

Скачков Н. Я.  
2044/90

Б1-2-90-197



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Б 1-2-90-197

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 1990

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

Н.Б. Скачков

51-2-90-197

ОБРАЗОВАНИЕ СТРУЙ С БОЛЬШИМИ  $\beta_T$  В ФОТОН-ФОТОННОМ  
 $e^+e^-$  -ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

Руководитель лаборатории

В.И. Арсеньев

16. 03. 90

г. Дубна, 1989 год



## Аннотация

В связи с пуском ускорителя ЛЭП открывается возможность продолжения изучения в новой области энергий фундаментального хромодинамического процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \text{адроны}$  при больших значениях переданного импульса  $Q^2$  и больших значениях поперечного импульса  $p_T$  образовавшихся адронов. В настоящем обзоре приводятся физические аргументы в пользу проведения во второй фазе анализа экспериментальных данных, полученных на установке ДЕЛФИ, изучения процессов с образованием в двухфотонном  $e^+e^-$ -взаимодействии адронных струй с большими  $p_T$  с целью проверки предсказаний КХД. Обсуждаются также основные характеристики соответствующих физических событий и вопросы избавления от фона, связанные с начальной фазой подготовки к соответствующему отбору и анализу данных.

## § I. Введение

Изучение конечных адронных состояний в  $e^+e^-$  - аннигиляции при энергиях ЛЭП позволит получить весьма важный экспериментальный материал для проверки предсказаний калибровочных теорий сильных и слабых взаимодействий.

Среди этих процессов особое место занимают процессы образования адронов, обусловленные взаимодействием двух виртуальных фотонов, испущенных сталкивающимися электроном и позитроном ( см. [1], а также [2-9] ). Такое положение обусловлено тем, что измерение этих процессов позволяет проверить ряд весьма однозначных предсказаний квантовой хромодинамики (—фундаментальной калибровочной теории взаимодействия кварков и глюонов), полученных на основе единственно последовательно развитого в настоящее время аппарата квантовой теории поля — теории возмущений.

Как известно область применимости аппарата теории возмущений КХД ограничена областью, где квадраты переданных 4-импульсов  $-q^2 = -(\rho - \rho')^2 = Q^2$ , а также значения поперечных импульсов  $p_T$  адронов, рождаемых в конечных состояниях, велики. В рамках пертурбативной КХД был сделан целый ряд теоретических предсказаний относительно поведения сечений реакций рождения струй в фотон-фотонном взаимодействии, которые проверялись в опытах на ускорителях PETRA и PEP. Изучение реакций типа  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + jets$  интересно по следующим причинам:

I. С ростом  $Q^2$  и  $p_T$  вклад непертурбативных членов резко убывает.

2. Основной вклад в сечении при больших  $Q^2$  и  $p_T$  вносят диаграммы, которые даже в низшем приближении содержат кварковый пропагатор, который тем самым прямо определяет поведение полного сечения (см. ниже рис. 1). Это позволяет непосредственно изучать фундаментальную величину в КХД-кварковый пропагатор. С этой точки зрения двухфотонный процесс  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \text{hadrons}$  имеет существенное преимущество перед процессом аннигиляции  $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$  (см. рис. 2), в диаграмму которого кварковый пропагатор в низшем порядке не входит. В канале аннигиляции кварковый пропагатор вносит вклад в сечение лишь в следующих порядках, например, через диаграмму, описывающую изучение глюона одним из кварков в конечном состоянии (см. рис. 2), т.е. в диаграмму, определяющую трехструйное событие в  $e^+e^-$ -аннигиляции.

3. В амплитуду однофотонной аннигиляции входит первая степень кваркового электромагнитного тока, тогда как в амплитуду двухфотонного процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \text{hadrons}$  входит произведение 2-х электромагнитных кварковых токов. Это обстоятельство позволяет проявиться цветовой октетной компоненте электромагнитного кваркового тока, произведение которых вносит вклад в амплитуду процесса. Это приводит к возможности самым определенным образом различить между используемыми в качестве низшего приближения кварковыми моделями с разными величинами зарядов кварков (см. § 2).

4. Изучение реакции  $\gamma\gamma \rightarrow \text{hadrons}$  тесно связано с изучением структурной функции фотона  $F^{\gamma}(x, Q^2)$  - фундаментальной <sup>характеристики</sup> величины, входящей в сечения многих процессов с участием фотонов и адронов.

5. Реакция  $\gamma\gamma \rightarrow hadrons$  может рассматриваться как ближайший аналог реакции превращения двух глюонов в адроны  $gg \rightarrow hadrons$ , являющейся важным subprocessом инклюзивной реакции  $pp \rightarrow hadrons$ , интенсивное изучение которой планируется на будущих протонных коллайдерах.

6. И, наконец, существенным обстоятельством является наличие теоретического предсказания о росте полных сечений  $2\gamma$ -реакций типа  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + ff$  ( $f = \mu, \tau, q, \dots$ ) с ростом энергии сталкивающихся пучков электронов

$\sigma(ee \rightarrow eeX) \sim \log^2(E/m_e)$ , в то время как сечения  $1\gamma$ -реакций  $e^+e^- \rightarrow ff$  ( $f = \mu, \tau, q$ ) падают с ростом  $E$  по закону  $\sigma(e^+e^- \rightarrow X) \sim 1/E^2$ .

В настоящем обзоре будут <sup>суде</sup>обсуждены основные физические процессы, вносящие вклад в сечение реакции  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + hadrons$  с образованием струй с большими  $p_T$  (см. § 2), а также обсужден вопрос о требованиях, налагаемых при отборе соответствующих событий как для обеспечения "жесткого" режима фундаментального фотон-кваркового взаимодействия, так и для избавления от фона. При этом основное внимание будет уделено только тем вопросам, которые связаны с начальной фазой подготовки к соответствующим измерениям и анализу данных.

§ 2. Предсказания пертурбативной КХД относительно двухфотонных процессов с большими

I. Наиболее яркое предсказание КХД касается асимптотического значения отношения сечения образования в  $\gamma\gamma$ -взаимодействии адронов к сечению образования  $\mu^+\mu^-$ -пары (см. рис.

$$R_{\gamma\gamma}(Q_1^2; Q_2^2; W^{-2}) = \frac{d\sigma[\gamma(q_1) + \gamma(q_2) \rightarrow \text{hadrons}(W)]}{d\sigma[\gamma(q_1) + \gamma(q_2) \rightarrow \mu^+\mu^-(W)]} \quad (1)$$

Это сечение является аналогом отношения

$$R_{\gamma}(E_{\beta}; E_{\beta}; W^{-2}) = \frac{d\sigma[e^+(E_{\beta}) + e^-(E_{\beta}) \rightarrow \text{hadrons}(W)]}{d\sigma[e^+(E_{\beta}) + e^-(E_{\beta}) \rightarrow \mu^+\mu^-(W)]} \quad (2)$$

обусловленного процессом однофотонной  $e^+e^-$ -аннигиляции, изображенным на рис. 2.

При больших значениях  $-q_1^2 = Q_1^2$ ,  $-q_2^2 = Q_2^2$ , а также больших значениях энергий конечных состояний  $W_{\gamma\gamma}^2 = (q_1 + q_2)^2$  и энергии пучков  $E_{\beta}$  электронов и позитронов (в лаб. системе  $E_{\beta} = p_{10} = p_{20}$ ) отношения <sup>(1)</sup>(2) стремятся к своему партонному пределу, который определяется только:

- 1) величинами зарядов кварков  $e_f$ , которые разные для моделей с целочисленными и дробными зарядами (ЦЗ и ДЗ),
- 2) числом ароматов  $f$ ,
- 3) числом цветов  $c$ , и имеют следующие значения (при учете лишь  $u, d, s$  и  $c$ -кварков)

$$R_{\gamma\gamma} = \frac{d\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}}}{d\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \mu\bar{\mu}}} = \frac{1}{3} \sum_f \left( \sum_c e_f^2 \right)^2 = \begin{cases} \frac{34}{27} & \text{ДЗ} \\ \frac{10}{3} & \text{ЦЗ} \end{cases} \quad (3)$$

$$R_{\gamma} = \frac{d\sigma_{e^+e^- \rightarrow q\bar{q}}}{d\sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu\bar{\mu}}} = \frac{1}{3} \sum_f \left( \sum_c e_f^2 \right) = \begin{cases} \frac{10}{3} & \text{ДЗ} \\ \frac{10}{3} & \text{ЦЗ} \end{cases} \quad (4)$$

Различие между  $R_{\gamma\gamma}$  и  $R_{\gamma}$  обусловлено тем, что, как видно из рис. I, в случае двухфотонного процесса кварк дважды взаимодействует с виртуальным фотоном, так что в амплитуду взаимодействия входит вторая степень заряда кварка (а в сечение - четвертая), в то время как в амплитуду однофотонной аннигиляции входит первая степень заряда кварка (см. рис. I). При этом в  $R_{\gamma}$  входит только синглетная (по цвету) компонента кваркового электромагнитного тока, которая одинакова в обоих (ДЗ и ЦЗ) моделях. В случае  $\gamma\gamma$ -взаимодействия в амплитуду процесса, изображенного на рис. I, входит произведение двух электромагнитных токов (включающее и синглетную часть). Это и обуславливает различие между дробно-зарядной (ДЗ) и цело-зарядной (ЦЗ) моделями.

Таким образом, в принципе, измерение асимптотического поведения величины  $R_{\gamma\gamma}$  <sup>(сравните)</sup> позволит различить между дробно-зарядной и цело-зарядной версиями кварковой модели, что, как следует из ранее сказанного, невозможно сделать в канале однофотонной  $e^+e^-$ -аннигиляции. О состоянии таких измерений и о необходимых для них условиях будет рассказано ниже.

