

## 4. Рассеяние электрона на протоне

Для того, чтобы исследовать внутреннюю структуру протона, необходимо пронзондировать протон частицами, взаимодействие которых с протоном можно описать достаточно надежно. Кроме того, длина волны частицы должна быть меньше размера протона

$$\lambda < R_{\text{протон}}.$$

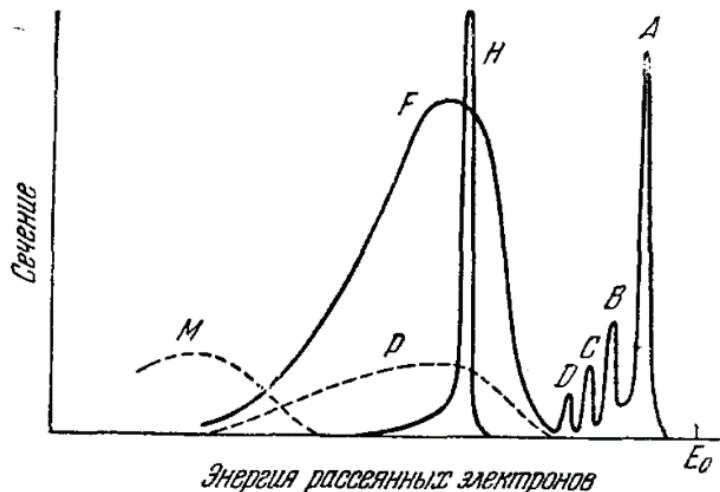
Обоим этим условиям удовлетворяет электрон, электромагнитное взаимодействие которого с протоном надежно описывается в рамках квантовой электродинамики.

Первые эксперименты по рассеянию ускоренных электронов с энергией несколько десятков МэВ на протоне были выполнены в 1955 г. Р. Хофштадтером. Позже энергия электронов была увеличена до  $\approx 20$  ГэВ.



Р. Хофштадтер  
1915 – 1990

*Р. Хофштадтер: «На рисунке представлена большая часть различных явлений, наблюдаемых в опытах по рассеянию электронов. Эти графики, имеющие схематический характер, демонстрируют явления в протяженных ядрах, подобных углероду, при относительно больших углах рассеяния и умеренно высоких энергиях, например  $70^\circ$  и 400 МэВ. Относительные масштабы на рисунке не являются точными. Первичная энергия электрона обозначена через  $E_0$ . А — максимум упругого рассеяния, а неупругие максимумы, возникающие от рассеяния на ядерных уровнях, показаны буквами В, С, D. Левый спад упругого максимума обусловлен тормозным излучением. Заметим, что упругие и неупругие максимумы благодаря явлениям отдачи смещены к энергиям, меньшим  $E_0$ . Непрерывный спектр неупругого рассеяния при меньших энергиях обозначен через F. Отдельные нуклоны производят некогерентное рассеяние электронов, и все эти индивидуальные сечения, подобные показанному для протона Р, складываются вместе,*



*спектр неупругого рассеяния при меньших энергиях обозначен через F. Отдельные нуклоны производят некогерентное рассеяние электронов, и все эти индивидуальные сечения, подобные показанному для протона Р, складываются вместе,*

*образуя большой максимум F. Этот широкий максимум расположен вблизи максимума рассеяния свободным протоном H, приведенного для сравнения, но лежит ниже этого максимума благодаря энергии связи протонов и нейтронов в ядре. Заметная часть рассеяния в этом некогерентном максимуме связана с магнитными процессами переворачивания спина. В этом отношении нейтрон и протон почти эквивалентны. Изучение вопроса о том, каким образом складываются индивидуальные максимумы протонов и нейтронов, образуя непрерывный спектр для различных углов рассеяния, представляет большой интерес. Если поставить опыты с легкими ядрами, такими, как, например, D,  $^3\text{H}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{Li}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^9\text{Be}$  и т. д., и переходить к более тяжелым ядрам, можно изучить взаимодействие испущенных частиц с окружающими их частицами. Эти исследования должны дать сведения о распределении импульсов в ядре. При еще меньших энергиях происходит образование  $\pi$ -мезонов и область спектра, обозначенная на рисунке через M и проведенная пунктиром, соответствует электронам, рассеянным в процессах рождения  $\pi$ -мезонов».*

В 1961 г. Р. Хофштадтер был удостоен Нобелевской премии по физике «за основополагающие исследования рассеяния электронов на атомных ядрах и за связанные с ними открытия, касающиеся структуры нуклонов».

### **Упругое рассеяние электрона на протоне**

Для исследования структуры протонов, нейтронов, атомных ядер используются реакции упругого рассеяния электронов. Упругие процессы – одни из самых простых процессов для изучения свойств частиц, так как в конечном состоянии находятся те же частицы, что и в начальном.

