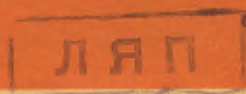


A-341

4890/4-77



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



1 - 10842

Л.С.Ажгирей, И.К.Взоров, В.Н.Жмыров, В.В.Иванов,
М.А.Игнатенко, А.С.Кузнецов, М.Г.Мещеряков,
С.В.Разин, Г.Д.Столетов

ИНКЛЮЗИВНЫЕ СПЕКТРЫ БЫСТРЫХ ДЕЙТРОНОВ
И ПРОТОНОВ ОТ СОУДАРЕНИЙ ДЕЙТРОНОВ
С ИМПУЛЬСОМ 6,3 ГэВ/с С ЯДРАМИ ВОДОРОДА,
ДЕЙТЕРИЯ, УГЛЕРОДА, АЛЮМИНИЯ И ВИСМУТА

1977

1 - 10842

Л.С.Ажгирей, И.К.Взоров, В.Н.Жмыров, В.В.Иванов,
М.А.Игнатенко, А.С.Кузнецов, М.Г.Мещеряков,
С.В.Разин, Г.Д.Столетов

**ИСКЛЮЗИВНЫЕ СПЕКТРЫ БЫСТРЫХ ДЕЙТРОНОВ
И ПРОТОНОВ ОТ СОУДАРЕНИЙ ДЕЙТРОНОВ
С ИМПУЛЬСОМ 6,3 ГэВ/с С ЯДРАМИ ВОДОРОДА,
ДЕЙТЕРИЯ, УГЛЕРОДА, АЛЮМИНИЯ И ВИСМУТА**

Направлено в ЯФ

Ажгирей Л.С. и др.

I - 10842

Инклюзивные спектры быстрых дейтронов и протонов от соударений дейтронов с импульсом 6,3 ГэВ/с с ядрами водорода, дейтерия, углерода, алюминия и висмута

Исследованы импульсные спектры протонов и дейтронов в интервалах 2,6+3,6 ГэВ/с и 4,6+6,5 ГэВ/с, испущенных в соударениях дейтронов с импульсом 6,3 ГэВ/с с ядрами Н, D, C, Al и Bi под углом 103 мрад в лабораторной системе. Измерения проведены на синхрофазотроне ОИЯИ с помощью одноплечевого магнитного спектрометра с проволочными искровыми камерами ($\Delta p/p = \pm 0,25\%$) на линии с ЭВМ.

Все измеренные спектры протонов имеют максимум при $\sim 3,1$ ГэВ/с и полную ширину на полувысоте 280-300 МэВ/с. Эти спектры удовлетворительно воспроизводятся в рамках модели многократного дифракционного рассеяния нуклонов. Их форма в основном определяется импульсным распределением нуклонов в дейтроне, лоренцевски уширенным при переходе из системы покоя дейтрона в лаб. систему.

Характер высокоимпульсных частей спектров вторичных дейтронов свидетельствует о важной роли многократных нуклон-нуклонных рассеяний в ядерных взаимодействиях релятивистских дейтронов при передачах импульса $|t| \sim 0,4$ (ГэВ/с)². Во всех измеренных спектрах вплоть до 2,6 ГэВ/с наблюдаются непрерывные распределения вторичных дейтронов, источником которых являются протекающие без развала дейтронов процессы образования π -мезонов и расщепления ядер.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

© 1977 Объединенный институт ядерных исследований Дубна

1. Введение

Изучение процессов, протекающих при соударениях релятивистских дейтронов с ядрами, является важным источником информации о внутренней структуре сложных ядерных систем и механизме их взаимодействия. До недавнего времени исследования в этой области состояли преимущественно в измерении под углами, близкими к 0° , выходов протонов и нейтронов от стриппинга и когерентной дифракционной диссоциации дейтронов^{/1-3/}. Анализ результатов^{/1/} показал, что для тяжелых ядер существует также вклад кулоновской диссоциации дейтронов^{/4/}. По сравнению с этими процессами вклад некогерентной дифракционной диссоциации дейтронов на ядрах в выходы протонов и нейтронов, выпускаемых вперед, судя по всему, невелик.

Другой подход к исследованию ядерных взаимодействий релятивистских дейтронов состоит в измерении под фиксированными углами импульсных спектров вторичных частиц, образовавшихся в этих взаимодействиях. Таким методом исследовались процессы испускания p , d , ^3H , ^3He под углами $4,6^\circ$, $7,4^\circ$ и $10,3^\circ$ во взаимодействиях дейтронов с протонами при $2,95$ ГэВ/с^{/5-7/}. Недавно стали известны также результаты измерений под углом $2,5^\circ$ при $3,5$ и $5,8$ ГэВ/с спектров протонов от фрагментации дейтронов на ядрах Be, C, Si и Pb и спектров дейтронов, рассеянных на тех же ядрах^{/8/}. Результаты исследования процесса $d p \rightarrow p X$, полученные в^{/7/}, а также выполненное при $3,3$ ГэВ/с изучение реакции $d p \rightarrow p p n$ в жидководородной пузырьковой камере^{/9/} дали указания на некоторый избыток нуклонов

с высокими импульсами в процессах развала дейтронов на протонах.

Описываемые ниже эксперименты были предприняты с целью изучения структуры инклюзивных спектров протонов и дейтронов в процессах



и



при начальном импульсе дейтрона $6,3 \text{ ГэВ/с}$ в широком диапазоне изменения массового числа A ядра-мишени. Угол наблюдения, выбранный равным 103 мрад , находился за пределами как конуса, в котором сосредоточена подавляющая часть протонов-спектаторов, испущенных в результате стриппинга и когерентной дифракционной диссоциации дейтронов, так и дифракционного конуса упругого dd -рассеяния. В этих условиях можно было надеяться, во-первых, обнаружить испускание протонов-продуктов взаимодействия нуклонов дейтрона с ядром, и, во-вторых, выявить в dd -соударениях эффекты многократного NN -рассеяния, ранее наблюдавшиеся при значительно больших импульсах в pd -соударениях ^{10,11/}.

Предварительные результаты измерений при $6,3 \text{ ГэВ/с}$ высокоимпульсных частей спектров вторичных дейтронов от dp - , dd - и dC -соударений были описаны ранее ^{12/}.

2. Эксперимент

Принципиальная схема эксперимента показана на рис. 1.

