

Учреждение Российской академии наук  
Институт ядерных исследований РАН

На правах рукописи

ЛАПИДУС Кирилл Олегович

**Образование электрон-позитронных пар  
в квазисвободных нейтрон-протонных  
столкновениях**

01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Москва – 2010

Работа выполнена в Учреждении Российской академии наук Институте ядерных исследований РАН.

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук,  
Ф. Ф. Губер

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,  
В. Г. Недорезов

доктор физико-математических наук,  
И. П. Лохтин

Ведущая организация: Лаборатория физики высоких энергий  
им. В.И. Векслера и А.М. Балдина Объ-  
единенного института ядерных исследо-  
ваний (ЛФВЭ ОИЯИ)

Защита диссертации состоится «\_\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2011 г. в \_\_\_\_\_ ча-  
сов на заседании диссертационного совета Д 002.119.01 Учреждения Россий-  
ской академии наук Института ядерных исследований РАН, по адресу: 117312  
Москва, проспект 60-летия Октября, д. 7а.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Учреждения Россий-  
ской академии наук Института ядерных исследований РАН.

Автореферат разослан «\_\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2011 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета Д 002.119.01,  
кандидат физико-математических наук

Б. А. Тулупов

## Общая характеристика работы

**Актуальность работы.** За прошедшие 20 лет спектроскопия лептонных пар ( $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$ ) в нуклон-нуклонных, нуклон-ядерных и ядро-ядерных столкновениях сформировала отдельное направление в физике высоких энергий. Изучение адронной материи с помощью лептонных пар обладает значительным преимуществом по сравнению с другими методами экспериментальных исследований, поскольку лептоны не участвуют в сильных взаимодействиях и несут информацию о происходящих процессах без искажений.

Развитие экспериментальной программы на протяжении этих лет в значительной мере определялось созданием все более мощных ускорителей. Начиная с пионерского эксперимента DLS, на ускорителе Bevalac (Беркли), в котором в начале 90-х годов XX века исследовался выход электрон-позитронных пар в столкновениях ядер при кинетической энергии пучка 1 ГэВ/нуклон были последовательно пройдены значения энергии  $\sqrt{s} = 17,1$  ГэВ/нуклон (эксперименты NA38/50, CERES и NA60, ускоритель SPS),  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ/нуклон (эксперимент PHENIX, коллайдер RHIC). В ближайшем будущем можно ожидать данных с установки ALICE на коллайдере LHC,  $\sqrt{s} = 5,5$  ТэВ/нуклон.

В то время как значительные усилия направлены на исследование выхода электрон-позитронных пар в столкновениях тяжелых ядер при очень высоких энергиях, ситуация при промежуточных энергиях представляется недостаточно изученной. Так, до последнего времени оставалось нерешенной проблема, обнаруженная в эксперименте DLS: в области инвариантных масс  $M > 140$  МэВ/ $c^2$  выход электрон-позитронных пар, зарегистрированный в столкновениях ядер углерода при кинетической энергии пучка 1 ГэВ/нуклон, значительно превышает ожидаемый суммарный вклад от распадов адронов. Для проверки результатов были проведены аналогичные измерения на установке ХАДЕС, обладающей лучшим акцептансом (85% в диапазоне полярных

углов  $18-85^\circ$ ) и массовым разрешением ( $\approx 2.5\%$ ). Результаты показали хорошее согласие с данными, полученными на установке DLS. Следовательно, достоверность экспериментальных данных не вызывает сомнений.

Принципиальный вопрос заключается в том, является ли наблюдаемое в столкновениях легких ядер расхождение экспериментальных данных и теоретических расчетов проявлением эффектов ядерной среды, формируемой в столкновениях. Различные теоретические модели, в том числе учитывающие такие эффекты как перерассеяние частиц и модификацию их свойств в ядерной среде, были неспособны объяснить наблюдаемое расхождение.

С другой стороны, возможная причина расхождения заключается в неправильном учете процессов образования электрон-позитронных пар в нуклон-нуклонных столкновениях. В частности, нейтрон-протонные столкновения в области кинетических энергий пучка  $\sim 1$  ГэВ/нуклон плохо изучены как с экспериментальной, так и с теоретической точки зрения. Так, до последнего времени отсутствовали измерения выхода лептонных пар в нейтрон-протонных столкновениях. В то же время, нейтрон-протонные взаимодействия представляют особый интерес, поскольку в этом канале предсказывается значительная роль процесса тормозного излучения, для которого теоретические работы дают противоречивые оценки сечения [1–3].

Таким образом, экспериментальное исследование образования электрон-позитронных пар в нейтрон-протонных столкновениях является актуальной научной проблемой, в ходе решения которой необходимо получить ответы на ряд вопросов:

1. Существует ли и насколько значительна разница между выходом электрон-позитронных пар в протон-протонных и нейтрон-протонных столкновениях при одинаковых энергиях?

2. Способны ли существующие теоретические модели описать рождение электрон-позитронных пар в нейтрон-протонных столкновениях?
3. Возможно ли объяснить “аномальный” выход электрон-позитронных пар в столкновениях ядер углерода при энергии 1 ГэВ/нуклон суперпозицией процессов, происходящих в нуклон-нуклонных взаимодействиях, или же он обусловлен коллективными процессами, уникальными для ядро-ядерных столкновений?

**Целью диссертационной работы** является экспериментальное изучение образования электрон-позитронных пар в нейтрон-протонных взаимодействиях по данным эксперимента ХАДЕС, полученным в 2007 году на пучке дейтронов с энергией 1,25 ГэВ/нуклон, налетающем на протонную мишень.

#### **Научная новизна.**

1. Впервые проведено исследование выхода электрон-позитронных пар в нейтрон-протонных столкновениях по экспериментальным данным, полученным на установке ХАДЕС.
2. Впервые по данным одного эксперимента произведен сравнительный анализ выхода электрон-позитронных пар в нейтрон-протонных, протон-протонных и ядро-ядерных столкновениях.

