

Лекция 4

Глубокоinelастичные взаимодействия
 e^+e^- - аннигиляция

Глубоко неупругие взаимодействия

Глубоконеупругое рассеяние электронов на протонах

- В конце 60-х годов в SLAC был построен линейный ускоритель электронов до энергии 21 ГэВ.
- При таких энергиях большая часть соударений электронов является неупругими, т.е. образуются новые частицы, в основном пионы.
- Измерялись начальная и конечная энергии электронов и угол рассеяния: $e + p \rightarrow e' + X$, т.е. исследовалась инклюзивная реакция
- В этих опытах была заложена основа партонной модели.

- С ростом передаваемых импульсов сечение упругого рассеяния и образования резонансов быстро уменьшается. Они происходят на нуклоне как целом.
- Сечение глубоконеупругого рассеяния при росте передаваемых импульсов не уменьшается. Оно происходит на элементах внутренней структуры нуклона.
- Помимо глубоконеупругого электромагнитного рассеяния электронов и мюонов исследуется глубоконеупругое рассеяние нейтрино и антинейтрино на нуклонах, обусловленное слабым взаимодействием

$(e, \mu) N \rightarrow (e', \mu') X$

КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ПЕРЕМЕННЫЕ РЕАКЦИИ

k, k' — четырех импульсы начального и конечного лептона

P — четырех импульс нуклона массы M

W — масса системы отдачи X

Обменной частицей служат γ, W^\pm, Z^0

Они переносят нуклону четырех импульс q
 $= k' - k$

Инвариантные переменные:

$$v = q \cdot P / M = E - E'$$

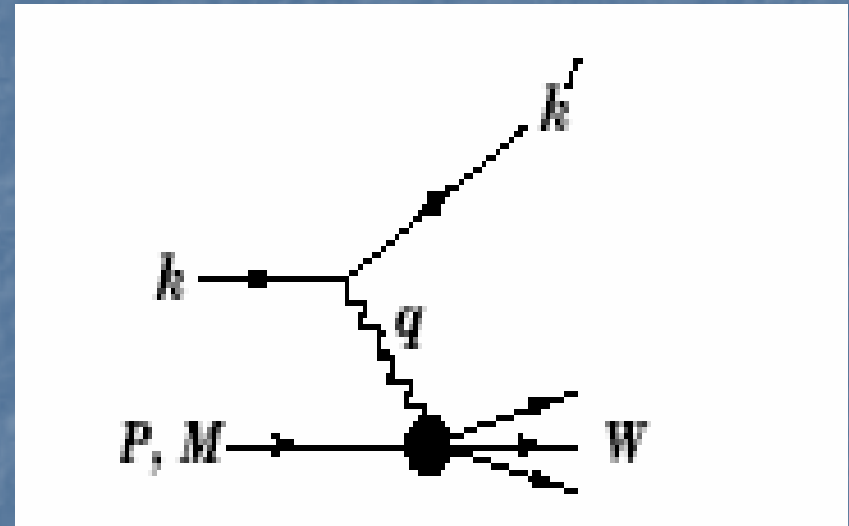
$$Q^2 = -q^2 \approx 4EE' \sin^2(\theta/2), \theta - \text{угол рассеяния лептона}$$

$x = Q^2 / 2Mv$ - в партонной модели доля импульса нуклона, несомая партонном

$y = q \cdot P / k \cdot P = v/E$ - доля энергии лептона, переданная нуклону в л.с.

$$W^2 = (P+q)^2 = M^2 + 2Mv - Q^2 \text{ кв. массы } X$$

$$S = (k+P)^2 = Q^2/xy + M^2 + m_f^2 \text{ кв. энергии лептон-нуклонного рассеяния}$$



В партонной модели:

При упругом рассеянии лептона на кварке $2 \rightarrow 2$ должна быть одна кинематическая переменная, а не две. Партон с $m=0$ получает импульс

$$q = k - k', \text{ его четырех импульс после взаимодействия есть } q + \eta p$$
$$m_q^2 = (q + \eta p)^2 = 2 \eta p q + q^2 = 2 \eta p q - Q^2 = 0; \eta = Q^2 / 2pq = x$$

Тогда при рассеянии на кварке:

$$d^2\sigma(e + q) / dx dQ^2 = (2\pi\alpha^2 / Q^4) \delta(x - \eta) e_q^2 (1 + (1 - y)^2)$$

При рассеянии на протоне:

$$d^2\sigma(e + p) / dx dQ^2 = (2\pi\alpha^2 / xQ^4) (1 + (1 - y)^2) \sum e_q^2 f_q(x),$$

Из сравнения с предыдущим слайдом имеем:

$$F_2(x, Q^2) = \sum_q e_q^2 f_q(x), \quad F_L(x, Q^2) = 0$$

Т.е. наблюдается бьеркеновский скейлинг и партоны есть фермионы, как кварки. $F_L = 0$ отражает условие сохранения спиральности при рассеянии. Выполнение этого условия на опыте доказывает, что партоны есть кварки со спином $1/2$.

DIS при сохранении заряда происходит за счет слабого взаимодействия, нарушающего четность

В выражении для сечения появляется дополнительная структурная функция F_3

В партонной модели для рассеяния нейтрино и антинейтрино на протоне

$$\text{Имеем: } F_2^{\nu, \bar{\nu}}(x, Q^2) = \sum_q 2x f_q(x) + \sum_q 2x f_{\bar{q}}(x)$$

$$xF_3^{\nu, \bar{\nu}}(x, Q^2) = \sum_q 2x f_q(x) - \sum_q 2x f_{\bar{q}}(x),$$

для нейтрино сумма берется по d, s, \bar{u}, \bar{c} , взаимодействующих с W^+ ,
для антинейтрино по u, c, \bar{d}, \bar{s} , взаимодействующих с W^- .

