



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1-96-341

УДК 539.128.417

Ф - 152

ФАДЕЕВ
Николай Гаврилович

ИССЛЕДОВАНИЕ КОРРЕЛЯЦИЙ
В МНОЖЕСТВЕННОМ РОЖДЕНИИ ЧАСТИЦ
И НЕКОТОРЫЕ ИХ ПРИЛОЖЕНИЯ

Специальность: 01.04.16 — физика ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна 1996

Работа выполнена в Лаборатории сверхвысоких энергий
Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна

Официальные оппоненты :

- доктор физико - математических наук, ст. научн. сотрудник
Номоконов Петр Васильевич
- доктор физико - математических наук, профессор
Черников Николай Александрович
- доктор физико - математических наук, профессор
Чувило Иван Васильевич

Ведущее научно - исследовательское учреждение :

Научно - исследовательский институт ядерной физики МГУ
(НИИЯФ МГУ, г. Москва)

Защита состоится 14 VI 199 г. в 10³⁰ часов на заседа-
нии диссертационного совета Д-047.01.02 в Лаборатории высоких
энергий Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна
Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан "7" X 1996 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета

М.Ф. Лихачев

1 Общая характеристика работы

Актуальность проблемы определяется тем, что корреляционные явления в процессах множественного рождения связаны с динамикой неупругих взаимодействий и механизмами образования реально наблюдаемых частиц. Многочастичные процессы вместе с реакциями глубоконеупругого рассеяния (ГНР) являются основным источником информации об адронной материи, ее структуре и механизмах рождения.

Из всего многообразия проблем, связанных с реакциями рождения частиц можно выделить следующие три, которые относятся к основному содержанию диссертации.

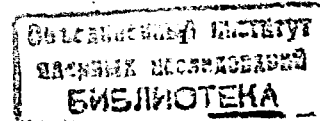
1. Исследование механизмов множественной генерации частиц стимулировало развитие корреляционных методов.

2. Возросший за последние годы интерес к исследованиям процессов рождения отрицательных пионов в столкновениях легких ядер (дейтрон, гелий) с легкими мишенями, обогащенными нейтронами (литий, бериллий, углерод), связан прежде всего с проблемой определения оптимальных с энергетической точки зрения условий рождения π^- - мезонов и формирования пучков отрицательных мюонов для использования их в катализе реакций синтеза в реакторе на естественном уране. Суммарная энергия деления и мюонного катализа могут дать необходимый экономический эффект в воспроизводстве энергии.

Для исследования практической реализуемости и конкурентоспособности такого способа получения энергии требуются экспериментальные данные о выходе отрицательных пионов из протяженных мишеней и их импульсно - угловых корреляциях.

3. Проблема релятивистского описания системы двух частиц, не говоря уже о трех и более частицах, сталкивается с трудностями, справиться с которыми в полной мере не удалось до сих пор не только в рамках механики, но и в квантовой теории поля.

Целью диссертационной работы является экспериментальное исследование корреляций в рождении заряженных частиц в π^-p взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/с и во взаимодействиях релятивистских ядер (d , α - частиц) с протяженными мишенями (бериллий, графит) при энергиях 1, 2, 3.3 ГэВ/А, зарегистрированных в двухметровой пропановой пузырьковой камере ТПК-500.



– собственные времена двух взаимодействующих частиц связаны между собой обычным образом – через их относительную скорость, вычисляемую в рамках подхода;

– показана возможность описания процесса рассеяния (упругого и неупругого) как эволюции системы двух взаимодействующих частиц в зависимости от доли переданного 4-импульса;

– качественно показан "точечный" характер глубоконеупругих реакций без привлечения гипотезы о "точечной" структуре нуклонов.

Апробация работы. Вошедшие в диссертацию работы [1-11] выполнены автором в периоды 1970-1976 [1-5] и 1987-1995 гг [6-11]. Работы [1-9] докладывались на международных конференциях и симпозиумах по физике высоких энергий, сессиях отделения РАН, совещаниях международного сотрудничества. Все работы докладывались на научных семинарах ЛВЭ - ЛСВЭ.

Структура диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения, изложенных на 117 страницах, включающих 7 таблиц и 35 рисунков.

2 Краткое содержание работы

Во введении обосновывается актуальность проведенных исследований, сформулированы цели диссертационной работы, научная новизна и практическая ценность полученных результатов, приведено краткое содержание диссертации.

В первой главе вводятся основные определения и переменные, необходимые для изложения содержания диссертации, а также основные идеи и проблемы современного представления о взаимодействиях частиц при высоких энергиях. Излагается физическое содержание моделей и условий моделирования событий на ЭВМ, с которыми проводилось сравнение. Дан краткий обзор экспериментальных работ по двухчастичным корреляциям продуктов множественного рождения.

Многочастичные процессы, составляющие большую часть сечений при высоких энергиях, сопровождаются в основном ($\approx 90\%$)

небольшими переданными импульсами и выходят за рамки области применимости теории возмущений, основанной на малости бегущей константы связи. Вследствие трудностей КХД описание взаимодействия адронов через взаимодействия их составляющих в конечном счете сводится к использованию аналогии с рассеянием легких ядер и применению традиционных моделей.

Реальные потребности физики сильных взаимодействий приводят к развитию новых феноменологических моделей и подходов. Новые подходы, разрабатываемые для исследования многочастичных реакций, позволяют извлекать из них информацию фундаментального характера (инклюзивный метод, масштабная инвариантность, корреляции и др.). По своей сути эти методы учитывают основные физические идеи, составляющие наше представление о взаимодействиях частиц при высоких энергиях.

Характерные особенности явления множественного рождения нашли естественное отражение в развиваемом в ЛВЭ ОИЯИ релятивистски инвариантном обобщенном подходе Балдина (ОПБ). В рамках ОПБ возможно дальнейшее развитие и приложение нового феноменологического подхода.

Во второй главе рассмотрена постановка эксперимента и излагаются методические вопросы обработки результатов измерений зарегистрированных событий.

