

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
УЧЕБНО-НАУЧНЫЙ ЦЕНТР

РЕФЕРАТ

по специальности 01.04.16 - Физика элементарных частиц и атомного ядра

Выполнила:

**Батозская В. С.**

Научный руководитель:

Дубна 2012 г.

Ключевые слова

Резюме содержания

# Содержание

Введение	3
<b>1 Обобщенные партонные распределения и жестко эксклюзивные взаимодействия</b>	<b>4</b>
<b>2 Кинематика и наблюдения</b>	<b>8</b>
2.1 Кинематическая область . . . . .	8
2.2 Глубоко виртуальное комптоновское рассеяния . . . . .	8
2.3 Глубоко виртуальное рождение мезонов . . . . .	13
<b>3 Моделирование и проектирование</b>	<b>14</b>
3.1 $t$ -наклон сечения DVCS . . . . .	14
3.2 Асимметрия и разность заряда и спина пучка . . . . .	15
Заключение	17
Список литературы	18

## Введение

# 1 Обобщенные партонные распределения и жестко эксклюзивные взаимодействия

Обобщенные партонные распределения (ОПР) дают новое определение партонной структуре нуклона и содержат множество новой информации. В частности, они содержат оба электромагнитных форм-фактора нуклона, а именно, отношение наблюдаемого упругого рассеяния электрона к предсказываемому для точечного нуклона и партонную функцию распределения (ПФР) измеренную в глубоконеупругом рассеянии (ГНР), т.е. число партонов и плотность спиральности. Очень важно, что ОПР дает определение нуклона как вытянутого объекта, называемого как 3-мерная "нуклонная томография которая связывает (поперечную) пространственную и (продольную) импульсную степени свободы кварков и глюонов. Кроме того, оценка ОПР может впервые объяснить понятие орбитальных моментов кварков и глюонов, другого фундаментального свойства нуклона.

Отображение ОПР нуклона, которое стало одним из основных объектов высокоэнергетической ядерной физики, требует программу полного измерения различных жестко эксклюзивных процессов в широкой кинематической области, в частности, глубоко виртуального комптоновского рассеяния (Deeply Virtual Compton Scattering - DVCS) и глубоко виртуального рождения мезонов (Deeply Virtual Meson Production - DVMP).

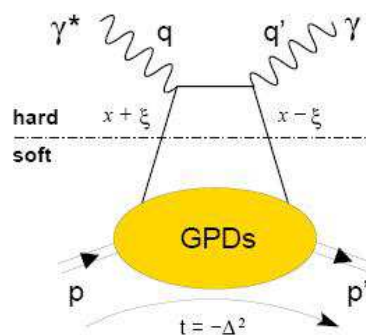


Рис. 1: Феймановская диаграмма для процесса DVCS в лидирующем твисте.

Кинематические переменные от которых зависит ОПР можно проиллюстрировать с помощью диаграммы Феймана (1), которая описывает процесс DVCS в лидирующем твисте в бьеркеновском пределе ( $Q^2 \rightarrow \infty$  для фиксированных  $x_B$  и  $t$ , т.е.  $|t|/Q^2$  мало). ОПР зависит от виртуальности фотона  $Q^2 = -q^2$ , полного квадрата 4-импульса  $t = (p - p')^2 = (q - q')^2$  переданного между начальным и конечным состояниями нуклона и от  $x$  и  $\xi$ . Последние две переменные представляют, соответственно, среднюю и  $1/2$  разности между начальной и конечной продольными долями импульса нуклона, который несет партон через процесс. В ГНР, долю импульса  $x$  несет ударя-

ющий партон, отождествляющийся с переменной Бьеркена  $x_B = \frac{Q^2}{2p \cdot q}$ . В жестко эксклюзивных процессах DVCS и DVMP,  $x$  - внутренняя переменная, которая интегрирована по свертке при данном ОПР с ядром, описывающем жесткое взаимодействие виртуального фотона с кварком (12). Таким образом,  $x$  может и не быть идентифицирована с  $x_B$ , которая в этой кинематике соответствует асимметрии  $\xi \simeq x_B/(2-x_B)$  в бьеркеновском пределе. Следовательно, асимметрия охватывает измерение рождения лептонов, примерно, заданного диапазона, что включает  $x_B$ .

Информация на малых расстояниях, относящаяся к взаимодействию виртуального фотона с кварком, может быть получена из информации о структуре нуклона на больших расстояниях в ОПР. В приближении DVCS (1), ОПР можно понимать как описание кваново-механической амплитуды для "выходящего" партона быстро движущегося нуклона с помощью виртуального фотона и "возвращение назад" с другим импульсом после излучения реального фотона.

Конечное состояние процесса DVCS идентично процессу Бете-Хейтлера (Bethe-Heitler - BH) (тормозное излучение) и, следовательно, оба процесса перекрываются на уровне амплитуд. Конечный интерференционный член предоставляет доступ к определенным линейным комбинациям ОПР, которые делают жестко эксклюзивное однофотонное образование лептонов ионным инструментом в изучении ОПР. Дополнительно, DVMP открывают доступ к разным билинейным комбинациям ОПР.

