

МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕАКЦИИ ФРАГМЕНТАЦИИ ДЕЙТРОНОВ В ПИОНЫ, РОЖДЕННЫЕ В ДВАЖДЫ КУМУЛЯТИВНОЙ ОБЛАСТИ

© 2019 г. А. Г. Литвиненко^{1),2)*}, Е. И. Литвиненко¹⁾

Поступила в редакцию 28.02.2019 г.; после доработки 13.03.2019 г.; принята к публикации 13.03.2019 г.

В работе обсуждаются особенности поведения сечения рождения пионов в зависимости от атомной массы ядра мишени для реакции фрагментации налетающих дейтронов в пионы, рожденные в дважды кумулятивной кинематической области. Отличительной особенностью дважды кумулятивных пионов является то, что для их рождения в дейтрон-ядерных столкновениях ядро мишени должно быть тяжелее водорода. Дважды кумулятивные пионы рождаются за счет высокоимпульсной компоненты в обоих сталкивающихся ядрах. В работе проведено моделирование зависимости сечения рождения дважды кумулятивных пионов от атомной массы ядра и рассмотрено влияние различных моделей структуры ядра мишени на малых межнуклонных расстояниях.

DOI: 10.1134/S0044002719050118

1. ОПРЕДЕЛЕНИЯ И МОТИВАЦИЯ

Для прояснения используемых определений (см. [1–5]) рассмотрим реакцию инклюзивного рождения пиона в эксперименте с фиксированной мишенью:

$$A_b + A_t = \pi(\theta) + X. \quad (1)$$

Здесь A_b и A_t — ядра пучка и мишени соответственно, θ — угол между импульсом рожденного пиона и направлением пучка, энергия на нуклон предполагается фиксированной. Максимальную энергию пиона, которую он может иметь в соответствующей реакции, будем обозначать как $E_{\pi}^{\max(A_b+A_t \rightarrow \pi(\theta))}$. Эта энергия зависит от угла рождения пиона, начальной энергии и атомных масс сталкивающихся ядер. В дальнейшем будем различать пионы, рожденные в области фрагментации мишени $\theta > 90^\circ$ и в области фрагментации пучка $\theta < 90^\circ$. Если энергия пиона, рожденного в заднюю полусферу (в области фрагментации мишени), больше, чем энергия, достижимая в столкновении протона с водородной мишенью, пион называется кумулятивным, рожденным при фрагментации мишени:

$$E_{\pi} > E_{\pi}^{\max(p+p \rightarrow \pi(\theta))}; \quad \theta > 90^\circ. \quad (2)$$

Кинематические переменные кумулятивного пиона, рожденного при фрагментации пучкового ядра (пучка), определяются аналогично:

$$E_{\pi} > E_{\pi}^{\max(p+p \rightarrow \pi(\theta))}; \quad \theta < 90^\circ. \quad (3)$$

При рождении кумулятивного пиона в заднюю полусферу мишень должна быть тяжелее протона $A_t > 1$, а при рождении кумулятивного пиона в переднюю полусферу пучковая частица должна быть тяжелее протона $A_b > 1$.

Для прояснения понятия “дважды кумулятивный пион”, которое используется в этой работе (подробнее см. [5]), рассмотрим следующие инклюзивные реакции (для простоты мы рассматриваем рождение пионов под нулевым углом):

$$p + p = \pi(0^\circ) + X, \quad (4)$$

$$D + p = \pi(0^\circ) + X. \quad (5)$$

Пионы с энергией, больше разрешенной в столкновении налетающих дейтронов с протонами, будем называть дважды кумулятивными. Для энергии дважды кумулятивного пиона выполнено неравенство

$$E_{\pi} > E_{\pi}^{\max(D+p \rightarrow \pi(0^\circ))}. \quad (6)$$

Поэтому рождение дважды кумулятивных пионов возможно только в реакции столкновения налетающего дейтрона с ядром мишени тяжелее ядра водорода, т.е. в реакции

$$D + A_t = \pi(0^\circ) + X; \quad A_t > 1. \quad (7)$$

Зависимость от начальной энергии максимальной энергии пиона, рожденного под нулевым углом, для различных комбинаций ядер мишени и пучка показана на рис. 1.

Область энергий кумулятивных пионов, рожденных при фрагментации пучка дейтронов, заключена между кривыми, помеченными как $A_b = 1$,

¹⁾ОИЯИ, Дубна, Россия.

