

Изучение азимутальных асимметрий в процессах  
глубоко-неупругого рассеяния электронов (позитронов)  
на протонах и дейтронах в эксперименте ГЕРМЕС  
и спиновая структура нуклона

В.А. Коротков

( по материалам диссертации на степень д. ф.-м. н.)

НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ, Протвино

ИЯИ РАН, Троицк, 27.11.17

- ▶ Введение
- ▶ Эксперимент ГЕРМЕС
- ▶ Поиски двухфотонного обмена
- ▶ Измерение  $g_2$  и  $A_2$
- ▶ Исследование асимметрий на продольно поляризованной мишени
- ▶ Исследование асимметрий на неполяризованной мишени
- ▶ Исследование асимметрий на поперечно поляризованной мишени
- ▶ Заключение

Изучение структуры нуклона — фундаментальная задача современной физики:

- общее стремление понять как материя устроена исходя из кварков и глюонов, основных ингредиентов квантовой хромодинамики (КХД).
- большая роль нуклонов в современных экспериментах по прецизионным измерениям эффектов, предсказываемых Стандартной Моделью, а также поиски новых эффектов вне рамок Стандартной Модели.

Начиная с экспериментов проведенных Робертом Хофштадтером и его сотрудниками в начале 50-х годов прошлого столетия **Hofstadter:1957wk**, неоценимую роль в исследовании структуры нуклонов играет проведение экспериментов по рассеянию лептонов на ядерных мишенях.

Развитие технических возможностей проведения экспериментов с использованием дополнительной степени свободы описания частиц — их спина — открыло новые перспективы изучения возможностей КХД, поскольку спиновые эффекты являются существенно более чувствительными к деталям теоретического описания, чем усредненные по спину сечения. Первые эксперименты по изучению глубоконеупругого рассеяния продольно поляризованных электронов на продольно поляризованных протонах были начаты в SLAC в середине 70-х годов прошлого столетия.

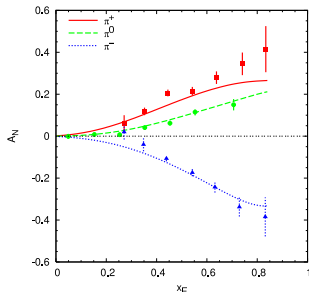
Измерение спин-зависимой структурной функции протона  $g_1(x)$  в эксперименте EMC в 1986 году привело к удивительному открытию — кварки переносят весьма незначительную часть спина протона. Явление получило название — «спиновый кризис». Изначально эксперимент HERMES (HERA spin Measurement) был нацелен именно на разрешение этой проблемы, т. е. на прецизионное измерение структурной функции  $g_1(x)$ . В настоящее время наиболее точные измерения этой величины получены в экспериментах HERMES и COMPASS. Показано, что кварки суммарно ответственны только за около 33 % спина нуклона.

# Введение

Эксперимент E704 в лаборатории Ферми (Adams:1991rw, Adams:1991cs), использовавший поперечно поляризованный пучок (анти)протонов с энергией 200 ГэВ и неполяризованную водородную мишень, обнаружил большую односпиновую асимметрию,  $A_N$ , при образовании  $\pi$  мезонов в области фрагментации поляризованного (анти)протона. Величина асимметрии росла как с увеличением переменной Фейнмана  $x_F$ , так и с увеличением поперечного импульса  $p_T$ , и достигала значения порядка 40% по абсолютной величине. Такое поведение не объяснялось в рамках обычной коллинеарной пертурбативной КХД, поскольку предполагалось выполнение ограничения (Kane:1978nd) на величину односпиновой асимметрии в инклюзивном образовании адронов. Согласно этому ограничению, величина асимметрии пропорциональна массе кварка

$$A_N \propto \alpha_s m_q / p_T$$

и, следовательно, практически не наблюдается.



Для объяснения наблюдаемых эффектов в рамках КХД, были предложены функции распределения (Sivers:1989cc) и функции фрагментации (Collins:1992kk) кварков лидирующего твиста, зависящие не только от продольного, но и от их поперечного импульса. Феноменологический анализ (Anselmino:1994tv, Anselmino:1998yz), использующий такие функции, позволил получить успешное описание данных эксперимента E704.

В литературе обсуждается также другой подход к возникновению односпиновых асимметрий, не нуждающийся во введении функций распределения и фрагментации кварков, зависящих от поперечного импульса. Данный подход основан на существовании кварк-глюонных корреляционных функций твиста 3. Возможность описания данных эксперимента E704, и более поздних измерений асимметрии  $A_N$ , посредством учета вкладов высших твистов была продемонстрирована в работах (Qiu:1991pp, Qiu:1998ia, Kanazawa:2000hz).

Два подхода к возникновению односпиновых асимметрий однако взаимосвязаны (Ji:2006ub). В работе (Ji:2006br, Koike:2007dg) было показано, что односпиновые асимметрии в глубоконеупругом полуинклюзивном образовании мезонов в лептон-нуклонном рассеянии для области поперечных импульсов мезона  $\Lambda_{QCD} \ll P_{h\perp} \ll Q$  идентичны в обоих подходах.

В настоящее время, соотношение этих двух подходов описания односпиновых асимметрий в различных кинематических областях активно обсуждается в литературе В данной диссертации, задача их сравнения не ставится.

