# Поиск односпиновой асимметрии инклюзивного рождения $\pi^0$-мезонов в центральной области при энергии протонного пучка 70 ГэВ.

## (Сотрудничество ПРОЗА-М)

А. Н. Васильев, В. Н. Гришин, А. М. Давиденко, А. А. Деревщиков, Ю. А. Матуленко, Ю. М. Мельник, А. П. Мещанин, В. В. Мочалов, Л. В. Ногач, С. Б. Нурушев, А. Ф. Прудкогляд, П. А. Семенов, Л. Ф. Соловьев, В. Л. Соловьянов, В. Ю. Ходырев, К. Е. Шестерманов, А. Е. Якутин

*Институт Физики Высоких Энергий, Протвино, Россия*

Н. С. Борисов, В. Н. Матафонов, А. Б. Неганов, Ю. А. Плис, Ю. А. Усов, А. Н. Федоров

*Объединенный Институт Ядерных Исследований, Дубна, Россия*

А. А. Луханин

*Харьковский физико-технический институт, Харьков, Украина*

Представлены результаты по измерению односпиновой асимметрии инклюзивного рождения $\pi^0$-мезонов в реакции $p + p_\uparrow \to \pi^0 + X$ при $x_{\rm F} \approx 0$. Протоны с энергией 70 ГэВ выводились непосредственно из вакуумной камеры ускорителя при помощи изогнутого монокристалла. Независимо измеренная двумя детекторами односпиновая асимметрия равна нулю в пределах ошибок в диапазоне поперечных импульсов $1.0 < p_T < 3.0$ ГэВ/с. Это согласуется с результатами, полученными в Фермилабе при 200 ГэВ, но расходится с данными ЦЕРН при 24 ГэВ.

## ВВЕДЕНИЕ.

Исследования спиновых физических наблюдаемых проверяют теоретические модели значительно глубже, чем исследования усредненных по спину значений. Среди поляризационных измерений поперечные односпиновые асимметрии при высоких энергиях с участием нуклонов являются наиболее загадочными и интересными. С точки зрения пертурбативной квантовой хромодинамики при больших энергиях и больших попереч-

ных импульсах односпиновые эффекты в инклюзивных реакциях должны стремиться к нулю.

В 70-е–90-е годы было проведено несколько экспериментов по измерению асимметрии инклюзивного рождения $\pi^0$-мезонов. Эксперимент, проведенный в ЦЕРН в центральной области при значении фейнмановской переменной $x_{\rm F} \sim 0$, обнаружил значительные эффекты при энергии 24 ГэВ в реакции $pp_{\uparrow} \to \pi^0 X$ [1]. Однако, статистические ошибки эксперимента были велики, и результат можно было рассматривать как указание на возможно большую асимметрию в жестких процессах. Эксперимент, проведенный в ИФВЭ, обнаружил большую асимметрию инклюзивного рождения $\pi^0$- и $\eta$-мезонов при рассеянии отрицательных пионов с импульсом 40 ГэВ/с на поляризованной мишени [2, 3]. Измеренная в Фермилабе асимметрия $A_N$ рождения $\pi^0$-мезонов при энергии поляризованного пучка 200 ГэВ была равна нулю [4].

Совокупность этих трех результатов могла означать следующее:

- асимметрия в центральной области убывает с ростом энергии или;
- эффект зависит от сорта взаимодействующих кварков.

Целью эксперимента ПРОЗА-М было измерение асимметрии $A_N$ инклюзивного рождения $\pi^0$-мезонов в реакции

$$p + p_{\uparrow} \to \pi^0 + X \tag{1}$$

под углом 90° в системе центра масс при энергии протонного пучка 70 ГэВ, которая являлась промежуточной между энергиями экспериментов в ЦЕРН и в Фермилабе.

В настоящей статье представлены результаты обработки данных, полученных на ускорителе ИФВЭ в Протвино в марте 1996 года.

## 1. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА.

Исследования проводились на установке ПРОЗА-М. Схема экспериментальной установки, подробно описанной в работе [5], приведена на **Рис. 1**. Протоны с импульсом 70 ГэВ/с рассеивались на поляризованной водородной мишени замороженного типа с пропандиолом ($C_3H_8O_2$) в качестве рабочего вещества [6] со средней поляризацией 80%

и временем релаксации порядка 1000 часов. Накачка поляризации (одновременно с реверсом) занимала около четырех часов и происходила в среднем один раз за двое суток.

### *1.1. Пучковая аппаратура и формирование пучка протонов с импульсом 70 ГэВ/с.*

Исследования проводились на 14-ом канале ускорительного комплекса У-70. Впервые в мире для ускорителя с жесткой фокусировкой был использован изогнутый монокристалл для вывода протонного пучка с энергией 70 ГэВ за счет эффекта каналирования [7]. Кристаллический дефлектор был установлен внутри вакуумной камеры ускорителя. Дефлектор представлял собой изогнутый на 80 мрад монокристалл кремния.

Количество падающих на мишень частиц определялось по совпадению сигналов с трех сцинтилляционных счетчиков S1–S3. Два годоскопа H1 (с шагом 5 мм) и H2 (2 мм), установленные перед поляризованной мишенью на расстояниях 8.7 и 3.2 м соответственно, служили для определения координат падающих на мишень заряженных частиц. Размер пучка составил $\sigma_x = 4$ мм по горизонтали, и $\sigma_y = 3$ мм по вертикали. Угловые расходимости пучка составили соответственно 2 мрад и 1 мрад. Разброс пучка по импульсу $\Delta p/p \sim 10^{-3}$. Подробно вывод протонного пучка в зону канала 14 описан в работах [7, 8].