#### **Практическая значимость.**

1. Методика выделения квазисвободных реакций с помощью годоскопа малых углов, развитая в диссертационной работе, может быть использована при проведении будущих экспериментов.
2. Полученные дифференциальные сечения выхода электрон-позитронных пар необходимы для проверки теоретических моделей, описывающих нейтрон-протонные взаимодействия.

**На защиту выносятся следующие основные результаты и положения:**

1. Методика отбора квазисвободных нейтрон-протонных реакций с образованием электрон-позитронных пар при помощи регистрации спектрографического протона на малых углах.
2. Дифференциальные сечения рождения электрон-позитронных пар в квазисвободных нейтрон-протонных столкновениях как функции инвариантной массы, поперечного импульса и быстроты.
3. Отношение выхода электрон-позитронных пар в нейтрон-протонных и протон-протонных столкновениях при одинаковой энергии столкновений.
4. Сравнение экспериментальных результатов с модельными расчетами.
5. Объединенный анализ выхода электрон-позитронных пар в нуклон-нуклонных реакциях и столкновениях ядер углерода.

**Апробация работы.** Основные результаты диссертационной работы были представлены на

1. XIX Международной Балдинской Конференции “Релятивистская ядерная физика и квантовая хромодинамика” (ОИЯИ, г. Дубна, 2008 г.).
2. Научной сессии-конференции секции ЯФ ОФН РАН “Физика фундаментальных взаимодействий” ГНЦ ИФВЭ (г. Протвино, 2008 г.).
3. 51-й Научной Конференции МФТИ (Россия, г. Долгопрудный, 2009 г.).
4. Трех международных совещаниях Коллаборации ХАДЕС (Кипр, г. Айя-Напа, 2007 г.; Германия, GSI, г. Дармштадт, 2008 г.; Португалия, г. Сесимбра, 2009 г.).

5. 4-й международной летней школе Коллаборации ХАДЕС.
6. Специализированных семинарах ИЯИ РАН.

**Публикации.** Основные результаты диссертации опубликованы в 9 печатных работах [1–9].

**Личный вклад автора.**

Личный вклад автора в результаты, выносимые на защиту, является определяющим.

## Содержание работы

**Во Введении** обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована цель и аргументирована научная новизна исследований, показана практическая значимость полученных результатов, представлены выносимые на защиту основные результаты и положения.

**Первая глава** посвящена спектроскопии лептонных пар как методу исследования фундаментальных проблем теории сильных взаимодействий. В разделе 1.1 обсуждаются основные свойства квантовой хромодинамики: конфайнмент и спонтанное нарушение киральной симметрии. Показываются достоинства изучения свойств сильных взаимодействий с помощью лептонных пар. В разделе 1.2 проводится обзор наиболее важных механизмов рождения электрон-позитронных пар при энергии столкновений  $\sim 1$  ГэВ/нуклон. К ним относятся: Далиц-распады псевдоскалярных  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов  $\pi^0, \eta \rightarrow \gamma e^+ e^-$ , распады  $\Delta(1232)$ -резонансов  $\Delta \rightarrow N e^+ e^-$ , процесс инклюзивного и эксклюзивного тормозного излучения (bremsstrahlung) в нуклон-нуклонных столкновениях:  $NN \rightarrow N N e^+ e^-$ ,  $NN \rightarrow N N e^+ e^- X$ .

В разделе 1.3 обсуждаются экспериментальные данные по рождению электрон-позитронных пар в столкновениях ядер при энергиях  $\sim 1$  ГэВ/нуклон.

Исторически первые данные по выходу дилептонов в столкновениях релятивистских ядер были представлены коллаборацией DLS. Этот пионерский эксперимент обнаружил нетривиальный эффект, объяснение которому не могло быть найдено почти два десятилетия: в столкновениях ядер  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  при кинетической энергии пучка 1,04 ГэВ/нуклон было обнаружено значительное превышение выхода дилептонов в области  $M > 140 \text{ МэВ}/c^2$  над ожиданиями от предполагаемого вклада Далиц-распадов  $\eta$ -мезонов [4]. Это превышение составляет фактор  $F_{exc} = 6,5$ . Данные были независимо подтверждены на установке ХАДЕС, что указало на проблему в понимании процессов образования электрон-позитронных пар в ядро-ядерных столкновениях.

В разделе 1.4 обсуждается образование электрон-позитронных пар в процессе тормозного излучения в нуклон-нуклонных столкновениях. Под тормозным излучением понимается электромагнитное излучение заряженной частицы, движущейся с ускорением. В случае нуклон-нуклонных столкновений один из нуклонов излучает реальный или виртуальный гамма-квант. Последний может распадаться, в частности, на электрон-позитронную пару, давая вклад в наблюдаемый спектр.

В то время как в протон-протонных столкновениях не ожидается значительного вклада процесса тормозного излучения, в нейтрон-протонном канале вклад этого процесса является проблематичным для теоретического изучения. Существующие теоретические работы предсказывают сечения этого процесса, которые существенно разнятся между собой. Эти обстоятельства мотивируют исследование образования электрон-позитронных пар в нейтрон-протонных столкновениях.

**Во второй главе** приводится описание экспериментальной установки ХАДЕС и методики анализа данных. Дается характеристика основных параметров установки и отдельных детекторных компонент. Рассматриваются стандартные методы отбора лептонов и лептонных пар. Обсуждается проце-



дура моделирования квазисвободных нейтрон-протонных реакций.

Раздел 2.1 содержит общие сведения об экспериментальной установке. Установка ХАДЕС (High Acceptance Dielectron Spectrometer – широкоапертурный спектрометр электрон-позитронных пар) расположена в Исследовательском центре GSI (г. Дармштадт, Германия) и в настоящее время функционирует на пучке ускорителя SIS-18. На рис. 1 представлена схема установки ХАДЕС в поперечном сечении.

