

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

УДК 539.121.4

Иванов
Олег Николаевич

**КХД анализ экспериментальных данных по
процессам поляризованного глубоконеупругого
рассеяния**

Автореферат диссертации
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Специальность: 01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных
частиц

Дубна – 2008

Работа выполнена в Лаборатории Ядерных Проблем Объединенного Института Ядерных Исследований

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук,
Шевченко Олег Юльевич

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор
Саврин Виктор Иванович

доктор физико-математических наук,
Сидоров Александр Викторович

Ведущая организация: Институт Ядерных
Исследований РАН,
г. Троицк

Защита диссертации состоится «__» _____ 2008г. в __ час. на заседании диссертационного совета в Лаборатории Ядерных Проблем Объединенного Института Ядерных Исследований по адресу: г. Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан «__» _____ 2008г.

Ученый секретарь
диссертационного совета

Арефьев В.А.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы

Процессы глубоконеупругого рассеяния (ГНР) лептонов на нуклонах $l + N \rightarrow l' + X$ сыграли и играют до сих пор ключевую роль в развитии наших представлений о структуре элементарных частиц. Так, открытие Бьёркеновского скейлинга в 1960-е годы дало значительный толчок к пониманию того, что элементарные частицы состоят из точечноподобных составляющих, что привело к созданию партонной модели. Далее процессы ГНР сыграли важнейшую роль в установлении соответствия между партонами и кварками и нахождении новых составляющих элементарных частиц – глюонов, что в конце концов привело к созданию самосогласованной динамической теории кварков и глюонов – квантовой хромодинамики. Другим важнейшим эффектом, обнаруженным в экспериментах по ГНР, было нарушение скейлинга, т.е. обнаружение слабой зависимости сечений от квадрата переданного импульса Q^2 (асимптотически исчезающей в бьёркеновском пределе $Q^2 \rightarrow \infty$). Возможность как качественного, так и количественного описания этого эффекта явилось триумфом и прямым подтверждением квантовой хромодинамики. Как известно, Q^2 зависимость является неотъемлемым атрибутом КХД и описывается уравнениями КХД эволюции.

Помимо обычных (неполяризованных) процессов ГНР важнейшим источником информации о внутренней структуре нуклона являются процессы поляризованного глубоконеупругого рассеяния – процессы с продольно поляризованным лептонным пучком и продольно (либо поперечно¹) поляризованной нуклонной мишенью. В то время как неполяризованные процессы ГНР поставляют нам информацию о плотностях распределения партонов в нуклоне с долей импульса x от импульса всего нуклона, процессы поляризованного ГНР позволяют изучать внутреннюю спиновую структуру нуклона, т.е. понять, как спин нуклона набирается из спинов составляющих его кварков и глюонов. Анализ данных по поляризованному инклюзивному ГНР позволяет нам извлекать такие важные величины, как синглетные и несинглетные комбинации поляризованных партонных распределений. Кроме того, исследование таких процессов позволяет проверить важнейшие предсказания КХД – правила сумм. В частности, к настоящему времени правило сумм Бьёркена вместе с теоретически вычисленными КХД поправкам к нему (вплоть до четвертого порядка включительно) блестяще подтвердилось данными коллаборации SMC.

В то же время следует отметить, что до тех пор, пока не построена нейтринная фабрика или не создана сверхплотная поляризованная мишень, мы не можем изучать процессы ГНР с нейтринным пучком, которые позволили бы найти валентные Δq_V и морские $\Delta \bar{q}$ поляризованные кварковые распределения по отдельности. Обычно исследуемые процессы инклюзивного ГНР с мюонным или электронным (позитронным) пучком не могут помочь нам в решении этой задачи, так как сечения (структурные функции) этих процессов содержат только суммы $\Delta q + \Delta \bar{q}$ ($\Delta q = \Delta q_V + \Delta \bar{q}$).

Таким образом, на сегодняшний день единственным процессом, который может помочь нам решить важнейшую задачу разделения валентных и морских поляризованных распределений, является процесс полуинклюзивного ГНР (ПГНР) $\vec{l} + \vec{N} \rightarrow$

¹В диссертации изучаются процессы ГНР с продольно поляризованной мишенью. Именно в этих процессах структурная функция g_1 легко извлекается, так как вклад функции g_2 подавлен.

$l' + h + X$, то есть процесс ГНР, где помимо рассеянного лептона регистрируется также один из адронов в конечном состоянии. В таких процессах информация об аромате взаимодействующего кварка переносится в регистрируемый адрон, и этот процесс описывается функциями фрагментации $D_q^h(z)$, имеющими смысл вероятности кварку аромата q фрагментировать в адрон h с данным значением $z = E_h/E_\gamma$ (лаб. сист.).

Функции фрагментации (ФФ) интенсивно изучались в процессах e^+e^- аннигиляции в адроны. Замечательное свойство функций фрагментации – их универсальность – позволяет нам использовать одни и те же ФФ как в процессах электрон-позитронной аннигиляции, так и в процессах ПГНР.

В то время как в экспериментах по инклюзивному ГНР извлекаются асимметрии $A_1 \simeq g_1/F_1$, где g_1 и F_1 соответственно поляризованная и неполяризованная инклюзивные структурные функции, в экспериментах по полуинклюзивному ГНР извлекаются асимметрии типа²

$$A_1^h \simeq g_1^h/F_1^h, \quad (1)$$

где g_1^h и F_1^h соответственно поляризованная и неполяризованная полуинклюзивные структурные функции. Принципиальную разницу между инклюзивными и полуинклюзивными процессами ГНР легко видеть уже в лидирующем порядке КХД разложения. Действительно, в то время как инклюзивная структурная функция g_1 в лидирующем порядке содержит только суммы поляризованных кварковых распределений $\Delta q + \Delta \bar{q}$:

$$g_1(x, Q^2) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 [\Delta q(x, Q^2) + \Delta \bar{q}(x, Q^2)], \quad (2)$$

соответствующее выражение для полуинклюзивной структурной функции g_1^h содержит ФФ как коэффициенты при поляризованных кварковых и антикварковых распределениях:

$$g_1^h(x, Q^2, z_h) = \frac{1}{2} \sum_{q, \bar{q}} e_q^2 \Delta q(x, Q^2) D_q^h(z_h, Q^2). \quad (3)$$

За счет того, что в этом выражении коэффициенты (ФФ) при $\Delta q = \Delta q_V + \Delta \bar{q}$ и $\Delta \bar{q}$ разные, ПГНР, в отличие от чисто инклюзивного ГНР, позволяет разделить валентные $\Delta q_V = \Delta q - \Delta \bar{q}$ и морские $\Delta \bar{q}$ поляризованные кварковые распределения. Кроме того, ПГНР дает нам дополнительные уравнения (соответствующие асимметриям, построенным для различных мишеней и регистрируемых адронов), позволяющие полностью решить задачу разделения кварковых распределений по ароматам.

К сожалению, несмотря на простоту и удобство в использовании уравнения (3) для полуинклюзивной структурной функции g_1^h в лидирующем порядке, хорошо известно, что при сравнительно небольших значениях Q^2 , достижимых в современных экспериментах по ПГНР, анализ в лидирующем порядке КХД является недостаточным, и необходим учет следующего за лидирующим порядка КХД разложения. Вместе с тем, выражения для полуинклюзивной структурной функции в следующем за

²Важно отметить, что в случае ПГНР появляется также возможность рассмотреть асимметрии другого типа, например, разностную, $A_1^{h-\bar{h}} = (g_1^h - g_1^{\bar{h}})/(F_1^h - F_1^{\bar{h}})$, которая обладает замечательными свойствами (см. ниже).

лидирующим порядке КХД из-за наличия двойных сверток

$$[\Delta q \otimes \delta C \otimes D](x, z) \equiv \int_{\mathcal{D}} \int \frac{dx'}{x'} \frac{dz'}{z'} \Delta q \left(\frac{x}{x'} \right) C(x', z') D \left(\frac{z}{z'} \right). \quad (4)$$

оказываются существенно сложнее чем соответствующие выражения (3) в лидирующем порядке:

$$\begin{aligned} 2g_1^{p/h} &= \sum_{q, \bar{q}} e_q^2 \Delta q [1 + \otimes \frac{\alpha_s}{2\pi} \delta C_{qq} \otimes] D_q^h \\ &+ \left(\sum_{q, \bar{q}} e_q^2 \Delta q \right) \otimes \frac{\alpha_s}{2\pi} \delta C_{gq} \otimes D_g^h \\ &+ \Delta g \otimes \frac{\alpha_s}{2\pi} \delta C_{qg} \otimes \left(\sum_{q, \bar{q}} e_q^2 D_q^h \right). \end{aligned} \quad (5)$$

Из-за этого анализ в следующем за лидирующим порядке существенно усложнен и на первый взгляд не представляется возможным извлекать Δq напрямую. Стандартным методом извлечения поляризованных кварковых распределений в следующем за лидирующим порядке является проведение процедуры фитирования, в котором предполагается определенный функциональный вид для кварковых распределений при каком-либо выбранном фиксированном Q_0^2 . В результате задача сводится к нахождению оптимальных значений неизвестных параметров в функциональных формах. Однако, такая процедура годится только в случае наличия большого количества точек с малыми ошибками (именно такая ситуация имеет место в случае чисто инклюзивного ГНР – см. главу 2 диссертации), что позволяет определить явный функциональный вид кварковых распределений (т.е. данные настолько точны и их так много, что в результате анализа можно понять, что одна параметризация лучше параметризации другого функционального вида, т.е. можно подобрать оптимальную функциональную форму параметризации). С другой стороны, в настоящее время качество данных по поляризованным полуинклюзивным процессам ГНР таково, что сильно отличающиеся функционально параметризации могут давать одинаковое качество описания данных (одинаковые значения χ^2/NDF). Поэтому в этом случае было бы крайне желательно избежать процедуры фитирования и попытаться разработать альтернативный метод прямого анализа.

