом $3.5^\circ \pm 0.5^\circ$ к внутреннему пучку ионов в ускорителе. В качестве мишени использовалась узкая вертикальная полоска из 50-мкм Ве-фольги, что позволяло одновременно иметь как высокую светимость за счет многократного прохождения ионов через мишень, так и малые размеры источника для полного использования высокого импульсного разрешения канала. Монитором служил телескоп из трех сцинтилляционных счетчиков, смотрящий непосредственно на мишень ускорителя под углом около 2° . В первом и втором фокусах канала располагались сцинтилляционные счетчики, которые использовались для амплитудных и времяпролетных измерений. Фрагменты идентифицировались на корреляционных распределениях амплитуда (функция заряда фрагмента) — время пролета (функция массы фрагмента). Для дополнительной идентификации π -мезонов использовался пороговый черенковский счетчик, размещенный во втором фокусе. Подробное описание установки приведено в [6]. При каждой энергии иона выходы фрагментов измерялись сканированием по импульсу канала с шагом 50–200 МэВ/с. Импульсный захват канала составлял $\pm 1.5\%$. Данные набирались при нескольких кинетических энергиях ионов в диапазоне 0.3–3.2 ГэВ/нуклон. Опубликованные результаты по выходам ядерных фрагментов приведены в [15–18] для 0.3, 0.6, 0.95 и 2 ГэВ/нуклон соответственно. В дальнейшем мы будем обсуждать только данные, полученные при энергии ионов углерода 3.2 ГэВ/нуклон. Пример идентификации фрагментов при жесткости магнито-оптического канала 3.0 ГэВ/с приведен на рис. 1. Видна хорошая идентификация всех зарегистрированных ядерных фрагментов: протонов, дейтронов, тритонов и ^3He , а также хорошее разделение при этом импульсе протонов и положительно заряженных π -мезонов.

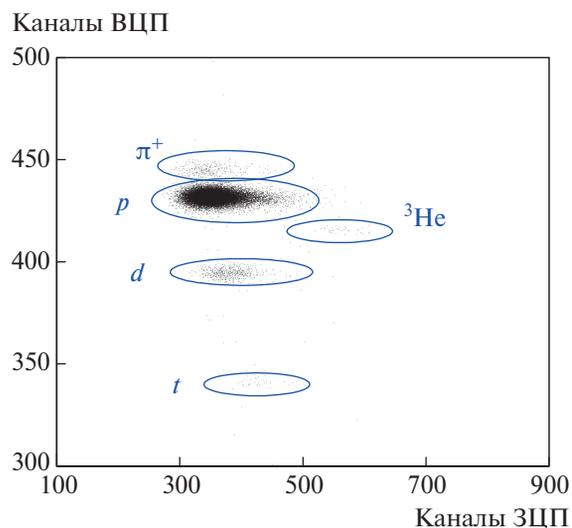


Рис. 1. Идентификация π^+ -мезонов на двумерном распределении: каналы зарядово-цифрового преобразователя ЗЦП (функция заряда фрагмента) против каналов время-цифрового преобразователя ВЦП (функция массы фрагмента) при импульсе 3.0 ГэВ/с.

Этот метод идентификации π -мезонов использовался до импульса 3.0 ГэВ/с. При больших импульсах фон протонов подавлялся с помощью сигнала с порогового газового черенковского счетчика, заполненного фреоном-12 под давлением 2 атм. При этом порог регистрации для π -мезонов составлял 2 ГэВ/с, а для протонов 14 ГэВ/с. Область вблизи 3 ГэВ/с, где π -мезоны еще надежно выделялись без черенковского счетчика, использовалась для определения небольшой поправки, связанной с расположением черенковского счетчика в магнито-оптическом канале. Это делалось путем измерений с и без размещения счетчика в магнито-оптическом канале. Рисунок 2 показывает, что черенковский счетчик подавляет фон протонов примерно в 1000 раз и позволяет, используя фитирование распределения по времени пролета, измерить энергетическую зависимость выхода π^+ -мезонов. Измерение выхода отрицательно заряженных π -мезонов проводилось путем изменения полярности магнитного поля во всех элементах магнито-оптического канала без черенковского счетчика. Эффективность установки вычислялась с помощью проведения траекторий частиц в магнито-оптическом канале, используя Geant4. При этом учитывалось многократное рассеяние, ионизационные потери и ядерные взаимодействия в веществе детекторов. Для π -мезонов учитывался их распад и регистрация продуктов распада детекторами установки.

