

304200

П-472



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1-2009-3

На правах рукописи
УДК 539.122 + 539.124

ПОЗДНЯКОВ
Валерий Николаевич

ДВУХФОТОННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
НА УСТАНОВКЕ DELPHI (CERN)

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна 2009

Общая характеристика работы

Работа выполнена в Лаборатории физики высоких энергий им. В.И.Векслера и А.М.Балдина Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор Валерий Георгиевич СЕРБО

доктор физико-математических наук, профессор Николай Борисович СКАЧКОВ

доктор физико-математических наук, профессор Лидия Николаевна СМИРНОВА

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
Институт математики им. С.Л.Соболева (Лаборатория теоретической физики) Сибирского отделения Российской академии наук (г. Новосибирск)

Защита диссертации состоится « _____ » _____ 2009-го года в « _____ » часов на заседании диссертационного совета Д 720.001.02 в Лаборатории физики высоких энергий им. В.И.Векслера и А.М.Балдина Объединенного института ядерных исследований, г.Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛФВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан « _____ » _____ 2009-го года.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 720.001.02
кандидат физ.-мат. наук В.А.Арефьев



Актуальность темы

Настоящая диссертационная работа представляет экспериментальные результаты изучения взаимодействия фотонов, полученные на установке DELPHI(CERN). Двухфотонные реакции являются продуктивным источником информации во многих областях физики высоких энергий. Объектом исследований являются процессы квантовой электродинамики (КЭД, QED), такие как рождение лептонов; процессы глубоконеупругого электрон-фотонного рассеяния; образование 'жестких' струй и рождение тяжелых кварков, описываемые в рамках квантовой хромодинамики (КХД, QCD). Обширную область исследований составляет адронная спектроскопия состояний двухфотонного слияния, включая поиск новых частиц.

Первые результаты экспериментального наблюдения реакции ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$) были получены в Новосибирске и затем подтверждены во Фраскати. Там же была впервые исследована реакция ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$). С тех пор было получено множество экспериментальных данных с различных установок, работавших на электрон-позитронных коллайдерах, по исследованиям физики взаимодействия фотонов.

Цель работы

Проведенные исследования ставили своей целью получение новых результатов в области изучения физики двухфотонных взаимодействий по измерению КЭД и КХД структурных функций фотона F_2^{γ} ; изучению эффекта ненулевой массы фотона-мишени; измерению ширины $\Gamma_{\gamma\gamma}$ двухфотонного распада очарованных мезонов; измерению сечений процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \mu^+\mu^-$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + hadrons$ во взаимодействии фотонов высокой виртуальности; сравнению измеренных сечений с BFKL вычислениями в лидирующем и следующем-за-лидирующим порядках; измерению сечений рождения 'жестких' струй во взаимодействии квазиреальных фотонов и сравнению полученных сечений с предсказаниями КХД в лидирующем и следующем-за-лидирующим порядках вычислений. Также в работе представлены перспективы изучения ультрапериферических (двухфотонных) взаимодействий в рамках программы исследований ядро-ядерных столкновений на установке ATLAS.

Научная новизна работы

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
БИБЛИОТЕКА

Экспериментальные условия коллайдера LEP позволили провести исследования $\gamma\gamma$ взаимодействий в недоступной ранее области энергий сталкивающихся фотонов вплоть до нескольких десятков ГэВ. Экспериментальные возможности установки DELPHI расширили диапазон виртуальностей фотонов в исследуемых двухфотонных реакциях до значений порядка десятков ГэВ². Большая часть представленных в диссертационной работе результатов является не просто новой, а единственно доступной в определенной кинематической области взаимодействующих фотонов, а именно: КХД структурная функция фотона $F_2^{\gamma, QCD}$ измерена при среднем значении Q^2 фотона-пробника, равным 12 ГэВ²; измерена КЭД структурная функция фотона $F_2^{\gamma, QED}$, обнаружен и изучен эффект ненулевой массы фотона-мишени P^2 ; исследованы процессы $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \mu^+\mu^-$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + hadrons$ при виртуальностях обоих фотонов Q^2 в области от 10 ГэВ² до 200 ГэВ² и инвариантной массе фотонов W выше 2 ГэВ; изучен процесс рождения двухструйных событий во взаимодействии квазиреальных фотонов для струй в области псевдобыстроты $-1 < \eta < 1$ и с поперечным импульсом p_T выше 3 ГэВ. Результаты проведенных исследований по рождению 'жестких' струй были сопоставлены с предсказаниями КХД в лидирующем и следующем-за-лидирующим порядках вычислений.

Научно-практическая значимость работы

Проведенные исследования привнесли немалую методическую и практическую новизну в технику измерения КХД структурной функции фотона $F_2^{\gamma, QCD}$; в возможности применения различных параметризаций структурной функции фотона без проведения затратного моделирования для каждой в отдельности; в применении оригинального способа изучения процессов образования двух 'жестких' струй во взаимодействии квазиреальных фотонов, основанного на сепаратном рассмотрении каждой из компонент процесса с последующим фитированием экспериментальных данных.

Полученные экспериментальные результаты изучения двухфотонных взаимодействий, проведенные на установках электрон-позитронного коллайдера LEP, в течение долгого времени останутся единственно доступными для теоретических исследований (являющихся основой построения моделей данных взаимодействий) во многих аспектах фотон-фотонного рассеяния, в частности, по глубоконеупругому $e\gamma$ рассеянию, образованию 'жестких' струй, рассеянию фотонов высокой виртуальности. Представленные результаты будут, безусловно, востребованы при

подготовке новых экспериментов, например, в рамках проектов ILC и фотон-фотонного коллайдера. Приведенная в диссертационной работе и принятая в коллаборации ATLAS(CERN) программа изучения ультрапериферических (двухфотонных) взаимодействий в ядро-ядерных столкновениях на ускорителе LHC была разработана с учетом полученных на LEP результатах и отражает перспективы продолжения исследований $\gamma\gamma$ взаимодействий.

Полученные результаты позволяют существенно улучшить понимание природы фотона и значительно продвинуться в построении моделей взаимодействий фотонов.

Апробация работы и публикации

Результаты, составляющие диссертационную работу, докладывались автором на рабочих совещаниях коллаборации DELPHI; были представлены на международных конференциях по фотон-фотонным взаимодействиям '10th Workshop on Photon-photon Collisions PHOTON95' (Sheffield, England, 1995), 'Two-Photon Physics from DAPHNE to LEP200 and Beyond' (Paris, France, 1994), 'Two-Photon Physics at LEP and HERA - Status of Data and Models' (Lund, Sweden, 1994), 'Diffraction in high-energy physics' (Cala Gonone, Italy, 2004), 'The photon: its First Hundred Years and the Future. Includes PHOTON2005 and PLC2005' (Warsaw and Kazimierz, Poland, 2005), 'International Conference on the Structure and Interactions of the Photon, 17th International Workshop on Photon-Photon Collisions and the International Workshop on High Energy Photon Linear Colliders' (Paris, France, 2007), 'Relativistic Nuclear Physics: from Nuclotron to LHC energies' (Kiev, Ukraine, 2007); опубликованы в научных изданиях 'Ядерная Физика', 'Письма в ЭЧАЯ', 'Nuclear Instruments & Methods', 'Zeitschrift für Physik', 'European Physical Journal', 'Nuclear Physics B', 'Acta Physica Polonica'.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах [1]-[17].

Объем и структура работы

Диссертационная работа, изложенная на 128 страницах, состоит из введения, шести глав и заключения, содержит 44 рисунка, 7 таблиц и список цитируемой литературы из 103 наименований.

Автор защищает:

1. измерение КХД структурной функции фотона $F_2^{\gamma, QCD}$ при

глубокоупругом $e\gamma$ рассеянии в диапазоне переданного фотону-‘пробнику’ Q^2 от 4 ГэВ² до 30 ГэВ² со средним значением 12 ГэВ² и поведение $F_2^{\gamma, QCD}$ вплоть до значений переменной Бьеркена x порядка 0.01;

2. измерение КЭД структурной функции фотона $F_2^{\gamma, QED}$ на основе событий рождения $\mu^+\mu^-$ пар в глубокоупругом $e\gamma$ рассеянии и изучение эффекта ненулевой массы фотона-мишени P^2 ;
3. измерение ширины $\Gamma_{\gamma\gamma}$ двухфотонного распада η_c мезонов;
4. измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \mu^+\mu^-$ при виртуальности Q^2 обоих фотонов от 10 ГэВ² до 200 ГэВ² и инвариантной массе фотонов W свыше 2 ГэВ;
5. измерение полного сечения σ_{ee} взаимодействий $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + hadrons$ в фазовом пространстве, ограниченном пределами по Q^2 от 10 ГэВ² до 200 ГэВ² и инвариантной массе адронов W_{had} более 2 ГэВ;
6. измерение и сравнение с BFKL вычислениями в лидирующем и следующем-за-лидирующим порядках сечения $d\sigma_{\gamma^*\gamma^*}/dY$ реакции $\gamma^*\gamma^* \rightarrow hadrons$;
7. новый метод изучения процессов образования двух ‘жестких’ струй во взаимодействии квазиреальных фотонов, основанный на сепаратном рассмотрении каждой из компонент процесса с последующим фитированием экспериментальных данных;
8. измерение полного сечения рождения двухструйных событий во взаимодействии фотонов для струй в области псевдобыстроты $-1 < \eta < 1$ и с поперечным импульсом p_T выше 3 ГэВ;
9. измерение и сравнение с предсказаниями КХД в лидирующем и следующем-за-лидирующим порядках вычислений дифференциальных сечений рождения двухструйных событий как функции среднего поперечного импульса струй \bar{p}_T и разницы их псевдобыстрот $|\Delta\eta|$;
10. программу изучения ультрапериферических (двухфотонных) взаимодействий в рамках исследования ядро-ядерных столкновений на установке ATLAS.

Содержание диссертации

Во ‘Введении’ работы обоснована актуальность проведенных исследований; приведены общие сведения о спектре задач двухфотонных взаимодействий; на примере обобщенной диаграммы процесса пояснены основные кинематические и топологические особенности реакции; вводятся базовые физические переменные и проводится классификация двухфотонных взаимодействий.

В первой главе ‘Экспериментальная установка DELPHI’ [1] приведено описание основных принципов создания установок для коллайдеров элементарных частиц с акцентом на предназначение каждого типа детекторов. Далее приводятся геометрические и физические параметры электрон-позитронного ускорителя LEP(CERN) и затем следует описание детекторов установки DELPHI с достаточной степенью детализации каждого. В данной главе отмечены особенности постановки экспериментов по изучению двухфотонных взаимодействий.

Вторая глава ‘Структурная функция фотона’ содержит результаты [1]-[8],[17] изучения реакции глубокоупругого электрон-фотонного рассеяния ($e\gamma \rightarrow e + X$), сечение которой определяется функциями распределения партонов (parton density functions, PDF) в фотоне $f_i^\gamma(x, Q^2)$ и выражается посредством этих распределений в виде структурной функции фотона. Одна часть данной функции описывается в рамках пертурбативной КХД, в то время как другая невычислима и известна как ‘адроподобная’ часть фотона.

В реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma \rightarrow e^+e^-X$, где X обозначает систему рожденных во взаимодействии фотонов частиц, рассеянный электрон (позитрон) может быть зарегистрирован. Измеряя его параметры - энергию E_{tag} и полярный угол θ_{tag} - квадрат переданного соответствующему фотону 4-х импульса может быть вычислен следующим образом

$$Q^2 = 4E_{tag}E_b \sin^2(\theta_{tag}/2), \quad (1)$$

где E_b - энергия пучка ускорителя LEP. В таких, так называемых, событиях ‘одиночного мечения’ (single-tagged) второй фотон (наиболее вероятно) находится вблизи массовой поверхности (on-shell) и целиком процесс выглядит как глубокоупругое рассеяние электрона на квазиреальном фотоне-мишени с массой P^2 близкой к нулю (рисунок 1).

