

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

ПАРТОНЫ

В последнее время в физике элементарных частиц большой интерес вызывают исследования глубоко неупругих электромагнитных и слабых взаимодействий. Сюда в первую очередь относится глубоко неупругое рассеяние электронов на протонах (или нейтронах), а также аннигиляция электрон-позитронных пар высокой энергии в различные сильно взаимодействующие частицы и глубоко неупругое рассеяние нейтрино. Ниже помещены две популярные статьи, посвященные обсуждению возникающих здесь проблем. В первой из этих статей излагаются основные физические идеи и экспериментальная сторона вопроса. Ее авторами являются В. Пановский — директор Стэнфордского линейного ускорителя (США), где были выполнены основные эксперименты по глубоко неупругому рассеянию электронов, и Г. Кендал, профессор физики Массачусетского технологического института, — один из ведущих участников этих опытов. В статье физика-теоретика С. Дрелла рассматривается один из возможных подходов к объяснению полученных экспериментальных данных — так называемая партонная модель: при глубоко неупругих процессах протоны и нейтроны представляются состоящими из не взаимодействующих точечных составляющих — партонов (от английского слова «part» — часть).

539, 125

СТРУКТУРА ПРОТОНА И НЕЙТРОНА *)

Г. Кендал, В. Пановский

Закономерности рассеяния электронов высоких энергий на протонах и нейтронах указывают на то, что эти «элементарные» ядерные частицы имеют сложную внутреннюю структуру из точечных компонентов.

65 лет назад Эрнест Резерфорд, наблюдая, как рассеиваются α -частицы на тонкой металлической фольге, пришел к выводу, что атом не является однородным, а состоит из отрицательно заряженных электронов, окружающих малые массивные положительно заряженные ядра. С тех пор физики во многих лабораториях производили опыты по рассеянию частиц со все более высокими энергиями, пытались изучить структуру сначала атома, затем ядра, а теперь основных составных частей ядра — протона и нейтрона. Однородны ли «элементарные» ядерные частицы? Недавние эксперименты с электронами, ускоренными до энергии 21 ГэВ на двухмиллионном Стэнфордском линейном ускорителе, указывают на то, что история, по-видимому, повторяется на расстояниях в 100 000 раз меньших, чем атомные. Оказалось, что электроны сверхвысоких энергий рассеиваются на протонах и нейтронах так, как никто не предполагал. Из этих опытов был получен вывод о том, что ядерные частицы обладают сложной внутренней структурой и состоят из точечных компонентов, названных партонами. Есть также данные, указывающие на то, что партоны проявляют

*) Henry W. Kendall, Wolfgang K. H. Panofsky, The Structure of the Proton and the Neutron, Scientific American 224 (6), 60 (1971). Перевод Владимира М. Дубовика, под редакцией Б. Л. Иоффе.

некоторые свойства, приписываемые ранее введенным гипотетическим частицам — кваркам.

Знание внутренней структуры протона и нейтрона может дать ключ к пониманию природы сильных взаимодействий, за счет которых связаны нуклоны в ядрах и существует стабильная Вселенная. Сильные взаимодействия проявляются в ядерных реакциях, которые обеспечивают горение звезд, и в более умеренных масштабах дают энергию для ядерной

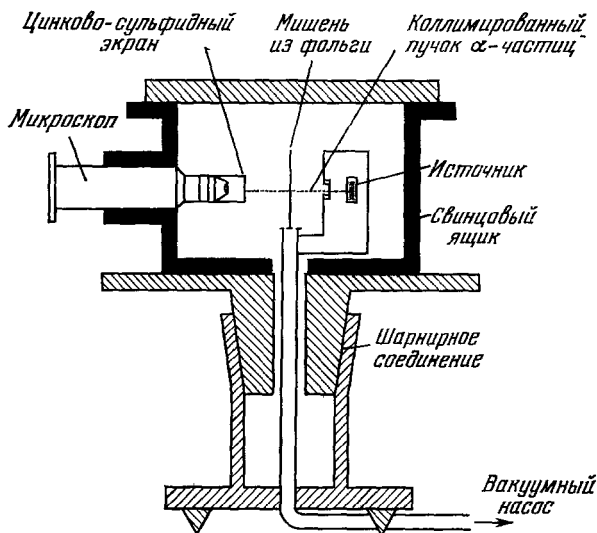


Рис. 1. На этом рисунке дана схема первоначальной аппаратуры, использованной Э. Резерфордом и его сотрудниками для изучения процесса рассеяния α -частиц тонкой металлической фольгой. Схема взята из журнала «Philosophical Magazine» за 1913 г. Природный источник α -частиц помещен в ящик, из которого откачан воздух. В ящике размещен коллиматор, направляющий хорошо сфокусированный пучок частиц на мишень из фольги. Имеется экран, покрытый сернистым цинком, который сцинтиллирует, когда на него падают α -частицы. Экран можно передвигать так, чтобы регистрировать частицы, рассеянные на любой угол. Сцинтилляции подсчитываются с помощью микроскопа с малым увеличением. На основании наблюдений, выполненных с помощью этого прибора, Резерфорд пришел к выводу, что атом состоит из массивного положительно заряженного ядра, окруженного отрицательно заряженными электронами. Все эксперименты по рассеянию являются, по существу, модификациями этого основополагающего опыта.

электроны. Этот вид рассеяния дает нам ключ к выяснению структуры нуклонов.

Поскольку стэнфордские эксперименты по существу дела подобны резерфордовскому эксперименту, полезно кратко описать методы и результаты последнего. Резерфорд поместил природный источник α -частиц (частицы с зарядом $+2$, идентифицированные позднее как ядра гелия) в ящик, из которого был откачан воздух и который был снабжен коллиматором, так что хорошо коллимированный пучок частиц падал на мишень, представляющую собой металлическую фольгу (рис. 1). В ящик был также помещен экран, покрытый сернистым цинком, который сцинтиллировал,

энергетики и ядерных взрывов. Несмотря на то, что сильные взаимодействия широко используются в технике, мы еще очень плохо понимаем их природу и происхождение.

В добавление к сильным взаимодействиям протоны и нейтроны также участвуют в электромагнитных взаимодействиях, в сто раз более слабых. Обе ядерные частицы ведут себя подобно крошечным магнитам, и обе содержат электрические заряды (хотя полный заряд нейтрона равен нулю). В то время как сильные взаимодействия проявляются только в том случае, когда частицы очень близки друг к другу (на расстоянии, грубо говоря, равном их собственным диаметрам, около 10^{-13} см), электромагнитные взаимодействия имеют бесконечный радиус действия, и интенсивность их падает, как квадрат расстояния между взаимодействующими частицами. Так как протоны и нейтроны являются источниками электромагнитных сил, они рассеивают падающие на них

когда на него падала α -частица. Экран можно было перемещать так, чтобы регистрировались α -частицы, рассеянные на любой угол, а сцинтилляции подсчитывались с помощью микроскопа с малым увеличением. Два сотрудника Резерфорда, Г. Гейгер и Э. Марзден, скоро заметили, что α -частицы рассеиваются на большие углы намного чаще, чем ожидалось на основании представлений того времени об атомной структуре. Считалось, что электрический заряд в атоме распределен диффузно и, следовательно, не может создавать концентрированные электрические поля, необходимые для того, чтобы давать столь большие отклонения частиц.

