

2/IV-84



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

1629/84

1-83-860

Р.Я.Зулькарнеев, Р.Х.Кутуев

СПИНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ
В ПРОЦЕССАХ ИСПУСКАНИЯ
КУМУЛЯТИВНЫХ ЧАСТИЦ

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

На важность изучения процессов взаимодействия адронов высокой энергии с ядрами, сопровождающихся вылетом "кумулятивных" частиц*, и их связь с кварк-партонной структурой ядерной материи впервые указал А.М.Балдин^{/1/}. Несколько позднее Г.А.Лексин^{/2/} обращал внимание на ряд необычных закономерностей, наблюдаемых в процессах глубоконеупругого взаимодействия адронов и u -квантов с ядрами, которые были им названы "ядерным скейлингом". В последнее время интерес к ядерным взаимодействиям лептонов и адронов существенно повысился в связи с обнаружением в ЦЕРНе так называемого EMC-эффекта при рассеянии мюонов на ядрах^{/3/}.

Все большее число физиков склоняется сейчас к мысли, что эти и многие другие факты следует связывать с новыми и пока еще не понятными свойствами кварк-партонной структуры ядер, особенно четко проявляющимися в соударениях частиц с начальными энергиями выше ≈ 1 ГэВ и сопровождающимися большой передачей импульса. Отмечается, что их исследование может оказаться важным и для дальнейшего развития КХД^{/4/}.

Поскольку экспериментальное исследование сечений — единственный способ изучения динамики взаимодействующих частиц, то следует ожидать, что изучение спиновых степеней свободы в процессах вылета частиц в КЗО окажется чувствительным способом получения информации об этих процессах. В настоящей работе сделана попытка обратить внимание на важность, возможность, а также необходимость дальнейших экспериментальных исследований поляризационных эффектов в процессах выбивания частиц из ядер в КЗО при высоких энергиях.

2. МОДЕЛИ МЕХАНИЗМОВ ИСПУСКАНИЯ ЧАСТИЦ В КЗО

К настоящему времени предложено большое количество моделей механизмов образования кумулятивных частиц. Более детальный разбор их можно найти в обзорах^{/5/}. Все они могут быть разделены на три группы, различающиеся между собой основой динамического подхода. Первая и самая многочисленная группа работ ос-

*В литературе принято также называть испускание таких частиц вылетом в кинематически запрещенную область /КЗО/ при взаимодействии налетающей частицы с отдельным медленно движущимся нуклоном ядра.

нована на идее, согласно которой образование кумулятивной частицы происходит на массивном, адроподобном объекте /флуктон - по Д.И.Блохинцеву ^{6/}, кумуляция - по А.М.Балдину ^{7/}, корреляция, кластер и т.д./, существующем внутри ядра до взаимодействия с налетающей частицей. Согласно второму подходу корреляционные силы возникают в процессе взаимодействия частицы с ядром. Наконец, к третьей группе относятся модели, согласно которым флуктоны возникают после акта начального взаимодействия налетающей частицы, при последующем распаде образовавшейся в результате этого взаимодействия системы частиц /файрбол, кластер, трубка и т.д./.

2.1. Флуктонная модель /Блохинцев, Ефремов /1976//

Первая группа работ основывается на гипотезе Д.И.Блохинцева о когерентной флуктуации ядерной материи - флуктоне, выдвинутой им впервые для объяснения процессов выбивания d , T и He из ядер ^{8/} и возрожденной А.М.Балдиным для объяснения кумулятивного эффекта ^{1,7/}. Кварк-партоновая модификация флуктона была впервые разработана А.В.Ефремовым и др. ^{9/}. Согласно их подходу флуктон образован не группой нуклонов как таковых, а ансамблем кварков. Испускание частиц в КЗО может происходить за счет фрагментации флуктона или за счет жесткого соударения кварков первичной частицы и партонов флуктона /см. рис.1а/. Один из кварков (b) налетающей частицы сталкивается с партоном (a) и рождает партон (c) с большой передачей импульса назад. Последний распадается на адроны, один из которых мы регистрируем. Матричный элемент процесса вычисляется в рамках КХД, и результаты предсказаний для поляризации кумулятивных частиц оказываются следующими ^{9/}:

a/ поляризация частиц слабо зависит от сорта частиц в пучке и мишени;

b/ при разумных предположениях поляризация протонов P_p может быть равна поляризации P_Λ Λ -частиц;

в/ начиная с начальных энергий $E \geq 50$ ГэВ поляризация частиц, испущенных в КЗО, не зависит от энергии;

г/ угловая зависимость P_p в этой модели имеет вид $P_p \sim \sin\theta / (\epsilon - p \cos\theta)$, где ϵ - энергия кумулятивного протона, p - его импульс в л.с. Поляризация достигает максимума в районе $\theta \approx 90^\circ$ л.с., убывая с ростом импульса кумулятивной частицы.

