



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2013-4
ОЭФ

Сотрудничество ПРОЗА-М

В.В. Мочалов, В.В. Абрамов, Н.И. Беликов, А.Н. Васильев,
Ю.М. Гончаренко, В.Н. Гришин, А.М. Давиденко, А.А. Деревщиков,
В.А. Кормилицын, Ю.М. Мельник, А.П. Мещанин, Н.Г. Минаев,
Д.А. Морозов, Л.В. Ногач, С.Б. Нурушев, А.Ф. Прудкогляд,
С.В. Рыжиков, А.В. Рязанцев, П.А. Семенов, Л.Ф. Соловьев,
А.Е. Якутин

Институт физики высоких энергий, Протвино

Н.А. Бажанов, Н.С. Борисов, В.Г. Коломиец, А.Б. Лазарев,
А.Б. Неганов, Ю.А. Плис, Ю.А. Усов, А.Н. Федоров, О.Н. Щевелев
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

А.А. Беляев, А.А. Луханин
Харьковский физико-технический институт, Харьков

**Анализирующая способность в реакции $p + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$
в области фрагментации поляризованной мишени
при энергии 50 ГэВ**

Направлено в ЯФ

Протвино 2013

Аннотация

Мочалов В.В. и др. Анализирующая способность в реакции $p + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ в области фрагментации поляризованной мишени при энергии 50 ГэВ: Препринт ИФВЭ 2013-4. – Протвино, 2013. – 13 с., 7 рис., 3 табл., библиогр.: 29.

Представлены результаты измерения на ускорителе У-70 в Протвино односпиновой асимметрии A_N инклюзивного рождения π^0 -мезонов в реакции $p + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ при энергии пучка 50 ГэВ в интервале фейнмановской переменной $-0.6 < x_F < -0.1$. A_N близка к нулю при малых абсолютных значениях $|x_F|$, растет по величине с ростом $|x_F|$ и равна $(6.4 \pm 1.6(stat.) \pm 0.8(syst.))\%$ при $|x_F| > 0.25$. Результаты измерений согласуются с данными эксперимента E-704 по асимметрии π^0 -мезонов во ФНАЛ и STAR в БНЛ в области фрагментации поляризованного пучка и измерениями в области фрагментации поляризованной мишени в Протвино с использованием π^- пучка с энергией 40 ГэВ и протонного пучка с энергией 70 ГэВ. Полученные результаты не противоречат обнаруженному ранее универсальному порогу односпиновой асимметрии в экспериментах на фиксированной мишени и расчетам в рамках модели эффективного цветового поля.

Abstract

Mochalov V.V. et al. Analyzing power in the reaction $p + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ in the polarized target fragmentation region at 50 GeV: IHEP Preprint 2013-4. – Protvino, 2013. – p. 13, figs. 7, tables 3, refs.: 29.

Single spin asymmetry A_N in the reaction $p + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ at 50 GeV are presented in the interval $-0.6 < x_F < -0.1$. A_N is zero at small absolute $|x_F|$, increases with $|x_F|$ increase and equals $6.4 \pm 1.6(stat.) \pm 0.8(syst.))\%$ at $|x_F| > 0.25$. The asymmetry is in agreement with E-704 results on asymmetry measurements on π^0 inclusive production at FNAL and STAR measurements at BNL at polarized beam fragmentation region as well as with Protvino measurements at polarized target fragmentation region with the use of 40 GeV pion and 70 GeV proton beams. Result does not contradict universal threshold of single-spin asymmetry in the experiments with fixed target and calculations within Effective Color Field Model.

© Государственный научный центр
Российской Федерации
Институт физики высоких энергий, 2013

1. Введение

Азимутальная асимметрия продуктов реакции, образованных в столкновениях частиц с поперечно-поляризованными протонами, называется анализирующей способностью A_N или поперечной односпиновой асимметрией. Если вектор поляризации протонов направлен вертикально, то ненулевое значение A_N соответствует лево-правой асимметрии образовавшихся частиц.

В рамках теории возмущений КХД величины A_N на уровне лидирующих твистов практически совпадают с нулем [1]. С другой стороны, в экспериментах в Протвино, Фермилабе, Брукхейвене и других научных центрах, где измерялась величина A_N в инклюзивных реакциях, получены заметные эффекты при разных энергиях, достигающие порой 20-40%.

Так как эти эффекты проявляются при небольших малых значениях поперечного импульса p_T ($\simeq 1-3$ ГэВ/с), то использование пертурбативной КХД для них не применимо. Для описания эффектов нужны механизмы генерации асимметрий в непертурбативной области. Наиболее распространенные модели, объясняющие возникновение асимметрий, основаны на привлечении вкладов высших твистов в сечение взаимодействия партонов [2, 3] или с привлечением спин-зависимых функций распределения по поперечному импульсу кварков в поляризованном протоне (механизм Сиверса [4, 5]) или при фрагментации кварков (механизм Коллинза [6]).

