

П-472

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

1-95-316

На правах рукописи  
УДК 539.124.122

**ПОЗДНЯКОВ**  
Валерий Николаевич

**ИЗМЕРЕНИЕ СТРУКТУРНОЙ ФУНКЦИИ ФОТОНА  
НА УСТАНОВКЕ ДЕЛФИ**

Специальность: 01.04.16 — физика ядра  
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна 1995

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук,  
старший научный сотрудник

БАТЮНЯ  
Борис Владимирович

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,  
профессор

ГИНЗБУРГ  
Илья Файвильевич

кандидат физико-математических наук,  
старший научный сотрудник

ИГНАТЕНКО  
Михаил Анатольевич

Ведущее научно-исследовательское учреждение:  
Институт физики высоких энергий, г.Протвино

Защита диссертации состоится "\_\_\_\_" \_\_\_\_\_ 1995 года в "\_\_\_\_" часов на заседании диссертационного совета Д-047.01.02 в Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований по адресу:  
141980, г. Дубна Московской области, ЛВЭ ОИЯИ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан "\_\_\_\_" \_\_\_\_\_ 1995 г.

Ученый секретарь

диссертационного совета *М.Ф. Лихачев* М.Ф. Лихачев  
доктор физ.-мат. наук, профессор

## 1 Общая характеристика работы



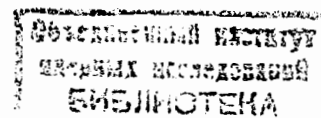
Настоящая работа основана на результатах экспериментальных исследований, выполненных при участии автора в 1989-1994 гг. в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ. В работе приведены результаты измерения структурной функции фотона (СФФ) и результаты исследования процесса рождения мюонных пар в двухфотонных столкновениях. Экспериментальные данные были получены на установке ДЕЛФИ (ЦЕРН), работающей на пучках коллайдера электронов и позитронов ЛЭП.

Актуальность работы. Основным интересом в изучении структурной функции фотона связан с тем, что, в дополнение к известному процессу флуктуации фотона в некоторое адронное состояние, фотон может флуктуировать в 'свободную' кварк-антикварковую пару, когда относительный поперечный импульс рожденных кварка и антикварка достаточно большой. Первый из процессов преимущественно состоит в рождении виртуального векторного мезона и часто называется 'адроноподобным' процессом. Его описание является непертурбативным и вводится через модель векторной доминантности. Процесс рождения свободной кварк-антикварковой пары ('точечно-подобный' процесс) является вычисляемым в рамках как кварк-партоновой модели так и в квантовой хромодинамике. В работе<sup>1</sup> было предсказано, что точно-подобный процесс становится доминирующим при значениях переданного 4-х импульса ( $Q^2$ ) выше 5 ГэВ<sup>2</sup>. Анализ структурной функции фотона позволяет улучшить понимание области перехода между непертурбативным и пертурбативным режимами в глубоконеупругом рассеянии на фотоне. С точки зрения достижения больших  $Q^2$ , экспериментальные установки на коллайдере ЛЭП имеют хорошие возможности, т.к. энергия сталкивающихся пучков достаточно велика для исследования процессов с  $Q^2 \simeq 100$  ГэВ<sup>2</sup>.

Первые результаты анализа СФФ были получены на установке ДЖЭЙД<sup>2</sup>. Далее каждая из экспериментальных групп, работавших на электрон-позитронных коллайдерах, проводила анализ СФФ. Работы 80-х годов подтвердили существование точно-подобной компоненты СФФ, а также тот факт, что СФФ (в отличие от структурной функции нуклона) растет с увеличением доли импульса, переносимого кварком. В последнее время было предложено множество параметризаций распределения кварков и глюонов в фотоне. СФФ является чувствительной к кварковому содержанию фотона. Один из основных вопросов в анализе СФФ - поведение функции в области малых значений переменной Бёркена  $x$ .

<sup>1</sup>C.Peterson et al. Nucl.Phys. B174 (1980), 424.

<sup>2</sup>W.Bartel et al., JADE collaboration, Phys. Lett. B121 (1983), 203.



В работе Виттена<sup>3</sup> было показано, что СФФ растет с увеличением переданного 4-х импульса как логарифм  $Q^2$ . Проверка такого предсказания проводится на основе совместного представления СФФ, измеренной на разных установках при различных средних значениях  $Q^2$ .

Исследование процесса рождения мюонных пар интересно тем, что, как показано в работе Берендса и др.<sup>4</sup>, относительный вклад различных типов диаграмм Фейнмана в полное сечение зависит от  $Q^2$ . Система электромагнитных калориметров установки ДЕЛФИ позволяет изучать данный процесс в максимально возможном интервале изменения  $Q^2$ .

Цель работы - измерение СФФ при среднем значении переданного 4-х импульса  $Q^2 = 12 \text{ ГэВ}^2$ ; исследование меченых двухфотонных событий при среднем значении  $Q^2 = 90 \text{ ГэВ}^2$ ; анализ квантово-электродинамического процесса рождения мюонных пар в меченых двухфотонных столкновениях.

Научная новизна и практическая ценность работы. В работе представлены новые результаты измерения КХД структурной функции фотона при  $\langle Q^2 \rangle = 12 \text{ ГэВ}^2$ , полученные при максимально доступной энергии электрон-позитронных пучков ускорителя ЛЭП, что позволило исследовать функцию распределения кварков в фотоне до значений переменной Бёркена  $x$  порядка 0.001. Полученный результат о значении СФФ, усредненной в интервале изменения переменной  $x$  от 0.3 до 0.8, дополнил имеющиеся экспериментальные данные о  $Q^2$ -эволюции СФФ. Проведенное исследование процесса взаимодействия фотонов при  $\langle Q^2 \rangle = 90 \text{ ГэВ}^2$  показало удовлетворительное согласие экспериментальных и моделированных данных, а также дополнило экспериментальные данные о двухфотонных взаимодействиях при переданных 4-х импульсах порядка  $100 \text{ ГэВ}^2$ .

