

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Б-289

P1-88-45

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДОЛИ
МНОГОКРАТНЫХ ПРОЦЕССОВ
В dd -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 12 ГэВ/с

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1988

Б.В.Батюня, И.В.Богуславский, Д.Брунцко, В.Врба, И.М.Граменицкий,
Р.Ледницки, К.С.Медведь, В.В.Ужинский, С.Ю.Шамаков
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

К.Кока, Т.Понта
Центральный институт физики, Бухарест

Н.М.Агабабян, Н.Б.Дашьян, А.Р.Канецян, З.А.Киракосян
Ереванский физический институт, Ереван

Л.К.Гладилин, О.В.Гришина, Р.К.Дементьев, Е.М.Лейкин, Н.П.Ново-
кшанов, Н.А.Пождаева, Л.А.Тихонова
Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

А.Г.Пузырный
Куйбышевский государственный университет

В.Ф.Андреев, П.С.Баранов, С.В.Левонян
Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР, Москва

П.Муринь
Институт экспериментальной физики САН, Кошице

З.Златанов, Х.Каназирски
Высший химико-технологический институт, София

Г.О.Кураташвили, Т.П.Топурия
Институт физики высоких энергий Тбилисского государственного
университета, Тбилиси

И.Геринек, М.Локайчек, П.Староба, В.Шимаек
Институт физики Чехословацкой академии наук, Прага

Р.Лейтнер, М.Сук
Ядерный центр Карлова университета, Прага

ВВЕДЕНИЕ

Исследованию адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий при высоких энергиях в последнее время уделяется все большее внимание. Это связано прежде всего с поиском эффектов многонуклонных взаимодействий, коллективных свойств ядерной материи, с изучением особенностей адрон-ядерных и ядро-ядерных соударений, в которых проявляются кварковые степени свободы. Исследования подобного рода эффектов в случае соударений наиболее легких ядер обладают преимуществом относительной простоты взаимодействующих систем нуклонов.

В настоящей работе двумя независимыми способами определяется доля многократных процессов dd -взаимодействий, в которых участвуют более двух нуклонов. Первый способ основан на прямом выделении однократных взаимодействий по наличию быстрого протона-спектатора (в лабораторной системе координат — л.с.к.). При этом для определения числа фоновых событий использовались результаты монте-карловского моделирования ядро-ядерных взаимодействий в рамках глауберовского подхода. Во втором способе доля многократных процессов определяется путем сравнения средней множественности заряженных частиц dd -взаимодействий с величиной средней множественности, полученной из известных данных по NN -взаимодействиям.

Экспериментальная методика выделения событий с быстрым протоном-спектатором (в л.с.к.) рассмотрена в разделе 1. В разделе 2 описана схема монте-карловского моделирования. В разделе 3 определяется доля многократных процессов и приводятся характеристики распределения по множественности для взаимодействий дейтронов с дейтронами. В заключении сформулированы основные выводы работы.

1. ВЫДЕЛЕНИЕ СОБЫТИЙ С БЫСТРЫМ ПРОТОНОМ-СПЕКТАТОРОМ

Определить долю многократных процессов можно, выделяя из полного числа событий однократные взаимодействия, характеризующиеся наличием нуклонов-спектаторов, которые согласно представлению Глаубера не претерпели неупругих столкновений в процессе взаимодействия ядер. На рис. 1 схематически изображены процессы всевозможных кратностей (1,2,3,4) при взаимодействии дейтрона с дейтроном. Сплошные линии обозначают неупругие взаимодействия нукло-

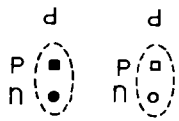
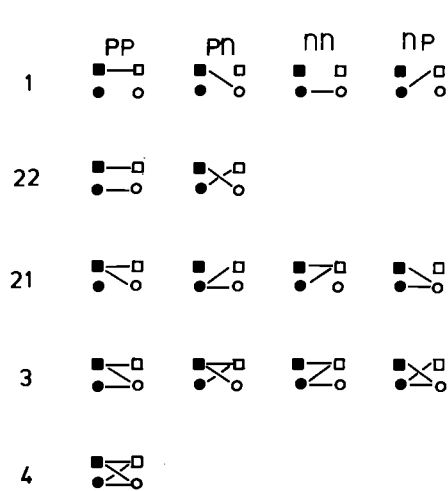


Рис. 1. Схематическое изображение отдельных неупругих вкладов в неупругое dd-взаимодействие.