Резерфорд пришел к заключению, что «положительный заряд, связанный в атоме, сконцентрирован в крошечном центре, в ядре, а компенсирующий отрицательный заряд распределен в сфере с радиусом, сравнимым с радиусом атома». Он установил также математический закон, описывающий, как точечный электрический заряд рассеивается другим точечным зарядом (рис. 2). Известно, что сила, действующая между двумя

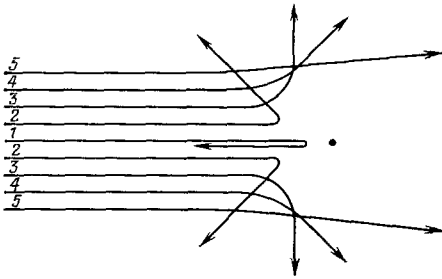


Рис. 2. Согласно Резерфорду, рассеяние одного точечного заряда другим точечным зарядом может быть описано математическим законом, объединяющим закон Кулона (для сил притяжения или отталкивания между заряженными частицами) и законы движения Ньютона. Этот закон связывает вероятность рассеяния на данный угол θ с энергией налетающей частицы. Из данной схемы, описывающей процесс рассеяния Резерфорда, можно видеть, что мера рассеяния зависит от расположения траектории налетающей частицы.

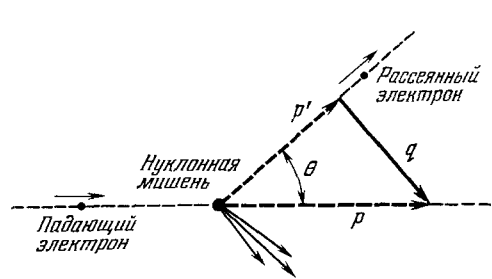


Рис. 3. Переданный импульс — важнейшая величина при теоретическом рассмотрении процесса рассеяния. Он определяется как векторная разность q начального импульса p и конечного импульса p' рассеиваемой частицы. Величину q можно находить по формуле $q = 2mv \sin(\theta/2)$, где m — масса налетающей частицы, v — ее скорость, а θ — угол рассеяния. При упругом рассеянии ядерной мишени просто получает отдачу; при неупругом он либо распадается и превращается в другие частицы, либо остается в возбужденном состоянии.

заряженными частицами, описывается законом Кулона. Зная заряд и массу взаимодействующих частиц, Резерфорд объединил закон Кулона с ньютоновскими законами движения и нашел зависимость вероятности рассеяния на данный угол от энергии налетающей частицы. Вероятность рассеяния одним атомом мишени характеризуется так называемым сечением рассеяния. Оно определяется как площадь поперечного геометрического сечения падающего пучка, внутри которого влияние атома мишени приводит к наблюдаемым процессам — в данном случае к рассеянию. Сечение не обязательно связано с «истинными» физическими размерами частицы мишени, а скорее является мерой интенсивности взаимодействия между падающими частицами и частицами мишени.

Сечение экспериментально определяют для различных углов (отсчитываемых от направления падающего пучка), а полученные результаты сравнивают затем с теоретическими предсказаниями. Формула Резерфорда предсказывает, что сечение рассеяния зависит от массы m и заряда падающей частицы, массы и заряда частицы мишени, скорости падающей частицы v и угла рассеяния θ . Эта формула выглядит просто, если использовать

специальную комбинацию переменных, которая является векторной разностью q между начальным импульсом и конечным импульсом рассеянной частицы: $q = 2mv \sin(\theta/2)$. Другое название q — «переданный импульс» (рис. 3). Формула Резерфорда выведена в предположении, что взаимодействующие частицы являются математическими точками, не имеющими ни размеров, ни формы. Однако, вообще говоря, сечение рассеяния будет зависеть не только от деталей взаимодействия (например, от того, как

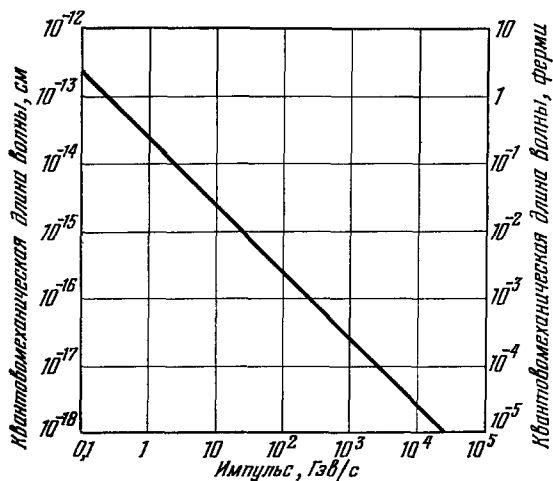


Рис. 4. Возможность локализации частицы, имеющей импульс p , определяется соответствующей ему длиной волны λ , равной $\lambda = h/p$, где h — постоянная Планка ($6,6 \cdot 10^{-27}$ эрг·сек). На этом рисунке импульс отложен в единицах ГэВ/с, где ГэВ означает гига (10^9) электрон-вольт, а c — скорость света. Квантовомеханическая длина волны налетающей частицы дана в сантиметрах (слева) и в ферми (справа).

является напряженность с расстоянием) и от законов движения частиц (которые могут быть не ньютоновскими, а релятивистскими), но также и от того, какова внутренняя структура частиц. В процессе рассеяния, описываемом квантовой механикой, переданный импульс играет центральную роль, так как им определяется пространственный масштаб наблюдаемого события. Дело в том, что в квантовой механике частице с импульсом p ставится в соответствие некоторая длина волны λ . Формула, связывающая эти величины, имеет вид $\lambda = h/p$, где h — постоянная Планка, крайне малое число ($1,0 \times 10^{-27}$ эрг·сек). Точность, с которой частица может быть локализована, ограничена этой длиной волны λ ; вероятность обнаружения частицы в данной точке связана с поведением «волнового пакета», описывающего движение частицы. При попытке выяснить положение одной частицы с помощью другой (т. е. когда экспериментатор рассеивает одну из них на другой) частицы взаимодействуют, а это предполагает, что между ними происходит передача импульсов. Таким образом, разумно считать, что точность Δx , с которой могут быть выяснены детали неизвестной структуры, должна быть связана с переданным в данном акте столкновения импульсом q ; соотношение между ними выглядит так: $\Delta x = h/q$ (рис. 4). Эта формула говорит о том, что наша способность различить тонкие детали структуры изучаемой частицы мишени зависит от того, насколько большой мы можем сделать величину q , так, чтобы длина волны λ была малой, насколько это возможно. (Импульс — это произведение массы на скорость; для энергий, которыми интересуются физики, занимающиеся рассеянием электронов высоких энергий, масса увеличивается с увеличением энергии, в то время как скорость остается почти постоянной, близкой к скорости света.)

В экспериментах по рассеянию типа тех, что выполнены в Стэнфорде, импульс измеряется в единицах ГэВ/с, где ГэВ означает гига (10^9 , или 1 миллиард) электрон-вольт, а c — скорость света. Скорость электрона, имеющего энергию 20 ГэВ, на одну трехмиллиардную долю меньше скорости света. При этих условиях энергия частицы выражается в гигаэлектрон-вольтах, а связанный с ней импульс — в ГэВ/с и, по существу, ей равен

изменяется напряженность с расстоянием) и от законов движения частиц (которые могут быть не ньютоновскими, а релятивистскими), но также и от того, какова внутренняя структура частиц.