Впервые был проведен анализ рождения мюонных пар в области изменения  $Q^2$  от 0.06 до нескольких тысяч  $\text{ГэВ}^2$ . Были найдены 2 события с переданным 4-х импульсом более  $1000 \text{ ГэВ}^2$ . Проведенный статистический анализ позволил определить вероятности рождения событий данной топологии в мультипериферическом канале.

В анализе КЭД-СФФ был впервые продемонстрирован эффект ненулевой массы мишенного фотона и приведено сравнение измеренной СФФ с предсказаниями КЭД для различных способов коррекций на указанный эффект.

Для анализа меченых двухфотонных событий автором диссертации был разработан пакет программ, позволяющий производить отбор событий и анализировать вклад фоновых процессов; производить полное моделирование событий и сравнение

<sup>3</sup>E.Witten, Nucl. Phys. B120 (1977), 189.

<sup>4</sup>F.A.Berends, P.H.Daverveldt and R.Kleiss, Comput. Phys. Commun. 40 (1986), 285.

с экспериментальными спектрами.

Был разработан метод, позволяющий использовать один набор моделированных событий для сравнения экспериментальных данных и моделирования событий с различными параметризациями плотности партонов в фотоне. Данный метод позволяет избежать многократного моделирования событий, что требует значительных вычислительных ресурсов.

Полученные на установке ДЕЛФИ результаты о КХД-СФФ могут быть в дальнейшем использованы для развития теоретических моделей о поведении СФФ, а также при анализе двухфотонных событий на различных экспериментальных установках.

Апробация работы и публикации. Результаты исследований, составивших диссертацию, докладывались на научных семинарах по физике элементарных частиц ЛВЭ ОИЯИ и рабочих совещаниях коллаборации ДЕЛФИ. Результаты по измерению КХД-СФФ при среднем значении переданного 4-х импульса  $12$  и  $90 \text{ ГэВ}^2$  были включены в обзорные доклады, представленные коллаборацией ДЕЛФИ на Международных конференциях по физике высоких энергий в г.Марселе (Франция) в 1992 и г.Глазго (Великобритания) в 1994 годах; на рабочем совещании "Two-photon physics from DAΦNE to LEP200 and beyond" (Париж, Франция, 1994); были представлены автором диссертации на "Workshop on two-photon physics at LEP and HERA" (Лунд, Швеция, 1994). Результаты исследования рождения мюонных пар в двухфотонных столкновениях были представлены на конференции "Photon-95" (Шеффилд, Великобритания, 1995).

Основные результаты диссертации изложены в 6-ти публикациях, список которых приведен в конце автореферата. Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения.

## 2 Содержание работы

Во введении рассматриваются основные особенности двухфотонных взаимодействий, подчеркивается актуальность проблемы измерения структурной функции фотона, формулируются цели и задачи диссертационной работы. Также отмечено, что на современном уровне развития техники ускорения элементарных частиц, коллайдеры электронов и позитронов предлагают приемлемые условия для поиска и анализа двухфотонных взаимодействий<sup>5</sup>.

<sup>5</sup>В настоящее время обсуждаются проекты исследований на ядро-ядерном коллайдере LHC и создания фотон-фотонных коллайдеров.

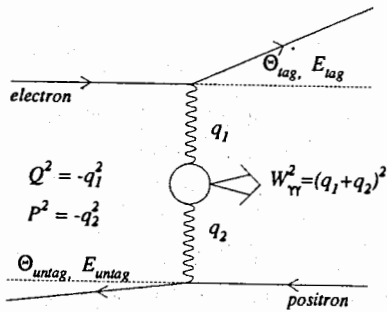


Рисунок 1. Диаграмма Фейнмана для двухфотонного взаимодействия.

В первой главе рассматриваются основы физики столкновения двух фотонов, обсуждается понятие структурной функции фотона в рамках современных теоретических представлений и описываются основные кинематические переменные двухфотонных взаимодействий. Основная диаграмма Фейнмана для двухфотонных взаимодействий (рисунок 1) может быть факторизована на две компоненты: точно вычисляемый квантовоэлектродинамический подпроцесс излучения электроном и позитроном фотонов,

а также интересующий нас подпроцесс взаимодействия фотонов  $\gamma\gamma \rightarrow X$ , сопровождаемый рождением некоторой системы  $X$ .

Кинематика, сечения и особенности двухфотонной реакции определяются энергиями и углами рассеяния электрона и позитрона. Переданный 4-х импульс в каждой лептон-фотонной вершине определяется (предполагая, что первоначально электрон и позитрон имели равные энергии) как

$$(p_i - p'_i)^2 = 2m_e^2 - 2E_{beam} E'_i (1 - \cos \theta_i), \quad (1)$$

где  $i$  обозначает электрон или позитрон. Остальными переменными являются:

- $p_i, p'_i$  - 4-х импульс электрона(позитрона) соответственно до и после рассеяния;
- $E_{beam}, E'_i$  - энергия электрона(позитрона) соответственно до и после рассеяния;
- $m_e$  - масса электрона;
- $\theta_i$  - полярный угол рассеяния электрона(позитрона) в предположении, что первоначально лептоны летели вдоль оси  $z$ , т.е. имели нулевой полярный угол.

