

РОЖДЕНИЕ МЕЗОНОВ И АНТИПРОТОНОВ С БОЛЬШИМИ p_t В КУМУЛЯТИВНЫХ pA -ПРОЦЕССАХ ПРИ 50 ГэВ/с

*Н. Н. Антонов, В. А. Гапиенко, Г. С. Гапиенко, В. Н. Гресь,
М. А. Илюшин, А. Ф. Прудкогляд, В. А. Романовский,
А. А. Семак*, И. П. Солодовников, В. И. Терехов,
М. Н. Уханов, В. А. Викторов*

Институт физики высоких энергий им. А. А. Логунова Национального
исследовательского центра «Курчатовский институт», Протвино, Россия

Представлены данные по рождению кумулятивных K -мезонов и антипротонов с большими поперечными импульсами под углом 40° в лабораторной системе в протон-ядерных взаимодействиях. Исследованы инклюзивные сечения для C-, Al-, Cu- и W-мишеней при импульсе протонного пучка 50 ГэВ/с. Исследованный диапазон поперечных импульсов от 0,6 до 2,7 ГэВ/с частично выходит за границу протон-нуклонной кинематики. В пределах экспериментальных ошибок отношения антипротонов и π^- -мезонов и отношение K^+/K^- одинаковы для всех исследованных мишеней. Полученные данные указывают на заметный вклад мультипартонных процессов в образование кумулятивных мезонов и антипротонов. Работа выполнена в эксперименте СПИН на ускорителе У-70.

First data on the high p_t cumulative K^+ , K^- mesons and anti-protons produced at laboratory angle of 40° in proton-nucleus interaction are presented. The data were obtained for C, Al, Cu and W targets and proton beam momentum of 50 GeV/c. The available p_t range from 0.6 to 2.7 GeV/c partially exceeds free proton-nucleon kinematic limit. It was found that within the experimental error the \bar{p}/π^- ratio and K^+/K^- ratio are the same for all targets. The data indicate substantial contribution of the multiparton processes to the cumulative meson and \bar{p} production. The experimental data were obtained at the IHEP U-70 accelerator at the SPIN setup.

PACS: 24.85.+p; 24.60.Ky; 21.65.Jk; 25.40.-h

ВВЕДЕНИЕ

Эксперимент СПИН изучает особенности образования кумулятивных частиц с большими поперечными импульсами ($p_t > 1$ ГэВ/с) в протон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях. Кумулятивной областью

* E-mail: Artem.Semak@ihep.ru

называется область импульсов, запрещенных по кинематике для взаимодействий на свободных нуклонах. Частицы, образованные во взаимодействиях с ядрами в кумулятивной части спектра, принято называть кумулятивными. Целью эксперимента является получение информации как о механизме образования таких частиц, так и о структуре барионной материи ядра.

Существует большое количество данных по инклюзивным сечениям кумулятивных частиц в области фрагментации ядра или мишени [1, 2]. Анализ экспериментальных спектров мезонов, антипротонов и протонов в глубоконеупругих процессах обнаруживает два основных свойства: «ядерный скейлинг» и «суперскейлинг» [2], суть которых сводится к универсальности наклона кумулятивных спектров при фиксированном значении лабораторного угла и некоторой иерархии выходов частиц в зависимости от их кваркового состава. Скейлинг кумулятивных инклюзивных спектров наблюдается как функция скейлинговой переменной Ставинского X , которая в предельном случае малых поперечных импульсов эквивалентна кинетической энергии или переменной светового конуса для регистрируемой частицы [1]. Особенность данных установки СПИН [3–6] в том, что инклюзивные кумулятивные спектры получены в области больших поперечных импульсов там, где практически нет экспериментальных данных. Предыдущие исследования эксперимента СПИН касались рождения кумулятивных протонов и легких ядерных фрагментов. Данные СПИН (см., например, [5]) указывают на возможность прямого выбивания дейтронов и тритонов из ядер.

