

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ**КВАЗИСВОБОДНОЕ РАССЕЯНИЕ НУКЛЕОНОВ
И ВНУТРИЯДЕРНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИМПУЛЬСОВ
НУКЛЕОНОВ**

Известно, что при бомбардировке ядер нуклеонами с энергиями порядка сотен *Мэв*, длина де-бройлевской волны которых уже невелика по сравнению с размерами нуклеонов, бомбардирующие нуклеоны взаимодействуют с отдельными нуклеонами ядра-мишени. Если бомбардировке подвергаются лёгкие ядра, диаметры которых близки к пробегу нуклеонов высокой энергии в ядерном веществе, весьма вероятны случаи, когда после первого же столкновения бомбардирующего и ядерного нуклеона оба участвовавших в столкновении нуклеона покидают ядро без дальнейшего взаимодействия с другими нуклеонами. Эти случаи соответствуют квазисвободному рассеянию нуклеонов. Основное различие квазисвободного и свободного рассеяний нуклеонов состоит в том, что при свободном рассеянии один из нуклеонов неподвижен в лабораторной системе координат, а при квазисвободном рассеянии нуклеоны ядра-мишени обладают определёнными импульсами и энергиями. Поэтому угловое и энергетическое распределение нуклеонов при свободном и квазисвободном рассеянии оказывается несколько различным, и на основании этого различия можно сделать довольно определённые выводы о внутриядерном распределении импульсов нуклеонов. Наличие такого распределения проявляется в той или иной степени почти во всех опытах по бомбардировке ядер нуклеонами или фотонами высокой энергии.

Различные предположения о виде этого распределения выдвигались, в частности, для объяснения спектра дейтронов, выбиваемых нейтронами с энергией 90 *Мэв* из ядер углерода, для описания вылета протонов высокой энергии при ядерном фотоэффекте, для интерпретации спектра π -мезонов, испускаемых под углом 90° к первичному пучку при бомбардировке ядер углерода фотонами с энергией до 330 *Мэв* или протонами с энергией 340 *Мэв*. Внутриядерное импульсное распределение нуклеонов определяет в значительной степени угловое распределение и спектр нейтронов, образующихся при перезарядке протонов высокой энергии, а также является одной из причин, обуславливающих применимость метода «плохой геометрии» для определения сечений неупругих столкновений нейтронов высокой энергии.

Сказанного достаточно, чтобы убедиться в широком применении данных в квазисвободном рассеянии нуклеонов высокой энергии.

За последний год в литературе появилось пять довольно подробных сообщений относительно такого рассеяния. Четыре работы¹⁻⁴ посвящены квазисвободному рассеянию протонов на ядрах дейтерия, лития, углерода и кислорода. Пятая работа содержит данные относительно квазисвобод-

ного рассеяния нейтронов на ядрах дейтерия⁵. Пока нет, к сожалению, никаких данных о квазисвободном пп-рассеянии. Между тем эти данные были бы в определённом смысле наиболее интересными в связи с невозможностью наблюдения свободного пп-рассеяния. Экспериментальная методика работ по квазисвободному рассеянию нуклеонов основывалась либо на регистрации с помощью схем совпадений угловой корреляции двух нуклеонов (и сопоставлении с аналогичной корреляцией в свободном рассеянии)^{1,2}, либо на измерении энергетического распределения протонов, выбиваемых под определённым углом к первичному пучку протонов^{3,4} или нейтронов⁵ (и сопоставлении его с соответствующим распределением для свободного рассеяния).

В работе¹ изучалось квазисвободное рр-рассеяние протонов с энергией 240 Мэв на ядрах дейтерия. Опыты проводились на внутреннем, невыведенном протонном пучке. В качестве мишеней применялись графит и тяжёлый парафин. По активации мишени вследствие реакции $C^{12}(p, pn)C^{11}$ определялся поток падающих на мишень протонов. Регистрировались совпадения двух протонов, вылетающих в направлениях, угол между которыми был близок к 90° (при таких энергиях и для свободного рр-рассеяния углы между направлениями двух протонов за счёт релятивистских поправок несколько меньше, чем 90°). Счётчиками служили кристаллы антрацена, расположенные внутри камеры фазотрона — один

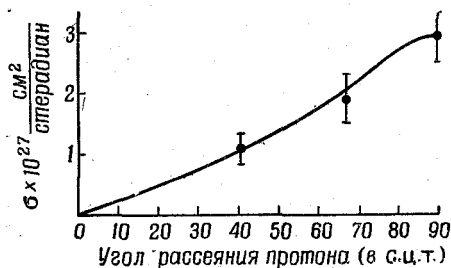


Рис. 1.

у верхнего, а другой у нижнего полюса магнита. При выборе расположения счётчиков, конечно, учитывалось некоторое отклонение рассеянных протонов магнитным полем. При заданном расположении счётчиков мишень из тяжёлого парафина передвигалась тангенциально вдоль орбиты протонов или радиально — по радиусу камеры, пока не устанавливалось положение, соответствующее максимальной скорости счёта совпадений. Вследствие некоторо-

го конечного углового разрешения эта максимальная скорость счёта соответствовала не одной точке расположения мишени, а определённому интервалу тангенциальных или радиальных перемещений («тангенциальное» и «радиальное плато» на графике скорости счёта совпадений — положение мишени). По разности данных для парафиновой (CD_2) и графитовой (C) мишеней вычислялся эффект квазисвободного рр-рассеяния для ядер дейтерия. Такое рассеяние исследовалось при трёх выбранных углах рассеяния одного из протонов — 90° , 67° и 40° в системе центра тяжести (с. ц. т.). Изменение этих углов требовало некоторого перемещения одного из двух регистрировавших совпадения счётчиков скintилляций.