ОПР  $H^f$  и  $\tilde{H}^f$  ( $f = u, d, s, g$ ), которые описывают сохранение спиральности нуклона в процессе рассеяния, включая, в качестве предельных случаев, хорошо измеренную партонную плотность и распределения спиральности  $q^f$  и  $\Delta q^f$ , соответственно. Флип спиральности нуклона описывается ОПР  $E^f$  и  $\tilde{E}^f$ , для которых нет предельных случаев. ОПР глюонов входят в DVCS только за лидирующим порядком в  $\alpha_s$  (JП), аналогично ГНР.

Полный угловой момент определенного вида партонов  $f$  соответствует второму моменту суммы двух ОПР  $H^f$  и  $E^f$  через соотношение

$$J^f(Q^2) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 dx x [H^f(x, \xi, t, Q^2) + E^f(x, \xi, t, Q^2)], \quad (1)$$

которое удовлетворяет любому значению  $\xi$ . Спин нуклона может быть представлен как:

$$\frac{1}{2} = \sum_{q=u,d,s} J^q(Q^2) + J^g(Q^2), \quad (2)$$

где  $J^q$  и  $J^g$  - полный угловой момент кварков и глюонов, соответственно. Экспериментальные данные свидетельствуют в пользу того, что лишь малая часть спина нуклона может быть объяснена суммарным вкладом кварков. Оценивание этих величин, с одной стороны, будет полагаться на полный анализ экспериментальных данных для различных эксклюзивных процессов в широком диапазоне кинематики. Здесь, достаточно знаний о кинематической зависимости ОПР во всем

диапазоне кинематики. С другой стороны, моделирования КХД на эвклидовых решетках были использованы для определения вторых моментов ОНР  $H$  и  $E$ , входящих в соотношение (2). С помощью киральной теории возмущения для экстраполяции на физическую массу пиона, были получены результаты для  $u$  и  $d$  кварков  $J^u=0.236\pm 0.006$  и  $J^d=0.002\pm 0.004$ .

Простой физической интерпретацией ОНР является плотность вероятности в пределе  $\xi = 0$ , где партон несет такую же долю продольного импульса  $x$ , как в начальном, так и в конечном состоянии и, следовательно, импульс передачи  $t \equiv -\Delta^2 = -\Delta_L^2 - \Delta_\perp^2$  является только поперечным,  $t = -\Delta_\perp^2$ . В этом случае, преобразование Фурье  $-\Delta_\perp^2$ -зависимости ОНР  $H^f(x, 0, -\Delta_\perp^2)$  при фиксированном  $x$  описывает пространственное распределение партонов типа  $f$ , несущих долю  $x$  продольного импульса, с поперечным расстоянием  $\mathbf{b}_\perp$  (прицельный параметр) от центра импульса нуклона

$$q^f(x, \mathbf{b}_\perp) = \int \frac{d^2\Delta_\perp}{(2\pi)^2} e^{-i\Delta_\perp \cdot \mathbf{b}_\perp} H^f(x, 0, -\Delta_\perp^2). \quad (3)$$

"3-мерное" партонное распределение в зависимости от прицельного параметра  $q^f(x, \mathbf{b}_\perp)$  может быть представлено как набор "томографических картинок" нуклона (2).

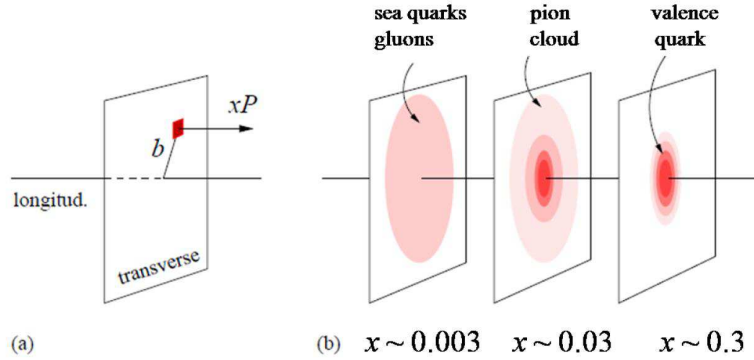


Рис. 2: Нуклонная томография: (а) преобразование Фурье  $-\Delta_\perp^2$ -зависимости ОНР  $H^f(x, 0, -\Delta_\perp^2)$  при фиксированном  $x$  описывает распределение поперечное расстояние  $b \equiv |\mathbf{b}_\perp|$  партонов, несущих долю  $x$  продольного импульса нуклона  $P$  из центра импульса нуклона. (б) "Томографические картинки" поперечно пространственного распределения партонов в нуклоне в определенной доле  $x$  продольного импульса.

