

ТЕОРИЯ СТОЛКНОВЕНИЙ АДРОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ С ЯДРАМИ*)

Р. Глаубер

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	641
2. Ядерная дифракционная теория	645
3. Измерения упругого рассеяния	649
4. Упругое рассеяние на более тяжелых ядрах	659
5. Суммарное рассеяние	663
6. Процессы перезарядки и образования частиц	670
Цитированная литература	672

1. ВВЕДЕНИЕ

За последние два-три года значительно повысился интерес к использованию ядер с $A > 1$ в качестве мишеней в экспериментах по столкновениям при высоких энергиях. Причина, как мне кажется, состоит в возрастающем понимании того, что теоретическое рассмотрение ядерных столкновений не так сложно, как можно было бы представить. При энергиях в миллиарды электрон-вольт ядерная физика много проще, чем при низких энергиях. Высокоэнергичная частица, проходящая через ядро, лишь слегка отклоняется и уходит раньше, чем успевают произойти вызванная ею перестройка. Энергия этой частицы гораздо выше, чем у нуклонов в ядре, и практически при ее столкновении с каким-либо нуклоном остальные являются покоящимися наблюдателями.

В каждом отдельном столкновении налетающая частица теряет лишь малую долю своего импульса и энергии. Конечно, всегда происходят и «катастрофические» события, но доля столкновений с большой передачей импульса статистически мала. В результате подавляющая часть происходящих событий может быть описана на языке, близком тому, который используется для описания дифракционных явлений в физической оптике.

Теория, которую мы будем здесь обсуждать^{1, 2}, в действительности является разновидностью теории оптической дифракции. В ядерной физике ей было дано много названий (эйконоальное приближение, высокоэнергетическое приближение и т. д.)**), однако, я думаю, лучшим

*) Обзорный доклад на 3-й Международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра (Колумбийский университет, сентябрь 1969 г.). Перевод с препринта выполнен В. М. Колыбасовым.

Автор статьи Р. Глаубер — сотрудник Лаймановской физической лаборатории, Гарвардский университет, США.

**) Наиболее популярным названием является «глауберовское приближение». (Прим. перев.)

названием остается «дифракционная теория». Это просто теория дифракции Фраунгофера, обобщенная для рассмотрения процессов многократного рассеяния с учетом потерь энергии и таких квантовомеханических переменных, как спин и изоспин.

Прежде чем обсуждать саму теорию, полезно провести различие между двумя значениями, которые имеет термин «неупругое столкновение». Первое значение — чисто ядерное, когда ядро-мишень возбуждается или разваливается, но составляющие его нуклоны остаются неизменными. Второй смысл характерен для теории элементарных частиц, когда меняется природа налетающей частицы или одного из нуклонов мишени, либо изменяется число частиц. Большая часть настоящей статьи посвящена упругим столкновениям адронов с ядрами и столкновениям, неупругим в первом из двух указанных значений, т. е. в чисто ядерном. Однако многое из того, что будет сказано о таких сравнительно простых процессах, при достаточно больших энергиях можно применить и к процессам с рождением частиц на ядрах. Мы кратко остановимся на этом в заключении.

Угловое распределение упругого рассеяния на ядрах обладает рядом особенностей, по которым его легко отличить. Допустим сначала, что нуклоны в ядре рассеивают слабо и налетающая частица, проходя через ядро, рассеивается не более одного раза. Так как в принципе невозможно указать, с каким из A нуклонов произошло взаимодействие при упругом столкновении, амплитуда рассеяния на ядре является когерентной суммой амплитуд рассеяния на каждом из нуклонов. Из-за того, что весь объем ядра дает когерентный вклад в рассеяние, появляется сильный пик в угловом распределении под малыми углами. Большая часть упругого рассеяния при высоких энергиях сосредоточена в узком конусе с углом раствора порядка отношения длины волны падающей частицы к радиусу ядра R .

Другая особенность упругого рассеяния состоит в том, что в нашей модели амплитуда рассеяния вперед пропорциональна A , и интенсивность переднего пика должна возрастать как A^2 . Оба отмеченных свойства — направленность вперед и поведение интенсивности как A^2 — являются следствиями когерентного характера упругого рассеяния. Сейчас упругое рассеяние зачастую называют просто когерентным рассеянием (а процессы рождения частиц, упругие в ядерном смысле, называют когерентным рождением).

Обозначим функцию плотности ядра через $\rho(\mathbf{r})$ и нормируем ее условием $\int \rho(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = 1$. Тогда ядерный формфактор определяется как

$$S(\mathbf{q}) = \int e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} \rho(\mathbf{r}) d\mathbf{r}. \quad (1,1)$$

Если $f(\mathbf{q})$ — амплитуда рассеяния на одном нуклоне с переданным импульсом $\hbar\mathbf{q}$, то в приближении однократного рассеяния интенсивность процесса на ядре дается выражением

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A^2 |f(\mathbf{q})|^2 S^2(\mathbf{q}). \quad (1,2)$$

Вид этого распределения для ядер среднего веса показан на рис. 1. Именно формфактор $S(\mathbf{q})$ приводит к быстрому падению сечения и придает ему дифракционную форму.

Рост сечения вперед как A^2 является, конечно, следствием нашего предположения о слабости рассеяния на нуклонах и о когерентности их амплитуд. В действительности нуклоны сильно взаимодействуют

с налетающим адроном и важны эффекты многократного рассеяния. Это ведет к тому, что интенсивность рассеяния вперед растет как A , т. е. гораздо медленнее, чем A^2 , но мало изменяется вид углового распределения. Поэтому наиболее характерной чертой когерентного рассеяния остается сильная направленность вперед (то же самое относится к когерентному рождению).

То, что энергии возбуждения низших состояний ядер малы (порядка нескольких $M\bar{e}v$) по сравнению с энергиями быстрых налетающих частиц (несколько $G\bar{e}v$), приводит к исключительной трудности выделения упругого рассеяния, по крайней мере обычным путем с применением хорошего энергетического разрешения. Этот путь использовался для рассеяния протонов с энергией 1 $G\bar{e}v$ на ряде легких ядер; здесь, возможно, будет достигнуто и лучшее разрешение. Но при гораздо более высоких энергиях измерения упругого рассеяния могут быть практически выполнены лишь путем детектирования ядер отдачи таким способом, который бы непосредственно указывал, что они остались в основном состоянии. Это происходит автоматически, если детектируются дейтроны или α -частицы, и все измерения упругого рассеяния при энергиях выше 1 $G\bar{e}v$ выполнены до сих пор только для этих ядер.

При неупругих столкновениях адронов с ядрами ядерная система может оставаться в различных конечных состояниях, как связанных, так и несвязанных. Так как, однако, импульс, передаваемый в каждом столкновении, сравнительно мал, весьма малы и передаваемые энергии. При рассеянии под небольшими углами характерная энергия возбуждения составляет лишь несколько $M\bar{e}v$ или, быть может, несколько десятков $M\bar{e}v$, что много меньше энергии налетающей частицы. Поэтому мы не потеряем слишком много в точности вычислений, если совсем пренебрежем передачей энергии и используем «приближение полноты» для суммирования дифференциальных сечений, соответствующих всем возможным конечным состояниям ядра.

Если вычислить суммарное сечение рассеяния с использованием «приближения полноты» и вычесть известное сечение упругого рассеяния, то получится довольно простое выражение для суммарного сечения неупругого рассеяния. В приближении однократного рассеяния, использованном нами ранее,

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{неупр}} = A |f(\mathbf{q})|^2 \{1 - S(\mathbf{q})\} \quad (1,3)$$

при допущении, что положения нуклонов в ядре некоррелированы. Сечение такого вида показано на рис. 1.

Сразу же можно заметить, что сечение неупругого рассеяния пропорционально числу нуклонов A . Причиной является то, что, в принципе, наблюдая конечное состояние, можно определить, с каким из нуклонов ядра произошло столкновение (точнее, каковы начальное и конечное

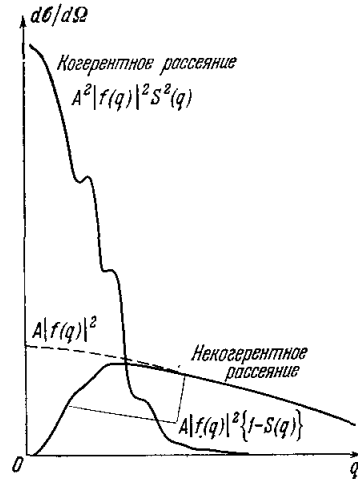


Рис. 1. Дифференциальные сечения когерентного и некогерентного процессов однократного рассеяния на ядре среднего веса. Кулоновское рассеяние опущено.

одночастичные состояния, между которыми произошел переход). Иначе говоря, отдельные нуклоны дают некогерентный вклад в суммарное сечение неупругого рассеяния, которое поэтому в современной терминологии называется некогерентным рассеянием.

Для значений переданного импульса $\hbar\mathbf{q}$, лежащих вне конуса когерентного рассеяния, формфактор $S(\mathbf{q})$ мал по сравнению с единицей. Основным неупругим процессом является квазиупругое столкновение, при котором тот нуклон, с которым произошло столкновение, с вероятностью единица выбивается из ядра. Дифференциальное сечение такого процесса, равное как раз $A |f(\mathbf{q})|^2$, согласно (1,3), имеет вид, в основном определяемый сечением рассеяния на отдельном нуклоне.

При малых переданных импульсах, однако, угловое распределение неупругого рассеяния должно иметь совсем другой вид. Ограничиваясь рассмотрением неупругого рассеяния, мы требуем, чтобы ядро оставалось в состоянии, отличном от основного и ортогональном ему. Такой переход, очевидно, невозможен при столкновении с нулевым переданным импульсом; элемент матрицы рассеяния обращается в нуль из-за ортогональности начального и конечного состояний. Соответственно неупругое рассеяние под малыми углами весьма мало по крайней мере в приближении однократного рассеяния, для которого оно исчезает при $q = 0$.

Если учесть корреляцию положений нуклонов, то к сечению (1,3) прибавляется дополнительный член, содержащий парную плотность нуклонов. Принцип Паули приводит к известной корреляции, а именно к стремлению тождественных нуклонов избежать друг друга. Его влияние на сечение неупругого рассеяния легко проследить, если заметить, что он исключает переходы ядра в ряд состояний с малыми одночастичными возбуждениями, которые были включены в сумму (1,3). Поэтому принцип Паули, по крайней мере в приближении однократного рассеяния, еще более уменьшает сечение некогерентного рассеяния при малых переданных импульсах.

Хотя провести эксперименты по упругому рассеянию при высоких энергиях трудно, имеется альтернативный способ измерения ядерного рассеяния, основанный на использовании сравнительно плохого энергетического разрешения. Если счетчики будут регистрировать частицы в достаточно широком интервале энергий, скажем около 100 Мэв вблизи начальной энергии, то будет наблюдаться суммарное сечение когерентного и некогерентного рассеяний. Почти вся интенсивность при малых переданных импульсах относится к упругому рассеянию, тогда как в области больших переданных импульсов сечение почти полностью неупругое. Эти два распределения можно на самом деле в какой-то мере отделить благодаря их различной форме. Информация, теряющаяся из-за невозможности наблюдать когерентное рассеяние при больших переданных импульсах, с избытком возмещается той в некотором смысле дополнительной информацией другого рода, которая содержится в неупругом рассеянии.

Следует еще раз подчеркнуть, что приближение однократного рассеяния дает лишь качественное указание на поведение ядерных сечений. Адронные взаимодействия столь сильны, что эффекты поглощения и многократного рассеяния оказывают сильное влияние на наблюдаемые сечения.

Величина некогерентного рассеяния, например, пропорциональна не A , а гораздо меньшему числу нуклонов, расположенных вблизи поверхности ядра. Простейший способ рассмотрения таких эффектов дается дифракционной теорией многократного рассеяния.

2. ЯДЕРНАЯ ДИФРАКЦИОННАЯ ТЕОРИЯ

Перечислим кратко основные положения дифракционной теории рассеяния^{1, 2}. Прежде всего предположим, что импульс $\hbar\mathbf{k}$ налетающей частицы настолько велик, что длина волны k^{-1} много меньше радиуса взаимодействия частицы с нуклоном. Только при этом условии амплитуда отдельного рассеяния может быть описана на языке дифракционной теории. Из резкой направленности дифракционного рассеяния вперед следует, что в амплитуду дает вклад большое число парциальных волн.

При этом с хорошей точностью можно заменить суммирование по парциальным волнам интегрированием по прицельному параметру b , определяемому соотношением $kb = l + 1/2$. Удобно ввести вместо комплексных сдвигов фаз δ_l функцию $\chi(b) = 2\delta_l$. В разложение амплитуды рассеяния по парциальным волнам входит величина

$$1 - e^{2i\delta_l} = 1 - e^{i\chi(b)} \equiv \Gamma(b), \quad (2,1)$$

которую мы назовем функцией «профиля». Если взаимодействие, ответственное за рассеяние, не обладает азимутальной симметрией вокруг направления импульса налетающей частицы $\hbar\mathbf{k}$, становится более удобным говорить о прицельном векторе \mathbf{b} , который имеет величину b и лежит в плоскости, перпендикулярной \mathbf{k} . Сдвиги фаз и функция «профиля» могут быть тогда записаны как $\chi(\mathbf{b})$ и $\Gamma(\mathbf{b})$, т. е. как функции векторного аргумента.

Разложение по парциальным волнам амплитуды рассеяния на закрепленном рассеивателе дается в дифракционной теории двумерным интегралом Фурье от функции «профиля»

$$f(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int e^{i\mathbf{q}\mathbf{b}} \Gamma(\mathbf{b}) d^2b. \quad (2,2)$$

Это выражение с хорошей точностью описывает амплитуду рассеяния, пока переданный импульс $\hbar\mathbf{q} = \hbar(\mathbf{k} - \mathbf{k}')$ мал по сравнению с импульсом налетающей частицы. Так как мы предположили, что амплитуда рассеяния велика только в этой области, можно выразить функцию «профиля» через амплитуду рассеяния, обращая преобразование Фурье

$$\Gamma(\mathbf{b}) = \frac{1}{2\pi ik} \int e^{-i\mathbf{q}\mathbf{b}} f(\mathbf{q}) d^2q, \quad (2,3)$$

причем интегрирование проводится по плоскости, перпендикулярной \mathbf{k} .