Сечение процесса, выраженное в терминах структурных функций фотона F_2^γ и F_L^γ , может быть записано следующим образом:

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

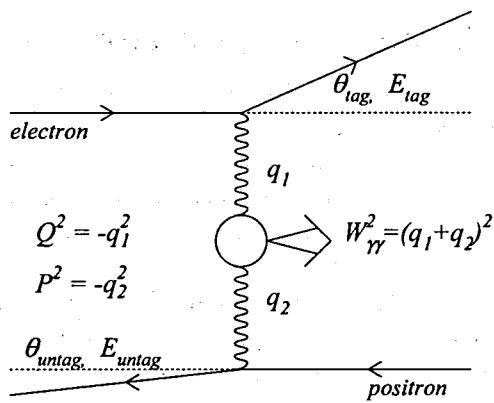


Рис. 1: Диаграмма процесса $e\gamma$ рассеяния.

где $s = 4E_b^2$, $y = 1 - (E_{tag}/E_b) \cos^2(\theta_{tag}/2)$, $x = \frac{Q^2}{Q^2 + W_{\gamma\gamma}^2}$, $z = \frac{E_\gamma}{E_b}$.

Функция $N_\gamma(z, \theta_{max})$ описывает распределение потока фотонов-мишени с энергией E_γ , а θ_{max} - максимальный угол рассеяния незарегистрированного электрона. $W_{\gamma\gamma}$ обозначает инвариантную массу $\gamma\gamma$ системы, а $F_2^\gamma(x, Q^2)$ и $F_L^\gamma(x, Q^2)$ - структурные функции фотона, первая из которых и является предметом данного исследования.

В эксперименте рассеянный электрон регистрируется при относительно небольших полярных углах и довольно высоких энергиях (близких к энергии пучка). Поэтому малость величины переменной y ($y \simeq 0.1$) делает измерение чувствительным лишь к $F_2^\gamma(x, Q^2)$. Пренебрегая вкладом переменной y , сечение процесса глубокоэластичного рассеяния электрона на квазиреальном фотоне может быть упрощено и записано в терминах переменных x и Q^2 как:

$$\frac{d\sigma(e\gamma \rightarrow eX)}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2 F_2^\gamma(x, Q^2)}{Q^4 x} \quad (3)$$

Заметим, что во взаимодействии фотонов может быть рождена или некая система адронов или же пара лептонов, поэтому различают, соответственно, КХД или КЭД структурные функции фотона.

Известно, что фотон способен флуктуировать в связанную кварк-антикварковую пару - векторный мезон (так называемое адроноподобное поведение фотона), однако наибольший интерес к изучению $F_2^{\gamma, QCD}(x, Q^2)$

обусловлен тем, что фотон может проявить точечноподобное расщепление на кварки. Такое поведение начинает доминировать при высоких Q^2 ($\geq 5 \text{ ГэВ}^2$) и больших значениях переменной x . Исследование поведения $F_2^{\gamma, QCD}(x, Q^2)$ также способно улучшить понимание области перехода между непertурбативным и пертурбативным режимами взаимодействия фотонов. Предшествующие измерения структурной функции фотона подтвердили применимость двухкомпонентного подхода к описанию данных взаимодействий.

Следом за кратким описанием детекторов установки DELPHI, которые имеют наибольшее значение для исследования F_2^γ приведены критерии отбора событий и оценен фон. В данном исследовании были использованы экспериментальные данные, собранные в течение 1991-1993 гг. при энергии пучков ускорителя LEP от 44.1 ГэВ до 47.5 ГэВ, соответствующие интегральной светимости ускорителя 60.6 пб^{-1} . После применения описанных в работе критериев было отобрано 977 мультиадронных событий с суммарным вкладом фоновых событий равным приблизительно 4% объема выборки. Квадрат массы виртуального фотона-пробника, вычисляемый исходя из измеренных значений энергии и полярного угла 'меченного' электрона, варьируется от 4 ГэВ² до 30 ГэВ² со средним значением 12 ГэВ².

В моделировании двухфотонных взаимодействий в режиме глубокоэластичного рассеяния была применена двухкомпонентная модель, учитывающая дуализм в поведении фотона-мишени. Если этот фотон флуктуирует в некоторое связанное $q\bar{q}$ состояние (векторный мезон ρ, ω, ϕ), процесс выглядит как глубокоэластичное электрон-адронное рассеяние (адроноподобный процесс, hadron-like process). Описание такого процесса непertурбативно и вводится посредством Обобщенной модели векторной доминантности (ОМВД, Generalized Vector-meson Dominance Model, GVDM). С другой стороны, мишеньный фотон может также расщепиться в кварк-антикварковую пару с достаточно большими поперечными импульсами относительно оси фотон-фотонного столкновения (точечноподобная компонента процесса, прямое рождение, point-like component). В данном случае применимы пертурбативные вычисления как в кварк-партоновой модели (КПМ, Quark Parton Model, QPM) так и в рамках КХД. Для моделирования был использован генератор событий TWOGAM совместно с программой JETSET7.3 для фрагментации рожденных кварков.

Распределения множественности заряженных частиц, их полного импульса, инвариантной массы адронной системы и Q^2 для

экспериментальных данных и моделированных событий приведены в работе.

Далее в диссертации описана процедура анфолдинга (unfolding) экспериментальных данных, привлечение которой обусловлено тем, что для измерения структурной функции наблюдаемое (detected, visible) в эксперименте распределение переменной x необходимо трансформировать ('развернуть', unfold) в свое первоначальное (produced, true) распределение в вершине взаимодействий. Причиной тому является ограниченный аксептанс установки, вследствие чего некоторая часть рожденных частиц не регистрируется и восстановленная (detected) инвариантная масса системы систематически ниже инвариантной массы рожденных (produced) частиц. Анфолдинг экспериментальных данных был проведен с помощью программы *RUN*. Базовым шагом алгоритма программы является определение корреляций между изначальным x_{true} и видимым (наблюдаемым в эксперименте) $x_{visible}$ распределениями. Алгоритм анфолдинга был протестирован и результат показанного в работе теста подтверждает применимость данного алгоритма восстановления исходного распределения структурной функции в экспериментальных условиях DELPHI.

Затем в работе сделано 'отступление' от изучения рождения адронов в процессе $e\gamma$ рассеяния и рассматривается процесс рождения лептонных пар, что предоставляет возможность проведения измерения $F_2^{\gamma,QED}$ и исследования эффекта ненулевой массы мишени. Изучение $F_2^{\gamma,QED}$ является прекрасной возможностью провести тест модели на зависимость от квадрата массы мишенного фотона P^2 . И что немаловажно, такое измерение проводится без особого влияния процедуры анфолдинга, т.к. x_{true} и $x_{visible}$ (с точностью до аппаратного разрешения установки) близки. Иными словами, с точки зрения работы по изучению рождения адронов в $e\gamma$ рассеянии исследование рождения лептонных пар - это 'промежуточный' шаг в существенно лучших экспериментальных условиях. Результатом проведенного анфолдинга экспериментальных данных по рождению мюонных пар в процессе глубоконеупругого электрон-фотонного рассеяния является измерение $F_2^{\gamma,QED}(x, Q^2, P^2)$, представленное на рисунке 2. При вычислении $F_2^{\gamma,QED}$ были использованы три подхода для сравнения с проведенным измерением структурной функции. Первым вариантом является вычисление функции, в котором в качестве массы мишени были использованы значения P_i^2 моделированного набора данных, т.е. $F_2 = \langle F_2(P_i^2) \rangle$ (средняя кривая на рисунке 2). Другой возможностью является использование среднего значения P^2 по этому же набору

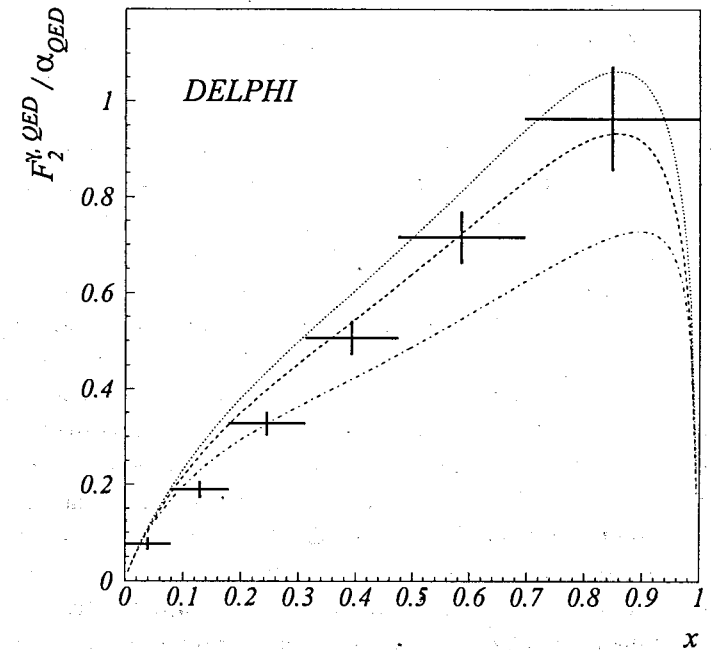


Рис. 2: Измеренная КЭД структурная функция фотона $F_2^{\gamma,QED}$. 'Кресты' показывают экспериментальные данные после проведенного анфолдинга. Кривые соответствуют вычислениям $F_2^{\gamma,QED}$, выполненным при различных предположениях относительно массы мишенного фотона P^2 . Вычисления при нулевой массе мишени показаны верхней кривой; средняя соответствует вычислениям, проведенным по ожидаемому в рамках КЭД спектру массы P^2 ; нижняя - использованию среднего значения P^2 по тому же спектру масс фотона-мишени.

данных, т.е. $F_2 = F_2(P_{mean}^2)$ (нижняя кривая). В дополнение были проведены вычисления структурной функции при нулевом значении массы мишени, которые, как видно на рисунке, систематически выше измеренной $F_2^{\gamma,QED}$. Использование среднего значения (0.13 ГэВ²) массы мишени, вычисленного по моделированному набору данных, также является неудовлетворительным вследствие неГауссовой формы распределения P_i^2 . Фиксированное значение P^2 , которое обеспечивает качественный фит измеренной $F_2^{\gamma,QED}$, равно приблизительно 0.04 ГэВ² и соответствует медиане распределения P^2 . В дальнейшем этот эффект экспериментального наблюдения ненулевой массы фотона-мишени был подтвержден в исследовании, проведенном коллаборацией OPAL.

Теперь вернемся к задаче измерения $F_2^{\gamma, QCD}$ в процессе рождения адронов в глубоконеупругом $e\gamma$ рассеянии. Различные параметризации $F_2^{\gamma, QCD}$ были доступны для сравнения с экспериментальными данными. В последующих исследованиях полученные нами результаты были использованы для сравнения и с более поздними параметризациями, например, SaSID. В настоящем исследовании был предложен и апробирован способ использования любой параметризации без проведения затратного моделирования для каждой в отдельности. Для сравнения 'видимых' распределений реальных данных с моделированием, проведенным с использованием различных параметризаций $F_2^{\gamma}(x, Q^2)$, вначале было проведено моделирование событий, сгенерированных с 'единичным' распределением структурной функции. Затем каждому моделированному событию был присвоен 'вес' равный значению используемой параметризации при данных значениях x и Q^2 , т.е. вес равный $F_2^{\gamma}(x_{true}, Q_{true}^2)$. В работе показано, что распределения, полученные разными способами для одной и той же параметризации, удовлетворительно согласуются между собой.

Применяя описанный выше алгоритм, было произведено сравнение экспериментальных данных с моделированием некоторых параметризаций структурной функции и показано, что параметризации Duke-Owens (DO) (предсказывающей рост F_2^{γ} при малых значениях x) и Gordon-Storrov (GS) (рост отсутствует) достаточно хорошо описывают экспериментальные данные, а параметризация Levy-Abrahamowicz-Chargchula (LAC1), уже на стадии сравнения с реальными данными оказывается существенно ниже данных.

В следующей части приведены и обсуждаются результаты измерения $F_2^{\gamma, QCD}$. Глубоконеупругая электрон-фотонная реакция рассматривается как взаимодействие фотона-пробника с конститuentами квазиреального фотона-мишени, расщепляющегося в связанное $q\bar{q}$ состояние (адроподобная компонента реакции) или в 'свободную' $q\bar{q}$ пару (точечноподобная компонента, прямое рождение кварков). Теория процесса предсказывает специфические особенности в поведении структурной функции квазиреального фотона $F_2^{\gamma}(x, Q^2)$. Вычисления показывают рост функции с ростом переменной Бьеркена x - доли импульса взаимодействующего партона в фотоне-мишени. Q^2 зависимость F_2^{γ} в некоторой (см. далее) ограниченной области переменной x пропорциональна $\ln \langle Q^2 \rangle$. Также, как было отмечено, некоторые параметризации структурной функции предсказывают рост при очень малых (порядка 0.001) значениях x .