Для обработки большого объема стереофотографий (более 300 тыс.), полученных при облучении 2-х метровой пропановой пузырьковой камеры (ТПК-500) в пучке π^- - мезонов при импульсе 40 ГэВ/с на ускорителе ИФВЭ (Серпухов), потребовалось решение ряда методических вопросов и создание программного обеспечения массовой обработки на ЭВМ измеренных событий.

Основное внимание в этой главе отводится вопросам, в решении которых автор принимал непосредственное участие и являлся ответственным исполнителем: адаптация к потоку массовых измерений главной программы геометрической и кинематической реконструкции событий (программа ГЕОФИТ), измерение и учет магнитного поля в камере, определение оптических констант, создание системы программ, обеспечивающей движение измеренных событий до лент суммарных результатов включительно.

Последнее определение оптических констант ТПК-500 (1987г) было проведено по новой методике, предложенной проф. М.И. Соловьевым, позволившей существенно увеличить число измерений реперных меток, необходимых для усреднения, и оперативно учесть изменения в расположении и технологии нанесения реперных крестов.

Изучение ряда методических вопросов, связанных с обработкой событий, зарегистрированных в ТПК-500 (точности измерения координат, импульсов и др.), в целом показало на отсутствие заметных систематических ошибок в определении импульсов и углов вылета вторичных частиц, а также в их идентификации.

В третьей главе содержатся основные физические результаты исследования корреляционных явлений множественного рождения в π^-p взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/с: анализ двухчастичных корреляций в зависимости от продольных быстрот и азимутального угла в инклюзивных и полунклюзивных реакциях.

Корреляционные C, R - функции определяются выражениями:

$$C(y_1, y_2) = \rho_{12}(y_1, y_2) - \rho_1(y_1)\rho_2(y_2); \quad R(y_1, y_2) = \frac{\rho_{12}(y_1, y_2)}{\rho_1(y_1)\rho_2(y_2)} - 1, \quad (1)$$

$$\rho_{12}(y_1, y_2) = \frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d^2\sigma}{dy_1 dy_2}, \quad (1.1)$$

$$\rho_1(y_1) = \frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma}{dy_1}; \quad \rho_2(y_2) = \frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma}{dy_2}, \quad (1.2)$$

где ρ_{12} -совместная плотность распределения пары частиц с быстротами y_1 и y_2 , ρ_1, ρ_2 -одночастичные плотности распределения заряженных пионов, σ_{in} -неупругое сечение π^-p -взаимодействий при $P=40$ ГэВ/с.

Смысл корреляционных функций заключается в том, что они являются мерой влияния частицы 1 с быстротой y_1 на вероятность того, что частица 2 имеет быстроту y_2 при любых значениях быстрот остальных частиц. Ожидаемая общая картина поведения корреляционных функций качественно состоит в том, что, если наблюдаемые частицы испускаются независимо, то всюду эти функции должны равняться нулю - корреляции отсутствуют. Отличие

Таблица 1

эксперимент	R(0,0)			
	$\pi^+\pi^+$	$\pi^+\pi^-$	$\pi^-\pi^-$	$\pi^{ch}\pi^{ch}$
$\pi^-p, 40$ ГэВ	0.21 ± 0.06	0.59 ± 0.06	0.27 ± 0.06	0.41 ± 0.04
$pp, 205$ ГэВ	0.25 ± 0.05	0.67 ± 0.06	0.38 ± 0.06	0.50 ± 0.04
C(0,0)				
$\pi^-p, 40$ ГэВ	0.13 ± 0.03	0.32 ± 0.04	0.13 ± 0.03	0.90 ± 0.08
$pp, 205$ ГэВ	0.22 ± 0.04	0.47 ± 0.04	0.21 ± 0.04	1.38 ± 0.16

от нуля C, R - функций в некоторой области фазового пространства может служить прямым указанием на присутствие корреляций в рождении частиц.

Экспериментальные данные для корреляционных функций в зависимости от разности быстрот $\Delta y = y_1 - y_2$ обнаруживают резкий положительный максимум при $\Delta y = 0$, зависящий от заряда пары [1]. Более детальный анализ показал, что основной вклад в максимум вносят пары из центральной области: $y_1, y_2 \simeq 0$.

Близкодействующий характер корреляций обнаруживается при аппроксимации функций (1) экспоненциальной зависимостью:

$$R(y_1, y_2) = a \exp((y_1 - y_2)/L), \quad (2)$$

где L - корреляционная длина, характеризующая область совместного рождения вторичных частиц. Получены следующие значения параметров для $\pi^+\pi^-$ - пар: $a = 0.65 \pm 0.07, L = 1.8 \pm 0.2$; для тождественных по заряду пар частиц: $a = 0.26 \pm 0.1$. Такие же значения соответствующих параметров были получены для pp - столкновений при существенно более высоких энергиях ($ISR, FNAL$), при которых наблюдается предельное поведение одно - и двухчастичных распределений по быстротам.

В таблице 1 собраны значения R - функций для $y_1, y_2 \simeq 0$, для сравнения в таблице приведены данные для pp - соударений при 205 ГэВ. Из приведенных данных следует, что значения $R(0,0)$ в широком интервале энергий не зависят от энергии и типа сталкивающихся частиц:

$$R_{+-}(0,0) > R_{chch}(0,0) > R_{--}(0,0) \simeq R_{++}(0,0).$$

Формы кривых R и C функций для разных по заряду пар пионов подобны и практически не зависят от энергии, наблюдается быстрое убывание функций с ростом Δy . Наблюдаются также корреляции (отрицательные) при $\Delta y \geq 2$ – дальние корреляции.

Результаты вычислений для фазового пространства (ФП) не согласуются с экспериментальными значениями особенно в центральной области. Корреляции частиц в центральной области хорошо согласуются с МКМ – мультипериферической кластерной моделью Ранфтов. Результаты расчетов для $R(0,0)$ [2]:

$$\pi^{ch}\pi^{ch} \rightarrow 0.52, \pi^+\pi^- \rightarrow 0.6, \pi^\pm\pi^\pm \rightarrow 0.3$$

хорошо согласуются с данными из таблицы 4. При этом массы кластеров $M_{\pi^+\pi^-} \simeq 1$ ГэВ, $M_{\pi^\pm\pi^\pm} \simeq 2-2.5$ ГэВ.

