

Har bir nukloni 4,2 GeV/c impulsigacha tezlashtirilgan $n^{12}\text{C}$ va $p^{12}\text{C}$ to'qnashuvlarida ikkilamchi zarrachalarning assotsiativ ko'plamchiligi

Kosim Olimov¹, Azizjon Alimjonovich Jonzakov²

¹O'zbekiston Fanlar akademiyasi Fizika-texnika instituti, Chingiz Aytmatov ko'chasi. 2b, 100084 Toshkent, O'zbekiston, *E-mail: Olimov@uzci.net

²Jizzax davlat pedagogika universiteti, 130100. Jizzax viloyati. Jizzax shahri, Sharaf Rashidov ko'chasi, 4 uy. *E-mail: a.jonzakov2203@mail.ru

Annotatsiya: Ushbu ishda 4.2 GeV/c (3.37 GeV kinetik energiyaga teng) impulsli neytron va protonlarning uglerod nishon yadrolari bilan noelastik o'zaro ta'sirida yetakchi protonlar bilan bog'langan ikkilamchi zarrachalarning xarakteristikalarini bo'yicha yangi eksperimental ma'lumotlarni taqdim etilgan. 4,2 GeV/c impulsigacha tezlashtirilgan $n^{12}\text{C}$ va $p^{12}\text{C}$ to'qnashuvlarida zaryadlangan pionlar va unga hamroh bo'lgan protonlarning o'rtacha ko'pliklarining yetakchi protonlarning bo'ylama va ko'ndalang impulsiga bog'liqligi o'rganildi. Eksperimental ma'lumotlar tizimli ravishda mukammallashtirilgan FRITIOF modelidan foydalangan holda Monte-Karlo hisob-kitoblari bilan taqqoslandi.

Kalit so'zlar: o'rtacha ko'plamchiliklar, bo'ylama va ko'ndalang impuls, neytron-uglerod to'qnashuvi, proton-uglerod to'qnashuvi, yetakchi proton, mukammallashtirilgan FRITIOF modeli.

Associative multiplicities of secondary particles in $n^{12}\text{C}$ and $p^{12}\text{C}$ collisions at 4.2 GeV/c

Kosim Olimov¹, Azizjon Alimjonovich Jonzakov²

¹Physical and Technical Institute of the Academy of Sciences of Uzbekistan, st. Chingiz Aitmatov. 2b, 100084 Tashkent, Uzbekistan, *E-mail: Olimov@uzci.net

²Jizzakh State Pedagogical University, 130100. Jizzakh region. Jizzakh city, Sharaf Rashidov street, 4. *E-mail: a.jonzakov2203@mail.ru

Annotation: New experimental data is presented on the characteristics of secondary particles associated with leading protons in inelastic interactions between projectile neutrons and protons and target carbon nuclei at an incident momentum of 4.2 GeV/c (equivalent to an incident kinetic energy of 3.37 GeV). We investigated the dependencies of the average multiplicities of charged pions and accompanying protons on the longitudinal and transverse momenta of the leading protons in $n^{12}\text{C}$ and $p^{12}\text{C}$ collisions at 4.2 GeV/c. The experimental results were systematically compared with Monte Carlo calculations using the modified FRITIOF model.

Key words: average multiplicities, longitudinal and transverse momenta, neutron-carbon collisions, proton-carbon collisions, leading proton, modified FRITIOF model.

Ассоциативные множественности вторичных частиц в $p^{12}\text{C}$ - и $p^{12}\text{C}$ -соударениях при 4.2 ГэВ/с

Косим Олимов¹, Азизжон Алимжонович Жонзаков²

¹Физико-технический институт Академии наук Узбекистана, ул. Чингиза Айтматова. 2^b, 100084 Ташкент, Узбекистан, *E-mail: Olimov@uzsci.net

²Джизакский государственный педагогический университет, 130100. Джизакская область. Город Джизак, улица Шарафа Рашидова, 4. *E-mail: a.jonzakov2203@mail.ru

Аннотация: В настоящей работе представлены новые экспериментальные данные о характеристиках вторичных частиц, связанных с ведущими протонами в неупругих взаимодействиях нейтронов и протонов с углеродными ядрами-мишенями при импульсе 4.2 ГэВ/с (эквивалентно кинетической энергии 3.37 ГэВ). Исследованы зависимости средних множественностей заряженных пионов и сопровождающих протонов от продольных и поперечных импульсов ведущих протонов в столкновениях $p^{12}\text{C}$ и $p^{12}\text{C}$ при 4.2 ГэВ/с. Экспериментальные данные систематически сопоставлены с расчетами методом Монте-Карло, использующим модифицированную модель FRITIOF.

Ключевые слова: средние множественности, продольные и поперечный импульсы, нейтронно-углеродные столкновения, протон-углеродные столкновения, лидирующий протон, модифицированная модель FRITIOF.

1. Введение

Эта работа является продолжением исследований различных характеристик вторичных частиц, образованных в неупругих соударениях $p^{12}\text{C}$ и $p^{12}\text{C}$ при 4.2 ГэВ/с [1-3]. В данном исследовании уделяется внимание сравнительному анализу ассоциативных множественностей заряженных пионов и протонов-сопровождения в зависимости от продольного и поперечного импульсов ведущих протонов. Также проводится анализ спектров ведущих протонов по продольным и поперечным импульсам.

Экспериментальные данные систематически сравниваются с предсказаниями модифицированной модели FRITIOF [4-8], которая учитывает инклюзивные одночастичные распределения [8]. В этой модели неупругое рассеяние адрон-снаряда на нуклонах ядра-мишени приводит к увеличению инвариантной массы взаимодействующих нуклонов и образованию струн, которые фрагментируются на адроны. Предполагается, что фрагментация струн происходит вне ядра-мишени, и модель исключает взаимодействие между струнами, то есть частицы из разных струн рождаются независимо. Поэтому в модели отсутствуют корреляции между частицами из разных струн.

