

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ՄԱՍԻՆՆԵ ԶԱՂՈՐԴՈՒՄ ՆԱՍԿԻՆԵ ՍՈՅԵՇԻՄԵ

ЕФИ-45(73)

*С.Г.Матинян*

МОДЕЛЬ ПАРТОНОВ В ФИЗИКЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ  
ЧАСТИЦ

ԱՐՄՍ   
ԵՐԵՎԱՆ 1973 ԵՐԵՎԱՆ

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Научное сообщение ЕФИ-45(73)

С.Г.МАТИНЯН

МОДЕЛЬ ПАРТОНОВ В ФИЗИКЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ  
ЧАСТИЦ

(Лекции, прочитанные для сотрудников ЕрФИ в мае 1973 года  
по инициативе Совета молодых ученых)

Ереван 1973

S.G. MATINIAN

## PARTON MODEL ELEMENTARY PARTICLE PHYSICS

An idea of partons is dealt with in the lectures and from this point of view the following effects of electromagnetic and strong interactions are discussed: scaling in the deep electroproduction, strong interaction of hadrons (elastic and inelastic), Regge pole intercept  $\alpha(t)$ , multiplicity, electromagnetic form factors, interaction of hadrons with large transverse momenta, final states in deep electroproduction and  $e^+e^-$  annihilation. The idea of partons is discussed in relation to multiperipheral model.

An analogy with nuclear physics is developed and a question of the violation of scaling at very large  $\nu$  and  $q^2$  is considered.

Yerevan Physics Institute  
Yerevan, 1973

УДК.539.12

Научное сообщение ЕФН-45(73)

С.Г.МАТИНИАН  
МОДЕЛЬ ПАРТОНОВ В ФИЗИКЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ  
ЧАСТИЦ

В лекции развивается идея партонной (Фейнман) и с этой единой точки зрения обсуждаются различные аспекты электромагнитных и сильных взаимодействий: скейлинг в глубоком электропроизведении, сильное взаимодействие адронов (упругое и неупругое), пересечение  $\alpha(t)$  реджевского полюса, множественность, электромагнитные форм-факторы, взаимодействие адронов с большими поперечными импульсами, конечные состояния в глубоком электропроизведении и  $e^+e^-$ -аннигиляции.

Рассмотрена связь идеи партонной и мультипериферической моделей.

Развита аналогия с ядерной физикой и рассмотрен вопрос о нарушении скейлинга при очень больших  $\nu$  и  $q^2$ .

Ереванский физический институт  
Ереван 1973

## ЛЕКЦИЯ I

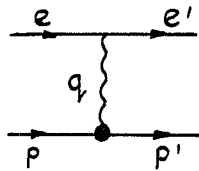
Партоны — составляющие адронов, и в этом смысле они в какой-то степени имеют отношение к моделям составных частиц (Ферми — Янг, Саката—Окунь, кварки Гелл-Манна—Цвейга и т.п.) и даже к идеям древних греков. Однако по сравнению со всеми предыдущими картинами адронов рассматриваемая модель носит менее абсолютный характер и дает возможность описания адронов как совокупности составляющих не вообще, а в конкретных кинематических условиях, для описания процессов с характерными кинематическими конфигурациями. Мы остановимся на этом детально ниже, а сейчас введем некоторые понятия и обозначения из области глубокого электропроизведения, из которого по сути дела и возникла сама идея партонной (Фейнман).

Рассеяние (упругое и неупругое) электронов на протоне позволяет получить ценную информацию о его структуре.

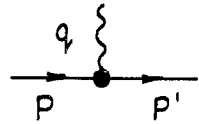
В упругом рассеянии мы имеем дело с электромагнитными форм-факторами адрона, в которых сосредоточена вся информация о структуре. Иными словами, рассеивая упруго электрон на протоне, мы изучаем матричный элемент электромагнитного тока, взятый между начальным и конечным состояниями протона:

$$\langle P_f | J_\mu | P_i \rangle = \bar{u}_f \left\{ \gamma_\mu F_1(q^2) + \frac{i\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} q_\nu}{2M} F_2(q^2) \right\} u_i, \quad (I.1)$$

где  $F_1$  — зарядовый, а  $F_2$  — магнитный форм-факторы протона. Процессу  $eP$  — рассеяния соответствует диаграмма



а структуре протона соответствует вершинная функция протона, описываемая формулой (I.1)

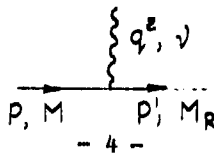


Если ввести энергию, переданную электроном протону  $\nu = E - E' = P \cdot q / M$  ( $E, E'$  - в лаб. системе) и переданный импульс  $q^2 = -4EE' \sin^2 \theta / 2$  ( $\theta$  - угол рассеяния электрона в лаб. системе), то между ними можно установить следующее соотношение:  $-q^2 = 2M\nu$  ( $M$  - всегда ниже масса протона).

Если бы протон был бесструктурен, то дифференциальное сечение  $eP$ -упругого рассеяния падало как  $q^{-4}$ , как для точечной частицы. На деле оно падает при больших  $q^2$  как  $q^{-12}$ , ибо электромагнитные форм-факторы протона падают как  $q^{-4}$ .

Возбуждая электронами протон и переводя его в дискретное резонансное состояние (например, в  $\Delta$ -резонанс), мы опять имеем дело с проявлением структуры протона, выражающей в наличии форм-факторов перехода или матричного элемента тока  $\langle \Lambda | J_\mu | P \rangle$

При этом легко видеть, что  $2M\nu = -q^2 + M_R^2 - M^2$  где  $M_R$  - масса резонанса, в который перешел протон.



- 4 -

Как известно,  $d\sigma/d\Omega$  для возбуждения протона в дискретное резонансное состояние также падает гораздо быстрее, чем  $q^{-4}$ , примерно также, как  $d\sigma/d\Omega$  для упругого рассеяния, опять из-за сильного падения соответствующих форм-факторов с  $q^2$ .

Глубокое электророжение соответствует переводу протона в сплошной спектр, когда рождается большое число адронов с массой  $W$ .  $2M\nu = -q^2 + W^2 - M^2$ , причем  $W \gg M$ ,  $-q^2 \gg M^2$ ,  $\nu \gg M$  (глубоко неупругое возбуждение).

Вершинная функция этого процесса соответствует диаграмме:



На плоскости  $(-q^2, 2M\nu)$  изображены области и границы для всех трех возможных случаев возбуждения протона:

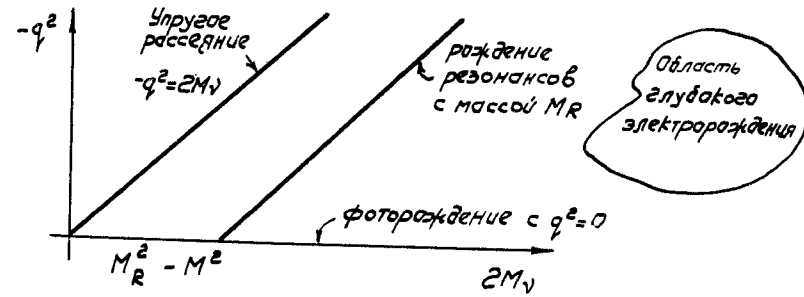


Рис. I

Глубокое электророжение адронов на протоне, когда мы не интересуемся конечным состоянием адронов и суммируем по всем ним, описывается следующим дифференциальным сечением:

$$\frac{d^2 \sigma}{dq^2 d\nu} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \frac{E'}{E} \left\{ 2W_1 \sin^2 \theta/2 + W_2 \cos^2 \theta/2 \right\}, \quad (1.2)$$

где  $W_1$  и  $W_2$  в общем случае функции  $q^2$  и  $\nu$ .

Форм-факторы  $W_1$  и  $\nu W_2$  можно выразить через полные сечения поглощения виртуального фотона с энергией  $\nu$  и массой  $q^2 \equiv -Q^2$   $\sigma_T$  (поперечный фотон) и  $\sigma_L$  (продольный фотон):

$$W_1 = \frac{1}{4\pi^2\alpha} \left( \nu - \frac{Q^2}{2M} \right) \sigma_T, \quad \nu W_2 = \frac{1}{4\pi^2\alpha} \frac{1 - \frac{2M\nu}{Q^2}}{1 + \frac{Q^2}{\nu^2}} Q^2 (\sigma_T + \sigma_L).$$

Этот процесс глубокого электророждения предоставляет уникальную возможность изучения сечения поглощения фотона в зависимости от его массы  $q^2$ .

Для малых углов  $\theta \approx 0$

$$\frac{d^2 \sigma}{dQ^2 d\nu} \approx \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} W_2(Q^2, \nu). \quad (1.2^1)$$

Экспериментальные данные по глубоконеупругому электророждению на протоне позволяют получить зависимость  $W_2$  от  $\nu$  и  $q^2$ . Как хорошо известно, для  $-q^2 \gg M^2$  и  $2M\nu \gg M^2$  величина  $\nu W_2$  оказывается функцией одной переменной  $\omega = \frac{2M\nu}{Q^2}$ , т.е., как говорят, имеет место скейлинг, предсказанный Бёркеном в 1968 году. На рисунке 2 показан ход  $\nu W_2$  от  $\omega$ .

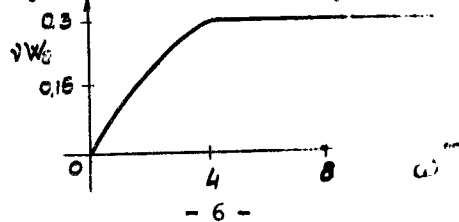


Рис.2

Если изучать  $\nu W_2$ , фиксируя массу пучка  $W = (p+q)^2$ , то при малых углах имеет место (1.2<sup>1</sup>), и, увеличивая  $W$ , мы получаем все более слабую зависимость от  $q^2$ , и уже для  $\omega \geq 4$   $W_2(q^2, \nu)$  не зависит от  $q^2$ . Иными словами, сечение возбуждения протона в непрерывный спектр ведет себя как сечение на точечной частице.

Для дальнейшего полезно иметь аналогию с атомной или ядерной физикой, где также происходит изучение структуры атома (ядра) с помощью рассеяния электронов (упругое рассеяние, возбуждение дискретных уровней системы, возбуждение с переводом в сплошной спектр (ионизация атома, выбивание из ядра нуклонов)).

При рассмотрении этих систем, естественно, исходят из того, что атом (ядро) состоит из электронов (нуклонов). Основанием для этого служит малость параметра  $\tau = \frac{\text{Энергия связи составляющих в системе}}{\text{масса покоя составляющих}}$ .

Для атома это  $\tau \sim \frac{1\text{ев}}{0,5\text{МэВ}} \sim 10^{-5}$ , для ядра  $\tau \sim \frac{10\text{МэВ}}{1000\text{МэВ}} \sim 10^{-2}$ .

Именно благодаря малости  $\tau$  можно говорить о составляющих атома (ядра) с четко выраженной индивидуальностью (масса, заряд, спин и т.п.). Для протона этот параметр  $\tau$  может быть порядка единицы, и в этом смысле нельзя даже говорить об определенном числе составляющих протона — сильно взаимодействующего объекта.

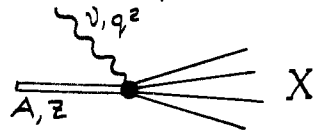
Тем не менее, аналогия с атомом (или ядром — ниже для определенности мы будем иметь дело с ядром) представляется полезной, хотя и ограниченной.

