

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

Государственное образовательное учреждение

Иркутский Государственный Университет

Международная организация Объединенный Институт Ядерных Исследований

Лаборатория Ядерных Проблем им. В.П.Джелепова

Физический факультет

Кафедра радиофизики

Заведующий кафедрой

Профессор Сажин В. И.

Кафедра теоретической физики

Заведующий кафедрой

Профессор Валл А. Н.

Дипломная работа

Функции фрагментации легких кварков в пионы

Руководители:

_____ н.с. Самойлов О.Б. (ОИЯИ),

_____ проф. Валл А.Н. (ИГУ)

Студентка группы 01521-Д

_____ Едемская А.К.

Работа защищена

с оценкой _____

“ _____ ” _____ 2010 г.

Протокол № _____

Рецензент:

Нормоконтролер

_____ к.ф.-м.н. Солдатенко О.Н.

Дубна-Иркутск 2010 г.

Задание по подготовке дипломной работы студенту

Едемской Александре Константиновне

1. Тема работы: „Исследование функции фрагментации легких кварков в пионы“
утверждена приказом по университету № 111/3 от 26.01.2010г.
2. Срок подачи работы: 28 мая 2010г.
3. Исходные данные к работе: литература (статьи) по теме дипломной работы в зарубежных изданиях; руководство к ROOT, Pythia/Jetset; сборник статей по физике высоких энергий Particle Data Group(PDG); D.Bardin, G.Passarino „The standard model in the making“; Д.Наумов „Фейнмановские диаграммы для экспериментаторов“.
4. Краткое содержание дипломной работы:
Функции фрагментации
Процессы фрагментации легких кварков в пионы в νN
Измерение функции фрагментации в νN эксперимента NOMAD
5. Перечень графического материала: рисунков -
6. Консультанты по работе с указанием относящихся к ним разделов:
Наумов Д.В. (к.ф.-м.н., начальник сектора, НЭОФЭЧ ЛЯП ОИЯИ) – раздел 2.
7. Дата выдачи задания: 09.03.2010г.
8. Кафедра радиофизики
Заведующий кафедрой, _____ Сажин В.И.
Кафедра теоретической физики
Заведующий кафедрой, _____ Валл А.Н.
9. Руководитель работы:
д. ф.-м. н., профессор ИГУ _____ Валл А.Н.
научный сотрудник ЛЯП ОИЯИ _____ Самойлов О.Б.
Задание принял к исполнению: 09.03.2010г. _____
10. Промежуточный контроль за выполнением работы: еженедельно.

Реферат

Целью работы является расчет процессов фрагментации для лептон-нуклонных процессов.

Рассмотрены процессы адронизации легких кварков в пионы в e^+e^- столкновениях и глубоко неупругих реакциях взаимодействия лептонов с нуклоном. Сечение рождения пионов записано в терминах функций фрагментации кварков в адроны и фрактурных функций. Параметаризация полуинклюзивных сечений сравнивается с результатами моделирования соответствующих процессов.

Разработан и приведен способ измерения функции фрагментации кварков и фрактурных функций фрагментации с учетом остатка нуклона из измерения сечений полуинклюзивных процессов в реакциях рассеяния заряженных лептонов и (анти)нейтрино на нуклонах (в процессах рассеяния лептонов на нуклонах).

Проведен анализ функций фрагментации с использованием данных эксперимента NOMAD.

Работа содержит 40 страниц машинописного текста, 9 рисунков, список использованных источников из 23 наименований, приложения на 3 страницах.

Оглавление

Введение	5
1 Функции фрагментации	7
1.1 Идея фрагментации	7
1.2 Функция фрагментации в e^+e^- аннигиляции и глубоко неупругое рассеяние лептон-нуклонного процесса	8
1.3 Фрактурные функции	10
1.4 Обзор экспериментальных данных	11
2 Процессы фрагментации легких кварков в пионы в νN	14
2.1 Кинематика процессов	14
2.2 Расчет процессов фрагментации кварков в пионы в нулевом приближении в νN взаимодействиях	16
3 Измерение функции фрагментации в νN эксперимента NOMAD	19
3.1 Генераторы событий	20
3.2 Моделирование в эксперименте NOMAD	21
3.3 Измерение функций фрагментации	23
Заключение	29
Список используемых источников	31
A Расчет процессов фрагментации кварков в пионы в нулевом приближении в νN взаимодействиях	34

Введение

В настоящее время строятся мощные установки для исследования свойств элементарных частиц, процессов взаимодействия частиц и ядер при высоких энергиях. С каждым разом установки все более дорогостоящие и энергопотребляемые, так как эксперименты требуют большей мощности для более сильного взаимодействия частиц. Детектируемая частица, вылетающая из области столкновения, несет определенную информацию о физическом состоянии области ее рождения. Экспериментально измеряются лишь энергетические и угловые распределения вылетающей частицы, поэтому необходим определенный метод извлечения информации о пространственной структуре области столкновения частиц по данным эксперимента.

Выбранная тема дипломной работы актуальна и имеет практическое значение, так как зная функцию фрагментации конкретного кварка в определенный адрон, можно достоверно предсказать результаты процесса взаимодействия, которые сейчас в моделировании получают на основании статистики.

Целью работы является расчет процессов фрагментации для лептон-нуклонных процессов, для чего требуется выполнить следующие задачи: аналитический расчет функций фрагментации и фрактурной функции для процесса νN ; смоделировать взаимодействия $\ell^\pm N$, νN с помощью генератора событий LEPТО и e^+e^- с помощью генератора событий Pythia; измерить функции фрагментации из существующих экспериментальных данных. После измерений функций фрагментации из эксперимента, необходимо убедиться в соответствии с моделированными результатами.

Дипломная работа построена следующим образом.

Первая глава посвящена описанию идеи фрагментации, обзору систем отсчета, позволяющих изучить этот процесс. Рассмотрены классы процессов, в которых наблюдается фрагментация кварков в адроны. Рассказано, что в лептон-нуклонных процессах партонной функции фрагментации недостаточно и вводится фрактурная функция, опи-

сывающая ди-кварковый остаток мишени. Так же в этой главе представлен краткий обзор экспериментальных данных.

Во второй главе представлено описание кинематики процессов взаимодействия лептонов с нуклоном. Изложен аналитический расчет процессов фрагментации легких кварков в пионы для вышеупомянутых процессов. Объяснено почему выбор пал именно на эти процессы и эти адроны.

В третьей главе рассказано о более практической части дипломной работы - об измерении функции фрагментации. Для этого был использован генератор событий. Поэтому в этой главе приведена информация о генераторах событий в целом и пару слов сказано об используемых в рамках данной работы. Изложены результаты моделирования лептон-нуклонного процесса.

Материал не вошедший в основную часть дипломной работы, вынесен в приложение. В приложении читатель найдет более подробный аналитический расчет партонных функций фрагментации и фрактурных функций для глубоко неупругих процессов взаимодействия нейтрино с нуклонами νN , с рождающимися положительно и отрицательно заряженными пионами.

Глава 1

Функции фрагментации

В процессах взаимодействия частиц с большим переданным импульсом существует таинственная область, в которой кварк превращается в конкретный адрон. Процесс превращения называют адронизацией кварка или фрагментацией. Изучение функций фрагментации вызвано интересом к процессам адронизации кварков. Функции фрагментации направлены описать с какой вероятностью тот или иной кварк окажется в составе какого-то определенного адрона в результате некоторого процесса взаимодействия. Как же это происходит? Во время глубоко неупругого лептон-нуклонного взаимодействия лептон упруго рассеивается на кварке с последующей фрагментацией кварка, приводящей к развалу нуклона и рождению нового адрона.

1.1 Идея фрагментации

Функции фрагментации - это безразмерная функция, описывающая распределение энергии конечного состояния одной частицы в процессах жесткого рассеяния, таких как e^+e^- аннигиляции или глубоко неупругое лептон-нуклонное рассеяние [1]. Суммарная (полная) функция фрагментации e^+e^- для адронов типа h в аннигиляции при энергии центра масс \sqrt{s} , через промежуточный вектор бозона $V = \gamma/Z_0$, определяется как

$$F^h(x, s) = \frac{1}{\sigma_{tot}} \frac{d\sigma}{dx}(e^+e^- \rightarrow V \rightarrow h\chi) \quad (1.1)$$

где $x = 2E_h/\sqrt{s} \leq 1$ масштаб энергии адрона (в частности, приближение $x = x_p = 2p_h/\sqrt{s}$ часто используется). Интеграл этой функции по переменной x дает среднюю

множественность адронов:

$$\langle n_h(s) \rangle = \int_0^1 F^h(x, s) dx \quad (1.2)$$

Пренебрегая вкладами по обратным степеням s , функция фрагментации может быть представлена как сумма вкладов от различных сортов партонов $i = u, \bar{u}, d, \bar{d}, \dots, g$:

$$F^h(x, s) = \sum_i \int_x^1 \frac{dz}{z} C_i(s; z, \alpha_s) D_i^h(x/z, s) = \frac{\sum_{q=u,d,s,\dots} e_q^2 [D_q^h(x, s) + D_{\bar{q}}^h(x, s)]}{\sum_{q=u,d,s,\dots} e_q^2} \quad (1.3)$$

где D_i^h - функция фрагментации партонов. Низший порядок в α_s функции коэффициента C_g для глюонов ноль, а для кварков $C_i = g_i(s)\delta(1-z)$, где $g_i(s)$ соответствует электрослабой константе связи. В частности, $g_i(s)$ пропорционально квадрату заряда партона i при $s \ll M_z^2$, когда слабыми эффектами можно пренебречь. В высших порядках функции коэффициента и функции фрагментации партона являются зависимой системой факторизации (или факторизованно-системно зависимыми).

Функции фрагментации партона аналогичны партонным распределениям в глубоко неупругом рассеянии. В обоих случаях простое партонно-модельное приближение предскажет масштабно-независимое x распределение.

1.2 Функция фрагментации в e^+e^- аннигиляции и глубоко неупругое рассеяние лептон-нуклонного процесса

Информация о функциях фрагментации в лептон-адронном рассеянии и e^+e^- аннигиляции дополняют друг друга. В результате аннигиляции e^+e^- испускается фотон или Z^0 , которые в свою очередь распадаются на простую кварк-антикварковую пару. А это в свою очередь позволяет исследовать фрагментацию кварков в адроны. Лептон-нуклонное рассеяние является более сложным процессом, в котором можно изучать влияние на функцию фрагментации от начального состояния радиационного КХД, партонной и спиновой структуры адронной мишени и системы остатка мишени.