При изучении поперечной структуры нуклона, важны две величины. Одной из них является ОНР при  $\xi = 0$ , которая не имеет вероятностной интерпретации. Это связано с преобразованием Фурье для распределения в прицельном параметре  $b \equiv |\mathbf{b}_\perp|$ , который представляет поперечное расстояние между ударяющим кварком и центром импульса всего нуклона. Поперечное расстояние между ударяющим партоном и центром импульса в системе наблюдения определяется как  $r_\perp = b/(1-x)$  и дает оценку полному поперечному размеру нуклона.

Вторая важная величина - ОПР при  $x = \xi$ . Она не имеет вероятностной интерпретации, но тем не менее, ее преобразование Фурье связано с расстоянием  $r_{\perp}$  между ударяющим партоном и системой наблюдения. В лидирующем порядке  $\alpha_s$  (ЛП), среднее  $\langle r_{\perp}^2 \rangle$  может быть точно получено из мнимой части амплитуд эксклюзивных процессов. При малых  $x_B$ , где амплитуды преимущественно мнимые, величина имеет вид  $\langle r_{\perp}^2 \rangle \approx 2 \cdot B(x_B)$ .

При больших  $x$  (2), для  $x \rightarrow 1$ , ширина распределения  $q^f(x, \mathbf{b}_{\perp})$  в  $b \equiv |\mathbf{b}_{\perp}|$  предполагается, что исчезнет, поскольку активные партоны находятся в центре импульса всего нуклона. В области валентных кварков, отметим  $x \sim 0.3$  (2), предполагается, главным образом, "видеть" ядро валентных кварков. В диапазоне малых  $x$ ,  $x \sim 0.003$ , преобладают морские кварки и глюоны. Модель предсказывает увеличение поперечного размера нуклона из-за "облака пионов" которое повысит плотность пионов с уменьшением  $x$



## 2 Кинематика и наблюдения

### 2.1 Кинематическая область

COMPASS, эксперимент на фиксированной мишени, расположен на мюонном канале M2 ускорителя SPS в европейской лаборатории CERN. Эксперимент достигает высоких энергий (50-280 ГэВ). Установка состоит из “первого спектрометра“, имеющего высокое разрешение, и продольно неполяризованную или поперечно поляризованную мишени. Установка детектора протонов отдачи (Recoil Proton Detector - RPD) вокруг жидко-водородной мишени обеспечит эксклюзивность событий DVCS и DVMP, в результате чего COMPASS станет установкой, измеряющей эксклюзивные реакции с кинематической областью, варьирующейся от  $x_B \sim 0.01$  до 0.1, которая не может быть исследована другими существующими или планируемыми экспериментами в ближайшем будущем.

### 2.2 Глубоко виртуальное комптоновское рассеяния

Глубоко виртуальное комптоновское рассеяния (DVCS) имеет такое же конечное состояние как и другой процесс - процесс Бете-Хейтлера (BH), который является упругим лептон-нуклонным рассеянием с жестким фотоном, испускаемым входящим или выходящим лептоном. Дифференциальное сечение для жесткого эксклюзивного мюонного рождения реальных фотонов от неполяризованной протонной мишени может быть записано как

$$\frac{d^4\sigma(\mu p \rightarrow \mu p \gamma)}{dx_B dQ^2 d|t| d\phi} = d\sigma^{BH} + (d\sigma_{unpol}^{DVCS} + P_\mu d\sigma_{pol}^{DVCS}) + e_\mu(\text{Re}I + P_\mu \text{Im}I), \quad (4)$$

где  $P_\mu$  - поляризация и  $e_\mu$  - заряд в единицах элементарного заряда, поляризованного пучка мюонов. Интерференционный член  $I$  возникает в результате пересечения на уровне амплитуд процессов DVCS и BH. Характерной особенностью такого сечения является зависимость от  $\phi$ , азимутальный угол между плоскостью рассеяния лептона и плоскостью рождения фотона (3). Интегрирование по  $\phi$  и анализ этой угловой зависимости в  $\phi$ , соответственно, позволит изучить  $x_B$ -зависимость сечения DVCS  $\frac{d\sigma}{d|t|}$  при заданном  $Q^2$  и отделить определенные вклады, которые являются чувствительными к различным линейным комбинациям ОПР кварка.

Относительное изобилие процессов DVCS и BH сильно меняется вне кинематической области COMPASS (4). В области малых  $x_B$ , почти чистое событие BH является прекрасным выходом, позволяющим точно контролировать общую эффективность установки, т.к. амплитуда BH хорошо изучена (в предположении известного упругого форм-фактора нуклона). Практически незначительный вклад процесса DVCS в этой области преувеличен по отношению к процессу BH, приводит значительному вкладу интерференционного члена, который растет с увеличением

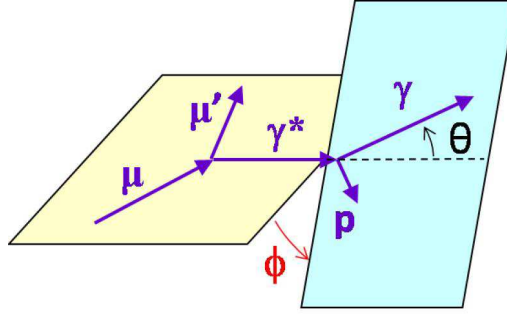


Рис. 3: Азимутальный угол между плоскостью рассеяния лептона (слева) и плоскостью рождения фотона (справа) в эксклюзивном однофотонном рождении,  $\mu p \rightarrow \mu' p \gamma$ .