2.1. Первичный пучок дейтронов и мишени. Использовался пучок дейтронов с импульсом $6,3 \text{ ГэВ/с}$, выведенный из синхрофазотрона ОИЯИ. Ин-

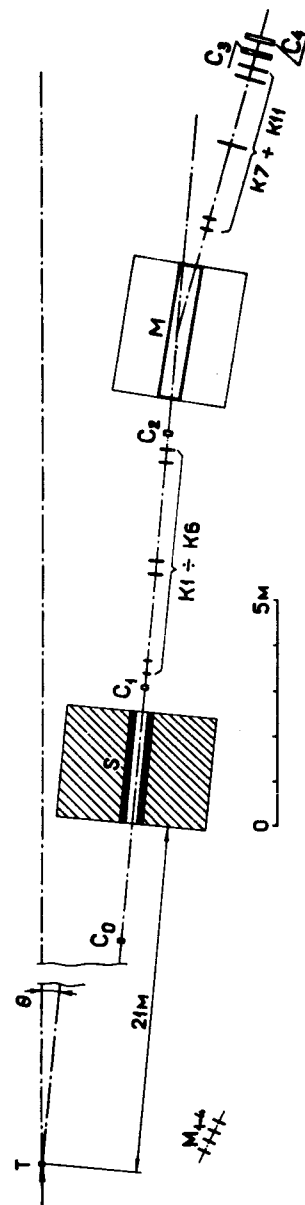


Рис. 1. Схема эксперимента. Т - мишень, S - защита, М - анализирующий магнит, C_0, \dots, C_4 - синциллиационные счетчики, K_1, \dots, K_{11} - двухкоординатные проводочные искровые камеры, M_{1-4} - монитор.

тенсивность пучка составляла $0,5-5 \cdot 10^9$ дейтронов за цикл длительностью ~ 300 мс при частоте ~ 6 циклов в минуту. Абсолютное мониторирование пучка дейтронов производилось посредством измерения наведенной активности ядер ^{24}Na в тонких алюминиевых фольгах, облученных в месте расположения мишени. В предположении, что сечение реакции $^{27}\text{Al}(d, 3p 2n) ^{24}\text{Na}$ на протяжении интервала от 3,8 до 6,3 ГэВ/с слабо зависит от импульса падающих дейтронов, величина этого сечения была принята равной $15,25 \pm 1,5 / \text{мб}^{13/}$.

Мишени из CH_2 , CD_2 , C , Al , Bi с помощью дистанционно управляемого устройства могли в соответствии с программой эксперимента попеременно устанавливаться в пучке дейтронов в начале спектрометрического тракта. Толщина мишеней выбиралась в пределах от 0,8 до 2 г/см² такой, чтобы свести к минимуму вклад макроскопического ядерного многократного рассеяния при приемлемой скорости регистрации событий.

Импульсные спектры протонов и дейтронов от dp - и dd -соударений находились путем вычитания спектров, полученных от эквивалентных по тормозным способностям мишеней из CH_2 , CD_2 и углерода.

2.2. Спектрометр и регистрирующая аппаратура. Вторичные протоны и дейтроны анализировались под углом 103 мрад одноплечевым магнитным спектрометром с импульсным разрешением $\Delta p / p = \pm 0,25\%$. Траектории частиц до и после магнита фиксировались двухкоординатными проволочными искровыми камерами K_1, \dots, K_{11} с памятью на ферритовых кольцах^{14/}. Аппаратура считывания и передачи в ЭВМ информации с искровых камер и других датчиков была описана ранее^{15/}. Триггером системы искровых камер являлся импульс совпадений сигналов от сцинтилляционных счетчиков S_1, \dots, S_4 . Входной счетчик S_1 был расположен на расстоянии 23 м от мишени и фиксировал угловую расходимость выделяемого вторичного пучка величиной $\pm 1,7$ мрад.

Экспериментальная информация /в типичных условиях регистрировалось около 30 событий за цикл/, поступив-

шая через аппаратуру связи^{16,17/} в ЭВМ БЭСМ-4, записывалась на магнитные ленты и подвергалась предварительной обработке в ходе эксперимента^{18/}. Окончательная обработка данных, с использованием всех критериев отбора событий, производилась на ЭВМ CDC-6400.

Измерения проводились в неизменных геометрических условиях при двух значениях магнитной индукции в центре зазора магнита спектрометра. По данным, полученным при $\sim 0,8$ Т, были построены спектры протонов и дейтронов в интервале импульсов $2,6 \div 3,6$ ГэВ/с; данные, полученные при $\sim 1,5$ Т, были использованы для построения спектра дейтронов в интервале $4,5 \div 6,5$ ГэВ/с. На протяжении большей части обоих интервалов геометрическая эффективность спектрометра была постоянной и равной 100%, и лишь около границ интервалов она спадала до $\sim 60\%$.

При измерении спектров в интервале импульсов от 2,6 до 3,6 ГэВ/с протоны четко отделялись от дейтронов посредством измерения времени пролета на базе длиной 20 м между счетчиками S_0 и S_4 . Импульсы с этих счетчиков поступали на время-амплитудный конвертор, информация с которого преобразовывалась в цифровую форму и поступала в ЭВМ для каждого регистрируемого события. Схема быстрой логики, обеспечивавшая запуск искровых камер, а также схема измерений времен пролета были собраны из стандартных блоков быстрой электроники^{19/}. Временное разрешение схемы измерения времен пролета составляло $\pm 0,8$ нс.

2.3. Поправки и точность измерений. В результаты измерений вносились поправки, учитывающие срабатывания регистрирующей аппаратуры спектрометра в отсутствие мишени /типичная величина этой поправки $\sim 3\%$ /, случайные совпадения / $\sim 4\%$ /, ядерное поглощение и многократное рассеяние протонов и дейтронов в веществе спектрометра / $\sim 4\%$ /, а также геометрическую неэффективность спектрометра около границ интервалов измеряемых импульсов. В области спектра $4,6 \div 5,2$ ГэВ/с среди дейтронов могла содержаться примесь протонов, которая согласно оценкам, основанным на измерениях времен пролета, не превышала $\sim 8\%$.

Возможная систематическая ошибка полученных абсолютных значений дифференциальных сечений $d^2\sigma/d\Omega dp$, обусловленная совокупностью погрешностей, связанных с мониторингом первичного пучка, определением величины телесного угла, вырезаемого спектрометром, и вычислением величин перечисленных выше поправок, оценивается равной $\pm 20\%$.