Рассмотрим рассеяние электрона на бесспиновом тяжелом объекте (например, атомном ядре). Сечение рассеяния в нерелятивистском приближении, пренебрегая спином электрона и отдачей мишени дается формулой Резерфорда

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Z^2\alpha^2}{4E^2} \frac{1}{(\sin \theta/2)^4}$$

где  $\alpha = 1/137$  — постоянная тонкой структуры,  $Z$  — заряд ядра,  $E$  — энергия пучка электронов,  $\theta$  — угол рассеяния электрона. Формула Резерфорда представляет собой уникальный случай, когда расчет, выполненный в рамках классической механики приводит к тому же результату, что и расчет по правилам квантовой теории. Если учесть спин электрона, рассеяние будет описываться формулой Мотта:

$$\frac{d\sigma_M}{d\Omega} = \frac{Z^2 \alpha^2}{4E^2} \frac{(\cos \theta/2)^2}{(\sin \theta/2)^4}$$

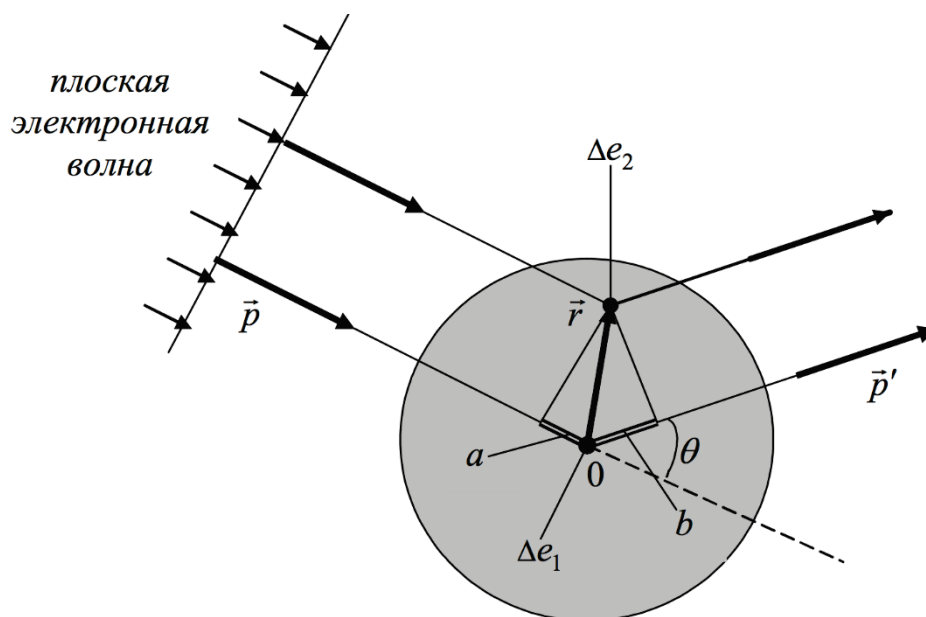


Рис. 4.1. Механизм рассеяния электрона на протяженном заряде

Учет спина электрона при рассеянии на бесспиновом ядре сводится к введению фактора  $(\cos \theta/2)^2$ , который возникает из-за взаимодействия спина электрона с рассеивающим центром. Если мы хотим принимать во внимание протяженность мишени, то необходимо учесть взаимодействие налетающей частицы с каждой элементарной составляющей мишени. Для этого разобьем рассеивающий центр на большое число элементарных составляющих заряда  $\Delta e_n = \rho(\vec{r})dV$ , где  $\rho(\vec{r})$  — плотность распределения заряда, а  $dV$  — элемент объема (рис. 4.1). Суммарная амплитуда рассеяния  $M$  должна быть суммой амплитуд рассеяния  $M_n$  на каждом элементарном заряде  $\Delta e_n$  с дополнительным фазовым множителем  $e^{i(\vec{q}r/\hbar)}$ , где  $\vec{q} = (\vec{p} - \vec{p}')$  — переданный импульс. Обозначив через  $M_0$  универсальную амплитуду рассеяния на единичном заряде, получим для сечения рассеяния следующее выражение.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |M_0|^2 \left| \sum_n \Delta e_n \cdot e^{i\frac{\vec{q}\vec{r}_n}{\hbar}} \right|^2 = \frac{d\sigma_M}{d\Omega} \left| \frac{1}{Ze} \int dV \rho(\vec{r}) e^{i\frac{\vec{q}\vec{r}}{\hbar}} \right|^2 = \frac{d\sigma_M}{d\Omega} |F(\vec{q})|^2$$

где  $F(\vec{q}) = \frac{1}{Ze} \int dV \rho(\vec{r}) e^{i\frac{\vec{q}\vec{r}}{\hbar}}$  — важнейшая величина в физике ядра и частиц, называемая формфактором. С учетом сферической симметрии формфактор зависит только от квадрата переданного импульса -  $F(\vec{q}^2)$ .

Как видно из определения, формфактор связан с фурье-образом распределения заряда, а в случае ненулевого спина – намагниченности и несет ценную информацию о структуре микрообъекта. Измеряя сечение и сравнивая его с моттовским, можно в принципе определить формфактор исследуемой мишени. Затем, применяя обратное преобразование Фурье, можно рассчитать распределение  $\rho(\vec{r})$ :

$$\rho(\vec{r}) = \frac{Ze}{(2\pi)^3} \int d^3q F(\vec{q}) e^{-i\frac{\vec{q}\vec{r}}{\hbar}},$$

где интегрирование ведется по всему импульсному пространству. Отсюда следует, что для точного определения распределения заряда, нужно измерить формфактор в очень большом диапазоне переданных импульсов.

В эксперименте, как правило, формфактор измеряется лишь в ограниченном диапазоне импульсного пространства, поэтому фактически решается обратная задача: теоретически вычисляют  $\rho(\vec{r})$ , и затем с этими распределениями рассчитывают формфактор, который можно сравнить с экспериментальными значениями и на основе такого сравнения выбрать наиболее подходящий вариант  $\rho(\vec{r})$ . В таблице 4.1 приведены примеры распределений заряда и соответствующие им формфакторы.

