

Московский ордена Трудового Красного Знамени  
физико-технический институт  
(государственный университет)  
Факультет общей и прикладной физики  
Кафедра фундаментальных и прикладных проблем физики  
микромира  
Объединенный институт ядерных исследований  
Учебно-научный центр

Ахунзянов Р. Р.

КХД анализ разностных асимметрий в  
процессах полуинклюзивного глубоконеупругого  
рассеяния

Магистерская диссертация

*Научный руководитель*  
*д.ф.-м.н. ШЕВЧЕНКО О.Ю.*

*Рецензент*  
*д.ф.-м.н. ЕФРЕМОВ А.В.*

Дубна    Июнь 2011

# Содержание

Введение	2
<b>1 Теоретические основы описания процессов поляризованного полуинклюзивного ГНР</b>	<b>4</b>
<b>2 Извлечение моментов поляризованных валентных распределений в следующем за лидирующем порядке КХД</b>	<b>8</b>
2.1 Основы метода анализа . . . . .	8
2.2 Модификация для параметризации DSS . . . . .	9
2.3 Построение разностных асимметрий из обычных . . . . .	10
2.4 Поправки на $Q^2$ -зависимость асимметрий . . . . .	10
2.5 Комбинирование данных . . . . .	11
<b>3 Оценка первых моментов поляризованных морских распределений в следующем за лидирующим порядке КХД</b>	<b>16</b>
Заключение	19
Список литературы	20

# Введение

Процессы глубоконеупругого рассеяния (ГНР) лептонов на нуклонах  $l + N \rightarrow l' + X$  играли и играют до сих пор ключевую роль в развитии наших представлений о структуре адронов. Важнейшим источником наших знаний о внутренней спиновой структуре нуклона являются процессы поляризованного глубоконеупругого рассеяния – с продольно-поляризованным лептонным пучком и продольно- (или поперечно-) поляризованной нуклонной мишенью. Изучение этих процессов позволяет понять как спин нуклона набирается из спинов составляющих его кварков и глюонов (а также их орбитальных моментов). Долгое время теоретические представления о спиновой структуре нуклона основывались на наивной партонной модели, которая предсказывала что весь спин протона  $1/2$  складывается исключительно из спинов составляющих его кварков. Однако полученные в 1988 г. коллаборацией EMC данные показали, что вклад кварков оказался очень мал. В литературе эта проблема получила название “спиновый кризис”. Окончательно решить эту проблему можно лишь найдя все компоненты, составляющие спин протона.

До недавнего времени изучались в основном процессы инклюзивного поляризованного ГНР, где в конечном состоянии регистрируется только рассеянный лептон. Их изучение дает много ценной информации о спиновой структуре нуклона – в частности, о синглетной комбинации кварковых распределений  $\Delta\Sigma$ , глюонной составляющей  $\Delta G$  и др. В то же время процессы инклюзивного ГНР не могут помочь в решении одной из важнейших задач – извлечении валентных  $\Delta q_V$  и морских  $\Delta\bar{q}$  распределений по отдельности. На сегодняшний день, основным процессом, который может помочь решить эту задачу, является процесс полуйнклюзивного ГНР (ПГНР)

$$l + N \rightarrow l' + h + X,$$

т.е. 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 (ФФ). В результате выражение для структурной функции содержит различные коэффициенты при  $\Delta q \equiv \Delta q_V + \Delta\bar{q}$  и  $\Delta\bar{q}$ , что и позволяет разделить вклады валентных и морских кварков. Особый интерес представляют первые моменты продольно поляризованных партонных распределений, которые, собственно, и входят в выражение для спина нуклона (наряду с орбитальными моментами). В настоящее время наблюдается рост интереса к экспериментам по ПГНР с продольно поляризованными пучком и мишенью, такими как SMC [1], HERMES [2], COMPASS [3].

Данная работа посвящена извлечению в следующем за лидирующем порядке КХД первых моментов поляризованных валентных и морских распределений легких  $u$  и  $d$  кварков из данных экспериментов COMPASS и HERMES. Для этого мы применяем оригинальный метод КХД-анализа данных по поляризованному ПГНР, разработанный в ряде работ [4, 5, 6] (см. также более детальный обзор [7]). Важно (особенно для анализа все еще относительно скудных данных по ПГНР, которые мы имеем), что этот альтернативный метод позволяет извлекать усеченные к доступному к измерениям интервалу по бьёркеновской переменной  $x$  моменты поляризованных ФРП напрямую, т.е. без какой-либо процедуры фитирования (с неизбежным произволом в выборе функциональной формы  $\Delta q$  при начальном  $Q^2$  и большим количеством свободно варьирующихся параметров): в этом методе значения и погрешности моментов рассчитываются напрямую из значений асимметрий и их ошибок. Немаловажно также, что в нашем анализе мы используем разностные асим-

метрии, что позволяет избежать использования плохо известных функций фрагментации, таких как  $D_q^{K^\pm}$  и  $D_g^h$  (см. [4, 6, 7]).

В главе 1 кратко представлено теоретическое описание процессов ПГНР. В главе 2 мы приводим описание указанного выше метода анализа, и рассматриваем ряд вопросов, возникающих при его практическом применении. Здесь же мы приводим результаты для моментов валентных распределений  $\Delta u_V$  и  $\Delta d_V$ , извлеченных при помощи данного метода в нескольких вариантах. В главе 3, на основе полученных данных для моментов валентных распределений, мы двумя способами оцениваем первые моменты поляризованных морских распределений  $\Delta \bar{u}$  и  $\Delta \bar{d}$ . В Заключение мы обсуждаем полученные результаты.

# 1 Теоретические основы описания процессов поляризованного полуинклюзивного ГНР

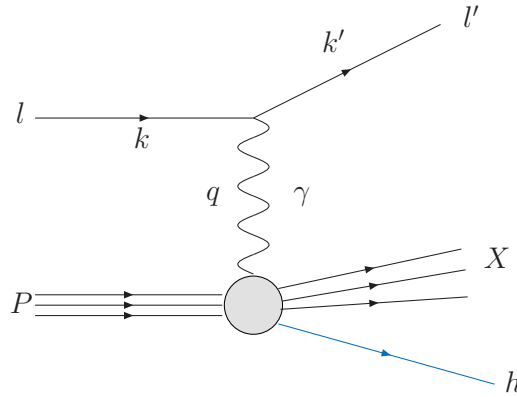


Рис. 1: Схематическое изображение процесса полуинклюзивного ГНР

В этой главе представлен краткий обзор основных теоретических результатов по поляризованному полуинклюзивному ГНР. Процесс ПГНР схематически показан на рис.1. Кинематические переменные, используемые при описании процессов ПГНР, сведены в табл. 1. Буквой  $M$  обозначена масса мишени, обозначения четырех-импульсов ясны из рисунка.

Таблица 1: Кинематические переменные, используемые при описании процессов ГНР. В нижней части таблицы представлены переменные, появляющиеся только при описании процессов полуинклюзивного ГНР.

$\theta$	Угол рассеяния лептона в л.с.
$E (E')$	Энергия налетающего (рассеянного) лептона в л.с.
$\nu \equiv \frac{P \cdot q}{M} \stackrel{\text{lab}}{=} E - E'$	Энергия виртуального фотона
$Q^2 \equiv -q^2 \stackrel{\text{lab}}{=} 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2}$	Квадрат переданного четырех-импульса
$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q} \stackrel{\text{lab}}{=} \frac{Q^2}{2M\nu}$	Переменная Бьёркена – доля продольного импульса нуклона, которую несет партон
$y \equiv \frac{P \cdot q}{P \cdot k} \stackrel{\text{lab}}{=} \frac{\nu}{E}$	Относительная энергия виртуального фотона
$W^2 = (P + q)^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2$	Квадрат инвариантной массы фотон-нуклонной системы
$z = \frac{P \cdot p}{P \cdot q} \stackrel{\text{lab}}{=} \frac{E_h}{\nu}$	Относительная энергия регистрируемого адрона
$x_F = \frac{p_{\text{CM}}^{\parallel}}{ \mathbf{q} } \stackrel{\text{lab}}{\simeq} \frac{2p_{\text{CM}}^{\parallel}}{W}$	Переменная Фейнмана – относительный продольный импульс регистрируемого адрона