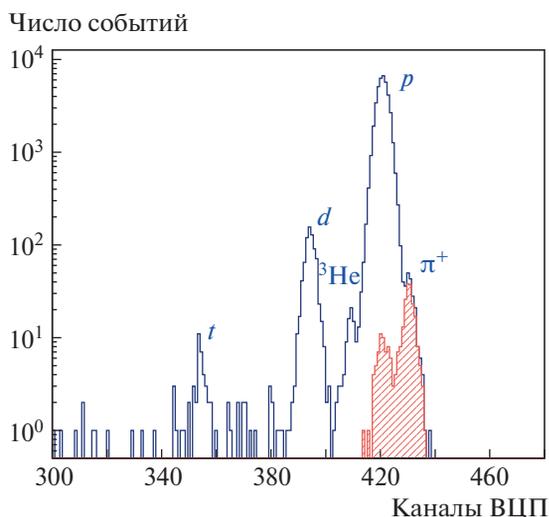


Рис. 2. Выделение π^+ -мезонов на фоне протонов по времени пролета при 3.4 ГэВ/с, используя подавление протонов черенковским счетчиком (заштрихованная область).

3. ИМПУЛЬСНЫЕ СПЕКТРЫ ПРОТОНОВ И π -МЕЗОНОВ

Дифференциальные сечения выхода протонов и π^- -мезонов под углом 3.5° $d^2\sigma/dpd\Omega$ в лабораторной системе координат приведены на рис. 3 вместе с предсказаниями четырех моделей ионных взаимодействий. Данные по π^+ не приводятся, так как в логарифмическом масштабе они практически неотличимы от данных по π^- -мезонам и будут использоваться только при обсуждении отношения выходов π^- - и π^+ -мезонов. Статистические ошибки измерений и расчетов, как правило, меньше использованных символов. Только при максимальных импульсах π^- -мезонов они становятся заметными. Это связано с использованной нами статистикой смоделированных событий, которая составляла 10 млн. для каждой модели. Для получения дифференциальных сечений в моделях необходимо было задать полное неупругое сечение взаимодействия ионов углерода с бериллиевой мишенью. Эта величина непосредственно вычисляется только в модели LAQGSM. Она с точностью в 7% согласуется с феноменологической параметризацией [19] и составляет 834 мбн для кинетической энергии ионов углерода 3.2 ГэВ/нуклон. Мы использовали эту величину для всех моделей. Так как в нашем эксперименте абсолютные сечения не измеряются, а измеряются только выходы по отношению к монитору, то, как и в предыдущих работах [18, 20], проводилась нормировка спектра протонов на предсказания моделей в области максимума фрагментационного пика протонов около 4 ГэВ/с. В этой области все модели предсказывают

близкие величины дифференциальных сечений, что позволяет оценить ошибку этой процедуры нормировки в 20%. Все модели, кроме QMD, хорошо описывают и форму фрагментационного пика протонов. QMD сильно заужает фрагментационный пик. Для импульсных спектров π^- -мезонов расхождения между предсказаниями моделей заметно больше. Однако все модели предсказывают близкий к экспоненциальному спад сечения с ростом импульса π -мезона, правда, с разными показателями наклона. На рис. 3 стрелкой обозначена граница кумулятивной области. Фактически это максимальный импульс π^+ -мезона в реакции $p + p \rightarrow d + \pi^+$, рождающегося под углом в 3.5° в лабораторной системе. Рождение π -мезонов с большим импульсом в столкновениях свободных нуклонов запрещено законом сохранения энергии/импульса. Интересно отметить, что модель ВС практически идеально описывает экспериментальные данные от 1.5 до 4.8 ГэВ/с. При меньших импульсах данные указывают на выполаживание импульсной зависимости сечения выхода π -мезонов, что соответствует предсказаниям INCL и LAQGSM, в то время как ВС и QMD предсказывают спад сечения с уменьшением импульса π -мезона.

4. π -МЕЗОНЫ В СИСТЕМЕ ПОКОЯ НАЛетаЮЩЕГО ЯДРА

В эксперименте ФРАГМ фрагментация ядер изучается в так называемой обратной кинематике, когда регистрируются высокоэнергетические фрагменты налетающего ядра. Этот метод обладает некоторыми преимуществами перед измерением фрагментации покоящегося ядра мишени. В обратной кинематике возможно измерение фрагментов, покоящихся в системе покоя налетающего ядра, и за счет релятивистского сжатия обеспечивается большой угловой захват. Это в равной степени относится и к π -мезонам. Однако при анализе кумулятивных процессов принято использовать систему покоя фрагментирующего ядра. В этой системе наши данные представлены на рис. 4. По оси абсцисс отложена кинетическая энергия π -мезона, по оси ординат — инвариантное сечение $(E/p^2)d^2\sigma/(dpd\Omega)$, где E — полная энергия, а p — импульс π -мезона. В этой системе координат налетающим ядром является ядро бериллия, а π -мезон вылетает в заднюю полусферу по отношению к налетающему ядру. При этом угол вылета пиона при фиксированном угле вылета в лабораторной системе координат (в нашем эксперименте это $3.5 \pm 0.5^\circ$) является функцией импульса π -мезона в лабораторной системе координат. Эта зависимость приведена на рис. 5. Вертикальные линии на рис. 5 показывают угловой захват установок,