Рассмотрим рассеяние электрона на ядре.

Будем считать, что ядро бесконечно тяжелое, нет отдачи, имеем чисто кулоновский потенциал, и отвлечемся пока от  $\pi$  — образо-

вания, т.е. считаем, что протон точечный. Тогда для амплитуды будем иметь:

$$A \sim \frac{e^2}{q^2} \sum_i \langle X | e^{i\vec{q}\vec{z}_i} | Z, P \rangle \delta(E_X - \nu - E_Z) \quad (I.3)$$



В конечном состоянии или само ядро, или возбужденное ядро, или продукты его расщепления. Тогда для дифференциального сечения процесса найдем:

$$\frac{d^2\sigma}{d\vec{q}^2 d\nu} = \frac{4\pi\alpha^2}{q^4} \sum_{i,j} \langle Z, P | e^{-i\vec{q}\vec{z}_i} | X \rangle \langle X | e^{i\vec{q}\vec{z}_j} | Z, P \rangle \delta(E_X - \nu - E_Z). \quad (I.4)$$

Пусть  $\nu$  велико, т.е. могут возбуждаться уровни и выбиваться протоны и нейтроны. Не интересуясь, что возникает в конечном состоянии, просуммируем по конечным состояниям. Приблизительно будем считать  $|\langle X | \langle X | = 1$  (условие полноты) и получим

$$\frac{d\sigma}{d\vec{q}^2} = \int \frac{d^2\sigma}{d\vec{q}^2 d\nu} d\nu = \frac{4\pi\alpha^2}{q^4} \sum_{i,j} \langle Z, P | e^{-i\vec{q}(\vec{z}_i - \vec{z}_j)} | Z, P \rangle. \quad (I.5)$$

Когда  $\vec{z}_i = \vec{z}_j$ , суммирование дает  $Z$ , если  $\vec{z}_i \neq \vec{z}_j$ , с учетом двухчастичных нуклонных корреляций, найдем:

$$\frac{d\sigma}{d\vec{q}^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{q^4} (Z + Z(Z-1) f_2(|\vec{q}|)). \quad (I.6)$$

$f_2(|\vec{q}|)$  - функция, характеризующая корреляции: для  $q \geq \frac{1}{z_0} \approx 300 \text{ МэВ}$ , где  $z_0$  - расстояние между нуклонами в ядре,  $f_2(\vec{q}) = 0$ .

В атомной физике формула, совершенно аналогичная (I.6), носит название правила сумм Томаса-Райхе-Куна.

Для  $q = 0, f_2 = 1$  получаем формулу когерентного рассеяния

$$\frac{d\sigma}{d\vec{q}^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{q^4} Z^2. \quad (I.7)$$

Нас интересует область "глубокой неупругости"  $|\vec{q}| > \frac{1}{z_0}$ ,

$f_2(\vec{q}) = 0$ , тогда

$$\frac{d\sigma}{d\vec{q}^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{q^4} Z. \quad (I.8)$$

Т.е. имеет место некогерентность, (I.8) - сумма сечений на отдельных точечных нуклонах.

Построим график, подобный графику для  $\nu W_2$  глубокого электророзрождения.

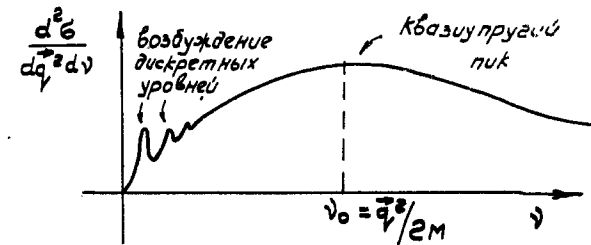


Рис. 3

Квазиупругий пик возникает из-за взаимодействия виртуального фотона с отдельным протоном, который квазисвободный, связь с остальными нуклонами не существенна. Площадь под кривой  $Z = \int \frac{d^2\sigma}{d\vec{q}^2 d\nu} d\nu$ . Для электророзрождения  $\frac{d^2\sigma}{d\vec{q}^2 d\nu} \sim W_2(q^2, \nu)$  имеем  $N = \frac{\int \frac{d^2\sigma}{d\vec{q}^2 d\nu} d\nu}{4\pi\alpha^2/Q^4} = \int \frac{d\nu}{\nu} \nu W_2 = \ell n \nu$ , т.е.  $N$  - аналог  $Z$  - определяющий число частиц, растет как  $\ell n \nu$ .

Если (I.8) записать в виде  $\frac{d\sigma}{d\vec{q}^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{q^4} \frac{(Z\alpha)^2}{Z}$ , то видно, что входит средний квадратичный заряд ядра, приходящийся на один протон. Положение квазиупругого пика на кривой  $\frac{d^2\sigma}{d\vec{q}^2 d\nu}$ , даваемое соотношением  $\nu_0 = \frac{q^2}{2M} = \frac{q^2}{2M_A} A \approx \frac{q^2}{2M_A} A$ ,

г. или бы в принципе, с учетом фермиевского движения, найти  $\sigma$  составляющей частицы ядра - нуклона -  $M$  и даже узнать, она в  $A$  раз меньше, чем масса ядра. Правда, к счастью, имеется много других способов выяснить, из чего состоит ядро, каковы простейшие (и не только простейшие) свойства этих составляющих и т.п., однако хотелось бы подчеркнуть, что в принципе есть такой путь, и здесь по этому пути как раз идут при изучении структуры протона.

Отметим, что (1.2) или (1.2<sup>I</sup>) есть релятивистское обобщение (1.8).

Что касается роста с  $\nu$  аналога числа составляющих для нуклона, о котором мы говорили выше, то он формально связан с отсутствующим в случае электророжения в ядерной физике нового явления, имеющего релятивистскую природу, - диффракционности процесса рождения на нуклоне, характеризуемого постоянным полным сечением (в частности,  $\sigma_T = \text{const}, \nu \rightarrow \infty, q^2 = \text{фиксировано}$ ).

Возвращаясь к ядерной физике, мы видим, что также как и в глубоко электророжении, просуммированное по всем конечным состояниям сечение при фиксированном  $|\vec{q}| \geq 300 \text{ Мэв}$  равно сечению на точечноподобном ядре, тогда как дифференциальные сечения возбуждения отдельных уровней ядер быстро убывает с  $q^2$ . Таким образом, если бы мы оставались в рамках сделанных допущений, то обязательно должны были иметь скейлинг и в ядерной физике, когда суммируем по конечным состояниям системы, созданной в неупругом электророжении с большим  $q^2$ . Однако мы знаем, что экспериментально скейлинга в этом явлении нет, нет и точечноподобности. Причина очевидна - мы не учли, что уже при этих  $q^2$ , для кото-

рых мы вывели (1.8), начинает играть роль форм-фактор нуклонов и мезонообразование, само определяющее существенно структуру протона. Поэтому для ядра не должно быть ни скейлинга, ни точечноподобности. Вместе с тем, эти рассуждения позволяют нащупать путь для "естественного" объяснения явления скейлинга в глубоко неупругом электророжении на нуклоне, имеющем место в действительности, на базе элементарных точечных составляющих нуклона - партонов.

## ЛЕКЦИЯ II

Как мы говорили, аналогия с ядром (атомом) ограничена и причина кроется в большой величине ( $\sim 1$ ) параметра  $\tau$ , о котором говорилось в первой лекции.

Эта причина не позволяет рассматривать протон как систему из конечного числа сильно взаимодействующих частиц, имеющих четкую индивидуальность, проявляющуюся в квантовых числах.

Но можно поставить более "скромную" задачу - нельзя ли найти какие-то кинематические условия, где можно иметь нечто, похожее на правило сумм (1.8), и даже говорить о некоторых составляющих протона, пусть даже не четко определенных в указанном выше смысле? Это - также структура протона, проявляющаяся в определенных кинематических условиях почти также, как проявляется структура ядра в тех опытах, о которых уже говорилось.

Что нужно, чтобы "прощупать" протон? Для этого надо сообщить ему кратковременный импульс воздействия. Это, в свою очередь, требует больших передач энергии  $\nu$ . Время этого воздействия  $\tau$  должно быть меньше, чем время жизни протона  $T$  в определенном



из вывода выражения для  $T$  следует, что конечность  $X_i$  означает, что  $X_i > \frac{c}{P}$ , где  $c$  - некоторая константа. Такие партоны роются следуют за протоном, и только с ними взаимодействует при фиксированных конечных  $X_i$  виртуальный  $\gamma$ -квант. Партоны же, у которых  $X_i \approx 0$  (*wee* партоны - карликовые партоны - по терминологии Фейнмана), строго говоря, не входят в эту картину, ибо, как видно из предыдущего,  $T \approx 0$  для  $X_i \approx 0$ . Однако экспериментально наблюдаемый скейлинг в глубоком электроррождении позволяет включить и *wee*-партоны в эту картину для рассматриваемого процесса  $e + p \rightarrow e + \text{адроны}$ . Напомним, что *wee*-партоны - это высокочастотная часть спектра промежуточных состояний в покоящемся протоне.

Вычислим теперь время взаимодействия виртуального фотона с протоном в IMF. Очевидно, что  $\tau \approx 1/q_0$ , так что задача состоит в нахождении  $q_0$  в IMF. Имеем для 4-импульса протона вдоль оси  $z$   $P_\mu = (\sqrt{P^2 + M^2}, \vec{0}, P) \approx (P + \frac{M^2}{2P}, \vec{0}, P)$ . Так как  $\nu = P \cdot q / M$ , то  $q_0 = \frac{2M\nu - Q^2}{4P}$ . Если ввести бьеркеновскую переменную  $\omega = \frac{2M\nu}{Q^2}$ , то

$$\tau \approx \frac{4P}{Q^2} (\omega - 1)^{-1} \quad (2.4)$$

и условие  $\tau \ll T$  сводится к условию  $Q^2(\omega - 1) \gg M_{eff}^2$ , что в бьеркеновском пределе фиксированных  $\omega > 1$  и больших  $Q^2 \gg M^2$  имеет место для конечных  $X_i$ .  $Q^2(\omega - 1)$  можно выразить через энергию в системе центра масс виртуального  $\gamma$ -кванта и протона  $W$ , или, что тоже самое, через массу рожденных адронов. В результате имеем

$$W^2 \gg \sum_i \frac{P_{i+}^2 + M_i^2}{x_i} \quad (2.5)$$

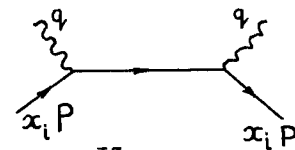
- 14 -

Прежде, чем получить скейлинг в картине партонов, отметим, что волновая функция состояния из системы партонов также обратно пропорциональна энергетическому знаменателю  $E - \sum_i E_i$ , которым мы занимались при оценке  $T$ . Это - следствие обычной теории возмущений. Отметим также, что существенную роль играло допущение, что партоны - это объекты с конечными массами  $M_i$ .