нов (их число равно кратности процесса). Несвязанные линией нуклоны, то есть нуклоны-спектаторы, представляют либо квазисвободные нуклоны с импульсным распределением, обусловленным волновой функцией дейтрона, либо нуклоны, претерпевшие упругие перерасеяния. Как видно из рис. 1, в однократных процессах образуются два нуклона-спектатора — один быстрый, а другой медленный (в л.с.к.). Методика пузырьковой камеры позволяет наиболее достоверно определить полное число быстрых протонов-спектаторов и тем самым согласно

рис. 1 выделить половину однократных взаимодействий и одну четверть взаимодействий типа (21). Таким методом можно определить сумму сечений многократных процессов (21, 22, 3, 4 на рис. 1), которая включает лишь половину сечения процессов (21), поскольку $\sigma_{dd}^{in} = 2(0,5\sigma_1 + 0,25\sigma_{21}) + 0,5\sigma_{21} + \sigma_{22} + \sigma_3 + \sigma_4$. Дейтрон-дейтронные взаимодействия с быстрыми положительными частицами, имеющими импульсы и углы, характерные для нуклонов-спектаторов, выделялись при просмотре фотографий, полученных при облучении жидководородной пузырьковой камеры "Людмила" с внутренней трекочувствительной дейтериевой мишенью^{1/} сепарированным пучком дейтронов с импульсом 12,2 ГэВ/с. Методические особенности просмотра обсуждаются в работе^{2/}. Быстрые протоны-спектаторы отбирались с помощью шаблона, позволяющего выделить частицы в следующем интервале импульсов и углов (в л.с.к.): $4,8 \text{ ГэВ/с} < p < 7,4 \text{ ГэВ/с}$ и $|\theta| \leq 2,5^\circ$. По этим критериям отбора можно выделить практически все протоны-спектаторы, не испытавшие взаимодействия, то есть с кинематическими характеристиками, отвечающими волновой функции дейтрона. Всего было просмотрено ~38000 стереокадров и отобрано ~13000 таких взаимодействий. Для проверки отбора событий по шаблону было сделано измерение на полуавтоматах ~1000 событий. На рис. 2 приведено распределение быстрых частиц по модулю импульса в л.с.к. Из рисунка видно, что распределение имеет характерный для спектаторов пик при 6,1 ГэВ/с, при этом в область импульсов,

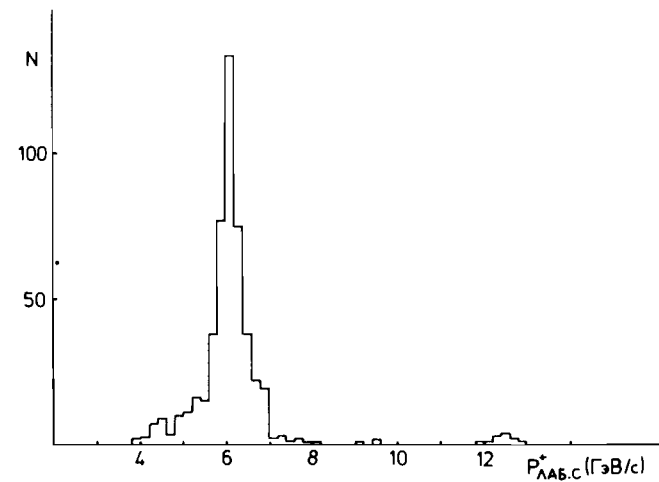


Рис. 2. Распределение по модулю импульса быстрых положительных частиц в л.с.к., отобранных по шаблону.

