

На правах рукописи



**Козырев Евгений Анатольевич**

**ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССОВ  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$  и  
 $\gamma^*\gamma^* \rightarrow \eta'(958)$  В ЭКСПЕРИМЕНТЕ *BABAR***

01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

Автореферат  
диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Новосибирск — 2020

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук

Научный руководитель: **Солодов Евгений Петрович**,  
доктор физико-математических наук, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук, г. Новосибирск.

Официальные оппоненты: **Дорохов Александр Евгеньевич**,  
доктор физико-математических наук, Международная межправительственная организация Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна, ведущий научный сотрудник.

**Мизюк Роман Владимирович**,  
доктор физико-математических наук, член-корреспондент РАН, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук, г. Москва, главный научный сотрудник.

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований РАН, г. Москва.

Защита состоится " 30 " сентября 2020 г. в " 12.15 " часов на заседании диссертационного совета Д 003.016.02 Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН по адресу: 630090, г. Новосибирск, проспект Академика Лаврентьева, 11.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук и на сайте [http://www.inp.nsk.su/images/diss/Kozyrev\\_disser.pdf](http://www.inp.nsk.su/images/diss/Kozyrev_disser.pdf).

Автореферат разослан " 21 " июля 2020 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета  
д.ф.-м.н., профессор, чл.-корр. РАН



В.С. Фадин

## Общая характеристика работы

**Актуальность темы.** Изучение процессов взаимодействия электромагнитного поля (ЭМП) с мезонами позволяет получить уникальную информацию об их свойствах и структуре. Переход фотонов в мезоны происходит посредством взаимодействия ЭМП с кварк-антикварковой парой и последующей адронизацией кварков. Данная работа посвящена изучению процессов перехода  $\gamma^* \rightarrow \rho^{(\prime)} \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$  и  $\gamma^*\gamma^* \rightarrow \eta'$  с детектором *BAVAR* на коллайдере PEP-II (СЛАК, Стэнфорд, США).

Первый процесс принадлежит области низких энергий. Здесь фотон с квадратом четырех-импульса (виртуальностью)  $q^2 > 0$  конвертируется в векторный мезон ( $J^{PC} = 1^{--}$ ) с последующим его распадом на псевдоскалярный  $\eta$ -мезон и векторный мезон, который переходит в два пиона. Этот процесс не рассчитывается в рамках квантовой хромодинамики (КХД), поэтому лишь экспериментальные данные и феноменологические модели могут пролить свет на характер взаимодействий в данной реакции.

Второй процесс из промежуточной области передач импульсов состоит в переходе двух фотонов ( $J^{PC} = 1^{--}$ ) с отрицательными виртуальностями в области  $-60 < q_{1,2}^2 < -2 \text{ ГэВ}^2$  в псевдоскалярный  $\eta'(958)$ -мезон ( $J^{PC} = 0^{-+}$ ). Рассмотрение процесса  $\gamma^*\gamma^* \rightarrow \eta'$  в рамках КХД на основе факторизационной теоремы должно быть разбито на два этапа. Первый этап, "жесткий", поддается расчету на основе теории возмущений и состоит в конвертации пары фотонов в кварк-антикварковую пару. Второй этап, "мягкий", отвечает за адронизацию кварков и их переход в конечное состояние –  $\eta'$ -мезон. Особенностью данной работы является то, что в рассматриваемом диапазоне виртуальностей квадрат амплитуды реакции можно считать нечувствительным к амплитуде "мягкого" этапа на уровне статистических ошибок. То есть сравнение экспериментальных данных с теорией служит проверкой теоремы о факторизации.

В обоих процессах рассматривается переход двух векторных полей в псевдоскалярное поле, причем первый процесс соответствует времениподобной области, второй – пространственноподобной.

**Целью** данной работы являются:

1. Измерение сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$  в диапазоне энергий  $E_{\text{с.м.}} = 1.15\text{--}3.50 \text{ ГэВ}$ ;
2. Измерение переходного формфактора  $\gamma^*\gamma^* \rightarrow \eta'(958)$  при виртуальностях фотонов  $-60 < q_{1,2}^2 < -2 \text{ ГэВ}^2$ .

**Научная новизна:**

1. Измерено сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$  в диапазоне энергий  $E_{\text{с.м.}} = 1.15\text{--}3.50 \text{ ГэВ}$  с точностью лучше, чем в предыдущих экспериментах. В диапазоне  $E_{\text{с.м.}} = 3.00\text{--}3.50 \text{ ГэВ}$  сечение измерено впервые;

2. Впервые измерен переходный формфактор псевдоскалярного мезона в дважды виртуальной области с помощью реакции  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta'$  при регистрации конечного электрона и позитрона.

**Научная и практическая ценность работы:**

1. Полученные данные по сечению  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$  используются для определения параметров резонансов  $\rho(1450)$ ,  $\rho(1700)$  и  $\rho(2230)$ ;
2. Полученные новые данные позволяют улучшить точность вычисления адронного вклада перехода  $\gamma^* \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$  в поляризацию вакуума и используются для проверки гипотезы о сохранении векторного тока;
3. Результаты настоящей работы позволяют улучшить среднемировую точность в значении вероятности распада  $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ ;
4. Впервые измерено сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-P$  в дважды виртуальной моде, где  $P$  – псевдоскалярный мезон. Полученные результаты демонстрируют возможности будущих экспериментов в двухфотонной физике;
5. Впервые измерен переходной формфактор процесса  $\gamma^*\gamma^* \rightarrow \eta'(958)$ . Продемонстрирована справедливость предсказаний квантовой хромодинамики.

**Личный вклад.** Изложенные в работе результаты получены автором лично, либо при его определяющем вкладе.

**Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Измерено сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$  в области энергии в системе центра масс от 1.15 до 3.50 ГэВ.
2. Произведена аппроксимация зависимости сечения  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$  от энергии в рамках модели доминантности векторных мезонов (МВД) с учетом вкладов  $\rho$ -мезона и трех его возбужденных состояний. Определены параметры  $\rho(1450)$ - и  $\rho(1700)$ -мезонов: массы, ширины и произведения парциальных ширин распада в  $e^+e^-$  и вероятности распада в  $\pi^+\pi^-\eta$ .
3. С использованием гипотезы сохранения векторного тока проведено сравнение данных по сечению процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$  с данными по распаду  $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^0\eta\nu_\tau$ .
4. Измерен переходной формфактор  $\gamma^*\gamma^* \rightarrow \eta'$  в дважды виртуальной области ( $F(Q_1^2, Q_2^2)$ ). Для регистрации  $\eta'$ -мезона использован распад  $\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ .
5. Произведено сравнение  $F(Q_1^2, Q_2^2)$  с теоретическими предсказаниями.

**Апробация работы.** Основные результаты работы докладывались на научных семинарах в ИЯФ СО РАН и СЛАК, а также на конференциях The 12th International Workshop on  $e^+e^-$  Collisions from Phi to Psi (PhiPsi 2019), The European Physical Society Conference on High Energy Physics

(EPS-HEP2019) и The 39th International Conference on High Energy Physics (ICHEP2018).

**Объем и структура работы.** Работа состоит из введения, трех глав и заключения. Первая глава посвящена краткому изложению устройства детектора *BABAR*. Вторая глава содержит описание анализа процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ . В третьей главе рассказывается об измерении переходного формфактора  $\gamma^*\gamma^* \rightarrow \eta'$ .

## Содержание работы

Во **введении** обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, приводится краткий обзор предыдущих экспериментов, формулируются цель, научная новизна и возможные области применения результатов.

**Первая глава** посвящена краткому описанию экспериментальной установки, на которой было проведено изучение процессов, описанных во введении.

Набор данных в ходе эксперимента с детектором *BABAR* на коллайдере PEP-II производился в период 1999–2008 годов. Асимметричный электрон-позитронный коллайдер PEP-II работал при энергии 10.58 ГэВ в системе центра масс, что соответствует массе резонанса,  $\Upsilon(4S)$ , чуть большей, чем порог рождения пары мезонов  $B\bar{B}$ . Комплекс включает электронную пушку, линейный ускоритель, источник позитронов,  $e^+e^-$  накопительные кольца (PEP-II). *BABAR* детектор расположен в точке пересечения электронного и позитронного пучков с энергиями 8.9 и 3.1 ГэВ соответственно. Интегральная светимость, использованная в данной работе, составляет  $468.6 \text{ фб}^{-1}$  и набиралась в течении 6 продолжительных заходов в пике и в непосредственной близости от резонанса  $\Upsilon(4S)$ . Интегральная по времени величина светимости определялась по событиям  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  и  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  с точностью около 0.5%.