Сечение неполяризованного ПГНР [8] имеет вид:

$$\frac{d^3\sigma_{N\text{unpol}}^h}{dx dy dz_h} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^2} \left[ \frac{1 + (1-y)^2}{y} 2F_{1N}^h(x, z_h, Q^2) + \frac{1}{x} \frac{2(1-y)}{y} F_{LN}^h(x, z_h, Q^2) \right], \quad (1)$$

Разность сечений продольно поляризованного ПГНР для двух различных взаимных ориентаций поляризации пучка и мишени дается выражением [8, 9]:

$$\frac{d^3\sigma_{N\uparrow\downarrow}^h}{dxdydz} - \frac{d^3\sigma_{N\uparrow\uparrow}^h}{dxdydz} = \frac{8\pi\alpha^2}{Q^2} (2-y) g_{1N}^h(x, z_h, Q^2), \quad (2)$$

Входящие в выражения 1 и 2 полуинклюзивные поляризованная структурная функция  $g_{1N}^h$  и неполяризованные структурные функции  $F_{1N}^h$ ,  $F_{LN}^h$  связаны с функциями распределения партонов (ФРП)  $(\Delta)q$ ,  $(\Delta)g$  и функциями фрагментации  $D_{q(g)}^h$ . Особенно простой и наглядной эта связь является в лидирующем порядке КХД-разложения, напр. для  $g_{1N}^h$  [8]:

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

В лидирующем порядке кварковые распределения  $q(x)$  и  $\Delta q(x) = q_{\uparrow\uparrow}(x) - q_{\uparrow\downarrow}(x)$  имеют простой вероятностный смысл. Так  $q_{\uparrow\uparrow}$  ( $q_{\uparrow\downarrow}$ ) – это плотность вероятности обнаружить в нуклоне кварк с долей импульса  $x$  от всего импульса нуклона. Функции фрагментации  $D_q^h(z_h)$  в лидирующем порядке имеют смысл вероятности кварку аромата  $q$  фрагментировать в адрон  $h$  с данными значением относительной энергии  $z_h = E_h/E_\gamma$  (лаб. сист.).

В следующем за лидирующем порядке КХД связь становится существенно сложнее. Для поляризованной структурной функции  $g_{1N}^h$  выражение принимает вид [8]:

$$g_{1N}^h = \frac{1}{2} \sum_{q, \bar{q}} e_q^2 \left\{ \Delta q(x, Q^2) D_q^h(z, Q^2) + \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} [\Delta q \otimes \Delta C_{qq} \otimes D_q^h + \Delta q \otimes \Delta C_{gq} \otimes D_g^h + \Delta g \otimes \Delta C_{qg} \otimes D_q^h](x, z, Q^2) \right\} \quad (4)$$

где  $\Delta C_{qq, qg, gq}$  – коэффициенты Вильсона для поляризованных полуинклюзивных процессов, и использовано обозначение для двойной свертки

$$[\Delta q \otimes \Delta C \otimes D](x, z_h) = \int_x^1 \frac{dx'}{x'} \int_{z_h}^1 \frac{dz'}{z'} \Delta q\left(\frac{x}{x'}\right) \Delta C(x', z') D\left(\frac{z_h}{z'}\right).$$

Полуинклюзивные неполяризованные структурные функции в следующем за лидирующем порядке [8]:

$$F_{1N}^h(x, z, Q^2) = \frac{1}{2} \sum_{q, \bar{q}} e_q^2 \left\{ q(x, Q^2) D_q^h(z, Q^2) + \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} [q \otimes C_{qq}^1 \otimes D_q^h + q \otimes C_{gq}^1 \otimes D_g^h + g \otimes C_{qg}^1 \otimes D_q^h](x, z, Q^2) \right\}, \quad (5)$$

$$F_{LN}^h(x, z, Q^2) = x \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \sum_{q, \bar{q}} e_q^2 [q \otimes C_{qq}^L \otimes D_q^h + q \otimes C_{gq}^L \otimes D_g^h + g \otimes C_{qg}^L \otimes D_q^h](x, z, Q^2), \quad (6)$$

где  $C_{qq,qq,qq}^1$ ,  $C_{qq,qq,qq}^L$  – коэффициенты Вильсона для неполяризованных полуинклюзивных процессов.

Сечение и другие величины часто выражают также через структурную функцию  $F_{2N}^h \equiv F_{LN}^h + 2xF_{1N}^h$ . Соответствующие вильсоновские коэффициенты связаны с  $C^1$  и  $C^L$  соотношением  $C^2 = C^1 + C^L$ .

На практике для извлечения структурных функций и кварковых распределений вместо сечений гораздо удобнее использовать относительные величины – асимметрии типа

$$A_{\parallel}^h = \frac{d\sigma_{\uparrow\downarrow}^h - d\sigma_{\uparrow\uparrow}^h}{d\sigma_{\uparrow\downarrow}^h + d\sigma_{\uparrow\uparrow}^h} = \frac{d\sigma_{\uparrow\downarrow}^h - d\sigma_{\uparrow\uparrow}^h}{2d\sigma_{\text{unpol}}^h} \quad (7)$$

Из уравнений (1), (2), (7) можно установить связь между асимметрией  $A_{\parallel}^h$  и структурными функциями:

$$A_{\parallel}^h(x, Q^2; z_h) = D \frac{g_1^h(x, Q^2; z_h)}{F_1^h(x, Q^2; z_h)} = DA_1^h(x, Q^2; z_h), \quad (8)$$

где  $D$  – так называемый коэффициент деполяризации:

$$D = \frac{y(2-y)}{y^2 + 2(1-y)(1+R)}, \quad (9)$$

$R$  – коэффициент, связывающий структурные функции  $F_1^h$  и  $F_2^h$ :

$$R(x, Q^2) = \frac{F_2^h}{2xF_1^h} - 1 \quad (10)$$

При практических расчетах используют параметризацию для  $R$ , извлекаемую из экспериментов по неполяризованному ГНР [21]. Коэффициент  $R$  для инклюзивного и полуинклюзивного случаев являются практически совпадающими.

Поскольку на практике параметризации для неполяризованных ФРП извлекаются из экспериментальных значений именно  $F_2$ , получаемых из сечений при использовании эмпирических значений  $R$ , то для корректного практического анализа асимметрий необходимо использовать их выражение через структурную функцию  $F_2^h$ :

$$A_1^h(x, Q^2; z_h) = \frac{g_1^h(x, Q^2; z_h)}{F_2^h(x, Q^2; z_h)}(1 + R(x, Q^2)) \quad (11)$$

В нашей работе мы проводим анализ не стандартных полуинклюзивных асимметрий вида (7), а пионных разностных асимметрий, определяемых как

$$A_{1N}^{\pi^+ - \pi^-} = \frac{1}{D} A_{\parallel N}^{\pi^+ - \pi^-} = \frac{1}{D} \frac{(\sigma_{\uparrow\downarrow}^{\pi^+} - \sigma_{\uparrow\downarrow}^{\pi^-}) - (\sigma_{\uparrow\uparrow}^{\pi^+} - \sigma_{\uparrow\uparrow}^{\pi^-})}{(\sigma_{\uparrow\downarrow}^{\pi^+} - \sigma_{\uparrow\downarrow}^{\pi^-}) + (\sigma_{\uparrow\uparrow}^{\pi^+} - \sigma_{\uparrow\uparrow}^{\pi^-})} \quad (12)$$

Из уравнений (1), (2), (12) нетрудно получить выражение для разностной асимметрии через структурные функции:

$$A_{1N}^{\pi^+ - \pi^-} = \frac{g_{1N}^{\pi^+} - g_{1N}^{\pi^-}}{F_{1N}^{\pi^+} - F_{1N}^{\pi^-}} = \frac{g_{1N}^{\pi^+} - g_{1N}^{\pi^-}}{F_{1N}^{\pi^+} - F_{1N}^{\pi^-}}(1 + R) \quad (13)$$

В настоящее время все полуинклюзивные поляризованные данные представлены в интегральном по адронной переменной  $z_h$  виде, т.е. они собираются  $z_h > z_0$ , где нижний кат  $z_0$ , который выбирается как правило равным 0.2, накладывается для отсечения области фрагментации остатка мишени. Поэтому на практике мы имеем дело с проинтегрированными по области  $0.2 < z_h < 1$  асимметриями. Соответствующие проинтегрированные пионные разностные асимметрии в следующем за лидирующем порядке КХД имеют вид:

$$A_{1p}^{\pi^+ - \pi^-}(x, Q^2) \Big|_Z = \frac{(4\Delta u_V - \Delta d_V) \int_Z^1 dz_h [1 + \otimes \frac{\alpha_s}{2\pi} \Delta C_{qq} \otimes] (D_1 - D_2)}{(4u_V - d_V) \int_Z^1 dz_h [1 + \otimes \frac{\alpha_s}{2\pi} C_{qq}^2 \otimes] (D_1 - D_2)} (1 + R), \quad (14)$$

для протонной мишени, и

$$A_{1d}^{\pi^+ - \pi^-}(x, Q^2) \Big|_Z = \frac{(\Delta u_V + \Delta d_V) \int_Z^1 dz_h [1 + \otimes \frac{\alpha_s}{2\pi} \Delta C_{qq} \otimes] (D_1 - D_2)}{(u_V + d_V) \int_Z^1 dz_h [1 + \otimes \frac{\alpha_s}{2\pi} C_{qq}^2 \otimes] (D_1 - D_2)} (1 + R) (1 - \frac{3}{2} \omega_D), \quad (15)$$

для дейтронной мишени.