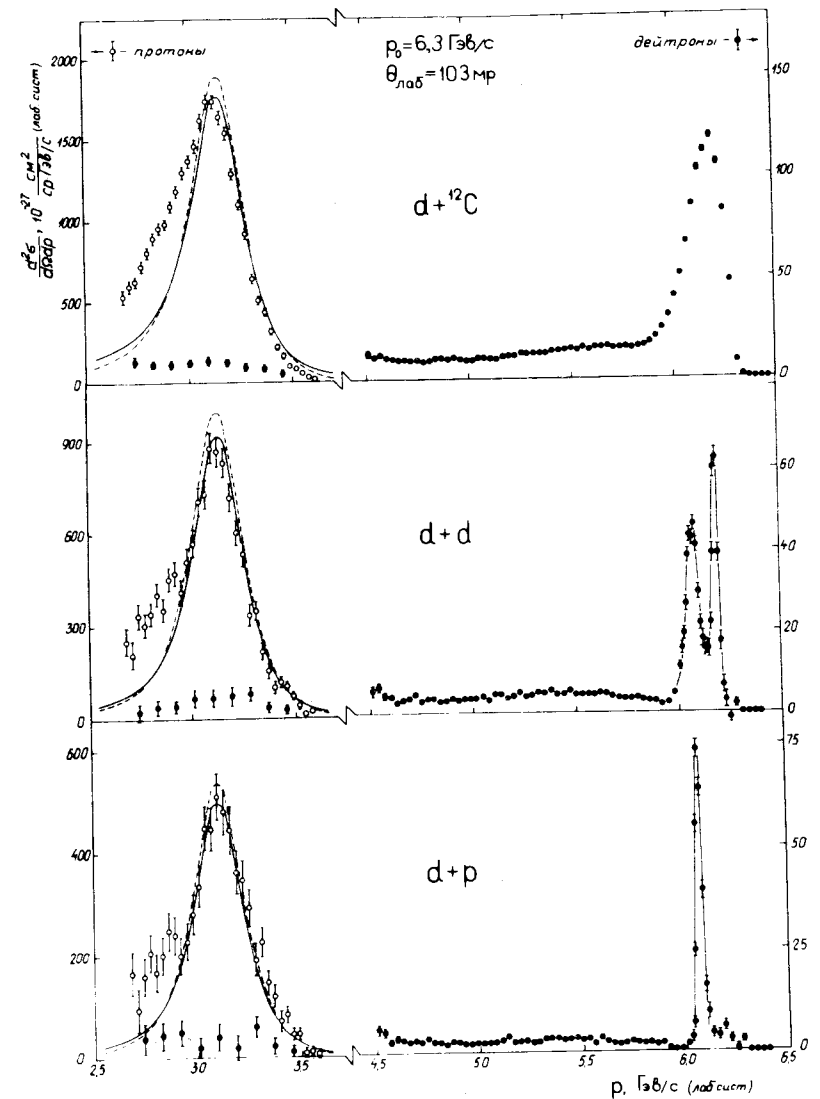
3. Спектры вторичных протонов и дейтронов

Измеренные в интервалах $2,6 \div 3,6$ и $4,5 \div 6,5$ ГэВ/с импульсные спектры вторичных протонов и дейтронов от процессов /1/ и /2/ представлены на рис. 2 и 3. Воспроизводимость спектров при повторных измерениях была в пределах 10% .

3.1. $d-p$ -соударения. При $6,07$ ГэВ/с в спектре виден пик, соответствующий дейтронам, упруго рассеянным на протонах ($|t| \approx 0,41$ ГэВ/с²). Ширина этого пика на полувысоте составляет 36 МэВ/с и характеризует импульсное разрешение, достигнутое в данной работе. Справа от пика, при $-6,2$ ГэВ/с, заметен уступ, обусловленный, видимо, макроскопическим двукратным рассеянием дейтронов в мишени. Высота уступа составляет около 8% от высоты дейтронного пика. Левая сторона пика спадает до нулевого уровня при $6,0$ ГэВ/с. Сам по себе этот факт свидетельствует о том, что в условиях настоящих экспериментов фоновые эффекты не играли сколь-нибудь заметной роли. Начиная с $5,9$ ГэВ/с и

Рис. 2. Импульсные спектры протонов /светлые кружки/ и дейтронов /черные кружки/ от соударений дейтронов с протонами, дейтронами и ядрами углерода при $6,3$ ГэВ/с. Правая шкала относится к дейтронам. Дейтронные пики в $d-p$ - и dd -спектрах обведены кривыми от руки. На спектрах сплошные кривые - результат вычислений по формуле /4/ с использованием волновой функции Рейда; штриховые кривые - то же с волновой функцией Моравчика-Гартенхауза.

вплоть до $4,5$ ГэВ/с простирается непрерывное распределение дейтронов. Примерно такой же высоты непрерывное распределение дейтронов наблюдается и на протяжении интервала от $2,6$ до $3,6$ ГэВ/с.