Измерение структурной функции было проведено с использованием моделированных точечноподобных (point-like) событий. Измеренная структурная функция фотона для легких кварков при среднем значении Q^2 равном 12 ГэВ² показана на рисунке 3 вместе с измерением, проведенным на установке OPAL при близком среднем значении Q^2 равном 14.7 ГэВ². Полученные результаты удовлетворительно согласуются между собой. Две кривые на рисунке представляют сумму ФКП (Field-

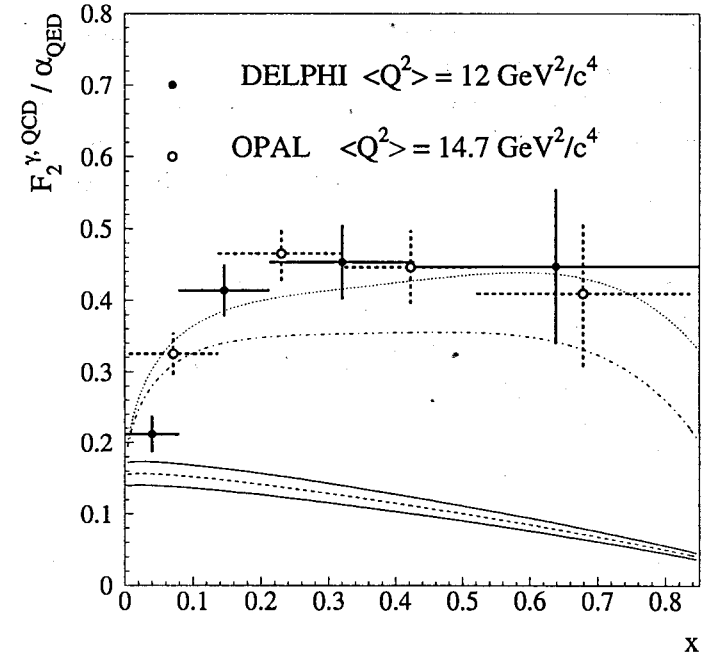


Рис. 3: Измеренная (unfolded) $F_2^{\gamma, QCD}$ легких кварков при $\langle Q^2 \rangle = 12$ ГэВ². Кривые показывают сумму ФКП предсказаний, вычисленных при значении параметра модели p_1^0 равном 0.1 ГэВ (верхняя кривая) и 0.5 ГэВ (нижняя кривая) и ОВДМ модели. Вклад ОВДМ был умножен на 'пороговый фактор' равный $(1 - x)$. Приведенная 'полоса' показывает эффект ненулевой массы мишени и обсуждается в тексте диссертации.

Капуста-Poggioli) предсказания, вычисленного при значении внутреннего феноменологического параметра параметризации p_1^0 равного 0.1 ГэВ (пунктир) и 0.5 ГэВ (штрих-пунктир), и ожидания в рамках ОВДМ модели. Узкая полоса кривых в нижней части рисунка 3 показывает эффект ненулевой массы мишени для ОВДМ компоненты. Верхняя (нижняя) кривая этой полосы соответствует вычислениям при нулевой

x bins	F_2^{γ}
0.003 - 0.080	$0.21 \pm 0.03(\text{stat}) \pm 0.06(\text{syst})$
0.080 - 0.213	$0.41 \pm 0.04(\text{stat}) \pm 0.05(\text{syst})$
0.213 - 0.428	$0.45 \pm 0.05(\text{stat}) \pm 0.05(\text{syst})$
0.428 - 0.847	$0.45 \pm 0.11(\text{stat}) \pm 0.10(\text{syst})$

Таблица 1: Структурная функция фотона $F_2^{\gamma, QCD}$.

(среднем значении) массе мишени, а средняя кривая показывает ОВДМ вычисления, усредненные по спектру масс мишени.

Численные значения измеренной структурной функции фотона $F_2^{\gamma, QCD}$ представлены в таблице 1. Статистический тест матрицы ковариаций показал, что в первом порядке вычислений корреляциями можно пренебречь.

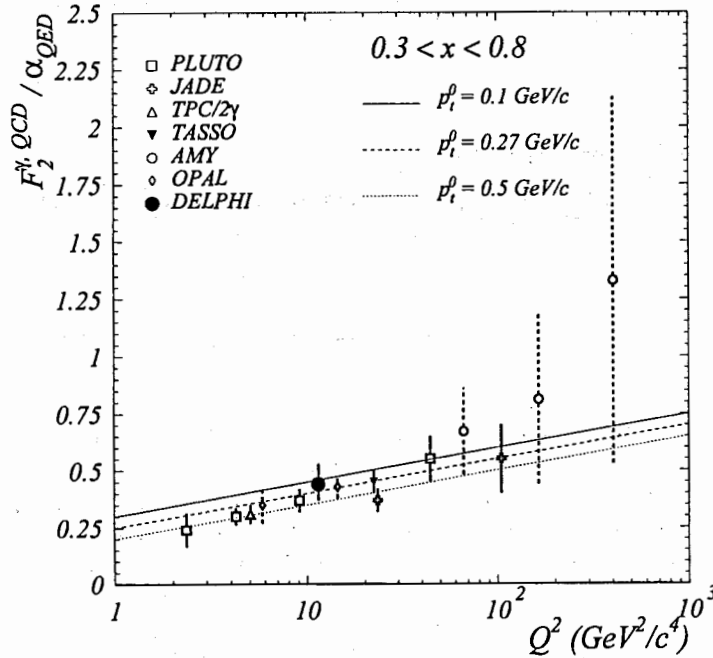


Рис. 4: Q^2 эволюция $F_2^{\gamma, QCD}$, усредненной в интервале переменной x от 0.3 до 0.8. Линии показывают КХД предсказания при различных значениях феноменологического параметра p_t^0 - поперечного импульса кварка в фотоне-мишени.

На рисунке 4 (который включает результаты нескольких экспериментов) показана эволюция структурной функции фотона $F_2^{\gamma, QCD}$, усредненной в диапазоне переменной x от 0.3 до 0.8, в зависимости от среднего значения Q^2 . Результат данного исследования - $F_2^{\gamma}(x)/\alpha_{QED}=0.45\pm 0.08$ (статистическая и систематическая ошибки измерения просуммированы квадратично) - согласуется с ожиданием в рамках КХД.

В завершение данной главы приводятся выводы по измерению структурной функции фотона, которые в рамках автореферата будут перечислены ниже. Полученные результаты были представлены на научных конференциях [2]-[5], опубликованы в виде общеколлаборационной работы [8], применялись при анализе данных другими экспериментами и включены в Particle Data Group (PDG) набор экспериментальных результатов. Отметим также довольно высокую цитируемость результатов работы [8] - она входит в, так называемый, список 'TOPCITE50+'.

Третья глава 'Образование η_c мезонов' содержит результаты [1],[9],[17] исследования рождения резонансных состояний в двухфотонных взаимодействиях и измерения сечения рождения и двухфотонной ширины распада резонансов, позволяющих изучать их кварк-глюонную структуру. Среди всевозможных состояний определенный интерес привлекают мезоны, в составе которых присутствуют тяжелые (c и b) кварки, т.к. такие мезоны могут быть описаны в рамках нерелятивистских моделей. В частности, точное измерение двухфотонной ширины распада 'чармония' позволяет вычислить КХД коррекции к описанию $c\bar{c}$ кваркония. Первые оценки парциальной ширины двухфотонного распада η_c мезона ($\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta_c)$), полученные исходя из известных ширин распадов $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ и $\eta_c \rightarrow gg$, варьировались от 4 кэВ до 8 кэВ. Различные модели предсказывали величину $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta_c)$ в интервале от 3 кэВ до 14 кэВ. Экспериментальные группы, измерявшие эту величину, еще больше расширили этот интервал. Отметим результаты работавших на электрон-позитронных коллайдерах групп, измеривших $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta_c)$ в диапазоне от 4 кэВ до 27 кэВ.

В данной главе диссертации приведены результаты исследования рождения η_c мезонов на основе экспериментальных данных, собранных на установке DELPHI в течение 1994-1999 гг. при энергиях LEP от 90 ГэВ до 202 ГэВ в системе центра масс сталкивающихся пучков электронов и позитронов и интегральной светимости коллайдера $\mathcal{L} = 531 \text{ пб}^{-1}$. Целью исследования является измерение радиационной ширины η_c резонанса при его четырехчастичном распаде в следующих модах распада мезона:

- $\eta_c \rightarrow K_s^0 K^\pm \pi^\mp$,

мода распада	вероятность %	доп. требования	акцептанс установки %
$K^{*0}K^{*0}$	0.19 ± 0.06		2.6 ± 0.1
$K^{*0}K\pi$	1.33 ± 0.46	не меньше 1 каона	1.0 ± 0.1
$2K2\pi$	2.0 ± 0.7	2 каона / 1 каон и 2 пиона	1.0 ± 0.1
$K_s^0 K\pi$	1.5 ± 0.4	идентифицированный каон и реконструированный K_s^0 или K_s^0 кандидат	2.8 ± 0.3

Таблица 2: Анализируемые в работе моды распада η_c мезона

- $\eta_c \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$ (включая распад через промежуточные $K^{*0}\overline{K^{*0}}$ и $K^{*0}K^\pm\pi^\mp$ состояния).

В работе показаны возможности установки DELPHI по идентификации адронов: $e/\pi/K/p$ разделение на основе измерения ионизационных потерь dE/dx во Время-Проекционной Камере (TPC) в области импульсов ниже 700 МэВ для π/K и вплоть до 1 ГэВ для π/p разделения; π/K идентификация в области импульсов выше 1 ГэВ посредством измеренного в RICH угла Черенковского излучения заряженных частиц; реконструкция вершин распадов K_s^0 с помощью Вершинного Детектора. В работе пояснена принятая в DELPHI процедура комбинированной идентификации частиц на основе информации с различных детекторов установки. Далее в работе подробно описаны критерии отбора событий и приведена оценка эффективности их триггирования, равная приблизительно 85% для $K^0K\pi$ и 80% для $2K2\pi$ мод распада. Для поиска распадов, включавших образование промежуточных K^{*0} мезонов, была выбрана 150 МэВ-ная полоса вокруг номинальной массы мезона. Наличие идентифицированного каона позволяет минимизировать влияние комбинаторного фона.

Далее перечислены анализируемые каналы распада η_c мезонов с описанием примененных дополнительных требований и приведена суммирующая таблица 2. Величины акцептанса установки к указанным модам распада были получены по результатам моделирования событий, проведенного с помощью генератора *TWOGEN*.

Распределения инвариантной массы четырех частиц (с соответствующим результатам идентификации частиц назначением массы каждой из них. Неидентифицированные частицы считались заряженными

пионами) показаны на рисунке 5. Для определения радиационной ширины

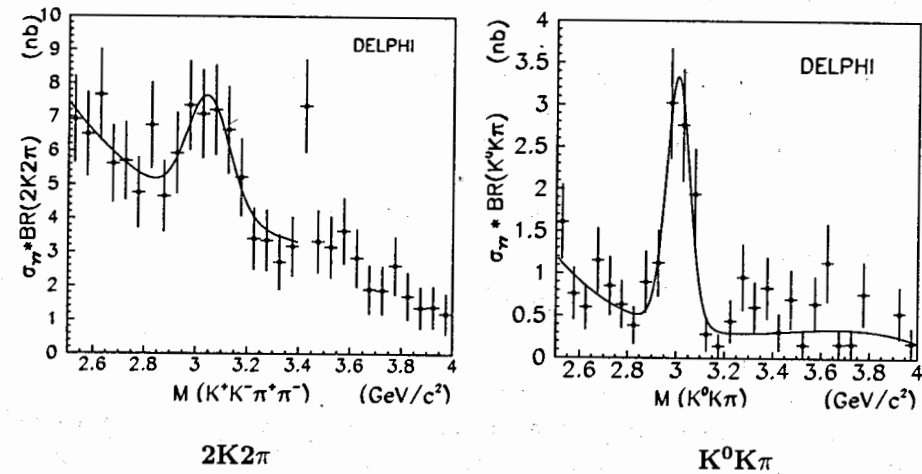


Рис. 5: Инвариантная масса системы заряженных частиц в событии.

