

На правах рукописи



Суетин Даниил Петрович

**ВЛИЯНИЕ ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ НА РОЖДЕНИЕ
АДРОНОВ В ЖЕСТКИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
НЕЙТРИНО И ЗАРЯЖЕННЫХ ЛЕПТОНОВ С
ЯДРАМИ И НА ДИФРАКЦИОННОЕ РАССЕЙЯНИЕ
ПРОТОНОВ**

Специальность 01.04.16 —
«физика атомного ядра и элементарных частиц»

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург — 2016

Работа выполнена в Федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования «Санкт–Петербургский политехнический университет Петра Великого»

Научный руководитель: доктор физико-математических наук, профессор
Бердников Ярослав Александрович

Официальные оппоненты: **Токарев Михаил Владимирович**,
доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник,
Объединенный институт ядерных исследований,
начальник сектора лаборатории физики высоких энергий

Феофилов Григорий Александрович,
кандидат физико-математических наук,
ФГБОУ ВО «Санкт–Петербургский государственный университет»,
доцент

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого»

Защита состоится 25 января 2017 г. в 15 ч. 30 мин. на заседании диссертационного совета Д 212.229.29 при Санкт–Петербургском политехническом университете Петра Великого по адресу: 195251, Санкт–Петербург, Политехническая ул. 29, главное здание, ауд. 118.

С диссертацией можно ознакомиться в фундаментальной библиотеке ФГАОУ ВО «Санкт–Петербургский государственный политехнический университет Петра Великого» и на сайте <https://www.spbstu.ru>.

Автореферат разослан ноября 2016 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета
Д 212.229.29,
кандидат физико-математических
наук, доцент



Ермакова Наталья Юрьевна

Актуальность темы. Хорошо известно, что при столкновениях адронов и лептонов с адронами и ядрами при высокой энергии на какое-то время образуется система из кварков и глюонов. Процесс, в ходе которого кварки и глюоны превращаются в адроны, называется адронизацией.

Изучить пространственно–временную картину адронизации можно используя ядра в качестве мишени. Из-за того что, кварки и глюоны, проходя через ядерную среду, меняют свои характеристики, дифференциальные сечения рождения адронов на ядрах будут отличаться от аналогичных на свободном нуклоне, поэтому ядерная среда является аналогом детектора, расположенного вплотную к точке реакции. Изучение сечений рождения частиц на ядрах позволяет выяснить особенности взаимодействия системы кварков и глюонов с ядерной средой, а также восстановить, как быстро или, что эквивалентно, на каком расстоянии от точки жесткого взаимодействия партонная система связывается в адрон.

В рамках математического моделирования получить такую информацию можно с помощью метода Монте–Карло (МК).

В настоящей работе разработан МК генератор жестких лептон–ядерных (l -A) и адрон–ядерных (h -A) столкновений HARDPING++ (HARD Probe INteraction Generator). Заложённая в МК генератор HARDPING++ модель учитывает перерасеяния и энергетические потери адронов до и после жесткого взаимодействия, а также время их формирования.

Для адронизации в HARDPING++ используется Лундская струнная модель с двумя стадиями: первая — пертурбативная, на ней партон теряет энергию за счет жесткого глюонного излучения, описываемого пертурбативной квантовой хромодинамикой (КХД); вторая — непертурбативная, на этой стадии для описания энергетических потерь используется модель цветных струн.

Данная работа посвящена изучению механизма жестких l -A и h -A взаимодействий с использованием МК генератора HARDPING++.

Актуальность диссертационной работы обусловлена отсутствием общепризнанного подхода изучения взаимодействия с ядерной средой кварков и глюонов, образовавшихся в жестких l -A и h -A взаимодействиях и отсутствием общепризнанного подхода для описания пространственно–временной картины адронизации в жестких l -A и h -A взаимодействиях.

Целью данной работы является получение результатов исследования влияния ядерной среды на спектры частиц, рожденных в жестких l -A и h -A взаимодействиях.

Задачи исследования:

1. Разработка МК генератора HARDPING++, позволяющего моделировать жесткие l -A и h -A взаимодействия и учитывающего такие эффекты как: перерасеяния адронов на нуклонах ядра, их энергетические потери в ядерной среде, время формирования адронов и их составляющих кварков.

2. Определение значения коэффициента энергетических потерь κ кварков в ядерной среде в процессах: дифракционного рассеяния протонов на ядрах; Дрелла–Яна на ядрах; жесткого взаимодействия нейтрино, анти-нейтрино, электронов, позитронов и мюонов с ядрами.
3. Определение значения кварк–нуклонного сечения σ_{qN} в процессах: дифракционного рассеяния протонов на ядрах; Дрелла–Яна на ядрах; жесткого взаимодействия нейтрино, анти-нейтрино, электронов, позитронов и мюонов с ядрами.

Научная новизна: Впервые показано что:

1. Коэффициент энергетических потерь κ кварков адронов в ядерной среде может быть универсален в случаях жесткого взаимодействия нейтрино и заряженных лептонов с ядрами и в случаях процесса дифракции протонов на ядрах и приблизительно равен 2.5 ГэВ/фм;
2. Сечение взаимодействия кварков адронов с ядерной средой, так называемое кварк–нуклонное сечение σ_{qN} , может быть одинаково в случаях жесткого взаимодействия нейтрино и заряженных лептонов с ядрами и в случаях процесса дифракции протонов на ядрах и приблизительно равно 10 мб.