### *1.2. Электромагнитные калориметры*

Регистрация $\gamma$-квантов от распада $\pi^0$- мезонов осуществлялась двумя электромагнитными калориметрами EMC1 и EMC2. Средняя множественность составила $\approx 2.3$ $\gamma$-кванта в событии. Для поиска $\pi^0$-мезонов отбирались $\gamma$-кванты с энергией от 1 до 20 ГэВ.

Калориметры располагались под углом 9.3° к центру мишени в горизонтальной плоскости, что соответствовало углу 90° в системе центра масс при импульсе пучка 70 ГэВ/с, и перекрывали одинаковый телесный угол, если смотреть из центра поляризованной мишени. EMC1 находился на расстоянии 6.9 м от центра мишени, EMC2 на расстоянии 2.8 м. В качестве детектора гамма-квантов использовались черенковские счетчики полного поглощения из свинцового стекла ТФ1-00 [9]. EMC1 состоял из 480 счетчиков, уложенных в виде прямоугольной матрицы (24 столбца по 20 счетчиков в каждом), EMC2

содержал 144 счетчика (12 столбцов по 12 счетчиков). Калориметры размещались по разные стороны от пучка, чтобы уменьшить систематическую ошибку измерения асимметрии. Внешний вид EMC1 и подробное описание калориметров приведено в работах [5, 10].

Калибровка калориметров проводилась на пучке электронов с импульсом 26.6 ГэВ/с и заключалась в определении коэффициентов, переводивших сигнал каждого счетчика $A_{ij}$ в энергию $E_{ij}$ [11]. Энергетическое разрешение составило $\sigma(E)/E \approx 2.5\%$ после вычитания импульсного разброса пучка 2%, что характерно для электромагнитных калориметров из свинцового стекла при данной энергии.

Энергетическая шкала калориметров дополнительно калибровалась на массу $\pi^0$-мезона. За пять часов измерений достигалась точность калибровки 0.1% для EMC1 и 0.15% для EMC2.

### *1.3. Электронная аппаратура и триггер на поперечный импульс*

Электронная аппаратура состояла из модулей в стандарте СУММА [12]. Пучковая электроника включала в себя регистры годоскопов и пересчетные приборы мониторной системы. Триггер нулевого уровня вырабатывался на пучковую частицу за 60 нс. Независимый для каждого детектора триггер первого уровня (350 нс) обеспечивал выбор событий с поперечным импульсом больше 1 ГэВ/с. Подробно описание триггера приведено в работах [5],[10]. В качестве электроники амплитудного анализа использовались 12-битные аналого-цифровые преобразователи П-267 [13]. Считывание данных осуществлялось ЭВМ СМ-1420 и записывалось на магнитные носители. Подробно комплекс электронной аппаратуры для считывания данных описан в работе [14].

За один цикл ускорителя с учетом эффективности работы системы сбора данных записывалось около 350 событий, из них 250 с EMC1 и 100 с EMC2. Всего за десять дней работы на поляризованной мишени было записано 20 миллионов событий.

## 2. АНАЛИЗ ДАННЫХ И ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ.

Предварительные данные были опубликованы в работе [15]. Полученная асимметрия была близка к нулю во всем диапазоне. В то же время при поперечных импульсах

более 2.35 ГэВ/$c$ $\pi^0$-мезоны были восстановлены только для калориметра EMC1. Чтобы восстановить $\pi^0$-мезоны при больших энергиях был изменен алгоритм восстановления ливней. Основной целью было улучшить разделение перекрывающихся ливней в EMC2, где расстояние между $\gamma$-квантами при поперечных импульсах более 2 ГэВ/c становилось малым из-за близости EMC2 к мишени.

### *2.1. Реконструкция электромагнитных ливней*

Алгоритм реконструкции $\gamma$-квантов основан на выделении электромагнитного ливня по известной форме. Сначала находились кластеры, состоящие по крайне мере из трех ячеек и удовлетворяющие условию превышения порога 300 МэВ для счетчика с максимальным энерговыделением. После выделения отдельных кластеров для каждого из них процедура восстановления ливней проводилась с использованием алгоритма, описанного в работе [16]:

• Находилась ячейка с максимальным энерговыделением. Первоначальный ливень рассматривался в области 3×3 ячейки около максимума.

• Определялось, состоит ли данный кластер из одного или двух гамма-квантов. Для этого данный ливень (в области 3×3 ячейки) фитировался программой MINUIT[17] с двумя параметрами (координаты $X$ и $Y$) и фиксированной энергией $E_0$ для минимизации функционала $\chi^2$:

$$\chi^2 = \sum_i (E_i - F_i(X,Y))^2/\sigma_i^2, \tag{2}$$

$$\sigma_i^2 = c \cdot E_i(1 - E_i/E_0) + q, \tag{3}$$

Здесь $E_i$ и $F_i(X,Y)$ - соответственно измеренная и теоретическая (из формы ливня) энергия в каждой ячейке, $c$ – параметр, описывающий флуктуации ливня и непосредственно связанный с разрешением калориметра на основе свинцовых стекол ($\sqrt{c} \sim \sigma(E)/\sqrt{E}$, $c = 30$ МэВ), $q = 1$ МэВ$^2$ отвечает за шум электроники, $E_0 = \sum_i E_i$ – суммарная измеренная энергия ливня по области $3 \times 3$ ячейки.

Начальные значения параметров определялись как координаты центра тяжести ливня. Если в результате фитирования получена величина $\chi^2/N < 3$ ( где $N$ – число степеней свободы), то данный кластер рассматривался как одиночный ливень, и его энергия

поправлялась на величину утечек за область суммирования $3 \times 3$ ячейки по форме ливня.

