

Скейлинговое поведение спектров протонов, дейтронов и тритонов, рождаемых с большими p_T в $p + A$ и $^{12}\text{C} + A$ взаимодействиях

Н. Н. Антонов⁺, А. А. Балдин^{*}, В. А. Викторов⁺, А. С. Галоян^{*}, В. А. Гапиенко⁺¹⁾, Г. С. Гапиенко⁺, В. Н. Гресь⁺, М. А. Илюшин⁺, А. Ф. Прудкогляд⁺, Д. С. Пряников⁺, В. А. Романовский⁺, А. А. Семак⁺, И. П. Солодовников⁺, В. И. Терехов⁺, М. Н. Уханов⁺, С. С. Шиманский^{*}

⁺ Институт физики высоких энергий, НИЦ “Курчатовский институт”, 142281 Протвино, Россия

^{*} Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия

Поступила в редакцию 24 декабря 2019 г.

После переработки 23 января 2020 г.

Принята к публикации 23 января 2020 г.

В работе представлены первые данные по рождению легчайших ядерных фрагментов p , d , t с большими поперечными импульсами (p_T) под углом 40° (лаб. сист.) во взаимодействиях протонов с импульсом 50 ГэВ/с и ядер углерода с импульсом 20 АГэВ/с с ядерными мишенями. Показана возможность единого описания $p + A$ и $C + A$ данных на основе скейлингового подхода, что, возможно, является свидетельством единого механизма образования ядерных фрагментов с большими p_T в этих реакциях. Результаты получены в эксперименте СПИН (ИФВЭ, Протвино).

DOI: 10.31857/S0370274X2005001X

В настоящей работе продолжено проводимое экспериментом СПИН исследование особенностей образования кумулятивных частиц с большими поперечными импульсами. Под кумулятивными частицами, рожденными в столкновении двух объектов, из которых, по крайней мере, один является ядром, понимают частицы с кинематическими параметрами, запрещенными для взаимодействий со свободными нуклонами. Исследование рождения кумулятивных частиц с большими поперечными импульсами является одним из путей получения информации о свойствах ядерной материи при передаче ей больших величин энергии и импульса.

В работах [1–4] можно найти детали эксперимента, там же представлены данные по регистрации кумулятивных частиц с $p_T > 2 \text{ ГэВ/с}$, образуемых под углом 35° (лаб. сист.) в p_A взаимодействиях при импульсе пучка 50 ГэВ/с . Анализ особенностей образования кумулятивных частиц позволил сделать вывод [3, 4] о наблюдении прямого выбивания из ядра дейтронов и тритонов в исследуемой нами кинематической области, что является указанием на существование в ядрах холодной плотной многонуклонной (многокварковой) компоненты.

В этой работе представлены данные по образованию легчайших ядерных фрагментов (p , d , t) в $p + A$ и $C + A$ столкновениях. Частицы, вылетающие из ми-

шени, регистрировались под углом 40° (лаб. сист.). Импульс пучка протонов был 50 ГэВ/с , а у пучка углерода импульс был 20 АГэВ/с . При работе с протонным пучком были набраны данные по рождению частиц на четырех мишенях C , Al , Cu и W . При работе с углеродным пучком использовались две мишени C и W , поэтому для сравнительного анализа $p + A$ и $C + A$ взаимодействий в этой работе используются только данные, набранные с углеродной и вольфрамовой мишенями. Большим преимуществом проводимого сравнения является то, что данные по $p + A$ и $C + A$ взаимодействиям получены на одной установке при близких экспериментальных условиях.

На рисунке 1 приведены спектры p , d и t частиц, вылетающих под углом 40° в $p + C$, $p + W$, $C + C$ и $C + W$ взаимодействиях. Максимальное значение поперечного импульса частиц составляет $p_T \approx 2.7 \text{ ГэВ/с}$. Вертикальными линиями на рис. 1 показаны пределы для упругого нуклон-нуклонного рассеяния под углом 40° . Как видно из рис. 1, спектры частиц измерены как в предкумулятивной, так и в кумулятивной областях кинематики. Характерным для всех 4-х наборов данных являются растущие с ростом импульса относительные выходы дейтронов и тритонов, что может свидетельствовать о едином механизме рождения протонов и легких ядерных фрагментов в этих реакциях.