# Введение

В лидирующем порядке КХД нуклон описывается тремя функциями распределения кварков:  $f_1(x)$ ,  $g_1(x)$  и  $h_1^q(x)$ . Функции  $f_1(x)$  и  $g_1(x)$  изучаются уже много лет и известны с неплохой точностью (особенно функция  $f_1(x)$ ). Третья функция распределения была абсолютно экспериментально неизвестна до измерений, выполненных в эксперименте HERMES. Функция  $h_1^q(x)$  отлична от функции  $g_1(x)$ , поскольку операции вращения и буста не коммутируют в релятивистской физике. В силу её кирально нечетной природы, функция  $h_1^q(x)$  неизмерима (с точностью до вкладов пропорциональных токовой массе кварка  $m_q$ ) в инклюзивном процессе электрон–нуклонного рассеяния. Для ее измерения необходимо изучение процесса, в котором участвуют две кирально-нечетные функции. Такую возможность предоставляет изучение азимутальных асимметрий в процессах полуинклюзивного электророждения адронов.

Таким образом, несмотря на многолетнюю историю исследования структуры нуклона, многие вопросы этой задачи все еще остаются открытыми. В особенности это касается проблемы изучения спиновой структуры нуклона. Данная диссертация ставит своей целью изучить некоторые актуальные вопросы данного раздела физики.

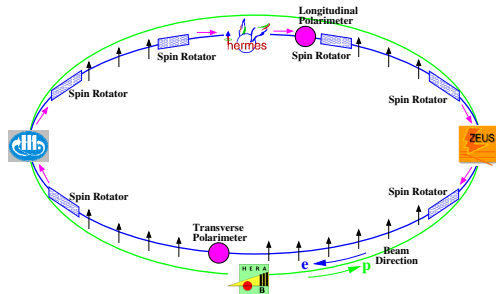
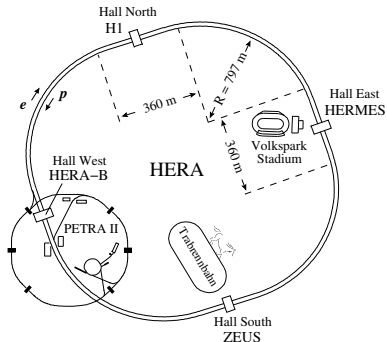
Большая часть данной диссертации посвящена первому наблюдению и изучению эффектов существования ненулевых неколлинеарных функций распределения и функций фрагментации кварков, в частности, функций распределения (ФР) Сиверса и трансверсити, а также функции фрагментации (ФФ) Коллинза в полуинклюзивном электророждении адронов.

Изучение всех наблюдаемых, исследованных в диссертации, проведены посредством измерения азимутальных асимметрий электрона (в инклюзивном процессе  $eN \rightarrow e'X$ ) или адрона (в полуинклюзивном процессе  $eN \rightarrow e'hX$ ) в процессах взаимодействия электронов и нуклонов в различных комбинациях их поляризационных состояний.

# Постановка эксперимента ГЕРМЕС

- ▶ Ускоритель ГЕРА
- ▶ Пучок электронов и его поляризация
- ▶ Поляризованная мишень
- ▶ Спектрометр
- ▶ Трековая система
- ▶ Система идентификации частиц
- ▶ Мониторирование светимости
- ▶ Триггер и система сбора данных
- ▶ Контроль условий проведения эксперимента
- ▶ Реконструкция импульсов заряженных частиц
- ▶ Отбор событий для анализа
- ▶ Разделение электронов и адронов
- ▶ Идентификация заряженных адронов
- ▶ Идентификация  $\pi^0$  мезонов

# Ускоритель ГЕРА



## Характерные параметры пучка электронов

Длина окружности	6335,83 м
Частота обращения	47,317 кГц
Энергия электронов	27,5 ГэВ
Ток инжекции	40 – 50 мА
Число банчей	$\leq 220$
Число электронов в банче	$\sim 3 \cdot 10^{10}$
Расстояние между банчами	96 нс
Длительность банча	$\sim 30$ пс

Ускорительное кольцо работало попеременно с электронами и позитронами. Смена знака лептона происходила примерно один раз в год.

Во время движения по кольцу ускорителя в магнитном поле пучок электронов получает поперечную поляризацию благодаря хорошо известному эффекту Соколова–Тернова



# Пучок электронов и его поляризация

Для идеального ускорителя  $P(t) = P_{\infty}(1 - \exp(-t/\tau))$ .

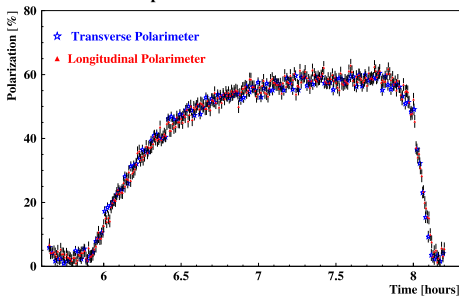
$P_{\infty}$  – асимптотическая величина поляризации.

Для кольца ГЕРА при энергии электронов 27,5 ГэВ,  $P_{\infty} = 0,924$ ,  $\tau = 37$  минут.

Для преобразования поляризации использовались ротаторы спина.