• В противном случае рассматривалась гипотеза, что данный кластер состоит из двух перекрывающихся ливней, и в области $5 \times 5$ ячеек относительно максимума находился счетчик со второй по величине выделенной энергией. При поиске двух ливней нам необходимо определить шесть параметров: энергии и координаты каждого $\gamma$-кванта. Суммарная энергия и координаты $X_c$ и $Y_c$ центра тяжести кластера (всего три величины) фиксированы. Поэтому минимизация функционала $\chi^2$ проводилась относительно трех параметров – асимметрии энергии двух ливней $Z_g = |E1 - E2|/(E1 + E2)$, $\Delta X = X_1 - X_2$, $\Delta Y = Y_1 - Y_2$ в областях $3 \times 3$ ячейки относительно каждого из максимумов. Начальные значения $\Delta X$ и $\Delta Y$ вычислялись из значений вторых центральных моментов $M_{xx}$, $M_{yy}$ и $M_{xy}$. Начальное значение асимметрии энергии между ливнями $Z_g = (E_{max1} - E_{max2})/(E_{max1} + E_{max2})$, где $E_{max1}$ и $E_{max2}$ – значения энергии в двух счетчиках кластера с наибольшим энерговыделением.

Критерием завершения работы алгоритма и выводом, что в данном кластере находятся два гамма кванта, а не один, являлось условие, что $\chi^2_{2\gamma}/N < 1$ или на 5 меньше, чем $\chi^2_{1\gamma}/N$. Если данное условие не выполнялось, то кластер описывался как одиночный. После этого проводилось повторное фитирование одиночного ливня, но уже в области $5 \times 5$ ячеек.

• После указанной процедуры сигналы в ячейках, использованных для фитирования, обнулялись и проводился поиск нового ливня по всей площади калориметра.

Необходимая для фитирования данных форма ливня получена экспериментально на электронном пучке с энергией 26.6 ГэВ и описывается аналитической функцией [16].

Данный алгоритм позволял разделять перекрывающиеся ливни даже в том случае, если расстояние между ними не превышало один счетчик. Для проверки алгоритма было проведено моделирование методом Монте-Карло. В **Таблице 1** показана эффективность алгоритма для энергии пары $E_{2\gamma} = 15$ ГэВ.

При анализе экспериментальных данных использовались только ливни, для которых $\chi^2/N < 3$, асимметрия энергии $Z_g$ меньше 0.8, а $\gamma$-квант находился на расстоянии не меньше половины счетчика от края детектора.

На **Рис. 2** показаны массовые спектры для двух калориметров. Четкие пики $\pi^0$-мезона видны при всех значениях $p_T$ в исследуемой области. Разрешение $\pi^0$-мезона по

массе составило 10 МэВ для дальнего калориметра EMC1 и от 12 до 17 МэВ для EMC2 при разных энергиях $\pi^0$-мезона.

Алгоритм позволил эффективно восстанавливать $\pi^0$-мезоны в детекторе EMC2 до поперечных импульсов $p_T = 3$ ГэВ/с. Распределение пар гамма-квантов в области масс $\pi^0$-мезона по кинематическим переменным представлено на **Рис. 3a**. Распределение практически симметрично по $x_\mathrm{F}$, среднее значение $x_\mathrm{F}$ равно нулю.

Для проверки качества данных была получена зависимость числа $\pi^0$-мезонов, нормированное на прошедший через мишень пучок, от поперечного импульса (см. **Рис. 3b**). Результат находится в хорошем согласии с измерениями инвариантных сечений инклюзивного образования заряженных $\pi$-мезонов при $p_T > 1.8$ ГэВ/с, полученных на установке ФОДС (Протвино) при энергии 70 ГэВ [18], в которых коэффициент показателя экспоненты сечения $\pi^+$- и $\pi^-$-мезонов составил $-5.68 \pm 0.02$ и $-5.88 \pm 0.02$ $(N/(\text{ГэВ/с}))^{-1}$ соответственно.

### *2.2. Вычисление односпиновой асимметрии*

Односпиновая асимметрия $A_N$ для EMC1, расположенного слева по пучку, определяется как

$$A_N(x_\mathrm{F}, p_T) = \frac{1}{P_{target}} \cdot \frac{1}{< cos\phi >} \cdot \frac{\sigma^H_\uparrow(x_\mathrm{F}, p_T) - \sigma^H_\downarrow(x_\mathrm{F}, p_T)}{\sigma^H_\uparrow(x_\mathrm{F}, p_T) + \sigma^H_\downarrow(x_\mathrm{F}, p_T)} \tag{4}$$

$P_{target}$ – поляризация мишени, $cos\phi$ – азимутальный угол между нормалью к плоскости, задаваемой пучком и направлением вылета $\pi^0$-мезона, и вектором поляризации мишени. $\sigma^H_\uparrow$ и $\sigma^H_\downarrow$ – сечения образования $\pi^0$-мезонов при противоположных значениях поляризации мишени. В нашем случае азимутальный угол, в котором регистрировались $\pi^0$-мезоны находился в диапазоне $0 \pm 15^\circ$, поэтому значение $cos\phi$ принималось равным 1 во всем диапазоне.

Реально измеряемая в эксперименте асимметрия $A_N^{raw}$ для детектора, расположенного слева по направлению пучка, связана с $A_N$ соотношением

$$A_N = \frac{D}{P_{target}} \cdot A_N^{raw} = \frac{D}{P_{target}} \cdot \frac{n_\uparrow - n_\downarrow}{n_\uparrow + n_\downarrow} \tag{5}$$

где $D$ – фактор разбавления мишени, $n_\uparrow$ и $n_\downarrow$ – нормированные на монитор числа зарегистрированных $\pi^0$-мезонов при противоположных значениях поляризации мишени.

Для детектора EMC2, размещенного справа по ходу пучка, асимметрия вычисляется с противоположным знаком.