Перейдем к получению скейлинга в электроррождении в модели партонов. Для этого свяжем дифференциальное сечение глубокого электроррождения  $\frac{d^2\sigma}{dq^2 d\nu}$  (т.е. функцию  $W_{1,2}(\nu, q^2)$ ) с мнимой частью амплитуды рассеяния вперед тяжелого фотона с массой  $q^2$  и протоном. Эта связь вытекает из следующей последовательности графических соотношений, вытекающих из определения условия единичности

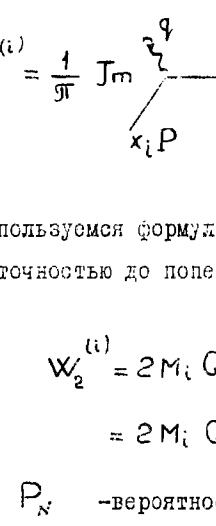
$$\frac{d^2\sigma}{dq^2 d\nu} \Rightarrow \left| \begin{array}{c} \nu \\ \text{wavy line} \\ q \\ \bullet \\ P \end{array} \right| X = \left| \begin{array}{c} \nu \\ \text{wavy line} \\ q \\ \bullet \\ P \end{array} \right| \left| \begin{array}{c} \nu \\ \text{wavy line} \\ q \\ \bullet \\ P \end{array} \right| = \int m \left| \begin{array}{c} \nu \\ \text{wavy line} \\ q \\ \bullet \\ P \end{array} \right| \left| \begin{array}{c} \nu \\ \text{wavy line} \\ q \\ \bullet \\ P \end{array} \right|$$

В картине партонов виртуальный фотон взаимодействует с отдельными партонами, так что дифференциальное сечение есть некогерентная сумма сечений на отдельных партонах, иными словами, для вычисления  $W_2(q^2, \nu)$  мы должны вычислить вклад в  $W_2^{(i)}$  на отдельных партонах от комптон-эффекта вперед виртуального фотона, а затем просуммировать по всем партонам. В соответствии со сказанным выше мы должны вычислить в первую очередь мнимую часть диаграммы



- 15 -

Сплошная линия соответствует партону с импульсом  $x_i P$ .  
 Скрученная линия - партон  $Q_i$ .  
 Имеем

$$W_2^{(i)} = \frac{1}{\mathcal{N}} \int \mathcal{M} \frac{1}{x+i\epsilon} = -\pi \delta(x) \quad \text{и учтем, что с точностью до поперечных импульсов партон } (x_i P)^2 = M_i^2; \text{ тогда}$$


Вспользуемся формулой  $\int \frac{1}{x+i\epsilon} = -\pi \delta(x)$  и учтем, что с точностью до поперечных импульсов партон  $(x_i P)^2 = M_i^2$ ; тогда

$$W_2^{(i)} = 2 M_i Q_i^2 \delta[2x_i P \cdot q + q^2] = 2 M_i Q_i^2 \delta[2x_i M \nu - Q^2].$$

Введем  $P_N$  - вероятность данной конфигурации  $N$  партон с продольными импульсами  $x P$ , распределенных по закону  $f_N(x)$ . Ввиду того, что процесс происходит некогерентным образом, то в суммарную функцию  $W_2(\nu, q^2)$  войдет среднее значение суммы квадратов зарядов партон в этой конфигурации  $\langle \sum_i Q_i^2 \rangle_N$ . Учтем также, что  $M_i^2 = x_i M$ . В результате для функции  $W_2$  всего протона получим:

$$W_2(\nu, q^2) = 2 M \sum_N P_N \langle \sum_i Q_i^2 \rangle_N \int_0^1 f_N(x) \delta(2x M \nu - Q^2) dx,$$

откуда

$$\nu W_2(\nu, q^2) = \sum_N P_N \langle \sum_i Q_i^2 \rangle_N \int_0^1 f_N(x) F_2(x), \quad (2.7)$$

где  $\alpha_s \equiv \frac{Q^2}{2M\nu} \ln \frac{Q^2}{\nu^2}$  - часть доля энергии партон, с которым взаимодействует виртуальный фотон с энергией  $\nu$  и массой  $-Q^2$ . Это, как мы видим, обратна Бьеркеновской переменной  $\omega$ . Так возникает скейлинг в картине партон. Из (2.7) можно видеть, что  $\nu W_2(x)/x = F_2(x)/x$  - средний квадратичный заряд партон, имеющих долю энергии  $x$  протона.

Какой смысл имеет функция  $f_N(x)$ ? Если ввести функцию распределения  $\mathcal{N}$  партон с долями энергии протона  $x_1, x_2, \dots$ ,  $\alpha_{\mathcal{N}} (\sum_{i=1}^N x_i = 1)$ , то  $f_N(x)$  получится интегрированием этой функции по всем, кроме одной, переменным:

$$f_N(x_1) = \int dx_2 \dots dx_N \delta(1 - \sum_{i=1}^N x_i) f_N(x_1, \dots, x_N).$$

Отсюда ясно, что  $\int_0^1 f_N(x) dx = 1$ . Если учесть, что  $f_N(x_1, \dots, x_N)$  должна быть симметрична относительно  $x_1, \dots, x_N$ , то найдем:

$$\int_0^1 x_i dx, f_N(x_i) = \frac{1}{N} \int dx_1 \dots dx_N \sum_{i=1}^N x_i f_N(x_1, \dots, x_N). \quad (2.8)$$

$$\delta(1 - \sum_{i=1}^N x_i) = 1/N.$$

Из (2.8) и (2.7) тогда следует правило сумм:

$$\int_0^1 dx F_2(x) = \sum_N P_N \frac{\langle \sum_i Q_i^2 \rangle_N}{N}, \quad (2.9)$$

где в правой части можно уловить средний квадратичный заряд, приходящий на один партон. Эксперимент дает, что  $\int_0^1 dx F_2(x) = \frac{Q^2}{2M} \int_0^1 \frac{d\nu}{\nu^2} \nu W_2 = 0.16$ . Что можно сказать о  $P_N$  - вероятности конфигурации с  $N$  партонами? Можно показать (Бьеркен, Паскос), что  $P_N$  падает с  $N$  не быстрее, чем  $N^{-2}$  при больших  $N$ .



Все сказанное выше применимо, строго говоря, только к тем партонам, у которых кон-ые  $X$ . С другой стороны, если обратиться к формуле (2.7), составляющей основу партонного описания глубокого электроррождения, то, так как экспериментально  $F_2(x) = const$  для  $x < 1/3$  и остается постоянной, по-видимому, для очень малых  $x$  (больших  $\omega$ ), то функция распределения партонов при  $x \rightarrow 0$  имеет вид  $f_N(x) \sim 1/x$ , т.е. начинают "работать"  $wee$ -партоны. Вместе с тем, из (2.5) (см. также рассуждения после (2.3)) следует, что, строго говоря, наше рассмотрение годится только для  $x > \frac{c}{W}$ . Для  $wee$ -партонов надо быть более осторожным. Правда, интервал  $x$ , где существенны они  $\sim W^{-1}$  и стремится к нулю с ростом  $\nu(W)$ .

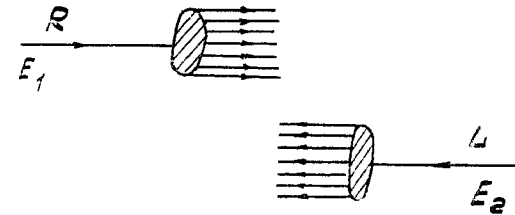
Однако в электроррождении, к счастью, даже  $wee$ -партоны прекрасно укладываются в непротиворечивую схему, ибо благодаря скейлингу  $F_2(\omega)$  можно рассматривать в области  $\omega \rightarrow \infty$ , т.е.  $x \rightarrow 0$ , и, как мы знаем из эксперимента, ничего при этом не меняется,  $F_2(\omega) \sim 0.3$  (для  $\omega > 5$ ), так что мы пробуем благодаря электроррождению не только партоны с конечными  $x$ , но и с  $x \rightarrow 0$ , т.е. изучаем и высокоэнергичную часть спектра партонов в (покоящемся) протоне.

Рис.2 позволяет сделать одно интересное наблюдение. Как мы видим,  $F_2(x)$  очень мал для  $x > 1/3$  ( $\omega < 3$ ); иными словами среди партонов очень маловероятно найти партон, несущий долю импульса протона, большую, чем  $1/3$ . Означает ли это трудности для модели кварков или здесь имеется какой-то парадокс - не ясно.

Попытаемся теперь включить в схему сильные взаимодействия, т.е. рассмотрим взаимодействие двух адронов (ниже для простоты - протоны).

Здесь  $Q^2$  менять нельзя и равно оно  $M^2$  - (массе протона)<sup>2</sup>.  $2M\nu$  соответствует здесь  $S$  - (энергии)<sup>2</sup> в с.ц.м. Так что мы всегда имеем дело с  $wee$ -партонами:  $x = M^2/S$ . Если принять, что для них имеет место распределение продольных импульсов, даваемое опытами по электроррождению  $f_N(x) \sim 1/x$ , то снизу спектр надо обрезать. Так как условие применимости всей картины в этом случае есть  $W^2 \approx S \gg M_{eff}^2 = \frac{1}{x} (P_i^2 + M_i^2)$ , то разумно обрезать спектр  $wee$ -партонов сверху на величине  $x = m/\sqrt{S}$ , где  $m \approx 1$  Гэв. Мы сейчас увидим, что именно  $wee$ -партоны и обеспечивают сильное взаимодействие (по крайней мере, на больших энергиях). Соображения гладкости же позволяют перейти безобидно в область  $x \sim m/\omega$  к  $wee$ -партонам -  $x \sim m^2/W^2$ .

Рассмотрим два быстрых протона, налетающих друг на друга с импульсом  $P$  в с.ц.м.  $S = (E_1 + E_2)^2 = 4P^2$ . Протон, идущий вправо (влево), обозначим буквой  $R$  ( $L$ ). Как мы уже знаем, быстро движущийся протон можно представить как "рой" партонов, сопровождающих частицу:



Как они (протоны) взаимодействуют между собой? В квантовой теории

протоны должны чем-то обменяться. Ясно, что в нашей картинке должны быть сами партоны - голые частицы, из которых только и состоит протон. Партоны, которые несут на себе конечную долю  $P$  ( $x$  - конечно, жесткий партон (*hard*)), не могут быть такими частицами, ибо мы уже знаем, что такие партоны остаются с родительским протоном  $R(L)$ . Чтобы обменяться им, т.е. перебросить жесткий партон с  $R(L)$  в  $L(R)$ , надо заплатить множителем  $P^{-2}$  в волновой функции.

Однако, если  $x \approx 0$  (*wee*-партоны), то такие партоны могут с вероятностью порядка единицы забыть свою принадлежность и перейти из  $R$  в  $L$  и наоборот, т.е. перенести сильное взаимодействие. Таким образом, мы видим, что для вычисления вероятности (сечения) сильного взаимодействия (вернее, его энергетической зависимости) надо найти вероятность нахождения *wee*-партонов в протоне, а вероятность переброса этих партонов, как было сказано, порядка единицы.