Следует отметить, что в более сложной калибровочно-инвариантной кварковой модели с целозаряженными кварками, предложенной Пати и Саламом [11], есть возможность при допущении наличия массы у глюона подавить при больших  $Q^2$  октетный вклад, так, чтобы при  $Q^2 \gg m_g^2$  воспроизводился результат модели с дробнозаряженными кварками. Однако, в свете результата, полученного PLUTO [12] ( $m_g < 5$  МэВ) эта модель рассматривается в настоящее время скорее как экзотический конкурент двух основных кварковых моделей, обсуждавшихся выше.



2. Известно также, что КХД - поправки к асимптотическому значению  $R_{\gamma}$  (4), рассчитанному вплоть до членов  $d_s^3(Q^2)$  /I3/ (MS-схема,  $f=5$ ,  $Q^2=W^2$ )

$$R_{\gamma}(Q^2) = \quad (5)$$

$$= R_{\gamma} \left( 1 + \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} + 1.411 \left[ \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \right] + 64.835 \left[ \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \right]^2 + \dots \right)$$

служат одним из наиболее прямых методов определения величины сильной константы связи  $\alpha_s(Q^2)$  и значения  $\Lambda$  в канале  $e^+e^-$  - аннигиляции (см., например, [I4]). Поэтому существует надежда, что будущее измерение значения  $R_{\gamma\gamma}(Q_1^2; Q_2^2; W^2)$ , для которого также допустимо представление в виде, аналогичном (5), будет весьма полезным для нахождения значения  $\Lambda$  и проверки предсказаний КХД.

3. Перейдем теперь к обсуждению поведения самого сечения реакции  $\gamma\gamma \rightarrow$  адроны. Заметим, что полное сечение этого процесса приближенно описывается формулой /I/

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \text{hadrons}) \approx \sigma_0 + \frac{\sigma_1}{W_{\gamma\gamma}}, \quad (6)$$

где  $\sigma_0 \approx 240 \text{ нб}$ ,  $\sigma_1 = 170 \text{ нб} \cdot \Gamma \approx 6$ , а

$$W_{\gamma\gamma} = \sqrt{(q_1 + q_2)^2}$$

- инвариантная масса адронной системы.

Для проверки предсказаний пертурбативной КХД интересна область больших значений  $W_{\gamma\gamma}$  и  $Q_1^2, Q_2^2$ .

В этой области вклад резонансных состояний, обычно учитываемых по модели векторной доминантности (VDM) (см. рис. 3)

становится небольшим по сравнению с вкладом диаграммы, описывающей переход  $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$  (см. рис. 4), осуществляемый путем точечного взаимодействия фотона с кварком. Вклад такого процесса в полное сечение может быть оценен на основе вычисления вклада диаграммы "кваркового ящика", получаемой из <sup>диаграмм</sup> изображенной на рис. 4, путем ее квадрирования. Этот вклад имеет вид [ I ]

$$\sigma_{\gamma\gamma}^{box} = \frac{4\pi\alpha^2}{W_{\gamma\gamma}^2} \cdot \sum_{f,c} e_f^4 \cdot \ln \left( \frac{W_{\gamma\gamma}^2}{m_f^2} \right) \quad (7)$$

и входит в полное сечение как дополнительное слагаемое к (6).

Диаграмма, изображенная на рис. 4 (также как и диаграммы на рис. 1 и 2) соответствует нулевому ( по  $\alpha_s(Q^2)$  ) партонному пределу КХД. Согласно [15] точечное, "жесткое" взаимодействие  $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$  обуславливает специфическое степенное по  $p_T$  (-поперечный импульс кварка или рожденной им струи относительно  $\gamma\gamma$  - оси) убывание сечения типа  $\frac{d\sigma}{dp_T^2} \sim p_T^{-4}$ .

Такое поведение существенно отличается от  $p_T$  - зависимости периферических процессов в реакции  $\gamma\gamma \rightarrow hadrons$ , обусловленных изображенными на рис. 3. взаимодействиями  $\gamma$ -квартов с адронами (мезонами  $M$  ).

Этим процессам соответствует экспоненциальное убывание сечений <sup>согласно</sup> ~~по~~ <sup>следующим</sup> законам, типа [ I ]

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2} \sim \exp(-\gamma_1 p_T) \text{ или } \sim \exp(-\gamma_2 \sqrt{m_M^2 + p_T^2}) \quad (8)$$

$$\gamma_1, \gamma_2 \approx 5 \div 6$$

где обычно под  $m_M$  подразумевается масса  $\rho$ -мезона ( $m_M \approx m_\rho$ ). Отсюда следует, что наиболее вероятным является рождение адронов с малыми  $p_T$  ( $p_T < 1$  ГэВ).

Точечное взаимодействие  $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ , которое (если предположить, что при больших импульсах  $\gamma$ -квантов пропагатор кварка не отличается от пропагатора  $\mu$ -мезона) должно быть аналогично точно рассчитываемому в КЭД взаимодействию  $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ . Для электродинамического процесса

$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$  зависимость сечения от  $p_T$  проверена на эксперименте, который дает  $\frac{d\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-}}{d^2p_T^2} \sim p_T^{-4,9 \pm 0,2}$  [16].

Обнаружение на эксперименте точечного взаимодействия фотона и кварка проявляется как обнаружение двухструйных событий с большими  $p_T$ , т.е. реакции  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + 2 \text{ jets}$ . Более точная формула для сечения такого процесса [15] имеет вид [17-21]

$$\frac{d\sigma}{d^2p_T^2} = \left(\frac{\alpha}{2\pi} \ln \frac{2}{\eta}\right)^2 R_{\gamma\gamma} \frac{\pi \alpha^2}{(p_T^2)^2} F(x_T), \quad (9)$$

где  $x_T = 2 p_T / \sqrt{S}$  и

$$\eta = \begin{cases} S/4 m_e^2 & \text{в случае "no tag" } \\ & \text{настройки,} \\ \frac{\theta_{\max}^2}{\theta_{\min}^2} & \text{в случае "single tag" } \\ & \text{настройки,} \end{cases}$$

а  $F(x_T)$  - быстроубывающая функция с ростом  $x_T$ .

Изучение процесса точечного взаимодействия фотона с кварком тесно связано с измерением той части структурной функ-

ции фотона  $F_2^\delta(x, Q^2)$ , которая представляет наибольший интерес с точки зрения КХД и носит название точечной части структурной функции:  $F_2^{\delta \text{ Point-Like}}(x, Q^2)$ . Действительно, в „single tag“ постановке эксперимента (т.е. когда детектируется лишь один рассеянный лептон, например, электрон, а относительно позитрона известно, что тот рассеивается на столь малый угол, что практически остается в пучке (см. подробнее § 3))  $\gamma\gamma$  двухструйные события с большими  $p_T$  относительно  $\gamma\gamma$  - события позволяют выделять те события, которые относятся к классу жестких фотон-фотонных столкновений.

Необходимо отметить, что в случае, когда сильно виртуальный фотон взаимодействует с адронной компонентой почти реального фотона, т.е. с векторным мезоном  $M_V = (\rho\rho^-)$  (см. рис. 5), то событие тоже имеет двухструйную топологию. Однако, в силу того, что адронная компонента фотона представляет собой связанное состояние  $q\bar{q}$  - системы с ограниченным поперечным импульсом ( $p_T \approx 300$  МэВ) процесс  $\gamma\gamma$  - столкновения в  $\gamma\gamma$ -с.ц.и. выглядит следующим образом: сильно виртуальный фотон с большим импульсом  $q_1$  выбивает из векторного мезона  $M$ , порожденного слабовиртуальным  $\gamma(q_2)$  -квантом ( $q_2^2 \approx 0$ ), один из кварков (пусть  $\bar{q}$ ), который дает струю с большим  $p_T$ , в то время как невзаимодействовавший спектраторный кварк дает струю почти в направлении  $\gamma(q_2)$  пучка ( $p_T \leq 300$  МэВ). (Эта струя в лабораторной системе отсчета выглядит как „beam-pipe“ струя (см. подробнее § 3)). По закону сохранения 4-импульса системы в рассматриваемом „single-tag“ варианте импульс выбитого с большим  $p_T$  кварка должен быть направлен в сторону, противоположную к импульсу рассеянного кварка

(см. рис. 5).

В случае же рассеяния сильно виртуального  $\gamma(Q^2)$  кванта на одном из кварков виртуальной  $q\bar{q}$  пары уже нет характерного для связанной  $(q\bar{q})$  - системы ограничения на  $p_T$  и рожденные струи могут иметь большие  $p_T$  относительно  $q\bar{q}$ -оси.

С ростом  $p_T$  и  $Q^2$  вклад непертурбативной адронной компоненты падает, а вклад точно-подобной компоненты становится доминирующим. Это видно из рис. 6 и 7, на которых представлены данные коллаборации *PLUTO* [II]. На рис. 7 показано поведение величины  $\tilde{R}_{q\bar{q}}$ , которая определяется как число наблюдаемых событий, отнесенное к числу событий, ожидаемых согласно кварк-партоновой модели. Из рис. 7 можно заключить, что с ростом  $p_T$  действительно точечное взаимодействие  $\gamma q$ , определяющее партоновую модель, становится доминирующим. Такая же тенденция, как видно из рис. 7, имеет место и с ростом  $Q^2$  до 10 ГэВ<sup>2</sup> при одном и том же фиксированном  $p_T$ , лежащем в интервале  $1 < p_T < 4$  ГэВ, поскольку при больших  $Q^2$  и  $p_T$   $\tilde{R}_{q\bar{q}} \sim 1$  ( $Q^2 > 10$  ГэВ и  $p_T > 4$  ГэВ).