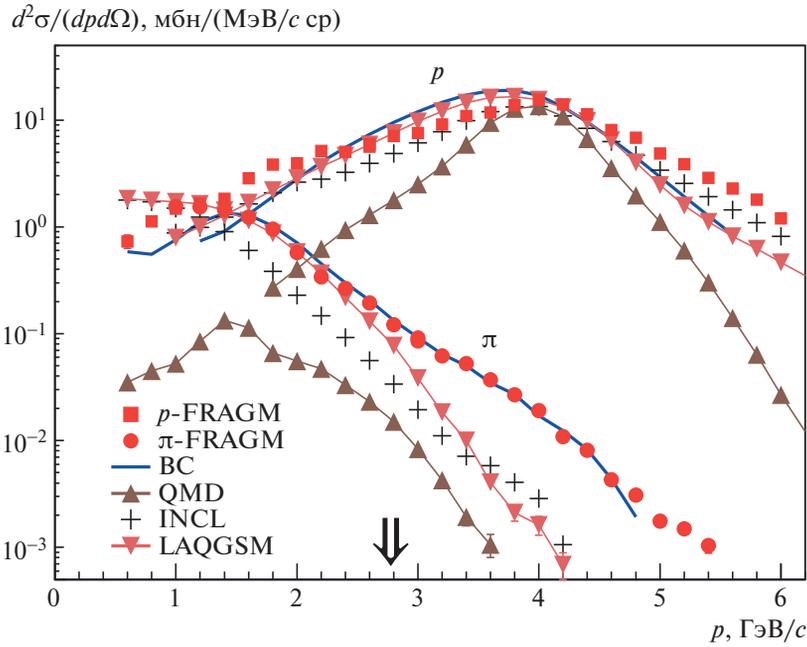


Рис. 3. Распределения протонов и π^- -мезонов по лабораторному импульсу (p) в сравнении с предсказаниями четырех моделей ион-ионных взаимодействий. Стрелка — граница кумулятивной области.

который составляет примерно $\pm 5^\circ$ в системе покоя ядра углерода. Видно, что при лабораторном импульсе, большем 2 ГэВ/с (в системе покоя ядра углерода это соответствует кинетической энергии в 125 МэВ), угол вылета пиона составляет 150° и не зависит от импульса π -мезона. Характерной чертой кумулятивных процессов является слабая зависимость от этого угла вблизи 180° , что поз-

воляет сравнивать наши данные с полученными в других экспериментах в области углов $150\text{--}180^\circ$. На рис. 4 проводится сравнение с предсказанием четырех моделей ион-ионных взаимодействий. Все модели предсказывают близкий к экспоненциальному спад дифференциальных сечений выхода π -мезонов с увеличением их энергии. Для фитирования этой энергетической зависимости использовалась функция

$$\sigma_{\text{inv}} = (E/p^2) d^2 \sigma / (dp d \Omega) = A \cdot \exp(-T_{rf}/T_c), \quad (2)$$

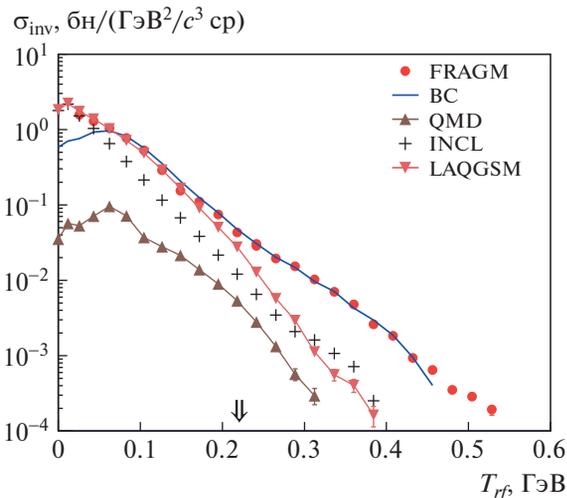


Рис. 4. Распределение π^- -мезонов по кинетической энергии (T_{rf}) в системе покоя ядра углерода в сравнении с предсказаниями четырех моделей ион-ионных взаимодействий. Стрелка — граница кумулятивной области.