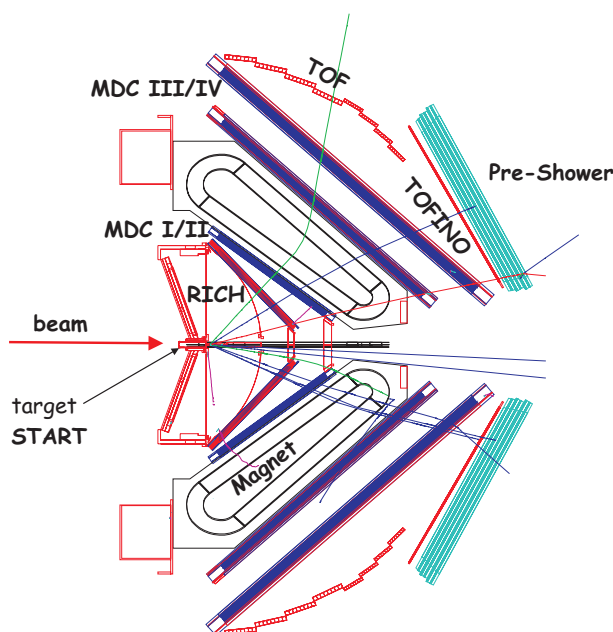


Рис. 1. Схематический вид экспериментальной установки ХАДЕС в поперечном сечении

В разделах 2.2-2.7 последовательно обсуждаются отдельные компоненты экспериментальной установки: сверхпроводящий магнит, многопроволочные камеры, детекторы времени пролета, газовый черенковский детектор, предливневый детектор и годоскоп малых углов.

Импульс заряженной частицы определяется по ее отклонению в тороидальном магнитном поле, создаваемом сверхпроводящим магнитом. Кроме этого, отклонение частицы дает информацию о ее полярности. Измерение координат траектории частицы осуществляется с помощью многопроволочных камер, две плоскости которых расположены перед областью магнитного поля

и две плоскости за ней.

Для обеспечения идентификации частиц необходимо также измерение их скорости. Это достигается с помощью системы времени пролета META. Она состоит из двух подсистем: TOFino ( $18^\circ - 44^\circ$ ) и TOF ( $44^\circ - 88^\circ$ ). Каждая подсистема представляет собой годоскоп сцинтилляционных детекторов различного размера.

Специально для идентификации лептонов, ХАДЕС оснащен также газовым черенковским детектором RICH (Ring Imaging Cherenkov Detector), который регистрирует кольца черенковского света от электронов и позитронов. Мишень помещается в специальную технологическую полость непосредственно внутри детектора RICH.

Для лучшей режекции адронов при больших значениях импульсов частиц ( $p > 500$  МэВ/с), в состав установки ХАДЕС входит также предливневый детектор SHOWER, расположенный за детектором TOFino. Конструкционно он представляет собой две плоскости свинцовых конверторов и три активные плоскости газовых камер, работающие в самогасящемся стримерном режиме. За счет развития электромагнитного ливня, отклик детектора к электронам (выделение заряда в активном слое) превышает отклик к адронам.

В 2007 г. установка ХАДЕС была оснащена новым детектором Forward Wall (FW), который позволяет регистрировать заряженные частицы в области очень малых углов (больших быстрот). Основное предназначение этого детектора состоит в регистрации спектаторных частиц, образующихся при развале ядер пучка.

Детектор FW представляет собой годоскоп из 280 индивидуальных сцинтилляционных детекторов квадратной формы. Поперечные размеры сцинтилляционных пластин составляют 4x4, 8x8 и 16x16 см (толщина 2,54 см). В эксперименте 2007 г. FW был расположен на расстоянии 7 м от мишени, таким образом регистрируя частицы в диапазоне полярных углов  $0,33^\circ - 7,17^\circ$ .

Детектор FW измеряет координату заряженной частицы (с точностью, варьирующейся в зависимости от размеров конкретного детектора), время пролета, а также дает информацию об ионизационных потерях. Поскольку в этом угловом диапазоне магнитное поле отсутствует, то непосредственное измерение импульса частицы (а следовательно, и идентификация ее типа) невозможно.

Двухуровневая триггерная система установки ХАДЕС обсуждается в разделе 2.8.

В разделах 2.9 и 2.10 приводится описание методики идентификации лептонов и реконструкции электрон-позитронных пар с помощью системы детекторов ХАДЕС.

Идентификация электронов и позитронов на ХАДЕС осуществляется в несколько этапов.

1. Отбираются те треки, для которых разница в угловых координатах кольца черенковского света в RICH и угловых координатах восстановленного сегмента трека перед областью магнитного поля меньше определенной величины.
2. Накладываются ограничения на качество реконструкции кольца черенковского света в детекторе RICH.
3. Накладываются ограничения на время пролета, измеренное в системе META, так чтобы  $\beta \sim 1$ , что следует ожидать для электронов и позитронов за счет их малой массы.

Спектрометр ХАДЕС регистрирует электроны и позитроны с конечной эффективностью. В результирующую эффективность вносят вклад эффективность регистрации заряженных частиц в RICH, дрейфовых камерах, META и SHOWER, а кроме того, процедуры восстановления треков частиц и выделения

лептонов. Результирующая эффективность является функцией кинематических характеристик частицы.

Поскольку не существует возможности однозначно установить принадлежность двух отдельных лептонов к одной паре, в ходе анализа создаются все возможные комбинации электрон-позитронных пар. Очевидно, что полученные таким образом распределения имеют тривиальный комбинаторный вклад, то есть ложные комбинации лептонов, принадлежащих к различным материнским виртуальным фотонам.

Однако комбинаторный фон можно восстановить с помощью регистрации пар одного знака ( $e^+e^+$  и  $e^-e^-$ ). В данной работе комбинаторный фон вычислялся как арифметическое среднее:

$$N_{CB} = (N_{e^+e^+} + N_{e^-e^-}) / 2. \quad (1)$$

Подобным же образом можно реконструировать комбинаторный фон для любых дифференциальных распределений, например, для случая распределения по инвариантным массам.

Абсолютная нормировка измеренных спектров произведена по измеренному числу упругих протон-протонных столкновений и известному сечению этого процесса.