Дополнительные интересные вопросы, возникающие в рамках этой модели, связаны с возможностью нахождения структурных функций ядра и флуктонов, а также коллективными эффектами.

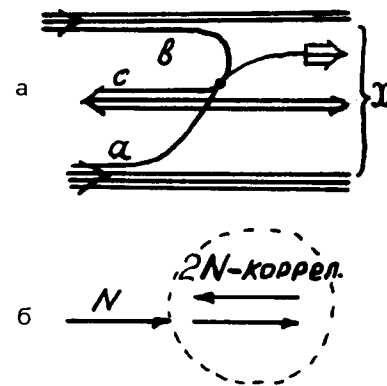
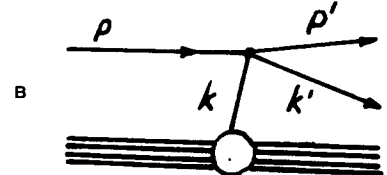


Рис.1. Возможные схемы механизмов испускания частиц в КЗО на ядрах: а/ модель с жестким соударением партонов в процессе $V + A \rightarrow C + x$; б/ освобождение спектатора в сильно коррелированной NN-паре внутри ядра; в/ механизм Амадо-Волошина с переводом быстрого внутриядерного нуклона в КЗО в результате его взаимодействия с падающей частицей.

2.2. Модель малонуклонных корреляций /МНК/ /Стрикман, Франкфурт/1977//



Эта модель ^{10/} является релятивистским обобщением более ранних гипотез Хайдемана-Левинджера ^{11/} о парных корреляциях нуклонов в ядрах, согласно которым процесс образования кумулятивной частицы происходит в результате выбивания нуклона-спектатора коррелирующей пары /см. рис.1б/, то есть при рассеянии налетающей на ядро частицы на нуклоне пары, летящем в том же направлении. Согласно ^{10/} альтернативная возможность рассеяния на встречном нуклоне подавлена. Нетрудно видеть, что в модели МНК поляризация кумулятивного нуклона-спектатора за счет основного механизма отсутствует. Как показывает опыт ^{12/}, небольшая, /5-8%/ная, поляризация может возникнуть лишь за счет вторичных процессов, не имеющих отношения к исходному, например перерассеяния нуклона-спектатора могут быть одним из них.

Дополнительный интерес связан с рассеянием протонов на поляризованных дейтронах: $p + d \rightarrow p' + \dots$, поскольку выход протонов в КЗО определяется релятивистской волновой функцией дейтерия. Эта функция неизвестна. Эксперименты с поперечной и продольными компонентами поляризации дейтерия необходимы, чтобы согласно ^{10/} однозначно восстановить волновую функцию дейтерия в S- и D-состояниях дейтрона на основе опытных данных.

2.3. Модель Амадо-Волошина /1977//

К модели МНК тесно примыкает механизм ^{13/}, согласно которому вылет частиц в КЗО осуществляется в результате взаимодействия падающей частицы с отдельными быстро движущимися внутри ядра

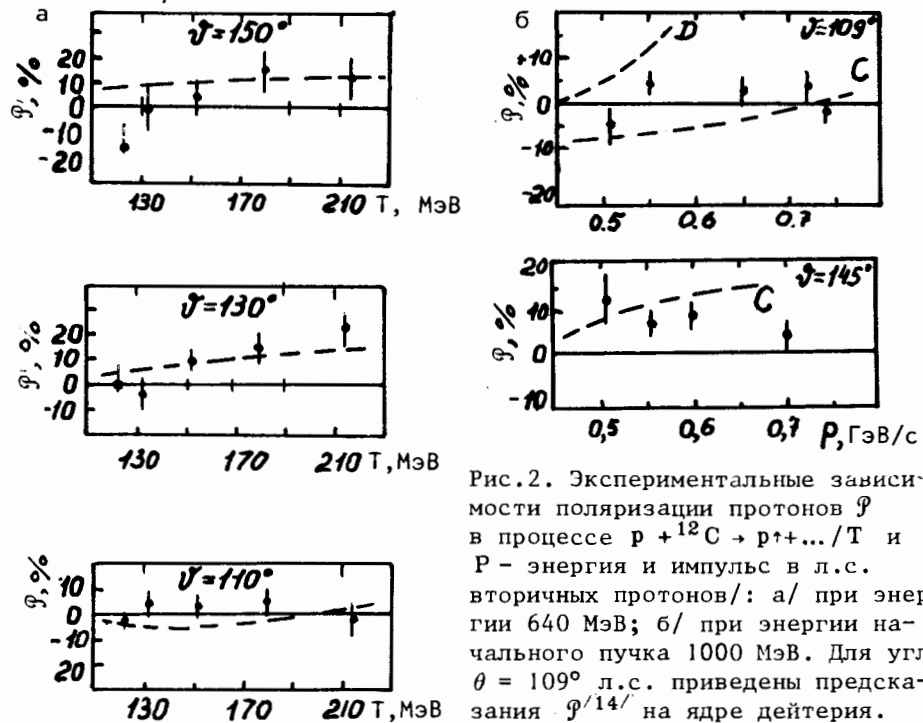


Рис.2. Экспериментальные зависимости поляризации протонов P в процессе $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow p + \dots$ /Т и Р - энергия и импульс в л.с. вторичных протонов/: а/ при энергии 640 МэВ; б/ при энергии начального пучка 1000 МэВ. Для угла $\theta = 109^\circ$ л.с. приведены предсказания P^{14} на ядре дейтерия.