Запишем амплитуду вероятности найти в протоне  $R$  *wee*-партон с долей импульса в интервале  $x$ ,  $x+dx$  в виде  $dx/x^{\alpha_1}$ . Для левого аналогично  $dx/x^{\alpha_2}$ . Верхний предел  $x$  *wee*-партонов  $x \sim \frac{m}{\sqrt{s}} \sim \frac{m}{E}$ . Тогда для полного сечения будем иметь:

$$\sigma_t \sim \left( \int dx/x^{\alpha_1} \right)^2 \left( \int dx/x^{\alpha_2} \right)^2 \quad (3.1)$$

Но, естественно, что  $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$  (одинаковые адроны). Поэтому  $\sigma_t \sim (E, E_2)^{2(\alpha-1)} \sim s^{2(\alpha-1)}$ . Для получения постоянного сечения (с точностью до возможных логарифмов, которые нас не интересуют, здесь) надо положить  $\alpha = 1$ , т.е. мы приходим к распреде-

лению *wee*-партонов, даваемому опытами по глубокому электро-рождению  $f(x) \sim 1/x$ . Спектр *wee*-партонов, таким образом, напоминает спектр мягких фотонов в электродинамике и, как мы знаем, - также спектр реальных адронов (пионов) в области пионизации, где имеет место скейлинг (иногда его называют Фейнмановским). Но вы можете спросить - причем здесь спектр адронов, ведь спектр рожденных в  $pp$ -столкновении адронов и спектр партонов - разные вещи. Это верно, и вопрос - как из спектра последних получить спектр реальных адронов и, вообще, как партоны переходят в адроны, смущает многих. Мне думается, что ценность партонной модели состоит именно в том, что партоны - не обязательно какие-то новые гипотетические частицы - это, на деле, те же пионы и другие частицы, которые всегда окружают любой адрон и свойства которых наглядны и просты в IMF. Взаимодействие с таким адроном, также окруженным роем партонов-пионов, приводит к тому, что этот рой материализуется в той или иной степени в пионы и другие частицы.

Но как бы то ни было, для  $x$ , не близких к единице, легко видеть, что спектр конечных адронов будет повторять спектр материнских партонов. Легче всего это видеть на языке быстрот (рапидити), определяемых соотношением  $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + P_{||}}{E - P_{||}}$ , что при не малых  $P$  дает просто  $\ln P/m$ , пропорциональное  $\ln x$ . Если теперь записать распределение *wee*-партонов  $dx/x$  через  $y$ , то оно дается однородным распределением  $dy$ . Если нас интересует распределение быстрот дочерних адронов, то оно будет повторять это распределение, ибо при лоренц-преобразовании быстроты преобразуются так:  $y' = y + Y$ , где  $Y$  - быстрота системы

Однако точнее, при лоренц-преобразовании вдоль  $P_z$  ( $P_z' = \frac{P_z + \beta E}{\sqrt{1-\beta^2}}$ , где  $\beta$  - скорость системы отсчета)  $Y = \frac{1}{2} \ln \frac{1+\beta}{1-\beta}$ . Это рас- суждение, конечно, не применимо для партонов с конечными  $X \approx 1$ , но вполне годится для  $X \approx 0$ , о котором мы и говорили; так что спектр пионизации связывается со спектром  $\omega e e$ -партонов, ко- торый мы извлекли из гл. 10 электроорождения.

Здесь уместно сделать одно замечание, связанное с тем, как выглядит то, что здесь сказано, на языке теории возмущений.

Мы уже говорили во II лекции (см. рассуждения после ф-лы (2.5)), что амплитуда вероятности (т.е. волновая функция) того, что в про- тоне имеются партоны, дается выражением  $\frac{1}{\Delta E} = \frac{2P}{M^2 - \sum_i \frac{P_{i\perp}^2 + M_i^2}{x_i}}$ , так что если хотя бы одно  $x_i \rightarrow 0$ , то амплитуда  $A$  пропорцио- нальна  $x$ . Чтобы найти спектр, её надо умножить на фазовый объём  $dP/E \sim dx/x$ , так что мы получим, что  $A \sim dx$ , а не  $dx/x$ . В чем дело? Это связано с тем, что мы применяли теорию возмущений к партонам спина нуль. Если бы партоны имели спин 1/2, то распределение было бы  $dx/\sqrt{x}$  (это связано с тем, что пропада- тор скалярной частицы есть  $\frac{1}{p^2 + m^2}$ , спинорной  $\frac{1}{\not{p} + m}$ ). За- кон  $dx/x$  соответствовал бы векторным партонам. То есть, то  $\alpha$ , которое мы имели в (3.1), совпадает со спином партонов. Конечно, эти рассуждения не претендуют на строгость, и не должны прини- маться всерьез, хотя об этом противоречии следует знать.

Резюмируя, мы можем говорить о различных составляющих прото- на, проявляющихся в различных явлениях.

Слабо связанные (в системе покоя протона) составляющие, "мяг- кая часть спектра". При  $P \rightarrow \infty$  они несут конечную долю  $X$  импульса протона (жесткие партоны). Их распределение вполне кор-

ректно анализировать на языке импульсного приближения в бьерке- новском пределе  $\omega = fixed, v, q^2 \rightarrow \infty$ . Когда  $\omega \gg 1(x \rightarrow 0)$  мы входим в область  $\omega e e$ -партонов ("высокочастотная часть спектра"). Наличие скейлинга позволяет говорить, что в глубоком электроорождении мы пробуем и спектр  $\omega e e$ -партонов. Сильные взаи- модействия, как мы видели, непротиворечиво описываются этим спек- тром.

Рассмотрим теперь предел  $\omega \rightarrow 1(x \rightarrow 1)$ . В этом случае мы имеем такую конфигурацию, когда взаимодействие виртуального фо- тона происходит с партоном, несущим почти весь импульс  $P$  про- тона (в IMF). На остальные партоны приходится доля  $1-x = 1 - \frac{1}{\omega} \rightarrow 0$  импульса  $P$ , т.е. все они  $\omega e e$ -партоны.

Эта конфигурация, конечно, описывается функцией  $v W_2$  при  $\omega \rightarrow 1$ . Из эксперимента известно, что  $v W_2 \sim (1-x)^2$ , ког- да  $x \approx 1$ .

С другой стороны, в I лекции мы видели, что  $-q^2 = 2Mv(\omega = 1)$  соответствует упругому  $e p$ -рассеянию, т.е. электромагнитному форм-фактору протона  $F(q^2)$ . Таким образом, мы можем связать  $F(q^2)$  с  $v W_2(v, q^2)$  при  $\omega \rightarrow 1$ .

Более точно, для того, чтобы найти  $F(q^2)$ , мы должны най- ти вероятность того, что в протоне имеется партон с  $x \approx 1-s$ , где  $s \rightarrow 0$ , когда  $-q^2 \rightarrow \infty$ . Эта вероятность определяется, как мы знаем,  $v W_2$  при  $x \approx 1$ , но с соблюдением усло- вия  $Q^2(\omega-1) \gg M^2 - \sum_i \frac{P_{i\perp}^2 + M_i^2}{x_i}$ , выведенного в I лекции.

Отсюда, для  $x \approx 1$  следует, что  $1-x \gg M^2/Q^2$ . Таким образом, форм-фактор получится из  $v W_2$  для  $x$ , удовлетворяющих этому условию.

показать, что существенный интервал  $x$ , по которому интегрировать  $\nu W_2$ , чтобы получить  $F(q^2)$ , есть  $1 - M/\sqrt{Q^2} \leq x \leq 1$ . Это тот интервал  $x$ , который имеют партоны, определяющие электромагнитную структуру протона. Итак

$$F(q^2) = \int_{1 - M/\sqrt{Q^2}}^1 \nu W_2(x) dx$$

Беря  $\nu W_2 = a(1-x)^\gamma$ , окончательно получим:

$$F(q^2) \approx a \left( \frac{m}{\sqrt{-q^2}} \right)^{\gamma+1}. \quad (3.2)$$

Отметим, что экспериментально для  $\nu W_2$  вблизи  $\omega = 1$  хорошо подходит  $\gamma = 3$ , откуда для  $F(q^2)$  следует известное поведение  $\left( \frac{1}{-q^2} \right)^2 q^2 \rightarrow \infty$ .

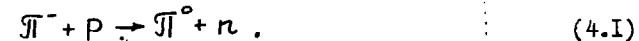
Отметим также, что на основании теории возмущений следует, что  $\gamma$  нечетное соответствует полужелому числу партонов, а четное — целому.

На языке модели партонов понятно, почему форм-фактор должен асимптотически падать с ростом  $-q^2$ . Ведь, как мы видели, он определяет вероятность, что при больших  $-q^2$  весь протонный импульс сосредоточен на одном (заряженном) партоне в IMF. А эта вероятность должна стремиться к нулю с ростом  $-q^2$ , ибо чем больше  $-q^2$ , тем труднее соединить быстрый партон, с которым столкнулся тяжелый фотон, с остальными партонами (*все* - партоны с долей импульса  $P(1-x) \rightarrow 0$ ).

Отметим, что связь  $\nu W_2$  вблизи  $\omega = 1$  с форм-фактором, которую мы здесь получили, может быть установлена и из соображений дуальности (так называемая "инклюзивно-эксклюзивная связь").

Сейчас мы на некоторое время оставим собственно партоны и остановимся на качественной картине сильного взаимодействия адронов, примыкающей, правда, к идеям о партонах. Рассуждения эти принадлежат, в основном, Фейнману.

Рассмотрим двухчастичную реакцию при высоких энергиях, например, перезарядку пиона вперед



Мы знаем, на языке полюсов Редже, что здесь все (или почти все) определяется обменом  $\rho$ -мезоном.

Давайте взглянем на этот процесс с точки зрения изотопического спина. Как видно, в процессе происходит резкое изменение его 3-ей компоненты  $I_3$  в направлении вперед, например,  $I_3$  меняется на единицу.

Это обстоятельство позволяет провести аналогию с электродинамикой, где, например, резкая остановка электрического заряда приводит к испусканию квантов электромагнитного поля, которые связаны с электромагнитным током  $J_\mu$ . В нашем случае происходит "торможение" тока изотопспина  $I_\mu$ , и, стало быть, должно иметь место испускание частиц, связанных с этим током. Такими частицами, как мы знаем, являются  $\rho$ -мезоны, и мы приходим к тому, что при переходе  $\pi^- \rightarrow \pi^0$  должно иметь место обильное (константа связи  $\rho$ -мезона с  $I_\mu$  велика!) испускание  $\rho$ -мезонов.  $\rho$ -мезоны, в свою очередь, сами несут ток изотопспина и могут опять испускать частицы при "торможении". Этот момент отличается от

электромагнетизма, ибо там фотоны не несут заряда и не служат источником тока. Конечно, есть и другое отличие: сильная связь кварков поля. В остальном аналогия вполне корректна.

Из сказанного следует, что реакция (4.1), в которой — несмотря на "торможение" изотопспина — не испускаются дополнительные кванты ( $\rho$ -мезоны и другие адроны — пионы), несущие изотопспин или связанные с его током, должна быть подавлена энергетически.

С другой стороны, если бы  $\rho$ -мезон, обмениваемый в этой реакции, был реальной частицей со спином 1, то сечение процесса (4.1) вперед было бы  $\sigma \sim S^{2J-2} = \text{const}$ , где  $J=1$  спин  $\rho$ -мезона.

Аналогия же требует, чтобы это сечение падало, и так и есть на эксперименте и в соответствии с представлением о полюсах Редже:

$$\sigma \sim S^{2\alpha(0)-2} \sim 1/S, \quad \alpha(0) \approx 0.5.$$

Это рассуждение в какой-то степени можно рассматривать как "объяснение" реджевского механизма двухчастичных реакций с обменом невакуумными квантовыми числами. Зависимость  $\alpha$  от  $t$  здесь возникает как требование уменьшить сечение тем более, чем сильнее изменено направление изменения тока изотопспина. Продолжим аналогию с электродинамикой дальше.