$x_B$ . Только в большой области  $x_B$ , события DVCS рождаются с почти с такой же скоростью как и события ВН. Несмотря на малое отношение выхода DVCS к ВН в большей части кинематики COMPASS, исследование интерференционного члена через измерения азимутальных зависимостей разности и асимметрии сечений позволит ограничить различные линейные комбинации ОПР кварков. В другом подходе, интегрирование по  $\phi$  измерения  $t$ -наклона сечения, зависящего от  $x_B$ , к полной экспериментально достижимой области  $x_B$ , позволит сделать выводы на томографическом партонном представлении нуклона.

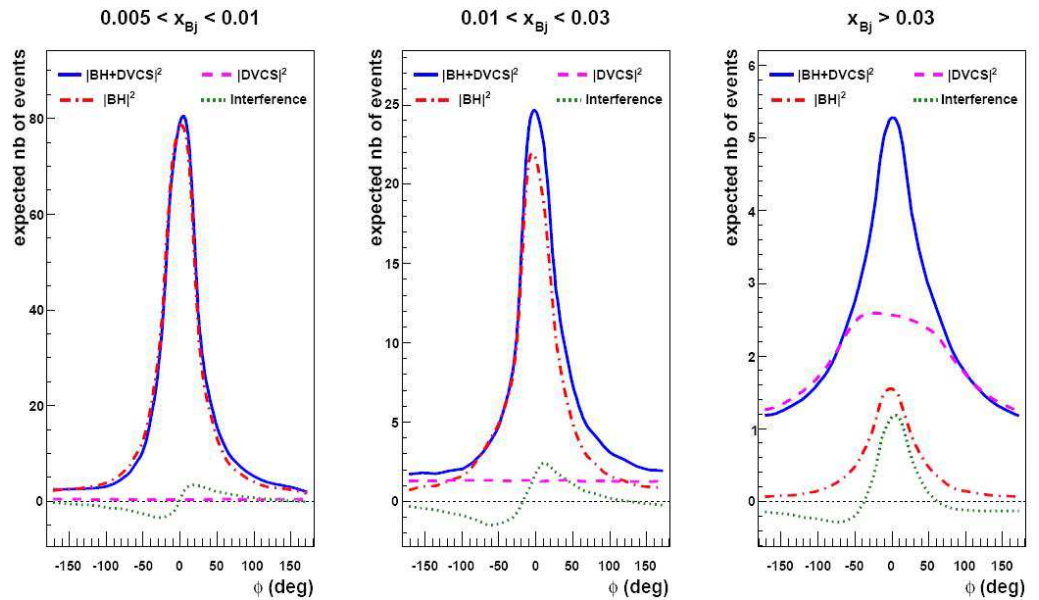


Рис. 4: Моделирование Монте Карло эксклюзивного процесса  $\mu^+ p \rightarrow \mu'^+ p \gamma$  для  $Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$ , показано распределение угла  $\phi$  для трех бинов в  $x_B$ :  $0.005 < x_B < 0.01$  (левый),  $0.01 < x_B < 0.03$  (средний) и  $0.03 < x_B$  (правый).

В настоящее время, COMPASS является единственной установкой, которая оперирует либо поляризацией либо зарядами лептонов, а именно поляризованными  $\mu^+$ - и  $\mu^-$ -пучками. Естествен-

ная поляризация мюонного пучка образуется из распада пиона, меняющего знак, когда заряд пучка обратный, т.е.  $\mu^+$ - и  $\mu^-$ -пучки поляризованы вдоль противоположных направлений. Т.к. процесс ВН не зависит от заряда и поляризации пучка, его вклад не учитывается при вычитании выходов из двух отдельных измерений, выполненных с помощью разных зарядов пучка. Следовательно, на COMPASS можно выполнить отдельные измерения для двух состояний  $\underline{\leftarrow}$  и  $\underline{\rightarrow}$ , различные комбинации которых позволят вычислить различные наблюдения:

**(1) Сумма заряда и спина сечений пучка**

$$\mathcal{S}_{CS,U} \equiv d\sigma^{\underline{\leftarrow}} + d\sigma^{\underline{\rightarrow}} = 2(d\sigma^{BH} + d\sigma_{unpol}^{DVCS} + e_{\mu}P_{\mu}\text{Im}I), \quad (5)$$

содержит наиболее доминирующий вклад ВН и вклад неполяризованного DVCS. Индекс CS указывает, что и заряд, и спин лептона одновременно меняются при изменении от  $\mu^+$  к  $\mu^-$ . Индекс U указывает на неполяризованную мишень.