Структурные функции протона записываются через функции распределения кварков

$$F_2^{ep} = 1/9 x f_d + 4/9 x f_u + 4/9 x f_{\bar{u}} + 1/9 x f_{\bar{d}} + 1/9 x f_s + 4/9 x f_c + 4/9 x f_{\bar{c}}$$

$$F_2^{\nu p} = 2x f_d + 2x f_{\bar{u}} + 2x f_s + 2x f_c$$

$$xF_3^{\nu p} = 2x f_d - 2x f_{\bar{u}} + 2x f_s - 2x f_c$$

$$F_2^{\bar{\nu} p} = 2x f_u + 2x f_{\bar{d}} + 2x f_{\bar{s}} + 2x f_{\bar{c}}$$

$$xF_3^{\bar{\nu} p} = 2x f_u - 2x f_{\bar{d}} - 2x f_{\bar{s}} + 2x f_{\bar{c}}$$

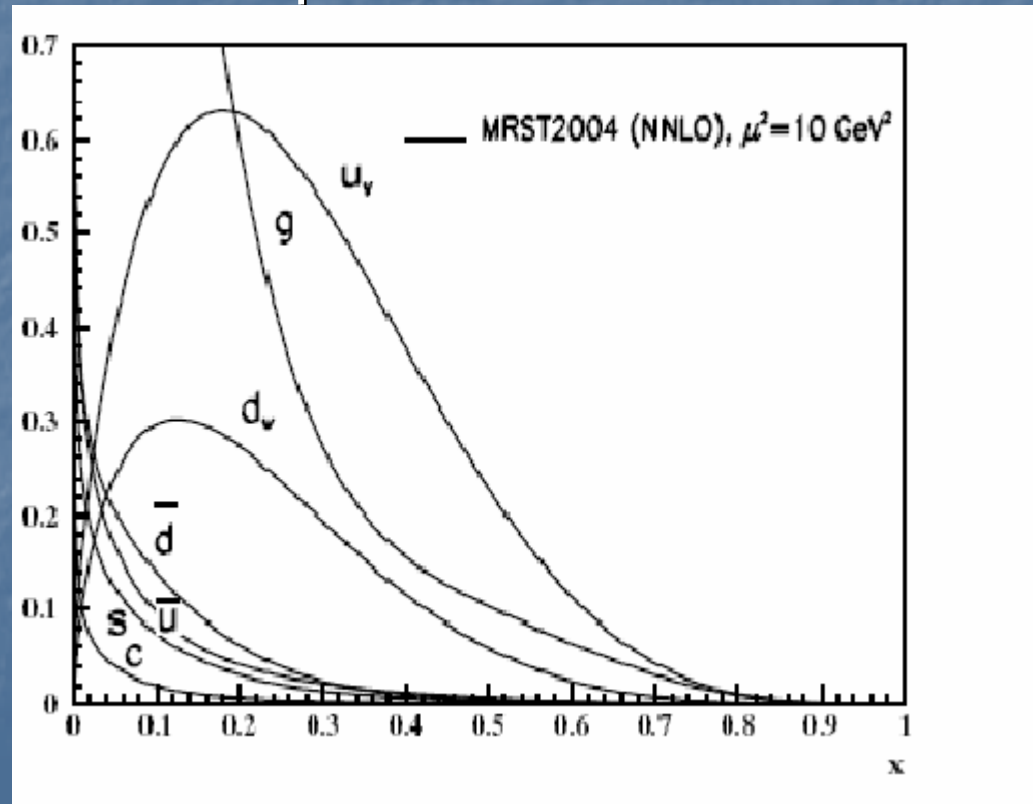
Валентные и морские кварки

Распределения валентных кварков определяют как

$$f_{u}^{\text{вал}} = f_u - f_{\bar{u}} , f_{d}^{\text{вал}} = f_d - f_{\bar{d}} ,$$

Т.е. разность распределений кварков и антикварков для протона, антикварки протона – морские.

Распределения кварков, антикварков и глюонов в протоне ->



Правила сумм для структурных функций

$$\int_0^1 dx f_u^{\text{вал}}(x) = 2$$

$$\int_0^1 dx f_d^{\text{вал}}(x) = 1$$

Правило сумм Гросса-Ллевелин –Смита определяет число валентных кварков в протоне

$$1/2 \int_0^1 dx (xF_3^{\nu p} + xF_3^{\bar{\nu} p}) = 3$$

Правило сумм для импульса

$$\int_0^1 dx (F_2^{\nu p} + F_2^{\bar{\nu} p}) \approx 0,5 - \text{экспериментальное значение}$$

Т.е. кварки и антикварки несут около половины импульса протона, Остальную часть несут глюоны.