Для проведения сравнительного анализа $p + A$ и $C + A$ реакций, которые различаются по энер-

¹⁾ e-mail: Vladimir.Gapienko@ihep.ru

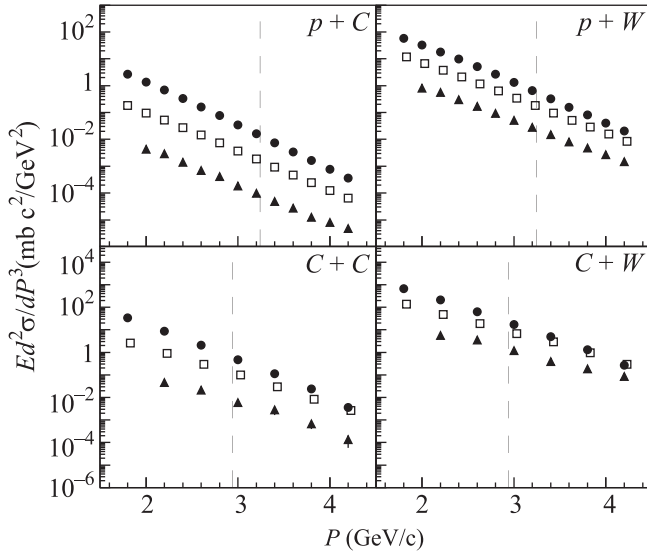


Рис. 1. Спектры протонов (кружки), дейтронов (прямоугольники) и тритонов (треугольники) в четырех разных взаимодействиях. Вертикальные линии соответствуют кинематическому пределу упругого нуклон-нуклонного рассеяния на 40°

гии и типу налетающего пучка, можно использовать скейлинговый подход, предложенный в работах [5, 6]. В этом подходе образование частицы с большими p_T рассматривается как продукт жесткого квазибинарного процесса, в котором участвуют компоненты, несущие доли X_1 и X_2 , от четырех-импульсов P_1 и P_2 соответственно налетающей частицы и мишени. Для определения величин X_1 и X_2 используется дополнительное условие – требуется, чтобы инвариантная энергия квазибинарной реакции была минимальной. Для описания поведения инклюзивных спектров в работе [6] была введена безразмерная скейлинговая переменная $\Pi = \sqrt{S_{\min}}/2m_N$, где S_{\min} – это минимальная энергия квазибинарной реакции, при которой возможен данный инклюзивный процесс, а m_N – масса нуклона. Анализ большого набора экспериментальных данных по рождению частиц в кумулятивной и подпороговой областях показал [6, 7], что инвариантные сечения рождения частиц в столкновении ядер $A_1 + A_2$ могут быть описаны зависимостью

$$f_{A_1+A_2} = E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = C_1 \cdot A_1^{\alpha(X_1)} \cdot A_2^{\alpha(X_2)} \cdot \exp(-\Pi/C_2), \quad (1)$$

где A_1 и A_2 – атомные массы сталкивающихся ядер, C_1 и C_2 – константы, $\alpha(X)$ – функция от X_1 или X_2 . Предполагается, что вид функции $\alpha(X)$ для A_1 такой же, как и для A_2 .

Если удастся описать показанные на рис. 1 спектры p , d и t частиц с помощью выражения (1) при

одном и том же параметре наклона C_2 и при одной и той же A -зависимости, то это может быть свидетельством в пользу тождественности механизма рождения частиц с большими p_T в $p + A$ и $C + A$ столкновениях.