где T_{rf} — кинетическая энергия в системе покоя ядра углерода, T_c — кумулятивная температура или обратный параметр наклона. Здесь A и T_c — свободные параметры. В области энергий выше границы кумулятивной области, отмеченной на рис. 4 стрелкой, от 0.3 ГэВ фитирование дает $T_c = 51 \pm 1$ МэВ для экспериментальных данных, 51 ± 1.5 МэВ для BC, 43 ± 5 МэВ для INCL, 40 ± 5 МэВ для LAQGSM, 38 ± 17 МэВ для QMD. Ухудшение точности фитирования для некоторых моделей связано с уменьшением его диапазона из-за более резкого спада предсказываемых сечений. Рисунок 4 также показывает, что граница кумулятивной области не отражается на общем ходе энергетической зависимости выхода π -мезонов. Так, фитирование в диапазоне энергий 0.1–0.25 ГэВ экспериментальных данных при энергиях, кинематически не запрещенных для рождения π -мезонов в нуклон-нуклонных взаимодействиях, дает величину $T_c = 46.5 \pm 2$ МэВ, что в пределах двух

ошибок согласуется с величиной T_c в кумулятивной области. Это сильно отличается от поведения T_c для кумулятивных протонов, где вблизи границы кумулятивной области T_c составляет 7–9 МэВ, совместимых с энергией Ферми движения нуклонов во фрагментирующем ядре, в то время как в глубоко кумулятивной области T_c близко к 50 МэВ при энергиях налетающего ядра, больших нескольких ГэВ (см., например, [16, 18]). Это может служить указанием на то, что механизм рождения π -мезонов не претерпевает изменения при переходе в кумулятивную область. Во всех вышеупомянутых моделях ион-ионных взаимодействий таким механизмом является фермиевский развал. В общих чертах он сводится к следующему. После завершения внутриядерного каскада возбужденная ядерная материя распадается на префрагменты, в которых суммарная энергия статистически распределяется между всеми возможными комбинациями фрагментов и частиц. При этом, естественно, возникает распределение (2), которое является распределением Максвелла–Больцмана, характеризующим распределение по энергии частиц от источника с некоторой температурой. Феноменологически этот механизм близок к гипотетическим флуктонному и кластерному механизмам образования кумулятивных частиц. Конечно, характеристические параметры этого механизма различны в разных моделях, и они во многом базируются на феноменологии, т.е. на получении лучшего описания широкого круга экспериментальных данных по ион-ионным и нуклон-ядерным взаимодействиям. Результаты эксперимента ФРАГМ дополняют существующие немногочисленные данные по изучению кумулятивных π -мезонов в ион-ионных взаимодействиях. Эти данные по энергетической зависимости параметра T_c в $C + C$ - и $C + Be$ -взаимодействиях приведены на рис. 6 совместно с данными по $p + C$ -взаимодействиям. Измерения параметра T_c в протон-углеродных взаимодействиях выполнены в широком диапазоне энергий налетающего протона от 700 МэВ до 400 ГэВ. Эти данные демонстрируют рост T_c от 25 до 55 МэВ в диапазоне энергий от 700 МэВ до нескольких ГэВ и постоянство T_c при больших энергиях до 400 ГэВ, называемое ядерным скейлингом. Данные в $C + C$ - и $C + Be$ -взаимодействиях показывают близкое поведение. Параметр T_c возрастает от 33 до 51 МэВ в диапазоне энергий ионов от 1 до 3.2 ГэВ/нуклон. Измерение при максимальной энергии было недавно выполнено на установке ФОДС в ИФВЭ [28, 29] в $C + C$ -взаимодействиях под 0° при 19.6 ГэВ/нуклон. С согласия этой группы мы использовали эти данные для извлечения кумулятивной температуры и получили $T_c = 48.4 \pm 0.7$ МэВ. Этот результат можно рассматривать

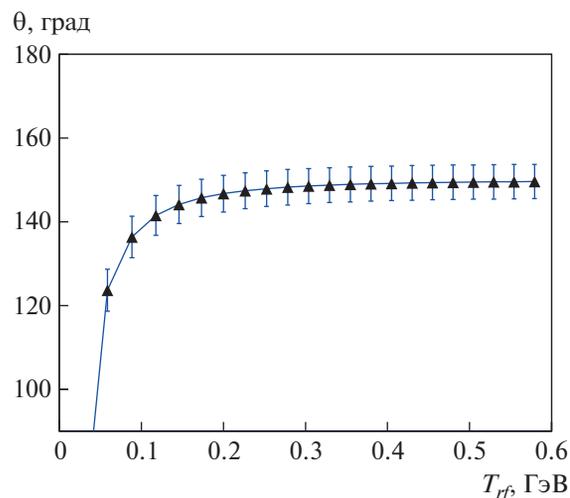


Рис. 5. Зависимость угла вылета (θ) от кинетической энергии ($T_{эф}$) π -мезона в системе покоя ядра углерода при фиксированном угле вылета в лабораторной системе координат. Вертикальные линии — угловой захват установки.