Следует отметить, что в указанных моделях асимметрия должна убывать с ростом поперечного импульса. По существу только модель, основанная на унитаризации с использованием идеи конститuentных кварков, предсказывает, что односпиновая асимметрия не зависит от поперечного импульса [7], а модель эффективного цветового поля предсказывает сложную зависимость от поперечного импульса [8]. Существующие экспериментальные результаты по односпиновой асимметрии в инклюзивном рождении адронов не позволяют определить: вклад какого из механизмов или их комбинация ответственны за возникновение односпиновой асимметрии.

В ИФВЭ был получен один из первых результатов по измерению односпиновой асимметрии инклюзивного рождения нейтральных мезонов при достаточно больших энергиях, в котором указывалось на значительные эффекты [9].

Ранее на этой же установке была обнаружена большая асимметрия (до -40%) в реакции $\pi^- + p_{\uparrow}(d_{\uparrow}) \rightarrow \pi^0(\eta) + X$ в центральной области [10, 11]. Асимметрия в реакции $p + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ в центральной области совпадает с нулем во всем диапазоне измеренных поперечных импульсов [12].

Проведенные ранее измерения в области фрагментации неполяризованного пучка в реакции $\pi^- + d_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ при значениях поперечного импульса $p_T > 0.7$ ГэВ/с и переменной Фейнмана $0.7 < x_F < 0.9$ также указывают на значительную асимметрию вблизи границы фазового объема [13].

В Протвино был проведен цикл исследований по изучению односпиновой асимметрии в области фрагментации поляризованной мишени. Этот цикл исследований должен был ответить на следующие вопросы:

- зависит ли асимметрия от типа неполяризованной пучковой частицы в области фрагментации поляризованного протона;
- как зависит асимметрия от энергии пучка;
- экспериментально подтвердить очевидное утверждение, что асимметрия не зависит от того, проводятся измерения в области фрагментации поляризованных протона пучка или протона мишени.

Первые результаты по измерению асимметрии в области фрагментации поляризованной мишени показали наличие эффекта как в $\pi^- p_{\uparrow}$ взаимодействиях при 40 ГэВ [14], так и в $pp_{\uparrow}$ взаимодействиях при 70 ГэВ [15].

Данная работа является заключительной в цикле измерений асимметрии в области фрагментации поляризованной мишени. Представлены результаты измерения односпиновой асимметрии в реакции $p + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ в области фрагментации поляризованной мишени при энергии протонного пучка 50 ГэВ.

2. Процедура измерений

Исследования проводились на установке ПРОЗА-М (14-й канал ускорительного комплекса У-70). Подробное описание установки представлено в работе [16]. Здесь будет только уточнена конкретная конфигурация детекторов.

Пучковая аппаратура эксперимента состояла из триггерных сцинтилляционных счетчиков $S1$ - $S3$ и пучковых годоскопов. Поток пучковых частиц мониторировался телескопом из трех счетчиков: $S1$ с диаметром 100 мм располагался на расстоянии 16,2 м от поляризованной мишени, $S2$ диаметром тоже 100 мм находился в 9 м от мишени; $S3$ диаметром 14 мм помещался на расстоянии 1,9 м от центра поляризованной

мишени. Расположение последнего счетчика определяется геометрическими размерами криостата мишени. При загрузке пучком $3 \cdot 10^6$ част./с количество случайных совпадений в телескопе $S1 \cdot S2 \cdot S3$ не превышало 3%.

Два годоскопа с шириной счетчиков 2 мм, установленные перед поляризованной мишенью на расстоянии 8.7 и 3.2 м, служили для определения координат падающих на мишень заряженных частиц. При загрузке $3 \cdot 10^6$ част./с эффективность каждой плоскости составила 95% при общей эффективности 81%.

При измерениях использовалась протонная поляризованная мишень “замороженного” типа с тонкостенным криостатом [17]. Диаметр мишени – 20 мм, длина 200 мм. Рабочее вещество – пропандиол ($C_3H_8O_2$). Среднее значение поляризации в двух сеансах составило $(90 \pm 3)\%$. Малая толщина стенок поляризованной мишени давала возможность, во-первых, проводить регистрацию гамма-квантов, вылетающих под большими углами, и, соответственно имеющих невысокую энергию, а во-вторых, позволяла минимизировать количество взаимодействий на стенках мишени.

В 1989 г. на ускорителе ИФВЭ была впервые в мире реализована схема вывода первичных протонов из У-70 (ускорителя с жесткой фокусировкой) на действующую установку с помощью изогнутого монокристалла кремния, установленного внутри вакуумной камеры [18]. Размер пучка на мишени составил $\sigma_x = 2.7$ мм по горизонтали, и $\sigma_y = 3.7$ мм по вертикали. Угловой разброс пучка по горизонтали менее одного мрад, а по вертикали менее 0.5 мрад. Более 95% пучка попадали в мишень.

Стабильность центра тяжести координаты пучка на мишени была лучше 0.2 мм, при этом его значение для каждого сброса определялось с точностью 0.1 мм. Импульсный разброс пучка составил 0.13% [19].

Регистрация γ -квантов от распадов π^0 -мезонов осуществлялась электромагнитным калориметром из свинцового стекла ЕМС-720, содержащим 30×24 счетчиков. Размер каждой ячейки $38.1 \times 38.1 \times 450$ мм (20 радиационных длин). Электромагнитный калориметр при измерениях с протонным пучком находился на расстоянии 2.1 м от мишени под углом 30 градусов.

