

и конечного лептонов,  $\phi$  — угол их рассеяния,  $m$  — масса протона.) В области  $s \gg m^2$  дифференц. сечение имеет вид

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} = \left( \frac{d\sigma}{dQ^2} \right)_{\text{Мотт}} \left[ F_1(x, Q^2) + \frac{2ts}{t^2 + s^2} (F_2(x, Q^2)/x - F_1(x, Q^2)) \right],$$

где  $(d\sigma/dQ^2)_{\text{Мотт}} = 4\pi(\alpha/Q^2)^2 (t^2 + s^2)/s^2$  — дифференц. сечение рассеяния электрона на точечном протоне (т. н. моттовское рассеяние),  $\alpha$  — тонкой структуры постоянная,  $x = Q^2/(s - t)$ , а  $F_1 = F_T$ ,  $F_2$  и  $F_2/x - F_1 = F_L$  — структурные функции Г. н. п., или глубоко неупругие формфакторы протона.  $F_T$  и  $F_L$  связаны с полными сечениями поглощения соответственно поперечно ( $T$ ) и продольно ( $L$ ) поляризованного виртуального фотона  $\gamma^*$ .

Область кинематически допустимых параметров определяется неравенствами  $Q^2 \ll s$ ,  $x \ll 1$ , при этом величина  $x$  имеет смысл мин. массы мишени (в единицах массы протона), на к-рой кинематически возможна данная передача импульса. В частности, при  $x=1$  происходит упругое рассеяние на большой угол, т. е. с большой передачей импульса (см. *Формфактор, Автомобильная асимптотика*), а область  $x \ll 1$  представляет собой реджевскую область фотопоглощения, где квадрат массы виртуального фотона  $m^{*2} = Q^2$  много меньше его энергии, точнее  $Q^2 \ll 2m(E - \epsilon')$  (см. *Редже полюсов метод*). Вместо переменной  $t$  часто используют безразмерную величину  $y = 1 - t/s \ll 1$ , имеющую смысл доли потерянной лептоном энергии в системе покоя протона. Выражение для сечения при этом принимает вид

$$\frac{d\sigma}{dx dy} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} s [xy^2 F_1(x, Q^2) + (1 - y) F_2(x, Q^2)].$$

В 1968 на линейном ускорителе электронов в Стэнфорде было обнаружено, что формфакторы Г. н. п. рассеяния электронов на протонах, в отличие от формфакторов упругого рассеяния, в области  $Q^2 \gg 1 \text{ ГэВ}^2$  почти не зависят от  $Q^2$ , как если бы электрон рассеивался на нек-ром точечноподобном объекте, находящемся внутри протона. Это явление было названо скейлингом Бьёркена по имени Дж. Бьёркена (J. Bjorken), предсказавшего его в 1969 на основе алгебры токов. (Ещё раньше возможность такого поведения обсуждалась М. А. Марковым в 1964.) Скейлинг Бьёркена объясняется т. н. партоновой моделью (см. *Партоны*), согласно к-рой нуклон состоит из точечноподобных составляющих — партонов, несущих долю  $x$  полного импульса протона. Кроме того, было установлено, что отношение  $R = [F_2(x)/x - F_1(x)]/F_1(x)$  (равное отношению полных сечений поглощения продольно и поперечно поляризованных виртуальных фотонов протоном,  $\sigma_L/\sigma_T$ ) мало так, как если бы преобладали партоны со спином  $1/2$ .