Таблица 4.1

### Зарядовые распределения и соответствующие им формфакторы

| Распределение заряда $\rho(\vec{r})$              | Формфактор $F(\vec{q}^2)$                                       |
|---|---|
| точечное $\delta(r)$                              | 1 константа   |
| экспоненциальное $\rho_0 e^{-\frac{r}{a}}$        | $\left(1 + \frac{\vec{q}^2 a^2}{\hbar^2}\right)^{-2}$ дипольный |
| Гауссово $\rho_0 e^{-\left(\frac{r}{a}\right)^2}$ | $e^{-\left(\frac{\vec{q}^2 a^2}{4\hbar^2}\right)}$ Гауссов      |

Разлагая формфактор в ряд вблизи  $\vec{q} = 0$  получаем

$$F(\vec{q}^2) = 1 - \langle r^2 \rangle \frac{\vec{q}^2}{6\hbar^2}$$

где  $\langle r^2 \rangle$  — среднеквадратичный радиус распределения электрического заряда. Мы можем определить  $\langle r^2 \rangle$ , измеряя формфактор при малых значениях  $\vec{q}$ , по наклону прямой вблизи нуля.

Рассмотрим рассеяние электрона на протоне в приближении однофотонного обмена. Диаграмма Фейнмана упругого рассеяния электрона на протоне показана на рис. 4.2.

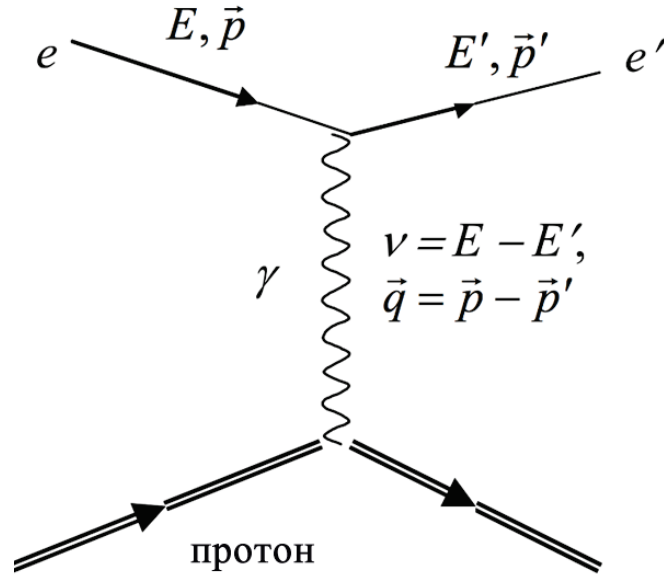


Рис. 4.2. Фейнмановская диаграмма упругого рассеяния с обозначениями кинематических переменных

Так как протон не является точечной частицей и обладает спином, нижняя вершина диаграммы характеризуется двумя формфакторами — электрическим и магнитным.

При высоких энергиях формфактор зависит от лоренц-инвариантной величины  $q^2$

$$q^2 = (p - p')^2 = \frac{(E - E')^2}{c^2} - \vec{q}^2 = 2m_e^2 c^2 - 2 \left( \frac{EE'}{c^2} - |\vec{p}| \cdot |\vec{p}'| \cos \theta \right) \approx -\frac{4EE'}{c^2} \sin^2 \frac{\theta}{2}.$$

Дифференциальное сечение упругого рассеяния электрона на протоне в лабораторной системе дается формулой Розенблюта

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_M}{d\Omega} \cdot \frac{E'}{E} \left[ 2\varepsilon G_M^2(q^2) tg^2 \frac{\theta}{2} + \frac{\varepsilon G_M^2(q^2) + G_E^2(q^2)}{1 + \varepsilon} \right]$$

$\frac{d\sigma_M}{d\Omega}$  - Моттовское сечение,

$\alpha$  - постоянная тонкой структуры,

$E$  — энергия пучка электронов,

$E', \theta$  — энергия и угол рассеянного электрона,

$$\varepsilon = -\frac{q^2}{4M^2 c^4},$$

$Mc^2$  – масса протона,

множитель  $\frac{E'}{E}$  учитывает отдачу протона.

При таком выборе единиц нормировка формфакторов (в единицах элементарного заряда для электрического и ядерных магнетонах для магнитного) для протона следующая:

$$G_E(0) = 1, G_M(0) = \mu_p = 2.79,$$

для нейтрона

$$G_E(0) = 0, G_M(0) = \mu_n = -1.91.$$

Для независимого определения  $G_E$  и  $G_M$  применяют технику розенблютовского разделения: при фиксированном  $q^2$  варьируют угол рассеянного электрона  $\theta$  и энергию пучка электронов  $E$ .

Для получения данных о формфакторе нейтрона выполнялись измерения на дейтериевой мишени, и использовалась процедура вычитания сечений на дейтроне и протоне

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(en) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(ed) - \frac{d\sigma}{d\Omega}(ep) + \delta,$$

где  $\delta$  – поправка, учитывающая ядерную структуру дейтрона.

С применением данной методики было показано, что электрический формфактор протона и магнитные формфакторы протона и нейтрона уменьшаются с  $q^2$  подобным образом и с хорошей точностью могут быть описаны дипольной зависимостью

$$G_E^p(q^2) = \frac{G_M^p(q^2)}{\mu_p} = \frac{G_M^n(q^2)}{\mu_n} = \left(1 - \frac{q^2}{0.71 \text{ GeV}^2}\right)^{-2}$$

Оценивая среднеквадратичный радиус распределения электрического заряда и магнитного момента протона имеем

$$\sqrt{\langle r_E^2 \rangle} \approx \sqrt{\langle r_M^2 \rangle} \approx 0.86 \text{ Ферми.}$$

Для распределения магнитного момента нейтрона среднеквадратичный радиус оказывается практически таким же  $\sqrt{\langle r_M^2 \rangle} \approx 0.89$  Ферми. Таким образом размер нейтрона оказывается почти таким же, как и размер протона. Радиус распределения электрического заряда нейтрона  $\sqrt{\langle r_E^2 \rangle} \approx 0.1$  Ферми, отличие этого радиуса от нуля, означает, что электрический заряд нейтрона обращается в нуль, только после усреднения по всему объему. Распределения электрического заряда протона и нейтрона показаны на рис. 4.3. Мы видим, что протон и нейтрон не имеют четкой границы.