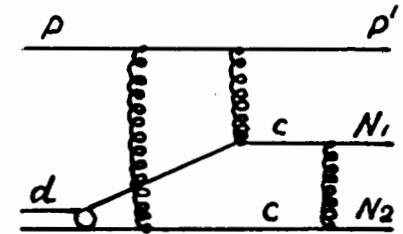
нуклонами /см. рис.1в/. В первом приближении поляризация кумулятивного протона будет однозначно связана с поляризацией, возникающей в NN-соударениях. Детальные расчеты^{14/} показывают, что в действительности /см. рис.2/ она не превышает /10-15%/ в области энергий до 1 ГэВ в процессах $p + A \rightarrow p + \dots$, спадая до /5-10%/ при энергиях /3-10/ ГэВ.

Предсказания в области более высоких энергий отсутствуют из-за неопределенности наших знаний о поляризациях нуклонов в актах $NN \rightarrow NN$ при энергиях 10-20 ГэВ.

2.4. Модель многократных цветовых перезарядок /МЦП/ /Копелиович-Нидермайер /1982//

Не исключено, что выбивание частиц в КЗ0 непосредственно связано с конфайнментом. На эффективном использовании цветовых сил основана модель МЦП, авторы которой демонстрируют ее на примере реакции $p + d \rightarrow p + \dots$ ^{15/} /см. диаграмму на рис.3/. Налетающий протон взаимодействует одновременно с обоими нуклонами дейтерия. В результате нуклоны в дейтроне оказываются цветозаряженными на некой длине L , после чего происходит их

Рис.3. Схема многократной цветовой перезарядки для процесса $p + d \rightarrow p + \dots$. Индекс С означает цветозаряженный нуклон.



цветовая нейтрализация. Возникающая на длине L цветовая струна /сильное взаимодействие/ сообщает обоим нуклонам $N_{1,2}$ противоположные импульсы. В этой модели поляризации обоих нуклонов имеют одинаковые значения, невелики и достигают примерно величин поляризации, возникающих в NN-рассеянии / $\approx 10\%$ / при высоких энергиях. Поляризация согласно^{15/} зависит от угла испускания нуклонов, но не изменяется с увеличением начальной энергии сталкивающихся частиц. Зависимость от импульса кумулятивных нуклонов P_p имеет вид $(P_{\max} - P_p)^{0,7}$, то есть слаба.

Среди более ранних моделей этой группы необходимо отметить механизмы "собирания" нуклонов ядра в кластер Б.Н.Калинкина и др.^{16/}. Однако авторы этих работ не затрагивают вопросы поляризации частиц.

2.5. Модели третьей группы

Наконец, несколько слов о последней группе работ^{17/}. Здесь исходная посылка заключается в том, что кумулятивные адроны получаются в результате термодинамического распада тяжелых кластеров или файрболов. Видимо, поляризация продуктов распада здесь не должна иметь места, как и в модели, например МНК. Предсказаний и оценок в литературе на этот счет нет.

К настоящему времени ни один из перечисленных выше подходов к описанию испускания частиц в КЗ0 не может претендовать на полноту. Нельзя исключить, что понимание этих процессов произойдет в результате слияния каких-то отличительных особенностей ряда перечисленных выше моделей, возможно, не без учета всевозможных процессов многократного перерасеяния промежуточных продуктов реакций с испусканием кумулятивных частиц^{18а/}.

Такова общая ситуация с модельным описанием поляризационных эффектов в процессах кумулятивного образования частиц. Независимо от того, существуют или нет теоретические модели исследуемого на опыте процесса, было бы важно экспериментально провести поиск новых физических эффектов. В частности, крайне полезно было бы выполнить сравнение поляризации кумулятивных частиц и асимметрий для этого процесса /под асимметрией следует понимать зависимость сечения образования кумулятивных продуктов

реакции от направления спина налетающей частицы или мишени/, что принесло бы также важную информацию о механизме исследуемых явлений. Эта уверенность основывается на том известном факте ^{186/}, согласно которому равенство поляризации и асимметрией выполняется лишь в бинарных реакциях вследствие принципа Т-инвариантности сильных взаимодействий. С этой точки зрения проверка соотношения между поляризацией и асимметрией процесса есть достаточно информативный способ изучения механизма реакций.

3. ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО ПОЛЯРИЗАЦИЯМ АДРОНОВ В ПРОЦЕССАХ ОБРАЗОВАНИЯ ЧАСТИЦ В КЭО ПРИ НАЧАЛЬНЫХ ЭНЕРГИЯХ НИЖЕ ≈ 1 ГэВ

Поскольку ряд моделей, рассмотренных выше, предсказывает независимость поляризации от энергии начальной частицы, то есть своеобразный скейлинг, то целесообразно рассмотреть также область малых энергий, хотя она, строго говоря, и неудобна для интерпретации.

Интервал энергий 0,3÷1,0 ГэВ исследован более или менее подробно. Схематично результаты отражены в табл.1.

Таблица 1

Начальная энергия, ГэВ	Процесс	Измеряемая величина	Область углов, л.с. Ссылка градусы
0,316 0,516	$p + {}^{12}\text{C} \rightarrow p + \dots$	асимметрия "-"	131 157 TRIUMF/19/
0,640	$p + A \rightarrow p + \dots$	поляризация, А-зависимость поляризации	58-150 90-130 ОИЯИ /20,21/
0,800	$p + A \rightarrow p + \dots$	асимметрия, А-зависимость асимметрии	75-120 "- LAMPF/22/
1,00	$p + A \rightarrow p + \dots$	поляризация, А-зависимость	59,109,145 ЛЯФ/23/

Рис.2 и 6 иллюстрируют поведение зависимостей поляризаций ρ и асимметрий α как функций лабораторного импульса или энергии частиц, испускаемых в КЭО.

3.1. Угловая и импульсная зависимость

Можно считать установленным, что протоны, испускаемые в КЭО, приобретают заметную поляризацию лишь начиная с углов испускания $\theta_p \geq 110^\circ$ в л.с. В области $80^\circ \leq \theta_p \leq 110^\circ$ в л.с. величины как поляризации, так и асимметрии α близки к нулю. Область $\theta_p > 150^\circ$ в л.с. остается неисследованной и, естественно, представляет большой интерес для анализа справедливости различных моделей.

Согласно данным, полученным при энергиях 316, 516 и 640 МэВ ^{19-21/}/см. рис.2 и 6/, $\rho(\alpha)$ заметна лишь у достаточно "жестких" протонов, имеющих импульсы $P_p \geq 500$ МэВ/с. Для более "мягких" импульсов в процессе $p + A \rightarrow p + \dots$ поляризация в пределах точности измерений близка к нулевой.

Необходимо обратить внимание на факт обнаружения чрезвычайно большой асимметрии у протонов с $P_p \geq 1000$ МэВ/с при энергии 800 МэВ, где она достигает /60÷80%/ при погрешностях измерений +25%.

3.2. А-зависимость

Существующие данные указывают на сильную А-зависимость поляризации. Это обстоятельство может быть проиллюстрировано рис.4, где приведены результаты для \bar{p} , полученные при энергиях 640 и 1000 МэВ и усредненные в интервале энергий /120÷235/МэВ ^{20,23/}.

Вместе с тем сильная А-зависимость поляризации может и не иметь отношения к "первичному" механизму возникновения поляризации у протонов, испущенных в КЭО. Так, согласно ^{24/} наблюдаемая

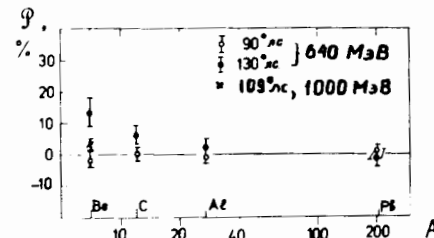


Рис.4. А-зависимость поляризации кумулятивных протонов при E = 640 МэВ.

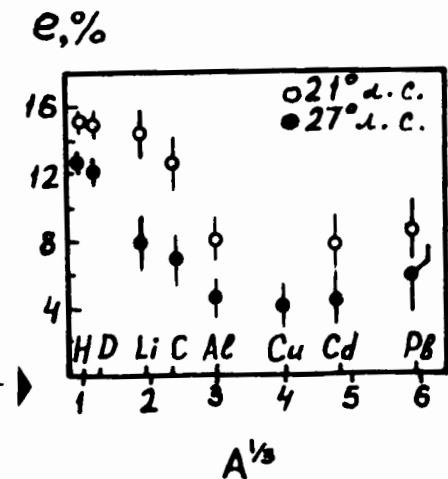


Рис.5. А-зависимость азимутальной асимметрии протонов, квазиупруго рассеянных на ядрах при начальной энергии 640 МэВ.

зависимость \mathcal{P} от атомного номера ядра может указывать на то, что независимо от "первичного" механизма испускания кумулятивных протонов возникающая при этом поляризация "размывается" в результате вторичных процессов /перераспределения, взаимодействия в конечных состояниях и т.д./, которые начинают играть все большую роль по мере роста A ядра мишени. На это обстоятельство непосредственно указывают результаты, полученные в ^{24/} по A -зависимости поляризации протонов, квазиупруго рассеянных на ядрах d , Li , Be , C , Al и Pb /см. рис.5/.