Высоковольтное питание калориметра было выбрано таким образом, чтобы обеспечить регистрацию гамма-квантов в диапазоне энергий 300-5000 МэВ. Это позволило существенно улучшить чувствительность калориметра. Среднее значение чувствительности составило 2.3 МэВ/(канал АЦП). Калибровка проводилась независимо для двух сеансов. Характеристики калориметра в разных сеансах практически не изменились. Среднее значение чувствительности изменилось менее, чем на 2%.

Триггер нулевого уровня вырабатывался при срабатывании трех сцинтилляционных счетчиков, если в течение 60 нсек не приходила вторая пучковая частица. Триггер первого уровня позволял отобрать события с энергией в калориметре выше пороговой. Были проведены две месячные экспозиции на ускорителе У-70. В первом сеансе использовался триггер на суммарную энергию в калориметре, а во втором – триггер на поперечную энергию. Последнее позволило обогатить данные в области больших значений x_F .

3. Анализ данных

Триггерный счетчик $S3$ диаметром $d_{S3} = 14$ мм при размере ампулы мишени $d_{targ} = 20$ мм обеспечивал отбор только тех частиц пучка, которые попадали в объем поляризованной мишени. Кроме того, перед набором статистики была проведена привязка пучковых детекторов к мишени с точностью 0.1 мм, а при обработке данных использовались только те события, в которых пучковая частица проходила от центра мишени на расстоянии меньше 8 мм. Таким образом, отбирались только те события, в которых частица пучка проходила через рабочее вещество мишени.

При обработке данных в электромагнитном калориметре использовались следующие критерии отбора кластеров:

- энергия в ячейке кластера с максимальным энергосодержанием должна быть больше 100 МэВ;
- энергия кластера должна быть в диапазоне 300-5000 МэВ;
- длина (размер) кластера должен быть не меньше пяти ячеек (минимум 3 по каждой координате);
- форма (ширина) ливня соответствует электромагнитному, а не адронному ливню;
- отсутствует второй максимум в области 5x5 ячеек (перекрывающиеся ливни в данной кинематической области отсутствуют).

Последний критерий связан с тем, что в исследуемой кинематической области не может быть перекрывающихся ливней от распада нейтральных мезонов. Кроме того, процедура восстановления перекрывающихся ливней под большими углами падения на детектор достаточно сложна.

При обработке (восстановлении координат и энергии γ -квантов) использовались поправки на потери энергии при малых энергиях и связанные с неортогональностью ливня относительно детектора, а также поправка координаты. Подробно метод восстановления энергии и координаты при попадании фотонов на детектор под большими углами представлен в работах [20, 21].

Результат учета поправок можно увидеть на рис. 1. Использование этого метода приводит к “выравниванию” массы π^0 -мезона, представленной в зависимости от x_F (в нашем случае угол падения коррелирован со значением x_F). Кружками (верхний набор данных) показан результат восстановления массы π^0 -мезонов после введения всех необходимых функций коррекции, квадратами (средний набор) – без учета угловой зависимости (учтены только потери энергии для низко-энергичных гамма-квантов, треугольниками показаны данные без введения поправок. Следует отметить, что никаких дополнительных настроек алгоритма не применялось. Мало того, верхний набор точек был получен первым, при этом масса π^0 -мезонов удивительно хорошо сов-

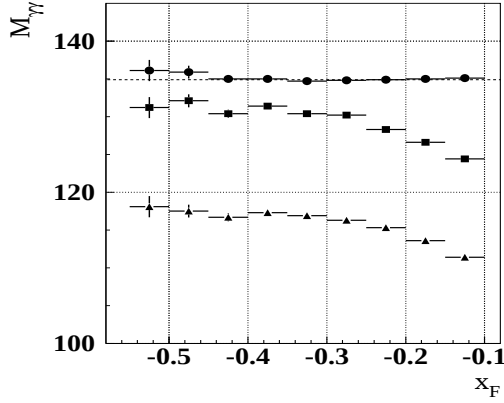


Рис. 1. Зависимость массы π^0 -мезона от x_F .

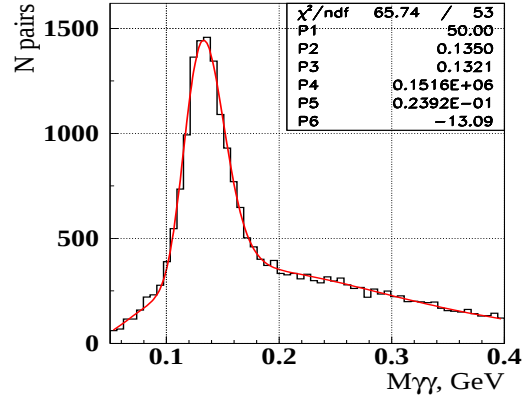


Рис. 2. Массовый спектр двухгаммовых событий

пала с табличной. Зависимость же массы от x_F без поправок была получена позднее только в иллюстративных целях.