η_c мезона был проведен фит представленных распределений суммой распределения Брейт-Вигнера (Breit-Wigner)

$$BW(\Gamma_{\gamma\gamma}, M_{\eta_c}, \Gamma_{tot}, W_{\gamma\gamma}) = 8\pi(2J+1) \frac{\Gamma_{\gamma\gamma}\Gamma_{tot}}{(W_{\gamma\gamma}^2 - M_{\eta_c}^2)^2 + M_{\eta_c}^2\Gamma_{tot}^2}, \quad (4)$$

описывающим сечение рождения η_c мезона с учетом экспериментального разрешения $G(W_{\gamma\gamma}, \sigma)$ и полиномом 3-ей степени $P_3(W_{\gamma\gamma})$ для параметризации распределения фоновых событий. Процедура фитирования позволяет определить произведение сечения рождения и вероятности распада в определенное состояние, массу резонанса и экспериментальное разрешение по массе σ . Все эти параметры были определены для каждого из исследуемых каналов распада, а полная ширина мезона Γ_{tot} была зафиксирована в соответствии с данными Particle Data Group.

В таблице 3 представлены результаты вычисления значения радиационной ширины η_c мезона.

В систематическую погрешность измерения вносят вклад критерии отбора событий (приблизительно 44% полной погрешности) и свобода в выборе ширины и количества бинов фитируемого распределения (около 28%).

мода	BR (%)	$N_{ev}(\eta_c)$	$\Gamma_{\gamma\gamma}$ (кэВ)
$K_s^0 K^\pm \pi^\mp$	1.5 ± 0.4	41	$13.3 \pm 2.6(\text{стат}) \pm 2.0(\text{сист}) \pm 3.5(\text{BR})$
$K^+ K^- \pi^+ \pi^-$	2.0 ± 0.7	42	$14.2 \pm 4.9(\text{стат}) \pm 2.9(\text{сист}) \pm 4.9(\text{BR})$

Таблица 3: Вероятность распада (branching ratio, BR), количество событий $N_{ev}(\eta_c)$ (число событий в диапазоне масс $M_{\eta_c} \pm 150$ МэВ) и радиационная ширина для каждой из исследованных мод распада η_c мезона.

Окончательный результат по исследованным модам распада η_c мезона равен

$$\Gamma_{\gamma\gamma} = 13.9 \pm 2.0(\text{stat.}) \pm 1.4(\text{syst.}) \pm 2.7(\text{BR}) \text{ кэВ}$$

Полученные результаты были опубликованы в виде общеклаборационной работы [9].

Следующая глава 'Взаимодействие высоковиртуальных фотонов' [10]-[12],[17] представляет результаты изучения двухфотонных взаимодействий в моде 'двойного мечения' $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^* \rightarrow e^+e^-X$, где X обозначает мюонную пару или систему адронов. В данной моде оба рассеянных электрона¹ регистрируются в данном случае Калориметром Малых Углов (КМУ). В сравнении с иными ('немеченной' и 'одиночного мечения') модами, данная мода имеет очевидное преимущество - кинематика взаимодействия полностью определяется измеренными энергиями и углами рассеяния зарегистрированных электронов.

Рождение лептонных (в данном исследовании, мюонных) пар является точно вычисляемым процессом и описывается КЭД. В первом приближении можно рассчитывать на описание рождения адронов в рамках кварк-партоновой модели. Расчеты, проведенные в лидирующем порядке вычислений, показали, что ожидается значительный вклад процессов (мульти)глюонного обмена между $q\bar{q}$ диполями, образованными взаимодействующими фотонами высокой (порядка 10 ГэВ²) виртуальности. Такой обмен описывается ВФКЛ уравнением и, таким образом, двухфотонные взаимодействия являются подходящим средством исследования ВФКЛ динамики.

Основными кинематическими переменными, используемыми в данном исследовании, являются Q_i^2 (виртуальность фотона), $W_{\gamma^*\gamma^*}$ (инвариантная масса взаимодействующих фотонов) и безразмерная переменная Y , определяемые следующим образом:

¹термин 'электрон' будет использован и для рассеянного позитрона пучка. Символ γ^* отмечает высококую виртуальность фотонов.

- $Q_i^2 = -q_i^2 = -(p_i - p'_i)^2 = 4E_i E_{beam} \sin^2(\theta_i/2)$;
- $W_{\gamma^*\gamma^*}^2 = -(q_1 + q_2)^2 \simeq s y_1 y_2$, где $y_i = 1 - (E_i/E_{beam}) \cos^2(\theta_i/2)$;
- $Y = \ln(W_{\gamma^*\gamma^*}^2 / \sqrt{Q_1^2 Q_2^2})$.

Сравнение экспериментальных результатов с ВФКЛ вычислениями проводится по переменной Y с учетом дополнительных условий, примененных при проведении вычислений: $W_{\gamma^*\gamma^*}^2 \gg Q_i^2$ и $|\ln(Q_1^2/Q_2^2)| < 1$. Второе условие обеспечивает одинаковый порядок величин виртуальностей фотонов.

Основным детектором в данном исследовании является монитор светимости установки DELPHI - Калориметр Малых Углов (КМУ, Small angle Tile Calorimeter, STIC), перекрывающий область полярного угла θ от 29 мрад до 185 мрад, обеспечивающий экспериментальное разрешение по Q^2 от 1 ГэВ² до 2.5 ГэВ² в области Q^2 данной работы от 10 ГэВ² до 200 ГэВ². Экспериментальные данные, набранные в течение 1998-2000 годов при e^+e^- энергии в системе центра масс от 189 ГэВ до 209 ГэВ, соответствуют интегральной светимости ускорителя 550 пб⁻¹.

Первой частью данного исследования является анализ $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \mu^+\mu^-$ взаимодействий. В работе перечислены критерии отбора событий для дальнейшего анализа (226 событий); приведена оценка эффективности триггирования данных событий (более 99%); описана программа *BDKRC* моделирования $\gamma^*\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ реакции. Далее были рассмотрены источники фоновых событий (суммарный фон был оценен в 2%) вместе с оцениваемым вкладом от каждого из них и приведены распределения экспериментальных данных и моделированных событий для наиболее характерных переменных - энергии 'меченных' электронов, их полярных углов и т.п.

Анализ $\gamma^*\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ событий позволяет 'проэкзаменовать' качество реконструированных событий. Кинематика данного эксклюзивного канала $\gamma\gamma$ взаимодействий переопределена - одна и та же кинематическая переменная может быть вычислена на основе измеренных параметров мюонов или же по параметрам зарегистрированных рассеянных электронов. Измерения по мюонам в данном случае, безусловно, точнее. Однако, при исследовании процесса рождения адронов основным будет измерение инвариантной массы системы адронов по параметрам электронов. Это обусловлено неизбежной 'потерей' некоторой части адронов и невозможностью точно восстановить инвариантную массу адронов W . В работе на примере распределения разности инвариантной массы $\gamma^*\gamma^*$ системы (переменной Y), вычисленной по четырех-импульсам

мюонов $W_{\mu\mu}(Y_{\mu\mu})$ и ее же, но вычисленной по результатам измерения параметров рассеянных электронов $W_{\gamma^*\gamma^*}(Y_{\gamma\gamma})$ показано, что использование информации о 'меченных' электронах является удовлетворительным приближением для вычисления кинематических характеристик $\gamma^*\gamma^*$ системы.

После проведения коррекций на акцептанс и эффективность экспериментальной установки, проделанных на основе моделированных с помощью *BDKRC* событий, было измерено сечение σ_{ee} реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \mu^+\mu^-$, равное $(1.38 \pm 0.12(\text{стат}) \pm 0.06(\text{сист}))$ пб для виртуальностей взаимодействующих фотонов Q_i^2 в интервале между 10 ГэВ² и 200 ГэВ² и инвариантной массой $W_{\mu\mu}$ от 2 ГэВ до 50 ГэВ. КЭД вычисление, включающее радиационные поправки, равно (1.36 ± 0.01) пб. Сечение, вычисленное без учета радиационных поправок, приблизительно на 8% ниже. Дифференциальное сечения процесса $\gamma^*\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ как функция переменной Y , показанное на рисунке 6, согласуется с КЭД вычислениями.

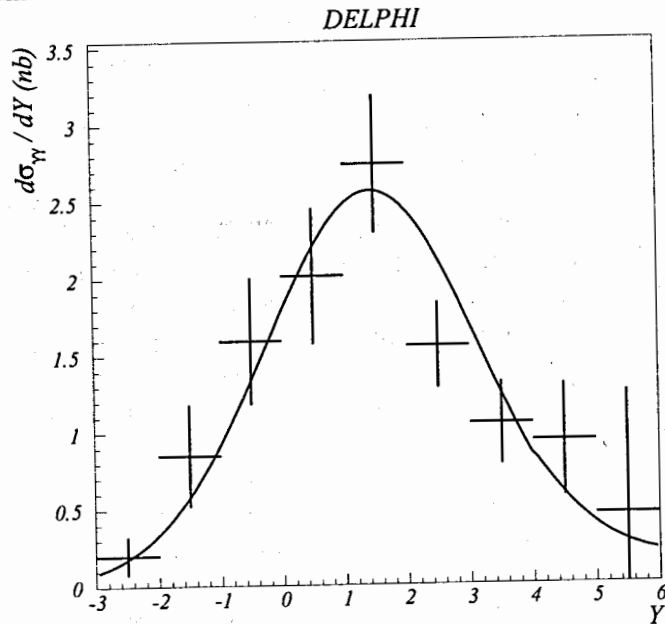


Рис. 6: Дифференциальное сечение процесса $\gamma^*\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$. Экспериментальные данные показаны 'крестами', сплошная линия соответствует КЭД вычислениям.

Изучение $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + hadrons$ взаимодействий проведено с теми же критериями выбора 'меченных' электронов и заряженных частиц. Изменение касается только одного - вместо мюонов необходимо отобрать события с рождением системы адронов. Выборка $\gamma^*\gamma^* \rightarrow hadrons$ событий осуществлена требованием того, чтобы каждое событие содержало по меньшей мере 3 заряженные частицы, инвариантная масса которых W_{had} (вычисленная в предположении массы пиона для частицы) больше 2 ГэВ. Также были применены дополнительные критерии для уменьшения вклада фоновых событий.

После применения описанных в работе критериев были отобраны 434 события с эффективностью триггирования выше 99%.

Генераторы событий для проведения моделирования $\gamma^*\gamma^*$ и фоновых событий перечислены в работе вместе с оценками вклада последних. Генераторы *TWOGAM* (версия 2.02) и *PYTHIA* (версия 6.205) были использованы для детального моделирования и последующей реконструкции $\gamma^*\gamma^*$ взаимодействий. Предсказываемое количество событий равно, соответственно, (331 ± 8) и (330 ± 8) . Генераторы событий включают как кварк-партонную (КПМ) часть, так и описание вклада фотонов 'одиночного разрешения' в лидирующем порядке вычислений. Суммарный фон составил около 60 событий.

Распределения виртуальностей фотонов Q_i^2 ; инвариантной массы адронной системы, вычисленной по четырех-импульсам зарегистрированных заряженных частиц W_{had} ; зарядовой множественности событий и переменной Y , вычисляемой через $W_{\gamma^*\gamma^*}$ показали качественное согласие с результатами моделирования $\gamma^*\gamma^*$ взаимодействий.

Вычисления акцептанса и эффективности установки были проведены для обеих $\gamma^*\gamma^*$ моделей и показаны в работе. Эффективности, предсказываемые моделями, несколько разнятся - *TWOGAM* показывает большую, нежели *PYTHIA*, эффективность в области высоких Y , в то время как для малых Y поведение является противоположным. Эта разница будет в дальнейшем усреднена и включена в систематическую неопределенность измерения.

После вычитания фона и корректировки экспериментальных данных на эффекты, привнесенные установкой (с использованием обеих моделей), было измерено дифференциальное сечение $d\sigma_{ee}/dY$, показанное на рисунке 7 вместе с усредненным по двум моделям ожиданием. Как видно на рисунке, безотносительно к модели экспериментальные данные указывают на превышение сечения над предсказанием в области высоких

значений Y , которые соответствуют большим инвариантным массам $\gamma^*\gamma^*$ системы. Полное сечение σ_{ee} взаимодействий $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + hadrons$ в фазовом пространстве, ограниченном пределами по Q_i^2 от 10 ГэВ² до 200 ГэВ² и инвариантной массой W_{had} выше 2 ГэВ, измерено как (2.09 ± 0.17) пб при использовании основанных на *TWOGAM* коррекций на эффекты экспериментальной установки и (1.86 ± 0.14) пб - для коррекций, проведенных с помощью *PYTHIA* генератора. Статистические и систематические (описанные в работе) неопределенности измерения были просуммированы квадратично. Отметим, что ожидаемое значение в рамках кварк-партонной модели равно (1.81 ± 0.02) пб и получено на основе *TWOGAM* моделированных событий.