Хорошо известно, что распределение тормозных фотонов по энергии  $\omega$  имеет вид

$$\frac{d\omega}{\omega} \sim dx/x, \quad (4.2)$$

где  $x$  здесь доля энергии электрона, уносимая фотонами. (4.2) похожа на распределение  $\omega e e$ -партонов  $f(x)$ , о котором шла речь в III главе. Правильнее писать не  $dx/x$ , а  $dP_z/E$ . Этот

спектр легко понять, если учесть, что при больших импульсах ( $P \rightarrow \infty$ ) мы имеем однородность распределения по продольным импульсам  $P_z$  из-за лоренцовского сокращения вдоль оси  $z$ . Распределение излученной энергии частиц будет  $dP_z$ , или, если наблюдаемая отдельная частица имеет энергию  $E$ , то ее продольные импульсы распределены как  $dP_z/E$ .

Мы уже говорили в III главе, что для  $X$ , не очень близких к единице, распределение партонов будет повторяться в распределении реальных адронов. Мы также знаем, что это распределение хорошо описывает реальную ситуацию в неупругих процессах в области пионизации.

Однако следует помнить одно различие, связанное со спецификой сильного взаимодействия. В электродинамике имеется слабая зависимость от поперечных импульсов вторичных частиц, связанная с дальностью действия электромагнитных сил  $\frac{d^2 P_\perp}{P_\perp^2}$ , тогда как для сильных взаимодействий характерно экспоненциальное (для подавляющей массы случаев с  $P_\perp \leq 2$  Гэв) ( $e^{-\alpha P_\perp^2}, e^{-\beta P_\perp}$ ) обрезание по  $P_\perp$ .

Продолжая аналогию, найдем число испущенных вторичных частиц.

Известно, что распределение  $dx/x$  в электродинамике соответствует распределению Пуассона по числу квантов, обусловленному малостью константы связи:

$$W_n = \frac{\bar{n}^n e^{-\bar{n}}}{n!}. \quad (4.3)$$

Конечно, перенесение этого закона на сильные взаимодействия строго обосновать нельзя. Но разумно, на базе аналогии, считать, что распределение в основных частях правильно отражает дело (учтите, что в основе (4.3) лежит представление о независимости или почти независимости актов испускания или представление об отсутствии

далеких корреляций). В качестве одного из аргументов (не единственного и не решающего) можно привести, например, экспериментальный факт, известный еще из космических данных о том, что вторичные частицы уносят в среднем постоянную долю энергии налетающей частицы, так же как в тормозном излучении.

Если мы приняли распределение числа вторичных по (4.3), то легко найти вероятность нашей реакции (4.1) - она есть  $W_0$  - вероятность не излучить ни одного кванта:

$$W_0 \sim e^{-\bar{n}}$$

С другой стороны, эта вероятность есть сечение  $\sigma_2 \sim S^{2\alpha_0 - 2}$ , откуда следует, что  $\bar{n} = 2(1 - \alpha_0) \ln S$ , т.е. имеет место логарифмическая зависимость средней множественности вторичных адронов от энергии. Кстати, значение  $\alpha_0 = 0,5$  качественно неплохо отвечает опыту, если считать, что пионы произошли от распадов рожденных в акте  $\rho$ -мезонов. Между прочим, из этих рассуждений просто следует связь между пересечением полюса Редже (главного, невакуумного) и коэффициентом  $C$  в экспериментальной зависимости  $\bar{n}$  от  $E$ :

$$\bar{n} = c \ln S + b, \quad (4.4)$$

$\alpha(0) = 1 - C/2$ , полученная Харари и рядом других авторов недавно.

Закон (4.4) можно получить и непосредственно из распределе-

ния  $\frac{dx}{x}$  : 
$$\bar{n} = \frac{a}{b_t} \int \frac{dx}{x} \sim c_1 \ln E_0 + C_2,$$

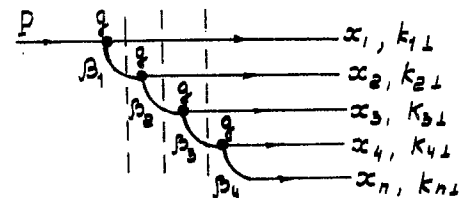
или, более точно, из распределения  $dP_z/E = \frac{dP_z}{\sqrt{P_z^2 + P_1^2 + m^2}}$  :

$$\bar{n} \approx \int_0^{1/E_0} \frac{dx}{\sqrt{x^2 + \frac{m^2 + P_1^2}{E^2}}} \sim \ln \frac{2E_0}{\sqrt{m^2 + P_1^2}}$$

( $E_0$  - первичная энергия)

Таким образом, на основе аналогии с электромагнетизмом, привлекая некоторые основные представления партонной модели, удается описать такие фундаментальные категории адронной физики как  $\sigma_t$ , пересечение полюса Редже в нуле и его отклонение при  $t = -m_x^2$  от спина реального объекта (частицы), спектр рожденных в неупругих столкновениях адронов, средняя их множественность.

Конечно, эта картина не претендует на строгий количественный уровень, тем не менее она довольно интересна и ценна. Можно ли понять, какой конфигурации в импульсном пространстве соответствует распределение  $dx/x$ ? Мы знаем уже, что адрон в  $IMF$  можно представить как совокупность ("рой") партонов, сопровождающих адрон. Партоны, согласно аналогии, уносят определенную долю энергии адрона. Мы имеем следующую картину.



(Если говорить на языке теории возмущений -  $g\psi^3$ -теория). Здесь  $x_i$  - доля продольного импульса протона, уносимая  $i$ -партоном.  $k_{iL}$  - его поперечный импульс ( $\sum x_i = 1$ ). Легко написать волновую функцию  $\Psi_n$  этого состояния в системе  $P \rightarrow \infty$  на языке удобной здесь нековариантной теории возмущений, оперирую -

щей с энергетическими знаменателями:  $\Psi_n \sim \prod (E - E_i)^{-1}$ .  
 Протон можно описать как суперпозицию партонных состояний  
 $|x_i, K_{i\perp}, \dots, x_n, K_{n\perp}\rangle$ . Учтем, что  $\frac{d\vec{p}}{2E} = \frac{dx}{2x} d^2k_{\perp}$ .  
 Тогда для вектора состояния протона будем иметь

$$|\Psi\rangle = \sum_n \int \prod_{i=1}^n \frac{d^2k_{i\perp}}{(2\pi)^2} \frac{dx_i}{2x_i} \Psi_n(x_i, K_{i\perp}, \dots, x_n, K_{n\perp}) \cdot \delta(\sum_{i=1}^n K_{i\perp}) \delta(1 - \sum_{i=1}^n x_i) |x_i, K_{i\perp}, \dots, x_n, K_{n\perp}\rangle. \quad (4.5)$$

$\Psi_n$  можно получить из вышеприведенного рисунка на основании теории возмущений, составляя энергетические знаменатели, соответствующие разности между начальным состоянием с энергией  $E_0$  и всеми состояниями, получаемыми рассеяниями, указанными на рисунке. При этом мы работаем в системе с  $P \rightarrow \infty$ , где, например, "энергия" протона будет просто  $M^2/2$  (!). Почему это так? Можно показать, что в IMF роль энергии частицы играет  $\frac{k_{\perp}^2 + m^2}{2x}$ . Иными словами, имеет место однозначное соответствие между преобразованиями Лоренца в обычной системе отсчета и преобразованиями Галилея (нерелятивизм) в IMF, которое выглядит так:  
 $\vec{K}_{\perp} \rightarrow \vec{K}_{\perp} + x \vec{V}$ ,  $x \rightarrow x$ . Роль массы в IMF играет  $x$ , а импульса  $\sqrt{k_{\perp}^2 + m^2}$ , так что гамильтониан имеет нерелятивистскую форму в этих переменных. Отсюда и следует, что в IMF вместо  $E_0$  мы должны иметь  $\frac{k_{\perp}^2 + M^2}{2x} = \frac{M^2}{2} (k_{\perp}^2 = 0, x = 1)$ .  
 В результате для  $\Psi_n$  можно получить:

$$\Psi_n = g^{n-1} \prod_{j=1}^{n-1} \left[ \left( \sum_{i=1}^j k_{i\perp} \right)^2 + m^2 \right]^{-1} 2x_n, \quad (4.6)$$

где  $m$  — масса партона: мы будем использовать (хотя это не необходимо) этот упрощенный вид волновой функции в импульсном простран-

стве, получающийся из рисунка, если положить, что во всех звеньях  $\beta_k \ll x_k$  (см. рисунок). Легко видеть, что полученная картина воспроизводит все следствия широко известной мультипериферической модели с короткими корреляциями в пространстве импульсов.

В частности, можно показать, пользуясь (4.5) и (4.6), что  $x_{m+1} \approx \alpha x_m$  ( $0 < \alpha < 1$ ), т.е. что в цепочке нашего рисунка доля энергии уносимая партоном, расположенным на единицу ниже по лестнице, не зависит от места в лестнице.

Легко также найти распределение частиц в плоскости прицельных параметров (перпендикулярно направлению движения  $Z$ ). Оно дается фурье-образом (4.6)

$$\Psi_n(x_i, X_1, \dots, x_n, X_n) = \int \prod d^2k_{i\perp} \delta(\sum_{i=1}^n k_{i\perp}) \cdot \exp\{i(k_{1\perp}X_1 + \dots + k_{n\perp}X_n)\} \Psi_n(x_i, k_{i\perp}, \dots, x_n, k_{n\perp}),$$

где  $X_i$  — координаты в плоскости прицельных параметров.

Вычисляя, найдем

$$\Psi_n(x_i, X_1, \dots, x_n, X_n) \sim K_0(m|X_2 - X_1|) \dots K_0(m|X_n - X_{n-1}|)$$

$K_0$  — функция Макдональда нулевого порядка.

(4.7) позволяет найти средний квадрат удаления  $n$ -ой частицы в каскаде в поперечной плоскости:

$$\langle (X_n - X_1)^2 \rangle = \int (X_n - X_1)^2 \Psi_n^2(x_i, X_1, \dots, x_n, X_n) d^2X_1 \dots d^2X_n$$

Вводя новые переменные

$$Y_1 = X_2 - X_1, Y_2 = X_3 - X_2, \dots, Y_{n-1} = X_n - X_{n-1},$$

$$Y_n = X_n (X_n - X_1 = \sum_{i=1}^{n-1} Y_i),$$

получим

$$\langle (X_n - X_1)^2 \rangle = (n-1) \int Y^2 K_0^2 (m/Y) d^2 Y,$$

т.е. среднее квадратичное отклонение  $n$ -го партона от оси  $Z$  в поперечной плоскости подчиняется закону случайных блужданий  $\overline{R^2}(n) \sim n$  (диффузия). Если учесть сказанное выше (глава III) о том, что взаимодействие адронов осуществляется через  $wee$ -партоны, то легко найти существенные прицельные параметры во взаимодействии адронов. Они определяются развитием каскада до  $wee$ -партонов. Так как при этом, как мы уже знаем,  $\bar{n} \sim \ln S$ , то отсюда следует вывод о логарифмическом росте квадрата радиуса взаимодействия, играющий фундаментальную роль в реджевской схеме.

Конечно, это же можно вывести и из отмеченного факта, что  $X_m \sim d^m X_0$ . С точки зрения партонной модели растущий радиус взаимодействия ( $\sim \sqrt{\ln S}$ ) соответствует тому, что чем быстрее движется частица, тем дольше (а стало быть и на более далекие поперечные расстояния) она должна "каскадировать", чтобы дать медленные ( $wee$ ) партоны, осуществляющие наиболее вероятное взаимодействие.