Источники систематических погрешностей следующие: процедура корректировки на эффективность регистрации лептонов  $\sim 20\%$ , абсолютная нормировка на число упругих  $pp$ -соударений (экстраполяция в  $4\pi$ )  $\sim 10\%$ , эффективность регистрации заряженных частиц в FW и неопределенность во временном разрешении сцинтилляционных пластин  $\sim 10\%$ . Квадратичное сложение независимых погрешностей дает величину суммарной систематической погрешности  $\sigma_{sys}^{tot} \approx 24\%$ .

В разделе 2.11 обсуждается Монте-Карло моделирование, выполненное в специализированной программе Pluto (далее Pluto-моделирование). В модели-

рование были включены все основные механизмы рождения электрон-позитронных пар в нуклон-нуклонных столкновениях. Моделирование учитывает также Ферми-движение нуклонов в дейтроне и полагается на приближение квазисвободных реакций.

**В третьей главе** рассматривается методика выделения квазисвободных нейтрон-протонных столкновений в эксперименте с дейтронным пучком.

В разделе 3.1 дается основная информация о проведенном эксперименте. Сеанс дейтрон-протонных столкновений состоялся в мае 2007 г. Пучок дейтронов с кинетической энергией 1,25 ГэВ/нуклон и интенсивностью  $10^7$  частиц/с налетал на жидководородную мишень длиной 5 см ( $0,35 \text{ г/см}^2$ ). В общей сложности было набрано и сохранено на носителях информации  $\approx 1,2 \cdot 10^9$  событий.

В разделе 3.2 обсуждается использование дейтронов в качестве источника нейтронов. В рамках импульсного приближения столкновение дейтрона высоких энергий с нуклоном мишени сводится к квазисвободному нуклон-нуклонному взаимодействию: один из нуклонов в составе дейтрона не участвует в реакции и выступает как зритель. Матричный элемент квазисвободного процесса принимается равным матричному элементу реакции столкновения свободных нуклонов, происходящей при такой же энергии.

Поскольку характерные значения импульса Ферми ( $p_F \leq 150 \text{ МэВ/с}$ ) малы по сравнению с импульсом пучка, зрительный нуклон несет приблизительно половину импульса дейтрона и вылетает под малым углом в лабораторной системе координат. Эти особенности позволяют выделять канал квазисвободных нейтрон-протонных столкновений в дейтрон-протонных взаимодействиях, регистрируя зрительный протон в области малых углов.

Применимость импульсного приближения не может быть гарантирована a priori, поэтому основная часть главы 3 посвящена проверке этой гипотезы.

В разделе 3.3 обсуждается Монте-Карло моделирование годоскопа малых углов FW. Для изучения работы детектора FW и сравнения данных, получен-

ных на этом детекторе, с предсказаниями Pluto-моделирования, была создана программа, воспроизводящая отклик детектора FW. Она учитывает геометрию FW, гранулярность детектора и временное разрешение FW, различное для каждого типа сцинтилляционных детекторов: 500 пс, 600 пс, 700 пс.

Pluto-моделирование показало, что доля протонов-спектаторов, попадающих в акцептанс детектора FW (в отсутствие прочих экспериментальных ограничений),

$$\frac{N_{sp}^{FW}}{N_{sp}^{all}} = 89\%. \quad (2)$$

Таким образом, FW регистрирует подавляющее число протонов-спектаторов.

В разделе 3.4 исследуется применимость импульсного приближения для реакции дейтрон-протонных столкновений с образованием электрон-позитронных пар. С этой целью было проведено сравнение ряда кинематических распределений заряженных частиц (протонов), регистрируемых в FW с результатами Pluto-моделирования, которое было основано на приближении квазисвободных нуклон-нуклонных взаимодействий.

Одним из наиболее простых и в тоже время информативных является распределение частиц по полярному углу. Из описанной выше картины импульсного приближения следует ожидать, что протоны-спектаторы имеют максимальный выход при очень малых значениях полярного угла; с ростом полярного угла выход спектаторов быстро спадает.

Распределение заряженных частиц, зарегистрированных в FW, приведено на рис. 2. Чтобы детализировать имеющуюся информацию, сравнение сделано для различных массовых диапазонов электрон-позитронных пар, рожденных в реакции, в которой была зарегистрирована частица:  $M_{ee} < 140 \text{ МэВ}/c^2$  (слева) и  $M_{ee} > 140 \text{ МэВ}/c^2$  (справа). Очевидно, что Далиц-распад  $\pi^0$  насыщает область  $M < 140 \text{ МэВ}/c^2$  и не может давать вклад в наиболее интересную

область инвариантных масс  $M > 140 \text{ МэВ}/c^2$ .

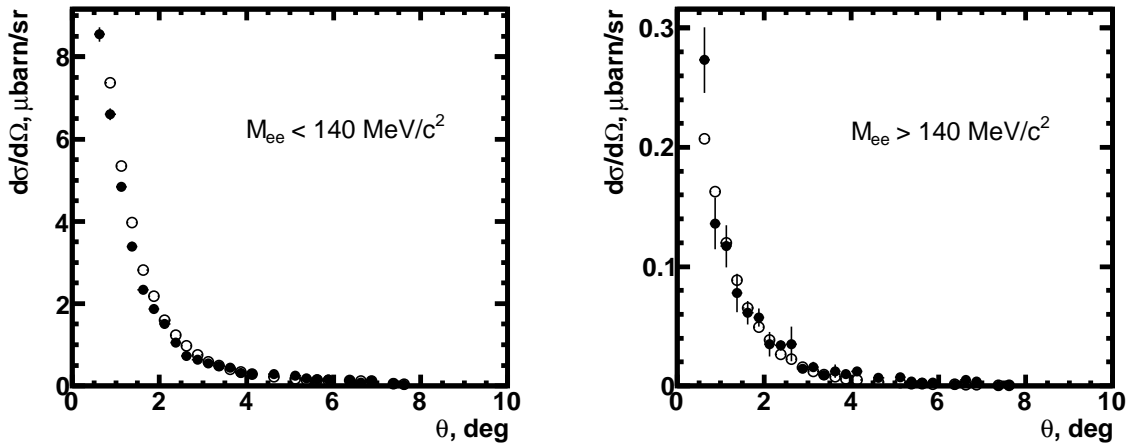


Рис. 2. Распределение частиц, зарегистрированных в FW, по полярному углу для массовых диапазонов  $M_{ee} < 140 \text{ МэВ}/c^2$  (слева) и  $M_{ee} > 140 \text{ МэВ}/c^2$  (справа). Заполненными кружками показаны экспериментальные данные, незаполненными — результаты Pluto-моделирования

Видно, что экспериментальные распределения, ассоциированные с обеими массовыми компонентами демонстрируют поведение, совпадающее с предсказываемым для протонов-спектаторов.