Измерение для угла 90° для абсолютизации сечений квазисвободного рр-рассеяния сравнивалось с соответствующими данными для свободного рр-рассеяния (для которого $\sigma_{240 \text{ Мэв}}(90^\circ) = 4,97 \cdot 10^{-27} \frac{\text{см}^2}{\text{стерадиан}}$), а

измерения для углов 67° и 40° — с выполненными в той же работе¹ измерениями упругого рd-рассеяния при 54° и 31° (в с. ц. т.). На рис. 1 нанесены полученные таким путём дифференциальные сечения квазисвободного рр-рассеяния на ядрах дейтерия, а также кривая, по которой производилось определение интегрального сечения, давшее величину $(11 \pm 3) \times 10^{-27} \text{ см}^2$. Исходя из геометрических условий опытов и пределов тан-

генциального плато, можно было вычислить минимальные и максимальные углы рассеяния двух коррелированных протонов. Из максимального угла рассеяния вычислялась максимальная энергия, передаваемая летящему вперед нейтрону при квазисвободном pp -рассеянии, а из минимального угла рассеяния — максимальная энергия нейтрона, летящего назад. По протяженности радиального плато вычислялась максимальная энергия нейтрона для угла 90° (в лабораторной системе). Результаты этих расчетов даны в таблице I. Углы направления нейтронов указаны в лабораторной системе, углы рассеяния протонов — в с. ц. т.

Таблица I

«Верхние пределы» энергий нейтронов при квазисвободном рассеянии (240 Мэв) на ядрах дейтерия

40°	$0,15 \pm 0,07$	$0,38 \pm 0,2$	$0,07 \pm 0,03$
67°	$0,89 \pm 0,3$	$0,46 \pm 0,15$	$0,37 \pm 0,1$
90°	$3,2 \pm 1,1$	$2,6 \pm 0,6$	$1,7 \pm 0,4$

Трудно дать точное определение использованного в таблице термина «верхний предел». Но, во всяком случае, число нейтронов с этим пределом энергии было в 5—10 раз меньше числа нейтронов с энергией, соответствующей пику их энергетического распределения. Очевидно, что энергия, получаемая нейтронами при квазисвободном pp -рассеянии, относительно мала и не превышает 1,5% от энергии исходных протонов.

«Верхние пределы» энергии нейтронов возрастают с ростом угла рассеяния протонов, а при угле вылета нейтронов 0° примерно вдвое превышают значения для 180° . Несколько выпадает в сторону завышения значение этой энергии для 90° при угле рассеяния 40° . Но точность опытов не столь велика, чтобы сделать из этого факта какие-либо особые выводы.

Весьма подробно квазисвободное рассеяние протонов ядрами дейтерия изучалось в работе³ наряду с рассеянием ядрами углерода и кислорода. Энергия протонов была 340 Мэв. В этой работе выведенный протонный пучок направлялся на различные мишени, размещавшиеся в бетонном домике со стенками толщиной 170 см, защищенном от фона. Монитором пучка служила специально отградуированная ионизационная камера с аргонном. Рассеянные под определенным углом протоны попадали в магнитное поле, где разделялись по импульсам. Схема установки для регистрации энергетического распределения рассеянных протонов изображена на рис. 2. Основная регистрация производилась в 35 каналах, связанных с таким же количеством гейгеровских трубок, расположенных в виде ряда за выходом из магнитного поля. Геометрическое расположение каждой трубки определяло при данном магнитном поле интервал энергий регистрируемых ею протонов. Для уменьшения фона случайных совпадений запуск усилитель-

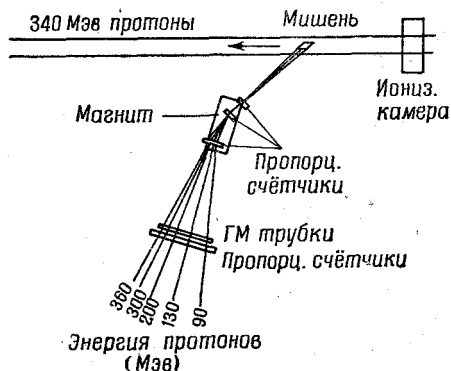


Рис. 2.