Следует иметь в виду, что мы здесь, как всегда, неявно считаем, что партоны из разных адронов взаимодействуют между собой только при малых относительных энергиях (т.е. те, которые близки в фазовом пространстве). Можно вычислить средний поперечный импульс  $m$ -го партона в каскаде из  $n$  партонов:

$$\langle K_{1m}^2 \rangle \sim \int \psi_n(x_1, X_1, \dots, x_n, X_n) \frac{\partial^2}{\partial X_m^2} \psi_n(x_1, X_1, \dots, x_n, X_n) \cdot d^2 X_1 \dots d^2 X_n.$$

- 34 -

Подставив (4.7) сюда, мы можем увидеть, что  $\langle K_{1m}^2 \rangle$  не зависит от энергии и не зависит от положения в цепочке каскада, а зависит только от массы партона. Коррелируют лишь поперечные импульсы ближайших в цепочке партонов.

Обратимся к вопросу о спектре  $dx/x$ . Он получится, если мы вычислим вероятность того, что в каскаде из  $n$ -партонов  $n$ -ый партон имеет долю энергии  $x = x_0$ :

$$P_n(x_0) = \int \delta(x_n - x_0) \psi_n^2(x_1, K_{11}, \dots, x_n, K_{n1}) \delta^{(2)}\left(\sum_{i=1}^n K_{i1}\right) \cdot \delta\left(1 - \sum_{i=1}^n x_i\right) \prod_{i=1}^n \frac{d^2 k_{i1}}{(2\pi)^2} \frac{dx_i}{2x_i}.$$

Пользуясь (4.6), получим:

$$P_n(x_0) = \frac{1}{2(2\pi)^2} I^{n-1} \int \delta(x_n - x_0) \delta\left(1 - \sum_{i=1}^n x_i\right) \frac{dx_1}{x_1} \dots \frac{dx_{n-1}}{x_{n-1}} \frac{dx_n}{x_n},$$

где

$$I = \frac{1}{2(2\pi)^2} \int \frac{d^2 k_1}{(k_1^2 + m^2)}.$$

Интегрирование по  $x_i$  дает  $\frac{1}{(n-2)!} \ln^n\left(\frac{1}{x_0}\right)$ , так что окончательно

$$P_n(x_0) = \frac{q^2 I}{2(2\pi)^2} \frac{1}{(n-2)!} \left[ q^2 I \ln \frac{1}{x_0} \right]^{n-2}. \quad (4.8)$$

Ф-ла (4.8) дает распределение Пуассона по числу партонов  $n$ . Поэтому мы можем еще раз найти среднее число партонов в каскаде, последний из которых имеет долю энергии  $x_0$ :  $\bar{n} \sim \ln\left(\frac{1}{x_0}\right)$ . Вероятность того, что в протоне имеется партон с долей  $Z$ -им-

- 35 -

пульса  $x_0$  равна

$$P(x_0) = \sum_n P_n(x_0) = \frac{g^2 I}{2(2\pi)^2} \sum_{n=2}^{\infty} \frac{1}{(n-2)!} \cdot \left[ \ell_n \left( \frac{1}{x_0} \right) g^2 I \right]^{n-2} = \frac{g^2 I}{2(2\pi)^2} \left( \frac{1}{x_0} \right) g^2 I. \quad (4.9)$$

Если теперь мы захотим вычислить вероятность наличия в протоне  $\omega$  партона с энергией  $< x_0$ , то это выражение надо проинтегрировать от 0 до  $x_0$ :

$$P(< x_0) = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{1}{\alpha-1} \left( \frac{1}{x_0} \right)^{\alpha-1},$$

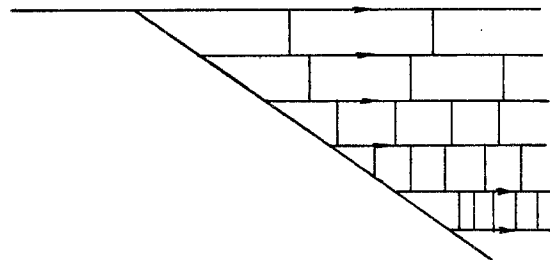
где мы положили  $\alpha = g^2 I$ .

Чтобы получить постоянное полное сечение (см. рассуждения в гл. III после (3.1)), надо положить  $\alpha = 1$ , и мы приходим к распределению  $d\alpha/x$  или  $dP_z/E$ . Таким образом, мы видим соответствие партонной модели с мультипериферической моделью без далеких корреляций.

В этом смысле партонная модель (и лестничные диаграммы мультипериферизма) обладает изъяном. В ней отсутствует взаимодействие между сильновзаимодействующими партонами. Это в духе введения голых частиц, каковыми являются партоны.

Усложнение (и, может быть, приближение к реальности) следует, по-видимому, искать во взаимодействии между "партонами", т.е. введения длинных корреляций.

Это могло бы выглядеть упрощенно так:



Вертикальные линии между "партонами" соответствуют этому взаимодействию. Разная частота этих линий в зависимости от удаления от первичной частицы соответствует более редким взаимодействиям между быстро движущимися "партонами" по сравнению с медленными (лоренцевская дилатация времени).

Резюмируем вкратце, какая возникает картина сильного взаимодействия на основе партонных представлений о пространственной структуре волновой функции адрона, имеющего большую энергию  $E_0$ . Его стационарное состояние - в среднем - можно описать в виде совокупности партонов с ограниченными поперечными импульсами и с энергетическим спектром  $dP_z/E$  ( $m < E < E_0$ ); частицы с энергиями  $\sim E$  распределены в диске радиуса  $\sim \sqrt{\ell_n \frac{E_0}{E}}$  и толщины  $E^{-1}$ . Когда такой "рой" (или "гребенка") налетает на покоящийся адрон, то с ним взаимодействует только медленная частица этого "роя"; после взаимодействия когерентность в системе разрушается, оставшиеся частицы из "роя" также свободны (за время  $\sim E/m^2$ ), спектр их такой же ( $dP_z/E$ ); число вторичных частиц  $\sim \ell_n E_0$ , полное сечение определяется взаимодействием медленных частиц и потому  $\sigma \sim \frac{1}{m^2}$  ( $m$  - здесь масса пиона).

До сих пор в чисто адронных процессах мы имеем дело с доминирующими процессами, для которых характерны малые поперечные им-

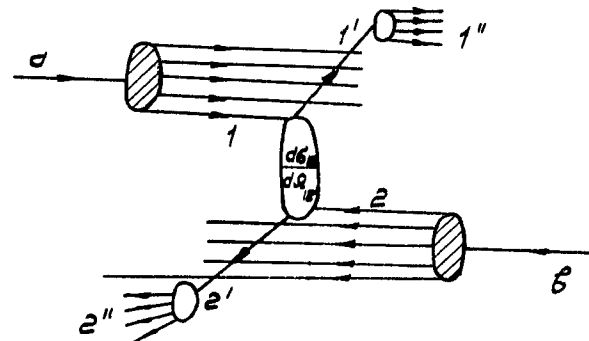
пульсы. Экспериментально, как мы уже отмечали, преобладающая часть сечений любых (упругих и неупругих) процессов соответствует очень сильному (экспоненциальному) образованию по поперечным импульсам ( $P_T \approx 1-2$  ГэВ/с). Однако, как известно, недавние эксперименты на встречных протонных кольцах в ЦЕРН обнаружили существенное отклонение инклюзивных сечений от экспоненциального ( $e^{-6P_T}$ ) для  $P_T > 2$  ГэВ/с: была найдена зловещая зависимость инклюзивного сечения для больших  $P_T$  ( $\sim P_T^{-6.48}$ ) и сама величина на три-четыре порядка превышает значение сечения, получаемого экстраполяцией справедливого для  $P_T < 2$  экспоненциального закона.

То, что при больших  $P_T$  экспоненциальное падение неупругих процессов должно смениться степенным само по себе не было неожиданным: ни (Зельман, в Бразилии) и Барбаро и Лоу с соавторами (в США) предсказывали переход к степенному закону (при  $P_T \approx 4$  ГэВ/с) за счет глубокоупругих электромагнитных процессов в адронных столкновениях. Неожиданной оказалась величина этого сечения, которое уже при  $P_T \approx 4$  ГэВ/с на четыре порядка больше "экспоненциального" и предсказанного в упомянутых работах.

Однако это явление очень важно с точки зрения партонной модели.

В самом деле, в движущихся навстречу друг другу протонах имеются не только  $\omega$  и  $\omega$ -партоны, столкновения между которыми и определяет доминирующую часть процессов с малыми  $P_T$ , но и быстрые партоны. Столкновение двух быстрых партонов из разных протонов, сопровождающееся их рассеянием на большой угол, хотя и редко, но имеет место. Оно и приводит к рождению адронов, среди которых мо-

гут быть один или несколько с большими  $P_T$ .  
 На рисунке показано схематически, как это происходит.



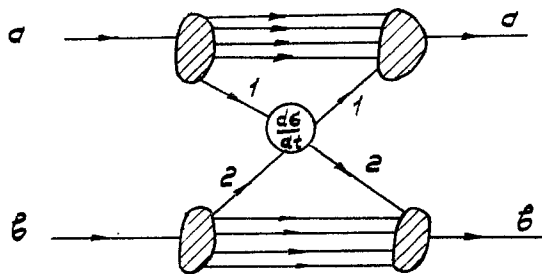
Кружочек с  $\frac{d\sigma_{12}}{d\Omega_{12}}$  символизирует здесь упругое рассеяние двух быстрых протонов 1 и 2 на большой угол  $\Omega_{12}$ . Вся остальная картина связана с явлением глубокого электророжения и определяется вероятностями найти в протонах  $v$  и  $\bar{v}$  партоны с  $x_1$  и  $x_2$  ( $x_{1,2} \neq 0$ ), испытавшие упругое столкновение с большой передачей. Эти вероятности суть, как мы уже знаем,  $\sqrt{W_2(x)}$ , так что можно написать:

$$E \frac{d\sigma}{dP_1} \sim E \int \frac{d\sigma_{12}(x_1, x_2)}{d\Omega_{12}} \sqrt{W_1^v(x_1)} \sqrt{W_2^{\bar{v}}(x_2)} \frac{dx_1}{x_1} \frac{dx_2}{x_2} \cdot \delta^{(3)}(\vec{P}_1 - \vec{P}).$$

Мы не будем подробно разбирать кинематику, отметим лишь, что если считать, что  $\frac{d\sigma_{12}}{d\Omega_{12}}$  имеет степенную зависимость от  $P_T$ , как это и должно быть для упругого столкновения двух точечных частиц - партонов, ( $\frac{d\sigma_{12}}{d\Omega_{12}} \sim \frac{1}{P_T^2}$ ), то наиболее существенные  $x_{1,2}$  здесь порядка  $P_T/\sqrt{s} \ll 1$ , т.е.  $P_T \gg m$ . Беря для  $\sqrt{W_2(x)}$  распределение, соответствующее электророжению, т.е.  $W_2(x) = \text{const}$ , мы получим для  $\frac{d\sigma}{dP_1}$  степенную зависи-

мость  $\frac{1}{P_T^2}$ , и можно подобрать  $\frac{d\sigma_{12}}{d\Omega_{12}}$  так, чтобы удовлетворить опыту.