Более значимые выводы можно сделать из сравнения с модельными предсказаниями. На рис. 2 они показаны незаполненными кружками. Видно, что предсказания Pluto-моделирования, основанного на спектаторном приближении, хорошо описывают наблюдаемые угловые распределения для двух массовых диапазонов.

Вторым важнейшим классом наблюдаемых являются импульсные распределения частиц, зарегистрированных в FW. Как обсуждалось выше, импульс спектаторной частицы должен составлять приблизительно половину от импульса пучка. Для дейтронного пучка с энергией  $1,25 \text{ ГэВ}/\text{нуклон}$ , эта величина составляет  $p_{sp} = 1,97 \text{ ГэВ}/c$ .

Как и в случае угловых распределений, импульсные распределения изучались отдельно для двух массовых диапазонов электрон-позитронных пар.

Чтобы обеспечить еще большую детализацию исследований и подвергнуть моделирование еще более строгой проверке, для каждого массового диапазона распределения разбивались на три бина по полярному углу заряженной частицы:  $0,5^\circ < \theta < 2^\circ$ ,  $2^\circ < \theta < 4^\circ$ ,  $4^\circ < \theta < 6^\circ$ . Полученные результаты представлены на рис. 3, 4.

Как следует из рис. 3, 4, положение пика импульсных распределений близко к ожидаемому. Небольшое отклонение от номинального значения связано с неидеальностью временной калибровки. Ширина экспериментально наблюдаемых распределений определяется двумя факторами. Это, во-первых, Ферми-движение нуклонов в дейтроне с учетом лоренцевского растяжения, возникающего при переходе в лабораторную систему координат. Вторым фактором является конечное временное разрешение FW.

Проследим за эволюцией формы импульсного распределения с ростом полярного угла. Как видно, величина среднего уменьшается, а ширина распределения увеличивается. Это связано, прежде всего, с ростом вклада квазисвободных протон-протонных столкновений (то есть среди зарегистрированных частиц увеличивается доля протонов, участвующих в реакции, следовательно, имеющих меньшее значение импульса, чем  $1,97 \text{ ГэВ}/c$  и вылетающих под бóльшими углами).

Результаты Pluto-моделирования показаны на рис. 3, 4 незаполненными кружками. В целом, наблюдается хорошее согласие экспериментальных данных и моделированных спектров для двух диапазонов масс электрон-позитронных пар. Учет Ферми-движения и временного разрешения FW позволяет правильно воспроизвести ширину экспериментальных распределений. В силу недостаточной статистики для массивных электрон-позитронных пар затруднительно делать какие-либо выводы в диапазоне  $4^\circ < \theta < 6^\circ$ .

Итак, для проверки применимости импульсного приближения в условиях рассматриваемого эксперимента по рождению электрон-позитронных пар



в квазисвободных нейтрон-протонных столкновениях было проведено систематическое исследование и сравнение с предсказаниями Pluto-моделирования ряда угловых и импульсных распределений. Большой частью экспериментальные результаты согласуются с общими ожиданиями и хорошо описываются моделированием. Это позволяет сделать вывод, что полученные данные можно интерпретировать в рамках импульсного приближения.

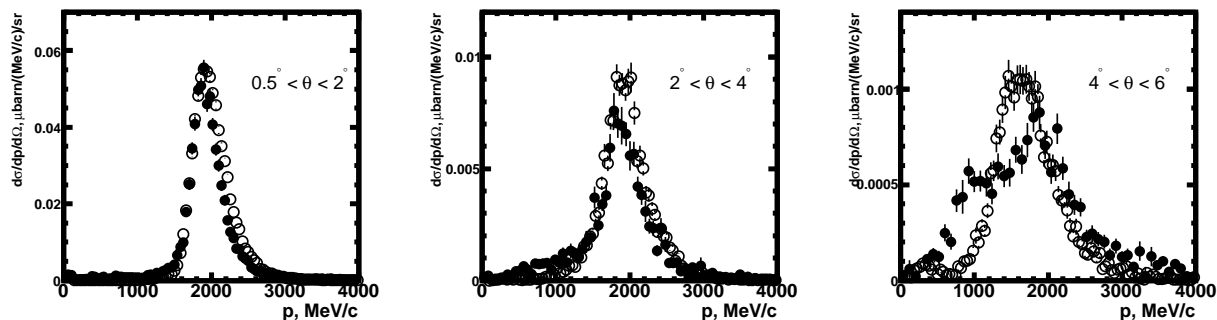


Рис. 3. Импульсное распределение частиц, зарегистрированных в FW в корреляции с рождением электрон-позитронной пары для массового диапазона  $M_{ee} < 140 \text{ МэВ}/c^2$ . Заполненными кружками показаны экспериментальные данные, незаполненными — результаты Pluto-моделирования