Столкновение налетающей высокоэнергичной частицы с ядром происходит так быстро, что на протяжении него можно считать нуклоны покоящимися. Обозначим координаты нуклонов через $\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_A$, а проекции этих векторов на плоскость, перпендикулярную \mathbf{k} , через $\mathbf{s}_1, \dots, \mathbf{s}_A$ (рис. 2). Ясно, что функция «профиля» для ядра как целого зависит от $\mathbf{s}_1, \dots, \mathbf{s}_A$ и от \mathbf{b} . Если допустить, что передаваемая ядру энергия пренебрежимо мала, то нетрудно обобщить соотношение (2,2) на неупругие ядерные столкновения. Дифракционная амплитуда процесса рассеяния, при котором ядро переходит из начального состояния $|i\rangle$ в конечное состояние $|f\rangle$, а налетающая частица передает импульс $\hbar\mathbf{q}$, как легко показать¹, есть

$$F_{fi}(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int e^{i\mathbf{q}\mathbf{b}} \langle f | \Gamma(\mathbf{b}, \mathbf{s}_1, \dots, \mathbf{s}_A) | i \rangle d^2b. \quad (2,4)$$

Чтобы использовать это выражение, нужно, конечно, уметь вычислять функцию «профиля» для ядра. Простейший способ оценки функции Γ дается аналогией с оптикой: давайте рассматривать ядро как

совокупность преломляющих (и поглощающих) объектов, показатели преломления которых не сильно отличаются от единицы. В этом случае падающая волна не сильно искажается, проходя сквозь ядро, и сдвиги фаз χ_j на отдельных нуклонах просто складываются. Полный сдвиг фазы дается выражением

$$\chi(\mathbf{b}, \mathbf{s}_1, \dots, \mathbf{s}_A) = \sum_j \chi_j(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j),$$

и следовательно, функция «профиля» для ядра есть

$$\begin{aligned} \Gamma(\mathbf{b}, \mathbf{s}_1, \dots, \mathbf{s}_A) &= 1 - e^{i\chi(\mathbf{b}, \mathbf{s}_1, \dots, \mathbf{s}_A)}, \\ &= 1 - \prod_j e^{i\chi_j(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j)}, \end{aligned} \quad (2,5)$$

$$= 1 - \prod_{j=1}^A [1 - \Gamma_j(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j)]. \quad (2,6)$$

Раскрывая последнее произведение, получаем

$$\Gamma(\mathbf{b}, \mathbf{s}_1, \dots, \mathbf{s}_A) = \sum_j \Gamma_j(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j) - \sum_{j < m} \Gamma_j(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j) \Gamma_m(\mathbf{b} - \mathbf{s}_m) + \dots \quad (2,7)$$

Первым приближением к ядерной функции «профиля» является как раз сумма отдельных функций «профиля» для нуклонов, но это приближение в известном смысле включает в себя чересчур много. Из-за того,

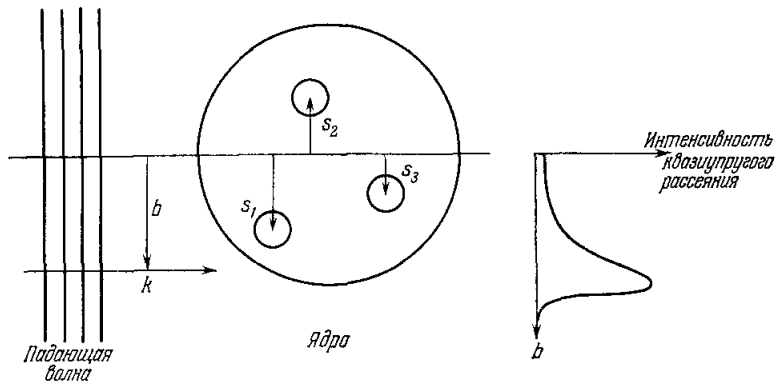


Рис. 2. Схематический рисунок ядра, показывающий определение прицельного параметра \mathbf{b} и поперечных компонент \mathbf{s}_j положений нуклонов.

Диаграмма справа показывает, что квазиупругое рассеяние возникает преимущественно в результате взаимодействий вблизи края ядра.

что нуклоны бросают тень друг на друга, или, более обще, из-за того, что процессы двукратного рассеяния не должны учитываться дважды, нужно вычесть сумму парных произведений функций «профиля». Поправки более высокого порядка попеременно прибавляют или вычитают суммы произведений все большего числа функций «профиля», пока наконец сумма не кончается A -кратным произведением.

Подставляя выражения (2,6) или (2,7) для ядерной функции «профиля» в соотношение (2,4), мы можем построить амплитуду рассеяния на ядре, зная функции «профиля» Γ_j отдельных нуклонов. Без фундаментального понимания законов сильного взаимодействия невозможно, конечно, предсказать функцию «профиля» нуклона. Поэтому естественно использовать обратное фурье-преобразование (2,3), чтобы выразить функции «профиля» через амплитуды рассеяния $f_j(\mathbf{q})$, многие свойства которых

известны непосредственно из эксперимента. Если функции «профиля» G_j записаны таким образом, то, как можно видеть, совокупность соотношений (2,4) и (2,7) приводит к разложению амплитуды рассеяния на ядре по возрастающим степеням f_j ; это ряд многократного рассеяния, кончающийся A -м членом.

Явные выражения амплитуды неупругого ядерного рассеяния через амплитуды рассеяния на отдельных нуклонах несколько более громоздки. Так как они уже выписывались и имеется несколько обзоров^{2,3}, мы не будем повторять их здесь. Амплитуда ядерного рассеяния выражается либо в виде одного многократного интеграла, либо, что, как правило, более удобно, в виде суммы многократных интегралов меньшей размерности, каждый из которых имеет вид, удобный для непосредственных вычислений. Конечно, при вычислении интегралов требуется некоторая информация о ядерных волновых функциях, но практически используемая информация невелика. Как суммарное рассеяние, оцениваемое с помощью «приближения полноты», так и упругое рассеяние зависят лишь от волновой функции основного состояния ядра. До сих пор для большинства целей было достаточно использовать максимально простую картину основного состояния ядра — рассматривать ядро как идеальный газ частиц, имеющих одну и ту же функцию плотности, форма и размеры которой совпадают с хорошо известным распределением плотности заряда.

Представляя основные элементы теории, мы, конечно, несколько упростили ее. Например, очевидно, что предполагавшаяся аддитивность сдвигов фаз не будет иметь место, если рассматриваемые частицы обладают внутренними степенями свободы. Если частицы имеют спин и изоспин, то функции «профиля» G_j становятся операторами, которые в общем случае не коммутируют⁴⁻⁶, и правило (2,6) для функций «профиля» должно быть записано через упорядоченное произведение. Правда, упорядочение, которое следует использовать, очевидно. Это как раз порядок, в котором налетающая частица претерпевает столкновения с нуклонами, и таким образом, функция зависит не только от поперечных компонент координат нуклонов, но и от порядка их продольных компонент.

Использованная оптическая аналогия является простейшим подходом к теории, однако возможны и другие подходы. Один из самых ранних⁷⁻⁹ был значительно более систематическим, чем оптическая аналогия, хотя преимущество достигалось ценой некоторого усложнения. В нем сначала выписывалось наиболее общее формальное выражение амплитуды многократного рассеяния в многочастичной системе. Это выражение можно значительно упростить, если вспомнить наше допущение, что нуклоны в ядре остаются в покое во время процесса столкновения. Поэтому матрица рассеяния на ядре выражается через функцию распространения налетающей частицы и матрицу рассеяния на отдельных нуклонах.

Мы хорошо знаем не зависящий от времени пропагатор налетающей частицы с энергией E :

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -\frac{E}{2\pi\hbar^2 c^2} \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \quad (2,8)$$

Однако при использовании такого пропагатора в выражении для амплитуды многократного рассеяния нельзя в явном виде выполнить встречающиеся интегрирования. Хорошо было бы заменить пропагатор приближенным, но более простым выражением. Вернемся к его представлению Фурье

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -\frac{2E}{(2\pi)^3 \hbar^2 c^2} \int \frac{e^{i\mathbf{p}(\mathbf{r}-\mathbf{r}')}}{p^2 - k^2 - i\epsilon} d\mathbf{p} \quad (2,9)$$

и заметим, что вследствие того, что все процессы рассеяния ведут к малым передачам импульса, импульс налетающей частицы при ее прохождении через ядро вряд ли будет сильно отличаться от его начального значения $\hbar\mathbf{k}$.

Если записать переменную интегрирования в (2,9) в виде $\mathbf{p} = \mathbf{k} + \boldsymbol{\eta}$ и пренебречь $\boldsymbol{\eta}^2$ в знаменателе подынтегрального выражения, то можно аппроксимировать пропагатор интегралом

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \approx -\frac{2E}{(2\pi)^3 \hbar^2 c^2} e^{i\mathbf{k}(\mathbf{r}-\mathbf{r}')} \int \frac{e^{i\boldsymbol{\eta}(\mathbf{r}-\mathbf{r}')}}{2k\boldsymbol{\eta} - i\varepsilon} d\boldsymbol{\eta}. \quad (2,10)$$

Пусть z и z' — компоненты \mathbf{r} и \mathbf{r}' , параллельные \mathbf{k} . Тогда интеграл, который легко вычисляется, может быть записан в виде

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \approx -\frac{iE}{\hbar^2 c^2 k} e^{i\mathbf{k}(\mathbf{r}-\mathbf{r}')} \delta^{(2)}(\mathbf{s}-\mathbf{s}') \theta(z-z'), \quad (2,11)$$

где $\delta^{(2)}$ — двумерная δ -функция, а θ — ступенчатая функция

$$\theta(z-z') = \begin{cases} 1, & z > z', \\ 0, & z < z'. \end{cases} \quad (2,12)$$

Эффективная функция распространения (2,11) выглядит, конечно, совсем не так, как точный пропагатор (2,8), если $\mathbf{r} - \mathbf{r}'$ не параллельно \mathbf{k} . В действительности она позволяет частице, вошедшей в ядро, двигаться лишь в направлении вперед. Эта функция имеет необычный вид, но является компактным и удобным выражением тех приближений, которые мы сделали.

Частично интерес к эффективной функции распространения объясняется тем значением, которое она, как недавно было показано, имеет при рассмотрении задач рассеяния в теории поля. По крайней мере в шести работах, выполненных в самое последнее время¹⁰⁻¹⁵, удалось, используя эффективный пропагатор (2,11), выполнить в пределе высокой энергии в замкнутой форме суммирование ряда фейнмановских амплитуд, отвечающих широкому классу лестничных диаграмм, в том числе с довольно запутанными «ступеньками».

Использование эффективной функции распространения (2,11) приводит к значительным упрощениям интегралов, встречающихся в разложении по многократным рассеяниям. В получающихся выражениях происходит большое число сокращений. В частности, если взаимодействие является потенциальным, то ряд многократного рассеяния для ядра из A частиц может быть сведен к такой форме, когда сумма кончается на A -м члене. Более того, сокращаются все эффекты, связанные с выходом распространяющейся частицы в промежуточных состояниях за массовую поверхность, и остаются только амплитуды рассеяния на нуклонах на массовой поверхности. Именно это сокращение объясняет простоту и правильность результатов, выведенных из оптической аналогии. Его механизм недавно подробно обсуждался Харрингтоном¹⁶.

Подход к проблеме столкновения с ядрами, исходящий из наиболее общего вида теории многократного рассеяния, имеет то преимущество, что дает поправки к более простому подходу через оптическую аналогию. Отмеченное выше сокращение показывает, однако, что оценка этих поправок — не такое простое дело. Некоторые авторы, исследовавшие члены двукратного рассеяния¹⁷⁻¹⁹, предлагают добавить к амплитуде двукратного рассеяния, получаемой в дифракционной теории, отсутствующие в ней эффекты выхода за массовую поверхность. Ценность этой поправки представляется спорной, пока не исследованы члены с большим числом рассеяний, которые сокращают ее в случае потенциального взаимодейст-

вия. Предположение Аберса, Бурхарда, Теплица и Вилкина¹⁹ о том, что в пределе высоких энергий теневые поправки в случае дейтрона должны исчезать, зависит от того же сокращения и в равной мере спорно, как недавно признал Вилкин²⁰ *).

3. ИЗМЕРЕНИЯ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ

Чтобы проследить, как проведенное рассмотрение применяется к случаю дейтрона, определим формфактор

$$S(\mathbf{q}) = \int e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} |\varphi(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r}, \tag{3,1}$$

где φ — волновая функция основного состояния. Дифракционная амплитуда упругого рассеяния на дейтроне дается выражением^{1, 4}

$$F_{ii}(\mathbf{q}) = f_n(\mathbf{q}) S\left(\frac{1}{2}\mathbf{q}\right) + f_p(\mathbf{q}) S\left(\frac{1}{2}\mathbf{q}\right) + \frac{i}{2\pi k} \int S(\mathbf{q}') f_n\left(\frac{1}{2}\mathbf{q} + \mathbf{q}'\right) f_p\left(\frac{1}{2}\mathbf{q} - \mathbf{q}'\right) d^2\mathbf{q}', \tag{3,2}$$

где f_n и f_p — это (независимые от спинов) амплитуды рассеяния на нейтроне и протоне. Первые два слагаемые в F_{ii} отвечают однократному рассеянию нейтроном и протоном, а третье — рассеянию на обеих частицах. Три варианта процесса рассеяния продемонстрированы на рис. 3 для одного и того же переданного импульса $\hbar\mathbf{q} = \hbar(\mathbf{k} - \mathbf{k}')$. Тот способ, которым разделен переданный импульс между нейтроном и протоном на рис. 3, не единственный (благодаря внутреннему движению нуклонов в дейтроне). Он, однако, является доминирующим, и отсюда вытекает значительное отличие между угловыми распределениями для однократного и двукратного рассеяния.

Однократное рассеяние, при котором весь переданный импульс приходится на один нуклон, приводит преимущественно к развалу дейтрона. При упругом рассеянии, когда дейтрон остается целым, амплитуда, соответствующая однократному рассеянию, резко падает с ростом переданного импульса. Это резкое падение обеспечивается формфакторами $S\left(\frac{1}{2}\mathbf{q}\right)$ в первых двух членах формулы (3,2).

Член двойного рассеяния, с другой стороны, описывает столкновения, в которых нейтрон и протон получают примерно одинаковые импульсы. При этом дейтрон без труда выживает как целое. Таким образом, амплитуда двойного рассеяния сравнительно малочувствительна к структуре дейтрона и очень похожа на амплитуду, отвечающую двум последовательным рассеяниям на свободных нуклонах.

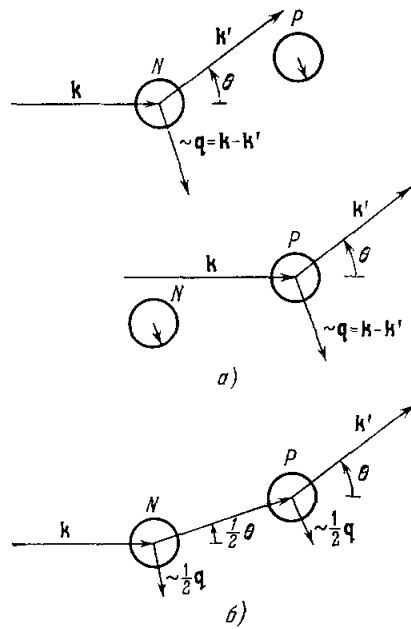


Рис. 3. Три основных типа столкновений, при которых дейтрону передается заданный импульс $\hbar\mathbf{q} = \hbar(\mathbf{k} - \mathbf{k}')$.

*) См. по этому поводу работу В. Н. Грибова: ЖЭТФ 56, 892 (1969). (Прим. перев.)