На рисунке 1 показано поперечное сечения детектора *BABAR*. Треки заряженных частиц детектируются с помощью пятислойной вершинной системы (SVT) и дрейфовой камеры (DCH). SVT состоит из пяти цилиндрических слоев двухсторонних кремниевых микрополосковых (микростриповых) датчиков. DCH содержит 40 слоев с 7104 гексагональными дрейфовыми ячейками. Обе системы находятся внутри сверхпроводящего соленоидального магнита с магнитным полем 1.5 Т.

Черенковский детектор (DIRC) используется для идентификации различных типов частиц. В частности, он позволяет производить разделение  $K$  и  $\pi$  при импульсах  $p_{Lab} = 700 \div 2000 \text{ МэВ/с}$ . На детектор вокруг DCH установлено 144 черенковских радиатора параллелепипедной формы. Радиаторы сделаны из кварца с показателем преломления  $n = 1.473$ .

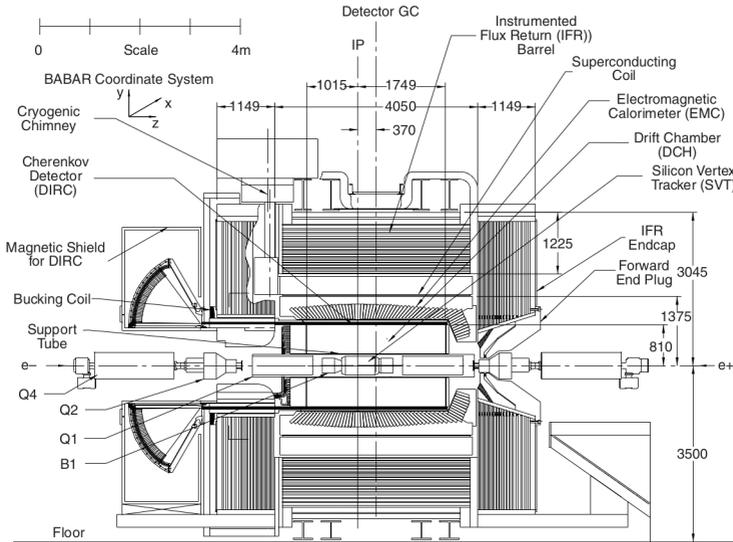


Рис. 1 — Поперечное сечение детектора BABAR [2]

Электромагнитный калориметр (EMC) был разработан для измерения энергии, формы и положения электромагнитных ливней с высокой эффективностью в диапазоне энергий от 20 МэВ до 9 ГэВ. Кроме того, он также используется для измерения энергвыделения мюонов и адронов. EMC состоит из мелко сегментированного массива 6580 кристаллов йодида цезия, CsI(Tl), легированного таллием. Материал имеет короткую радиационную длину  $X_0 \approx 1.85$  см, а также небольшой радиус Мольера, описывающий масштаб поперечного расширения электромагнитного ливня, что позволяет достичь хорошего углового разрешения. Торцевая часть калориметра расположена в направлении движения электронного пучка. Угловой диапазон, покрываемый калориметром, составляет  $16^\circ$ – $142^\circ$  в лабораторной системе. Длина кристаллов варьируется от 29.8 см ( $16.1 X_0$ ) при больших углах и до 32.6 см ( $17.6 X_0$ ) при малых углах в торцевой части. Два кремниевых фотодиода, установленные на задней стороне каждого кристалла, считывают сцинтилляционный свет.

Железное ядро (IFR – instrumented flux return) вокруг соленоидального магнита замыкает магнитный поток сверхпроводящей катушки. Ядро используется также как калориметр для идентификации частиц. IFR состоит из цилиндрической (19 слоев) и торцевой (18 слоев) частей. В течение первого захода внутри каждого слоя были установлены газовые резистивные плоско-параллельные камеры (RPCs – resistive plate chambers), которые затем сменились стримерными трубками (LSTs – limited streamer tubes).

Идентификация заряженных частиц (PID) основана на измерении ионизационных потерь в SVT и DCH, на детектировании черенковского излучения в системе DIRC и на основе данных по энерговыделению в калориметре EMC. Кроме того, идентификация мюонов во многом базируется на восстановлении трека в IFR. Для подавления эффектов многократного рассеяния треков и конверсии фотонов материал во внутренней области детектора минимизирован. Так фотон, направленный перпендикулярно оси пучков, пересекает около  $0.3 X_0$ , прежде чем попасть в калориметр.

Триггеры и фоновые фильтры событий являются важными частями системы сбора данных с детектора BABAR. Триггер состоит из двух частей: аппаратная и программная. Частота срабатывания первого триггера при светимости  $L=8 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  составляет около 2.5 кГц. Программный триггер обеспечивает дальнейшую фильтрацию фоновых событий на основе более подробной информации с DCH и EMC, а также отбирает события для калибровки детектора и онлайн-мониторинга.

**Вторая глава** посвящена исследованию процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$  методом ISR (initial state radiation). Анализ процесса  $e^+e^- \rightarrow \gamma + \text{адроны}$  с высокоэнергетичным ISR фотоном позволяет эффективно уменьшить инвариантную массу начальной электрон-позитронной пары и изучить процесс рождения адронов, в том числе измерить сечение в широком диапазоне энергий одновременно в одном эксперименте. Фейнмановская диаграмма процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta\gamma$  показана на рисунке 2, где фотон испущен начальным состоянием  $e^+e^-$ , и  $\eta$ -мезон распадается на два фотона с вероятностью  $B_{\eta \rightarrow 2\gamma} = (39.31 \pm 0.20)\%$ . В рамках точности изоспиновой симметрии пара пионов образуется из распада изовекторного  $\rho$ -подобного резонанса, главным образом  $\rho(770)$ . В свою очередь  $\rho(770)$  и псевдоскалярный  $\eta$ -мезон рождаются в  $P$ -волне.

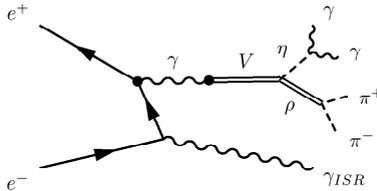


Рис. 2 — Фейнмановская диаграмма процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-\gamma$

Процесс испускания радиационного фотона описывается так называемой функцией-радиатор  $W(s_0, x, \theta)$ , которая точно рассчитывается в первом порядке (LO) теории возмущений квантовой электродинамики и определяет связь между борновским сечением процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^-\pi^+$  и

сечением радиационного процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^-\pi^+\gamma$ :

$$\frac{d\sigma_{e^+e^- \rightarrow \eta\pi^-\pi^+\gamma}(x, \theta_\gamma)}{dx d\cos\theta_\gamma} = W(s_0, x, \theta_\gamma) \cdot \sigma_{e^+e^- \rightarrow \eta\pi^-\pi^+}(\sqrt{s_0(1-x)}), \quad (1)$$

где  $x = \frac{2E_\gamma}{\sqrt{s_0}} = 1 - \frac{s}{s_0} = 1 - E_{c.m.}^2/s_0$  – часть энергии, уносимая радиационным фотоном (LO ISR),  $\sqrt{s_0} \approx 10.58$  ГэВ – полная энергия начальной электрон-позитронной пары,  $E_{c.m.} \equiv \sqrt{s_0(1-x)} \equiv \sqrt{s} \equiv m_{2\pi\eta}$  – инвариантная масса адронной системы, а  $\theta_\gamma$  и  $E_\gamma$  – полярный угол и энергия фотона в с.ц.м. С ростом энергии фотона функция  $W(s_0, x, \theta_\gamma)$  быстро уменьшается, однако имеет длинный "хвост", который "усиливается" растущим сечением адронной реакции  $\sigma(\sqrt{s_0(1-x)})$ , что приводит к достаточно большому значению наблюдаемых сечений процессов  $e^+e^-$  аннигиляции в адроны в области  $E_{c.m.} = 0.3\text{--}5$  ГэВ. Область калориметра детектора можно определить диапазоном полярных углов  $\theta_0 < \theta_\gamma < 180^\circ - \theta_0$ , где  $\theta_0 \approx 20^\circ$ . Видимое сечение в левой части выражения (1) извлекается из эксперимента, что позволяет определить искомое борновское сечение в правой части при энергии  $E_{c.m.}$  следующим образом:

$$\sigma_{\pi^+\pi^-\eta}(E_{c.m.}) = \frac{(dN/dE_{c.m.})}{dL/dE_{c.m.} \cdot \varepsilon(E_{c.m.}) \cdot R}, \quad (2)$$