3.3. Сопоставление с теоретическими предсказаниями

Если не учитывать A -зависимости поляризаций /асимметрий/, связанной с наличием вторичных процессов, сопровождающих вылет протонов из ядра, большая часть данных, в частности результаты на ядре дейтерия ^{22/}, совершенно недвусмысленно отвергают гипотезу МНК ^{10/} и ряд моделей, построенных в духе классической физики ядра /механизм Вебера-Миллера например/. Расчеты ^{14/} указывают на довольно хорошее качественное, а во многих случаях и на количественное согласие с моделью Амадо-Волошина, основывающейся на учете высокоимпульсной компоненты волновой функции ядра и приближения диаграммы ^{13/} /см. рис.1в/. Это иллюстрируют, например, кривые на рис.2,6. Данные расчеты не содержат каких-либо варьируемых параметров. Результаты особенно хорошо согласуются с опытом ^{22/} в случае наипростейшего ядра - дейтерия.

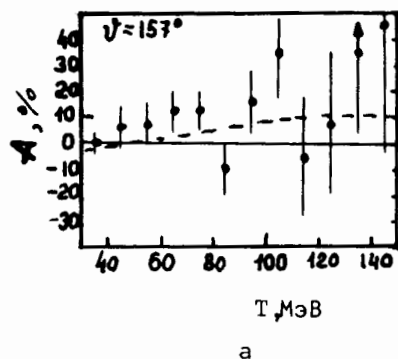
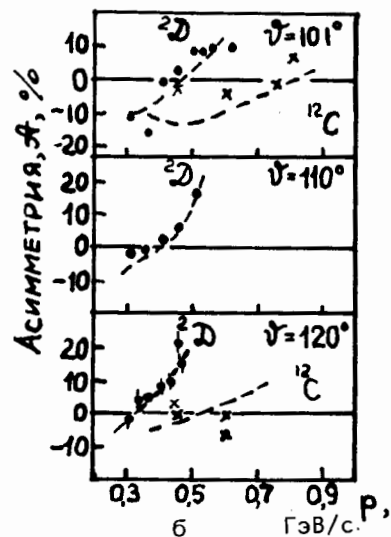


Рис.6. Экспериментальные зависимости асимметрии в процессе $p + {}^{12}C \rightarrow p + \dots$; начальная энергия 516 МэВ /а/ и в реакциях $p + {}^{12}C \rightarrow p + \dots$; $p + D \rightarrow p + \dots$ при 800 МэВ/б/.



3.4. Обзор экспериментальных данных по поляризациям адронов при высоких энергиях начальных частиц

В области более высоких начальных энергий ситуация менее определенная. Сводка полученных результатов приведена в табл.2. Некоторые из них более подробно представлены на рис.7-9.

Таблица 2

Год	Процесс	Начальная энергия или импульс	Исследуемая величина	Ссылка
1967	$p + A \rightarrow p + \dots$	2; 3,66 ГэВ	поляризация, $\theta = 137^\circ$ в л.с.	ИТЭФ ^{25/}
1980	$p + A \rightarrow p + \dots$	6÷8,5 ГэВ/с	усредненная поляризация, $\theta = 162^\circ$	" " ^{26/}
1978	$\pi^- + (C_3H_8) \rightarrow \Lambda + \dots$	2,9 ГэВ/с	поляризация Λ -гиперона, $\theta > 47^\circ$ в л.с.	" " ^{27/}
1980	$\pi^- + {}^{12}C \rightarrow p + \dots$	/1,5÷5/ ГэВ/с	поляризация, $\theta = 162^\circ$ в л.с.; A -зависимость	" " ^{28/}
1983	" "	1,5+ +0,015 ГэВ/с	A -зависимость, $\theta = 110^\circ, 135^\circ$	" " ^{28/}

3.5. Реакции, возбуждаемые протонами

Информация об инклюзивной поляризации протонов в этих реакциях бедна экспериментальными фактами. В самом деле, в ранней работе Д.Ю.Бажкова и др. ^{25/} сообщалось о значительной положительной поляризации протонов с импульсами $P_p = 550, 645$ МэВ/с, испущенных в К30 под углом 137° в л.с. /см. рис.7а/. Это, казалось бы, находится в соответствии с данными об этой величине при энергиях пучка $E < 1$ ГэВ. Однако позднее при $\approx 6,8$ ГэВ те же авторы получили противоположное по знаку значение, $\mathcal{P} = -0,17 \pm 0,09$, правда, усредненное по ядрам C , Si и Pb . Отражают ли эти два результата немонотонность в энергетической зависимости поляризации в интервале энергий /0,3÷8/ ГэВ или факт различия в экспериментальных условиях измерения одной и той же