Теоретические попытки количественного описания кумулятивных спектров основаны на подходе [7], при котором нуклонные кварковые распределения по x (доля нуклонного импульса, переносимая кварком) «продолжаются» на кластер из нескольких нуклонов. Такое расширение области возможных импульсов кварка позволяет описывать инклюзивные спектры за границами протон-нуклонной кинематики. Как отмечено в [8–10], определяющим здесь является выбор начальных распределений морских и валентных кварков по импульсам. Сам нуклонный кластер ассоциируется с неким флуктоном, состоящим из тех валентных и морских кварков, которые он наследует от нуклонов ядра. Изначально идея существования флуктонов восходит к гипотезе Блохинцева [11] о наличии флуктуации плотности ядерной материи из-за движения нуклонов внутри ядер. Согласно представлениям [2], образование кумулятивных протонов происходит при взаимодействии одного валентного кварка флуктона с кварком из налетающей частицы. В образовании π - и K^+ -мезонов участвует один морской кварк из состава флуктона. Для образования K^- и антипротона нужны два и три морских кварка соответственно. Поэтому на расчетную зависимость отношений инклюзивных сечений для K^-/K^+ , \bar{p}/K^- и \bar{p}/π^- от X сильно влияет выбор распределения по x для кварков различных типов.

В настоящей работе представлены данные по образованию π^+ , π^- , K^+ , K^- и \bar{p} под углом 40° в лабораторной системе во взаимодействиях протонов с четырьмя ядерными мишенями, C, Al, Cu и W, при начальном импульсе пучка 50 ГэВ/с.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В [3] можно найти схему установки и детали эксперимента. Установка СПИН представляет собой одноплечевой узкоапертурный магнитный спектрометр, расположенный на канале № 8 ускорителя У-70. Канал № 8 позволяет выводить на мишень установки пучок протонов с импульсом 50 ГэВ/с и с интенсивностью до 10^{13} за сброс. Цикл ускорителя составляет около 9 с. Для получения настоящих данных спектрометр СПИН был настроен для регистрации заряженных частиц, вылетающих из мишени под углом 40° . Магнитный канал спектрометра состоит из двух пар квадрупольных линз и трех дипольных магнитов. Последний в плече спектрометра дипольный магнит используется вместе с трековыми детекторами для измерения импульса частиц. Точность измерения импульса составляет около 0,3%. Импульсный захват плеча спектрометра составляет около 3%. Угловой захват по полярному углу составляет примерно ± 10 мрад. Диапазон регистрируемых импульсов под углом 40° — от 1,0 до 4,3 ГэВ/с. Для идентификации частиц используется времяпролетная система и черенковский счетчик. Времяпролетная система состоит из двух многогазорных резистивных плоских камер, имеет временное разрешение 120 пс и пролетную базу около 14 м. Эффективность черенковского счетчика составляет 99%. Исследования проводились на C-, Al-, Cu- и W-мишенях. Толщина мишеней не превышала 1% ядерной длины.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Заметная часть измеренных инклюзивных спектров находится в кумулятивной области, поэтому для представления данных естественно использовать инвариантную скейлинговую переменную Ставинского [1]. На рис. 1 показаны инвариантные сечения рождения π^+ , K^+ , K^- , p и \bar{p} , измеренные для углеродной и вольфрамовой мишеней. Для каждой инклюзивной частицы величина $X = 1$ соответствует кинематической границе в протон-нуклонном взаимодействии. Данные на рисунке хорошо соответствуют основному скейлинговому свойству кумулятивных спектров — при использовании переменной X наблюдается почти одинаковый наклон для кумулятивной части спектров мезонов, протонов и антипротонов. В логарифмическом масштабе сечения π^+ - и K^+ -мезонов выглядят примерно равными, как это наблюдается для угла 97° во взаимодействии p Cu при 10 ГэВ/с [12]. Однако соотношение между сечениями антипротонов и K^- -мезонов сильно отличается от данных [12]. Если в [12]

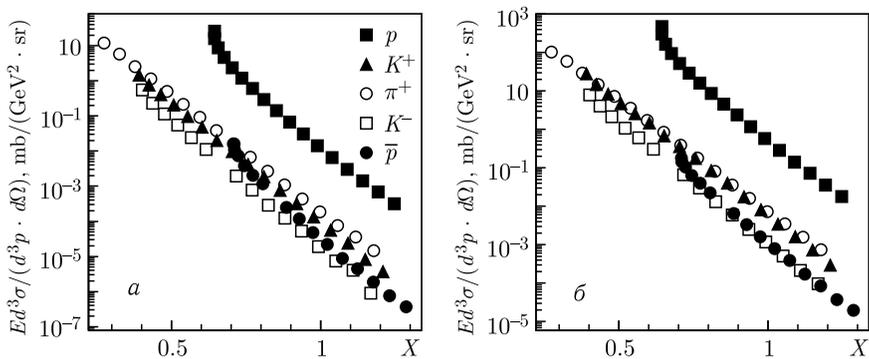


Рис. 1. Инклюзивные спектры регистрируемых частиц для углеродной (а) и вольфрамовой (б) мишеней в зависимости от скейлинговой переменной Ставинского X . Спектры приведены для протонов, K^+ , π^+ , K^- и антипротонов

выход антипротонов сильно подавлен относительно K^- , то в нашем случае эти выходы примерно равны для вольфрамовой мишени, а для углеродной мишени антипротонов даже больше, чем для K^- .