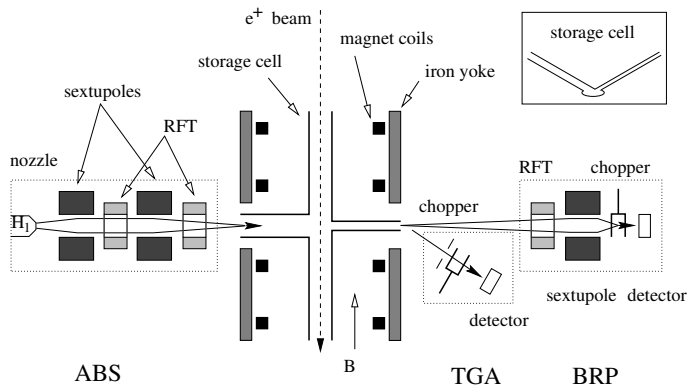
Знак поляризации мог быть выбран как положительным, так и отрицательным. Изменялся на противоположный через каждые несколько месяцев. Измерение поляризации пучка производилось двумя поляриметрами: LPOL и TPOL. Принцип работы поляриметров был основан на измерении спин-зависимого сечения Комптоновского рассеяния циркулярно поляризованных лазерных фотонов на электронах пучка в кольце ускорителя.

Comparison of rise time curves



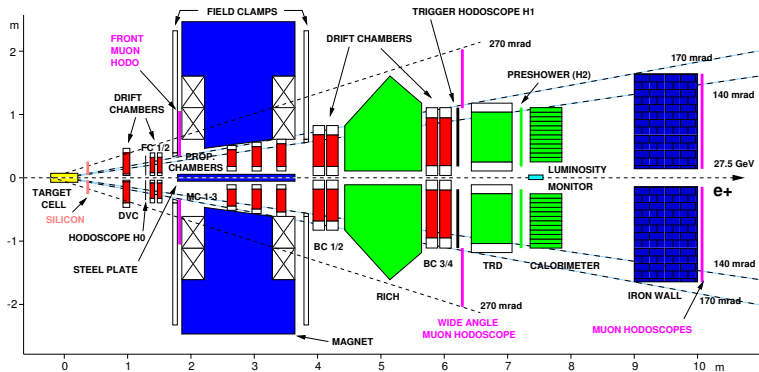
Качественно, рост поляризации соответствует формуле. Систематическая неопределённость измерения поляризации составил  $< 2\%$  для LPOL и  $1,6\%$  для TPOL.

# Поляризованная мишень



Схематическое изображение поляризованной мишени установки ГЕРМЕС. Вид сверху. В правом верхнем углу показана накопительная ячейка в плоскости поперечной пучку электронов. Источник поляризованных атомов (ABS) впрыскивает пучок поляризованных атомов водорода/дейтерия в накопительную ячейку (storage cell) через которую циркулирует электронный пучок ГЕРА. Малая часть газа (около 5 %) диффундирует в поляриметр Брейта-Раби (BRP), который измеряет поляризацию атомов, и в газоанализатор мишени (TGA), который измеряет относительное содержание атомов и молекул газа.

# Спектрометр



Спектрометр состоит из двух идентичных половин, одна половина выше, а вторая ниже плоскости проходящей через пучки протонов и электронов. Оба пучка проходят через центральную плоскость спектрометра и защищены от магнитного поля стальной плитой. Каждая половина спектрометра состоит из набора трековых детекторов, детекторов идентификации частиц и сцинтилляционных годоскопов. Система координат: ось  $z$  вдоль пучка электронов, ось  $x$  направлена по радиусу от центра накопительного кольца, ось  $y$  направлена вверх. Дипольный магнит спектрометра обеспечивает магнитное поле перпендикулярное к пучку электронов в направлении оси  $y$ . Интеграл магнитного поля  $\int Bdz = 1,3$  Тм. Апертура магнита:  $\theta_y = 140$  мрад и  $\theta_x = 170$  мрад

# Трековая система

Трековая система должна удовлетворять следующим требованиям:

- ▶ позволить произвести распознавание различных треков в событии;
- ▶ определить вершину события в мишени установки;
- ▶ измерить углы рассеяния вторичных частиц;
- ▶ измерить импульсы вторичных частиц;
- ▶ позволить связать сигналы, произведенные в системе идентификации частиц, с реконструированными треками.

Трековая система состояла из нескольких типов дрейфовых камер, расположенных до и после магнита, а также пропорциональных проволочных камер, расположенных внутри магнита.

Перед магнитом расположены два типа камер: вершинные дрейфовые камеры DVC и передние дрейфовые камеры FC1/2. После магнита установлены задние дрейфовые камеры BC1/2 перед детектором RICH и BC3/4 после детектора RICH. Каждая дрейфовая камера состояла из шести плоскостей  $XUV(X'U'V')$ . Проволочки  $X$ -плоскости ориентированы вертикально, а проволочки  $U$ - и  $V$ -плоскостей повернуты на  $\pm 30^\circ$  по отношению к  $X$ -плоскости. Проволочки штрихованных плоскостей  $X'U'V'$  сдвинуты на половину размера дрейфовой ячейки по отношению к нештрихованным плоскостям  $XUV$  и предназначены для разрешения лево-правой неоднозначности.

Все дрейфовые камеры были заполнены одинаковой газовой смесью  $Ar(90\%)/CO_2(5\%)/CF_4(5\%)$ . Данная смесь была выбрана по следующим причинам: пожарная безопасность, большая дрейфовая скорость, малые эффекты старения.

