



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2011–32
ОЭФ

А.А. Балдин¹, Я.А. Бердников², А.И. Берлёв¹, А.Ю. Бордановский,
Ю.Т. Борзунов¹, А.А. Волков, В.П. Ефремов, А.Е. Иванов²,
А.Ю. Калинин, В.Т. Ким^{2,3}, А.В. Константинов¹, А.В. Кораблёв,
В.И. Корешев, А.Н. Криницын, В.И. Крышкин, И.В. Кудашкин¹,
Н.В. Кулагин, А.А. Логинов, В.А. Мурзин³, В.А. Орешкин³,
Е.Б. Плеханов¹, В.В. Скворцов, В.В. Талов, Л.К. Турчанович,
С.С. Шиманский¹

Программа корреляционных исследований при взаимодействии адронов и ядер при больших X_T

¹ОИЯИ, Дубна

²СПбГПУ, Санкт-Петербург

³ПИЯФ, Гатчина

Протвино 2011

Аннотация

Бордановский А.Ю. и др. Программа корреляционных исследований при взаимодействии адронов и ядер при больших x_T : Препринт ИФВЭ 2011–32. – Протвино, 2011. – 31 с., 30 рис., 2 табл., библиогр.: 24.

Предлагается программа корреляционных исследований процессов hp -, hA - и AA -взаимодействий в области больших x_T с использованием водородной и ядерных мишеней и пучков пионов, протонов и ядер. Рассматриваются задачи, которые могут быть изучены в рамках данной программы, и кратко описывается двухплечевой спектрометр ФОДС.

Abstract

Bordanovskii A.Yu. et al. Program of Correlation Study of Hadron and Nucleus Interactions at High x_T : IHEP Preprint 2011–32. – Protvino, 2011. – p. 31, figs. 30, tables 2, refs.: 24.

A correlation program is proposed to study hp -, hA -, and AA -interactions at high x_T using hydrogen and nuclei targets and pion, proton and nuclei beams. Several tasks are considered that can be studied in the framework of the program and a brief overview of double arm FODS spectrometer is presented.

Введение

Энергия У-70 имеет определённые достоинства в исследовании процессов с большими x_T . С одной стороны при $p_T > 1$ ГэВ/с взаимодействия на партонном уровне начинают доминировать, а с другой стороны для процессов с $x_T \sim 1$ сечение ещё достаточно велико, что делает эту область доступной для экспериментальных исследований - изучать взаимодействия в области доминирования валентных кварков. Энергетическая область пучков от 15 до 70 ГэВ является оптимальной для изучения перехода от адронных ($p_T < 1$ ГэВ/с) к кварк-глюонным (партонным) степеням свободы ($p_T > 1$ ГэВ/с) как в адрон-адронных, так и в адрон (ядро)-ядерных взаимодействиях. Надо подчеркнуть, что многие явления проявляющиеся в этом диапазоне энергий (правила кваркового счета, поляризационные эффекты, усиленная A -зависимость в рождении частиц с большими p_T и др.) не исчезают с ростом энергии первичных пучков и не имеют до сих пор убедительного теоретического объяснения, что естественно требует проведения дополнительных более детальных исследований.

При регистрации инклюзивных процессов может быть обеспечена максимальная статистическая точность данных, но при этом происходит интегрирование по некоторым переменным, что делает такие процессы трудными для однозначной интерпретации. Измерения образования пар адронов (или коррелированных потоков частиц) позволяет исследовать качественно новые явления. Исследование корреляций адронов имеют целый ряд преимуществ по сравнению с инклюзивными процессами:

- влияние внутреннего поперечного импульса минимально;
- квантовые числа пар частиц и их кинематические характеристики дают дополнительную информацию о динамике.

Предлагается программа систематического исследования корреляций в адрон-адронных взаимодействиях в широком диапазоне кинематических переменных x_T . Программа исследований корреляций в hp - и hA -взаимодействиях описана в части 1, а в AA -взаимодействиях в части 2. Сечение таких процессов мало и для повышения эффективности регистрации пар адронов проведены изменения в установке ФОДС для увеличения телесного угла. Модернизированная установка описана в части 3.

1. Программа исследований

Исследование процессов при $p_T \sim 2$ ГэВ/с соответствует расстояниям порядка 0,1 ф. Согласно современным представлениям, это типичный размер конститuentных кварков, как показано на рис. 1 [1]. Важным преимуществом исследования при энергии У-70 является то, что при этих x_T адрон несёт большую часть импульса партона и кинематика адронов практически повторяет кинематику провзаимодействовавших партонов в отличие от больших энергий, когда в основном образуются струи. Область предлагаемых исследований соответствует рис. 2с, т.е. "жёстким" взаимодействиям.

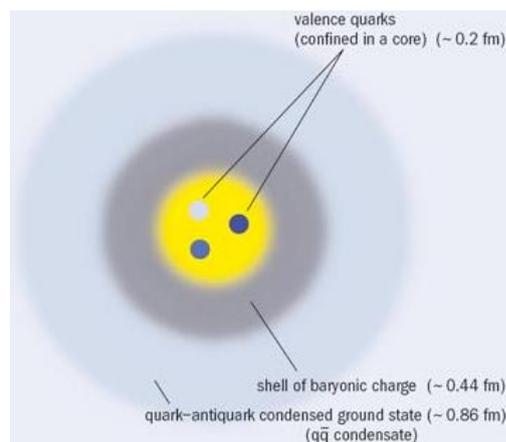


Рис. 1. Структура протона, состоящая из 3 областей: внешняя область, содержащая кварк-антикварковые пары ($q\bar{q}$) в основном состоянии; внутренняя оболочка барионного заряда и область ядра с размером 0,2 ф, где заключены валентные кварки.

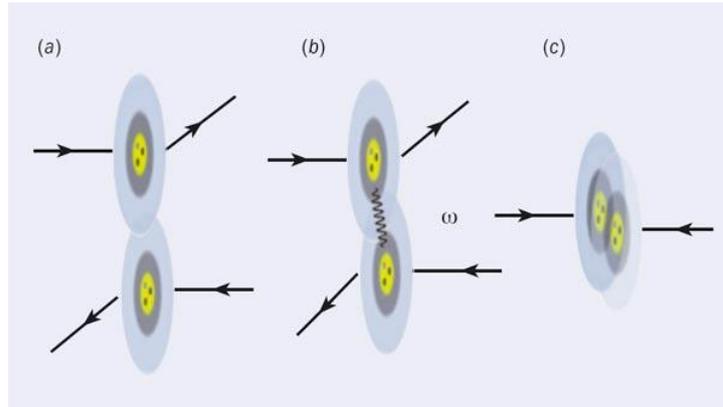


Рис. 2. Процессы упругого pp -рассеяния: а) дифракционное рассеяние; б) обмен векторным ω –мезоном; с) жёсткие взаимодействия ($\langle 0,1 \text{ ф}$).

1.1. Многопартонное взаимодействие

Информация о распределении партонов соответствует среднему числу партонов данного сорта с данной долей импульса x , которые "видны" налетающему адрону с разрешением Q^2 . Качественно новая информация может быть получена при изучении многопартонных взаимодействий (рис. 3б), когда пара партонов взаимодействует независимо в разных точках пространства и процесс, как следствие, напрямую зависит от реального распределения партонов в нуклонах. В случае двухпартонного взаимодействия процесс определяется двухпартонной функцией распределения $D_2(x, x'; \mathbf{b})$, зависящей от доли импульса взаимодействующих партонов x , и x' и их относительного расстояния в поперечной плоскости \mathbf{b} [2].

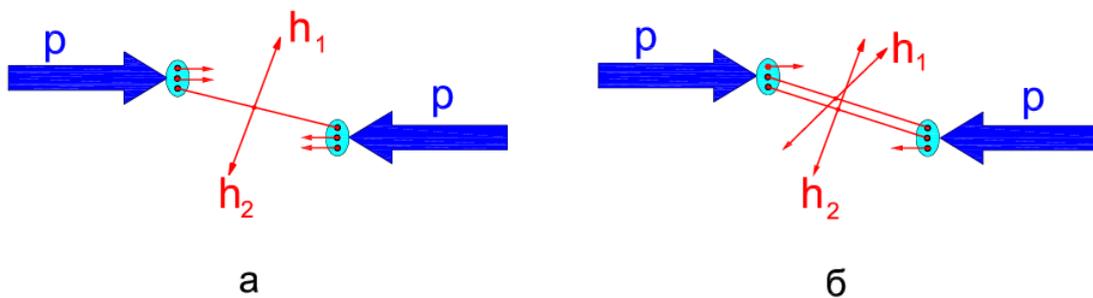


Рис. 3 а) Схема образования "симметричных" пар в партон-партонных взаимодействиях; б) схема образования пар в многопартонных взаимодействиях..

Исследование двухпартонного взаимодействия на коллайдерах не только не имеет преимущества перед ускорителями с фиксированной мишенью, но и затруднено из-за большой множественности и сложности использования ядерных мишеней. Как показано на рис. 4, двухпартонные взаимодействия имеют четко выделенную сигнатуру – равномерное распределение пары по углу φ . Кроме того на коллайдерах доступна область только малых x (взаимодействия партонов практически независимы), что исключает возможность измерения функции $D(x_1, x_2, \mathbf{b})$. Сечение образования таких пар описывается выражением [2]:

$$\sigma_H = \int d^2\beta \left[1 - e^{-\sigma_S F(\beta)} \right] = \sum_{n=1}^{\infty} \int d^2\beta \frac{(\sigma_S F(\beta))^n}{n!} e^{-\sigma_S F(\beta)} \quad (1)$$

здесь β – прицельный параметр адронного столкновения, $F(\beta) = \int d^2b f(\mathbf{b}) f(\mathbf{b}-\beta)$ и σ_S – инклюзивное сечение образования струй. На рис. 5 показана зависимость σ_H от энергии в системе центра масс для разных форм распределения партонов в нуклоне при наличии (5a) и отсутствие (5b) корреляций между партонами.