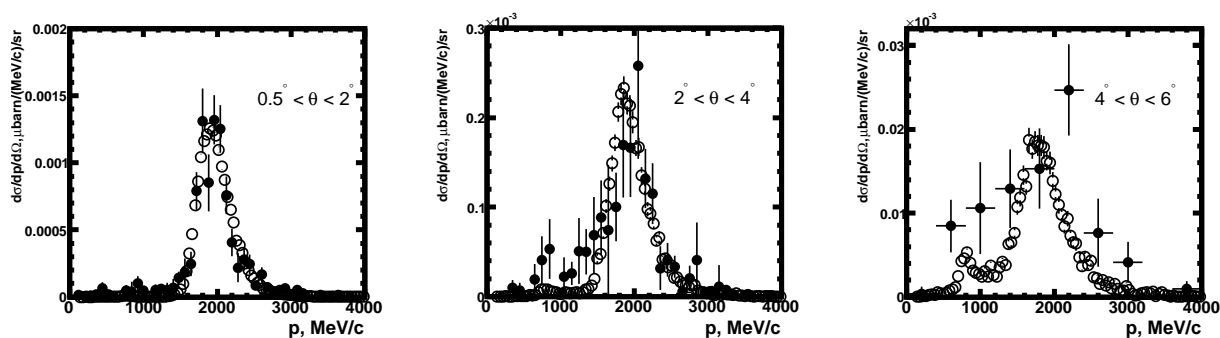


Рис. 4. То же, что на рис. 3, но для  $M_{ee} > 140 \text{ МэВ}/c^2$

Таким образом, рождение электрон-позитронных пар в дейтрон-протонных столкновениях с энергией 1,25 ГэВ/нуклон с регистрацией заряженной частицы в диапазоне углов  $0,33^\circ < \theta < 7,17^\circ$  можно рассматривать в рамках суперпозиции квазисвободных нейтрон-протонных и протон-протонных

столкновений.

В разделе 3.5 обсуждается процедура выделения канала нейтрон-протонных столкновений и подавления вклада протон-протонных столкновений. С этой целью накладывались ограничения на импульс заряженной частицы, зарегистрированной в детекторе FW. Величина ограничения сверху была выбрана достаточно большой и зафиксирована при значении 2,6 ГэВ/с.

Далее, с целью поиска оптимальных параметров, был исследован акцептанс к нейтрон-протонным и протон-протонным реакциям и относительный вклад каждого типа реакции в спектр электрон-позитронных пар в зависимости от величины импульсного ограничения снизу.

В качестве оптимального значения импульсного ограничения снизу была выбрана величина 1,6 ГэВ/с, обеспечивающая минимальную примесь канала квазисвободных протон-протонных столкновений ( $\approx 3\%$ ) при сохранении возможно большей доли событий (84%).

**В четвертой главе** обсуждаются результаты по выходу электрон-позитронных пар в квазисвободных нейтрон-протонных столкновениях.

В разделе 4.1 приводятся дифференциальные сечения выхода электрон-позитронных пар в зависимости от инвариантной массы, поперечного импульса и быстроты.

В разделе 4.2 обсуждается мультидифференциальный анализ рождения электрон-позитронных пар. Помимо своей триггерной функции FW дает возможность изучить поведение спектров электрон-позитронных пар в зависимости от кинематических свойств зарегистрированного протона-спектатора.

Важную информацию можно извлечь, исследуя поведение спектра инвариантных масс при регистрации протона-спектатора на очень малых углах, например  $\theta < 2^\circ$ . Дело в том, что при относительно больших углах (в акцептансе FW), может возникать ряд эффектов, выходящих за рамки импульсного приближения. Однако, было показано, что спектр электрон-позитронных пар,

полученный при наложении ограничения на угол вылета протона-спектатора  $\theta < 2^\circ$  имеет такую же форму распределения. Это наблюдение позволяет сделать вывод, что обнаруженный выход электрон-позитронных пар не может быть объяснен эффектами, выходящими за рамки импульсного приближения.

Измерение импульса (исходя из времени пролета) протона-спектатора позволяет провести также исследование чувствительности спектра инвариантных масс к этой величине. Исследование показало, что форма спектра инвариантных масс электрон-позитронных пар не зависит от выбора импульсного диапазона спектатора.

В разделе 4.3 проводится сравнение данных по выходу электрон-позитронных пар в протон-протонных и нейтрон-протонных столкновениях по данным эксперимента ХАДЕС. Как известно, система двух протонов (или двух нейтронов) может находиться только в состоянии с изоспином  $T = 1$ , тогда как в нейтрон-протонной системе присутствуют обе изоспиновые компоненты:  $T = 0, 1$ . Следовательно, сравнение двух наборов данных позволяет изучить изоспиновую зависимость выхода электрон-позитронных пар в нуклон-нуклонных столкновениях.

В отличие от квазисвободных столкновений, для протон-протонных столкновений энергия реакции является фиксированной величиной. Следовательно, рождение  $\eta$ -мезона кинематически запрещено.

Сопоставление спектров инвариантных масс для  $pp$ - и квазисвободных  $np$ -реакций приведено на рис. 5 и рис. 6. Следует особо отметить, что сравниваемые данные получены на одной экспериментальной установке, что сводит к минимуму возможные систематические эффекты. Спектр инвариантных масс в случае  $np$ -реакций демонстрирует совершенно другую форму в области масс  $M > 140 \text{ МэВ}/c^2$  и простирается вплоть до значений  $M \sim 600 \text{ МэВ}/c^2$ .

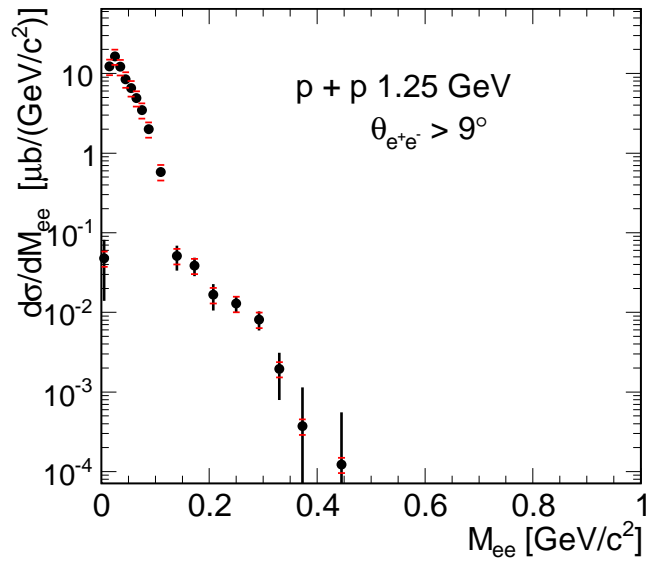


Рис. 5. Спектр инвариантных масс электрон-позитронных пар, образованных в протон-протонных столкновениях при энергии 1,25 ГэВ. Экспериментальные данные обозначены кружками, систематические погрешности показаны горизонтальными черточками