Из рисунка видно, что поведение спектров не меняется в интервале по X от примерно 0,8 до 1,3. То есть в предкумулятивную кинематическую область есть заметный вклад процессов, связанных с рождением кумулятивных частиц. В нашей предыдущей работе [6] отмечалось, что протоны и π -мезоны с большими поперечными импульсами почти не испытывают вторичных взаимодействий внутри ядра мишени. Малый вклад вторичных взаимодействий позволяет использовать отношения сечений для нашего анализа в более широкой, чем кумулятивная, области.

Идея о подобии фрагментации флуконов в ядрах с фрагментацией протонов в протон-протонных взаимодействиях при больших энергиях использована в теоретической работе [9]. Вычисления [9] предсказывают отношения $\pi^-/K^- \approx 30$ и $K^+/K^- \approx 17$, которые почти не зависят от скейлинговой переменной X . В нашем случае экспериментальные данные при $X > 1$ дают $\pi^-/K^- < 10$ и $K^+/K^- < 6$. Возможно, что эти расхождения связаны с другим значением угла, использованным в [9] при выполнении расчетов. Также в [9] предсказывается, что отношение K^-/\bar{p} должно быть равным 4 при $X = 1$ и должно расти с ростом X . Это предсказание для K^-/\bar{p} качественно не соответствует нашим наблюдениям.

Далее мы представим наши данные в зависимости от поперечного импульса, чтобы их можно было сравнивать с экспериментальными данными, получаемыми при высоких энергиях и больших поперечных импульсах в pA -взаимодействиях. На рис. 2, а показано отношение π^-/π^+ -мезонов в зависимости от поперечного импульса для различных ядер мишени. Отношение становится почти плоским и близким к 1 при поперечных импульсах больше 1,6 ГэВ/с. Кинематическая граница

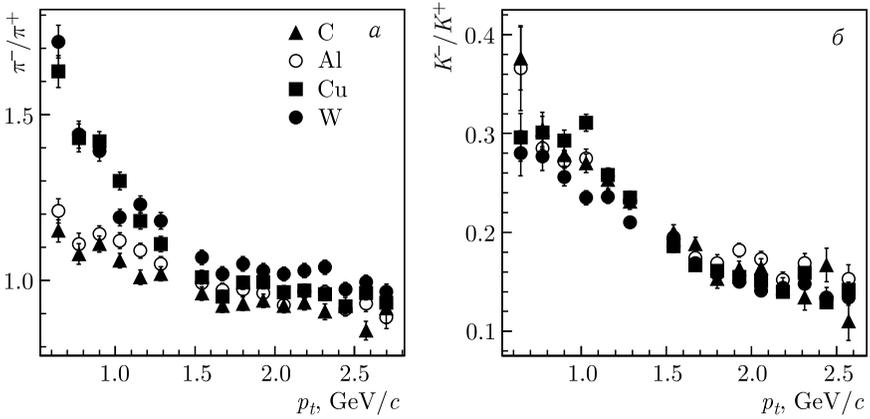


Рис. 2. Отношения сечений π^-/π^+ (а) и K^-/K^+ (б) в зависимости от поперечного импульса

для π -мезонов $\sim 2,3$ ГэВ/с. То есть возможность наблюдения области доминирования кумулятивных процессов сохраняется при переходе от скейлинговой переменной X к поперечным импульсам. Наблюдается небольшой рост отношения π^-/π^+ при переходе от легкого ядра к более тяжелому. В работе [4] мы приводили отношение π -мезонов для лабораторного угла 35° . Там также при поперечном импульсе, большем 1,6 ГэВ/с, оно близко к 1, но для вольфрама примерно на 10% больше, чем для углерода. В работе [13] показано, что зависимость отношения π -мезонов от массы и изотопического состава ядра не является гладкой функцией и составляет величину порядка 10%. Поэтому можно полагать, что мы наблюдаем эффект, не связанный с возможными систематическими ошибками.