В данном исследовании были исследованы простые корреляции между различными группами частиц. Для сравнения наших результатов были использованы данные

моделирования методом Монте-Карло с использованием алгоритма FRITIOF [5]. В рамках этой модели было выполнено моделирование 50000 событий для каждого типа соударений, при этом значения всех параметров модели оставались такими же, как и в предыдущей работе [5]. В предыдущей работе [2] было отмечено, что данная модель примерно на 10% переоценивает среднее число заряженных пионов и протонов в $p^{12}\text{C}$ - и $p^{12}\text{C}$ -соударениях при 4.2 ГэВ/с. Однако она достаточно точно воспроизводит средние значения парциальных коэффициентов неупругости π^+ -мезонов. Для выяснения причины превышения моделью среднего числа заряженных частиц в $p^{12}\text{C}$ - и $p^{12}\text{C}$ -соударениях при 4.2 ГэВ/с был проведен анализ топологий 50000 смоделированных событий $p^{12}\text{C}$. В результате анализа было обнаружено, что модель практически не учитывает вклад канала квазиупругого выбивания одного из нейтронов ядра углерода. Однако, согласно изотопической инвариантности сильных взаимодействий, можно предположить, что доля канала квазиупругого выбивания одного из нейтронов ядра углерода-12 в $p^{12}\text{C}$ -взаимодействиях при 4.2 ГэВ/с будет такой же, как в $p^{12}\text{C}$ -соударениях. При адекватном учете данного канала в модифицированной модели [4-8] средние множественности отрицательных и положительных пионов оказались соответственно равными 0.631 ± 0.004 и 0.350 ± 0.002 , что вполне согласуется с экспериментальными значениями среднего числа $\pi^\pm$ -мезонов: $\langle n(\pi^-) \rangle = 0.64 \pm 0.02$ и $\langle n(\pi^+) \rangle = 0.37 \pm 0.02$.

2. Экспериментальный материал и критерии отбора событий

Экспериментальный материал, использованный в данной работе, был получен с помощью 2-метровой пропановой пузырьковой камеры, расположенной в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ (Дубна, Россия). Камера была облучена пучками протонов, ядер дейтрона и гелия-4 с импульсом 4.2 ГэВ/с на нуклон на Дубненском синхрофазотроне. Экспериментальный материал включает 6736 $p^{12}\text{C}$ -, 7071 $d^{12}\text{C}$ -, 11974 $^4\text{He}^{12}\text{C}$ - и 2798 $p^{12}\text{C}$ -событий без учета квазиупругого рассеяния исходного нейтрона на нейтроне ядра углерод-12. Однако, с учетом вклада этого процесса, который в среднем составляет 12.5% от суммарного сечения зарегистрированных неупругих каналов нейтрон-углеродных соударений, количество $p^{12}\text{C}$ -событий будет составлять 3148. Изначально $p^{12}\text{C}$ -события были выделены из $d^{12}\text{C}$ - и $^4\text{He}^{12}\text{C}$ -взаимодействий с помощью процедуры, описанной в [1].

В эксперименте, проведенном с использованием 2-метровой пропановой пузырьковой камеры, средняя относительная погрешность измерения импульсов заряженных пионов не превышает 11%. Все отрицательно заряженные частицы были отнесены к π^- -мезонам. Примесь электронов и K^- -мезонов не превышает 4% от общего числа отрицательных частиц, отнесенных к π^- -мезонам. Протоны и π^+ -мезоны были

визуально идентифицированы до импульсов протонов $p < 750$ МэВ/с. Нижние границы регистрации протонов и заряженных пионов в 2-метровой пропановой пузырьковой камере составляют 145 МэВ/с и 55 МэВ/с соответственно. Для разделения быстрых ($p > 750$ МэВ/с) протонов и π^+ -мезонов была применена процедура статистического разделения, описанная в [2].

В проведенном анализе изучалось поведение средних множественностей заряженных пионов и протонов-сопровождения в зависимости от продольного и поперечного импульсов лидирующих протонов в $p^{12}\text{C}$ - и $p^{12}\text{C}$ -соударениях при импульсе 4.2 ГэВ/с. Для этого рассматривались события, в которых присутствовал хотя бы один протон с продольным импульсом $P_L > 1.2$ ГэВ/с. Такие протоны могут быть либо сохраненными исходными протонами в $p^{12}\text{C}$ -соударениях, либо образованными в результате перезарядки исходного нейтрона в протон ($pn \rightarrow rp$, $n \rightarrow p + \pi^-$) в $p^{12}\text{C}$ -соударениях.

Для корректного сравнения данных между нейтрон-углеродными и протон-углеродными соударениями, из последних были исключены события, связанные с квазиупругим рассеянием исходного протона на одном из нейтронов ядра-мишени ($pn \rightarrow pn$). Это связано с отсутствием возможности регистрации событий, связанных с реакцией квазиупругого рассеяния исходного нейтрона на одном из нейтронов ядра-мишени ($pn \rightarrow pn$) в эксперименте по $p^{12}\text{C}$ -соударениям.

Сгенерированные события в рамках модифицированной модели [4-8] обрабатывались в полном соответствии с экспериментальными условиями регистрации заряженных пионов и протонов.

Известно, что в неупругих соударениях адронов с нуклонами или ядрами множественное рождение вторичных частиц происходит за счет уменьшения полного (продольного) импульса налетающей частицы. Поэтому интересно изучить зависимости средних множественностей заряженных пионов и протонов-сопровождения (протоны ядра-мишени) от продольного импульса лидирующего протона. Протон считался лидирующим, если его продольный импульс превышал импульсы остальных протонов в событии и превышал 1.2 ГэВ/с.