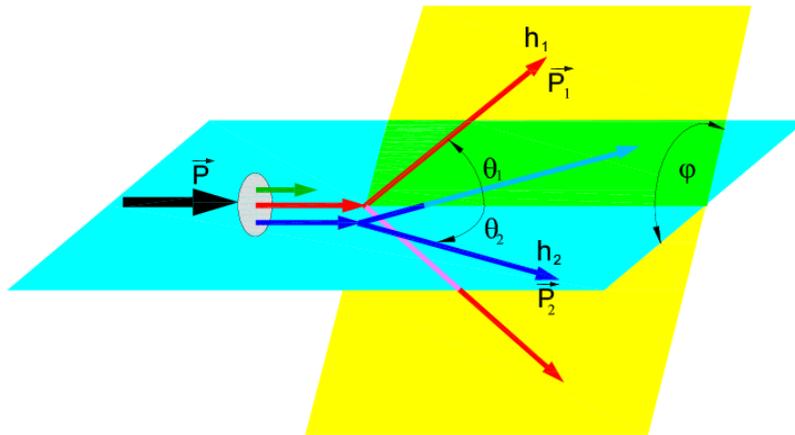


Рис. 4. Кинематика двухпартонного взаимодействия – адроны h_1 и h_2 образованы в результате взаимодействия разных пар партонов. Расстояние между точками взаимодействия партонов – прицельный параметр b_T .

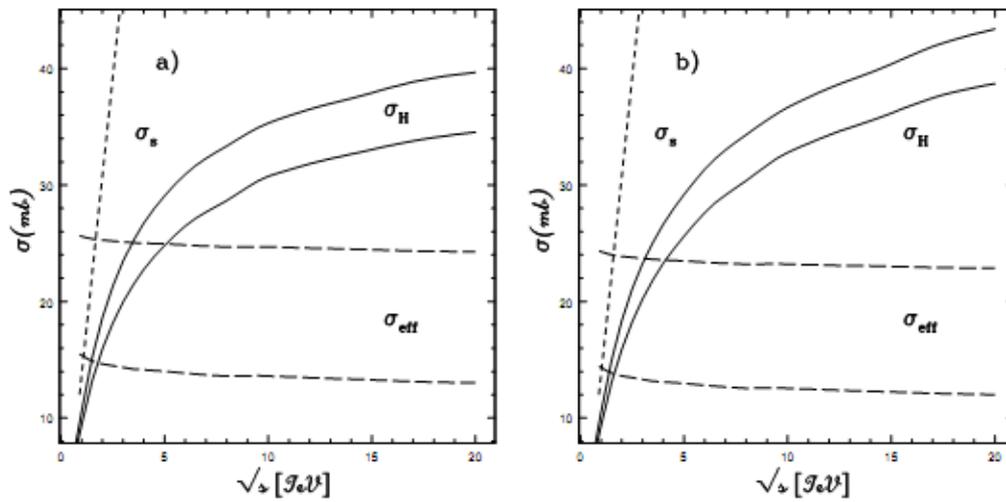


Рис. 5. Зависимость σ_s и σ_H от энергии в системе центра масс для $f(\mathbf{r})$ в форме сферы (а) и распределения Гаусса (б). Нижняя кривая для коррелированного распределения партонов, верхняя – для некоррелированного [2].

Изучение многопартонных взаимодействий в hA -и AA -столкновениях (где h – π или p) может открыть новую страницу в ядерной физике, поскольку является новым инструментом. Двухпартонное взаимодействие на ядрах представлено на рис. 6. Взаимодействие, показанное на рис. 6а, аналогично взаимодействию в pp – столкновениях и будет зависеть от массы ядра как $\sigma_H = A\sigma_s$ [3]. Взаимодействие, показанное на рис. 6б, будет описываться зависимостью $\sigma_H = A^{1.5}\sigma_s$.

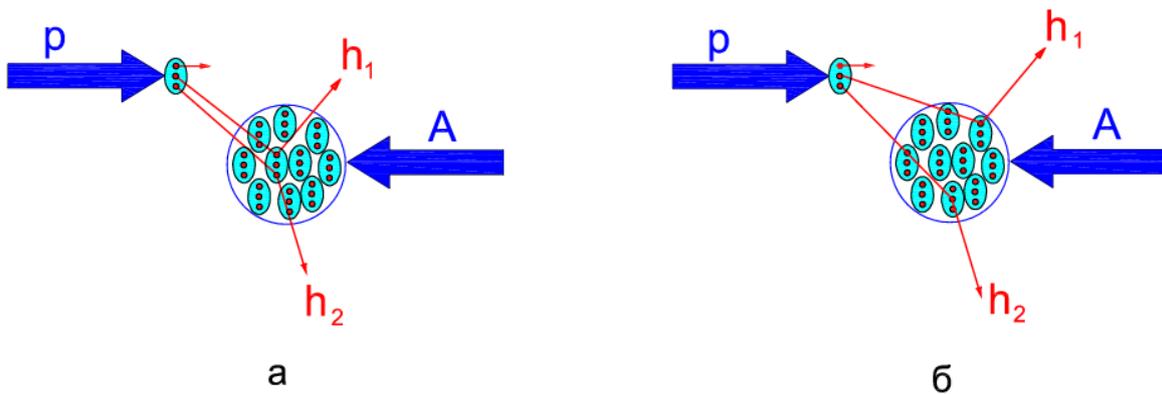


Рис. 6. а) Двухпартонное взаимодействие в pA - столкновениях, аналогичное взаимодействию в pp -столкновениях и б) двухпартонное взаимодействие в pA -столкновениях, характерное только для ядерной мишени.

Различная зависимость от A позволяет разделить эти вклады и проверить справедливость факторизации сечения двухпартонного взаимодействия.

Эксперимент по изучению образования некомпланарных пар адронов в pA -соударениях при энергии протонов 70 ГэВ проводился на двухплечевом спектрометре ФОДС на четырех ядерных мишенях (Be, Al, Cu и Pb) [4].

Величина показателя A -зависимости определяется как $\alpha = \ln(\sigma_1 \times \sigma_2) / \ln(A_1/A_2)$, где A_1 - и A_2 - массовые числа ядер мишеней, а σ_1 и σ_2 - дифференциальные сечения парного образования адронов. На рис. 7а показано поведение $\alpha\{\text{Be-Al}\}$ для некомпланарных пар адронов при $\Delta\varphi$ от 95° до 125° с отрицательными зарядами в зависимости от суммы поперечных импульсов. Показатель α растет с увеличением поперечных импульсов и выходит на плато при сумме $p_T > 2,3$ ГэВ/с. Такое же поведение α наблюдается и для других пар ядер (Be-Cu) и (Be-Pb).

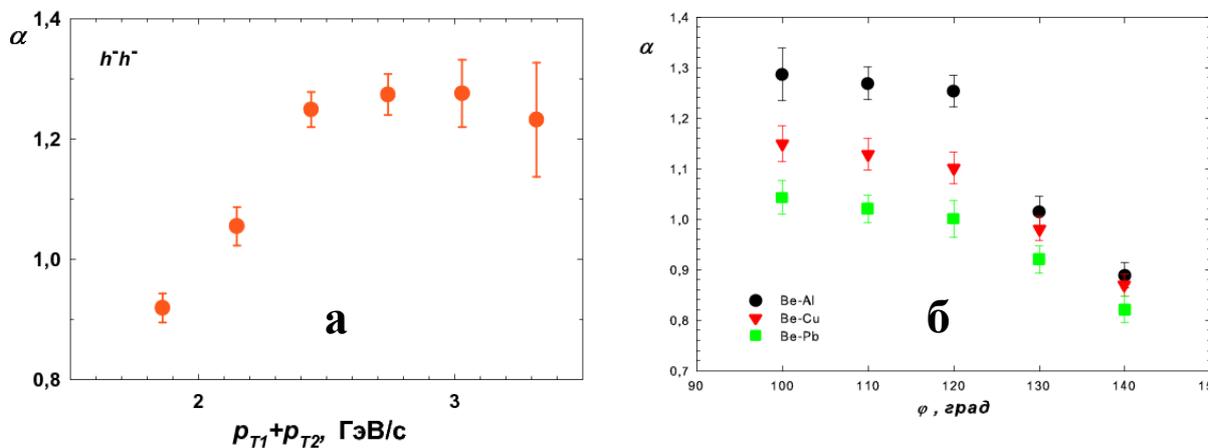


Рис. 7. Зависимость показателя α образования адронов в pA -взаимодействиях: а) отрицательных некомпланарных пар адронов ($95^\circ \leq \varphi \leq 125^\circ$) для ядер Be-Al от суммы поперечных импульсов адронов и б) от угла разлёта пары φ для трех комбинаций ядер.

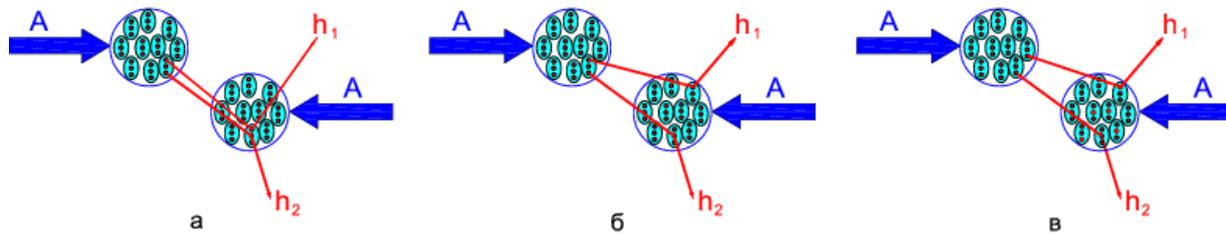


Рис. 8. Многопартонные взаимодействия в AA -столкновениях: а) и б) столкновения, аналогичные тем, которые представлены на рис. 5а и 5б; в) взаимодействия партонов из разных нуклонов.

Представляет интерес исследование многопартонных процессов в πA -взаимодействиях, где кинематика должна быть более ярко выражена из-за меньшего числа валентных кварков в пионе. В AA -взаимодействиях, показанных на рис. 8, эффект многопартонного взаимодействия будет резко усилен.