При получении формул (14), (15) использовались следующие соотношения для функций фрагментации, основанные на  $C$ - и  $SU_f(2)$ -симметрии:

$$D_1 \equiv D_u^{\pi^+} \stackrel{C}{=} D_{\bar{u}}^{\pi^-} \stackrel{SU(2)}{=} D_{\bar{d}}^{\pi^+} \stackrel{C}{=} D_d^{\pi^-}, \quad (16)$$

$$D_2 \equiv D_{\bar{u}}^{\pi^+} \stackrel{C}{=} D_u^{\pi^-} \stackrel{SU(2)}{=} D_d^{\pi^+} \stackrel{C}{=} D_{\bar{d}}^{\pi^-}. \quad (17)$$

Для дейтронной мишени множитель  $(1 - \frac{3}{2} \omega_D)$  учитывает поправку на D-состояние дейтрона,  $\omega_D = 0.05 \pm 0.01$  – вероятность найти дейтрон в D-состоянии.

Из уравнений (14), (15) видно основное преимущество разностных асимметрий – даже в следующем за лидирующем порядке в них сокращаются вклады, содержащие плохо известные функции фрагментации  $D_g^{\pi^\pm}$  и  $D_s^{\pi^\pm}$ , так что асимметрии содержат только разность  $D_1 - D_2$  хорошо известных пионных функций фрагментации.

Одна из современных параметризаций функций фрагментации DSS [10] использует несколько иной, по сравнению с системой (16)-(17) набор соотношений для пионных ФФ. Этот случай рассмотрен в пункте 2.2.



## 2 Извлечение моментов поляризованных валентных распределений в следующем за лидирующем порядке КХД

### 2.1 Основы метода анализа

В серии работ [4, 5, 6] был разработан метод прямого извлечения (т.е. без какой-либо процедуры фитирования) меллиновских моментов произвольного порядка партонных распределений непосредственно из полуинклюзивных асимметрий. Данный способ основан на применении свойства моментов Меллина  $M^n(f) \equiv \int_0^1 dx x^{n-1} f(x)$  расщеплять конволюцию на простое произведение соответствующих меллиновских моментов:

$$M^n[A \otimes B] \equiv \int_0^1 dx x^{n-1} \int_x^1 \frac{dy}{y} A\left(\frac{x}{y}\right) B(y) = M^n(A) M^n(B). \quad (18)$$

В результате сложные интегродифференциальные уравнения для неизвестных величин  $\Delta q(x)$  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 подходит для любых типов измеряемых асимметрий, однако в нашей работе мы будем рассматривать только разностные асимметрии.

Используя свойство меллиновских моментов (18) по отношению к уравнениям (14), (15) можно получить [4] систему простых алгебраических уравнений для моментов  $n$ -го порядка  $\Delta_n u_V$  и  $\Delta_n d_V$  поляризованных валентных распределений  $\Delta u_V$  и  $\Delta d_V$ :

$$(4\Delta_n u_V - \Delta_n d_V)(L_{(n)1} - L_{(n)2}) = \mathcal{A}_p^{\text{exp}(n)}, \quad (19)$$

$$(\Delta_n u_V + \Delta_n d_V)(L_{(n)1} - L_{(n)2}) = \mathcal{A}_d^{\text{exp}(n)}, \quad (20)$$

которая мгновенно решается:

$$\Delta_n u_V = \frac{1}{5} \frac{\mathcal{A}_p^{(n)} + \mathcal{A}_d^{(n)}}{L_{(n)1} - L_{(n)2}}; \quad \Delta_n d_V = \frac{1}{5} \frac{4\mathcal{A}_d^{(n)} - \mathcal{A}_p^{(n)}}{L_{(n)1} - L_{(n)2}}. \quad (21)$$

Величины  $\mathcal{A}_{p,d}^{(n)}$  определенные как

$$\mathcal{A}_p^{(n)} \equiv \int_0^1 dx x^{n-1} (1+R)^{-1} A_p^{\pi^+ - \pi^-} |_{Z(4u_V - d_V)} \int_Z^1 dz_h \left[ 1 + \otimes \frac{\alpha_s}{2\pi} C_{qq}^2 \otimes \right] (D_1 - D_2), \quad (22)$$

$$\mathcal{A}_d^{(n)} \equiv \int_0^1 dx x^{n-1} \left(1 - \frac{3}{2}\omega_D\right)^{-1} (1+R)^{-1} A_d^{\pi^+ - \pi^-} |_{Z(u_V + d_V)} \int_Z^1 dz_h \left[ 1 + \otimes \frac{\alpha_s}{2\pi} C_{qq}^2 \otimes \right] (D_1 - D_2), \quad (23)$$

содержат измеряемые в эксперименте разностные асимметрии  $A_{p,d}^{\pi^+ - \pi^-}$ , вычисляемые теоретически вильсоновские коэффициенты  $C_{qq}^2$  [8], а также известные неполяризованные кварковые распределения и известные пионные функции фрагментации.

Коэффициенты  $L_{(n)1}, L_{(n)2}$  определяются как

$$L_{(n)1} \equiv L_{(n)u}^{\pi^+} = L_{(n)\bar{u}}^{\pi^-} = L_{(n)\bar{d}}^{\pi^+} = L_{(n)d}^{\pi^-}, \quad (24)$$

$$L_{(n)2} \equiv L_{(n)d}^{\pi^+} = L_{(n)\bar{d}}^{\pi^-} = L_{(n)u}^{\pi^-} = L_{(n)\bar{u}}^{\pi^+}, \quad (25)$$

$$L_{(n)q}^h \equiv \int_Z^1 dz_h \left[ D_q^h(z_h) + \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_{z_h}^1 \frac{dz'}{z'} \Delta_n C_{qq}(z') D_q^h\left(\frac{z_h}{z'}\right) \right], \quad (26)$$

где

$$\Delta_n C_{qq}(z) \equiv \int_0^1 dx x^{n-1} \Delta C_{qq}(x, z)$$

– это  $n$ -ый момент поляризованного вильсоновского коэффициента  $\Delta C_{qq}(x, z)$  [8].

Необходимо отметить, что в реальности асимметрии могут быть измерены только в ограниченной по  $x$  области  $a < x < b$ , что приводит к замене точных уравнений (21) на приближенные, в которые входят не полные, а усеченные моменты

$$\Delta'_n q \equiv \int_a^b dx x^{n-1} \Delta q(x). \quad (27)$$

Интегральные формулы (22), (23) при этом заменяются на суммы

$$\mathcal{A}_p^{(n)} \equiv \sum_{i=1}^{N_{bins}} (1+R)^{-1} \langle A_p^{\pi^+ - \pi^-} |_Z \rangle_i \int_{x_{i-1}}^{x_i} dx x^{n-1} \int_Z^1 dz_h (4u_V - d_V) \left[ 1 + \otimes \frac{\alpha_s}{2\pi} C_{qq}^2 \otimes \right] (D_1 - D_2), \quad (28)$$

$$\mathcal{A}_d^{(n)} \equiv \sum_{i=1}^{N_{bins}} \left(1 - \frac{3}{2}\omega_D\right)^{-1} (1+R)^{-1} \langle A_d^{\pi^+ - \pi^-} |_Z \rangle_i \int_{x_{i-1}}^{x_i} dx x^{n-1} \int_Z^1 dz_h (u_V + d_V) \left[ 1 + \otimes \frac{\alpha_s}{2\pi} C_{qq}^2 \otimes \right] (D_1 - D_2), \quad (29)$$