Инвариантная масса рожденной системы равна

$$W_{\gamma\gamma} = 4E_1^{\gamma} E_2^{\gamma} - 2E_1^{\gamma} E_2^{\gamma} (1 - \cos \theta_1 \cos \theta_2 - \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos \phi), \quad (2)$$

где индекс 1(2) соответствует электрону(позитрону),  $E_{1(2)}^{\gamma} = E_{beam} - E'_{1(2)}$  и  $\phi$  является углом между плоскостями рассеяния электрона и позитрона. Для удобства описания

кинематически выделенного случая двухфотонных столкновений, который является целью данного исследования, вводятся специальные обозначения  $Q^2$  и  $P^2$  соответственно для переданного 4-х импульса электрона и позитрона. Эти переменные являются мерой 'виртуальности' фотонов, т.е. если, например,  $P^2$  равен нулю, то испущенный позитроном фотон находится на 'массовой поверхности'.

В зависимости от того, были ли зарегистрированы рассеянные электрон и позитрон, процесс называют немеченым, меченым или процессом двойного мечения соответственно для случаев, когда оба лептона остались недетектированными, один или оба лептона зарегистрированы в установке. В диссертации приведена классификация задач анализа двухфотонных взаимодействий, которая основывается как на критериях мечения рассеянных лептонов, так и на том, что представляет из себя система  $X$  и была ли она рождена через какие-либо промежуточные состояния. Одной из задач является измерение структурной функции фотона (СФФ) в анализе меченых двухфотонных взаимодействий. Измеряя энергию и полярный угол рассеяния электрона<sup>6</sup>, можно определить переданный соответствующему фотону 4-х импульс  $Q^2$ . Предполагая, что недетектированный позитрон имеет практически нулевой угол рассеяния и соответствующий ему фотон квазиреален (т.е.  $P^2 \simeq 0$ ) и  $Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$ , процесс взаимодействия выглядит как глубоконеупругое рассеяние электрона на 'мишенном' фотоне. Или другими словами, процесс выглядит как рассеяние виртуального фотона-пробника на квазиреальном фотоне-мишени.

Основной интерес к изучению СФФ при различных  $Q^2$  связан с предсказаниями, основанными на КХД вычислениях. Было показано<sup>7</sup>, что СФФ имеет две компоненты, адрон- и точно-подобную, и что область значений  $Q^2 = (5-10) \text{ ГэВ}^2$  является переходной в том смысле, что вклад адрон-подобной компоненты СФФ в полное сечение, доминирующий в области малых  $Q^2$ , постепенно уменьшается и при достаточно больших  $Q^2$  доминирующей становится точно-подобная компонента.

Разделение на две компоненты связано с различным поведением фотона-мишени. Качественно, процесс взаимодействия виртуального фотона с квазиреальным фотопом-мишенью может быть представлен как взаимодействие фотона-пробника с партоном-содержимым фотона-мишени. Иными словами, мишенный фотон флуктуирует в  $q\bar{q}$  (или в  $l^+l^-$ ) состоянии и второй фотон взаимодействует с партонами данного состояния. Таким образом, если партон образует связанную систему, то взаимодействие выглядит как рассеяние фотона на векторном мезоне и подпроцесс называется

<sup>6</sup>В дальнейшем термин 'электрон' будет использован для обозначения меченого лептона, оставляя термин 'позитрон' для недетектированного лептона.

<sup>7</sup>T.F.Walsh and P.M.Zerwas, Phys. Lett. B44 (1973), 195; C.Peterson, T.F.Walsh and P.M.Zerwas, Nucl.Phys. B174 (1980), 424.

адрон-подобным. Если же относительный поперечный импульс кварков достаточно большой, говорят о взаимодействии с точечно-подобным фотоном-мишенью. Количественное описание двух компонент СФФ дано в разделе диссертации о моделировании конечного адронного состояния в реакции двух фотонов.

Принято выражать сечение двухфотонных взаимодействий через следующие переменные:

$$\begin{aligned} Q^2 &= 4E_{tag}E_{beam} \sin^2(\theta_{tag}/2), \\ s &= 4E_{beam}^2, \\ y &= 1 - (E_{tag}/E_{beam}) \cos^2(\theta_{tag}/2), \\ x &= \frac{Q^2}{Q^2 + W_{\gamma\gamma}^2}, \\ z &= \frac{E_{\gamma,target}}{E_{beam}}, \end{aligned}$$

где  $E_{beam}$  - энергия пучка электронов/позитронов;  $E_{tag}$  - энергия меченого электрона;  $\theta_{tag}$  - полярный угол рассеяния меченого электрона и  $E_{\gamma,target}$  - энергия мишенного фотона.

Предполагая, что рассеянный позитрон недетектирован, сечение процесса может быть записано в виде:

$$\frac{d\sigma}{dx dy} = \frac{4\pi\alpha^2 s}{Q^4} \left[ (1 + (1 - y)^2) F_2^\gamma(x, Q^2) - y^2 F_L^\gamma(x, Q^2) \right] \Gamma_\gamma(z, \theta_{max}) z dz \quad (3)$$

где  $\Gamma_\gamma(z, \theta_{max})$  описывает поток мишенных фотонов с энергией  $E_\gamma$ ;  $\theta_{max}$  - максимум угла рассеяния позитрона, когда он не детектируется в установке вследствие ограниченного углового акцептанса установки;  $F_2^\gamma(x, Q^2)$  и  $F_L^\gamma(x, Q^2)$  являются структурными функциями фотона-мишени, определяемыми следующим образом через сечения взаимодействия фотонов с различной поляризацией:

$$\begin{aligned} F_2^\gamma(x, Q^2) &= (\sigma_{TT} + \sigma_{LT}) \cdot \frac{Q^2}{4\pi^2\alpha}, \\ F_L^\gamma(x, Q^2) &= \sigma_{LT} \cdot \frac{Q^2}{4\pi^2\alpha}, \end{aligned}$$

где первый (второй) индекс в обозначении сечений  $\sigma$  отражает поляризацию фотона-пробника (фотона-мишени). Поскольку мишенный фотон квазиреален, его поляризация может быть только поперечной (Т), в то время как виртуальный фотон-пробник может иметь и поперечную и продольную (L) поляризацию. Сечения  $\sigma$  являются функциями инвариантной массы  $W_{\gamma\gamma}$  и  $Q^2$ .