ограниченную шаблоном, попадает ~97% частиц. Для более точной проверки критериев отбора спектаторов на рис. 3 показано распределение частиц по модулю импульса в антилабораторной системе координат, которое в первом приближении полезно сравнить с теоретическим распределением, полученным с помощью волновой функции Хюльтена^{3/}, показанной на рис. 3 пунктирной кривой. Видно, что в области $p_{лаб.с.} \geq 0,2 \text{ ГэВ/с}$ наблюдается значительное различие экспериментального и теоретического распределений*. Это может быть обусловлено присутствием среди отобранных протонов продуктов квазиупругого pN- или pd-рассеяния. Кроме того, как отмечалось выше, протоны-спектаторы могут испытывать упругое перерасеяние. Наконец, в указанные интервалы по импульсам и углам может попасть некоторая доля быстрых частиц, образующихся в результате неупругих взаимодействий. Для определения вкладов этих процессов были сгенерированы dd-взаимодействия при 12,2 ГэВ/с по модели, описанной в следующем разделе.

* Нормировка осуществлялась на значение $p_{лаб.с.} = 70 \text{ МэВ/с}$.

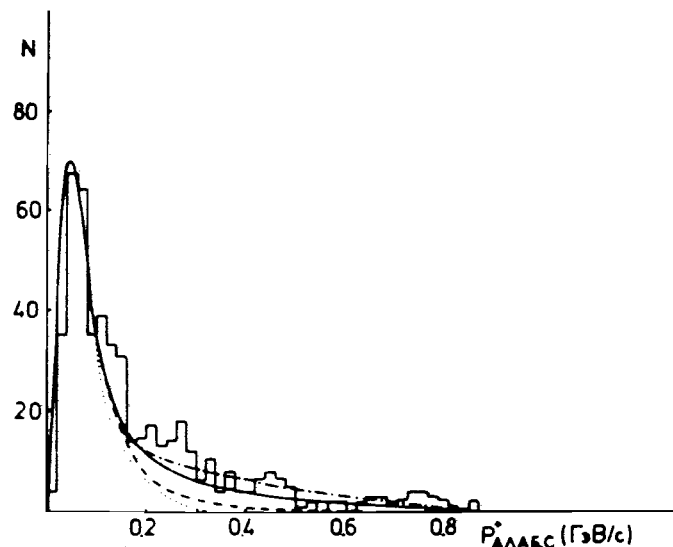


Рис. 3. Распределение по модулю импульса быстрых протонов в антилабораторной системе координат. Пунктирная кривая — теоретическое распределение, рассчитанное на основании волновой функции Хюльгена, штриховая — модельное распределение протонов-спектров с учетом упругих перерассеяний, сплошная и штрихпунктирная кривые демонстрируют соответственно вклад протонов, образующихся в квазиупругих взаимодействиях, и быстрых частиц из неупругих взаимодействий.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ НА ОСНОВЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ ГЛАУБЕРА МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

Модель, использованная для генерации dd -взаимодействий, является модификацией модели "каскада лидирующего адрона", описанной в работе^{4/}. Как и в первоначальном варианте модели, ядро-ядерное взаимодействие представляется каскадом, кратность которого определяется на основе представлений Глаубера. При этом в каскаде принимают участие как нуклоны ядра, так и наиболее энергичные (лидирующие) вторичные нуклоны или Δ -изобары.

Модификация модели заключается в учете наряду с неупругими взаимодействиями упругого рассеяния нуклонов и Δ -изобар, что позволило определить характеристики нуклонов-спектров и нуклонов, образующихся в квазиупругих взаимодействиях. Кроме того, учтено ферми-движение нуклонов в дейтроне, которое моделировалось в соответствии с волновой функцией Хюльгена. Взаимодействия частиц

в каскаде рассматриваются как реальные, то есть с нормальными сечениями и с выполнением закона сохранения энергии-импульса. Выражение для сечения взаимодействия ядер с массовыми числами A и B бралось в виде

$$d\sigma_{AB} = \sum_M \sigma_M (\gamma + \gamma^*) \sum_{M' C M} \Phi_{M, M'}^{AB}, \quad (1)$$