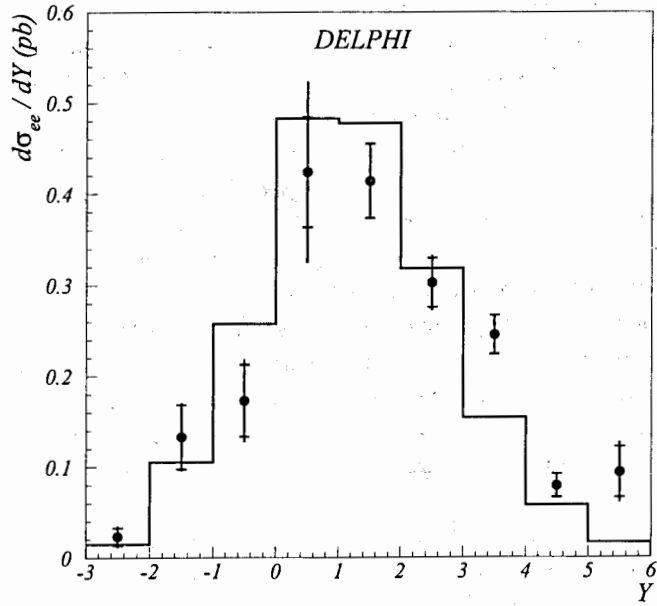


Рис. 7: Дифференциальное сечение реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + hadrons$. Штрихованная гистограмма соответствует усреднению предсказаний моделей *TWOGAM* и *PYTHIA*. Экспериментальные данные показаны 'крестами', на которых также отдельно обозначены статистические неопределенности измерения.

Напомним, что взаимодействия $\gamma^*\gamma^* \rightarrow hadrons$ чувствительны к процессам мультиглюонного обмена, описываемого ВФКЛ уравнением. Проведенные в лидирующем порядке вычисления предсказывают рост

сечения $\gamma^*\gamma^* \rightarrow hadrons$ взаимодействий при больших Y . Вычисления были произведены при следующих дополнительных условиях: $W_{\gamma^*\gamma^*}^2 \gg Q_i^2$ (переменная Y больше 2) и $|\ln(Q_1^2/Q_2^2)| < 1$ (виртуальности фотонов одного порядка величины). Экспериментальные условия данного исследования ($Q_i^2 \gg m_e^2$ и симметрия критериев регистрации рассеянных электронов) позволяют преобразовать соотношение между σ_{ee} и $\sigma_{\gamma^*\gamma^*}$, изначально представляемым следующим образом (интерференционные члены опущены):

$$\sigma_{ee} = \sum_{i,j=T,L} L_{ij} \sigma_{ij},$$

в более простую форму, включающую 'эффективное' сечение $\sigma_{\gamma^*\gamma^*}$,

$$\sigma_{ee} = L_{TT} \sigma_{\gamma^*\gamma^*} \text{ with } \sigma_{\gamma^*\gamma^*} = \sigma_{TT} + 2\epsilon \sigma_{LT} + \epsilon^2 \sigma_{LL},$$

где L_{TT} - вычисляемый в КЭД поток поперечно поляризованных фотонов, ϵ - параметр равный 0.94, $\sigma_{LT} \simeq 0.2\sigma_{TT}$ и $\sigma_{LL} \simeq 0.05\sigma_{TT}$. Для вычисления L_{TT} была применена программа *TWOGAM*, включающая КЭД радиационные поправки. Программа использует декомпозицию полного сечения в виде парциальных сечений взаимодействий фотонов различной поляризации. Полученные значения сечений $d\sigma_{ee}/dY$ (для экспериментальных данных и моделирования) и $d\sigma_{\gamma^*\gamma^*}/dY$ представлены в таблице 4. Эффективность селекции событий была усреднена по результатам *TWOGAM* и *PYTHIA*. Разность результатов, полученных при использовании указанных генераторов, была включена в систематическую погрешность измерения. Также в таблице приведены значения потока фотонов, вычисленные в различных бинах переменной Y . Абсолютная погрешность вычисления dL_{TT}/dY составляет 0.002×10^{-3} .

На рисунке 8 приведено дифференциальное сечение $d\sigma_{\gamma^*\gamma^*}/dY$. В вычислении систематических погрешностей измерения доминирующим оказывается различие результатов, полученных при использовании *TWOGAM* или *PYTHIA* генераторов событий. Иные неопределенности, определяемые изменением критериев отбора событий, критериев по Q^2 и т.п. вносят вклад от 17% до 29% статистической погрешности. Результаты вычислений в рамках КПМ и ВФКЛ в лидирующем и в следующем-за-лидирующим порядках вычислений также показаны на рисунке 8. Две кривые, представленные для каждого из ВФКЛ вычислений соответствуют разным значениям масштабного параметра Редже s_0 , которым в расчетах определяется старт асимптотического режима. Для изучения влияния данного параметра на результат вычислений были выбраны два его значения - Q^2 и $4Q^2$.

Y	$d\sigma_{ee}/dY_{data}$ (пб)	$d\sigma_{ee}/dY_{MC}$ (пб)	dL_{TT}/dY ($\times 10^3$)	$d\sigma_{\gamma^*\gamma^*}/dY$ (пб)
	без $\ln(Q_1^2/Q_2^2)$ условия		$-1 < \ln(Q_1^2/Q_2^2) < 1$	
(-3)-(-2)	$0.02 \pm 0.01 \pm 0.01$	0.02 ± 0.01	0.060	$0.20 \pm 0.11 \pm 0.06$
(-2)-(-1)	$0.13 \pm 0.04 \pm 0.01$	0.11 ± 0.02	0.114	$0.56 \pm 0.18 \pm 0.15$
(-1)-0	$0.17 \pm 0.04 \pm 0.02$	0.26 ± 0.03	0.113	$0.89 \pm 0.23 \pm 0.21$
0-1	$0.42 \pm 0.06 \pm 0.08$	0.48 ± 0.01	0.090	$2.50 \pm 0.49 \pm 0.58$
1-2	$0.41 \pm 0.04 \pm 0.01$	0.48 ± 0.01	0.082	$3.56 \pm 0.42 \pm 0.08$
2-3	$0.30 \pm 0.03 \pm 0.02$	0.32 ± 0.01	0.070	$3.00 \pm 0.33 \pm 0.19$
3-4	$0.25 \pm 0.02 \pm 0.01$	0.15 ± 0.01	0.054	$2.83 \pm 0.32 \pm 0.02$
4-5	$0.08 \pm 0.01 \pm 0.01$	0.06 ± 0.01	0.034	$1.47 \pm 0.29 \pm 0.07$
5-6	$0.09 \pm 0.03 \pm 0.02$	0.02 ± 0.01	0.015	$3.51 \pm 1.33 \pm 0.60$

Таблица 4: Измеренные (во второй и пятой колонках вначале приведены статистические, а затем систематические неопределенности измерения) и ожидаемые значения дифференциального сечения $d\sigma_{ee}/dY_{data}$ реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + hadrons$; вычисленные с учетом радиационных поправок значения потока фотонов L_{TT} ; измеренное сечение $d\sigma_{\gamma^*\gamma^*}/dY$ процесса $\gamma^*\gamma^* \rightarrow hadrons$ как функция переменной Y .

Основной вывод состоит в том, что экспериментальные данные располагаются намного ниже BFKL сечения лидирующего порядка вычислений и гораздо ближе к вычислениям следующего порядка. Ожидавшийся рост сечения вследствие глюонного обмена (BFKL) оказался гораздо слабее первоначальных вычислений и проявляется в области значений переменной Y выше 4. Ниже этой величины в сечении процесса рождения адронов доминирует КПП вклад. Также отметим, что энергии пучков LEP и собранной статистики экспериментальных данных все-таки недостаточно для изучения поведения сечения в области больших значений переменной Y , где можно ожидать доминирования BFKL мультиглюонного обмена.

В завершение данной главы приводятся выводы по изучению взаимодействий высоковиртуальных фотонов, которые будут перечислены ниже. Полученные результаты были представлены на международных конференциях [10]-[11], опубликованы в виде общеколлаборационной работы [12], а также включены в Particle Data Group (PDG) набор экспериментальных результатов.

Пятая глава 'Образование струй в жестких $\gamma\gamma$ столкновениях' [13]-[14],[17] содержит результаты изучения 'двухструйных' событий в фотон-фотонных взаимодействиях. В данном случае интерес представляют процессы рождения групп частиц (струй) с большими поперечными

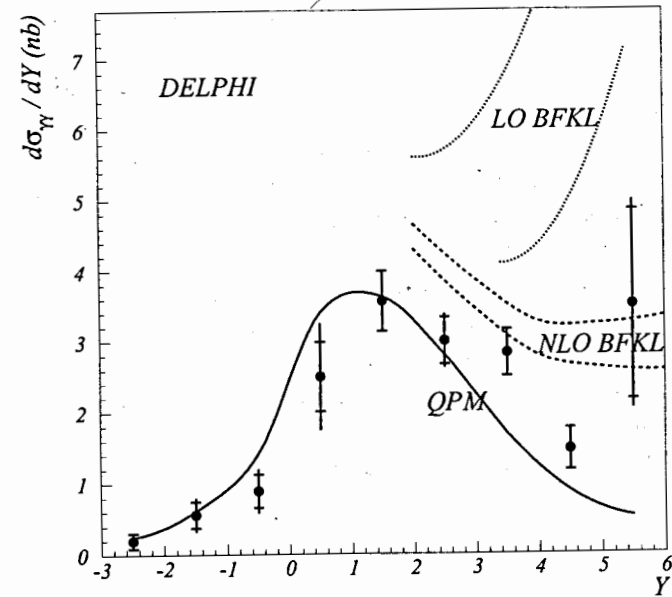


Рис. 8: Дифференциальное сечение реакции $\gamma^*\gamma^* \rightarrow hadrons$. Экспериментальные данные показаны 'крестами': полная ошибка измерения соответствует квадратичной сумме статистической (показанной отдельно) и систематической неопределенностей. Сплошная линия соответствует предсказаниям в рамках кварк-партоновой модели. 'Точечные' (пунктирные) линии показывают результат BFKL вычислений, проведенный в лидирующем (следующем-за-лидирующим) порядке. Две кривые для каждого из BFKL вычислений соответствуют результату вычислений при значении Редже-параметра равном Q^2 (верхняя линия) или $4Q^2$ (нижняя линия). Вклад кварк-партоновой модели добавлен к обоим BFKL предсказаниям.

импульсами p_T во взаимодействии квазиреальных фотонов. Такие процессы оказываются чувствительны как к кварковой, так и к глюонной компонентам фотона и анализ рождения струй дополняет изучение структурной функции фотона, в котором исследуются кварковые распределения. Таким образом, изучение процессов образования струй и исследование структурной функции фотона позволяют определить функции распределения партонов в квазиреальных фотонах. Поперечная энергия струй устанавливает шкалу пертурбативных КХД вычислений. Большие энергии пучков и интегральная светимость коллайдера LEP2 (энергия пучков электронов и позитронов коллайдера с 1998-го года была

двукратно увеличена до приблизительно 100 ГэВ) позволяли рассчитывать на возможность аккуратной проверки вычислений в лидирующем (leading order, LO) и следующем за ним (next-to-leading order, NLO) порядках вычислений. Сравнение этих вычислений указывало на то, что при энергиях LEP2 численные различия между ними становятся значительными и ожидаемая точность экспериментальных измерений является достаточной для обнаружения этих различий.

Для проведения анализа был выбран инвариантный относительно Лоренц-преобразований (буста) вдоль оси столкновения пучков, так называемый, k_{\perp} -кластер алгоритм восстановления струй. Используемыми переменными являются поперечный импульс p_T , азимутальный угол ϕ и псевдобыстрота (pseudorapidity) $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$ зарегистрированных частиц (восстановленных струй).