где  $(dN/dE_{c.m.})$  – число сигнальных событий в диапазоне энергий  $E_{c.m.} = (E_{c.m.} - dE_{c.m.}/2 \div E_{c.m.} + dE_{c.m.}/2)$ ;  $\varepsilon(E_{c.m.})$  – эффективность регистрации;  $R$  – радиационная поправка,  $dL/dE_{c.m.}$  – дифференциальная ISR светимость:

$$\begin{aligned} \frac{dL}{dE_{c.m.}} &= \frac{2E_{c.m.}}{s_0} \cdot IL \cdot \int_{\cos\theta_0}^{\cos(\pi-\theta_0)} W(s_0, x, \theta_\gamma) d\cos\theta_\gamma = \\ &= \frac{2E_{c.m.}}{s_0} \cdot IL \cdot \frac{\alpha_{em}}{\pi x} \left[ (2 - 2x + x^2) \ln \frac{1+C}{1-C} - x^2 C \right], \end{aligned} \quad (3)$$

где  $IL$  – интегральная светимость,  $C = \cos\theta_0$ ,  $\alpha_{em}$  – постоянная тонкой структуры. Радиационные поправки определены как отношение дифференциальных по  $E_{c.m.}$  сечений процессов  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta\gamma$  в приближениях NLO к приближению LO. Заложенное в моделировании требование  $m_{2\pi\eta ISR} > 8$  ГэВ/ $c^2$  приводит к тому, что сечение LO близко к значению NLO:  $\frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta\gamma)_{LO}}{dE_{c.m.}} \approx \frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta\gamma)_{NLO}}{dE_{c.m.}}$ .

Для изучения отклика детектора и определения эффективности экспериментальных отборов проводится Монте-Карло (MC) моделирование сигнальных и фоновых событий. В дополнение к адронной системе один или два дополнительных фотона генерируются в направлении начальных электрона и позитрона. Учет излучения из конечного состояния (FSR) производится с помощью пакета PHOTOS. MC моделирование учитывает особенности состояния детектора и коллайдера при проведении эксперимента,

а также добавляются фоновые фотоны из специальных "случайных" запусков детектора. События сигнального процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta\gamma$  моделируются в предположении промежуточного перехода  $\rho(1450) \rightarrow \rho(770)\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ .

Фоновые события могут быть разделены на два типа: non-ISR и ISR. К первому типу относятся процессы  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  и  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ , среди которых процесс с  $\tau$ -лептонами вносит гораздо меньший вклад. Главными фоновыми процессами типа ISR являются реакции  $e^+e^-$  аннигиляции в конечные состояния  $\pi^+\pi^-2\pi^0\gamma$ ,  $\pi^+\pi^-\pi^0\eta\gamma$ ,  $K^+K^-\eta\gamma$ .

Первое условие отбора сигнальных событий состоит в наличии реконструированного фотона с энергией больше 3 ГэВ в с.ц.м. и, как минимум, двух треков, а также, как минимум, двух дополнительных фотонов с инвариантной массой в диапазоне 0.45–0.70 ГэВ/ $c^2$  вблизи массы  $\eta$ -мезона. Необходимо, чтобы энергия каждого фотона была больше 100 МэВ. ISR фотоном предполагается тот, который обладает наибольшей энергией. Большинство событий характеризуется наличием дополнительных низкоэнергетических фотонов ввиду машинного фона и/или взаимодействия частиц с веществом детектора и/или FSR и/или NLO ISR. Требуется, чтобы реконструированные треки заряженных частиц экстраполировались вблизи номинальной точки взаимодействия. Вершина пересечения треков предполагается также точкой вылета фотонов, что позволяет более корректно определять их направление. Требуется, чтобы два найденных кандидата в сигнальные треки не были одновременно идентифицированы как каоны или мюоны.

Отобранные кандидаты подвергаются кинематической реконструкции с четырьмя условиями, отражающими законы сохранения энергии-импульса:

$$P_{e^+} + P_{e^-} = P_{\pi^+} + P_{\pi^-} + P_{\gamma_1} + P_{\gamma_2} + P_{\gamma_{ISR}},$$

где  $P$  – четырехимпульс частицы. В каждом событии перебираются все пары фотонов и треков для поиска комбинации с минимальным значением  $\chi_{4C}^2$ . Данная комбинация кандидатов используется для последующего анализа. Структура и уровень фона значительно зависят от массы системы  $\pi^+\pi^-\eta$ , поэтому в работе определены две Области:  $1.15 < m_{\pi^+\pi^-\eta} < 2.0$  ГэВ/ $c^2$  (I) и  $2.0 < m_{\pi^+\pi^-\eta} < 3.5$  ГэВ/ $c^2$  (II). Для идентификации сигнальных событий в Области I требуется условие  $\chi_{4C}^2 < 25$ , в то время как на события из Области II накладывается более жесткое требование  $\chi_{4C}^2 < 15$ . Для событий из Области II требуется, чтобы значения  $m_{\pi^\pm\gamma_{ISR}}$  было больше 1 ГэВ/ $c^2$ . В Области I доминирует фон типа ISR, в то время как в Области II – фон типа non-ISR. Уровень фона после примененных условий продолжает быть высоким. Доминирующим источником оставшегося фона является процесс  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-2\pi^0\gamma$ . Для идентификации данного фонового процесса в отобранных событиях производится поиск пары фотонов (энергия каждого больше 100 МэВ) с инвариантной массой,  $m_{2\gamma}^{\pi^0}$ , ближай-

шей к массе нейтрального пиона. В исследуемом процессе не должно быть  $\pi^0$ -мезонов, и требуется, чтобы  $m_{2\gamma}^0 > 0.16 \text{ ГэВ}/c^2$ .

В результате перечисленных выше отборов найдено 11469 экспериментальных событий. Систематическая неопределенность в эффективности примененных условий отбора составляет 2.5%. Итоговое определение числа сигнальных событий производится на основе анализа спектра  $m_{2\gamma}$ . Сигнальные события, как и события некоторых фоновых процессов, пикованы в области массы  $\eta$ -мезона. Пикованный спектр  $m_{2\gamma}$  фоновых событий вычитается из спектра сигнальных событий. К таким фоновым процессам относятся  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^0\eta$ ,  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta\gamma$  и  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta\gamma$ . Последние два процесса доминируют в области  $m_{\pi^+\pi^-\eta} < 1.7 \text{ ГэВ}/c^2$ , а их нормировка производится в соответствии с известными сечениями. Нормировка событий  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^0\eta$  использует то обстоятельство, что фотон из распада нейтрального пиона в этой реакции попадает в набор кандидатов в ISR фотоны, и основана на рассмотрении распределения по инвариантной массе ISR фотона со всеми другими фотонами в событии в эксперименте и в моделировании.

Спектры масс аппроксимируются суммой профилей для сигнала и фона методом максимизации функции правдоподобия. Спектр инвариантной массы системы  $\pi^+\pi^-\eta$  разделен на интервалы (бины), ширина которых равна  $25 \text{ МэВ}/c^2$  при  $m_{\pi^+\pi^-\eta} < 2 \text{ ГэВ}/c^2$ . В качестве функции аппроксимации используется сумма сигнальных и фоновых профилей. Профиль сигнальных событий определяется из МС моделирования. Профиль фона в Области I фиксируется из МС моделирования фоновых процессов (главным образом,  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\gamma$ ) и предполагается равномерным в Области II. Примеры аппроксимации показаны на рисунке 3 для двух интервалов инвариантной массы  $\pi^+\pi^-\eta$ , где точки с ошибками соответствуют экспериментальным данным, сплошная линия – результат аппроксимации, пунктирная кривая – вклад фона.