Решению этих актуальных задач и посвящена представляемая диссертация. В результате проведенных исследований удалось разработать новый метод анализа полуинклюзивных процессов ГНР в следующем за лидирующим порядке КХД. Метод позволяет во-первых напрямую (без проведения какой бы то ни было процедуры фитирования) извлекать в следующем за лидирующим порядке КХД моменты поляризованных кварковых распределений и во-вторых (на следующем этапе) восстанавливать из извлеченных моментов сами локальные распределения. В то же время, процессы чисто инклюзивного ГНР позволяют нам извлекать такие важные величины, как аксиальный заряд и первый момент³ поляризованной странности в нуклоне.

³Отметим, что при изучении поляризованной странности в нуклоне процессы ПГНР также крайне необходимы. Дело в том, что чисто инклюзивные процессы ГНР могут дать нам только первый момент поляризованной странности, который к тому же извлекается из этих процессов только в предположении точной $SU_f(3)$ симметрии (применение правила сумм $a_8 = F + D$), которая в реальности сильно нарушена (нарушение порядка 20%). Именно процессы ПГНР позволяют нам обойтись без этого предположения а также извлечь локальное по x распределение $\Delta s(x, Q^2)$.

Новейшие экспериментальные данные по инклюзивному ГНР позволяют извлечь эти величины на новом уровне точности. В рамках диссертации был выполнен анализ всех существующих инклюзивных данных в следующем за лидирующим порядке КХД. Особое внимание при анализе было уделено реализации принципиально различных сценариев ($\Delta G > 0$ и $\Delta G < 0$) для поляризованного глюонного распределения.

Цель работы

- КХД анализ новейших экспериментальных данных по процессам инклюзивного поляризованного ГНР, что включает в себя:
 - Проведение классической процедуры КХД анализа всех существующих инклюзивных данных. Извлечение в следующем за лидирующим порядке КХД величин $\Delta\Sigma(x)$, $\Delta G(x)$, $\Delta q_3(x)$, $\Delta q_8(x)$.
 - Исследование различных сценариев для поляризованного глюонного распределения ($\Delta G > 0$ и $\Delta G < 0$).
 - Прямое извлечение аксиального заряда и первого момента поляризованной странности в нуклоне из новейших данных коллаборации COMPASS
- Разработка нового метода анализа полуинклюзивных поляризованных данных по ГНР в следующем за лидирующим порядке КХД, что включает в себя решение следующих задач:
 - Критическая ревизия существующих классических методов КХД анализа полуинклюзивных данных, оценка физических результатов, полученных при их помощи.
 - Разработка метода прямого извлечения первых и высших меллиновских моментов кварковых распределений (первый этап).
 - Разработка метода восстановления локальных кварковых распределений из извлеченных на первом этапе меллиновских моментов.
 - Тестирование метода. Применение метода к существующим экспериментальным данным.

Научные результаты и новизна работы

Проведен классический анализ мировых данных по поляризованному инклюзивному ГНР в следующем за лидирующим порядке КХД, извлечены синглетное, несинглетные и глюонное распределения. Для этой цели разработан новый пакет программ решения уравнений ГЛАП в пространстве меллиновских моментов. Впервые исследованы различные сценарии ($\Delta G > 0$ и $\Delta G < 0$) для поляризованного глюонного распределения. Аксиальный заряд и первый момент поляризованной странности извлечены из последних данных COMPASS в максимально доступном на сегодняшний день порядке КХД разложения.

Разработан новый метод анализа экспериментальных данных по полуинклюзивному ГНР в следующем за лидирующим порядке КХД. Основным достоинством

разработанного метода является то, что он позволяет (на первом этапе) извлечь меллиновские моменты поляризованных кварковых распределений в следующем за лидирующим порядке КХД напрямую, непосредственно из измеренных полуинклюзивных асимметрий, без использования большого количества дополнительных предположений, характерных для стандартных методов. Локальные же поляризованные кварковые распределения извлекаются на втором этапе, используя извлеченные на первом этапе моменты как уже известные коэффициенты в разработанной модификации стандартного метода разложения по полиномам Якоби. В свою очередь, это модифицированное разложение является чрезвычайно важным и полезным инструментом, поскольку позволяет использовать не полные (недоступные для измерения) меллиновские моменты, а моменты, усеченные к интервалу по бёркеновской переменной x , реально доступному в эксперименте (именно и только такие моменты могут быть извлечены из экспериментальных данных на первом этапе).

Практическая ценность работы

Практическая ценность разработанного нового метода КХД анализа полуинклюзивных данных заключается в том, что он позволяет извлекать из экспериментальных данных по ПГНР поляризованные кварковые распределения без большого количества предположений (характерных для обычных методов). Это особенно важно в свете того, что количество и точность данных по ПГНР в настоящее время таковы, что применение стандартных методов КХД анализа приводит к большим неконтролируемым неопределенностям. Разработанный метод уже успешно применен к анализу данных коллаборации HERMES. Впервые были напрямую извлечены поляризованные валентные распределения в следующем за лидирующим порядке КХД разложения. В настоящее время такой анализ проводится в коллаборации COMPASS и работа будет завершена по мере накопления достаточного количества данных этой коллаборацией. Проводится работа по применению метода к каонным данным коллабораций HERMES и COMPASS с целью извлечения поляризованной странности в нуклоне в следующем за лидирующим порядке КХД. В перспективе метод будет применен к анализу данных эксперимента по поляризованному ПГНР, планируемого в Лаборатории им. Джефферсона.

Проведенный анализ мировых данных по инклюзивным структурным функциям позволил с высокой точностью определить синглетный вклад в спин протона и исследовать возможность реализации двух принципиально различных сценариев для поляризованного глюонного распределения.

Положения, выносимые на защиту

- Проведен КХД анализ мировых данных по инклюзивным структурным функциям в следующем за лидирующим порядке. Извлечены синглетные $\Delta\Sigma(x)$ и несинглетные $\Delta q_3(x)$, $\Delta q_8(x)$ комбинации поляризованных кварковых распределений. Исследованы два сценария для поляризованного глюонного распределения ($\Delta G > 0$ и $\Delta G < 0$). Проведено прямое извлечение аксиального заряда и первого момента поляризованной странности в нуклоне из новейших данных коллаборации COMPASS.

- Разработан новый метод анализа экспериментальных данных по полуинклюзивному ГНР в следующем за лидирующим порядке КХД. Основным достоинством разработанного метода является то, что он позволяет (на первом этапе) извлекать меллиновские моменты поляризованных кварковых распределений в следующем за лидирующим порядке КХД напрямую, непосредственно из измеренных полуинклюзивных асимметрий, без использования большого количества дополнительных предположений, характерных для стандартных методов. Локальные же поляризованные кварковые распределения извлекаются на втором этапе, используя извлеченные моменты как уже известные коэффициенты в разработанной модификации стандартного метода разложения по полиномам Якоби. Важнейшим свойством модифицированного разложения является возможность использовать не полные (недоступные для измерения) меллиновские моменты, а моменты, усеченные к интервалу по бёркеновской переменной x , реально доступному в эксперименте (именно и только такие моменты могут быть извлечены из экспериментальных данных на первом этапе).
- Разработанный метод применен к анализу экспериментальных данных коллаборации HERMES. Полученные в лидирующем порядке КХД результаты согласуются с соответствующими данным коллабораций HERMES и SMC. Результаты в следующем за лидирующим порядке КХД согласуются с известными параметризациями поляризованных кварковых распределений

Апробация работы и публикации

Основные положения работы докладывались на конференциях SPIN04 (Триест, Италия, 10-16 Октября 2004 года), SPIN05 (Дубна, Россия, 27 Сентября - 1 Октября 2005 года), XVII Международный Балдинский семинар по релятивистской ядерной физике и квантовой хромодинамике (Дубна, Россия, 27 Сентября-2 Октября 2004 года), 12 Ломоносовская конференция по физике элементарных частиц, (Москва, Россия, 25-31 Августа 2005 года), X конференция молодых ученых и специалистов ОИЯИ (Дубна, Россия, февраль 2006 года); на рабочих совещаниях коллабораций HERMES (ДЕЗИ, Германия) и COMPASS (ЦЕРН, Швейцария).

В настоящее время ведется активная работа по анализу экспериментальных данных коллабораций HERMES и COMPASS. Недавно был проведен КХД анализ данных коллаборации COMPASS по инклюзивному ГНР. Этот анализ лег в основу последней статьи коллаборации по этой тематике. Разработанный метод извлечения кварковых распределений из полуинклюзивных процессов ГНР в следующем за лидирующим порядке КХД был успешно применен к данным коллаборации HERMES (в тесном сотрудничестве с членами коллаборации). В настоящее время такой анализ проводится в коллаборации COMPASS (в тесном сотрудничестве с членами коллаборации, работа будет завершена по мере накопления достаточного количества данных этой коллаборацией. Проводится работа по применению метода к каонным данным коллабораций HERMES и COMPASS с целью извлечения поляризованной странности в нуклоне в следующем за лидирующим порядке КХД.

Основные результаты исследования, изложенного в диссертации, опубликованы в журналах: "Письма в ЖЭТФ", Physical Review D, Physics Letters B, а также в сборниках различных конференций. По материалам диссертации опубликовано 10 работ.

Объем и структура работы

Диссертация состоит из 5 глав, приложения и заключения, содержит 146 страниц машинописного текста, включая 38 рисунков, 26 таблиц и библиографию из 125 наименований на 6 страницах.

Содержание диссертации

В первой главе рассмотрены инклюзивные процессы глубоконеупругого рассеяния с продольно поляризованными лептонным пучком и нуклонной мишенью. Дается краткий теоретический обзор результатов по инклюзивному ГНР, необходимый для понимания основных результатов этой главы. Проводится КХД анализ мировых данных по инклюзивным структурным функциям с целью извлечения синглетных и несинглетных комбинаций поляризованных кварковых распределений в следующем за лидирующим порядке. Исследуются два (принципиально различных) сценария для поляризованного глюонного распределения ($\Delta G > 0$ и $\Delta G < 0$). Проводится прямое извлечение аксиального заряда и первого момента поляризованной странности в нуклоне из новейших данных коллаборации COMPASS.