В лептон-нуклонном рассеянии p является 4^x -импульсом входного адрона, а q - 4^x -импульсом обменного виртуального бозона, они могут составить два независимых кинематических инварианта. Обычно рассматривают $Q^2 = -q^2$ (квадрат переданного 4-импульса) и $x_{Bj} = Q^2/(2p \cdot q)$ (масштабная переменная Бьоркена, характеризующая

долю импульса нуклона, переносимую взаимодействующим кварком). Тогда существует свобода в выборе переменной, используемой для определения функции фрагментации. Для e^+e^- энергия центра масс предоставляется естественным выбором параметра, таким образом кварк и антикварк рождается с энергией $\sqrt{s}/2$. Для лептон-нуклонных взаимодействий обычно используются следующие переменные: $Q = \sqrt{-q^2}$ или инвариант массы обменного бозона и системы нуклонной мишени $W = \sqrt{(p+q)^2} = \sqrt{m_h^2 + 2p \cdot q - Q^2}$ (где m_h - масса входного адрона). Как W , так и Q могут изменяться по некоторому порядку величины для данной энергии центра масс, таким образом позволяя изучить фрагментации в различных системах отчета эксперимента, например, в фоторождении обмен фотоном является квази-реальным ($Q^2 \sim 0$) лидирующим процессом похожим на адронное рассеяние. В глубоко неупругом рассеянии (ГНР = DIS, Deep Inelastic Scattering) ($Q^2 \gg 1\text{GeV}^2$), используется кварк-партоновая модель (КПМ = QPM, Quark Parton Model), адронные фрагменты столкнувшиеся с кварком, могут быть полностью сравнимы с кварковой фрагментацией в e^+e^- (1.3).

Таким образом, функция фрагментации для процесса рассеяния лептона на нуклоне может быть записана в следующем виде:

$$F_{\ell N}^h(z, x_B, Q^2) = \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma^h}{dz} = \frac{\sum_{q=u,d,s,\dots} e_q^2 x_B [f_q(x_B) D_q^h(z) + f_{\bar{q}}(x_B) D_{\bar{q}}^h(z)]}{\sum_{q=u,d,s,\dots} e_q^2 x_B [f_q(x_B) + f_{\bar{q}}(x_B)]}, \quad (1.4)$$

где $f_q(x_B)$ - функция плотности кварка q , $z = \frac{2p_h p_j}{W^2}$ - доля энергии адронной струи, переносимой адроном h , p, q, p_h, p_j - 4-импульсы протона, промежуточного бозона, адрона h и адронной струи соответственно.

После лептон-нуклонного взаимодействия, поперечный импульс рассеянного лептона балансируется адронной системой. Перемещая несбалансированный поперечный импульс, исследуются многие фрагментации представленные в системе, в которой мишень - адрон и обменный бозон коллинеарны. Обычно используется отношение двух систем, которые удовлетворяют этому условию.

Так называемая система центра масс адронной струи (СЦМас = HCMS, hadronic center mass frame) определяется как система остатка обменного бозона и входного адрона вместе с z^* -осью, определенную вдоль направления обменного бозона. Направление $+z^*$ определяется областью распространения. Измерения фрагментации, представленные в СЦМас, часто используют Феймановскую x -переменную $x_F = 2p_z^*/W$, где p_z^* -

продольный импульс частицы в СЦМАС. Так как W -инвариант массы адронного конечного состояния, то диапазон x_F между -1 и 1 .

Система Брейта связана с СЦМАС поперечным импульсом таким образом, что временная компонента q становится 0, так что $q = (0, 0, 0, -Q)$. В этой системе мишень имеет импульс $\vec{p} = (0, 0, Q/(2x_{Bj}))$, что легко можно получить из определения x_{Bj} . В кварк-партонной модели, взаимодействующий партон имеет импульс $x_{Bj} \cdot p$, и поэтому поперечный импульс $Q/2$ переходит в $-Q/2$ после соударения. Так в сравнении с СЦМАС, система Брейта описывает лишь часть процесса, но при этом она позволяет сравнить результаты с процессом e^+e^- аннигиляции. Что же касается СЦМАС, то она описывает картину более целостно: дает информацию как об области мишени, так и об области фрагментации выбитого кварка.

1.3 Фрактурные функции

Функции D_q^h , измеряемые из процессов (1.3) и (1.4), по их физическому содержанию, должны быть тождественны друг другу. Однако, то обстоятельство, что в процессах (1.4) рассеяние происходит на нуклоне, и в процессе адронизации кварков участвует остаток нуклона, в отличие от процесса (1.3) вызывает сомнение в правильности второго равенства в (1.4). Результаты моделирования процессов лептон-нуклонного рассеяния демонстрируют, что остаток нуклона играет определяющую роль в этих процессах при рождении $\Lambda, \bar{\Lambda}$ гиперонов [2]. Можно ожидать, что, в среднем, для легких мезонов второе равенство в (1.4) будет лучшим приближением, чем для барионных состояний. Тем не менее, аккуратное измерение функций D_q^h требует учета остатка нуклона.

Фрагментация остатка нуклона может быть описана при помощи фрактурной функции (the fracture function) $M_{q,N}^h(x_B, z)$, введенной впервые L. Trentadue и G. Veneziano [3] при изучении процессов рождения $\Lambda, \bar{\Lambda}$ гиперонов, и учитывающей остаток мишени. Тогда (1.4) может быть исправлено добавлением в числитель членов, соответствующих рождению из области остатка мишени

$$F_{\ell N}^h(z, x_B, Q^2) = \frac{\sum_{q=u,d,s,\dots} e_q^2 [x (f_q(x) D_q^h(z) + f_{\bar{q}}(x) D_{\bar{q}}^h(z)) + (1-x) (M_{q,N}^h(x, z) + M_{\bar{q},N}^h(x, z))]}{\sum_{q=u,d,s,\dots} e_q^2 x [f_q(x) + f_{\bar{q}}(x)]}, \quad (1.5)$$

Можно ожидать, что анализ мировых экспериментальных данных с учетом фрак-

турных функций приведет к согласованию партонных функций фрагментации D_q^h , измеренных в e^+e^- и лептон-нуклонном рассеяниях.

1.4 Обзор экспериментальных данных

На рис. 1.1 приведены примеры распределения полной функции фрагментации всех заряженных частиц для e^+e^- аннигиляции в разных экспериментах (а) при разных энергиях центра масс (\sqrt{s}) в зависимости от x и (б) для различных областей x в зависимости от энергии центра масс.

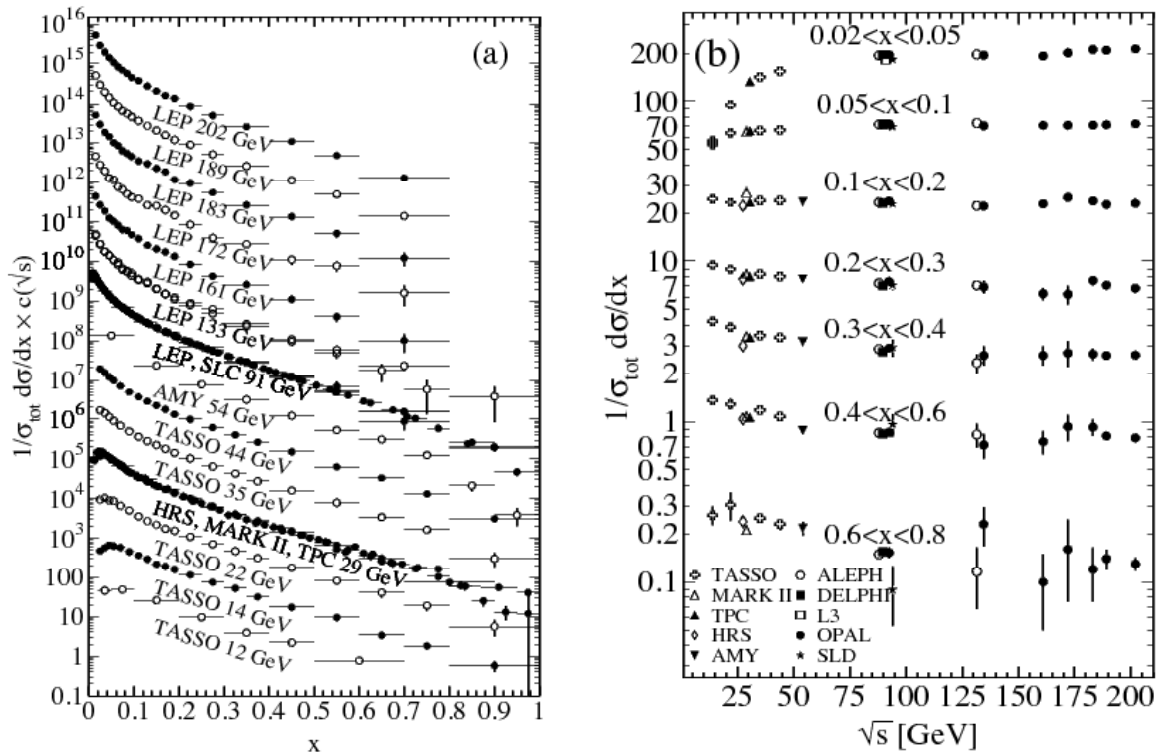


Рис. 1.1: Распределения полной функции фрагментации для процесса e^+e^-

Для лептон-нуклонных процессов на рис. 1.2 показано (а) распределение числа частиц на одно событие для ГНР лептон-нуклонных процессов в зависимости от x_F для всех заряженных частиц в СЦМАС и (б) сравнение этой величины в системе Брейта для лептон-нуклонных процессов и e^+e^- аннигиляции.