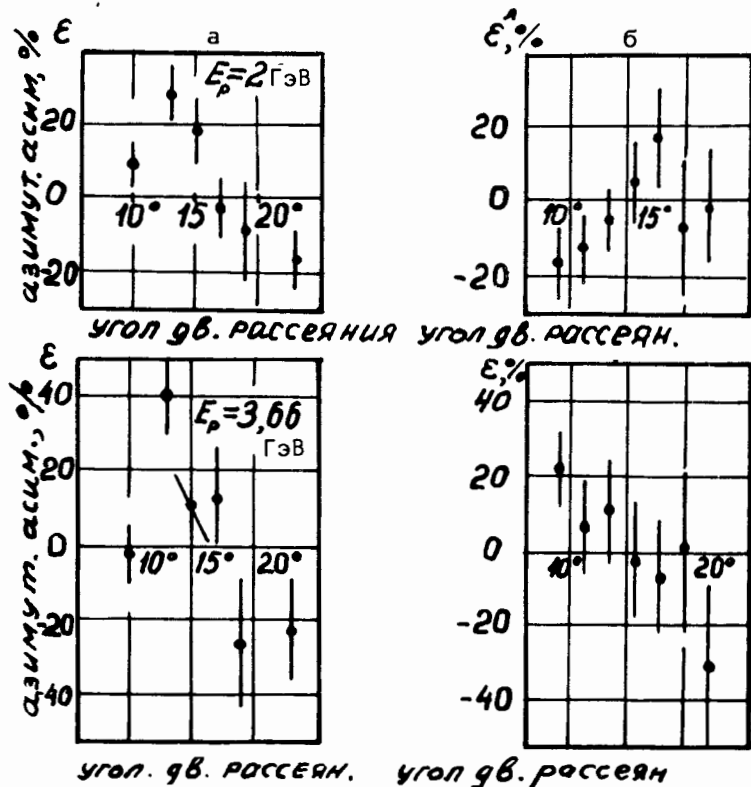


Рис.7. Зависимость поляризации быстрых протонов в процессе $p + A \rightarrow p + \dots$ при начальных энергиях пучка 2 и 3,66 ГэВ /а/ и ложные асимметрии рассеяния "вверх-вниз" /б/.

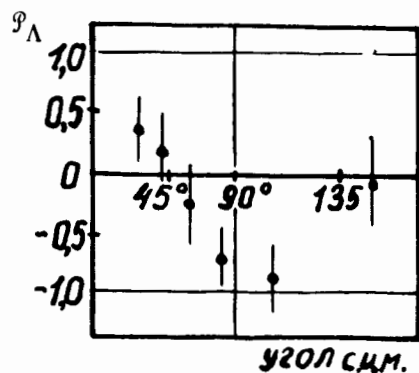


Рис.8. Угловая зависимость поляризации Λ -гиперонов, P_L , испущенных под углом $\theta > 47^\circ$ в реакции $\pi^- + C \rightarrow \Lambda + \dots$ при 2,9 ГэВ/с.

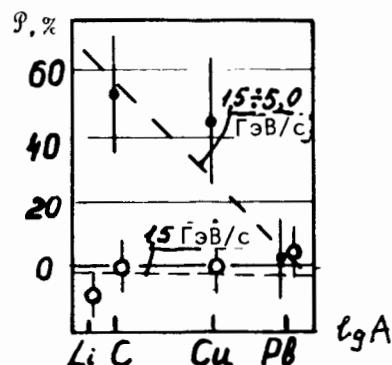
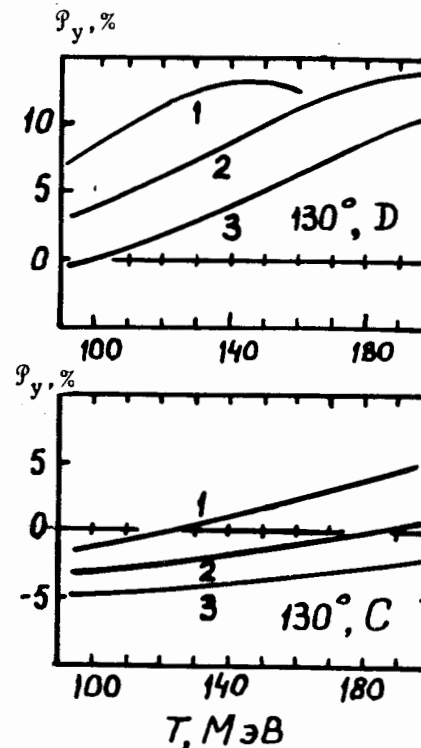


Рис.9. Зависимости поляризации кумулятивных адронов в процессе $\pi^- + A \rightarrow p + \dots$ при импульсах /1,5±5/ ГэВ/с и 1,500±0,015 ГэВ/с.