Используемая для сравнения мультипериферическая модель (ММ) Дремина, Чернавского воспроизводит в пределах ошибок наблюдаемые зависимости корреляционных функций [3]. ММ допускает генерацию резонансов и небольшую долю кластеров с некоторым сплошным спектром 1-3 ГэВ. Поэтому большую величину $R_{+-}(0,0)$ по сравнению с $R_{--}(0,0)$ можно объяснить рождением ρ^0 - мезонов в центральной области.

Наблюдение ближних корреляций в π^-p - взаимодействиях при энергии 40 ГэВ оказалось несколько неожиданным, т.к. в мультиреджонном подходе такие корреляции должны быть в области плато в одночастичном распределении $d\sigma/dy$, которое едва ли сформировалось при такой энергии. Полученные данные подтверждают гипотезу масштабной инвариантности на основе двухчастичных распределений и корреляционных функций.

Подробный анализ корреляций в реакциях с фиксированной множественностью заряженных частиц ($n_{ch} = 4,6,8,10,12-18$) показал, что большие положительные значения $R(0,0)$ в инклюзивных реакциях обусловлены как динамикой рождения n частиц, так и сложением событий с разными n . Малость полуинклюзивных двухчастичных корреляций не отрицает утверждения о заметной роли кластеров, т.к. сравнение данных с теоретическими расчетами указывает на наличие таких объектов [3]. Однако, спектры эффективных масс в области масс известных резонансов никаких особенностей не выявляют. Возникла задача обнаружения непосредствен-

ного проявления резонансного характера рождения вторичных частиц в исследуемых реакциях.

Эта задача была решена [3-5] в исследованиях корреляций частиц по азимутальному углу ϕ с помощью параметра асимметрии B :

$$B = \frac{N(\phi > \pi/2) - N(\phi < \pi/2)}{N(\phi > \pi/2) + N(\phi < \pi/2)}, \quad (3)$$

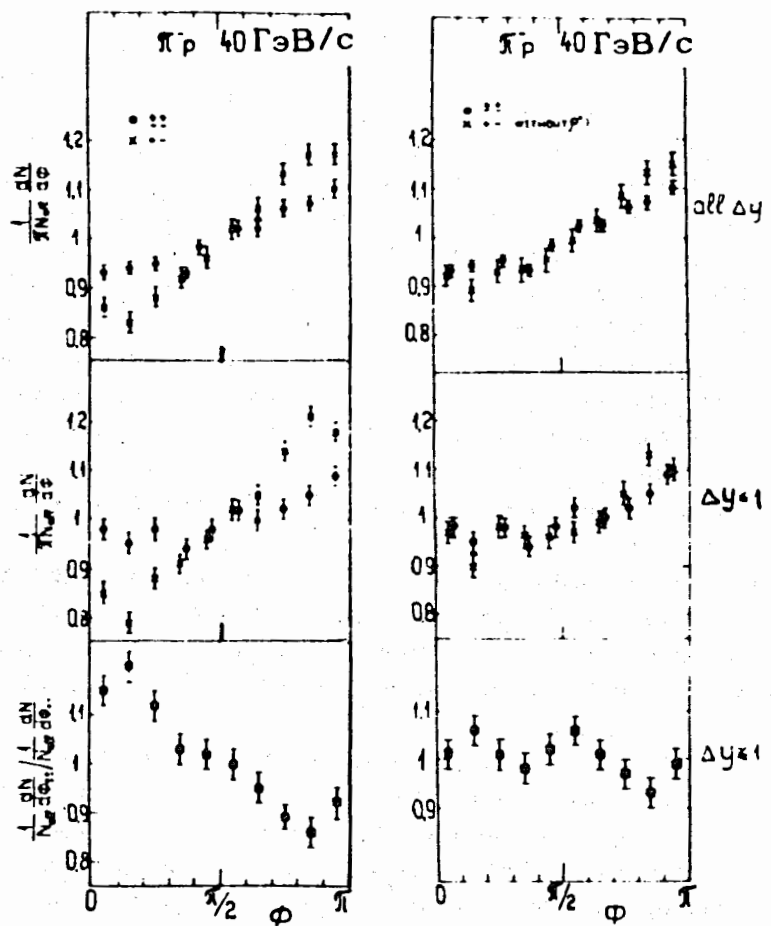
где $N(\phi > (<)\pi/2)$ - число пар частиц, имеющих угол $\phi > (<)\pi/2$, ϕ - угол между поперечными импульсами рассматриваемой пары.

Основная особенность спектров по углу ϕ состоит в том, что при малых углах наблюдается избыток тождественных по заряду пар частиц по сравнению с нетождественными парами (см. рис.1а). Эта разница, оказалось, обусловлена парами с малой разностью быстрое ($\Delta y \leq 1$). При больших значениях разности ($\Delta y \geq 1.6$) – распределения совпадают. Соответственно и коэффициент B численно удовлетворяет соотношениям: $B^{+-} > B^{++} \simeq B^{--}$ при $\Delta y \leq 0.4$ и $B^{+-} \simeq B^{\pm\pm}$ при $\Delta y \geq 1.6$.

Отмеченная особенность сохраняется и в полуинклюзивных реакциях с $n_{ch} \geq 6$.

Качественно объяснение наблюдаемых корреляций находится в согласии с физической идеей интерференции тождественных частиц, но количественно, по-видимому, одного механизма интерференции недостаточно для объяснения наблюдаемой разницы в азимутальных спектрах [5].

Другая возможность интерпретации связана с механизмом рождения частиц через промежуточные резонансы. Были выполнены экспериментальные исследования, в которых вычислялась зависимость параметра B от эффективной массы $M_{\pi\pi}$ пары пионов при разных ограничениях по Δy и Δp_t – разности поперечных импульсов (см. рис.2). Видно, что для всей совокупности событий зависимость B от $M_{\pi\pi}$ примерно одинакова для $\pi^+\pi^-$ и $\pi^\pm\pi^\pm$ - пар. Но при малых значениях $\Delta y \simeq 0$ и $\Delta p_t \simeq 0$ для $\pi^+\pi^-$ наблюдается острый пик в области массы ρ - мезона. В то же время для $\pi^\pm\pi^\pm$ - пар сигнала нет. Если из распределения по углу ϕ для $\pi^+\pi^-$ удалить пары из полосы массы ρ - мезона, то оба распределения становятся одинаковыми (см. рис. 1б).