Анализ инклюзивных данных COMPASS проводился по следующей схеме. На первом этапе из измеренной асимметрии A_{1d} строилась структурная функция

$$g_{1d} = F_{1d}A_{1d} = \frac{F_{2d}}{2x(1+R)}A_{1d}, \quad (6)$$

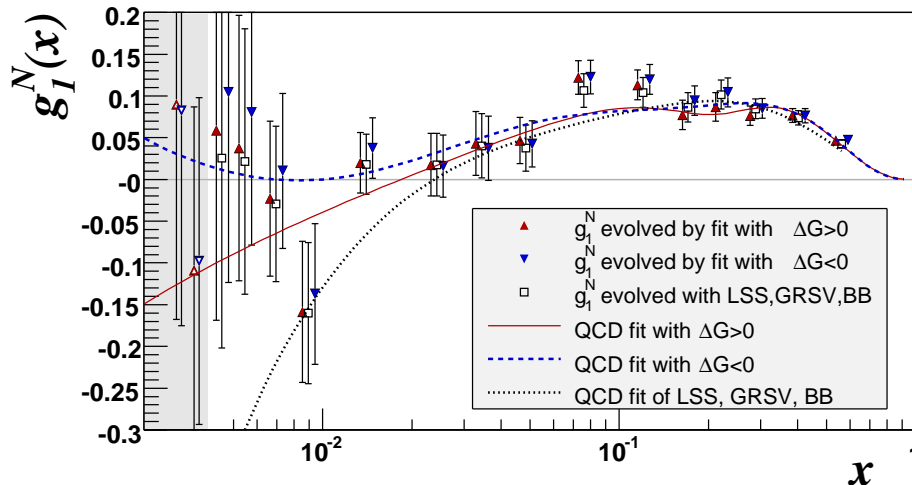
где для вычисления отношения $R = \sigma_L/\sigma_T$ и структурной функции F_{2d} были использованы известные параметризации. Чтобы извлечь первый момент поляризованной структурной функции $\Gamma_{1d}(Q^2) = \int_0^1 dx g_{1d}(x, Q^2)$ и, как следствие, извлечь первый момент поляризованной странности $\Delta_1 s$, а также аксиальный заряд $a_0 = \sum_f \int_0^1 dx [\Delta q_f(x) + \Delta \bar{q}_f(x)]$, необходимо проэволюционировать экспериментальные данные по g_{1d} к единому Q_0^2 и оценить вклады от неизмеренной области по x . Для эволюции данных было использовано широко применяемое предположение

$$g_1(x, Q_0^2) = g_1(x, Q^2)2 + [g_1^{fit}(x, Q_0^2) - g_1^{fit}(x, Q^2)], \quad (7)$$

где g_1^{fit} находится с использованием результатов анализа мировых данных. Для Q_0^2 было выбрано значение 3GeV^2 . На первом этапе величина g_1^{fit} вычислялась с использованием трех известных параметризаций: BB, GRSV2000 и LSS05. Однако, оказалось, что усредненная по трем параметризациям кривая плохо описывает новые данные COMPASS в области малых x (см. Рис. 1). Действительно, если старые результаты (без учета данных COMPASS) по анализу g_{1d} давали большие отрицательные значения g_{1d} при $x < 0.025$, то новые данные COMPASS показывают, что g_{1d} стремится к нулю в этой области. Таким образом, все существовавшие до сих пор параметризации плохо подходят для нахождения g_{1d}^{fit} , входящей в уравнение (7).

Таким образом, вместо использования стандартных параметризаций был заново проведен анализ всех существующих (мировых) инклюзивных данных в следующем за лидирующим порядке КХД с включением в анализ последних данных коллаборации COMPASS. При проведении этого анализа параметризовались комбинации кварковых распределений $\Delta\Sigma$, Δq_3 и Δq_8 , а также глюонное распределение ΔG . Параметризации задавались при $Q_0^2 = 3\text{GeV}^2$ соответствующему среднему Q^2 по данным

Рис. 1: Анализ данных коллаборации COMPASS в следующем за лидирующим порядке КХД. На рисунке, так же как и в оригинальной работе COMPASS, из которой он позаимствован, вместо g_{1d} представлена величина $g_1^N \equiv (g_1^p + g_1^n)/2 = g_1^d/(1-1.5\omega_d)$. Треугольниками, ориентированными вверх (вниз), обозначены значения g_{1d} , проэволюционированные при помощи фита с $\Delta G > 0$ ($\Delta G < 0$). Квадраты соответствуют эволюционированию g_{1d} с помощью параметризаций GRSV, BB, LSS05. Непрерывная и пунктирная кривые соответствуют вычислению g_{1d} для сценариев с $\Delta G > 0$ и $\Delta G < 0$. Точечная кривая соответствует усреднению g_{1d} по параметризациям GRSV, BB, LSS05.



COMPASS, и функциональный вид параметризаций был выбран в виде

$$\Delta F = \eta \frac{x^\alpha (1-x)^\beta (1+\gamma x)}{\int_0^1 x^\alpha (1-x)^\beta (1+\gamma x) dx}. \quad (8)$$

Очевидно, что при таком выборе параметризации параметр η совпадает с первым меллиновским моментом параметризуемой функции ΔF . При проведении вычислений параметры η_{q3} и η_{q8} были фиксированы при помощи соответствующих правил сумм:

$$\eta_{q3} = a_3 = F + D, \quad (9)$$

$$\eta_{q8} = a_8 = 3F - D. \quad (10)$$

Вычисленные значения функции $g_1^{fit}(x_i, Q_i^2)$ для каждого измерения структурной функции $g_1^{exp}(x_i, Q_i^2)$ (всего 230 экспериментальных точек, из них 43 соответствуют последним данным коллаборации COMPASS) использовались для построения функции χ^2

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N=230} \frac{[g_1^{fit}(x_i, Q_i^2) - g_1^{exp}(x_i, Q_i^2)]^2}{[\sigma(g_1^{exp}(x_i, Q_i^2))]^2},$$

с последующей её минимизацией. Для независимой проверки результатов и для проведения оценки систематической ошибки фитирования были использованы два раз-

личных пакета компьютерные программ, которые эволюционируют кварковые распределения и вычисляют структурные функции двумя различными методами. Первая программа была разработана еще коллаборацией SMC. Для решения уравнений ГЛАП в ней используется модифицированный метод конечных разностей. Вторая программа является оригинальной и первоначально была разработана и использована (оценка коррекций на Q^2 эволюцию полуинклюзивных асимметрий) для нового метода КХД анализа данных по ПГНР (глава 3 диссертации). Данная программа использует аналитическое решение уравнений ГЛАП в пространстве моментов Меллина с последующим применением обратного преобразования Меллина для инверсии проэволюционированных моментов в x -пространство. К достоинствам этой программы следует отнести высокую точность решения уравнений ГЛАП а также возможность проведения совместного анализа инклюзивных и полуинклюзивных данных.

Полученные при помощи двух программ результаты, представленные Таблицей 1, находятся в отличном согласии друг с другом, что подтверждает правильность проведения анализа.

В процессе выполнения анализа данных были исследованы два принципиально различных сценария: $\Delta G > 0$ и $\Delta G < 0$. Очень интересно то, что с учетом последних данных COMPASS впервые появилось указание на возможность реализации сценария с отрицательным ΔG (который оказывается даже более предпочтительным, чем сценарий $\Delta G > 0$), в то время как во всех предыдущих результатах анализа (стандартных параметризациях) реализовался сценарий положительного ΔG .

Действительно, во-первых, несмотря на то, что в случае $\Delta G > 0$ значение χ^2/NDF (по всем мировым данным) оказалось немного меньше, сценарий $\Delta G < 0$ гораздо лучше описывает данные COMPASS в области малых x . Во-вторых, в случае $\Delta G > 0$ мы наблюдаем неожиданный и достаточно значительный скачок функции $g_{1d}^{fit}(Q^2 = 3 \text{ GeV}^2)$ при $x \simeq 0.25$.

При этом форма распределения ΔG , диктуемая в первую очередь требованием, чтобы (в соответствии с новыми данными COMPASS) g_{1d} не принимала больших отрицательных значений в области малых x , также выглядит чересчур экзотично (Рис. 2, слева). Мы видим, что, во-первых, при малых x распределение ΔG практически равно нулю, в то время как при больших x поляризованное распределение ΔG очень близко к неполяризованному распределению $G(x)$ что, конечно же, несколько странно (разность распределений G с параллельной и антипараллельной ориентациями спинов глюона и протона практически равна их сумме). В результате практически все распределение ΔG сосредотачивается в узкой области по x вокруг максимума $x \simeq \alpha_G/(\alpha_G + \beta_G) \simeq 0.25$.

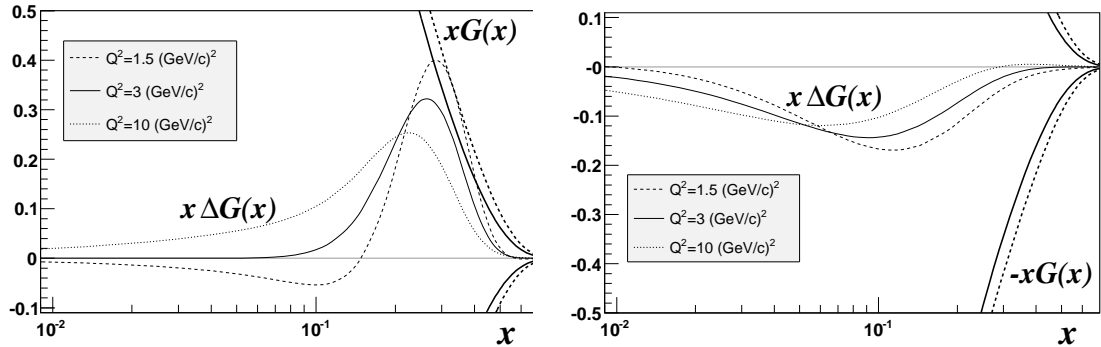
С другой стороны, в случае $\Delta G < 0$ (Рис. 2, справа) все эти странности отсутствуют и поведение распределения ΔG становится гораздо более естественным: форма $\Delta G(x)$ становится более гладкой и нет стремления $\Delta G(x)$ к $G(x)$ в области больших x . Вследствие этого данные COMPASS при малых x воспроизводятся гораздо лучше и g_{1d}^{fit} не имеет нефизических скачков. В то же время необходимо отметить, что даже с учетом последних данных COMPASS на сегодняшний день статистика недостаточна, чтобы с полной уверенностью отдать предпочтение сценарию $\Delta G < 0$. Однако, есть основания полагать, что в ближайшее время ситуация прояснится, так как ожидается, что COMPASS наберет большое количество инклюзивных данных на протонной мишени (которая ранее отсутствовала), особенно в области малых x .