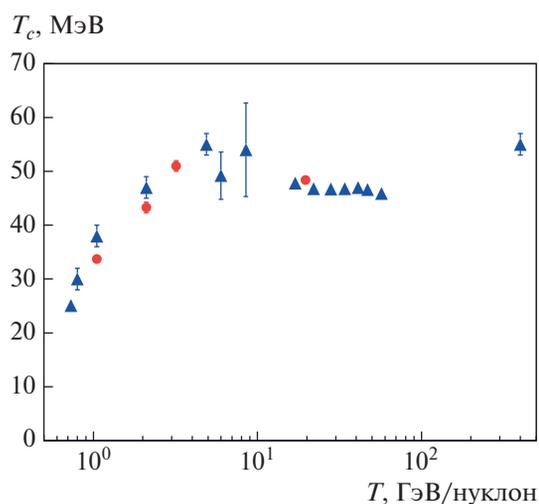


Рис. 6. Зависимость кумулятивной температуры π -мезонов (T_c) от кинетической энергии (T) налетающего ядра для протон-ядерных взаимодействий (треугольники: 0.73 ГэВ [21], 0.8–4.89 ГэВ [22, 23], 6.0 и 8.5 ГэВ [24], 15–65 ГэВ [25], 400 ГэВ [26]) и фрагментации углерода на углеродной и бериллиевой мишенях (кружки: 1.05 и 2.1 ГэВ/нуклон [27], 3.2 ГэВ/нуклон — этот эксперимент, 19.6 ГэВ/нуклон [28]).

как указание на то, что скейлинговое поведение наблюдается и в ион-ионных взаимодействиях.

5. ОТНОШЕНИЕ ВЫХОДОВ π^- И π^+ -МЕZOHOV

Как отмечалось выше, в данном эксперименте измерялись выходы как отрицательно заряженных, так и положительно заряженных π -мезонов. Если

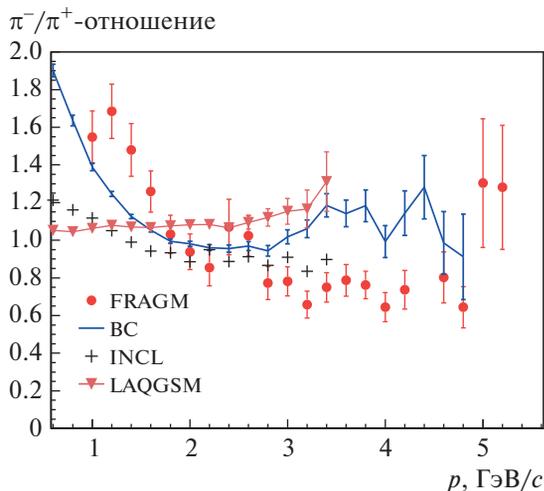


Рис. 7. π^-/π^+ -отношение как функция импульса π -мезона p в лабораторной системе координат в сравнении с предсказаниями моделей ион-ионных взаимодействий.

для π^- -мезонов максимальная энергия ограничивалась только статистикой, то для π^+ -мезонов это ограничение было связано с возможностью их выделения на фоне протонов с использованием времени пролета и порогового черенковского счетчика. Поэтому π^+ -мезоны были измерены до импульса в лабораторной системе 5.2 ГэВ/с, в то время как π^- -мезоны — до 5.4 ГэВ/с. При этом точность измерений при самых больших импульсах определялась исключительно статистикой зарегистрированных событий. При меньших энергиях точность измерений определялась в основном стабильностью монитора, которая составляла 5%. Зависимость отношения выходов π^- -мезонов к выходам π^+ -мезонов от их импульса в лабораторной системе координат приведена на рис. 7 в сравнении с предсказаниями моделей BC, INCL и LAQGSM. Измерение этого отношения в кумулятивной области представляет несомненный интерес, так как оно несет информацию об изотопической структуре пока не установленного механизма испускания кумулятивных π -мезонов. В протон-углеродных взаимодействиях π^-/π^+ -отношение, проинтегрированное по T_{rf} от 100 МэВ, растет от 0.31 ± 0.13 до 0.78 ± 0.12 в диапазоне энергий протона от 0.8 до 4.89 ГэВ [23], а при больших энергиях 15–65 ГэВ [25] совместимо с единицей на уровне точности около 20% для всех энергий и π -мезонов, и протонов. Такое поведение объясняется ростом сечения рождения π^- -мезонов с увеличением энергии протонов, которое в pp -взаимодействии возможно только по крайней мере при парном рождении π -мезонов. В ядро-ядерных взаимодействиях вклад изотопических эффектов ожидается су-