²⁾Государственный университет “Дубна”, Дубна, Россия.

*E-mail: alitvin@jinr.ru

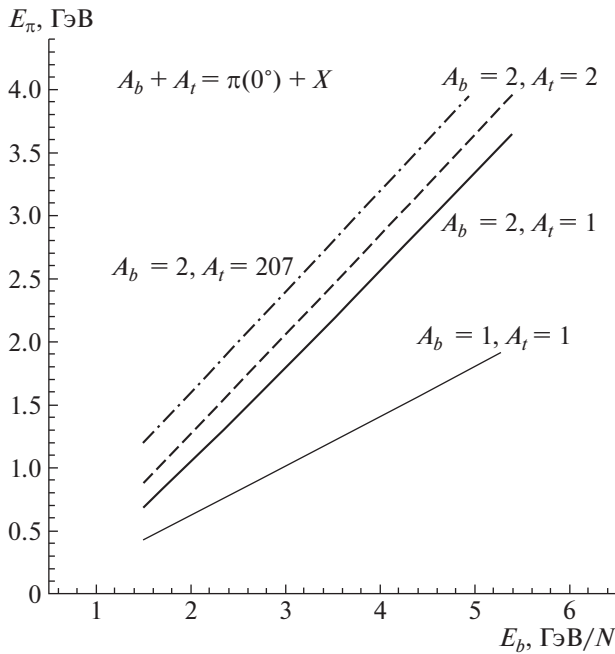


Рис. 1. Зависимость максимальной энергии пиона E_π от энергии на нуклон E_b в налетающем дейтроне для различных комбинаций сталкивающихся ядер.

$A_t = 1$ и $A_b = 2$, $A_t = 1$. Энергия дважды кумулятивных пионов лежит в области выше кривой $A_b = 2$, $A_t = 1$.

Сталкивающиеся ядра входят в определение кумулятивной частицы несимметрично. В эксперименте такая несимметричность приводит к различным зависимостям сечений от атомной массы ядра мишени для случаев, когда фрагментирует пучок [6–8] и когда фрагментирует мишень [9, 10]. Соответствующие экспериментальные данные показаны на рис. 2 и 3. Из этих рисунков видно, что при фрагментации налетающего дейтрона в кумулятивные пионы зависимость сечения от атомной массы ядра мишени для средних и тяжелых ядер $A_t \geq 12$ близка к периферической $d\sigma \propto A_t^{0.4}$ [6, 7]. В случае фрагментации ядра мишени в кумулятивные пионы зависимость сечения от атомной массы ядра мишени для средних и тяжелых ядер $A_t \geq 12$ носит объемный характер $d\sigma \propto A_t^{1.1}$ [9, 10].

Кумулятивный пион рождается за счет высокоимпульсной компоненты во фрагментирующем ядре [1–4]. В координатном представлении источником высокоимпульсной компоненты являются конфигурации, в которых два или больше нуклона оказываются разделенными расстояниями меньшими, чем среднее расстояние между нуклонами в ядре [1–4]. Такое образование, следуя работе [11], называют флуктоном. Ядро мишени играет разную роль при фрагментации в кумулятивные пионы налетающего дейтрона и при фрагментации ядра мишени. Остановимся на этом вопросе подробнее.

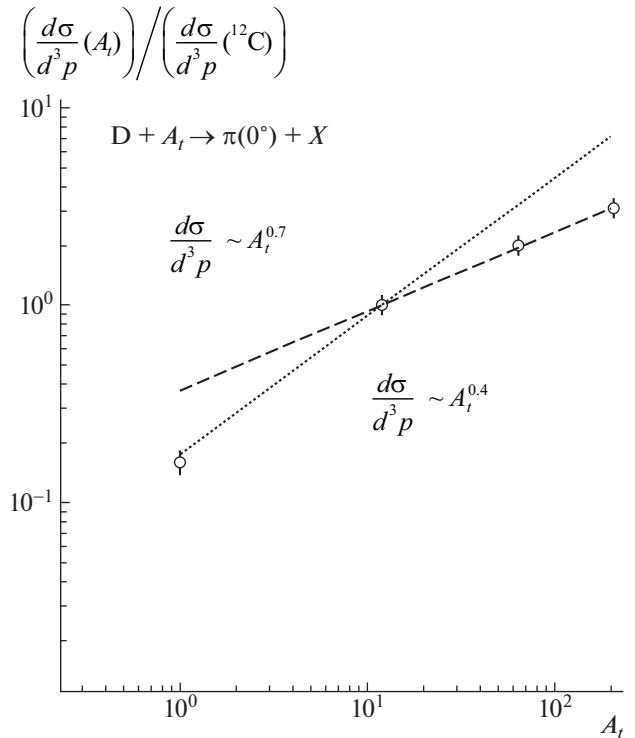


Рис. 2. Зависимость сечения рождения кумулятивных пионов от атомной массы ядра мишени при фрагментации пучкового ядра. Точки — экспериментальные данные из работы [6]. Сечение нормировано на сечение рождения на углеродной мишени. Линии отвечают соответствующим степенным зависимостям.