На рис. 1-3 приведены зависимости средних множественностей отрицательных и положительных пионов, а также протонов-сопровождения от продольного импульса лидирующих протонов в $p^{12}\text{C}$ (рис. 1а, 2а и 3а)- и $p^{12}\text{C}$ (рис. 1б, 2б и 3б)-соударениях при

4.2 ГэВ/с. Там же показаны соответствующие теоретические данные, полученные в рамках модифицированной модели FRITIOF [4-8]. Из этих данных можно заключить, что:

1. При увеличении продольного импульса лидирующего протона (P_{Lmax}) средние множественности отрицательных пионов и протонов-сопровождения уменьшаются для обоих типов соударений ($n^{12}C$ и $p^{12}C$) и достигают минимального значения при максимальном значении P_{Lmax} . Это соответствует закону сохранения энергии и импульса.

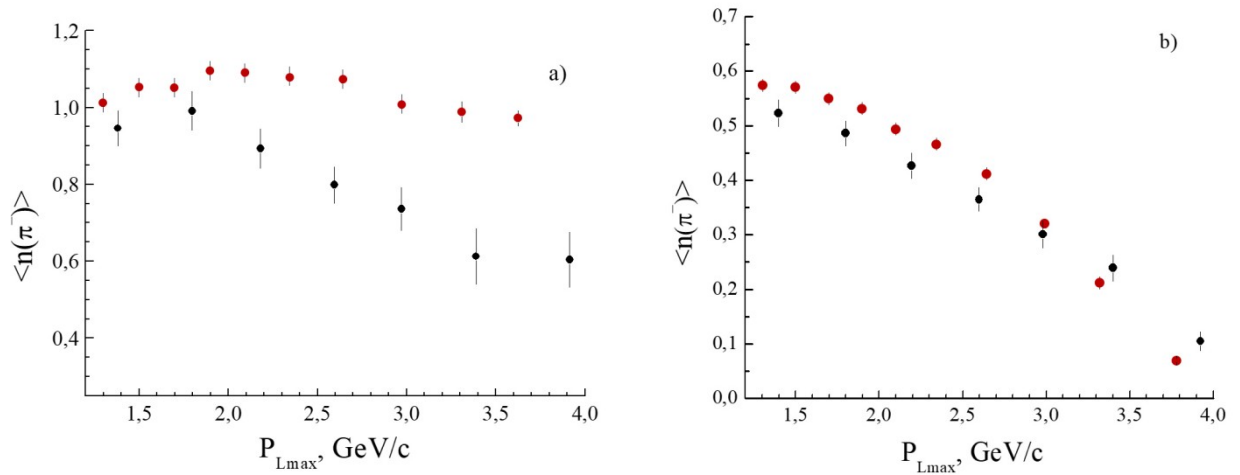


Рис. 1. Зависимости средних множественностей отрицательных пионов от продольного импульса лидирующего протона в $n^{12}C$ (а)-и $p^{12}C$ (б)-соударениях при 4.2 ГэВ/с. Темные кружки – эксперимент; красные – расчеты по модифицированной модели FRITIOF [4-8].

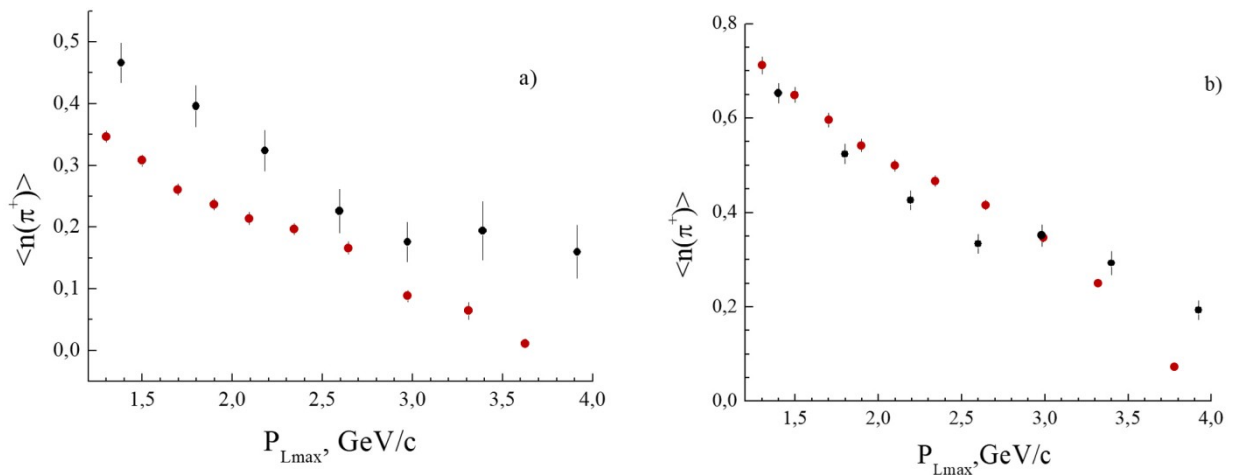


Рис. 2. Зависимости средних множественностей положительных пионов от продольного импульса лидирующего протона в $n^{12}C$ (а)-и $p^{12}C$ (б)-соударениях при 4.2 ГэВ/с. Темные кружки – эксперимент; красные – расчеты по модифицированной модели FRITIOF [4-8].