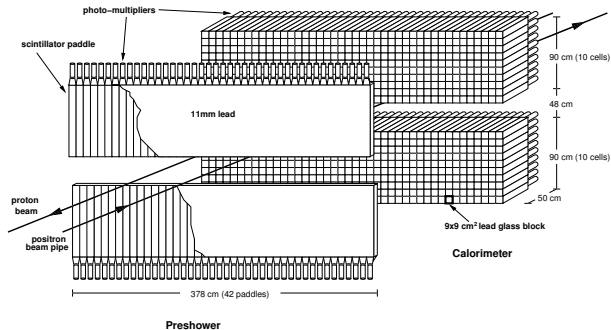
# Трековая система

## Основные характеристики трековых детекторов

Детектор	DVC	FC1	FC2	MC1	MC2	MC3	BC1/2	BC3/4
Расстояние от центра мишени, мм	1100	1530	1650	2725	3047	3369	4055	5800
Размер, мм								
Горизонтальный	474	660	660	996	1210	1424	1880	2890
Вертикальный	290	180	180	263	306	347	520	710
Ширина ячейки, мм	6	7			2		15	
$U, V$ стерео угол	$\pm 30^\circ$	$\pm 30^\circ$			$\pm 30^\circ$		$\pm 30^\circ$	
Разрешение/ плоскость, мкм	220	225			700		275	300
Число проволок в плоскости $X$	80	96	96	496	608	720	128	192
Число проволок в плоскости $U, V$	96	96	96	512	608	720	128	192
Структура	$XX' UU' VV'$	$UU' XX' VV'$			$UXV$		$UU' XX' VV'$	
Число рад. длин/камеру	0,25 %	0,075 %			0,29 %		0,29 %	
Число камер	1	1	1	1	1	1	2	2
Полное число каналов	1088	2304			11008		7680	

# Система идентификации частиц

## Электромагнитный калориметр



Схематическое изображение электромагнитного калориметра и предливневого детектора.

Задачи электромагнитного калориметра заключались в следующем:

- ▶ обеспечить триггер первого уровня для рассеянных электронов;
- ▶ различить электроны от пионов с фактором режекции  $\geq 10$  на уровне триггера первого уровня и с добавочным фактором  $\geq 100$  на уровне анализа;
- ▶ обеспечить измерение энергии рассеянных электронов;
- ▶ обеспечить измерение энергии  $\gamma$ -квантов от радиационных процессов и распадов нейтральных мезонов  $\pi^0$  и  $\eta$ ;
- ▶ обеспечить координатные измерения электронов и  $\gamma$ -квантов.

# Система идентификации частиц

## Электромагнитный калориметр

Калориметр состоял из 840 радиационно-стойких блоков из свинцового стекла F101. Каждая половина из 420 блоков в массиве  $42 \times 10$ . Каждый блок имел размер  $9 \times 9 \text{ см}^2$  и длину 50 см. Эквивалентно 18 рад. длин. Сигнал черенковских фотонов считывался ФЭУ с заднего торца каждого блока. Поперечный размер блока был выбран так, чтобы в массиве блоков  $3 \times 3$  содержалось 99 % электромагнитного ливня вплоть до энергий 30 ГэВ.

Разделение  $e/\pi$  улучшается если перед калориметром установить предливневый детектор. Детектор состоит из свинцовой плиты толщиной 11 мм и годоскопа  $H_2$ , считывающего информацию о величине выделенной энергии. Электроны могут вызвать электромагнитный ливень в свинце и выделенная энергия составит 20 – 40 МэВ в сцинтилляторе в то время как пион может выделить только ионизирующий сигнал порядка 2 МэВ.

Характеристики калориметра:

- ▶ отклик калориметра к электронам линеен в пределах 1 %;
- ▶ энергетическое разрешение:  $\sigma(E)/E [\%] = (5,1 \pm 1,1)/\sqrt{E} + (2,0 \pm 0,5) + (10,0 \pm 2,0)/E$
- ▶ разрешение по поперечной координате точки входа электрона в калориметр,  $\sigma_x \approx 7 \text{ мм}$ ;
- ▶ временная стабильность отклика калориметра к электронам в пределах 1 %;
- ▶ фактор режекции адронов  $\geq 10$  на уровне триггера; фактор режекции при последующем анализе  $\approx 100$ ;
- ▶ реконструированные массы  $\pi^0$  и  $\eta$  мезонов в хорошем согласии со значениями PDG.

# Система идентификации частиц

## Годоскопы

Сцинтилляторные годоскопы  $H_1$  (расположен перед TRD) и  $H_2$  (расположен перед калориметром) предназначены для выработки быстрого сигнала с целью использования в триггере первого уровня.

Кроме того годоскоп  $H_2$  используется как составная часть предливного детектора.

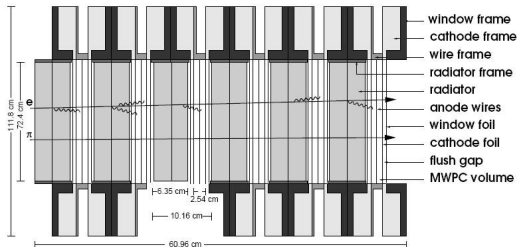
Оба годоскопа имеют одинаковую структуру и состоят из 42-х вертикально расположенных пластин пластикового сцинтиллятора. Пластины имеют размер  $9,3 \times 91 \text{ см}^2$  и расположены с взаимным перекрытием 2 – 3 мм. Каждая пластина сцинтиллятора считывается индивидуальным ФЭУ.