Скорость набора статистики двухпартонных взаимодействий по сравнению с измерениями до модернизации ФОДС возрастёт приблизительно в 16 раз, что позволит иметь данные практически для всех комбинаций пар.

В нуклоне и ядрах возможно существование многокварковых конфигураций. Так присутствие в нуклонах дикварковой компоненты будет приводить к тому, что в области доминирования этой компоненты изменится величина относительного выхода протонов и пионов. Это связано с большей вероятностью адронизации кварка в мезон, а дикварка в барион. В работе [4] предсказывается, что в процессах рождения частиц в области $x_T > 0.7-0.8$ должно доминировать qd -рассеяние по сравнению с qq -рассеянием. Экспериментальные следствия существования дикварковой компоненты в протоне рассматривались в работах [5]. Анализ данных об отношении выхода p/π^+ -протонов к пионам полученных на установке ФОДС и данных с ускорителей в ЦЕРН и ФНАЛ в инклюзивной постановке (рис.9) указывает на присутствие дикварковой компоненты в волновой функции протона.

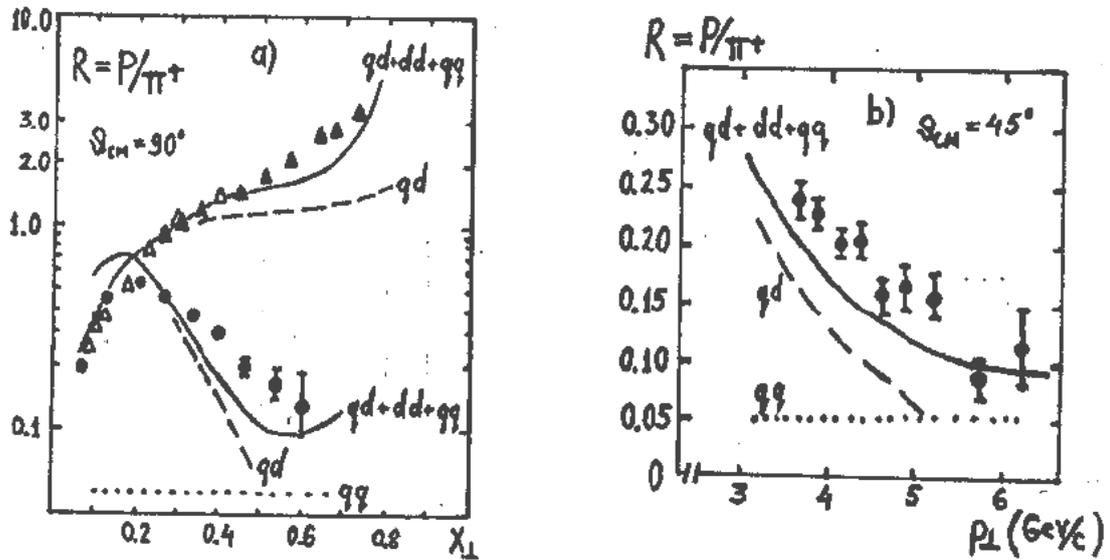


Рис. 9. Отношение $R = p/\pi^+$ в pp -взаимодействиях: а) при $\theta_{cm} = 90^\circ$: \bullet — данные ФНАЛ при $\sqrt{s} = 23,4$ ГэВ, Δ , \blacktriangle — данные ФОДС для $\sqrt{s} = 11,5$ ГэВ; б) $\theta_{cm} = 45^\circ$: \bullet — данные ISR при $\sqrt{s} = 62$ ГэВ.

Установка ФОДС позволяет проводить такие измерения не только в инклюзивной постановке, но и проводить исследование пар. Так, используя пучок пионов для πp -рассеяния и регистрируя пары $\pi\pi$ и πp в области $x_T > 0,6$, можно определить относительные вклады подпроцессов кварк-кваркового (qq) и кварк-дикваркового (qd) рассеяния в зависимости от x_T и p_T , а так же энергетическую зависимость, проведя измерения при нескольких энергиях. Исследование pp -рассеяния позволяет исследовать дополнительно протон-протонные пары в конечном состоянии, что позволит впервые получить оценки вклада дикварк-дикваркового подпроцесса. Такие исследования позволят впервые получить прямые экспериментальные оценки вероятности дикварковой компоненты в структуре нуклона. Подчеркнем важность таких исследований, в свете обнаруженного на RHIC подавления выхода пионов по сравнению с выходом протонов в области больших p_T ($p_T \sim 2$ ГэВ/с). Использование ядерных пучков и мишеней дает дополнительную информацию, которая позволяет провести исследование изменение структуры нуклонов в ядерной материи (в том числе, относительной вероятности кварковой и дикварковой компонент), а также исследовать A -зависимость и зависимость от изотопного состава.

Исследование образования дейтронов и других легких ядер в адрон-ядерных соударениях в области больших поперечных импульсов является важным для изучения роли одновременных многопартонных подпроцессов при образовании многокварковых экзотических состояний [6].

1.2. Корреляция тождественных частиц (фемтоскопия)

Зависимость корреляционной функции R_2 двух тождественных частиц от q для 1) пар бозе-частиц с нулевым и целым спином и 2) пар частиц с полуцелым спином описывается выражением

$$R_2(p_1, p_2) = R_2(q, p) = \frac{\sigma_{in} d^2\sigma / dp_1 dp_2}{d\sigma / dp_1 \cdot d\sigma / dp_2} \quad (2)$$

и представлена на рис. 10. Корреляции наблюдаются при q меньше определённой величины (меньше определённого расстояния: 10^{-13} см \sim 140 МэВ/с). Таким образом, точность определения импульса характеризует минимальный размер исследуемой области. На установке ФОДС эта величина в настоящее время ограничена точностью измерения карты магнитного поля и равна \sim 1% (50 МэВ/с для импульса частицы 5 ГэВ/с).

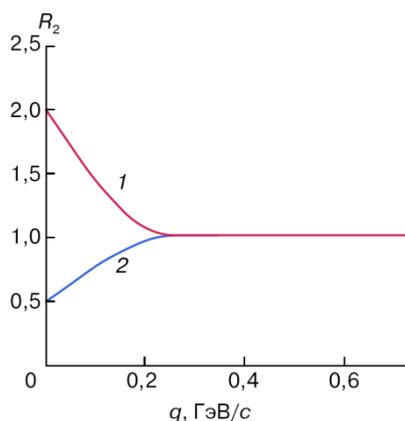


Рис. 10. Корреляционная функция для пар бозе-частиц (1) с нулевым и целым спином и пар частиц с полуцелым спином (2).

Двухчастичные корреляции тождественных частиц являются эффективным инструментом, позволяющим совместно с исследованиями одночастичных спектров извлекать геометрические и динамические характеристики рождения частиц, осуществляя проверку различных моделей и сценариев формирования конечных состояний. Освоение этого метода может дать мощный инструмент исследования взаимодействий, приведённых на рис. 6 и 8. Разделение процессов возможно по различию в размере области взаимодействия (прицельного параметра b_T), используя интерференцию тождественных частиц, летящих в одну сторону с малой разностью импульсов. С другой стороны, при больших эффективных массах адронов взаимодействие, изображённое на рис. 8а, должно быстро вымирать.

Для реализации этого метода требуется высокое импульсное и пространственное разрешение и высокая эффективность отбора событий с 2 частицами в одном плече спектрометра. Измерения в сеансе 2009 г. показали, что две частицы в одном плече составляют 10^{-3} от одиночных частиц. Тогда, учитывая число пионов на одно взаимодействие на мишени Ве при $p_T \sim 2$ ГэВ/с, имеем на одно взаимодействие число пар в одном плече $N_{\pi\pi} = 10^{-3} \times 4 \times 10^{-5} = 4 \times 10^{-8}$. За сутки работы будет зарегистрировано при интенсивности пучка 5×10^8 р/цикл $N_{\pi\pi} = 1,7 \times 10^4$ пар в одном плече. Поскольку телесный угол увеличился в 4 раза эту цифру надо умножить на 16, т.е. $N_{\pi\pi} = 2,7 \times 10^5$.

1.3. Упругое рассеяние

Поскольку сечение упругого рассеяния с $x_T=1$ (рассеяние на угол 90° в с.ц.м.) очень мало (на уровне нейтринных сечений) и резко падает с ростом энергии налетающей частицы, то прежде всего необходимо определить энергетический диапазон, который может быть доступен для таких исследований. С другой стороны, есть ограничения на геометрию установки – угол разлёта частиц определяется конструкцией существующего магнита: оси плеч спектрометра расположены под углом $\theta=160$ мрад к оси пучка, что соответствует 90° вылета частиц в с.ц.м. при энергии протонов 70 ГэВ, а расчёты показывают, что приемлемая статистика может быть набрана при энергии протонов около 30 ГэВ. Для этого угол должен быть $\theta=242$ мрад, что является пределом технических возможностей для установки ФОДС.

Для оценки скорости набора событий можно воспользоваться наиболее популярной моделью описания процесса упругого pp -рассеяния под углом 90° в с.д.м. в рамках КХД:

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim \frac{1}{S^{10}} \quad (3)$$

где s – квадрат энергии в с.д.м. На рис. 11 показано сплошной линией поведение сечения от квадрата энергии в с.д.м. рассчитанного по формуле (1), и нанесены экспериментальные значения, имеющиеся на сегодняшний день. Учитывая удовлетворительное согласие расчёта с экспериментом, рассчитанные значения сечения можно взять для оценки ожидаемого эффекта.