где

$$\Phi_{M, M'}^{AB} = \left[\prod_{(i, j) \in M'} \frac{1}{\sigma_{NN}^{tot}} \left(\frac{d^2 \sigma}{d^2 q_{Tij}} \right)_{NN}^{el} \frac{d^2 q_{Tij}}{d^2 q_{Tij}} \right] \times \\ \times \left[\prod_{(i, j) \in M - M'} \frac{1}{\sigma_{NN}^{tot}} \left(E_{ij} \frac{d^3 \sigma}{d^3 k_{ij}} \right)_{NN}^{in} \frac{d^3 k_{ij}}{E_{ij}} \right]. \quad (2)$$

В выражениях (1) и (2) σ_M — глауберовское сечение M -кратного процесса (M — сумма числа упругих и неупругих взаимодействий); γ — амплитуда упругого нуклон-нуклонного рассеяния в представлении прицельного параметра, γ^* — комплексно-сопряженная амплитуда; M' — доля упругих перерассеяний; σ_{NN}^{tot} — полное нуклон-нуклонное сечение.

Величины σ_M определялись из выражения, полученного в работе^{5/} и строго обоснованного для адрон-ядерного взаимодействия. В случае ядро-ядерных взаимодействий такое строгое обоснование отсутствует, и использование этого выражения является некоторым приближением. Первый и второй множители выражения (2) (в квадратных скобках) описывают соответственно упругие и неупругие процессы в разыгрываемом каскаде. При моделировании M' упругих перерассеяний не делалось различия между нуклонами и Δ -изобарами и, как и для γ -амплитуд, принималась одноэкспоненциальная параметризация амплитуды с параметрами, приведенными в работе^{2/}. Неупругие взаимодействия, число которых составляет $M - M'$, разыгрывались методом Монте-Карло по модели Николаева-Левченко^{6/}.

Отметим, что величина $M - M'$ определяет кратность ядро-ядерного взаимодействия в представлении для dd -взаимодействий, изображенном на рис. 1. Процесс с образованием четырех нуклонов-спектров, для которого $M = M'$, относится к квазиупругим. Таким образом, описываемая модель позволяет смоделировать почти полную картину дейтрон-дейтронных взаимодействий, за исключением упругого ($dd \rightarrow dd$) и квазиупругого рассеяния ($dd \rightarrow dnp$, $dd \rightarrow pnd$). Для определения распределения по импульсам быстрых протонов, образующихся в квазиупругих каналах $dd \rightarrow pnd$ и $dd \rightarrow pnpn$, число квазиупругих процессов (типа $dd \rightarrow pnpn$), генерируемых в модели, нормировалось на суммарное сечение обоих каналов (σ_{scatt}), определенное в рамках представления Глаубера в работе^{2/} и приведенное в табл. 1. В табл. 1

Таблица 1

Расчетные значения сечения квазиупругого канала ($dd \rightarrow dpn$, $dd \rightarrow pnpn$) (σ_{scatt}), полного неупругого dd -сечения и неупругих сечений разной кратности (см. рис. 1)

σ_1 (мб)	σ_{21} (мб)	σ_{22} (мб)	σ_3 (мб)	σ_4 (мб)	σ_{in} (мб)	σ_{scatt} (мб)
$84,5 \pm 1,5$	$11,0 \pm 1,0$	$2,0 \pm 0,2$	$1,2 \pm 0,3$	$0,15 \pm 0,03$	$98,8 \pm 2,4$	$24,8 \pm 1,1$

приведены также расчетные значения неупругого dd -сечения при 12,2 ГэВ/с и сечения процессов различных кратностей. Параметризация формфактора дейтрона, используемая для глауберовских расчетов, обсуждается в работе ^{2/}.