В [6, 7] предлагаются несколько разные виды функции $\alpha(X)$. Для уточнения A -зависимости применительно к нашим данным были использованы спектры протонов, рожденных под углом 40° в $p + A$ взаимодействиях с четырьмя ядерными мишенями C, Al, Cu и W. Эти экспериментальные спектры приведены на рис. 2 в виде точек. Для каждого значения импульса рассчитывалось X_1 и X_2 , затем определялись значения C_1 , C_2 и вид функции $\alpha(X_2)$, при которых достигалось наилучшее описание экспериментальных данных. Кривые на рисунке являются результатом расчета по (1) после нахождения оптимальных параметров. Наилучшее описание данных достигается, если брать $\alpha(X_2)$ в виде $(k + X_2)/3$, где $k = 2.40$. Это значение близко к величине $k = 2.45 \pm 0.05$, полученной нами ранее [2] для рождения π -мезонов под углом 35° (лаб. сист.) в pA взаимодействиях при импульсе 50 ГэВ/с с использованием этих же мишеней. Безразмерный параметр наклона C_2 для данных на рис. 2 равен 0.172 ± 0.003 , параметр C_1 , задающий размерность сечений, равен $546 \pm 18 \text{ мбарн} \cdot \text{с}^3/\text{ГэВ}^2$.

В случае $p + A$ взаимодействий отношение инклюзивных сечений рождения какой-либо частицы на разных мишенях, после умножения на обратную A -зависимость должно быть, согласно (1), единицей:

$$R = \frac{f_{p+A_{2a}}}{f_{p+A_{2b}}} \times \left(\frac{A_{2b}}{A_{2a}} \right)^{\alpha(X_2)} = 1. \quad (2)$$

Здесь A_{2a} и A_{2b} – атомные массы ядер двух разных мишеней. На рисунке 3 в виде точек представлены значения R , полученные из отношения сечений рождения протонов во взаимодействиях протонов с вольфрамом и с углеродом. Ширина серой полосы в нижней части рис. 3 отражает возможный уровень систематической ошибки в определении R . Эта ошибка была оценена из сравнения отношения спектров, измеренных в эксперименте в разные годы. В пределах предполагаемой точности измерений полученные величины R согласуются с соотношением (2). Для сравнения, отношение R для спектров протонов из $p + W$ и $p + C$ событий, смоделированных с помощью Fritiof струнной фрагментационной модели (представлена в Geant4 как базовый FTFP генератор [8]), приведено на рис. 3 в виде кривой. Видно, что отношение смоделированных спектров не соответствуют (2).

Таблица 1. Значения параметра C_1

Процесс	$p + A \rightarrow p + X$	$p + A \rightarrow d + X$	$p + A \rightarrow t + X$	$C + A \rightarrow p + x$	$C + A \rightarrow d + x$	$C + A \rightarrow t + x$
C_1 , мбарн · с ³ /ГэВ ²	546 ± 18	185 ± 15	56 ± 13	828 ± 35	367 ± 10	149 ± 17

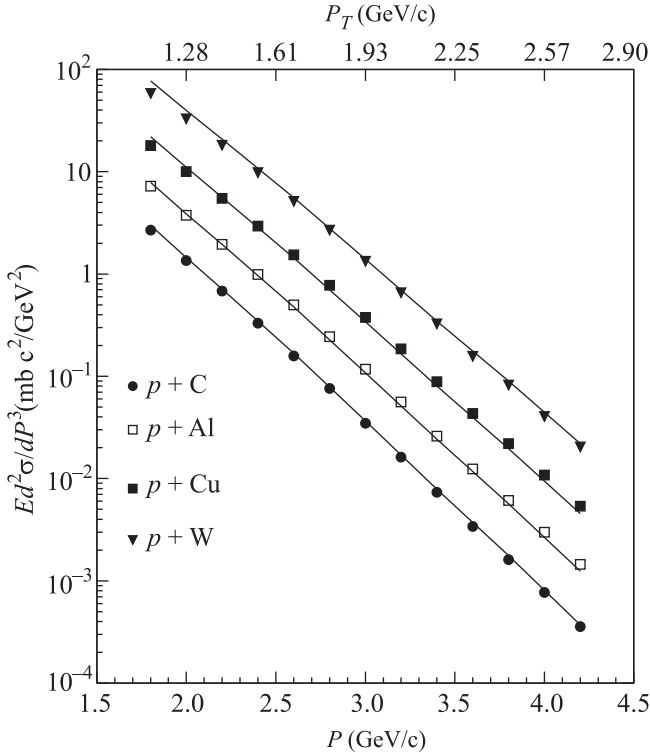


Рис. 2. Точки – измеренные инвариантные сечения рождения протонов под углом 40° во взаимодействиях 50 ГэВ/с протонов с C, Al, Cu и W мишенями. Кривые – результат расчета по (1). На верхней горизонтальной шкале указаны значения поперечного импульса