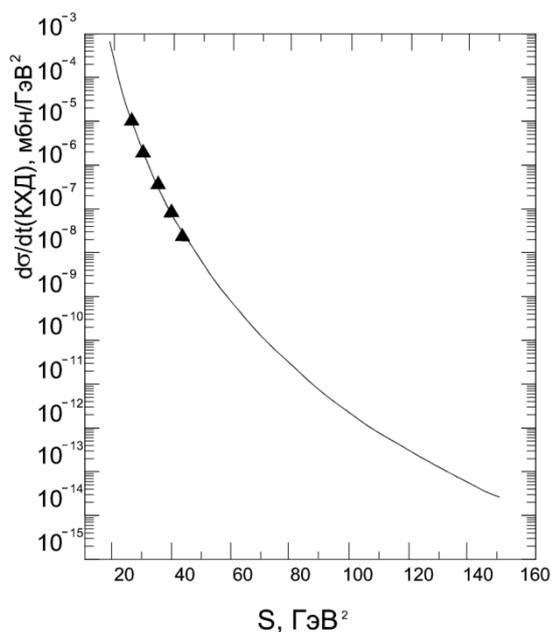


Рис. 11. Зависимость сечения упругого рассеяния $pp \rightarrow pp$ от квадрата энергии в с.д.м., рассчитанная по формуле (3).

На рис. 12 показана зависимость числа зарегистрированных событий упругого рассеяния на водороде от энергии протонов. При этом толщина мишени была $0,05 \lambda_{\text{int}}$, а интенсивность пучка – 10^9 1/цикл. При энергии меньше 30 ГэВ апертура спектрометра резко уменьшается и рассеянные протоны не попадают в апертуру магнита. Протоны будут идентифицированы спектрометрами колец черенковского излучения, что

позволит надёжно выделить исследуемую реакцию на фоне неупругих процессов. В табл. 1 приведено число событий упругого рассеяния при энергии 30 ГэВ для разных мишеней.

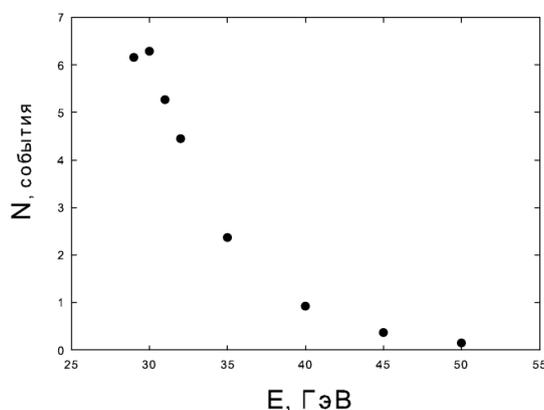
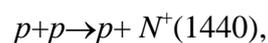
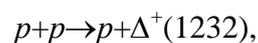


Рис. 12. Число событий упругого рассеяния на H_2 за сутки работы на ускорителе для разных энергий пучка протонов.

Таблица 1. Число событий за сутки при $E=30$ ГэВ для разных мишеней

№ п/п	мишень	толщина мишени (яд. дли.)	число событий за сутки
1	H_2	0,05	6,3
2	Be	0,1	10,9
3	Al	0,1	16,4
4	Cu	0,1	20,2
5	Pb	0,1	24,5

Основным фоном измеряемого процесса является квазиупругое рассеяние протонов с образованием барионных резонансов, например:



которые распадаются на нуклоны и пионы. Оценки показывают, что для подавление такого фона требуется импульсное разрешение порядка 1%. Для реализации этого требования необходимо измерять вертикальную координату вылета частицы из мишени с точностью ~ 1 мм, что можно сделать или формировкой пучка протонов до $\varnothing 1$ мм,

или измерением вертикальной координаты траектории частицы на входе в магнит с точностью 1 мм. Оба варианта могут быть осуществлены. Сейчас рассматривается техническая возможность установки на входе в магнит координатного детектора с требуемым разрешением.

1.4. Исследования эффектов цветовой (ядерной) прозрачности

Гипотеза о «цветовой прозрачности» (рис. 13) связана с предсказаниями на основе КХД анализа существования белых точечных конфигураций адронов в их волновых функциях, которые отвечают за процессы жесткого рассеяния [6,7]. Наличие такой компоненты в волновой функции адронов приводит к подавлению эффектов взаимодействия в начальном и конечном состоянии, которые могут сильно изменить процесс рассеяния на нуклонах ядра по сравнению с процессом рассеяния на свободном нуклоне. Следствием этой гипотезы является предсказание, что с ростом энергии жесткие процессы на ядрах определяются точечной компонентой волновой функции адронов, а ядро для таких процессов можно рассматривать как «мягкий пудинг» с вкраплениями точечных белых нуклонов, на которых и идут процессы жесткого рассеяния. Исследование [8] реакции $A(p,2p)$, проведенное в БНЛ на протонных пучках подтвердили рост T (см. рис. 14), как и предсказывала гипотеза о цветовой прозрачности, до импульса первичного пучка примерно 9,5 ГэВ/с.

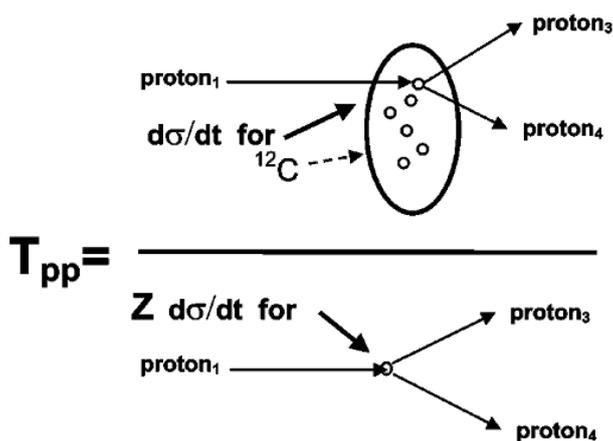


Рис. 13. Определение T как отношения сечения «квазиупругого» рассеяния протонов на угол 90° в системе центра масс на ядре к упругому рассеянию протонов на тот же угол с поправкой на число рассеивающих протонов в ядре (Z).

Однако при импульсах больше 9,5 ГэВ/с было обнаружено неожиданное падение T . Что рассматривалось как наличие дополнительной компоненты в волновой функции адронов. Исследования проводились на одноплечевом спектрометре с определением направления вылета второй частицы. Для подтверждения этого результата была создана новая установка с азимутальным углом регистрации близким к 2π . Результаты полученные в рамках эксперимента E850/EVA[9], в которых T была измерена до импульса первичных протонов 14,5 ГэВ/с подтвердили наличие резонансной структуры в области поперечных импульсов ~ 2 ГэВ/с. Суммарный результат экспериментального исследования T представлен на рис. 14 [10].

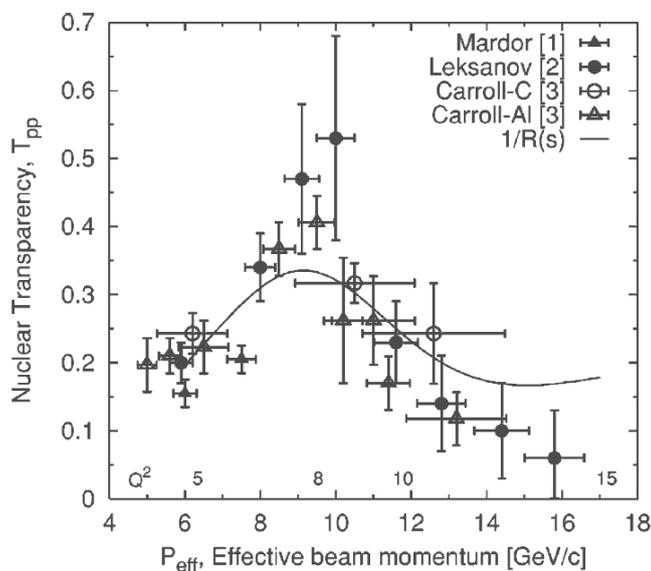


Рис. 14. Суммарный результат исследования T в реакции $A(p,2p)$.

Все модели, включающие в себя гипотезу цветовой прозрачности, предсказывают неизбежное начало роста T (см. рис. 15).

До настоящего времени нет детального исследования реакции $A(\pi^+, \pi^+p)$ с целью подтверждения гипотезы цветовой прозрачности. Это связано с тем, что реакция имеет на порядок величины меньшее сечение по сравнению с реакцией $A(p,2p)$, поэтому в рамках исследований на ускорителе в БНЛ вопрос о поведении T в реакции с пионами

остался открытым. Недостатком проводившихся в БНЛ исследований являлась работа с несепарированным пучком, что не позволяло использовать интенсивность первичного пучка больше 10^8 1/с. В настоящее время, идет подготовка к исследованию цветовой прозрачности в рамках проекта J-PARC, где планируются исследования с протонными и мезонными пучками.

Понижение импульса протонов на У-70 до 20 и 30 ГэВ/с даст возможность провести исследование величины T в до сих пор не исследованной области энергий. Более того, ускорение ядер на У-70 открывает возможность проведения исследования величины T в совершенно новой постановке, используя реакции ядро-ядерного столкновения с выделением квазиупругого pp -рассеяния и сравнения их с квазиупругим рассеянием в pA -реакции, такая возможность в J-PARC не планируется. Исследования эффектов цветовой прозрачности проводятся и планируются проводить в будущем с пучками лептонов на ускорителе J-LAB и в рамках эксперимента COMPASS.

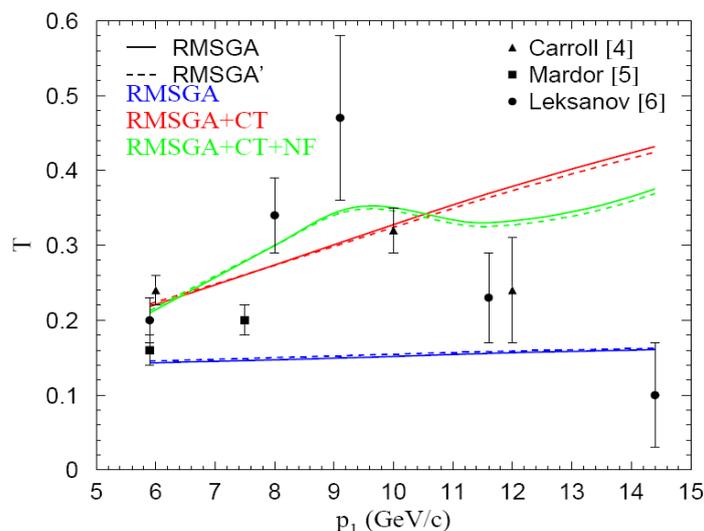


Рис. 15. Предсказания поведения T для разных моделей [11].