а)

б)

Рис.1 Распределение $\pi^+\pi^-$ и $\pi^\pm\pi^\pm$ - пар пионов по углу ϕ :
 а) — без ограничений; б) — исключены пары $\pi^+\pi^-$ из полосы массы ρ - мезона.

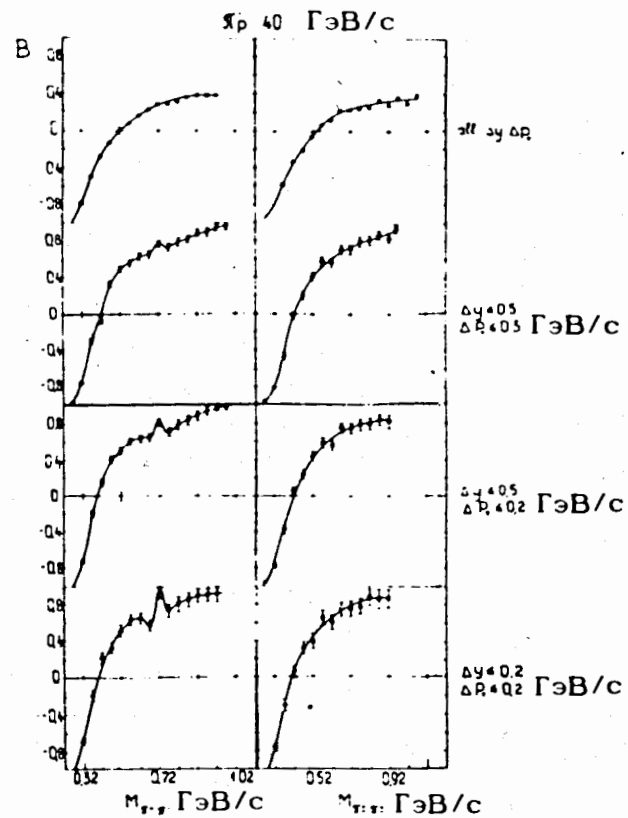


Рис.2. Зависимость коэффициента асимметрии B от эффективной массы M_{12} для $\pi^+\pi^-$ и $\pi^\pm\pi^\pm$ - пар при различных ограничениях по Δy и Δp_t .

Таблица 2

	T_k	$\langle N_{\pi^-}^{in} \rangle$	$\langle N_{\pi^-}^o \rangle$	$\sigma_{in}[mb]$	$\sigma_{in}^{app}[mb]$	$E_{1\pi^-}$
dC-pr.	1.0	0.16±0.01	0.08±0.01	425±21	412	24.0±1.7
dC-ex.	1.0	0.17±0.01	0.12±0.01	459±19	412	17.0±1.0
dBe	1.0	0.19±0.02	0.14±0.02	363±13	340	14.7±1.6
dBe	2.0	0.50±0.03	0.35±0.02	340±18	340	11.6±1.0
α Be	2.0	0.73±0.05	0.52±0.04	360±30	456	15.4±1.1
dC-pr.	3.3	0.62±0.03	0.32±0.02	413±20	412	21.3±1.2
α C-pr.	3.3	1.07±0.05	0.57±0.03	445±22	540	23.0±1.3

Эти и другие, приведенные в диссертации результаты показывают, что основные особенности азимутальных корреляций в π^-p -взаимодействиях при $P=40$ ГэВ/с обуславливаются главным образом рождением резонансов.

Применение корреляционных методов позволили наблюдать сигнал от резонанса в явном виде в условиях, когда в спектрах эффективных масс никакого сигнала не обнаруживается.

В четвертой главе представлены результаты измерения выходов, инклюзивных спектров и импульсно-угловых корреляций π^- -мезонов во взаимодействиях дейтронов и α -частиц с протяженными мишенями - пропановой, углеродной и бериллиевой при кинетических энергиях ускоренных ядер 1, 2 и 3.3 ГэВ/нуклон [6-9].

В рабочем объеме камеры устанавливалась углеродная или бериллиевая мишень, имеющая форму цилиндра, направление оси которого совпадало с направлением пучка. Углеродная мишень была изготовлена из графита с плотностью 1.73 г/см^3 , длиной 30 см и диаметром 10 см, бериллиевая - с плотностью 1.848 г/см^3 , длиной 28 см и диаметром 6 см.

Развитая методика анализа стереоинформации с ТПК-500 позволила без существенных дополнительных затрат провести экспериментальные исследования, основная задача которых сводилась к измерению сечений взаимодействия, выходов π^- -мезонов из протяженных мишеней и их импульсно-угловых корреляций.

В таблице 2 и на рис.3 приводятся основные результаты этой работы.

В таблице 2 приведены сечения взаимодействий, средние мно-

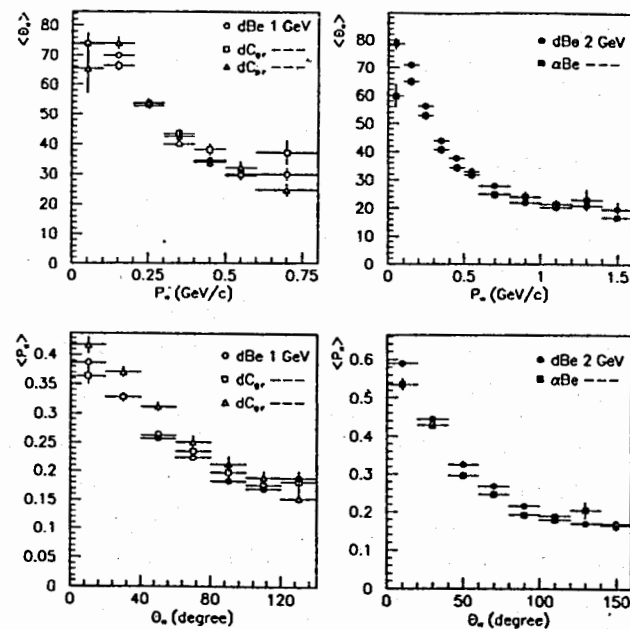


Рис.3 Импульсно - угловые корреляции отрицательных пионов из протяженных мишеней: зависимость среднего угла вылета $\langle \theta_{\pi^-} \rangle$ от импульса p_{π^-} и среднего импульса $\langle p_{\pi^-} \rangle$ от угла эмиссии.