Плотность заряда в протоне плавно убывает по экспоненциальному закону

$$\rho(r) = \rho(0) \exp(-r/a),$$

где  $\rho(0) = 3 e/\text{Ферми}^3$ ,  $a = 0.23$  Ферми.

В нейтроне центральная часть ( $r < 0.7$  Ферми) заряжена положительно, а периферийная часть — отрицательно. Из одинакового вида магнитных формфакторов протона и нейтрона следует, что распределения магнитного момента для них совпадают.

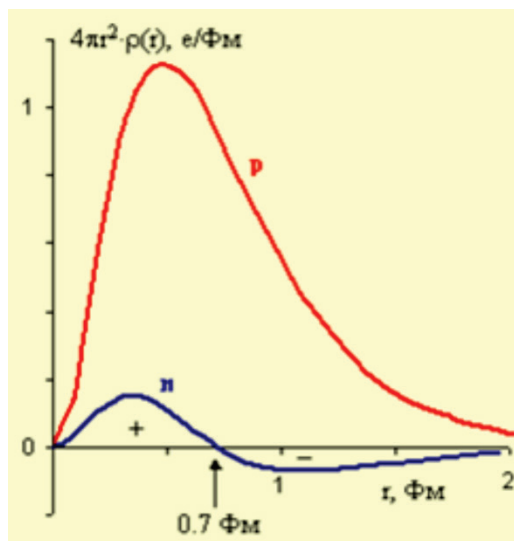


Рис. 4.3. Распределение электрического заряда в протоне и нейтроне.

Необходимо заметить, что интерпретация формфакторов  $G_E(q^2)$  и  $G_M(q^2)$  как фурье-образов соответствующих распределений справедлива только при малых  $q^2$ , где  $\vec{q}^2 \approx -q^2$ . В процессах рассеяния электрона на протоне квадрат 4-вектора виртуального фотона всегда отрицательный, и поэтому для удобства вводится положительная величина  $Q^2 = -q^2$ .

### Неупругое рассеяние электрона на протоне

При увеличении энергии взаимодействия электрона с протоном сечение упругого взаимодействия быстро падает, и начинают доминировать неупругие процессы. Фейнмановская диаграмма неупругого процесса показана на рис. 4.4.

Кинематически такие процессы описываются двумя переменными (в упругом рассеянии сечение зависит только от  $Q^2$  или  $\theta$ , так как  $W = M$ , где  $W$  — инвариантная масса системы конечных адронов). Набор  $W$  и  $Q^2$  более удобен для изучения физики резонансов, а наборы  $Q^2$  и  $\nu$  ( $\nu = E - E'$ ) или  $Q^2$  и  $x$  ( $x = Q^2/2M\nu$ ) чаще используются в глубоконеупругом

рассеянии при исследовании кварк-глюонной структуры протона. Схематический вид спектра рассеянных электронов показан на рис. 4.5.

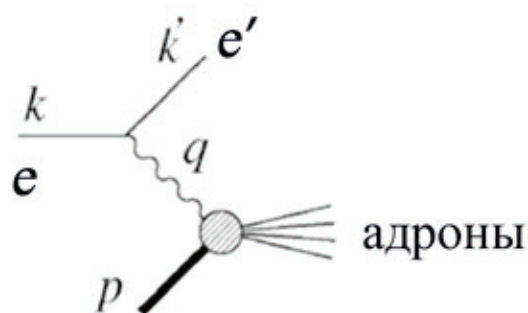


Рис. 4.4. Диаграмма неупругого рассеяния электрона на протоне.

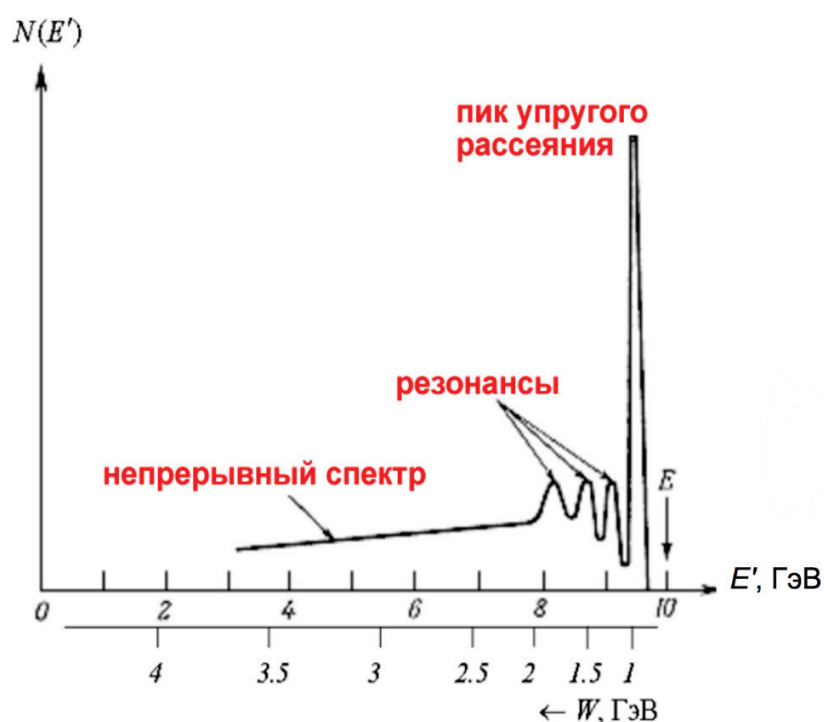


Рис. 4.5. Схематический спектр электронов с энергией пучка  $E \approx 10$  ГэВ, рассеянных на протоне.