Практическая значимость: Полученные в диссертации результаты и разработанный Монте–Карло генератор жестких l -А и h -А столкновений HARDPING++ можно использовать при анализе экспериментальных данных CERN, FNAL, BNL, GSI, ИФВЭ, ОИЯИ. Полученные результаты будут полезны для нейтринных экспериментов, таких как NOvA, DUNE.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Разработана новая версия генератора HARDPING. Генератор HARDPING++ позволил описать широкий класс процессов взаимодействия частиц с ядрами;
2. Процессы образования адронов в жестких нейтрино–ядерных взаимодействиях при различных энергиях могут быть описаны с универсальным значением параметра натяжения цветовой струны κ приблизительно равным 2.5 ГэВ/фм и универсальным значением сечения кварк–нуклонного взаимодействия σ_{qN} приблизительно равным 10 мб, которые в свою очередь хорошо описывают данные по рождению адронов во взаимодействиях заряженных лептонов с ядрами;
3. Дифракционное взаимодействие протонов с ядрами возможно описать с единым значением параметра натяжения цветовой струны κ приблизительно равным 2.5 ГэВ/фм и универсальным значением сечения кварк–нуклонного взаимодействия σ_{qN} приблизительно равным 10 мб, которые получены из описания процессов Дрелла–Яна на ядрах.

Таким образом, показано, что процессы

- дифракционного рассеяния протонов на ядрах бериллия, алюминия, вольфрама, при энергии налетающих протонов 450 ГэВ;
- Дрелла–Яна на ядрах вольфрама, железа и бериллия при энергии налетающих протонов равной 800 ГэВ;
- жесткого взаимодействия:
 - нейтрино со средней энергией 54 и 10 ГэВ с ядрами неона и с ядрами с эффективным атомным номером $A = 28$ соответственно;
 - анти-нейтрино со средней энергией 40 ГэВ с ядрами неона;
 - электронов с энергией 5 ГэВ с ядрами углерода, железа и свинца;
 - позитронов с энергией 27.6 ГэВ с ядрами гелия, неона, криптона, ксенона;
 - мюонов с энергией 280 ГэВ с ядрами меди;

могут быть описаны с универсальным значением параметра коэффициента энергетических потерь кварков в ядерной среде κ и сечением кварк–нуклонного взаимодействия σ_{qN} приблизительно равными 2.5 ГэВ/фм и 10 мб соответственно.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на конференциях: «Ядро 2013» (Москва), «Hadron Structure 2013» (Штрба, Словакия), «Quarks 2014» (Суздаль), «Ядро 2014» (Минск), «HSQCD 2014» (Гатчина), «Quark Confinement 2014» (Санкт–Петербург), «Ядро 2015» (Санкт–Петербург), «Quarks 2016» (Пушкин), «HSQCD 2016» (Гатчина). А также на зимней школе ПИЯФ (2014, 2016 годы, Санкт–Петербург).

Публикации. По теме диссертации опубликовано четыре печатные работы, индексируемые в базах SCOPUS и WEB OF SCIENCE.

Список публикаций приведен в конце автореферата.

Содержание работы

Во введении приведено обоснование актуальности темы исследований, сформулированы цели и задачи работы, ее научная новизна и представлено краткое содержание диссертации.

В первой главе приведено описание реакций глубоконеупругого рассеяния лептонов на ядрах с рождением адронов, описание процесса дифракционного рассеяния протона на ядрах и описание процесса Дрелла–Яна при столкновении протонов с ядрами.

В главе рассматриваются основные кинематические переменные, используемые для описания этих процессов.

Обсуждаются модель пространственно–временной картины адронизации при рассеянии лептонов на ядрах и модель энергетических потерь адронов в адрон–ядерных столкновениях.

Описаны основные физические величины (сечение неупругого кварк–нуклонного взаимодействия σ_{qN} [мб] и коэффициент энергетических потерь κ [ГэВ/фм]), которые могут быть определены из сравнения данных экспериментальных данных с МК моделированием.

Вторая глава посвящена изучению влияния ядерной среды на спектры адронов, рожденных в столкновениях заряженных лептонов с ядрами.

В этой главе подробно описан процесс адронизации и формирования адронов в столкновении заряженных лептонов с ядрами. Рассмотрен эффект Ландау–Померанчука–Мигдала в КХД, в результате которого выбитый в жестком процессе кварк некоторое время распространяется в ядре без взаимодействия со средой.