щественно меньшим. Так, в [23] вышеупомянутое интегральное π^-/π^+ -отношение совместимо с единицей с точностью около 20% для широкого круга комбинаций ядер мишени и пучка в области энергий 1.05–2.1 ГэВ/нуклон. Это отношение определяется как изотопическими, так и кулоновскими эффектами. В нашем случае при фрагментации изотопически симметричного ядра углерода π^-/π^+ -отношение должно равняться единице и не зависеть от энергии π -мезона. Взаимодействие с изотоп-несимметричным ядром бериллия может приводить к величине этого отношения, несколько большей единицы. Влияние кулоновских сил приводит к увеличению энергии π^+ -мезонов и уменьшению для π^- -мезонов. При быстром спаде сечения выхода π -мезонов с их энергией это будет приводить к π^-/π^+ -отношению, меньшему единицы. Оценим приближенно этот эффект в системе покоя ядра углерода, используя среднюю потенциальную энергию заряженного π -мезона в ядре углерода $dT = 6eZ/(5R)$, где $e = 1/137$, $Z = 6$ — заряд, а $R = 2.97$ Фм — радиус ядра углерода. Это дает $dT = 3.5$ МэВ и отношение $\pi^-/\pi^+ = 1 - 2 \cdot dT/T_c = 0.86$. В пределах ошибок это совместимо с нашими измерениями, которые дают несколько меньшую величину, и с предсказаниями INCL для импульсов π -мезонов, больших 2 ГэВ. С уменьшением импульса экспериментальные данные показывают рост π^-/π^+ -отношения в хорошем согласии с предсказанием модели BC и в меньшей степени с предсказаниями INCL. Этот рост может быть связан с так называемым спектаторным эффектом, впервые обнаруженным в экспериментах в лаборатории LBL в Беркли [30, 31] при фрагментации легких ионов под 0° при энергиях в несколько сотен МэВ/нуклон и позже наблюдавшимся в экспериментах на SPS NA49 и NA61/SHINE в периферических столкновениях ионов свинца с энергией 150 ГэВ/нуклон и малых (<100 МэВ/с) поперечных импульсах, переданных π -мезонам (обзор этих данных см. [32]). Теоретическое объяснение этого эффекта было дано в [33] еще в 1982 г., а процессы, связанные с этим кулоновским эффектом во взаимодействиях релятивистских тяжелых ионов, широко обсуждаются и в настоящее время (см., например, [34]). Качественно спектаторный эффект, проявляющийся только в периферических столкновениях, связан с фокусировкой отрицательно заряженных частиц, вылетающих из области спектатора под малыми углами и летящими со скоростями, близкими к скорости спектатора, и дефокусировкой положительных. π^-/π^+ -отношение достигает максимума, превышающего 20, при скоростях пионов, равных скорости спектатора, и угле вылета, равного 0° . Эта величина

уменьшается как с увеличением угла вылета (или поперечного импульса, переданного π -мезону), так и с увеличением разности скоростей пиона и спектатора. В нашем эксперименте скорости пиона и спектатора налетающего ядра углерода совпадают при импульсе π -мезона около 600 МэВ/с. К сожалению, из-за трудностей установки малых токов в магнитных элементах магнито-оптического канала для измерений были доступны только импульсы, превышающие 1 ГэВ/с. Тем не менее, наблюдаемый рост π^-/π^+ -отношения до величины, равной 1.5, при уменьшении энергии пионов до 1 ГэВ/с может быть проявлением спектаторного эффекта. Здесь также стоит отметить, что π^-/π^+ -отношение в области малых энергий π -мезонов является чувствительным тестом механизмов взаимодействий ионов, задействованных в этих моделях.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В эксперименте ФРАГМ были измерены выходы π^+ - и π^- -мезонов под углом 3.5° во фрагментации ионов углерода при энергии ионов углерода 3.2 ГэВ/нуклон на бериллиевой мишени. Это первые измерения при столь высокой энергии в изотопически несимметричной комбинации ионов пучка и мишени. Спектры π -мезонов по кинетической энергии в системе покоя налетающего ядра углерода хорошо описываются экспонентой с обратным параметром наклона — кумулятивной температурой $T_c = 51 \pm 1$ МэВ. Показано, что переход из области, где рождение π -мезонов на свободном нуклоне кинематически разрешено, в кумулятивную область практически не отражается на наклоне их спектра по кинетической энергии. Проведено сравнение этого спектра с предсказаниями четырех моделей ион-ионных взаимодействий: BC, INCL, LAQGSM и QMD. Все модели предсказывают близкий к экспоненциальному спад дифференциального сечения выхода π -мезонов. Однако только BC дает точное описание экспериментальных данных. Полученная величина T_c дополняет существующие данные по ее зависимости от энергии налетающего ядра, подтверждает ее рост в области энергий от 1 до 3.2 ГэВ/нуклон и, совместно с новыми данными с установки ФОДС [29] при энергии 19.6 ГэВ/нуклон [28], указывает на независимость T_c от энергии от 3.2 ГэВ/нуклон и выше. Эта энергетическая зависимость практически повторяет энергетическую зависимость T_c , хорошо измеренную в протон-ядерных столкновениях в диапазоне от 0.7 до 400 ГэВ. Также в эксперименте ФРАГМ было измерено отношение выходов π^- - и π^+ -мезонов и его зависимость от их энергии. Это отношение чувствительно к таким более тонким

эффектам, как влияние изотопической асимметрии и кулоновских сил. При больших энергиях π -мезонов данные неплохо согласуются с влиянием кулоновских сил, приводящих к этому отношению, меньшему единицы. При малых энергиях, где отношение растет с уменьшением энергии и становится больше единицы, этот рост указывает на проявление спектаторного механизма, наблюдавшегося всего в нескольких экспериментах как при меньших энергиях в LBL, так и при существенно больших на SPS. Модель BC хорошо описывает этот рост π^-/π^+ -отношения. Расхождение с предсказаниями других моделей говорит о чувствительности этого отношения к механизмам ион-ионных взаимодействий, используемых в этих моделях.