Годоскоп  $H_0$  расположен перед магнитом и выполнен в виде отдельного листа сцинтиллятора. Выполняет роль запрета триггеров которые могли бы быть вызваны фоном от протонного пучка ( $H_0 - H_1/H_2 \approx 18 \text{ нс}$ ). Участвует в триггере



# Система идентификации частиц

## Детектор переходного излучения

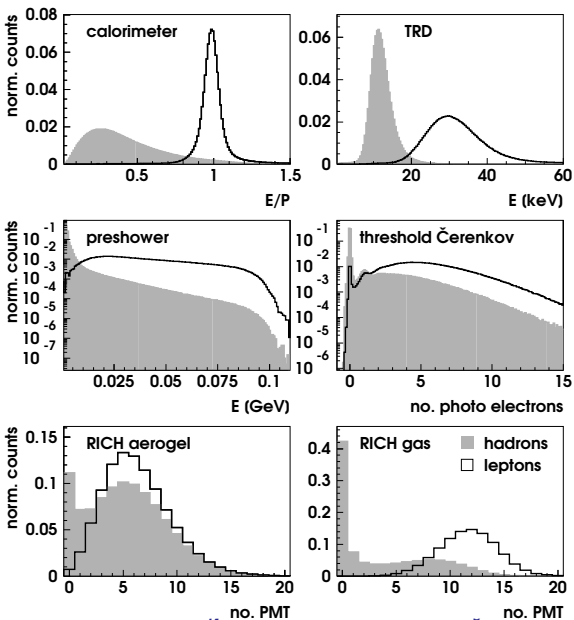


Назначение TRD - обеспечить фактор режекции пионов  $\geq 100$  при 90 % эффективности выделения электронов при импульсах  $\geq 5$  ГэВ.

Детектор состоит из шести модулей расположенных выше и ниже пучка. Каждый модуль содержит радиатор и проп. камеру заполненную смесью  $Xe(90\%)/CH_4(10\%)$ . Радиатор изготовлен в виде набора пластиковых волокон диаметром 17 – 20 мкм с полной толщиной 6,35 см. Как электроны, так и адроны выделяют ионизационную энергию в газе камеры. Наиболее вероятная энергия выделяемая пионом с энергией 5 ГэВ составляет 11 кэВ. Электроны в среднем выделяют примерно в два раза больше благодаря добавочной энергии от переходного излучения.

Получен фактор режекции пионов около 150 при 90 % эффективности для электронов.

# Отклик детекторов идентификации на $h/e$



# Регистрация черенковского излучения

1996–1997 годы — газовый пороговый черенковский счётчик.

Радиатор — смесь  $N_2$  (70 %) /  $C_4F_{10}$  (30 %) при атмосферном давлении.

Пороговый импульс = 3,8 п, 13,6 К, 25,8 р ГэВ

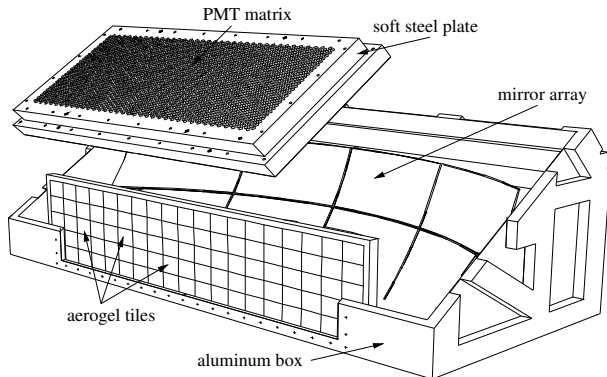
В 1998 году заменён на детектор типа RICH с регистрацией колец от двух радиаторов.

Радиаторы: аэрогель диоксида кремния  $SiO_2$  ( $n = 1,0304$ ) на передней стенке;

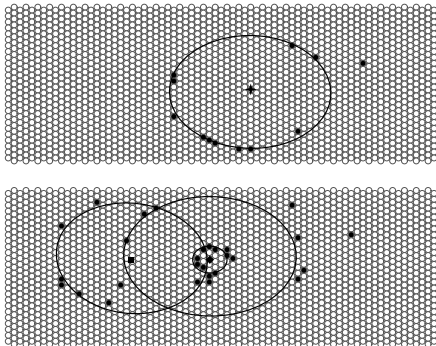
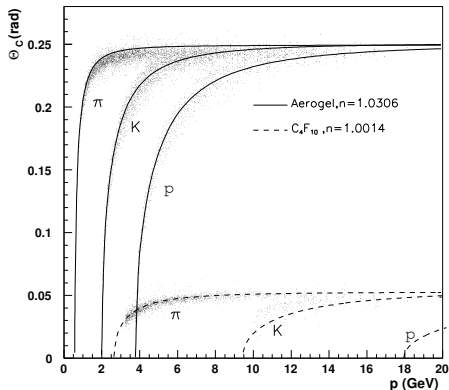
газ  $C_4F_{10}$  ( $n = 1,00137$ ) в основном объеме детектора

Черенковские фотоны фокусировались системой сферических зеркал

В нижней и верхней половине RICH было установлено по 1934 ФЭУ Philips XP1911.



# Регистрация черенковского излучения



Черенковский угол для различных типов адронов.

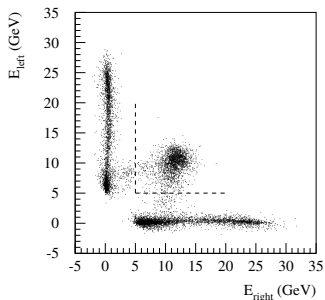
Пример одного из событий с изображениями черенковских колец. Вверху —  $K^+$  с импульсом 5,5 ГэВ. Внизу —  $\pi^-$  с импульсом 1,5 ГэВ (левый эллипс); электрон с импульсом 14,6 ГэВ (правый эллипс).

# Мониторирование светимости

Для измерения светимости использовался процесс упругого рассеяния  $e^+$  на электронах атомов газовой мишени  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  (рассеяние Баба) и процесс их аннигиляции  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ . В случае пучка  $e^-$  использовался процесс упругого рассеяния  $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$  (мёллеровское рассеяние).