В рассматриваемой модели выбитый кварк — точечный объект, который имеет пренебрежимо малое сечение взаимодействия с ядерной средой. В дальнейшем выбитый кварк образует некую бесцветную систему, которая может взаимодействовать с внутриядерными нуклонами с сечением σ_{qN} меньшим, чем адронное. На последней стадии формируется конечный адрон, взаимодействие которого с нуклонами аналогично взаимодействию при адрон–нуклонных столкновениях. Приведена модель многократных перерассейаний вторичных адронов и их составляющих кварков в ядерной среде. Импульсное распределение кварков в нуклоне f_p может быть записано в виде:

$$f_p(\mathbf{p}_{ti}) = \frac{B^2}{2\pi} e^{-Bp_{ti}},$$

где $B = 2/k_q$, k_q — среднее значение импульса партона в нуклоне. Импульсное распределение нуклонов f_f в ядре имеет вид:

$$f_f(\mathbf{k}_{fi}) = \frac{B_f}{\pi} e^{-B_f k_{fi}^2},$$

где $B_f = 4\langle k_f \rangle / 2\pi$, $\langle k_f \rangle$ — среднее значение импульса нуклона в ядре. Результирующее распределение получается сверткой этих двух распределений:

$$f_{fp}(\mathbf{k}_{ti}) = f_f \otimes f_p = \int f_p(\mathbf{p}_{ti}) f_f(\mathbf{k}_{fi}) \delta^2(\mathbf{k}_{ti} - \mathbf{p}_{ti} - \mathbf{k}_{fi}) d^2 p_{ti} d^2 k_{fi}.$$

После первого мягкого перерассейания кварк начинает терять энергию пропорционально пройденному им пути в ядерной материи с коэффициентом пропорциональности κ ГэВ/фм, а также из-за столкновений с внутриядерными нуклонами будет набирать дополнительный поперечный импульс, пропорциональный сечению неупругого кварк–нуклонного взаимодействия σ_{qN} мб. Многократные перерассейания кварка на нуклонах ядра увеличат

путь кварка в ядерной среде, что приведет к дополнительным энергетическим потерям.

На рисунке 1 изображена зависимость отношения выхода заряженных адронов R_A на ядрах от доли импульса виртуального фотона z , которую несет адрон, к аналогичному выходу на дейтроне в реакции глубоконеупругого рассеяния заряженных лептонов на ядрах. В области $z \rightarrow 1$ это отношение становится меньше единицы. Это происходит из-за того, что быстрые адроны, несущие практически всю энергию виртуального фотона, замедляются в ядерной материи и уходят в другую кинематическую область.

На рисунке 2 изображена зависимость отношения выхода π -мезонов на ядрах от импульса виртуального фотона ν и от квадрата поперечного импульса π -мезонов при $z > 0.7$ к аналогичному выходу на дейтерии в реакции глубоко-неупругого рассеяния лептонов на ядрах. Отношение выхода адронов в зависимости от энергии ν фотона меньше единицы в области малых ν и стремится к единице с увеличением ν , так как длина формирования адронов пропорциональна ν , и при больших значениях ν практически все адроны формируются за ядром, тогда как в области малых ν адроны начинают формироваться внутри ядра. Отношение выхода адронов в зависимости от квадрата поперечного импульса π -мезонов меньше единицы в области малых поперечных импульсов и растет примерно до $2 \text{ ГэВ}^2/c^2$. Вследствие многократных перерассеяний π -мезоны набирают дополнительный поперечный импульс, тем самым увеличивая количество частиц с большим поперечным импульсом и уменьшая количество частиц с меньшим. Тот факт, что отношение не доходит до единицы, связан с поглощением π -мезонов в ядерной среде. Все эти отношения будут зависеть от того, как сильно кварки будут терять энергию в ядре и как интенсивно будут перерассеиваться на нуклонах ядра. Исследование этих зависимостей позволит судить о величине энергетических потерь κ и о величине кварк-нуклонного сечения σ_{qN} .

Параметр κ , характеризующий энергетические потери, и параметр σ_{qN} , характеризующий интенсивность взаимодействия кварков адронов с внутриядерными нуклонами, определяются из наилучшего согласия моделирования методом МК с экспериментом.

Разработанный МК генератор позволил описать экспериментальные данные по образованию адронов в жестких лептон-ядерных взаимодействиях при энергиях коллабораций HERMES, CLAS и EMC. Сравнение экспериментальных данных с моделированием HARDPING++ представлено на рисунках 1, 2.