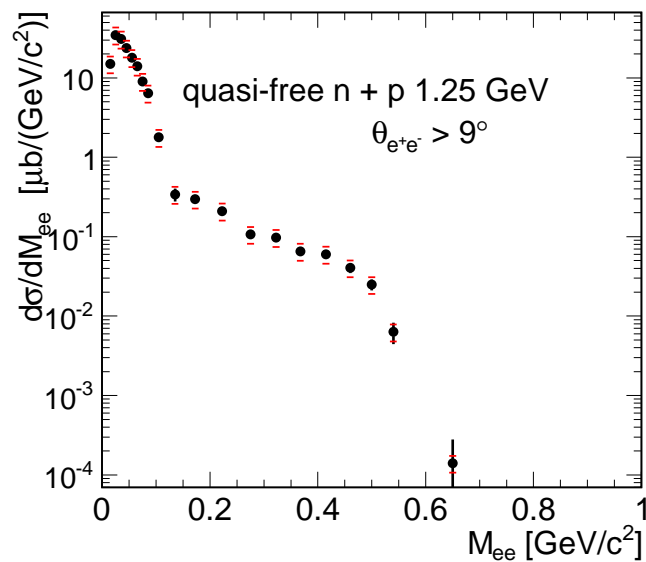


Рис. 6. То же, что на рис. 5, для квазисвободных нейтрон-протонных столкновений при энергии 1,25 ГэВ

Сравнение экспериментальных данных и модельных расчетов проводится в разделе 4.4. На рис. 7 сопоставлены экспериментальные данные и моделирование с учетом механизма тормозного излучения согласно [2]. Из этого сравнения следует, что хотя механизм тормозного излучения действительно дает существенный вклад в выход электрон-позитронных пар с инвариантными массами  $M > 140 \text{ МэВ}/c^2$ , однако рассматриваемая теоретическая модель [2] не способна воспроизвести правильную форму распределения в области инвариантных масс  $400 < M < 600 \text{ МэВ}/c^2$ .

В разделе 4.5 проводится объединенный анализ выхода электрон-позитронных пар в нуклон-нуклонных столкновениях и столкновениях ядер углерода. Имеющиеся экспериментальные данные по выходу электрон-позитронных пар в протон-протонных и нейтрон-протонных столкновениях позволяют сконструировать спектр для сравнения с ядро-ядерными данными. Для этого было взято среднее двух спектров:

$$(d\sigma/dM)_{NN} = \frac{(d\sigma/dM)_{np} + (d\sigma/dM)_{pp}}{2}. \quad (3)$$

Этот тот спектр, который наблюдался бы в ядро-ядерных столкновениях, если бы все электрон-позитронные пары рождались в элементарных нуклон-нуклонных столкновениях и какие-либо коллективные ядерные эффекты отсутствовали.

Сравнение полученного таким образом спектра со спектром электрон-позитронных пар, измеренном в столкновениях ядер углерода при энергии 1 ГэВ/нуклон, приведено на рис. 8. Два спектра находятся в хорошем согласии, то есть выход электрон-позитронных пар в столкновениях ядер углерода насыщается суперпозицией нуклон-нуклонных процессов.

Таким образом, можно сделать заключение, что “аномальный” выход электрон-позитронных пар в столкновениях легких ядер, впервые обнаруженный экспериментом DLS и впоследствии подтвержденный в эксперименте

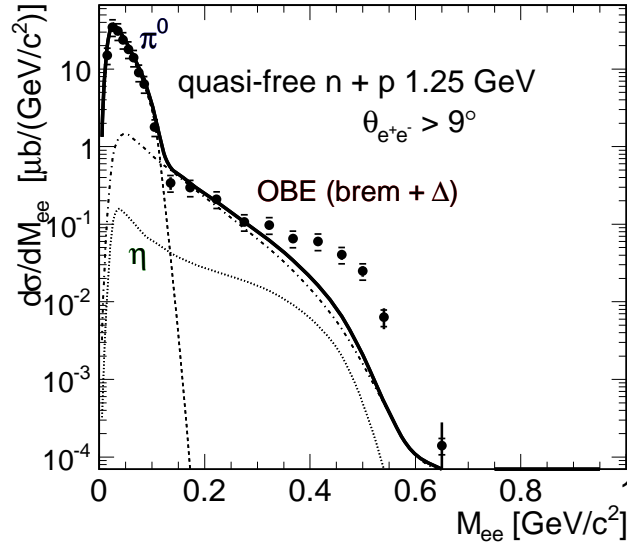


Рис. 7. Спектр инвариантных масс электрон-позитронных пар, образованных в квазисвободных нейтрон-протонных столкновениях, и сравнение с Pluto-моделированием. Кружками показаны экспериментальные данные. Систематические погрешности показаны горизонтальными черточками. Черная кривая демонстрирует суммарный моделированный спектр, штриховая кривая — вклад Далиц-распадов  $\pi^0$ -мезонов, пунктирная кривая — Далиц-распады  $\eta$ -мезонов, штрих-пунктирная — когерентная сумма вкладов распадов  $\Delta(1232)$ -резонансов и процесса тормозного излучения

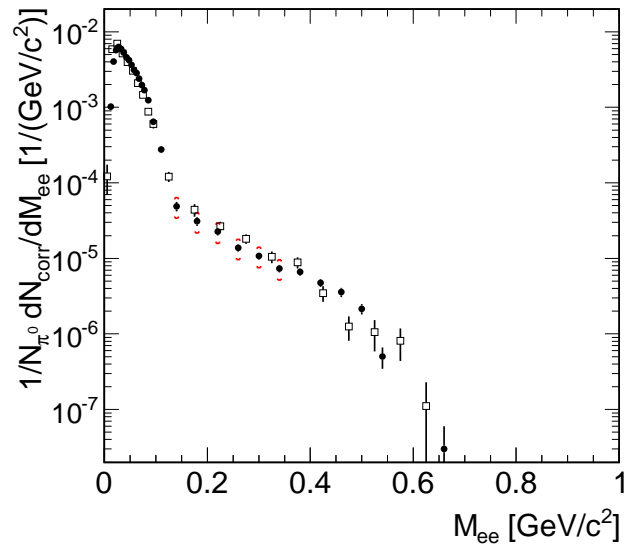


Рис. 8. Сравнение спектров, зарегистрированных в нуклон-нуклонных (черные кружки) и углерод-углеродных (незаполненные квадраты) столкновениях (см. пояснения в тексте)

ХАДЕС, связан с некорректным учетом вклада нейтрон-протонных столкновений. Непосредственное сравнение экспериментальных данных, полученных на одной и той же установке, показывает, что именно нейтрон-протонные столкновения ответственны за формирование столь значительного выхода электрон-позитронных пар.