Отсюда можно заключить, что измерение процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \text{hadrons}$  в области больших  $Q^2$ , скажем  $Q^2 > 10$  ГэВ<sup>2</sup>, представляющей большой интерес для изучения поведения структурной функции фотона  $F_2^\gamma(x, Q^2)$ , позволит проверить также и предсказание КХД относительно доминирующей роли при больших  $p_T$  жестких процессов  $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ , приводящих к образованию в конечном состоянии двух струй.

мы, показанные на рис. 8, являются частью более общих диаграмм, включающих в себя блоки, содержащие структурную функцию фотона, которая описывает кварковое и глюонное содержание фотона. В соответствии с этим трехструйные события в  $\gamma\gamma$ -соударениях могут быть представлены диаграммами более общего вида (см. рис. 9). На диаграммах а) и б) открытые кружки представляют собой структурную функцию фотона  $F^{\gamma}(x, Q^2)$ , а в отмеченный пунктирной линией прямоугольник заключены поддиаграммы элементарных КХД  $su\delta$ -процессов а)  $\gamma q \rightarrow q\gamma$  и б)  $\gamma q \rightarrow q\bar{q}$ . В  $\gamma\gamma$ -с.ц.и конечное адронное состояние таких процессов топологически выглядит как событие, в котором имеется две струи с большими  $p_T$  (по отношению к оси  $\gamma\gamma$ -соударения) и одна струя, распространяющаяся в направлении пучка и ведущая свое происхождение от того остатка составляющих фотона, которые не принимали участие в элементарном субпроцессе.

Аналогично в терминах блоков, изображающих структурную функцию фотона, процессы с образованием 4-х струй будут вместе с диаграммами в) и г) на рис. 8, содержащих элементарные субпроцессы, изображаться диаграммами следующего типа показанных на рис.

Топология этих процессов следующая: - две струи летят в направлении начальных пучков  $\gamma$ , а две струи с большими  $p_T$  (относительно  $\gamma\gamma$ -оси) направлены в противоположные стороны

Сечения процессов, показанных на рис. 9, записываются в виде [22]

$$E \frac{d\sigma^{jet}}{d^3p} \sim \frac{1}{\pi} \int dx_1 dx_2 G_{\gamma/e}(x_1) G_{\gamma/e}(x_2, p_T^2). \quad (10a)$$

$$\frac{d\sigma^{\gamma q \rightarrow q\gamma}}{dt'} \sim s' \cdot \delta'(s'+t'+u')$$

$$E \cdot \frac{d\sigma}{d^3p} \stackrel{jet}{\sim} \frac{1}{\pi} \int dx_x dx_y G_{\gamma/e}(x_x) G_{g/e}(x_y, p_T^2) \cdot \frac{d\sigma^{gg \rightarrow q\bar{q}}}{dt'} \cdot s' \cdot \delta(s' + t' + u'),$$

(106)

где функция  $G_{\gamma/e}$  известна из КЭД, а функции распределения кварков  $q$  и глюонов  $g$  в электроне  $G_{q(g)/e}$  получаются из следующих сверток структурной функции фотона  $G_{\gamma(g)/e}$  и  $G_{\gamma/e}$

$$G_{q(g)/e}(x, p_T^2) = \int \frac{dz}{z} \cdot G_{q(g)/\gamma}\left(\frac{x}{z}, p_T^2\right) G_{\gamma/e}\left(\frac{z}{x}\right) \quad (11)$$

"Жесткая" точечная часть структурной функции фотона согласно КХД пропорциональна обратной степени сильной константы связи  $G_{q(g)/\gamma}(x, Q^2) \sim \alpha_s^{-1}(Q^2)$  [23]. Это приводит к весьма важному свойству - сокращению степеней  $\alpha_s$ , вносимых более высоким порядком теории возмущений КХД, и отсутствию подавления вклада диаграмм трехструйных процессов, типа изображенных на рис. 8 и 9, по сравнению с вкладом диаграммы 2-х струйного процесса, изображенного на рис. 1 [18].

Аналогичное сокращение происходит и для диаграмм, описывающих 4-х струйные процессы. В результате сечения рождения 3-х, 4-х и  $N$ -струй не зависят в рассматриваемом приближении от  $\alpha_s$  и описываются формулой [18,10]

$$\frac{d\sigma}{d^3p_T} = \left(\frac{\alpha}{2\pi} \cdot \ln \frac{E}{m}\right)^2 R_{\gamma\gamma} \cdot \frac{\pi d^2}{p_T^4} \sum_N F^N(x_T) \quad (12)$$

содержащей одну и ту же зависимость от  $p_T$  вида  $p_T^{-4}$ .  
Здесь  $F(x_T)$  та же самая быстроубывающая функция от  $x_T$   
что и в (9) (но полагается, что  $F(x_T) \equiv F(x_T)$ ). Поведение сечений различных многоструйных процессов, как функций от

$x_T = 2p_T / \sqrt{s}$ , показано на рис. II, взятом из [24], на котором представлено поведение отношений а) 3-jet / 2-jet, б) 4-jet / 2-jet, в) (2+3+4)-jet / 2-jet.

Из этого рисунка видно, что 2-х струйные события доминируют в области  $x_T > 0,2$ , а при  $x_T < 0,2$  3-х и 4-х струйные события имеют большие сечения и вносят большой вклад.

Следует отметить, что, как было показано в [25,26] имеет место отношение

$$\frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^- 2 \text{ gluon jets})}{d\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^- 2 q\bar{q} \text{ jets})} \approx 0.1, \quad (13)$$

которое не зависит от  $x_T$  и углов. Поэтому разделить кинематическим образом вклад глюонных и кварковых струй среди двухструйных процессов практически невозможно. Единственное физическое различие между ними может состоять в большей средней множественности  $n$  в большей размазке по поперечному импульсу в глюонных струях, а также в поляризационных характеристиках.

Теоретические предсказания для зависимости сечений 2-х, 3-х и 4-х струйных процессов от  $p_T$  представлена на рис. I2 (взятом из [17]), из которого также следует, что сечения процессов с более, чем 2-мя струями должны быть меньше двух-



струйных  $d\sigma(4\text{-jets}) < d\sigma(3\text{-jets}) < d\sigma(2\text{-jets})$ , что объясняется присутствием лишних факторов  $F(x_T)$ . Таким образом, мы можем заключить, что тщательное изучение на установке ~~DEA~~  $\Phi\Pi$  конечных адронных состояний, образовавшихся в результате двухфотонного электрон-позитронного взаимодействия позволяет провести проверку целого ряда предсказаний КХД, основанных на её фундаментальных принципах. При этом продвижение в область энергий  $\sim 100$  позволяет надеяться на набор экспериментальных точек именно в той области  $Q^2$  и  $p_T^2$ , где применимы расчеты, выполненные на основе теории возмущений КХД.

§ 3. Ограничения, используемые при отборе струйных событий с большими  $p_T$ .

Мы будем исходить из условия, что эксперимент поставлен в „single-tag“ варианте, т.е., когда только один из провзаимодействовавших электронов ( $tag$  - электрон) попадает в установку под углом  $\theta_1$  и регистрируется ей. При этом второй электрон испускает фотон со столь малым поперечным (по отношению к пучку электронов) импульсом, что сам претерпевает отклонение от пучка лишь на весьма малый угол  $\theta_2$ , который меньше угла, под которым виден из точки взаимодействия  $SAT$  (small-angle tagger). Таким образом,  $SAT$  используется для отбора таких событий, когда второй электрон практически не отклоняется от пучка и не регистрируется установкой („anti-tagging“ и соответственно анти-таг-электрон). Этим обеспечивается малость величины  $q_e^2 \approx 0$ , т.е. испускаемый антитагом фотон является почти реальным.

При этом фотон летит под малым углом к пучку  $\theta_2 \sim m_e/E$ .

Импульс и энергия антитага не регистрируются. Следовательно  $q_2$  неизвестно и определить из кинематики величину инвариантной массы образующейся адронной системы  $W_{\gamma\gamma}^2 = (q_1 + q_2)^2$  невозможно. Эта величина в „single-tag“ постановке эксперимента находится путем её восстановления по измеренным параметрам (импульс, энергия) адронных треков (см. подробнее обсуждение в [10]), которые тем самым должны быть определены с максимально возможной полнотой. Однако, <sup>поскольку</sup> часть информации при этом теряется, то восстановленное значение  $W_{vis}$  систематически меньше, чем истинное значение  $W_{\gamma\gamma}$ . Существует разработанная процедура восстановления (*unfolding*) истинных значений физических величин  $W_{\gamma\gamma}$  и  $x = Q^2 / (Q^2 + W_{\gamma\gamma}^2)^{-1}$  (по  $x_{vis}$  и  $W_{vis}$ ), которая подробно описана в [1], а также в [10]. Связь восстановленной функции, пусть  $f(x)$ , с измеренной на эксперименте  $g(x_{vis})$  достигается с помощью следующего интегрального соотношения

$$g(x_{vis}) = \int_0^1 \mathcal{D}(x; x_{vis}; \kappa) f(x) dx, \quad (14)$$

где  $\mathcal{D}(x; x_{vis}; \kappa)$  - "функция детектора". Для идеального детектора, покрывающего весь  $4\pi$  телесный угол, и регистрирующего все провзаимодействовавшие частицы  $\mathcal{D}(x, x_{vis}) = \delta(x - x_{vis})$ .