Эти свойства находят естеств. объяснение в квантовой хромодинамике (КХД), где в качестве партонов выступают кварки (а также антикварки) и глюоны, к-рые благодаря свойству асимптотической свободы в области  $Q^2 \gg 1 \text{ ГэВ}^2$  выглядят почти как свободные (точечные) частицы. При этом кварк не может поглотить продольно-поляризованный фотон вследствие невозможности переворота спина кварка без изменения его импульса. Глюоны же могут взаимодействовать с фотоном только через процесс рождения из вакуума пары кварк-антикварк, к-рый подавлен малой величиной цветового эффективного заряда  $\alpha_s(Q^2)$ . В результате  $\sigma_L \sim \alpha_s(Q^2)$  и (т. к.  $\sigma_T \sim \alpha$ )  $R \sim \alpha_s(Q^2)$ , а структурные ф-ции выражаются в старшем, логарифмич. приближении через ф-ции распределения кварков  $q(x, Q^2)$  [и антикварков  $\bar{q}(x, Q^2)$ ]:

$$498 \quad F_1(x, Q^2) \approx F_2(x, Q^2)/x = \sum_q e_q^2 [q(x, Q^2) + \bar{q}(x, Q^2)],$$

где  $e_q$  — электр. заряд кварка  $q$  (в единицах абс. величины заряда электрона). С учётом только лёгких кварков и антикварков  $u, d, s, \bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$  для ер-рассеяния

$$F_1(x, Q^2) = \frac{4}{9} [u(x, Q^2) + \bar{u}(x, Q^2)] + \frac{1}{9} [d(x, Q^2) + \bar{d}(x, Q^2) + s(x, Q^2) + \bar{s}(x, Q^2)].$$

Соответствующие ф-ции распределения для нейтрона отличаются заменой  $u(x, Q^2) \leftrightarrow d(x, Q^2)$ , т. к. благодаря изотопич. инвариантности распределение  $d$ -кварков в нейтроне такое же, как распределение  $u$ -кварков в протоне.

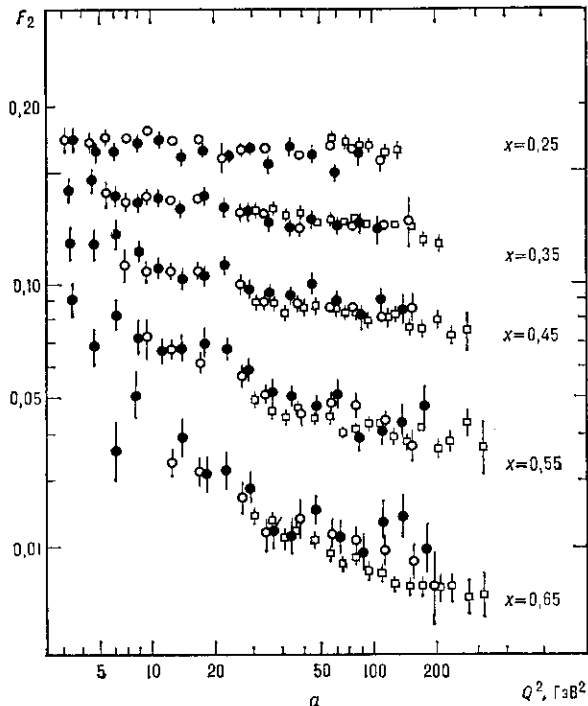


Рис. 2. Зависимость структурной функции  $F_2$  в глубоко неупругих процессах ир-рассеяния (а) и ур-рассеяния (б) от  $Q^2$  при разных значениях  $x$  (разные точки — результаты различных экспериментальных групп).

Экспериментальные измерения Г. н. п. на протоне и нейтроне позволили заключить, что на долю  $u$ - и  $d$ -кварков приходится только около 50% полного импульса протона. Остальные 50% приходится в основном на долю глюонов ( $s$ -кварки уносят лишь около 2% полного импульса).

Однако слабое логарифмич. убывание  $\alpha_s(Q^2)$  с ростом  $Q^2$  приводит в КХД к слабой зависимости функций распределения от  $Q^2$ , причём изменение моментов функций распределения

$$M_n^q(Q^2) = \int_0^1 dx x^{n-1} q(x, Q^2)$$

определяется уравнениями ренормализационной группы