Наряду с пиком упругого рассеяния отчетливо наблюдаются максимумы, отвечающие нуклонным резонансам. Ближайший к упругому пику резонанс соответствует возбуждению нуклонного резонанса  $\Delta(1232)$ . За ним видны еще два более высоко расположенных максимума, соответствующие так называемым второй и третьей резонансным областям. В отличие от первой резонансной области, сформированной только из  $\Delta$ -резонанса, вторая и третья резонансные области состоят из нескольких перекрывающихся резонансов. Таким образом, с ростом энергии возбуждения плотность резонансов растет и, так как они имеют большую ширину, то при энергиях возбуждения



более 2 ГэВ они сливаются в непрерывный спектр. Наличие нуклонных резонансов показывает сложную структуру нуклона – его составную (кварковую) природу.

Дифференциальное сечение неупругого рассеяния также, как и упругого параметризуется двумя функциями  $W_1$  и  $W_2$ , которые играют роль неупругих формфакторов. В отличие от упругого рассеяния они зависят от двух переменных и носят название структурных функций.

$$\frac{d\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{d\sigma_M}{d\Omega} \cdot \left[ 2W_1(\nu, Q^2) \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} + W_2(\nu, Q^2) \right]$$

Впервые такие сечения были измерены на ускорителе SLAC в конце 60-х годов двадцатого века и сразу вызвали большой интерес. Оказалось, что полученные сечения для значений  $W > 3 \text{ ГэВ}/c^2$ , отнесенные к Моттовскому сечению, практически не изменялись с ростом  $Q^2$  (рис. 4.6). Напомним, что в случае упругого рассеяния  $G_M^2(Q^2) \sim G_E^2(Q^2) \sim 1/Q^8$ . При извлечении структурных функций  $W_1$  и  $W_2$  было обнаружено явление скейлинга структурных функций, то есть  $W_1$  и  $W_2$  в глубоконеупругом пределе  $\nu \rightarrow \infty$ ,  $Q^2 \rightarrow \infty$ , зависели только от отношения  $Q^2/2M\nu$ , эта переменная называется бьеркеновской масштабной переменной  $x$ .

$$x = Q^2/2M\nu.$$

Такое поведение структурных функций говорило о том, что внутри протона электрон взаимодействует с бесструктурными объектами, которые назвали партонами (от англ. part — часть). На качественном уровне в пользу этого свидетельствуют следующие аргументы. Если бы нуклон был средой с непрерывно распределенной массой, зарядом и намагниченностью, то с ростом переданного импульса, формфакторы (и соответственно сечение) довольно быстро бы спадали, так как этот импульс воспринимался бы все более мелкими участками нуклона, зондируемыми виртуальным фотоном, и содержащими все меньшую часть заряда, массы и намагниченности нуклона. При  $Q^2 \approx 10 \text{ ГэВ}^2/c^2$  пространственное разрешение  $e p$ -рассеяния, определяемая длиной волны виртуального фотона, составляет

$$\lambda = \frac{h}{Q} = 10^{-14} \text{ см},$$

т.е. в процесс рассеяния вовлечена небольшая часть протона.

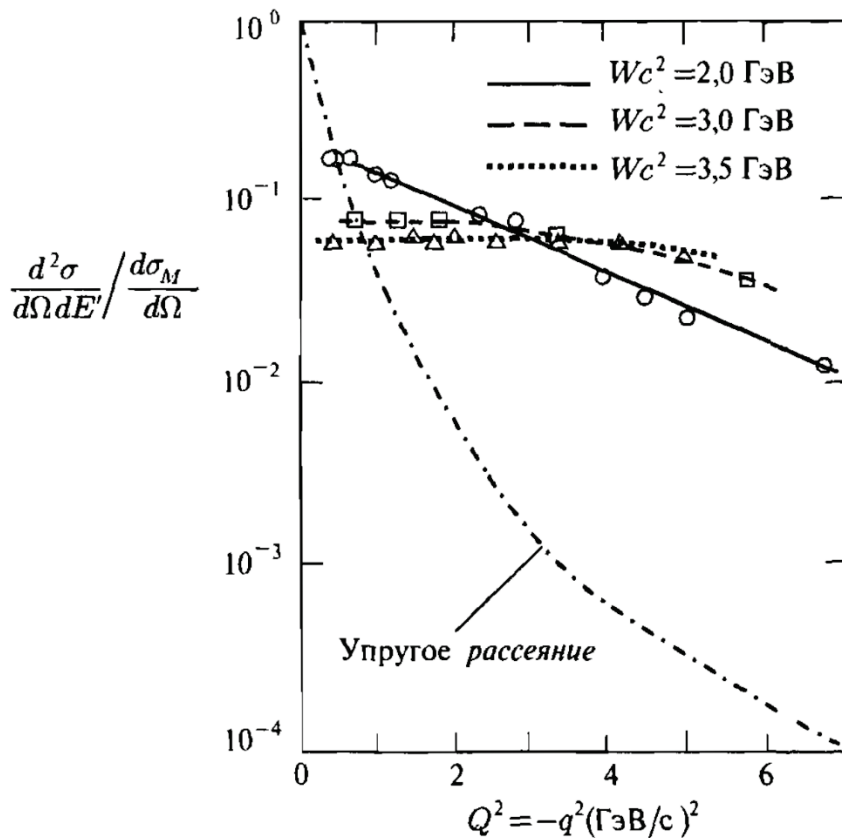


Рис. 4.6 Зависимость двойного дифференциального сечения рассеяния электрона на протоне, отнесенного к моттовскому сечению при различных значениях инвариантной массы  $W$ .