Поведение $F_2(x, Q^2)$ при разных x и Q^2

Поведение $F_2(x, Q^2)$ при разных Q^2 ,

*На следующем слайде –
зависимость от Q^2 при разных x*

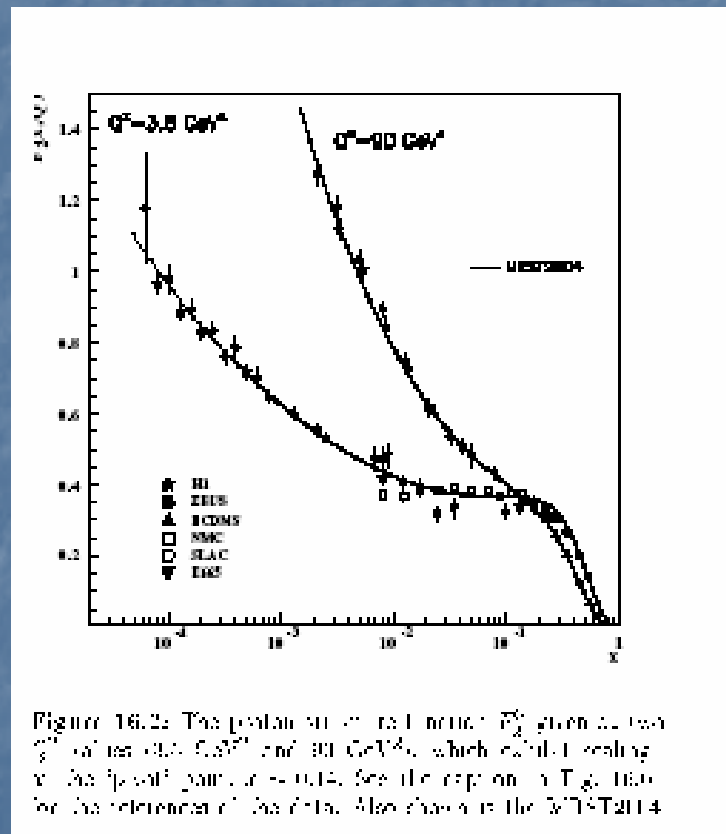
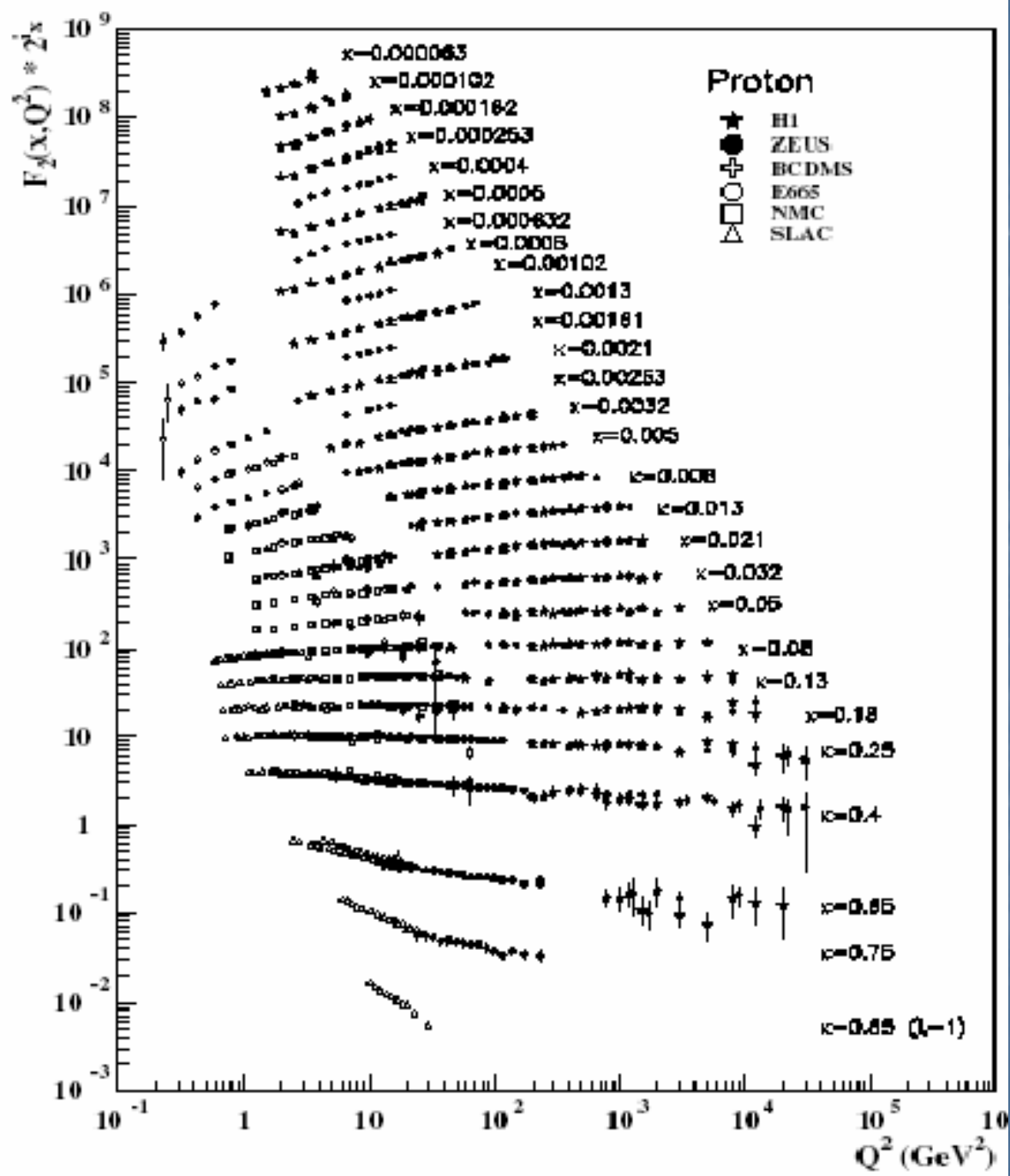


Figure 16.2: The proton structure function F_2 given at two Q^2 values (3.5 GeV^2 and 10 GeV^2), which exhibit scaling $x F_2$ (at equal x and Q^2). See the caption to Fig. 16.1 for the references of the data. Also shown is the HERMES fit.