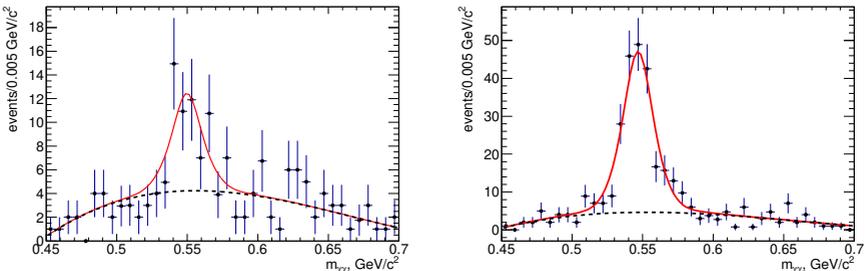


Рис. 3 — Аппроксимация двухфотонной инвариантной массы при  $m_{\pi^+\pi^-\eta} = 1.3\text{--}1.325 \text{ ГэВ}/c^2$  (слева),  $m_{\pi^+\pi^-\eta} = 1.4\text{--}1.425 \text{ ГэВ}/c^2$  (справа)

В итоге, спектр сигнальных событий определялся независимо в каждом бине путем вычитания вклада фона. Всего найдено  $8065.2 \pm 100.5$  сигнальных событий, количество пикованного и непикованного фона равно 239 и 3164 соответственно. Систематическая неопределенность вычитания фона зависит от энергии и минимальна в области  $1.35 < E_{\text{с.м.}} < 1.80$  ГэВ, где она составляет 2%, в то время как при больших значениях  $E_{\text{с.м.}}$  неопределенность равна 11%.

Эффективность регистрации исследуемого процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$  находится как  $\varepsilon = \varepsilon_{MC} \prod_i (1 + \delta_i)$ , где  $\varepsilon_{MC}$  – эффективность регистрации, определенная методом MC моделирования как отношение спектра инвариантной массы  $\pi^+\pi^-\eta$  после условий отбора и отклика детектора к генерированному спектру. Поправки  $\delta_i$  составляют по порядку несколько процентов и ответственны за учет отличий эксперимента от моделирования в эффективности триггера, реконструкции нейтральных и заряженных частиц, а также условий отбора: отбор по  $\chi^2_{4C}$ , реконструкция  $\eta \rightarrow \gamma\gamma$  и пионных треков, реконструкция ISR фотона, и другие примененные ограничения. Суммарная поправка к значению эффективности из моделирования составляет  $(-5.7 \pm 2.6)\%$ . Например, эффективность реконструкции фотонов из распада  $\eta$ -мезона изучается с помощью процесса  $e^+e^- \rightarrow \omega(782)\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\gamma$ . Показано, что эффект немоделируемости отклика детектора для этих фотонов находится на уровне  $\epsilon_{data}/\epsilon_{MC} - 1 = -(2 \pm 1)\%$ .

В работе рассматривается искажение спектра  $m_{\pi^+\pi^-\eta}$  из-за конечного разрешения детектора при реконструкции параметров заряженных пионов, реконструкции  $\eta$ -мезона и ISR фотона. Кроме того, искажения могут быть обусловлены излучением NLO ISR и/или FSR, которые присутствуют в данных и моделировании, но не учитываются при кинематической реконструкции. Ввиду отсутствия узких резонансов в сечении изучаемой реакции неопределенность в реконструкции  $m_{\pi^+\pi^-\eta}$  невелика по сравнению точностью анализа. Максимальная поправка составляет  $-8\%$  для бина  $1.8875 < E_{\text{с.м.}} < 1.900$  МэВ из-за резкого изменения сечения в этой области энергий.

Сечение изучаемой реакции, определенное согласно выражению (2), в диапазоне  $E_{\text{с.м.}} = 1.15\text{--}3.5$  ГэВ показано на рисунке 4, где также приведены результаты других экспериментов. В диапазоне энергий 1.5–2.0 ГэВ профиль сечения носит "лестничный" вид, что связано с интерференцией промежуточных состояний  $\rho(770)$ ,  $\rho(1450)$ ,  $\rho(1700)$  и вышележащих резонансов. Полученные результаты в целом согласуются с предыдущими измерениями и обладают лучшей точностью. Представленные статистические ошибки – диагональные компоненты матрицы ошибок.

Суммарная систематическая неопределенность в сечении  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$  оценивается как квадратичная сумма всех источников и составляет 4.5% в области инвариантных масс  $1.35 < m_{\pi^+\pi^-\eta} < 1.8$  ГэВ/ $c^2$ . Для этой области получена наилучшая статистическая точность. В других областях

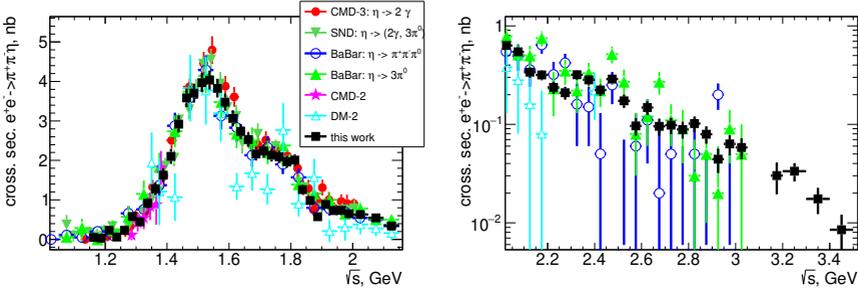


Рис. 4 — Борновское сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$  как функция  $E_{c.m.}$  инвариантной массы ошибка больше ввиду большей неопределенности в вычитании фона.

Энергетическое поведение сечения изучаемого процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$  в рамках модели векторной доминантности описывается суммой вкладов промежуточных изовекторных резонансов  $\rho(770)$ ,  $\rho(1450)$ ,  $\rho(1700)$ ,  $\rho'''$  и др. Результаты аппроксимации приведены на рисунке 5. Свободными параметрами являются константы связи, а также массы и ширины возбужденных  $\rho$ -подобных состояний. Начальные значения параметров варьируются случайным образом, и производится поиск наименьшего минимума. Масса и ширина  $\rho(770)$  зафиксирована при табличных значениях. Фаза  $\phi_{\rho(770)}$  зафиксирована на нуле. Фазы  $\phi_V$  для возбужденных  $\rho$ -мезонов фиксируются при 0 или  $\pi$ . В Модели №1 аппроксимируются данные в диапазоне  $E_{c.m.} = 1.2\text{--}1.70$  ГэВ с учетом двух резонансов:  $\rho(770)$  и  $\rho(1450)$  с фазами 0 и  $\pi$  соответственно. В Моделях №2 и №3 учитывается также вклад резонанса  $\rho(1700)$  с фазами  $\phi_{\rho(1700)} = \pi$  и  $\phi_{\rho(1700)} = 0$  соответственно. Диапазон аппроксимации расширен до  $E_{c.m.} = 1.2\text{--}1.90$  ГэВ. Видно, что обе модели неплохо описывают данные в диапазоне энергий до 1.90 ГэВ. Однако Модель №3 имеет меньшее значение  $\chi^2$  ( $P(\chi^2) = 0.58$  вместо 0.03 для Модели №2). При энергиях выше 1.90 ГэВ кривые аппроксимации лежат ниже экспериментальных данных. Модель №5 рассматривает также вклад следующего возбужденного состояния, условно обозначенного как  $\rho'''$ . Диапазон аппроксимации при этом увеличен до 2.2 ГэВ. Полученные масса  $m_{\rho'''} = 2.03 \pm 0.05$  ГэВ/ $c^2$  и ширина  $\Gamma_{\rho'''} = 0.42 \pm 0.09$  ГэВ не позволяют однозначно связать вклад  $\rho'''$  с табличными состояниями  $\rho(1900)$  и  $\rho(2150)$ . По всей видимости, рассмотренный четвертый резонанс отражает сумму их вкладов. Видно, что модель с четырьмя промежуточными резонансами описывает экспериментальные данные сечения  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$  вплоть до  $E_{c.m.} = 2.3$  ГэВ.