Рождение адронов в столкновении квазиреальных фотонов описывается моделью, основанной на диаграммах, представленных в лидирующем порядке на рисунке 9.

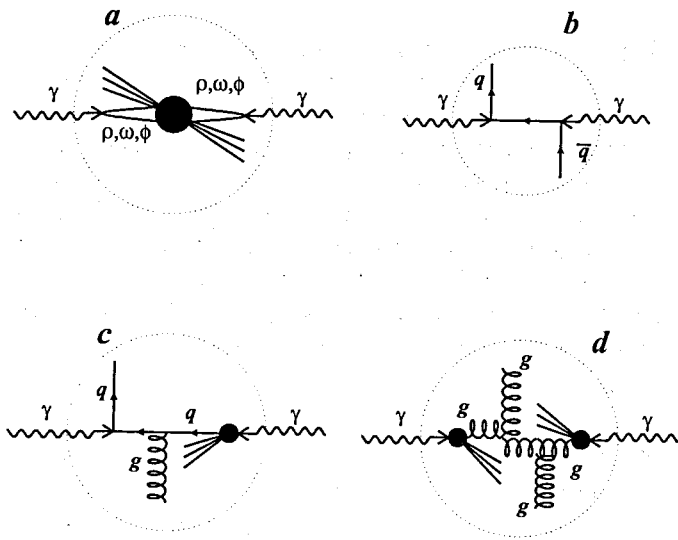


Рис. 9: Диаграммы процессов рождения адронов в $\gamma\gamma$ столкновениях - взаимодействие векторных мезонов (модель векторной доминантности, МВД, а), 'прямое рождение' (кварк-партоновая модель, КПМ, б) и с одним (с) или обоими (д) фотонами, флуктуировавшими в систему партонов.

Так называемое, прямое рождение (direct term) описывается Born-box

диаграммой в рамках кварк-партоновой модели (КПМ, quark-parton model, QPM). Если же один или оба фотона флуктуируют ('разрешаются', resolved) в некоторое партонное состояние, процесс называют, соответственно, 'одиночного' ('ОР') или 'двойного' ('ДР') разрешения. Некоторая часть событий 'двойного' разрешения описывается в рамках модели векторной доминантности (МВД, VDM), рассматривающей взаимодействие через флуктуацию фотонов в связанное состояние (векторный, преимущественно ρ , мезон). Относительный вклад каждого из отмеченных подпроцессов зависит от кинематического режима взаимодействия, определяемого (в основном) критериями отбора событий. Переменными, чувствительными к ожидаемому различию топологии подпроцессов являются

$$x_{\gamma}^{+} = \frac{\sum_{\text{jets}} (E_{\text{jet}} + p_{z,\text{jet}})}{\sum_{\text{part}} (E_{\text{part}} + p_{z,\text{part}})} \quad \text{and} \quad x_{\gamma}^{-} = \frac{\sum_{\text{jets}} (E_{\text{jet}} - p_{z,\text{jet}})}{\sum_{\text{part}} (E_{\text{part}} - p_{z,\text{part}})},$$

где 'part' обозначает зарегистрированные частицы, а E_{jet} и $p_{z,\text{jet}}$ - это, соответственно, энергия струи и z компонента ее импульса. Эти переменные отражают часть импульса фотона, соответствующую жесткому взаимодействию. Взаимодействующие 'прямым' образом фотоны участвуют в реакции целиком и обе x_{γ}^{+} и x_{γ}^{-} переменные должны быть (в идеальном случае регистрации всех рожденных адронов) равны единице. Проявление ремнантов (см. ниже) в событиях ОР или ДР смещает x_{γ}^{+} и x_{γ}^{-} переменные в область меньших значений.

Проанализированные экспериментальные данные были собраны на установке DELPHI при энергии системы центра масс $e^{+}e^{-}$ ($\sqrt{s_{ee}}$) в диапазоне от 189 ГэВ до 209 ГэВ. Данные соответствуют интегральной светимости коллайдера LEP равной 550 pb^{-1} . В работе детально описаны критерии отбора событий для анализа, а также приведено краткое описание ' k_{\perp} -кластер' алгоритма реконструкции струй, реализованного в программе *KTCLUS*.

Событие было отобрано для дальнейшего анализа, если в центральной области ($-1 < \eta < 1$) оно содержит две и только две струи и поперечный импульс каждой из этих струй p_T выше 3 ГэВ. Кроме этих 'жестких' струй, событие может содержать другие струи вне указанного выше интервала псевдобыстроты, которые в дальнейшем будем называть 'ремнантными' (remnant). После применения приведенных критериев были отобраны 5147 событий.

Проведение коррекции экспериментальных данных на привнесенные установкой эффекты (геометрический акцептанс, эффективность

реконструкции частиц конечного состояния) проводится на основе моделирования событий. Кроме этого, моделирование используется для оценки вклада мягких процессов и для учета влияния адронизации образовавшихся партонов. Для Монте-Карло моделирования рождения адронов в $\gamma\gamma$ взаимодействиях был использован генератор событий *PYTHIA* (версия 6.205). 'Подложка' (underlying) мягких событий была смоделирована посредством, так называемых, множественных взаимодействий партонов (МВП, multiple parton interactions, MIA), когда в одном и том же событии происходит взаимодействие более чем одной пары партонов.

Основным источником фона является процесс ($e^+e^- \rightarrow$ адроны), который был промоделирован с помощью генератора событий *KK2f* (версия 4.14) и его вклад оценен в (500 ± 5) событий. Примесь событий рождения τ пар в двухфотонных взаимодействиях была вычислена с использованием *BDKRC* генератора и найдена равной (43 ± 3) событиям. Фон от τ событий в процессе e^+e^- аннигиляции пренебрежимо мал. Вклад событий с образованием W и Z бозонов составляет (38 ± 4) . Вышеперечисленные источники фона (далее они будут цитироваться как 'не- $\gamma\gamma$ ' фон) являются лишь частью полного фона. Другие составляющие приведены, оценены и обсуждены в следующих главах диссертации.

Все ($x_\gamma^+ - x_\gamma^-$) -пространство может быть 'расщеплено' на четыре квадранта некоторым значением переменной x_γ . Выбранная в данном случае величина ($x_\gamma=0.85$) обеспечивает приблизительно одинаковую статистику событий в различных квадрантах. Такое разбиение формирует три кинематических области - и x_γ^+ и x_γ^- больше 0.85 (в дальнейшем эту область будем именовать 'Dir'); обе переменные меньше 0.85 (область событий 'двойного разрешения', 'DR') и сформированная из двух оставшихся квадрантов третья область (события 'одиночного разрешения', 'SR'). Названия отражают лишь некоторое ожидание, например, того, что область 'Dir' насыщена в основном событиями прямого рождения кварк-антикварковой пары. Как будет видно ниже, пожалуй лишь для этой области название наиболее соответствует ожиданиям.

На рисунке 10 приведены распределения суммарной энергии (E_{out}) частиц в событиях, которые не принадлежат реконструированным струям, в сравнении с моделированием. Иными словами, это распределения энергии 'ремнантов'. Вклады различных составных модели также показаны. Возвращаясь к сказанному выше относительно наименования разных доменов $x_\gamma^+ - x_\gamma^-$ -пространства, отметим, что область, обозначенная как 'Dir' преимущественно (на 94%) 'наполняется' КПИМ-подобными событиями

DELPHI

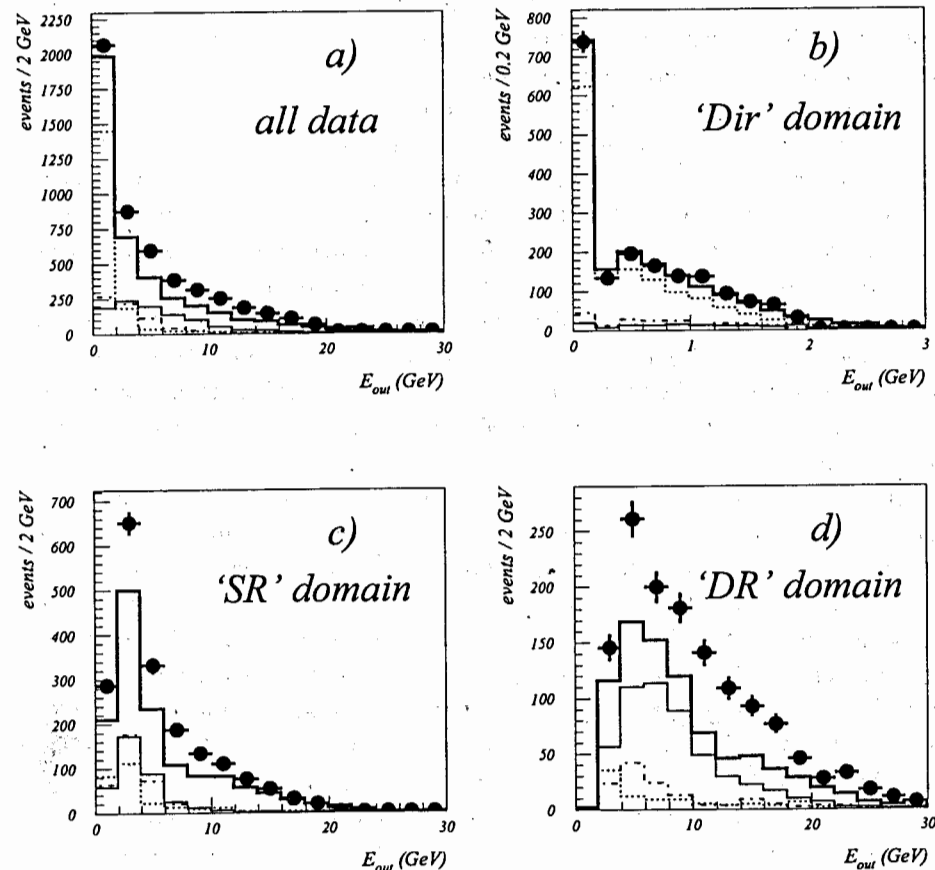


Рис. 10: Распределения полной энергии событий вне реконструированных струй E_{out} для всего набора экспериментальных данных и моделирования (a) и для различных областей $x_\gamma^+ - x_\gamma^-$ пространства: 'Dir' (b), 'SR' (c) and 'DR' (d), описание которых приведено в тексте. Верхние сплошные гистограммы соответствуют сумме предсказываемых *PYTHIA* двухструйных $\gamma\gamma$ взаимодействий и фоновых процессов. Вклады различных $\gamma\gamma$ подпроцессов показаны пунктирными (прямое рождение, КПИМ), штрих-пунктирными ('одиночное разрешение' фотона) и тонкими сплошными ('двойное разрешение') гистограммами.

(рис. 10b). Вклад событий 'двойного разрешения' в область 'DR' (рис. 10d) оказывается не таким уж определяющим и составляет около 54%, в то время как 'SR' домен (рис. 10c) содержит события всех трех подпроцессов в приблизительно одинаковой пропорции.

Основным же заключением 'первого взгляда' является то, что модель не описывает экспериментальные данные в тех частях ($x_{\gamma}^+ - x_{\gamma}^-$) -пространства, в которых вклад событий с 'разрешившимися' фотонами существенен. Также становится ясным и то, что простая однопараметрическая перенормировка моделированных событий как единого целого (как это было сделано в исследованиях других LEP-овских коллабораций является неадекватной и 'подстройка' модели должна быть произведена отдельно для каждой из компонент модели со своими нормировочными коэффициентами. Такая перенормировка является новым подходом в анализе событий с образованием жестких струй в $\gamma\gamma$ соударениях.

Для 'настройки' модели был выполнен 3-параметрический (по количеству компонент модели) фит распределений следующих кинематических переменных: E_{out} (10), баланса поперечного импульса частиц ($|\sum \vec{p}_{i,T}|$) и инвариантной массы зарегистрированных в событии частиц W . Распределения этих переменных были фитированы одновременно и в каждом ($x_{\gamma}^+ - x_{\gamma}^-$) -домене. Были получены следующие параметры (масштабные коэффициенты α для каждого из подпроцессов): $\alpha_{qpm} = (0.86 \pm 0.02)$, $\alpha_{s-res} = (1.49 \pm 0.09)$ и $\alpha_{d-res} = (1.93 \pm 0.05)$. В работе показаны выборочные распределения переменных, которые не были вовлечены в процесс фитирования, в сравнении с масштабированной моделью, которая после применения коэффициентов состоит из 33% КПП-подобных событий, 23% событий 'одиночного разрешения' и 44% - 'двойного разрешения'. Последние, в свою очередь, содержат 75% событий без множественного взаимодействия партонов (в дальнейшем будем называть эту часть как 'без-МВП') и 25% - с таковым ('с-МВП'). Подробное рассмотрение МВП приведено ниже.