Исследования структурных функций

Измерения структурных функций продолжается на современных установках.

В JLAB (США) ведется измерение спиновой структуры этих функций.

$e^+ e^-$ - аннигиляция в адроны

$e^+ e^-$ - аннигиляция в адроны

Процесс $e^+ e^-$ - аннигиляция в адроны идет через образование виртуального фотона или Z^0 – бозона с последующим распадом на пару кварков, которые образуют адроны в процессе собственной адронизации. Этот процесс подобен $e^+ e^-$ аннигиляции с образованием пары мюонов.

При малых энергиях, пренебрегая влиянием Z^0 – бозона и его интерференцией с фотоном, сечение процесса имеет вид:

$$d^2\sigma / d \cos \theta = (\pi\alpha^2/2) e_q^2 (1/s) (1 + \cos^2 \theta)$$

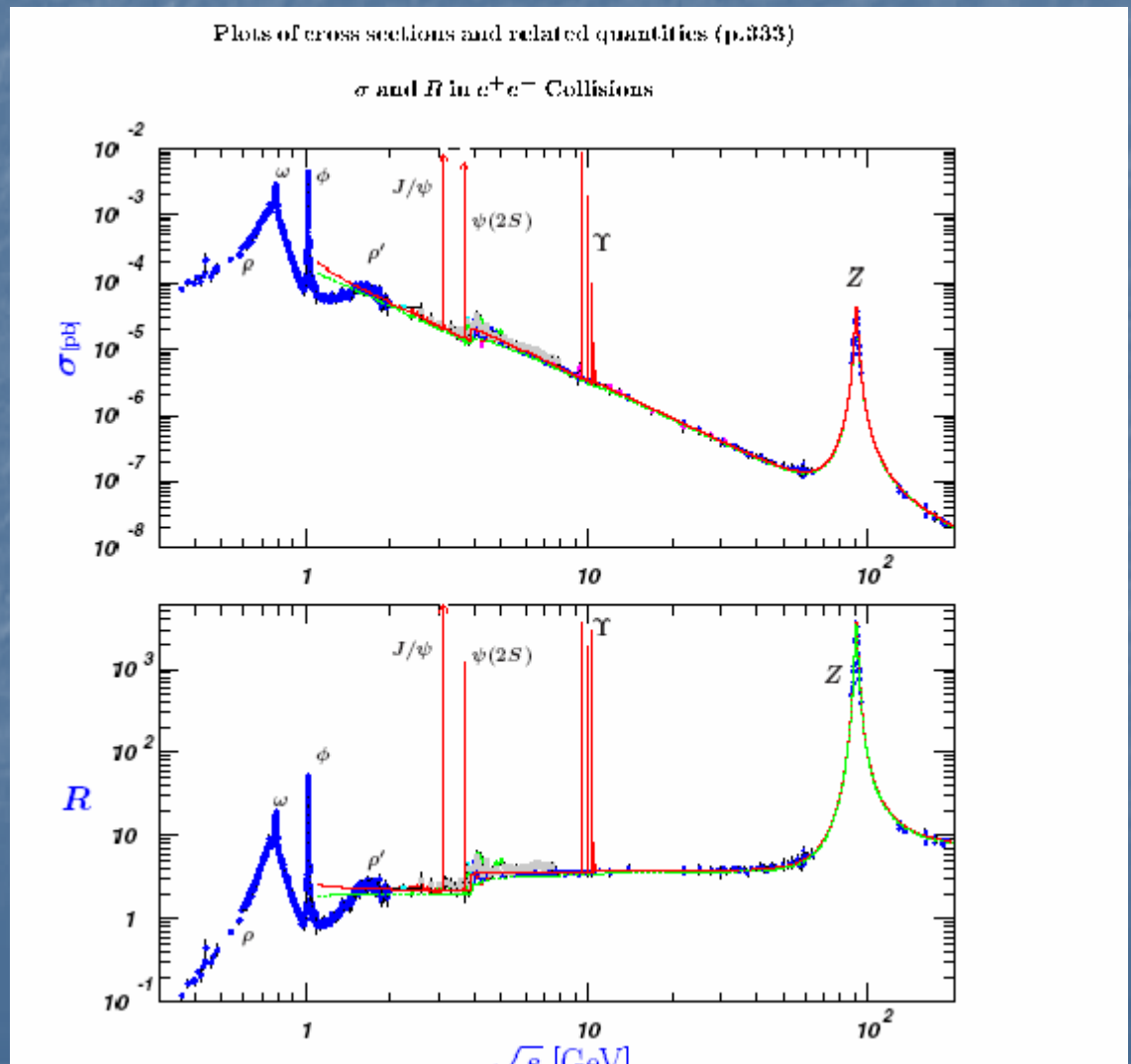
Такой характер углового распределения наблюдается на опыте и подтверждает наличие у кварков спина $1/2$.

Интегральное сечение имеет вид $\sigma = (4\pi\alpha^2/3) e_q^2 (1/s)$

При более высоких энергиях (LEP, SLAC) доминирует вклад Z^0 – бозона и в сечении появляется член $\sim \cos \theta$.