Монитор светимости состоит из двух черенковских калориметров на основе кристаллов  $NaBi(WO_4)_2$ . Радиационная стойкость около  $7 \times 10^5$  Гр. Каждый калориметр – 12 кристаллов  $22 \times 22 \times 200$  мм<sup>3</sup>, расположенных в матрице  $3 \times 4$ .

При энергии пучка 27,5 ГэВ угол упругого симметричного рассеяния равен 6,1 мрад. Обе частицы должны быть зарегистрированы двумя калориметрами на совпадение и сумма их энергий должна быть равна энергии пучковой частицы.



Статистическая точность измерения светимости составляла около 1 % за время набора статистики около 100 сек.

Характерная светимость, при работе с поляризованной водородной мишенью,  $2 \times 10^{31} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$

# Триггер и система сбора данных

Главный физический триггер

$$T21 = (H0 \cdot H1 \cdot H2 \cdot CALO)_{top} + (H0 \cdot H1 \cdot H2 \cdot CALO)_{bot}$$

CALO - в двух смежных столбцах калориметра выше пороговой энергии  $E_{thresh}$ . Пороговая энергия была установлена равной 1,4 ГэВ при наборе данных с поляризованной мишенью и равной 3,5 ГэВ при наборе данных с неполяризованной мишенью.

Во время набора статистики происходила запись двух типов информации. При поступлении триггерного сигнала, все детекторы вычитывались и эти данные поступали в систему сбора данных как запись единичного события. Другой тип записей поступал от системы медленного контроля детекторов SCS (Slow Control System), где регистрировалась информация о токе пучка, поляризациях пучка и мишени, условиях работы детекторов и т.п. Эта информация записывалась примерно каждые 10 секунд. Соответственно, данные о событиях также группировались с таким же временным интервалом. Группа данных, оформленная как одна запись, называлась барст (burst) данных. Поток данных от системы сбора данных записывался в EPIO (Experimental Physics Input Output) формате в файлы сырых данных, как набор барстов, размером до 450 Мбайт. Такие файлы данных соответствовали так называемым «run»-ам. После заполнения «run» файла, он записывался на ленточные накопители типа DLT (Digital Linear Tape) и копировался в вычислительный центр с записью на ленточные накопители с роботизированным доступом.

# Контроль условий проведения эксперимента

Контроль условий проведения эксперимента проводился на основе информации об условиях работы для каждого барста. Информация поступала от системы медленного контроля детекторов, а также из анализа записей в журнале проведения эксперимента. Для каждого барста, и для каждой половины спектрометра, использовалось одно слово длиной 32 бита. Состояние каждого бита соответствовало тем или иным условиям прохождения эксперимента.

Среди информации, закодированной в битах, отметим следующее:

- ▶ происходит набор статистики с не поляризованной мишенью;
- ▶ происходит набор статистики с поляризованной мишенью и мишень находится в хорошо определённом состоянии, т. е. в данном барсте мишень не переводится из одного состояния в другое;
- ▶ детекторы, измеряющие поляризацию пучка, работают нормально и величина поляризации в разумных пределах, 20–80 %;
- ▶ разумная величина временной длины барста,  $< 11$  сек.;
- ▶ разумная величина тока пучка,  $2 \leq I \leq 50$  мА;
- ▶ величина мертвого времени системы сбора данных находится в разумных пределах;
- ▶ отсутствие не рабочих блоков в калориметре, предливневом детекторе и мониторе светимости;
- ▶ отсутствуют скачки напряжения во время данного барста;
- ▶ детектор переходного излучения функционирует нормально;
- ▶ детектор RICH функционирует нормально;
- ▶ дежурный физик не отметил данный run как не пригодный для физического анализа по каким-либо причинам;

# Реконструкция импульсов частиц

На первой стадии обработки данных, специальная программа HDC (Hermes DeCoder) декодировала сырые данные из EPIO формата и записывала их в ADAMO таблицы. При этом использовались данные о геометрии детекторов и калибровочная информация. Декодированная информация поступала в программу реконструкции треков HRC (Hermes Reconstruction Program).

Импульсы заряженных частиц реконструировались с использованием информации с дрейфовых камер, каждая из которых состояла из шести плоскостей. Для определения начальной траектории рассеянных частиц использовались передние камеры FC 1/2. Данная информация позволяла определить пространственное происхождение этих частиц, т. е. сопоставимы ли данные треки с предположением что их источник находится в области мишени, а также определить полярный и азимутальный углы данной частицы. Трек, определённый сигналами камер FC 1 и FC 2, назывался передний трек (front track). Траектории частиц после магнита назывались задними треками (back track) и определялись сигналами дрейфовых камер BC 1/2 и BC 3/4.

При работе с поперечно поляризованной мишенью было необходимо учесть отклонение вторичных заряженных частиц в поперечном магнитном поле мишени, направленном вдоль оси  $y$ , которое приводило к смещённой оценке положения вершины события вдоль координаты  $z$  и угла  $\theta_x$ . Учёт этого эффекта проводился двумя методами. Оба метода основаны на использовании карты магнитного поля, создаваемого магнитом мишени. Для данных 2003–2005 годов карта поля была тщательно измерена, в то время как для данных 2002 года использовалась карта вычисленная с помощью программы MAFA.





# Реконструкция импульсов частиц

---

В первом методе коррекция параметров трека основывалась на использовании таблицы предварительных решений. Для создания такой таблицы были проведены вычисления набора траекторий, в пределах аксептанса спектрометра, в зависимости от импульса, вертикального и горизонтального углов частицы и положения вершины события вдоль оси  $z$ . Из данного набора выбиралась траектория наиболее близкая к треку измеренному в передней части спектрометра. Окончательно поправленные параметры трека вычислялись линейной интерполяцией между близлежащими траекториями.