При измерении асимметрии может возникнуть дополнительная аппаратурная асимметрия, связанная с дрейфом электроники триггера, просчетами мониторных счетчиков либо другими причинами. С учетом этого измеренная асимметрия является суммой реальной асимметрии и аппаратурной асимметрии. Метод устранения систематического сдвига, основаный на допущении, что асимметрия фона (пар $\gamma$-квантов вне массового пика $\pi^0$-мезонов) равна нулю, подробно описан в работе [10].

### *2.3. Анализ ложной асимметрии*

Ложная асимметрия определяется прежде всего дрейфом энергетической шкалы калориметра, что приводит к неточному восстановленнию кинематических параметров пары $\gamma$-квантов. Нестабильность энергетической шкалы калориметра была меньше 0.1% для EMC1 и 0.15% для EMC2. При этом ложная асимметрия, определяемая нестабильностью энергетической шкалы, была менее 0.2% и 0.3% для сырой асимметрии для двух калориметров (соответственно 2% и 3% в измеряемой величине с учетом фактора разбавления и поляризации мишени $D/P \sim 10$).

Для оценки ложной асимметрии статистика при одинаковом направлении вектора поляризации мишени разбивалась на два равных ансамбля событий, и находилась асимметрия для этих наборов данных.

Результат вычисления ложной асимметрии для обоих калориметров приведен на **Рис. 4**. Ложная асимметрия равна нулю в пределах ошибок.

Чтобы убедиться в совместимости данных по асимметрии $A_N^{raw}$, мы сравнили результаты измерений для двух детекторов (см. **Рис. 5**). Асимметрия для двух калориметров совпадает в пределах ошибок для всего диапазона поперечных импульсов, что также указывает на незначительную ложную асимметрию.

### *2.4. Определение фактора разбавления*

Для получения окончательного значения асимметрии согласно (5) необходимо определить фактор разбавления мишени. Процедура вычисления фактора разбавления $D$

подробно описана в работе [10]. Для проверки расчетов были использованы результаты измерений фактора разбавления, проведенных ранее [2]. Результаты представлены в **Таблице 2**.

В области $1.2 < p_T < 2.0$ ГэВ/с фактор разбавления равен $8.1 \pm 0.5$, и его значение возрастает до $10.1 \pm 2.5$ при $p_T > 2.6$ ГэВ/с. В этом сеансе на меньшей статистике мы проверили фактор разбавления. Он хорошо совпадает с прошлыми специальными измерениями и расчетными значениями. Так, при $p_T \sim 1.8$ ГэВ/с $D = 8.4 \pm 1.2$, а при $p_T \sim 2.1$ ГэВ/с фактор разбавления $D = 9.2 \pm 1.5$.

При вычислении асимметрии мы использовали расчетные коэффициенты из **Таблицы 2** без учета ошибок.

### *2.5. Результаты*

На **Рис. 6a** и в **Таблице 3** показана асимметрия, просуммированная для двух калориметров. Во всем диапазоне измерений асимметрия совместима с нулем.

## 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ.

### *3.1. Сравнение с другими результатами*

Асимметрия $A_N$ инклюзивного рождения $\pi^0$-мезонов в $pp$ взаимодействии в центральной области ранее измерялась в двух экспериментах (при 24 [1] и 200 ГэВ [4]), результаты которых приведены на **Рис. 6b**. Измеренная нами асимметрия $A_N$ в реакции $p + p_\uparrow \to \pi^0 + X$ в пределах ошибок равна нулю во всем диапазоне. Таким образом, сопоставляя наши результаты при 70 ГэВ с данными в той же реакции при 24 ГэВ, мы приходим к выводу, что измерения с целью поиска ненулевой асимметрии следует проводить при энергиях пучка между 24 и 70 ГэВ.

С другой стороны, при 40 ГэВ в реакции $\pi^- + p_\uparrow \to \pi^0 + X$ в центральной области в эксперименте ПРОЗА-М (Протвино) величина измеренной асимметрии $\pi^0$-мезонов достигала –30% при $p_T > 2.5$ ГэВ/с [3], что указывает на зависимость асимметрии от сорта взаимодействующих частиц.

### *3.2. Предсказания теоретических моделей*

За последние десять лет во многом благодаря результатам эксперимента ПРОЗА-М [2, 3] и E704 [4] были разработаны модели, в которых большие односпиновые асимметрии объясняются следующими механизмами:

- введением дополнительного поперечного импульса кварка $\boldsymbol{k}_T$ в поляризованном нуклоне:
  - в *начальном состоянии* – несимметричность функции плотности распределения кварков для противоположных направлений прполяризации протона (механизм Сиверса) [19]-[21];
  - в *конечном состоянии* – несимметричность функций фрагментации для противоположных направлений поляризации кварков (механизм Коллинза) [22];
- вкладом высших твистов [23]-[28];
- влиянием орбитального момента:
  - валентных кварков (Берлинская модель) [29, 30];
  - токовых кварков в конституентном кварке (кварковая модель для U-матрицы) [31];
- взаимодействием магнитного момента кварков с хромомагнитным полем [32, 33];
- образованием резонансов или возбужденных состояний [34].

Обзоры данных моделей приведены в работах [30, 35, 36].

Практически все модели предсказывают малую по величине асимметрию в центральной области в реакции $p_\uparrow + p \to \pi^0 + X$. На **Рис. 6b** в качестве примера показаны расчеты Ансельмино для эксперимента E704 в центральной области [37]. Поведение асимметрии в моделях Коллинза и Сиверса при энергии 70 ГэВ должно мало отличаться от предсказаний для E704 [38].