жественности π^- - мезонов, определенные на одно взаимодействие $\langle N_\pi^{in} \rangle$ и на одно падающее ядро $\langle N_\pi^o \rangle$. Величина $\langle N_\pi^o \rangle$ удобна для вычисления энергии, затраченной на рождение одного π^- - мезона: $E_{1\pi^-} = AT_k / \langle N_\pi^o \rangle$, где T_k - кинетическая энергия на один нуклон, A - число нуклонов в налетающем ядре. Полученные сечения сравниваются с эмпирической зависимостью σ_{in}^{apr} , установленной в Беркли для неупругих рассеяний ядер d , He и C на мишенях, состоящих из таких же ядер при энергиях 0.87 и 2.1 ГэВ/А, близких к энергиям в нашем эксперименте.

Как видно из таблицы 2, для реакций dBe в интервале энергий 1 - 2 ГэВ/А наблюдается уменьшение энергетических затрат на рождение одного π^- - мезона до величины (≈ 10 ГэВ), при которой реакция dBe может представлять практический интерес для воспроизводства энергии на основе реактора с μ -катализом.

На рис.3 приведены одночастичные корреляции π^- - мезонов в изучаемых реакциях: зависимость среднего импульса от угла вылета. На рисунке сравниваются данные для энергии 1 ГэВ/А (dBe , dC (графит), dC (пропан)) и для энергии 2 ГэВ/А (dBe , αBe).

Сравнение данных показывает отсутствие существенного влияния протяженных мишеней данной конфигурации на угловые спектры π^- - мезонов, а энергетические спектры становятся "мягче".

В пятой главе излагается феноменологический подход, основанный на представлении о взаимодействии как пространственно-временном процессе передачи энергии-импульса от одной частицы к другой [10-11].

В соответствии с этим представлением весь переданный импульс $q(\nu, \vec{p})$ можно представить в виде суммы $q = q_\alpha + q_\beta$ и рассматривать состояние $q_\alpha + K_b = K_{\alpha x}$ (где K_b - 4-вектор мишени) как промежуточное состояние взаимодействующих частиц, соответствующее части передачи q_α . На основании общих положений: а) масштабной инвариантности и б) требования единого описания упругих и неупругих взаимодействий (что выражается в условии неизменяемости масс частиц в упругих рассеяниях) компоненты передачи $q_\alpha(\nu_\alpha, \vec{p}_\alpha)$ полностью определяются введенным масштабнo-инвариантной величиной α ($0 \leq \alpha \leq 1$):

$$q_\alpha^2 = \alpha^2 q^2 \equiv -\alpha^2 Q^2, \quad (4.1)$$

$$\nu_\alpha = \alpha^2 \nu, \quad (4.2)$$

$$x = \frac{-q_\alpha^2}{2q_\alpha K_b} = \frac{-q^2}{2q K_b} = \frac{Q^2}{2m_b \nu}, \quad (4.3)$$

$$K_{\alpha x}^2 \equiv M_\alpha^2 = m_b^2 + 2m_b \nu \alpha^2 (1-x) \quad (4.4)$$

где, x - переменная Бьеркена.

Так же, как конечное состояние K_x восстанавливается по двум независимым переменным Q^2 и ν , так и промежуточное состояние $K_{\alpha x}$ восстанавливается по двум величинам q_α^2 и ν_α . Изменяя α от 0 до 1, получается множество промежуточных состояний от начального до конечного, которое соответствует изменению q_α . Полученное множество можно рассматривать как эволюцию взаимодействия в зависимости от изменения доли переданного импульса, а α - параметр эволюции.

Восстановление промежуточных состояний естественнее производить в пространстве скоростей Лобачевского (см. рис. 4). В этом пространстве эволюция взаимодействия выражается как поворот оси реакции на угол рассеяния, совмещенный с сокращением ее длины в случае неупругих столкновений

Введение промежуточного состояния, определяемого инвариантом α , приводит к интересным и принципиально-важным следствиям.

1. "Точечный" характер поведения процессов ГНР можно понять (качественно) без привлечения гипотезы о "точечной" структуре нуклона.

Для этого определим коэффициент неупругости α_n , как такую долю переданного 4-импульса q , которой достаточно для рождения минимальной массы $M_{min} = \sum m_i$ (m_i - масса i -ой вторичной частицы). Заменив в уравнении (4.4) M_α на M_{min} и решая относительно α , имеем:

$$\alpha_n = \left(\frac{M_{min}^2 - m_b^2}{Q^2} \frac{x}{1-x} \right)^{1/2}. \quad (5)$$

Для упругих взаимодействий $\alpha_n = 0$ по определению (т.к. новой массы не рождается). Из (5) нетрудно видеть, что с ростом Q^2 величина α_n должна уменьшаться и стремиться к нулю при $Q^2 \rightarrow \infty, x = const$ (поскольку $M_{min} = \sum m_i \approx n m_\pi$ пропорциональна множественности n вторичных частиц (в основном - пио-