Скачок в сечении в области 2.3 ГэВ, возможно, связан с деструктивной интерференцией вышеобсуждавшихся резонансов с дополнительным изовекторным состоянием, которое не учитывается в настоящей работе. Параметры настоящего состояния составляют  $M_R = 2232 \pm 12$  МэВ/ $c^2$  и

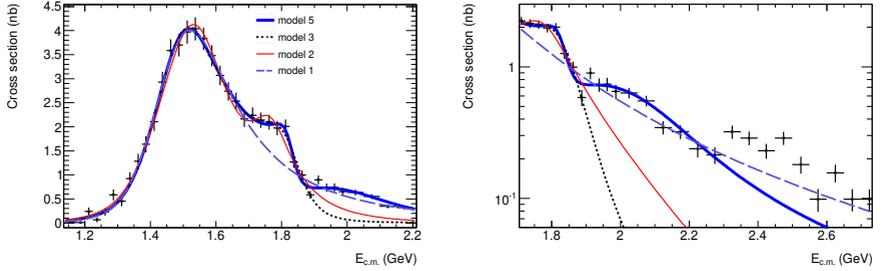


Рис. 5 — Измеренное сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ , аппроксимированное различными комбинациями промежуточных резонансов

$\Gamma_R = 133 \pm 15$  МэВ и получены в работе [5] на основе одновременного изучения поведения сечений  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  и  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ . Согласно Модели №5 произведения бранчинга на электронную ширину составляют:

$$\Gamma(\rho(1450) \rightarrow e^+e^-)B(\rho(1450) \rightarrow \eta\pi^+\pi^-) = 203 \pm 26_{stat} \pm 10_{syst} \text{ eV} \quad (4)$$

$$\Gamma(\rho(1700) \rightarrow e^+e^-)B(\rho(1700) \rightarrow \eta\pi^+\pi^-) = 6.8 \pm 5.1_{stat} \pm 0.4_{syst} \text{ eV}.$$

Модельная неопределенность этих значений оценивается как 4% и 100% для  $\rho(1450)$  и  $\rho(1700)$  соответственно.

Для количественной проверки гипотезы о сохранении векторного тока было проведено сравнение экспериментального значения относительной вероятности распада  $\tau^- \rightarrow \rho^{(I)}\nu_\tau \rightarrow \pi^-\pi^0\eta\nu_\tau$  с величиной, определенной согласно формуле:

$$B(\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^0\eta\nu_\tau) = B(\tau^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau) \cdot \frac{3|V_{ud}|^2 S_{EW}}{2\pi\alpha_{em}^2} \cdot \int^{m_\tau^2} dq^2 \cdot \sigma_{\pi^+\pi^-\eta}^{I=1}(q^2) \frac{q^2}{m_\tau^2} \left(1 - \frac{q^2}{m_\tau^2}\right)^2 \left(1 + 2\frac{q^2}{m_\tau^2}\right), \quad (5)$$

где  $q^2$  – инвариантная масса системы  $\pi^-\pi^0\eta$ ;  $|V_{ud}|$  – соответствующий элемент СКМ матрицы;  $S_{EW} = 1.0194$  – фактор, учитывающий электрослабые радиационные поправки. При интегрировании выражения (5) используется Модель №5, о которой говорилось выше, с четырьмя резонансами для  $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta}(q^2)$ . Численные вычисления приводят к результату:

$$B(\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^0\eta\nu_\tau) = (0.1616 \pm 0.0026_{stat} \pm 0.0080_{syst} \pm 0.0011_{model})\% = (0.162 \pm 0.009)\%. \quad (6)$$

Усредненное значение CVC предсказаний на основе данных по сечению с различных экспериментов равно  $\bar{B} = (0.1593 \pm 0.0055)\%$ .

Среднемировая величина для распада тау-лептона на основе прямых измерений  $B(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \eta \nu_\tau) = (0.139 \pm 0.007)\%$  [3]. Наиболее точное прямое измерение выполнено с детектором Belle:  $B(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \eta \nu_\tau) = (0.135 \pm 0.003 \pm 0.007)\%$ . Это значение меньше  $\bar{B}$  на 2.7 стандартных отклонения. Кроме того, прямое измерение менее точно, чем усредненное CVC предсказание. Видно, что на текущий момент точность прямых измерений и CVC предсказаний недостаточна для надежного наблюдения их различия, которое может быть обусловлено, например, эффектами нарушения изоспиновой симметрии.

Используя полученные результаты по измерению сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ , можно определить вклад перехода  $\gamma^* \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$  в расчет величины адронного вклада в аномальный магнитный момент мюона  $a_\mu$ . Данный вклад, как часто принято, определяется при  $m_{\pi^+\pi^-\eta} < 1.8 \text{ ГэВ}/c^2$  с помощью дисперсионного интеграла:

$$a_\mu^{\pi^+\pi^-\eta} = \left( \frac{\alpha_{em} m_\mu}{3\pi} \right)^2 \int_{thr}^{(1.8 \text{ GeV})^2} \frac{ds}{s^2} K(s) \times \frac{\sigma(\pi^+\pi^-\eta) \cdot |1 - \Pi(s)|^2}{\sigma_0(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = \quad (7)$$

$$= (1.185 \pm 0.019_{stat} \pm 0.058_{syst} \pm 0.002_{VP}) \times 10^{-10} = (1.185 \pm 0.061) \times 10^{-10},$$

$$K(s) = \int_0^1 dx \frac{x^2(1-x)}{x^2 + (s/m_\mu^2)(1-x)},$$

где фактор  $|1 - \Pi(s)|^2$  вычитает эффект лептонной и адронной поляризации вакуума (VP), а борновское сечение рождения пары мюонов  $\sigma_0(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{3s}$ . Первая неопределенность статистическая, вторая соответствует систематической неопределенности в  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta)$ , и третья ошибка соответствует неопределенности в VP и составляет 0.2%. Интегрирование (7) проводится с использованием МВД Модели №5 для энергетической зависимости сечения. Найденное значение (7) согласуется с величиной  $a_\mu^{Davier}(\pi^+\pi^-\eta) = (1.15 \pm 0.10) \times 10^{-10}$ , полученной в 2011 году в работе [4], и имеет лучшую точность.

Спектр кандидатов в сигнальные события в области массы  $J/\psi$  представлен на рисунке 6 (слева) и аппроксимирован суммой сигнального и фонового распределений. Профиль сигнального распределения зафиксирован из моделирования, а фон предполагается линейным. В результате аппроксимации получено  $N_{J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta} = 49 \pm 9$  событий распада  $J/\psi$ . Данное число сигнальных событий используется для вычисления произведения электронной ширины и вероятности распада  $J/\psi$  следующим образом:

$$\Gamma_{J/\psi \rightarrow e^+e^-} B_{J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta} = \frac{N_{J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta} \cdot m_{J/\psi}^2}{6\pi^2 \cdot dL/dE_{c.m.} \cdot \varepsilon(m_{J/\psi})} = \quad (8)$$

$$= (2.34 \pm 0.43_{stat} \pm 0.16_{syst}) \text{ eV}.$$

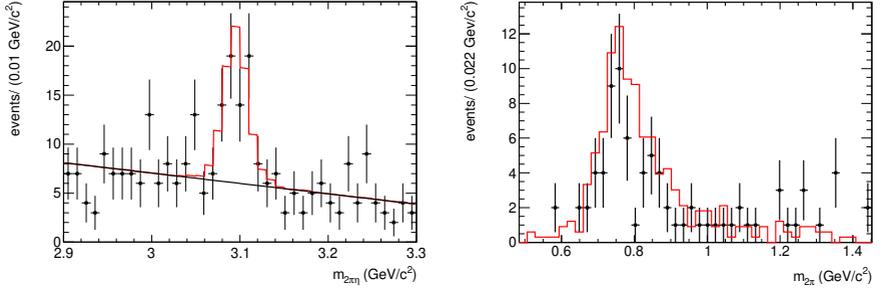


Рис. 6 — Спектр инвариантной массы  $\pi^+\pi^-\eta$  (слева) и  $\pi^+\pi^-$  (справа) для кандидатов в сигнальные события в области масс  $J/\psi$ -мезона

Используя PDG табличное значение для ширины распада  $J/\psi$  на электрон-позитронную пару,  $(5.55 \pm 0.14)$  эВ [3], можно определить значение вероятности распада  $B(J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta) = (0.042 \pm 0.008)\%$ , которое превосходит по точности предыдущее измерение  $BABAR$ :  $B_{J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta} = (0.040 \pm 0.017)\%$  [3].

Рисунок 6 (справа) показывает распределение по инвариантной массе двух пионов в диапазоне  $3.05 < m_{\pi^+\pi^-} < 3.15$  ГэВ/ $c^2$ . Для подавления фоновых процессов для событий на этом рисунке применено более жесткое условие на инвариантную массу двух фотонов  $|m_{2\gamma} - m_\eta| < 0.03$  ГэВ/ $c^2$ . Точки с ошибками демонстрируют эксперимент, гистограмма — моделирование. В последнем, как обсуждалось, используется модель рождения сигнальных событий через промежуточное состояние  $\rho(770)\eta$ . Отличие данных и моделирования в спектре масс  $m_{\pi^+\pi^-}$  вблизи 0.8 ГэВ/ $c^2$  может быть объяснено интерференцией со вкладом изоскалярного  $\omega$ -мезона, что наблюдалось в предыдущих экспериментах DM2 и MARK3.