Процесс DVCS считается чисто теоретически с помощью экспериментально допустимых жестко эксклюзивных процессов, потому что эффекты следующего за лидирующим порядком и подлидирующим твистом вычисляются только теоретически. Его амплитуда может быть расширена в  $1/Q$  вне лидирующего твиста-2, включающего все вклады твиста-3, сводящегося к

$$\begin{aligned} \mathcal{S}_{CS,U} = & 2 \frac{\Gamma(x_B, Q^2, t)}{\mathcal{P}_1(\phi)\mathcal{P}_2(\phi)} (c_0^{BH} + c_1^{BH} \cos \phi + c_2^{BH} \cos 2\phi) \\ & + 2 \frac{e^6}{y^2 Q^2} (c_0^{DVCS} + c_1^{DVCS} \cos \phi + c_2^{DVCS} \cos 2\phi) \\ & + 2e_{\mu}P_{\mu} \frac{e^6}{x_B y^3 t \mathcal{P}_1(\phi)\mathcal{P}_2(\phi)} (s_1^I \sin \phi + s_2^I \sin 2\phi), \end{aligned} \quad (6)$$

где  $\mathcal{P}_1(\phi)$  и  $\mathcal{P}_2(\phi)$  представляют  $\phi$ -зависимость лептонного пропэгатора ВН. Коэффициенты  $c_n^{BH}$  вычисляются в КЭД. Коэффициенты  $c_n^{DVCS}$  и  $s_n^I$  соответствуют определенным комбинациям комптоновских форм-факторов (КФФ). КФФ  $\mathcal{F}$  - сумма по ароматам  $f$ , свертки соответствующих ОПР  $\mathcal{F}^f$  с пертурбативно вычисляемым ядром, описывающим жесткие взаимодействия  $\gamma^*q$ .

С одной стороны, интегрирование по азимутальному углу  $\mathcal{S}_{CS,U}$ , уничтожит полностью интерференционный член и также  $\phi$ -зависимые члены вклада DVCS. Таким образом, лидирующий твист-2 DVCS величины  $c_0^{DVCS}$  может быть выделен.

**(1a)  $t$ -наклон сечения DVCS**

может быть определен из этой величины как функция  $x_B$ , которая приводит к выводу о зависимости поперечного размера нуклона на долю импульса нуклон, переносимого сталкивающимся партоном ("нуклонная томография").

С другой стороны, анализируя азимутальную зависимость суммы и разности измерений с разными зарядом и/или поляризацией пучка, дает возможность отбросить только реальную или только мнимую часть комплексной амплитуды DVCS.

### (16) Анализ азимутально-угловой зависимости

заряда и спина пучка суммы  $\mathcal{S}_{CS,U}$  определит коэффициенты  $c_n^{DVCS}$  и  $s_n^I$  из которых могут быть получены ограничения на ОПР. Например, лидирующий (твист-2) вклад  $s_1^I$  соответствует мнимой части комбинации КФФ

$$s_1^I \propto \text{Im}(F_1\mathcal{H} + \xi(F_1 + F_2)\tilde{\mathcal{H}} - \frac{t}{4M^2}F_2\mathcal{E}). \quad (7)$$

В кинематике COMPASS (и также HERMES), кинематические факторы перед  $\tilde{\mathcal{H}}$  и  $\mathcal{E}$  малы, так что вклад  $\mathcal{H}$  становится доминирующим и, следовательно,  $s_1^I \propto \text{Im}(F_1\mathcal{H})$ . В лидирующем порядке  $\alpha_s$  (ЛП),  $\text{Im}\mathcal{H}$  дает точный подход к ОПР  $H$  в частных кинематических условиях

$$\text{Im}\mathcal{H}(\xi, t, Q^2) = \pi\Sigma_f e_f^2 (H^f(\xi, \xi, t, Q^2) \mp H^f(-\xi, \xi, t, Q^2)), \quad (8)$$

которые позволяют ограничить параметрические модели для ОПР  $H^f$  в подпространстве  $(x = \xi, t)$  при заданном  $Q^2$ .

### (2) Разность заряда и спина сечений пучка

$$\mathcal{D}_{CS,U} \equiv d\sigma^{\leftarrow} - d\sigma^{\rightarrow} = 2(P_\mu d\sigma_{pol}^{DVCS} + e_\mu \text{Re}I), \quad (9)$$

где исчезает вклад ВН. Необходим точное наблюдение за полным потоками входящих  $\mu^+$  и  $\mu^-$  и соответствующая эффективность детектирования для эксклюзивного рождения фотонов. Азимутальное расширение сечения (4) имеет вид