Массовый спектр показан на рис. 2. Наблюдаемый пик в области массы π^0 -мезона мы фитировали логарифмически нормальным распределением вида:

$$\frac{dN}{dM_{\gamma\gamma}} \propto 1/(\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_L \cdot M_{\gamma\gamma}) \cdot e^{-\frac{(\ln(M_{\gamma\gamma}/m_L)/\sigma_L)^2}{2}}. \quad (1)$$

Искомую массу π^0 -мезона характеризует свободный параметр p_2 , который в выражении (1) фигурирует как масштабный множитель m_L , а ширину распределения свободный параметр $p_3 = \sigma_L$. Ширина массового пика составляет $\sigma_m = \sigma_L \cdot m_L = 17.3 \pm 0.2$ МэВ. Отметим, что ширина пика спектра восстановленных π^0 -мезонов не зависит от x_F при использовании алгоритма коррекции. Фон выше порогового значения массы $M_0 = p_5$ фитировался функцией $p_4 \cdot (M_{\gamma\gamma} - M_0)^2 \cdot e^{p_6 \cdot M_{\gamma\gamma}}$.

Для уменьшения возможной систематической ошибки проводилась дополнительная калибровка на массу π^0 -мезона от времени. С этой целью проводилась калибровка детектора за время порядка двух-трех часов. Было достаточно трех итераций для дополнительной калибровки детектора.

На рис. 3 приведены значения кинематических параметров пары гамма-квантов в области масс π^0 -мезона.

Измеряемая в эксперименте односпиновая асимметрия A_N^{meas} вычисляется по формуле (2)

$$A_N^{meas}(\phi) = \frac{D}{P_{target} \cdot \cos\phi} \cdot A_N^{raw}(\phi) = -\frac{D}{P_{target}} \cdot \frac{n_{\uparrow}(\phi) - n_{\downarrow}(\phi)}{n_{\uparrow}(\phi) + n_{\downarrow}(\phi)}, \quad (2)$$

где D – фактор “разбавления” мишени (отношение числа взаимодействий на всех ядрах мишени к числу взаимодействий на ядрах водорода мишени), $n_{\uparrow}$ и $n_{\downarrow}$ – нор-

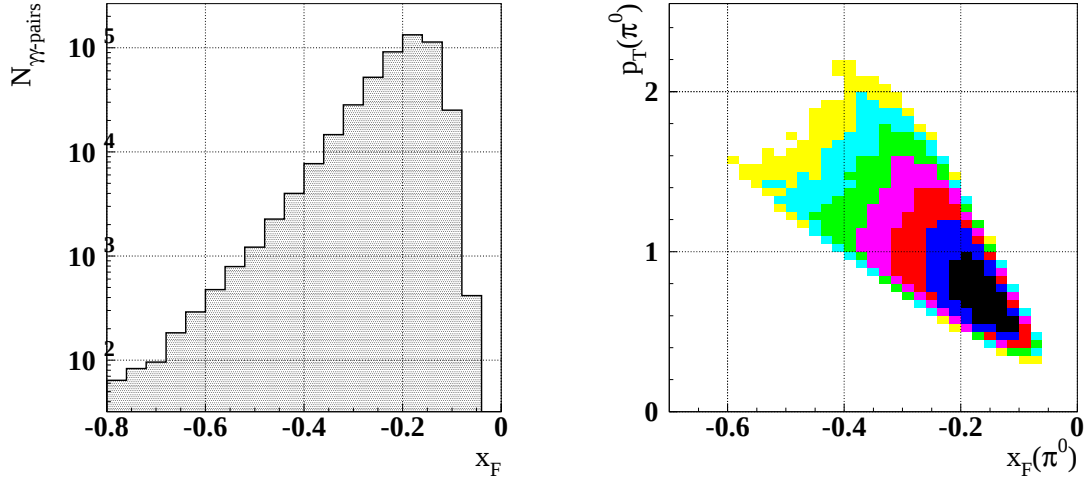


Рис. 3. Область по x_F , в которой регистрировались π^0 -мезоны и двумерное распределение (p_T & x_F) для этого же сеанса.

мированные на монитор числа π^0 -мезонов, образованных на мишени при противоположных направлениях вектора поляризации для выбранного интервала $\cos\phi$. В нашем случае азимутальный угол, в котором регистрировались π^0 -мезоны, находился в диапазоне $(180 \pm 15)^\circ$, поэтому измерение асимметрии проводилось для одного значения $\langle \cos\phi \rangle = -1$.

Остановимся подробнее на определении знака асимметрии. Когда измеряется односпиновая асимметрия A_N в области фрагментации поперечно поляризованного протонного пучка на неподвижной мишени, то при векторе поляризации пучка, направленном вверх, положительное значение A_N соответствует большему количеству частиц, вылетающих налево, чем направо. Это верно и в лабораторной системе координат и в системе центра масс пучок-мишень. Когда же измеряется A_N в области фрагментации неподвижной поляризованной мишени, то при векторе поляризации мишени, направленном вверх, положительное значение A_N в системе центра масс также приводит к большему числу частиц, рожденных налево, чем направо, если смотреть со стороны мишени (направление оси Z совпадает с направлением движения поляризованной частицы). Однако при переходе в лабораторную систему координат знак A_N меняется на противоположный. Во всех измеренных величинах A_N в нашем эксперименте мы должны изменить знак на противоположный. После этого можно проводить сравнение наших результатов с результатами E704 во ФНАЛ и RHIC, где A_N измерялась в области фрагментации поляризованного пучка. Представленные в работе результаты учитывают необходимость изменения знака.