Рисунки 2 и 3 показывают, что рождение протонов в $p + A$ взаимодействиях происходит в соответствии с предлагаемой в (1) формой зависимости от ядра в виде $A_2^{\alpha(X_2)}$ и при одном и том же параметре наклона C_2 . Возникает вопрос, а насколько хорошо описываются параметризацией (1) другие приведенные на рис. 1 спектры. Согласно (1), если инклюзивное сечение поделить на $(A_1^{\alpha(X_1)} \cdot A_2^{\alpha(X_2)})$, то должна получаться экспоненциальная функция $\exp(-\Pi/C_2)$. На рисунке 4 для спектров p, d, t частиц из $p + A$ и $C + A$ взаимодействий представлены распределения по безразмерной величине

$$g(\Pi) = E \frac{d^3\sigma}{dp^3} / (C_1 \cdot A_1^{\alpha(X_1)} \cdot A_2^{\alpha(X_2)}).$$

При расчете $g(\Pi)$ во всех случаях бралось $\alpha(X) = (2.4 + X)/3$. Отметим, что для $p + A$ взаимодействий $A_1^{\alpha(X_1)} = 1$. Константы C_1 , задающие размерности

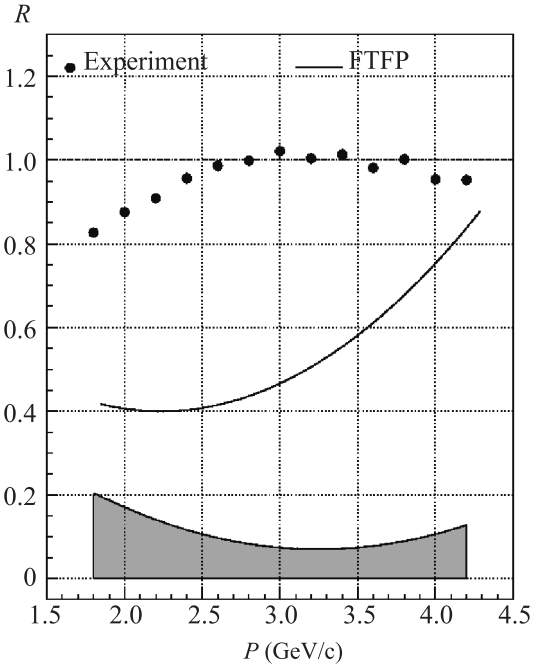


Рис. 3. Величины R , вычисленные для экспериментальных данных (точки) и для смоделированных по FTFP алгоритму [8] (кривая). Ширина серой полосы внизу рисунка отражает уровень возможной систематической погрешности в измерении величины R

сечений, находились заранее при подгонке выражения (1) к экспериментальным данным. Значения C_1 приведены в табл. 1. Пунктирная прямая на всех квадрантах рис. 4 описывает функцию $\exp(-\Pi/C_2)$ при значении $C_2 = 0.172$. Рисунок 4 демонстрирует схожесть в поведении $g(\Pi)$ для всех частиц и для всех взаимодействий. Параметризация (1) справедлива, только если отсутствует вторичное перерассеяние продуктов квазибинарной реакции на нуклонах ядра. Хотя в работе [2] было показано ослабление влияния ядра на спектры кумулятивных частиц при больших p_T , полностью исключить это влияние нельзя. Возможно, последнее является причиной наблюдаемого на рис. 4 разброса точек относительно пунктирной прямой.