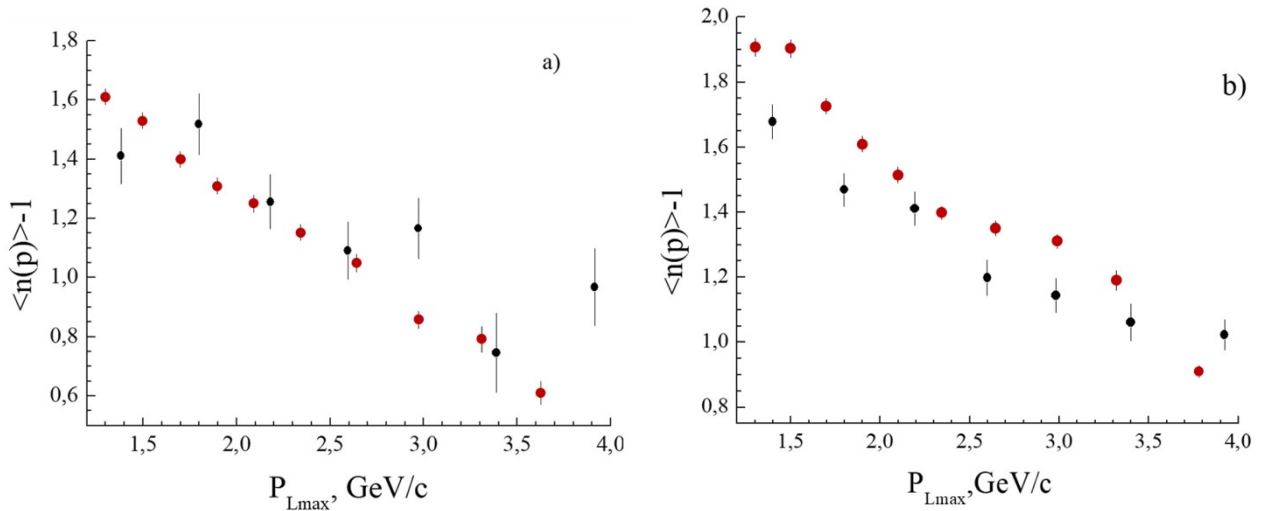


Рис. 3. Зависимости средних множественностей протонов-сопровождения от продольного импульса лидирующего протона в $p^{12}C$ (а)-и $r^{12}C$ (б)-соударениях при 4.2 ГэВ/с. Темные кружки – эксперимент; красные – расчеты по модифицированной модели FRITIOF [4-8].

Средняя множественность положительных пионов уменьшается до значений $P_{Lmax} = 2.8$ ГэВ/с. В $p^{12}C$ -соударениях она остается постоянной в пределах статистических погрешностей, а в $r^{12}C$ -соударениях медленно падает.

При любых значениях P_{Lmax} средние множественности отрицательных пионов в $p^{12}C$ -соударениях оказываются выше, чем в $r^{12}C$ -соударениях. При увеличении P_{Lmax} в $r^{12}C$ -соударениях множественность $\langle n(\pi^-) \rangle$ уменьшается примерно в 5 раз быстрее, чем в $p^{12}C$ -соударениях. Это объясняется дополнительным рождением отрицательных пионов в $p^{12}C$ -соударениях благодаря неупругой перезарядке исходного нейтрона в протон и π^- -мезон [2].

2. Согласно расчетным данным, средние множественности положительных пионов уменьшаются как в $p^{12}C$ -, так и в $r^{12}C$ -соударениях. В случае отрицательных пионов, средняя множественность в $p^{12}C$ -соударениях сначала медленно растет до $P_{Lmax} = 1.9$ ГэВ/с, затем медленно падает до максимального значения P_{Lmax} . Однако модель недооценивает среднюю множественность положительных пионов в $p^{12}C$ -соударениях и не совсем точно описывает экспериментальные данные. В то же время, модель качественно описывает поведение средних множественностей заряженных пионов в $r^{12}C$ -соударениях.

3. Относительно протонов-сопровождения, как в эксперименте, так и в модели, средние множественности протонов-сопровождения уменьшаются с ростом продольного импульса лидирующего протона до достижения максимального значения P_{Lmax} . В этом

случае модель качественно описывает зависимость средней множественности протонов-сопровождения от продольного импульса лидирующего протона P_{Lmax} .

На рисунках 4-6 представлены зависимости средних множественностей отрицательных и положительных пионов, а также протонов-сопровождения от поперечного импульса лидирующих протонов в соударениях $p^{12}C$ (рисунки 4а, 5а и 6а) и $p^{12}C$ (рисунки 4б, 5б и 6б) при энергии 4.2 ГэВ/с. На графиках также показаны соответствующие теоретические данные, полученные с использованием модифицированной модели FRITIOF [4-8]. Из этих данных можно сделать следующие выводы:

1. В эксперименте средние множественности отрицательных пионов в соударениях $p^{12}C$ и $p^{12}C$ имеют различную зависимость от поперечного импульса лидирующего протона. В $p^{12}C$ -соударениях средняя множественность отрицательных пионов сначала падает до своего минимального значения ($\langle n(\pi^-) \rangle = 0.80 \pm 0.05$ при $P_{tmax} \approx 0.4$ ГэВ/с), затем на всем интервале изменения величины P_{tmax} увеличивается примерно на 10%, достигая значения $\langle n(\pi^-) \rangle = 0.88 \pm 0.07$. Для объяснения этого поведения $\langle n(\pi^-) \rangle$ в $p^{12}C$ -соударениях были изучены распределения продольного импульса лидирующего протона для каждого из семи интервалов P_{tmax} . Оказалось, что при максимальном значении $\langle n(\pi^-) \rangle$ среднее значение продольного импульса лидирующего протона составляет $\langle P_{Lmax} \rangle = 1.54$, а при минимальном $\langle n(\pi^-) \rangle \rightarrow \langle P_{Lmax} \rangle = 1.83$. В $p^{12}C$ -соударениях средняя множественность отрицательных пионов с ростом поперечного импульса лидирующего протона медленно растет до $P_{tmax} \approx 0.5$ ГэВ/с, а затем падает до максимального значения P_{tmax} .