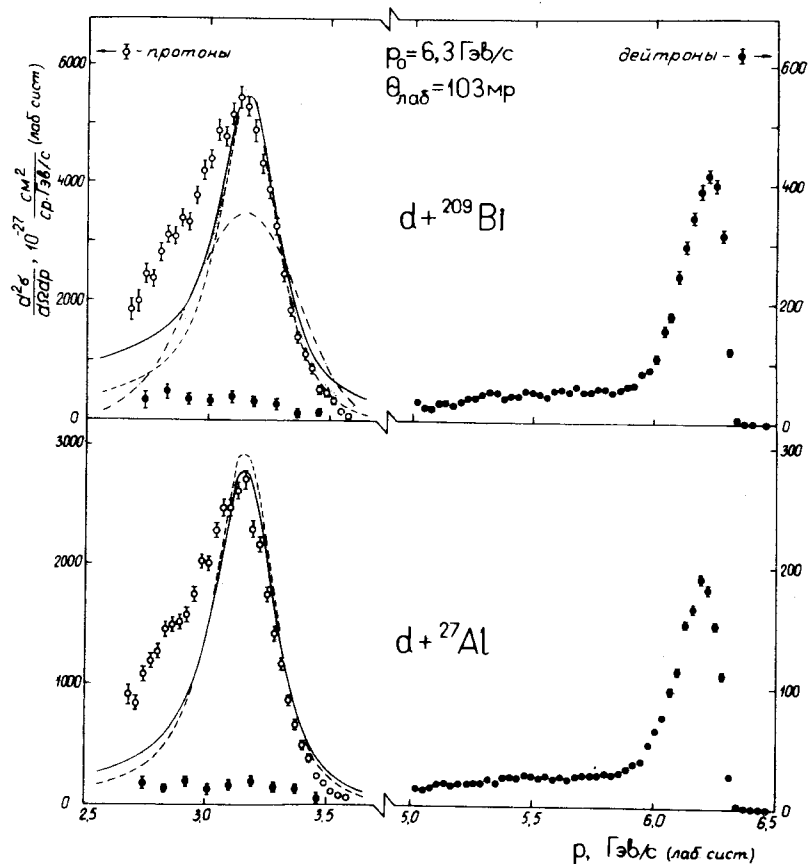


Рис. 3. Импульсные спектры протонов и дейтронов от соударений дейтронов с ядрами алюминия и висмута. Сплошные кривые - результат вычислений по формуле /4/ с использованием волновой функции Рейда, штриховые кривые - с функцией Моравчика-Гартенхауза. Для $d + Bi$ - соударений показаны также результаты вычислений с волновой функцией Хюльгена /пунктирная кривая/ и с волновой функцией в виде гауссовского распределения /штрих-пунктирная кривая/ со значениями параметров, приведенными в тексте.

В интервале от 2,6 до 3,6 ГэВ/с доминирует протонный пик с максимумом при 3,1 ГэВ/с и полной шириной на полувысоте около 280 МэВ/с. Интенсивный выход

протонов с импульсами, примерно равными половине импульса налетающего дейтрона, обусловлен, очевидно, процессами, связанными с развалом дейтронов в др-соударениях. На левом склоне протонного пика, начиная с 2,9 ГэВ/с, виден характерный уступ, наличие которого свидетельствует о том, что процессы развала дейтронов в др-соударениях в некоторых случаях сопровождаются образованием пионов.

3.2. dd-соударения. В верхней части спектра отчетливо обнаруживаются два пика. Один из них, с максимумом при 6,07 ГэВ/с и полной шириной на полувысоте 68 МэВ/с, отвечает квазиупругому рассеянию падающих дейтронов на нуклонах дейтрона-мишени; второй пик, с максимумом при 6,18 ГэВ/с и полной шириной на полувысоте 36 МэВ/с, кинематически соответствует упругому dd-рассеянию. Согласно оценкам, вклад макроскопического двукратного рассеяния дейтронов на нуклонах разных ядер в мишени в область пика при 6,18 ГэВ/с составляет около 15%.

Слева от пика квазиупругого dN-рассеяния вплоть до 4,5 ГэВ/с наблюдается непрерывное распределение дейтронов, высота которого примерно в два раза больше высоты соответствующего распределения в случае др-соударений. Распределение дейтронов примерно такой же высоты обнаруживается и на протяжении интервала от 2,6 до 3,6 ГэВ/с. Источником дейтронов с импульсами менее 5,9 ГэВ/с являются неупругие dd-взаимодействия, в которых налетающий дейтрон не претерпевает развала.

В интервале от 2,6 до 3,6 ГэВ/с содержится ярко выраженный протонный пик с максимумом при 3,1 ГэВ/с и полной шириной на полувысоте около 280 МэВ/с. Источником протонов служат процессы развала дейтронов, вызванные элементарными NN-взаимодействиями в dd-соударениях. Судя по наличию характерного уступа на левом склоне протонного пика, такие NN-взаимодействия в некоторых случаях сопровождаются образованием пионов.

3.3. dC-, dAl-, dBi-соударения. Все измеренные спектры как дейтронов, так и протонов обладают схожей

структурой. В верхней части спектров дейтронов обнаруживаются широкие пики с максимумом при $\sim 6,18 \text{ ГэВ/с}$.

Полные ширины этих пиков на полувысоте составляют около 220 МэВ/с . Слева пики плавно переходят в непрерывные слабоубывающие распределения дейтронов, которые прослеживаются и в интервале от $3,6$ до $2,6 \text{ ГэВ/с}$. Все это можно рассматривать как указание на то, что в соударениях с ядром дейтрон как единое целое может потерять часть своей энергии как на возбуждение ядра, так и на образование одного или нескольких пионов.

В спектрах протонов от трех рассматриваемых соударений наблюдаются интенсивные пики, максимумы которых расположены в области $3,1 \text{ ГэВ/с}$. Левые склоны этих пиков по сравнению с протонными пиками от $d\text{p}$ - и dd -соударений больше обогащены протонами, потерявшими часть своей энергии в результате неупругих взаимодействий с нуклонами, на которых произошла диссоциация дейтронов.

4. Анализ результатов

4.1. Дифференциальные сечения инклюзивных процессов. Оцененные по площадям под различными участками спектров значения дифференциальных сечений инклюзивных процессов испускания протонов и дейтронов в рассматриваемых соударениях приведены в таблице. Указанные ошибки соответствуют только статистическим погрешностям измерений спектров.

Для C , Al и Bi значения дифференциальных сечений испускания дейтронов с импульсами в интервале $5,9 \div 6,5 \text{ ГэВ/с}$, соответствующие квазиупругому рассеянию, могут быть аппроксимированы зависимостью

$$(d\sigma/d\Omega) = (9,7 \pm 0,3) A^{0,44 \pm 0,01} \text{ мб/ср}, \quad /3/$$

Для всех спектров отношение проинтегрированных по интервалу $2,6 \div 3,6 \text{ ГэВ/с}$ выходов дейтронов и протонов составляет $-1,1\%$.

Таблица

Дифференциальные сечения инклюзивных процессов для дейтронов с энергией $6,3 \text{ ГэВ/с}$ и угла испускания 103 мрад в мб/ср

Процесс	d + A → p + X		d + A → d + X	
	2,6±3,6 ГэВ/с	(dσ/dΩ)* _{Выч}	2,6±3,6 ГэВ/с	(dσ/dΩ)
Интервал импульсов	2,6±3,6 ГэВ/с		2,6±3,6 ГэВ/с	
Мишень	(dσ/dΩ)	(dσ/dΩ)* _{Выч}	(dσ/dΩ)	(dσ/dΩ) <i>расс</i>
H	208±20	176±20	2,3±1,4	3,0±0,3**
D	377±25	328±20	4,1±1,8	6,8±0,4***
C	826±30	700±30	10,3±1,7	26,9±1,4
Al	1280±40	1090±50	14,3±2,9	44,1±2,2
Bi	2750±100	2430±140	32,1±7,2	97,1±4,9
			5,0±5,9 ГэВ/с	5,9±6,5 ГэВ/с
			(dσ/dΩ)	(dσ/dΩ) <i>расс</i>
			2,5±0,3	3,0±0,3**
			3,9±0,4	6,8±0,4***
			12,2±0,6	26,9±1,4
			20,2±1,2	44,1±2,2
			41,2±3,3	97,1±4,9

* Вычисленные значения дифференциальных сечений испускания протонов без вклада неупругих процессов (см. §4.4).