В процессе рассеяния, описываемом квантовой механикой, переданный импульс играет центральную роль, так как им определяется пространственный масштаб наблюдаемого события. Дело в том, что в квантовой механике частице с импульсом p ставится в соответствие некоторая длина волны λ . Формула, связывающая эти величины, имеет вид $\lambda = h/p$, где h — постоянная Планка, крайне малое число ($1,0 \times 10^{-27}$ эрг·сек). Точность, с которой частица может быть локализована, ограничена этой длиной волны λ ; веро-

ДВА ВИДА РАССЕЯНИЯ

Рассеяние электронов может быть «упругим» либо «неупругим». При упругом рассеянии частица мишени отскакивает так, как если бы она была бильярдным шаром, который остается в том же самом внутреннем состоянии, в каком он был до столкновения. При неупругом рассеянии частица мишени либо распадается, либо переходит в возбужденное состояние, т. е. в состояние, отличное от ее первоначального. Между этими двумя процессами имеется конкуренция: каждый может протекать лишь за счет другого. Оба эти процесса дают большую информацию о структуре частицы мишени. Сначала мы расскажем об упругом рассеянии.

Для описания упругого рассеяния электронов высоких энергий формула Резерфорда оказывается уже неточной по двум причинам. Во-первых, скорости частиц так велики, что надо использовать релятивистскую квантовую теорию, чтобы описать волновую природу и поведение налетающих частиц и частиц мишени. Во-вторых, электроны обладают «спинами», т. е. имеют внутренние угловые моменты, как если бы они вращались вокруг собственной оси. Более точная формула, которой следует пользоваться в этом случае, установлена Моттом. В тех случаях, когда скорость налетающей частицы много меньше скорости света, моттовское выражение совпадает с резерфордовским. Это условие было выполнено

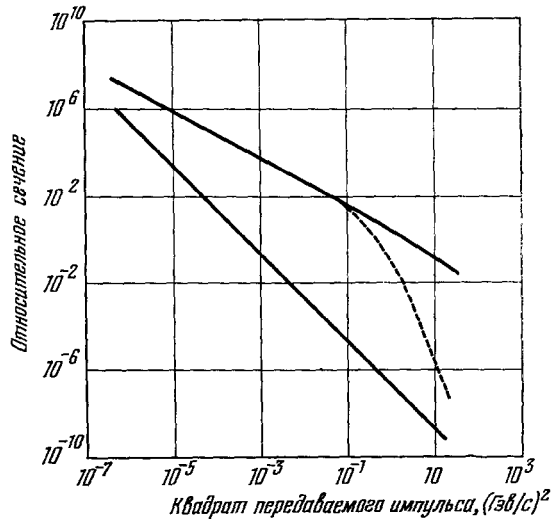


Рис. 5. Сечение рассеяния определяется как площадь падающего пучка, внутри которой в результате воздействия атомов мишени на налетающие частицы возникают какие-либо взаимодействия. На рисунке даны зависимости сечений от переданного импульса согласно формуле Резерфорда (нижняя кривая) и формуле Мотта (верхняя кривая). Формула Мотта сводится непосредственно к формуле Резерфорда, когда энергия и скорость налетающей частицы малы. Штриховая кривая воспроизводит рассеяние от протона конечных размеров. Кривые даны для угла рассеяния $\theta = 20^\circ$.

в эксперименте Резерфорда (рис. 5). Так как Резерфорд не знал, что наблюдаемое им рассеяние описывается квантовой механикой, справедливость его формул для процессов низкоэнергетического рассеяния была лишь счастливой случайностью. Теперь мы знаем, что ньютоновские «классические» законы движения могут успешно применяться только в том случае, когда рассеяние происходит за счет сил, интенсивность которых падает как квадрат расстояния (что выполняется для электростатического закона Кулона). Формула Мотта также должна быть модифицирована, если электрон рассеивается не на точечном заряде, а на протяженном объекте (рис. 6). В этом случае каждый участок фронта электронной волны рассеивается отдельно каждой частью заряда частицы мишени. Все эти волны, создаваемые в результате рассеяния на различных частях заряда, затем объединяются и образуют выходящую волну, которая описывает рассеянный электрон. Как и следует ожидать, некоторые из этих волн складываются, а некоторые взаимно уничтожают друг друга, т. е.

интерferируют. Сечение упругого рассеяния на заряженной частице конечных размеров оказывается, таким образом, меньше сечения рассеяния на точечном заряде. Множитель, показывающий, какую долю составляет сечение рассеяния от сечения рассеяния на точечном заряде, представляют в виде квадрата некоторого числа, которое называют фoрмфактоpом и обозначают буквой F .

Для того чтобы получить формулу для фoрмфактoра, нужно проследить за всеми длинами путей, которые проходит каждая отдельная волна,

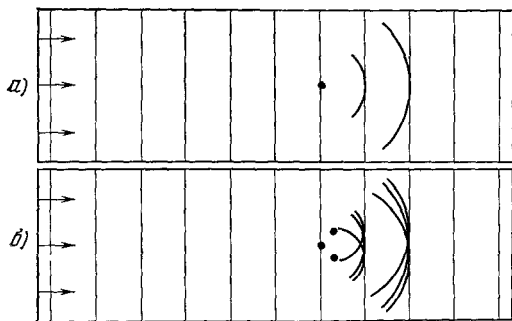


Рис. 6. Если предположить, что электрон рассеивается не на другом точечном заряде (а), а на объекте конечной протяженности (б), то формула рассеяния модифицируется. Такой объект здесь представлен как совокупность трех точечных компонентов. В этом случае каждая часть фронта электронной волны рассеивается (дифрагирует) отдельно на каждом из компонентов заряда. Затем эти отдельные рассеянные волны складываются и образуют выходящую волну, которая представляет рассеянный электрон. Множитель, на который уменьшается сечение при рассеянии на частице конечных размеров по сравнению с рассеянием на точечной частице, называется фoрмфактoром (F).

когда она рассеивается частью заряда частицы мишени. Фoрмфактoр зависит лишь от переданного импульса q . При достаточно больших значениях q фoрмфактoр будет чувствителен к деталям структуры мишени. Когда q мало, эксперимент дает лишь общую картину.

В случае мишени-нуклона (протона или нейтрона) нам интересны расстояния меньшие, чем его собственный радиус, равный приблизительно 0,8 ферми (1 ферми = 10^{-13} см). Чтобы достичь разрешения, скажем, в 0,1 ферми, требуется передача импульса, равная 2 Гэв/с. В современных экспериментах практический предел — это 5 Гэв/с; он достаточно мал и позволяет получать существенную информацию о структуре нуклонов. Если фoрмфактoр известен в широкой области изменения q , то можно

реконструировать зарядовое распределение частицы мишени. Задача нахождения распределения заряда внутри частицы такой, как протон, из данных по рассеянию электронов очень напоминает определение структуры кристалла по дифракционной картине, возникающей при облучении его рентгеновскими лучами. Однако задача о рассеянии электронов более трудна, особенно в тех случаях, когда скорость протона отдачи близка к скорости света. Релятивистские эффекты в движении протона вносят дополнительные неопределенности, которые затрудняют восстановление пространственного распределения заряда.

Дальнейшие осложнения возникают из-за спина протона, создающего магнитный момент. Кроме взаимодействия с электрическим зарядом, налетающий электрон взаимодействует также с магнитным моментом протона. Так как магнитный момент тоже может быть распределен в пространстве, то возникает второй фoрмфактoр, обозначаемый F_m в отличие от электрического фoрмфактoра F_e .

Итак, первоначальную формулу Резерфорда приходится модифицировать по следующим обстоятельствам: как налетающая, так и покоящаяся частицы имеют спины; частица-мишень обладает пространственным распределением; скорости столкновения настолько высоки, что приходится учитывать релятивистские эффекты; движение обеих частиц описывается волновой, а не классической механикой (см. таблицу).