Если бы нуклон был непрерывной средой, то эта небольшая его часть не имела бы достаточной массы и заряда, чтобы произошло рассеяние высокоэнергичного электрона на большие углы  $\theta$ , отвечающие большим  $Q^2$ .

Была предложена партонная модель, в которой сечение взаимодействия электрона с протоном представлялось в виде суммы сечений взаимодействия электрона с точечными партонами. В такой модели естественным образом объяснялось явление скейлинга. Приведем основную формулу партонной модели. Для этого перейдем от размерных структурных функций  $W_1$  и  $W_2$  к безразмерным  $F_1 = MW_1$  и  $F_2 = \nu W_2$ .

В партонной модели структурные функции зависят только от  $x$  и определяются электрическими зарядами партонов  $e_i$  и партонными импульсными распределениями  $f_i(x)$ , так что

$$F_2 = 2xF_1 = \sum_i e_i^2 x f_i(x) \quad (4.1)$$

Партонные импульсные распределения  $f_i(x)$  имеют смысл плотности вероятности наблюдать в протоне партон, который несет долю  $x$  импульса протона. Здесь необходимо сделать следующие

пояснения: для того, чтобы пренебречь поперечным движением партонов переходят в такую систему отчета, где импульс протона стремится к бесконечности. В такой системе импульс протона коллинеарен импульсу партона-кварка. Так как в выбранной системе протон движется с релятивистской скоростью, за счет релятивистского замедления времени уменьшается частота актов взаимодействия партонов друг с другом. Виртуальный фотон успевает провзаимодействовать с партоном до того, как этот последний вступит во взаимодействие с другим партоном нуклона. В таком подходе (он еще называется импульсным приближением) взаимодействие электрона с нуклоном сводится к некогерентной сумме его взаимодействий с заряженными партонами и при получении структурных функций  $F_2(x)$  и  $F_1(x)$  суммируются вероятности, а не амплитуды рассеяния.

Под заряженными партонами подразумеваются кварки и антикварки. Все доли  $x$  должны в сумме давать единицу, следовательно

$$\sum_i \int x f_i(x) dx = 1 \quad (4.2)$$

В эту сумму также включены глюоны, несущие примерно половину импульса протона. Соотношение  $F_2 = 2xF_1$ , хорошо согласующееся с экспериментом, называется соотношением Каллана-Гросса. В квантовой хромодинамике (КХД) кварки взаимодействуют между собой, обмениваясь глюонами. В этой теории помимо взаимодействия кварков присутствует взаимодействие глюонов друг с другом напрямую, в отличие, например, от квантовой электродинамики. Такое нетривиальное свойство КХД приводит к замечательному эффекту – асимптотической свободе – кварки, находясь на малых расстояниях друг от друга, взаимодействуют слабо, что объясняло успех наивной партонной модели, в которой партоны вообще не взаимодействуют друг с другом.

Эксперименты по глубоко неупругому рассеянию позволяют извлечь распределения  $f_i(x)$  для различных типов партонов в составе нуклона – кварков и антикварков разного аромата и глюонов.

С точки зрения КХД протон представляет собой довольно сложную систему, в которой помимо трех валентных кварков, обеспечивающих квантовые числа протона, постоянно происходят флуктуации глюонов в кварк-антикварковые пары. Такие кварки называются морскими. Они, как и глюоны, доминируют при малых  $x$ . Эксперименты по глубоко неупругому рассеянию позволяют определить распределения  $f(x)$  для всех ароматов валентных и

морских кварков. Что касается глюонов, то их суммарную долю в протонном импульсе можно определить с помощью соотношения (4.2) после вычитания вкладов всех кварков и антикварков. Если бы можно было ограничиться участием в формировании полного импульса нуклона кварками (антикварками)  $u$  и  $d$ , то структурную функцию  $F_2(x)$  можно было бы представить в виде

$$F_2(x) = 4/9 [u(x) + \bar{u}(x)] + 1/9 [d(x) + \bar{d}(x)]$$

Прежде чем определить, как выглядит структурная функция  $F_2(x)$ , извлеченная из экспериментов по рассеянию лептонов на протонах, попытаемся спрогнозировать ее вид. Это проще всего сделать методом последовательных приближений (рис. 4.7).