Если допустить, что экспериментальные условия обеспечивают малость величины переменной  $y$  и после интегрирования по потоку мишенных фотонов, сечение оказывается чувствительным только к  $F_2^\gamma$ :

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} \sim \frac{4\pi\alpha^2 F_2^\gamma(x, Q^2)}{Q^4 x} \quad (4)$$

Отмечены предсказываемые особенности в поведении СФФ. Вычисления показали, что СФФ (в отличии от структурной функции нуклона) растет с  $x$ . Зависимость СФФ от  $Q^2$ , усредненная по  $x$ , ведет себя как  $\ln Q^2$ . В последнее время активно обсуждается проблема поведения СФФ в области малых значений  $x$ . Это связано с тем, что некоторые параметризации СФФ предсказывают её рост при малых ( $\leq 0.1$ )  $x$ . Недавно введенные в эксплуатацию  $e^+e^-$  коллайдеры (такие как ЛЭП, ТРИСТАН и СЛСи) открыли возможность проникновения в область значений  $x$  меньших 0.01.

Вторая глава содержит описание техники эксперимента. В главе приведено краткое описание коллайдера ЛЭП и его основных характеристик. Затем дан краткий обзор компонент детектора ДЕЛФИ, наиболее существенных для данного анализа. Основное внимание уделено описанию трековой системы, включающей микровершинный микростриповый детектор; внутренний детектор, состоящий из дрейфовой и пропорциональной камер; дрейфовые трубки внешнего детектора и время-проекционную камеру. Также в работе приведено краткое описание системы электромагнитных калориметров.

Далее в главе описаны особенности постановки эксперимента по измерению СФФ. Основное внимание уделено рабочим характеристикам установки, таким как акцептанс трековой системы, энергетические пороги электромагнитных калориметров. Отмечено, что с точки зрения кинематики процесса и необходимой для анализа статистики, для мечения двухфотонных событий на ДЕЛФИ пригодны два детектора - Калориметр Малых Углов (КМУ) и Передний ЭлектроМагнитный Калориметр (ПЭМК). Отмечено, что при детектировании рассеяного лептона в одном из этих калориметров при достаточно высокой (больше 25-30 ГэВ) энергии, условия на малость величины  $y$  и  $Q^2 \gg P^2$  будут удовлетворены, что является необходимым для представления сечения процесса в виде (4). Вследствие кинематических особенностей двухфотонного процесса, детектированной в установке оказывается лишь часть системы рожденных адронов и для получения СФФ необходимо провести коррекции на акцептанс установки (так называемая процедура анфолдинга - unfolding).

В заключении главы приведено краткое описание математического аппарата, на основе которого такие коррекции могут быть сделаны. Применение метода регуляризации при решении 'обратной' задачи позволяет получить стабильное к статисти-

ческим флуктуациям набора данных решение. Математический аппарат был реализован в виде компьютерной программы, результаты тестов которой, проведенные на уровне генератора событий двухфотонных взаимодействий, продемонстрированы в диссертации.

В третьей главе приведено описание методики эксперимента. Для отбора меченых мультиадронных двухфотонных событий были применены следующие критерии (физическое обоснование которых приведено в диссертации) :

**А** в одном из модулей КМУ или ПЭМК была зарегистрирована частица с энергосодержанием больше 30 ГэВ (критерий мечения), в то время как в симметричном по оси  $z$  модуле КМУ не было обнаружено никаких частиц с энергосодержанием выше 10 ГэВ (критерий антимечения, который позволяет сохранить величину массы мишени близкой к нулю).

**Б** было зарегистрировано как минимум 3 заряженных частицы. Это так называемое условие зарядовой множественности  $N_{ch}$ . Заряженная частица должна удовлетворять следующим критериям: импульс частицы должен быть больше 0.4 ГэВ; полярный угол должен быть от 20 до 160 градусов; прицельный параметр в плоскости  $R\phi$  - меньше 4 см и прицельный параметр по оси  $z$  - меньше 10 см.

**В** полное энергосодержание в электромагнитных калориметрах (исключая энергосодержание меченого электрона) было меньше 15 ГэВ. В основном, это энергия зарегистрированных фотонов от распадов короткоживущих  $\pi^0$  мезонов. Энергия нейтральной частицы суммировалась в полное энергосодержание только в том случае, если она (энергия) превышала порог, установленный для обоих ('бочкового' и переднего) калориметров в 0.5 ГэВ.

**Г** инвариантная масса системы адронов, вычисляемая в предположении массы пиона для заряженных частиц и нулевой массы (фотона) для нейтралов, находится в интервале от 2 до 20 ГэВ.

**Д** угол  $\alpha_{R\phi}$  между вектором поперечного импульса меченого электрона и векторной суммой поперечных импульсов адронов и фотонов был больше 2.5 радиан.

Критерии В-Г были использованы для того, чтобы отбросить фоновые события от распадов  $Z^0$  бозона, критерий Д эффективно выбрасывает события, в которых меченый электрон был имитирован частицами пучка, выбывшими из процесса ускорения.