Выражение для сечения рассеяния усложняется с переходом от формулы Резерфорда к формуле Мотта и далее к формуле Розенблюта. Последняя формула учитывает следующие обстоятельства: и налетающая, и покоящаяся частицы имеют спины; частица мишени имеет пространственное распределение; скорость столкновения высока настолько, что приходится учитывать релятивистские эффекты; движение обеих частиц описывается законами волновой, а не классической механики. В правой части таблицы пояснены символы величин, входящих в формулы левой части

Сечение Резерфорда $\sigma_R = \frac{(2e^2 m)^2}{q^4}$	e — заряд электрона, m — масса электрона, $q = 2\sqrt{pp'} \sin(\theta/2)$, p — начальный импульс электрона, p' — конечный импульс электрона, θ — угол рассеяния электрона, E — начальная энергия электрона, E' — конечная энергия электрона, c — скорость света, F_e — электрический формфактор, F_m — магнитный формфактор, $\tau = q^2/4M^2c^2$, M — масса нуклона
Сечение Мотта $\sigma_M = \frac{(2e^2 E'/c^2)^2}{q^4} \frac{E'}{E} \left(1 - \frac{p^2}{E^2} \sin^2 \frac{\theta}{2}\right)$	
Сечение Розенблюта $\sigma = \sigma_M \left(\frac{F_e^2 + \tau F_m^2}{1 + \tau} + 2\tau F_m^2 \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right)$	

Наше несколько детализированное обсуждение не должно скрывать простоту процесса рассеяния электронов в целом. Этот процесс позволяет исследовать неизвестную структуру субъядерных частиц, используя известные электромагнитные силы. Он отличается последним от других процессов (интересных по другим причинам), в ходе которых сталкиваются две частицы с неизвестной структурой, например от процессов протон-протонного или пион-протонного рассеяния. Насколько известно в настоящее время, электроны ведут себя подобно точечным частицам и взаимодействуют при рассеянии только электромагнитным образом. (На самом деле, конечно, электроны обладают также слабым взаимодействием, вызывающим радиоактивные распады, но слабые взаимодействия, грубо говоря, в 10^{10} раз слабее, чем электромагнитные взаимодействия, и в экспериментах по рассеянию электронов ими можно пренебречь.)

Законы электромагнетизма, обобщенные в уравнениях квантовой электродинамики, представляют единственный пример в физике, когда количественное описание оказывается справедливым для очень широкого набора данных, в интервале изменения расстояний от космических до 10^{-15} см. Таким образом, предположение, что именно эти взаимодействия хорошо поняты, кажется справедливым.

ДВУХМИЛЬНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ

Прежде чем рассказать о результатах, полученных в экспериментах по упругому и неупругому рассеянию на Стэнфордском линейном электронном ускорителе (SLAC, СЛИАК), кратко опишем применяемые в этих экспериментах методы и технику. Электронный пучок достигает максимальной энергии 21 Гэв после того, как он проходит двухмильную трубу, из которой откачан воздух. Она снабжена 245 клистродами, через которые втекает в пучок электромагнитная энергия. На протяжении своего двухмильного путешествия электронный пучок крепко удерживается внутри трубы фокусирующими магнитными «линзами», расположенными через каждые сто метров. В конце траектории пучок попадает в «чистилище» из магнитов и щелей, которые точно определяют ширину и энергетический

разброс электронного пучка, достигающего мишени. Эксперимент по рассеянию нуждается в мишени, содержащей водород или дейтерий, в приспособлениях для отбора и идентификации электронов, рассеянных на различные углы, и в приборах для измерения их импульсов в присутствии многих других частиц, рождающихся при столкновении электронов и ядер. Протонной мишенью служит сосуд с жидким водородом (ядро обычного атома водорода состоит из единственного протона). Жидкий

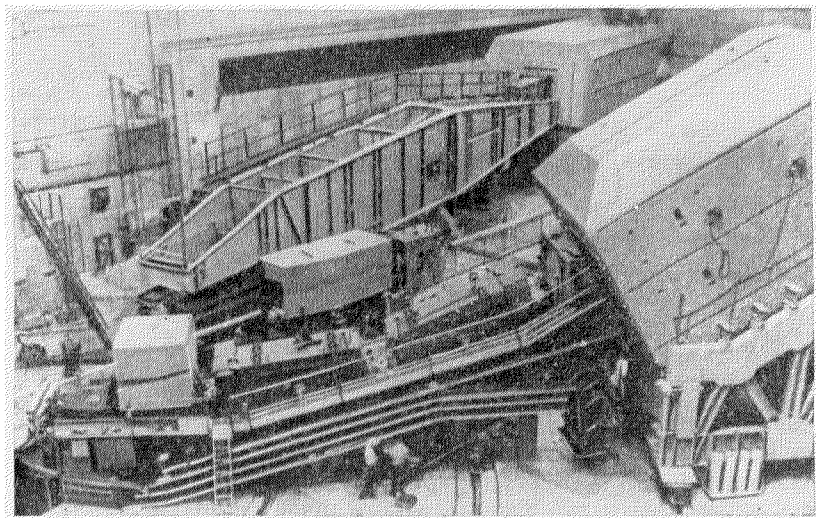


Рис. 7. Большие магнитные спектрометры на одной из экспериментальных площадок в СЛАК, которые используются, чтобы разделять и классифицировать вылетающие из мишени рассеянные электроны и направлять их в систему детекторов. Имеются три спектрометра, каждый из которых состоит из большого количества магнитных линий и отклоняющих магнитов и может поворачиваться вокруг общей центральной точки площадки (два спектрометра видны на этом снимке). Величина этих приборов может быть оценена по фигурам двух людей, стоящих рядом с прибором «средних размеров».

дейтерий (тяжелый водород) — это лучшая мишень для рассеяния на свободных нейтронах (ядро дейтерия состоит из протона и нейтрона). В хорошем приближении можно считать, что рассеяние на ядре дейтерия — просто сумма рассеяний на свободном нейтроне и свободном протоне.

Так как пучок, падающий на сжиженный газ, очень интенсивен, мишень приходится непрерывно охлаждать с помощью теплообменника с тем, чтобы не только предохранить ее от вскипания, но и свести к минимуму любые изменения плотности, которые могут искажать экспериментальные результаты.

Чтобы разделять и классифицировать электроны, вылетающие из мишени, Стэнфордская установка снабжена тремя магнитными спектрометрами, которые направляют электроны в систему детекторов. Требуется очень высокое разрешение как по энергии, так и по углам, чтобы различать упруго и неупруго рассеянные электроны и фиксировать детали структуры энергетических спектров электронов после их неупругого рассеяния.

При неупругом рассеянии в акте столкновения могут рождаться один или более пионов. Так как энергия, необходимая для рождения пиона, равна 139 Мэв , то разрешение должно быть значительно лучше, чем отношение 139 Мэв к энергии падающего электрона, которая может быть больше 20 Гэв . Следовательно, необходимо разрешение по энергии

лучше 0,7%. Подобный анализ кинематики столкновения показывает, что разрешение по углам должно составлять доли миллирадиана, точнее, около трех угловых минут. Поскольку эти точности должны быть выдержаны для относительных значений угла и энергии, т. е. разностей этих величин для налетающего и рассеянного электронов, то требования на разрешение по углам и по энергии в одинаковой мере относятся как к падающему пучку, так и к спектрометрам, анализирующим рассеянный пучок.