## 2.2 Модификация для параметризации DSS

В широко используемой в настоящее время параметризации функций фрагментации DSS [10] часть соотношений (16-17), основанных на  $SU_f(2)$ -симметрии не выполняется. А именно, соотношения для пионных функций фрагментации имеют для этой параметризации вид:

$$D_1 \equiv D_u^{\pi^+} \stackrel{C}{=} D_{\bar{u}}^{\pi^-} \quad (30)$$

$$\tilde{D}_1 \equiv D_d^{\pi^+} \stackrel{C}{=} D_{\bar{d}}^{\pi^-} \quad (31)$$

$$D_2 \equiv D_{\bar{u}}^{\pi^+} \stackrel{C}{=} D_u^{\pi^-} \stackrel{SU(2)}{=} D_d^{\pi^+} \stackrel{C}{=} D_{\bar{d}}^{\pi^-} \quad (32)$$

причем  $\tilde{D}_1 \neq D_1$ , в отличие от стандартной ситуации. В связи с этим модифицируются формулы для разностных пионных асимметрий (ср. (14-15)):

$$A_p^{\pi^+ - \pi^-} = \frac{(4\Delta u_V - \Delta d_V)[1 + \otimes \frac{\alpha_s}{2\pi} \Delta C_{qq} \otimes](D_1 - D_2) + \Delta d_V[1 + \otimes \frac{\alpha_s}{2\pi} \Delta C_{qq} \otimes](D_1 - \tilde{D}_1)}{(4u_V - d_V)[1 + \otimes \frac{\alpha_s}{2\pi} C_{qq}^2 \otimes](D_1 - D_2) + d_V[1 + \otimes \frac{\alpha_s}{2\pi} C_{qq}^2 \otimes](D_1 - \tilde{D}_1)} (1+R) \quad (33)$$

$$A_d^{\pi^+ - \pi^-} = \frac{(\Delta u_V + \Delta d_V)[1 + \otimes \frac{\alpha_s}{2\pi} \Delta C_{qq} \otimes]((D_1 - D_2) + \frac{1}{3}(D_1 - \tilde{D}_1))}{(u_V + d_V)[1 + \otimes \frac{\alpha_s}{2\pi} C_{qq}^2 \otimes]((D_1 - D_2) + \frac{1}{3}(D_1 - \tilde{D}_1))} (1+R) \left(1 - \frac{3}{2}\omega_D\right) \quad (34)$$

Соответствующим образом модифицируется и система уравнений (19-20).

В нашем анализе мы рассматриваем оба указанных сценария для функций фрагментации. Для этого мы используем две современные параметризации – АКК08 [11] (с ненарушенной  $SU(2)$  симметрией) и DSS.

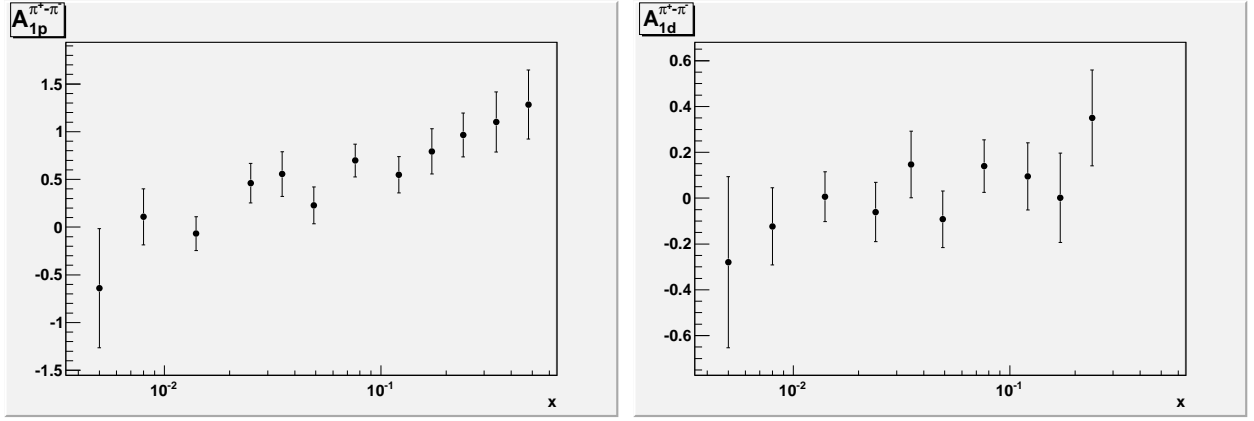


Рис. 2: Пионные разностные асимметрии  $A_{1p}^{\pi^+-\pi^-}$  и  $A_{1d}^{\pi^+-\pi^-}$  при  $Q^2 = 10 \text{ ГэВ}^2$ , построенные при помощи (35) из данных COMPASS по  $A_p^{\pi^\pm}$  и  $A_d^{\pi^\pm}$  на интервалах  $0.004 < x < 0.7$  и  $0.004 < x < 0.3$ , соответственно.

### 2.3 Построение разностных асимметрий из обычных

Как коллаборация COMPASS [12, 13], так и коллаборация HERMES [2], опубликовали свои данные только по асимметриям  $A_{p,d}^{\pi^\pm}$ , в то время как опубликованные данные по пионным разностным асимметриям  $A_{p,d}^{\pi^+-\pi^-}$  до сих пор отсутствуют.<sup>1</sup> Поэтому в работе [6] была применена специальная процедура построения асимметрий  $A_{p,d}^{\pi^+-\pi^-}$  из пионных данных HERMES. В нашей работе мы повторяем эту процедуру для случая COMPASS. А именно, в каждом  $i$ -том бине разностная асимметрия может быть представлена в виде

$$A^{\pi^+-\pi^-}(x_i) = \frac{R_i^{+/-}}{R_i^{+/-} - 1} A^{\pi^+}(x_i) - \frac{1}{R_i^{+/-} - 1} A^{\pi^-}(x_i), \quad (35)$$

где величина  $R_i^{+/-}$  – это отношение неполяризованных сечений рождения  $\pi^+$  и  $\pi^-$ :

$$R_i^{+/-} = \sigma_{\text{unpol}}^{\pi^+}(x_i) / \sigma_{\text{unpol}}^{\pi^-}(x_i) = N_i^{\pi^+} / N_i^{\pi^-}.$$

Как указывалось в работе [6] эта относительная величина очень хорошо воспроизводится генератором неполяризованных событий LEPTO [14], который дает хорошее описание процессов фрагментации. Поэтому, в нашей работе мы также используем генератор LEPTO для этой цели.

Пионные разностные асимметрии, построенные с помощью уравнения (35) из данных COMPASS [12, 13] и HERMES [2] по полуинклюзивным асимметриям  $A_{p,d}^{\pi^\pm}$  представлены на рис. 2 и 3 соответственно.

### 2.4 Поправки на $Q^2$ -зависимость асимметрий

Обсудим вопрос зависимости асимметрий от  $Q^2$  и его влияние на конечный результат. Инклюзивные и полуинклюзивные асимметрии слабо зависят от  $Q^2$  (см., напр., рис.5 в работе [15]), так что в анализе часто используется приближение

$$A(x_i, Q_i^2) \simeq A(x_i, Q_0^2) \quad (36)$$

<sup>1</sup>В настоящее время такая работа готовится в COMPASS.

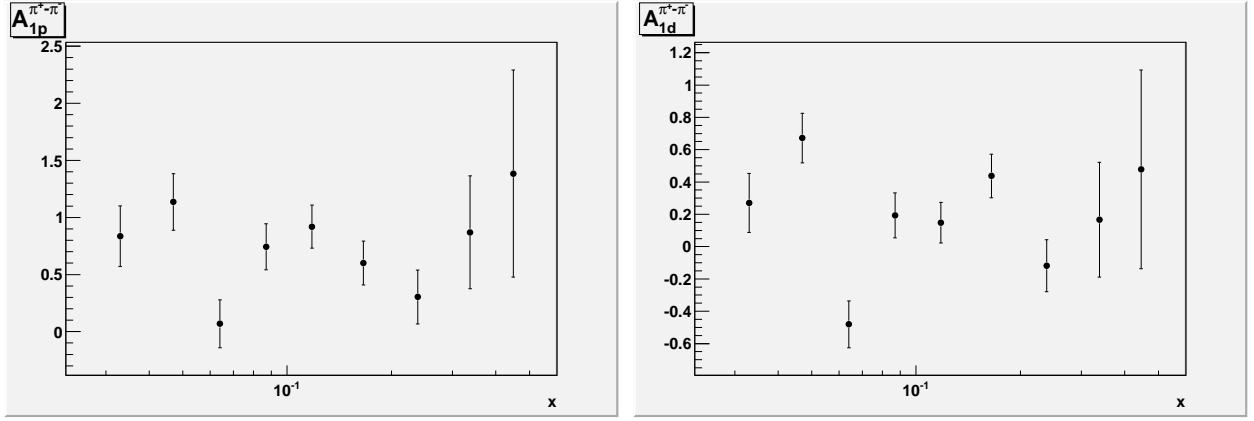


Рис. 3: Пионные разностные асимметрии  $A_{1p}^{\pi^+-\pi^-}$  и  $A_{1d}^{\pi^+-\pi^-}$  при  $Q^2 = 10 \text{ ГэВ}^2$ , построенные при помощи (35) из данных HERMES по  $A_{p,d}^{\pi^\pm}$  на интервале  $0.023 < x < 0.6$ .