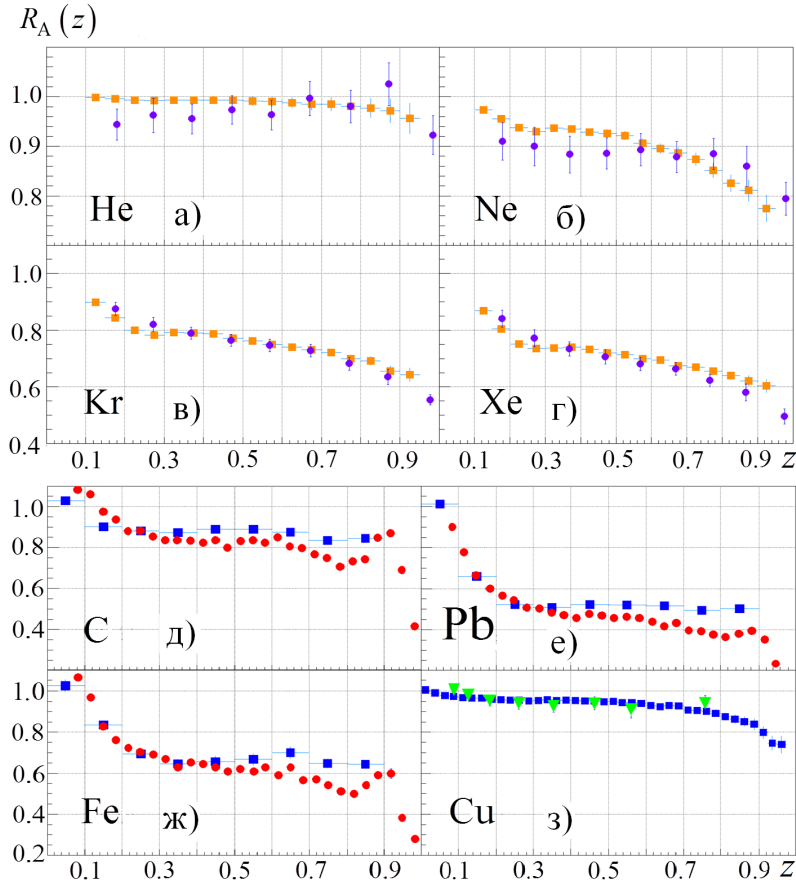


Рис. 1 — Зависимость отношения выхода π -мезонов на ядрах а) гелия; б) неона; в) криптона; г) ксенона; д) углерода; е) свинца; ж) железа; и всех заряженных адронов на ядре з) меди от доли импульса виртуального фотона z , которую несет адрон, к аналогичному выходу на дейтерии в реакции глубоко-неупругого рассеяния лептонов на ядрах. На рисунках а), б), в) и г) фиолетовыми кругами обозначены данные HERMES, оранжевыми квадратами — моделирование HARDPING++. На рисунках д), е) и ж) красными кругами — данные коллаборации CLAS, синими квадратами — моделирование HARDPING++. На рисунке ж) синими квадратами изображено моделирование HARDPING++, зелеными — данные коллаборации EMC. Моделирование проводилось со значением энергии налетающих позитронов $E_{e^+} = 27.6$ ГэВ, электронов $E_{e^-} = 6$ ГэВ и мюонов $E_{\mu} = 280$ ГэВ соответственно. При моделировании использовались сечение кварк-нуклонного взаимодействия $\sigma_{qN} = 10$ мб и коэффициент энергетических потерь $\kappa = 2.5$ ГэВ/фм.

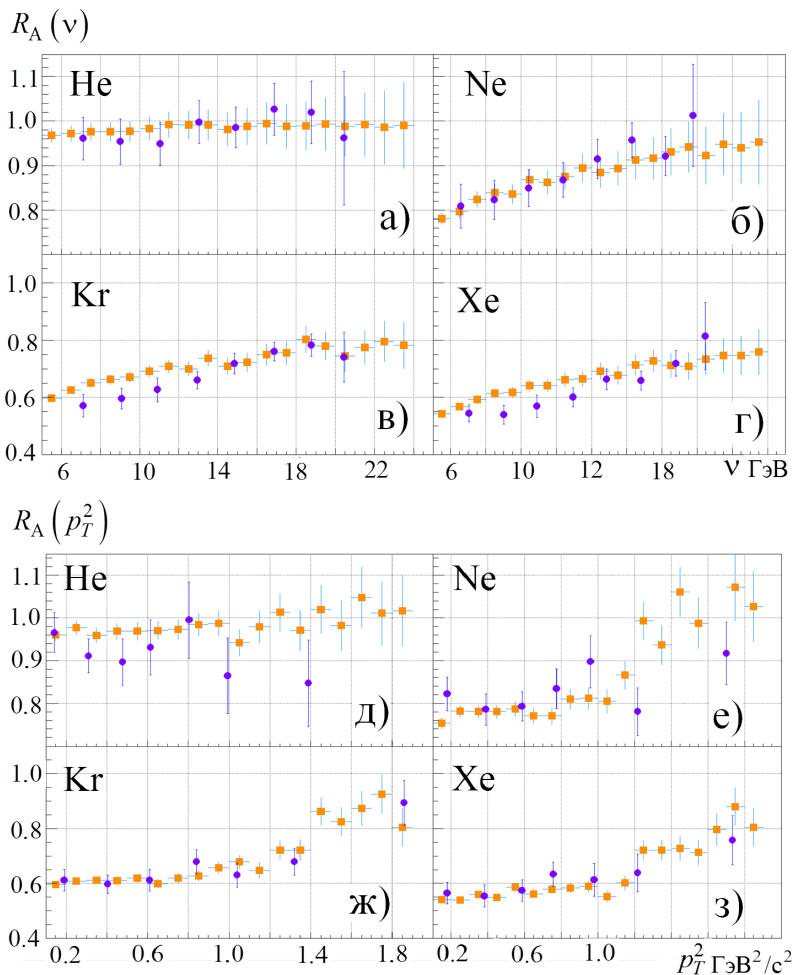


Рис. 2 — Зависимость отношения выхода π -мезонов на ядрах а) гелия, б) неона, в) криптона и г) ксенона от энергии виртуально фотона ν и зависимость отношения выхода π -мезонов на ядрах д) гелия, е) неона, ж) криптона и з) ксенона от квадрата поперечного импульса π -мезонов при $z > 0.7$ к аналогичному выходу на дейтерии в реакции глубоко-неупругого рассеяния позитронов на ядрах. Фиолетовыми кругами обозначены экспериментальные данные коллаборации HERMES, оранжевыми квадратами — моделирование HARDPINC++.