Конечно же, основными величинами, представляющими наибольший физический

Таблица 1: Результаты анализа инклюзивных данных, полученные с использованием программ SMC и оригинальной разработанной программы.

$\Delta G > 0$			$\Delta G < 0$		
	Прогр. SMC	Ориг. прогр.		Прогр. SMC	Ориг. прогр.
η_Σ	0.270 ± 0.014	$0.284^{+0.016}_{-0.014}$	η_Σ	0.32 ± 0.009	0.328 ± 0.009
α_Σ	$-0.303^{+0.074}_{-0.079}$	$-0.226^{+0.103}_{-0.101}$	α_Σ	$1.38^{+0.15}_{-0.14}$	$1.38^{+1.13}_{-0.12}$
β_Σ	$3.60^{+0.24}_{-0.22}$	$3.69^{+0.30}_{-0.25}$	β_Σ	$4.08^{+0.29}_{-0.27}$	$4.05^{+0.25}_{-0.23}$
γ_Σ	$-16.0^{+1.4}_{-1.6}$	$-15.8^{+1.7}_{-2.8}$	γ_Σ	–	–
η_G	$0.336^{+0.049}_{-0.070}$	$0.233^{+0.040}_{-0.053}$	η_G	$-0.309^{+0.095}_{-0.144}$	$-0.192^{+0.064}_{-0.109}$
α_G	$2.91^{+0.40}_{-0.44}$	$3.11^{+0.42}_{-0.53}$	α_G	$0.390^{+0.65}_{-0.48}$	$0.23^{+0.63}_{-0.47}$
β_G	10(fixed)	10(fixed)	β_G	$13.9^{+7.8}_{-5.4}$	$13.8^{+8.2}_{-5.6}$
α_{q_3}	-0.226 ± 0.027	$-0.226^{+0.029}_{-0.027}$	α_{q_3}	-0.212 ± 0.027	-0.209 ± 0.027
β_{q_3}	$2.43^{+0.11}_{-0.10}$	$2.38^{+0.11}_{-0.10}$	β_{q_3}	$2.44^{+0.11}_{-0.10}$	$2.40^{+0.11}_{-0.10}$
α_{q_8}	$0.35^{+0.18}_{-0.44}$	$0.45^{+0.13}_{-0.43}$	α_{q_8}	$0.43^{+0.15}_{-0.16}$	$0.383^{+0.080}_{-0.121}$
β_{q_8}	$3.36^{+0.60}_{-1.04}$	$3.50^{+0.46}_{-0.98}$	β_{q_8}	$3.54^{+0.55}_{-0.54}$	$3.39^{+0.33}_{-0.39}$
χ^2/NDF	233/219	232/219	χ^2/NDF	247/220	247/220

Рис. 2: Распределения ΔG , полученные из КХД анализа данных COMPASS для двух сценариев: $\Delta G > 0$ (слева) и $\Delta G < 0$ (справа).



интерес, являются первые моменты, так как именно из них набирается спин нуклона. Полученные абсолютные значения моментов ΔG для обоих сценариев оказались порядка $|\eta_G| \simeq 0.2 - 0.3$. Что же касается синглетной комбинации кварковых моментов $\Delta\Sigma \equiv a_0^n$ (аксиального заряда в схеме \overline{MS} – см. обсуждение ниже), то мы имеем следующие результаты:

$$\Delta\Sigma(Q^2 = 3\text{GeV}^2) = 0.27 \pm 0.01(\text{stat})(\Delta G > 0), \quad (11)$$

$$\Delta\Sigma(Q^2 = 3\text{GeV}^2) = 0.32 \pm 0.01(\text{stat})(\Delta G < 0). \quad (12)$$

Далее, результаты КХД анализа мировых данных для $g_{1d}^{\text{fit}}(x)$ использовались для вычисления полного момента структурной функции Γ_{1d} из экспериментальных данных COMPASS (проводились процедуры сведения к единому Q_0^2 с помощью (7) и экстраполяции в неизмеримые области по x с последующим усреднением по обоим сценариям):

$$\Gamma_{1d}(3\text{GeV}^2) = 0.0457 \pm 0.0274(\text{stat}) \pm 0.0027(\text{evol}) + 0.0046(\text{syst}). \quad (13)$$

Было проведено сравнение полученных результатов с результатами коллаборации SMC, где кинематика (в частности, доступный интервал по x) практически не отличается от кинематики COMPASS. Сравнение показало, что точность измерений COMPASS значительно превышает точность данных SMC. Важно также подчеркнуть, что проведенный КХД анализ обладает тремя большими преимуществами по сравнению с соответствующим анализом SMC: во-первых, исследованы два принципиально различных сценария для ΔG ; во-вторых, возросла точность решения уравнения эволюции; в-третьих, две независимые программы, используемые в анализе, дают гораздо лучшее согласование результатов между собой, чем результаты двух программ, применяемых в КХД анализе коллаборацией SMC (ошибка на эволюцию в семь раз меньше).

Чрезвычайно важным новым результатом коллаборации COMPASS является наблюдение стремления к нулю структурной функции g_{1d} в области малых x (доступной для измерения). Такое поведение g_{1d} в настоящее время активно обсуждается, поскольку соответствует ряду теоретических предсказаний. Здесь уместно еще раз подчеркнуть достоинство (предпочтительность) сценария $\Delta G < 0$. Именно этот сценарий гораздо лучше описывает последние данные COMPASS в области малых x : в отличие от сценария $\Delta G > 0$ в случае $\Delta G < 0$ функция g_{1d}^{fit} близка к нулю в области малых x (см. Рис. 1).

Полученное значение (13) момента структурной функции Γ_{1d} позволяет также извлечь такие важнейшие величины, как аксиальный заряд a_0 и первый момент поляризованной странности $\Delta_1 s$ напрямую, без использования процедуры фитирования. Уместно напомнить, что именно эти величины (вместе с ΔG) являются ключевыми в разрешении проблемы “спинового кризиса”. Здесь важно то, что существует такой класс схем вычитаний, где в отличие от обычной \overline{MS} схемы вычитаний аксиальный заряд $\Delta_1 \tilde{\Sigma}$ сохраняется, т.е. не зависит от Q^2 . По современным представлениям именно эта сохраняющаяся величина входит в правило сумм, определяющее спин нуклона. Однако, мы не можем извлечь $\Delta_1 \tilde{\Sigma}$ напрямую, так как именно в схеме \overline{MS} выражение для первого момента структурной функции

$$\begin{aligned} \Gamma_{1d}(Q^2) &= \frac{1}{9} C_1^S a_0^{on} + \frac{1}{36} C_1^{NS} a_8 \\ &= \frac{1}{9} \left(1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} + \mathcal{O}(\alpha_s^2) \right) \left(a_0^{on}(Q^2) + \frac{1}{4} a_8 \right) \end{aligned} \quad (14)$$

не содержит ΔG . Именно поэтому мы извлекаем из данных $\Delta_1 \Sigma = a_0(Q^2)$, в то время как величины $\Delta_1 \tilde{\Sigma}$ и $a_0(Q^2)$ связаны уравнением $a_0(Q^2) = \Delta_1 \tilde{\Sigma} - f \frac{\alpha_s}{2\pi} \Delta_1 G$.

Прямое извлечение $a_0(Q^2)$ из данных COMPASS в следующем за лидирующем порядке КХД с помощью формулы (14) дает значение

$$a_0(3\text{GeV}^2) = 0.35 \pm 0.03(stat) \pm 0.05(syst). \quad (15)$$

Оно находится в отличном согласии с усредненным результатом глобального анализа (11), (12) (также полученным в схеме \overline{MS} в следующем за лидирующим порядке):

$$\eta_\Sigma(3\text{GeV}^2) = 0.30 \pm 0.01(stat) \pm 0.02(evol),$$

что подтверждает корректность проведения анализа.

К настоящему времени величина C_1^S (см. уравнение (14)) вычислена вплоть до второго порядка КХД разложения включительно (C_1^{NS} известна вплоть до четвертого порядка включительно). Это даёт нам возможность извлечь аксиальный заряд $\Delta_1\Sigma \equiv a_0$

$$a_0(3GeV^2) = 0.37 \pm 0.031(stat) \pm 0.060(syst) \quad (16)$$

и первый момент поляризованной странности

$$\begin{aligned} (\Delta_1 s + \Delta_1 \bar{s})(3GeV^2) &= \frac{1}{3}(a_0 - a_8) \\ &= -0.072 \pm 0.013(stat) \pm 0.022(syst) \end{aligned} \quad (17)$$

во втором порядке КХД разложения.