При измерении асимметрии одноплечевым детектором могла возникнуть дополнительная асимметрия, связанная с дрейфом электроники триггера, просчетами мониторных счетчиков или другими причинами. Для того, чтобы избавиться от систе-

матического сдвига асимметрии, был разработан метод, основанный на двух допущениях.

Во-первых, физическая асимметрия вне массового пика π^0 и η мезонов равна нулю. Основанием для такого утверждения послужили результаты ранее проведенных экспериментов – ПРОЗА на У-70 в Протвино [11] и E704 во ФНАЛ. Асимметрия A_N для пар γ -квантов вне массы π^0 -мезона для эксперимента E704 равна $A_N = -1.0 \pm 0.8\%$, а для эксперимента ПРОЗА сырая асимметрия $A_N^{raw} = 0.04 \pm 0.40\%$. При вычислении асимметрии мы считали, что физическая асимметрия фона $A_{backgr} \equiv 0$.

Второе допущение основано на том, что сдвиг асимметрии одинаков для континуума и для частиц (в нашем случае для π^0 -мезонов).

Измеренная сырая асимметрия фона A_{backgr} фитируется константой вне массового пика π^0 -мезона. Полученная величина вычитается из измеренной в заданной кинематической области, в результате мы получаем сырую асимметрию A_N^{raw} для π^0 -мезона. Подробно метод описан в работе [14].

Для оценки систематической ошибки метода были проведены исследования полученного результата от следующих параметров:

- ширины исследуемой области;
- вида функции для фитирования;
- наличия дополнительного смещения мониторов.

В табл. 1 приведены результаты исследования асимметрии практически для полной статистики при различной ширине бина. Фитирование проведено константой (полиномом нулевой степени), как самой простой функцией. К тому же сдвиг асимметрии не должен зависеть от массы.

Таблица 1. Зависимость асимметрии от ширины интервала фитирования.

Интервал по массе, МэВ/ c^2	A_N^{raw} , %	χ^2/ndf
65-250	$-(0.71 \pm 0.17)$	1.53
65-350	$-(0.70 \pm 0.17)$	1.24
55-450	$-(0.82 \pm 0.17)$	1.20
65-450	$-(0.79 \pm 0.17)$	1.17
95-250	$-(0.45 \pm 0.17)$	0.71
95-450	$-(0.63 \pm 0.17)$	0.83
85-450	$-(0.70 \pm 0.17)$	1.00
75-450	$-(0.73 \pm 0.17)$	1.04

Результат не зависит от интервала фитирования фона, за исключением случая, когда ширина интервала становится совсем узкой (нижняя граница выше 85 МэВ/ c^2 , верхняя ниже 3000 МэВ/ c^2 , так как основную статистику в данной области дают распады π^0 -мезона. При получении результатов использовался диапазон масс 70-450 МэВ/ c^2 .

Значение χ^2 так же указывает на достаточность использования константы для описания фона. При использовании для фитирования полинома первой степени для интервала 55-450 МэВ/ c^2 получен результат $-(0.82 \pm 0.18)\%$ при этом корреляция составила 0.922. При этом ошибка коэффициента при первой степени совпадает с его значением. Таким образом, использование более сложной функции, чем константа, не оправдано.

Проверка влияния на результат дополнительного сдвига асимметрии за счет возможного неправильного значения мониторных счетов приведено в табл. 2. Даже при двукратной ошибке мониторных счетов, вычисленное значение асимметрии искажается незначительно. Проведенные исследования показали, что систематическая ошибка метода определения асимметрии невелика и в сырой асимметрии составляет $\epsilon_{raw} = 0.05\%$.

Таблица 2. Зависимость асимметрии от способа фитирования.

Метод фитирования	$A_N^{raw}, \%$
Стандартный метод	$-(0.83 \pm 0.28)$
Дополнительный сдвиг асимметрии -10% (ошибка мониторирования при одном знаке поляризации 20%)	$-(0.83 \pm 0.29)$
Дополнительный сдвиг асимметрии -35% (ошибка мониторирования при одном знаке поляризации 100% (монитор 2 умножен на коэффициент 2.0))	$-(0.75 \pm 0.30)$
Дополнительный сдвиг асимметрии +35% (ошибка мониторирования при другом знаке поляризации 100% (монитор 1 умножен на коэффициент 2))	$-(0.73 \pm 0.29)$

Проверка метода измерения асимметрии была также оценена стандартным методом – вычислением асимметрии для неполяризованных данных (рис. 4). Для этого статистика разбивалась произвольным (хаотическим) образом, так чтобы статистика, набранная на одном знаке поляризации, делилась ровно пополам. Одной половине данных присваивался “положительный” знак поляризации мишени, а другой – “отрицательный”. Вычисление сырой асимметрии проходило точно так же, как для поляризационных данных. Значение асимметрии в пределах ошибок не отличается от нуля.