Авторы благодарны персоналу ИТЭФ-ТВН и техническому персоналу установки ФРАГМ за большой вклад в проведение измерений. Мы глубоко признательны М.Ю. Боголюбскому за предоставление табулированных данных установки ФОДС и ценные комментарии. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-02-00844-а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А. М. Балдин, ЯФ **18**, 79 (1973).
2. Ю. Д. Баюков и др., ЯФ **18**, 1246 (1973).
3. А. В. Ефремов, А. Б. Кайдалов и др., ЯФ **57**, 932 (1994) [Phys. At. Nucl. **57**, 874 (1994)].
4. В. Б. Копелиович, Письма в ЖЭТФ **23**, 348 (1976).
5. M. A. Braun and V. V. Vechnin, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **19**, 517 (1993).
6. Б. М. Абрамов, П. Н. Алексеев, Ю. А. Бородин, С. А. Булычев, И. А. Духовской, А. П. Крутенкова, В. В. Куликов, М. А. Мартемьянов, М. А. Мацюк, Е. Н. Турдакина, А. И. Ханов, Письма в ЖЭТФ **97**, 509 (2013) [JETP Lett. **97**, 439 (2013)].
7. G. Folger, V. N. Ivanchenko, and J. P. Wellisch, Eur. Phys. J. A **21**, 407 (2004).
8. D. Mancusi, A. Boudard, J. Cugnon, J.-C. David, P. Kaitaniemi, and S. Leray, Phys. Rev. C **90**, 054602 (2014).
9. T. Koi, <http://geant4.cern.ch/results/papers/QMD-MC2010.pdf>
10. S. G. Mashnik, K. K. Gudima, R. E. Prael, A. J. Sierk, M. I. Baznat, and N. V. Mokhov, LANL Report LA-UR-08-2931; arXiv: 0805.0751 [nucl-th].
11. S. Agostinelli *et al.* (GEANT4 Collab.), Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **506**, 250 (2003).
12. J. Allison *et al.* (Geant4 Collab.), IEEE Trans. Nucl. Sci. **53**, 270 (2006).
13. S. G. Mashnik, J. S. Bull, H. G. Hughes, R. E. Prael, and A. J. Sierk, Eur. Phys. J. Plus **126**, 49 (2011).
14. Physics Reference Manual, version: geant4 10.0 (6 December 2013), <http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/>