(см., напр., [1, 2, 13]). Тем не менее, для более тщательного анализа полезно учесть поправки вызванные слабой  $Q^2$ -зависимостью асимметрий, т.е. оценить сдвиги

$$\delta_i A_{p,d}^{\pi^+-\pi^-} = A_{p,d}^{\pi^+-\pi^-}(x_i, Q_0^2) - A_{p,d}^{\pi^+-\pi^-}(x_i, Q_i^2) \quad (37)$$

в разностных асимметриях и их влияние на моменты поляризованных валентных ФРП. Для этого мы сначала приближаем правую часть уравнения (37) соответствующей разницей “теоретических” асимметрий, вычисленных подстановкой какой-либо современной параметризации поляризованных ФРП (мы использовали параметризацию DSSV [16]) в выражения в следующем за лидирующем порядке КХД для асимметрий (14)-(15) (или (33)-(34)). Добавляя вычисленные таким образом поправки  $\delta_i A_{p,d}^{\pi^+-\pi^-}$  к исходным экспериментальным асимметриям  $A_{p,d}^{\pi^+-\pi^-}(x_i, Q_i^2)$ , мы оцениваем проэволюционированные от  $Q_i^2$  к  $Q_0^2$  асимметрии  $A_{p,d}^{\pi^+-\pi^-}(x_i, Q_0^2)|_{evolved}$ . Используя эти получившиеся проэволюционированные асимметрии<sup>2</sup> мы извлекаем соответствующие скорректированные моменты валентных партонных распределений  $\Delta'_n q_V|_{corrected}$ . Затем мы сравниваем скорректированные моменты  $\Delta'_n q_V|_{corrected}$  с соответствующими моментами  $\Delta'_n q_V$ , полученными в приближении (36), и вычисляем соответствующие разницы  $\delta(\Delta'_n q_V) = \Delta'_n q_V|_{corrected} - \Delta'_n q_V$  и относительные величины  $\delta(\Delta'_n q_V)/\Delta'_n q_V$ .

Важен оптимальный выбор общего для проэволюционированных асимметрий значения  $Q_0^2$ , позволяющий уменьшить насколько это возможно поправки вследствие эволюции. Наш опыт показывает для комбинированного анализа данных COMPASS и HERMES (см. ниже) оптимальное значение близко к  $Q_0^2 = 10 \text{ ГэВ}^2$ .

## 2.5 Комбинирование данных

Мы проводим комбинированный анализ данных COMPASS [13, 12] и HERMES [2] по рождению пионов на протонной и дейтронной мишенях. COMPASS опубликовал свои данные в диапазонах по бёркеновскому  $x$   $0.004 < x < 0.7$  и  $0.004 < x < 0.3$  для протонной

<sup>2</sup>Отметим, что рассмотренная процедура эволюционирования асимметрий весьма похожа на процедуру, использовавшуюся SMC для восстановления  $\Gamma_{1p(d)}$  (см. Section V в работе [17]).

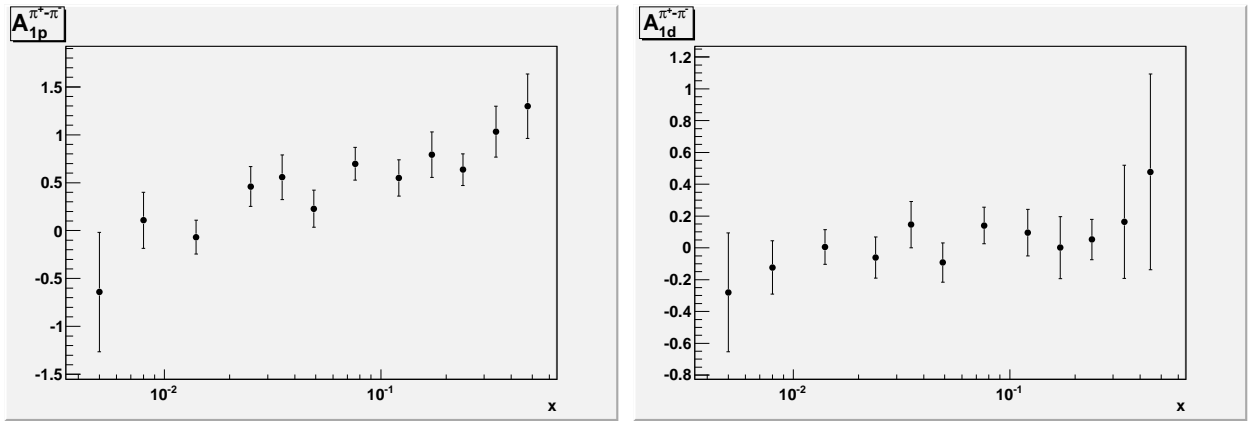


Рис. 4: Пионные разностные асимметрии  $A_{1p}^{\pi^+-\pi^-}$  и  $A_{1d}^{\pi^+-\pi^-}$  при  $Q^2 = 10 \text{ ГэВ}^2$ , построенные при помощи (35) из данных COMPASS по  $A_p^{\pi^\pm}$  и  $A_d^{\pi^\pm}$  на интервалах  $0.004 < x < 0.7$  и  $0.004 < x < 0.3$ , соответственно, и данных HERMES по  $A_{p,d}^{\pi^\pm}$  на интервале  $0.2 < x < 0.6$  (последние три бина HERMES).

и дейтронной мишени, соответственно, а данные HERMES по  $A_{p,d}^{\pi^\pm}$  представлены в диапазоне  $0.023 < x < 0.6$  для обеих мишеней. Статистическое сложение асимметрий  $A_{p,d}^{\pi^+-\pi^-}$  и их ошибок осуществляется в соответствии со стандартными формулами

$$A_N^h|_{averaged} = \frac{A_N^h|_{exp1}/(\delta A_N^h|_{exp1})^2 + A_N^h|_{exp2}/(\delta A_N^h|_{exp2})^2}{1/(\delta A_N^h|_{exp1})^2 + 1/(\delta A_N^h|_{exp2})^2} \quad (38)$$

$$(\delta A_N^h|_{averaged})^2 = \frac{1}{1/(\delta A_N^h|_{exp1})^2 + 1/(\delta A_N^h|_{exp2})^2} \quad (39)$$

Однако напрямую уравнения (38), (39) можно применять только для совпадающих бинов (по  $x$ ) разных экспериментов. Но это выполняется только для трех последних бинов экспериментов COMPASS и HERMES, с которыми мы имеем дело (после экстраполяции данных HERMES в последнем бине от 0.6 до 0.7 для верхнего предела по  $x$ ). Кроме того, заметим, что для двух последних бинов COMPASS до сих пор отсутствуют опубликованные полуинклюзивные данные для дейтронной мишени. Поэтому особенно важно (и мы делаем это в первую очередь) включить в анализ данных COMPASS данные HERMES в интервале  $0.2 < x < 0.6$  (последние три бина HERMES). Разностные асимметрии и их ошибки, полученные данным способом, показаны на рис.4. Соответствующие результаты для моментов поляризованных валентных ФРП представлены в таблице 2.

С другой стороны, чтобы максимально увеличить статистику, конечно же, желательно провести полный комбинированный анализ, задействовав данные COMPASS и HERMES на всем интервале по  $x$ , доступном в этих экспериментах. Чтобы разрешить проблему с разными биннингами мы применяем процедуру, похожую на процедуру, использовавшуюся коллаборацией SMC (см. Section V в [17]) для комбинированного анализа по извлечению структурной функции  $g_1$  и ее первого момента, использовавшего данные экспериментов с существенно различающимися биннингами по  $x$ . Разностные асимметрии и их ошибки, полученные таким способом, показаны на рис.5. Соответствующие результаты для моментов поляризованных валентных ФРП представлены в таблице 3.