ной и счётной системы производился четверными совпадениями в пропорциональных счётчиках, три из которых («щелевые») располагались в магнитном поле, а четвёртый — в ряду, непосредственно за рядом гейгеровских трубок. Исследовались спектры протонов, рассеянных под углами 30 и 40° к первичному пучку. Расположение гейгеровских трубок позволяло регистрировать рассеянные протоны с энергиями от 90 до 350 Мэв. Фазотрон давал 66 импульсов в секунду продолжительностью около 15–20 мксек каждый. Форма пучка после коллимации была прямоугольная, ширина — 3,5 см и высота — 1,9 см. Мишени были уже, но выше пучка, причём в горизонтальной плоскости имели форму параллелограмма. Использовались мишени из воды, тяжёлой воды, графита, полиэтилена; для определения фона дополнительно проводились опыты в отсутствии мишени и с пустыми водяными контейнерами. Для упрощения разностных подсчётов, лежащих в основе данных для водорода, дейтерия и кислорода,

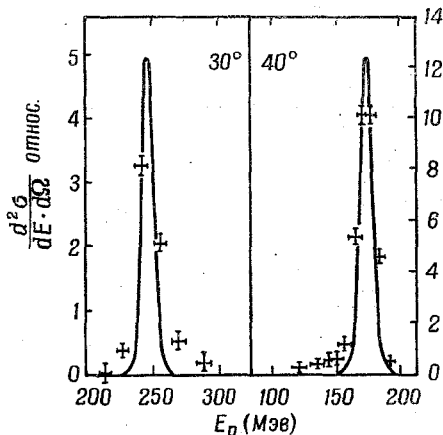


Рис. 3.

по дискриминации импульсов в разных каналах от двух мишеней — D_2O и H_2O . В канале, соответствовавшем энергии протонов 315 Мэв, можно было ожидать появления упруго рассеянных под углом 40° дейтронов с энергией 177 Мэв, а также дейтронов, образующихся при захвате бомбардирующими протонами нейтронов из ядер кислорода. Амплитуды импульсов от таких дейтронов должны были бы в 2,5 раза превышать амплитуды протонных импульсов. Однако заметить дейтроны путём дискриминации импульсов не удалось. Для сравнения квазисвободного и свободного рр-рассеяния были проведены измерения³ спектров протонов, рассеянных под углами 30 и 40° (в лабораторной системе) на водороде.

Полуширина спектра протонов в исходном пучке составляла 11 Мэв. Исходя из этого значения, а также из учёта разрешающей способности спектрометра, можно было вычислить ожидаемое энергетическое распределение рассеянных протонов. Как видно из рис. 3, вычисления достаточно хорошо совпали с опытами по свободному рр-рассеянию. Такое совпадение свидетельствует о правильном учёте разрешающей способности спектрометра, которая определяется шириной мишени, шириной «щели» в магнитном поле первого пропорционального счётчика, шириной гейгеровских трубок, энергетическими потерями протонов в мишени и рассеянием на малые углы в окошках пропорциональных счётчиков и в воздухе. Корректность довольно громоздких и трудоёмких расчётов разрешающей способ-

размеров различных мишеней в направлении рассеяния брались геометрически разные, но соответствующие одинаковым потерям энергии протонов.

Поскольку наряду с протонами в каждом из 35 каналов магнитного спектрометра могли регистрироваться другие заряженные частицы с теми же импульсами, авторы подробно обсуждают вопрос о возможных примесях дейтронов, тритонов, α -частиц и мезонов в пучке рассеянных протонов. Анализ суммы экспериментальных данных привёл авторов к выводу, что наряду с протонами могли регистрироваться только дейтроны, да и то в ничтожных количествах. Этот вывод был подтверждён прямыми опытами

ности спектрометра, подтверждённая опытами по pp-рассеянию, обуславливает надёжность данных о квазисвободном рассеянии протонов на ядрах дейтерия, углерода и кислорода. Результаты опытов для такого рассеяния представлены на рис. 4 (H, D и C для 30°), 5 (H, D и C для 40°)

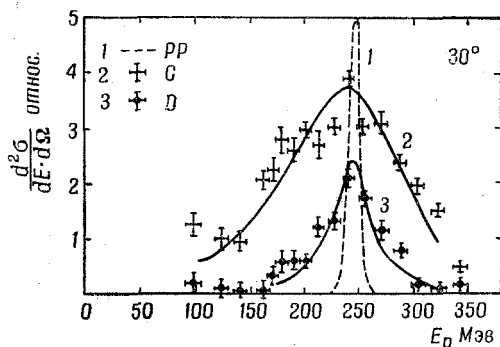


Рис. 4.

и 6. (C и O для 40°). Отметим, что относительные шкалы по ординате на всех рисунках (в том числе и на двух половинах рис. 3) различные. Об интерпретации данных работы³, связанной с импульсным распределением

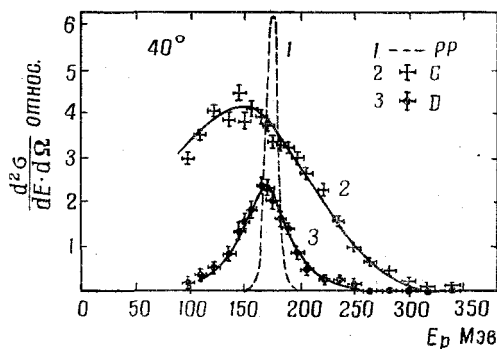


Рис. 5.

нуклеонов в ядрах, будет сказано ниже. Пока приводим в таблице II данные этой работы о дифференциальных сечениях квазисвободного рассеяния протонов на дейтерии — в сопоставлении с сечениями pp- и np-рассеяния.