На рис. 2, б показано отношение сечений K^-/K^+ -мезонов для разных значений поперечного импульса. При поперечных импульсах больше 1,7 ГэВ/с это отношение выполаживается и стремится к величине 0,14. По своей форме оно похоже на отношение для пионов. В работе [12] для кумулятивных K -мезонов, регистрируемых под углами 97° с поперечными импульсами меньше 1 ГэВ/с, отношение K^-/K^+ не превышает 0,06 для Ве и 0,03 для Та-мишени. В наших данных (рис. 2, б) не видно существенной зависимости от размеров ядра мишени. Поэтому можно предположить, что если K^+ - и K^- -мезоны имеют поперечный импульс больше 1,5 ГэВ/с, то либо вероятности вторичных взаимодействий в ядре для них малы, либо любое вторичное взаимодействие K^+ - или K^- -мезона с нуклоном ядра выводит рассеянную частицу из области захвата нашего спектрометра.

Соотношение между выходами K^+ - и π^+ -мезонов приведено на рис. 3 для разных значений поперечного импульса и для всех использован-

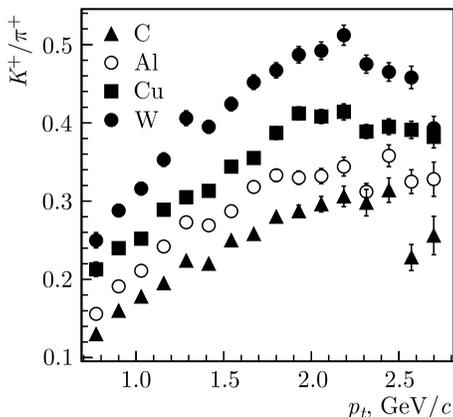


Рис. 3. Отношение сечений K^+/π^+ в зависимости от поперечного импульса

ных в эксперименте мишеней. Для отношения K^+/π^+ наблюдается зависимость от мишени: отношение растет с увеличением поперечного импульса до 2,2 ГэВ/с, достигая величины 0,3 для ядра углерода и 0,5 для вольфрама. В эксперименте СПИН энергия протон-нуклонного взаимодействия $\sqrt{s} = 9,8$ ГэВ. При более высокой энергии, $\sqrt{s} = 5,02$ ТэВ, в pPb -взаимодействиях [14] наблюдается похожее поведение отношения K/π с максимальным значением 0,5 вне кумулятивной области. Еще одно качественное сходство с данными из

публикации [14] демонстрирует рис. 4, а, где показано отношение сечений антипротонов и π^- . Это отношение примерно в 30 раз меньше, чем в [14], но тоже почти линейно растет с ростом поперечного импульса. Это может служить косвенным подтверждением сделанного в [9] предположения, что механизм фрагментации флуктона подобен механизму фрагментации протонов при большой энергии взаимодействия.

Из рис. 4, а видно, что в пределах экспериментальных ошибок отношение \bar{p}/π^- одинаковое для всех мишеней, что указывает на наблюдение ядерной прозрачности для кумулятивных антипротонов и π^- -мезонов. Для подтверждения этого вывода можно сказать следующее. Во-первых,

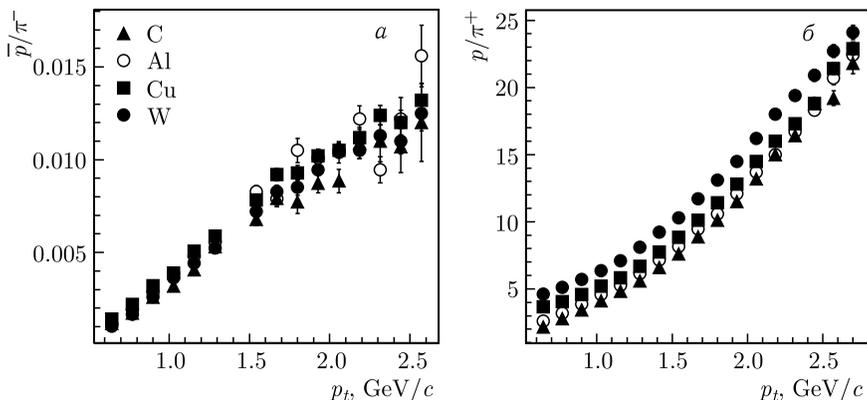


Рис. 4. Отношения сечений антипротон/ π^- (а) и протон/ π^+ (б) в зависимости от поперечного импульса