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_{CS,U} &= 2P_\mu \frac{e^6}{y^2 Q^2} (s_1^{DVCS} \sin \phi) \\ &+ 2e_\mu \frac{e^6}{x_B y^3 t \mathcal{P}_1(\phi) \mathcal{P}_2(\phi)} (c_0^I + c_1^I \cos \phi + c_2^I \cos 2\phi + c_3^I \cos 3\phi). \end{aligned} \quad (10)$$

Анализ азимутально-угловой зависимости  $\mathcal{D}_{CS,U}$  определит лидирующие (твист-2) вклады  $c_0^I$  и  $c_1^I$ , которые точно соответствуют реальной части комбинации КФФ (7)

$$c_1^I \propto \text{Re}(F_1\mathcal{H} + \xi(F_1 + F_2)\tilde{\mathcal{H}} - \frac{t}{4M^2}F_2\mathcal{E}). \quad (11)$$

Снова, как и в (??), вклад  $\mathcal{H}$  является доминирующим и, следовательно,  $c_1^I \propto \text{Re}(F_1\mathcal{H})$ . В лидирующем порядке  $\alpha_s$ ,  $\text{Re}\mathcal{H}$  дает вывод ОПР  $H$  с ядром, описывающим жестко фотонное взаимодействие

$$\text{Re}\mathcal{H}(\xi, t, Q^2) = \Sigma_f e_q^2 \left[ \mathcal{P} \int_{-1}^1 dx H^f(x, \xi, t, Q^2) \left( \frac{1}{x\xi} \mp \frac{1}{x+\xi} \right) \right], \quad (12)$$

где  $\mathcal{P}$  отвечает основному значению Коши. Отметим также, что  $c_0^I \propto \text{Re}(F_1\mathcal{H})$ .

### (3) Асимметрия заряда и спина сечений пучка

$$\mathcal{A}_{CS,U} \equiv \frac{d\sigma^{\leftarrow} - d\sigma^{\rightarrow}}{d\sigma^{\leftarrow} + d\sigma^{\rightarrow}} = \frac{\mathcal{D}_{CS,U}}{\mathcal{S}_{CS,U}}, \quad (13)$$

где включены все ранее рассмотренные величины.

#### (4) Разность, сумма и асимметрия заряда и спина пучка на поперечной мишени

необходимы измерения мюонного рождения реальных фотонов от поперечно-поляризованной протонной мишени (обозначение индекса  $T$  (target)). В этом случае, появляется дополнительная азимутальная зависимость, а именно азимутальный угол  $\phi_S$  спина поперечной мишени относится к плоскости лептонного рассеяния. Сечение одного фотона можно разложить как

$$d\sigma(\phi, \phi_S) = d\sigma_U(\phi) + S_T d\sigma_T(\phi, \phi_S), \quad (14)$$

где  $d\sigma_U$  - сечение для неполяризованной мишени и  $S_T$  - значение поляризации поперечной мишени.

Т.к. и пучок, и мишень поляризованы, заряд и спин разности поперечного пучка определяется как двойная разность, а именно между разностями сечений с двумя противоположно направленными спинами мишени, обозначаемых как  $\phi_S$  и  $\phi_S + \pi$

$$\mathcal{D}_{CS,T} \equiv (d\sigma^{\pm}(\phi, \phi_S) - d\sigma^{\pm}(\phi, \phi_S + \pi)) - (d\sigma^{\mp}(\phi, \phi_S) - d\sigma^{\mp}(\phi, \phi_S + \pi)). \quad (15)$$

Соответственно, заряд и спин суммы поперечного пучка будет иметь вид

$$\mathcal{S}_{CS,T} \equiv (d\sigma^{\pm}(\phi, \phi_S) - d\sigma^{\pm}(\phi, \phi_S + \pi)) + (d\sigma^{\mp}(\phi, \phi_S) - d\sigma^{\mp}(\phi, \phi_S + \pi)). \quad (16)$$

Среднее неполяризованное сечение лептонного заряда запишется как

$$\begin{aligned} \Sigma_{unpol} \equiv & \\ & \frac{1}{2} \left[ \left( d\sigma^{\pm}(\phi, \phi_S) + d\sigma^{\pm}(\phi, \phi_S + \pi) \right) + \left( d\sigma^{\mp}(\phi, \phi_S) + d\sigma^{\mp}(\phi, \phi_S + \pi) \right) \right. \\ & \left. + \left( d\sigma^{\pm}(-\phi, \phi_S) + d\sigma^{\pm}(-\phi, \phi_S + \pi) \right) + \left( d\sigma^{\mp}(-\phi, \phi_S) + d\sigma^{\mp}(-\phi, \phi_S + \pi) \right) \right], \end{aligned} \quad (17)$$

так что две асимметрии могут быть измерены

$$\mathcal{A}_{CS,T}^D = \frac{\mathcal{D}_{CS,T}}{\Sigma_{unpol}} \quad \text{и} \quad \mathcal{A}_{CS,T}^S = \frac{\mathcal{S}_{CS,T}}{\Sigma_{unpol}} \quad (18)$$

### 2.3 Глубоко виртуальное рождение мезонов

В глубоко виртуальном рождении мезонов (DVMP), коллинеарное разложение строго доказано в пределе  $Q^2 \rightarrow \infty$  для амплитуды с продольной поляризацией виртуального фотона. Применение этого к данным полученным при небольших значениях  $Q^2$ , однако, не может быть полностью оправдано.