1.5. Аномалия при $p_T \sim 2$ ГэВ/с

При изучении процессов в области $p_T \sim 1$ обнаружено аномальное поведение как при исследованиях с поляризованными так и не поляризованными пучками. Эта анома-

лия проявляется даже при исследовании ядро-ядерных взаимодействий при энергиях RHIC в центральных процессах при их сравнении с периферическими столкновениями. Работа с пучками протонов 20–30 ГэВ позволяет проводить исследования вплоть до кинематической границы. При больших энергиях практически невозможна эксклюзивная постановка экспериментов в области $x_T \sim 1$. Работа установки ФОДС при этих энергиях в сочетании с уникальной возможностью регистрации нескольких частиц в одном плече при достаточно большом акцептансе делают такие исследования актуальными и позволяющими в единой постановке ответить на многие вопросы, не имеющие ответа о своей природе до настоящего времени.

На рис. 16–20 представлены эффекты, которые можно объединить под общим названием проблема $p_T \sim 2$ ГэВ/с аномалии.

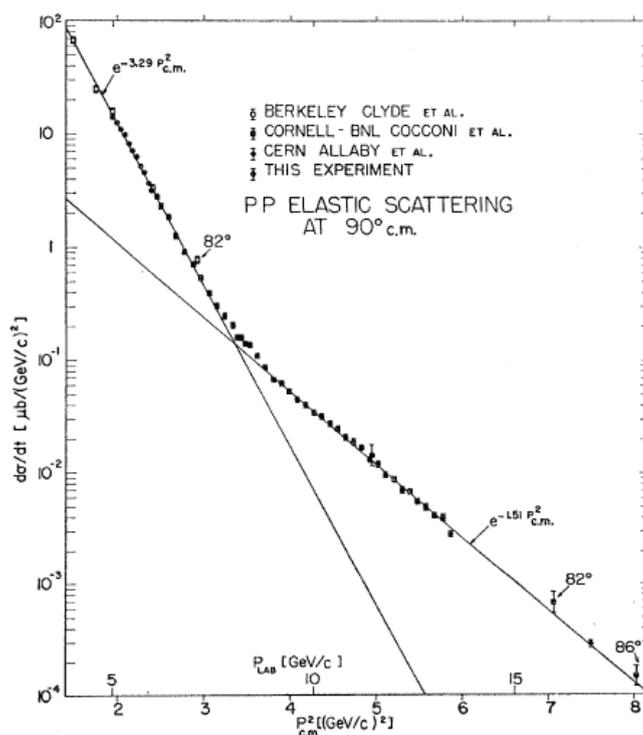


Рис. 16. Изменение наклона в сечении упругого pp -рассеяния на 90° в с.ц.м. в области $p_T \sim 2$ ГэВ/с.

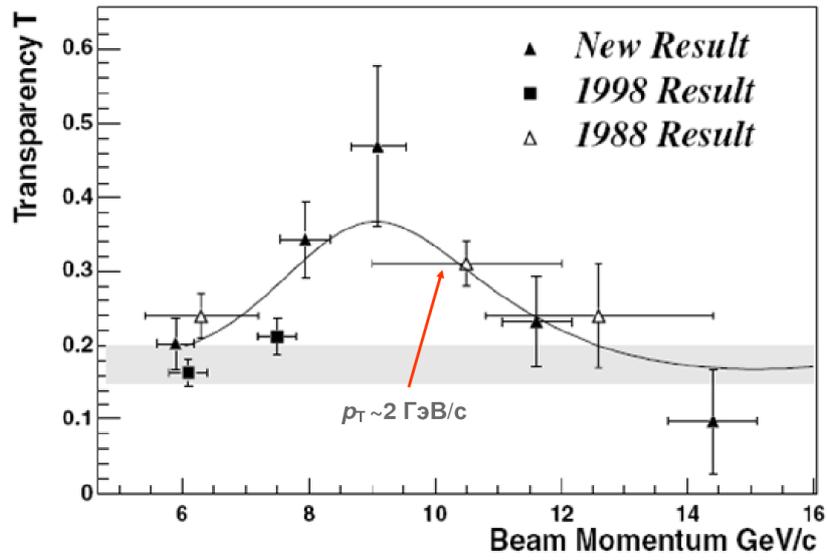


Рис. 17. Зависимость T при исследовании цветовой прозрачности в реакции $A(p,2p)$. Наблюдается пик при $p_T \sim 2$ ГэВ/с.

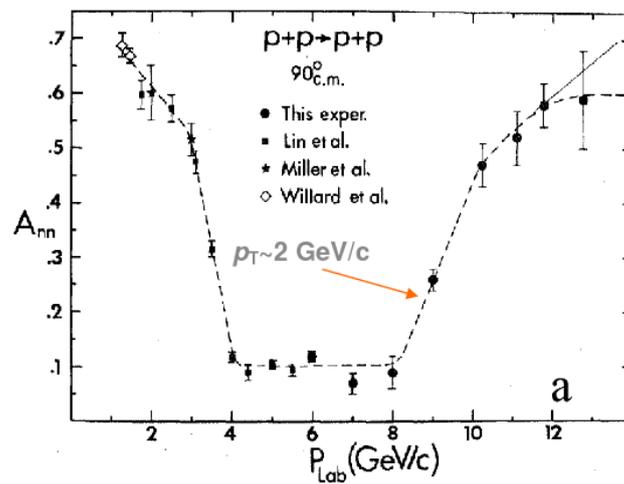


Рис. 18. Зависимость асимметрии от лабораторного импульса обнаруживает скачок в области $p_T \sim 2$ ГэВ/с.

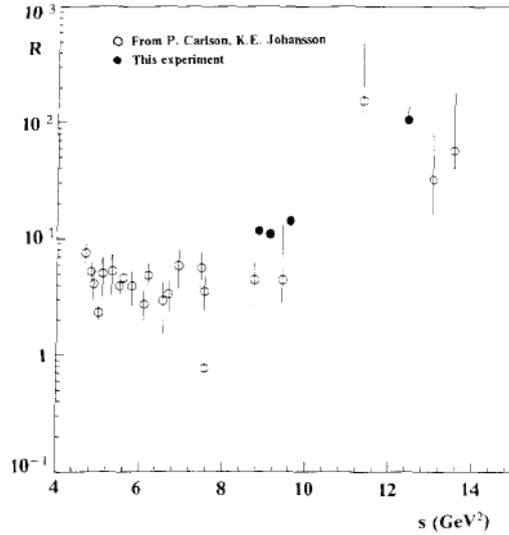


Рис. 19. Скачок отношения сечений упругого рассеяния на 90°

в с.ц.м.
$$R = \frac{\sigma(pp \rightarrow pp)}{\sigma(pp \rightarrow pp)}$$
 в области $p_T \sim 2$ ГэВ/с.

На рис. 20 показана зависимость сечения образования симметричных пар заряженных пионов, образованных в pp -взаимодействиях при энергии 70 ГэВ, от поперечного импульса пиона. Излом сечения в области $p_T \sim 1$ ГэВ/с, возможно, имеет общую причину – проявление структуры конституентных кварков в адроне [24]. Исследование в широком энергетическом диапазоне с идентификацией всех типов заряженных частиц позволит продвинуться в понимании этой проблемы.

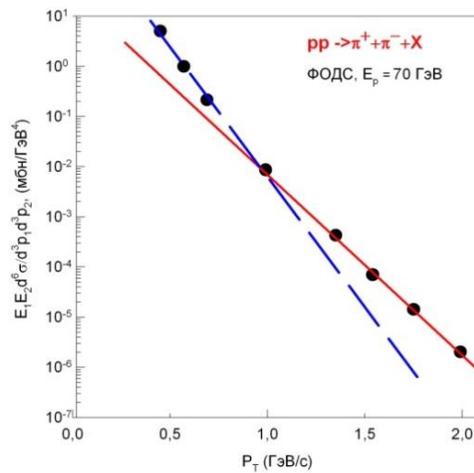


Рис. 20. Зависимость сечения образования симметричных пар заряженных пионов в pp -взаимодействиях при энергии 70 ГэВ от поперечного импульса пиона [14].

1.6. Асимметрия образования пар адронов на поляризованном пучке протонов

На установке ФОДС была измерена асимметрия образования заряженных адронов в pp - и pA -взаимодействиях на поляризованном пучке с энергией 40 ГэВ в зависимости от p_T [16]. Для пионов, как видно из рис. 21, наблюдается осциллирующая зависимость. Было бы важно увеличить точность измерения. Учитывая модернизацию установки (повышение скорости приёма информации, введение энергетического порога калориметрами и увеличение телесного угла), можно рассчитывать на увеличение точности в 2–3 раза за то же время измерения.

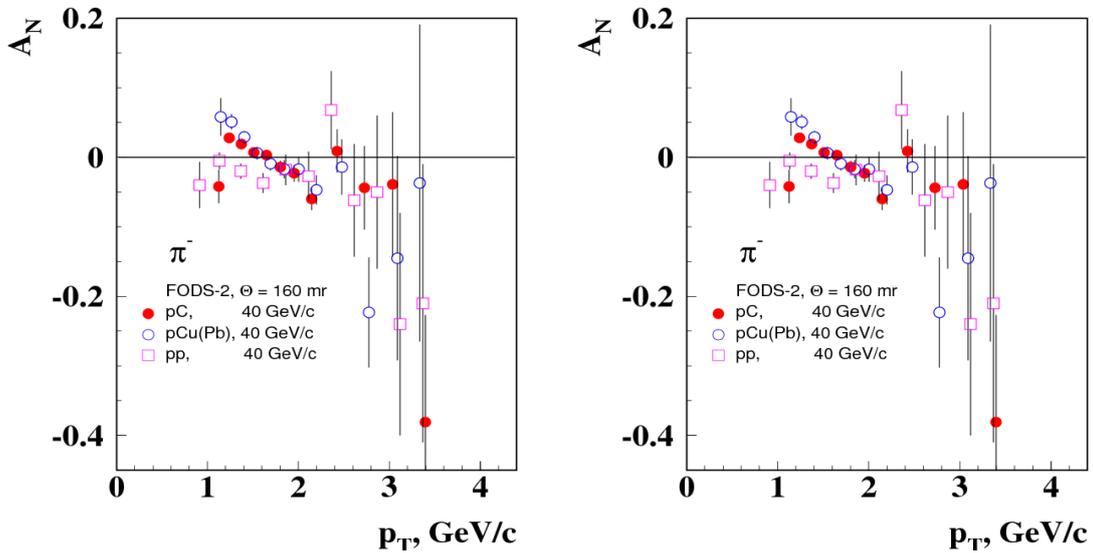


Рис. 21. Зависимость асимметрии образования пионов (π^+ и π^-) от p_T на водородной и ядерной мишенях при $\theta_c=90^\circ$, $E=40$ ГэВ.