Второй метод был основан на процедуре трассировки лучей. Использовалось предположение, что траектория частицы, которая в начале близка к некоторой эталонной траектории, будет также близка к ней в конце и что параметры траектории в конце можно получить исходя из параметров в начале траектории с помощью линейного преобразования. В этом случае обратное линейное преобразование приводит к вычислению параметров трека в начале траектории исходя из измеренных параметров трека. Коэффициенты преобразования находились с помощью трассировки нескольких эталонных траекторий используя программу MIT-Raytrace.

# Отбор событий для анализа

**Геометрические критерии отбора.** Геометрические критерии необходимы для подавления частиц от посторонних источников, а также для того чтобы исключить влияние краевых эффектов спектрометра на реконструкцию треков, принадлежащих к изучаемому событию.

Следующие требования накладывались на треки заряженных частиц:

- ▶ трек должен происходить из вершины события лежащего в мишени,  $|z_{vertex}| \leq 18$  см.
- ▶ трек должен пересекать переднюю плоскость калориметра,  $|x_{calo}| \leq 175$  см. и  $30 \text{ см.} \leq |y_{calo}| \leq 108$  см.
- ▶ трек не должен пересекать стальную плиту защищающую пучки протонов и электронов от магнитного поля спектрометра,  $y_{sp} \leq 7$  см.
- ▶ трек не должен пересекать магнитные экраны, защищающие детекторы спектрометра от магнитного поля электромагнита,

Для фотона требовалось выполнение следующих условий:

$$|x_{calo}| \leq 125 \text{ см. и } 33 \text{ см.} \leq |y_{calo}| \leq 105 \text{ см.}$$

**Кинематические критерии отбора.** Для отбора событий ГНР требовалось выполнение следующих условий:

- $Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$  область ГНР
- $W^2 > 4 \text{ ГэВ}^2$  исключает вклад резонансной области
- $0,1 < y < 0,95$  разрешение по  $E'$ ; рад. поправки
- $0,023 < x < 0,4$ .

В некоторых случаях эти требования несколько модифицировались, такая информация будет представлена в соответствующем разделе.

# Разделение электронов и адронов

Разделение адронов и электронов основано на различии сигналов от их прохождения через четыре детектора идентификации частиц спектрометра.

Для идентификации частиц интересной величиной является условная вероятность  $P(e(h)|E, p)$ , т. е. вероятность того что частица с импульсом  $p$ , вызвавшая сигнал  $E$  в детекторе, является электроном ( $e$ ) или адроном ( $h$ ). Согласно теореме Байеса, эту вероятность можно записать в следующем виде

$$P(e(h)|E, p) = \frac{P(e(h)|p) P(E|e(h), p)}{P(e|p)P(E|e, p) + P(h|p)P(E|h, p)}$$

Здесь  $P(E|e(h), p)$  – условная вероятность того что электрон ( $e$ ) или адрон ( $h$ ) с импульсом  $p$  вызовет сигнал  $E$  в детекторе, а  $P(e(h)|p)$  – априорная вероятность того что частица с импульсом  $p$  является электроном ( $e$ ) или адроном ( $h$ ). Величину  $P(e(h)|p)$  в можно заменить на величину потока электронов (адронов)  $\phi_{e(h)}$ , проходящих через детектор. На начальном этапе эксперимента, вероятности  $P(E|e, p)$  и  $P(E|h, p)$  изучались используя результаты тестовых облучений детекторов в соответствующих пучках частиц. В дальнейшем, как правило, использовалась следующая процедура. Тип налетающей частицы фиксировался применением очень жёстких критериев отбора типа частицы в трёх детекторах идентификации частиц, а для оставшегося детектора (из четырёх) производилось изучение величины вероятности  $P(e(h)|p)$ .

Вероятности  $P(e|E, p)$  и  $P(h|E, p)$  комбинировались в величины  $PID$  для каждого детектора

$$PID = \log_{10} \frac{P(e|E, p)}{P(h|E, p)} = \log_{10} \frac{P(e|p) P(E|e, p)}{P(h|p) P(E|h, p)} = PID_{det} - \log_{10} \Phi$$

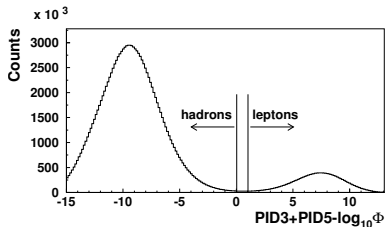
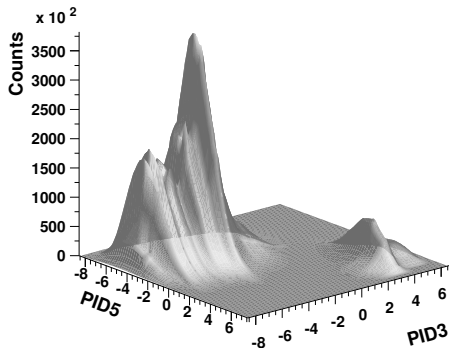
где

$$PID_{det} \equiv \log_{10} \frac{P(E|e, p)}{P(E|h, p)}, \quad \Phi \equiv \frac{\phi_h}{\phi_e}$$

# Разделение электронов и адронов

$$PID3 = PID_{cal} + PID_{pre} + PID_{cer}, \quad PID5 = PID_{trd} = \sum_{i=1}^6 PID_{trd,i}$$