На практике же  $\mathcal{D}(x; x_{vis}; \kappa)$  является функцией целого набора параметров  $\kappa$ , часть которых  $\kappa_1$  позволяет учесть зависимость от характеристик детектора - разрешающей способности, наличия дыр, способности фиксировать нейтраль-

ные частицы и т.д.

Кроме набора таких параметров,  <sup>$k_1$</sup>  определяющих зависимость  $D(x; x_{vis}; k)$  от конкретных отклонений от идеального детектора, в функцию детектора входят и параметры  $k_2$  модели фрагментации, описывающей конечное адронное состояние исследуемого <sup>целого</sup> процесса (множественность, угловое распределение и т.д.) поскольку влияние дыр и других изъянов детектора можно оценить лишь задавшись некоторым представлением об угловом распределении и множественности частиц в конечном состоянии (которая растет по закону  $\langle n^{ch} \rangle = n_0 + 0.0029 \exp(2.85/\ln \frac{W_{\text{д.}}^2}{0.25 \text{ ГВ}})$  где  $n_0 = 3,96 \pm 0,30$ ). Процедура оптимизации зависимости от параметров модели фрагментации  $k_2$  и оптимизации корреляционной зависимости между параметрами фрагментации и восстановленными функциями  $f(x)$  или  $f(W)$  разработана в связи с измерениями, проводившимися коллаборациями *TASSO*, *PLUTO* и *JADE* (см. подробнее [1] и [10]). Корреляция полученных на эксперименте зависимостей от  $p_T$  и  $Q^2$  с помощью соотношения (14) представляет собой важный этап анализа экспериментальных данных.

Поскольку изучение угловых распределений играет важную роль при изучении реакций с большими  $p_T$ , то необходимо отметить одну специфическую особенность углового распределения треков, образовавшихся от  $\gamma\gamma$ -взаимодействия. О направлении разлета образовавшихся в  $\gamma\gamma$ -с.ц.и. струй адронов мы уже говорили в § 2.

Так как с.ц.и. двух сталкивающихся адронов не совпадает с лабораторной системой отсчета, то в результате Лоренцева

перехода (*Boost*) от одной системы отсчета в другую, основное интересующее нас 2-х струйное событие, имевшее в

$\gamma\gamma$ -с.ц.и. топологию с двумя противоположно направленными струями адронов, будет иметь вид события с двумя аколлинными струями (событие ускорено в направлении импульса детектированного электрона). Угол между этими двумя аколлинными струями и определяется величиной Лоренцевского поворота (лоренцевского буста).

Поэтому, если событие является полностью детектированным то его можно пересчитать (бустировать) в систему центра инерции и там уже использовать весь арсенал алгоритмов (сферичность, траст, кластерный алгоритм) применяемых для изучения струй в процессе однофотонной  $e^+e^-$ -аннигиляции в с.ц.и. сталкивающихся электрон-позитронных пучков. В противном случае необходимо в алгоритмы поиска струй включить эффекты аколлинности, вызванные бустом от  $\gamma\gamma$ -с.ц.и. к лаб. системы

При изучении событий на наличие в них более чем 2-х струй, более удобным является кластерный алгоритм ( см. подробнее [10] ) Поскольку эта проблема также связана со второй фазой эксперимента - анализом данных, то мы здесь лишь приведем необходимые ссылки на предыдущие эксперименты [27 - 28, 12] и перейдем к основному вопросу - критериям отбора событий с большими  $\beta_T$ .

Г). Ограничения на кинематические и множественные характеристики

Вначале мы остановимся на тех ограничениях, которые налагаются на кинематические и множественные характеристики. Измерение жестких  $\gamma\gamma$ -процессов с образованием струй с

большими  $p_T$  требует отбора событий с большими значениями  $\delta\delta$ -инвариантной массы  $W_{\gamma\gamma}$ . С точки зрения измерения процессы с большими  $Q^2$  представляются также более благоприятными, поскольку рассеянный на большой угол электрон выбивает частицы из пучка под достаточно большим углом.

В эксперименте *TASSO* [27] по поиску 2-х струйных событий в „single-tag”-варианте (струи определялись, используя обобщенный *фраст*-алгоритм) при отборе событий накладывались следующие ограничения:

1. требовалось, чтобы в событии имелось 4 и более заряженных треков,

2.  $3126 \leq W_{vis} \leq 0.35 \sqrt{s}$ ,

3.  $\geq 2$ -х частиц в струе,

4. была, по крайней мере, 1 струя с  $p_T^{Jet} \geq 2126$ .

Оставшиеся после обрезания по этим критериям события исследовались на 1) распределение по поперечному импульсу

$k_T$  относительно реконструированной оси струи,

2) сферичность в обоих струях относительно тех же осей струй.

Сравнения проводились с предсказаниями *VDM* и партонной струйной модели. Из рис. 13 видно, что только при  $p_T^{Jet} \geq 2.6126$  ( $p_T^2 \geq 7126^2$ ) процесс выходит на асимптотику, предсказываемую партонной моделью.

В эксперименте *JADE* [28], поставленном в „single-tag”-варианте (струи определялись, используя кластерный метод)

1) требовалось, чтобы в событии имелось как минимум 4

частицы ( из них как минимум 2 заряженные ),

2)  $3 \leq W_{vis} \leq 20 \text{ ПэВ},$

3) Энергия детектированного электрона ( в переднем детекторе :  $34 \leq \theta_1 \leq 75$  мррад ) должна быть более

$4 \text{ ПэВ} : E_e^{tag} > 4 \text{ ГэВ} .$

В эксперименте *PLUTO* [12], поставленном в „single-tag” варианте, ( струи определялись с помощью *трастового* анализа ) при отборе событий использовались следующие обрезания:

1) требовалось, чтобы в событии имелось как минимум четыре заряженные частицы,

2)  $4 \leq W_{vis} \leq 13 \text{ ПэВ},$

3) энергия детектированного электрона должна быть более 8 ГэВ,

4)  $|\sum_i \vec{p}_{T,i}| \leq 3 \text{ ПэВ}$ , где  $\vec{p}_{T,i}$  поперечный ( по отношению к оси  $e^+e^-$ -пучков ) импульс конечных частиц, а суммирование осуществляется по всем частицам, включая и *тап-электрон*.

После обсуждения этих срезов по кинематическим переменным и множественности перейдем к ограничениям, налагаемым для уменьшения вклада фоновых процессов.

II) Ограничения, вводимые для избавления от вклада фоновых процессов.

Основным источником фона к реакции  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \text{hadrons}$  является процесс аннигиляции  $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$ , протекающий через подпроцесс  $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow q\bar{q}$ . При больших  $p_T$  соотношение вкладов этих двух процессов было

оценено в [19,20], где была вычислена добавка  $\Delta R$ , обусловленная вкладом от всех  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + 2jets$  событий, характеризующихся  $p_T^{jet} > p_T$ , к стандартному  $1\sigma$ -значению  $R$  для  $e^+e^-$ -аннигиляции, определенному формулой (2). Согласно [19,20] при энергиях  $PEP-PEPRA$ , т.е.  $\sqrt{s} = 30$  ГэВ, эта добавка ведет себя как

$$(\Delta R)_{p_T}^{min} = \frac{5}{[p_T^{min} (\text{ГэВ}/c)]^2} \quad (15)$$

Зависимость величины  $\Delta R$  от  $p_T^{min}$  показана на рис. 14, взятом из [19,20].

Существует два метода избавления от этого фона. Первый метод состоит в вычислении ~~на~~ генерированных методом Монте-Карло однофотонных аннигиляционных событий. Этим методом пользовалась ранее коллаборация *TASSO* (см. [1, 29]).

Второй метод, который стал затем более распространенным, состоит в использовании „single-tag” метода, который позволяет устранить большую часть фона, обусловленного однофотонной аннигиляцией (см. [1] и [2]). Однако, даже при лучшем вкладе аннигиляционного этом остается проблема процесса с излучением фотона в начальном состоянии (см. рис. 15), поскольку „жесткий” излученный фотон может в результате конверсии или взаимодействия с пучком стать источником новых электронов, которые заставят работать тагирующее устройство (если оно даже различает  $\gamma$  и  $e$ ) и такое событие попадет в число изучаемых двухфотонных событий [30].

Обычный способ исключения такого фона состоит в отборе

событий, в которых тагируемый электрон и  $\gamma$  конечное состояние расположены по одну сторону от плоскости, проходящей через точку взаимодействия перпендикулярно к пучку [10]. Кроме этого использование обрезания по энергии тагируемого электрона (обычно  $E_{tag} > 0.4 E_{beam}$ ) также позволяет исключить вклад от конверсии излучаемых фотонов.

В работе [29] использовался другой критерий, который, как утверждается, позволяет подавить (*в endcap*) на 60% фоновые события, ведущие свое происхождение от  $\gamma$ -аннигиляции. (При этом, как показало Монте - Карло моделирование, только 2 % от адронных двухфотонных событий теряется) . Для этого на величину нормированного баланса продольных импульсов (*NLMV*) определенного соотношением ( $\theta$  - полярный угол тагируемого электрона)

$$NLMV = \frac{\cos \theta}{|\cos \theta|} \cdot \sum \frac{p_i \cos \theta_i}{E_{beam}} \quad (16)$$

где сумма идет по всем заряженным трекам (включая и электрон и фотонам, налагалось требование

$$NLMV > 0.3$$

Следующим источником фона являются процессы, которые носят название "неупругого комптон-эффекта" и изображены на рис. 16. Вклад таких процессов изучался в [31-33]. Он обычно устраняется путем требования  $W_{vis} > 1 \text{ ГэВ}$  или  $E_{tag} > 0.4 E_{beam}$ .