Эффект, регистрируемый с помощью методики работы³, есть суммарный результат квазисвободных pp- и np-рассеяний. На основании данных таблицы II авторы³ указывают на близость сечения ρ (D)-рассеяния к сумме сечений свободных pp- и np-рассеяний. Точного совпадения сечений в лабораторной системе ожидать не приходится хотя бы потому, что из-за импульсного распределения нуклеонов в дейтероне данный лабораторный угол рассеяния может наблюдаться в целом интервале энергий бомбардирующих частиц и углов рассеяния в с. ц. т. Заключение об аддитивности сечения квазиупругого рассеяния протонов ядрами дейтерия справедливо лишь, если: 1) малы интерференционные эффекты при рассеянии на данные

углы; 2) нуклоны в дейтероне проводят большую часть времени, разделённые расстоянием больше чем λ бомбардирующего протона, так что они могут рассматриваться как два независимых рассеивающих центра; 3) интервалы относительных энергий нуклонов и углов рассеяния в с. ц. т.,

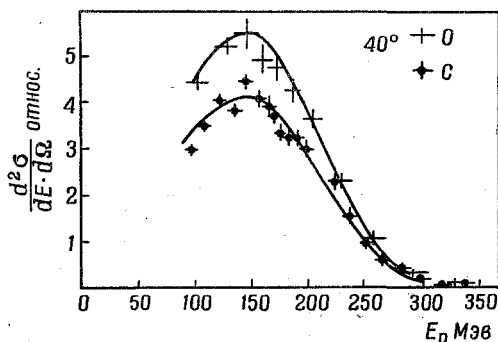


Рис. 6.

соответствующих данному лабораторному углу рассеяния, малы по сравнению с их средними значениями; 4) сечения свободного pp-рассеяния вблизи 340 Мэв мало зависят от энергии; 5) дифференциальные сечения свободного pp-рассеяния в с. ц. т. не зависят от углов, так что в лабораторной системе дифференциальные сечения пропорциональны косинусу

Таблица II

Дифференциальные сечения рассеяния в лабораторной системе (в единицах 10^{-27} см²/стерадиан)

Угол	pp-свободное	pp-свободное	p (D)-квазисвободное
30°	13,2	7,3	$15,7 \pm 1,8$
40°	11,6	2,1	$12,8 \pm 0,6$
энергия (Мэв)	340	270	340

угла рассеяния. Большинство этих условий (например, 3, 4, 5), повидимому, выполняется. Сечение квазисвободного рассеяния протонов ядрами углерода и кислорода³ не определялось, ибо протоны регистрировались только с энергиями более 90 Мэв, что явно соответствует занижению сечений по сравнению с регистрацией полных спектров. Однако из экстраполяции спектров на область малых энергий можно было сделать вывод о том, что сечение близко к величинам, предсказанным моделью столкновений свободных нуклонов. Как видно из рис. 6, выход протонов под углом 40° из ядра кислорода составляет примерно 16/12 от выхода из ядра углерода — в соответствии с пропорциональностью выхода числу нуклонов.

Квазисвободное рассеяние протонов ядрами углерода изучалось также в работе⁴ при энергии протонов 240 Мэв. Энергетическое распределение

протонов в интервале 60—190 Мэв, испускаемых под углом 90° к первичному пучку, исследовалось в этой работе с помощью толстослойных фотоэмульсий. Результаты⁴ представлены на рис. 7 вместе с тремя теоретическими кривыми, речь о которых будет дальше. Для сопоставления теории и опыта экспериментальные значения сечений, изображённые на рис. 7 прямоугольниками, увеличены на рисунке в 2,2 раза. Такое увеличение

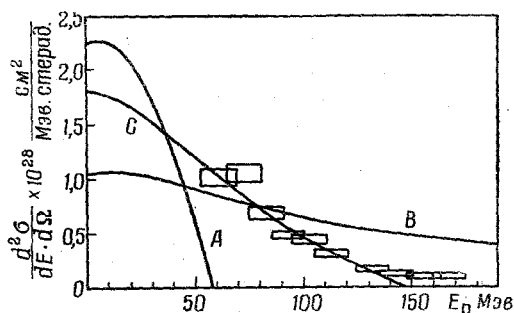


Рис. 7.

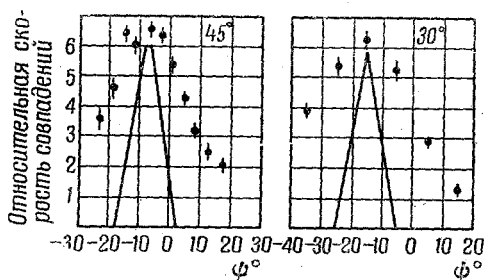


Рис. 8.