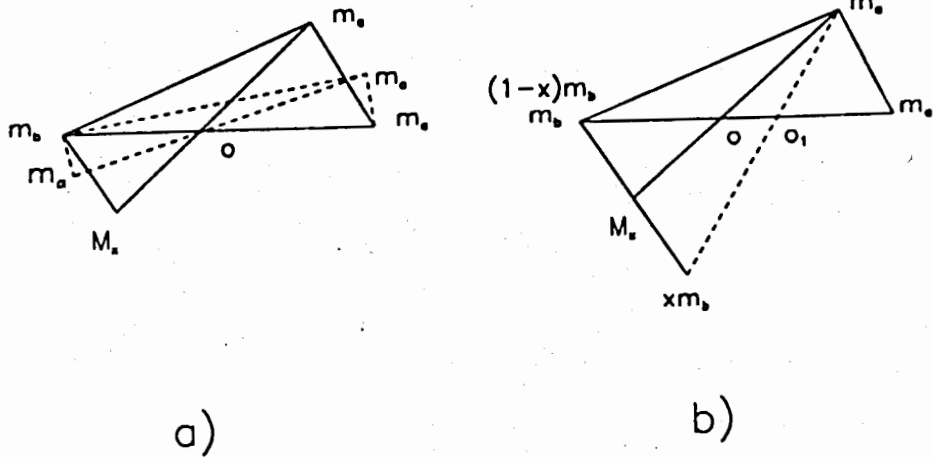


Рис.4 Диаграммы неупругой реакции в пространстве скоростей Лобачевского: а) введение α_- -инварианта, б) введение x_- -инварианта.

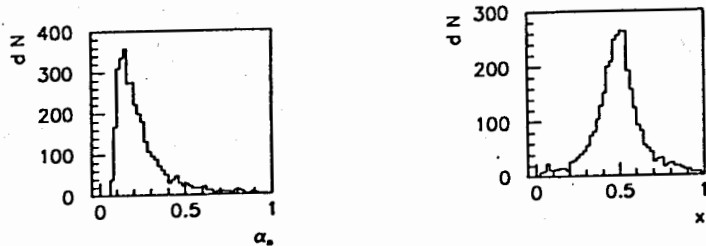


Рис.5 α_n, x - распределения для реакции $dp \rightarrow p\pi$.

нов, m_π — масса пиона), которая, как известно, растет как $\ln(s)$. Величина $\alpha_n \rightarrow 0$ примерно как $\ln(s)/s \rightarrow 0$. Коэффициент неупругости α_n асимптотически стремится к пределу для упругих взаимодействий и весь процесс при этих условиях приобретает упругий, "точечный" характер.

На рис. 5 приведены экспериментальные распределения для коэффициента неупругости α_n и x для реакции развала дейтрона в водородной камере при импульсе 3.31 ГэВ/с ($dp \rightarrow p\pi$).

2. Принципиально-важным следствием введения промежуточных состояний является возможность обычным образом связать собственные времена $d\tau_a$ и $d\tau_b$ взаимодействующих частиц a и b — через их относительную скорость β_{ab} :

$$d\tau_a = d\tau_b \sqrt{1 - \beta_{ab}^2}, \quad (6)$$

где расстановка индексов частиц соответствует передачи q от частицы a к частице b . Скорость β_{ab} в общем случае неупругих взаимодействий ($x \neq 1$) является известной функцией α . В случае упругого рассеяния ($x = 1$) скорость $\beta_{ab} = const$ не изменяется по величине и интегрирование (6) приводит к связи длительностей собственных времен T_{ao} и T_{bo} упруго-взаимодействующих частиц a и b :

$$T_{ao} = T_{bo} \sqrt{1 - \beta_{ab}^2}. \quad (6.1)$$

Очевидно, что этот же результат (6.1) получится, если ввести текущие времена τ_a и τ_b в виде:

$$\tau_a = \alpha T_{ao}, \quad d\tau_a = T_{ao} d\alpha, \quad (7.1)$$

$$\tau_b = \alpha T_{bo}, \quad d\tau_b = T_{bo} d\alpha, \quad (7.2)$$

т.е. интегрирование по времени заменяется интегрированием по α . Дальнейшее обобщение становится очевидным и естественным.

Собственное время любой частицы $d\tau$ связано со временем dt системы, в которой частица движется со скоростью β , таким же соотношением, как (6). Например, для частицы a можно записать:

$$d\tau_a = dt_{aa} \sqrt{1 - \beta_{aa}^2} = dt_{ac} \sqrt{1 - \beta_{ac}^2} = \dots, \quad (8)$$

где $dt_{aa}, dt_{ac}, \beta_{aa}, \beta_{ac}$ — элементы времен и скорости частицы a в антилабораторной, c -системе и любой другой выбранной системе. Аналогичное соотношение можно написать и для другой частицы.

Если ввести T – полное время или длительность взаимодействия (любого - упругого или неупругого) частицы в данной системе отсчета, например, лабораторной, то:

$$t = \alpha T, \quad dt = T d\alpha, \quad (9)$$

где t – текущее время, соответствующее α -доле переданного 4-импульса. Аналогично, в движущейся системе: $t' = \alpha T'$, где T' – полное время в движущейся системе, поскольку α – инвариант.

Уравнения (9) являются следствием обобщения (7) на случай неупругих взаимодействий. Можно сказать, что (7) и (9) выражают соответствие однородности времени в выбранной системе отсчета невыделенности какого-то значения α в интервале 0-1.

Справедливость рассуждений, основанных на уравнениях (6-9) можно экспериментально проверить, если воспользоваться оценками длины или времени из соотношений неопределенности.

Такие оценки были сделаны с помощью данных реакции развала дейтрона ($dp \rightarrow ppn$). На рис.6 приводятся результаты сравнения. Видно удовлетворительное согласие длительности времени взаимодействия для частицы b , оцененной из соотношения Гейзенберга в выбранной системе (сплошная линия), и длительности, следующей из (6), т.е., из длительности для частицы a (тоже оцененной из принципа Гейзенберга), пересчитанной по (6-9) в выбранную для частицы b систему (пунктир).