Таким образом имеется связь между неупругими процессами с большими  $P_T$  и глубоконеупругим электророждением на соответствующих адронах. Конечно, подобное описание можно провести, не обращаясь к партонам, в рамках мультипериферии. В модели партон можно объяснить и другие черты изучаемого явления и получить интересные предсказания, которые еще ждут своей проверки (корреляции между частицами с большим поперечным импульсом, множественность частиц, сопровождающих образование частицы с большим  $P_T$  и т.п.). Аналогично можно описать в этой картине упругое рассеяние адронов на больших углах (как, впрочем, и на малые):



Здесь можно получить связь дифференциального сечения с форм-факторами адронов, популярную в одно время с легкой руки Янга. Мы не будем останавливаться подробно на процессах  $e^+e^-$ -аннигиляции в адроне при больших энергиях, образования лептонной пары с большой инвариантной массой и т.д. Отметим, что в рамках партонной модели качественное описание является удовлетворительным, имеется ряд предсказаний количественного характера, которые можно проверить в детальных экспериментах.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В последнее время особенно интенсивно стало более подробное изучение конечных состояний адронов, рожденных в  $ep$ - и  $e^+e^-$ -процессах с большим  $Q^2$ . Мы рассмотрим несколько подробно это с точки зрения модели партон.

Однако прежде, чем перейти к ней, проведем общее рассмотрение, не связанное с моделью. В адрон-адронных реакциях конечные частицы, как мы уже говорили, в основном (за исключением фрагментационных "крыльев") равномерно занимают ось рапидити, границы которой определяются начальными рапидитами:  $y_a \approx y \approx y_b$ . В л.с. частицы  $a$   $y_a = 0$ ,  $y_b = \ln \frac{E}{m_0} = y_{max}$ . Можно ли ввести рапидити сильно виртуального, почти бесмассового фотона? Естественно определять:

$$y_{\gamma v} = \frac{1}{2} \ln \frac{q_0 + q_z}{q_0 - q_z} \quad (5.10)$$

что в л.с. системы протона дает:

$$y_{\gamma v} \approx \ln \omega + \frac{1}{2} \ln \frac{Q^2}{M^2} \quad (5.11)$$

где  $\omega = \frac{2M}{Q^2}$  знакомая переменная.

Однако  $y_{\gamma v}$  не есть максимальное значение рапидити для вторичной частицы.  $y_{max}$  соответствует максимальной рапидити частицы с энергией порядка  $\sqrt{s}$ , движущейся в направлении  $\vec{q}$ -импульса фотона. Оно равно:

$$y_{max} \approx \ln \omega + \ln \frac{\sqrt{s}}{M} \quad (5.12)$$

Принимая, что распределение по оси рапидити равномерно, мы полу-

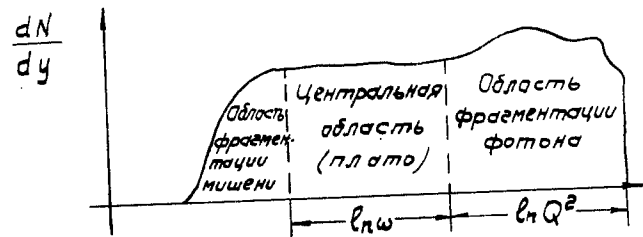
чим, что множественность адронов равна:

$$\langle n \rangle \sim \ln \omega + \ln \frac{Q^2}{M^2} \sim \ln S, \quad (5.13)$$

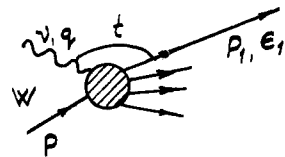
как в обычных адронных столкновениях. Однако, как мы видим, здесь имеются две области. Область  $\sim \ln \omega$  связана с центральной областью, и, по-видимому, похожа на соответствующую область для адронных процессов. Область  $\sim \ln Q^2$  соответствует виртуальному фотону (область фрагментации виртуального фотона). Именно здесь должно проявляться, если оно есть, различие между чисто адронными процессами и процессами глубокого электро (нейтрино)-рождения.

Конечно, есть еще, как в обычных процессах, область фрагментации мишени - протона.

Другими словами, распределение по  $y$  для электророждения выглядит так:



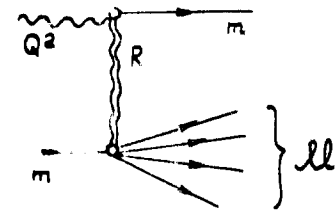
Для изучения конечных состояний в электророждении рассмотрим инклюзивную реакцию, изображенную на диаграмме:



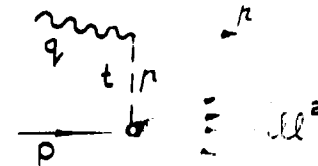
Здесь  $P_1, \epsilon_1$  - четырехимпульс и энергия выделенного адрона. Введем  $x_1 = \frac{P \cdot P_1}{P \cdot q} = \frac{\epsilon_1}{\nu}$  - величину, которая в лаб. системе есть доля энергии  $\gamma_v$  -кванта, уносимая адроном. Легко видеть, что  $x_1$  выражается через полную массу всех адронов  $W$  и массу ненаблюдаемых адронов  $ll$  так:

$$x_1 = 1 - ll^2/W^2.$$

Введем также параметр  $z_1 = \frac{Q^2}{m^2} (1 - x_1) = \frac{Q^2}{m^2} \frac{ll^2}{W^2} = \frac{ll^2}{(\omega - 1)m^2}$ . Величина  $z_1^{-1} = \frac{W^2 m^2}{ll^2 Q^2}$  играет роль косинуса угла в  $t$  -канале, соответственно диаграмме:



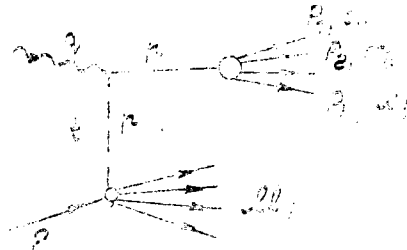
Поэтому для  $z_1 \ll 1$  мы имеем все основания применить реджевскую картину и для  $Q^2 \gg m^2$ . Будем теперь постепенно увеличивать  $z_1$  до единицы, т.е. отдалить  $x_1$  от 1. Имеем:  $z_1 \gg 1, Q^2 \gg m^2$  - здесь реджевская картина не проходит, и самое время апеллировать к партонам. Но как можно ввести их разумным образом? Диаграмма



где  $\Gamma$  означает партон при конечных  $x_1$ , не очень разумна, ибо если мы посчитаем массу виртуального партона  $-t = (p - q)^2 = (\epsilon_1 - \nu)^2 = \nu^2 (x_1 - 1)^2 \gg m^2$ , то она оказывается очень большой,

и это не соответствует двум моделим партонов, которую мы рассматривали до сих пор.

Однако есть возможность иметь такую виртуальность партона, с которой взаимодействует ядро или нуклон и фотон, имея  $Q^2$  порядка единицы. Для этого на партона  $p$  надо направить пучок ядерных (см. диаграмму):

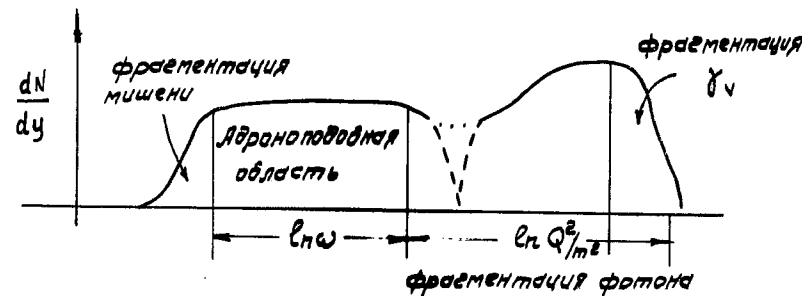


У ядерного виртуального фотона  $Q^2 = \frac{4P_1^2}{1-x}$  (где  $P_1$  — виртуальность партона),  $Q^2 = \frac{4P_1^2}{1-x}$  (где  $P_1$  — виртуальность партона),  $z = Q^2/m^2(1-x)$  и  $x = \frac{z}{Q^2/m^2(1-x)}$  (где  $z$  — виртуальность партона), так что виртуальный партон  $p$  будет почти что массивной частицей.

В результате мы приходим к такой картине. В  $L$ -системе выделены две группы частиц. Верхняя группа (частицы, выходящие из фрагментации фотона; в модели даже можно выделить фрагментацию партона) имеет долю энергии  $\sum \epsilon_i/\omega \approx 1-x$ . Нижняя группа имеет массу  $ll_1^2 = W^2(1-x) \approx W^2 m^2 z / (Q^2/m^2(1-x)) \approx m^2 z$ . Эта группа соответствует фрагментации мишени, о которой мы уже говорили. Множественность этих частиц адронноподобна, и порядка  $\bar{n}_2 \sim C_2 \ln ll_1^2 \sim C_2 \ln \omega \approx C_2 \ln \frac{S}{Q^2}$ . Множественность частиц из фрагментации фотона порядка  $\bar{n}_1 \sim C_1 \ln Q^2/m^2$ , так что полная множественность  $\bar{n} = \bar{n}_1 + \bar{n}_2 \sim \ln S$  в соответ-

вии с тем, что было получено на основании общих соображений.

Таким образом, картина распределения по rapidity примерно выглядит следующим образом:



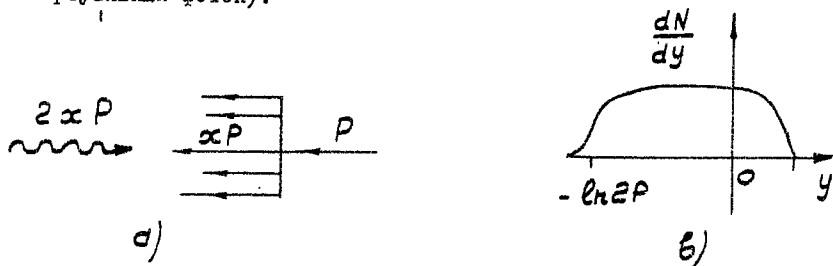
Интересный вопрос состоит в том, есть или нет провал между двумя выделенными областями (Бьеркен называет этот провал "hole fragmentation"). Если эти группы выделены и не взаимодействуют между собой (мы уже говорили, что обратное не так просто сделать в модели с короткими корреляциями; см. конец III лекции), то у верхней группы, если партоны имеют кварковые свойства, должен быть дробный заряд. Однако, мы уже говорили там же, нет никакой необходимости наделять партоны кварковыми свойствами.

Полезно рассмотреть все это с несколько другой точки зрения (вернее, картины). Следуя Фейнману (см. его новую книгу "Photon Hadron Interactions", 1972), введем систему, в которой четырехимпульсы протона и виртуального фотона суть соответственно

$$P_\mu = (P_0 \approx P + \frac{M^2}{2P}, \vec{0}, -P), \quad q_\mu = (q_0 = 0, \vec{0}, q_z).$$

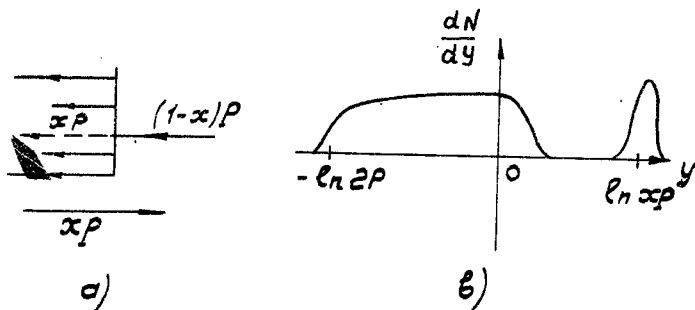
Из соотношения  $v = P \cdot q / M$  и  $\omega = \frac{2Mv}{q_z}$  следует, что  $q_z = 2xP$ .