Основной причиной малой асимметрии в данной реакции считается то, что в центральной области $\pi^0$-мезон рождается, в основном, от глюонов. Так как вклад глюонной

компоненты в поперечный спин протона в этих моделях должен быть мал, то и асимметрия не должна превышать несколько процентов. Однако, в таком случае не должно быть разницы между $pp_\uparrow$ и $\pi^- p_\uparrow$ взаимодействиями, однако в последнем при 40 ГэВ обнаружена значительная (до $-30\%$) асимметрия [3].

Поэтому мы должны предположить или значительный вклад взаимодействия кварков в рождение $\pi^0$-мезонов под углом $90^\circ$ в с.ц.м., или, что динамика взаимодействий сильно меняется при увеличении энергии от 40 до 70 ГэВ. Если рассматривать вклад в асимметрию взаимодействия кварков, то в $pp_\uparrow$-взаимодействии из-за противоположных по знаку поляризаций $u$- и $d$-кварков в протоне и перемешивания каналов из поляризованного и неполяризованного протона происходит сокращение асимметрии. В случае $\pi^- p_\uparrow$ взаимодействия большая асимметрия может возникнуть при образовании $\pi^0$-мезона из валентных $\overline{u}$-кварка от падающего $\pi^-$мезона и $u$-кварка из поляризованного протона, тогда как вклад валентного $d$-кварка из протона в данном случае существенно подавлен.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты данной работы заключаются в следующем:

• Асимметрия в реакции $p + p_\uparrow \to \pi^0 + X$ при 70 ГэВ в области $1.0 < p_T < 3.0$ ГэВ/с равна нулю в пределах ошибок, что хорошо согласуется с результатами E704 при 200 ГэВ и отличается от результатов, полученных при 24 ГэВ в ЦЕРН, где обнаружена значительная асимметрия. Таким образом, асимметрия в области энергий от 70 до 200 ГэВ действительно мала и не зависит от энергии. Если существует зависимость асимметрии от энергии, то это происходит при изменении энергии пучка от 24 до 70 ГэВ.

• Сравнивая представляемые результаты с измерениями асимметрии в той же кинематической области при 40 ГэВ, но на пучке $\pi^-$-мезонов, можно сделать вывод, что асимметрия зависит от сорта взаимодействующих частиц. Иначе следует предположить значительное изменение динамики взаимодействия при изменении энергии пучка от 40 до 70 ГэВ.

• Предсказания теоретических моделей не противоречат полученным результатам.

*Благодарности*

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; М.Ансельмино, Д.Коллинзу, М.Рыскину, С.Трошину за полезные обсуждения; Н.И. Беликову, Ю.М. Гончаренко, В.А. Кормилицыну, Н.Е. Михалину, А.И. Мыснику за техническую поддержку во время проведения сеанса.

*Работа частично поддержана грантом РФФИ 03-02-16919.*

---

1. J. Antille *et al.*, Phys. Lett. B **94**, 523 (1980).
2. Н.С. Амоглобели *и др.*, ЯФ **50**, 695 (1989).
3. V.D. Apokin *et al.*, Phys. Lett. B **243**, 461 (1990).
4. D.L. Adams *et al*, Preprint 94-88, IHEP (Protvino, 1994); Phys. Rev. D **53**, 4747 (1996).
5. В.Д. Апокин *и др.*, Препринт 97-38, ИФВЭ (Протвино, 1997); Instrum.Exp.Tech. **41**, 464 (1998).
6. Н.С. Борисов *и др.*, Препринт 1-80-98, ОИЯИ (Дубна, 1980).
7. А.А. Асеев *и др.*, Препринт 91-46, ИФВЭ (Протвино, 1991); Nucl. Instrum. Meth. A **330**, 39 (1993).
8. А.П. Бугорский *и др.*, Препринт ИФВЭ 00-11, Протвино, 2000; ПТЭ **1**, 14 (2001).
9. G.A. Akopdjanov *et al.*, Nucl.Instrum.Meth. **40**, 441 (1977); F. Binon et al., Nucl.Instrum.Meth, **188**, 507 (1981).
10. А.Н. Васильев *и др.*, Препринт 2003-21, ИФВЭ (Протвино, 2003).
11. Д.Л. Адамс *и др.*, Препринт 91-99, ИФВЭ (Протвино, 1991).
12. Ю.Б. Бушнин *и др.*, Препринт 72-49, ИФВЭ (Серпухов, 1972); О.И. Алферова и др., ПТЭ **4**, 56 (1975).
13. С.А. Зимин *и др.*, Препринт 93-50, ИФВЭ (Протвино, 1993).
14. Н.И.Беликов *и др.*, Препринт 87-58, ИФВЭ (Серпухов, 1987).
15. Н.И. Беликов *и др.*, Препринт 97-51, ИФВЭ (Протвино, 1997).
16. А.А. Леднев, Препринт 93-153, ИФВЭ (Протвино, 1993).
17. F. James and M. Roos, MINUIT: a system for function minimization and analysis of the

parameter errors and corrections, CERN-DD-75-20, Published in: Comput. Phys. Commun. 10, 343 (1975).