Для отбора событий рождения мюонных пар в меченых двухфотонных столкновениях, были использованы критерии А-В,  $N_{ch}=2$  и одна из заряженных частиц была идентифицирована как мюон.

Данные, собранные в период с 1991 по 1993 год при энергии пучка от 44.1 до 47.5 ГэВ, были обработаны и было найдено 977 (123) событий, меченых в КМУ (ПЭМК). Стабильность данных разных периодов была проверена на основе анализа числа отобранных событий и соответствующей им интегральной светимости, на основе сравнения различных распределений (зарядовой множественности, инвариантной массы и т.п.) и найдена удовлетворительной.

Квадрат 4-импульса, переданного фотону-пробнику, вычисленный по измеренным в КМУ (ПЭМК) параметрам меченого электрона, лежит в области от 4(45) до 30(200) ГэВ<sup>2</sup> со средним значением 12(90) ГэВ<sup>2</sup>.

Для событий, меченых в КМУ, вклад фоновых событий рождения  $q\bar{q}$  системы или  $\tau$  пар в процессах  $\gamma/Z^0$  аннигиляции был найден пренебрежимо малым. Фон от процесса рождения  $\tau$  пар в меченых двухфотонных взаимодействиях был оценен в  $33 \pm 4$  события, используя моделированные события, сгенерированные программой TWO GAM<sup>8</sup>. Вклад событий неупругого Комптона-рассеяния был найден пренебрежимо малым. Появление случайных сигналов в КМУ, имитирующих меченый электрон, приводит к тому, что события с рожденным  $Z^0$  или немеченые двухфотонные события будут ложно идентифицированы как меченые  $\gamma\gamma$  события. Критерий на угол  $\alpha_{R\phi}$  редуцирует вклад таких событий до  $1.5 \pm 0.5$  в отобранном наборе данных. Для того, чтобы оценить фон событий рассеяния электрона на остаточном в ионопроводе газе, был использован так называемый метод полдс, основанный на предположении о равномерном распределении таких событий вдоль оси  $z$ . Фон от рассеяния электрона на остаточном газе был оценен в  $5.5 \pm 1.8$  событий. Суммарный вклад фоновых процессов в отобранном наборе данных не превышает 4%.

Для событий, меченых в ПЭМК, основным фоновым процессом является рождение  $q\bar{q}$  системы в процессе  $\gamma/Z^0$  аннигиляции. Суммарный вклад данного процесса ( $9.4 \pm 3.9$  событий) в отобранном наборе данных был оценен на основе моделирования таких событий.

Затем в работе описано моделирование двухфотонных взаимодействий, являющееся важной составляющей данного анализа вследствие того, что коррекции на аксептанс установки могут быть проделаны лишь на основе моделированных событий.

В случае, если мишенный фотон флуктуирует в связанное состояние кварка-ан-

<sup>8</sup>S.Nova, A.Olshevski and T.Todorov, 'A Monte Carlo event generator for two photon physics', DELPHI-note 90-35, 1990 (unpublished).

тикварка, процесс выглядит как глубоконеупругое взаимодействие электрона с векторным мезоном  $V(\rho, \omega, \phi \dots)$  и может быть описан в рамках модели векторной доминантности (ВДМ). Для того, чтобы учесть виртуальность фотонов, была использована так называемая обобщенная модель векторной доминантности (ОВДМ). Ее основная идея заключается в предположении о факторизуемости каждой компоненты полного сечения в виде

$$\sigma_{ij}^{GVDM}(Q^2, P^2, W) = f_i(Q^2) f_j(P^2) \sigma_0(W) \quad (5)$$

где  $i, j$  означают различные поляризации (продольную L или поперечную T) фотонов. Для сечения  $\sigma_0$  была использована зависимость, полученная в работе<sup>9</sup>.

Кроме полного сечения необходимо определить кинематику кварков адрон-подобной компоненты. Мультиадроны генерировались как система  $q\bar{q}$  с распределением поперечного импульса кварка, имеющим вид  $d\sigma/dp_T^2 \sim \exp(-5p_T^2)$ <sup>10</sup>, затем система кварк-антикварк была адронизована (фрагментирована) программой JETSET7.3.

Другой компонентой модели является так называемая точечно-подобная компонента, когда мишенный фотон флуктуирует в кварк и антикварк с достаточно большим поперечным импульсом друг относительно друга и процесс может быть представлен как рассеяние виртуального фотона на свободном кварке(антикварке). Описание данной компоненты может быть проведено как в теории возмущений КХД так и в рамках кварк-партоновой модели (КПМ). Для генерации событий было использовано два различных подхода. Первый из них, реализованный в программе TWO GAM, заключается в генерации событий, учитывающей дифференциальные сечения взаимодействия фотонов различной поляризации. Основой для генерации точечно-подобной компоненты является КЭД процесс рождения лептонной пары  $\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-$ <sup>11</sup>. Для генерации адронного события, масса и заряд лептона были заменены на массу и заряд кварка. Были использованы следующие значения масс кварков: 300 МэВ для  $u$  и  $d$ , 500 МэВ для  $s$  и 1.6 ГэВ для  $c$  кварка. Для адронизации кварков данной компоненты была использована программа JETSET7.3 без каких-либо изменений встроенных параметров. Проведенное таким образом моделирование кварк-антикварковой пары соответствует процессу рождения свободных кварков, описываемому диаграммой 'коробка' 'box' в рамках КПМ.

Другим подходом к моделированию, реализованным в программе MCF2, является использование аналитического вида структурной функции в выражении (4). Такой

<sup>9</sup>I.F.Ginzburg and V.G.Serbo, Phys. Lett. B109 (1982), 231.

<sup>10</sup>Выбор вида зависимости был сделан с учетом экспериментальных результатов, полученных на других установках.