1. При фрагментации налетающего дейтрона кумулятивный пион рождается в столкновении флуктона из налетающего дейтрона с одним из нуклонов ядра мишени. Характер зависимости сечения от атомной массы ядра мишени определяется перерассеяниями дейтрона и рожденного пиона [12] (рис. 2). Наличие флуктона в ядре мишени для такой реакции не требуется, и возможность его образования на зависимость сечения от атомной массы ядра мишени не влияет.

2. При фрагментации ядра мишени кумулятивный пион рождается в столкновении флуктона из мишени с одним из нуклонов налетающего дейтрона. Характер зависимости сечения от атомной массы ядра мишени определяется не только перерассеяниями дейтрона и рожденного пиона, но и вероятностью образования флуктона в ядре мишени [1–4] (рис. 3).

3. При фрагментации налетающего дейтрона дважды кумулятивный пион рождается в рассеянии флуктона из дейтрона на флуктоне из ядра мишени (отсюда и термин “дважды кумулятивные”). Поэтому зависимость от атомной массы ядра мишени определяется как перерассеяниями, так и вероятностью образования флуктона в ядре мишени и

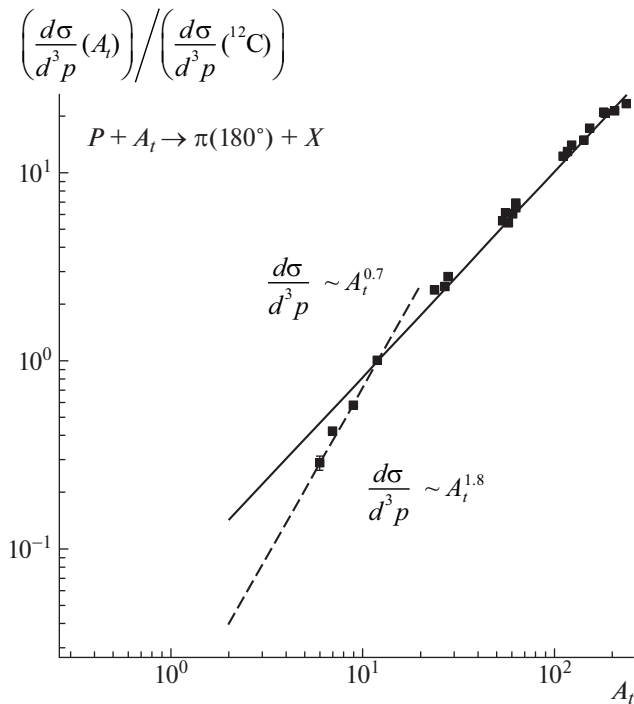


Рис. 3. Зависимость сечения рождения кумулятивных пионов от атомной массы ядра мишени при фрагментации ядра мишени. Точки — экспериментальные данные из работ [9, 10]. Сечение нормировано на сечение рождения на углеродной мишени. Линии отвечают соответствующим степенным зависимостям.

в налетающем дейтроне. Влияние перерассеяний одинаково (дейтрон сохраняется как целое, и пион покидает ядро без рассеяний) при рождении кумулятивных и дважды кумулятивных пионов.

Расчеты зависимости сечения рождения пионов в дважды кумулятивной области от атомной массы ядра мишени и разных моделей флуктона преследуют цель понять, насколько такая реакция является информативной для понимания структуры флуктона.

При дальнейшем рассмотрении не важна конкретная структура флуктона, т.е. не важно, сохраняют ли нуклоны, входящие в состав флуктона, свою “индивидуальность” (как это предложено в работе [13]), или нуклоны во флуктоне перекрываются (когда при описании рождения кумулятивных частиц необходимо учитывать ненуклонные степени свободы [1, 2]).