Это же ограничение  $W_{vis} > 1736$  позволяет избавиться и от вклада процесса глубоконеупругого рассеяния на газе  $eN \rightarrow e' + hadrons$ .

Вторым наиболее существенным источником фона являются чисто электродинамические процессы типа  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \ell\bar{\ell}$ , где  $\ell = e, \mu, \tau$ . Эти процессы рассматривались ранее в § 2 как модельные, поскольку они имеют точно такое же  $\rho_T$  распределение лептонов  $\ell$  при больших  $\rho_T$ , как и распределение струй, возникающих из кварков в процессе  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \ell\bar{\ell}$ . Вклад этих процессов, во-первых, может быть легко учтен, если воспользоваться стандартными программами для Монте - Карло генерации событий [33] и затем произвести их вычитание. Кроме этого в работе [29] использовался такой критерий, как отбор событий лишь с тремя дополнительными (по отношению к треку таггируемого электрона) треками заряженных частиц, удовлетворяющих к тому же требованиям  $\rho_T > 0.1 \text{ } 1736/c$  и  $\cos \theta_i < 0.97$ , где  $\theta_i$  и  $\rho_T$  - угол и поперечный <sup>импульс</sup> ~~угол~~ по отношению к оси пучка ( в работе JADE за ось пучка выбиралась ось электронных пучков). Аналогичное требование использовалось и в работе [30]. Как было отмечено в [29] требование  $W_{vis} > 3136$  совместно с требованием измерения ( в барреле) 4-х и более дополнительных (к электронному) заряженных треков позволяет избавиться от процессов, приводящих к рождению  $\tau^+\tau^-$  пар в  $1\gamma$ - и  $2\gamma$ - взаимодействиях. Кроме этого последний критерий позволяет обрезать и фон от неупругого Комpton-эффекта.

Таким образом, подводя итог, можно отметить, что общими

чертами ограничений, используемых для отбора событий с большими  $\beta_T$ , являются следующие обрезания:

1) Энергия детектированного (tag) электрона должна быть больше некоторой величины  $E_{e^{-tag}} > E_{min}$ , которая выбирается порядка следующей величины  $E_{min} \approx 4 \div 8$  ГэВ,

$$2) W_{min} \leq W_{vis} \leq W_{max}, \text{ где}$$

$$W_{min} \approx 4 \text{ ГэВ}; \quad W_{max} \sim 0.4 \cdot \sqrt{s_{e^+e^-}};$$

Ограничение сверху используется для подавления фона от  $\gamma\gamma$   $e^+e^-$ -аннигиляции, поскольку масса адронной системы, рождающейся в  $e^+e^-$ -аннигиляции, намного больше массы системы, образующейся в  $\gamma\gamma$ -взаимодействии. Ограничение снизу обычно выбирается таким образом, чтобы, во-первых образовавшаяся  $q\bar{q}$  пара имела достаточную энергию для трансформации как минимум в две адронные струи с достаточно высокими множественностями и средними импульсами. Во-вторых, чтобы избавиться от фоновых процессов неупругого комптон-эффекта и рассеяния на газе.

3) Относительно числа заряженных частиц в событиях  $\sqrt{s}$  и числа частиц в струе полагается следующее:

$$n_{ch} \gg 4; \quad n_{jet} \gg 2$$

4)  $p_T^{jet} > p_T^{min} \approx 2 \text{ ГэВ/с}$  - требование, чтобы, по крайней мере, одна струя имела поперечный импульс более 2 ГэВ/с.

5) Требование баланса заряда,  $p_T$  -баланса,  $\beta_E$  - баланса. Эти ограничения позволяют также уменьшить фон от  $1\gamma$  - аннигиляционных процессов, поскольку при неполном детектировании события последние имеют более сильную тенденцию к нарушению баланса.

6) Энергия детектированного (таггированного) электрона должна быть больше некоторой величины  $E_e^{tag} > E_{min}$ , которая выбирается порядка  $E_{min} \approx 4 \div 8 \text{ ГэВ}$ .

Все эти критерии отбора необходимо учесть при моделировании событий в установке методом Монте - Карло, используя стандартные генераторы событий, разработанные для этой цели [33-34] и использованные рядом коллабораций [12, 27-29].

Литература

- I. H. Kolaroski - " Two - Photon Physics at  $e^+e^-$  Storage *Ring*  
Springer Tracts in Modern Physics, vol. 105, Springer-  
- Verlag, Heidelberg, 1984.
2. H. Terazawa - Rev. Mod. Phys. 45 (1973) 615.
3. V.M. Budnev et al. - Phys. Rep. 15 (1975) 181.
4. Proc. Intern. Workshop on  $\gamma\gamma$  - Collisions, Amiens,  
Lecture Notes in Physics, vol. 134, Springer - Verlag,  
Heidelberg, 1980.
5. Proc. IV-th Intern. Collo on  $\gamma\gamma$  - Intern., Paris (1981),  
ed. G.W. London.
6. Proc. V - th Intern. Workshop on Photon- Photon Collisions,  
Aachen (1983), ed. Ch. Berger, Springer Lecture Notes in  
Physics, vol 191 (1983).
7. Proc. VI-th Intern Workshop on Photon - Photon Collisions,  
Lake Tahoe, Calif. (1984) ed. R. L. Lander, World Scien.  
Pub. Singapore.
8. Proc. VIII th. Intern. Workshop on  $\gamma\gamma$  - Photon - Photon  
Collisions, Paris, 1986, ed A. Courau, P. Kessler, World  
Scien. Pub., Singapore.
9. Proc. VIII-th Int. Workshop on Photon - Photon Collisions,  
Shoreham, ed. U. Karshon., World Scien. Pub., Singapore.
10. Ch. Berger, W. Wagner - Phys. Rep. 146 (1987) 2.
11. J.C. Pati, A. Salam - Phys. Rev., D8 (1973) 1240,  
Phys. Rev. D10 (1974) 275; Phys. Rev. Lett., 36 (1976) 11.

12. PLUTO Collab., Ch. Berger et al.  
- Z. Phys., C26 (1984) 191;  
- Z. Phys. C33 (1987) 351.
13. S.G. Gorishny, A.L. Kataev, S.A. Larin - JINR Preprint,  
Moscow, 1988.
14. Particle Data Group. - Phys. Lett. B204 (1988).
15. S.M. Berman, J.D. Bjorker, J.B. Kogut - Phys. Rev.,  
D4 (1971) 3388.
16. Mark J. Collab., B. Adeva et al. - Phys. Rev. Lett.,  
48 (1982) 721.
17. S.J. Brodsky, T. De Grand, J.F. Gunion, J. Weis. -  
Phys. Lett., 41 (1978) 672; Phys. Rev., D19, (1979) 1418.
18. C.H. Llewellyn Smith. - Phys. Lett., 79B (1978) 83.
19. K. Kajantie. - Phys. Scripta 29 (1979) 230;  
Acta Phys. Austriaca, Supp. XXI (1979) 663;  
Preprint Univ. of Helsinki - HU- TET- 79-5 (1979).
20. K. Kajantie, R. Raitio. - Nucl. Phys. B159 (1979) 528.
21. M.A. Abud, R. Gatto, C.A. Savoy. - Phys. Rev., D20 (1979)  
2224; Phys. Lett., B84 (1979) 229.
22. J.F. Gunion - Proc. of V-th Intern. Workshop (see ref. [6])
23. E. Witten. - Nucl. Phys. B120 (1977) 189.
24. W.J. Stirling. - Proc. V-th Inter. Workshop on Photon -  
- Photon Collisions (See ref. [6]).
25. R. Cahn, J.F. Gunion. - Phys. Rev., D20 (1979) 2253.
26. K. Kajantie, R. Raitio. - Phys. Lett., B87 (1979) 133.
27. TASSO Collab. R. Brandelik et al. - Phys. Lett.,  
B107 (1981) 290.

28. JADE Collab., W. Bartel et al. - Phys. Lett., B107  
(1981) 163.
29. JADE Collab., W. Bartel et al. - Z. Phys. C24 (1984) 231.
30. J.S. Steinman - UCLA - HEP - 88 - 004 .
31. C. Peterson, T.E. Walsh., P.M. Zerwas.- Nucl. Phys.,  
B174 (1980) 424.
32. C. Peterson, T.F. Walsh, P.M. Zerwas.-Nucl. Phys., B229  
(1983) 301.
33. J.A.M. Vermaseren - Proc. of Intern. Workshop on  
Collisions Amiens 1980, Led Notes Phys. t34, Berlin  
Heidelberg, New York: Springer - Verlag, 1980; CERN  
Preprint TH 2878 - CERN, Geneva, 1980.
34. W.L. van Neerven, J.A.M. Vermaseren: NIKHEF<sup>F</sup>  
preprint, NIKHEF - H/83 - II (1983).

*WCA*

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис. 1. Диаграмма двухфотонного процесса электрон-позитронного рассеяния с образованием кварк-антикварковой пары.

Рис. 2. Диаграмма однофотонной аннигиляции электрона и позитрона в кварк-антикварковую пару.

Рис. 3. Диаграммы процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \text{адроны}$ , описывающих в рамках модели векторной доминантности образование конечных адронных состояний в двухфотонном взаимодействии.

Рис. 4. Диаграмма процесса перехода двух виртуальных фотонов в кварк-антикварковую пару.