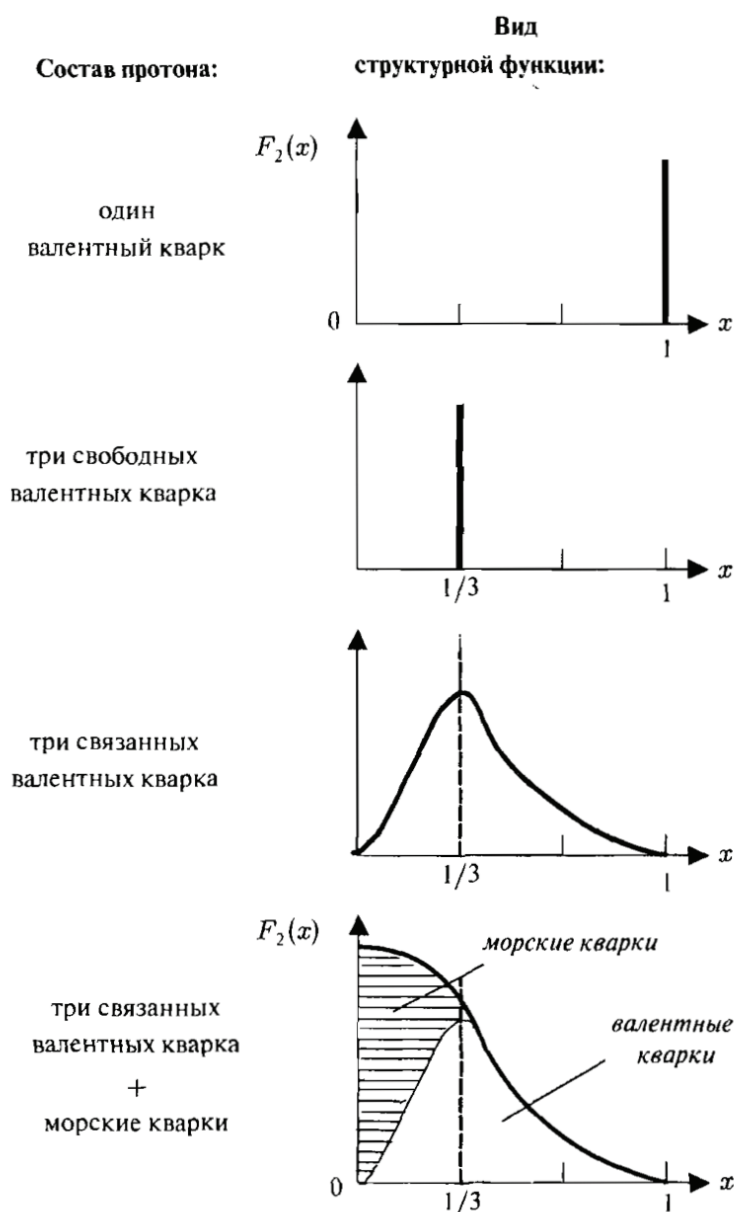


Рис. 4.7. Гипотетический вид структурной функции нуклона в зависимости от его состава.

Если считать, что нуклон состоит из одного валентного кварка, то этот кварк целиком несет импульс нуклона и вид  $F_2(x)$  дается верхним рисунком (рис. 4.7). Если нуклон состоит из трех свободных валентных кварков одного типа, то на каждый из них приходится  $1/3$  импульса нуклона (второй рисунок сверху). При взаимодействии этих кварков возникает возможность перераспределения импульса нуклона между ними и импульсное распределение кварков размывается с сохранением максимума при  $x = 1/3$  (третий рисунок сверху). Морские кварки, являясь виртуальными частицами, рождаются преимущественно с малыми импульсами и должны смещать максимум структурной функции в область  $x \approx 0$  (нижний рисунок).

Вид структурной функции нуклона  $F_2(x)$  и импульсные распределения  $xf_i(x)$  в нем валентных и морских кварков, извлеченные из данных эксперимента по глубоко неупругому рассеянию, в целом согласуются с вышеприведенными предсказаниями (рис. 4.8).

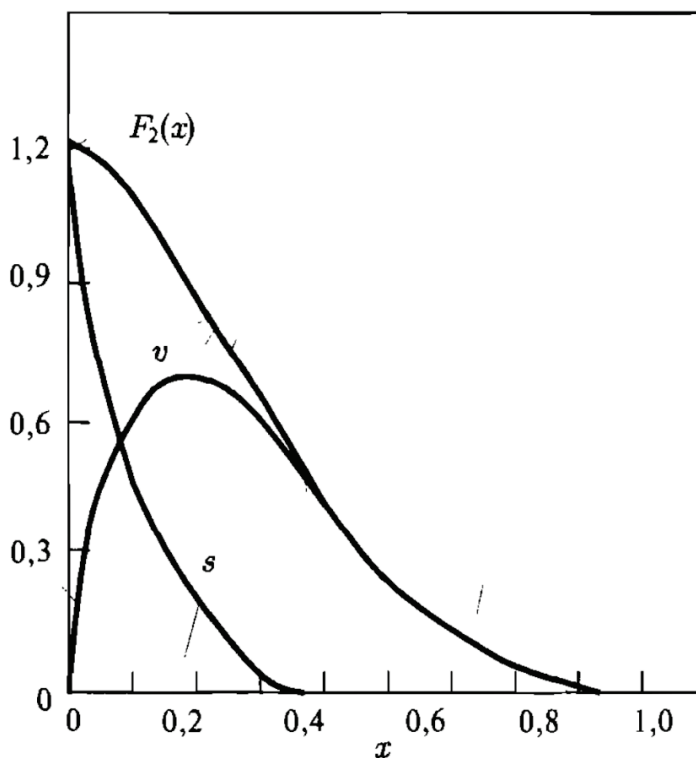


Рис. 4.8. Структурная функция  $F_2(x)$  нуклона и импульсные распределения  $xf_i(x)$  валентных (valence) и морских (sea) кварков.