При фрагментации дейтрона (реакция (7)) кумулятивный пион рождается в столкновении налетающего дейтрона с одним из нуклонов ядра мишени. Рождение происходит за счет высокоимпульсной компоненты волновой функции дейтрона. Т.е. при прохождении через ядро мишени налетающий дейтрон не должен испытать неупругих взаимодействий до момента рождения кумулятивного пиона.

Из-за быстрого убывания сечения рождения кумулятивных пионов с ростом их импульса и угла вылета необходимо, чтобы рожденный пион покинул ядро мишени без столкновений (подробности см. в [12]). Это значит, что сечение рождения определяется следующим интегралом:

$$d\sigma/d^3p \propto \int \int dz db b n_N(z, b) \sigma(NN \rightarrow \pi) \times \bar{W}_D([-\infty, z], b) \bar{W}_\pi([z, \infty], b), \quad (8)$$

где b и z — прицельный параметр и значение координаты вдоль траектории дейтрона, $\bar{W}_D([-\infty, z], b)$ означает вероятность дейтрону без взаимодействия долететь до точки рождения кумулятивного пиона, $\bar{W}_\pi([z, \infty], b)$ — вероятность рожденному пиону покинуть ядро без рассеяния, а $n_N(z, b)$ — плотность нуклонов в точке рождения кумулятивного пиона.

Согласно такой пространственно-временной картине, основной вклад в сечение дают траектории, суммарная длина которых в ядре близка к сумме длин свободного пробега дейтрона и пиона. Средняя длина свободного пробега дейтрона и пиона в ядре составляет $\lambda_D \cong 1$ фм и $\lambda_\pi \cong 2.4$ фм. Это означает, что для средних и тяжелых ядер основной вклад в сечение дают большие прицельные параметры (см. [12]). Такая зависимость подтверждается экспериментальными данными для фрагментации дейтронов в кумулятивные пионы [6–8]. В этих работах для сечения рождения кумулятивных пионов получено, что

$$d\sigma/d^3p(D + A_t \rightarrow \pi(0^\circ) + X) \propto A_t^\alpha; \quad (9)$$

$$A_t \geq 12, \quad \alpha \cong 0.4.$$

Примечательно, что в некумулятивной области аналогичная зависимость имеет поверхностный характер $\alpha \cong 0.6$ [7]. Такое отличие связано с тем, что для рождения пионов в некумулятивной области нет необходимости требовать, чтобы пион был рожден неразрушенным дейтроном и чтобы он покинул ядро без взаимодействия.

При рождении дважды кумулятивных пионов в пространственно-временной картине необходимо учесть, что дважды кумулятивные пионы могут рождаться только при рассеянии дейтрона на флуктоне ядра мишени. Поэтому в выражении для сечения рождения дважды кумулятивных пионов должна стоять плотность флуктонов $n_F(z, b)$:

$$d\sigma/d^3p \propto \int \int dz db b n_F(z, b) \sigma(NN \rightarrow \pi) \times \bar{W}_D([-\infty, z], b) \bar{W}_\pi([z, \infty], b). \quad (10)$$

В отличие от случая рождения кумулятивных пионов (8) здесь произведена замена плотности нуклонов на плотность флуктонов $n_N(z, b) \rightarrow n_F(z, b)$.

Зависимость сечения рождения дважды кумулятивных пионов от атомной массы ядра мишени рассчитывалась для разных моделей флуктона.

МОДЕЛИРОВАНИЕ

Моделирование сечения рождения дважды кумулятивных пионов от атомной массы ядра мишени проводилось по той же схеме, что и в работе [12] для кумулятивных пионов. Единственное отличие состояло в том, что в точке рождения дважды кумулятивного пиона должен находиться флуктон, а не нуклон (см. (10)). Как и для рождения кумулятивного пиона [12], основной вклад дает прямой механизм, при котором пион рождается в столкновении одного из нуклонов налетающего дейтрона с флуктоном в ядре мишени, а рожденный пион покидает ядро мишени без взаимодействий. Как и при рождении кумулятивных пионов, вклады каскадных механизмов не превышают 0.6% от сечения прямого процесса при фрагментации дейтерия на ядре свинца $A_t = \text{Pb}$ и резко спадают с уменьшением массы ядра мишени (см. [12]).

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Расчеты сечения фрагментации дейтрона в дважды кумулятивные пионы были выполнены для следующих трех моделей флуктона.

