

где $c_a(C_A)$ — величина сохраняющегося заряда (электрич. заряда, барионного числа и др.) партона a (адрона A), а суммирование производится по всем сортам Π и антипартон (адрон и антиадрон).

Поведение ϕ -ций распределения кварков- Π в области малых x может быть связано с поведением полных сечений фотопоглощения виртуального γ -кванта на адроне при большой полной энергии в системе центра инерции $\mathcal{E}_{ц.и.} \approx \sqrt{Q^2/x}$ и определяется в *Редже полюсов методе* обменом реджеоном для валентных кварков- Π . q_V , т. е. для комбинации распределений $q_V(x) = f_{q/A}(x) - f_{\bar{q}/A}(x)$, и обменом *помероном* для морских Π , т. е. для комбинации $O(x) = f_{q/A}(x) + q_V(x)$ (совпадающей с плотностью распределения виртуальных пар кварк-антикварк) и глюонов. Вследствие этого указанные комбинации ведут себя в пределе $x \rightarrow 0$ соответственно как $1/\sqrt{x}$ и $1/x$. В др. пределе $x \rightarrow 1$ оно связано со степенью убывания формфактора адрона с ростом Q^2 и, согласно *кваркового счёта правилам* (см. также *Автомодельная асимптотика*), определяется числом $n_{\text{пасс}}$ пассивных кварков- Π :

$$f(x) \sim (1-x)^{2n_{\text{пасс}}-1}.$$

Напр., для распределения валентных u -кварков в протоне это даёт $u_V(x) \sim (1-x)^3$ ($n_{\text{пасс}} = 2$), а для морских кварков и антикварков $O(x) \sim (1-x)^7$ ($n_{\text{пасс}} = 4$). Аналогичные предельные поведения с заменой x на z справедливы и для ϕ -ций фрагментации.

Наилучшим процессом для эксперим. измерения кварк-партонных распределений является ГНР нейтрино и антинейтрино, k -рые взаимодействуют с разными кварками: нейтрино с d - и \bar{u} -кварками, антинейтрино с \bar{d} и u . Эти распределения для валентных u -кварков $xu_V(x)$ и морских антикварков $x(\bar{d}(x) + \bar{s}(x))$ в протоне показаны на рис. 5, а. Видно, что импульсный спектр морских кварков мягче спектра валентных кварков;

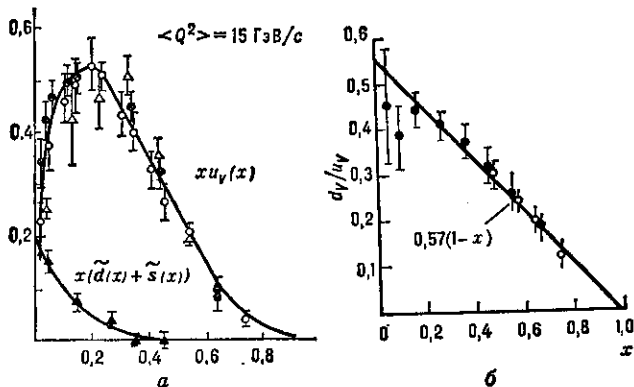


Рис. 5.

это качественно согласуется с использовавшимся ранее представлением о нуклоне, как о состоящем из центр. ядра (керна), окружённого облаком мезонов. На рис. 5(б) показано отношение распределений $d_V(x)/u_V(x)$. Сплошные линии — простейшие параметризации этих распределений:

$$xu_V(x) = 2,04\sqrt{x}(1-x)^{2,5};$$

$$d_V(x)/u_V(x) = 0,57(1-x);$$

$$xO(x) = 0,1(1-x)^6.$$

Из этих данных видно, что валентные кварки несут ок. 35% полного импульса протона, морские — ок. 10%. Остальные 55% приходятся на долю глюонов. Непосредственно распределение глюонов измеряется в процессе рождения тяжёлых *кваркониес* (например,

J/ψ -частицы) в ГНР (рис. 6) и имеет вид $xg(x) \approx 3,3(1-x)^5$.

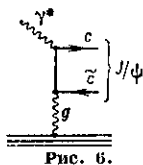


Рис. 6.