На рис.1.3 представленные распределения полной функции фрагментации измерен-

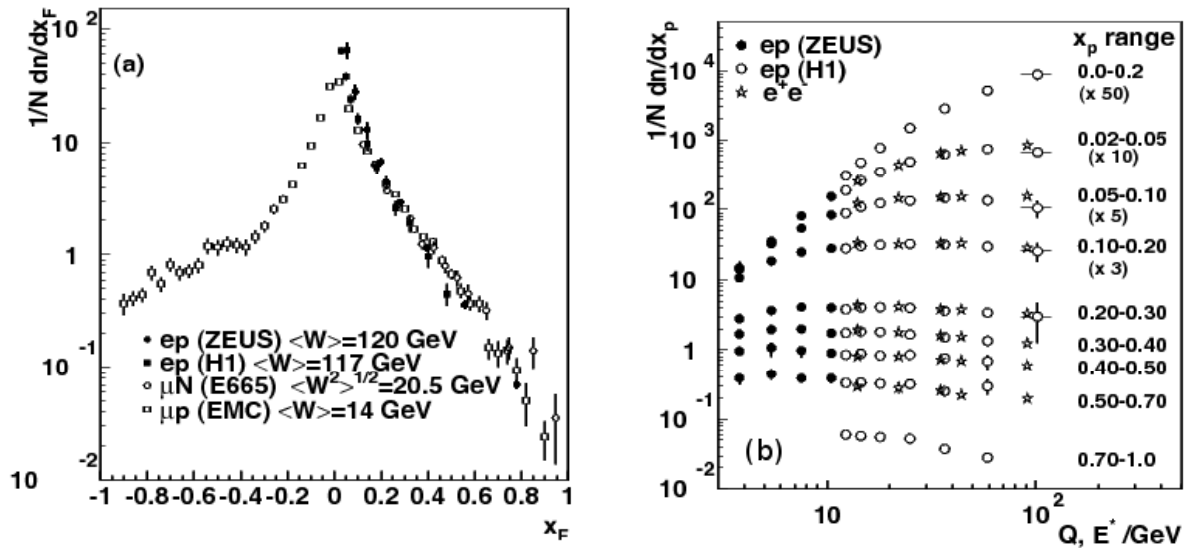


Рис. 1.2: Распределения числа частиц на одно событие для ГНР лептон-нуклонных процессов

ные на ускорителе LEP для пионов (a) и множественность пионов в экспериментах NOMAD и HERMES (b). Понятие полной функции фрагментации соответствует понятию множественность. Поэтому мы можем сравнить данные этих двух графиков. Для данных с ускорителя LEP на графике представлены три кривых, отражающие распределение полной функции фрагментации при разных энергиях системы. Данные выбраны для пионов, т.к. в работе мы рассматриваем именно пионы — это связано с несколькими причинами, о которых будет сказано в следующей главе. На рис. 1.3(b) вы видите, что данные эксперимента NOMAD хорошо согласуются с данными эксперимента HERMES в интервале по z $[0.3, 1]$. Заметим, что данные NOMAD расширяют диапазон измеренных выходов по z в 30 раз. Это лишь часть экспериментальных данных NOMAD и они еще пока не опубликованы. Если сравнить данные эксперимента LEP для энергии $\sqrt{s} = 10$, что соответствует энергии эксперимента NOMAD, с данными NOMAD, то в этих кривых мы наблюдаем соответствие. Это дает нам право предполагать, что функции фрагментации являются универсальными. То есть получая данные из одного эксперимента для некоторого процесса и вычислив интересующую нас функцию, мы с легкостью можем рассчитать данные для другого процесса. Такая универсальность на данный момент является лишь предположением, которое хочется проверить на существующих экспериментальных данных.

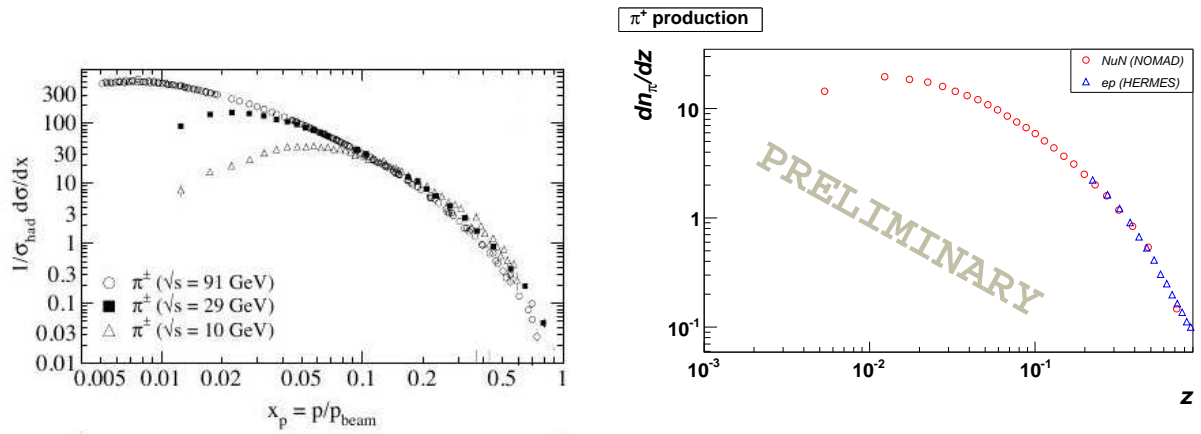


Рис. 1.3: Распределения полной функции фрагментации ГНР лептон-нуклонных процессов для пионов (а) и распределение выходов пионов от z (б)

Глава 2

Процессы фрагментации легких кварков в пионы в νN

2.1 Кинематика процессов

Лептон-нуклонное рассеяние при высоких энергиях (глубоко неупругое рассеяние, ГНР) играет ключевую роль в определении партонной структуры нуклона. Само по себе ГНР представляет столкновение частиц (включая столкновения с фотонами), сопровождающееся изменением их внутреннего состояния, превращением в другие частицы или дополнительным рождением новых частиц. Физическая энциклопедия дает следующее определение этому явлению: „ это инклюзивные процессы взаимодействия лептонов и адронов, при которых как квадрат передачи 4-импульса лептоном, так и квадрат суммарной полной энергии вторичных адронов в системе их центра инерции значительно превышают характерную энергию покоя адронов ≈ 1 ГэВ (используется система единиц, в которой $\hbar = c = 1$)“ [4]. Как раз благодаря большой передаче импульса глубоко неупругие процессы играют важную роль в исследовании структуры адронов и ядер и выяснении динамики взаимодействия на малых расстояниях.

Рассмотрим глубоко неупругий процесс рассеяния лептона на протоне $\ell P \rightarrow e' X$. Сечение такого процесса будет характеризоваться тремя переменными. В качестве таких переменных берут модуль квадрата передачи 4-импульса лептоном: $Q^2 = -(k' - k)^2$ (где k' и k - 4-импульсы конечного и начального лептона), и скалярные произведения импульса протона (P), начального (k) и конечного (k') лептона: $s = 2(Pk)$, $t = 2(Pk')$ (в системе покоя протона $s = 2ME$, $t = 2ME'$, где M - масса протона).

Процесс рассеяния лептона на нуклоне $\ell N \rightarrow \ell' X$, изображенный на рис. 2.1. Закрашенный круг на рисунке соответствует внутренней структуре нуклона, который может быть описан в терминах структурных функций.

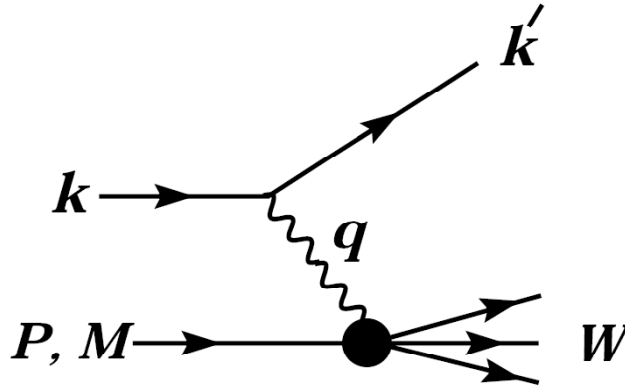


Рис. 2.1: Кинематические переменные глубоко неупругого рассеяния: k и k' - 4-импульсы входящего и рассеянного лептонов соответственно, P - 4-импульс нуклона с массой M , W - инвариантная масса родившейся системы X (адронной струи). Промежуточные частицы γ , W^\pm или Z передают 4-импульс $q = k - k'$ от начального лептона к нуклону.

Такой процесс характеризует большее количество переменных. Перечислим основные:

1. Энергия начального лептона E (часто используют обозначение E_ν для процессов взаимодействия νN).
2. Квадрат переданного 4-импульса $Q^2 = -q^2 = 2(E E' - \vec{k} \cdot \vec{k}') - m_\ell^2 - m_{\ell'}^2$, где $m_\ell(m_{\ell'})$ - это начальная и конечная массы лептона. Если $E E' \sin^2(\theta/2) \gg m_\ell^2, m_{\ell'}^2$, тогда $\approx 4 E E' \sin^2(\theta/2)$, где θ угол лептонного рассеяния по отношению к направлению пучка лептонов.
3. Инвариантная масса адронной системы $W = \sqrt{(P + q)^2} = \sqrt{M^2 + 2M\nu - Q^2} = \sqrt{M^2 + 2P \cdot q - Q^2}$.
4. Масштабная переменная Бьоркена $x_{Bj} = \frac{Q^2}{2M\nu} = \frac{Q^2}{(2p \cdot q)}$ - доля нуклонного импульса, переносимая ударенным кварком.

5. Доля переданной энергии от лептона (нейтрино) к нуклону $y = \frac{\nu}{E} = \frac{E - E'}{E} = \frac{q \cdot P}{k \cdot P}$. Здесь E и E' - это начальная и конечная энергии лептонов в системе остатка нуклона. Таким образом, ν - это потеря лептонной энергии в системе остатка нуклона.
6. Квадрат энергии центра масс лептон-нуклонной системы $s = (k + P)^2 = \frac{Q^2}{xy} + M^2 + m_\ell^2$

Интересующий нас процесс носит название глубоко неупругого рассеяния, так как $Q^2 \gg M^2$ и $W^2 \gg M^2$. В литературе обычно используются следующие ограничения $Q^2 > 1\text{GeV}^2/c^2$, $W^2 > 4\text{GeV}^2/c^4$.

2.2 Расчет процессов фрагментации кварков в пионы в нулевом приближении в νN взаимодействиях

Такой процесс (процесс рассеяния нейтрино на нуклонах с детектируемыми пионами) выбран не случайно. Именно с него наиболее удобно начать изучение функции фрагментации кварков. Почему именно этот класс процессов? Это связано с чувствительностью нейтрино к флэйвору кварка, то есть нейтрино при рассеянии на нуклоне выбирает d - и s -кварки. Такая избирательность нейтрино дает нам замечательную возможность для однозначного исследования функции фрагментации. Стоит объяснить почему выбраны именно пионы в качестве детектируемых частиц. Для начала, пионы содержат в себе легкие валентные кварки, поэтому для рождения этих частиц требуется относительно небольшая энергия. А это в свою очередь влияет на количество рожденных частиц в процессе. С одной стороны, это делает задачу проще, потому что событий с рождением пиона много (так как пионы состоят из легких кварков), и таким образом мы имеем большую статистику для анализа. С другой стороны, это усложняет задачу, так как частиц очень много и трудно определить какие из них появились от выбитого кварка, а какие от ди-кваркового остатка. Но в тоже время это позволяет изучить обе области.