в интервале импульсов отдачи (1,0–4,2 ГэВ/с) полное сечение взаимодействия антипротона с нуклоном более чем в два раза превосходит сечение π^- -нуклона. Во-вторых, радиус ядра мишени вольфрама в 2,5 раза превосходит радиус ядра углерода, т. е. при наличии вторичных взаимодействий отношение \bar{p}/π^- для вольфрамовой мишени должно быть меньше, чем для углеродной. Для сравнения можно сказать, что для кумулятивных протонов указание на ядерную прозрачность обнаруживается при поперечных импульсах больше 2 ГэВ/с [6].

Отношение p/π^+ в зависимости от поперечного импульса показано на рис. 4, б. Отношение растет с ростом p_t и при максимальных поперечных импульсах превышает 20. Многократное превышение выхода барионной компоненты над мезонами отмечалось нами в работах [4, 5] для угла 35° . Рост выхода барионной компоненты по отношению к мезонам, хотя и в меньших масштабах, наблюдается при высоких энергиях с ростом поперечного импульса до 2,5 ГэВ/с в pA - и AA -взаимодействиях, см., например, [14, 15]. Качественное теоретическое объяснение этого эффекта и неубывающей зависимости K^+/π^+ от поперечного импульса может быть найдено в [16]. Согласно [16] это проявление многопартонных процессов, которые приводят к рождению бесцветных кварковых состояний, проходящих через ядро мишени без вторичных взаимодействий, что позволяет объяснить большой выход протонов при больших p_t в центральных столкновениях в экспериментах PHENIX и STAR [15]. Функциональная зависимость инклюзивных сечений от поперечного импульса может служить маркером таких процессов [17]. Масштабные правила счета [16] дают оценочную формулу для инклюзивного сечения в переменных поперечного импульса p_t

$$E \frac{d\sigma}{d^3p}(a + b \rightarrow c + X) \propto \frac{(1 - x_t)^2 n_{\text{spec}} - 1}{p_t^2 n_{\text{act}} - 4}, \quad (1)$$

где n_{act} — число элементарных полей, участвующих в жестком подпроцессе, а n_{spec} — полное число конститuentов в a , b и c , не участвующих в этом процессе. В этом выражении $x_t = 2p_t/\sqrt{s}$. Если инклюзивный спектр порождается взаимодействием кварка из налетающей частицы с кварком из мишени с появлением двух кварков в конечном состоянии, один из которых адронизируется в кумулятивную частицу, то показатель степени в выражении (1) будет 4. Вклад мультипартонных взаимодействий приводит к увеличению показателя степени p_t . Если он больше 4,5, то, согласно [16], это хороший маркер мультипартонного взаимодействия. Однако из теоретической [18] и экспериментальной [19] работ следует, что область применения (1) ограничена $x_t < 0,35$.

На рис. 5 показаны примеры фитированных по формуле (1) сечений π -мезонов и протонов. Фитирование спектров проводилось в интервале поперечных импульсов 1,6–2,8 ГэВ/с для мезонов и антипротонов, в интервале 1,9–2,8 ГэВ/с для протонов. Данные интервалы выбраны из соображений минимальности среднеквадратичного отклонения фита

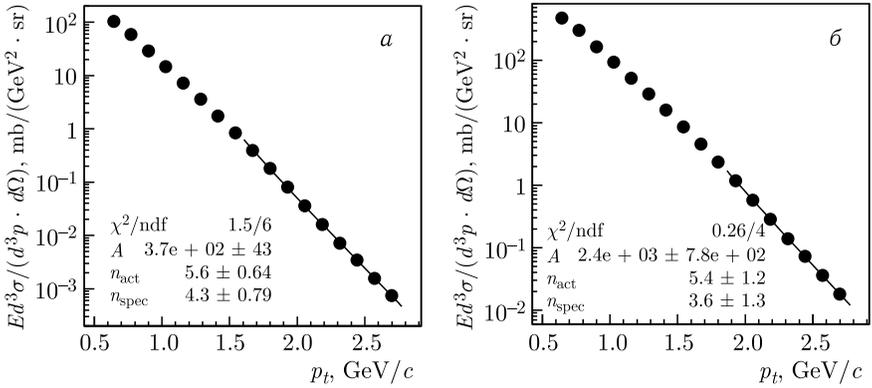


Рис. 5. Инклюзивные сечения π^+ (а) и протонов (б) в зависимости от поперечного импульса для вольфрамовой мишени