Если допустить, что $f_n = f_p$, и взять их сейчас чисто мнимыми и в гауссовской форме как функции q , то амплитуды однократного и двукратного

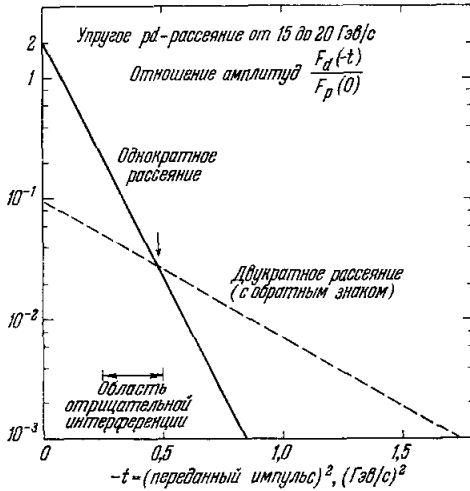


Рис. 4. Вклад однократного и двукратного столкновений в амплитуду упругого рассеяния протонов на дейтроне.

на нейтроне и протоне имеют небольшие действительные части, сечение должно на самом деле иметь не нуль, а хорошо выраженный интерференционный минимум.

Первое экспериментальное исследование pd -рассеяния под углами вне направления вперед было выполнено Коулменом и др.²¹ при 2 Гэв. Это исследование, проведенное для больших углов, не было распространено на малые углы так, чтобы полностью включить всю интерференционную область. Было показано²², что результаты измерений находятся в прекрасном согласии с теорией в том районе, где доминирует двукратное рассеяние, но вопрос о существовании интерференционного минимума оставался открытым.

Вопрос прояснился при анализе брукхейвенских данных по рассеянию при 1 Гэв²³. Эксперимент дал угловое распределение, хорошо согласующееся с теорией в области как малых, так и больших переданных импульсов, но между этими областями вместо предсказанного минимума обнаружилось довольно плоское плечо. Эксперимент по π^-d -рассеянию при 895 Мэв/с, проведенный группой из ЦЕРН и Триеста²⁴, показал весьма похожую картину, с плечом в угловом распределении, но без заметного интерференционного минимума. Сравнение экспериментальных результатов с теорией, выполненное Альбери и Бертокки^{24, 25} с учетом спиновой структуры амплитуд рассеяния, показано на рис. 5.

рассеяния принимают вид, показанный на рис. 4. Амплитуда двукратного рассеяния гораздо меньше по величине, чем амплитуда однократного рассеяния при $q = 0$, но она намного медленнее убывает с ростом q и дает основной вклад при больших переданных импульсах.

Очень важно отметить, что амплитуда двукратного рассеяния противоположна по знаку амплитуде однократного рассеяния, что можно увидеть непосредственно из знакоперемешности ряда (2,7). Если бы амплитуды рассеяния на нуклонах были чисто мнимыми, то однократное и двукратное рассеяния сокращались бы при $-t = (\hbar q)^2 \sim 0,5$ (Гэв/с)², давая нуль в дифференциальном сечении. Так как амплитуды рассеяния

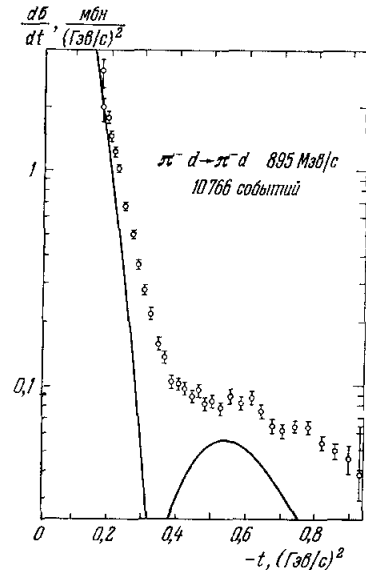


Рис. 5. Первоначальная проверка теории для упругого π^-d -рассеяния.

Сплошная линия — расчет Альбери и Бертокки^{24, 25}. Экспериментальные точки из работы Брадаманте и др.²⁴.

Еще одно указание на расхождение теории с экспериментом появилось после измерений pd -рассеяния при 582 Мэв группой из Вирджинии ²⁶. Они согласуются с предыдущими в том, что показывают отсутствие интерференционного минимума.

Давайте сейчас на минуту отвлечемся и посмотрим на измерения упругого рассеяния на более тяжелых элементах. Упругое рассеяние протонов

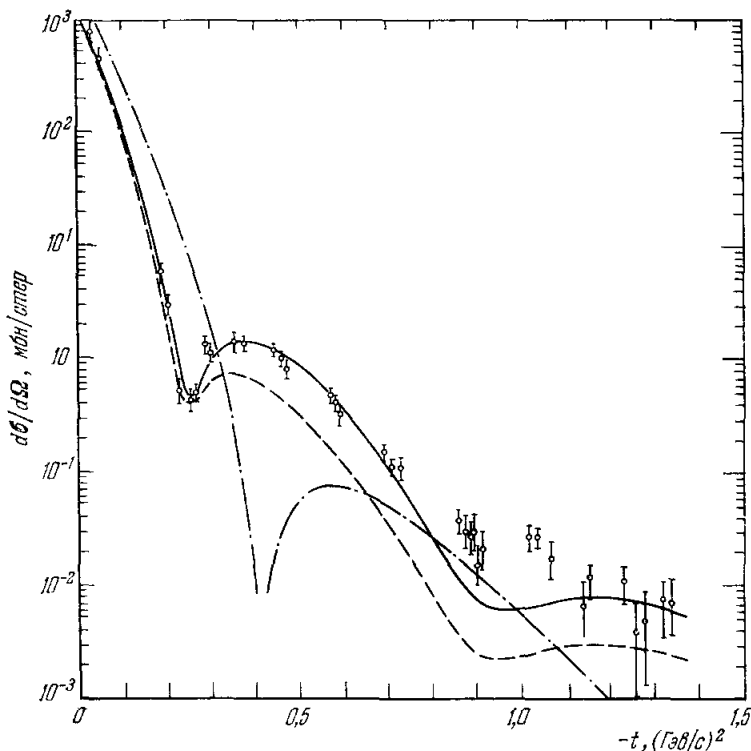


Рис. 6. Анализ данных Палевского и др. ²⁷ по упругому pd -рассеянию при 1 Гэв , проведенный Басселем и Вилкином ²⁹.

Штриховая кривая — дифференциальное сечение, полученное с гуссовским видом формфактора для He^4 . Штрих-пунктирная кривая — улучшенный формфактор, который определен из недавних экспериментов по электронному рассеянию при больших переданных импульсах. Сплошная кривая — дифференциальное сечение, рассчитанное с этим улучшенным формфактором.

с энергией 1 Гэв на He^4 исследовалось в Брукхейвене ²⁷, причем, как сразу же было отмечено Чижом и Лежняком ²⁸ и Басселем и Вилкином ²⁹, результаты хорошо описываются простой теорией многократного рассеяния. Расчеты Басселя и Вилкина показаны на рис. 6. Распределение плотности для He^4 выбрано из условия наилучшего согласия с последними стэнфордскими измерениями зарядового формфактора. При этом предсказываемое дифференциальное сечение упругого рассеяния весьма близко к экспериментальному. К такому же заключению пришли Лежняяк и Волек ³⁰ (рис. 7), рассматривая измерения рассеяния $p - \text{He}^4$ при 587 Мэв , выполненные вирджинской группой ³¹.

Брукхейвенские измерения рассеяния протонов на O^{16} анализировались несколькими авторами ^{30, 32-34} на основе теории многократного рассеяния. Во всех случаях найдено, что вычисленные сечения прекрасно согласуются с экспериментальными данными. Оказалось, что предсказываемое сечение малочувствительно к таким деталям основного состояния

ядра, как, например, его свойства антисимметрии. Результаты вычислений Лежняка и Волека³⁰ вместе с брукхейвенскими данными показаны на рис. 8.

В то время как теория хороша для He^4 и O^{16} , в случае дейтронов явно что-то упущено. В предположениях о том, что именно упущено, недостатка не было. Они простирались от допущения о неизвестной зависимости фазы амплитуды рассеяния на нуклоне от переданного импульса до поправок, подрывающих веру в основные допущения, заложенные в рассматриваемом

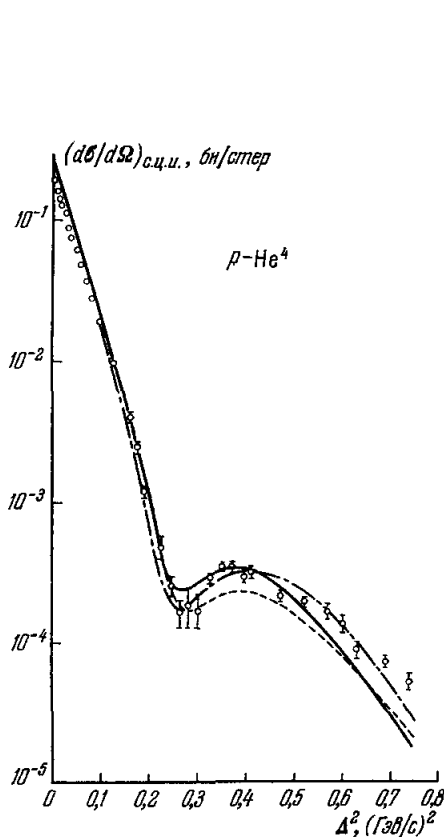


Рис. 7. Анализ данных Бошница и др.³¹ по упругому $p - \text{He}^4$ -рассеянию при 587 Мэв, выполненный Лежняком и Волеком³⁰.

$T_{\text{лаб}} = 0,5875 \text{ Гэв}$, $\sigma_p = \sigma_n = 39 \text{ мбн}$, $\alpha = 4,3 \text{ (Гэв/с)}^{-2}$ — волновая функция с корреляциями ($R = 1,2 \phi$, $\gamma = 34$), ... — волновая функция без корреляций, — — использован экспериментальный зарядовый формфактор $F_{\text{с.м.}} = [1 - (c^2 q^2)^2] \exp(-d^2 q^2)$, $c = 0,316 \phi$, $d = 0,681 \phi$, $\alpha_p = \alpha_n = -0,5$.

методе. Некоторые из этих идей, возможно, имеют физическое значение. Например, могут давать существенный вклад трехчастичные силы³⁵ или промежуточные состояния, включающие частицы, образованные в результате неупругих процессов^{2, 36, 37}. К счастью, все эти предложения имели то общее свойство, что, улучшая согласие для дейтрона, они разрушали то согласие, которое уже было достигнуто для He^4 и O^{16} , поэтому они должны были быть отброшены, а поиски продолжаться.

Чтобы упростить задачу, вспомним, что интерференционный минимум отсутствует в случае как налетающих протонов, так и пионов. Поэтому

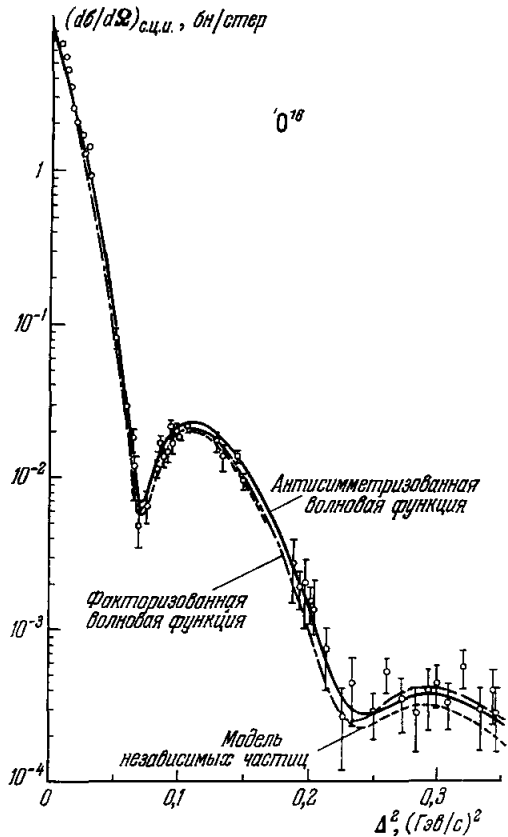


Рис. 8. Анализ данных Палевского и др.²⁷ по упругому pd -рассеянию при 1 Гэв, выполненный Лежняком и Волеком³⁰.

$T_{\text{лаб}} = 1 \text{ Гэв}$, $\sigma_p = 47,52 \text{ мбн}$, $\sigma_n = 40,02 \text{ мбн}$, $\alpha_p = -0,4$, $\alpha_n = -0,4$, $\alpha = 4,7 \text{ (Гэв/с)}^{-2}$, $R = 1,71 \phi$.

неизвестный механизм, приводящий к исчезновению минимума, вряд ли связан с детальными свойствами амплитуд рассеяния. По-видимому, мы здесь имеем дело с каким-то ядерным эффектом. Более того, так как теория хорошо работает в случае ядер с нулевым спином He^4 и O^{16} , естественно связать указанные трудности с единичным спином дейтрона.

Отличительным свойством ядра со спином 1, является, конечно, то, что оно может обладать квадрупольным моментом. И действительно, в основном состоянии дейтрона имеется небольшая примесь d -волны, что не учитывалось при анализе рассеяния, поскольку предполагали, что она не приводит к существенному изменению дифференциального сечения. Впервые на несправедливость этого предположения обратили внимание Коулмен и Роудс³⁸ и Харрингтон³⁹, к которым сейчас присоединился ряд других авторов⁴⁰⁻⁴². За последние несколько месяцев было выполнено большое число подробных расчетов дейтронных сечений.

Причина, по которой влияние d -состояния на рассеяние не очень мало, состоит в том, что основной вклад в матричный элемент рассеяния (так же как в квадрупольный момент) происходит от интерференции s - и d -состояний волновой функции. В то время как вероятность d -состояния, т. е. интеграл от квадрата его амплитуды, равна всего лишь 6—7%, влияние d -состояния на дифференциальное сечение пропорционально его амплитуде, которая составляет около 25% амплитуды s -состояния. Поэтому не следует удивляться возможности того, что там, где вклад s -состояния обладает интерференционным минимумом, вклад d -состояния хорошо заметен.

Как раз это и происходит. Чтобы разобраться подробнее, заметим, что из-за эллипсоидальной формы дейтрона его формфактор должен зависеть от направления вектора спина \mathbf{J} . Эту поляризационную зависимость удобнее всего представить, записывая формфактор как тензорный оператор⁴⁰:

$$\mathcal{F}(\mathbf{q}) = S_0(q) - \frac{1}{\sqrt{2}} S_2(q) \{3(\mathbf{J}\hat{\mathbf{q}})^2 - 2\}, \quad (3,3)$$

где $\hat{\mathbf{q}}$ — единичный вектор в направлении переданного импульса $\hbar\mathbf{q}$. Функции S_0 и S_2 — два скалярных формфактора, определенные как

$$S_0(q) = \int_0^\infty j_0(qr) (u^2 + w^2) dr, \quad (3,4)$$

$$S_2(q) = 2 \int_0^\infty j_2(qr) w \left\{ u - \frac{1}{\sqrt{8}} w \right\} dr, \quad (3,5)$$

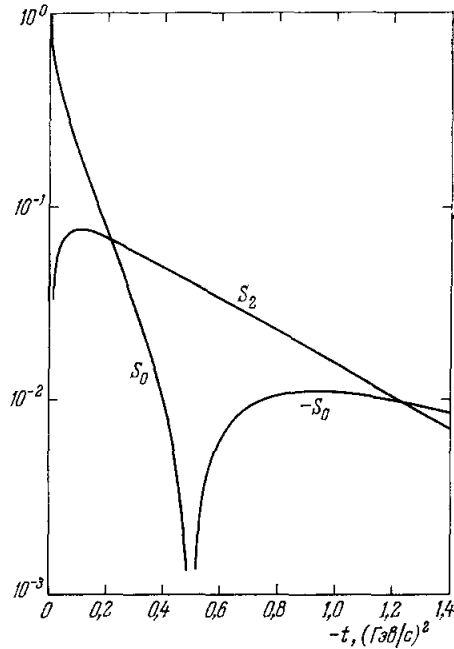


Рис. 9. Зависимость формфактора s -состояния дейтрона S_0 и квадрупольного формфактора S_2 от переданного импульса⁴⁰.