1. Сферический флуктон из нуклонов. В этом случае два нуклона (два протона, два нейтрона или протон с нейтроном) образуют флуктон, если они одновременно попадают в сферический объем радиуса R_F [1, 13]. Этот радиус называется радиусом флуктона. В интервале $0.4 \leq R_F \leq 0.8$ фм зависимость сечения от атомной массы ядра мишени оказывается одинаковой, при этом абсолютные величины сечений растут с ростом радиуса флуктона, изменяясь в 8 раз (пропорционально кубу радиуса флуктона). Такой флуктон будем называть сферическим NN -флуктоном (VNN -флуктоном). Вероятность образования такого флуктона зависит от пространственного распределения нуклонов по объему ядра (подробнее см. [12]) и числа нуклонов:

$$P_{F,NN} \propto A_t(A_t - 1). \quad (11)$$

2. Флуктон в виде трубки [14]. В этом случае два нуклона образуют флуктон, если они одновременно попадают в цилиндрический объем радиуса R_F и длиной L_F вдоль направления пучковой частицы. Такой флуктон будем называть флуктоном в модели когерентной трубки ($VLNN$ -флуктоном).

3. Сферический флуктон из протона и нейтрона. В этом случае два нуклона, из которых один протон, а другой нейтрон, образуют флуктон, если они одновременно попадают в сферический объем

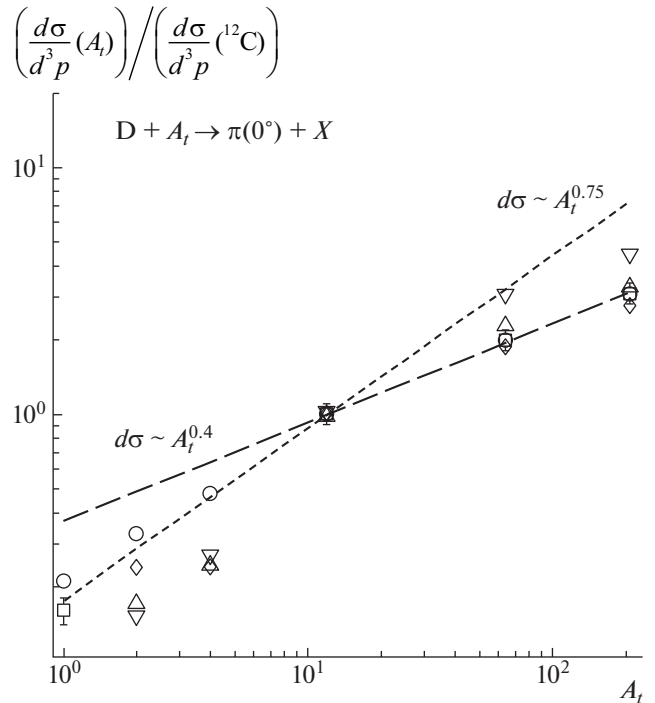


Рис. 4. Зависимости сечений фрагментации дейтронов в кумулятивные и дважды кумулятивные пионы от атомной массы ядра мишени. Рассмотрены модели сферического NN -флуктона и флуктона в модели коррелированной трубки. Точки: \square — экспериментальные данные для кумулятивных пионов из работы [7]; \circ — результат расчетов для кумулятивных пионов в рамках подхода, развитого в работе [6]; \diamond — результат расчетов для дважды кумулятивных пионов и модели сферического NN -флуктона с $R_F = 0.4$ фм; \triangle — результат расчетов для дважды кумулятивных пионов и модели коррелированной трубки с $R_F = 0.4$ фм, $L_F = 1.0$ фм; ∇ — результат расчетов для дважды кумулятивных пионов и модели коррелированной трубки с $R_F = 0.4$ фм, $L_F = 2.0$ фм. Линии проведены, чтобы наглядно показать характер зависимостей.

радиуса R_F [1, 13]. При этом два протона или два нейтрона в том же объеме флуктон не образуют. Такой флуктон будем называть сферическим pn -флуктоном (Vnp -флуктоном). В работах [15, 16] получено, что вероятность нахождения Vnp -флуктона в ядре ^{12}C составляет 18%, а на долю Vpp - и Vnn -флуктонов приходится по 1%. Вероятность образования Vnp -флуктона определяется числом протонов и нейтронов в ядре:

$$P_{F,np} \propto NZ. \quad (12)$$

Результаты расчетов зависимости сечения рождения дважды кумулятивных пионов от атомной массы ядра мишени для перечисленных выше моделей флуктона показаны на рис. 4 и 5.