<sup>11</sup>V.M.Budnev et. al., Phys.Rep. 15C (1975), 181.

подход был применен для привлечения КХД коррекций в лидирующем порядке<sup>12</sup> для легких кварков. Была использована, называемая по первым буквам фамилий авторов, ФКП параметризация, которая содержит параметр  $p_i^0$  - поперечный импульс кварка в мишенном фотоне. Этот параметр был введен в параметризацию для того, чтобы разделить описание адрон- и точечно-подобной компонент и избежать повторного счета событий. Данный параметр наиболее существенен в случае немеченых событий.

Сравнение наблюдаемых и моделированных распределений инвариантной массы адронов и переданного 4-х импульса для событий, меченых в КМУ(ПЭМК), приведено на рисунке 2(3). Видно, что двухкомпонентная модель удовлетворительно описывает наблюдаемые спектры.

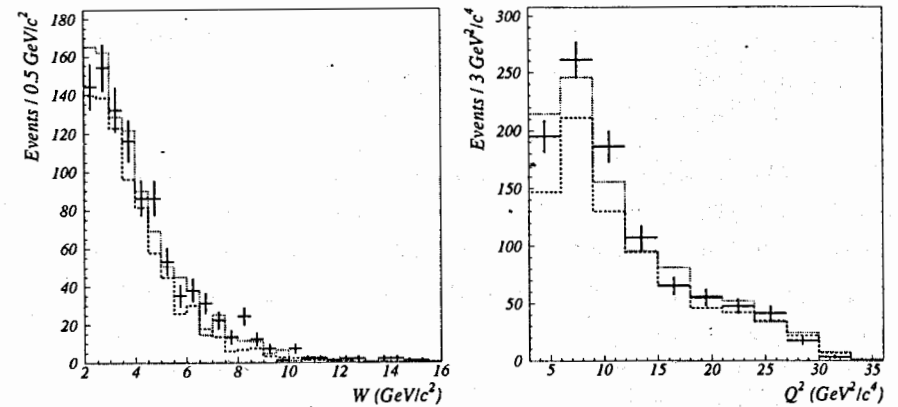
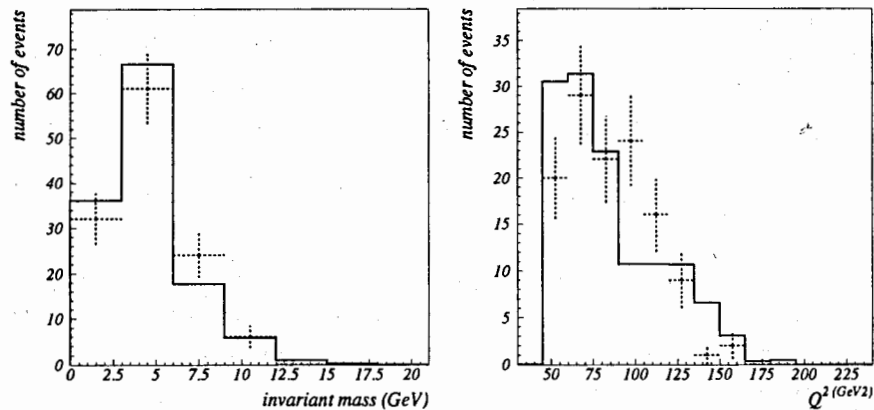


Рисунок 2. Сравнение распределений экспериментальных и моделированных данных для инвариантной массы системы адронов  $W$  и переданного 4-х импульса  $Q^2$  для событий с детектированным в КМУ электроном.

<sup>12</sup>J.H.Field, F.Kapusta and L.Poggioli, Phys.Lett. 181B (1986), 362; J.H.Field, F.Kapusta and L.Poggioli, Z.Phys. C36 (1987), 121; F.Kapusta, Z.Phys. C42 (1989), 225.

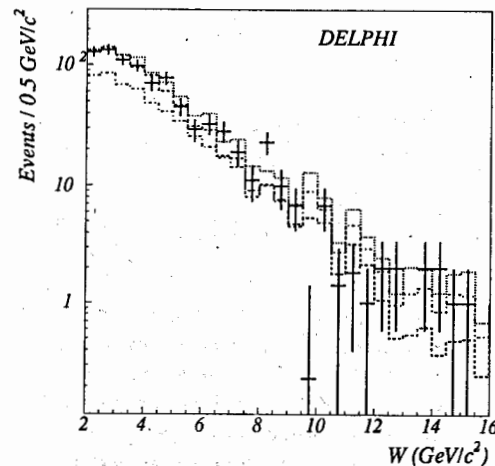


**Рисунок 3.** Сравнение распределений экспериментальных и моделированных данных для инвариантной массы системы адронов  $W$  и переданного 4-х импульса  $Q^2$  для событий с детектированным в ПЭМК электроном.

В заключении главы описаны тесты программы коррекции измеренного распределения переменной  $x$ . Для тестов были использованы генерированные события и применены некоторые критерии, 'моделирующие' экспериментальную установку.