18. В. Абрамов *и др.*, Препринт 84-88, ИФВЭ (Серпухов, 1984).
19. D. Sivers, Phys. Rev. D **41**, 83 (1990).
20. D. Sivers, Phys. Rev. D **43**, 261 (1991).
21. T.T. Chou and C.N. Yang, Nucl.Phys. B **107**, 1 (1976).
22. J.C. Collins, Nucl.Phys. B **396**, 161 (1993).
23. A.V. Efremov and O.V. Teryaev, Sov. J. Nucl. Phys. **36**, 140 (1982) [ЯФ **36**, 242, (1982); Phys. Lett. **150B**, 383 (1985); Sov. J. Nucl. Phys. **36**, 557 (1982); **39**, 962 (1984)[ЯФ **36**, 950 (1982); **39**, 1517, (1984)].
24. A.V. Efremov, V. Korotkiyan and O. Teryaev, Phys. Lett. B **348**, 577 (1995).
25. J.W. Qiu and G. Sterman, Phys. Rev. Lett. **67**, 2264 (1991); Nucl. Phys. B **378**, 52 (1992).
26. A. Schäfer, L. Mankiewicz, P. Gornicki and S. Güllenstern, Phys. Rev. D **47**, 1 (1993); B. Ehrnsperger, A. Schäfer, W. Greiner and L. Mankiewicz, Phys. Lett. B **321**, 121 (1994).
27. J. Qiu and G. Sterman, ITP-SB-98-28, BNL-HET-98-17; Phys. Rev. D **59**, 014004 (1999); hep-ph/9806356.
28. Y. Kanazawa and Y. Koike, Phys. Lett. B **490**, 99 (2000); hep-ph/0007272.
29. Meng Ta-Chung, *in Proc. of the 4th Workshop on High Energy Spin Physics*, Protvino, Russia, 1991.
30. Zuo-tang Liang and C. Boros, Int.J.Mod.Phys.A **15**, 927 (2000); hep-ph/0001330.
31. S.M. Troshin, N.E. Tyurin, Phys. Rev. D **52**, 3862 (1995); Phys. Rev. D **54**, 838 (1996).
32. M.G. Ryskin, Sov. J. Nucl. Phys. **48**, 708 (1988); D.I. D'yakanov and V.Yu. Petrov, Sov. Phys. JETP **62**, 204 (1985).
33. В. Абрамов, Препринт ИФВЭ 1998-84, ИФВЭ (Протвино, 1998) hep-ph/0110152, Eur. Phys. J. C **14**, 427 (2000).
34. G. Musulmanbekov and M. Tokarev, *in Proc. of the VI Workshop on High Energy Spin Physics*, Protvino, 132 (1995).
35. M. Anselmino *et al.*, Talk given at *3rd Circum-Pan-Pacific Symposium on High Energy Spin Physics (SPIN 2001), Beijing, China, 8-13 Oct 2001*, hep-ph/0201076.
36. M. Anselmino, *Lectures given at Advanced Study Institute on Symmetries and Spin (PRAHA SPIN 2001), Prague, Czech Republic, 15-28 Jul 2001*, hep-ph/0201150.

37. M. Anselmino and F.Murgia, Phys. Lett. B **442**, 470 (1998); hep-ph/9808426.

38. М. Ансельмино, С. Трошин, Д. Коллинз – частные сообщения.

**Таблица 1.** Эффективность алгоритма разделения перекрывающихся ливней при энергии $E_{2\gamma} = 15$ ГэВ в зависимости от расстояния между $\gamma$-квантами.

| Расстояние (в ячейках) | 1.5 | 1.2 | 1.0 |
|---|---|---|---|
| Эффективность (%) | 91 | 88 | 71 |

**Таблица 2.** Зависимость фактора разбавления от поперечного импульса.

| $p_T$ | $D$ из [2] | $D$ для вычисления |
|---|---|---|
| $1.2 < p_T < 1.4$ | $8.0 \pm 1.0$ | 8.1 |
| $1.4 < p_T < 1.6$ | $8.1 \pm 1.2$ | 8.1 |
| $1.6 < p_T < 1.8$ | $8.1 \pm 0.7$ | 8.1 |
| $1.8 < p_T < 2.0$ | $8.2 \pm 0.9$ | 8.3 |
| $2.0 < p_T < 2.2$ | $8.8 \pm 1.3$ | 8.7 |
| $2.2 < p_T < 2.4$ | $9.2 \pm 1.6$ | 9.1 |
| $2.4 < p_T < 2.6$ | $9.5 \pm 2.0$ | 9.5 |
| $2.6 < p_T < 3.2$ | $10.1 \pm 2.5$ | 10.2 |

**Таблица 3.** Асимметрия в зависимости от поперечного импульса.

| $< p_T >$ | $A_{sum}, \%$ | $< p_T >$ | $A_{sum}, \%$ |
|---|---|---|---|
| 1.05 | $-1.0 \pm 3.2$ | 1.75 | $1.7 \pm 4.1$ |
| 1.15 | $-0.8 \pm 3.2$ | 1.85 | $-0.8 \pm 5.0$ |
| 1.25 | $1.5 \pm 3.1$ | 1.95 | $4.7 \pm 6.6$ |
| 1.35 | $0.2 \pm 3.0$ | 2.08 | $-3.1 \pm 7.4$ |
| 1.45 | $1.3 \pm 3.0$ | 2.28 | $1.7 \pm 13.4$ |
| 1.55 | $-1.1 \pm 3.0$ | 2.48 | $19.5 \pm 23.6$ |
| 1.65 | $-5.4 \pm 3.5$ | 2.74 | $-4.7 \pm 35.4$ |

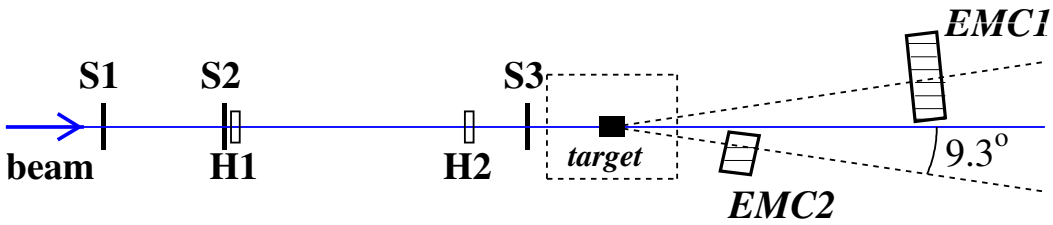


**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки ПРОЗА-М. S1-S3 – сцинтилляционные счетчики полного потока; H1-H2 – годоскопы; EMC1 и EMC2 – электромагнитные калориметры; *target* – поляризованная мишень.