Увеличение телесного угла открывает реальную возможность измерить на поляризованном протонном пучке с импульсом 40 ГэВ/с реакцию

$$p\uparrow + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + X.$$

Измерения асимметрии в процессе образования симметричных пионных пар ($\pi^+ \pi^-$) с большими эффективными массами в pp -соударениях позволит изучить партон-партонные взаимодействия при минимальном влиянии внутреннего поперечного импульса партонов сталкивающихся адронов.

Измерение образования симметричных ($\varphi_{\pi\pi} \sim 180^\circ$, $p_{T1} \approx p_{T2}$) пар пионов $\pi^+\pi^-$ в pp -взаимодействиях позволяет определить функцию Сиверса – корреляцию между вектором поперечно поляризованного протона, его импульсом и поперечным импульсом партона относительно направления импульса протона. Если есть такая корреляция, то $\delta\phi \neq 0$ (рис. 22). Измерение $A_N = (\sigma^\uparrow - \sigma^\downarrow) / (\sigma^\uparrow + \sigma^\downarrow)$ позволяет извлечь функцию Сиверса [15].

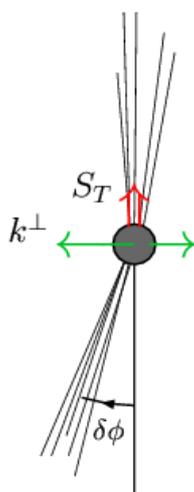


Рис. 22. Корреляционная асимметрия струй. Импульс протона – перпендикулярно плоскости рисункаю.

Число пар пионов, которые одновременно могут быть зарегистрированы в таких измерениях, можно оценить из результатов по измерению пар. Выход пары $\pi^+\pi^-$ на один провзаимодействовавший протон (4×10^{-5} для Ве мишени) за 5 суток при интенсивности поляризованного пучка 5×10^7 р/цикл: $N = 2 \times 10^{11} \times (4 \times 10^{-5}) \times 16 \times 40 = 20480$. Здесь 40 – величина корреляционной функции для данного p_T , 16 – масштаб увеличения счёта пар при увеличении апертуры каждого плеча спектрометра в 4 раза. Используя для оценки ошибки в измерении поляризации выражение

$$\Delta A \sim 1 / (P_B \sqrt{N}),$$

где P_B – поляризация пучка, имеем $\Delta A \sim 2\%$.

Популярной моделью, описывающей инклюзивное образования адронов, является двухкомпонентная модель. Согласно этой модели, пионы образуются за счет фрагментационного процесса, показанного на рис. 23а. И в этом случае нет корреляций пионов, разлетающихся в противоположные стороны в с.ц.м.

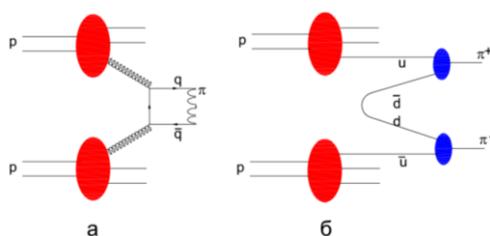


Рис. 23. Образование пионов в а) фрагментационном процессе, б) рекомбинационном процессе.

В [17] наблюдалась большая корреляция пар K^+K^- и $p\bar{p}$, что может указывать на то, что на ускорителях с фиксированной мишенью образование пары адронов идёт в основном в двойном рекомбинационном процессе, показанном на рис. 23б. Тогда должна наблюдаться корреляция противоположно заряженных пионов, разлетающихся в противоположные стороны в с.ц.м. И действительно, в [17] эта комбинация пионов имеет заметно более высокую корреляцию по сравнению с одинаково заряженными пионами. В такой картине можно ожидать большую асимметрию по сравнению с инклюзивным образованием пионов за счёт отсутствия "разбавляющего" фактора, показанного на рис. 23а.

2. Ядро-ядерные взаимодействия

Высокая плотность ядерного вещества в AA -взаимодействиях изменяет выход частиц по сравнению с pp -взаимодействиями. Как показано на рис. 24, выход каонов резко растёт с энергией во взаимодействиях тяжёлых ионов. Это связывают с новым состоянием вещества, хотя модели, основанные на этой гипотезе не описывают экспериментальные данные во всём диапазоне.

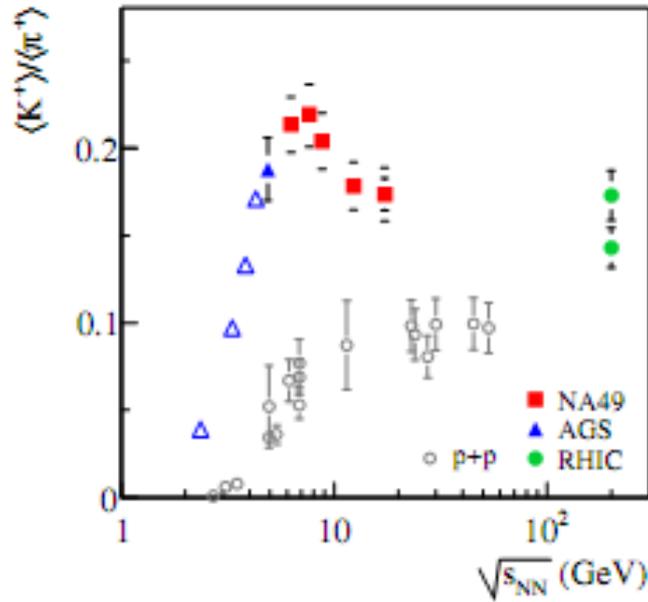


Рис. 24. Зависимость отношения выходов частиц от энергии пучка в AA - и pp -взаимодействиях.

Исследования, проведённые на RHIC, обнаружили целый ряд эффектов, понимание которых требует измерений при низких энергиях. Так, например, различие в поведении азимутальных корреляций адронов, приведённое на рис. 25, не имеет однозначного объяснения. Предположение, что подавление адронов, вылетающих в противоположном направлении, происходит в горячей плазме, могло бы быть проверено измерениями аналогичного процесса при энергиях, когда такая плазма заведомо не образуется. С другой стороны, столкновения тяжёлых ионов на SPS показывают аналогичное поведение.

Другая проблема, требующая систематических измерений при низких энергиях, – избыток барионов, проявляемый в аномальном отношении p/π^+ , близком к 1, в то время как в pp -взаимодействиях эта величина близка к 0,1.

В связи с перспективой ускорения ядер углерода предлагается программа систематического исследования образования заряженных адронов (одиночных и пар) в AA -взаимодействиях в широком диапазоне x_T и x_F .

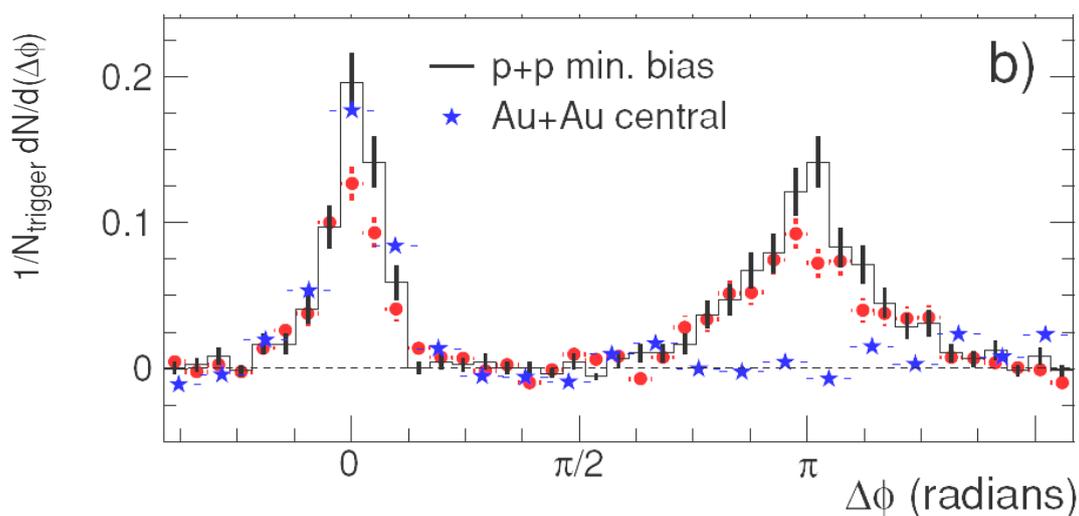


Рис. 25. Данные с установки "STAR" по азимутальной корреляции пары адронов в pp - и AA -взаимодействиях.