** Значение дифференциального сечения упругого $d\text{p}$ -рассеяния.

*** Значение дифференциального сечения упругого плюс квазиупругого dd -рассеяний.

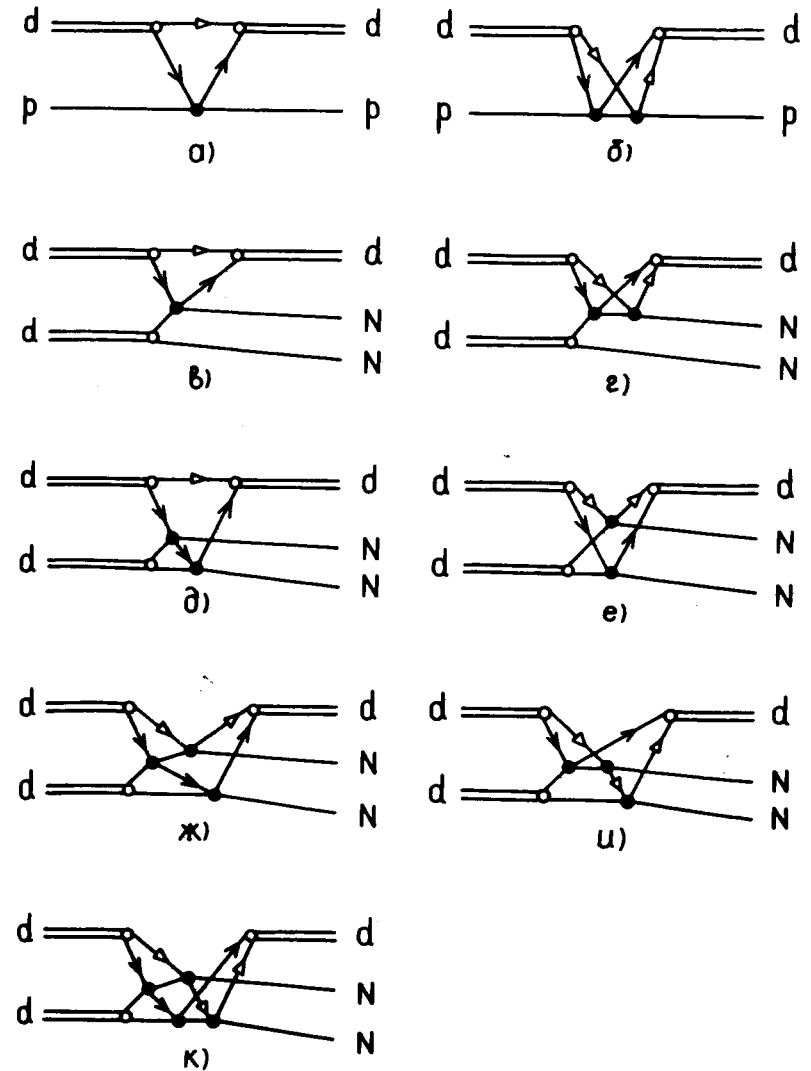
4.2. Высокоимпульсные части спектров.
 В рамках модели многократного дифракционного рассеяния упругие $d p$ -соударения могут быть представлены в виде суммы однократных и двукратных NN-рассеяний и интерференции между ними, а dd -рассеяние - в виде суперпозиции NN-взаимодействий с кратностью вплоть до четырех ^{120/}. Схематическое представление соответствующих процессов NN-рассеяния различной кратности дано на *рис. 4*.

Как показывают расчеты, основанные на модели многократного рассеяния ^{121/}, с использованием формфактора, учитывающего S- и D-состояния дейтрона ^{122/}, и данных о NN-рассеянии при $3,15 \text{ ГэВ/с}$, в условиях описываемых экспериментов вклады однократного *рис. 4а/* и двукратного *рис. 4б/* NN-рассеяний в упругие $d p$ -соударения примерно одинаковы.

Можно показать, что в квазиупругом dd -рассеянии, происходящем с развалом дейтрона-мишени, разные типы кратности NN-соударений приводят к распределениям дейтронов, имеющим максимумы при различных значениях импульсных потерь. Если ввести величину $\Delta = (p_0 \theta)^2 / (2m)$, где p_0 - начальный импульс дейтрона, θ - угол рассеяния, m - масса нуклона /в условиях настоящих экспериментов $\Delta \approx 0,23 \text{ ГэВ/с/}$, то графам *в/*, *г/* *рис. 4*, будут соответствовать распределения дейтронов с максимумом при потере импульса $-\Delta$;

Рис. 4. Схематическое представление процессов многократного нуклон-нуклонного рассеяния, дающих вклад в упругое $d p$ - и квазиупругое /с развалом дейтрона-мишени/ dd -рассеяния. Графы *а/* и *б/* представляют соответственно однократное и двукратное NN-рассеяния, приводящие к упругому $d p$ -рассеянию. Граф *в/* представляет однократное, графы *г/*, *д/*, *е/* - двукратные, *ж/*, *и/* - трехкратные, *к/* - четырехкратное NN-рассеяния в случае квазиупругого dd -рассеяния. Все схемы, приведенные в ^{118/}, можно получить из графов *в/* - *к/* путем перестановки протона и нейтрона в обоих сталкивающихся дейтронах.

графам *д/*, *е/*, *к/* - при $-\Delta/2$; графам *ж/*, *и/* - при $-5\Delta/8$. Таким образом, пик при $6,07 \text{ ГэВ/с}$ в dd -спектре обусловлен однократным *рис. 4в/* и двукратным *рис. 4г/* NN-рассеяниями; можно ожидать, что отно-



шение между ними такое же, как и в случае упругих dp -соударений. Что касается пика при $6,18 \text{ ГэВ/с}$, то в него, помимо упругого, может давать вклад и квазиупругое dd -рассеяние, обусловленное двукратными /рис. 4д, е/ и четырехкратными /рис. 4к/ NN -взаимодействиями.