15. B. M. Abramov, P. N. Alexeev, Yu. A. Borodin, S. A. Bulychjov, I. A. Dukhovskoy, K. K. Gudima, A. I. Khanov, A. P. Krutenkova, V. V. Kulikov, M. A. Martemianov, S. G. Mashnik, M. A. Matsyuk, and E. N. Turdakina, EPJ Web Conf. **138**, 03002 (2017).
16. Б. М. Абрамов, П. Н. Алексеев, Ю. А. Бородин, С. А. Бульчев, К. К. Гудима, И. А. Духовской, А. П. Крутенкова, В. В. Куликов, М. А. Мартемьянов, М. А. Мацюк, С. Г. Машник, Е. Н. Турдакина, А. И. Ханов, ЯФ **79**, 475 (2016) [Phys. At. Nucl. **79**, 700 (2016)].
17. Б. М. Абрамов, П. Н. Алексеев, Ю. А. Бородин, С. А. Бульчев, К. К. Гудима, И. А. Духовской, А. П. Крутенкова, В. В. Куликов, М. А. Мартемьянов, М. А. Мацюк, Е. Н. Турдакина, А. И. Ханов, ЯФ **81**, 314 (2018) [Phys. At. Nucl. **81**, 330 (2018)].
18. Б. М. Абрамов, М. Базнат, Ю. А. Бородин, С. А. Бульчев, К. К. Гудима, И. А. Духовской, А. П. Крутенкова, В. В. Куликов, М. А. Мартемьянов, М. А. Мацюк, Е. Н. Турдакина, А. И. Ханов, ЯФ **82**, 500 (2019) [Phys. At. Nucl. **82**, 623 (2019)].
19. L. Sihver, C. H. Tsao, K. Silberberg, T. Kanai, and A. F. Barghouty, Phys. Rev. C **47**, 1225 (1993).
20. Б. М. Абрамов, П. Н. Алексеев, Ю. А. Бородин, С. А. Бульчев, И. А. Духовской, А. П. Крутенкова, В. В. Куликов, М. А. Мартемьянов, М. А. Мацюк, С. Г. Машник, Е. Н. Турдакина, А. И. Ханов, ЯФ **78**, 403 (2015) [Phys. At. Nucl. **78**, 373 (2015)].
21. D. H. F. Cochran, P. N. Dean, P. A. M. Gram, E. A. Knapp, E. R. Martin, D. E. Nagle, R. B. Perkins, W. J. Shlaer, H. A. Thiessen, and E. D. Theriott, Phys. Rev. D **6**, 3085 (1972).
22. L. S. Schroeder, S. A. Chessin, J. V. Geaga, J. Y. Grossiord, J. W. Harris, D. L. Hendrie, R. Treuhaft, and K. Van Bibber, Phys. Rev. Lett. **43**, 1787 (1979).
23. S. A. Chessin, Preprint LBL-14262 (1983).
24. N. A. Burgov, M. K. Vlasov, L. S. Vorobev, S. A. Gerzon, Yu. T. Kiselev, *et al.*, ЯФ **32**, 423 (1980) [Sov. J. Nucl. Phys. **32**, 219 (1980)].
25. I. M. Belyaev *et al.*, ЯФ **49**, 473 (1989).
26. N. A. Nikiforov, Y. D. Bayukov, V. I. Efremenko, G. A. Leksin, V. I. Tchistilin, Y. M. Zaitsev, S. Frankel, W. Frati, M. Gazzaly, and F. C. Perdrisat, Phys. Rev. C **22**, 700 (1980).
27. E. Moeller, L. Anderson, W. Bruckner, S. Nagamiya, S. Nissen-Meyer, L. Schroeder, G. Shapiro, and H. Steiner, Phys. Rev. C **28**, 1246 (1983).
28. A. G. Afonin, M. Yu. Bogolyubsky, A. A. Volkov, D. K. Elumakhov, V. N. Zapolsky, A. A. Ivanilov, A. Yu. Kalinin, A. N. Krinitsyn, V. I. Kryshkin, N. V. Kulagin, D. I. Patalakha, K. A. Romanishin, V. V. Skvortsov, V. V. Talov, L. K. Turchanovich, and Yu. A. Chesnokov, Nucl. Phys. A **997**, 121718 (2020).
29. А. Г. Афонин, М. Ю. Боголюбский, А. А. Волков, Д. К. Елумахов, В. Н. Запольский, А. А. Иванилов, А. Ю. Калинин, А. Н. Криницын, Н. В. Кулагин, В. И. Крышкин, Д. И. Паталаха, К. А. Романишин, В. В. Скворцов, В. В. Талов, Л. К. Турчанович, Ю. А. Чесноков, ЯФ **83**, 140 (2020) [Phys. At. Nucl. **83**, 228 (2020)].
30. W. Benenson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **43**, 683 (1979).
31. J. P. Sullivan, J. A. Bistirlich, H. R. Bowman, R. Bossingham, T. Buttke, *et al.*, Phys. Rev. C **25**, 1499 (1982).
32. K. Grebieszkow, PoS(CORFU2018), 152 (2019); arXiv: 1904.03165 [nucl-ex].
33. M. Gyulassy and S. K. Kauffmann, Nucl. Phys. A **362**, 503 (1981).
34. V. Ozvenchuk, A. Rybicki, A. Szczurek, A. Marcinek, and M. Kielbowicz, Phys. Rev. C **102**, 1 (2020).

CUMULATIVE π MESONS in $^{12}\text{C} + ^9\text{Be}$ INTERACTIONS AT 3.2 GeV/NUCLEON

**B. M. Abramov¹⁾, M. Baznat²⁾, Yu. A. Borodin¹⁾, S. A. Bulychjov¹⁾, I. A. Dukhovskoy¹⁾,
A. P. Krutenkova¹⁾, V. V. Kulikov¹⁾, M. A. Martemianov¹⁾, M. A. Matsyuk¹⁾, E. N. Turdakina¹⁾**

¹⁾NRC “Kurchatov Institute” — ITEP, Moscow, Russia

²⁾Institute of Applied Physics, Academy of Sciences of Moldova, Chisinau, Republic of Moldova

In the FRAGM experiment at the heavy-ion accelerator–accumulator complex ITEP–TWA, the yields of cumulative charged π mesons have been measured in fragmentation of carbon ions with an energy of 3.2 GeV/nucleon on beryllium target. The momentum spectra of π mesons cover 4 orders of the invariant cross section magnitude where they demonstrate the exponential fall with increasing energy. The measured inverse slope parameter is compared with similar measurements for nucleon–nucleus interactions and ion–ion collisions at lower energies. The energy dependence of the ratio of the yields of negative and positive π mesons is presented and discussed in connection with Coulomb and isotopic effects. The obtained data are compared with the predictions of several ion–ion interaction models.