где j_0 и j_2 — сферические функции Бесселя, а u и w — радиальные волновые функции s - и d -состояния соответственно. Поведение этих формфакторов, целесообразность введения которых была замечена также в связи с электрон-дейтронным рассеянием⁴³, показано на рис. 9 для модели дейтрона, в которой примесь d -состояния составляет 6,7%. Формфактор S_0 для сферически-симметричной компоненты плотности дейтрона, конечно,

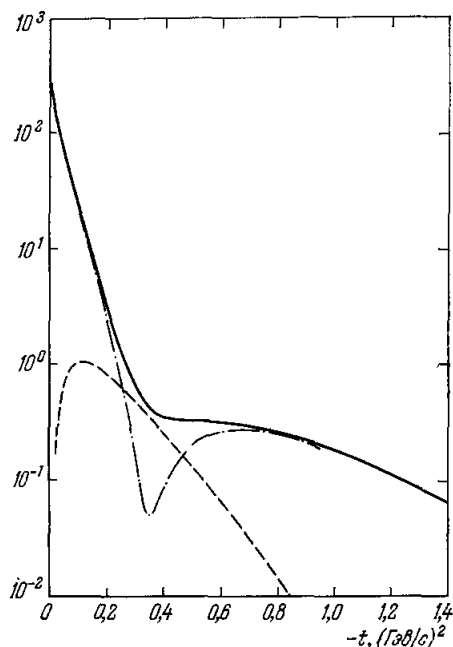


Рис. 10. Упругое pd -рассеяние при 1 Гэв на дейтронах, которые полностью поляризованы по направлению падающего протонного пучка⁴⁰.

Штриховая кривая — вклад переходов с переворотом спина дейтрона. Штрих-пунктирная кривая — вклад переходов без изменения спина. Сплошная линия — дифференциальное сечение.

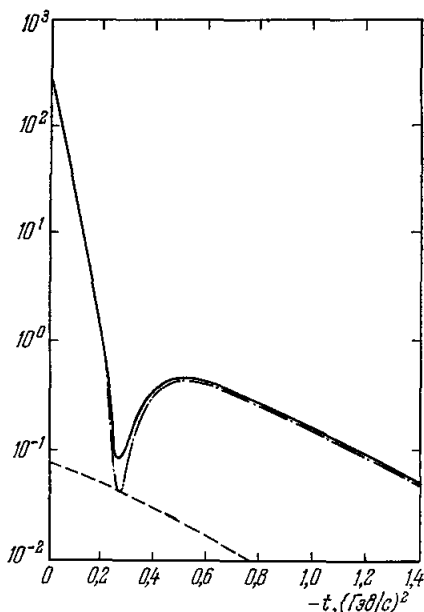


Рис. 11. Упругое pd -рассеяние при 1 Гэв на дейтронах, полностью поляризованных по направлению переданного импульса q ⁴⁰.

Штриховая кривая — вклад переходов с переворотом спина (этот вклад мал, так как к перевороту спина приводят лишь двукратные столкновения). Штрих-пунктирная линия — вклад переходов без изменения спина. Сплошная линия — дифференциальное сечение.

доминирует для направления вперед, где квадрупольный формфактор S_2 обращается в нуль. Однако вне направления вперед S_2 быстро возрастает, а S_0 падает. Квадрупольный формфактор превосходит сферический по величине в интервале $0,2 \leq -t \leq 0,5 \text{ (Гэв/с)}^2$, который содержит область интерференции однократного и двукратного рассеяний.

Допустим, что дейтроны полностью поляризованы по некоторому направлению \hat{p} , и пренебрежем пока спиновой зависимостью амплитуд рассеяния на нуклонах. Для каждого направления поляризации \hat{p} следует отличать столкновения с изменением и без изменения направления спина, хотя оба типа столкновений в равной степени упругие. Для pd -рассеяния при 1 Гэв и поляризации \hat{p} по направлению импульса налетающей частицы угловое распределение, например, процессов без переворота спина показано штрих-пунктиром на рис. 10. Оно обладает интерференционным минимумом из-за сокращения амплитуд одно- и двукратного рассеяний и имеет как раз тот вид, который обсуждался выше. Вклад переходов с переворотом спина показан штриховой кривой. Сумма двух угловых распределений,

которая дает наблюдаемое дифференциальное сечение, представлена сплошной кривой. Мы видим, что интерференционный минимум, характерный для процессов без переворота спина, почти полностью заполняется благодаря некогерентному добавлению переходов с переворотом спина.

Так как квадрупольный формфактор S_2 не мал, угловые распределения столкновений как с переворотом, так и без переворота спина весьма чувствительны к направлению поляризации \hat{p} . Если, например, \hat{p} выбирается совпадающим с направлением переданного импульса q , то легко

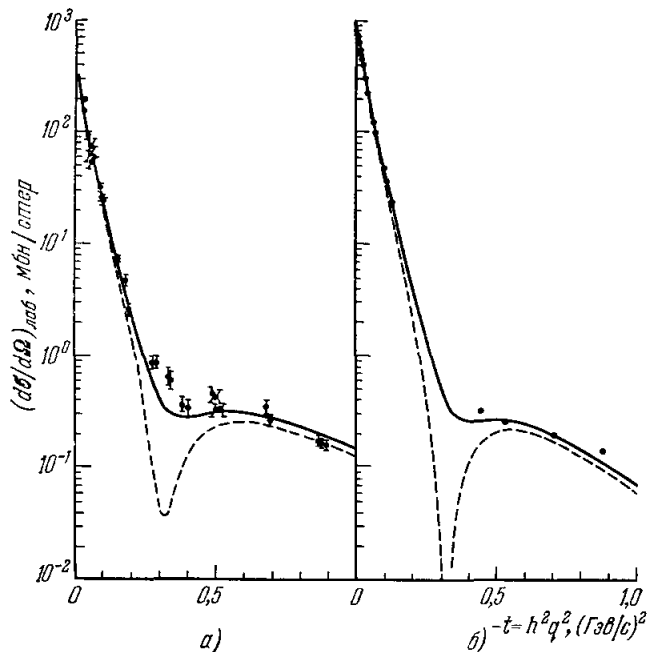


Рис. 12. Сравнение экспериментальных данных по упругому pd -рассеянию: а) при 1 Гэв ²³, б) при 2 Гэв ²¹ — с теорией. Сплошная линия — учет s - и d - состояний, штриховая — только s .

! — экспериментальные данные, — $d\sigma/d\Omega$ с s - и d -состояниями, -- $d\sigma/d\Omega$ только с s -состоянием.

показать, что переходы с переворотом спина сильно подавлены ⁴⁰, так как они не могут осуществляться в однократном рассеянии. Угловое распределение рассеяния с переворотом спина, показанное штриховой кривой на рис. 11, возникает только из-за двукратного рассеяния. Интенсивность его слишком мала, чтобы заполнить интерференционный минимум в распределении событий без переворота спина, и этот минимум хорошо виден в суммарном сечении.

До сих пор измерения сечений выполнялись на неполяризованных мишенях; это соответствует усреднению угловых распределений по всем направлениям поляризации \hat{p} . Если просуммировать распределения, отвечающие случаям с переворотом и без переворота спина, и провести указанное усреднение, то полученные дифференциальные сечения теряют все следы интерференционных минимумов.

Теоретические сечения сравниваются с экспериментальными данными при 1 и 2 Гэв на рис. 12. Учет d -состояния действительно восстановил согласие теории с экспериментом.

Влияние d -состояния столь же сильно в пион-дейтронном рассеянии. Альбери и Бертокки ⁴², возвратясь к анализу данных группы ЦЕРН — Триест по π^-d -рассеянию при 895 Мэв/с, учли квадрупольные эффекты и получили удивительно хорошее согласие, показанное на рис. 13. Примесь d -состояния приводит к распределению, совершенно отличному от того, которое дается одним лишь s -состоянием (последнее

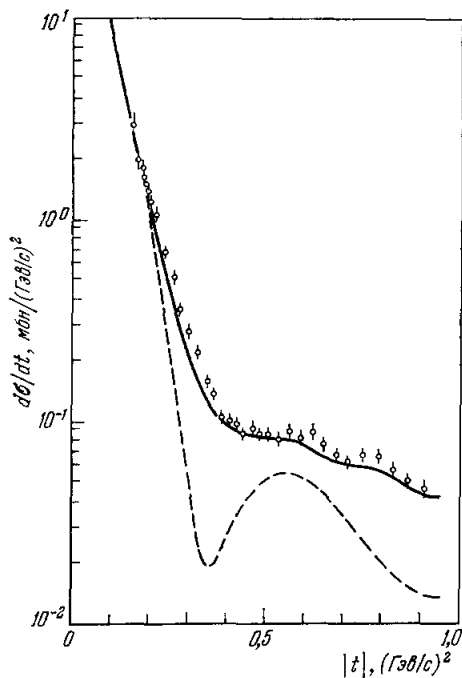


Рис. 13. Анализ данных Брадаманте и др. ²⁴ по упругому π^-d -рассеянию, проведенный Альбери и Бертокки ⁴². Штриховая кривая — результат учета лишь s -состояния дейтрона. Сплошная кривая учитывает также примесь d -состояния.

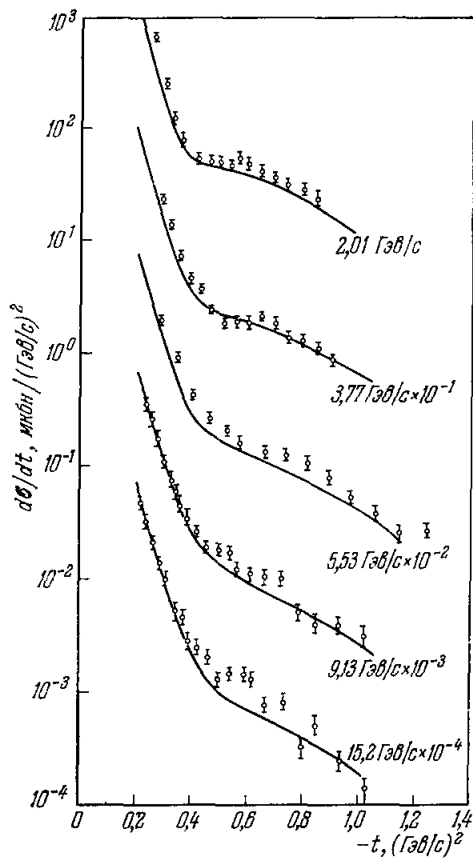


Рис. 14. Упругое π^-d -рассеяние. Расчеты выполнены Микаэлем и Вилкином ⁴¹ (сплошные кривые). Экспериментальные данные получены группами Миннесоты — Айовы ⁴¹ (три верхние кривые) и ЦЕРН — Триест ⁴⁶ (две нижние кривые).

было приведено на рис. 5). Так как спиновая зависимость амплитуд пионного рассеяния достаточно хорошо известна, она, конечно, учитывалась при расчетах.

Ряд измерений дифференциальных сечений упругого π^-d -рассеяния был выполнен при больших начальных импульсах группой Миннесота — Айова в Аргоннской лаборатории ⁴⁵ и группой ЦЕРН — Триест ⁴⁶. На рис. 14 вычисления Микаэля и Вилкина ⁴¹ сравниваются с результатами пяти экспериментов вплоть до начального импульса 15,2 Гэв/с. Следует отметить, что здесь не делалось попыток улучшить согласие с экспериментальными данными путем варьирования каких-либо параметров. Амплитуды, использованные при расчетах, брались из имеющихся данных по фазовым сдвигам и анализу пион-нуклонного рассеяния на основе дисперсионных соотношений.

Измерения π^-d -рассеяния при 9,0 Гэв/с (ЦЕРН — Триест) недавно были продолжены до гораздо больших переданных импульсов, чем пока-

зано на рис. 14. Новые данные ⁴⁷ вместе с результатами двух более ранних экспериментов показаны на рис. 15. Сплошная кривая, проходящая по данным при 9,0 Гэв/с — результат упрощенного теоретического рассмотрения, при котором учитывалось *d*-состояние, но пренебрегалось спиновой зависимостью амплитуд рассеяния. Она предназначена только для предварительного сравнения с новыми данными.

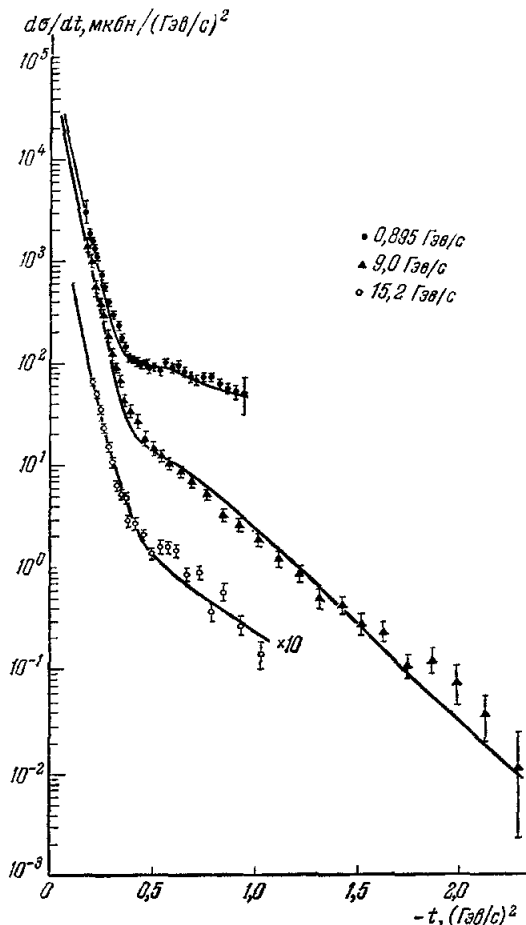


Рис. 15. Дифференциальные сечения упругого *n-d*-рассеяния, полученные при трех энергиях группой ЦЕРН — Триест ³⁴, ⁴⁶, ⁴⁷ и теоретические предсказания (сплошные кривые). Измерения при 9,0 Гэв/с были проведены в большем интервале переданных импульсов.

Она предназначена только для предварительного сравнения с новыми данными.