В **третьей главе** приведено описание измерения формфактора (ПФФ)  $\eta'(958)$ -мезона, который изучается с помощью реакции  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta'$ , изображенной на рисунке 7. ПФФ определен как функция

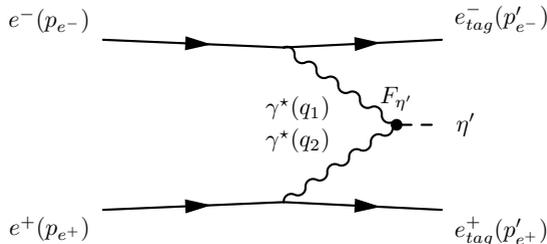


Рис. 7 — Фейнмановская диаграмма процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta'$

от передачи импульсов фотонов при амплитуде взаимодействия псевдоска-

лярного поля с фотонами ( $\gamma^* \gamma^* \rightarrow \eta'$ ):

$$T = -i4\pi\alpha_{em}\epsilon_{\mu\nu\beta\gamma}\epsilon_1^\mu\epsilon_2^\nu q_1^\beta q_2^\gamma F_{\eta'}(Q_1^2, Q_2^2).$$

где  $\epsilon_{\mu\nu\beta\gamma}$  – полностью антисимметричный тензор Леви-Чевиты,  $\epsilon_{1,2}$  и  $q_{1,2}$  – вектора поляризации и четырех-импульсы пространственноподобных фотонов соответственно,  $Q_{1,2}^2 \equiv -q_{1,2}^2$ .

В данной работе выполнено измерение ПФФ  $\eta'$ -мезона ( $F_{\eta'}(Q_1^2, Q_2^2)$ ) в широком диапазоне квадратов импульсов обоих фотонов при  $2 < Q_{1,2}^2 < 60$  ГэВ<sup>2</sup>. Это первое измерение формфактора псевдоскалярного мезона в дважды виртуальной пространственноподобной области. Для извлечения ПФФ проводится измерение дифференциального сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta'$  с регистрацией (таггированием) обоих электронов<sup>1</sup>. Электроны излучают виртуальные фотоны с передачами импульсов:  $q_{e^+}^2 = -Q_{e^+}^2 = (p_{e^+} - p'_{e^+})^2$  и  $q_{e^-}^2 = -Q_{e^-}^2 = (p_{e^-} - p'_{e^-})^2$ , где  $p_{e^\pm}$  и  $p'_{e^\pm}$  – четырех-импульсы начальных и конечных электронов соответственно. Виртуальные фотоны от электронов и позитронов идентичны, т.е.  $F_{\eta'}(Q_1^2, Q_2^2) = F_{\eta'}(Q_2^2, Q_1^2)$ , и для дальнейшего описания используются обозначения:  $Q_1^2 = \max(Q_{e^+}^2, Q_{e^-}^2)$ ,  $Q_2^2 = \min(Q_{e^+}^2, Q_{e^-}^2)$ .

Мастер формулу для КХД предсказания ПФФ  $F_{\eta'}(Q_1^2, Q_2^2)$  при больших  $Q_1^2$  и  $Q_2^2$  можно представить в виде:

$$F_{\eta'}(Q_1^2, Q_2^2) = \left( \frac{5\sqrt{2}}{9} f_n \sin \phi + \frac{2}{9} f_s \cos \phi \right) \int_0^1 dx \frac{1}{2} \frac{6x(1-x)}{xQ_1^2 + (1-x)Q_2^2} \cdot \quad (9)$$

$$\cdot \left( 1 + C_F \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} t(x, Q_1^2, Q_2^2) \right) + (x \rightarrow 1-x),$$

где  $f_{n,s}$  – константа слабого распада для состояний  $|n\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\bar{u}u\rangle + |\bar{d}d\rangle)$ ,  $|s\rangle = |\bar{s}s\rangle$ ,  $\phi$  – параметр смешивания,  $C_F$  – цветовой фактор,  $\alpha_s(\mu^2)$  – постоянная сильного взаимодействия,  $\mu$  – масштаб перенормировки. В числителе подынтегрального выражения находится амплитуда распределения  $\eta'$ -мезона. Множество теоретических усилий было направлено на определение формы амплитуд распределения псевдоскалярных мезонов. В отличие от случая, когда один фотон находится на массовой поверхности, ПФФ при двух виртуальных фотонах гораздо меньше зависит от формы амплитуды распределения, потому что знаменатель (9) не стремится к нулю  $x = 0$  и  $x = 1$ .

В соответствии с моделью доминантности векторных мезонов (МВД) взаимодействие поля псевдоскалярного мезона с фотонами происходит посредством векторных мезонов-резонансов. Такое представление по своей

<sup>1</sup> В нижеследующем описании термин "электрон" используется одновременно как для электрона, так и для позитрона.

конструкции должно выполняться в непосредственной близости от резонансов во времениподобной области. В области далеко от массовой поверхности при  $Q_{1,2}^2 > 0$  следует ожидать, что формфактор можно представить в факторизованном виде:

$$F_{\eta'}(Q_1^2, Q_2^2) = \frac{F_{\eta'}(0,0)}{(1 + Q_1^2/\Lambda_P^2)(1 + Q_2^2/\Lambda_P^2)}, \quad (10)$$

где  $\Lambda_P$  – массовый параметр порядка массы векторных мезонов. Данный вид формфактора псевдоскалярных мезонов активно используется при расчетах процессов взаимодействия мезонов с электромагнитным полем. Значение  $F_{\eta'}(0,0)$  можно определить как  $F(0,0) = \sqrt{\frac{4\Gamma_{\eta' \rightarrow 2\gamma}}{\pi\alpha_{em}^2 m_{\eta'}^3}} = 0.342 \pm 0.006$  ГэВ<sup>-1</sup>. В случае, когда лишь один фотон находится вне массовой поверхности, согласно КХД и МВД асимптотический характер ПФФ ведет себя как  $F_P(Q^2, 0) \sim 1/Q^2$  при  $Q^2 \rightarrow \infty$ . Однако, если оба фотона виртуальные ( $Q_{1,2} \gg 0$ ), асимптотические предсказания КХД и МВД моделей отличаются, а именно  $F(Q_1^2, Q_2^2) \sim 1/(Q_1^2 + Q_2^2)$  для КХД и  $F(Q_1^2, Q_2^2) \sim 1/(Q_1^2 Q_2^2)$  для МВД.

МС моделирование сигнального процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta'$  выполняется с требованием  $Q_{e^-}^2(Q_{e^+}^2) > 2$  ГэВ<sup>2</sup>, чтобы эффективно моделировать события, реконструируемые детектором. В моделировании учитываются радиационные поправки к борновскому сечению в главном и следующем за главным приближениях. В частности, производится генерация дополнительных фотонов, испущенных как начальными (ISR), так и конечными (FSR) электронами. Максимально допустимая энергия в с.ц.м. для ISR фотонов составляет  $0.05 \cdot \sqrt{s}$ , где  $\sqrt{s}$  – суммарная энергия начальной  $e^+e^-$  пары в с.ц.м.

Цепочка распада  $\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\eta \rightarrow \pi^+\pi^-2\gamma$  используется для реконструкции  $\eta'$ -мезона, который в совокупности с зарегистрированными рассеянными электронами образует кандидат в сигнальное событие. Пара фотонов образует кандидат в  $\eta$ -мезон, если их инвариантная масса находится в диапазоне 0.45–0.65 ГэВ/c<sup>2</sup>.

Все отобранные события были разделяются на пять областей в плоскости  $Q_{e^-}^2$  и  $Q_{e^+}^2$ , как изображено на рисунке 8 для сигнальной и контрольной областей. Вследствие симметрии изучаемого процесса относительно замены  $e^-$  на  $e^+$  области №3 и №4 составлены из двух разделенных областей, симметричных относительно диагонали  $Q_{e^-}^2 = Q_{e^+}^2$ . Количество сигнальных событий  $N_{events}$  в каждой области определено с помощью аппроксимации инвариантной массы  $\pi^+\pi^-\eta$ , как показано на рисунке 9.