величины - при достигнутой точности опытных данных неясно. Вероятнее всего, налицо недостаточная точность измерений*. По этой причине интервал энергий /1-8/ ГэВ следовало бы исследовать более тщательно. В этой области энергий оценки, основанные на механизме /13,14/, предсказывают значения поляризации, не превышающие $\approx 15\%$ /см. рис.10/.

Рис.10. Оценки энергетической зависимости поляризации кумулятивных протонов при энергиях /2÷9/ ГэВ в процессах $p + d \rightarrow p + \dots$ и $p + {}^{12}C \rightarrow p + \dots$ согласно модели /13,14/; кривая 1 - энергия пучка 2 ГэВ; 2 - 5 ГэВ; 3 - 9 ГэВ.

3.6. Реакции, возбуждаемые пионами

Существуют указания на большую поляризацию кумулятивных Λ -частиц в процессе $\pi^- + {}^{12}C \rightarrow \Lambda(\theta > 47^\circ) + \dots$ /см./²⁷/, рис.8/. Согласно модели Ефремова /9/ эта поляризация P_L должна быть близкой к P_L Λ -гиперонов, образованных с большими поперечными импульсами на ядрах, и опыт, по-видимому, это подтверждает. Вследствие важности этого факта для флуктонной модели /4,9/ желательно существенно повысить точность измерения в процессе $\pi + A \rightarrow \Lambda + \dots$, которая до сих пор была основана лишь на 208 случаях наблюдения кумулятивных Λ -гиперонов /27/.

Наблюдавшаяся ранее /28/ большая поляризация протонов, достигавшая $\approx 50\%$ в процессе $\pi^- + A \rightarrow p + \dots$ /см. рис.9/, исследованном на широкоэнергетическом пучке /1,5±5/ ГэВ/с, не подтвержде-

* Как известно из практики поляризационных измерений, одним из необходимых условий корректности измерения нормальных компонент поляризации является контроль за равенством нулю левых ложных асимметрий. В /25/ такой контроль был заменен измерениями ложных асимметрий "вверх-вниз" /см. рис.76/.

на последними измерениями при фиксированном начальном импульсе 1,5 ГэВ/с^{28/}. Так, согласно этим последним данным на опыте не удалось обнаружить факта резкой импульсной, а также А-зависимостей поляризации у кумулятивных протонов при импульсе 1,5 ГэВ/с.

3.7. Выводы

Все это позволяет заключить, что экспериментальная ситуация с измерениями поляризации кумулятивных адронов при энергиях $E > 1$ ГэВ весьма неопределенна.

Возможно, что исследованная область энергий $1 \div 8$ ГэВ еще не является "скейлинговой" и нет оснований ожидать независимости поляризации от энергий и сортов налетающих частиц и мишеней. В этом случае следовало бы продолжить исследования в области более высоких энергий, скажем ≥ 10 ГэВ, доступных на синхрофазотроне ОИЯИ. Не исключено также, что действительные поляризации в уже исследованных процессах малы, $\sim 5 \div 10\%$, как это следует из моделей^{17/}, а достигнутые точности измерений пока недостаточны для проверки этого обстоятельства. Поэтому, на наш взгляд, следует при планировании будущих исследований существенно увеличить точность измерений \div в $3 \div 6$ раз по крайней мере/.

4. ВОЗМОЖНОСТИ ДОСТИЖЕНИЯ ДАЛЬНЕЙШЕГО ПРОГРЕССА В ИЗМЕРЕНИЯХ ПОЛЯРИЗАЦИИ /АСИММЕТРИИ/ КУМУЛЯТИВНЫХ ЧАСТИЦ

Каковы принципиальные возможности для существенного повышения точности измеряемых поляризации? Некоторые из них могут быть связаны со следующим:

1. Необходимы интенсивные первичные пучки протонов и других адронов высоких энергий с потоками не ниже 10^8 част./с.

2. Крайне желательно иметь ускоренные до высоких энергий поляризованные пучки протонов.

3. В известной мере альтернативными пунктам $1 \div 2$ были бы ускорение и вывод интенсивного дейтронного пучка с энергией $1 \div 10$ ГэВ и выше. Естественно, поляризованные дейтроны более предпочтительны.