Моделирование проводилось с сечением кварк-нуклонного взаимодействия $\sigma_{qN} = 10$ мб и значением коэффициента энергетических потерь $\kappa = 2.5$ ГэВ/фм. Моделирование HARDPINC++ проводилось со значением энергии налетающих позитронов $E_{e^+} = 27.6$ ГэВ.

Третья глава посвящена изучению влияния ядерной материи на спектры адронов, рожденных в столкновениях нейтрино и анти-нейтрино с ядрами.

В данной главе отмечаются особенности, возникающие при изучении взаимодействия нейтральных лептонов с ядрами, их отличие от взаимодействий заряженных лептонов с ядрами.

Указана важность учета энергетических потерь адронов, рожденных в нейтрино–ядерных столкновениях для корректного проведения нейтринных осцилляционных экспериментов.

Описан процесс адронизации и формирования адронов в столкновении нейтрино и анти-нейтрино с ядрами. Описаны пертурбативные и непертурбативные энергетические потери адронов, образованных при рассеянии нейтральных лептонов на ядрах. Приведена модель многократных перерассейний вторичных адронов и их составляющих кварков в ядерной среде.

Как и в случае глубоконеупругого рассеяния заряженных лептонов на ядрах в процессе жесткого взаимодействия нейтрино и анти-нейтрино с ядрами после первого мягкого соударения кварк адрона начинает терять энергию пропорционально пройденного им пути в ядерной среде.

Вследствие многократных перерассейний кварка на внутриядерных нуклонах, путь кварка в ядерной среде будет увеличиваться пропорционально сечению неупругого кварк–нуклонного взаимодействия σ_{qN} .

На рисунке 3 изображена зависимость отношения выхода заряженных адронов на ядрах от доли импульса виртуального W -бозона, которую несет адрон, z к аналогичному выходу на протоне а), б) и дейтроне в) в реакции жесткого взаимодействия нейтрино и анти-нейтрино с ядрами. В области $z \rightarrow 1$ это отношение становится меньше единицы. Это происходит из-за того, что быстрые адроны, несущие практически всю энергию виртуального W -бозона, замедляются в ядерной материи и уходят в другую кинематическую область.

Зависимость отношения выхода адронов от доли импульса виртуального W -бозона z , которую несет адрон, будет связана с тем, как сильно быстрые адроны замедляются в ядре и с тем как интенсивно кварки адронов будут перерассеиваться на нуклонах ядра.

Параметр κ , характеризующий энергетические потери, и параметр σ_{qN} , характеризующий интенсивность взаимодействия кварков адронов с ядерной средой, определяются из наилучшего согласия моделирования методом МК с экспериментом.

Разработанный МК генератор позволил описать экспериментальные данные по образованию адронов в жестких взаимодействиях нейтрино и анти-нейтрино с ядрами, полученные в экспериментах WA/59 и SKAT. Данные коллабораций WA/59 и SKAT вместе с моделированием HARDPING++ представлены на рисунке 3.