Энергетическая зависимость сечения e^+e^- аннигиляции и отношения R

$$R = \sigma(e^+e^- \rightarrow h) / \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$$



R in Light-Flavor, Charm, and Beauty Threshold Regions

e^+e^-
аннигиляция

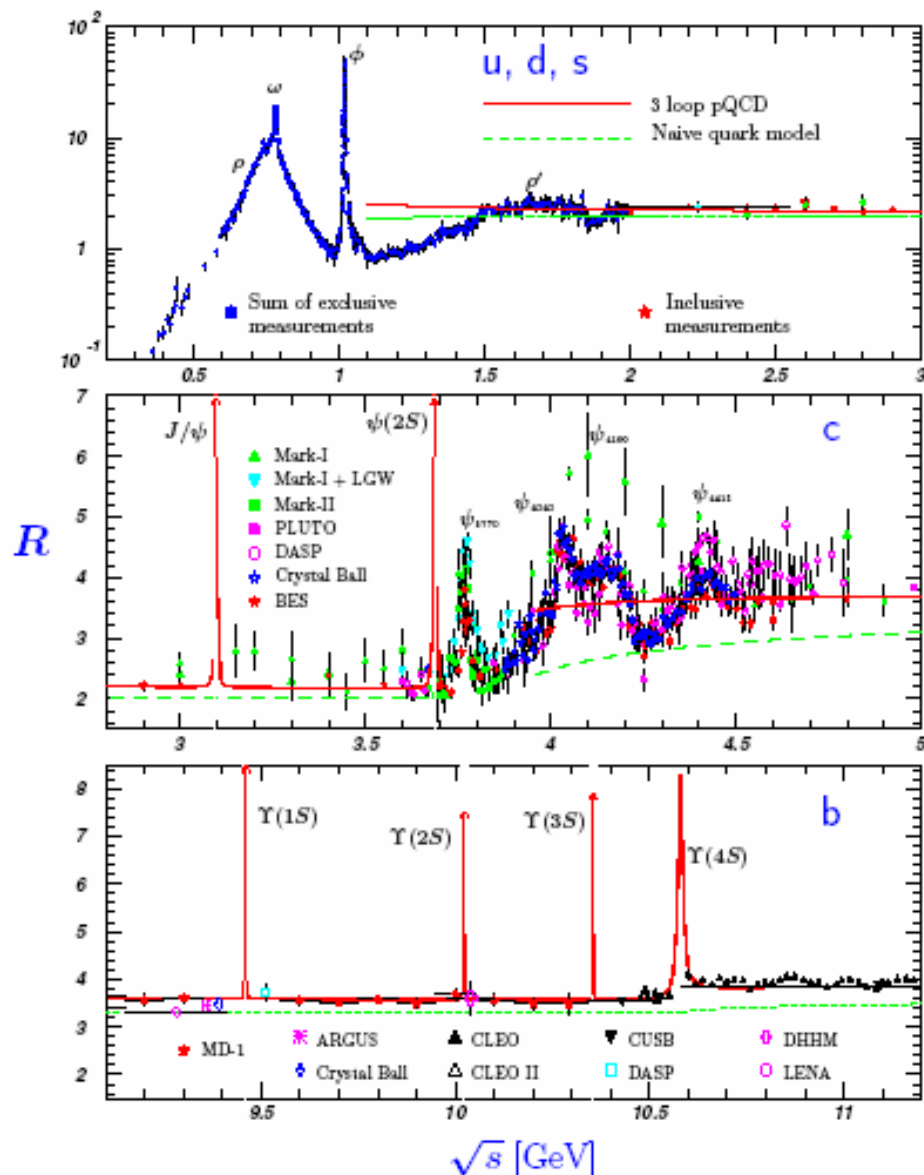


Figure 10.7: R in the light-flavor, charm, and beauty threshold regions. Data errors are total below 2 GeV and statistical above 2 GeV. The errors are the same as in Fig. 10.6. Notes: CLEO data above $\Upsilon(1S)$ were not fully corrected for radiative effects, and we retained them on the plot only for illustrative purposes with a normalization factor of 0.8. The full list of references to the original data and the details of the R ratio extraction from them can be found in [arXiv:hep-ex/9711112]. The ψ resonances exhibit a significant $\psi(3S)$ peak, and a small $\psi(4S)$ peak.

Оценки величины R

$R = N_c \sum_q e_q^2$ в низшем порядке.

$$R = N_c (e_u^2 + e_d^2 + e_s^2) = 3 (4/9 + 1/9 + 1/9) = 2$$

при энергиях ниже порога образования c -кварка;

$$R = N_c (e_u^2 + e_d^2 + e_s^2 + e_c^2) = \\ 3 (4/9 + 1/9 + 1/9 + 4/9) \approx 3,33$$

Между порогами рождения c и b – кварков, и выше порога образования b - кварка

$$R = N_c (e_u^2 + e_d^2 + e_s^2 + e_c^2 + e_b^2) = 3 (4/9 + 1/9 + 1/9 + 4/9 + 1/9) \approx 3,67$$

Согласие оценок величин R с опытом подтверждает кварк-партонную модель

СТРУИ АДРОНОВ

Объединяющим свойством глубоконеупругого рассеяния лептонов и e^+e^- аннигиляции служит образование адронных *струй*.

Взаимодействующий кварк в глубоконеупругом рассеянии и рожденные кварки в e^+e^- аннигиляции в процессе адронизации образуют кинематически связанную группу адронов, наблюдаемую в виде *струи*.

Распределения адронов в единицах доли энергии начального кварка (струи) являются примером инклюзивного процесса и определяются в виде функций фрагментации (ф.ф.) данного адрона от заданного кварка.

Ф.ф. в свою очередь выражаются через ф. ф. партонов.

Совместно со структурными функциями, ф.ф. позволяют рассчитывать жесткие процессы, в основном путем компьютерного моделирования.