Для получения окончательного значения асимметрии необходимо учесть фактор разбавления мишени D , его расчетное значение составляет примерно 8.6. Измерения фактора разбавления мишени были проведены раньше [10], для вычисления окончательной физической асимметрии взяты полученные значения без учета ошибок: 8.0 при $0.9 < p_T < 1.4$ ГэВ/ c , 8.1 при $1.4 < p_T < 1.8$ ГэВ/ c , 8.2 при $1.8 < p_T < 2.1$ ГэВ/ c . Относительная ошибка D составляла менее 10%.

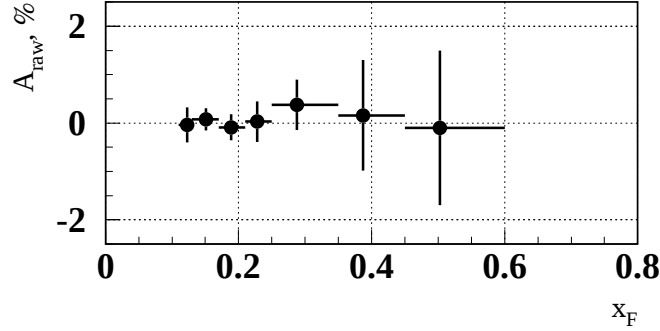


Рис. 4. Сырая асимметрия, полученная для неполяризованных данных.

4. Результаты

Результаты измерения асимметрии приведены в табл. 3. В отдельных столбцах (1) и (2) приведены данные для каждого сеанса, а также суммарные результаты двух сеансов. Результаты двух сеансов совместимы. Приведенные ошибки являются статистическими. Оценка систематических ошибок ϵ_{sys} с учетом ошибки масштабного фактора, связанного с определением величины поляризации (около 3%) и фактора разбавления (менее 10%), а также оценки систематики метода ϵ_{raw} приведены в последнем столбце.

Таблица 3. Асимметрия A_N в реакции $p + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ при 50 ГэВ.

x_F	$\langle x_F \rangle$	$\langle p_T \rangle, GeV/c$	$A_N, \% (1)$	$A_N, \% (2)$	$A_N, \%, \text{sum}$	$\epsilon_{sys}, \%$
$-(0.13 - 0.11)$	-0.123	0.9	-7.5 ± 3.0	9.0 ± 3.6	-0.7 ± 2.3	0.5
$-(0.17 - 0.13)$	-0.151	1.0	1.4 ± 2.5	2.4 ± 2.5	1.9 ± 1.8	0.5
$-(0.21 - 0.17)$	-0.189	1.1	5.4 ± 2.8	-1.5 ± 2.5	1.6 ± 1.9	0.5
$-(0.25 - 0.21)$	-0.228	1.2	5.1 ± 3.3	0.5 ± 2.7	2.3 ± 2.1	0.5
$-(0.35 - 0.25)$	-0.287	1.3	4.7 ± 3.1	6.5 ± 2.7	5.7 ± 2.0	0.7
$-(0.45 - 0.35)$	-0.387	1.5	10.6 ± 5.2	4.1 ± 4.2	6.6 ± 3.3	0.8
$-(0.60 - 0.45)$	-0.502	1.7	13.5 ± 8.6	8.9 ± 7.8	11.0 ± 5.8	1.2

На рис. 5 приведен суммарный результат эксперимента. Суммарное значение асимметрии в области $-0.25 > x_F$ составляет $6.4 \pm 1.6(stat.) \pm 0.8(syst.), \%$.

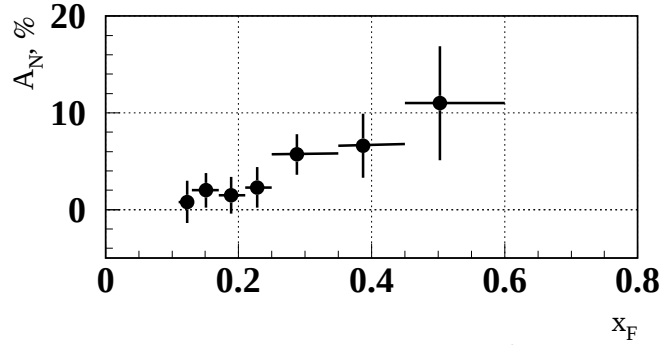


Рис. 5. Суммарная асимметрия в реакции $p + p_\uparrow \rightarrow \pi^0 + X$ при 50 ГэВ по двум сеансам.

5. Обсуждение результатов

Измерения в данной кинематической области в экспериментах с фиксированной мишенью ранее проводились в эксперименте Е-704 при 200 ГэВ в области фрагментации поляризованного пучка и на установке ПРОЗА-М в области фрагментации поляризованной мишени с использованием 40 ГэВ пучка отрицательных ионов и протонного пучка с энергией 70 ГэВ.

Асимметрия в эксперименте Е-704 при $x_F > 0.3$ составляет $6.7 \pm 0.7\%$ [22]. Таким образом, можно сделать вывод о том, что величина асимметрии практически не меняется до энергии пучка 200 ГэВ.