Параметр	\bar{p}	K^-	K^+	π^-	π^+	p
$\langle n_{\text{act}} \rangle$	$4,7 \pm 0,5$	$4,4 \pm 0,5$	$4,5 \pm 0,4$	$5,6 \pm 0,4$	$5,8 \pm 0,4$	$5,6 \pm 0,6$
$\langle n_{\text{spec}} \rangle$	$5,3 \pm 0,7$	$6,5 \pm 0,7$	$6,0 \pm 0,5$	$4,7 \pm 0,4$	$4,4 \pm 0,4$	$3,7 \pm 0,7$
Min x_t	0,33	0,33	0,33	0,33	0,33	0,39

($\chi^2/\text{ndf} \sim 0,5$) и точности восстановления параметров на уровне 10%. Выбранная таким способом левая граница интервала фитирования для мезонов совпадает с началом плато на рис.2. Ее смещение в область больших поперечных импульсов приводит к систематическому увеличению n_{act} и уменьшению n_{spec} для всех типов частиц и ядер. Однако при этом начинает резко ухудшаться точность восстановления параметров и увеличиваться χ^2 .

В таблице приведены усредненные по ядрам С, Al, Cu, W значения для этих параметров и левая граница интервала фитирования (Min x_t). Из таблицы видно, что частицы условно можно разделить на две группы: для антипротонов и K -мезонов $\langle n_{\text{act}} \rangle \approx 4,5$, в то время как $\langle n_{\text{act}} \rangle \approx 5,5$ для пионов и протонов. В любом случае среднее число элементарных полей, участвующих в кумулятивных взаимодействиях, больше 4. Это указывает на существенный вклад мультипартонных взаимодействий в образование кумулятивных мезонов и антипротонов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерены сечения рождения π^- , K^- , p , \bar{p} -частиц, рождающихся с поперечным импульсом вплоть до $\sim 2,8$ ГэВ/с на четырех мишенях, С, Al, Cu и W, в pA -взаимодействиях при начальном импульсе 50 ГэВ/с. Для кумулятивных мезонов и антипротонов наблюдается явление «ядерного скейлинга» — приблизительно одинаковый наклон спектров, построен-

ных в зависимости от переменной Ставинского. В отличие от [12], где впервые продемонстрирован «ядерный скейлинг» для π^- , K^- , p^- , \bar{p} -частиц, рожденных в p Сu-столкновениях при 10 ГэВ/с, в наших данных наблюдается повышенный выход антипротонов: выходы антипротонов и K^- примерно равны для вольфрамовой мишени, а для углеродной мишени для антипротонов они даже больше, чем для K^- . Независимость отношения \bar{p}/π^- от ядра мишени во всем интервале измеряемых импульсов можно объяснить только, если предположить, что обе частицы \bar{p} и π^- , родившись в первичном взаимодействии, далее проходят ядро без вторичных взаимодействий. Для отношения K^-/K^+ не обнаружено сколько-нибудь заметной зависимости от ядра.

При поперечных импульсах менее 2,7 ГэВ/с форма зависимости отношений антипротонов и K^- -мезонов к π^- -мезонам похожа на ту, которая наблюдается при высоких энергиях в [14].