Основные результаты анализа экспериментальных данных приведены в четвертой главе диссертации. Представлены результаты исследования процесса рождения мюонных пар в меченых двухфотонных взаимодействиях. Подобный анализ является необходимой составляющей анализа мультиадронных двухфотонных событий, т.к. позволяет провести сравнение экспериментальных данных с моделированием точно вычисляемого в КЭД процесса рождения мюонных пар и, таким образом, провести тест работы детектора, используемого для регистрации рассеянного электрона. Анализ событий, меченых в КМУ и ПЭМК, был дополнен использованием так называемого Калориметра Очень Малых Углов (КОМУ) и Бочкового Электромагнитного Калориметра (БЭМК). Таким образом, в работе проведен анализ рождения мюонных пар с использованием всех электромагнитных калориметров установки ДЕЛФИ для регистрации рассеянного электрона. Это позволило провести тест КЭД процесса в максимально возможном интервале изменения  $Q^2$  от практически нулевого значения (что соответствует столкновению двух квазиреальных фотонов) до нескольких тысяч  $\text{ГэВ}^2$ . В работе показано удовлетворительное согласие экспериментальных спектров с предсказаниями КЭД для событий, меченых в КОМУ, КМУ и ПЭМК. Было найдено два события с детектированным в БЭМК рассеянным электроном. Была вычислена вероятность рождения событий данной кинематической топологии в мультитиперферическом канале.

В диссертации показаны результаты измерения КЭД-СФФ, полученные с использованием меченых в КМУ событий. Обсуждается зависимость СФФ от массы мишенного фотона ( $P^2$ ). Отмечено, что эта зависимость определяется отношением массы мишени к массе рожденного фермиона. Показано, что КЭД-СФФ чувствительна к  $P^2$ , в то время как зависимость КХД-СФФ от  $P^2$  слабая. Измеренная КЭД-СФФ удовлетворительно описывается модельным предсказанием, усредненным по некоторому набору  $P_i^2$  (полученному из модели), т.е.  $F_2^\gamma = \langle F_2^\gamma(P_i^2) \rangle$ .



**Рисунок 4.** Сравнение распределения инвариантной массы для экспериментальных данных и предсказаний модели для различных параметризаций.

Дальнейший анализ был проведен для КХД-СФФ. На рисунке 4 показано сравнение наблюдаемого спектра инвариантной массы адронной системы с предсказаниями моделей с различным поведением СФФ в зависимости от кинематической переменной  $x$ : GS<sup>a</sup> (штрих), DO<sup>b</sup> (пунктир) и LAC1<sup>c</sup> (штрих-пунктир).

<sup>a</sup>L.E.Gordon and J.K.Storow, MC-TN 91-29 (1991).

<sup>b</sup>D.W.Duke and J.F.Owens, Phys. Rev. D26 (1982), 1600.

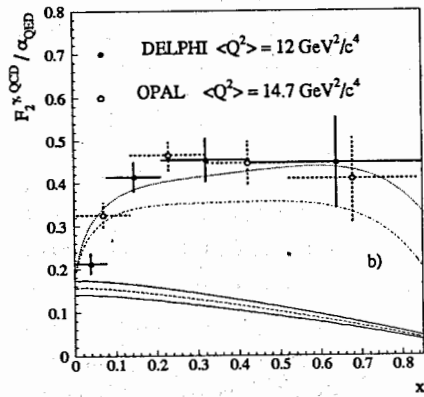
<sup>c</sup>H.Abramowicz, K.Charchula and A.Levy, Phys. Lett. B269 (1991), 458.

Отметим, что GS параметризация предсказывает падение СФФ в области малых  $x$ , а DO и LAC1 параметризации включают рост СФФ для  $x$  меньших 0.1.

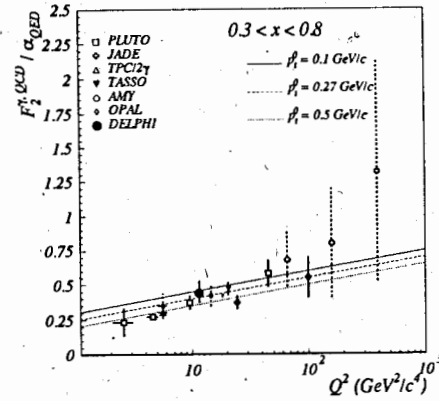
Проведено измерение СФФ (рисунок 5) для легких кварков. Вклад событий с рожденной  $c\bar{c}$  парой был вычтен из экспериментальных данных в соответствии с предсказаниями кварк-партоновой модели. Показано, что СФФ нечувствительна к КХД масштабному параметру  $\Lambda$ . Оценены различные источники систематической ошибки проведенного измерения. Показано, что результаты измерения указывают на отсутствие роста СФФ в области переменной  $x$  менее 0.1. Приведен комбинированный (с результатами, полученными на других установках) результат о зависимости СФФ от среднего значения переданного 4-х импульса в области переменной  $x$  от 0.3 до 0.8 (рисунок 6). Нижняя граница была выбрана для уменьшения вклада невычисляемой адронно-подобной компоненты. Верхняя граница установлена потому, что область больших  $x$  соответствует (в основном) малым значениям инвариантной массы ро-



жденной системы адронов, где (в силу необходимости применения критериев отбора событий) статистическая ошибка наибольшая.



**Рисунок 5.**  $F_2^2$  для легких кварков при среднем значении переданного 4-х импульса  $12 \text{ ГэВ}^2$ . Кривые показывают сумму ФКП параметризации, вычисленную для параметра  $p_t^0 = 0.1 \text{ ГэВ}$  (верхняя кривая) и  $0.5 \text{ ГэВ}$  (нижняя кривая), и ОМВД предсказаний модели. 'Коридор' иллюстрирует эффект ненулевой массы мишени для предсказаний ОМВД модели.



**Рисунок 6.**  $Q^2$ -зависимость СФФ, усредненной в интервале изменения  $x$  от  $0.3$  до  $0.8$ . Линии показывают КХД предсказания для различных значений феноменологического параметра  $p_t^0$  - поперечного импульса кварка в мишенном фотоне.