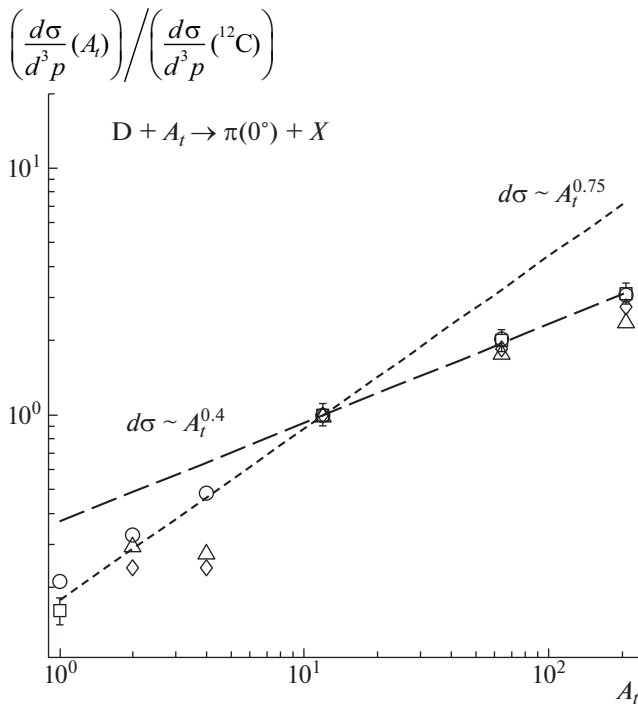


Рис. 5. Зависимости сечения фрагментации дейтронов в кумулятивные и дважды кумулятивные пионы от атомной массы ядра мишени. Расчеты выполнены для сферического NN -флуктона (VNN) и сферического pn -флуктона (Vnp). Точки: \square — экспериментальные данные для кумулятивных пионов из работы [7], \circ — расчет для кумулятивных пионов в рамках подхода [6], \diamond — расчет для дважды кумулятивных пионов и модели сферического NN -флуктона с $R_F = 0.4$ фм, \triangle — расчет для дважды кумулятивных пионов и сферического pn -флуктона с $R_F = 0.4$ фм. Линии проведены, чтобы наглядно показать характер зависимостей.

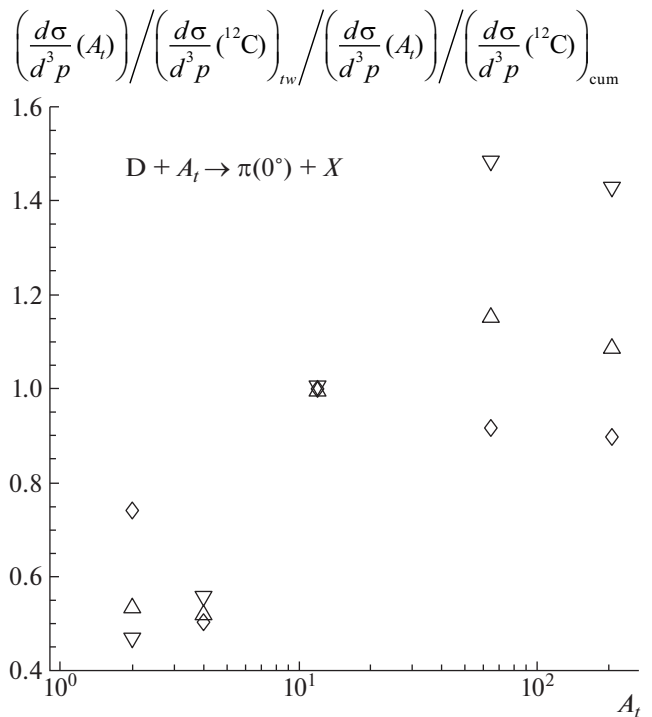


Рис. 6. Отношения нормированных на углерод сечений рождения дважды кумулятивных пионов к аналогичному отношению сечений в кумулятивной области для модели сферического NN -флуктона и флуктона в модели коррелированной трубки. Точки: \diamond — расчет для дважды кумулятивных пионов и модели сферического NN -флуктона (VNN) с $R_F = 0.4$ фм, \triangle — результат расчетов для дважды кумулятивных пионов и модели коррелированной трубки с $R_F = 0.4$ фм, $L_F = 1.0$ фм, ∇ — результат расчетов для дважды кумулятивных пионов и модели коррелированной трубки с $R_F = 0.4$ фм, $L_F = 2.0$ фм.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследована зависимость сечения фрагментации дейтронов в дважды кумулятивные пионы от атомной массы ядра мишени для модели сферического NN -флуктона, модели коррелированной трубки и модели сферического pn -флуктона.