экспериментальных сечений при сравнении с теорией вызвано тем, что расчёт интегрального по углам и энергиям сечения квазисвободного р (С)-рассеяния, основанный на модели одноактных нуклеонных столкновений, дал величину $0,378 \cdot 10^{-24}$ см², тогда как наблюдавшееся на опыте сечение неупругих столкновений нейтронов с энергией 270 Мэв с ядрами углерода составляет лишь $0,144 \cdot 10^{-24}$ см². В последней из реферируемых работ по квазисвободному рассеянию протонов исследовалось с помощью схемы совпадений квазисвободное рр-рассеяние на ядрах лития². Опыты производились с выведенным пучком протонов с энергией около 350 Мэв. При расположении двух стильбеновых счётчиков относительно мишени под углами, сумма которых была близка к 90°, наблюдались коррелированные совпадения двух протонов. Измерялась зависимость скорости счёта совпадений — при фиксированном положении одного из счётчиков ($\Phi = 30^\circ$ и $\Phi = 45^\circ$) — от угла между счётчиками. Такая зависимость изображена на рис. 8, причём по оси абсцисс отложена величина $\Psi = \Phi + \theta - 90^\circ$, т. е. отклонение суммы углов расположения двух счётчиков от 90°. Треугольники на рис. 8 учитывают угловое разрешение регистрирующей системы и по форме (но не по положению на оси абсцисс) отвечают свободному рр-рассеянию.

Расширение угловой зависимости в случае лития по сравнению со свободным рассеянием связано с импульсным распределением нуклонов в ядре лития. Дифференциальное сечение квазисвободного пр-рассеяния на

Li при 30° оказалось равным $(39 \pm 4) \cdot 10^{-27} \frac{\text{см}^2}{\text{стерадиан}}$ — почти точно втрое выше соответствующего сечения свободного рассеяния (см. табл. II).

Опыты по квазисвободному рассеянию нейтронов высокой энергии ядрами дейтерия⁵, в которых регистрировался спектр вторичных протонов, отличались от всех описанных выше опытов с протонами тем, что исходные нейтроны обладали широким энергетическим распределением. Эти нейтроны получались при перезарядке протонов с энергией 350 Мэв на бериллиевой мишени. Пик нейтронного спектра соответствовал примерно 280 Мэв, а полуширина равнялась около 100 Мэв. В большинстве измерений, выполненных в⁵ с помощью телескопа совпадений из трёх-четырёх пропорциональных счётчиков или счётчиков сцинтилляций, определялось полное число протонов, выбиваемых из мишени под различными углами от 4 до 58° . При этом в качестве мишеней применялись графит, парафин, вода и тяжёлая вода; по разности парафин — графит исследовалось свободное пр-рассеяние, а по разности тяжёлая вода — вода — эффект квазисвободного рассеяния. С помощью медных фильтров, располагавшихся перед последним в телескопе счётчиком, задавался порог регистрации протонов, равный в среднем $200 \cos^2 \Phi$ Мэв (где Φ — угол рассеяния). При этом надо учесть, что толщина рассеивателей (H_2O и D_2O), использованных для измерений под разными углами, была различна — для малых углов рассеяния, когда энергия протонов выше, использовались более толстые рассеиватели. Соответственно порог регистрации более или менее размывался и менялся от $(195-205) \cos^2 \Phi$ Мэв (4°) до $(158-243) \cos^2 \Phi$ Мэв (58°). В двух случаях — при углах 4 и $22,5^\circ$ (в лабораторной системе) с помощью магнитного спектрометра подробно исследовалось энергетическое распределение протонов от свободного и квазисвободного пр-рассеяния. Применявшийся в⁵ спектрометр был очень близок к описанному выше в связи с работой³, и мы не будем поэтому на нём останавливаться. В связи с работой³ был уже рассмотрен также вопрос о примесях дейтеронов при магнитной спектрометрии протонов. Дополнительные измерения, выполненные в⁵, и, в частности, сопоставление показаний телескопа счётчиков и спектрометра показали, что при измерениях в спектрометре в каналах, соответствующих энергии протонов менее 225 Мэв, примесь дейтеронов может несколько исказить результаты. Данные работы⁵ о спектрах протонов, выбиваемых нейтронами при свободном (H) и квазисвободном (D) рассеянии под углами 4 и $22,5^\circ$, приведены на рис. 9. Сопоставление соотношений выхода протонов от п(D)- и п(H)-взаимодействий при разных углах показывает, как это видно из рис. 10, что это соотношение постоянно и равно около 0,7.

Из рис. 9 соотношение выхода протонов от п(D) и п(H) получается несколько больше, чем 0,7, что связано, видимо, с некоторой примесью дейтеронов, повышающей точки от п(D) при энергиях протонов менее 225 Мэв.

Анализируя свои данные, авторы⁵ указывают на близкое сходство протонных спектров в случае свободного и квазисвободного пр-рассеяния. Уменьшение выхода протонов при квазисвободном рассеянии на 30% по сравнению со свободным рассеянием они объясняют следующими соображениями: 1. При малых углах вылет протона при п(D)-взаимодействии уменьшается вследствие запрета Паули, ибо в этом случае велика вероятность, что оба нейтрона остаются в S-состоянии, что возможно лишь при антипараллельных спинах. 2. Дифференциальные сечения пр-рассеяния, усреднённые по движению протона в дейтероне, могут отличаться от сечений для случая неподвижного протона. Кроме того, энергия протона