Распределения $1/N \cdot dn/dx_F$ для всех заряженных частиц(ф.ф.) в DIS / p рассеянии при разных значениях W (от 14 до 120 ГэВ): $e p$, μp (а) и нарушение скейлинга ф.ф. в e^+e^- анн. и $e p$ DIS (б) при разных x в зависимости от Q (или \sqrt{s}), соответственно.

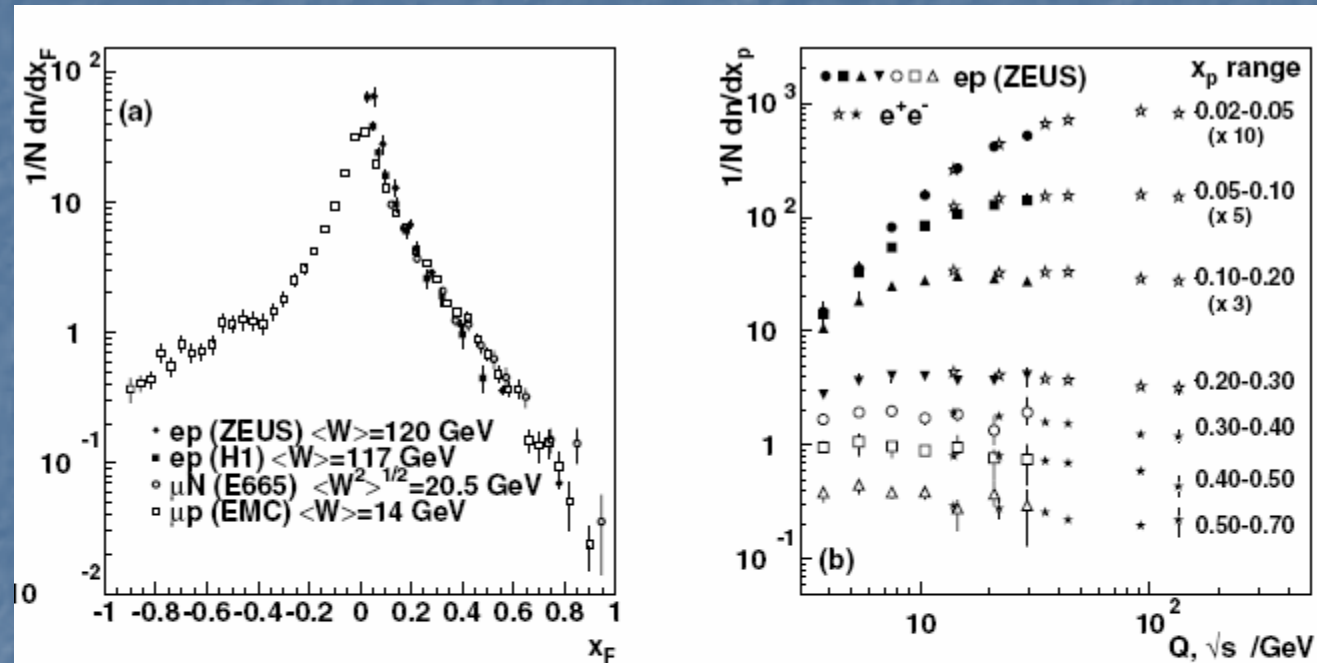


Figure 17.2: (a) The distribution $1/N \cdot dN/dx_F$ for all charged particles in DIS lepton-hadron experiments at different values of W , and measured in the HCMS [31–34]. (b) Scaling violations of the fragmentation function for all charged particles in the current region of the Breit frame of DIS [35] and in e^+e^- interactions [17,24,27]. The data are shown as a function of \sqrt{s} for e^+e^- results, and as a function of Q for the DIS results, each within the same indicated intervals of the scaled momentum x_p .

Фрагментационные функции для всех заряженных частиц в e^+e^- при разных энергиях \sqrt{s} (с коэффициентом $c(\sqrt{s})$, $c = 0$ при $\sqrt{s} = 12$ ГэВ и $c = 13$ при $\sqrt{s} = 202$ ГэВ): $c \cdot (1/\sigma) d\sigma/dx$ в зависимости от x (а) и \sqrt{s} (б).