Из результатов расчетов следует, что:

1. Для модели сферического NN -флуктона зависимость от атомной массы ядра мишени в кумулятивной и в дважды кумулятивной областях близка для средних и тяжелых ядер ($A_t \geq 12$). Отличие не превышает 15% (рис. 6). Для легких ядер отношение нормированных на ядро углерода сечения рождения дважды кумулятивных пионов к аналогичному сечению для кумулятивных пионов равно 0.75 для дейтериевой мишени и 0.5 для ${}^4\text{He}$ (см. рис. 4, 6).

2. Для легких ядер сечение рождения дважды кумулятивных пионов, нормированное на ядро углерода ($d\sigma(A_t)/d\sigma(C)$), в модели коррелированной

трубки оказывается приблизительно в 1.5 раза меньше аналогичного отношения для рождения кумулятивных пионов (рис. 6). Для “длинной” трубки $L_F = 2.0$ фм и тяжелых и средних ядер $A_t > 12$ превышение над сечением для рождения кумулятивных пионов составляет около 50% (рис. 6). Это значит, что исследование реакции рождения дважды кумулятивных пионов совместно с исследованием аналогичной зависимости для кумулятивных пионов позволяет сделать вывод о том, является флуктон сферическим или имеет форму трубки. По крайней мере, для $L_F \geq 2.0$ фм.

3. Отношение нормированных на углерод сечений рождения пионов в дважды кумулятивной и кумулятивной областях показано на рис. 7. Зависимости сечения рождения дважды кумулятивных пионов от атомной массы ядра мишени в модели сферического pn -флуктона и в модели сферического NN -флуктона близки (см. рис. 5, 7). Для легких мишеней отличие нормированных на углерод сечений для дважды кумулятивной и ку-

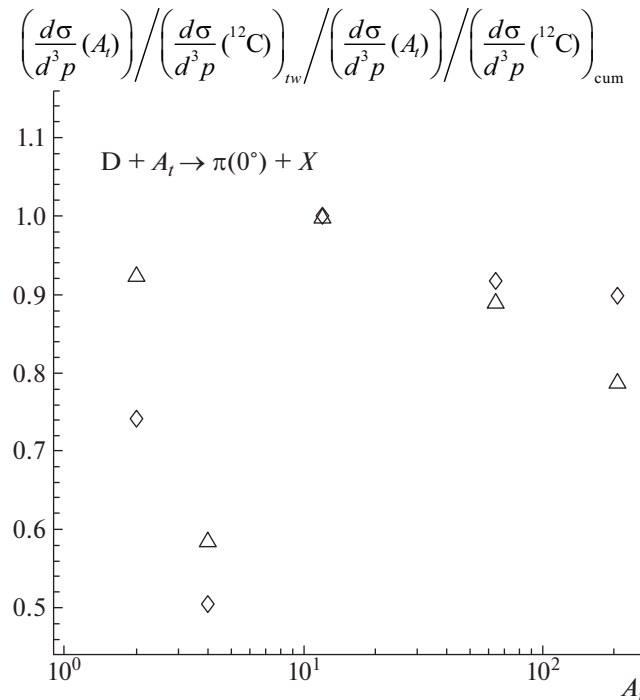


Рис. 7. Отношения нормированных на углерод сечений рождения дважды кумулятивных пионов к аналогичному отношению сечений в кумулятивной области для модели сферического NN -флуктона (VNN) и модели сферического np -флуктона (Vnp). Точки: \diamond — расчет для дважды кумулятивных пионов и модели сферического NN -флуктона (VNN) с $R_F = 0.4$ фм, \triangle — результат расчетов для дважды кумулятивных пионов и модели сферического np -флуктона (Vnp) с $R_F = 0.4$ фм.

кумулятивной областей доходит до 50%. Согласно рис. 7 для отношений нормированных на углерод сечений рождения пионов в кумулятивной и дважды кумулятивной областях для сферического np -флуктона на 25% выше, чем для сферического NN -флуктона. С ростом атомного номера это отношение уменьшается для мишени ${}^4\text{He}$ до 17%. Наибольшая разница сечений рождения кумулятивных пионов в моделях VNN - и Vnp -флуктона составляет до 30% для ядра дейтерия (рис. 7).