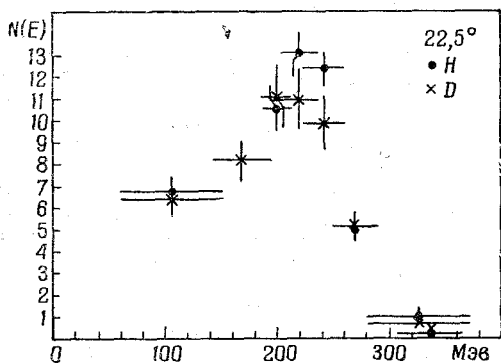
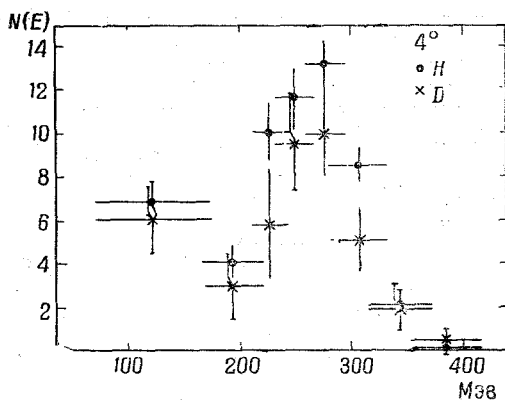


Рис. 9.

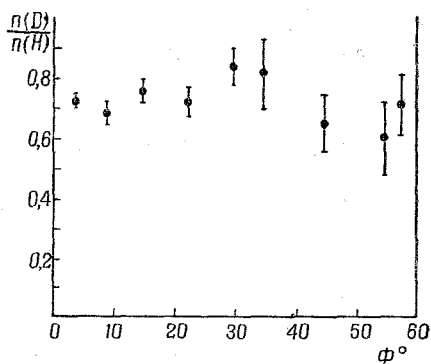


Рис. 10.

в случае $p(D)$ -взаимодействия может уменьшаться из-за образования ди-нейтрона, что приведёт к смещению спектра протонов в сторону малых энергий и к выходу части спектра за порог регистрации.

Авторы⁵ указывают, что теоретическая обработка их данных свидетельствует о большой вероятности обращения спина при обменном пр-столкновении и о том, что нечётные силы в триплетном pp -состоянии не являются отталкивательными.

Прежде чем рассмотреть выводы из реферируемых работ относительно импульсного распределения нуклеонов, остановимся вкратце на некоторых дополнительных различиях между данными для свободного и квазисвободного рассеяния нуклеонов.

Из рис. 4 и 5 очевидно, что пики спектров протонов от квазисвободного рассеяния смещены в сторону меньших энергий по сравнению с пиками свободного рассеяния, причём это смещение тем сильнее, чем больше угол рассеяния. На рис. 8 углы Φ , отвечающие максимуму скорости счёта совпадаений при квазисвободном рассеянии, смещены влево по сравнению со свободным рассеянием, для которого, например, при $\Phi = 45^\circ$ $\Phi_{\text{макс. счёта}} = -5,6^\circ$.

Это смещение связано с тремя факторами — наличием ядерной потенциальной ямы, энергией связи нуклеонов в ядре и энергией возбуждения остаточного ядра.

Вследствие наличия ядерной потенциальной ямы энергия рассеянного под углом Φ нуклеона будет уже не $E = E_0 \cos^2 \Phi$, а $E' = (E_0 + V_0) \cos^2 \Phi - V_0 = E_0 \cos^2 \Phi - V_0 \sin^2 \Phi$, где V_0 — глубина ямы. При $V_0 = 30$ Мэв член $V_0 \sin^2 \Phi$ для угла 40° равняется 12,4 Мэв, а для 30° — 7,5 Мэв. Наблюдаемые же в случае углерода на рис. 4 и 5 смещения пика спектров составляют 12 Мэв для 30° и 27 Мэв для 40° . Дополнительное смещение может обуславливаться энергией связи нуклеонов в ядре (в ^{12}C энергия связи протона около 16 Мэв, а нейтрона — около 18,6 Мэв), а также энергией возбуждения остаточного ядра. Последняя величина, правда, невелика, если оба нуклеона покидают ядро без дальнейших столкновений.

Рассмотрим, наконец, вытекающие из реферируемых работ выводы относительно импульсного распределения нуклеонов в ядрах. Авторы работ^{2, 3, 4} задавались разными видами импульсного распределения и проверяли, насколько рассчитанные из этих распределений величины скорости счёта совпадений при разных углах или энергетические спектры рассеянных протонов согласуются с экспериментальными.

В работе² проверка импульсного распределения была произведена весьма грубо. Исходными соотношениями служили:

$$\mathbf{P} + \mathbf{p} = \mathbf{P}_1 + \mathbf{p}_1 \quad (1)$$

и

$$E_p = E_{P_1} + E_{p_1} + E_{\text{ядра}} + B, \quad (2)$$

где $\mathbf{P}$ и $\mathbf{p}$ — импульсы бомбардирующего и ядерного нуклеонов внутри ядра до и после столкновения, E — кинетические энергии, B — сумма энергии связи выбитого из Li^7 протона (10 Мэв) и энергии возбуждения остаточного ядра He^6 (принимается 5 Мэв).