**В Заключение** приводятся основные результаты диссертационной работы:

- Внесены изменения в стандартное программное обеспечение ХАДЕС, которые позволили проводить анализ образования электрон-позитронных пар с учетом информации, поступающей с годоскопа малых углов FW.
- Создана программа, моделирующая отклик годоскопа FW, в которой учитывается его геометрия, гранулярность и временные разрешения индивидуальных сцинтилляционных детекторов.
- Изучен акцептанс FW к спектаторным протонам для реакции дейтрон-протонных столкновений при энергии пучка 1,25 ГэВ/нуклон. Он составил величину  $A_{FW} \approx 89\%$ .
- Проведено детальное сравнение ряда кинематических распределений протонов-спектаторов, наблюдаемых в FW, с предсказаниями Pluto-моделирования. Показано, что в диапазоне применимости импульсного приближения Pluto-моделирование хорошо воспроизводит экспериментальные данные.
- В качестве критерия отбора квазисвободных нейтрон-протонных столкновений и подавления вклада квазисвободных протон-протонных столкновений предложены ограничения на величину импульса спектаторного

протона, зарегистрированного в FW. Исследованы эффективность и чистота отбора нейтрон-протонных реакций. Найдено оптимальное значение нижней границы импульсного ограничения, которое составило 1,6 ГэВ/с. Получен корректировочный фактор, компенсирующий потери реакций за счет акцептанса FW и наложенных импульсных ограничений,  $F_{FW} = 1/0,84$ .

- Проведен анализ систематической погрешности, возникающей за счет неопределенности в величинах эффективности регистрации и временного разрешения FW. Она составила величину  $\sigma_{FW} \approx 10\%$ .
- Получены дифференциальные сечения выхода электрон-позитронных пар в зависимости от инвариантной массы, поперечного импульса и быстроты пары. Проведен анализ поведения спектров в зависимости от ограничений, накладываемых на кинематические свойства протона-спектатора. Показано, что ограничение на угол вылета протона-спектатора в 2 градуса не влияет на форму наблюдаемого массового распределения.
- Сопоставлены данные, полученные в нейтрон-протонных и протон-протонных столкновениях. Обнаружена значительная изоспиновая зависимость выхода электрон-позитронных пар.
- Проведено сравнение распределения по инвариантной массе с результатами Pluto-моделирования. Показано, что:
  - подпороговое рождение  $\eta$ -мезона не может служить причиной наблюдаемого эффекта;
  - учет процесса тормозного излучения согласно современным теоретическим моделям необходим для описания полученных спектров, однако не достаточен.



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

1. Spataro S., . . . , Lapidus K. et al. Dielectron spectroscopy at 1-A-GeV to 2-A-GeV with HADES // Eur. Phys. J. 2008. Vol. A38. Pp. 163–166.
2. Лapidус К.О. Исследование образования электрон-позитронных пар в протон-протонных и дейтрон-протонных столкновениях при энергии 1,25 ГэВ/нуклон на установке HADES // Труды 51-й научной конференции МФТИ “Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук”: Часть VIII. Проблемы современной физики, М.:МФТИ, 2008, С. 148-149. 2008.
3. Лapidус К.О., Емельянов В.М. Образование дилептонов малых масс в столкновениях релятивистских тяжелых ионов // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2009. Vol. 40. P. 63.
4. Galatyuk T., . . . , Lapidus K. et al. Recent results from HADES on electron pair production in relativistic heavy-ion collisions // PoS CPOD2009. 2009. P. 045.
5. Przygoda W., . . . , Lapidus K. et al. Dielectron production at 1-2-AGeV with HADES // Nucl. Phys. 2009. Vol. A827. Pp. 347c–349c.
6. Ramstein B., . . . , Lapidus K. et al. Study of elementary reactions with the HADES dielectron spectrometer // Acta Phys. Polon. 2010. Vol. B41. Pp. 365–378.
7. Agakishiev G., . . . , Lapidus K. et al. Origin of the low-mass electron pair excess in light nucleus-nucleus collisions // Phys. Lett. 2010. Vol. B690. Pp. 118–122.
8. Лapidус К. О. Исследование образования электрон-позитронных пар в нуклон-нуклонных взаимодействиях на установке ХАДЕС // Ядерная физика. 2010. Vol. 73, no. 6. Pp. 1021–1023.

9. Lapidus K. Investigation of the production of electron-positron pairs in nucleon-nucleon interactions with the HADES detector // *Physics of Atomic Nuclei*. 2010. Vol. 73, no. 6. Pp. 985–987.

## **Цитированная литература**

1. Shyam R., Mosel U. Role of baryonic resonances in the dilepton emission in nucleon nucleon collisions // *Phys. Rev.* 2003. Vol. C67. P. 065202.
2. Kaptari L. P., Kaempfer B. Di-electron bremsstrahlung in intermediate-energy p n and D p collisions // *Nucl. Phys.* 2006. Vol. A764. Pp. 338–370.
3. Shyam R., Mosel U. Dilepton production in nucleon-nucleon collisions revisited // *Phys. Rev.* 2009. Vol. C79. P. 035203.
4. Porter R. J. et al. Dielectron cross section measurements in nucleus nucleus reactions at 1.0-A-GeV // *Phys. Rev. Lett.* 1997. Vol. 79. Pp. 1229–1232.