Кроме того, ядро дейтерия (D) интересно тем, что для него можно провести последовательные расчеты, базирующиеся на общепринятых волновых функциях. При таких расчетах вероятность образования флуктона рассчитывается по одному алгоритму для ядра пучка и ядра мишени.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А. М. Балдин, ЭЧАЯ **8**, 429 (1977) [Sov. J. Part. Nucl. **8**, 175 (1977)].
2. В. К. Лукьянов, А. И. Титов, ЭЧАЯ **10**, 815 (1979) [Sov. J. Part. Nucl. **10**, 334 (1979)].
3. В. С. Ставинский, ЭЧАЯ **10**, 949 (1979) [Sov. J. Part. Nucl. **10**, 373 (1979)].
4. А. В. Ефремов, ЭЧАЯ **13**, 613 (1982) [Sov. J. Part. Nucl. **13**, 254 (1982)].
5. А. Г. Litvinenko, A. I. Malakhov, and P. I. Zarubin, Письма в ЭЧАЯ, № 1, 27 (1993).
6. Ю. С. Анисимов, В. В. Архипов, И. Атанасов, С. В. Афанасьев, В. К. Бондарев, А. И. Шкловская, А. Ю. Исупов, В. А. Каширин, А. Н. Хренов, А. В. Кириллов, В. И. Колесников, А. Г. Литвиненко, А. И. Малахов, Г. Л. Мелкумов, И. И. Мигулина, В. Пенев и др., ЯФ **60**, 1070 (1997) [Phys. At. Nucl. **60**, 957 (1997)].
7. E. Moeller, L. Anderson, W. Brückner, S. Nagamiya, S. Nissan-Meyer, L. Schroeder, G. Shapiro, and H. Steiner, Phys. Rev. C **28**, 1246 (1983).
8. Kh. Abraamyan, V. M. Izunrov, M. N. Khachaturian, M. A. Kozhin, and A. N. Khudaverdyan, Phys. Lett. B **323**, 1 (1994).
9. Л. С. Золин, В. Ф. Переседов, Письма в ЭЧАЯ, № 3, 59 (1992).
10. В. К. Бондарев, П. И. Зарубин, А. Г. Литвиненко, А. А. Мозелев, Н. С. Мороз, Ю. А. Панебратцев, С. В. Рихвицкий, В. С. Ставинский, Г. Б. Хоршева, А. Н. Хренов, Письма в ЭЧАЯ, № 4, 5 (1984).
11. Д. И. Блохинцев, ЖЭТФ **33**, 1295 (1957) [JETP **33**, 988 (1957)].
12. А. Г. Литвиненко, Е. И. Литвиненко, ЯФ **78**, 364 (2015) [Phys. At. Nucl. **78**, 337 (2015)].
13. L. L. Frankfurt and M. I. Strikman, Phys. Rep. **76**, 215 (1981).
14. G. Berlad, A. Dar, and G. Eilam, Phys. Rev. D **13**, 161 (1976).

15. R. Subedi, R. Shneor, P. Monaghan, B. D. Anderson, K. Aniol, J. Annand, J. Arrington, H. Benaoum, F. Benmokhtar, W. Bertozzi, W. Boeglin, J.-P. Chen, Seonho Choi, E. Cisbani, B. Craver, S. Frullani, *et al.*, arXiv: 0908.1514.
16. M. M. Sargsian, T. V. Abrahamyan, M. I. Strikman, and L. L. Frankfurt, Phys. Rev. C **71**, 044615 (2005).

SIMULATION OF THE REACTION OF FRAGMENTATION OF DEUTRONS INTO TWICE-CUMULATIVE PIONS

A. G. Litvinenko^{1),2)}, E. I. Litvinenko¹⁾

¹⁾*JINR, Dubna, Russia.*

²⁾*Dubna State University, Dubna, Russia.*

The paper discusses the peculiarities of the behavior of the pion production cross section depending on the atomic mass of the target nucleus for the reaction fragmentation of the deuteron beam into pion produced in a “double-cumulative” kinematic region. A distinctive feature of double-cumulative pions is that for their production the target nucleus must be heavier than hydrogen. Twice-cumulative pions are produced due to the high momentum component in both colliding nuclei. In this paper we calculate the dependence of the cross section for the production of double-cumulative pions from the atomic mass of the nucleus and consider the effect of different models of the structure of the target nucleus at small internucleonic distances.