Из (1) и (2) в компланарном случае и при $|\mathbf{p}| = |\mathbf{P}_{\text{ядра}}|$ (что получается при E_{P_1} и $E_{p_1} \gg V$, где V — глубина ядерной «ямы») следует:

$$2P_1 P_1 \cos(\theta + \Phi) = -2p_1 P_1 \sin \psi = (1 + A^{-1}) p^2 + 2Pp \cos \alpha + 2mB, \quad (3)$$

где α — угол между $\mathbf{P}$ и $\mathbf{p}$, $\theta + \Phi$ — угол между $\mathbf{P}_1$ и $\mathbf{p}_1$, m — масса протона, A — массовое число остаточного ядра ($A = 6$).

Очевидно, что вероятность встречи двух протонов в данной плоскости в интервале углов от α до $\alpha + d\alpha$ есть $N_\alpha d\alpha = \frac{1}{2\pi} d\alpha$, что соответствует в распределении по ψ величине $N_\psi \cdot d\psi$, откуда

$$N_\psi = \frac{1}{\pi} \cos \psi \left[\left(\frac{P_p}{P_1 p_1} \right)^2 - 2 \left\{ \frac{mB}{P_1 p_1} + (1 + A^{-1}) \frac{p^2}{2P_1 p_1} \right\} \sin \psi - \sin^2 \psi \right]^{-1/2}, \quad (4)$$

причём при выводе (4) введён множитель 2 из-за тождественности частиц и использовано приближение

$$1 \gg \left[\frac{mB + \frac{1}{2} (1 + A^{-1}) p^2}{P_p} \right]^2.$$

Если, наконец, импульсное распределение протонов задано в виде $f(p)$, то скорость счёта совпадений в плоскости PP_1 при данном угле ψ пропорциональна

$$\int_0^{P_{\text{макс}}} N_\psi(p) \cdot f(p) dS_p, \quad (5)$$

где элемент импульсной поверхности на данной плоскости $dS_p \sim p \cdot dp$.

Подставляя в (5) распределение для ферми-газа: $f(p) = \text{const}$ при $p_{\text{макс}}^2 = 2m \cdot 20 \text{ Мэв}$, авторы² получили довольно удовлетворительное согласие расчётной зависимости скорости счёта совпадений от угла ψ с опытной (см. рис. 8). Однако, помимо уже упомянутых приближений, они ввели ещё одно грубое допущение, а именно приняли $p_1 P_1 = 330m$. При $E_p = 345 \text{ Мэв}$ и $B = 15 \text{ Мэв}$ такое допущение справедливо лишь при $E_{p_1} = E_{p_1}$ и $E_{\text{ядра}} = 0$. Таким образом, исходя из того, что в опытах² угол регистрации одного из протонов $\Phi = 45^\circ$, авторы приняли соотношение, характерное для свободного рассеяния под 45° . В итоге согласие расчёта и опыта не может считаться доказательством применимости модели ферми-газа, ибо расчёт² мало чувствителен к форме $f(p)$, будучи вообще очень грубым.

В работе³ для сопоставления опыта и теории использовалась формула, данная в⁶ и непосредственно связывающая дифференциальное (по углам и энергиям) сечение квазисвободного рассеяния нуклеонов с импульсным распределением:

$$\frac{d^2\sigma}{dE \cdot d\Omega} = 2 \int_K^\infty \left| \frac{a(p)}{p_6 - q} \right|^2 \sum_{i=1}^n \sigma_i \frac{m}{\hbar^2} p dp,$$

где $N(p) = |a(p)|^2$, p_6 — импульс бомбардирующего, а q — рассеянного нуклеона; p — импульс ядерного нуклеона, $K = |q - p_6 \cos \Phi| |p_6 - q|$, σ_i — дифференциальное сечение рассеяния i -го нуклеона из ядра, содержащего n нуклеонов, Φ — лабораторный угол рассеяния, m — масса нуклеона. На согласие с опытом испытывалось четыре вида импульсного распределения. Два из них — для случая дейтерия — получались разложе-

нием в интеграл Фурье волновой функции согласно соотношению

$$a(p) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^{3/2}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\frac{\mathbf{p}\mathbf{r}}{\hbar}} \Psi(r) dV,$$

причём $N(p) = |a(p)|^2$. Такое разложение применялось как для обычной волновой функции вида

$$\Psi(r) = \frac{e^{-\alpha r}}{r},$$

так и для функции вида

$$\Psi(r) = \frac{e^{-\alpha r}}{r} + \frac{e^{-\beta r}}{r},$$

хорошо аппроксимирующей численное решение уравнения Шредингера с юкавским потенциалом. При этом $(\alpha\hbar)^2 = m\varepsilon$, где m — масса нуклона, ε — энергия связи дейтерона, а $\beta/\alpha = 7$.

Для сложных ядер испытывалось гауссовское распределение

$$N(p) = e^{-\frac{p^2}{x^2\hbar^2}}$$

с разными значениями $x^2\hbar^2$ и, наконец, распределение, предложенное

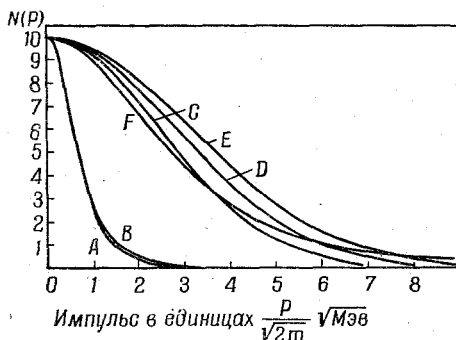


Рис. 11.