Тот факт, что максимумы дейтронных пиков в dC^- , dA^+ и dBi -спектрах расположены в области $6,18 \text{ ГэВ/с}$, то есть там же, где и максимум верхнего пика в спектре частиц от dd -соударений, видимо, означает, что при рассеянии дейтронов на ядрах многократные NN -рассеяния играют не меньшую роль, чем в случае свободных dd -соударений. Из соотношения $(d\sigma/d\Omega)_{\text{расс.}} \sim A^{0,44}$ следует, что такие кратные квазиупругие NN -взаимодействия, приводящие к рассеянию дейтрона как единого целого, локализованы в основном в узком кольце вблизи края ядра.

4.3. Неупругие когерентные взаимодействия дейтронов. Как можно видеть из рис. 2, в dp - и dd -спектрах содержатся узкие пики, обязанные только упругому и квазиупругому рассеянию дейтронов. Что же касается других возможных двухчастичных процессов, таких, например, как $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^0$ или $d + p \rightarrow {}^3\text{H} + \pi^+$, то поскольку сечения их весьма малы и к тому же быстро убывают с ростом начального импульса^{/5/}, для выявления этих процессов потребовалось бы провести специальные измерения.

Наличие в dp -спектре непрерывного распределения дейтронов с верхней границей при $5,9 \text{ ГэВ/с}$, что соответствует максимальному импульсу дейтрона в реакции $dp \rightarrow dN\pi$, свидетельствует о заметном вкладе неупругих процессов, протекающих когерентно, без развала налетающих дейтронов. К числу таких процессов, по видимому, следует отнести прежде всего одно- и двухпионную диссоциацию протона-мишени: $d + p \rightarrow d + N + \pi$, $d + p \rightarrow d + N + 2\pi$. В случае дейтрон-ядерных соударений, судя по форме левых сторон дейтронных пиков, наряду с когерентными процессами образования пионов протекают также процессы, в которых дейтроны без развала теряют энергию на возбуждение ядер.

Сталкиваясь с необходимостью объяснить происхождение дейтронов, испускаемых вперед с промежуточными импульсами, следует также указать на квазидвухчастичную реакцию $d + p \rightarrow d + \pi + N_S$, в которой один из нуклонов налетающего дейтрона взаимодействует с покоящимся протоном, в результате чего происходит образование пиона, тогда как нуклон-спектатор N_S уносит примерно половину начального импульса^{/6/}. В кинематических условиях настоящих экспериментов такой процесс привел бы к появлению в спектре вторичных дейтронов максимума в области $\sim 3,3 \text{ ГэВ/с}$. Судя по имеющимся данным^{/23/}, сечение этой реакции быстро убывает с увеличением начального импульса, тем не менее нельзя исключить возможность того, что именно такого рода процессы дают некоторый вклад в выход дейтронов с импульсами в интервале $2,7 \div 3,5 \text{ ГэВ/с}$.

4.4. Анализ процесса $d + A \rightarrow p + X$. При соударении дейтронов с ядрами доминирующую роль играют две реакции:

а/ стриппинг дейтрона - процесс, в котором один из нуклонов дейтрона взаимодействует с ядром, тогда как другой беспрепятственно проходит мимо ядра^{/24/};

б/ когерентная дифракционная диссоциация дейтрона - процесс, вызываемый либо ядерным^{/25-27/}, либо кулоновским^{/28/} рассеянием дейтрона на ядре, при этом освобождаются оба нуклона, образующие дейтрон. В обоих этих процессах нуклоны, не взаимодействующие с ядром, выступают в роли спектаторов; каждый из них уносит примерно половину импульса падающего дейтрона.

Полуширина на полувысоте углового распределения нуклонов-спектаторов, испущенных в этих процессах, должна составлять при $6,3 \text{ ГэВ/с}$ примерно 15 мрад . Можно поэтому считать, что в настоящих экспериментах наблюдались большей частью не протоны-спектаторы от стриппинга и когерентной диссоциации, а протоны, испущенные в результате квазиупругого pp - или обменного pr -рассеяний одного из нуклонов дейтрона на нуклоне ядра-мишени. Такого рода квазиупругое NN -рассеяние

может происходить как при стриппинге, так и при некогерентной диссоциации дейтронов и сопровождаться некоторой потерей импульса нуклоном, испытавшим рассеяние. Эта потеря в случае квазиупругого рассеяния нуклона с импульсом 3,15 ГэВ/с на угол 103 мрад составляет около 0,05 ГэВ/с.

Недавно процесс /1/ был проанализирован Бертокки и Трелиани ^{/29/} в рамках модели многократного рассеяния с учетом релятивистской деформации волновой функции дейтрона. Развитая ими модель приводит к импульсному распределению протонов в лаб. системе, которое может быть записано в виде

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp} = C_d \frac{E^* p^2}{E} \left[\phi_d^2(\vec{t}_p, \ell_p) \sigma_t - 2\phi_d(\vec{t}_p, \ell_p) \int \phi_d(\vec{q}, \ell_p) \frac{d\sigma(\vec{t}_p - \vec{q})}{d\vec{q}} d^2q + \int \phi_d^2(\vec{q}, \ell_p) \frac{d\sigma(\vec{t}_p - \vec{q})}{d\vec{q}} d^2q \right], \quad /4/$$

где C_d - нормирующий множитель, E и p - полная энергия и импульс протона в лаб. системе, E^* и p^* - то же в системе покоя дейтрона; t_p и ℓ_p - поперечная и продольная компоненты импульса p ; \vec{q} - передача импульса. Волновая функция дейтрона $\phi_d(\vec{t}_p, \ell_p)$ вычислялась при значениях импульса p^* , определяемых соотношением

$$ME^* = E_0 \sqrt{p_0^2 + t_p^2 + \ell_p^2 - 2p_0\ell_p + m^2 + p_0\ell_p - p_0^2}, \quad /5/$$

где m и M - массы нуклона и дейтрона соответственно, p_0 и E_0 - начальный импульс и полная энергия дейтрона. При численном моделировании спектров протонов $\phi_d(p^*)$ аппроксимировалась: а/ многогауссовским представлением функции Рейда с мягким сердечником /с учетом S- и D-состояний/^{/30/}; б/ функцией Моравчика-Гартенхауза ^{/31/}; в/ функцией Хюльтона с параметрами $\alpha = 0,232 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-1}$ и $\beta = 1,202 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-1}$ и г/ гауссовской функцией со значением радиуса дейтрона $R_d =$

$= 2,28 \cdot 10^{-13} \text{ см}$. Полное сечение σ_t нуклон-ядерного взаимодействия и дифференциальные сечения $d\sigma/dq$ упругого плюс квазиупругого протон-ядерного рассеяния при 3,15 ГэВ/с вычислялись согласно^{/32/}. При этом амплитуда нуклон-нуклонного рассеяния записывалась в виде

$$f_{NN}(q) = \frac{(i + \rho) k \sigma_{NN}}{4\pi} \exp\left(-\frac{1}{2} b q^2\right), \quad /6/$$

где принималось, что усредненные для pp- и пр-рассеяний значения полного сечения $\sigma_{NN} = 43,6 \text{ мб}$, отношения реальной и мнимой частей амплитуды NN-рассеяния вперед $\rho = -0,43$ и параметра наклона $b = 6,7 / \text{ГэВ/с}^{-2}$.