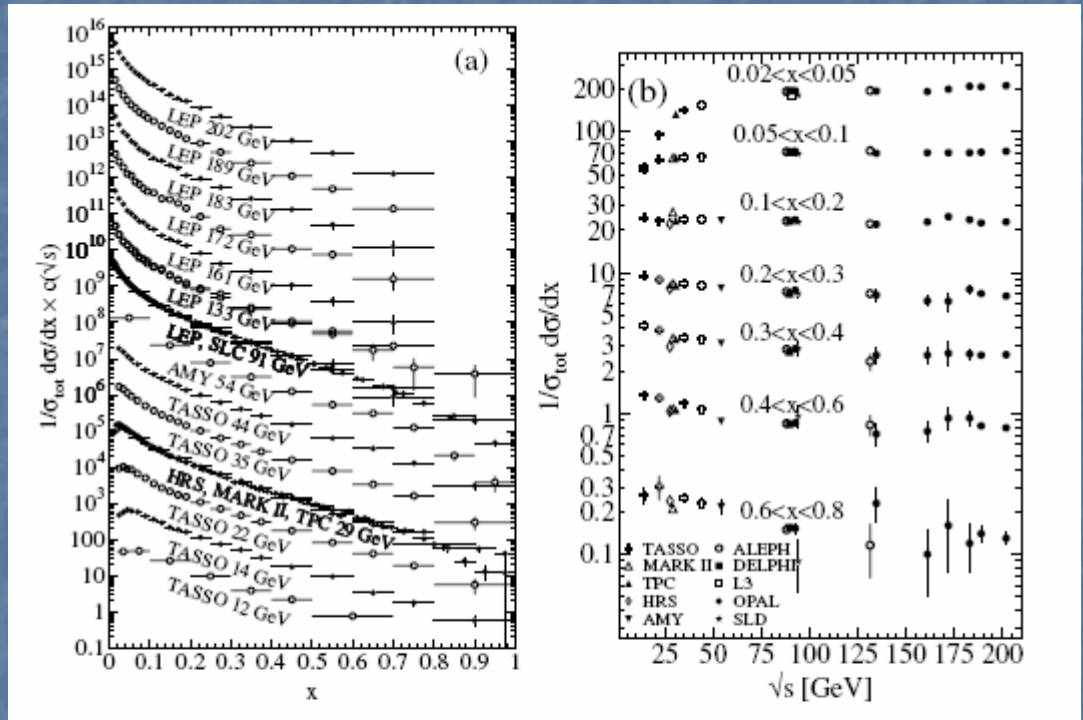


Figure 17.1: The e^+e^- fragmentation function for all charged particles is shown [9–25] (a) for different c.m. energies, \sqrt{s} , versus x and (b) for various ranges of x versus \sqrt{s} . For the purpose of plotting (a), the distributions were scaled by $c(\sqrt{s}) = 10^i$ where i is ranging from $i = 0$ ($\sqrt{s} = 12$ GeV) to $i = 13$ ($\sqrt{s} = 202$ GeV).

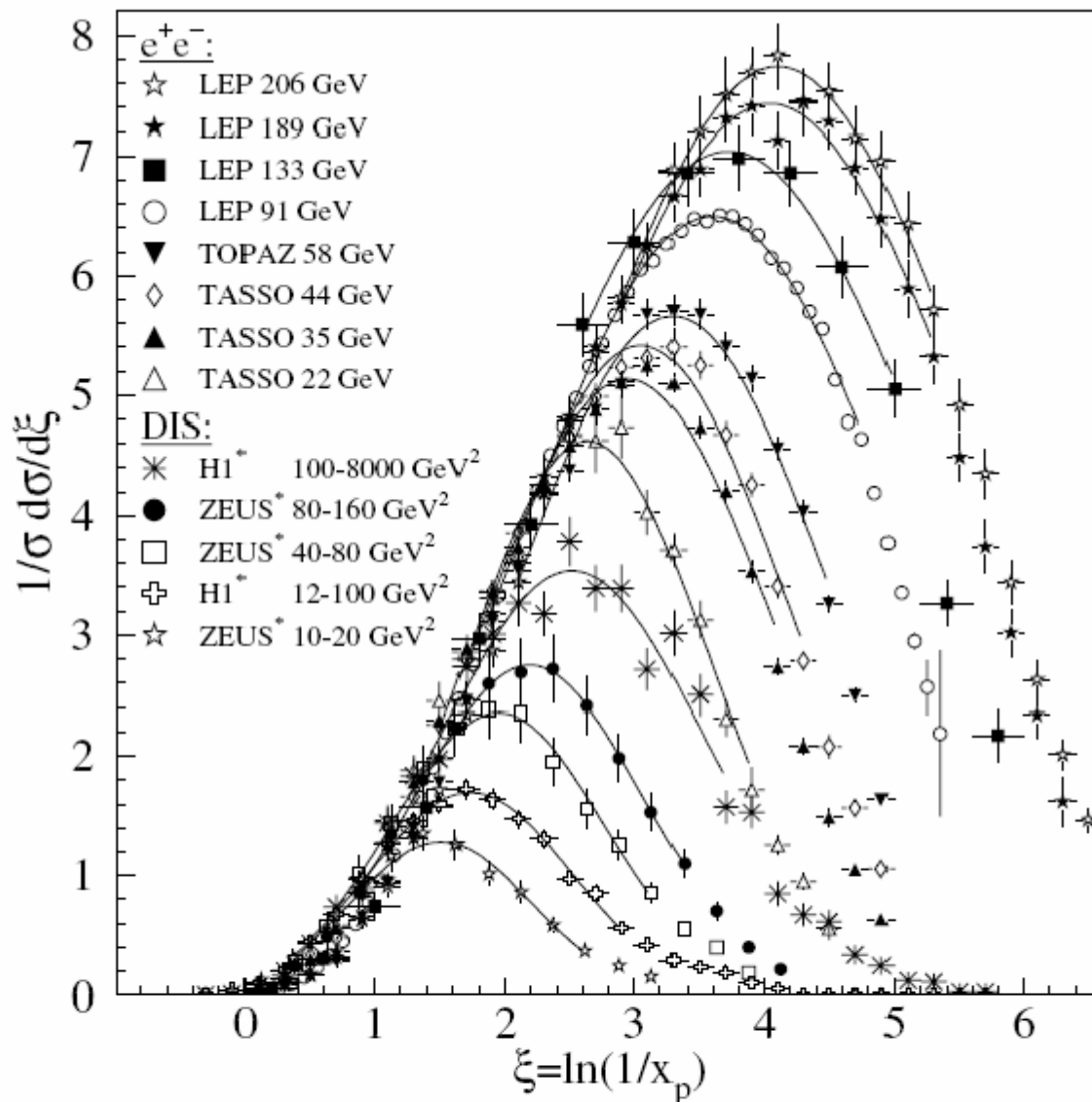
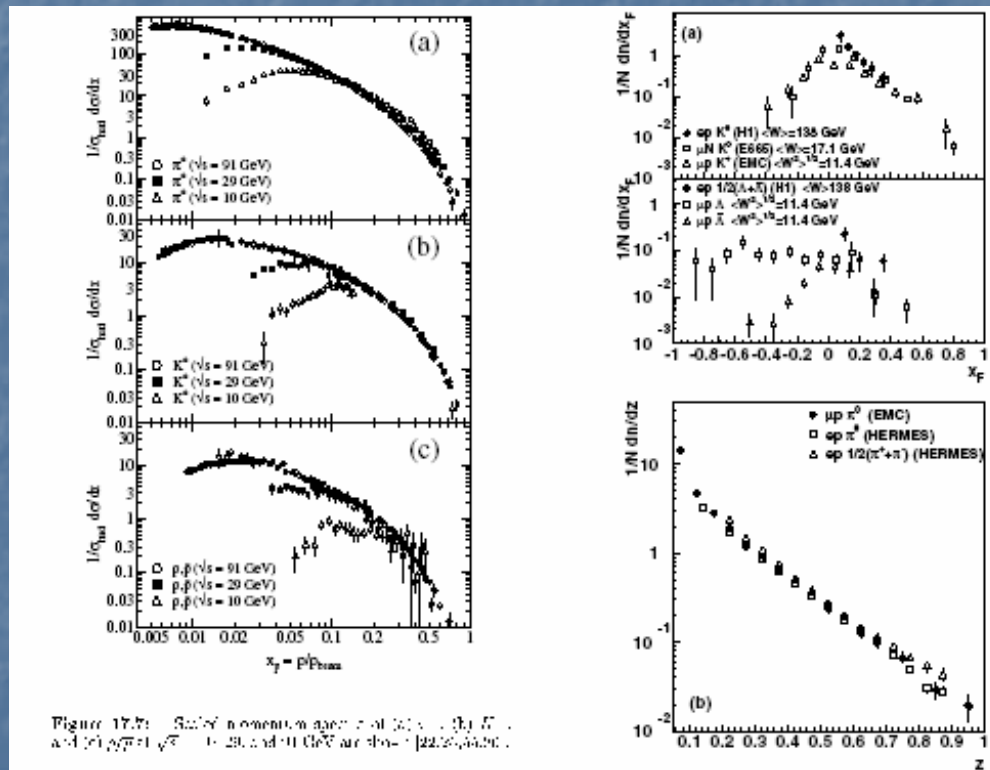