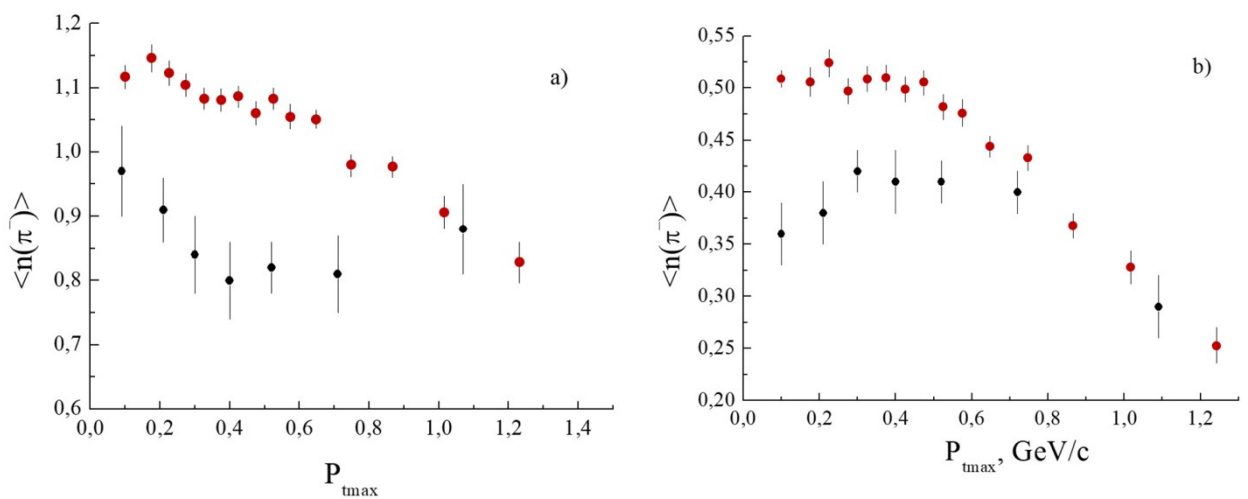


Рис. 4. Зависимости средних множественностей отрицательных пионов от поперечного импульса лидирующего протона в $p^{12}C$ (а)- и $p^{12}C$ (б)-соударениях при 4.2 ГэВ/с. Темные кружки – эксперимент; красные – расчеты по модифицированной модели FRITIOF [4-8].

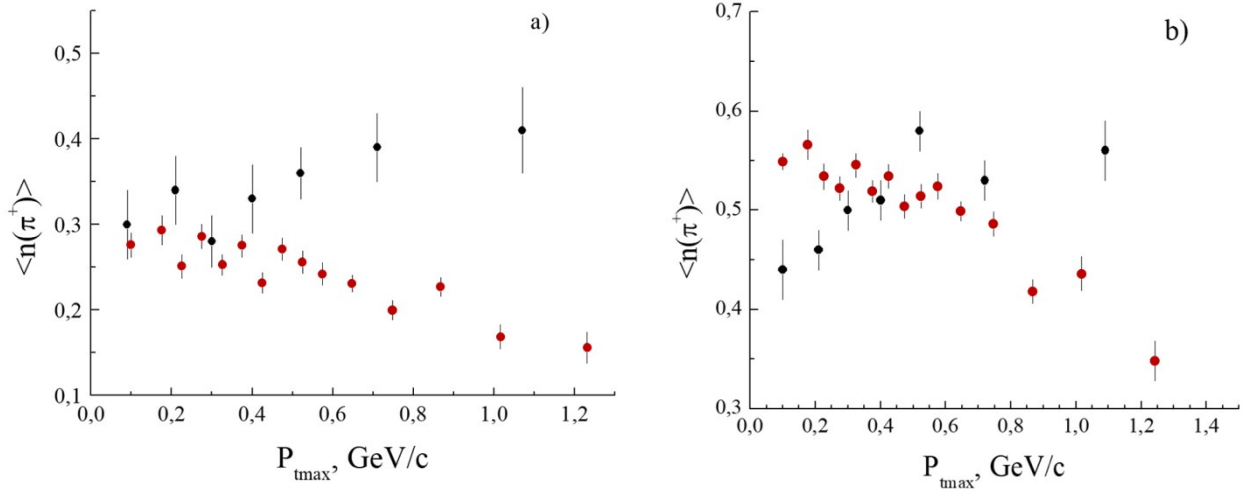


Рис. 5. Зависимости средних множественностей положительных пионов от поперечного импульса лидирующего протона в $p^{12}C$ (а)-и $p^{12}C$ (б)-соударениях при 4.2 ГэВ/с. Темные кружки – эксперимент; красные – расчеты по модифицированной модели FRITIOF [4-8].