Зависимость асимметрии в реакции $\pi^- + p_\uparrow \rightarrow \pi^0 + X$ при 40 ГэВ представлена на рис. 6, $A_N = 7.6 \pm 2.7\%$ в области $x_F < -0.3$ [14]. Таким образом, асимметрия не зависит также и от сорта неполяризованной частицы. В измерениях при 70 ГэВ асимметрия в области $x_F < -0.25$ составила $16.1 \pm 4.8\%$ [15]. Результаты четырех измерений совпадают в пределах ошибок. Считая, что асимметрия не зависит от сорта частиц пучка и энергии, можно получить суммарный результат измерений в Протвино, равный $A_N = 7.4 \pm 1.3\%$. Полученное значение хорошо совпадает с результатом эксперимента Е-704 во ФНАЛ. Более того, в эксперименте СТАР [23] в БНЛ при эквивалентной энергии в лабораторной системе координат 20 ТэВ ($\sqrt{s} = 200$ ГэВ/с на pp-коллайдере RHIC), асимметрия ведет себя аналогичным образом.

Большинство моделей неплохо описывают данные в области фрагментации поляризованной частицы. Предсказания модели, основанной на унитаризации с использованием идеи конституентных кварков [24], приведены на рис. 6 для описания асимметрии в реакции $\pi^- + p_\uparrow \rightarrow \pi^0 + X$ при 40 ГэВ для двух значений среднего значения углового момента внутри конституентного кварка $\langle L_{\{q\bar{q}} \rangle}$. На рис. 7 представлены результаты данного эксперимента вместе с предсказаниями в рамках модели эффективного цветового поля [8]. Следует отметить хорошее согласие модели с данными как по абсолютной величине асимметрии, так и по форме зависимости от x_F . Пересечение нуля происходит при $x_F = 0.15$, и это пороговое значение слабо зависит от

энергии в соответствии с предсказаниями работы [25]. Пороговое значение появления асимметрии в системе центра масс $E_0 = (1.3 \pm 0.2)$ ГэВ также согласуется с универсальным порогом для экспериментов с фиксированной мишенью [26] и расчетами в рамках модели, основанной на унитаризации с использованием идеи конститuentных кварков [27].

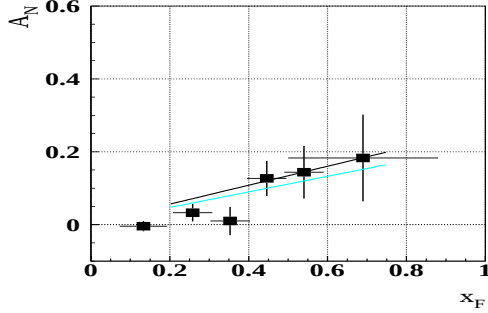


Рис. 6. Асимметрия в реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + X$ при 40 ГэВ, кривые – предсказания модели, основанной на унитаризации с использованием идеи конститuentных кварков [24], две кривые приведены для разных значений $\langle L_{\{\bar{q}q\}} \rangle$

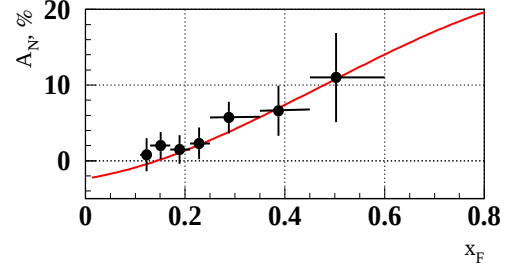


Рис. 7. Суммарная асимметрия в реакции $p + p \rightarrow \pi^0 + X$ при 50 ГэВ по двум сеансам. Линия – предсказания в модели эффективного цветового поля [8]

Следует, однако, отметить, что точности существующих экспериментов не позволяют дискриминировать модели. Необходимо провести измерения с лучшей точностью и в широком кинематическом диапазоне. Такую возможность даст проведение исследований в эксперименте СПАСЧАРМ с использованием поляризованных протонного и антипротонного пучка со средней поляризацией 40% [28].

Особенностью эксперимента СПАСЧАРМ является также возможность измерения поляризационных эффектов для широкого класса реакций. Особый интерес с точки зрения проверки теорий представляют предсказания, подготовленные для эксперимента СПАСЧАРМ в рамках модели эффективного цветового поля [29].

6. Заключение

Односпиновая асимметрия A_N в реакции $p + p \rightarrow \pi^0 + X$ при энергии пучка 50 ГэВ в области фрагментации поляризованной мишени при значениях фейнмановской переменной x_F от -0.25 до -0.6 и поперечного импульса p_T от 0.7 до 2 ГэВ/с составила $(6.4 \pm 1.6(stat.) \pm 0.8(syst.))\%$. Во ФНАЛ в реакции $p + p \rightarrow \pi^0 + X$ при энергии пучка 200 ГэВ примерно в той же области x_F и p_T асимметрия A_N составила $(6.7 \pm 0.7)\%$. Асимметрия A_N в реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + X$ при энергии 40 ГэВ в той же области составила $(7.6 \pm 2.7)\%$, а в реакции $p + p \rightarrow \pi^0 + X$ при 70 ГэВ $(16.1 \pm 4.8)\%$.

Асимметрия в области фрагментации поляризованного протона совпадает в пределах ошибок для четырех экспериментов в области энергий 40-200 ГэВ. Величина асимметрии A_N в пределах ошибок не зависит от типа пучка и энергии (в области 40-200 ГэВ).