Важно отметить, что помимо глубоко неупругого рассеяния электронов на нуклонах, которое впервые дало убедительные свидетельства кваркового строения адронов, было выполнено большое число экспериментов по глубоко неупругому рассеянию других лептонов (мюонов, нейтрино и антинейтрино) на нуклоне. Мюоны

заряжены и точечны, как и электроны, но могут быть получены с существенно большими энергиями. Что касается нейтрино и антинейтрино (они также могут быть получены с энергиями, многократно превышающими энергии электронов), то эти нейтральные частицы взаимодействуют с кварками лишь посредством слабых сил, т. е. обменом  $W^\pm$ - бозонами. Как известно пучки нейтрино (антинейтрино), сталкиваясь с нуклонами, за счет избирательного обмена  $W$ -бозонами способны отличать одни типы кварков от других, а также кварки от антикварков. Это существенно обогащает информацию о кварковой структуре, извлекаемую из опытов по глубоко неупругому рассеянию. Многочисленные эксперименты по глубоко неупругому рассеянию на нуклонах различных лептонов с энергиями вплоть до 200 ГэВ дали полностью аналогичные результаты. Все они подтвердили партонную (т.е. кварк-глюонную) структуру адронов.

В КХД массы  $u$  и  $d$  кварков, которые также называются токовыми, малы, порядка нескольких МэВ, поэтому практически вся масса протона, а это почти 1 ГэВ, генерируется динамически вследствие взаимодействия кварков и глюонов. Происходит своеобразное одевание валентных кварков облаком морских кварков и глюонов. В результате мы можем говорить об одетом или конституэнтном кварке, масса которого – примерно треть массы протона.

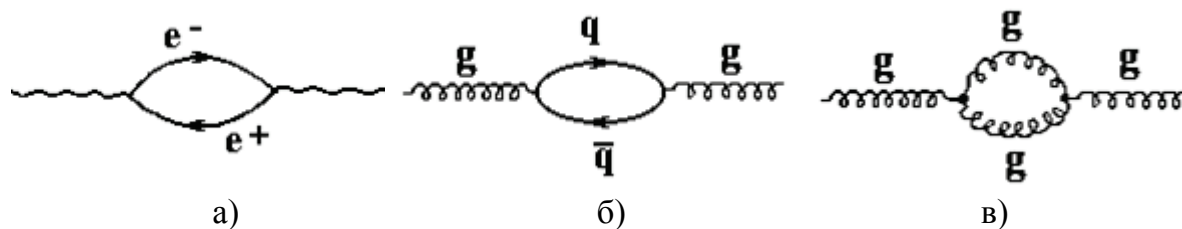


Рис. 4.9. Поляризация вакуума, экранировка цветового заряда.

Эффект экранировки цветового заряда описывается с помощью диаграммы (рис. 4.9б) аналогично описанию поляризации вакуума в кантовой электродинамике (рис. 4.9а). Однако то обстоятельство, что глюоны окрашены, приводит к глюонным узлам (рис.4.9в), которые не имеют аналога в кантовой электродинамике. Узлы типа (рис. 4.9в) приводят к антиэкранировке цветового заряда. Диаграммы антиэкранировки преобладают над диаграммами экранировки. При уменьшении расстояния между кварками взаимодействие между ними уменьшается, что приводит к явлению асимптотической свободы сильных взаимодействий кварков. Другим проявлением асимптотической свободы является рост силы притяжения между двумя кварками при увеличении расстояния между ними, приводящий

к невылетанию кварков из адронов. Это явление называется пленением или конфайнментом кварков.

На рис. 4.10 схематически показана внутренняя структура протона: мы видим три валентных кварка, окруженных облаком кварк-антикварковых пар и глюонов.

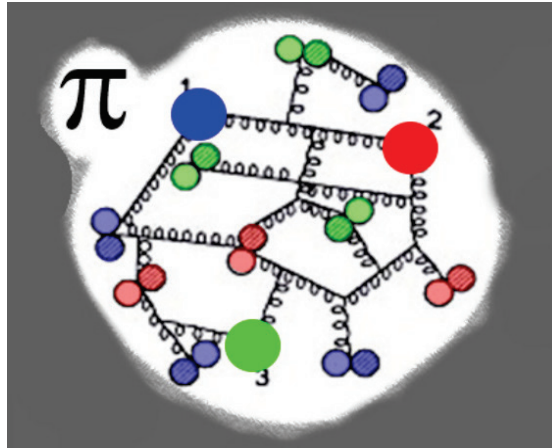


Рис. 4.10. Схематическое изображение внутренней структуры протона. Цифрами 1, 2 и 3 отмечены валентные кварки  $uud$ , маленькие кружки — морские кварки и антикварки. Пружинки, соединяющие кварки — глюоны.

В КХД импульсные распределения партонов эволюционируют с  $Q^2$ , поэтому структурные функции тоже будут иметь зависимость от  $Q^2$ . Эта зависимость слабая, имеющая вид логарифмических поправок, однако она приводит к тому, что явление скейлинга хоть слабо, но все-таки нарушается.

Сильные взаимодействия хорошо изучены при больших энергиях, где численные расчеты можно выполнить по теории возмущений. Гораздо менее исследованной является область малых и промежуточных энергий, где неприменима теория возмущений. Такая область называется непертурбативной. Именно она в настоящее время особенно тщательно изучается теоретиками и экспериментаторами, так как эта область ответственна за формирование структуры нуклона и нуклонных резонансов. Интереснейшее экспериментальное явление — невылетание цвета из адронов получило название конфайнмент, это явление также существенно непертурбативное. Оно еще ждет своего объяснения в рамках теории сильного взаимодействия — КХД.