Только ОПР  $H^f$  и  $E^f$  необходимо описывать эксклюзивным рождением продольно поляризованных векторных мезонов ( $\rho_L^{0,\pm}, \phi_L, \omega_L, \dots$ ). В описании эксклюзивного рождения псевдоскалярных мезонов ( $\pi^{0,\pm}, \eta, \dots$ ) образованных продольно поляризованными виртуальными фотонами,

только ОНР  $\tilde{H}^f$  и  $\tilde{E}^f$  включены, но здесь нет простого способа, чтобы выделить поперечный вклад.

Различные векторные мезоны описываются различными комбинациями ОНР, например

$$H_{\rho^0} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{2}{3}H^u + \frac{1}{3}H^d + \frac{3}{8}H^g\right), \quad H_\omega = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{2}{3}H^u - \frac{1}{3}H^d + \frac{1}{8}H^g\right),$$

$$H_\phi = -\frac{1}{3}H^s - \frac{1}{8}H^g.$$

Рождение жестких эксклюзивных векторных мезонов может быть дополнительно рассмотрено DVCS, как подход к определению различных комбинаций ОНР. Отметим, что в DVMP нет интерференционного члена и, соответственно, КФФ появляется в билинейной комбинации в виде  $\mathcal{H}\mathcal{H}^*$ . В противоположность DVCS, где вклады глюона входят только за лидирующим порядком в  $\alpha_s$ , в DVMP и кварки, и глюоны ОНР входят в таком же порядке, так что объединив результаты для разных мезонов можно получить выводы на  $H^g$ . Это предсказывает измерение сечений для большого набора мезонов ( $\pi, \eta, \rho, \phi, \omega, J\psi, \dots$ ), которые все чувствительны к различным комбинациям кварков и глюонов ОНР. Этот богатый набор данных сделает модельно-зависимое определение разных ОНР возможным. Параллельно,  $x_B$ -зависимость  $t$ -наклона будет определена для сечений рождения мезонов, которые будут дополнять информацию о поперечном размере нуклона к полученным данным с DVCS.

### 3 Моделирование и проектирование

Для расчета проектируемой статистической точности для предполагаемых измерений, используются следующие параметры и предположения:

- пучок поляризованных мюонов с энергией 160 ГэВ,
- период SPS 4.8 с с продолжительностью спилла 9.6 с,
- интенсивность  $\mu^+$ -пучка -  $4.8 \times 10^8$  мюонов на спилл,
- в три раза меньшая интенсивность для  $\mu^-$ -пучка,
- новая жидко водородная мишень длиной 2.5 м, выходящая светимость около  $10^3 \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$  для  $\mu^+$ -пучка,
- новый протонный детектор отдачи (Recoil Proton Detector - RPD) окружающий мишень,
- возможность обнаружения полярных и азимутальных фотонов, которые определяются с помощью двух электромагнитных калориметров ECAL1 и ECAL2,
- новый калориметр с большим углом ECAL0,
- полная "всеобщая" эффективность  $\epsilon_{global} = 0.1$ , включающая обнаружение, отслеживание и реконструкцию событий, содержащие входящие и рассеянные мюоны, высокоэнергетичные фотоны и отданные протоны в акцептенсе RPD,
- время работы - 280 дней (70 дней с  $\mu^-$  и 210 дней с  $\mu^+$ , чтобы интегрируемые светимости были как можно ближе для обоих наборов данных).

Акцептенс для эксклюзивного однофотонного рождения определяется с помощью стандартной программы COMPASS для реконструкции моделируемых событий DVCS и ВН. Жесткое эксклюзивное однофотонное рождение моделируется с помощью двух разных кодов, использующих два генератора для амплитуды DVCS: один основан на VGG модели, другой на - модели Франкфурта-Фрейнда-Стрикмана (ФФС), которая была модифицирована для предполагаемого эксперимента.

#### 3.1 $t$ -наклон сечения DVCS

Для параметризации  $x_B$ -зависимости  $t$ -наклона, вводится параметр  $B(x_B) = B_0 + 2\alpha' \log(\frac{x_0}{x_B})$ . В этой параметризации,  $x_B$ -наклон  $\alpha'$  измеряется для уменьшения размера нуклона с увеличением  $x_B$ .

$B(x_B)$  считается из интегрирования по  $\phi$  заряда и спина суммы пучка после вычитания вклада ВН, это представляет точное измерение сечения DVCS. Статистическая ошибка в бине  $(x_B, Q^2)$  определяется  $\sqrt{N_{BH} + N_{DVCS}}/N_{DVCS}$ , где  $N_{BH}$  и  $N_{DVCS}$  - число событий ВН и DVCS, собранных в этом бине.