Как уже было отмечено, моделирование 'ДР' событий включает возможность множественного взаимодействия партонов (МВП). Посылкой данного подхода является то, что 'разрешившиеся' фотоны являются композитными объектами, состоящими из множества партонов. Таким образом, возможны взаимодействия двух и более пар партонов в одном $\gamma\gamma$ столкновении. Эффект присутствия МВП проявляется двояко. Во-первых, жесткие струи, удовлетворяющие требуемым критериям, образованы в столкновении одной пары партонов и МВП может (если

кинематически оказывается близко к жестким струям) систематически увеличивать реконструированную энергию струи. А возможно, что жесткий процесс взаимодействия первой пары партонов не обеспечивает требуемых параметров струй, однако, с добавленными частицами МВП эти струи могут удовлетворить критерии отбора событий. В последнем случае МВП вклад является фоном и должен быть оценен и вычтен из экспериментальных данных. Для этого генератор *PYTHIA* был запущен в моде с выключенным эффектом МВП и было найдено то, что 27% 'ДР' событий не прошли бы критерии двухструйности. Заметим, что в описанном выше процессе фита данных 'ДР' часть участвовала когерентно, т.е. без расщепления на поднаборы 'без-МВП' и 'с-МВП'.

Суммируя сказанное о влиянии МВП на описание данных, отметим, что модель предсказывает фон от МВП в размере 7% (3%) доли событий 'двойного разрешения' (полного числа событий). Приблизительно в 18% 'ДР' событий энергия реконструированных струй увеличена из-за присутствия МВП. В абсолютных цифрах фон от МВП оценен в (131 ± 7) событий. Необходимо отметить безусловную важность выполненного 3-параметрического фита, т.к. вычисление числа фоновых событий произведено с использованием полученных параметров.

Вычисления проводятся для образуемых партонов и струя - это партон в требуемой области псевдобыстроты и с требуемым минимумом поперечной энергии. Далее, в процессе адронизации партонов мы переходим на уровень рожденных в вершине взаимодействия частиц. Заключительным звеном этой цепочки является экспериментальное наблюдение в установке доли этих частиц, что связано с негерметичностью (аксептанс) и неэффективностью (отдельных детекторов) установки. Очевидно, что сравнение вычислений с экспериментом должно быть проведено на каком-то, вполне определенном, уровне. Выбор произволен и в данном случае такое сравнение будем проводить на уровне частиц в вершине взаимодействия. Теоретические предсказания проведены на партонном уровне, эти партоны следует трансформировать в частицы и реконструировать струи в $\gamma\gamma$ вершине - это, так называемые, коррекции на эффект адронизации ('hadronisation corrections'). В работе показаны и эти коррекции, проведенные с помощью программы *PYTHIA*, и эффективность (аксептанс) детектора как функции $\overline{p_T}$ и $|\Delta\eta|$.

Переходим к заключительному шагу рассмотрения фоновых событий, смысл которого обусловлен тем, что описанные выше коррекции данных и теоретических вычислений (приведение и тех и других на уровень рожденных в вершине частиц) были проведены для двухструйных событий.

Иными словами, акцептанс был вычислен на основе событий, в которых и рожденные в вершине и зарегистрированные в установке частицы образовывали две струи с требуемыми параметрами по поперечному импульсу и по псевдобыстроте. Очевидно, что некоторые события, не будучи двухструйными или не удовлетворяющими критериям отбора на уровне партонов, могут попасть в отобранные данные по все той же причине - незарегистрированные частицы меняют топологию события и оно попадает в выборку. Эти события, обозначаемые далее как 'не2-в-2 струи' фон, должны быть вычтены из экспериментальных данных в соответствии с моделированием и проведенным на его основе фитом. Этот сорт фона является довольно значительным и оценен в (893 ± 13) событий.

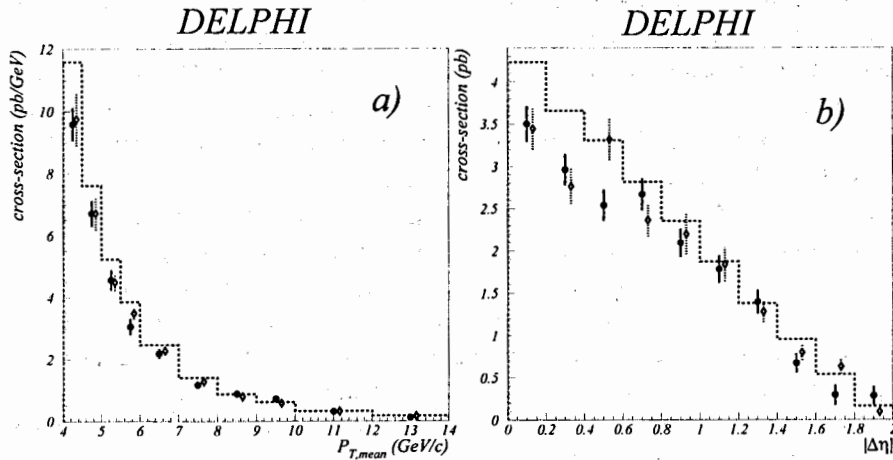


Рис. 11: Сечение образования двухструйных событий в столкновениях квазиреальных фотонов как функция $\overline{p_T}$ (a) и $|\Delta\eta|$ (b). Струи, реконструированные посредством k_{\perp} -кластер алгоритма, находятся в области псевдобыстроты $-1 < \eta < 1$ и имеют поперечный импульс p_T выше 3 ГэВ. Гистограммы показывают результаты лидирующего, а пунктирные 'кресты' - следующего-за-лидирующим порядков вычислений.

Далее в работе продемонстрировано удовлетворительное согласие распределений переменных $\overline{p_T}$ и $|\Delta\eta|$ в экспериментальных данных и моделировании событий. После проведения коррекций на акцептанс экспериментальной установки и эффект адронизации партонов, полное сечение рождения двухструйных событий во взаимодействии фотонов измерено как (17.1 ± 0.3) пб для струй в области псевдобыстрот $-1 < \eta < 1$ и с поперечным импульсом p_T выше 3 ГэВ. Статистическая и систематическая погрешности измерения (приблизительно одинакового

размера) были квадратично просуммированы. Определяющий вклад в систематическую ошибку измерения вносят погрешность выполненного фита реальных данных, неопределенность вклада МВП и фоновых событий. Теоретические ожидания равны (20.2 ± 0.1) пб и (17.8 ± 0.1) пб, проведенные, соответственно, в лидирующем и следующем-за-лидирующим порядках вычислений. Дифференциальные сечения приведены на рисунке 11 вместе с теоретическими предсказаниями в обоих порядках вычислений. Отметим, что вычисления следующего-за-лидирующим порядком не обладают требуемой точностью и на рисунках NLO вычисления приведены вместе с их погрешностями.

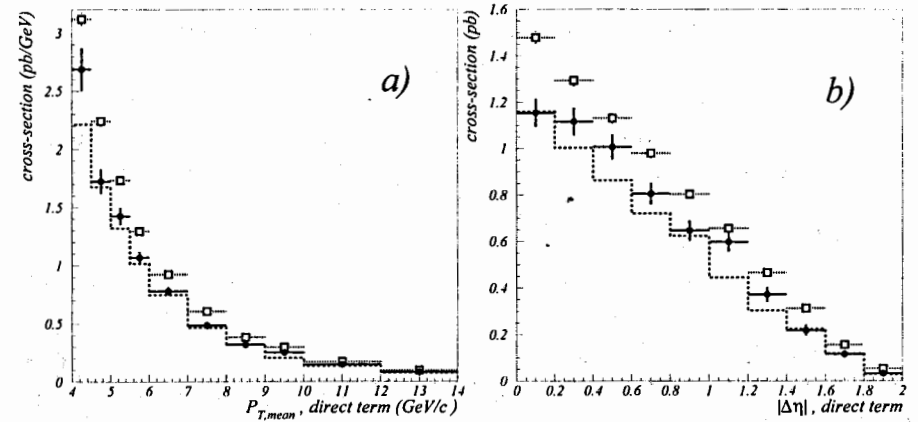


Рис. 12: Сечение КПМ компоненты как функция $\overline{p_T}$ (a) и $|\Delta\eta|$ (b). Штриховые гистограммы соответствуют предсказаниям модели RUTHIA, масштабированным в соответствии с проведенным фитом экспериментальных данных, описанным в тексте. 'Круги' ('квадраты') представляют результаты NLO (LO) вычислений.

Напомним, что в процессе фита была выявлена необходимость проведения масштабирования компоненты 'прямого рождения' кварк-антикварковой пары (КПМ компонента) с коэффициентом $\alpha_{q\overline{q}} = (0.86 \pm 0.02)$. КПМ компонента является, пожалуй, наиболее ясной с точки зрения физики и моделирования процесса и обычно рассматривается в двухфотонных исследованиях как стабильная и не требующая 'вмешательства' компонента. По нашей просьбе M.Klasen провел вычисления вклада данной компоненты в обоих (LO и NLO) порядках вычислений. Рисунок 12 демонстрирует сравнение масштабированной компоненты 'прямого рождения' и LO и NLO

вычислений. Заключение данного сравнения можно сформулировать следующим образом - масштабированный КПМ вклад согласуется с NLO расчетами в пределах 10% (различие, фактически, заключено в одном бине \overline{PT}) и намного дальше от LO вычислений. Иными словами, сопоставление масштабированной КПМ компоненты с LO и NLO расчетами можно рассматривать как косвенное доказательство наблюдения поправок к КПМ компоненте процесса образования жестких струй.

Завершается данная глава выводами по изучению образования жестких струй во взаимодействиях квазиреальных фотонов, которые в рамках автореферата будут приведены ниже. Полученные результаты были представлены на международной конференции [13] и опубликованы в виде общеклаборационной работы [14].

Шестая глава 'Перспективы исследования фотон-фотонных реакций' [15]-[16] связана с развитием тематики диссертационной работы на следующем поколении ускорителей элементарных частиц. В краткосрочной перспективе в CERN в 2008-м году вводится в эксплуатацию ускоритель протонов Large Hadron Collider (LHC), на котором планируется проведение ежегодных физических сеансов с ускоренными до энергии более 5 ТэВ/нуклон тяжелыми ядрами. В данной главе представлено предложение и ожидаемые результаты по изучению фотон-фотонных реакций на многоцелевой установке ATLAS(CERN), краткое описание которой приведено в работе.

Сильное электромагнитное поле релятивистских тяжелых ионов открывает возможность исследования двухфотонных и фотоядерных взаимодействий на ускорителях ядер. Если расстояние между налетающими ядрами в плоскости поперечной к оси столкновения (прицельный параметр и связанная с ним 'центральность' взаимодействия) достаточно большое ($b > R_1 + R_2$, где b - прицельный параметр, а R_i - радиус ядра), то возможно электромагнитное взаимодействие ядер. Электромагнитное поле тяжелых ионов может быть представлено как поток квазиреальных фотонов, интенсивность которого пропорциональна квадрату электрического заряда ядра $(Ze)^2$ и сечение инициированных фотонами реакций становится довольно большим. Данные взаимодействия называют 'ультрапериферическими' и подразделяют, в свою очередь, на собственно электромагнитные фотон-фотонные реакции и взаимодействия фотона с ядром. Процессы рождения адронов во взаимодействиях фотонов в данном случае будут сопровождаться сильным фоном от периферических взаимодействий ядер (когда ядра сталкиваются 'вскользь' и взаимодействуют лишь некоторые нуклоны), фотон-

померонными и померон-померонными взаимодействиями. Вследствие немалой неопределенности в описании двух последних процессов, в рамках данной главы приводится часть программы, связанная с рождением лептонных конечных состояний.