3. ДОЛЯ МНОГОКРАТНЫХ ПРОЦЕССОВ

3.1. Распределение по импульсам быстрых протонов-спектраторов с учетом упругих перерассеяний, полученное по модели методом Монте-Карло, показано на рис. 3 штриховой кривой. Видно, что соответствующая кривая проходит несколько выше полученной из волновой функции Хюльтена в области $p_{\text{наб.с.}} \geq 0,2$ ГэВ/с, но по-прежнему значительно ниже экспериментальных значений. Вклады в распределение фоновых частиц — быстрых протонов, образующихся в квазиупругих взаимодействиях, и быстрых частиц из неупругих взаимодействий показаны на рис. 3 соответственно сплошной и штрихпунктирной кривыми. Быстрые частицы отбирались в кинематическом интервале, ограниченном шаблоном* (раздел 1). Видно, что учет быстрых фоновых частиц объясняет отличие теоретического распределения протонов-спектраторов от экспериментального распределения. Суммарное теоретическое сечение для частиц, попавших в кинематические пределы шаблона, составило $(61,3 \pm 1,0)$ мб. Для получения аналогичного экспериментального сечения учитывались потери событий, описанные в работе ^{2/}, где была определена также нормировка событий на видимое сечение. Полученное таким образом значение $(60,6 \pm 1,2)$ мб совпадает с теоретическим. Учет определенного указанным образом вклада фоновых частиц позволил вычислить суммарное сечение (см. раздел 1) $\sigma_1 + 0,5 \sigma_{21} = (88,8 \pm 1,8)$ мб и, соответственно, долю многократных процессов:

$$(0,5 \sigma_{21} + \sigma_{22} + \sigma_3 + \sigma_4) / \sigma_{\text{in}} = (\sigma_{\text{in}} - \sigma_1 - 0,5 \sigma_{21}) / \sigma_{\text{in}} = (10,1 \pm 2,8) \% .$$

3.2. Долю многократных процессов можно также грубо оценить, сравнивая средние множественности частиц, образующихся в dd - и NN -взаимодействиях. Для этого предположим, что средние множественности свободных и квазисвободных NN -взаимодействий (в дейтроне) одинаковы, а средние множественности многократных процессов вдвое выше из-за преобладания двухкратных взаимодействий (табл. 1). Далее запишем соотношение

$$\langle n_{\text{ch}} \rangle_{\text{dd}} = (1 - \delta) \langle n_{\text{ch}} \rangle_{\text{dd}_1} + \delta \langle n_{\text{ch}} \rangle_{\text{M}}, \quad (3)$$

где $\langle n_{\text{ch}} \rangle_{\text{dd}}$ — средняя множественность заряженных частиц в неупругих dd -взаимодействиях, $\langle n_{\text{ch}} \rangle_{\text{dd}_1}$ — средняя множественность однократных взаимодействий, $\langle n_{\text{ch}} \rangle_{\text{M}}$ и δ — соответственно средняя множественность и доля многократных взаимодействий. Для dd -соударений при 12,2 ГэВ/с значения $\langle n_{\text{ch}} \rangle_{\text{dd}}$ и $\langle n_{\text{ch}} \rangle_{\text{dd}_1}$ приведены в табл. 2. Первая из этих величин была определена в работе ^{2/}, а вторая получена из данных по NN -взаимодействиям при 6,1 ГэВ/с ^{7-9/} с учетом протона-спектратора. Тогда из выражения (3) при условии, что $\langle n_{\text{ch}} \rangle_{\text{M}} \approx 2 \langle n_{\text{ch}} \rangle_{\text{NN}}$, получаем долю многократных процессов $\delta \approx 14\%$. Заметим, что эта величина должна быть несколько больше полученной в разделе 3.1, поскольку полностью включает сечение σ_{21} . С другой стороны, она содержит большую неопределенность, ибо основана на предполагаемой величине $\langle n_{\text{ch}} \rangle_{\text{M}}$. Теоретическая оценка этой доли, полученная из сечений, приведенных в табл. 1, равна $(14,5 \pm 1,1)\%$. В табл. 2 приведены также дисперсия D распределений по множественности, отношение $\langle n_{\text{ch}} \rangle / D$ и корреляционная функция f_2^{--} для dd - и dd_1 -взаимодействий. Видно, что при росте средней множественности многократных процессов дисперсия D остается практически неизменной. Это может указывать на более узкое KNO -распределение для многократных процессов. Однако, как видно на рис. 4, различие KNO -распределений, соответствующих dd - и dd_1 -соударениям, оказывается практически несущественным.