Для измерения распределения Π в других (нестабильных) частицах используется процесс рождения мюонных пар (рис. 2, а).

Для измерения ϕ -ций фрагментации наиб. подходящим процессом считается рождение адронных струй в процессе e^+e^- -аннигиляции.

Модель Π для жёстких процессов получила теоретич. обоснование и уточнение в КХД, где она является следствием свойства факторизации сечений жёстких процессов. Уточнения сводятся к слабой (логарифмич.) зависимости ϕ -ций распределений и фрагментации от Q^2 , k -рая определяется ур-ниями эволюции КХД, к учёту убывания константы взаимодействия кварков- Π . α_s от Q^2 и к отходу от точности Π , т. е. к учёту неупругих подпроцессов и *радиационных поправок* по теории возмущений КХД.

Ур-ния эволюции приводят к росту структурных ϕ -ций с увеличением Q^2 в области малых x , $x < 0,2$, при этом ср. доля импульса валентных кварков уменьшается, а ср. доли импульса морских кварков и глюонов стремятся к пост. значениям, равным $3n_f/(16+3n_f)$ и $16/(16+3n_f)$, где n_f — число ароматов кварков. Суммарная же доля импульсов всех Π [соотношения (2)] и их суммарные заряды [соотношения (1)] не зависят от Q^2 . Эти изменения ϕ -ций распределения и фрагментации подтверждаются экспериментально.

Т. о., модель Π к кон. 1980-х гг. является как основой приложения КХД к жёстким процессам, так и основой мн. феноменологич. моделей взаимодействия адронов.

Лит.: Фейнман Р., Взаимодействие фотонов с адронами, пер. с англ., М., 1975; Клоуз Ф., Кварки и партоны, пер. с англ., М., 1982; Радюшкин А. В., Анализ жестких инклюзивных процессов в квантовой хромодинамике, «ЭЧАЯ», 1983, т. 14, с. 58; Волошин М. Б., Тер-Мартirosян К. А., Теория калибровочных взаимодействий элементарных частиц, М., 1984. А. В. Ефремов.

ПАРЦИАЛЬНАЯ ВОЛНА (от ср.-век. лат. *partialis* — частичный) — волна с определённым орбитальным (угловым) моментом l . Значениям $l = 0, 1, 2, \dots$ соответствуют S -, P -, D -волны и т. д. См. *Рассеяние микро-частиц*.

ПАРЦИАЛЬНОЕ ДАВЛЕНИЕ — часть общего давления, относящаяся к одному из компонентов газовой смеси. Равно давлению, к-рое он оказывал бы в отсутствие всех др. компонентов смеси, т. е. в том случае, когда масса данного компонента, содержащаяся в газовой смеси, одна занимала бы весь объём. Понятие Π д. применимо только к идеальным газам. Молярное Π д. i -го компонента газовой смеси с общим давлением p равно: $p_i = N_i p$, где N_i — отношение числа молей данного компонента к сумме молей всех компонентов смеси (см. *Дальтона законы*).

Π д. непосредственно измерить нельзя, его вычисляют исходя из общего давления и состава смеси. Π д. необходимы для расчёта фазовых равновесий разл. физ.-хим. процессов. Ю. Н. Любитов.

ПАРЦИАЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ — сечение взаимодействия для *парциальной волны*.

ПАРЦИАЛЬНЫЕ ШИРИНЫ — величины Γ_i , характеризующие вероятность распада возбуждённого состояния ядра по разл. каналам. Π ш. выражается в энергетич. единицах таким образом, что $\sum \Gamma_i = \Gamma$, где Γ — полная ширина возбуждённого уровня. Отношение Γ_i/Γ — вероятность распада по i -му каналу. Нестабильные ядерные состояния характеризуются одной или неск. Π ш.: нейтронной Γ_n , протонной Γ_p , делительной Γ_f , радиационной Γ_γ и т. д. В свою очередь, если возможны γ -переходы на разл. уровни ядра — продукта распада, то выделяют, напр., Γ_{γ_1} , Γ_{γ_2} .

ПАСКАЛЬ (Па, Pa) — единица СИ давления, механич. напряжения и модуля упругости. Названа в честь