Группа из ЦЕРН и Триеста измерила также дифференциальные сечения упругого *pd*-рассеяния при 12,8 Гэв/с ⁴⁶, ⁴⁷. Полученное угловое распреде-

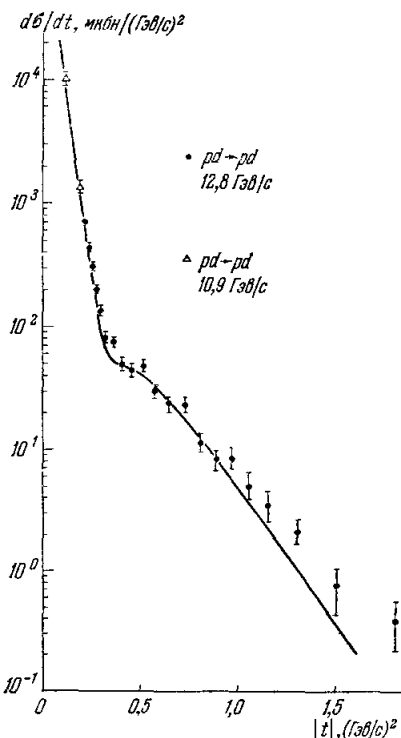


Рис. 16. Результаты измерений упругого *pd*-рассеяния при 12,8 Гэв/с группой ЦЕРН — Триест ⁴⁶, ⁴⁷. Теоретический расчет (сплошная кривая) основан на допущении гауссовской формы амплитуды *pp*-рассеяния. ● — *pd* → *pd*, 12,8 Гэв/с, предварительные данные группы ЦЕРН — Триест, Δ — *pd* → *pd*, 10,9 Гэв/с, Кириллова и др.

ление сравнивается на рис. 16 с результатом упрощенного теоретического расчета, в котором пренебрегалось спиновой структурой амплитуды нуклон-нуклонного рассеяния, а ее зависимость от *t* представлялась в виде простой экспоненты. Видно, что имеется довольно хорошее согласие. Некоторое расхождение между теорией и экспериментом при больших переданных импульсах происходит, возможно, вследствие того, что мы выходим из области применимости рассматриваемого представления.

Итак, при упругом рассеянии на дейтронах можно выделить три области углов: область малых углов, или однократного рассеяния,

интерференционную область и область больших углов, или двукратного рассеяния. Измерения в области малых углов дают сведения в основном о факторе дейтрона. Так как он в этой области уже достаточно хорошо известен, измерения здесь служат преимущественно для практической цели определения или проверки правильности экспериментальной нормировки. С другой стороны, измерения в области двукратного рассеяния позволяют узнать нечто новое. Будучи тщательно проанализированы, они дают величину параметра, тесно связанного со средним от обратного

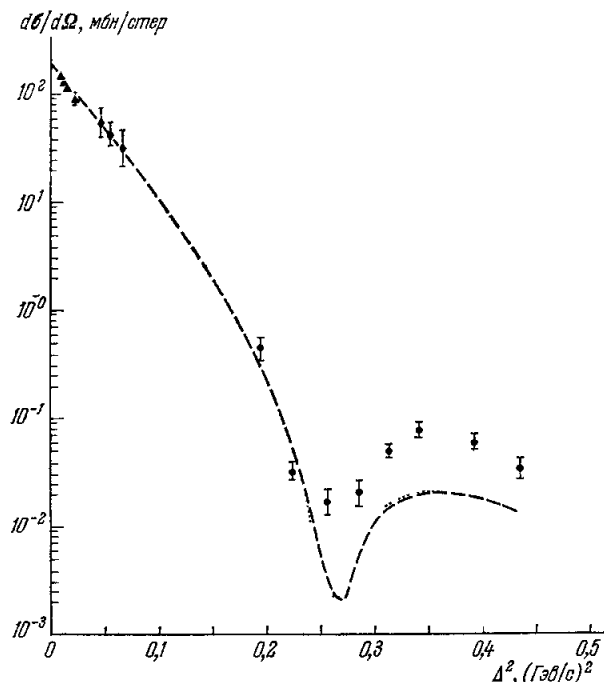


Рис. 17. Предварительные результаты измерения дифференциальных сечений упругого $\pi^- - \text{He}^4$ -рассеяния при $1,25 \text{ GeV/c}$, выполненных группой ЦЕРН—университет Клермон-Феррана ⁵⁰.

Теоретические кривые получены для гауссовского вида фактора He^4 с $R = 1,4 \text{ ф}$, т. е. здесь опущены поправки, которые, как было недавно найдено, необходимы для района больших передач импульса (см рис. 6) ● — Клермон-Ферран (1120 Мэв), ▲ — Шаваньон и др (1160 Мэв), ◆ — Браутти и др (970 Мэв), . . . — анализ без учета спиновой структуры πN -рассеяния, — — анализ с учетом этой структуры,

квадрата расстояния между нейтроном и протоном в дейтроне. Значения этого параметра, полученные при весьма грубом анализе данных ЦЕРН — Триеста, не противоречат тем величинам, которые определялись из поправок на экранировку в полных сечениях на дейтроне.

Можно ожидать, что наибольшую информацию несет угловое распределение в интерференционной области. Оно здесь, очевидно, весьма чувствительно к фазе амплитуд рассеяния на нуклонах и к величине примеси d -состояния в дейтроне. Эти эффекты нельзя было разделить при анализе экспериментов, выполненных до сих пор, что, однако, будет нетрудно сделать, как только станет возможным изучить рассеяние на поляризованной дейтронной мишени. Обладая поляризованной мишенью, как мы видели, можно заставить интерференционный минимум появиться или исчезнуть путем вращения направления поляризации.

Такая же, в сущности, информация может быть получена в эксперименте без использования поляризованной мишени, который был предложен Харрингтоном⁴⁸ и Базеном⁴⁹. Расчеты, подобные тем, которые проводились для углового распределения реакций на поляризованной мишени, показывают, что если вначале дейтрон неполяризован, то в конце остаются дейтроны с сильной выстроенностью. Этот факт, правда, трудно использовать, так как энергия оставшихся дейтронов слишком мала. Если, однако, направить пучок дейтронов высокой энергии на обычную (неполяризованную) водородную мишень, т. е. выполнить тем самым галилеевское преобразование, то рассеянные дейтроны будут иметь высокую энергию и обладать сильной выстроенностью. Эта выстроенность может быть затем измерена путем второго рассеяния.

Недавно завершён ещё один эксперимент по упругому рассеянию. Это—первое исследование рассеяния π^- на He^4 в районе энергий около 1 Гэв (точнее, оно выполнено при импульсе $1,25 \text{ Гэв}/c$), проведенное группой из ЦЕРН и университета Клермон-Феррана. Предварительные результаты измерений⁵⁰ (рис. 17) очень отчетливо показывают характерный интерференционный минимум. Теоретическая кривая рис. 17 в некотором смысле еще более предварительна, чем экспериментальные точки; она основана на гауссовском выражении для формфактора He^4 , которое представляет стэнфордские данные по рассеянию электронов только при малых переданных импульсах. Учет более поздних стэнфордских измерений должен поднять теоретическое сечение в районе двукратного рассеяния, так же как это было для рассеяния $p - \text{He}^4$ (см. рис. 6). Согласие поэтому должно стать гораздо лучше *).

4. УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НА БОЛЕЕ ТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ

Как уже отмечалось выше, почти за всю дифракционную картину, наблюдаемую в суммарном сечении рассеяния под малыми углами, ответственно упругое рассеяние. Таким образом, даже если не предпринимать мер при экспериментальном исследовании для отделения упругого рассеяния от неупругого, первое тем не менее наблюдается весьма отчетливо. Поэтому важно уметь точно рассчитывать упругое рассеяние.

Самый непосредственный путь расчета упругого рассеяния состоит в прямом суммировании амплитуд многократного рассеяния. Если бы мы использовали точную многочастичную волновую функцию основного состояния ядра, то это был бы, по-видимому, единственный возможный путь. Сумма кончается A -м членом, и вопрос о сходимости не стоит, однако часто возникает практическая проблема, состоящая в том, что для достижения хорошей численной точности нужно явно учитывать большое число из этих A членов. Альтернативный путь состоит в использовании упрощенного вида волновой функции основного состояния, который позволяет просуммировать ряд многократного рассеяния.

Если пренебречь корреляциями в положении нуклонов и записать многочастичную функцию плотности основного состояния ядра в факторизованном виде $\prod_j \rho(\mathbf{r}_j)$, то, как нетрудно показать, амплитуда F_{ii} упругого

*) Недавно были завершены исследования упругого $p - \text{He}^3$ -рассеяния при энергии 580 Мэв (M. Blecher, K. Goto, E. T. Boschitz et al., Phys. Rev. Lett. 24, 1126 (1970)), а также упругого pd -рассеяния при импульсах от $1,7$ до $6,4 \text{ Гэв}/c$ при переданных импульсах до $1,0 \text{ Гэв}/c$ (J. L. Friedes, S. T. Emeryson, H. Palevsky et al., Phys. Rev. Lett. 24, 677 (1970)). Результаты этих работ находятся в хорошем согласии с расчетами, выполненными в глауберовском приближении. (Прим. перев.)

рассеяния на ядре дается выражением (2,2) с

$$\Gamma(\mathbf{b}) \equiv 1 - e^{i\chi_N(\mathbf{b})}, \quad (4,1)$$

$$= 1 - \left\{ 1 - \frac{1}{2\pi ik} \int e^{-i\mathbf{q}'\mathbf{b}} f(\mathbf{q}') S(\mathbf{q}') d^2q' \right\}^A, \quad (4,2)$$

где $\chi_N(\mathbf{b})$ — сдвиг фазы на ядре, а $S(\mathbf{q})$ — формфактор, соответствующий одночастичной функции плотности ρ . Для $A \gg 1$ фазовый сдвиг хорошо аппроксимируется выражением

$$\chi_N(\mathbf{b}) = \frac{A}{2\pi k} \int e^{-i\mathbf{q}\mathbf{b}} f(\mathbf{q}) S(\mathbf{q}) d^2q, \quad (4,3)$$

а если радиус взаимодействия с нуклоном при высоких энергиях много меньше радиуса ядра, то последнее выражение в свою очередь можно приближенно заменить на

$$\chi_N(\mathbf{b}) \approx \frac{1}{2\pi k} f(0) T(\mathbf{b}), \quad (4,4)$$

где $T(\mathbf{b})$ — функция «толщины»

$$T(\mathbf{b}) = A \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\mathbf{b} + \hat{\mathbf{k}}z) dz. \quad (4,5)$$

т. е. интеграл от плотности вдоль прямой линии, отвечающей прицельному параметру \mathbf{b} .

Амплитуда упругого рассеяния, которая получается при использовании приближения (4,4) вместе с уравнениями (4,1) и (2,2), обычно отождествляется с «оптической моделью». Так как радиус высокоэнергетического взаимодействия в действительности не намного меньше радиуса ядра, то практически заметно большая точность получается при использовании выражения (4,3) для фазового сдвига. Поправка, которая составляет лишь несколько процентов для тяжелых ядер, оказывается весьма важной для более легких элементов, как было показано Маттиа⁵¹ и Кофед-Хансеном⁵². Конечно, для легчайших ядер «оптическая модель» заведомо не является хорошим приближением, а с другой стороны, подход, основанный на рассмотрении многократного рассеяния, становится очень легко применим. К сожалению, нет простого способа указать, какое значение A отделяет малые величины от больших. Анализ по методу многократного рассеяния необходим, конечно, для столь легких ядер, как He^4 ⁵³, и в то же время ряд подробных расчетов^{30,33,54}, выполненных для рассеяния протонов с энергией 1 Гэв на O^{16} , показывает согласие «оптического» метода и теории многократного рассеяния с точностью 10%.

Если мы хотим учесть корреляции в положении нуклонов, то следует рассматривать корреляции двух видов. Во-первых, корреляции, присутствующие для любой модели ядра, возникающие просто по той причине, что в системе покоя ядра его центр масс фиксирован, и поэтому нуклоны не могут двигаться произвольно. Такая корреляция легко учитывается в формулах теории многократного рассеяния². Численно она важна, однако, лишь для легчайших ядер. Другой вид корреляций присущ самой волновой функции основного состояния ядра и отражает влияние принципа Паули и динамические эффекты ядерных сил. Если учесть такие корреляции, то выражения (4,3) и (4,4) для ядерного сдвига фаз оказываются лишь первыми членами некоторого ряда¹, последующие члены которого содержат высшие степени амплитуд рассеяния на нуклонах и интегралы от ядерных корреляционных функций.

При самых малых переданных импульсах амплитуда имеет особенность, характерную для кулоновского рассеяния. Этот эффект возникает вследствие малых отклонений, которые претерпевает налетающая частица на больших расстояниях от ядра, и поэтому его вычисление, строго говоря, не является ядерной задачей. Однако амплитуды кулоновского и ядерного рассеяний интерферируют, и для более тяжелых ядер их влияние на угловое распределение при рассеянии заряженных частиц нельзя разделить. Поэтому не будет лишним сейчас несколько отвлечься, чтобы рассмотреть кулоновское рассеяние и показать, что оно может быть легко включено в используемый приближенный метод.

Простейший способ учета кулоновского рассеяния состоит в том, чтобы рассматривать χ_N как фазовый сдвиг лишь от сильных взаимодействий и прибавить к нему кулоновский фазовый сдвиг, так что полный фазовый сдвиг будет

$$\chi(\mathbf{b}) = \chi_N(\mathbf{b}) + \chi_c(\mathbf{b}). \quad (4,6)$$

Неясно, однако, как следует вычислять χ_c . Если кулоновский потенциал обозначить через $V(r)$, а налетающая частица имеет скорость v , то кулоновский сдвиг фазы выражается интегралом

$$\chi_c(\mathbf{b}) = -\frac{1}{\hbar v} \int_{-\infty}^{\infty} V(\mathbf{b} + \hat{\mathbf{k}}z) dz, \quad (4,7)$$

но для кулоновского потенциала этот интеграл расходится на обоих пределах. Аналогичный вопрос всегда возникает при рассмотрении кулоновского рассеяния, если основываться на допущении о том, что волновая функция асимптотически является суммой плоской и расходящейся сферической волн. Из дальнедействующего характера кулоновского поля следует, строго говоря, что асимптотическая волновая функция должна иметь не такой вид. Для того чтобы избежать необходимости переформулировки теории, мы, однако, можем использовать простой физически оправданный прием экранировки кулоновского поля. В действительности ядра в мишени окружены, в конечном счете, электронными оболочками, которые полностью нейтрализуют их заряд, так что ничего нереального в экранированных полях нет. Единственная тонкость состоит в том, что нужно показать нечувствительность измерений ядерного рассеяния к этой экранировке.