Таблица 2

Характеристики распределений по множественности неупругих dd - и однократных dd_1 -процессов

	$\langle n_{\text{ch}} \rangle$	D	$\langle n_{\text{ch}} \rangle / D$	f_2^{--}
dd_{in}	$3,60 \pm 0,03$	$1,35 \pm 0,02$	$2,67 \pm 0,04$	$-0,35 \pm 0,02$
dd_1	$3,40 \pm 0,04$	$1,37 \pm 0,03$	$2,49 \pm 0,04$	$-0,23 \pm 0,02$

* Отметим, что за кинематическую область, выделяемую шаблоном, попадает менее одного процента быстрых протонов, образующихся в квазиупругих взаимодействиях.

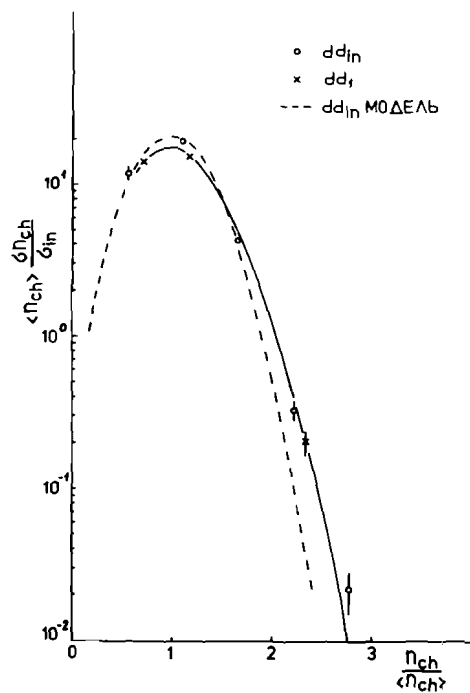


Рис. 4. KNO-распределения; кружки – неупругие dd -взаимодействия, крестики и сплошная кривая – однократные процессы с учетом наличия заряженных спектаторов. Штриховая кривая – модельный расчет.

На рис. 4 приведено также KNO-распределение для dd -столкновений, полученное по модели Монте-Карло генерации ядро-ядерных взаимодействий (см. раздел 2). Видно, что теоретическая кривая (пунктир) несколько уже экспериментальной. Одна из причин такого расхождения может быть обусловлена использованием модели Николаева-Левченко ^{6/}, в которой предполагается одинаковое KNO-распределение для всех типов NN-столкновений, что, как следует из работы ^{7/}, неверно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты работы следующие:

1. Показано, что импульсные спектры быстрых положительных частиц (в л.с.к.) в кинематической области нуклона-спектатора хорошо описываются моделью Монте-Карло генерации в рамках представлений Глаубера.

2. На основании полученных в модели импульсных распределений протонов-спектаторов и спектатороподобных фоновых частиц определена доля многократных процессов в dd -взаимодействиях.

3. Доля многократных процессов определена также из сравнения средних множественностей заряженных частиц в dd - и NN -взаимодействиях. Величина этой доли соответствует найденной по числу протонов-спектаторов.

Авторы выражают благодарность группам лаборантов в лабораториях сотрудничества за большую работу по просмотру снимков и измерению дейтрон-дейтронных взаимодействий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сазонов С.Г., Толмачев В.Т. ОИЯИ, 13-80-403, Дубна, 1980; Богомолов Н.В. и др. ОИЯИ, 13-84-582, Дубна, 1984.
2. Батюня Б.В. и др. ОИЯИ, P1-87-340, Дубна, 1987.
3. Hulten L., Sugawara M. – In.: Structure of Atomic Nuclei, Encyklopedia of Physics, Springer Verlag, 1957, vol. 39.
4. Задорожный А.М. и др. ОИЯИ, P2-86-361, Дубна, 1986.
5. Kofoed-Hansen O. – NP, 1973, B54, p.42.
6. Левченко Б.Б., Николаев Н.Н. – ЯФ, 1982, т.36, с.453.
7. Vatuynya V.V. et al. – Czech.J. of Phys., 1986, B36, p.1273.
8. Батюня Б.В. и др. ОИЯИ, P1-86-839, Дубна, 1986.
9. Compilation of $p \pm p$ Cress Sections, CERN-HERA, 84-03, 1984.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 января 1988 года.