Функции фрагментации для процессов $\nu p(n) \rightarrow \ell \pi^\pm X$ в лидирующем порядке есть:

$$F_{\nu p}^{\pi^\pm}(z, x_B, Q^2) = \frac{x_B}{\Sigma_{\nu p}} \left(|V_{ud}|^2 \left[dD_u^{\pi^\pm} + (1 - x_B)M_{d,p}^{\pi^\pm} \right] + |V_{su}|^2 \left[sD_u^{\pi^\pm} + (1 - x_B)M_{s,p}^{\pi^\pm} \right] + \right. \\ \left. + (1 - y)^2 \left\{ |V_{\bar{u}d}|^2 \left[\bar{u}D_{\bar{d}}^{\pi^\pm} + (1 - x_B)M_{\bar{u},p}^{\pi^\pm} \right] + |V_{\bar{c}s}|^2 \left[\bar{c}D_{\bar{s}}^{\pi^\pm} + (1 - x_B)M_{\bar{c},p}^{\pi^\pm} \right] \right\} \right); \quad (2.1)$$

$$F_{\nu n}^{\pi^\pm}(z, x_B, Q^2) = \frac{x_B}{\Sigma_{\nu n}} \left(|V_{ud}|^2 \left[dD_u^{\pi^\pm} + (1 - x_B)M_{d,n}^{\pi^\pm} \right] + |V_{sc}|^2 \left[sD_c^{\pi^\pm} + (1 - x_B)M_{s,n}^{\pi^\pm} \right] + \right. \\ \left. + (1 - y)^2 \left\{ |V_{\bar{u}d}|^2 \left[\bar{u}D_{\bar{d}}^{\pi^\pm} + (1 - x_B)M_{\bar{u},n}^{\pi^\pm} \right] + |V_{\bar{c}s}|^2 \left[\bar{c}D_{\bar{s}}^{\pi^\pm} + (1 - x_B)M_{\bar{c},n}^{\pi^\pm} \right] \right\} \right), \quad (2.2)$$

где $\Sigma_{\nu p} = x_B(d(x_B) + s(x_B) + (1 - y_B)^2 \bar{u}(x_B))$, $\Sigma_{\nu n} = x_B(u(x_B) + s(x_B) + (1 - y_B)^2 \bar{d}(x_B))$.

Учитывая следующие равенства, полученные из соображений изотопической симметрии: $D_u^{\pi^+} = D_d^{\pi^-} = D_{\bar{d}}^{\pi^+} = D_{\bar{u}}^{\pi^-}$, $D_d^{\pi^+} = D_u^{\pi^-} = D_{\bar{u}}^{\pi^+} = D_{\bar{d}}^{\pi^-}$, $M_{d,n}^{\pi^+} = M_{u,p}^{\pi^-} = \frac{1}{2}M_{u,p}^{\pi^+} = \frac{1}{2}M_{d,n}^{\pi^-}$, и пренебрегая Кабиббо подавленными членами, а также членами, содержащими морской очарованный кварк в нуклоне, получим систему из четырех уравнений:

$$F_{\nu p}^{\pi^+} = \frac{x_B}{\Sigma_{\nu p}} |V_{ud}|^2 \left(dD_u^{\pi^+} + (1 - x_B)M_{d,p}^{\pi^+} \right), \\ F_{\nu p}^{\pi^-} = \frac{x_B}{\Sigma_{\nu p}} |V_{ud}|^2 \left(dD_u^{\pi^-} + (1 - x_B)M_{d,p}^{\pi^-} \right); \quad (2.3) \\ F_{\nu n}^{\pi^+} = \frac{x_B}{\Sigma_{\nu n}} |V_{ud}|^2 \left(uD_u^{\pi^+} + \frac{(1 - x_B)}{2}M_{u,p}^{\pi^+} \right), \\ F_{\nu n}^{\pi^-} = \frac{x_B}{\Sigma_{\nu n}} |V_{ud}|^2 \left(uD_u^{\pi^-} + (1 - x_B)M_{u,p}^{\pi^-} \right).$$

Неизвестными являются 4 функции с наибольшими вкладами: $D_u^{\pi^+}$, $M_{u,p}^{\pi^+}$ и $M_{d,p}^{\pi^\pm}$, и одна предположительно малая функция $D_u^{\pi^-}$ из-за отсутствия u кварка в составе валентных кварков π^- мезона. Пренебрегая функцией $D_u^{\pi^-}$, система уравнений (А) однозначно разрешается:

$$D_u^{\pi^+} = \frac{\left(F_{\nu n}^{\pi^+} - \frac{1}{2}F_{\nu n}^{\pi^-} \right) \Sigma_{\nu n}}{u|V_{ud}|^2}; \quad M_{d,p}^{\pi^-} = \frac{F_{\nu p}^{\pi^-} \Sigma_{\nu p}}{1 - x_B}; \quad M_{u,p}^{\pi^+} = \frac{F_{\nu n}^{\pi^-} \Sigma_{\nu n}}{1 - x_B}; \quad (2.4) \\ M_{d,p}^{\pi^+} = \frac{1}{(1 - x_B)} \left(F_{\nu p}^{\pi^+} \Sigma_{\nu p} - \frac{d}{u} \left(F_{\nu n}^{\pi^+} - \frac{1}{2}F_{\nu n}^{\pi^-} \right) \Sigma_{\nu n} \right)$$

Таким образом, в нулевом приближении, в глубоко-неупругом рассеянии нейтрино на протоне и нейтроне можно однозначно измерить партонные функции фрагментации

и фрактурные функции. Разумеется, в действительности, нет нужды для дополнительных упрощений, и должны быть исследованы все участвующие функции фрагментации при помощи формул (2.1), (2.2) с учетом поправок.

Более подробные вычисления можно посмотреть в приложении. В дальнейшем планируется в этот расчет включить e^+e^- аннигиляцию, что будет описано в следующей главе.

Глава 3

Измерение функции фрагментации в νN эксперимента NOMAD

Главной целью эксперимента NOMAD¹ (Neutrino Oscillation MAgnetic Detector, WA-96) [5] является поиск появления тау-нейтрино (ν_τ) [6] в пучке широкого спектра от ускорителя SPS в CERN, состоящим преимущественно из ν_μ .

Детектор NOMAD [7] был сконструирован для измерения и идентификации частиц, как заряженных, так и нейтральных, рождающихся в нейтринных взаимодействиях внутри установки. Активная часть детектора представляет собой набор дрейфовых камер [8] с суммарной эффективной массой 2,7 тонны и низкой средней плотностью (98,6 кг/м³). Детектор находится внутри магнита, обеспечивающего магнитное поле 0,4 Т, которое служит для определения импульсов заряженных частиц по кривизне их траекторий, имеющих минимальные искажения, возникающих из-за многократного рассеяния. За набором дрейфовых камер следует детектор переходного излучения для идентификации электронов, электромагнитный и адронный калориметры и система мюонных камер.

Предложенный метод проведения эксперимента является дополнительным по отношению к методике использования ядерных эмульсий для обнаружения τ^- распадов, выбранной коллаборацией CHORUS.

Детектор NOMAD удовлетворяет следующим требованиям (необходимые условия для поиска распадов τ^- -лептона):

¹страничник (англ. nomad)

- обеспечивает высокую эффективность и точность восстановления импульсов заряженных частиц ($\Delta p/p = 3,5\%$);
- идентифицирует мюоны, электроны и фотоны с высокой эффективностью и хорошей чистотой.

Кроме поиска нейтринных осцилляций, данные, накопленные в эксперименте NOMAD (большая статистика в детекторе с плотностью водородной пузырьковой камеры), представляют огромный интерес для изучения многих процессов, проходящих с участием нейтрино [9]

3.1 Генераторы событий

Процессы при высоких энергиях в первом приближении довольно просты. Они имеют структуру на уровне взаимодействия между фундаментальными объектами, такими как кварки, лептоны и калибровочные бозоны. Если пойдем дальше и учтем все поправки, то простая картина становится значительно более сложной - вместо двух конечных партонов мы имеем сотню конечных частиц. Физика не пропадает, она значительно хуже видна. И поэтому прямое сравнение между теорией и экспериментом становится очень сложным или порой невозможным.

Для решения этой непростой задачи теперь используют генератор событий. Цель генераторов событий - использовать компьютеры, чтобы генерировать столкновения столь же детально, как при наблюдении с помощью совершенного детектора [10]. Это делается путем раздробления всей задачи на более мелкие участки, с которыми удобнее работать и на которых можно достичь желаемую точность. Таким образом, в генерации большинство шагов приводят к ветвлению одного объекта в два или, по крайней мере, в очень небольшое число объектов, каждый из которых, в свою очередь, может еще ветвиться. Тогда приходим к огромному объему вычислений, большая часть которого повторяет первые ступени и может быть предоставлено компьютеру.

На выходе генератора событий имеем данные в форме „событий“ с средним поведением и флуктуациями такими же как для реальных данных. Флуктуации в данных возникают благодаря лежащей в основе квантовой механике. В генераторах используется метод Монте-Карло для отбора существенных переменных с целью построить

желаемые распределения вероятности, таким образом обеспечивается случайность в окончательном событии.

Конечно, создание хорошего генератора это большой труд и искусство. Поэтому не стоит полностью верить в его результаты. Всегда необходимо сделать несколько проверок. Но тем не менее способ исследований, основанный на генераторах событий, является наиболее сильным для детального и реалистичного описания физических процессов на коллайдрах высоких энергий.

Для моделирования процессов e^+e^- аннигиляции используют генератор событий PYTHIA. Этот генератор основывается на программе JETSET, появившейся в конце семидесятых годов благодаря группе физиков из города Лунд (Швеция), занимающейся процессами адронизации. Эта группа физиков разработала модель струнной фрагментации и развила её до точной и детализированной оболочки, внутри которой дальнедействующим силам конфаймента разрешено распределять энергию и ароматы партонной конфигурации в первичных адронах, которые могут далее последовательно распадаться. Именно эта модель легла в основу генератора событий Pythia/JETSET (программы были объединены в конце девяностых годов).

Программа (или генератор событий) Pythia развивалась из ранних исследований по протон-протонной программе на фиксированной мишени и была ориентирована главным образом на струнные схемы [10]. В дальнейшем количество генерируемых процессов расширилось.

Генератор событий LEPTO используют для моделирования лептон-нуклонных взаимодействий. Именно этот генератор используют в эксперименте NOMAD (об этом будет сказано ниже).