В таблицах 2, 3 рассмотрены оба сценария для функций фрагментации: соотношения (16), (17) (параметризация АКК08) и соотношения (30), (31), (32) (параметризация DSS).

Таблица 2: Первые четыре момента поляризованных валентных ФРП, усеченные к интервалу  $0.004 < x < 0.7$  при  $Q^2 = 10 \text{ ГэВ}^2$ . Моменты получены в результате анализа в следующем за лидирующем порядке КХД комбинированных данных по  $A_{p,d}^{\pi^+-\pi^-}$  (см. рис.4), построенных с помощью (35) из данных COMPASS в области  $0.004 < x < 0.7$  и данных HERMES по  $A_{p,d}^{\pi^\pm}$  в области  $0.2 < x < 0.6$  (последние три бина HERMES). Заглавными буквами А и В обозначено применение параметризаций ФФ АКК08 и DSS, соответственно. Римскими цифрами I и II обозначены моменты без поправок и с поправками на эволюцию, соответственно. Кроме того, приведены относительные поправки для моментов  $\delta_r(\Delta'_n q_V) \equiv \delta(\Delta'_n q_V)/\Delta'_n q_V$ , вызванные эволюцией.

$\Delta'_n u_V$						
$n$	$A_I$	$A_{II}$	$\delta_r(\Delta'_n u_V)$	$B_I$	$B_{II}$	$\delta_r(\Delta'_n u_V)$
1	$0.731 \pm 0.087$	$0.695 \pm 0.087$	-5.1%	$0.693 \pm 0.084$	$0.713 \pm 0.084$	2.8%
2	$0.166 \pm 0.024$	$0.167 \pm 0.024$	0.8%	$0.155 \pm 0.024$	$0.158 \pm 0.024$	1.6%
3	$0.055 \pm 0.010$	$0.055 \pm 0.010$	1.3%	$0.052 \pm 0.010$	$0.052 \pm 0.010$	1.8%
4	$0.022 \pm 0.005$	$0.022 \pm 0.005$	1.5%	$0.021 \pm 0.005$	$0.021 \pm 0.005$	2.0%
$\Delta'_n d_V$						
$n$	$A_I$	$A_{II}$	$\delta_r(\Delta'_n d_V)$	$B_I$	$B_{II}$	$\delta_r(\Delta'_n d_V)$
1	$-0.519 \pm 0.162$	$-0.524 \pm 0.162$	0.9%	$-0.473 \pm 0.157$	$-0.481 \pm 0.157$	1.7%
2	$-0.100 \pm 0.054$	$-0.102 \pm 0.054$	1.8%	$-0.090 \pm 0.051$	$-0.092 \pm 0.051$	2.7%
3	$-0.029 \pm 0.023$	$-0.030 \pm 0.023$	2.5%	$-0.026 \pm 0.022$	$-0.027 \pm 0.022$	3.7%
4	$-0.011 \pm 0.011$	$-0.011 \pm 0.011$	3.1%	$-0.010 \pm 0.010$	$-0.010 \pm 0.010$	4.4%

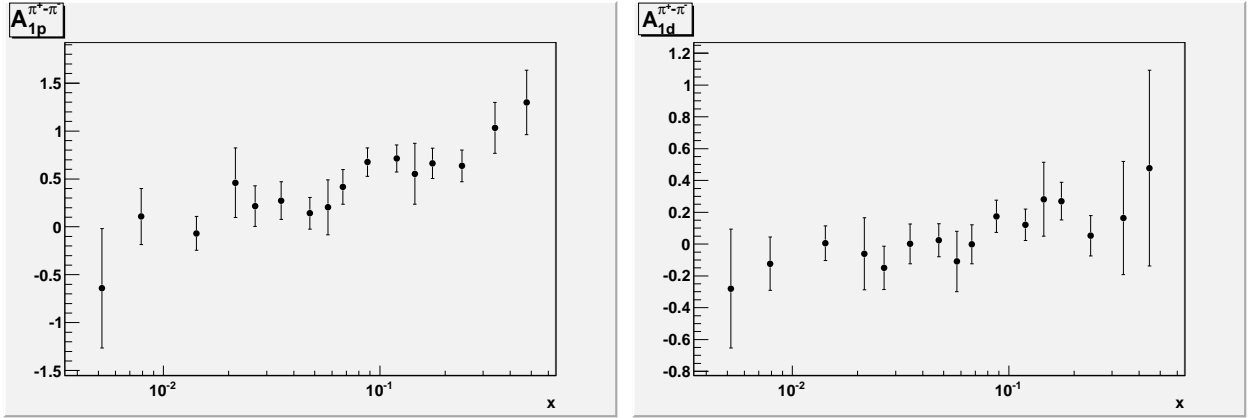


Рис. 5: Пионные разностные асимметрии  $A_{1p}^{\pi^+-\pi^-}$  и  $A_{1d}^{\pi^+-\pi^-}$  при  $Q^2 = 10 \text{ ГэВ}^2$ , построенные при помощи (35) из данных COMPASS и HERMES по  $A_{p,d}^{\pi^\pm}$  на всем доступном для измерений интервале по  $x$  ( $0.004 < x < 0.7$  и  $0.023 < x < 0.6$ , соответственно).

Таблица 3: Первые четыре момента поляризованных валентных ФРП, усеченные к интервалу  $0.004 < x < 0.7$  при  $Q^2 = 10 \text{ ГэВ}^2$ . Моменты получены в результате анализа в следующем за лидирующем порядке КХД комбинированных данных по  $A_{p,d}^{\pi^+ - \pi^-}$  (см. рис.5), построенных с помощью (35) из данных COMPASS и HERMES по  $A_{p,d}^{\pi^\pm}$  на всем доступном для измерений интервале по  $x$  ( $0.004 < x < 0.7$  и  $0.023 < x < 0.6$ , соответственно). Заглавными буквами А и В обозначено применение параметризаций ФФ АКК08 и DSS, соответственно. Римскими цифрами I и II обозначены моменты без поправок и с поправками на эволюцию, соответственно. Кроме того, приведены относительные поправки для моментов  $\delta_r(\Delta'_n q_V) \equiv \delta(\Delta'_n q_V)/\Delta'_n q_V$ , вызванные эволюцией.

$\Delta'_n u_V$						
$n$	A <sub>I</sub>	A <sub>II</sub>	$\delta_r(\Delta'_n u_V)$	B <sub>I</sub>	B <sub>II</sub>	$\delta_r(\Delta'_n u_V)$
1	$0.712 \pm 0.078$	$0.660 \pm 0.078$	-7.3%	$0.683 \pm 0.076$	$0.711 \pm 0.076$	4.0%
2	$0.166 \pm 0.023$	$0.168 \pm 0.023$	0.8%	$0.156 \pm 0.024$	$0.159 \pm 0.024$	1.7%
3	$0.055 \pm 0.010$	$0.056 \pm 0.010$	1.4%	$0.052 \pm 0.010$	$0.053 \pm 0.010$	1.8%
4	$0.022 \pm 0.005$	$0.022 \pm 0.005$	1.6%	$0.021 \pm 0.005$	$0.021 \pm 0.005$	2.0%
$\Delta'_n d_V$						
$n$	A <sub>I</sub>	A <sub>II</sub>	$\delta_r(\Delta'_n d_V)$	B <sub>I</sub>	B <sub>II</sub>	$\delta_r(\Delta'_n d_V)$
1	$-0.414 \pm 0.149$	$-0.427 \pm 0.149$	3.0%	$-0.376 \pm 0.145$	$-0.381 \pm 0.145$	1.4%
2	$-0.087 \pm 0.053$	$-0.089 \pm 0.053$	2.5%	$-0.078 \pm 0.051$	$-0.080 \pm 0.051$	2.7%
3	$-0.027 \pm 0.023$	$-0.028 \pm 0.023$	2.8%	$-0.024 \pm 0.022$	$-0.025 \pm 0.022$	3.8%
4	$-0.010 \pm 0.011$	$-0.011 \pm 0.011$	3.3%	$-0.009 \pm 0.010$	$-0.010 \pm 0.010$	4.6%

Видно, что результаты согласуются в пределах ошибок. Кроме того, для каждого сценария мы представляем результаты как без поправок на  $Q^2$ -зависимость асимметрий, так и с поправками на эту зависимость. Видно, что разница незначительна.