Наряду с $\Delta_1\tilde{\Sigma}$ большой интерес вызывает еще одна сохраняющаяся величина:

$$\hat{a}_0 = \exp\left(-\int^{a_s(Q^2)} da'_s \frac{\gamma^s(a'_s)}{\beta(a'_s)}\right) a_0(Q^2)$$

Легко видеть, что она является аксиальным зарядом $a_0(Q^2)$ в пределе $Q^2 \rightarrow \infty$ (бьёркеновском пределе) и связана с константой $\Delta_1\tilde{\Sigma}$ соотношением

$$\Delta_1\tilde{\Sigma} = \hat{a}_0 + 2N_f\Delta\Gamma^{(0)}, \quad (18)$$

где

$$\frac{\alpha_s}{4\pi}\Delta G = \Delta\Gamma = \Delta\Gamma^{(0)} + \frac{\alpha_s}{4\pi}\Delta\Gamma^{(1)} + \dots \quad (19)$$

Таким образом, константы $\Delta_1\tilde{\Sigma}$ и \hat{a}_0 отличаются только глюонным вкладом, выживающим в пределе $Q^2 \rightarrow \infty$ (в этом пределе $\Delta_1 G$ ведет себя как $1/\alpha_s$). Важно то, что величину \hat{a}_0 можно извлечь из данных по Γ_{1d} с более высокой точностью (в третьем порядке разложения по α_s), чем сам аксиальный заряд $a_0(Q^2)$ (во втором порядке). Таким образом, величина \hat{a}_0 на сегодняшний день является наиболее точно извлекаемым синглетным объектом из данных по инклюзивному ГНР. Соответствующий анализ последних данных COMPASS дает

$$\hat{a}_0 = 0.33 \pm 0.03(stat) \pm 0.05(syst). \quad (20)$$

Используя полученное значение \hat{a}_0 и правило сумм (10), также можно получить первый момент поляризованной странности в пределе $Q^2 \rightarrow \infty$:

$$(\Delta_1 s + \Delta_1 \bar{s})_{Q^2 \rightarrow \infty} = \frac{1}{3}(\hat{a}_0 - a_8) = -0.08 \pm 0.01(stat) \pm 0.02(syst). \quad (21)$$

Этот результат является наиболее точным на сегодняшний день, поскольку здесь использованы наиболее точные последние данные COMPASS, а извлечение проводилось в максимально доступном на сегодняшний день третьем порядке КХД разложения.

Во второй главе рассмотрены процессы полуинклюзивного глубоконеупругого рассеяния – процессы, где в дополнение к рассеянному лептону идентифицируется также

один из адронов в конечном состоянии, в результате чего появляется возможность разделения валентных и морских кварковых распределений. Дается краткий теоретический обзор результатов по полуинклюзивному ГНР, необходимый для понимания основных результатов этой и последующих глав диссертации.

Далее, так как в анализе полуинклюзивных данных существенно используются функции фрагментации кварков и глюонов в адроны, рассматриваются различные методы извлечения функций фрагментации из экспериментальных данных (в основном из данных по процессам электрон-позитронной аннигиляции в адроны). Это необходимо для всесторонней оценки существующих результатов по ФФ (выбор оптимальной параметризации для ФФ, анализ предположений, допущенных при их извлечении и т.п.) и оценки степени их влияния на результаты анализа полуинклюзивных данных.

Проводится критический анализ существующих результатов по извлечению поляризованных кварковых распределений из полуинклюзивных данных. Особое внимание уделяется проблемам, характерным для стандартных методов анализа. Так, показывается, что применяемый коллаборацией HERMES метод анализа в лидирующем порядке КХД (метод пьюрити) дает несовместимые с правилами сумм результаты. Одной из основных причин этого несоответствия является недостаточность анализа в лидирующем порядке – при сравнительно небольшом $Q^2 = 2.5 GeV^2$, характерном для HERMES, необходимо применять анализ в следующем за лидирующим порядке КХД разложения. В то же время показывается, что стандартный метод КХД анализа полуинклюзивных данных в следующем за лидирующим порядке КХД в настоящее время неприменим в силу малого количества полуинклюзивных данных, что приводит к большому функциональному произволу при выборе параметризующей функции.

В главе 3 разрабатывается новый метод анализа полуинклюзивных данных в следующем за лидирующим порядке КХД. Основным достоинством разработанного метода является то, что он позволяет (на первом этапе) извлечь меллиновские моменты поляризованных кварковых распределений в следующем за лидирующим порядке КХД напрямую, непосредственно из измеренных полуинклюзивных асимметрий, без использования большого количества дополнительных предположений, характерных для стандартных методов. Локальные же поляризованные кварковые распределения извлекаются на втором этапе, используя извлеченные моменты как уже известные коэффициенты в предложенном авторами модифицированном методе разложения по полиномам Якоби. В свою очередь, это модифицированное разложение является чрезвычайно важным и полезным инструментом, поскольку позволяет использовать не полные (недоступные для измерения) меллиновские моменты, а моменты, усеченные к интервалу по бёркеновской переменной x , реально доступному в эксперименте (именно и только такие моменты могут быть извлечены из экспериментальных данных на первом этапе).

Возможность прямого извлечения моментов поляризованных кварковых распределений из экспериментальных данных основана на замечательном свойстве моментов Меллина $M^n(f) \equiv \int_0^1 dx x^{n-1} f(x)$ расщеплять конволюцию (см. уравнение (5)) в простое произведение соответствующих меллиновских моментов:

$$M^n[A \otimes B] \equiv \int_0^1 dx x^{n-1} \int_x^1 \frac{dy}{y} A\left(\frac{x}{y}\right) B(y) = M^n(A)M^n(B). \quad (22)$$

В результате сложные интегродифференциальные уравнения (1), (5) (куда измеряемые асимметрии $A_{p,d}^h$, вильсоновские коэффициенты, функции фрагментации и неполяризованные кварковые распределения входят как уже известные величины) для поляризованных кварковых плотностей $\Delta q(x)$ превращаются в простые алгебраические уравнения для меллиновских моментов $\Delta_n q \equiv \int_0^1 dx x^{n-1} \Delta q(x)$. Эта процедура является абсолютно общей и годится для любых типов измеряемых асимметрий, однако в диссертации рассматриваются так называемые “разностные” асимметрии. Дело в том, что при анализе было бы крайне желательно избежать где только это возможно использования функций фрагментации, которые до сих пор еще недостаточно изучены (особенно это касается функций фрагментации $D_q^{K^\pm}$ и D_g^h). Именно (и только) разностные асимметрии с идентификацией сорта адрона h

$$A_1^{h-\bar{h}} = \frac{1}{P_B P_T f D} \frac{(N_{\uparrow\downarrow}^h - N_{\uparrow\downarrow}^{\bar{h}}) L_{\uparrow\uparrow} - (N_{\uparrow\uparrow}^h - N_{\uparrow\uparrow}^{\bar{h}}) L_{\uparrow\downarrow}}{(N_{\uparrow\downarrow}^h - N_{\uparrow\downarrow}^{\bar{h}}) L_{\uparrow\uparrow} + (N_{\uparrow\uparrow}^h - N_{\uparrow\uparrow}^{\bar{h}}) L_{\uparrow\downarrow}} = \frac{g_1^h - g_1^{\bar{h}}}{F_1^h - F_1^{\bar{h}}}$$

дают нам такую уникальную возможность, так как в лидирующем порядке КХД они вообще не содержат зависимости от функций фрагментации:

$$A_p^{\pi^+-\pi^-} = \frac{4\Delta u_V - \Delta d_V}{4u_V - d_V}; \quad A_d^{\pi^+-\pi^-} = \frac{\Delta u_V + \Delta d_V}{u_V + d_V}$$

$$A_p^{K^+-K^-} = \frac{\Delta u_V}{u_V}; \quad A_d^{K^+-K^-} = A_d^{\pi^+-\pi^-},$$

а в следующем за лидирующим порядке КХД содержат только слабую зависимость от разности лидирующей и подавленной ФФ. В случае пионных разностных асимметрий, которые и рассматриваются в диссертации, эта разность $D_1 - D_2$ хорошо известна, так что уравнения для пионных разностных асимметрий на протонной и дейтериевой мишенях

$$A_p^{\pi^+-\pi^-}(x, Q^2) \Big|_Z = \frac{(4\Delta u_V - \Delta d_V) \int_Z^1 dz_h [1 + \otimes \frac{\alpha_s}{2\pi} \Delta C_{qq} \otimes] (D_1 - D_2)}{(4u_V - d_V) \int_Z^1 dz_h [1 + \otimes \frac{\alpha_s}{2\pi} \tilde{C}_{qq} \otimes] (D_1 - D_2)}, \quad (23)$$

$$A_d^{\pi^+-\pi^-}(x, Q^2) \Big|_Z = \frac{(\Delta u_V + \Delta d_V) \int_Z^1 dz_h [1 + \otimes \frac{\alpha_s}{2\pi} \Delta C_{qq} \otimes] (D_1 - D_2)}{(u_V + d_V) \int_Z^1 dz_h [1 + \otimes \frac{\alpha_s}{2\pi} C_{qq} \otimes] (D_1 - D_2)}. \quad (24)$$

в принципе позволяют нам извлекать поляризованные валентные распределения в следующем за лидирующим порядке КХД с минимальными неопределенностями для входных данных. Применение описанной выше процедуры позволяет нам легко найти решение системы (23), (24) в терминах меллиновских моментов произвольного порядка n с результатом

$$\Delta_n u_V = \frac{1}{5} \frac{\mathcal{A}_p^{(n)} + \mathcal{A}_d^{(n)}}{L_{(n)1} - L_{(n)2}}; \quad \Delta_n d_V = \frac{1}{5} \frac{4\mathcal{A}_d^{(n)} - \mathcal{A}_p^{(n)}}{L_{(n)1} - L_{(n)2}}, \quad (25)$$

где величины $\mathcal{A}_{p,d}$ содержат только известные данные: измеряемые в эксперименте разностные асимметрии, известные неполяризованные кварковые распределения, функции фрагментации и коэффициенты Вильсона. Очень важно, что в реальности асимметрии могут быть измерены только в ограниченной области по x , $0 < a < x < b < 1$, так что приближенные уравнения для усеченных моментов

$$\Delta'_n q = \int_a^b dx x^{n-1} \Delta q(x) \quad (26)$$

валентных распределений имеют вид (25) с заменой полных интегралов по x в величинах $\mathcal{A}_{p,d}$ на суммы по экспериментальным бинам, покрывающим экспериментально достижимую область $a < x < b$.