Figure 17.3: Distribution of $\xi = \ln(1/x_p)$ at several c.m. energies (e^+e^-) [9,10,14,17–20,24,45–48] and intervals of Q^2 (DIS) [37–39].³ At each energy only one representative

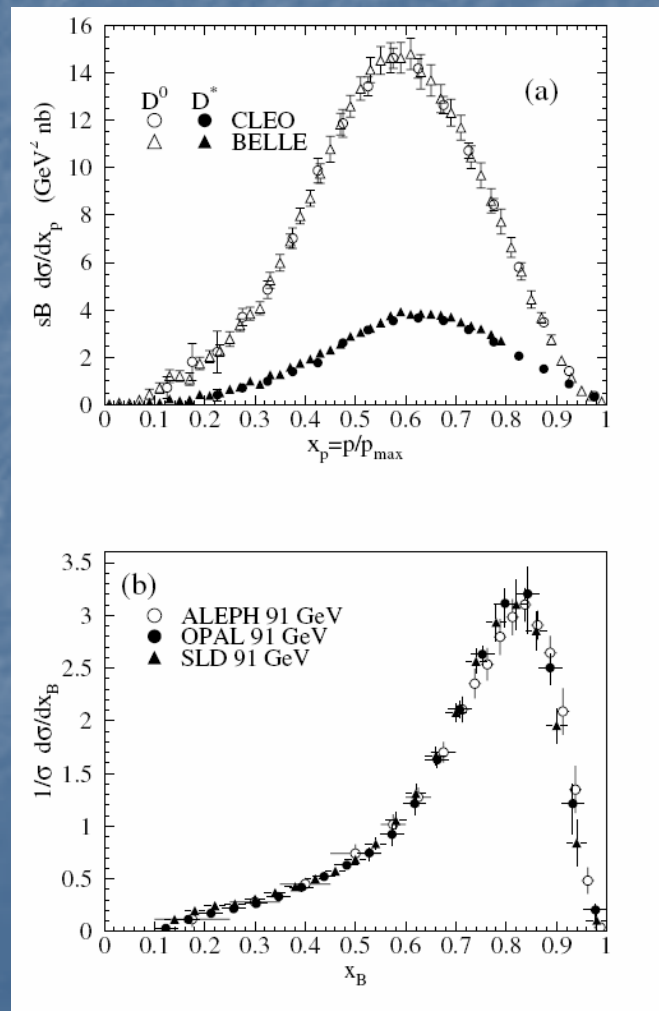
Слева – безразмерные распределения (ф.ф.) $(1/\sigma)d\sigma/dx$ пионов (а), каонов (б) и протонов и антипротонов в e^+e^- аннигиляции при разных энергиях процесса по переменной $x_F = p/p_{max}$
 Справа – аналогичные распределения в DIS для нейтральных пионов



Ф. ф. тяжелых кварков:

а-инклюзивное сечение образования D-мезонов в e +e- аннигиляции при энергии 10,6 ГэВ;

б- ф.ф. b-кварка в B-адроны в e +e- аннигиляции при энергии с. ц. м. 91 ГэВ



Функции фрагментации кварков

Ф.ф. используются и для описания мягких процессов, но имеют другой вид.