Основная систематическая погрешность конечного вклада DVCS появляется из-за вычитания вклада ВН. Вклад ВН преобладает над вкладом DVCS в широкой области  $x_B$  и  $Q^2$ . В этой области, выход ВН получают из вычисления сечения ВН, принимая в счет радиационные поправки, светимость и эффективность детектирования. До сих пор, считалось, что выход ВН известен с точностью 3%. Оказывается, что в таком случае конечная систематическая погрешность, которая  $0.03 \times N_{BH}/N_{DVCS}$ , существенная только для первой отобранной точки в  $x_B$  для каждой области  $Q^2$ , где вклад ВН более чем в два раза превышает вклад DVCS. При экстраполяции выхода ВН в кинематической области, где оно должно быть использовано для вычитания, дополнительная погрешность может возникать из возможной кинематически зависимой эффективности детектора.

Сечение DVCS преобладает над процессом ВН при больших значениях  $x_B$  (4), точность измерения  $t$ -наклона значительно выше в дополнительном аксептесе нового калориметра с большим углом ECAL0.

Измерение интегрированного по  $\phi$  заряда и спина суммы пучка в DVCS приведет к модельно зависимому определению  $t$ -наклона параметра  $\langle B(x_B) \rangle$  с полной точностью лучше, чем  $0.1 \text{ ГэВ}^{-2}$  при усреднении по области  $x_B$  COMPASS. Измерение этой  $x_B$ -зависимости позволит точно определить  $x_B$ -наклон  $\alpha'$  с полной точностью лучше, чем  $2.5 \sigma$  в полной проектируемой погрешности,  $\alpha'$  должна иметь значение около  $0.26 \text{ ГэВ}^{-2}$  с использованием только калориметров ECAL2 и ECAL1. С новым ECAL0, определение  $\alpha'$  с точностью  $2.5 \sigma$  возможно уже при значении около  $0.125 \text{ ГэВ}^{-2}$ .

### 3.2 Асимметрия и разность заряда и спина пучка

Предсказываемые статистические точности для измерения азимутальной зависимости асимметрии  $\mathcal{A}_{CS,U}$  (13) и разность  $\mathcal{D}_{CS,U}$  (9) заряда и спина пучка в бине  $(x_B, Q^2)$  вычисляются с помощью VGG модели ОНР.

Статистику предполагается набрать из двухгодичной работы с неполяризованной жидководородной мишенью, позволяющей изучить 2-мерную зависимость, например, 6 бинов в  $x_B$  комбинируется с 6 бинами в  $t$  или 4 бинами в  $Q^2$ . Этот выбор определяется требованием достаточной статистики для стабильного фита азимутальной зависимости в каждом  $10 \phi$  бине.

Определение систематических ошибок для разности заряда и спина пучка является одним из



основных вопросов. Эта разность сечений вычисляется как:

$$\mathcal{D}_{CS,U} = \frac{N^+}{F^+\epsilon^+} - \frac{N^-}{F^-\epsilon^-},$$

где  $N^+$  и  $N^-$  - число событий, зарегистрированных от  $\mu^+$ - и  $\mu^-$ -пучков,  $F^+$  и  $F^-$  - интегральные светимости,  $\epsilon^+$  и  $\epsilon^-$  - факторы, входящие с учетом акцептенса и эффективности для двух зарядов пучка. Величины  $F^+$  и  $F^-$  должны быть как можно ближе друг к другу ( $F^+ \sim F^-$ ). Это означает, что продолжительность измерения  $\mu^-$ , примерно, в три раза меньше продолжительности измерения  $\mu^+$  для того, чтобы компенсировать различие максимумов интенсивностей пучков.

При вычислении систематических ошибок на  $\mathcal{D}_{CS,U}$ , их можно разделить по факторам нормализации, которые зависят и не зависят от заряда пучка. Для этого рассмотрим фактор  $a^{+(-)} = F^{+(-)}\epsilon^{+(-)}$  и разложение систематических ошибок на  $a^+$  и  $a^-$  в 1) общую ошибку для  $a^+$  и  $a^-$ , обозначается как ошибка, не зависящая от заряда,  $\Delta a_{ci}$  и 2) ошибку, которая влияет только на разность, обозначается как зарядово-зависимая ошибка  $\Delta a_{cd}$

$$(\Delta D_{syst})^2 = \left(\frac{\Delta a_{ci}}{a} \mathcal{D}\right)^2 + \left(\frac{\Delta a_{cd}}{a} \mathcal{S}\right)^2.$$

Где  $\mathcal{D} = \mathcal{D}_{CS,U}$  и  $\mathcal{S} = \mathcal{S}_{CS,U}$ . Относительные вклады  $|\text{BH}|^2$ ,  $|\text{DVCS}|^2$  и интерференционного члена представлены на (рис.4).

## Заклучение

## Список литературы

- [1] COMPASS-II Proposal, CERN, 2010.