Усредненное значение асимметрии по результатам трех экспериментов в Протвино составляет $(7.4 \pm 1.3)\%$. Предсказания теоретических моделей не противоречат полученным результатам.

Для проверки существующих моделей важно провести новые прецизионные измерения в широком кинематическом интервале для как можно большего числа реакций.

Авторы глубоко признательны руководству ИФВЭ за поддержку в проведении исследований; Ускорительному отделению и Отделу пучков ИФВЭ за высокую эффективность работы У-70 и канала 14.

Работа частично поддержана грантом РФФИ 12-02-00737.

Список литературы

- [1] G.L. Kane, J. Pumplin and W.Repko, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 1989 (1977).
- [2] A.V. Efremov and O.V. Teryaev, *Sov. J. Nucl. Phys.* **36**, 140 (1982) [*Yad. Fiz.* **36**, 242, (1982); *Phys. Lett.* **150B**, 383 (1985)].
- [3] J.W. Qiu and G. Sterman, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2264 (1991); *Nucl. Phys.* **B378**, 52 (1992).
- [4] D. Sivers, *Phys.Rev.* D41(1990), 83.
- [5] D. Sivers, *Phys.Rev.* D43(1991), 261.
- [6] J.C. Collins, *Nucl.Phys.* B396(1993), 161.
- [7] S.M.Troshin, N.E.Tyurin, *Phys.Part.Nucl.* 41 (2010), 54.
- [8] В.В. Абрамов, *ЯФ* **72**, 1933 (2009) [*Phys. Atom. Nucl.* **72**, 1872 (2009)].
- [9] В.А. Khachaturov *et al.* In **Protvino 1986, Proceedings, High energy spin physics* (1987), vol. 2*, 83-85.
- [10] Н.С. Амаглобели и др., *ЯФ* **50**, 695 (1989) [*Sov.J.Nucl.Phys.* **50**, 432 (1989)].
- [11] V.D. Apokin *et al.*, *Phys. Lett.* **B243**, 461 (1990).
- [12] А.Н. Васильев и др., *ЯФ* **67**, 1512 (2004) [*Phys. Atom. Nucl.* **67**, 1487 (2004)].
- [13] В.В. Мочалов и др., *ЯФ* **73**, 2072 (2010) [*Phys. Atom. Nucl.* **73**, 2017 (2010)].

- [14] А.Н. Васильев и др., *ЯФ* **67**, 1520 (2004) [*Phys. Atom. Nucl.* **67**, 1495 (2004)].
- [15] А.Н. Васильев и др., *ЯФ* **68**, 1852 (2005) [*Phys. Atom. Nucl.* **68**, 1790 (2005)].
- [16] В.Д. Апокин и др., ПТЭ 4, 23(1998) [Instrum.Exp.Tech.41 , 464-471 (1998)].
- [17] Н.С. Борисов и др. – Препринт ОИЯИ 1-80-98, Дубна, 1980.
- [18] Асеев А.А. и др. – Препринт ИФВЭ 89-57, Протвино, 1989, NIM A330, 39 (1991).
- [19] В.В. Мочалов и др., ПТЭ N5, 5 (2010) [Instrum.Exp.Tech.53, 621(2010)].
- [20] Васильев А.Н. и др., ПТЭ, 2006, N. 4, с. 24-38.
- [21] А.Н. Васильев, В.В. Мочалов, Л.Ф. Соловьев, ПТЭ N 4, 35 (2007) [Instrum.Exp.Tech. 50, 458 (2007)].
- [22] D.L. Adams et al., *Phys. Lett.* **B264**, 462 (1991).
- [23] B.I. Abelev et al., *Phys. Rev. Lett.* **101**, 222001 (2008).
- [24] S.M. Troshin, N.E. Tyurin, *Phys. Rev.* **D52**, 3862(1995).
- [25] В.В. Абрамов, *ЯФ* **70**, 2153 (2007) [*Phys. Atom. Nucl.* **70**, 2103 (2007)].
- [26] А.Н. Васильев, В.В. Мочалов, *ЯФ* **67**, 2193 (2004) [*Phys. Atom. Nucl.* **67**, 2169 (2004)].
- [27] V. Mochalov, S.Troshin, A.Vasiliev, *Phys. Rev.* **D69**, 077503 (2004).
- [28] V.Mochalov, Talk at SPIN-2012.
- [29] V.Abramov, Talk at SPIN-2012.

Рукопись поступила 7 марта 2013 г.

Препринт отпечатан с оригинала-макета, подготовленного авторами.

В.В. Мочалов и др.

Анализирующая способность в реакции $p + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ в области фрагментации поляризованной мишени при энергии 50 ГэВ.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы **Л^AT_EX**.

Подписано к печати 18.03.2013. Формат $60 \times 84/16$. Цифровая печать.
Печ.л. 1, Уч.-изд.л. 1,44. Тираж 80. Заказ 9. Индекс 3649.

ФГБУ ГНЦ ИФВЭ

142281, Протвино Московской обл.

Индекс 3649

П Р Е П Р И Н Т 2013–4, И Ф В Э, 2013