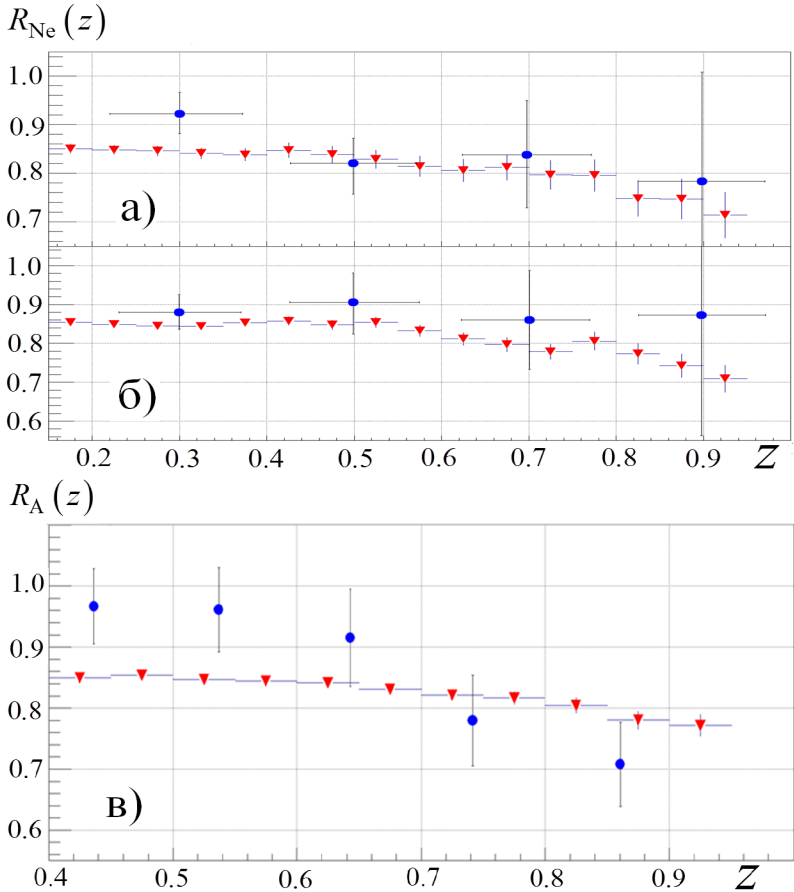


Рис. 3 — Отношение выходов адронов на неоне к протону а), б) и отношение выходов положительно заряженных адронов на ядре с эффективным атомным номером $A = 28$ к дейтрону в) в зависимости от доли энергии виртуального W бозона z , которую несет адрон для взаимодействия а) нейтрино; б) анти-нейтрино с ядрами неона; в) нейтрино с ядром $A = 28$. Синими кругами обозначены данные коллаборации WA/59, красными треугольниками — результат моделирования HARDPING++. Моделирование проводилось с сечением кварк-нуклонного взаимодействия $\sigma_{qN} = 10$ мб и коэффициентом энергетических потерь $\kappa = 2.5$ ГэВ/фм. Моделирование HARDPING++ проводилось со средним значением энергии налетающих а) нейтрино $\langle E \rangle_\nu = 54$ ГэВ; б) анти-нейтрино $\langle E \rangle_\nu = 40$ ГэВ; в) нейтрино $\langle E \rangle_\nu = 10$ ГэВ.

Четвертая глава посвящена изучению взаимодействия адронов с ядерной средой в h -А столкновениях.

Для изучения взаимодействия адронов с ядерной материей в h -А столкновениях был выбран процесс дифракции протонов на ядрах и процесс Дрелла-Яна на ядрах.

Процесс одиночной дифракции осуществляется обменом поперечным — бесцветным объектом с квантовыми числами вакуума, при этом один нуклон лишь меняет свои кинематические характеристики, в то время как второй разваливается на множество частиц с дифракционной массой системы — M_X . Экспериментально дифракционные процессы определяются как события с большим провалом по псевдобыстроте $\Delta\eta$ между вторичными частицами. Основная переменная, отражающая разброс по провалу псевдобыстроты $\xi = 1 - x_F = e^{-\Delta\eta} \sim M_X^2/s$, где x_F — переменная Фейнмана, s — квадрат 4-х импульсов сталкивающихся нуклонов. Переменная Фейнмана x_F определяется как отношение продольного импульса дифракционного протона к начальному импульсу протона. Таким образом, ξ представляет собой относительные энергетические потери налетающего протона. Сравнивая дифференциальные сечения одиночной дифракции на свободном нуклоне и на ядрах в зависимости от переменной ξ можно непосредственно изучить энергетические потери протона в ядерной среде.

На рисунке 4 изображено дифференциальное сечение одиночной дифракции протонов на ядрах в зависимости от переменной $\xi = 1 - x_F$.

В процессе Дрелла-Яна кварк (антикварк) налетающей частицы аннигилирует с антикварком (кварком) мишени, образуя лептонную пару. Процесс Дрелла-Яна на ядрах дает уникальную возможность изучить влияние ядра на налетающий протон до жесткого соударения, так как после жесткого взаимодействия, образовавшаяся лептонная пара не взаимодействует с ядром.

На рисунке 5 изображено отношение выхода лептонных пар на ядрах вольфрама и железа к аналогичному выходу на бериллии в зависимости от переменной Фейнмана x_F , которая определяется как отношение продольного импульса лептонной пары на максимально возможный.

Из-за энергетических потерь и многократных перерасеяний кварков в ядерной среде будет изменяться продольная компонента импульса протона как в процессе дифракции, так и в процессе Дрелла-Яна.

Коэффициент энергетических потерь κ и кварк-нуклонное сечение σ_{qN} определяются из наилучшего согласия моделирования методом МК с экспериментом.

Разработанный МК генератор позволил описать экспериментальные данные коллаборации HELIOS по дифракции протонов на ядрах и экспериментальные данные коллаборации E866 по рождению лептонных пар на ядрах. Данные коллабораций HELIOS и E866 вместе с моделированием HARDPING++ представлены на рисунках 4 и 5 соответственно.