Рис. 5. Диаграмма процесса образование струи во взаимодействии сильно виртуального фотона с адронной компонентой фотона - мишени, представленной векторным мезоном  $M$ .

Рис. 6. Измеренная коллаборацией *PLUTO* [12] при разных значениях  $Q^2$  зависимость сечений двухструйных событий от поперечного импульса струй  $p_T$ , измеренного в системе центра масс наблюдаемого адронного конечного состояния относительно к реконструированной  $\gamma\gamma$ -оси. Сплошная линия представляет собой предсказание кварк-партонной модели, а затененная полоса - предсказание модели векторной доминантности.

Рис. 7. Измеренная коллаборацией *PLUTO* [12] при различных  $Q^2$  зависимость от  $p_T$  отношения  $\tilde{R}_{\gamma\gamma} =$  (число двухструйных событий с данным  $p_T$ ) / (число двухструйных событий с тем же  $p_T$ , предсказанное кварк-партонной моделью для точечного  $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$  перехода).

Рис. 8. Диаграммы различных процессов, вносящих (наряду с представленной на рис. 1 основной диаграммой) вклад в образование а) 2-х струй от двух глюонов, б) 3-х струй, в) и г) 4-х струй.

Рис. 9. Диаграммы процессов образования 3-х струйных событий, обусловленных структурной функцией фотона (отмечена открытым кружком). В пунктирные рамки взяты диаграммы подпроцессов а)  $\gamma q \rightarrow q g$  и б)  $\gamma q \rightarrow q q$ , обуславливающих рождение 2-х струй с большими  $p_T$ .

Рис. 10. Диаграммы, описывающие образование 4-х струйных событий.

Рис. 11. Относительный вклад в  $\frac{d\sigma}{dp_T^2} (e^+e^- \rightarrow e^+e^- + jet + X)$  от 3-х и 4-х струйных событий: а)  $3-jet/2-jet$ , б)  $4-jet/2-jet$ , в)  $(2+3+4)-jet/2-jet$ .

Рис. 12.  $\alpha_T$  - зависимость ( $\alpha_T = p_T^{jet}/\sqrt{s}$ ) сечений 2-х, 3-х, и 4-х струйных процессов при энергиях ЛЭП: ( $y_1$  и  $y_2$  - быстроты струй с большими  $p_T$  в лабораторной системе;  $q_T$  - поперечный импульс струи).

Рис. 13. Поведение измеренных в опытах коллабораций TASSO [27] и JADE [28] сечений струйных событий в зависимости от  $p_T$ :

а) TASSO -  $p_T$  распределение струй в реакции  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + jet + X$ . Точечная линия - предсказание модели векторной доминантности VDM. Заштрихованная полоса - предсказание партонной модели для  $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$  с использованием стандартной параметризацией функций фрагментации по Фильдуну - Фейнману и по модели с ограниченным по  $p_T$  фазовым пространством при использовании разных наборо-



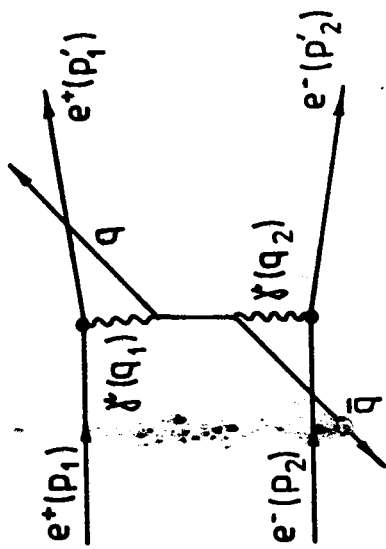
ров параметров модели.

б) *JADE* -  $\sigma_T(x_T)$  зависимость сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \text{jet} + X$ , сравненная с предсказанием кварк-партонной модели (сплошная линия) с дробно-заряженными кварками.

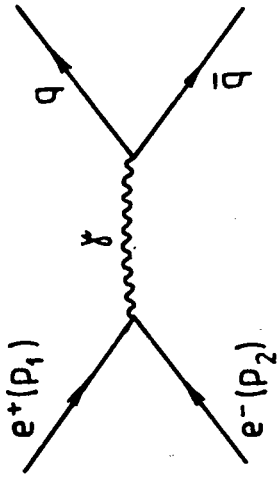
Рис. 14. Отношение  $\Delta R = \sigma_{\gamma\gamma}(x_T) / \sigma_{\mu\mu}^{-1}$  сечений образования 2-х струй в  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma^* \gamma^* \rightarrow e^+e^- q\bar{q}$  процессе к сечению процесса  $e^+e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$  для разных значений  $x_T$ .

Рис. 15. Диаграмма фонового аннигиляционного процесса с излучением фотона в начальном состоянии.

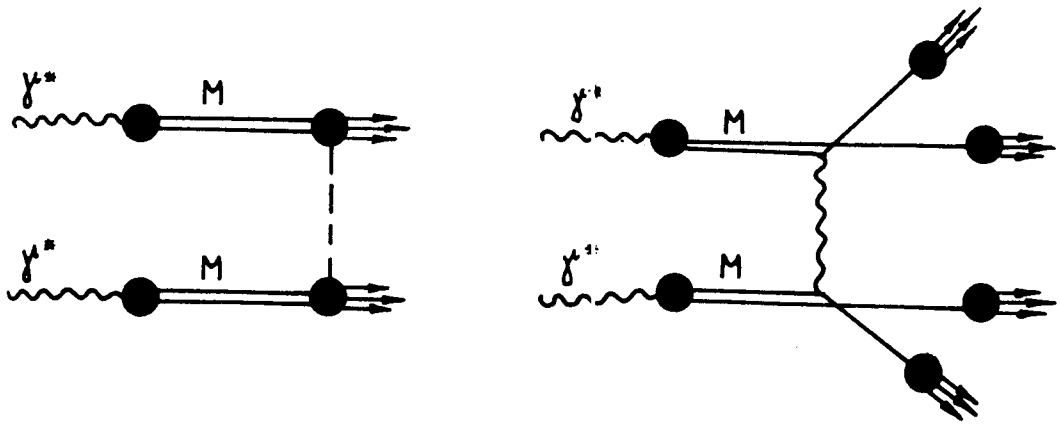
Рис. 16. Диаграмма фонового процесса "неупругого комптон - эффекта".