Спектрометры — это большие и сложные приборы (рис. 7). Они состоят из отклоняющих магнитов, которые отклоняют рассеянные электроны в вертикальном направлении, и магнитных линз, которые затем фокусируют их. Величина вертикального отклонения есть мера импульса электрона; горизонтальное направление есть мера угла рассеяния. Импульс и угол каждого электрона идентифицируются с помощью сотен счетчиков, эквивалентных сцинтиллирующему экрану, который использовался в опыте Резерфорда. Счетчики — это узкие полосы специально приготовленного полупрозрачного пластика, на которых появляются крошечные вспышки, когда на них падают частицы высоких энергий. Каждая полоса находится под наблюдением фотоумножителя, регистрирующего каждую микровспышку.

Сигналы, получаемые от счетчиков и других приборов, идентифицирующих частицы, подвергаются затем обработке на больших электронных вычислительных машинах. Электронные вычислительные машины включены «в линию», запоминая данные с целью дальнейшего подробного анализа и одновременно выполняя частичную обработку данных. Помимо этих функций, электронная вычислительная машина собирает информацию о работе аппаратуры и выполняет всяческую «дежурную» работу по регулировке токов в магнитах спектрометров и по определению характеристик пучка и других необходимых величин.

НУКЛОННЫЕ ФОРМФАКТОРЫ

В экспериментах по упругому рассеянию, выполненных в сотрудничестве физиками Калифорнийского и Массачусетского технологических институтов и физиками СЛАК, четыре упругих формфактора, описывающих структуру протона и нейтрона, измерены в широком интервале изменения переменных. Качество и количество этих данных неравноценно. Наиболее точно измерен магнитный формфактор протона (рис. 8). Магнитный формфактор нейтрона, который находят, вычитая из сечения рассеяния на дейтерии сечение рассеяния на протоне, выглядит подобно протонному, однако определен с большими ошибками. Электрический формфактор протона напоминает его магнитный формфактор, но измерен в гораздо более узком интервале изменения переменных. Электрический формфактор нейтрона практически равен нулю, однако ошибки в выполненных экспериментах велики.

Казалось бы, можно спросить: почему электроны вообще рассеиваются на нейтронах, если нейтроны не имеют электрического заряда? Ответ состоит из двух частей. Во-первых, спин нейтрона порождает магнитный момент; уже это одно должно приводить к рассеянию, описываемому магнитным формфактором. Во-вторых, электрические токи, которые обуславливают намагниченность нейтронов, могут приводить к местным скоплениям заряда внутри частицы, несмотря на то, что полный заряд ее равен нулю. Такие скопления вызывают рассеяние за счет электрических сил, если переданный импульс отличен от нуля. Таким образом, упругое рассеяние — это не только проявление полного заряда и магнитного момента нейтрона, но и отражение его внутреннего строения.

Опыты показывают, что распределения магнитных моментов нейтрона и протона почти одинаковы, а величины рассеяния на каждом из них

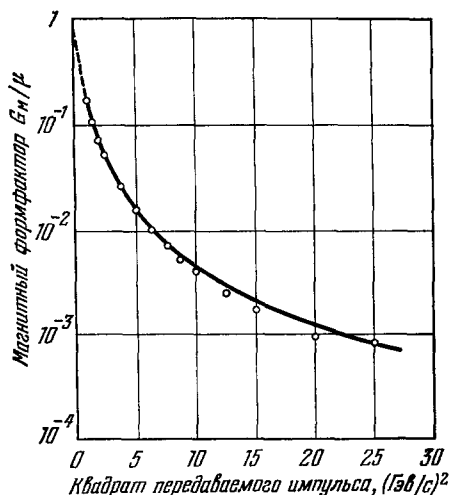


Рис. 8. Магнитный формфактор протона, измеренный группой сотрудников из Калифорнийского и Массачусетского технологических институтов и из СЛАК, неожиданно оказался гладкой функцией в очень широком интервале изменения переменных. То обстоятельство, что формфактор падает, как переданный импульс в четвертой степени, — быстрее, чем предсказывали теоретики, — остается пока загадкой физики высоких энергий.

тем, что мы видим в действительности. Отсюда следует, что протон обладает размытой границей. Измерение зависимости формфактора протона от q^2 позволяет определить его средний радиус: он равен 0,8 ферми, или $0,8 \cdot 10^{-13}$ см.

РЕАЛЬНЫЕ И ВИРТУАЛЬНЫЕ ЧАСТИЦЫ

Один из фактов, наиболее удививших физиков, — это то, что магнитный формфактор протона, показанный на рис. 8, описывается гладкой кривой в очень широком интервале изменения переменных. Наблюдаемое сечение рассеяния, которое изменяется как квадрат формфактора, умноженный на выражение Мотта для точечной частицы, падает в 10^{12} раз на интервале изменения переменных, в котором выполнены измерения. Сечение, относящееся к самой нижней части кривой, крайне мало: наименьшее измеренное значение равно $2 \cdot 10^{-39}$ см²/стер, т. е. в условиях данного эксперимента только один из 10^{18} электронов попадал в детектор. Сечение рассеяния убывает как четвертая степень переданного импульса. Объяснение такого быстрого падения — одна из стоящих перед физикой высоких энергий проблем. Чтобы понять, как возникла эта проблема и как она может быть разрешена, коротко изложим концепцию «виртуальных частиц».

Понятие виртуальной частицы связано с принципом неопределенности, введенным В. Гейзенбергом более 40 лет назад. При волновом описании материи невозможно одновременно точно определить положение

пропорциональны магнитным характеристикам каждой частицы, найденным в статическом эксперименте. Другими словами, кривые зависимостей магнитных формфакторов этих двух частиц подобны по форме, насколько мы можем судить об этом по эксперименту. По-видимому, также очень важен тот факт, что в доступной эксперименту области электрическое рассеяние на протоне пропорционально магнитному рассеянию. Это наводит на мысль, что распределение электрического заряда внутри протона прямо связано с его магнитной структурой.

Отдельные рассеянные волны создают дифракционную картину, подобную дифракционной картине, которая образуется, когда на край объекта падает пучок параллельных лучей. Если объект имеет острые края, картина состоит из чередующихся темных и светлых полос. Аналогично, если бы протон был объектом с четко выраженной граничной поверхностью, мы наблюдали бы гораздо более сложную зависимость его формфактора по сравнению с

частицы и ее импульс. Принцип Гейзенберга связывает неопределенность в измерении положения частицы Δx с неопределенностью в импульсе Δp . Произведение этих двух неопределенностей пропорционально постоянной Планка: $\Delta p \cdot \Delta x \approx \hbar$. Точно так же можно связать неопределенность измеренной энергии частицы ΔE с неопределенностью временного интервала Δt , за который выполняется измерение. В этом случае $\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar$.

Далее, в теории относительности энергия и масса эквивалентны, что выражается соотношением Эйнштейна $E = mc^2$. Таким образом, можно думать, что для очень коротких временных интервалов Δt любое количество энергии ΔE может превратиться в массу, эквивалентную массе покоя некоторой частицы; при условии, конечно, что произведение ΔE на Δt не превышает $\hbar$. Другими словами, в соответствии с принципом неопределенности в системе могут появляться одна или более частиц на неизмеримо короткий период времени. В некотором смысле их существование «скрыто» для нас за непреодолимую неопределенность наших знаний о системе. Частицы, возникающие таким образом, называются виртуальными частицами; они не могут наблюдаться непосредственно, так, как наблюдаются реальные частицы.