Авторы признательны руководству НИЦ «Курчатовский институт» — ИФВЭ за поддержку данного исследования, персоналу отделения ускорителя и отделения пучков за эффективную работу У-70 и канала № 8. Авторы благодарны С. С. Шиманскому за участие в обсуждении результатов. Авторы благодарят также А. Т. Головина за неоценимую техническую поддержку при подготовке установки СПИН к проведению измерений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ставинский В. С. Предельная фрагментация ядер — кумулятивный эффект (эксперимент) // ЭЧАЯ. 1979. Т. 10, вып. 5. С. 949–995.
2. Leksin G. A. Methods for Investigating Nuclear Matter under the Conditions Characteristic of Its Transition to Quark–Gluon Plasma // Phys. Atom. Nucl. 2002. V. 65, No. 11. P. 1985–1994.
3. Аммосов В. В. и др. Измерение выходов положительно заряженных частиц под углом 35° во взаимодействиях протонов с ядерными мишенями при энергии 50 ГэВ // ЯФ. 2013. Т. 76, № 10. С. 1275–1280.
4. Антонов Н. Н. и др. Рождение кумулятивных частиц и легких ядерных фрагментов при больших p_t вне области фрагментации ядер в pA -взаимодействиях при энергии протонов 50 ГэВ // Письма в ЖЭТФ. 2015. Т. 101, вып. 10. С. 746–749.
5. Антонов Н. Н. и др. Выбивание дейтронов и тритонов с большими поперечными импульсами в pA -взаимодействиях при энергии протонов 50 ГэВ // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 104, вып. 10. С. 678–681.
6. Антонов Н. Н. и др. Наблюдение эффекта независимости p/π отношения от размера ядра для адронов, выбитых из мишени с большими поперечными импульсами в pA -взаимодействиях при энергии протонов 50 ГэВ // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 108, вып. 12. С. 799–802.
7. Berlad G., Dar A., Eilam G. Quark–Parton Model of Nuclear Production // Phys. Rev. D. 1980. V. 22, No. 7. P. 1547–1573.
8. Голубятникова Е. С., Шмонин В. Л. Множественное рождение адронов и кумулятивный эффект. Препринт ИФВЭ 88-18. Алма-Ата, 1989. 53 с.

9. *Ефремов А. В. и др.* Рождение кумулятивных частиц и модель кварк-глюонных струй // ЯФ. 1994. Т. 57, вып. 5. С. 932–938.
10. *Efremov A. V., Bondarchenko E. A.* Multiquark States in Nuclei and the Deep Inelastic Scattering. JINR Preprint E2-84-124. Dubna, 1984. 12 p.;
Efremov A. V., Kim V. T., Lykasov G. I. Hard Hadron–Nucleus Processes and Multiquark Configurations in Nuclei. JINR Preprint E2-85-537. Dubna, 1985. 16 p.
11. *Блохинцев Д. И.* О флуктуациях ядерного вещества // ЖЭТФ. 1957. Т. 33. С. 1295–1299.
12. *Бояринов С. В. и др.* Выходы p , \bar{p} , π и K из ядер под углом 97° в л.с. под действием протонов с энергией 10,14 ГэВ // ЯФ. 1994. Т. 57, № 8. С. 1452–1461.
13. *Бондарев В. К. и др.* A -зависимость сечений кумулятивного рождения пионов и протонов в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях. Препринт ОИЯИ Р1-2000-94. Дубна, 2000. 15 с.;
Бондарев В. К. Кумулятивное рождение частиц на пучках протонов и ядер // ЭЧАЯ. 1997. Т. 28, вып. 1. С. 14–88.
14. *ALICE Collab.* Production of Charged Pions, Kaons and Protons at Large Transverse Momenta in pp and Pb–Pb Collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ TeV // Phys. Lett. B. 2014. V. 736. P. 196–207;
Velasquez A. O. et al. (BNL-Bielefeld-CCNU Collab.). Production of $\pi/K/p$ from Intermediate to High p_t in pp , p –Pb and Pb–Pb Collisions Measured by ALICE // Nucl. Phys. A. 2014. V. 932. P. 146–151.
15. *Adler S. S. et al. (PHENIX Collab.).* Scaling Properties of Proton and Antiproton Production in $\sqrt{s} = 200$ GeV Au + Au Collisions // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91, No. 17. P. 172301;
Abelev B. I. et al. (STAR Collab.). Energy Dependence of π^+ , p and Anti- p Transverse Momentum Spectra for Au + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ and 200 GeV // Phys. Lett. B. 2007. V. 655. P. 104–113.
16. *Arleo F. et al.* Higher-Twist Dynamics in Large Transverse Momentum Hadron Production // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. P. 062002;
<https://www.bnl.gov/rhic/news/011508/story2.asp#figA2>.
17. *Berger E. L., Gottschalk T., Sivers D.* Higher-Twist Term in Inclusive Pion Production at Large Transverse Momentum // Phys. Rev. D. 1981. V. 23. P. 99–113.
18. *Blankenbecler R., Brodsky S. J., Gunion J.* Analysis of Particle Production at Large Transverse Momentum // Phys. Rev. D. 1975. V. 12, No. 11. P. 3469–3487.
19. *Antreasyan D. et al.* Production of Hadrons at Large Transverse Momentum in 200-, 300-, and 400-GeV p – p and p –Nucleus Collisions // Phys. Rev. D. 1979. V. 19, No. 3. P. 764–778.