3.2 Моделирование в эксперименте NOMAD

Аналитический учет неэффективностей детектора и программы реконструкции и идентификации частиц, рожденных в установке, является чрезвычайно сложной и практически нерешаемой задачей. Вместо этого в физике высоких энергий уже стало стандартным использование моделирования физических процессов в установке, вместе с откликом детектора. При этом, при анализе экспериментальных данных с смоделированными событиями обходятся точно также как с данными, т.е. к ним применяют

ся программа реконструкции и идентификации, накладываются критерии качества и т.д. в полной аналогии с реальными данными. Чем более тщательным является процесс симулирования событий в установке вместе с откликом всех поддетекторов, тем меньшая систематическая ошибка вносится в анализ экспериментальных данных. На рис. 3.1 схематически представлена последовательность использования различных пакетов компьютерных программ для моделирования нейтринных взаимодействий в установке NOMAD.

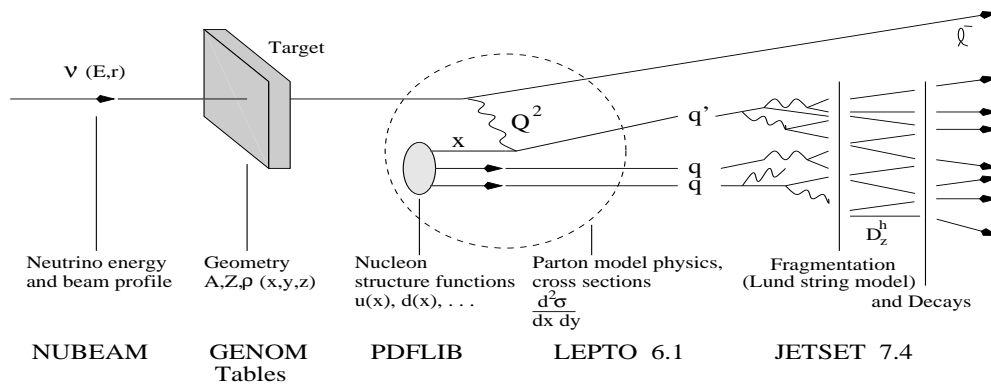


Рис. 3.1: Схема использования различных пакетов компьютерных программ для моделирования нейтринных взаимодействий в установке NOMAD.

Генератор событий NOMAD (пакет NEGLIB [11]) используется для моделирования нейтринных (включая ν_τ) взаимодействий по каналам заряженного и нейтрального токов в приближении кварк-партонной модели с учетом КХД-эволюции структурных функций. Эта программа основана на использовании пакета LEPTO 6.1 [12, 13] со следующими изменениями и дополнениями [14]:

- приняты во внимание: масса вылетающего заряженного лептона и масса нуклона мишени;
- учтена поляризация вылетающего заряженного лептона;

Эксперимент предоставляет уникальную возможность изучать свойства нейтринных взаимодействий с качеством экспериментов, выполненных на пузырьковых камерах (относительно реконструкции треков² и идентификации частиц), и со статистикой, сравнимой с полученной в экспериментах калориметрического типа.

²Смотрите об этом подробнее в [6].

Важную роль в моделировании процессов играет восстановление кинематических переменных. Поэтому необходимо убедиться в правильности восстановленной кинематики. С этой целью мы измерили выходы заряженных π^\pm мезонов как функции кинематических переменных,

- описывающих взаимодействие нейтрино: E_ν , квадрата переданного импульса от нейтрино к нуклону мишени Q^2 , инвариантной массы адронной струи W^2 , Бьеркеновским x, y .
- описывающих процесс адронизации кварков: отношение продольной компоненты импульса пиона в системе центра масс адронной струи к максимально возможному импульсу (Фейнмановский $x_F = 2p_L^*/\sqrt{W^2}$), отношение энергии пиона к полной энергии адронной струи ($z = E_\pi/E_{jet}$), поперечный импульс пиона по отношению к импульсу адронной струи (p_T).

На рис.3.2,3.3 приведены предварительные результаты по измерению множественности заряженных пионов как функции энергии нейтрино (E_ν), переданного квадрата импульса Q^2 , инвариантной массы адронной струи W , бьеркеновских переменных x и y в сравнении с предсказаниями программы симуляции. Плотности распределения множественности заряженных пионов как функции x -Фейнмана (x_F), доли энергии адронной струи, переносимой пионом z , компоненты импульса, поперечной импульсу адронной струи p_T приведены на рис.3.4.

Как видно из рис.3.2-3.4 расхождение в реальных данных и моделировании доходит до 20 %. Это показывает нам актуальность задачи измерения процессов адронизации кварков в νN взаимодействиях и точной настройки моделирования.

3.3 Измерение функций фрагментации

Для измерения независимого набора двух функций фрагментации ($D_d^{\pi^+}, D_u^{\pi^+}$) и восьми фрактурных функций ($M_{d,p}^{\pi^+}, M_{d,p}^{\pi^-}, M_{u,p}^{\pi^+}, M_{u,p}^{\pi^-}, M_{\bar{d},p}^{\pi^+}, M_{\bar{d},p}^{\pi^-}, M_{\bar{u},p}^{\pi^+}, M_{\bar{u},p}^{\pi^-}$) мы можем рассмотреть 14 различных наборов данных, включающих множественности рождения π^\pm мезонов для e^+e^- , $\ell^\pm N$ и $\nu(\bar{\nu})N$.

В работе было проведено предварительное измерение полных функций фрагментации для π^\pm мезонов для моделируемых νN событий для различных значений Бьеркевских переменных x и y (см. рис.3.5). Как видно из распределений для π^+ мезонов выделяется область фрагментации кварка для больших значений z , которая отсутствует для π^- мезонов. Также из распределений видно, что форма z -зависимости не изменяется для различных значений x и y . Последнее показывает модельную зависимость функций фрагментации только от переменной z . Это предположение будет проверено в дальнейшем на реальных данных эксперимента NOMAD.

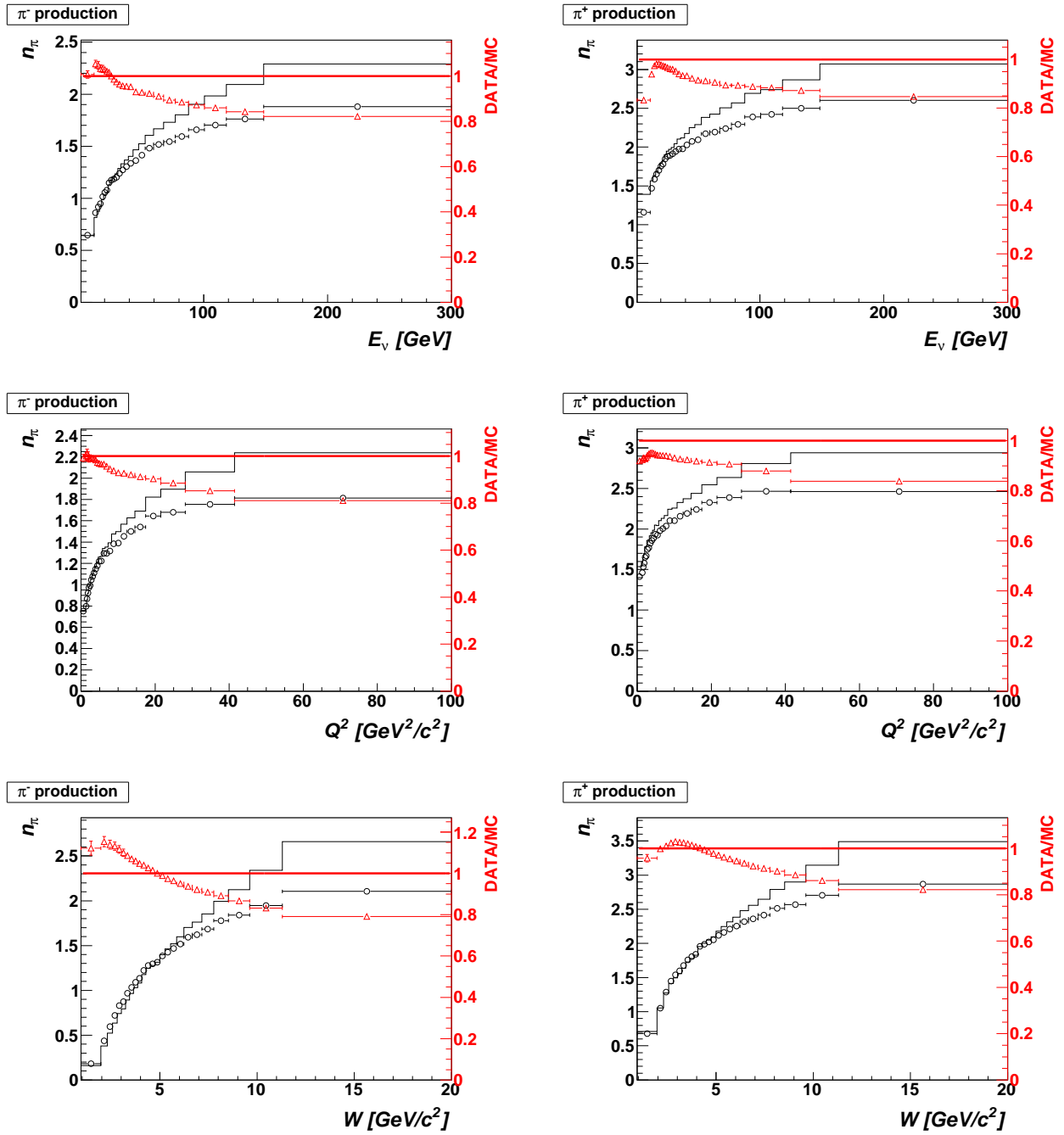


Рис. 3.2: Выходы заряженных пионов как функции энергии нейтрино (E_ν), переданного квадрата импульса Q^2 , инвариантной массы адронной струи W . Сплошная линия - моделирование, точки с ошибками - экспериментальные данные NOMAD.