В большинстве моделей, которые описывают взаимодействие между электроном и протоном, фотон (квант света) вводится как переносчик электромагнитных сил. Он может быть как реальным, так и виртуальным. Реальные фотоны — это волновые пакеты, которые переносят энергию от излучающего источника (например, от звезды) к поглотителю (например, к пигменту в глазу). В квантовой электродинамике электромагнитные силы, действующие между двумя (или более) движущимися зарядами, возникают за счет испускания и поглощения виртуальных фотонов. Так, при рассеянии электронов виртуальные фотоны, испускаемые электроном, взаимодействуют с протоном (поглощаются) за счет его электрического заряда и магнитного момента. Импульс и энергия, переносимые виртуальными фотонами, никоим образом между собой не связаны, в противоположность реальным фотонам, импульс и энергия которых находятся в определенном соотношении. Хотя может показаться, что виртуальные частицы нарушают фундаментальные законы сохранения, эти нарушения, однако, относятся только к той области, где действует принцип неопределенности. В частности, это неприменимо к сохранению электрического заряда. Так, один виртуальный электрон не может возникнуть в вакууме; такой процесс должен всегда сопровождаться появлением частицы противоположного заряда — позитрона.

Имеется класс нейтральных нестабильных частиц — векторных мезонов, которые во многих отношениях напоминают фотоны, исключая два важных свойства: мезоны обладают массой и участвуют в сильных взаимодействиях. Самый замечательный из них — ρ -мезон, масса которого равна приблизительно $750 M_e$ (масса протона равняется $939 M_e$). ρ -мезон может рождаться в лаборатории как реальная частица, и продукты его распада могут быть зарегистрированы. Фотон (реальный или виртуальный), распространяющийся в вакууме, может переходить в одиночный нейтральный векторный мезон, находящийся в виртуальном состоянии. В этом смысле на очень маленькие промежутки времени фотон может являться векторным мезоном.

Так как векторные мезоны — массивные частицы, они существенным образом меняют фотонные процессы только при очень высоких энергиях, подобных тем, о которых идет речь. Кроме того, поскольку векторные мезоны являются переносчиками сильных взаимодействий, они играют важную роль в тех случаях, когда фотон высокой энергии налетает на нуклон.

До того, как были проведены последние эксперименты по рассеянию, физики-теоретики считали, что они могут предсказать, как участвуют векторные мезоны в процессах упругого и неупругого рассеяния при высоких энергиях. В частности, они предсказывали, что, если в упругом рассеянии доминируют векторные мезоны, формфактор должен падать как обратный квадрат передаваемого импульса. В действительности кривая падает как обратная четвертая степень q . Таким образом, эта простая модель оказалась неправильной.

СРАВНЕНИЕ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ С УПРУГИМ

В программе измерений, выполненной совместно сотрудниками Массачусетского института и СЛАК, были обнаружены очень большие значения сечений процессов неупругого рассеяния. Если рассматривать типичный спектр, возникающий при рассеянии электронов с энергией 10 Гэв

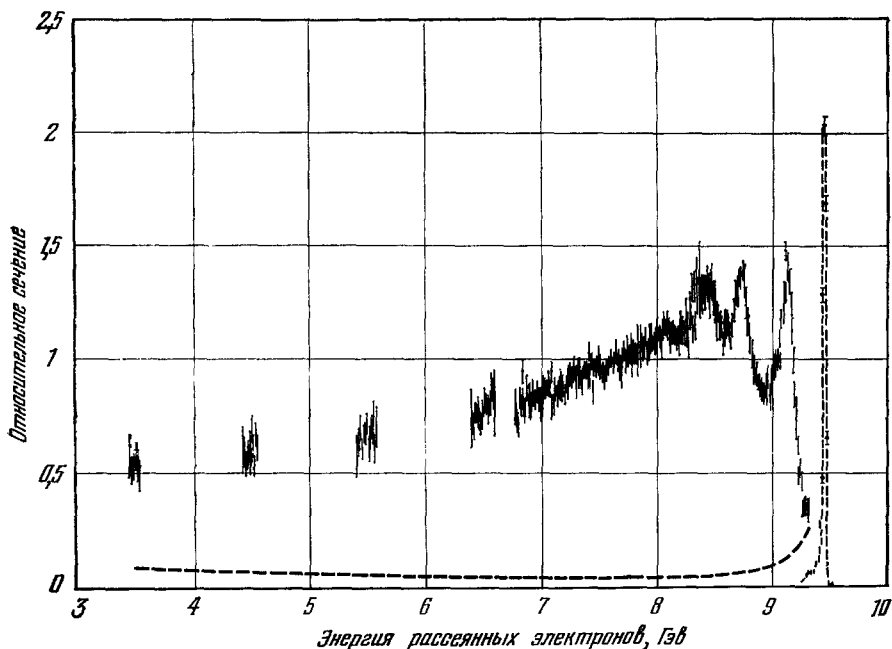


Рис. 9. Типичный спектр при рассеянии пучка электронов с энергией 10 Гэв, сталкивающихся с покоящимися протонами. Нанесены случаи как упругого (штриховые кривые), так и неупругого рассеяния (вверху слева и в середине). Упругий пик справа уменьшен по высоте в пять раз. Его асимметричный хвост объясняется тем, что электроны могут испускать «мягкие» фотоны, уносящие различные количества энергии, и, таким образом, размывают упругий пик в сторону низких энергий. Более мелкие пики и выбросы соответствуют возбужденным состояниям протона. Они называются резонансными возбуждениями или просто резонансами. Слева от этих выбросов расположен более гладкий непрерывный спектр, называемый континуумом. Когда мы переходим к более высоким энергиям, резонансы все уменьшаются, но непрерывный спектр остается.

на протонах, первое, что можно заметить, — это мощный пик с асимметричным хвостом (рис. 9). Пик соответствует упругому рассеянию; асимметрия хвоста связана с тем фактом, что электроны могут испускать «мягкие» фотоны, которые уносят различные количества энергии, и, таким образом, размывают упругий пик в сторону низких энергий.

Кроме того, спектр рассеянных электронов имеет две особенности, характерные для неупругих процессов. Первое, что мы отметим, — это ряд выбросов, соответствующих возбужденным состояниям протона. Они часто называются резонансными возбуждениями или просто резонансами. Положения выбросов соответствуют хорошо изученным возбужденным состояниям протона, наблюдаемым во многих экспериментах

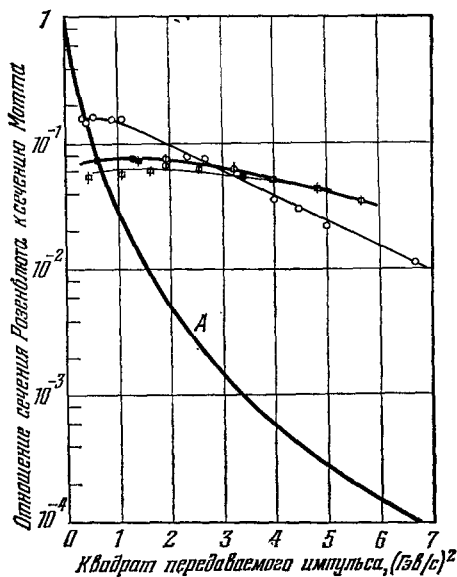


Рис. 10. Еще одно свидетельство в пользу того, что наблюдаемое сечение неупругого рассеяния может возникать за счет рассеяния на точечных объектах. На рисунке дано отношение сечения Розенблюта к сечению Мотта; кривая A — для упругого рассеяния электронов, три верхние кривые — для различных видов неупругого рассеяния. До того, как были получены эти результаты, предполагалось, что часть сечения неупругого рассеяния, соответствующая континууму, также быстро падает с увеличением переданного импульса, как и в случае упругого рассеяния.