### 3 Оценка первых моментов поляризованных морских распределений в следующем за лидирующим порядке КХД

Итак, мы оценили в следующем за лидирующим порядке КХД вклады валентных кварков (первые моменты поляризованных валентных ФРП) в спин протона. Теперь мы приступим к оценке спиновых вкладов легких морских кварков. Мы делаем это двумя разными способами.

В первом способе используется какая-либо параметризация в следующем за лидирующим порядке поляризованных ФРП для оценки величин  $\Delta'_1 q + \Delta'_1 \bar{q}$  ( $q = u, d$ ). Поскольку суммы  $\Delta q(x) + \Delta \bar{q}(x)$  ( $q = u, d$ ) хорошо определяются богатыми инклюзивными данными (эти величины считаются относительно хорошо известными и имеют практически одни и те же значения для различных современных параметризаций) не особенно важно какую параметризацию использовать для их расчета (мы используем наиболее популярную и широко цитируемую параметризацию DSSV [16]). Имея в своем распоряжении  $(\Delta'_1 q + \Delta'_1 \bar{q})|_{\text{parametrization}}$  ( $q = u, d$ ) и величины  $\Delta'_1 q_V$  ( $q = u, d$ ) (см. таблицы 2 и 3) легко найти усеченные первые моменты морских  $u$  и  $d$  кварков, применив очевидное соотношение

$$\Delta'_1 \bar{q} = \frac{1}{2} ((\Delta'_1 q + \Delta'_1 \bar{q})|_{\text{parametrization}} - \Delta'_1 q_V). \quad (40)$$

Полученные таким образом первые моменты  $\Delta'_1 \bar{u}$ ,  $\Delta'_1 \bar{d}$ , а также их разности и суммы представлены в таблицах 4 и 5.

Идея альтернативного метода нахождения вкладов морских кварков в спин нуклона в следующем за лидирующим порядке КХД основана на применении правил сумм  $SU_f(2)$  (правило сумм Бьёркена) и  $SU_f(3)$ :

$$a_3 \equiv (\Delta_1 u + \Delta_1 \bar{u}) - (\Delta_1 d + \Delta_1 \bar{d}) = \left| \frac{g_A}{g_V} \right| = F + D = 1.2670 \pm 0.0035, \quad (41)$$

$$a_8 \equiv \Delta_1 u + \Delta_1 \bar{u} + \Delta_1 d + \Delta_1 \bar{d} - 2(\Delta_1 s + \Delta_1 \bar{s}) = 3F - D = 0.585 \pm 0.025. \quad (42)$$

Правило сумм Бьёркена (41), записанное в терминах валентных и морских распределений дает очень хорошую оценку [18, 4, 7]

$$\Delta_1 \bar{u} - \Delta_1 \bar{d} \simeq \frac{1}{2} \left| \frac{g_A}{g_V} \right| - \frac{1}{2} (\Delta'_1 u_V - \Delta'_1 d_V) \quad (43)$$

для разности *полных* (не усеченных!) моментов  $\Delta_1 \bar{u}$  и  $\Delta_1 \bar{d}$  даже в случае довольно узкого HERMES-овского интервала по  $x$ , а для широкого интервала COMPASS, с которым мы имеем дело, это аппроксимация работает чрезвычайно хорошо – см. соответствующие численные тесты в работе [18]. Дело в том, что поскольку валентные распределения (в отличие от морских) концентрируются в области, далекой от нижней границы  $x = 0$ , опущенный в правой части уравнения (43) член  $\int_0^a dx (\Delta u_V - \Delta d_V)$  мал даже для нижней границы HERMES  $a = 0.023$ , и становится совсем ничтожным для COMPASS-овского  $a = 0.004$ , с которым мы имеем дело. Другой отброшенный член  $\int_{0.7}^1 dx (\Delta u_V - \Delta d_V)$  в правой части (43) также пренебрежимо мал, так как все кварковые функции распределения просто “вымирают” при таких больших значениях  $x$ .

С другой стороны, для оценки суммы *полных* моментов мы используем правило сумм (42) и извлеченное из инклюзивных данных значение первого момента  $\Gamma_1^d$  дейтронной

Таблица 4: Первые моменты поляризованных морских ФРП, усеченные к интервалу  $0.004 < x < 0.7$  при  $Q^2 = 10 \text{ ГэВ}^2$ , а также их суммы и разности. Моменты получены применением уравнения (40), где использовалась параметризация DSSV для оценки  $(\Delta'_1 q + \Delta'_1 \bar{q})|_{\text{parametrization}}$ , в то время как первые моменты валентных ФРП взяты из табл. 2 (данные HERMES использовались только в трех последних бинах). Заглавными буквами А и В обозначено применение параметризаций ФФ АКК08 и DSS, соответственно. Римскими цифрами I и II обозначены моменты без поправок и с поправками на эволюцию, соответственно.

	A <sub>I</sub>	A <sub>II</sub>	B <sub>I</sub>	B <sub>II</sub>
$\Delta'_1 \bar{u}$	$0.018 \pm 0.044$	$0.036 \pm 0.044$	$0.037 \pm 0.042$	$0.027 \pm 0.042$
$\Delta'_1 \bar{d}$	$0.065 \pm 0.081$	$0.067 \pm 0.081$	$0.042 \pm 0.079$	$0.046 \pm 0.079$
$\Delta'_1 \bar{u} + \Delta'_1 \bar{d}$	$0.082 \pm 0.092$	$0.102 \pm 0.092$	$0.078 \pm 0.089$	$0.072 \pm 0.089$
$\Delta'_1 \bar{u} - \Delta'_1 \bar{d}$	$-0.047 \pm 0.092$	$-0.032 \pm 0.092$	$-0.005 \pm 0.089$	$-0.019 \pm 0.089$

Таблица 5: Первые моменты поляризованных морских ФРП, усеченные к интервалу  $0.004 < x < 0.7$  при  $Q^2 = 10 \text{ ГэВ}^2$ , а также их суммы и разности. Моменты получены применением уравнения (40), где использовалась параметризация DSSV для оценки  $(\Delta'_1 q + \Delta'_1 \bar{q})|_{\text{parametrization}}$ , в то время как первые моменты валентных ФРП взяты из табл. 3 (комбинируются все пионные данные COMPASS и HERMES). Заглавными буквами А и В обозначено применение параметризаций ФФ АКК08 и DSS, соответственно. Римскими цифрами I и II обозначены моменты без поправок и с поправками на эволюцию, соответственно.

	A <sub>I</sub>	A <sub>II</sub>	B <sub>I</sub>	B <sub>II</sub>
$\Delta_1 \bar{u}$	$0.027 \pm 0.039$	$0.053 \pm 0.039$	$0.042 \pm 0.038$	$0.028 \pm 0.038$
$\Delta_1 \bar{d}$	$0.012 \pm 0.075$	$0.019 \pm 0.075$	$-0.007 \pm 0.073$	$-0.004 \pm 0.073$
$\Delta_1 \bar{u} + \Delta_1 \bar{d}$	$0.039 \pm 0.084$	$0.072 \pm 0.084$	$0.035 \pm 0.082$	$0.023 \pm 0.082$
$\Delta_1 \bar{u} - \Delta_1 \bar{d}$	$0.015 \pm 0.084$	$0.034 \pm 0.084$	$0.048 \pm 0.082$	$0.032 \pm 0.082$

Таблица 6: Суммы и разности первых моментов поляризованных морских ФРП, а также сами моменты, полученные в следующем за лидирующем порядке КХД при  $Q^2 = 10 \text{ ГэВ}^2$  в рамках приближений (43) и (45). Усеченные первые моменты валентных ФРП взяты из табл. 2 (данные HERMES использовались только в трех последних бинах). Заглавными буквами А и В обозначено применение параметризаций ФФ АКК08 и DSS, соответственно. Римскими цифрами I и II обозначены моменты без поправок и с поправками на эволюцию, соответственно.