Чью и Гольдбергером⁷ для объяснения образования быстрых дейтронов при бомбардировке углерода нейтронами с энергией 90 Мэв, а именно:

$$N(p) = \left| \frac{1}{p^2 + x^2\hbar^2} \right|^2 \quad \text{при} \quad x^2\hbar^2 = 18 \text{ Мэв}.$$

Все сопоставленные с опытом распределения представлены на рис. 11,

а именно:

кривая A — дейтерон $\Psi(r) = \frac{e^{-\alpha r}}{r} + \frac{e^{-\beta r}}{r}$,

$$N(p) = \left| \frac{1}{p^2 + \alpha^2 \hbar^2} - \frac{1}{p^2 + \beta^2 \hbar^2} \right|^2 \quad \alpha^2 \hbar^2 = m\epsilon, \quad \beta/\alpha = 7,$$

кривая B — дейтерон $\Psi(r) = \frac{e^{-\alpha r}}{r}$,

$$N(p) = \left| \frac{1}{p^2 + \alpha^2 \hbar^2} \right|^2 \quad \alpha^2 \hbar^2 = m\epsilon,$$

кривые C, D, E — гауссовское распределение

$$N(p) = e^{-\frac{p^2}{\chi^2 \hbar^2}},$$

где $\frac{\chi^2 \hbar^2}{2m} = 12 \text{ Мэв (C)}, 16 \text{ Мэв (D)}, 20 \text{ Мэв (E)}$,

кривая F — распределение

$$N(p) = \left| \frac{1}{p^2 + \chi^2 \hbar^2} \right|^2,$$

где $\frac{\chi^2 \hbar^2}{2m} = 18 \text{ Мэв}$.

Как видно из рис. 12, в случае дейтерона распределения A и B дают столь близкие результаты, что трудно отдать предпочтение какому-либо из них, тем более, что оба распределения приводят к согласию расчёта с опытом. Расхождение двух вариантов сказывается лишь в «хвостах» распределения, для которых нет достаточно точных опытных данных.

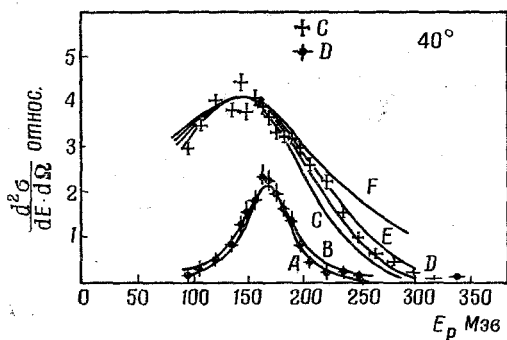


Рис. 12.

Для сложных ядер (например, углерода) хорошее согласие с экспериментом даёт гауссовское распределение импульсов, причём, как видно из рис. 12, наилучшее согласие достигается при

$$\frac{\chi^2 \hbar^2}{2m} = 16 \text{ Мэв}.$$

На рис. 4 и 5 теоретические кривые для дейтерия нанесены по варианту *A*, а для углерода — по варианту *D*. Авторы⁸ считают, что любое гауссовское распределение в интервале

$$\frac{\chi^2 \hbar^2}{2m} = 14 - 19 \text{ Мэв}$$

удовлетворительно описывает опыты с углеродом.

В работе⁴ опыт сравнивался с тремя теоретическими кривыми. На рис. 7 кривая *A* соответствует модели вырожденного ферми-газа ($E_{\text{макс}} = 22 \text{ Мэв}$), кривая *B* — распределению Чью-Гольдбергера, кривая *C* — этому же распределению, но обрезанному при энергии 72 Мэв. Лучшее всего согласуется с опытом кривая *C*. Расчёт для ферми-газа даёт полное расхождение с опытом. Хотя в работе³ модель ферми-газа и не использовалась для сопоставления с опытом, но, исходя из согласия с экспериментом расчётов, основанных на гауссовском распределении, не приходится и там ожидать согласия с моделью ферми-газа. Поэтому большинство данных об импульсном распределении нуклонов в ядрах говорит против применения модели ферми-газа и в пользу гауссовского распределения.

Для уточнения вида импульсного распределения необходимы дальнейшие опыты — особенно по установлению спектра наиболее быстрых вторичных частиц под разными углами.

Г. И.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Schamberger, Phys. Rev. **85**, 424 (1952).
2. O. Chamberlain a. E. Segre, Phys. Rev. **87**, 81 (1952).
3. J. Cladis, W. Hess a. B. Moyer, Phys. Rev. **87**, 425 (1952).
4. G. Temmer, Phys. Rev. **83**, 1067 (1951).
5. J. Cladis, J. Hadley, W. Hess, Phys. Rev. **86**, 110 (1952).
6. P. Wolff, Phys. Rev. **87**, 434 (1952).
7. G. Chew a. M. Goldberger, Phys. Rev. **77**, 470 (1948).