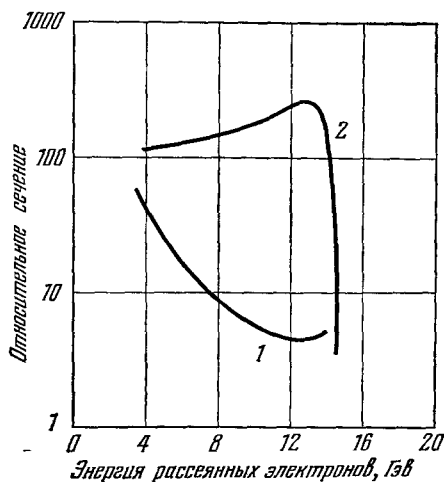


Рис. 11. На этом графике приведены данные, свидетельствующие о том, что внутренняя структура протона и нейтрона так, как она проявляется при неупругом рассеянии, менее плотна, чем в основном или возбужденном состоянии. Показана часть спектра, зарегистрированного группой Массачусетс — СЛАК. Предсказанное сечение (кривая 1) в 40 раз меньше, чем наблюдаемое (кривая 2). Данные получены для угла рассеяния 6° и при энергии падающих электронов 16 ГэВ.

при высоких энергиях. Четыре отдельных резонанса были идентифицированы в экспериментах по неупругому рассеянию; величины этих выбросов сильно зависят от значений передаваемого протону импульса. Выбросы быстро уменьшаются в размерах с увеличением q . Сокращение оказывается как раз таким же, как и сокращение пика упругого рассеяния. Из этого мы можем сделать вывод, что радиальные размеры возбужденных состояний, приводящих к этим выбросам, сравнимы с размерами самого протона в невозбужденном состоянии. Последнее наводит на мысль, что каким-то образом большая часть структуры нуклона проявляется и в том случае, когда нуклон находится в резонансном, возбужденном состоянии.

Вторая характерная черта спектра неупруго рассеянных электронов — это так называемый континуум: гладкое распределение по энергиям

рассеянных электронов, которые не попадают на резонансные пики. Физики считают наблюдение этого континуума, по-видимому, наиболее интригующим и загадочным из всех недавних стэнфордских результатов. При переходе к большим углам рассеяния или к более высоким начальным энергиям роль резонансов уменьшается, а континуум остается.

Когда составлялась программа экспериментов по неупругому рассеянию, физики-теоретики полагали, что континуальная часть сечения будет падать с ростом передаваемых импульсов так же быстро, как и упругое сечение. Полученные результаты показывают, однако, что для электронов с энергиями от 3,5 до 19 Гэв сечение неупругого рассеяния очень напоминает то, что возникало бы при рассеянии на точечных частицах (рис. 10). Самое лучшее предсказанное значение, сделанное до проведения эксперимента, оказалось в 40 раз меньше результата измерений (рис. 11). В других спектрах расхождения даже еще большие. Предварительный вывод состоит в том, что элементы внутренней структуры нуклона, на которых происходит неупругое рассеяние, имеют гораздо меньшие размеры, чем размеры нуклона, находящегося в основном или возбужденном состоянии.

ПАРТОННАЯ МОДЕЛЬ

Р. Фейнман предложил теоретическую модель нуклона, которая может объяснять результаты неупругого рассеяния. Он назвал «партонами» неизвестные точечные составные части протона и нейтрона, на которых происходит неупругое рассеяние электронов высокой энергии. Фейнман предположил, что партоны являются точечными частицами. Он и другие ученые исследовали возможность отождествления партонов с теми или иными из субъядерных частиц. Мезоны, дающие вклад в «облако» нуклонного заряда, являются очевидными кандидатами, однако имеются убедительные экспериментальные данные, что партоны, если они вообще существуют, не обладают известными свойствами мезонов.

Была выдвинута также идея о том, что партоны могут быть отождествлены с гипотетическими объектами, носящими название кварков, — необычными частицами, предложенными независимо М. Гелл-Манном и Г. Цвейгом в 1964 г. Кварки не похожи на все известные частицы тем, что имеют дробный электрический заряд: либо $+2/3$, либо $-1/3$ ($-2/3$ или $+1/3$ для антикварков). Гелл-Манн и Цвейг предположили, что мезоны могут состоять из кварка и антикварка. Нуклоны и другие частицы с подобными свойствами (барионы) состояли бы тогда из трех кварков. Никаких реальных частиц с дробным зарядом до сих пор не найдено, несмотря на долгие и все продолжающиеся поиски. Тем не менее подробная, детализированная картина свойств нуклонов, проявляющихся при неупругом рассеянии, математически может быть воспроизведена при произвольном предположении, что гипотетические партоны обладают свойствами, ранее приписанными гипотетическим кваркам.

Мысленная модель, такая, как модель партонов, — это попытка теоретиков описать внутреннюю структуру нуклона в соответствии с самой последней информацией, полученной из экспериментов при высоких энергиях. Теоретики пытаются разрешить математические проблемы, возникающие, когда модель используется «для предсказания» свойств, наблюдаемых в опытах, которые уже выполнены; они также выдвигают идеи дальнейших измерений для проверки справедливости их модели. От моделей приходится отказываться либо из-за непреодолимых математических трудностей, либо из-за того, что их предсказания не согласуются с экспериментом. Проверка моделей, подобная той, что была выполнена с резер-

фордовским атомом, может сильно расширить и углубить наши знания. Именно путем такого взаимодействия наблюдений, предсказаний и сравнений медленно постигаются законы природы.

Другой неожиданный результат — это то, что неупругое рассеяние на протоне явно отличается от неупругого рассеяния на нейтроне (рис. 12). Оказалось, что результаты по рассеянию электронов можно представить в более простом виде, если ввести переменную, являющуюся отношением квадрата переданного импульса к разности энергий электрона до и после

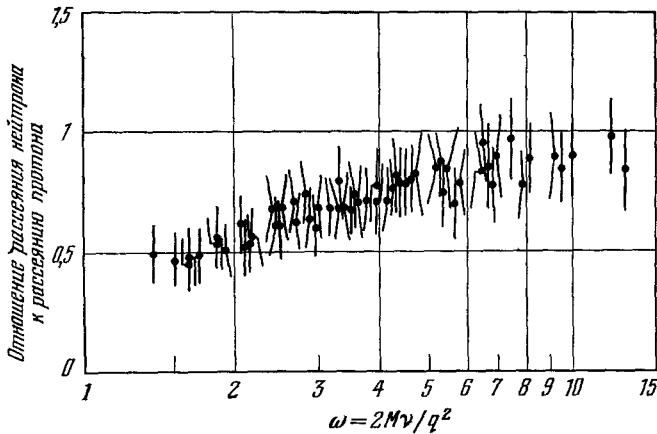


Рис. 12. Другой неожиданный результат, полученный в экспериментах по рассеянию электронов, — это то, что неупругое рассеяние на протоне явно отличается от неупругого рассеяния на нейтроне. На этом графике нанесено отношение сечений неупругого рассеяния на двух типах нуклонов как функция новой переменной ω . Последняя является отношением квадрата переданного импульса к разности энергий электрона до и после рассеяния.