	A <sub>I</sub>	A <sub>II</sub>	B <sub>I</sub>	B <sub>II</sub>
$\Delta_1 \bar{u}$	$0.059 \pm 0.074$	$0.077 \pm 0.074$	$0.078 \pm 0.073$	$0.068 \pm 0.073$
$\Delta_1 \bar{d}$	$0.050 \pm 0.096$	$0.053 \pm 0.096$	$0.027 \pm 0.094$	$0.031 \pm 0.094$
$\Delta_1 \bar{u} + \Delta_1 \bar{d}$	$0.109 \pm 0.095$	$0.129 \pm 0.095$	$0.105 \pm 0.092$	$0.099 \pm 0.092$
$\Delta_1 \bar{u} - \Delta_1 \bar{d}$	$0.009 \pm 0.092$	$0.024 \pm 0.092$	$0.051 \pm 0.089$	$0.037 \pm 0.089$

Таблица 7: Суммы и разности первых моментов поляризованных морских ФРП, а также сами моменты, полученные в следующем за лидирующем порядке КХД при  $Q^2 = 10 \text{ ГэВ}^2$  в рамках приближений (43) и (45). Усеченные первые моменты валентных ФРП взяты из табл. 3 (комбинируются все пионные данные COMPASS и HERMES). Заглавными буквами А и В обозначено применение параметризаций ФФ АКК08 и DSS, соответственно. Римскими цифрами I и II обозначены моменты без поправок и с поправками на эволюцию, соответственно.

	A <sub>I</sub>	A <sub>II</sub>	B <sub>I</sub>	B <sub>II</sub>
$\Delta_1 \bar{u}$	$0.068 \pm 0.072$	$0.094 \pm 0.072$	$0.083 \pm 0.071$	$0.069 \pm 0.071$
$\Delta_1 \bar{d}$	$-0.002 \pm 0.092$	$0.004 \pm 0.092$	$-0.021 \pm 0.090$	$-0.019 \pm 0.090$
$\Delta_1 \bar{u} + \Delta_1 \bar{d}$	$0.066 \pm 0.087$	$0.099 \pm 0.087$	$0.061 \pm 0.085$	$0.050 \pm 0.085$
$\Delta_1 \bar{u} - \Delta_1 \bar{d}$	$0.071 \pm 0.084$	$0.090 \pm 0.084$	$0.104 \pm 0.082$	$0.087 \pm 0.082$

структурной функции  $g_{1d}$  (измеренное с высокой точностью). Для этого мы применяем выражение в следующем за лидирующем порядке КХД для  $\Gamma_1^N \equiv (1 - 1.5\omega_D)^{-1}\Gamma_1^d$ :

$$\Gamma_1^N \equiv (1 - 1.5\omega_D)^{-1}\Gamma_1^d = \frac{1}{2}(\Gamma_1^p + \Gamma_1^n) = \left(1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi}\right) \left(\frac{1}{36}a_8 + \frac{1}{9}\Delta_1\Sigma(Q^2)\right), \quad (44)$$

и получаем очень хорошее приближение для  $\Delta_1 \bar{u} + \Delta_1 \bar{d}$ :

$$\Delta_1 \bar{u} + \Delta_1 \bar{d} \simeq \left(3\Gamma_1^N(1 + \alpha_s/\pi) + \frac{1}{12}a_8\right) - \frac{1}{2}(\Delta_1' u_V + \Delta_1' d_V), \quad (45)$$

где мы снова пренебрегли малыми вкладами валентных распределений  $\int_0^{0.004} dx (\Delta u_V + \Delta d_V)$  и  $\int_{0.7}^1 dx (\Delta u_V + \Delta d_V)$ . В выражении 45) мы используем численное значение  $\Gamma_1^N$  из работы COMPASS [19]:

$$\Gamma_1^N = 0.051 \pm 0.003 \pm 0.006.$$

Полученные при помощи уравнений (43), (45) результаты для суммы и разности первых моментов поляризованных морских распределений, а также сами моменты по отдельности, представлены в таблицах 6 и 7.

Глядя на таблицы 6 и 7 можно прийти к неожиданному выводу, что независимо от способов анализа полуинклюзивных данных, рассмотренных в нашей работе, первые моменты поляризованных морских кварковых распределений оказываются равными нулю в пределах ошибок.

## Заключение

В заключение, обсудим полученные результаты.

Первые моменты поляризованных валентных ФРП на интервале  $0.004 < x < 0.7$  по бьёркеновской переменной  $x$  были извлечены напрямую (без какой-либо процедуры фитирования) в следующем за лидирующем порядке КХД из данных COMPASS и HERMES по полуинклюзивному ГНР. Для решения этой задачи мы применили два сценария для функций фрагментации и два способа комбинирования данных COMPASS и HERMES. В свою очередь, полученные значения моментов валентных распределений позволили нам оценить двумя способами вклады легких морских кварков в спин протона, которые, к удивлению, оказались равными *нулю в пределах ошибок*. (Схожий вывод был сделан в недавней работе COMPASS [13], в которой усеченный момент для морских  $u$  кварков оказался равным нулю в пределах ошибок, а усеченный момент для  $d$  кварков слегка отличается от нуля. Однако, во-первых, анализ в [13] проведен только в лидирующем порядке КХД. Во-вторых, изучаемые моменты были усечены до узкого интервала  $0.004 < x < 0.3$  (из-за отсутствия дейтронных данных в последних двух бинах). В-третьих, использовался весь набор функций фрагментации, в частности плохо известные ФФ  $D_q^{K^\pm}$  и  $D_g^h$ , в то время как мы используем только хорошо известные пионные функции фрагментации.) Конечно, этот вывод должен рассматриваться как предварительный, поскольку результаты по вкладу морских кварков, получены на ограниченной области по бьёркеновскому  $x$ . Тем не менее, степень достоверности достаточно высока вследствие обсуждавшихся выше преимуществ приближений (43), (45) для полных моментов, которые работают особенно хорошо для широкого диапазона по  $x$  COMPASS, с которым мы имеем дело. Учитывая поразительно малые значения  $\Delta_1 G$  и  $\Delta_1 s$  [16, 20], представляется, что мы становимся все ближе к “классической” квантово-механической картине структуры спина нуклона, в которой только валентные кварки и их орбитальные моменты составляют спин нуклона.

## Список литературы

- [1] SMC Collaboration (B. Adeva *et al.*), Phys. Lett. B **369** (1996) 93.
- [2] HERMES Collaboration (A. Airapetyan *et al.*), Phys. Rev. **D71** (2005) 012003.
- [3] COMPASS Collaboration (G. Baum *et al.*), “COMPASS: A proposal for a common muon and proton apparatus for structure and spectroscopy CERN-SPSLC-96-14 (1996).
- [4] A. N. Sissakian, O. Y. Shevchenko and O. N. Ivanov, Phys. Rev. D **70** (2004) 074032.
- [5] A. N. Sissakian, O. Y. Shevchenko and O. N. Ivanov, JETP Lett. **82** (2005) 53.
- [6] A. N. Sissakian, O. Y. Shevchenko and O. N. Ivanov, Phys. Rev. D **73** (2006) 094026.
- [7] A. N. Sissakian, O. Y. Shevchenko and O. N. Ivanov, Phys. Part. Nucl. **39** (2008) 674.
- [8] D. de Florian, M. Stratmann and W. Vogelsang, Phys. Rev. D **57** (1998) 5811.
- [9] B. Lampe and E. Reya, Phys. Rept. **332** (2000) 1
- [10] D. de Florian, R. Sassot and M. Stratmann, Phys. Rev. D **75** (2007) 114010
- [11] S. Albino, B. A. Kniehl and G. Kramer, Nucl. Phys. B **803** (2008) 42.
- [12] COMPASS Collaboration (M. Alekseev *et al.*), Phys. Lett. B **680** (2009) 217.
- [13] COMPASS Collaboration (M. Alekseev *et al.*), Phys. Lett. B **693** (2010) 227.
- [14] G. Ingelman, A. Edin and J. Rathsman, Comput. Phys. Commun. **101** (1997) 108.
- [15] COMPASS Collaboration (E. S. Ageev *et al.*), Phys. Lett. B **612** (2005) 154.
- [16] D. de Florian, R. Sassot, M. Stratmann and W. Vogelsang, Phys. Rev. D **80** (2009) 034030.
- [17] SMC Collaboration (D. Adams *et al.*), Phys. Rev. D **56** (1997) 5330.
- [18] A. N. Sissakian, O. Y. Shevchenko and O. N. Ivanov, Phys. Rev. D **68** (2003) 031502.
- [19] COMPASS Collaboration (M. Alekseev *et al.*), Phys. Lett. **B660** (2008) 458-465.
- [20] A. Sissakian, O. Shevchenko and O. Ivanov, Eur. Phys. J. C **65** (2010) 413.
- [21] E143 Collaboration (K. Abe *et al.*), Phys. Lett. B **452** (1999) 194.