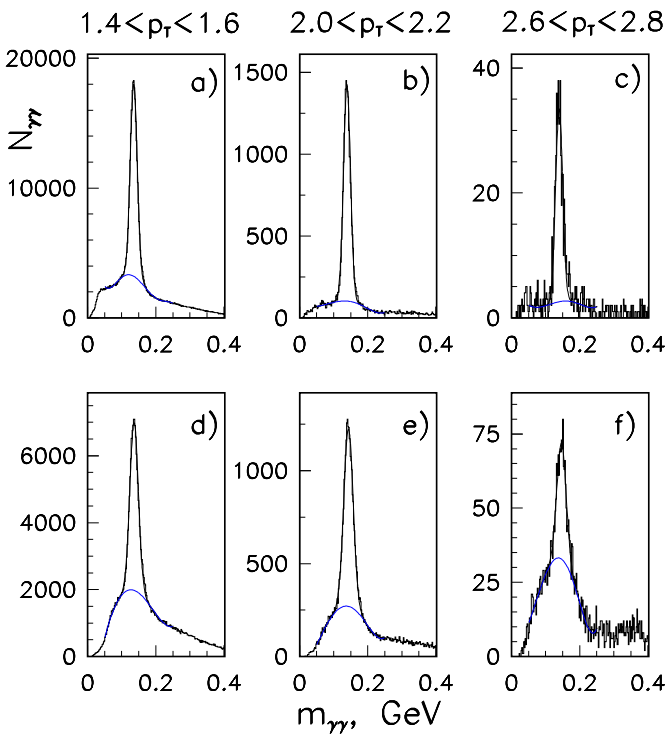


**Рис. 2.** Массовые спектры для EMC1 ($a-c$) и EMC2 ($d-f$) для разных интервалов поперечных импульсов $p_T$.

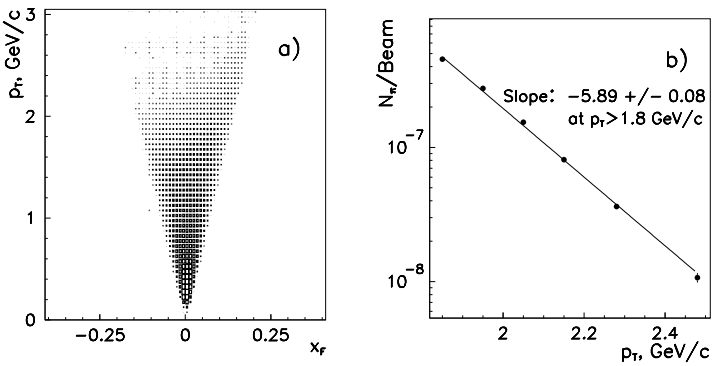


**Рис. 3.** Двумерное распределение $\pi^0$-мезонов по $p_T$ и $x_\mathrm{F}$ (a) и зависимость относительного сечения от $p_T$ (b), $Beam$ – число пучковых частиц, прошедших через мишень. Разрешение по $p_T$ составляет 0.08 ГэВ/с.