Следует подчеркнуть, что уже на этом этапе мы можем напрямую извлечь наиболее важные для понимания спиновой структуры нуклона величины – первые моменты ($n = 1$ в (25)). Напомним, что именно первые моменты поляризованных кварковых распределений составляют спин нуклона. В частности, система уравнений (25) даёт нам доступ к первым моментам (усеченным) поляризованных валентных распределений $\Delta'_1 u_V$ и $\Delta'_1 d_V$. Чрезвычайно важные сами по себе, эти величины позволяют решить также принципиальную проблему симметрии поляризованного кваркового моря, т.е. ответить на вопрос равна асимметрия поляризованного кваркового моря $\Delta_1 \bar{u} - \Delta_1 \bar{d}$ нулю или нет. Для этой цели достаточно воспользоваться соответствующей формой правила сумм Бьёркена

$$\Delta_1 \bar{u} - \Delta_1 \bar{d} = \frac{1}{2} \left| \frac{g_A}{g_V} \right| - \frac{1}{2} (\Delta_1 u_V - \Delta_1 d_V), \quad (27)$$

которая позволяет выразить асимметрию поляризованного кваркового моря $\Delta_1 \bar{u} - \Delta_1 \bar{d}$ через разность первых моментов валентных распределений.

Для проверки применимости вышеописанной процедуры были проведены специальные исследования, в которых анализировались разностные асимметрии, построенные из полуинклюзивных пионных данных, симулированных при помощи Монте-Карло генератора PEPSI. Проведение КХД анализа таких симулированных данных даёт уникальную возможность проверки самого метода, так как результаты анализа должны (в идеале точно) воспроизвести изначально заложенную в генератор параметризацию для Δq . В результате проведенного анализа с двумя параметризациями, соответствующими принципиально разным сценариям легкого кваркового моря (симметричному и несимметричному), было установлено, что извлеченные из данных в следующем за лидирующим порядке КХД моменты валентных распределений находятся в отличном согласии с соответствующими моментами распределений, заложенных в генератор. Это иллюстрируется Таблицей 2, где приводятся результаты сравнения восстановленных и заложенных в генератор моментов для параметризации GRSV2000 (*несимметричное море*) для двух кинематических диапазонов, соответствующих экспериментам HERMES и COMPASS. Такое же хорошее качество восстановления получается и для сценария симметричного кваркового моря.

Из Таблицы 2 также видно, что в реальных условиях эксперимента, когда недостижимая область малых x сравнительно велика (особенно это касается эксперимента HERMES, где нижняя достижимая граница по x составляет 0.023), применение правила сумм Бьёркена в виде (27) для извлечения асимметрии $\Delta_1 \bar{u} - \Delta_1 \bar{d}$ оказывается гораздо эффективнее, чем прямое её извлечение. Это объясняется тем, что при малых (недостижимых в эксперименте) значениях x морские распределения доминируют над валентными, и наоборот, валентные кварки доминируют над морскими в доступной для измерения области. Таким образом, разность усеченных моментов $\Delta'_1 u_V - \Delta'_1 d_V$ с хорошей точностью аппроксимирует разность полных моментов $\Delta_1 u_V - \Delta_1 d_V$, входящую в правую часть правила сумм (27). С другой стороны, непосредственная аппроксимация величины $\Delta_1 \bar{u} - \Delta_1 \bar{d}$ разностью усеченных моментов $\Delta'_1 \bar{u} - \Delta'_1 \bar{d}$ является плохим приближением из-за значительного вклада морских распределений в области малых недоступных x . Однако, проведенный в работе анализ

Таблица 2: Моменты, извлеченные из симулированных данных (верхняя часть таблицы) в сравнении с моментами, вычисленными прямым интегрированием заложенной параметризации (нижняя часть таблицы) GRSV2000(*несимметричное море*). Значения величин $[\Delta'_1\bar{u} - \Delta'_1\bar{d}]_{BSR}$ получены с применением правила сумм Бьёркена (27).

x_B	Q_{mean}^2	$\Delta'_1 u_V$	$\Delta'_1 d_V$	$[\Delta'_1\bar{u} - \Delta'_1\bar{d}]_{BSR}$
HERMES				
$0.023 < x < 0.6$	2.4 GeV^2	0.585 ± 0.017	-0.147 ± 0.037	0.268 ± 0.020
COMPASS				
$0.003 < x < 0.7$	7.0 GeV^2	0.602 ± 0.032	-0.110 ± 0.080	0.278 ± 0.040

x_B	Q^2	$\Delta'_1 u_V$	$\Delta'_1 d_V$	$\Delta'_1\bar{u} - \Delta'_1\bar{d}$	$[\Delta'_1\bar{u} - \Delta'_1\bar{d}]_{BSR}$
$0.0001 < x < 0.99$	2.4 GeV^2	0.605	-0.031	0.310	0.315
$0.023 < x < 0.6$	2.4 GeV^2	0.569	-0.114	0.170	0.292
$0.0001 < x < 0.99$	7.0 GeV^2	0.604	-0.032	0.309	0.315
$0.003 < x < 0.7$	7.0 GeV^2	0.598	-0.065	0.262	0.302

влияния вкладов от недостижимой области малых x на точность извлечения асимметрии $\Delta'_1\bar{u} - \Delta'_1\bar{d}$ показывает, что даже несмотря на преимущество использования для это цели правила сумм Бьёркена (27), коллаборация HERMES сможет увидеть (в пределах ошибок) эту асимметрию, только если её величина будет достаточно большой: порядка 0.3 или даже выше. В то же время, в условиях эксперимента COMPASS (где доступная область по x гораздо шире – $0.003 < x < 0.7$) нижняя граница измеримости асимметрии $\Delta'_1\bar{u} - \Delta'_1\bar{d}$ оказывается существенно ниже (от 0.1 и выше). Таким образом, COMPASS даёт нам уникальную возможность ответить наконец на вопрос – симметрично поляризованное легкое кварковое море или нет.

Для восстановления локальных кварковых распределений из извлеченных из эксперимента усеченных меллиновских моментов была разработана модификация метода разложения функций по полиномам Якоби (МПЯ). За основу был взят стандартный МПЯ, который представляет собой двойной ряд по полиномам Якоби и полным меллиновским моментам функции (т.е. моментам, вычисленным области $0 < x < 1$):

$$F(x) \simeq \omega^{(\alpha,\beta)} \sum_{k=0}^N \Theta_k^{(\alpha,\beta)}(x) \sum_{j=0}^k c_{kj}^{(\alpha,\beta)} M(j+1), \quad (28)$$

где

$$M[j] = \int_0^1 dx x^{j-1} F(x) \quad (29)$$

есть меллиновский момент функции $F(x)$, $\Theta_n^{(\alpha,\beta)}(x)$ – полиномы Якоби, которые имеют свойство ортогональности

$$\int_0^1 dx \omega^{(\alpha,\beta)}(x) \Theta_n^{(\alpha,\beta)}(x) \Theta_m^{(\alpha,\beta)}(x) = \delta_{nm}, \quad (30)$$

с весом $\omega^{(\alpha,\beta)}(x) = x^\beta(1-x)^\alpha$.

Данный метод давно и успешно применяется в классическом КХД анализе инклюзивных данных, где он используется для восстановления локальных кварковых распределений из проэволюционированных полных моментов Меллина. Однако, из эксперимента напрямую можно извлечь только усеченные моменты, то есть моменты в области $0 < a < x < b < 1$. Как оказалось, в этом случае стандартный МПЯ не позволяет восстанавливать локальные распределения с приемлемой точностью. Чтобы преодолеть эту проблему, была предложена модификация МПЯ (ММПЯ):

$$F(x) \simeq F_{N_{max}}(x) = \left(\frac{x-a}{b-a}\right)^\beta \left(1 - \frac{x-a}{b-a}\right)^\alpha \sum_{n=0}^{N_{max}} \Theta_n^{(\alpha,\beta)} \left(\frac{x-a}{b-a}\right) \times \sum_{k=0}^n c_{nk}^{(\alpha,\beta)} \frac{1}{(b-a)^{k+1}} \sum_{l=0}^k \frac{k!}{l!(k-l)!} M'[l+1](-a)^{k-l}. \quad (31)$$

Как видно, в модифицированную формулу входят уже не полные, а усеченные меллиновские моменты

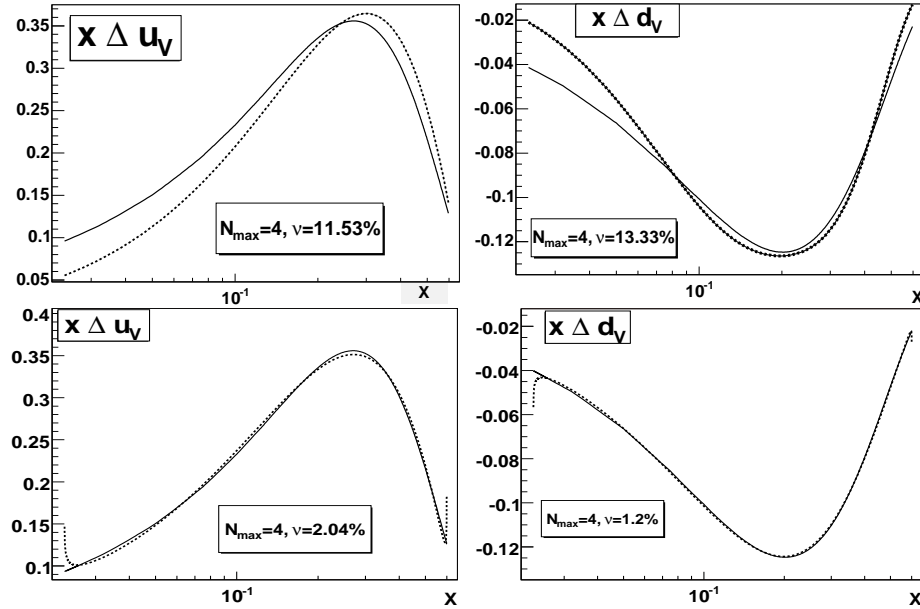
$$M'[j] \equiv M'_{[a,b]}[j] \equiv \int_a^b dx x^{j-1} F(x), \quad (32)$$

которые можно напрямую извлечь из эксперимента. Проведенные численные тесты (восстановление известной параметризации по численно вычисленным ее усеченным моментам) показали, что ММПЯ даёт отличное качество восстановления локальных кварковых распределений даже при малом числе моментов в разложении, что демонстрируется на Рис. 3. Таким образом, появляется возможность извлекать из эксперимента не только меллиновские моменты кварковых распределений, но и восстанавливать из них локальные кварковые распределения.