В заключении сформулированы основные результаты диссертационной работы:

- Получены и проанализированы первые экспериментальные результаты исследования меченых двухфотонных взаимодействий на установке ДЕЛФИ, работающей на коллайдере электронов и позитронов ЛЭП.
- Показано, что меченые в Калориметре Малых Углов двухфотонные взаимодействия могут быть описаны двухкомпонентной моделью, учитывающей двойственность в поведении мишенного фотона при его флуктуации в кварк-антикварковую пару. В диссертации показано, что описание процесса взаимодействия в рамках кварк-партонной модели оказывается недостаточным для воспроизведения экспериментальных спектров. Предсказания модели, учитывающей радиационные поправки, сделанные в лидирующем порядке КХД, удовлетворительно описывают (в сумме с непертурбативной компонентой модели) экспериментальные данные.

- Программа коррекции (unfolding) измеренных распределений была адаптирована к экспериментальным условиям установки ДЕЛФИ. Показана возможность получения из экспериментального спектра переменной  $x$  достаточного (для анализа основных особенностей структурной функции фотона) числа скорректированных точек.
- Анализ мюонных пар, рожденных в меченых двухфотонных столкновениях, показал удовлетворительное согласие с предсказаниями КЭД и позволил провести проверку программы коррекции измеренных спектров и экспериментальных данных с детектора, используемого для регистрации (мечения) рассеянного электрона или позитрона.
- Впервые в практике измерения структурной функции фотона был продемонстрирован эффект ненулевой массы мишенного фотона. Показано, что данный эффект, определяемый отношением массы мишенного фотона к массе рожденного фермиона, присутствует в измеренной в анализе мюонных пар КЭД-СФФ, в то время как КХД-СФФ менее чувствительна к данному эффекту.
- На основе полного (генерация событий и моделирование эффектов установки) моделирования событий, был разработан метод сравнения экспериментальных данных с предсказаниями модели с любой зависимостью СФФ от переменной  $x$ . Используя этот метод проведено сравнение измеренных распределений с предсказаниями нескольких параметризаций СФФ. Показано, что, базируясь лишь на измеренных спектрах, невозможно сделать статистически значимое заключение о поведении СФФ, т.к. модели с существенно различным поведением СФФ дают схожие результаты после моделирования установки.
- Измерена КХД структурная функция фотона при среднем значении переданного 4-х импульса  $12 \text{ ГэВ}^2$ , в интервале изменения переменной  $x$  от  $0.001$  до  $0.85$ . Показано, что СФФ нечувствительна к КХД масштабному параметру  $\Lambda$ . Приведено сравнение измеренной СФФ с наиболее часто используемыми параметризациями СФФ и показано, что параметризации без предсказываемого роста в области малых  $x$  удовлетворительно описывают измеренную СФФ. В то же время, точность проведенного измерения не позволяет сделать однозначный выбор в пользу какой-либо одной параметризации.
- На основе результатов, полученных на установке ДЕЛФИ и других экспериментальных установках, представлена зависимость СФФ от среднего значения переданного 4-х импульса в интервале изменения переменной  $x$  от  $0.3$  до  $0.8$ . Значение КХД-СФФ, измеренное на установке ДЕЛФИ для среднего значения

переданного 4-х импульса  $12 \text{ ГэВ}^2$ , равно  $F_2^\gamma(0.3 < x < 0.8) = 0.45 \pm 0.08$ . В пределах ошибок измерения, комбинированный результат подтверждает предсказание КХД о логарифмическом росте СФФ с увеличением  $Q^2$ .

- Проведено исследование двухфотонных событий, меченых в Переднем ЭлектроМагнитном Калориметре установки ДЕЛФИ при среднем значении переданного 4-х импульса  $90 \text{ ГэВ}^2$ , и показано удовлетворительное согласие с предсказаниями модели.
- Проведен анализ рождения мюонных пар в меченых двухфотонных столкновениях. Показано удовлетворительное согласие спектров экспериментальных данных с предсказаниями КЭД в области изменения  $Q^2$  от  $0.06$  до нескольких тысяч  $\text{ГэВ}^2$ .

Диссертация основывается на следующих опубликованных работах:

- В.Батуяна, ..., В.Поздныakov, ..., "Study of single tagged multihadronic  $\gamma\gamma$  events at a  $Q^2 \simeq 12 \text{ GeV}^2/c^4$ , сообщение ОИЯИ Е1-93-458, Дубна, 1993.
- В.Батуяна, ..., В.Поздныakov, ..., "Study of single tagged multihadronic  $\gamma\gamma$  events at a  $Q^2 \simeq 90 \text{ GeV}^2/c^4$ , в сб. "Краткие сообщения ОИЯИ" номер 3, Дубна, 1995.
- F.Kapusta and V.Pozdnyakov "The photon structure function and  $\gamma\gamma$  jet production at LEP200", Proceedings of the workshop "Two-photon physics from DAΦNE to LEP200 and beyond" (2-4 February 1994, Paris, France) p.191-198, World Scientific, 1994.
- V.Pozdnyakov "A measurement of the photon structure function  $F_2^\gamma$  at an average  $Q^2$  of  $12 \text{ GeV}^2$ ", Proceedings of the "Workshop on two-photon physics at LEP and HERA" (26-28 May 1994, Lund, Sweden) p.55-63, ed. G.Jarlskog and L.Jonsson, 1994.
- P.Abreu, ..., V.Pozdnyakov, ..., "A measurement of the photon structure function  $F_2^\gamma$  at an average  $Q^2$  of  $12 \text{ GeV}^2$ ", препринт CERN PPE-95-87, представлена для публикации в Z.Phys.
- F.Kapusta, F.Naraghi and V.Pozdnyakov "Muon pair production in the tagged two-photon interactions", Proceedings of the workshop "Photon-95" (8-13 April 1995, Sheffield, England).

Рукопись поступила в издательский отдел  
12 июля 1995 года.