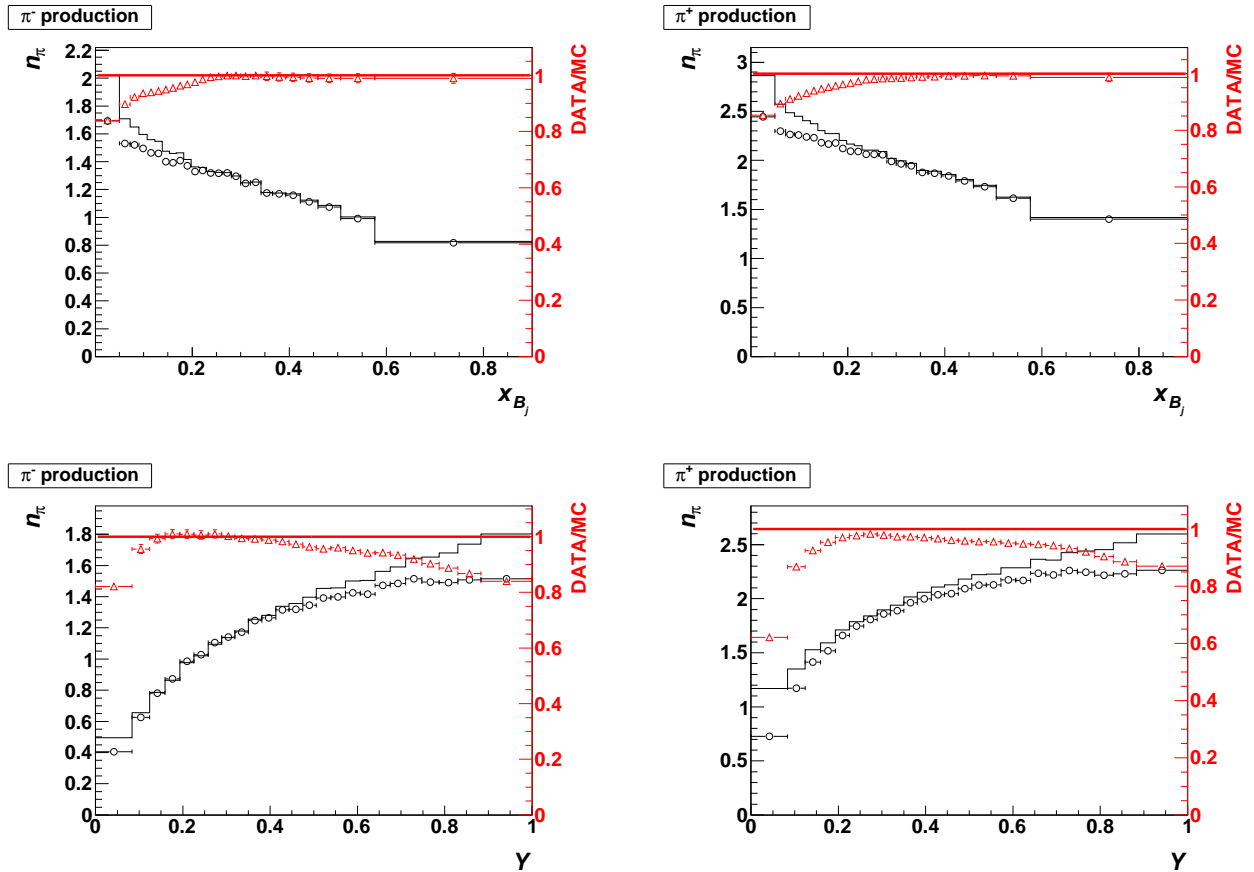


Рис. 3.3: Выходы заряженных пионов как функции Бьеркеновских переменных x и y . Сплошная линия - моделирование, точки с ошибками - экспериментальные данные NOMAD.

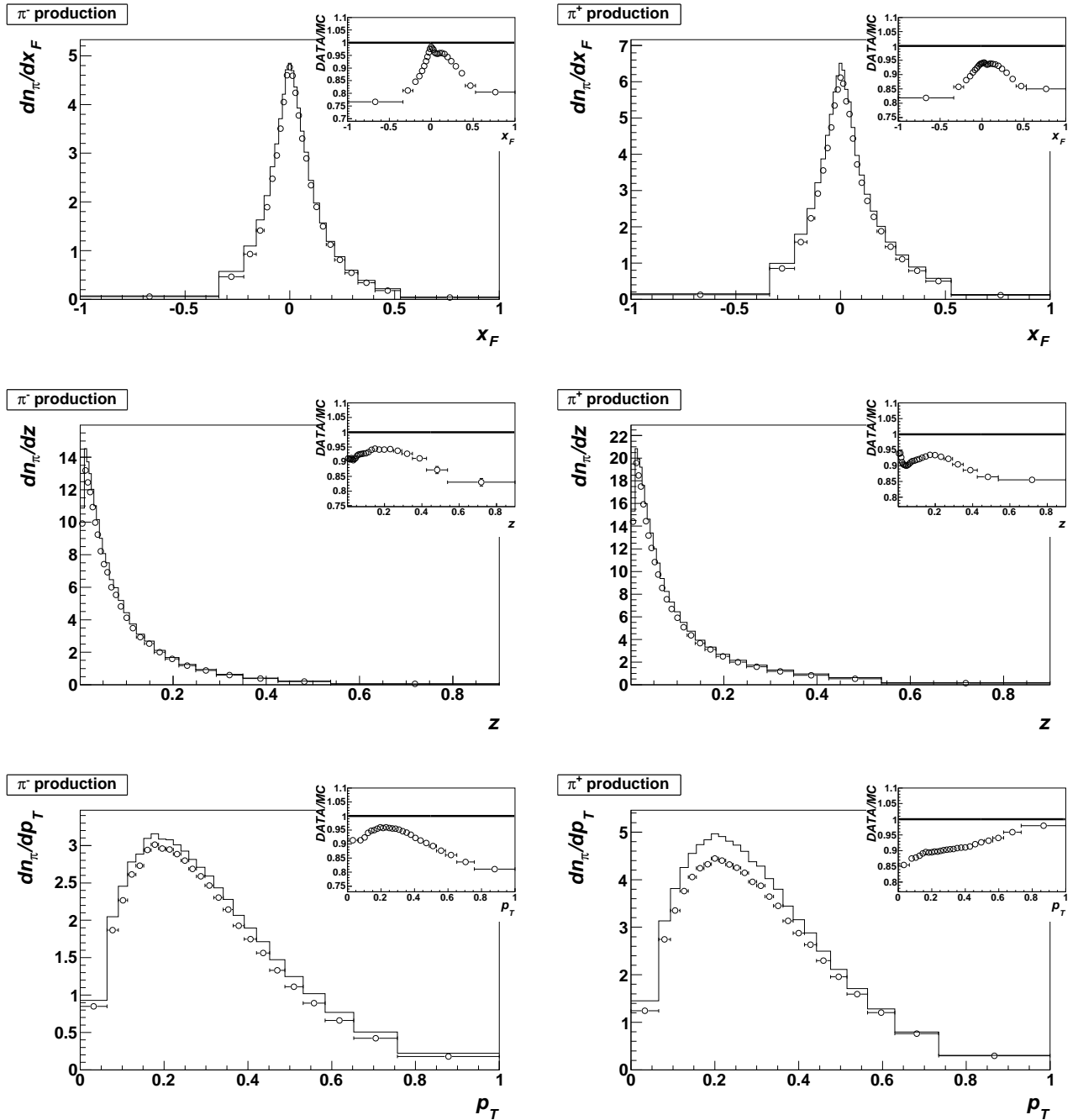


Рис. 3.4: Плотности распределения множественности заряженных пионов как функции x -Фейнмана (x_F), доли энергии адронной струи, переносимой пионом z , компоненты импульса, поперечной импульсу адронной струи p_T . Сплошная линия - моделирование, точки с ошибками - экспериментальные данные NOMAD.

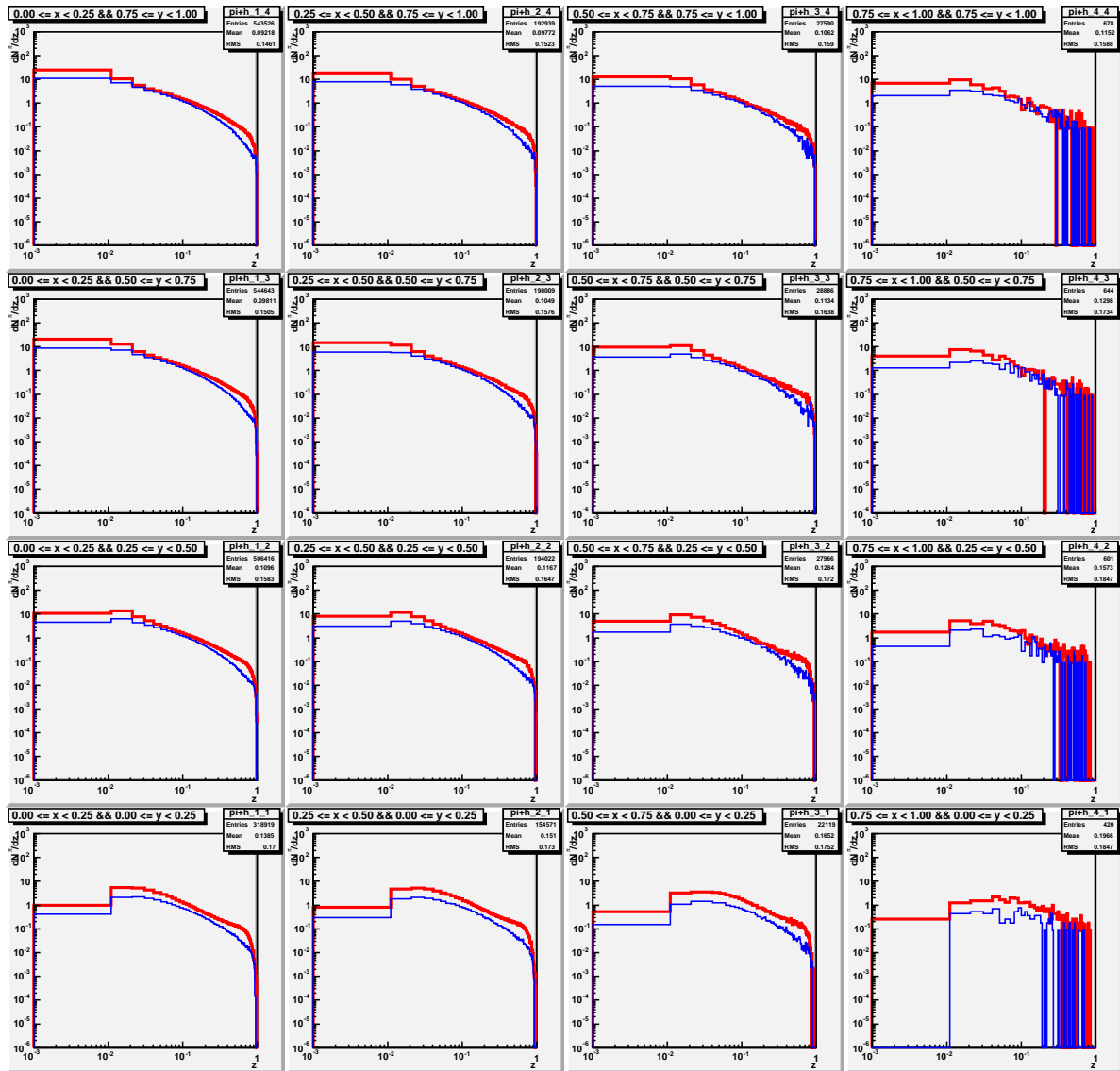


Рис. 3.5: Полные функции фрагментации заряженных пионов (π^+ - верхние гистограммы, π^- - нижние) как функции доли энергии адронной струи, переносимой пионом z , для различных значений Бьеркеновских переменных x и y в смоделированных событиях.