Профиль сигнальной функции извлечен из моделирования, а профиль фона предполагается линейным. Полное число таких событий составляет  $46.2_{-7.0}^{+8.3}$ . Вклад пикованного фона пренебрежим, в качестве него могут выступать процессы  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta'\pi^0$ ,  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\phi \rightarrow e^+e^-\eta'\gamma$  и

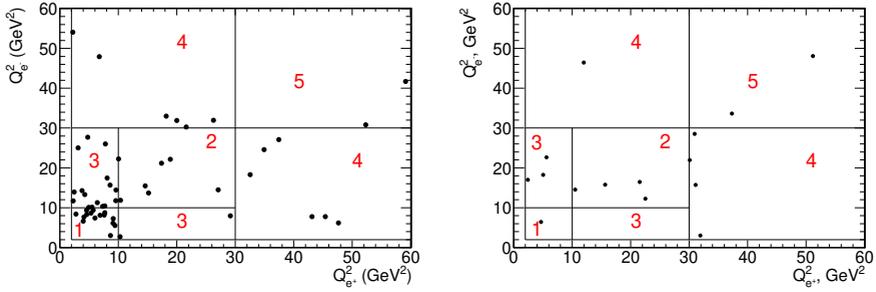


Рис. 8 — Спектр  $Q_{e^-}^2$  в зависимости от  $Q_{e^+}^2$  для экспериментальных событий при  $0.945 < M_{\pi^+\pi^-\eta} < 0.972$  ГэВ/ $c^2$  (слева) и  $0.912 < M_{\pi^+\pi^-\eta} < 0.939 \cup 0.978 < M_{\pi^+\pi^-\eta} < 1.005$  ГэВ/ $c^2$  (справа)

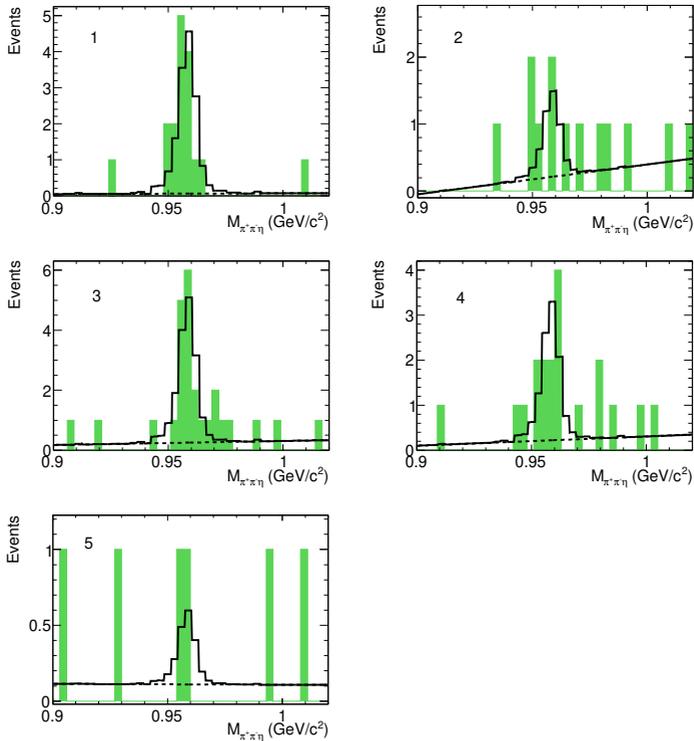


Рис. 9 — Спектр масс системы  $\pi^+\pi^-\eta$  для пяти областей  $Q_1^2$  и  $Q_2^2$ , обозначенных на рисунке 8 (закрашенная гистограмма). Открытая гистограмма отражает результат аппроксимации, пунктирная линия — вклад фона

$e^+e^- \rightarrow e^+e^- J/\psi \rightarrow e^+e^- \eta' \gamma$ , а также процессы  $e^+e^-$  аннигиляции в конечные состояния, содержащие  $\eta'$ -мезон. Суммарная систематическая неопределенность в числе сигнальных событий составляет 3.7%.

Эффективность регистрации  $\varepsilon$  в зависимости от виртуальностей фотонов  $Q_{e^-}^2$  и  $Q_{e^+}^2$  определяется из МС моделирования. Акцептанс детектора не позволяет реконструировать электроны, рассеянные под очень малыми углами, поэтому минимально доступное значение  $Q^2$  составляет 2 ГэВ<sup>2</sup>. При больших значениях виртуальностей уровень эффективности составляет около 25%. Систематическая неопределенность в эффективности регистрации составляет 11%.

Дифференциальное борновское сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \eta'$  определяется выражением:

$$\frac{d^2\sigma}{dQ_1^2 dQ_2^2} = \frac{1}{\varepsilon_{true} \cdot R \cdot IL \cdot B} \frac{d^2N}{dQ_1^2 dQ_2^2}, \quad (11)$$

где  $d^2N/(dQ_1^2 dQ_2^2)$  – количество сигнальных событий в области  $Q_1^2$  и  $Q_2^2$ ,  $IL$  – интегральная светимость,  $\varepsilon_{true}$  – эффективность регистрации сигнальных событий и  $R$  – радиационная поправка. Фактор  $B$  – это произведение вероятностей распада  $B(\eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta) B(\eta \rightarrow \gamma \gamma) = 0.169 \pm 0.003$  [3]. Радиационная поправка  $R$  определена с использованием смоделированных спектров на генераторном уровне. Один спектр  $Q_{1,2}^2$  генерировался, используя борновскую амплитуду  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \eta'$ , другой такой же спектр генерировался на основе амплитуд, включающих радиационные фотоны. Фактор  $R$  определяется как отношение сечений процессов с излучением фотонов и без излучения в каждой области  $Q_1^2$  и  $Q_2^2$ .

Для нахождения ПФФ производится сравнение двух значений сечения – вычисленного в моделировании и определенного в эксперименте с помощью выражения (11):

$$F^2(\overline{Q_1^2}, \overline{Q_2^2}) = \frac{(d^2\sigma/(dQ_1^2 dQ_2^2))_{data}}{(d^2\sigma/(dQ_1^2 dQ_2^2))_{MC}} F_{\eta'}^2(\overline{Q_1^2}, \overline{Q_2^2}), \quad (12)$$

где  $F_{\eta'}(Q_1^2, Q_2^2)$  соответствует выражению (9) и используется при определении сечения в моделировании. Средние значения виртуальностей в каждой области ( $\overline{Q_1^2}, \overline{Q_2^2}$ ) подсчитаны с использованием экспериментального спектра, нормированного на эффективность регистрации:

$$\overline{Q_{1,2}^2} = \frac{\sum_i Q_{1,2}^2(i)/\varepsilon(Q_1^2, Q_2^2)}{\sum_i 1/\varepsilon(Q_1^2, Q_2^2)}, \quad (13)$$

где "i" означает номер события. Для областей 1, 2 и 5 величины  $\overline{Q_1^2}$  и  $\overline{Q_2^2}$  усреднены между собой.

Модельная неопределенность настоящего измерения связана с зависимостью величин  $(d^2\sigma/(dQ_1^2 dQ_2^2))_{MC}$  и  $\varepsilon_{true}$  от модели ПФФ. Для консервативной оценки модельной неопределенности вычисления сечения и

формфактора были повторены с  $F_{\eta'}(Q_1^2, Q_2^2) = const$ , так как про поведение ПФФ надежно ничего неизвестно ни с точки зрения эксперимента, ни с точки зрения теории. Полученная модельная неопределенность в сечении достигает величину около 60% ввиду очень резкой зависимости эффективности регистрации от виртуальностей фотонов при малых значениях. Однако значения ПФФ гораздо менее чувствительны к модели, потому что они находятся как отношение сечений в эксперименте и моделировании, и неопределенности в значениях  $(d^2\sigma/(dQ_1^2 dQ_2^2))_{MC}$  и  $\varepsilon_{true}$  сокращаются в значительной степени.