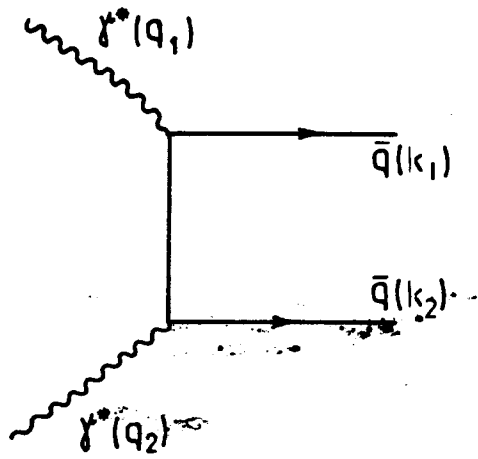
Puc.1



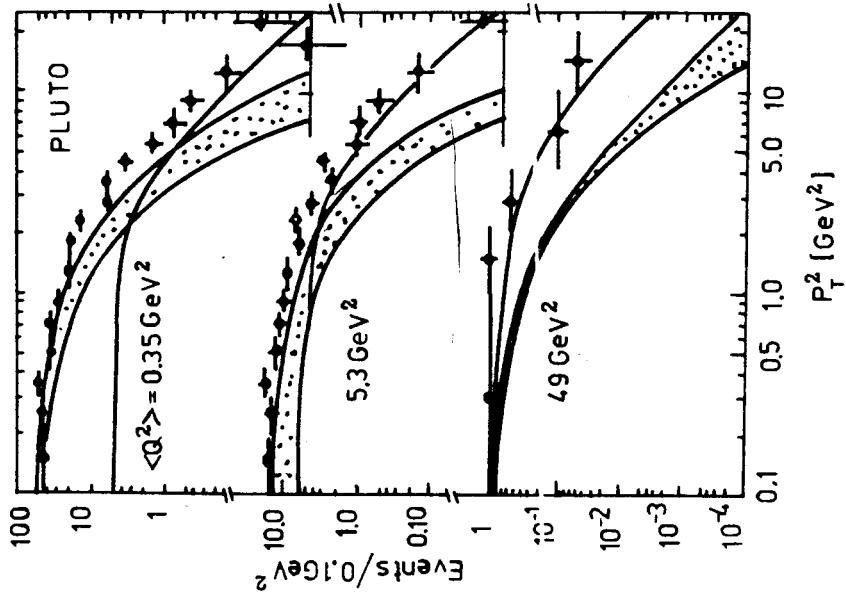
Puc.2



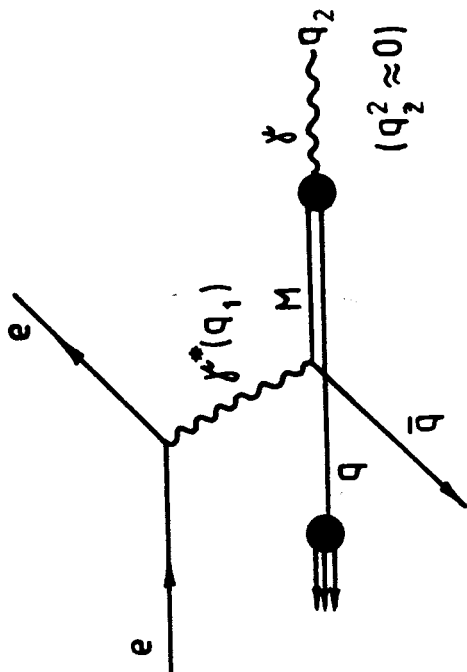
Puc.3



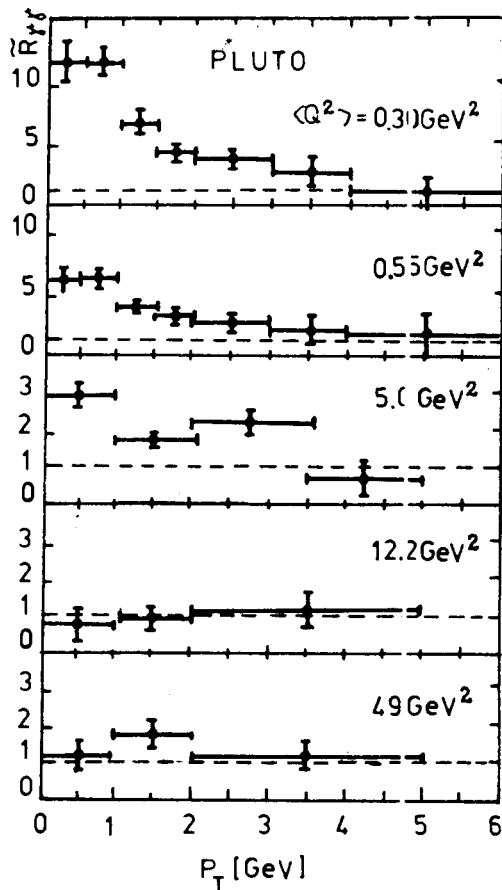
Puc.4



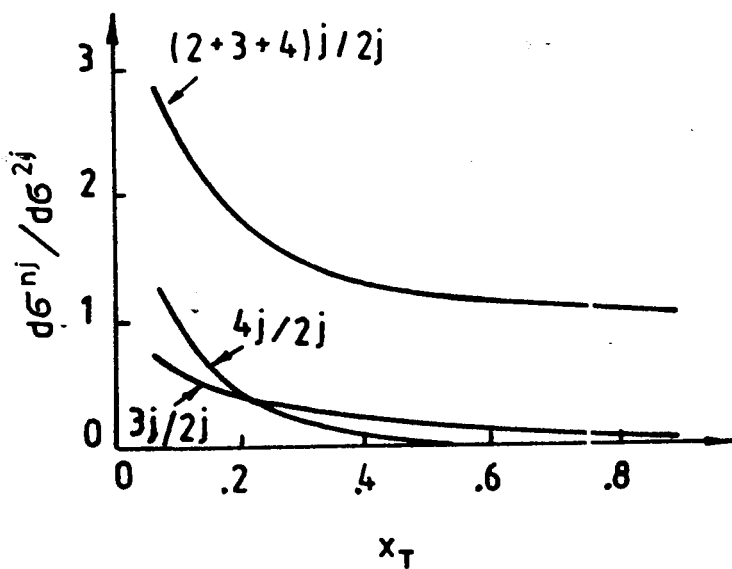
Puc.6



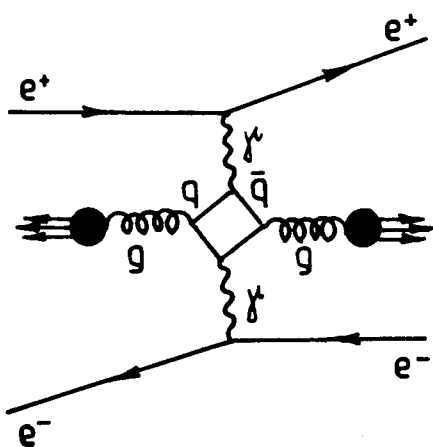
Puc.5



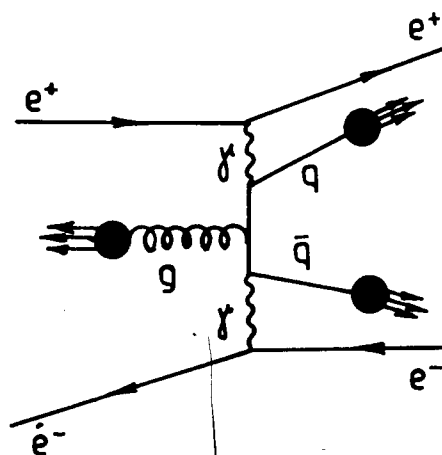
Puc.7



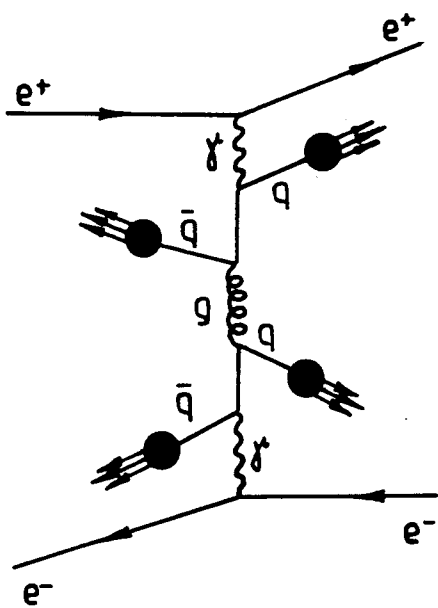
Puc.11



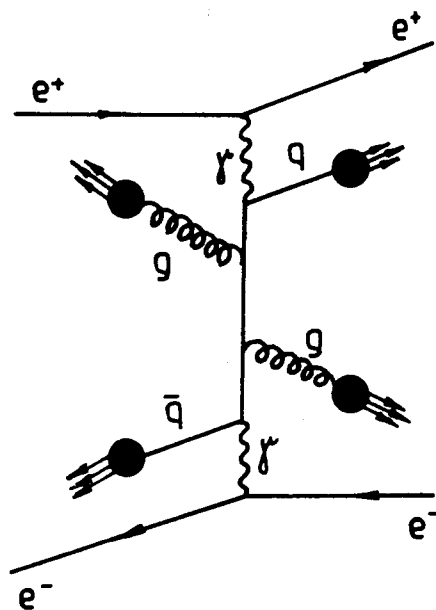
a)  $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}q\bar{q} \rightarrow gg \rightarrow 2\text{jets}$



$\delta$ )  $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}g \rightarrow 3\text{jets}$

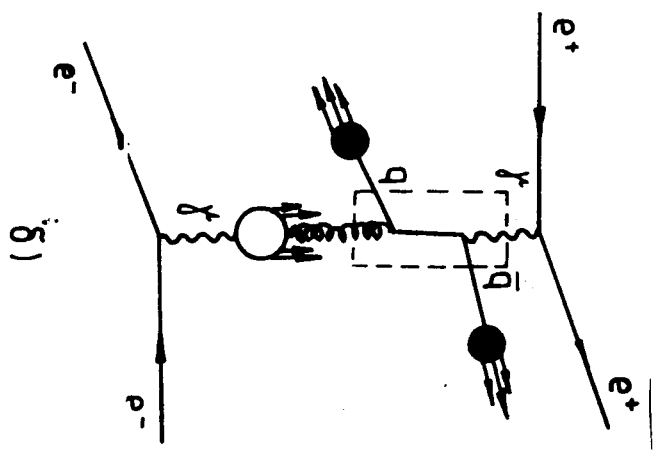
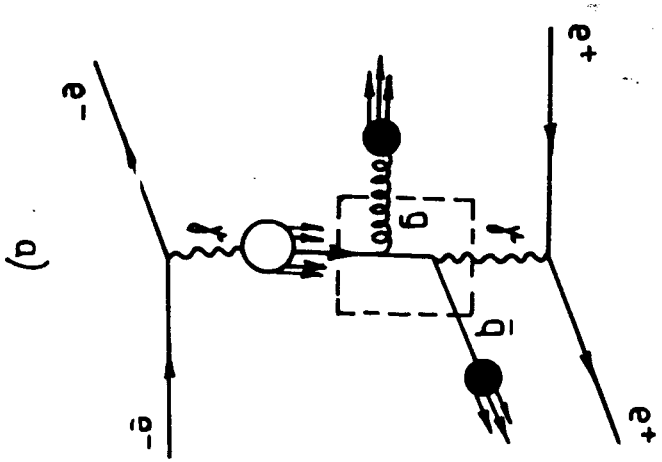


$\beta$ )  $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}gq\bar{q} \rightarrow 4\text{jets}$



$z$ )  $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}gg \rightarrow 4\text{jets}$