Важно подчеркнуть, что в данной системе отсчета (например, лабораторной), длительность времени взаимодействия для каждой частицы есть разные величины: $T_{bb} > T_{ab}$. Следовательно, текущие времена $t_a = \alpha T_{ab}$ и $t_b = \alpha T_{bb}$ – тоже разные:

$$\Delta t = t_b - t_a = \alpha(T_{bb} - T_{aa}).$$

Отсюда следует, что состояние частицы b , соответствующее α -доле переданного 4-импульса, в рассматриваемой системе наступает с запаздыванием на величину Δt относительно состояния частицы a (соответствующего той же α -доле). Очевидно так же, что в данной системе отсчета взаимодействующие частицы в один и тот же момент времени ($t_a = t_b$) соответствуют разным состояниям:

$$\alpha_b T_{bb} = \alpha_a T_{ab}.$$

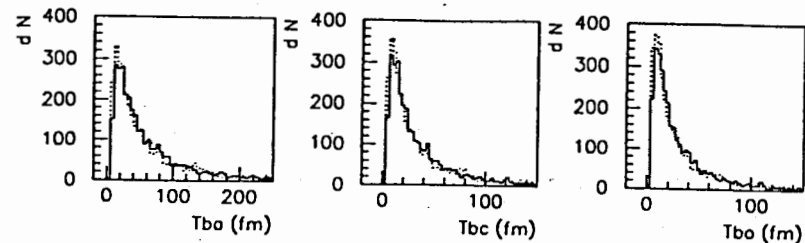


Рис.6 Длительность времени взаимодействия b -частицы в анти-лаб.— T_{ba} и с— T_{bc} системах, T_{bb} — собственная длительность; сплошная линия — оценка из соотношения неопределенностей для импульса, пунктир — оценка, вычисленная, исходя из оценки времени для a -частицы.

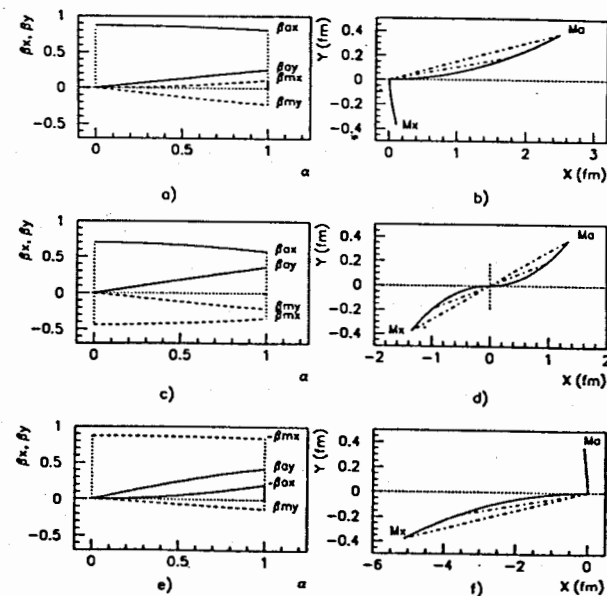


Рис.7 Зависимость продольных β_x и поперечных β_y скоростей взаимодействующих частиц от α (a -частица – сплошная линия, b -частица – пунктир): а), с), е) – в антилаб.-, с-, лаб.- системах, соответственно; б), д), ф) — траектории движения a -частицы (верхняя полу-плоскость) и b -частицы (нижняя полу-плоскость). Штрихпунктирными линиями отмечены координаты точек, соответствующих одинаковым значениям α (годограф).

Эффект запаздывания и эффект одновременности присутствуют в данном подходе и легко поддаются численным оценкам.

Таким образом, уравнения (6-9), связывающие времена взаимодействующих частиц в любой системе отсчета обычным образом, и уравнения (4), определяющие все необходимые скорости, снимают принципиальную трудность релятивистского рассмотрения системы взаимодействующих частиц.

В плоскости рассеяния частиц m_a и M_α для продольной β_x и поперечной β_y составляющих скорости β частицы m_a (или M_α) в выбранной системе отсчета имеем:

$$\frac{dx}{dt} = \beta_x, \quad dx = T\beta \cos \theta d\alpha, \quad (10.1)$$

$$\frac{dy}{dt} = \beta_y, \quad dy = T\beta \sin \theta d\alpha, \quad (10.2)$$

или

$$x = x_o + T \int_0^\alpha \beta \cos \theta d\alpha', \quad (10.3)$$

$$y = y_o + T \int_0^\alpha \beta \sin \theta d\alpha', \quad (10.4)$$

где θ – угол вылета частицы m_a (или M_α), T – длительность ее взаимодействия, x_o, y_o – начальные значения координат частицы m_a (или m_b), соответствующие $\alpha=0$.

Пологая $x_o = y_o = 0$ для обеих частиц и оценивая T из принципа Гейзенберга (только одно T , все другие – по формулам (6-9)), были вычислены координаты взаимодействующих частиц, соответствующие α -доле переданного 4-импульса в реакции $dp \rightarrow ppn$. На рис.7 приведены результаты вычислений для трех систем: антилабораторной ($m_b \equiv m_d$ покоится), s -системе и лабораторной ($m_a \equiv m_p$ покоится). Вычисления соответствуют неупругому ($x = 0.5, Q^2 = 0.24(\text{ГэВ}/c)^2$) рассеянию дейтрона на протоне. На рисунках приведены зависимости подинтегральных функций от α и результаты интегрирования — траектории движения взаимодействующих частиц в плоскости рассеяния для указанных систем отсчета. Штрих-пунктирными линиями отмечены точки, соответствующие одинаковым значениям α .

3. Для обобщения предлагаемого подхода на случай произвольных реакций достаточно ввести дополнительно переменную x_a , аналогичную Бьеркеновской (которую пока обозначим как x_b):

$$x_a = \frac{-q^2}{-2qK_a} = \frac{Q^2}{2m_a\nu_b}, \quad (11)$$

$$\nu_b = E_b - E'_b \quad (12)$$

где E_b, E'_b – энергия частицы b (мишени) до и после взаимодействия в системе покоя частицы a (в антилаб-системе). Если масса частицы a не меняется, то $x_a = 1$. В общем случае, когда массы обеих взаимодействующих частиц не сохраняются: $x_a < 1$ и $x_b < 1$. Следовательно, рассмотрение общего случая произвольной реакции сводится к вопросу определения 4-вектора q : как выделить из конечного состояния частицы, являющихся продуктами (или фрагментами) либо a , либо b частиц? Но это уже другой вопрос. Обоснованное разделение частиц на кластеры в обобщенном подходе Балдина (рассмотренном в первой главе), в принципе, дает ответ и на этот вопрос.