2.1. Кумулятивные процессы

Исследования процессов прямого выбивания лёгких ядерных фрагментов из ядер протонным пучком привели к гипотезе существования в ядре флуктуаций плотности ядерной материи [18]. С 70-х годов прошлого века в ОИЯИ на пучках релятивистских ядер начато детальное исследование рождения мезонов в кинематической области, запрещенной для процессов на свободных нуклонах получившее название – кумулятивных процессов. В настоящее время, как рождение ядерных фрагментов, так и рождение других частиц в этой кинематической области называют кумулятивными процессами [19]. Основным результатом этих исследований – в структуре ядра обнаружено состояние с огромной плотностью, которое не создается в процессе столкновения, а существует как сверхплотная компонента обычного холодного ядерного вещества [20]. Таким образом, исследования кумулятивных процессов дают нам знание физических свойств сверхплотного состояния, которое существует в центре массивных звезд. Это состояние наблюдается не только при исследовании взаимодействий адронов(ядер) с ядрами, но и при взаимодействии лептонов с ядрами [21] в области, где x – переменная Бьёркена имеет значение больше 1. Т.е. в процессах глубоко неупругого рассеяния лептонов наблюдается рассеяние на точечных объектах с массой вплоть до 3-нуклонных масс. Другим классом процессов имеющих ту же природу, что и кумулятивные процессы,

являются процессы подпорогового рождения частиц. Единство природы этих процессов доказывается тем, что феноменологическое описание кумулятивных процессов так же хорошо описывает и процессы подпорогового рождения [22]. Основным недостатком проведенных до сих пор исследований – они проводились в инклюзивной постановке и в области фрагментации ядер. Поэтому до сих пор нет однозначного понимания механизма ответственного за эти процессы. Основными механизмами, предлагаемыми для описания кумулятивных процессов, является модель короткодействующих корреляций (которая включает в себя гипотезу цветовой прозрачности – существование белых точечных конфигураций в волновой функции адронов) и модель флуктонов (неких многокварковых мешков с размером сравнимым с размером нуклона).

В работе [23] анализировались результаты исследования образования адронов с большими x_T , выполненными на ФОДС. На рис. 25 приведена зависимость отношения

$$R = \frac{f_{C^{12}}(\pi^+) + f_{C^{12}}(\pi^-)}{12[f_p(\pi^+) + f_p(\pi^-)]}$$

от x_T , где $f_{C^{12}}(\pi)$ – спектр мезонов, образованных в реакции $pC^{12} \rightarrow \pi X$, а $f_p(\pi)$ – спектр мезонов, образованных в реакции $pp \rightarrow \pi X$. Сплошная линия показывает расчёт, выполненный с учётом перерассеяния и присутствия многокварковых конфигураций в ядре, а пунктирная линия – вклад только перерассеяния на кварках и Ферми движение нуклонов в ядре. Точками показаны экспериментальные данные. Как видно из рисунка, при $x_T > 0,7$ вклад флуктонов является доминирующим.

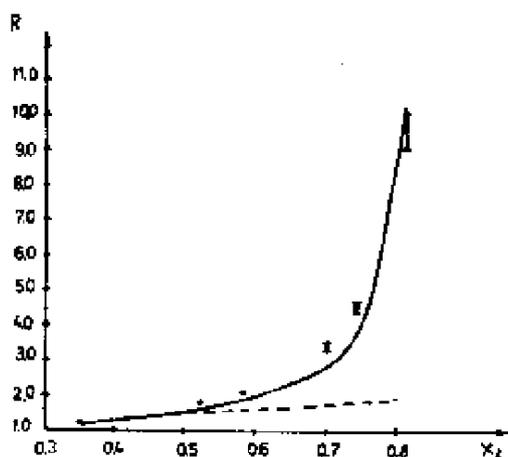


Рис. 26. Зависимость отношения R от x_T для энергии налетающего протона 70 ГэВ.

Исследования на ФОДС с пучками 20-30 ГэВ/с позволят провести уникальные исследования природы кумулятивных явлений и в то же время значительно продвинуться в понимании природы резонансного поведения T при исследовании цветовой прозрачности. Предлагается провести на установке ФОДС детальное исследование процессов в кумулятивной области:

- исследование глубоко неупругого ядерного рассеяния в области $x_F > 1$ ($x_T \sim 1$) на пучках пионов, протонов и ядер, в настоящее время такие экспериментальные данные отсутствуют;
- изучение дважды кумулятивных процессов столкновения флуктонов с флуктонами в AA -взаимодействиях;
- проведение корреляционных исследований сопровождения при рождении кумулятивных частиц, что однозначно позволит определить механизм ответственных за кумулятивные процессы.

3. Установка ФОДС

Установка ФОДС расположена на канале 22, позволяющем иметь пучки частиц с параметрами, приведёнными в табл. 2.

Таблица 2. Характеристики частиц канала № 22.

ЧАСТИЦЫ	ИНТЕНСИВНОСТЬ на мишени ФОДС	ЭНЕРГИЯ ГэВ	ПРИМЕЧАНИЕ
p	10^{10}	7-70	Ограничена защитой ФОДС
π^-	3×10^8	40	При выводе 5×10^{12} π /цикл
e	5×10^7	7-60	При выводе 10^{13} e /цикл (40 ГэВ)
p^+	$3,3 \times 10^7$	40	При выводе 10^{13} p /цикл
d	10^9	~50	В ускорителе (с 2012 г.)
C^{12}	10^9	~25 АГэВ	В ускорителе (с 2012 г.)

Интенсивность пучка и его положение в пространстве измеряются ионизационными камерами и сцинтилляционными счётчиками. Общий вид установки ФОДС показан на рис. 27. Анализирующий магнит имеет два зазора. При симметричном положении спектрометра угол между осью зазора и падающим пучком составляет 190 мрад, что соответствует 90° в с.ц.м. двух нуклонов для релятивистских частиц

при $\sqrt{s} = 7,87$ ГэВ. При максимальном значении магнитного поля (2,1 Тм) в установку попадают заряженные частицы с поперечными импульсами больше 0,5 ГэВ/с. Частицы отклоняются в вертикальной плоскости, что позволяет разделить угол образования частицы и её угол поворота в магнитном поле. В каждом плече спектрометра одновременно регистрируются частицы обоих знаков заряда.

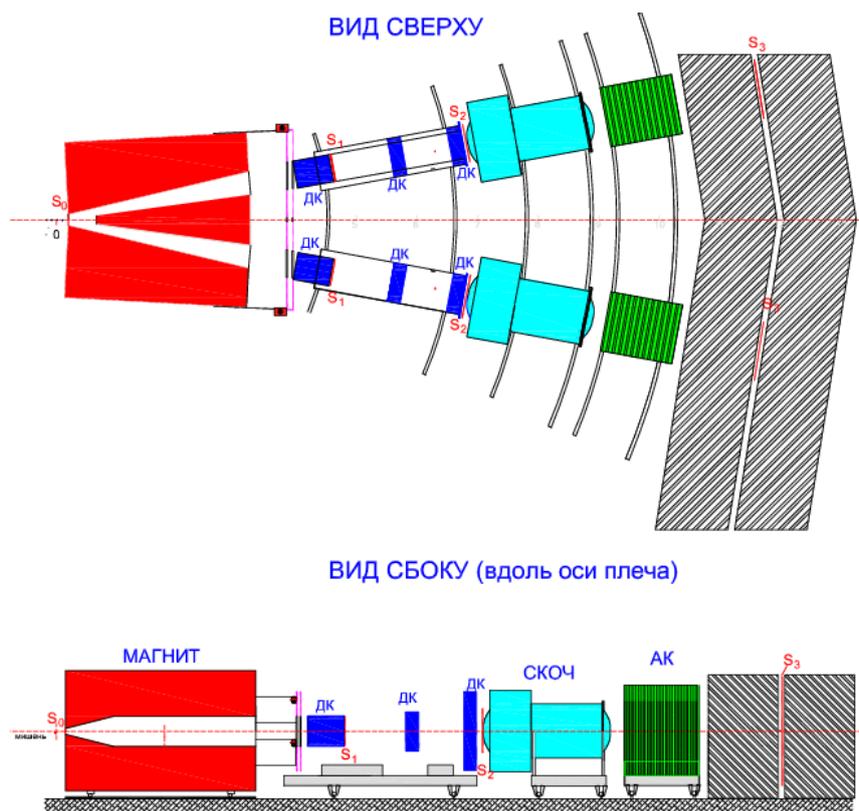


Рис. 27. Установка ФОДС. ДК – дрейфовые камеры и камеры на дрейфовых трубках. СКОЧ – спектрометр колец черенковского излучения, АК – адронный калориметр, S_i – сцинтилляционные счётчики.

Пучок падает на мишень (ядерную или H_2 / D_2) и не взаимодействовавшая часть пучка гасится поглотителем, установленным внутри магнита вдоль его оси, состоящим из 40 см вольфрама и 2 м железа. Траектории заряженных частиц измеряются дрейфовыми камерами на основе дрейфовых трубок (ДК). Идентификация адронов осуществляется спектрометрами колец черенковского излучения (СКОЧ). Типичное распределение частиц по квадрату массы показано на рис. 28. Мюоны иден-

тифицируются счётчиками S_3 , расположенными за 1,5 м железа, перекрывающими площадь 125 см × 250 см.

Сигнал триггера каждого плеча вырабатывается при срабатывании сцинтиляционных счетчиков ($S_0 - S_2$) и адронного калориметра (AK), отбирающих частицы в импульсном диапазоне от 3 ГэВ/с и выше при максимальном токе в магните. Триггер для регистрации двух частиц в разных плечах вырабатывается совпадением сигналов триггеров обоих плеч спектрометра.

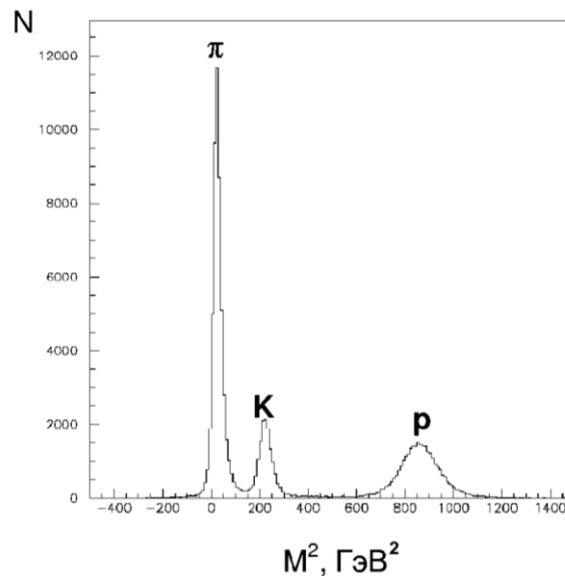


Рис. 28. Типичный спектр масс для импульсного диапазона $6 < p < 24$ ГэВ/с.