Кроме того, была разработана специальная процедура поиска областей наискорейшей сходимости разложения по ММПЯ. Суть ее заключается в том, что в ММПЯ входят два свободных параметра весовой функции α и β , подбор значений которых, точнее, нахождение целой области значений, позволяет обрывать ряд ММПЯ при малом числе членов при сохранении точности восстановления. Если в случае тестирования ММПЯ на известной параметризации в качестве реперных точек при подборе α , β может служить ее известное значение, в случае анализа экспериментальных данных мы не имеем такой возможности. Однако, мы можем восстанавливать из данных усеченные моменты. В результате был предложен критерий, в котором α и β находятся из требования совпадения извлеченных из эксперимента усеченных моментов и таких же моментов, вычисленных из восстановленной по ММПЯ функции. Проведенные исследования показали, что момент от восстановленной по ММПЯ функции по всей экспериментально доступной области в точности совпадает с моментом, входящим в разложение ММПЯ, т.е. не может быть использован для подбора α и β . Однако, из эксперимента можно извлечь момент, вычисленный в интервале, меньшем, чем экспериментально доступная область. Именно такие моменты и используются в критерии.

Рассмотрена также интересная особенность ММПЯ – сильная зависимость восстановленной функции от варьирования моментов в разложении. Такая зависимость позволила разработать процедуру экстраполяции функций в неизмеренные области по x , в результате чего удается восстанавливать как моменты, вычисленные в

Рис. 3: Восстановление $\Delta u_V(x)$ и $\Delta d_V(x)$ при использовании четырех моментов в разложениях МПЯ (28) и ММПЯ (31). Непрерывная линия соответствует заложенной параметризации, пунктирная линия соответствует восстановлению по МПЯ (верхняя часть) и ММПЯ (нижняя часть).



неизмеренной области, так и локальные распределения в ней. Предложенный метод экстраполяции был проверен на численных примерах, подтвердивших его корректность, а именно, проводилась экстраполяция известной параметризации из области $0.023 < x < 0.6$ в область $0.0001 < x < 1$, после чего результаты сравнивались с исходной параметризацией. Результаты представлены в Таблице 3, из которой видно, что полученные после экстраполяции результаты находятся в отличном согласии с заложенной параметризацией.

В главе 4 разработанный метод КХД анализа применяется к полуинклюзивным пионным данным коллаборации HERMES.

Сначала было проведено тестирование предложенного метода на симулированных при помощи Монте-Карло генератора PEPSI данных. Оказывается, что в случае, когда извлекаемые из эксперимента асимметрии задаются конечным набором точек, измеренных в ограниченных интервалах (бинах), разработанный метод также позволяет восстанавливать заложенную в симуляции параметризацию с высокой точностью.

Однако, оказалось, что в случае анализа реальных данных требуется модификация процедуры поиска оптимальных значений параметров весовой функции α и β . Важным моментом для поиска оптимальных значений α и β являются их стартовые значения в процедуре минимизации. Опыт показывает, что если эти значения будут находиться далеко от оптимальных, алгоритм минимизации может “свалиться” в неправильный локальный минимум, что приводит к неверным значениям α_{opt} и β_{opt} . Однако, к счастью, при анализе в лидирующем порядке мы всегда можем сравнить восстановленные по ММПЯ кривые с их значениями, извлеченными напрямую,

Таблица 3: Восстановление первых четырех моментов Δu_V и Δd_V в области $10^{-4} < x < 1$ для параметризации GRSV2000 в симметричном (вверху) и несимметричном (внизу) сценариях при помощи процедуры экстраполяции из области $0.023 < x < 0.6$.

n	$\Delta u_V(x)$			$\Delta d_V(x)$		
	$M'_{[0.023,0.6]}$ input	$M'_{[10^{-4},1]}$ output	$M'_{[10^{-4},1]}$ reference	$M'_{[0.023,0.6]}$ input	$M'_{[10^{-4},1]}$ output	$M'_{[10^{-4},1]}$ reference
1	0.749	0.904	0.917	-0.275	-0.362	-0.340
2	0.153	0.164	0.167	-0.049	-0.051	-0.051
3	0.047	0.053	0.055	-0.013	-0.014	-0.014
4	0.017	0.021	0.023	-0.004	-0.005	-0.005
1	0.570	0.609	0.605	-0.114	-0.074	-0.029
2	0.137	0.150	0.149	-0.036	-0.038	-0.037
3	0.044	0.052	0.052	-0.012	-0.013	-0.013
4	0.017	0.023	0.022	-0.004	-0.006	-0.005

и точно найти оптимальные значения α_{opt} и β_{opt} . Далее эти значения используются как стартовые при проведении анализа в следующем за лидирующим порядке КХД. В результате, восстановленные по ММПЯ кривые находятся в отличном согласии с заложенной параметризацией, что демонстрируется Рис. 4, где представлены результаты восстановления валентных распределений из симулированных данных для параметризации GRSV2000. Небольшие отличия восстановленных и заложенных распределений объясняются работой генератора – симулированные асимметрии должны совпадать с заложенной параметризацией только в пределах ошибок.

После проведения всестороннего тестирования метода на симулированных данных, метод был применен к реальным данным коллаборации HERMES. Так как эта коллаборация не представила данных по разностным асимметриям, а представила данные только по обычным полуинклюзивным асимметриям, для их построения была использована следующая процедура: выражение для обычной асимметрии через скорости счета

$$A_{p(d)}^{\pi^\pm} \Big|_Z = \frac{1}{P_B P_T f D} \frac{N_{\uparrow\downarrow}^{\pi^\pm} L_{\uparrow\uparrow} - N_{\uparrow\uparrow}^{\pi^\pm} L_{\uparrow\downarrow}}{N_{\uparrow\downarrow}^{\pi^\pm} L_{\uparrow\uparrow} + N_{\uparrow\uparrow}^{\pi^\pm} L_{\uparrow\downarrow}}$$

используется для построения разностной асимметрии через

$$A^{\pi^+ - \pi^-}(x_i) = \frac{R_i^{+/-}}{R_i^{+/-} - 1} A^{\pi^+}(x_i) - \frac{1}{R_i^{+/-} - 1} A^{\pi^-}(x_i), \quad (33)$$

где

$$R_i^{+/-} \equiv \frac{N_{i\uparrow\downarrow}^{\pi^+} L_{\uparrow\uparrow} + N_{i\uparrow\uparrow}^{\pi^+} L_{\uparrow\downarrow}}{N_{i\uparrow\downarrow}^{\pi^-} L_{\uparrow\uparrow} + N_{i\uparrow\uparrow}^{\pi^-} L_{\uparrow\downarrow}}.$$

Легко видеть, что отношение $R_i^{+/-}$ можно переписать в виде

$$R_i^{+/-} = \frac{\sigma_{\uparrow\downarrow}^{\pi^+}(x_i) + \sigma_{\uparrow\uparrow}^{\pi^+}(x_i)}{\sigma_{\uparrow\downarrow}^{\pi^-}(x_i) + \sigma_{\uparrow\uparrow}^{\pi^-}(x_i)} = \frac{\sigma_{unpol}^{\pi^+}(x_i)}{\sigma_{unpol}^{\pi^-}(x_i)} = \frac{N_i^{\pi^+}}{N_i^{\pi^-}}, \quad (34)$$

то есть оно может быть легко извлечено из неполяризованных данных. Эта величина является хорошо определенным и извлекаемым с высокой точностью объектом. Более того, опыт показывает, что эту величину можно с высокой степенью надежности извлечь из генератора неполяризованных событий, не используя при этом реальных данных HERMES и COMPASS. Результаты на извлеченную этим способом величину $R_i^{+/-}$ практически совпадают с результатами, извлеченными из реальных данных. Для построения асимметрий мы взяли величины $R_i^{+/-}$ из результатов симуляции на генераторе неполяризованных событий LEPTO, который при соответствующих настройках⁴ хорошо воспроизводит особенности процесса фрагментации (такие как множественности адронов, распределения адронов по x , z_h и тп).

Чтобы проверить корректность подобной процедуры, был проведен анализ построенных разностных асимметрий в лидирующем порядке КХД. Результаты на валентные распределения и их моменты находятся в хорошем согласии с соответствующими результатами HERMES и SMC (Таблица 4), что подтвердило корректность предложенной процедуры построения разностных асимметрий. Следует подчеркнуть, что результаты на распределения Δu_V и Δd_V и их моменты, полученные из разностных асимметрий, представляют самостоятельную ценность и в своем роде уникальны даже несмотря на то, что они получены в лидирующем порядке. Действительно, как уже отмечалось, только разностные асимметрии с определением сорта

⁴В данном случае были использованы настройки, применявшиеся коллаборацией HERMES.

Рис. 4: Объединенные результаты анализа в лидирующем и следующем за лидирующим порядке КХД (вверху) в сравнении с заложенной параметризацией (внизу). Сплошная линия соответствует восстановлению в следующем за лидирующим порядке КХД, а прерывистая линия соответствует восстановлению в лидирующем порядке КХД.