Заключение

В процессе выполнения данной работы был разработан метод вычисления функции фрагментации кварков и фрактурных функций фрагментации с учетом остатка нуклона из измерения сечений полуинклюзивных процессов в реакциях рассеяния нейтрино на нуклонах. Были получены аналитические выражения для вышеупомянутых функций.

Полностью восстановлена кинематика этих процессов для события в целом и для поведения пионов в адронной струе в трех системах отсчета: лабораторная, система покоя адронного ливня и системы Брейта. Для этого были изучены различные системы отсчета и рассчитаны основные кинематические переменные относительно новых систем. Моделирование процессов взаимодействия частиц - очень сложный процесс, поэтому он требует тщательных проверок. Сравнение восстановленных данных с экспериментальными значениями показало, что имеются расхождения. Исходя из этого, необходимо более детально измерение свойств адронизации кварков. Полученный результат дает хорошую возможность улучшить Монте-Карло генератор, используемый с целью моделирования событий.

В дальнейших планах после отработки предложенного метода по изучению областей фрагментации кварка на смоделированных событиях применить этот метод к существующим экспериментальным данным эксперимента NOMAD. После этого планируется обобщить вычисления на другие процессы взаимодействия ($\ell^\pm N$, e^+e^- , pp). И затем планируется применить к существующим данным других экспериментов.

В рамках XIV конференции „ОМУС-2010“ был сделан доклад по теме дипломной работы. По итогам конференции к печати подготовлены тезисы доклада в трудах конференции^{3,4}

³Предварительный вариант можно посмотреть <http://omus.jinr.ru/forums/download/file.php?id=210>

⁴Работа выполнена при частичной финансовой поддержке ФЦП "Научные и научно-педагогические

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ

- [1] Foster B., Martin A.D., Vinciter M.G. Structure functions / C. Amsler, M.Doser, M.Antonelli et al.// Particle Data Group (Review of particle physics). – Phys.Lett.B – №1. – 2008. – P.177-194.
Biebel O., Milsread D., Nason P. Fragmentation function in e^+e^- annihilation and lepton–nucleon DIS/ C. Amsler, M.Doser, M.Antonelli et al.// Particle Data Group (Review of particle physics). – Phys.Lett.B – №1. – 2008. – P.195-202.
- [2] Ellis J. R., Kotzinian A. and Naumov D. V. // Eur. Phys. J. — C 25 – P.603. – 2002. [arXiv:hep-ph/0204206];
Ellis J. R., Kotzinian A., Naumov D., Sapozhnikov M. // Eur. Phys. J. — C 52 — P.283–294 — 2007.
- [3] Trentadue L., Veneziano G. Fracture function: an improves description of inclusin hard processes in QCD/L. Trentadue, G.Veneziano // Phys. Lett. B – 1994. – № 323. – P.201.
- [4] Ефремов А.В. Глубоко неупругие процессы / Н.Н. Андреев, Б.А. Введенский, Б.М.Вул и др.//ФЭС. – 4-е изд. – М., 1988. – Т.1. – С.474-475.
- [5] Luigi Di Lella NOMAD home page at cern [Электронный ресурс]. — Режим доступа: <http://nomad-info.web.cern.ch/nomad-info/>
- [6] Popov B. A. Search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ neutrino oscillations in the $\tau^- \rightarrow e^- \nu_e \nu_\tau$ decay channel in the NOMAD experiment at CERN/ B. A. Popov // PhD thesis, University of Paris VII — 1998.
- [7] Altegoer J. [NOMAD Collaboration] The NOMAD experiment at the CERN SPS/ J. Altegoer // Nucl. Instrum. Meth. — 1998.— A404:96. — 128.

- [8] Anfreville M. The drift chambers of the NOMAD experiment/ M. Anfreville // Nucl. Instrum. Meth. – 2002. — A481:339 – 364. [hep-ex/0104012]
- [9] Самойлов О. Б. Поиск странного экзотического барионного резонанса $\Theta^+(1530)$ в эксперименте NOMAD (CERN). // О. Б. Самойлов. - Дубна-Иркутск, 2004. - С.114.
- [10] Sjostrand T., перевод с англ. Савиной М.В. Pythia 5.6 и Jetset 7.3 физическое описание и руководство пользователя/Т. Sjostrand, пер. с англ. М.В. Савиной. - Дубна:ОИЯИ, 1998. - 658 с.
- [11] Meyer J.-P., Rubbia A.NEGLIB: NOMAD event generator off-line manual/J.-P. Meyer, A. Rubbia // NOMAD Internal Note – 1992. – 92-016.
- [12] Ingelman G. LEPTO version 6.1, The Lund Monte Carlo for deep inelastic lepton-nucleon scattering/ G. Ingelman // TSL-ISV-92-0065 – 1992.
- [13] Ingelman G., Edin A., Rathsman J. Lepto version 6.5./G. Ingelman, A. Edin, J. Rathsman // Comp. Phys. Comm. – 1997. – P.101-108. [hep-ph/9605286]
- [14] Levy J.-M. Neutrino-nucleon CC scattering with non-zero lepton mass/J.-M. Levy // NOMAD Internal Note – 1997. – 97-051.
- [15] Hu G.-J., Irvine J. M. Nuclear correlations and structure functions/ G.-J. Hu, J. M. Irvine // J. Phys. – 1989.– G15:147. – 155.
- [16] Bodek A., Ritchie J.L. Fermi motion effects in deep inelastic lepton scattering from nuclear targets/ A. Bodek, J. L. Ritchie // Phys. Rev. – 1981. – D23:1070.
- [17] Andersson B., Gustafson G., Ingelman G., Sjostrand T. Parton fragmentation and string dynamics/ B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, T. Sjostrand // Phys. Rept. – 1983. – 97:31.
- [18] Sjostrand T. High-energy physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4./ T. Sjostrand // Comput. Phys. Commun. – 1994. – 82:74. – 90.
- [19] Gluck M., Reya E., Vogt A. Parton distributions for high-energy collisions/ M. Gluck, E. Reya, A. Vogt // Z. Phys. – 1992.– C53:127. – 134.
- [20] Plochow-BeschG H. PDFLIB/H. Plochow-BeschG – 2000.– W5051.

- [21] Allasia D. Fragmentation into strange particles in high-energy neutrino p, neutrino n, anti-neutrino p and anti-neutrino n interactions/ D. Allasia // Phys. Lett. — 1985.— B154:231 – 235.
- [22] Altegoer J. GENOM: NOMAD GEANT off-line manual/ J. Altegoer // NOMAD Internal Note — 1998.
- [23] Brun R., Carminati F. GEANT detector description and simulation tool/ R. Brun, F. Carminati // CERN Program Library Long Writeup — 1992. — W5013

Приложение А

Расчет процессов фрагментации кварков в пионы в нулевом приближении в νN взаимодействиях

Рассмотрим процессы рассеяния нейтрино на нуклоне (протоне, нейтроне). На эксперименте измеряют полное сечение всего процесса $\sigma_{\nu p}$ (индекс обозначает рассматриваемый процесс, здесь рассеяние нейтрино на протоне) и дифференциальное сечение $\frac{d^3\sigma_{\nu p}^{\pi^\pm}}{dx dy dz}$ (верхний индекс отражает частицу, за которой наблюдаем).

Полная функция фрагментации выражается через экспериментально известные значения полного и дифференциального сечения и соответствует выходам адронов (в нашем случае пионов):

$$F_{\nu p}^{\pi^\pm}(z, x_B, Q^2) = \frac{1}{\sigma_{\nu p}} \frac{d\sigma_{\nu p}^{\pi^\pm}}{dz}.$$

Дифференциальное сечение в общем случае через партонную функцию фрагментации D_q^h (нижний индекс обозначает кварк, из которого родилась частица; верхний — родившуюся частицу) и фрактурную функцию $M_{q,N}^h$ (нижний индекс — ди-кварковый остаток, нуклон без одного выбитого кварка; верхний — родившийся адрон) будет выглядеть следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{d^3\sigma_{\nu p}^{\pi^\pm}}{dx dy dz} = & \frac{G_{FS}^2}{\pi} \cdot x_B \cdot \left(|V_{ud}|^2 \left[dD_u^{\pi^\pm} + (1-x_B)M_{d,p}^{\pi^\pm} \right] + |V_{su}|^2 \left[sD_u^{\pi^\pm} + (1-x_B)M_{s,p}^{\pi^\pm} \right] + \right. \\ & \left. + (1-y)^2 \left\{ |V_{\bar{u}d}|^2 \left[\bar{u}D_d^{\pi^\pm} + (1-x_B)M_{\bar{u},p}^{\pi^\pm} \right] + |V_{\bar{c}s}|^2 \left[\bar{c}D_s^{\pi^\pm} + (1-x_B)M_{\bar{c},p}^{\pi^\pm} \right] \right\} \right). \end{aligned}$$