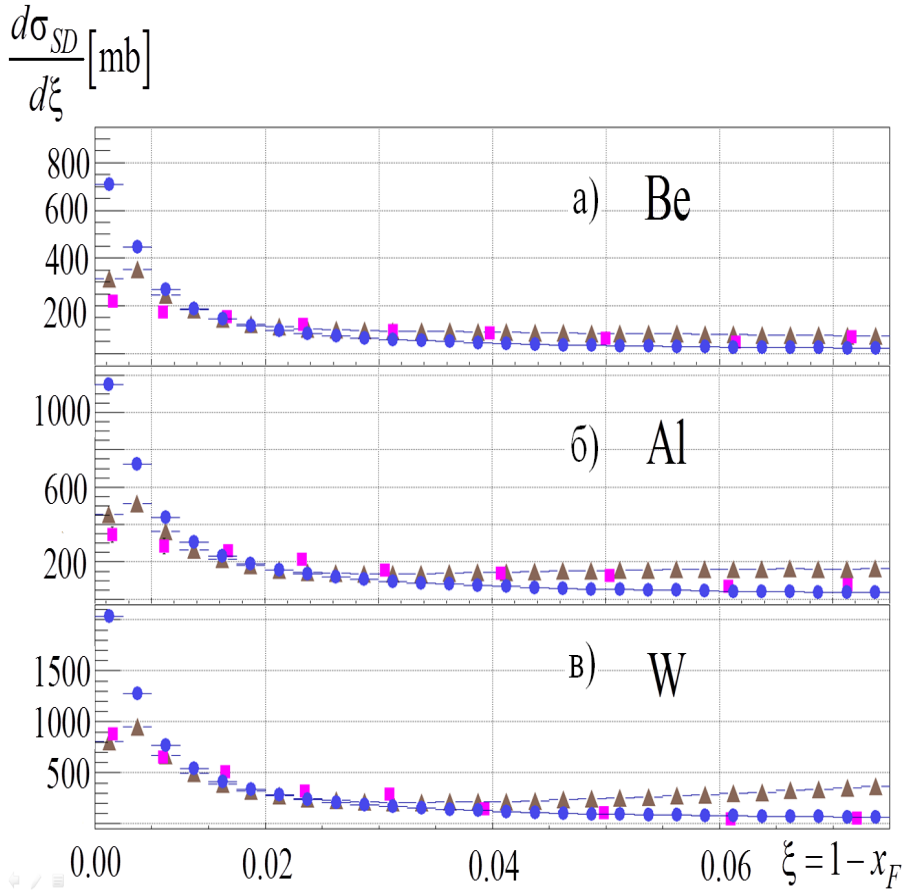


Рис. 4 — Зависимость дифференциального сечения одиночной дифракции протонов на ядрах: а) бериллия; б) алюминия; в) вольфрама от переменной ξ . Розовыми квадратами изображены данные коллаборации HELIOS, синими кругами обозначены результаты моделирования HARPING++ без ядерных эффектов, коричневыми треугольниками изображено моделирование HARPING++ со значением коэффициента энергетических потерь $\kappa = 2.5$ ГэВ/фм и со значение сечения кварк–нуклонного взаимодействия $\sigma_{qN} = 10$ мб.

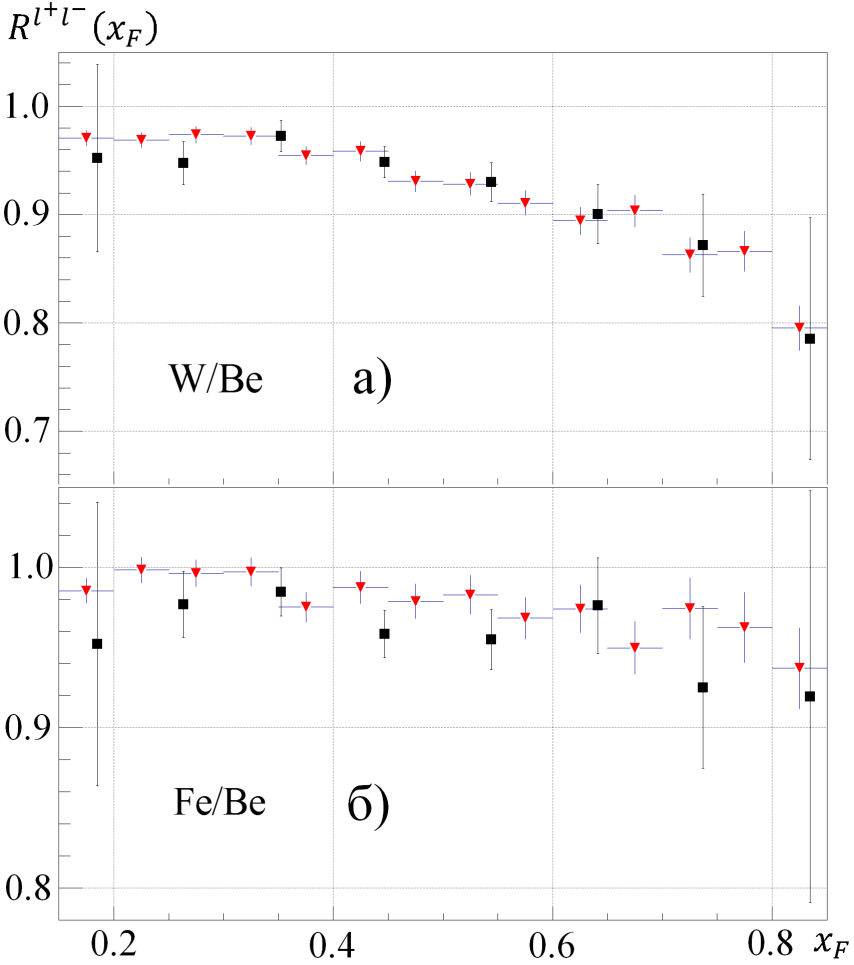


Рис. 5 — Отношение выхода лептонных пар на ядре а) вольфрама; б) железа к аналогичному выходу на бериллии в зависимости от переменной Фейнмана x_F . Черными квадратами обозначены данные коллаборации E866, красными треугольниками — моделирование HARDPI++ со значением коэффициента энергетических потерь $\kappa = 2.5$ ГэВ/фм и со значением сечения кварк-нуклонного взаимодействия $\sigma_{qN} = 10$ мб.