3.1. Модернизация установки

Модернизация установки преследовала 2 цели:

- увеличение телесного угла;
- увеличение угла между осями плеч спектрометра для регистрации упругого pp -рассеяния под углом 90^0 в с.ц.м. при энергиях налетающего протона меньше 70 ГэВ.

На рис. 29 показана схема реконструкции. Магнит установлен на подвижной платформе, которая вращается вокруг центра мишени так, что одно плечо спектрометра может быть установлено на оси пучка. Изготовлены и установлены все детали магнита, изготовлено поворотное устройство магнита, содержащее электродвигатель и редуктор.

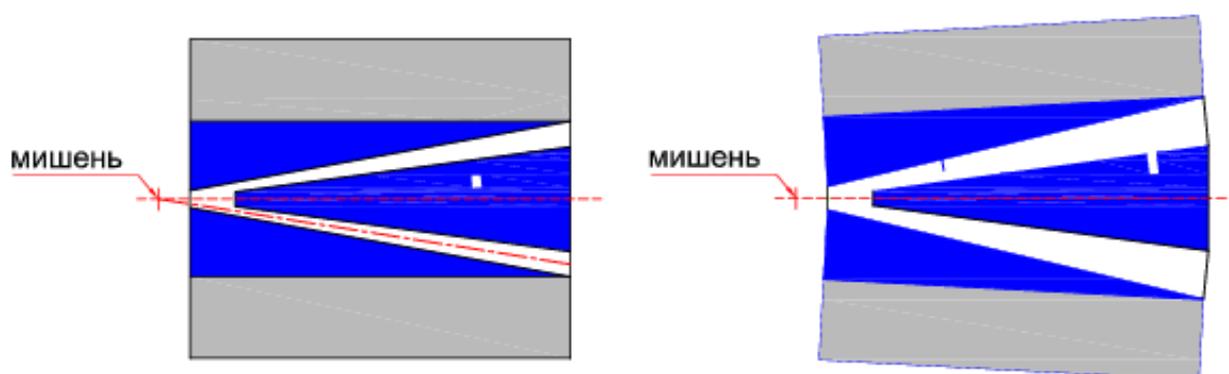


Рис. 29. Схема реконструкции магнита: левый рисунок – исходная конструкция, правый – после реконструкции.

Апертура магнита в горизонтальной плоскости увеличена в 2 раза, при этом эффективность регистрации пар частиц возросла в 4 раза. Как показано на рис. 27, траектория частиц на выходе магнита будет измеряться дрейфовыми камерами с размерами 50 см × 50 см, которые имеются в наличии. Вторая и третья станции будут использовать камеры на дрейфовых трубках.

Изменение телесного угла потребует изготовление новых триггерных счётчиков и, в частности, новых годоскопов для выработки триггера на 2 частицы. Рис. 30 иллюстрирует принцип работы такого годоскопа. При числе каналов 20 (10 сцинтилляторов в горизонтальной плоскости и 10 сцинтилляторов в вертикальной плоскости) такая схема соответствует годоскопу из 100 пикселей.

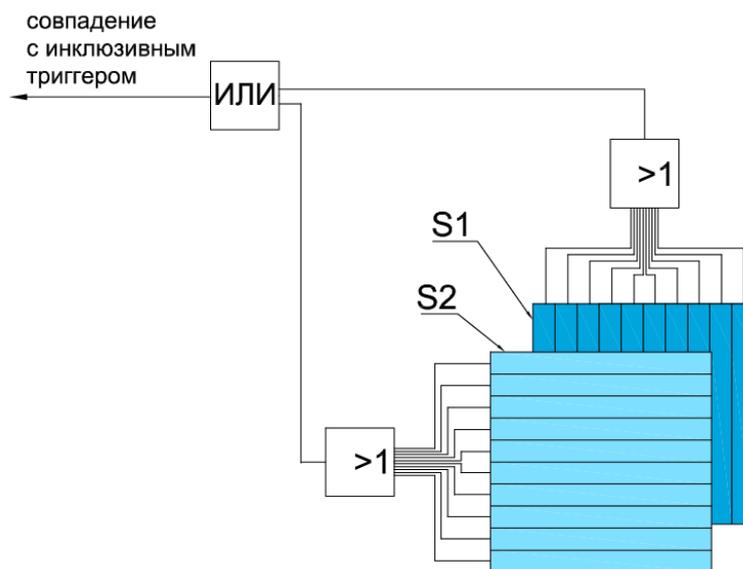


Рис. 30. Принципиальная схема годоскопа для выработки триггера на 2 частицы. S1 и S2 – сцинтилляционные годоскопы.

Заключение

Систематические измерения образования пар заряженных адронов в pp -, pA -, pA - и AA -взаимодействиях в широком интервале x_T и x_F позволит изучить 1) пространственно-временную структуру взаимодействия частиц высоких энергий – раннюю стадию фрагментации и 2) кварковую структуру ядра, в том числе холодную сверхплотную компоненту ядерной материи, свойства которой определяют особенности эволюции массивных звезд.

Процессы образования адронов в pA - и AA -взаимодействиях несут уникальную информацию о структуре взаимодействующих частиц. Предлагаемая программа исследований является следующим шагом от измерения инклюзивных сечений к более сложным процессам, позволяющим глубже проникнуть в структуру материи. Энергия $U70$ является оптимальной для решения большинства представленных задач. Очевидно, что при заданном составе пучка все измерения (инклюзивные процессы, образование пар, разлетающихся в противоположные стороны и в одну сторону и др.) будут выполнены одновременно, что существенно уменьшит систематические погрешности.

Список литературы

- [1] M.M.Islam et al. arXiv:hep-ph/0307355.
- [2] G. Calucci and D.Treleani. Proton structure in transverse space and the effective cross section. arXiv: hep-ph/9902479.
- [3] N. Strikman and D.Treleani, Measuring double parton distributions in nucleons at proton-nucleus colliders. arXiv:hep-ph/0111468.
- [4] Абрамов В.В., Волков А.А, Гончаров П.И. и др., ЯФ, 69, 1 (2006).
- [5] А.В.Ефремов, В.Т.Ким, Г.И.Лыкасов, ЯФ том.44, стр.241-249, 1986.
- [6] В.Т. Ким, Препринт ОИЯИ, JINR-E2-87-75,1987;
- [7] V.T.Kim, Mod. Phys. Lett. A3, 909, 1988;
A.V. Efremov, V.T. Kim, Препринт ОИЯИ, JINR-E2-87-74, 1987;
V.T. Kim, B.Z. Koroliovich, Препринт ОИЯИ, JINR-E2-89-727, 1989.
- [8] S.J. Brodsky, in *Proceedings of the XIII International Symposium on Multi-particle Dynamics 1982*, edited by W. Kittel, W. Metzner, and A. Stergiou (World Scientific, Singapore, 1982).
- [9] A. Mueller, in *Proceedings of the XVII Rencontre de Moriond*, edited by J. Tran Thanh Van (Editions Frontieres, Gif-sur-Yvette, France, 1982).
- [10] A. S. Carroll *et al.*, Phys. Rev. Lett. **61**, 1698 (1988).
- [11] I. Mardor *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 5085 (1998).
A. Leksanov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 212301 (2001).
- [12] J. Aclander *et al.*, Phys. Rev. C **70**, 015208 (2004).
- [13] B.VanOvermeire, J.Ryckebusch, nucl-th/0608040.
- [14] Абрамов В.В., Балдин Б.Ю., Бузулуцков А.Ф. и др., Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 34, с. 621.
- [15] D. Boer and W. Vogelslang. Phys. Rev., D69, 094025 (2004).
- [16] Абрамов В.В., Волков А.А, Гончаров П.И. и др. ЯФ, 70 (2007) 1790.
- [17] Абрамов В.В., Балдин Б.Ю., Бузулуцков А.Ф. и др., Phys. Letters, 1982, v. 112B, p. 170.
- [18] Д.И. Блохинцев. ЖЭТФ, вып.5, ст. 1295-1299, 1957.
- [19] А.В. Ефремов, ЭЧАЯ, том. 13, ст. 613, 1982;

- В.В. Буров, В.К. Лукьянов, А.И. Титов, ЭЧАЯ, том. 15, ст. 1249, 1984;
M.I.Strikman, L.L.Frankfurt, Phys.Rep., vol. 160, issue 5&6, p. 235, 1988.
- [20] Г.А. Лексин. ЯФ, том .65, №11, с. 2042-2051, 2002;
Shimanskiy S.S. Cumulative processes// Proc. of the VIII International Workshop
Relativistic Nuclear Physics: from Hundreds of MeV to TeV, May 23-28 2005, 2006
Dubna, P. 297, (nucl-ex/0604014).
- [21] J. Arrington et al., Phys. Rev. Lett. v. 82, N 10, 2056, 1999;
K.S.Egiyan et al, Phys. Rev. Lett. 96, 082501 (2006).
- [22] A.A.Baldin, Phys. At. Nucl. 56, 385 (1993);
S.S. Shimanskiy, In Proceedings of XIX International Baldin Seminar on High Energy
Physics Problems, Sept. 29-Oct. 4, Dubna, 2008.
- [23] А.В. Ефремов, В.Т.Ким, Г.И. Лыкасов. ЯФ, 44, 151 (1986).
- [24] V.V. Mochalov, S.M. Troshin, A.N. Vasiliev. Phys.Rev. D69 (2004) 077503.

Рукопись поступила 28 декабря 2011 г.

А.Ю. Бордановский и др

Программа корреляционных исследований при взаимодействии адронов и ядер при больших x_T .

Препринт отпечатан с оригинала-макета, подготовленного авторами.

Подписано к печати 29.12.2011. Формат 60 × 84/16. Офсетная печать.
Печ. л. 2,19. Уч.- изд. л. 3,17. Тираж 80. Заказ 27. Индекс 3649.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142281, Протвино Московской обл.

Индекс 3649

ПРЕПРИНТ 2011-32, ИФВЭ, 2011