Теперь запишем выходы пионов для всего класса процессов рассеяния нейтрино на

нулоне с рождающимся пионом:

$$F_{\nu p}^{\pi^+}(z, x_B, Q^2) = \frac{x_B}{\Sigma_{\nu p}} \left(|V_{ud}|^2 \left[dD_u^{\pi^+} + (1 - x_B)M_{d,p}^{\pi^+} \right] + |V_{su}|^2 \left[sD_u^{\pi^+} + (1 - x_B)M_{s,p}^{\pi^+} \right] + \right. \\ \left. + (1 - y)^2 \left\{ |V_{\bar{u}d}|^2 \left[\bar{u}D_d^{\pi^+} + (1 - x_B)M_{\bar{u},p}^{\pi^+} \right] + |V_{\bar{c}s}|^2 \left[\bar{c}D_s^{\pi^+} + (1 - x_B)M_{\bar{c},p}^{\pi^+} \right] \right\} \right); \quad (\text{A.1})$$

$$F_{\nu n}^{\pi^+}(z, x_B, Q^2) = \frac{x_B}{\Sigma_{\nu n}} \left(|V_{ud}|^2 \left[dD_u^{\pi^+} + (1 - x_B)M_{d,n}^{\pi^+} \right] + |V_{sc}|^2 \left[sD_c^{\pi^+} + (1 - x_B)M_{s,n}^{\pi^+} \right] + \right. \\ \left. + (1 - y)^2 \left\{ |V_{\bar{u}d}|^2 \left[\bar{u}D_d^{\pi^+} + (1 - x_B)M_{\bar{u},n}^{\pi^+} \right] + |V_{\bar{c}s}|^2 \left[\bar{c}D_s^{\pi^+} + (1 - x_B)M_{\bar{c},n}^{\pi^+} \right] \right\} \right); \quad (\text{A.2})$$

$$F_{\nu p}^{\pi^-}(z, x_B, Q^2) = \frac{x_B}{\Sigma_{\nu p}} \left(|V_{ud}|^2 \left[dD_u^{\pi^-} + (1 - x_B)M_{d,p}^{\pi^-} \right] + |V_{su}|^2 \left[sD_u^{\pi^-} + (1 - x_B)M_{s,p}^{\pi^-} \right] + \right. \\ \left. + (1 - y)^2 \left\{ |V_{\bar{u}d}|^2 \left[\bar{u}D_d^{\pi^-} + (1 - x_B)M_{\bar{u},p}^{\pi^-} \right] + |V_{\bar{c}s}|^2 \left[\bar{c}D_s^{\pi^-} + (1 - x_B)M_{\bar{c},p}^{\pi^-} \right] \right\} \right); \quad (\text{A.3})$$

$$F_{\nu n}^{\pi^-}(z, x_B, Q^2) = \frac{x_B}{\Sigma_{\nu n}} \left(|V_{ud}|^2 \left[dD_u^{\pi^-} + (1 - x_B)M_{d,n}^{\pi^-} \right] + |V_{sc}|^2 \left[sD_c^{\pi^-} + (1 - x_B)M_{s,n}^{\pi^-} \right] + \right. \\ \left. + (1 - y)^2 \left\{ |V_{\bar{u}d}|^2 \left[\bar{u}D_d^{\pi^-} + (1 - x_B)M_{\bar{u},n}^{\pi^-} \right] + |V_{\bar{c}s}|^2 \left[\bar{c}D_s^{\pi^-} + (1 - x_B)M_{\bar{c},n}^{\pi^-} \right] \right\} \right), \quad (\text{A.4})$$

где $\Sigma_{\nu p} = x_B(d(x_B) + s(x_B) + (1 - y_B)^2 \bar{u}(x_B))$, $\Sigma_{\nu n} = x_B(u(x_B) + s(x_B) + (1 - y_B)^2 \bar{d}(x_B))$ - это полные сечения процессов без константы, сократившейся с константой от дифференциальных сечений. Мы получили систему из четырех уравнений с восемью неизвестными.

Рассмотрим состав пионов и нуклонов:

$$\pi^+ = u\bar{d}, \quad \pi^- = \bar{u}d, \quad p = uud, \quad n = udd$$

(здесь отображены лишь валентные кварки; в составе имеются и другие кварки, но они морские т.е. распределены равномерно по всему объему, занимаемому частицей). Видно, что при замене u -кварка на d -кварк и d -кварка на u -кварк получим полный переход одних частиц (из перечисленных) в другие $\pi^+ \rightarrow \pi^-$, $\pi^- \rightarrow \pi^+$, $p \rightarrow n$, $n \rightarrow p$. Рассматривая кварковые распределения, делаем вывод, что вклад в полную функцию фрагментации будет от d -кварка для протона и u -кварка для нейтрона (он составляет $\approx 95\%$). Остальные члены будут подавлены в нулевом приближении из соображений малого кваркового распределения или малого угла Кабиббо. Учитывая выше сказанное, можно приравнять некоторые партонные функции фрагментации и некоторые фрак-

турные функции.

$$D_u^{\pi^+} = D_d^{\pi^-} = D_d^{\pi^+} = D_u^{\pi^-}; \quad D_d^{\pi^+} = D_u^{\pi^-} = D_u^{\pi^+} = D_d^{\pi^-};$$

$$M_{d,n}^{\pi^+} = M_{u,p}^{\pi^-} = \frac{1}{2}M_{u,p}^{\pi^+} = \frac{1}{2}M_{d,n}^{\pi^-}.$$

Таким образом, система из четырех уравнений значительно упрощается.

$$F_{\nu p}^{\pi^+} = \frac{x_B}{\Sigma_{\nu p}} |V_{ud}|^2 \left(dD_u^{\pi^+} + (1 - x_B)M_{d,p}^{\pi^+} \right),$$

$$F_{\nu p}^{\pi^-} = \frac{x_B}{\Sigma_{\nu p}} |V_{ud}|^2 \left(dD_u^{\pi^-} + (1 - x_B)M_{d,p}^{\pi^-} \right),$$

$$F_{\nu n}^{\pi^+} = \frac{x_B}{\Sigma_{\nu n}} |V_{ud}|^2 \left(uD_u^{\pi^+} + \frac{(1 - x_B)}{2}M_{u,p}^{\pi^+} \right),$$

$$F_{\nu n}^{\pi^-} = \frac{x_B}{\Sigma_{\nu n}} |V_{ud}|^2 \left(uD_u^{\pi^-} + (1 - x_B)M_{u,p}^{\pi^-} \right).$$

Неизвестными являются 4 функции с наибольшими вкладами: $D_u^{\pi^+}$, $M_{u,p}^{\pi^+}$ и $M_{d,p}^{\pi^\pm}$, и одна предположительно малая функция $D_u^{\pi^-}$ из-за отсутствия u кварка в составе валентных кварков π^- мезона. Пренебрегая функцией $D_u^{\pi^-}$, система уравнений (А) однозначно разрешается:

$$M_{d,p}^{\pi^-} = \frac{F_{\nu p}^{\pi^-} \Sigma_{\nu p}}{1 - x_B}; \quad M_{u,p}^{\pi^+} = \frac{F_{\nu n}^{\pi^-} \Sigma_{\nu n}}{1 - x_B};$$

$$D_u^{\pi^+} = \frac{\left(F_{\nu n}^{\pi^+} - \frac{1}{2}F_{\nu n}^{\pi^-} \right) \Sigma_{\nu n}}{u|V_{ud}|^2},$$

$$M_{d,p}^{\pi^+} = \frac{1}{(1 - x_B)} \left(F_{\nu p}^{\pi^+} \Sigma_{\nu p} - \frac{d}{u} \left(F_{\nu n}^{\pi^+} - \frac{1}{2}F_{\nu n}^{\pi^-} \right) \Sigma_{\nu n} \right)$$

Теперь зная полное сечение всего процесса взаимодействия и дифференциальное сечение, можно вычислить партонную функцию фрагментации и фрактурную функцию в нулевом приближении.

Список иллюстраций

1.1	Распределения полной функции фрагментации для процесса e^+e^-	11
1.2	Распределения числа частиц на одно событие для ГНР лептон-нуклонных процессов	12
1.3	Распределения полной функции фрагментации ГНР лептон-нуклонных процессов для пионов (а) и распределение выходов пионов от z (b)	13
2.1	Кинематические переменные глубоко неупругого рассеяния: k и k' - 4-импульсы входящего и рассеянного лептонов соответственно, P - 4-импульс нуклона с массой M , W - инвариантная масса родившейся системы X (адронной струи). Промежуточные частицы γ , W^\pm или Z передают 4-импульс $q = k - k'$ от начального лептона к нуклону.	15
3.1	Схема использования различных пакетов компьютерных программ для моделирования нейтринных взаимодействий в установке NOMAD.	22
3.2	Выходы заряженных пионов как функции энергии нейтрино (E_ν), переданного квадрата импульса Q^2 , инвариантной массы адронной струи W . Сплошная линия - моделирование, точки с ошибками - экспериментальные данные NOMAD.	25
3.3	Выходы заряженных пионов как функции Бьеркеновских переменных x и y . Сплошная линия - моделирование, точки с ошибками - экспериментальные данные NOMAD.	26
3.4	Плотности распределения множественности заряженных пионов как функции x -Фейнмана (x_F), доли энергии адронной струи, переносимой пионом z , компоненты импульса, поперечной импульсу адронной струи p_T . Сплошная линия - моделирование, точки с ошибками - экспериментальные данные NOMAD.	27

3.5 Полные функции фрагментации заряженных пионов (π^+ - верхние гистограммы, π^- - нижние) как функции доли энергии адронной струи, переносимой пионом z , для различных значений Бьеркеновских переменных x и y в смоделированных событиях.	28
--	----

Благодарности

В первую очередь хочется от всего сердца поблагодарить моих научных руководителей: Александра Николаевича Валла и Олега Самойлова за неоценимую поддержку моральную и поддержку интереса к исследовательской работе, за помощь в изучении физики, за терпение и за возможность написания дипломной работы в ОИЯИ. Отдельно благодарю Олега Самойлова за интересную тему, за руководство при создании данной работы, за обучение в использовании нового для меня программного обеспечения и за ценные советы и помощь в написании диплома.

Спасибо большое Дмитрию Наумову за ценные замечания и за курирование проекта.

Преподавателям и сотрудникам деканата Физического факультета Иркутского Государственного Университета, кафедрам теоретической физики и радиофизики за практические и теоретические знания, которые они мне дали и которыми я активно пользуюсь ежедневно.

Всему коллективу нашего отдела (Научно-Экспериментального Отдела Физики Элементарных Частиц Лаборатории Ядерных Проблем Объединенного Института Ядерных Исследований - НЭОФЭЧ ЛЯП ОИЯИ): Ирине Ивановне Сидоркиной, Анастасии Большаковой, Андрей Шешукову, Свете Биктемеровой, Максиму Гончару, Олегу Самойлову, Свете Земсковой, Дмитрию и Елене Наумовым, Славе Ли и Артему Чуканову - за заботу, теплую и очень дружескую поддержку, чай с юмором и за рабочую атмосферу.

Алексею Жевлакову, Анастасии Фроловой, Ирине Потаповой, Вячеславу Волобуеву и Михаилу Пневу за обсуждения, поддержку и советы.

Объединению Молодых Ученых и Специалистов (ОМУС) г.Дубна за возможность выступить с докладом по теме дипломной работы в рамках XIV научной конференции.

Фонду некоммерческих программ „Династия“ во главе с Дмитрием Борисовичем Зиминым и Губернатору Иркутской области Дмитрию Федоровичу Мезенцеву за мате-

риальную поддержку в виде стипендий.

Владимиру Ломову за рецензирование данной дипломной работы.

И конечно же, моим родителям, брату, сестрам, моему другу Дмитрию, всем родственникам и друзьям за веру, поддержку и понимание. Особая благодарность Наташе Тимофеевой за неоднократную попытку запомнить название данной дипломной работы и за рьяный интерес к состоянию работы и пониманию мною изучаемой темы.