В заключении сформулированы основные результаты и выводы выполненной работы.

Методические результаты:

– Определены оптические константы для ТПК-500 по новой методике.

– Выполнены измерения магнитного поля в рабочем объеме ТПК-500 и выбрана карта магнитного поля, обеспечивающая вычисление поля с точностью лучше $\leq 1\%$.

– Адаптирована к массовой обработке на ЭВМ результатов измерений стереофотографий с ТПК-500 программа геометрической и кинематической реконструкции событий (программа ГЕОФИТ).

– Создана система программ, обеспечивающая обработку и движение результатов измерений до ленты суммарных результатов включительно.

– Изучен ряд методических вопросов, связанных с обработкой событий, зарегистрированных в ТПК-500, в целом указывающих на отсутствие заметных систематических ошибок в определении импульсов и углов вылета вторичных частиц, а также в их идентификации.

Физические результаты и выводы:

1. Впервые для π^-p реакций при энергиях выше 20 ГэВ получены экспериментальные данные по двухчастичным корреляциям заряженных пионов по продольным скоростям и азимутальным углам в инклюзивных и полуинклюзивных реакциях при импульсе 40 ГэВ/с. Полученные данные свидетельствуют:

- о раннем скейлинге двухчастичных распределений и корреляционных функций заряженных частиц в инклюзивных реакциях;
- о присутствии в механизме множественного рождения промежуточных резонансных состояний с последующим их распадом на регистрируемые частицы.

2. Приложение корреляционных методов к анализу экспериментальных данных (в частности, параметра асимметрии) позволяет обнаружить промежуточные резонансные состояния при высоких энергиях в условиях, когда из-за большой множественности и большого фона прямое наблюдение сигналов от резонансов становится затруднительным или невозможным.

3. Впервые получены экспериментальные данные о рождении π^- - мезонов в реакциях взаимодействия легких релятивистских ядер (d и α - частиц) при энергии 1, 2, 3.3 ГэВ/А с пропановой, бериллиевой и графитовой протяженными мишенями. Измерены сечения, выходы, инклюзивные спектры и корреляции π^- - мезонов из протяженных мишеней.

4. Впервые получены экспериментальные оценки энергетических затрат на рождение одного π^- - мезона в реакциях взаимодействия легких релятивистских ядер (d и α - частиц) при энергии 1, 2, 3.3 ГэВ/А с пропановой, бериллиевой и графитовой протяженными мишенями.

Экспериментально зарегистрировано снижение энергетических затрат на рождение одного π^- - мезона в реакциях dBe с кинетической энергией ускоренных дейтронов и интервале 1-2 ГэВ/А.

5. Полученные экспериментальные данные о взаимодействии легких ядер с протяженными мишенями представляют теоретический и практический интерес для дальнейших оценок и оптимизации параметров технического комплекса воспроизводства энергии на основе мюонного катализа синтеза легких ядер.

6. Сформулирован новый феноменологический подход к анализу неупругих взаимодействий, в рамках которого:

- собственные времена двух взаимодействующих частиц связаны между собой обычным образом - через их относительную скорость (вычисляемую в рамках подхода);

- показана возможность описания процесса рассеяния (упругого и неупругого) как эволюции системы двух взаимодействующих частиц от изменения доли переданного 4-импульса;

- качественно показан "точечный" характер глубоконеупругих реакций без привлечения гипотезы о "точечной" структуре нуклонов;

7. Основные положения нового подхода проверены на основе экспериментальных данных реакции развала дейтрона на протоне при импульсе 3.31 ГэВ/с.

8. Предложенный способ решения принципиального вопроса в проблеме описания релятивистской системы взаимодействующих частиц открывает новые возможности и с новых позиций - позиций масштабной инвариантности - приближает перспективу решения всей проблемы.

Литература

- [1] Абдурахимов А.У., Ангелов Н., Фадеев Н.Г. и др. ОИЯИ Р1-7543, Дубна, 1973; Абдурахимов А.У., Ангелов Н., Фадеев Н.Г. и др. ЯФ, 1974, 19, вып.5, стр.1039
- [2] Блутнер Р., Гришин В.Г., Фадеев Н.Г. и др. ОИЯИ Р1-7854, Дубна, 1974; Blutner R., Grishin V.G., Fadeev N.G. et. al. Nucl. Phys. 1974, B78, p.333
- [3] Абдурахимов А.У., Ангелов Н., Фадеев Н.Г. и др. ОИЯИ Р1-8269, Дубна, 1974; Абдурахимов А.У., Ангелов Н., Фадеев Н.Г. и др. ЯФ, 1975, 22, вып.1, стр.122
- [4] Ранфт Г., Ранфт Й., Фадеев Н.Г. и др. ОИЯИ 1-8385, Дубна, 1974; Ранфт Г., Ранфт Й., Фадеев Н.Г. и др. ЯФ, 1975, 22, вып.4, стр.822
- [5] Ангелов Н., Гришин В.Г., Фадеев Н.Г. и др. ОИЯИ Р1-10177, Дубна, 1976
- [6] Cheplakov A.P., Fadeev N.G., Soloviev M.I. et. al. Muon Catalyzed Fusion 1989, 4, p.399
- [7] Cheplakov A.P., Fadeev N.G., Soloviev M.I. et. al. JINR E1-92-286, Dubna, 1992; Cheplakov A.P., Fadeev N.G., Soloviev M.I. et. al. Muon Catalyzed Fusion 1992, 7, p.231
- [8] Соловьев М.И., Фадеев Н.Г., Чеплаков А.П. и др. ОИЯИ Р1-91-455, Дубна, 1991; Cheplakov A.P., Fadeev N.G., Soloviev M.I. et. al. Muon Catalyzed Fusion 1992, 7, p.375
- [9] Fadeev N.G., Soloviev M.I. JINR E1-95-29, Dubna, 1995
- [10] Fadeev N.G. JINR Rapid Communications N6(39)-89, Dubna, 1989, p.13
- [11] Фадеев Н.Г. Краткие Сообщения ОИЯИ, N1(75)-96, Дубна, 1996, стр.11

Рукопись поступила в издательский отдел
20 сентября 1996 года.