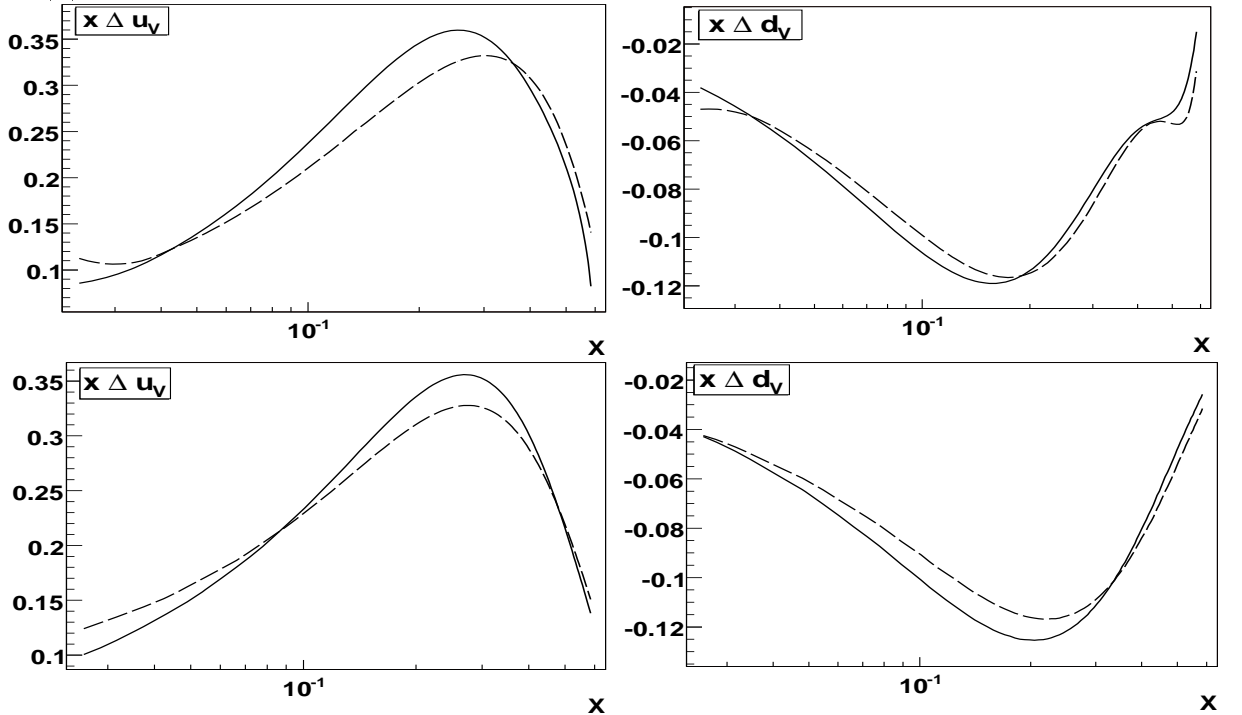


Рис. 5: Восстановление из данных коллаборации HERMES валентных распределений в лидирующем (пунктирная линия) и следующем за лидирующим (сплошная линия) порядках КХД.

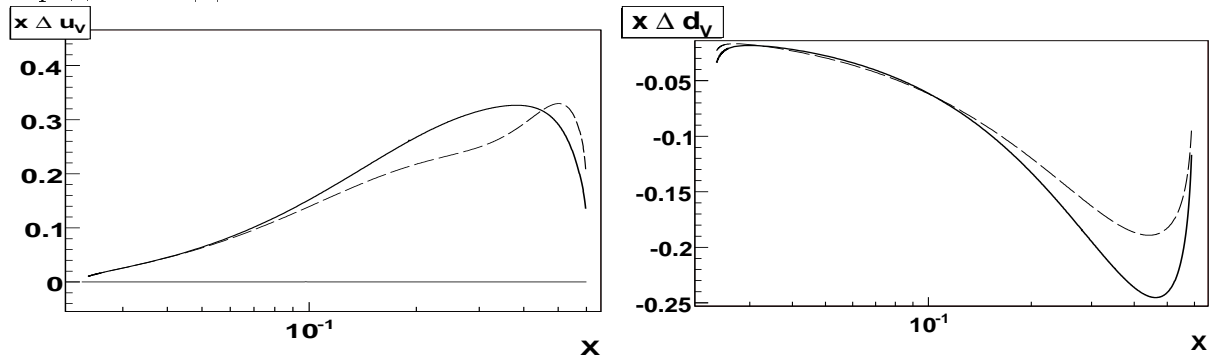


Таблица 4: Результаты извлечения моментов валентных распределений в лидирующем порядке КХД из построенных разностных асимметрий в сравнении с соответствующими результатами коллабораций HERMES и SMC.

$\Delta'_n u_V$				
n	1	2	3	4
Разн. асимм.	0.510 ± 0.110	0.134 ± 0.043	0.048 ± 0.020	0.020 ± 0.010
HERMES	0.603 ± 0.071	0.144 ± 0.014	-/-	-/-
SMC	0.614 ± 0.082	0.152 ± 0.016	-/-	-/-
$\Delta'_n d_V$				
n	1	2	3	4
Разн. асимм.	-0.280 ± 0.146	-0.074 ± 0.058	-0.026 ± 0.026	-0.011 ± 0.013
HERMES	-0.172 ± 0.068	-0.047 ± 0.012	-/-	-/-
SMC	-0.334 ± 0.112	-0.056 ± 0.026	-/-	-/-

адрона (в данном случае пионные) абсолютно свободны от $\Phi\Phi$ в лидирующем порядке. Именно эти асимметрии были впервые проанализированы в нашей работе.

После проведения анализа построенных из данных HERMES разностных асимметрий в лидирующем порядке, мы провели анализ в следующем за лидирующим порядке КХД. Полученные на первом этапе результаты на моменты поляризованных валентных распределений чрезвычайно важны сами по себе. Особенно это касается первых моментов $\Delta_1 u_V$ и $\Delta_1 d_V$, так как именно первые моменты определяют спин протона. Действительно, во-первых, использование разработанного метода позволяет провести прямое (без какой бы то ни было процедуры фитирования) извлечение валентных распределений в следующем за лидирующим порядке. Как уже упоминалось, при современном качестве полуинклюзивных данных применение стандартных процедур фитирования неоправданно. Во-вторых, использование пионных разностных асимметрий позволяет обойтись без плохо известных функций фрагментации (каонных, глюонных и тп) – в следующем за лидирующим порядке КХД пионная разностная асимметрия слабо зависит только от хорошо известной разности лидирующей и подавленной пионных функций фрагментации.

Полученные на втором этапе с применением ММПЯ результаты восстановления локальных распределений приведены на Рис. 5. Можно видеть, что взаимное поведение кривых, полученных в лидирующем и следующим за лидирующим порядке, находится в отличном согласии с соответствующим поведением, предсказываемым современными параметризациями.

Далее, так как экспериментальные данные по асимметриям представлены в виде $A(x_i, Q_i^2)$, т.е. мы имеем разные значения Q^2 в каждом бине, то для более точного вычисления моментов следует проэволюционировать асимметрии к единому $Q_0^2 = \langle Q^2 \rangle$. Для этого была применена процедура, аналогичная соответствующей, изложенной ранее, процедуре эволюционирования инклюзивной структурной функции g_1 . Для этого применялся большой набор наиболее известных доступных в литературе параметризаций на поляризованные кварковые распределения. Поправки на асимметрии, вызванные Q^2 эволюцией, оказались очень малыми, в результате чего скорректированные на Q^2 эволюцию моменты и восстановленные из них локальные распределения практически не отличаются от нескорректированных. Соответствующие малые поправки на эволюцию предлагается включить в систематическую ошибку.

В заключении перечислены основные результаты и выводы, полученные в диссертации, дано их краткое обсуждение.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. A.N. Sissakian, O.Yu. Shevchenko, O.N. Ivanov. An Approach to NLO QCD analysis of the semi-inclusive DIS data with modified Jacobi polynomial expansion method. Письма в ЖЭТФ 82 (2005) стр. 57
2. A.N. Sissakian, O.Yu. Shevchenko, O.N. Ivanov. Comment on polarized quark distributions extracted from SIDIS experiments. Phys. Rev. D68 (2003) 031502
3. A.N. Sissakian, O.Yu. Shevchenko, O.N. Ivanov. NLO QCD procedure of the semi-inclusive deep inelastic scattering data analysis with respect to the light quark polarized sea. Phys. Rev. D70 (2004) 074032
4. A.N. Sissakian, O.Yu. Shevchenko, O.N. Ivanov. NLO QCD method of the polarized SIDIS data analysis. Phys.Rev.D73 (2006) 094026
5. COMPASS collaboration (V.Yu. Alexakhin et al). The Deuteron Spin-dependent Structure Function $g_1(d)$ and its First Moment. Phys. Lett. B647 (2007) 8, препринт CERN-PH-EP-2006-029, arXiv: hep-ex/0609038
6. A.N. Sissakian, O.Yu. Shevchenko, O.N. Ivanov. NLO QCD procedure with respect to first moments of polarized quark densities. Proceedings of the Conference SPIN2004. Trieste, Italy, 10-16 October 2004.
7. A.N. Sissakian, O.Yu. Shevchenko, O.N. Ivanov. Method of the polarized semi-inclusive deep inelastic scattering data analysis in the next-to-leading qcd order. Proceedings of the XVIII International Baldin Seminar on Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics, Dubna, Russia, Sept 27-Oct 2 2004.
8. A.N. Sissakian, O.Yu. Shevchenko, O.N. Ivanov. Modified Jacobi polynomial expansion method applied to SIDIS data analysis. Proceedings of the Conference SPIN2005, Dubna, Russia, Sept 27-Oct 1 2005.

9. A.Sissakian, O.Shevchenko, O.Ivanov, Next to Leading Order in Semi-Inclusive Deep Inelastic Scattering Processes, Сборник трудов 12 Ломоносовской конференции по физике элементарных частиц, 25-31 Августа 2005 года, Москва, Россия.
10. A.N. Sissakian, O.Yu. Shevchenko, O.N. Ivanov. New theoretical method of the quark helicity distributions extraction in NLO QCD. Сборник трудов X конференции молодых ученых и специалистов ОИЯИ. Дубна, Россия, февраль 2006 года