Запишем экранированный кулоновский потенциал в виде

$$V_i(\mathbf{r}) = Ze^2 \int \frac{\rho_c(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}' C(r), \quad (4,8)$$

где $\rho_c(\mathbf{r})$ — плотность заряда, нормированная на единицу, а $C(r)$ — функция, описывающая экранировку. Пусть $C(0) = 1$ и остается близка к единице для радиусов, меньших некоторого характерного радиуса экранировки a и для $r > a$ быстро падает до нуля. Простейший выбор вида этой функции, который хорош для иллюстрации, таков:

$$C(r) = \begin{cases} 1, & r < a, \\ 0, & r > a. \end{cases} \quad (4,9)$$

$$(4,10)$$

Вид функции экранировки $C(r)$ влияет на интенсивность рассеяния, но лишь для углов рассеяния порядка $\theta_c = (ka)^{-1}$ и меньше. Так как радиус экранировки a имеет атомный размер, угол θ_c при начальных энергиях в несколько Гэв равен 10^{-6} — 10^{-7} рад, т. е. много меньше тех углов, при которых ведутся измерения. Измеряя рассеяние только при углах $\theta \gg \theta_c$, мы на самом деле наблюдаем лишь частицы, прицельный параметр которых

много меньше радиуса экранировки a . При расчете сечений под такими углами достаточно поэтому при вычислении сдвига фазы по формулам (4,8) и (4,9) разложить $\chi_c(\mathbf{b})$ по степеням b/a и оставить только члены низшего порядка. Если проделать это, используя, например, функцию экранировки (4,10), то при $a \rightarrow \infty$ получаем

$$\chi_c(\mathbf{b}) = -\frac{2Ze^2}{\hbar v} \int \rho_c(\mathbf{r}') \log \frac{2a}{|\mathbf{b}-\mathbf{b}'|} d\mathbf{r}', \quad (4,11)$$

$$= -\frac{2Ze^2}{\hbar v} \log 2a + \frac{Ze^2}{\hbar v} \int \rho_c(\mathbf{r}') \log |\mathbf{b}-\mathbf{b}'| d\mathbf{r}'. \quad (4,12)$$

Заметим, что эффект экранировки входит только в виде постоянного члена

$$\chi_s = -\frac{2Ze^2}{\hbar v} \log 2a \quad (4,13)$$

в функции фазового сдвига. Величина этой константы зависит от выбора функции экранировки в форме (4,10); при другом виде функции экранировки аддитивная константа была бы другой.

Если ввести функцию «толщины» для распределения заряда в ядре

$$T_c(\mathbf{b}) = A \int \rho_c(\mathbf{b} + \hat{\mathbf{k}}z) dz \quad (4,14)$$

в выражение (4,12) и выполнить оставшееся интегрирование по углам, то кулоновский сдвиг фаз можно представить в виде

$$\chi_c(\mathbf{b}) = \chi_s + \chi_p(\mathbf{b}), \quad (4,15)$$

где

$$\chi_p(\mathbf{b}) = \frac{4\pi Ze^2}{\hbar v} \left\{ \log b \int_0^b T_c(b') b' db' + \int_b^\infty T_c(b') \log b' b' db' \right\}. \quad (4,16)$$

Для случая точечного заряда

$$\chi_p(b) = \chi_{т.з}(b) \equiv \frac{2Ze^2}{\hbar v} \log b, \quad (4,17)$$

а амплитуда рассеяния есть ¹

$$f(q) \equiv f_{т.з}(q) \exp(i\chi_s) = -\frac{Ze^2}{\hbar v} \frac{2k}{q^2} \exp \left\{ -2i \frac{Ze^2}{\hbar v} \log \left(\frac{q}{2} \right) + 2i\eta + i\chi_s \right\}, \quad (4,18)$$

где

$$\eta = \arg \Gamma \left(1 + i \frac{Ze^2}{\hbar v} \right). \quad (4,19)$$

Амплитуда, выражающая полное ядерное и кулоновское рассеяние ядром конечного размера, представляется в виде интеграла по прицельным параметрам, который сходится весьма медленно вследствие большой величины радиуса экранировки. Если вычесть из этого интеграла тот, который соответствует кулоновскому рассеянию на точечном заряде, то сходимость разности будет очень быстрой, так как разность двух подынтегральных выражений обращается в нуль для расстояний, больших радиуса ядра. Поэтому лучше всего строить амплитуду ядерного рассеяния, прибавляя к указанной разности амплитуду рассеяния на точечном заряде, даваемую уравнением (4,18). Если проделать это, то, как легко видеть, амплитуда упругого ядерного рассеяния может быть записана как

$$F_{ii}(q) = e^{i\chi_s} \left\{ f_{т.з}(q) - ik \int_0^\infty J_0(qb) [e^{i\chi_{N(b)} + i\chi_p(b)} - e^{i\chi_{т.з}(b)}] b db \right\}. \quad (4,20)$$

В этом выражении, справедливом для углов $\theta \gg \theta_c$, единственный эффект, оставшийся от экранировки, состоит в фазовом множителе, стоящем перед всей амплитудой. Для измерения этого фазового множителя нужно было бы наблюдать интерференцию между рассеянием различными ядрами, что вряд ли возможно сделать при энергиях в миллиарды электрон-вольт. Практически измеряется только интенсивность рассеяния, и уравнение (4,20) дает простой способ для ее вычисления.

5. СУММАРНОЕ РАССЕЯНИЕ

Мы уже обсудили подробно упругую, или когерентную, составляющую суммарного рассеяния и теперь перейдем к неупругой, или некогерентной, составляющей. При переданных импульсах, лежащих вне дифракционного конуса, т. е. при $q > R^{-1}$, где R — радиус ядра, нетрудно получить замкнутое выражение для некогерентного сечения⁵⁵. Это выражение имеет вид довольно сложного интеграла, для которого, однако, существует быстро сходящееся разложение^{1,2}

$$\sum_{f \neq i} |F_{fi}(\mathbf{q})|^2 = N_1 |f(\mathbf{q})|^2 + N_2 \frac{1}{\sigma} \int |f(\mathbf{q}')|^2 |f(\mathbf{q} - \mathbf{q}')|^2 \frac{d^2 q'}{k^2} + \dots, \quad (5,1)$$

коэффициенты N_j в котором

$$N_j = \frac{1}{j! \sigma} \int e^{-\sigma T(\mathbf{b})} [\sigma T(\mathbf{b})]^j d^2 b, \quad (5,2)$$

σ — полное сечение на нуклоне, $T(\mathbf{b})$ — функция «толщины» (4,5).

Первый член ряда (5,1) отвечает однократным квазиупругим столкновениям; при $q > R^{-1}$ его угловая зависимость такая же, как для выражения (1,3), полученного в приближении однократного рассеяния, так как при таких q формфактор S пренебрежимо мал. Коэффициент N_1 , однако, много меньше A , так как в нем учитывается ослабление пучка при прохождении через ядро. На самом деле ослабление столь велико, что подынтегральное выражение для N_1 мало везде, за исключением области прицельных параметров в непосредственной близости к границе ядра. Например, для протонов с энергией в несколько миллиардов электрон-вольт, налетающих на Pb^{208} , N_1 близко к 10, а все 10 нуклонов, являющихся эффективными мишенями для квазиупругих столкновений, лежат в узком кольце вблизи края ядра (см. рис. 2).

Второй член ряда (5,1) соответствует двукратным квазиупругим столкновениям, а оставшиеся члены — столкновениям высшей кратности. Весь ряд, конечно, совсем отличен от разложения по многократным рассеяниям, которое мы рассматривали ранее, так как теперь в каждом члене учитываются эффекты ослабления пучка. Мы будем называть этот ряд разложением многократного рассеяния с учетом теневых эффектов.

При малых переданных импульсах последовательные члены ряда резко убывают по величине. Они, однако, имеют разную зависимость от углов. Если сечение $|f(\mathbf{q})|^2$ зависит от q , например, как $\exp(-bq^2)$, то член, отвечающий двукратному рассеянию, падает как $\exp\left(-\frac{1}{2} bq^2\right)$, член с трехкратным рассеянием — как $\exp\left(-\frac{1}{3} bq^2\right)$ и т. д. Другими словами, чем выше кратность рассеяния, тем медленнее убывает соответствующий член, и поэтому должна быть последовательность угловых интервалов, в которых основной вклад в некогерентное рассеяние дается процессами первого, второго, третьего и далее более высокого порядка².

Большая часть имеющихся на сегодня данных о суммарном рассеянии содержится в эксперименте Беллеттини и др.⁵⁶, где использовались протоны с импульсами 19 и 20 Гэв/с и восемь различных ядерных мишеней. Исследовалась область переданных импульсов, охватывающая дифракционный конус и лишь очень ограниченный район вне его. Легко показать (это было сделано на Реховосской конференции²⁾, что величины сечений, наблюдавшиеся в этом эксперименте при больших переданных импульсах, хорошо согласуются с предсказаниями разложения многократного рассеяния с учетом теневых эффектов. Основной вклад дает однократное рассеяние, и согласие с экспериментом подтверждает стэнфордские данные о распределении плотности вблизи поверхности ядер.

За два года, прошедшие после Реховосской конференции, было выполнено большое число работ по теоретическому вычислению некогерентного рассеяния при углах внутри дифракционного конуса, а также экспериментальных измерений некогерентного рассеяния при углах, достаточно больших для того, чтобы стало существенным многократное рассеяние.

Легчайший способ продолжить сечение некогерентного рассеяния к малым переданным импульсам заключается в рассмотрении по отдельности последовательных членов разложения многократного рассеяния с учетом теневых эффектов. Если пренебречь корреляциями в положении нуклонов, то член, соответствующий однократному рассеянию в этом разложении, который должен давать почти всю интенсивность под малыми углами, есть

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{неког}} = \sum_{f \neq i} |F_{fi}(\mathbf{q})|^2 = |f(\mathbf{q})|^2 \left\{ N_1 - \frac{1}{A} \left| \int e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{b} + \frac{2\pi i}{\hbar} f(0)T(\mathbf{b})} T(\mathbf{b}) d^2b \right|^2 \right\}. \quad (5,3)$$

Первый член здесь — это просто первый член ряда (5,1). Второй член быстро обращается в нуль вне дифракционного конуса. Для слабых рассеивателей сечение (5,3) сводится к знакомому виду (1,3). Однако влияние ослабления и преломления, которые учтены в (5,3), приводит к тому, что это выражение ведет себя не совсем так, как в приближении однократного рассеяния. Некогерентное сечение (5,3), например, вообще говоря, не исчезает для рассеяния вперед, как сечение (1,3). Сечение (1,3) должно обращаться в нуль при $q = 0$, как отмечалось выше, потому что в чистом процессе однократного рассеяния не существует способа передать нуклону импульс, необходимый, чтобы перевести его в состояние, ортогональное первоначальному. С другой стороны, в процессах столкновения с учетом «затенения» как ослабление пучка, так и преломление способны привести к передаче импульса падающей волне. Оба эти процесса могут легко объединяться с однократным рассеянием так, что такой сложный процесс дает вклад в некогерентное рассеяние вперед.

Для учета принципа Паули при вычислении некогерентного рассеяния запишем волновую функцию основного состояния ядра в виде антисимметричной комбинации одночастичных состояний $\varphi_p(\mathbf{r})$. Тогда в приближении однократного рассеяния с учетом теневых эффектов

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{неког}} = |f(\mathbf{q})|^2 \left\{ \int e^{-\sigma T(\mathbf{b})} \sum_{\substack{\text{заполненные} \\ \text{состояния } p}} |\varphi_p(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r} - \sum_{\substack{\text{заполненные} \\ \text{состояния } p, p'}} \left| \int \varphi_p^*(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{b} + \frac{2\pi i}{\hbar} f(0)T(\mathbf{b})} \varphi_{p'}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \right|^2 \right\}, \quad (5,4)$$

где суммирование проводится только по заполненным состояниям. Интересно отметить, что это сечение также не обращается в нуль для направления вперед. Эффекты ослабления и преломления падающей волны частично компенсируют тенденцию принципа Паули к уменьшению сечения вперед.

Так как эксперименты Беллеттини и др. по рассеянию протонов охватывали ограниченную область углов, то суммарное рассеяние, наблюдавшееся для тяжелых ядер Cu, Pb и U, в основном состояло из упругого рассеяния. В работе ⁵⁷ было вычислено упругое рассеяние на этих элементах

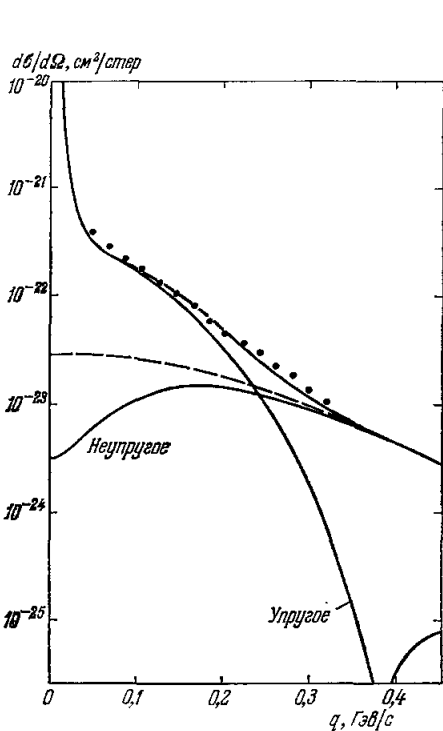


Рис. 18. Упругое, неупругое и суммарное сечения, вычисленные Кофед-Хансеном ⁵² для взаимодействия протонов с импульсом 19,3 Гэв/с с Li⁷.

Штриховая кривая — результат плавной экстраполяции неупругого сечения под большими углами к направлению вперед. Экспериментальные точки — из работы Беллеттини и др. ⁵⁶.

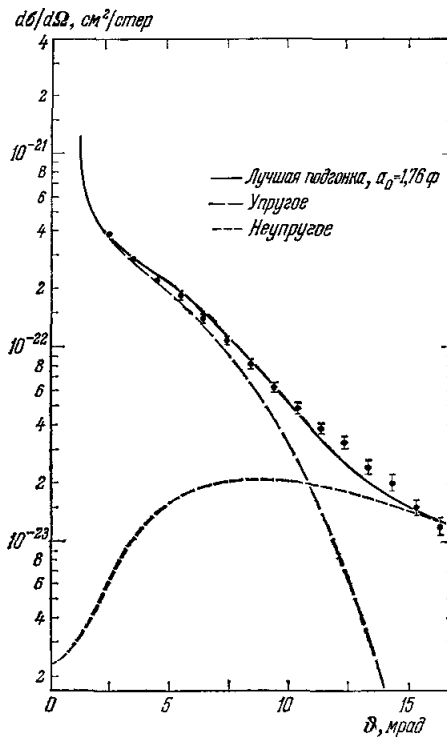


Рис. 19. Упругое, неупругое и полное (сплошная линия) сечения, вычисленные Маттиа для взаимодействия протонов с импульсом 19,3 Гэв/с с Li⁷.

Экспериментальные точки — из работы Беллеттини и др. ⁵⁶, — лучшая подгонка, $\alpha_0 = 1,76 \phi$, — — упругое рассеяние, — — — неупругое рассеяние.

по оптической модели. Прибавляя к упругому рассеянию грубые оценки неупругого фона, авторы показали, что теоретические значения суммарного сечения рассеяния для трех тяжелых элементов находятся по крайней мере в хорошем согласии с экспериментальными данными.

Дальнейший анализ экспериментальных данных при 20 Гэв/с, основанный на подробных вычислениях как неупругого, так и упругого рассеяния, был проведен Кофед-Хансеном ⁵² и Маттиа ⁵¹. При вычислениях упругого рассеяния в обеих работах использовалось выражение (4,3) для ядерного сдвига фазы вместо менее точного выражения (4,4). Для расчета вклада однократных квазиупругих столкновений использовалась формула (5,3), а для оценки вклада многократных квазиупругих столкновений — формула (5,1). Однако в этих работах при вычислениях использовались разные модели ядра.