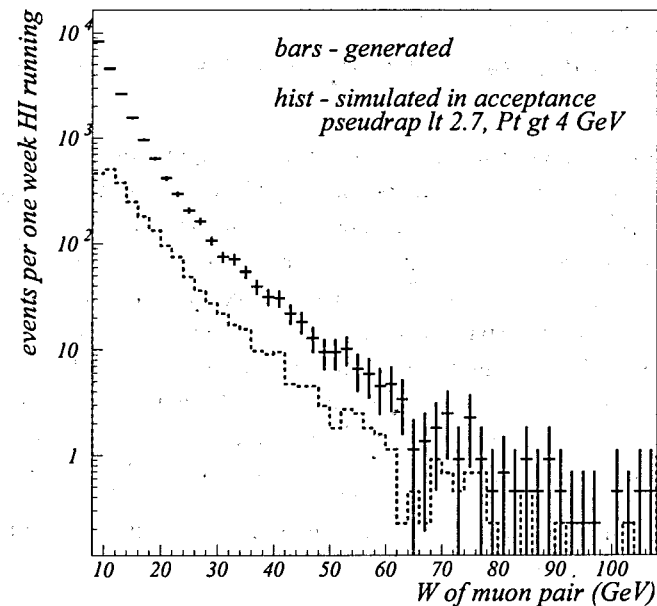


Рис. 13: Распределение инвариантной массы $\mu^+\mu^-$ системы сгенерированных ультрапериферических событий ('кресты') и той их части, которая прошла критерии отбора для регистрации событий в центральной области установки (гистограмма)

Моделирование $\gamma\gamma$ взаимодействий было проведено с помощью генератора событий *TPHIC*, затем был промоделирован 'отклик' установки с помощью пакета *GEANT* и, в завершение, события были обработаны 'стандартной' программой реконструкции событий установки ATLAS. Рисунок 13 представляет два распределения инвариантной массы двух мюонов - первое, показанное 'крестами', соответствует распределению изначально сгенерированных событий, а применяемые критерии отбора событий (требование к восстановлению обеих частиц; необходимость мюонной идентификации и т.п.) изменяют его и ожидаемое распределение представлено гистограммой. Количество событий на рисунке соответствует

одномесечной работе LHC с ускоренными ядрами и, как видно на рисунке, ожидается регистрация нескольких тысяч мюонных пар, рожденных в фотон-фотонных столкновениях.

Предлагаемая программа изучения ультрапериферических взаимодействий в контексте программы исследований ядро-ядерных столкновений на ускорителе LHC была представлена на международных конференциях [15]-[16].

Глава 'Заключение' содержит основные результаты диссертационной работы:

- Впервые измерена КХД структурная функция фотона $F_2^{\gamma, QCD}$ в диапазоне переданного фотону-'пробнику' четырех-импульса Q^2 от 4 ГэВ^2 до 30 ГэВ^2 со средним значением 12 ГэВ^2 на основе анализа событий множественного рождения адронов в процессе глубоконеупругого $e\gamma$ рассеяния при энергии электрон-позитрона в системе центра масс в области массы Z -бозона от 88 ГэВ до 95 ГэВ и интегральной светимости коллайдера 60.6 пб^{-1} . Измерение согласуется с предсказанием модели, основанной на КХД вычислениях. Полученные результаты опубликованы в работе, индекс цитируемости которой находится в группе 'TOPSITE50+';
- Изучено поведение $F_2^{\gamma, QCD}$ вплоть до значения переменной Бьеркена x порядка 0.01 ;
- Получен совместно с другими экспериментами результат по изучению Q^2 -эволюции структурной функции $F_2^{\gamma, QCD}$, который согласуется с предсказанием в рамках КХД о росте структурной функции с увеличением Q^2 ;
- Предложен и апробирован оригинальный способ применения любой параметризации структурной функции фотона без проведения затратного моделирования для каждой в отдельности;
- Впервые измерена и найдена в удовлетворительном согласии с теоретическими вычислениями КЭД структурная функция фотона $F_2^{\gamma, QED}$ на основе анализа событий рождения $\mu^+\mu^-$ пар в глубоконеупругом $e\gamma$ рассеянии;
- Обнаружен и изучен эффект ненулевой массы фотона-мишени. Сравнение с теоретическими вычислениями указывает на чувствительность экспериментальных данных к эффекту ненулевой

массы фотона-мишени P^2 и модель адекватно описывает ее поведение;

- Получены новые экспериментальные данные по измерению ширины $\Gamma_{\gamma\gamma}$ двухфотонного распада η_c мезонов, образующихся во взаимодействиях квазиреальных фотонов. Рождение η_c мезонов было идентифицировано посредством наблюдения их распадов в модах $K_s^0 K^\pm \pi^\mp$ и $K^+ K^- \pi^+ \pi^-$;
- Проведено первое измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \mu^+\mu^-$ при виртуальности обоих фотонов Q^2 в области от 10 ГэВ^2 до 200 ГэВ^2 и инвариантной массы фотонов W выше 2 ГэВ , равное $(1.38 \pm 0.12(\text{стат}) \pm 0.06(\text{сист})) \text{ пб}$. КЭД вычисление, учитывающее радиационные поправки к потоку фотонов, для данного процесса равно $(1.36 \pm 0.01) \text{ пб}$. Исследование $\gamma^*\gamma^*$ взаимодействий фотонов высокой виртуальности в моде 'двойного мечения' было поведено при энергии электрон-позитрона в системе центра масс от 189 ГэВ до 209 ГэВ и интегральной светимости коллайдера 550 пб^{-1} .
- Получены первые экспериментальные данные по измерению полного сечения σ_{ee} взаимодействий $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \text{hadrons}$ в фазовом пространстве, ограниченном пределами по Q^2 от 10 ГэВ^2 до 200 ГэВ^2 и инвариантной массе адронов W_{had} выше 2 ГэВ , равное $(2.09 \pm 0.17) \text{ пб}$;
- Впервые измерено и сравнено с BFKL вычислениями в лидирующем и следующем-за-лидирующим порядках сечение $d\sigma_{\gamma^*\gamma^*}/dY$ взаимодействий $\gamma^*\gamma^* \rightarrow \text{hadrons}$. Вычисления лидирующего порядка абсолютно не согласуются с данными, в то время как предсказания в следующем порядке вычислений являются намного более близкими экспериментальным данным. Наблюдать значимый эффект мультиглюонного обмена между кварк-антикварковыми диполями (BFKL вклад) не представляется возможным при энергиях LEP и в пределах набранной интегральной светимости коллайдера;
- Предложен и применен оригинальный способ изучения процессов образования двух 'жестких' струй во взаимодействии квазиреальных фотонов, основанный на сепаратном рассмотрении каждой из компонент процесса с последующим фитированием экспериментальных данных;

- Впервые измерено полное сечение рождения двухструйных событий во взаимодействии фотонов для струй в области псевдобыстроты $-1 < \eta < 1$ и с поперечным импульсом p_T выше 3 ГэВ равное (17.1 ± 0.3) пб. Теоретические ожидания, проведенные в лидирующем и следующем-за-лидирующим порядках вычислений, равны, соответственно, (20.2 ± 0.1) пб и (17.8 ± 0.1) пб;
- Впервые измерены и сравнены с предсказаниями КХД в лидирующем и следующем-за-лидирующим порядках вычислений дифференциальные сечения рождения двухструйных событий как функции среднего поперечного импульса струй $\overline{p_T}$ и разницы их псевдобыстрот $|\Delta\eta|$;
- Найдено, что масштабированный вклад процесса 'прямого' рождения кварк-антикварковой пары согласуется с NLO расчетами в пределах 10% и существенно ниже КХД-вычислений, проведенных в лидирующем порядке, что рассматривается как косвенное наблюдения КХД поправок к кварк-партонной компоненте процесса образования жестких струй;
- Приведена принятая в коллаборации ATLAS(CERN) программа изучения ультрапериферических (двухфотонных) взаимодействий в рамках программы исследований ядро-ядерных столкновений на ускорителе LHC, которая опирается на полученные на установке DELPHI результаты и является ближайшей перспективой продолжения исследований $\gamma\gamma$ взаимодействий.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

- [1] DELPHI Collab., P.Abreu, ... V.Pozdniakov *et al.*, Nucl. Instr. & Meth. A378 (1996) 57.
- [2] F.Naraghi, F.Kapusta, V.Pozdnyakov, 'Muon pair production in tagged two-photon interactions: Results from DELPHI', Proc. of 10th Workshop on Photon-photon Collisions (PHOTON95), Sheffield (England), 1995, p.275, Eds. D.J.Miller, S.L.Cartwright and V.Khoze, World Sci., Singapore (1995).
- [3] I.Kronkvist, F.Kapusta, V.Pozdnyakov, 'A measurement of the photon structure function F_2^γ at an average Q^2 of 12 GeV^2/c^4 : Results from

DELPHI', Proc. of 10th Workshop on Photon-photon Collisions (PHOTON95), Sheffield (England), 1995, p.16, Eds. D.J.Miller, S.L.Cartwright and V.Khoze, World Sci., Singapore (1995).

- [4] F.Kapusta, V.Pozdnyakov, 'The photon structure function in $\gamma\gamma$ jet production at LEP-200', Proc. of 'Two-Photon Physics from DAPHNE to LEP200 and Beyond', Paris (France) 1994, p.191, Eds. F.Kapusta and J.J.Parisi, River Edge (1994).
- [5] V.Pozdnyakov, 'A measurement of the photon structure function $F_2^\gamma(x)$ at an average Q^2 of 12 GeV^2 ', Proc. of 'Two-Photon Physics at LEP and HERA - Status of Data and Models', Lund, Sweden, 1994, Eds. G.Jarlskog and L.Jonsson, Lund U., Inst. Phys., 1994, 55.
- [6] B.Batyunya, V.Pozdnyakov, 'A study of the two photon interactions tagged at an average Q^2 of 90 GeV^2 ', сообщение ОИЯИ 4(84)-97, 37.
- [7] B.Batyunya, J.Bjarne, F.Kapusta, V.Pozdnyakov, I.Tyapkin, N.Zimin, 'A Study of single tagged multi-hadronic $\gamma\gamma$ events at a Q^2 approximately 90 GeV^2 ', сообщение ОИЯИ E1-94-442 (1994).
- [8] DELPHI Collab., P.Abreu, ... V.Pozdnyakov *et al.*, 'A measurement of the photon structure function F_2^γ at an average Q^2 of 12 GeV^2/c^4 ', Z. Phys. C69 (1996), 223.
- [9] DELPHI Collab., J.Abdallah, ... V.Pozdnyakov *et al.*, 'The $\eta_c(2980)$ formation in two-photon collisions at LEP energies', Eur. Phys. J. C31 (2003), 481.
- [10] V. Pozdnyakov, Yu. Vertogradova, 'Test of BFKL with double tagged $\gamma^*\gamma^*$ events', Proc. of the International Conference 'Diffraction in high-energy physics', Cala Gonone, Italy, (2004), Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 146 (2005), 44.
- [11] V. Pozdnyakov, Yu. Vertogradova, 'Measurement of $\gamma^*\gamma^*$ cross-section', Proc. of the International Conference 'Its First Hundred Years and the Future. Includes PHOTON2005 and PLC2005', Warsaw and Kazimierz, Poland (2005), Acta Phys. Polon. B37 (2006), 823.
- [12] DELPHI Collab., J.Abdallah, ... V.Pozdnyakov *et al.*, 'Study of double-tagged $\gamma\gamma$ events at LEP2', Eur. Phys. J. C46 (2006) 559.

- [13] V. Pozdnyakov, Yu. Vertogradova, 'Jet production in $\gamma\gamma$ collisions', Acta Phys. Polon. B37 (2006), 819.
- [14] DELPHI Collab., J. Abdallah, ... V. Pozdnyakov *et al.*, 'Di-jet production in $\gamma\gamma$ collisions at LEP2', Eur. Phys. J. C58 (2008), 531.
- [15] V.N. Pozdnyakov, 'Heavy ion physics with the ATLAS detector', Physics of Atomic Nuclei, 71, No. 9 (2008), 1518.
- [16] V. Pozdnyakov 'Ultraperipheral collisions with the ATLAS detector', Proc. of 'International Conference on the Structure and Interactions of the Photon, including the 17th International Workshop on Photon-Photon Collisions and the International Workshop on High Energy Photon Linear Colliders', Paris, France (2007), Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 184C (2008), 180.
- [17] V.N. Pozdnyakov, 'Two-photon interactions at LEP', Phys. Part. Nucl. Lett. 4 (2007), 289; Pisma Fiz. Elem. Chast. Atom. Yadra 4 (2007), 493.

Получено 19 января 2009 г.