4. Наконец, еще одна возможность измерения поляризации кумулятивных протонов /дейтронов/ может быть связана с измерением корреляционных функций пар тождественных частиц с близкими значениями по импульсу^{29/}. Попытка оценить этим способом поляризацию протонов в процессе $\pi + A \rightarrow p + p + \dots$ была проведена в работе^{30/}.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.М. Краткие сообщения по физике, 1971, № 1, с.35.
2. Лексин Г.А. Элементарные частицы, 1975, вып.2, с.5; Баюков Ю.Д. и др. Межд. семинар по глубоконеупругим и множественным процессам при высоких энергиях. ОИЯИ, Д1,2-7411, Дубна, 1973.
3. CERN Courier. Nov.1982, p.362; April 1983, p.90.
4. Ефремов А.В. ЯФ, 1976, 24, с.1208.
5. Ефремов А.В. ЭЧАЯ, 1977, т.8, вып.3, с.429; Стрикман М.И., Франкфурт Л.Л. ЭЧАЯ, 1980, т.11, вып.3, с.571.
6. Блохинцев Д.И. ЖЭТФ, 1957, т.33, с.1295.
7. Балдин А.М. ЭЧАЯ, 1977, т.8, вып.3, с.429.
8. Лексин Г.А. ЖЭТФ, 1957, 32, с.445; Ажгирей Л.С. и др. ЖЭТФ, 1957, 33, с.1185.
9. Ефремов А.В. ЯФ, 1978, 28, с.166.
10. Frankfurt L.L., Strikman M.I. Phys.Lett., 1977, B69, p.93; ЯФ, 1979, 29, с.490.
11. Heidman F. Phys.Rev., 1950, 80, p.171; Levinger L.S. Phys.Rev., 1951, 84, p.43.
12. Polvado R.D. et al. Phys.Rev.Lett., 1979, 42, p.1325.
13. Amado R.D., Woloshyn R.M. Phys.Rev.Lett., 1977, C16, p.1680.
14. Зулькарнеев Р.Я., Кутуев Р.Х. ОИЯИ, P1-83-402, Дубна, 1983.
15. Kopeliovich B.Z., Niedermeier F. Phys.Lett., 1982, B117, p.101.
16. Калинин Б.Н. и др. ОИЯИ. P2-10783. P2-10784. P2-10785. Дубна, 1977.
17. Горенштейн М.И. и др. ЯФ, 1977, 26, с.4; Богатская И.Г. и др. Препринт ИТФ-77-86Е, Киев, 1977.
18. а/ Копелиович В.Б. Письма в ЖЭТФ, 1975, 21, с.88; ЯФ, 1977, 26, с.168; б/ Wolfenstein J.L., Ashkin J. Phys.Rev., 1952, 85, p.947
19. Kallne J. et al. Phys.Lett., 1978, B74, p.170.
20. Зулькарнеев Р.Я. и др. ОИЯИ, P1-12906, Дубна, 1979; P1-83-295, Дубна, 1983.
21. Зулькарнеев Р.Я. и др. ОИЯИ, P1-83-402, Дубна, 1983.
22. Frankel S. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, 41, p.148.
23. Белостоцкий С.Л. и др. Препринт ЛИЯФ №807, Л., 1982.
24. Власов Н.В. и др. ОИЯИ, P1-9759, Дубна, 1976.
25. Баюков Ю.Д. и др. ЯФ, 1967, № 5, с.337.
26. Бургов Н.А. и др. ЖЭТФ, 1980, 31, с.700.
27. Воробьев И.И. и др. Письма в ЖЭТФ, 1975, 22, с.390.
28. Бургов Н.А. и др. Препринт ИТЭФ № 7, М., 1983.
29. Lednický R., Lyuboshitz V.J. JINR, E2-81-453, Dubna, 1983.
30. Дегтяренко П.В. и др. Препринт ИТЭФ №122, М., 1981.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 декабря 1983 года.

Зулькарнеев Р.Я., Кутуев Р.Х.

1-83-860

Спиновые эффекты в процессах испускания кумулятивных частиц

Приведен анализ основных теоретических моделей и экспериментальных результатов по описанию и измерению поляризации /асимметрии/ адронов, испускаемых в КЗ0 на ядрах. Анализ опубликованных в литературе данных по измерению инклюзивных поляризаций и асимметрий протонов, а также предсказаний для этих величин на основе теоретических моделей механизма выбивания частиц в КЗ0 показал, что в области начальных энергий соударения до 1 ГэВ спиновые эффекты в ядерных процессах с частицами, испущенными в КЗ0, достаточно хорошо описываются моделями Амадо-Волошина с учетом вторичных эффектов перерассеяния. Данные для области более высоких энергий скудны и противоречивы и нуждаются в дальнейших /в 3-6 раз/ уточнениях. Обращается внимание на необходимость проведения опытов с более интенсивными первичными пучками частиц.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Zulkarneev R.Ya., Kutuev R.Ch.

1-83-860

Spin Effects in the Cumulative Particle Emission Processes

Review of basic theoretical models and experimental data on description and measuring of polarization (asymmetry) of hadrons emitted from nuclei into kinematically forbidden region is made. The analysis has shown that an experimental spin effects in such reactions demonstrate the validity of Amado-Woloshyn's type models at energies up to 1 GeV. Experimental data are contradictory and poor at higher energies. Experiments with a higher intensity of beams are needed in order to make data more precise (up to 6 times) at $E > 1$ GeV. The necessity to perform experiments with more intense particle primary beams is pointed to.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983