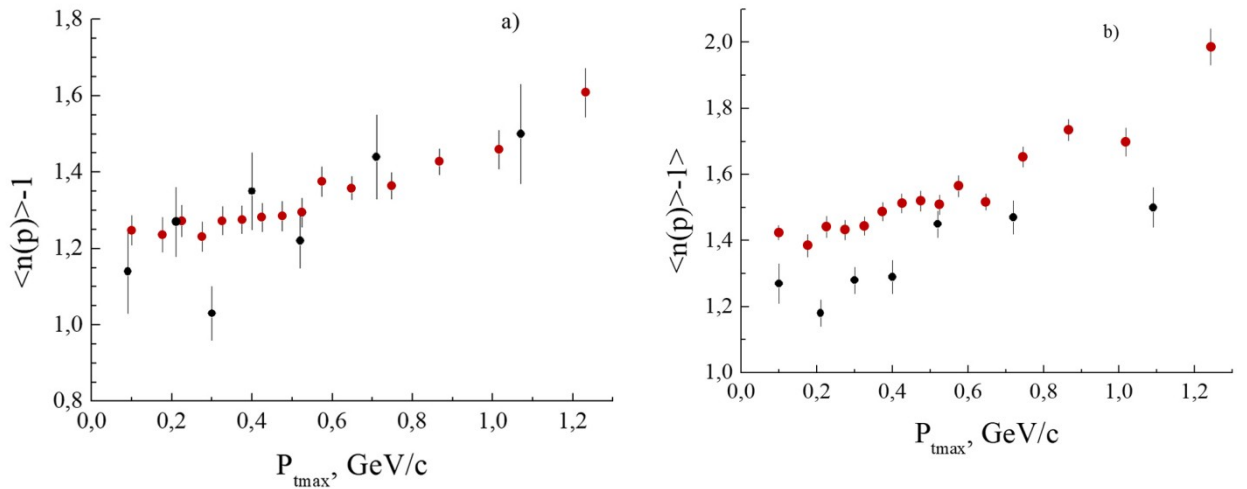


Рис. 6. Зависимости средних множественностей протонов-сопровождения от поперечного импульса лидирующего протона в $p^{12}C$ (а)-и $p^{12}C$ (б)-соударениях при 4.2 ГэВ/с. Темные кружки – эксперимент; красные – расчеты по модифицированной модели FRITIOF [4-8].

2. Расчетные данные по средней множественности отрицательных пионов показывают медленное снижение в $p^{12}C$ -соударениях на всем интервале изменения величины P_{tmax} . При этом расчетные значения превышают эксперимент для всех значений P_{tmax} . В $p^{12}C$ -соударениях средняя множественность отрицательных пионов в модели остается практически постоянной до $P_{tmax} \approx 0.5$ ГэВ/с, а затем уменьшается. При этом расчетные данные превышают эксперимент на всем интервале изменения величины P_{tmax} .

3. В эксперименте средние множественности положительных пионов как в соударениях $p^{12}\text{C}$, так и в $p^{12}\text{C}$ медленно возрастают на всем интервале изменения величины P_{max} , в то время как в модели они все время уменьшаются. Модель недооценивает среднюю множественность положительных пионов в эксперименте и не может качественно описать зависимость средней множественности положительных пионов от P_{max} как в $p^{12}\text{C}$ -, так и в $p^{12}\text{C}$ -соударениях.

4. Средние множественности протонов-сопровождения в соударениях $p^{12}\text{C}$ и $p^{12}\text{C}$ как в эксперименте, так и в модели увеличиваются с увеличением P_{max} . Повышение P_{max} может быть связано, по крайней мере частично, с увеличением числа соударений лидирующего протона с нуклонами ядра углерода, что приводит к росту средней множественности протонов-сопровождения. Модифицированная модель [4-8] качественно описывает данные по $p^{12}\text{C}$ -соударениям и в целом соответствует эксперименту, однако количественно превышает эксперимент на 20% в случае $p^{12}\text{C}$ -соударений.

В представленном отрывке обсуждаются некоторые наблюдения и выводы, сделанные на основе результатов эксперимента и моделирования. Отмечается, что на рисунках 1а, 4 и 5 в эксперименте наблюдаются простые корреляции для рожденных пионов, но в модели эти корреляции либо недостаточны (рисунок 1а, 4), либо противоречат эксперименту (рисунок 5). Также отмечается, что если форма теоретического распределения на рисунке 5 может быть связана с законом сохранения энергии-импульса, то экспериментальное распределение, явно противоположное ему, требует динамического объяснения, а не только кинематического.

Следовательно, можно заключить, что модифицированная модель FRITIOF [4-8] испытывает трудности при описании относительно простых корреляций между кинематическими характеристиками разных групп частиц. Поэтому нам кажется уместным заключить, что учет взаимодействия струн сделал бы модель [4-8] более реалистичной, когда фрагментация струн происходит не совсем вне ядра (как это предполагается в модели [4-8]), а, возможно, на границе ядра, которое разрушается вдоль линии адрон-ядро соударения, что может вытягивать границу ядра в этом направлении. Данный эффект деформации разрушающегося ядра, конечно, не существенен для высоких энергий столкновения, но может оказать влияние на процессы при низких энергиях.

В данном отрывке описывается исследование спектров лидирующих протонов при соударениях $p^{12}\text{C}$ и $p^{12}\text{C}$ при импульсе 4.2 ГэВ/с. На рисунке 7 показаны спектры лидирующих протонов по продольному импульсу для обоих типов соударений. Средние

значения продольных импульсов лидирующих протонов для $p^{12}\text{C}$ - и $p^{12}\text{C}$ -соударений оказались практически равными и составили 2.30 ± 0.24 ГэВ/с и 2.35 ± 0.13 ГэВ/с соответственно, с учетом статистических погрешностей. Оба спектра практически линейно уменьшаются с ростом максимального значения продольного импульса лидирующего протона. Это означает, что спектры лидирующих протонов в $p^{12}\text{C}$ -соударениях и протонов, образованных в результате неупругой перезарядки (например, типа $pn \rightarrow pp$ и $p \rightarrow p+\pi^-$) исходного нейтрона в $p^{12}\text{C}$ -соударениях, имеют практически одинаковую форму.