рассеяния. Если результаты различных наблюдений отложить как функцию этой простой величины, то данные в большом интервале углов рассеяния и конечных и начальных энергий укладываются на единственную кривую для протона и другую такую кривую для нейтрона (рис. 13). Это неожиданное совпадение просто интерпретируется, если предположить, что рассеяние происходит на отдельных партонах, так как «масштабная инвариантность» возникает естественным образом при рассеянии на точечных частицах. При этом разность между рассеянием на нейтроне и протоне может быть качественно объяснена за счет различной конфигурации трех кварков, необходимых для образования протонов и нейтронов.

Партоны, какими бы они ни были, могут быть так связаны друг с другом, что их индивидуальные свойства трудно наблюдать. Парадоксально то, что проблема становится более простой, если представить облако партонов, движущихся в системе отсчета, имеющей скорость, близкую к скорости света. Нуклон при этом из-за релятивистского сокращения выглядит как плоский диск. Виртуальные фотоны, которые ответственны за электромагнитные силы при рассеянии электронов, взаимодействуют только с одним из партонов; партоны (из-за релятивистского сокращения времени) существуют как свободные объекты достаточно долго, чтобы проявить свои индивидуальные свойства. Следовательно, теоретический анализ удобнее проводить в этой быстро движущейся системе отсчета, а затем переходить назад в лабораторную систему. Таким способом теорию можно сравнить с экспериментом. Хотя модель партонов в качественном отношении успешно объясняет результаты рассеяния, ее количественные пред-

сказания надежны не во всех случаях. Очевидно, необходима большая экспериментальная информация и более глубокое теоретическое изучение.

Хотя построение партонной модели еще не завершено, она уже сейчас используется для интерпретации экспериментальных результатов в других реакциях и служит мотивировкой для планирования ряда новых экспериментов. В итальянском ядерном центре во Фраскати интенсивный

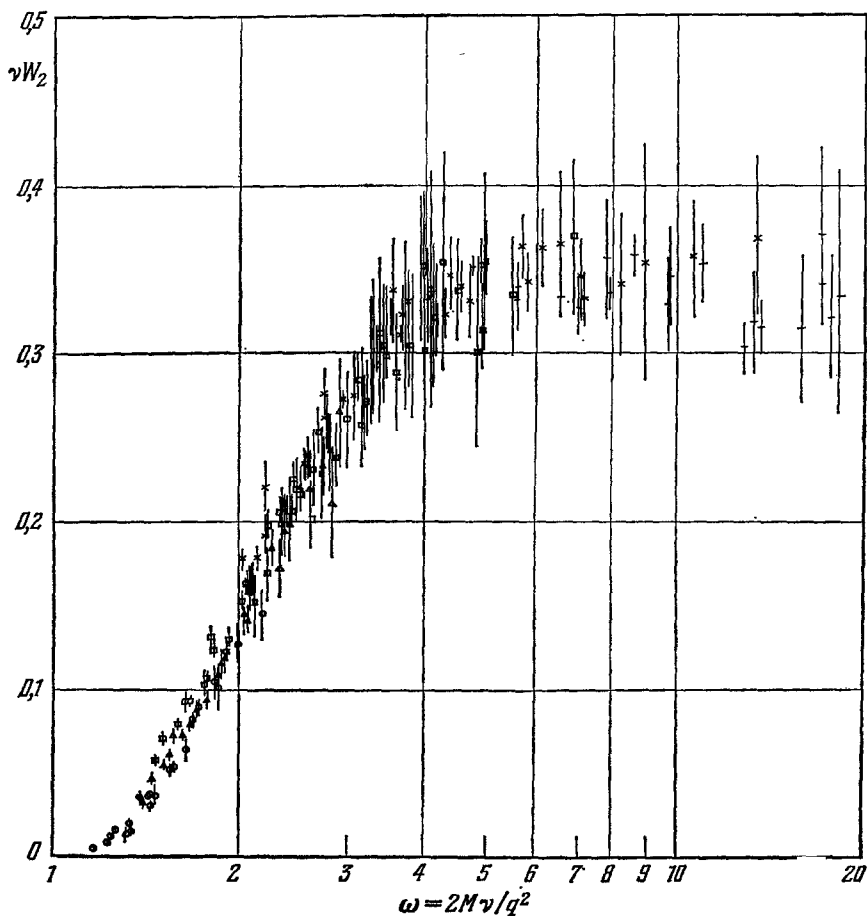


Рис. 13. «Универсальная кривая» — данные по неупругому рассеянию в большом интервале углов рассеяния и начальных и конечных энергий, представленные как функция новой переменной ω , введенной выше. Совпадение кривых, полученных для протона (и аналогичных кривых для нейтрона), оправдывает представление о том, что при высоких энергиях электронов рассеяние действительно происходит на точечных объектах внутри отдельных нуклонов. Физическая природа этих объектов, названных партонами, пока неясна. Эффект совпадения указанных кривых получил название «масштабной инвариантности». Подобная зависимость от квадрата переданного импульса оказывается естественной для кинематики рассеяния на точечных частицах.

пучок высокоэнергичных электронов, циркулирующий в накопительном кольце, был направлен на идентичный пучок позитронов. Некоторая доля позитронов и электронов взаимодействовала и аннигилировала друг с другом, часто давая два или более пионов. Сечение аннигиляции и рождения пионов оказалось много большим, чем ожидалось. Аннигиляция электронов и позитронов и глубоко неупругое рассеяние электронов, наблюдаемое в Стэнфорде, — непосредственно связанные явления.

Самым общим образом они могут рассматриваться как в некотором смысле обратные друг к другу реакции. Следовательно, большое сечение, наблюдаемое во Фраскати, поддерживает и подтверждает стэнфордские результаты. Еще один относящийся к этой же области результат получен с помощью нейтринного пучка мощного ускорителя в ЦЕРН. Сечение вызванных этим пучком неупругих процессов также оказалось неожиданно большим. И опять-таки модель партонов дает наиболее приемлемое объяснение результатам этих наблюдений.

Планируется еще ряд такого типа экспериментов. Предполагается сравнить рассеяния нейтрино и антинейтрино (сечения которых, как ожидается, равны). В другом опыте планируется исследовать высокоэнергетическую аннигиляцию позитрона и электрона в пару протон — антипротон и пионы (реакция, в которой также могут проявиться точечные свойства структуры нуклонов). В третьем эксперименте предполагается измерить глубоко неупругое рассеяние реальных фотонов (здесь также ожидается большое сечение, подобное тому, которое наблюдается при рассеянии электронов).

Неожиданные результаты по рассеянию электронов, полученные на двухмиллионном линейном ускорителе в Стэнфорде, вызвали целую волну теоретических предположений и экспериментальных исследований. Однако еще рано говорить, что модель партонов приведет к пониманию структуры нуклонов; могут возникнуть совершенно новые идеи. Все же в любом случае кажется правдоподобным, что полное объяснение результатов по рассеянию электронов прояснит не только природу составных частей нуклона, но также и структуру сильных взаимодействий и порожденных этими взаимодействиями множества частиц.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. R. Wilson, R. M. Littauer, *Accelerators: Machines of Nuclear Physics*, Doubleday and Company, Inc., 1960.
2. Chen Ning Yang, *Elementary Particles: A Short History of Some Discoveries in Atomic Physics*, Princeton Univ. Press, 1962 (см. перевод: Ч. Н. Янг, *Элементарные частицы* (Краткая история некоторых открытий в атомной физике), М., Госатомиздат, 1962).
3. R. Hofstadter, *Electron Scattering and Nuclear and Nucleon Structure: A Collection of Reprints with an Introduction*, W. A. Benjamin, Inc., 1963.