Основные выводы. Приведены новые данные по рождению под углом 40° p, d, t частиц с $p_T > 1$ ГэВ/с в столкновениях протонов и ионов углерода с углеродной и вольфрамовой мишенями. Во всех случаях с ростом импульса наблюдается рост

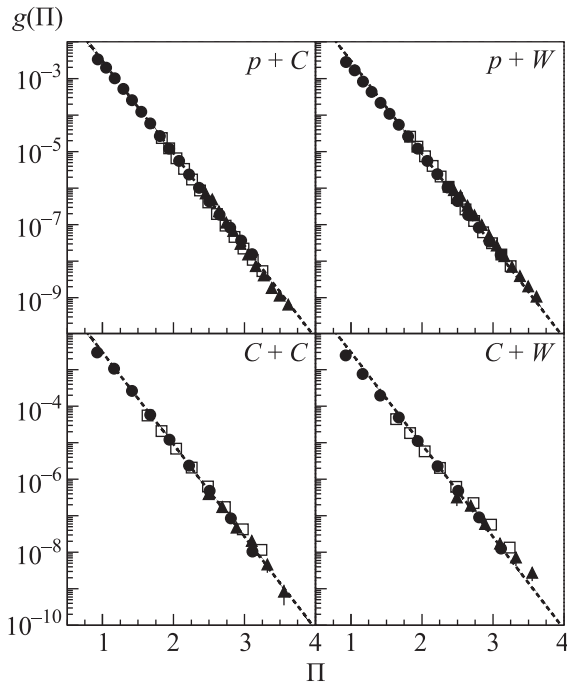


Рис. 4. Экспоненциальная зависимость сечений от Π . Кружки – протоны, квадраты – дейтроны, треугольники – тритоны. Диагональными пунктирными линиями показана функция $\exp(-\Pi/0.172)$

относительного выхода дейтронов и тритонов. В кумулятивной области в $C + A$ взаимодействиях выход дейтронов при больших p_T становится сопоставимым с выходом протонов.

Спектры p, d, t частиц с большими p_T в $p + A$ и $C + A$ процессах можно описать выражением (1) с одной и той же формой зависимости от массы участвующих в столкновении ядер и при схожих параметрах наклона C_2 . Поскольку параметризация (1) призвана описать рождение частиц через жесткие квазиби-

нарные столкновения, то хорошее согласие эксперимента с этой параметризацией можно рассматривать как подтверждение сделанного нами ранее заключения [3, 4] о наблюдении прямого выбивания из ядра дейтронов и тритонов в кумулятивных процессах с большими p_T .

Авторы признательны руководству НИЦ “Курчатовский Институт” – ИФВЭ за поддержку данного исследования, персоналу отделения ускорителя и отделения пучков за эффективную работу У70 и 8-го канала.

Авторы благодарят также А.Т.Головина за неоценимую техническую поддержку при подготовке установки СПИН к проведению измерений.

1. В. В. Аммосов, Н. Н. Антонов, А. А. Балдин и др. (эксперимент СПИН), ЯФ **76**(10), 1275 (2013).
2. В. В. Аммосов, Н. Н. Антонов, В. А. Викторов и др. (эксперимент СПИН), Ядерная физика и инжиниринг **4**(9–10), 773 (2013).
3. Н. Н. Антонов, В. А. Викторов, В. А. Гапиенко и др. (эксперимент СПИН), Письма ЖЭТФ **101**(10), 746 (2015).
4. Н. Н. Антонов, А. А. Балдин, В. А. Викторов и др. (эксперимент СПИН), Письма ЖЭТФ **104**(10), 678 (2016).
5. В. С. Ставинский, Краткие сообщения ОИЯИ **18**, 5 (1986).
6. А. А. Балдин, Краткие сообщения ОИЯИ **3**(54), 27 (1992).
7. А. А. Балдин, Е. Н. Кладницкая, О. В. Рогачевский, Краткие сообщения ОИЯИ **2**(94), 20 (1999).
8. J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis et al. (Geant4 Collaboration), Nuclear Instruments and Methods A **835**, 186 (2016).