На рис. 18 показаны вычисления Кофед-Хансена для Li^7 . Они основаны на распределении плотности в вудс-саксоновском виде с параметрами, выбранными из условия лучшего согласия со стэнфордскими данными по рассеянию электронов. Штриховая кривая — результат экстраполяции к малым углам некогерентного рассеяния, наблюдаемого под большими

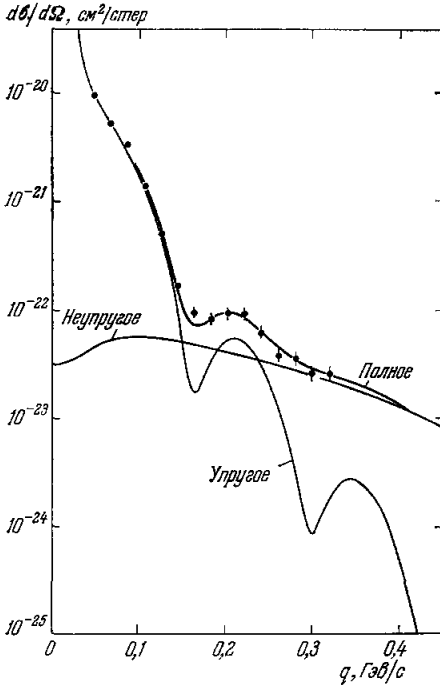


Рис. 20. Упругое, неупругое и полное сечения взаимодействия протонов с импульсом $19,3 \text{ ГэВ/с}$ с Si , вычисленные Кофед-Хансеном. Экспериментальные точки — из работы Беллеттини и др.⁶⁶.

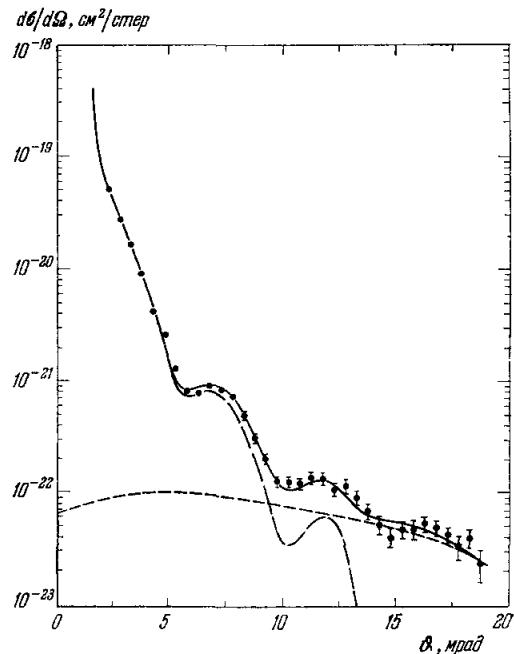


Рис. 21. Упругое, неупругое и полное сечения взаимодействия протонов с импульсом $19,3 \text{ ГэВ/с}$ с Pb , вычисленные Маттиа. Экспериментальные точки из работы Беллеттини и др.⁶⁶, $s = 6,4 \text{ ф}$, $t = 2,8 \text{ ф}$, — — упругое рассеяние, — — — неупругое рассеяние, — — — сумма.

углами, при которой предполагалось, что сечение зависит от t экспоненциально (т. е. имеет гауссовский вид по q). Мы видим, что в действительности сечение некогерентного рассеяния под нулевым углом примерно в десять раз меньше величины, полученной путем экстраполяции. Минимум в этом сечении при малых углах оказывает заметное влияние на форму суммарного сечения.

На рис. 19 показаны вычисления Маттиа для Li^7 . Плотность бралась из оболочечной модели с осцилляторным потенциалом. Радиус распределения является свободным параметром и определялся из условия наилучшего совпадения с экспериментальными данными по методу наименьших квадратов. Результат наилучшей подгонки, как видно из рис. 19, не сильно отличается от результата Кофед-Хансена; полученный Маттиа радиус близок к тому, который следует из данных о рассеянии электронов.

Другие вычисления Маттиа и Кофед-Хансена также демонстрируют убедительную схожесть результатов. Еще два примера даны на рис. 20, где показаны расчеты Кофед-Хансена для Si , и на рис. 21, где показаны расчеты Маттиа для Pb . Здесь в обоих расчетах использован вудс-саксоновский вид для плотности. Кофед-Хансен снова непосредственно брал

параметры, получающиеся из рассеяния электронов, а Маттиа искал оптимальный набор пары параметров по методу наименьших квадратов и получил значения, которые не отличаются существенно от электронных данных.

Выше отмечалось, что в суммарное сечение при больших переданных импульсах основной вклад должны давать многократные квазиупругие столкновения. Недавно в ЦЕРН был проделан ряд измерений, которые позволяют проверить это утверждение. Речь идет об экспериментах Аллаби и др.⁵⁸, в которых использовались протоны с импульсом $19,1 \text{ Гэв/с}$ и четыре различные ядерные мишени. Их целью было расширить угловой интервал, исследованный в ранних экспериментах Беллеттини и др.⁵⁶.

Предварительные результаты новых измерений суммарного рассеяния на C^{12} показаны на рис. 22 вместе со старыми данными для малых углов

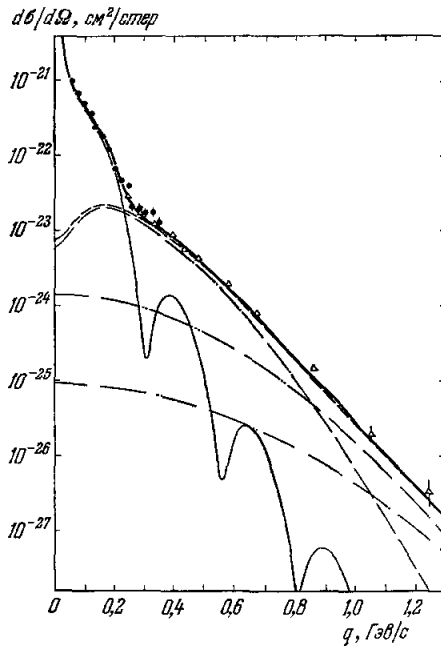


Рис. 22. Суммарное сечение рассеяния протонов ядром C^{12} — экспериментальные точки и теоретический расчет (толстая сплошная линия)

Показаны также результаты расчетов упругого рассеяния (тонкая сплошная линия) и различных порядков многократного квазиупругого рассеяния: ● — Беллеттини и др., $21,1 \text{ Гэв/с}$, △ — Аллаби и др., $19,1 \text{ Гэв/с}$ (предварительные данные), — упругое рассеяние, — — — неупругое однократное рассеяние, — — — неупругое двукратное рассеяние, — — — неупругое трехкратное рассеяние, — — — сумма неупругих 1 + 2 + 3 + 4-кратных рассеяний, — — — упругое + неупругое рассеяния.

(скачок в сечении при переданном импульсе $0,33 \text{ Гэв/с}$ происходит из-за того, что эксперимент Беллеттини и др. при малых углах был выполнен при несколько большей энергии). На том же рисунке показано сечение упругого рассеяния, рассчитанное по оптической модели, сечение однократного квазиупругого рассеяния с учетом теневых эффектов, вычисленное согласно (5,3), а также сечения дву- и трехкратных квазиупругих рассеяний, которые получены из соответствующих членов формулы (5,1). В этих вычислениях Кофед-Хансен и я брали ядерную плотность в вудсаксоновском виде с параметрами из стэнфордских электронных данных, а амплитуду рассеяния на нуклоне в гауссовской форме с параметрами,

наилучшим образом описывающими сечение pp -рассеяния. Как можно увидеть из рисунка, сумма различных [парциальных сечений весьма хорошо согласуется с экспериментальными данными. В сечения, отвечающие двум точкам с наибольшими переданными импульсами, основной вклад, очевидно, вносит двойное рассеяние.

Аналогичный набор предварительных данных и теоретических кривых показан на рис. 23 для меди и на рис. 24 для свинца. Согласие теории

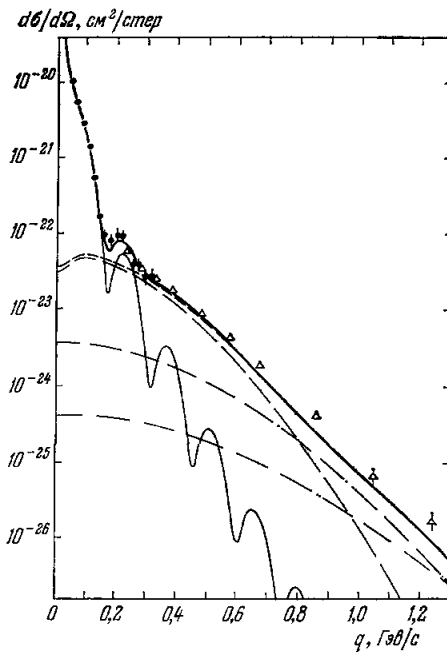


Рис. 23. Суммарное сечение рассеяния протонов на меди (экспериментальные точки и теоретический расчет (толстая сплошная линия)).

● — Беллеттини и др., 19,3 Гэв/с. Остальное как на рис. 22.

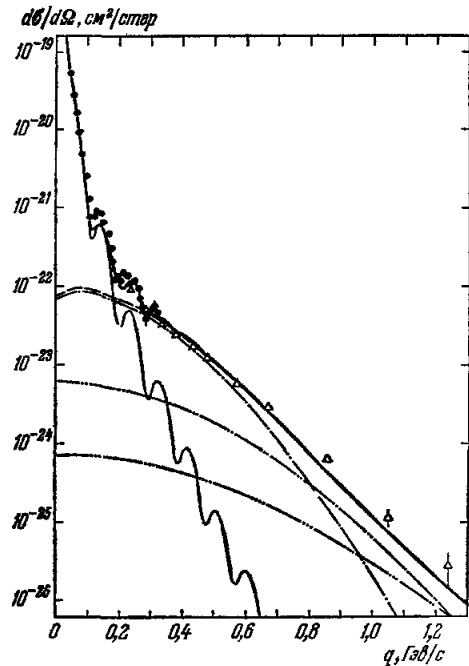


Рис. 24. Суммарное сечение рассеяния протонов на свинце (экспериментальные точки и теоретический расчет (толстая сплошная линия)).

См. подпись к рис. 23

и эксперимента весьма хорошее, причем оно имеет место в интервале переданных импульсов, где сечение падает более чем в миллион раз. Причина некоторого расхождения теоретической кривой с экспериментальными точками при больших переданных импульсах не ясна. Может быть, требуется просто более точное описание дифференциального сечения pp -рассеяния.

Измерения Аллаби и др.⁵⁸ особенно интересны для случая протон-дейтронного рассеяния. Вспомним, что суммарное сечение рассеяния на дейтроне можно записать в виде суммы трех членов⁴:

$$\sum_f |F_{ft}(\mathbf{q})|^2 = \frac{d\sigma^{(1)}}{d\Omega} + \frac{d\sigma^{(1,2)}}{d\Omega} + \frac{d\sigma^{(2)}}{d\Omega}; \quad (5,5)$$

сечение

$$\frac{d\sigma^{(1)}}{d\Omega} = 2|f(\mathbf{q})|^2 \{1 + S(\mathbf{q})\} \quad (5,6)$$

соответствует вкладу процессов однократного рассеяния, член

$$\frac{d\sigma^{(1,2)}}{d\Omega} = -\frac{2}{\pi k} \text{Im} \left\{ f^*(\mathbf{q}) \int S \left(\mathbf{q}' - \frac{1}{2}\mathbf{q} \right) f \left(\frac{1}{2}\mathbf{q} + \mathbf{q}' \right) f \left(\frac{1}{2}\mathbf{q} - \mathbf{q}' \right) d^2q' \right\} \quad (5,7)$$

возникает вследствие интерференции однократного и двукратного рассеяния, а

$$\frac{d\sigma^{(2)}}{d\Omega} = \frac{1}{(2\pi k)^2} \int d\mathbf{r} |\varphi(\mathbf{r})|^2 \left| \int d^2q' e^{i\mathbf{q}'\cdot\mathbf{r}} f \left(\frac{1}{2}\mathbf{q} + \mathbf{q}' \right) f \left(\frac{1}{2}\mathbf{q} - \mathbf{q}' \right) \right|^2 \quad (5,8)$$

представляет чистый вклад двукратного рассеяния.

На рис. 25 показаны данные Аллаби и др. по суммарному сечению на дейтроне вместе со старыми данными для малых углов. Угловой интервал теперь достаточно велик и включает излом в дифференциальном сечении pp -рассеяния при переданном импульсе $\sim 1,1$ Гэв/с. Кофед-Хансен вместе со мной старался поэтому при анализе этого эксперимента избежать необходимости аналитического задания сечения рассеяния. Вместо этого мы использовали при оценке интегралов (5,7) и (5,8) метод перевала, что может быть сделано весьма просто при задании сглаженного дифференциального сечения pp -рассеяния. Три парциальных сечения (5,6)–(5,8) показаны на рис. 25 вместе с их суммой. Прекрасное согласие этой суммы с измеренным сечением во всем интервале переданных импульсов является убедительным подтверждением правильности предположения о том, что угловое распределение pp -рассеяния в основном такое же, как и pp -рассеяния.

В эксперименте Аллаби и др. измерялся спектр рассеянных протонов под разными углами. Импульсный спектр протонов под самыми большими из исследовавшихся углов имеет два пика. Пик, соответствующий большей потере импульса, содержит протоны, претерпевшие однократное рассеяние, а пик, соответствующий меньшей потере импульса, содержит протоны, рассеянные два раза. Парциальное сечение двукратного рассеяния, вычисленное по площади такого пика, показано на рис. 25 черными квадратиками. Эти точки замечательно согласуются с теоретическим сечением $d\sigma^{(2)}/d\Omega$. Поэтому, очевидно, становится возможным, объединяя точные измерения pd - и pp -рассеяния, явно выделить сечение pp -рассеяния при больших переданных импульсах.

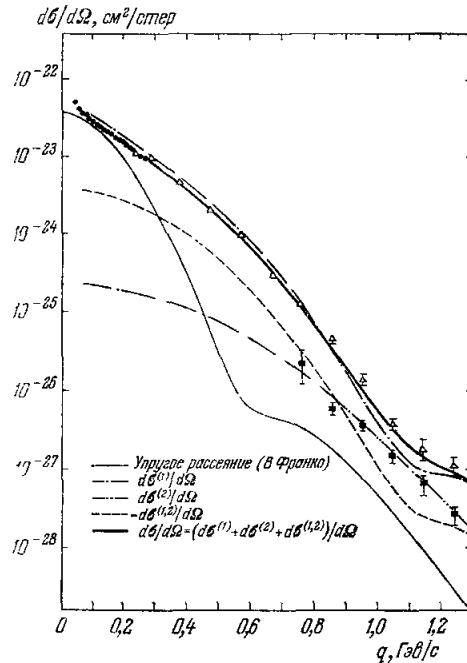


Рис. 25. Суммарное сечение рассеяния протонов с импульсом 19 Гэв/с на дейтронах (экспериментальные данные (кружки и треугольники) и теоретический расчет (толстая сплошная линия)).