Рис. 8



Puc.9

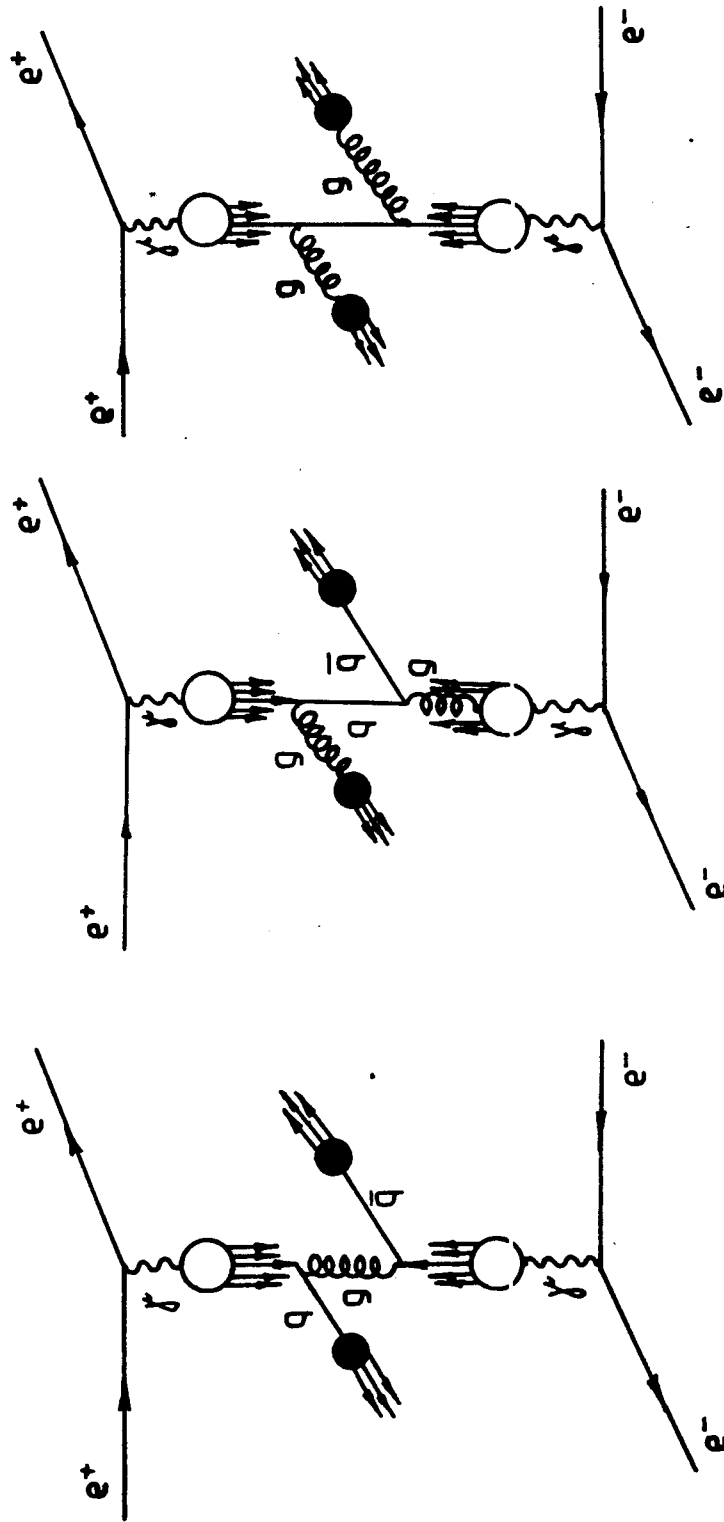
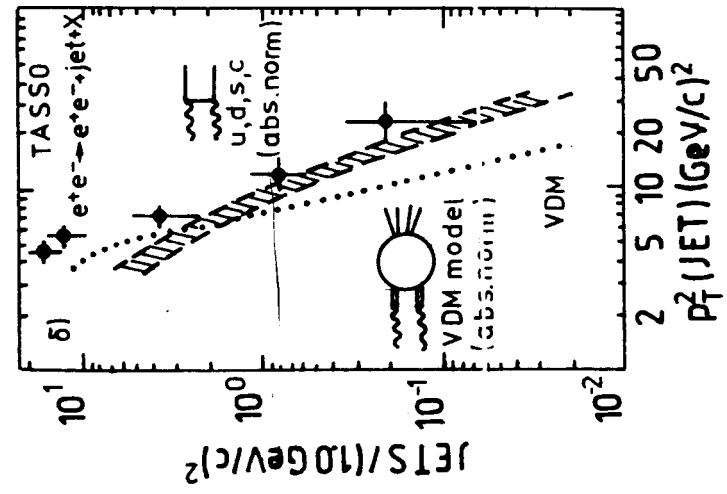
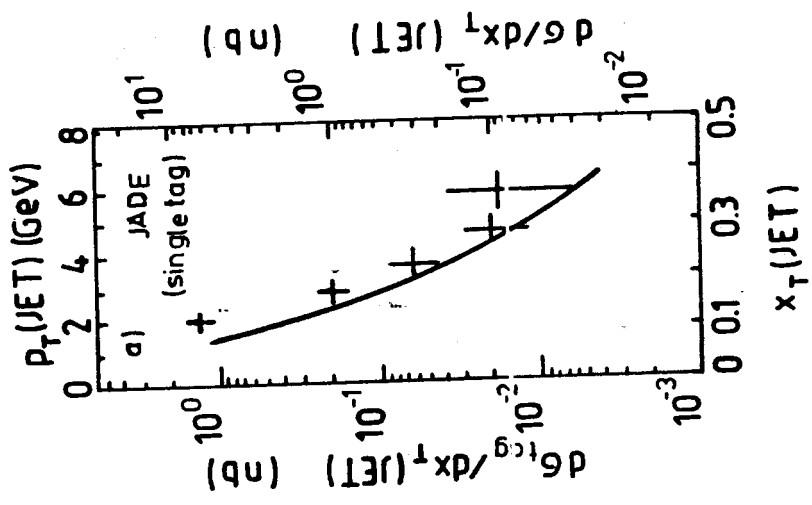


Рис.10





Puc.13a



Puc.13b

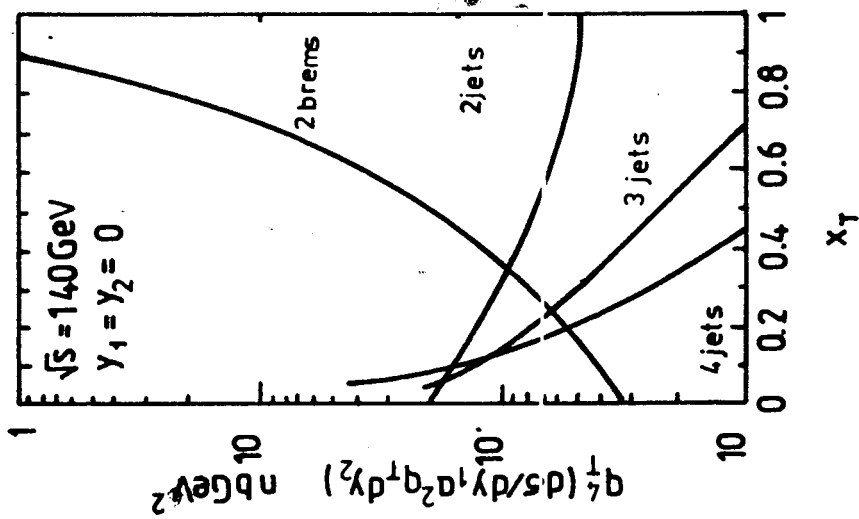


Рис.12

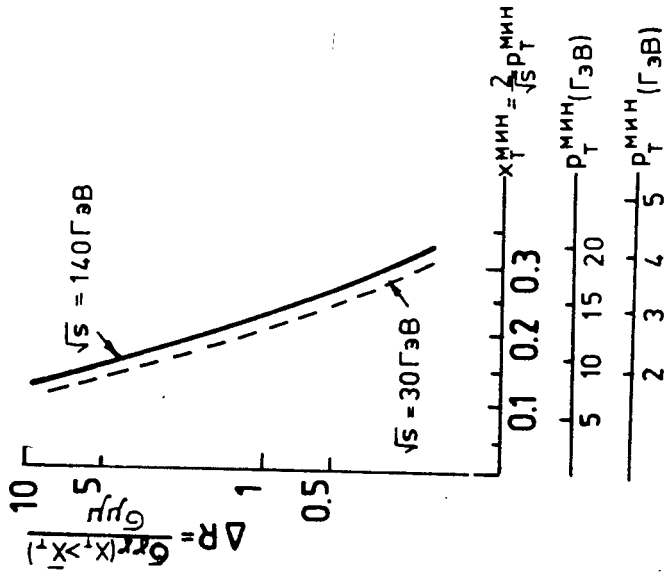
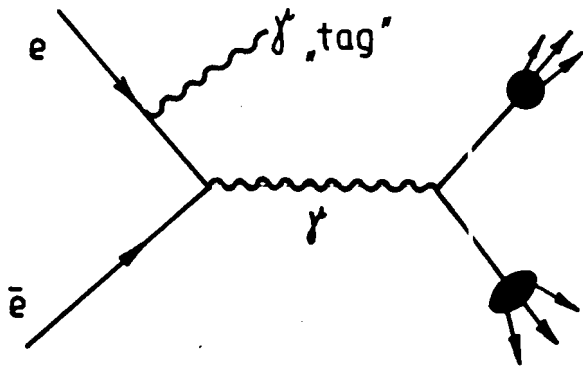
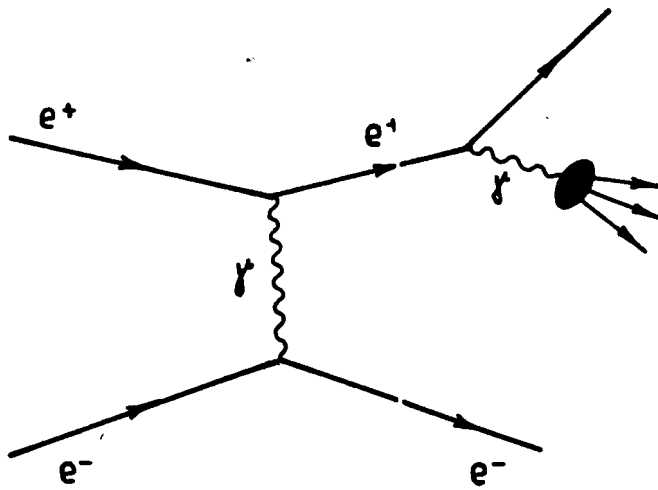


Рис.14



Puc.15



Puc.16