В заключении приведены результаты и выводы диссертационной работы.

Результаты диссертационной работы:

1. Разработан МК генератор HARDPING++ для моделирования жестких лептон–ядерных и адрон–ядерных взаимодействий с учетом мягких перерассеяний и энергетических потерь адронов в ядерной среде. В генераторе учтено время формирования адронов после жесткого процесса.
2. Коэффициент энергетических потерь кварков в ядерной среде может быть универсален и приблизительно равен $\kappa = 2.5$ ГэВ/фм в процессах: дифракционного рассеяния протонов на ядрах бериллия, алюминия, вольфрама при энергии налетающих протонов 450 ГэВ; Дрелла–Яна на ядрах вольфрама, железа и бериллия при энергии налетающих протонов равной 800 ГэВ; жесткого взаимодействия нейтрино со средней энергией равной 54 и 10 ГэВ с ядрами неона и с ядрами с эффективным атомным номером $A = 28$ соответственно; жесткого взаимодействия анти-нейтрино со средней энергией 40 ГэВ с ядрами неона; глубоконеупругого рассеяния электронов с энергией 5 ГэВ на ядрах углерода, железа и свинца; глубоконеупругого рассеяния позитронов с энергией 27.6 ГэВ на ядрах гелия, неона, криптона, ксенона; глубоконеупругого рассеяния мюонов с энергией 280 ГэВ на ядрах меди.
3. Значение сечения кварк–нуклонного взаимодействия может быть универсальным и приблизительно равным $\sigma_{qN} = 10$ мб в процессах: дифракционного рассеяния протонов на ядрах бериллия, алюминия, вольфрама при энергии налетающих протонов 450 ГэВ; Дрелла–Яна на ядрах вольфрама, железа и бериллия при энергии налетающих протонов равной 800 ГэВ; жесткого взаимодействия нейтрино со средней энергией равной 54 и 10 ГэВ с ядрами неона и с ядрами с эффективным атомным номером $A = 28$ соответственно; жесткого взаимодействия анти-нейтрино со средней энергией 40 ГэВ с ядрами неона; глубоконеупругого рассеяния электронов с энергией 5 ГэВ на ядрах углерода, железа и свинца; глубоконеупругого рассеяния позитронов с энергией 27.6 ГэВ на ядрах гелия, неона, криптона, ксенона; глубоконеупругого рассеяния мюонов с энергией 280 ГэВ на ядрах меди.

Выводы:

1. Мягкие перерассеяния и энергетические потери адронов и их конституентных кварков в конечном состоянии играют важную роль в процессе жесткого взаимодействия нейтрино и заряженных лептонов на ядрах.
2. Энергетические потери кварков налетающего адрона играют важную роль при дифракционном рассеянии протонов на ядрах.

3. Определен коэффициент энергетических потерь κ , который равен приблизительно 2.5 ГэВ/фм, и величина кварк–нуклонного сечения σ_{qN} , которая составила приблизительно 10 мб. Эти величины не зависят от начальной энергии налетающих частиц, сорта налетающих частиц и атомного номера ядер мишени в широком диапазоне энергий.

Публикации автора по теме работы

Содержание и результаты диссертации отражены в следующих публикациях:

- Berdnikov, Ya.A. Hard processes in p-A collisions with MC generator HARDPING 3.0 / Ya.A. Berdnikov, A.E. Ivanov, V.T. Kim, V.A. Murzin D.P Suetin// Nucl. Phys. B. Proc. Suppl. – 2013. Vol. 245. – P. 267–270.
- Berdnikov, Ya.A. Investigating the effect of a nuclear medium on hard lepton- and hadron-nucleus collisions using the HARDPING Monte Carlo event generator / Ya.A. Berdnikov, A.E. Ivanov, V.T. Kim, D.P Suetin// Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics– 2015. Vol.79(7). – P. 925–929.
- Berdnikov, Ya.A. MC generator HARDPING: nuclear effects in hard interactions of leptons and hadrons with nuclei / Ya.A. Berdnikov, A.E. Ivanov, V.T. Kim, D.P Suetin // AIP Conference Proceedings– 2016. Vol. 1701 – art. no – 080005.
- Berdnikov, Ya.A. Nuclear effects in the Diffraction Scattering of protons by nuclei at high energies/ Ya.A. Berdnikov, I.G. Golikov, A.V. Golovin, A.E. Ivanov, V.T. Kim, D.P Suetin// Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics– 2016. Vol.80(8). – P. 977–980.

Данная работа подержанна в рамках проекта повышении конкурентоспособности ведущих российских университетов среди ведущих мировых научно–образовательных центров «5–100–2020».