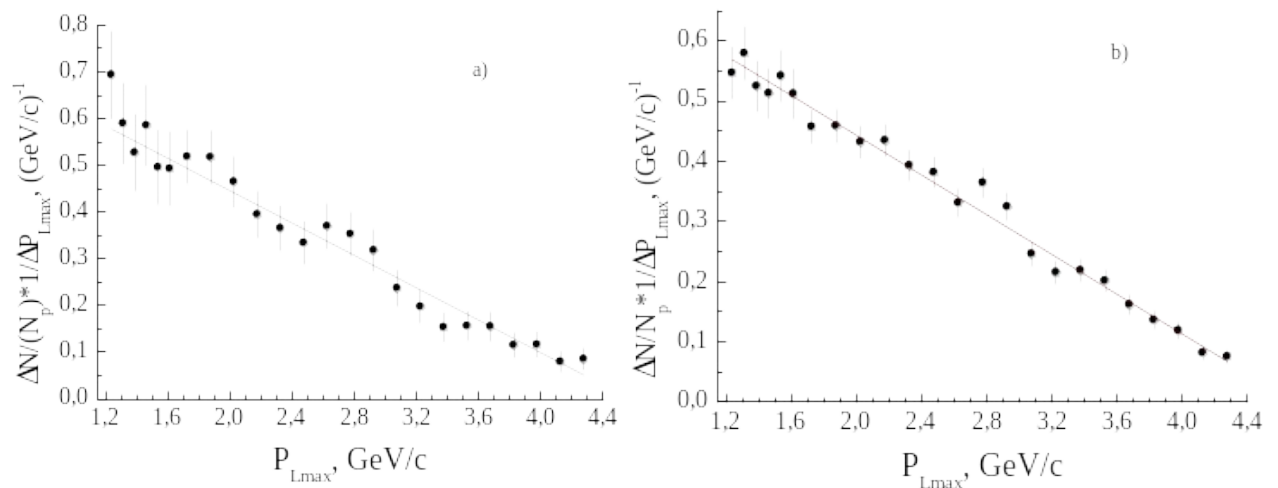


Рис.7. Спектры лидирующих протонов по продольному импульсу в $p^{12}\text{C}$ (а)-и $p^{12}\text{C}$ (б)-соударениях при 4.2 ГэВ/с. Сплошные линии – результаты аппроксимации экспериментальных спектров выражением (1).

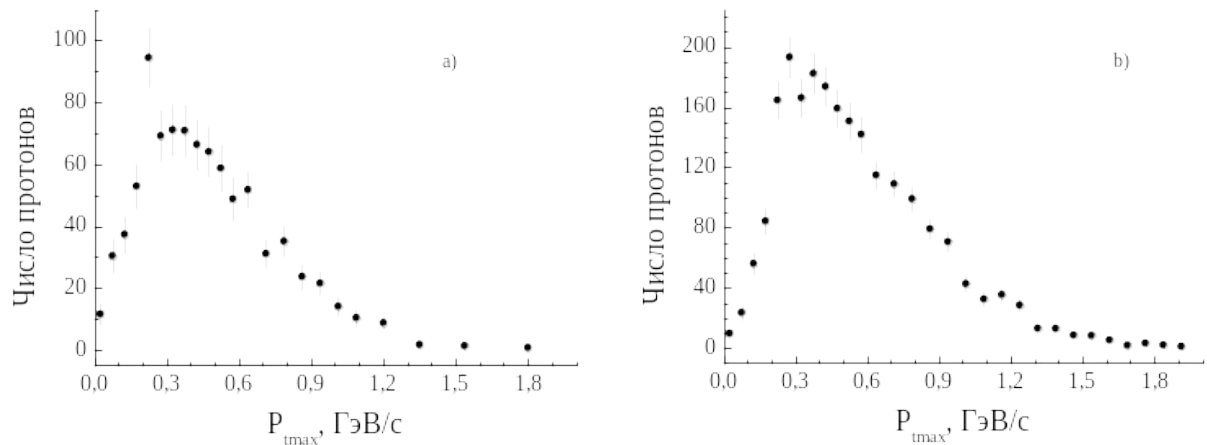


Рис.8. Спектры лидирующих протонов по поперечному импульсу в $p^{12}\text{C}$ (а)-и $p^{12}\text{C}$ (б)-соударениях при 4.2 ГэВ/с.

Таким образом, коэффициент неупругой перезарядки нуклонов оказывается независимым от первичного импульса, по крайней мере, в области $P_{Lmax} \geq 1.3$ ГэВ/с. На

рисунках 7а и 7б сплошными линиями показаны результаты аппроксимации спектра лидирующих протонов зависимостью

$$F(P_{Lmax})=a + b \cdot P_{Lmax} \quad (1)$$

со значениями параметров: $a = 0.79 \pm 0.3$, и $b = -0.17 \pm 0.01$ ($\chi^2/\text{ч.с.с.} = 0.61$) для $n^{12}\text{C}$ -соударений и $a = 0.77 \pm 0.2$, и $b = -0.17 \pm 0.01$ ($\chi^2/\text{ч.с.с.} = 0.65$) для $p^{12}\text{C}$ -столкновений. Эти результаты доказывают, что оба спектра лидирующих протонов имеют совершенно одинаковую форму.

На рисунке 8 показаны спектры лидирующих протонов по поперечному импульсу для соударений $n^{12}\text{C}$ (8а) и $p^{12}\text{C}$ (8б) при импульсе 4.2 ГэВ/с. Средние значения поперечных импульсов лидирующих протонов в обоих типах соударений оказались практически одинаковыми и составили 474 ± 9 МэВ/с для $n^{12}\text{C}$ -соударений и 485 ± 5 МэВ/с для $p^{12}\text{C}$ -соударений. Спектр поперечных импульсов лидирующих протонов в $n^{12}\text{C}$ -соударениях имеет узкий пик при $P_{tmax} = 0.23$ ГэВ/с, а затем после второго максимума в диапазоне от $P_{tmax} = 0.23$ ГэВ/с до 0.35 ГэВ/с спектр падает и достигает максимального значения поперечного импульса лидирующего протона. В спектре поперечных импульсов лидирующих протонов в $p^{12}\text{C}$ -соударениях первый максимум при $P_{tmax} = 0.28$ ГэВ/с не так заметен, поэтому можно сказать, что есть один максимум в диапазоне от $P_{tmax} = 0.27$ ГэВ/с до 0.37 ГэВ/с, а затем спектр также падает и достигает максимального значения поперечного импульса лидирующего протона.