Показано также сечение двукратного рассеяния (черные квадратик), полученное интегрированием области под пиком, отвечающим двукратному рассеянию в импульсном спектре рассеянных протонов. Представлены кривые для парциальных сечений, отвечающих однократному и двукратному рассеяниям и их интерференции, вычисленные согласно уравнениям (5,6)–(5,8). ● — Беллеттини и др., 19,3 Гэв/с, суммарное рассеяние, Δ — Аллаби и др., 19,1 Гэв/с (предварительные данные), суммарное рассеяние, ■ — Аллаби и др., 19,1 Гэв/с (предварительные данные), прямая оценка двукратного рассеяния.

6. ПРОЦЕССЫ ПЕРЕЗАРЯДКИ И ОБРАЗОВАНИЯ ЧАСТИЦ

Приближенные методы, обсуждавшиеся в предыдущих разделах, могут быть более или менее непосредственно применены к таким процессам образования частиц, которые по своей природе являются дифракционными. Простейшими из таких случаев будут те, в которых налетающая частица превращается в частицу с большей массой, но с теми же квантовыми числами, например, фоторождение ρ^0 -мезона. Вследствие изменения массы такой процесс возможен, лишь начиная с некоторого минимального переданного импульса, однако при достаточно больших энергиях этот минимальный переданный импульс становится чрезвычайно малым. Тогда такие процессы образования являются как бы разновидностью упругого рассеяния на нуклонах.

Простейшим примером процесса с изменением квантовых чисел налетающей частицы при ее прохождении через ядро является перезарядка. Если ядро-мишень имело Z протонов, то в конечном состоянии остается другое ядро (если нуклоны сохраняются в связанном состоянии) с числом протонов $Z \pm 1$. Поэтому, строго говоря, в перезарядке отсутствует упругая компонента.

Отсутствие упругого зарядово-обменного рассеяния облегчает экспериментальную задачу измерения некогерентной части рассеяния. Некогерентное рассеяние, как уже отмечалось, чувствительно к поверхностной области ядра. Очень интересно исследовать поверхность ядра с помощью перезарядки, так как неупругие столкновения с переходом $Z \rightarrow Z + 1$ позволяют изучать распределение протонов вблизи поверхности⁵⁹. Если действительно существует заметная разница в распределениях нейтронов и протонов, то перезарядка дает один из наиболее прямых методов для ее наблюдения.

Мы видели, что при перезарядке отсутствует упругая компонента, но следует ли отсюда, что нет и когерентной составляющей? При рассмотрении обычного рассеяния эти термины были идентичны, однако при перезарядке или, в более общем случае, при процессах образования их следует различать. В перезарядке имеется составляющая, которая, будучи, конечно, неупругой, должна быть названа «когерентной».

В конечном счете обычное упругое ядерное рассеяние является когерентным потому, что ядро имеет одну и ту же волновую функцию в начальном и конечном состояниях. Именно тождественность этих двух волновых функций приводит к сосредоточенности рассеяния под малыми углами, что и является главной чертой когерентного рассеяния. Новым свойством процессов перезарядки является то, что при них волновая функция может в сущности не меняться, хотя переход и неупругий.

Пусть основное состояние ядра характеризуется изоспином T и его проекцией T_3 . Если при перезарядке образуется ядро, принадлежащее к тому же изомультиплету, т. е. в одном из состояний $(T, T_3 \pm 1)$, то координатная и спиновая части волновой функции не меняются. Иначе говоря, рассеяние, приводящее просто к повороту спина, или, на языке физики низких энергий, сопровождающееся образованием «аналогового состояния», может рассматриваться как когерентное. Такие процессы интенсивно изучались в последние годы при низких энергиях как на тяжелых, так и на легких элементах.

Можно глубже понять структуру процесса перезарядки, если рассматривать ядро как ферми-газ, низшие одночастичные состояния в котором заняты Z протонами и N нейтронами. Представим, что кулоновское отталкивание протонов отсутствует. Уровни энергии заполненных состояний для этого случая показаны на рис. 26 слева. Для каждого избыточного

нейтрона существует вакантное протонное состояние, на которое он может перейти без изменения энергии и без изменения пространственной и спиновой частей волновой функции. Согласно нашему расширенному определению, перезарядка, которая вызывает такие переходы, является когерентным процессом.

Конечно, кулоновское взаимодействие меняет энергии одночастичных состояний. Протонные состояния поднимаются, как показано на рис. 26 справа, однако все еще возможны такие процессы перезарядки, при которых избыточный нейтрон превращается в протон в том же в сущности координатном и спиновом состоянии. Чтобы вызвать подобный переход, может понадобиться энергия в несколько $Mэв$, но такие потери энергии пренебрежимо малы, если налетающая частица обладает энергией в миллиарды электрон-вольт. Из рис. 26 легко видеть, что сечение перезарядки с переходом $Z \rightarrow Z + 1$ увеличивается с ростом избытка нейтронов. Можно

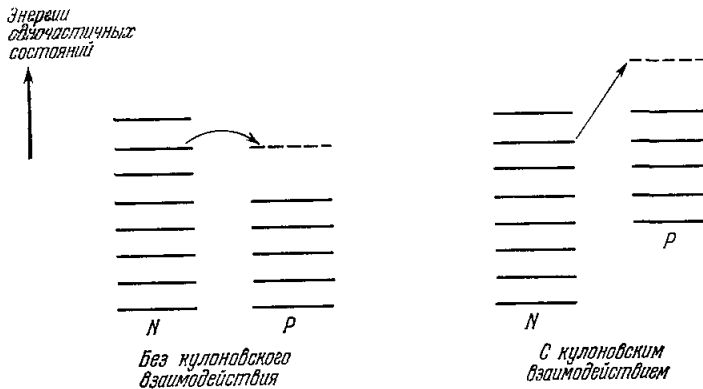


Рис. 26. Схема энергий заполненных одночастичных уровней для основного состояния ядра: а) в отсутствие кулоновского взаимодействия, б) при наличии кулоновского взаимодействия. При когерентной перезарядке, как показано на рисунке, избыточный нейтрон превращается в протон в незанятом состоянии

также видеть, что вследствие принципа Паули процессы с переходом $Z \rightarrow Z - 1$ не могут иметь когерентной составляющей, если только ядро-мишень не обладает избытком протонов, т. е. является He^3 .

Сечение когерентной перезарядки можно получить, используя приближение такого же типа, которые применялись для оценки однократного рассеяния с учетом теневых эффектов. Для процесса с переходом $Z \rightarrow Z + 1$ сечение дается выражением

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{когер.}} \Big|_{\text{перезар.}} = \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{перезар.}} (T + T_3) (T - T_3 + 1) \times \left| \int e^{iqb + \frac{2\pi i}{kz}} \mathcal{N}^{(0)T(b)} T(b) d^2b \right|^2, \quad (6.1)$$

где $\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{перезар.}}$ — сечение перезарядки на свободном нуклоне, и используется такая система обозначений, в которой T_3 для нейтрона равен $1/2$. Так как почти для всех основных состояний ядер T_3 равно T , можно

записать

$$(T + T_3)(T - T_3 + 1) = 2T_3 = N - Z, \quad (6,2)$$

т. е. сечение просто пропорционально избытку нейтронов. Когерентное сечение было бы, очевидно, гораздо больше, если бы в нашем распоряжении имелись мишени из ядер, у которых $T_3 \neq \pm T$, однако такие состояния ядер, как правило, нестабильны.

Два примера распределений, ожидаемых для когерентной и некогерентной перезарядки пионов, показаны в верхней половине рис. 27. Энергия пионов — 6 Гэв, ядра-мишени — Ca^{48} и Pb^{208} . Сечение когерентной перезарядки мало по величине, так как избыток нейтронов много меньше, чем N или Z , и имеет максимум под малыми углами. Сечение $\pi^- \rightarrow \pi^0$ полностью некогерентное (так как при этом уменьшается заряд ядра) и имеет

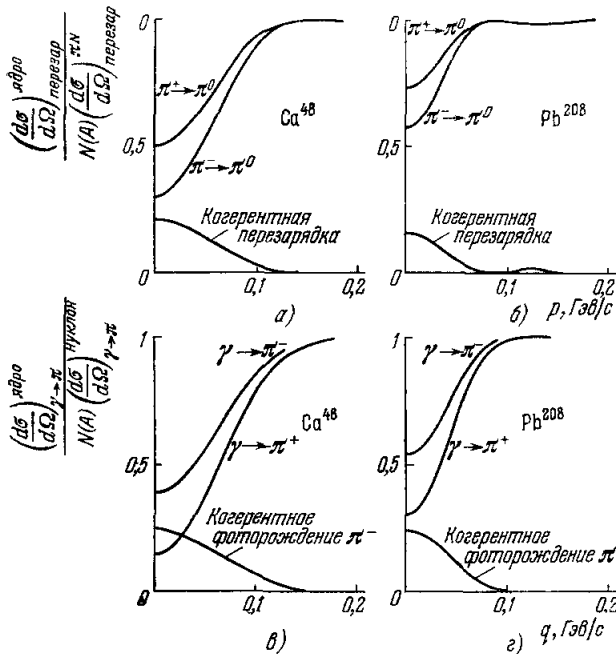


Рис. 27. Когерентное и суммарное сечение перезарядки пионов с энергией 6 Гэв, падающих: а) на Ca^{48} , б) на Pb^{208} . Когерентное и суммарное сечения фоторождения пионов пучком γ -квантов с энергией 6 Гэв, падающим: в) на Ca^{48} , г) на Pb^{208} .

образованные γ -лучами с энергией 6 Гэв, показаны в нижней половине рис. 27, снова для Ca^{48} и Pb^{208} . Наличие когерентного процесса, как можно видеть, приводит к заметному различию между сечениями рождения π^+ и π^- под нулевым углом. Величины этих двух сечений весьма чувствительны к разности поверхностных распределений протонов и нейтронов, и поэтому их измерения представляют значительный интерес.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. R. J. Glauber, в сборнике «Lectures in Theoretical Physics», ed. by W. E. Brittin et al. vol. 1, Interscience Publishers, Inc., New York, 1959, p. 315.
2. R. J. Glauber, в сборнике «High Energy Physics and Nuclear Structure», ed by G. Alexander, North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1967, p. 311.

3. C. Wilkin, в сборнике «Nuclear and Particle Physics», ed. by B. Margolis and C. Lam, A. W. Benjamin, Inc., New York, 1968, p. 439.
4. V. Franco, R. J. Glauber, Phys. Rev. **142**, 1195 (1966).
5. C. Wilkin, Phys. Rev. Lett. **17**, 561 (1966).
6. R. J. Glauber, V. Franco, Phys. Rev. **156**, 1685 (1967).
7. R. J. Glauber, Phys. Rev. **91**, 459 (1953).
8. B. J. Malenka, Phys. Rev. **95**, 522 (1954).
9. См. ¹, стр. 339.
10. F. Englert, P. Nicoletopoulos, R. Brout, C. Truffin (в печати).
11. S. J. Chang, S. K. Ma, Phys. Rev. Lett. **22**, 1334 (1969).
12. H. D. I. Abarbanel, C. Itzykson, Phys. Rev. Lett. **23**, 53 (1969).
13. H. Cheng, T. T. Wu, Phys. Rev. **186**, 1611 (1969).
14. E. A. Remler (частное сообщение).
15. M. Levy, J. S. Sucher, Phys. Rev. **186**, 1656 (1969).
16. D. Harrington, Phys. Rev. **184**, 1745 (1969).
17. J. Pumplin, Phys. Rev. **173**, 1651 (1968); E. A. Remler, Phys. Rev. **176**, 2108 (1968).
18. V. S. Bhasin, V. S. Varma, Phys. Rev. **184**, 1338 (1969).
19. E. S. Abers, H. Burkhardt, V. L. Teplitz, C. Wilkin, Nuovo Cimento **42**, 365 (1966).
20. C. Wilkin, Lecture Notes of the Summer School on Diffractive Processes, McGill University, July 1969.
21. E. Coleman, R. M. Heinz, O. E. Overseth, D. E. Pellet, Phys. Rev. Lett. **16**, 761 (1966).
22. V. Franco, E. Coleman, Phys. Rev. Lett. **17**, 827 (1966).
23. G. M. Bennett et al., Phys. Rev. Lett. **19**, 387 (1967).
24. F. Bradamante et al., Phys. Lett. **28B**, 191 (1968).
25. G. Alberi, L. Bertocchi, Phys. Lett. **28B**, 186 (1968).
26. E. T. Boschitz, Proc. 3rd Intern. Conference on High Energy Physics and Nucl. Structure, Columbia Univers., Sept. 1969.
27. H. Palevsky et al., Phys. Rev. Lett. **18**, 1200 (1967).
28. W. Czyz, L. Lešniak, Phys. Lett. **24B**, 227 (1967).
29. R. H. Bassel, C. Wilkin, Phys. Rev. Lett. **18**, 871 (1967).
30. L. Lešniak, H. Wolek, Nucl. Phys. **125A**, 665 (1969).
31. E. T. Boschitz et al., Phys. Rev. Lett. **20**, 116 (1968).
32. J. Formanek, J. S. Trefil, Nucl. Phys. **B4**, 165 (1967).
33. H. K. Lee, H. McManus, Phys. Rev. Lett. **20**, 337 (1968).
34. R. H. Bassel, C. Wilkin, Phys. Rev. **174**, 1179 (1968).
35. D. R. Harrington, Phys. Rev. **176**, 1982 (1968).
36. J. Pumplin, M. Rose, Phys. Rev. Lett. **21**, 1778 (1968).
37. G. Alberi, L. Bertocchi, Nuovo Cimento **61A**, 203 (1969).
38. E. Coleman, T. G. Rhoades (частное сообщение).
39. D. R. Harrington, Phys. Rev. Lett. **21**, 1496 (1968).
40. V. Franco, R. J. Glauber, Phys. Rev. Lett. **22**, 370 (1968).
41. C. Michel, C. Wilkin, Nucl. Phys. **B11**, 99 (1969).
42. G. Alberi, L. Bertocchi, Nuovo Cimento **63A**, 285 (1969).
43. N. K. Glendenning, G. Kramer, Phys. Rev. **126**, 2159 (1962).
44. M. J. Moravcsik, Nucl. Phys. **7**, 113 (1958).
45. M. Fellingner et al., Phys. Rev. Lett. **22**, 1265 (1969).
46. F. Bradamante et al., Proceedings of the Lund Conference, 1969.
47. F. Bradamante, G. Fidecuro et al., Phys. Lett. **31B**, 87 (1970).
48. D. Harrington, Phys. Lett. **29B**, 188 (1969).
49. M. Vazin (частное сообщение).
50. M. Querrou et al. (частное сообщение).
51. G. Matthiae (частное сообщение).
52. O. Kofoed-Hansen (частное сообщение).
53. M. Czyz, L. Maximon, Ann. of Phys. **52**, 99 (1969).
54. O. Kofoed-Hansen, Lecture Notes of the Summer School on Diffractive Processes, McGill University, June 1969.
55. См. ¹, стр. 412.
56. G. Bellettini et al., Nucl. Phys. **79**, 609 (1966).
57. A. S. Golhaber, C. J., Joachain, Phys. Rev. **171**, 1566 (1968).
58. J. V. Allaby et al. (частное сообщение); J. V. Allaby et al., Phys. Lett. **30B**, 549 (1969).
59. O. Kofoed-Hansen, B. Margolis, Nucl. Phys. **B11**, 455 (1969).