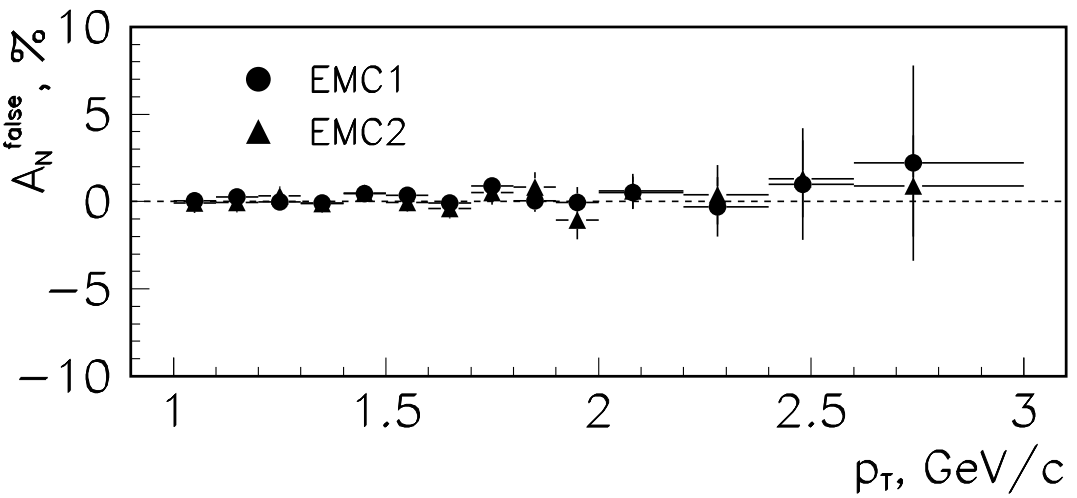


**Рис. 4.** Зависимость “сырой” ложной асимметрии от $p_T$.

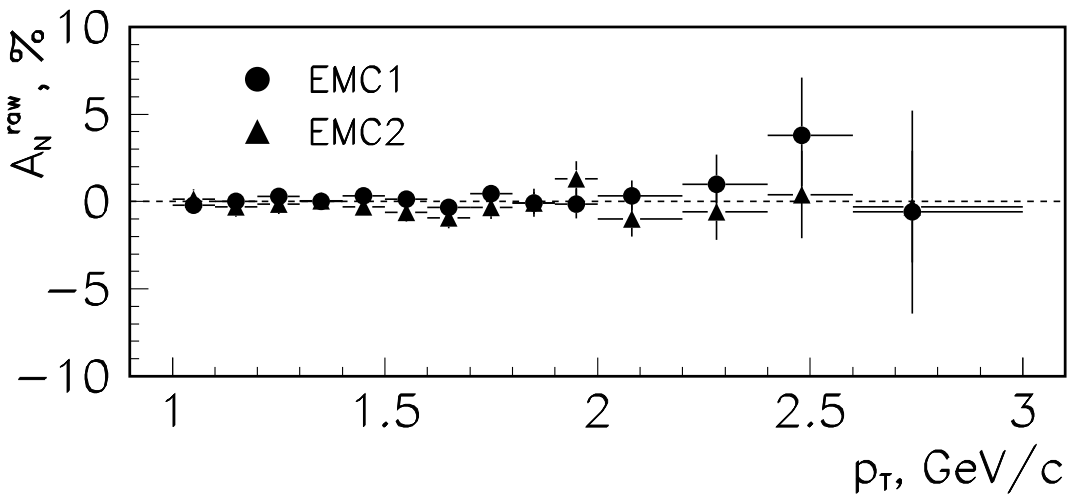


**Рис. 5.** $A_N^{raw}$ для двух детекторов.

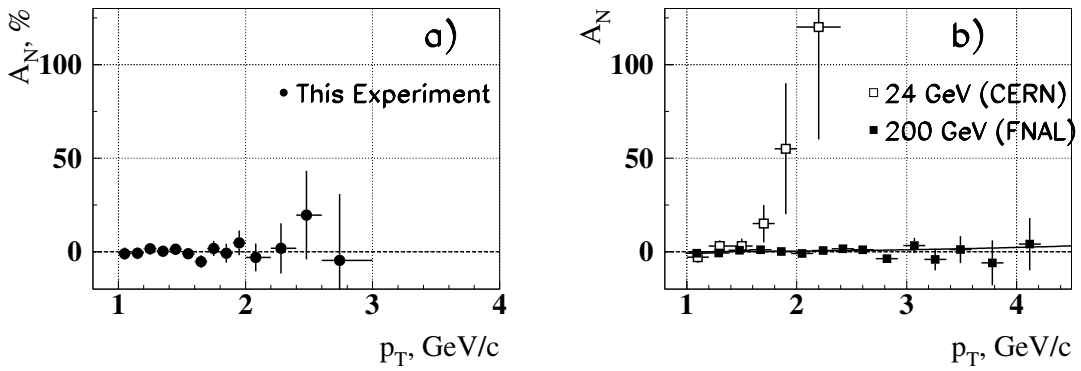


**Рис. 6.** a) Зависимость суммарной (для обоих детекторов) асимметрии $A_N$ от поперечного импульса. b) Асимметрия при 24 ГэВ [1] и 200 ГэВ[4] в центральной области; кривая показывает расчеты Ансельмино для энергии 200 ГэВ и $x_{\mathrm{F}} = 0$ [37].

# СПИСОК РИСУНКОВ

**Рис 1** Схема экспериментальной установки ПРОЗА-М. $S1-S3$ – сцинтилляционные счетчики полного потока; $H1-H2$ – годоскопы; EMC1 и EMC2 – электромагнитные калориметры; $target$ – поляризованная мишень.

**Рис 2** Массовые спектры для EMC1 $(a-c)$ и EMC2 $(d-f)$ для разных интервалов поперечных импульсов $p_T$.

**Рис 3** Двумерное распределение $\pi^0$-мезонов по $p_T$ и $x_{\rm F}$ (a) и зависимость относительного сечения от $p_T$ (b), $Beam$ – число пучковых частиц, прошедших через мишень. Разрешение по $p_T$ составляет 0.08 ГэВ/c.

**Рис 4** Зависимость "сырой" ложной асимметрии от $p_T$.

**Рис 5** $A_N^{raw}$ для двух детекторов.

**Рис 6** a) Зависимость суммарной (для обоих детекторов) асимметрии $A_N$ от поперечного импульса. b) Асимметрия при 24 ГэВ [1] и 200 ГэВ [4] в центральной области; кривая показывает расчеты Ансельмино для энергии 200 ГэВ и $x_{\rm F}=0$ [37].

# SEARCH OF SINGLE-SPIN ASYMMETRY OF $\pi^0$ INCLUSIVE PRODUCTION AT CENTRAL REGION WITH 70 GEV PROTON BEAM (COLLABORATION PROZA-M)

**A. N. Vasiliev, V. N. Grishin, A. M. Davidenko, A. A. Derevschikov, Yu. A. Matulenko, Yu. M. Melnik, A. P. Meschanin, V. V. Mochalov, L. V. Nogach, S. B. Nurushev, A. F. Prudkoglyad, P. A. Semenov, L. F. Soloviev, V. L. Solovianov, V. Yu. Khodyrev, K. E. Shestermanov, A. E. Yakutin, N. S. Borisov, V. N. Matafonov, A. B. Neganov, Yu. A. Plis, Yu. A. Usov, A. N. Fedorov, A. A. Lukhanin**

Single-spin asymmetry of inclusive $\pi^0$ production in the reaction $p+p_\uparrow \to \pi^0+X$ at $x_{\rm F} \approx 0$ is presented. 70 GeV proton beam was extracted from the accelerator main ring with the use of a bent crystal. The asymmetry measured by two independent electromagnetic calorimeters equals to zero within the error bars for transverse momenta in a range of $1.0 < p_T < 3.0$ GeV/c. This is in an agreement with the FNAL result at 200 GeV, but differs from the CERN data at 24 GeV.