До столкновения мы имеем такую картину (а) (слева направо идет виртуальный фотон):



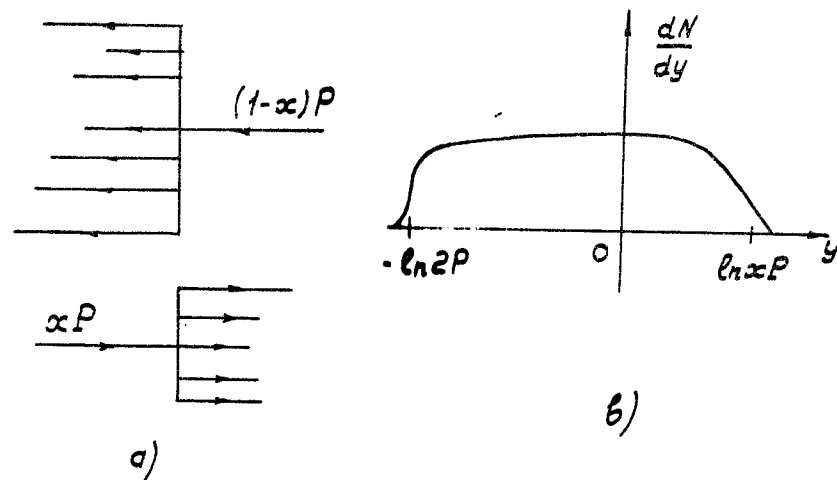
Распределение партонов в пространстве рапидити, как обычно, однородно (короткие корреляции) и имеет место плато от  $-\ln(2P)$  до нуля (б).

Столкновение. Фотон "выбирает" партон с продольным импульсом  $-xP$  (см. также рассуждение во II лекции, после (2.7)), передает ему свой продольный импульс  $2xP$  (импульс по величине не должен изменяться; импульсное приближение!). Партон, получив толчок, меняет направление. Имеем такую картину (а, б):

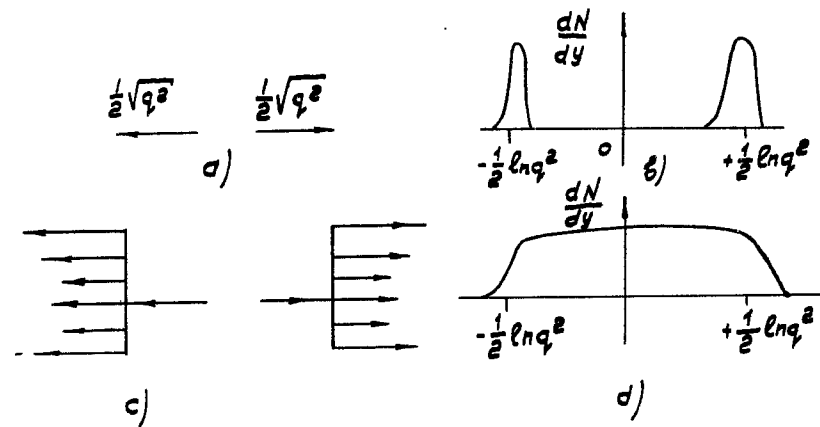


Возбужденное состояние переходит в равновесное состояние. Провал по рапидити постепенно может заполниться, и может возникнуть новое плато от  $-\ln(2P)$  до  $\ln(xP)$ . Будет ли оно гладкое, без про-

валов или нет - не ясно. Фойнман считает, что будет. На деле, как мы видим, есть большая разность скоростей у двух групп, и взаимодействие между ними едва ли будет эффективно приводить к равномерному заполнению. Если же это так, то получаем картину:



Теперь нетрудно получить механизмы  $e^+e^-$ -аннигиляции в адроны в этой картине. Он состоит в рождении тяжелых времени-подобных фотоном партон-антипартонной паре с сильно разделенными рапидити в с.ц.м. с последующим распадом партона (антипартона) на конечные адроны, которые могут, в принципе, заполнить все доступное пространство рапидити. Имеем такие последовательные картины:



Если нет этого заполнения, то имеем двухливневую картину в  $e^+e^-$  аннигиляции, которую очень интересно наблюдать экспериментально.

Здесь еще более, чем в  $ep$ -столкновении, это заполнение маловероятно, так как партоны и антипартоны движутся в противоположном направлении со скоростью света, отделены значительно по рапидити и, если нет длинных корреляций, то не взаимодействуют между собой. В процессе распада партонов образуются медленные частицы, которые могут привести к заполнению плато. Однако время, в течение которого партоны каскадируют до этих медленных частиц порядка  $\sqrt{q^2}$  (лоренцевская дилатация времени). Стало быть, эти частицы находятся на расстоянии  $\sqrt{q^2}$  друг от друга, и не могут взаимодействовать между собой. Таким образом, двухливневая картина в  $e^+e^-$ -аннигиляции очень правдоподобна, и ее отсутствие указывало бы на проявление длинных корреляций.

Можно сделать еще один вывод, если вспомнить сказанное о множественностях двух групп в  $ep$ -взаимодействии. Коэффициент  $C_1$

в выражении для множественности  $n_1$  должен равняться коэффициенту в множественности в  $pp$ -столкновении. Коэффициент  $C_2$  в соответствии с тем, что имеет место фрагментация партона, должен быть связан с множественностью в  $e^+e^-$ -аннигиляции.

Таковы, в основном, представления партонной модели, её следствия и предсказания. Мы не касались очень важной и интересной области глубокого нейтринорождения, где эта модель также хорошо работает и предсказывает много интересного.

Мне бы хотелось заключить той же аналогией, с которой мы начали - аналогией между протонами и связанной нерелятивистской системой (ядро, атом). Поводом для этого послужила заметка Дрелла с соавтором в тетради *Physical Review Letters*, вышедшей во время чтения этого курса лекций. Авторы исходят из нерелятивистской аналогии, на которой мы подробно останавливались в I лекции. В конце I лекции было отмечено, что скейлинг на ядре не имеет места по двум причинам:

1. при тех  $Q^2$ , для которых наступает режим некогерентности, уже начинает существенную роль играть рождение  $\pi^-(\rho)$ -мезонов - квантов, которые связывают нуклоны в ядре;
2. эти же кванты определяют структуру нуклона, т.е. его форм-фактор  $F(Q^2)$ , который при таких  $Q^2$  уже существен и приводит к нарушению скейлинга.

Иными словами, скейлинг начинает нарушаться раньше, чем он мог бы иметь место, ибо при тех  $Q^2$ , при которых имеет место некогерентное взаимодействие электрона (виртуального фотона) с составляющими ядра - нуклонами, электрон "пробует" структуру этих составляющих, определяемую  $\pi^-$ -и  $\rho$ -мезонами.

Но если придерживаться аналогии и исходить из факта скейлинга в глубоком электророждении на нуклоне, то на языке партонной модели это означает, что используемые на SLAC -е энергии недостаточны для того, чтобы нащупать структуру партонов и образовать те кванты, которые, возможно, связывают партоны внутри нуклонов (глюоны). Иными словами, глюоны очень тяжелые, и это является причиной скейлинга, наблюдаемого сегодня в электророждении. Масса их определяет масштабы новых физических явлений в микромире, и при таких  $Q^2$  мы должны будем увидеть нарушение скейлинга, связанного с вторжением в структуру партонов.

Какие есть намеки и указания для такой возможности (не единственной, конечно!). Дрелл вспоминает, что знаменитая дипольная формула для электромагнитного форм-фактора протона на деле выполняется не очень хорошо для больших  $Q^2$ . В частности, Зикики и Массам утверждают, что лучше описывает данные по упругому  $e p$  -рассеянию выражение

$$F(Q^2) = (1 + Q^2/0.71)^{-2} (1 - Q^2/M_G^2),$$

где  $M_G \approx 10$  Гэв. ( $M_G = 7.7 \pm 1.1$  Гэв). Если учесть, что  $Q^2$  в опытах гораздо меньше, чем  $M_G^2$ , то  $F(Q^2)$  можно записать в виде:

$$F(Q^2) = F^{\text{дипольн.}}(Q^2) F_c(Q^2), \quad M^2 \ll Q^2 \ll M_G^2,$$

$$F_c(Q^2) = \frac{1}{1 + \frac{Q^2}{M_G^2}} \approx 1 - \frac{Q^2}{M_G^2}$$

Заметим, что такая факторизация - прямая аналогия с ядерным случаем. Величина  $M_G^{-1} \approx 2 \cdot 10^{-15}$  см в этом случае означала бы новую длину в адронной физике (размер партона?!).

Второй намек можно усмотреть при желании в данных по глубокому электророждению для  $Q^2$  в интервале от 1,5 до 10 Гэв<sup>2</sup>, для которых только и разделяются  $\sqrt{W_2}$  и  $W_1$ . Для  $\omega = 2 \sqrt{W_2}$  падает от  $Q^2 = 1,5$  до 10 Гэв<sup>2</sup>, и это можно учесть так

$$\sqrt{W_2}(\omega, Q^2) = F_2(\omega) \left(1 - \frac{2Q^2}{M_G^2}\right),$$

где  $M_G^2 = (100 \pm 50)$  Гэв<sup>2</sup>

Правда, надо иметь в виду, что для описания этого факта можно предложить и другое объяснение, как это делают Блюм и Гилман. Если говорить на языке введенной ими переменной  $\omega' = \omega + \frac{M^2}{Q^2}$ , то это уменьшение  $\sqrt{W_2}$  можно объяснить тем, что адекватной переменной является не  $\omega$ , а  $\omega'$ . Однако между этими двумя объяснениями имеется различие: с ростом  $Q^2$  (или  $\omega$ ) эффект должен исчезнуть, если справедливо объяснение Блума и Гилмана. Наоборот, чем больше  $Q^2$ , тем явнее должно быть уменьшение по Дреллу.

Сказанное означает, что уже при  $Q^2 = 20$  Гэв<sup>2</sup> мы должны увидеть явно нарушение скейлинга, если справедлива концепция Дрелла.

Из этой концепции вытекают интересные для эксперимента следствия.

1. Сечение  $e^+e^-$  -аннигиляции в адроны в интервале  $M^2 \ll q^2 \ll M_G^2$  даже будет расти:

$$\sigma_{e^+e^-} \sim \frac{1}{q^2} \left(1 + 2q^2/M_G^2\right).$$

2. Аналогично сечение рождения  $\mu^+\mu^-$  -пары в  $pp$  -столкновении будет расти в этом интервале массы лептонов  $q^2$ :

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{4}{3} \frac{\pi \alpha^2}{q^4} F(q^2/s) \left(1 + 2q^2/M_G^2\right)$$

Кроме того, в нейтринорождении адронов мы должны иметь скачок сечения на пороге рождения глюонов с массой  $M_G$ .

Можно спекулировать дальше и связывать рост полного  $pp$ -сечения и поведение сечения при больших  $P_T$ , о котором мы говорили, с образованием и последующим распадом этих новых гипотетических объектов. Так или иначе, если эти объекты существуют, то, увеличивая энергии и  $Q^2$ , мы имеем возможность вступить в область новых физических явлений, в область нового масштаба пространственно-временных событий.

Редактор Л.П. Мукаян

Заказ 0508

ВФ-03457

Тираж 600

Подписано к печати 10/12-73г. Формат издания 30 x 40

3,5 уч. изд. л. Ц. 25 к.

Отпечатано на ротакристе

Ереванского физического института, Ереван 36, пер. Маркаряна 2