Распределения плотности вещества в ядрах C, Al, Bi описывались формулой Вудса-Саксона с параметрами, приведенными в работах ^{/32-35/}.

Для dd-соударений значения σ_t и $d\sigma/dq$ вычислялись согласно^{/34/}. Формфактор дейтрона представлялся выражением, приведенным в ^{/22/}.

В работе ^{/29/} для согласования рассчитанных распределений с экспериментальными данными, полученными в Беркли ^{/8/} для ядер Be, C и Pb в условиях, когда квадрат переданного импульса в нуклон-ядерных соударениях составлял всего лишь 0,06 или 0,016 ГэВ/с², пришлось вычислять нормировочные множители C_d для каждого измеренного спектра. Так как в описываемых экспериментах квадрат переданного импульса в нуклон-ядерном соударении был равен примерно 0,104 ГэВ/с² и, следовательно, эффект взаимодействия нуклонов в конечном состоянии должен быть менее значительным, то оказалось возможным с точностью порядка 10% принять $C_d = 1$.

На рис. 2 и 3 графически показаны результаты расчетов. Сопоставление их с экспериментальными данными позволяет сделать вывод, что распределения, рассчитанные с использованием функций Рейда и Моравчика-Гартенхауза, удовлетворительно воспроизводят форму правых склонов всех протонных пиков. Так же ведет себя и распределение, полученное с функцией Хюльтона /результат приведен только для ядра Bi/. С другой стороны, результаты расчетов с $\phi_d(p^*)$ в виде гаус-

совской функции, приведенные опять только для ядра Bi, плохо согласуются с экспериментальными данными. У самой верхней границы вычисленные распределения для ядер C, Al, Bi только качественно согласуются с экспериментальными спектрами протонов.

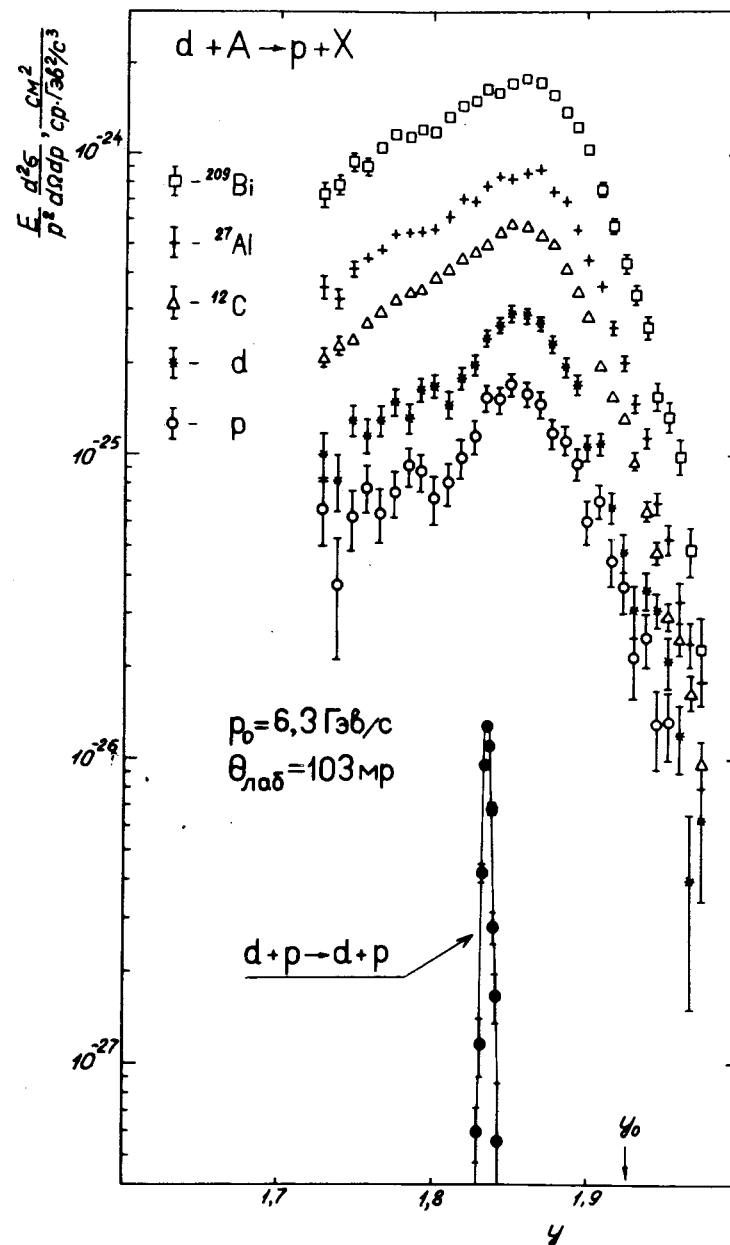
В приближении рассматриваемой модели /29/ ширина протонных пиков определяется в основном импульсным распределением нуклонов внутри дейтрона, лоренцевски уширенным при переходе от системы покоя дейтрона к лаб. системе. Предсказание модели о слабой зависимости ширины протонных пиков от A в общем подтверждается настоящими экспериментами.