Эти результаты указывают на различия в форме спектров поперечных импульсов лидирующих протонов в соударениях $n^{12}\text{C}$ и $p^{12}\text{C}$. В $n^{12}\text{C}$ -соударениях наблюдается узкий пик и более заметное падение спектра, в то время как в $p^{12}\text{C}$ -соударениях первый пик менее выражен, и спектр падает более равномерно.

3. Заключение

Представлены экспериментальные данные о зависимостях средних множественностей заряженных пионов и протонов-сопровождения от продольного и поперечного импульсов лидирующих протонов в $n^{12}\text{C}$ - и $p^{12}\text{C}$ -соударениях при 4.2 ГэВ/с. Модель FRITIOF описывает эти зависимости качественно, но с некоторыми расхождениями, особенно в отношении $\langle n(\pi^-) \rangle$ от P_{Lmax} в $n^{12}\text{C}$ -соударениях.

Средние множественности положительных пионов и протонов-сопровождения растут с увеличением P_{tmax} из-за увеличения поперечных импульсов лидирующих

протонов. Модель FRITIOF качественно описывает эту зависимость для $p^{12}\text{C}$ -соударений, но значительно превышает эксперимент для $p^{12}\text{C}$ -соударений.

Средние множественности отрицательных пионов имеют сложное поведение в зависимости от P_{max} , отличающееся между $p^{12}\text{C}$ - и $p^{12}\text{C}$ -соударениями. Модель FRITIOF также не согласуется с экспериментом в этом случае.

Результаты подтверждают сходство кинематических характеристик лидирующих протонов в $p^{12}\text{C}$ - и $p^{12}\text{C}$ -соударениях, несмотря на различия в механизмах их образования.

Список литературы

- [1.] K. Olimov *et al.*, *Reports of Uzbek Academy of Sciences (Doklady Akademii Nauk Uzbekistana)* **4**, 29 (2011).
- [2.] Olimov, Kosim, et al. "Comparative analysis of the characteristics of charged pions in $p^{12}\text{C}$ and $n^{12}\text{C}$ collisions at 4.2 GeV/c." *International Journal of Modern Physics E* 29.06 (2020): 2050042.
- [3.] Olimov, Kosim, et al. "Comparative analysis of characteristics of protons in $n^{12}\text{C}$ and $p^{12}\text{C}$ collisions at 4.2 GeV/c." *International Journal of Modern Physics E* 29.08 (2020): 2050058.
- [4.] B. Ganhuyag, V.V. Uzhinskii, Modified FRITIOF code: Negative charged particle production in high-energy nucleus-nucleus interactions, *Czechoslovak Journal of Physics* **47**, 913 (1997), <https://link.springer.com/article/10.1023/A:1021296114786>
- [5.] Galoyan, A.S., Melkumov, G.L. & Uzhinskii, V.V. Analysis of charged-particle production in nucleus-nucleus interactions near and beyond the kinematical limit for free NN collisions within the FRITIOF model. *Phys. Atom. Nuclei* **65**, 1722–1732 (2002). <https://doi.org/10.1134/1.1508702>
- [6.] Bondarenko, A. I., et al. "Features of CC interactions at a momentum of 4.2 GeV/c per nucleon for various degrees of nuclear-collision centrality." *Physics of Atomic Nuclei* 65 (2002): 90-101.
- [7.] Galoyan, A. S., et al. "Features of $p^{12}\text{C}$ interactions at a momentum of 4.2 GeV/c versus the degree of centrality of collisions between protons and carbon nuclei: Multiplicity of secondary particles." *Physics of Atomic Nuclei* 66 (2003): 836-846.
- [8.] A.S. Galoyan, E.N. Kladnitskaya *et al.*, Analysis of $p^{12}\text{C}$ interactions at momentum of 4.2 GeV/c within framework of FRITIOF and cascade models, <https://arxiv.org/abs/hepex/0208032v1> [hep-ex]
- [9.] R.N. Bekmirzaev *et al.*, Investigation of multiplicity of π^- mesons produced in $n^{12}\text{C}$ - and $n^{238}\text{Ta}$ -interactions at $P = 4.2$ GeV/c, *Sov. J. Nucl. Phys.* **44**, 259 (1986), JINR Preprint P1-85-680, <https://lib-extopc.kek.jp/preprints/PDF/1986/8601/8601205.pdf>
- [10.] D. Armutlisky *et al.*, Multiplicity, momentum and angular distributions of protons from the interactions of p, d, α and C with carbon at 4.2 GeV/c/nucleon momentum, *Z. Phys. A* **328**, 455 (1987). <https://doi.org/10.1007/BF01289631>

[11.] H.N. Agakishiyev *et al.*, Multiplicity, momentum and angular characteristics of π^- mesons for pC , dC , αC and CC interactions at 4.2 GeV/c per nucleon, *Z. Phys. C* **27**, 177 (1985).
<https://doi.org/10.1007/BF01556607>

[12.] Kh.K. Olimov *et al.*, About Transverse Momentum Distributions of Negative Pions in $p^{12}C$ and $\pi^{-12}C$ Collisions at High Energies, *Ukr. J. Phys.* **65**, 97 (2020).
<https://doi.org/10.15407/ujpe65.2.97>