Полученные значения ПФФ в диапазоне  $2 < Q_1^2, Q_2^2 < 60$  ГэВ<sup>2</sup> представлены на рисунке 10 в виде треугольников со статистическими ошибками. Квадратичная сумма систематической и модельной неопределенностей представлена в виде закрашенных прямоугольных областей. Во всех бинах кроме четвертого доминируют статистические ошибки. Открытые и закрашенные прямоугольники на рисунке 10 соответствуют LO и NLO предсказаниям КХД (9) соответственно. Видно, что NLO значения не сильно отличаются от величин LO. Максимальное различие наблюдается в первом бине, где LO превышает NLO на 6%. Экспериментальные данные достаточно хорошо согласуются с предсказаниями КХД. Отклонения экспериментальных значений от теории дают величину  $\chi^2/ndf = 10.4/5$  ( $Prob(\chi^2/ndf) = 0.06$ ) с учетом только статистических ошибок. Круглые

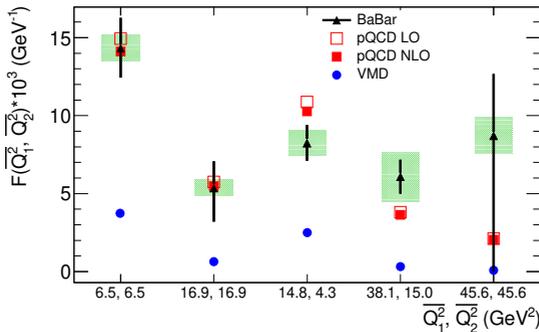


Рис. 10 — Сравнение полученного формфактора  $\gamma^* \gamma^* \rightarrow \eta'$  (треугольные точки со статистическими ошибками) с предсказаниями моделей КХД и МВД. Закрашенные зеленым цветом прямоугольные области соответствуют квадратичной сумме модельной и систематической неопределенностей

точки демонстрируют предсказания МВД (10), которые имеют значительно меньшие значения по сравнению с экспериментом. Из рисунка видно, что формфактор в рамках МВД падает значительно быстрее, чем предска-

зания КХД и экспериментальные данные. Предсказания значений формфактора в рамках КХД зависят от выбора формы амплитуды распределения продольного импульса кварков в мезоне, когда виртуальность одного фотона сильно отличается от виртуальности другого. В качестве номинальной формы используется асимптотический вид, пропорциональный  $x(1-x)$ . Если в качестве амплитуды распределения взять константу, то предсказания КХД для ПФФ увеличатся на 6% в бине ( $Q_1^2 = 14.8 \text{ ГэВ}^2$ ,  $Q_2^2 = 4.3 \text{ ГэВ}^2$ ) и на 3% в бине ( $Q_1^2 = 38.1 \text{ ГэВ}^2$ ,  $Q_2^2 = 15.0 \text{ ГэВ}^2$ ), что значительно меньше уровня точности полученных значений формфактора. То есть из настоящего исследования нельзя сделать никаких выводов относительно формы амплитуды распределения.

Сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta'$  в диапазоне виртуальностей  $2 < Q_1^2, Q_2^2 < 60 \text{ ГэВ}^2$  составляет  $\sigma = (11.4_{+2.4}^{+2.8} \text{ stat} \pm 1.4_{\text{syst}} \pm 6.5_{\text{model}})$  фб. Для сравнения нужно упомянуть, что согласно численному расчету, сечение во всем диапазоне виртуальностей  $0 < Q_1^2, Q_2^2 < \infty$  составляет  $(0.78 \pm 0.01)$  нб, где вклад диапазона  $2 < Q_1^2, Q_2^2 < 60 \text{ ГэВ}^2$  составляет порядка 1.5%.

Кроме обсуждаемой моды распада  $\eta'$ -мезона, были также испытаны другие каналы  $\eta' \rightarrow \rho\gamma$  и  $\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$ , однако они характеризуются меньшей чистотой идентификации сигнала, и поэтому не представляют интерес. Наиболее перспективным выглядит изучение ПФФ псевдоскалярных мезонов в эксперименте Belle II, продолжающим набор данных.

**В заключении** приведены основные результаты диссертационной работы, а именно:

1. Измерено сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$  в диапазоне энергий  $E_{\text{с.м.}} = 1.15\text{--}3.5 \text{ ГэВ}$ . Сечение имеет максимум в области энергий  $E_{\text{с.м.}} = 1.5 \text{ ГэВ}$ , величина которого составляет около 4 нб. В диапазоне энергии 1.5–2.4 ГэВ на фоне спада сечения наблюдается интерференция вкладов нескольких промежуточных резонансов. Полученные данные хорошо согласуются с предыдущими измерениями. В области энергий  $E_{\text{с.м.}} = 3.0\text{--}3.5 \text{ ГэВ}$  сечение измерено впервые.
2. Зависимость сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$  от энергии в диапазоне  $E_{\text{с.м.}} = 1.2\text{--}2.2 \text{ ГэВ}$  аппроксимирована в рамках МВД четырьмя изовекторным резонансами. Получены параметры этих резонансов.
3. С помощью CVC гипотезы о сохранении изовекторного тока было получено предсказание для значения вероятности распада  $B(\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0\nu_\tau) = (0.162 \pm 0.009)\%$ .
4. На основе  $49 \pm 9$  событий распада  $J/\psi$  измерена величина  $\Gamma_{J/\psi \rightarrow e^-e^+} B_{J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta} = (2.34 \pm 0.46) \text{ эВ}$ . Определена вероятность распада  $B(J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta) = (0.042 \pm 0.008)\%$ .

5. Выделено около 50 событий двухфотонного процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta'$ , где конечные фермионы рассеяны на большой угол и зарегистрированы.
6. Впервые измерен переходной формфактор псевдоскалярного мезона в дважды виртуальной области, а именно  $F_{\eta'}(Q_1^2, Q_2^2)$  в диапазоне  $2 < Q_1^2, Q_2^2 < 60$  ГэВ<sup>2</sup>.
7. Показано, что предсказания на основе факторизационной теоремы в теории возмущений КХД согласуются с полученными экспериментальными значениями, в то время как модель векторной доминантности недооценивает величину формфактора.
8. Выполнено измерение сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta'$ :  $\sigma(2 < Q_1^2, Q_2^2 < 60)$  ГэВ<sup>2</sup> =  $(11.4_{+2.4}^{+2.8} \text{ stat} \pm 1.4_{\text{sys}} \pm 6.5_{\text{model}})$  фб.

**Основные результаты диссертации** опубликованы в следующих работах:

1. J.P. Lees, V. Poireau, V. Tisserand, ..., E.A. Kozyrev *et al.* (*BABAR* Collaboration) Study of the process  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$  using initial state radiation // *Phys. Rev. D* **97**, 052007 (2018).
2. J.P. Lees, V. Poireau, V. Tisserand, ..., E.A. Kozyrev *et al.* (*BABAR* Collaboration) Measurement of the  $\gamma^*\gamma^* \rightarrow \eta'$  transition form factor // *Phys. Rev. D* **98**, 112002 (2018).
3. E. Kozyrev *et al.* (*BABAR* Collaboration) Recent BaBar results in light hadron spectroscopy // *EPJ Web Conf.* **212**, 04006 (2019).
4. E. Kozyrev *et al.* (*BABAR* Collaboration) Study of  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta'$  in the double-tag mode at *BABAR* // *PoS ICHEP2018* **340**, 552 (2019).

## Литература

- [1] B. Aubert *et al.* (*BABAR* Collaboration) The  $e^+e^- \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0$ ,  $2(\pi^+\pi^-)\eta$ ,  $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$  and  $K^+K^-\pi^+\pi^-\eta$  cross sections measured with initial-state radiation // *Phys. Rev. D* **76**, 092005 (2007).
- [2] B. Aubert *et al.* (*BABAR* Collaboration) The BABAR Detector // *Nucl. Instr. Meth. A* **479**, 1 (2002).
- [3] C. Patrignani *et al.* (Particle Data Group) Review of Particle Physics // *Chin. Phys. C* **40**, 100001 (2016).
- [4] M. Davier *et al.* Reevaluation of the hadronic contributions to the muon  $g-2$  and to  $\alpha(M_Z^2)$  // *Eur. Phys. J. C* **71**, 1515 (2011).
- [5] J.P. Lees *et al.* (*BABAR* Collaboration) Resonances in  $e^+e^-$  annihilation near 2.2 GeV // *Phys. Rev. D* **101**, 012011 (2020) [arXiv:1912.04512].

*КОЗЫРЕВ Евгений Анатольевич*  
ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССОВ  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$  и  $\gamma^*\gamma^* \rightarrow \eta'(958)$  В  
ЭКСПЕРИМЕНТЕ *BABAR*

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

---

Сдано в набор 7.07.2019 г.

Подписано в печать 7.07.2019 г.

Формат 60×90 1/16. Объем 1.2 печ.л., 1.0 уч.-изд.л.

Тираж 100 экз. Бесплатно. Заказ № 8

---

Обработано на IBM PC и отпечатано на  
ротапринте ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН  
*Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*