Другая особенность модели состоит в том, что она не претендует на описание левых сторон протонных пиков, где проявляются эффекты, обусловленные образованием пионов нуклонами налетающего дейтрона. Чтобы оценить величину дифференциальных сечений испускания протонов, соответствующих только процессам квазиупругого рассеяния нуклонов дейтрона на нуклонах ядрамишени, рассчитанные с функцией Рейда распределения были проинтегрированы по импульсу в пределах от 2,5 до 3,6 ГэВ/с. Полученные таким путем значения $(d\sigma/d\Omega)_{\text{выч}}$ также приведены в таблице. Для всех ядер, кроме водорода, их можно аппроксимировать зависимостью

$$(d\sigma/d\Omega)_{\text{выч}} = (240 \pm 6) A^{0,44 \pm 0,01} \text{ мб/ср.} \quad /7/$$

Таким образом, исследованные в этих экспериментах процессы рассеяния дейтронов на ядрах и испускания протонов с импульсами, примерно равными половине импульса падающего дейтрона, характеризуются одинаковой A-зависимостью дифференциальных сечений.

Рис. 5. Распределения инвариантных дифференциальных сечений процесса $d+A \rightarrow p+X$ и упругого dp -рассеяния по продольной быстрой $y = \frac{1}{2} \ln[(E+p \cos\theta)/(E-p \cos\theta)]$ регистрируемой частицы. Значение y_0 отвечает быстрой падающих дейтронов.



Распределения инвариантных дифференциальных сечений процесса /1/ и упругого dp -рассеяния по продольной скорости испущенной частицы изображены на рис. 5. Положения максимумов у всех распределений протонов близки к значению скорости падающих дейтронов, как это и должно быть, поскольку протоны являются продуктами фрагментации дейтронов. Небольшой сдвиг максимумов в сторону меньших продольных скоростей обусловлен именно потерей импульса в результате квазиупругого рассеяния на заданный угол нуклона дейтрона на нуклонах в поверхностном слое ядра.

5. Заключение

Настоящие эксперименты продемонстрировали разнообразие процессов, протекающих при взаимодействии релятивистских дейтронов с легкими и тяжелыми ядрами. Обнаруженная структура высокоимпульсных областей спектров рассеянных дейтронов, особенно для случая dd -соударений, представляет новый объект для качественной проверки предсказаний модели многократного дифракционного рассеяния. В рамках этой модели оказалось возможным для всех исследованных соударений удовлетворительно воспроизвести импульсные спектры протонов - продуктов фрагментации релятивистских дейтронов. Следует, однако, отметить необходимость новых исследований - это касается в первую очередь неупругих процессов, протекающих без развала дейтронов, - прежде чем проявятся основные черты ядерных взаимодействий релятивистских дейтронов.

Авторы выражают благодарность А.М.Балдину, И.Н.Семенюшкину и Л.Г.Макарову за предоставленную возможность проведения экспериментов на синхрофазотроне, Ю.Г.Будяшову и В.Г.Зинову за полезные советы при настройке блоков быстрой электроники и А.В.Тарасову за плодотворное обсуждение результатов.

Литература

1. Lander R.L. e.a. *Phys. Rev.*, 1965, 137B, p.1228.
2. Bizard G. e.a. *Nucl. Instr. and Meth.*, 1973, 111, pp. 445, 451.
3. Bowles P. e.a. *Santa Fe Conference on High Energy Physics and Nuclear Structure, June, 1975, Abstracts of Contributed Papers*, p. 336, Los Alamos, 1975.
4. Fäldt G. *Phys. Rev.*, 1970, D2, p.846.
5. Banaigs J. e.a. *Nucl. Phys.*, 1973, B67, p.1.
6. Banaigs J. e.a. *Phys. Lett.*, 1973, 45B, p.535.
7. Fabbri F.L. e.a. *Lett. Nuovo Cim.*, 1976, 17, p.21.
8. Steiner H. In: "Particle Physics", ed. by M. Martin e.a. Amsterdam, 1974, p.69.
9. Aladashvili B.S. e.a. *Nucl. Phys.*, 1975, B92, p.189.
10. Cocconi G. e.a. *Phys. Rev.*, 1962, 126, p.277.
11. Allaby J.V. e.a. *Phys. Lett.*, 1969, 30B, p.549.
12. Ажгирей Л.С. и др. *Препринт ОИЯИ, P1-9265*, Дубна, 1975; *Труды V Международного симпозиума по физике высоких энергий и элементарных частиц. Варшава, 1975. ОИЯИ, Д1,2-9342*, Дубна, 1975, с.264.
13. Banaigs J. e.a. *Nucl. Instr. and Meth.*, 1971, 95, p.307.
14. Ажгирей Л.С. и др. *ПТЭ*, 1973, №1, с.255.
15. Ажгирей Л.С. и др. *Труды VII Междунар. симп. по ядерной электронике, Будапешт, сентябрь 1973, ОИЯИ, Д13-7616*, Дубна, 1974, с.70.
16. Городничев Е.Д. и др. *Препринт ОИЯИ, 10-4870*, Дубна, 1969.
17. Дульски Р. *ОИЯИ, 10-7664*, Дубна, 1974.
18. Ажгирей Л.С. и др. *ОИЯИ, P1-10013, P1-10014*, Дубна, 1976.
19. Бореико В.Ф. и др. *ОИЯИ, 13-6396*, Дубна, 1972.
20. Franco V. *Phys. Rev.*, 1968, 175, p.1376.
21. Franco V., Glauber R.J. *Phys. Rev. Lett.*, 1969, 22, p.370.
22. Alberi G., Bertocchi L., Bialkowski G. *Nucl. Phys.*, 1970, B17, p.621.
23. Allaby J.V. e.a. *Phys. Lett.*, 1969, 29B, p.198.
24. Serber R. *Phys. Rev.*, 1947, 72, p.1008.
25. Glauber R.J. *Phys. Rev.*, 1955, 99, p.1515.
26. Фейнберг Е.Л. *ЖЭТФ*, 1955, 29, с.115.
27. Ахизер А.И., Сищенко А.Г. *Ученые записки Харьковского университета, 1955, 64, №6, с.9.*
28. Dancoff S.M. *Phys. Rev.*, 1947, 72, p.1017.
29. Bertocchi L., Treleani D. *Nuovo Cimento*, 1976, 36A, p.1.

30. Alberi G., Rosa L.P., Thome Z.D. *Phys. Rev.Lett.*, 1975, 34, p.503.
31. Moravcsik M.J. *Nucl.Phys.*, 1958, 7, p.113.
32. Glauber R.J., Matthiae G. *Nucl.Phys.*, 1970, B21, p.135.
33. Elton L.R.B. *Nuclear Sizes*. Oxford University Press, 1961.
34. Glauber R.J., Kofoed-Hansen O., Margolis B. *Nucl. Phys.*, 1971, B30, p.220.

*Рукопись поступила в издательский отдел
12 июля 1977 года.*