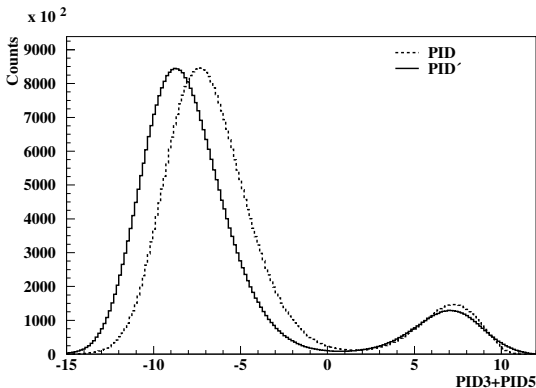
Распределения электронов (невысокий пик справа) и адронов (высокий пик слева).



Электроны и адроны хорошо разделяются и в одномерном распределении при использовании переменной  $PID3 + PID5 - \log_{10} \Phi$ .

# Разделение электронов и адронов

Учёт величины фактора отношения потоков  $\Phi$  не сильно влияет на возможности разделения электронов и адронов. На рисунке распределение  $PID3 + PID5$  с учётом (пунктирная линия) и без учёта (сплошная линия) величины фактора отношения потоков частиц  $\Phi$ .



$PID_3 + PID_5 > 2,0$  для электронов,  $PID_3 + PID_5 < 0,0$  для адронов.

# Идентификация заряженных адронов

Идентификация заряженных адронов в данных 1996–1997 годах производилась с помощью порогового черенковского счётчика. Данный счётчик обеспечивал хорошую идентификацию  $\pi$  мезонов в интервале импульсов 4,5–13,5 ГэВ. Для идентификации требовалось, чтобы частица была идентифицирована как адрон и сигнал черенковского счётчика превышал уровень шумов.

Начиная с данных 1998 года идентификация проводилась с помощью детектора RICH. Наличие двух радиаторов и измерение угла черенковского излучения позволяло проводить идентификацию пионов, каонов и протонов в области импульсов 2–15 ГэВ. Выделение пионов возможно начиная с импульса 1 ГэВ.

Измерение угла черенковских фотонов затруднялось нелинейными оптическими свойствами системы сферических зеркал и относительно малым количеством зарегистрированных фотонов. В среднем, регистрировалось 6 фотонов, образованных в аэрогеле, и 11 фотонов, образованных в газовом радиаторе. Нелинейность системы зеркал приводила к тому, что конус черенковского излучения отображался на матрице фотоумножителей (ФЭУ) в виде деформированных эллипсов. Для идентификации адронов были разработаны несколько методов.

**Метод обратной трассировки лучей, IRT (Inverse Ray Tracing).** В этом методе для каждого сработавшего ФЭУ вычислялся черенковский угол, соответствующий параметрам трека проходящей заряженной частицы, координатам данного ФЭУ и предположению в каком из двух радиаторов образовался зарегистрированный фотон. Вычисленный угол сравнивался с величинами углов, ожидаемых для гипотез, что частица являлась пионом, каоном или протоном. В результате выбиралась гипотеза для которой ожидаемый угол и средняя величина вычисленных углов были наиболее близки.

# Идентификация заряженных адронов

**Метод прямой трассировки лучей, DRT (Direct Ray Tracing).** В данном методе, наиболее вероятный тип адрона выбирался из сравнения изображения сработавших ФЭУ, с изображением, полученным с помощью моделирования прохождения фотонов через оптическую систему до матрицы ФЭУ, для предполагаемого типа адрона и его импульса. При моделировании предполагалось некоторая эффективность регистрации фотонов и наличие фоновых фотонов. Данный метод требовал больших затрат машинного времени, чем предыдущий метод, поскольку было необходимо провести трассировку большого количества фотонов.

**Метод идентификации всех адронов события, EVT (Event Level Reconstruction)** Основной недостаток вышеуказанных методов заключался в том, что они применялись к каждому адрону независимо от наличия нескольких добавочных адронов в той же самой половине детектора. Перекрытие изображений от различных адронов могло приводить к ошибкам в их идентификации. Для минимизации таких ошибок был разработан метод EVT. Метод является обобщением метода DRT. Моделировалось суммарное изображение сработавших ФЭУ, вызванное прохождением всех частиц через данную половину детектора, и сравнивалось с экспериментально наблюдаемым изображением. Данный метод является наиболее затратным по времени вычислений поскольку необходимое время  $t_{EVT}$  быстро растет с количеством треков в данной половине детектора  $N_{trk}$ ,  $t_{EVT} \propto 3^{N_{trk}}$  при трех массовых гипотезах для каждого трека.

# Идентификация заряженных адронов

Независимо от метода идентификации результирующие распределения определяются с некоторой погрешностью. Для коррекции распределений была разработана программа моделирования образования черенковских фотонов и их трассировке через детектор RICH. Программа, в частности, использовалась для вычисления матрицы  $\mathcal{P}$ , учитывающей неправильную идентификацию типа адронов. Элементы матрицы  $\mathcal{P}$ ,  $P(h_{id}|h_{tr})$ , представляют условную вероятность того что частица типа  $h_{tr}$  идентифицирована как частица  $h_{id}$ :

$$\mathcal{P} = \begin{pmatrix} P(\pi_{id}|\pi_{tr}) & P(\pi_{id}|K_{tr}) & P(\pi_{id}|p_{tr}) \\ P(K_{id}|\pi_{tr}) & P(K_{id}|K_{tr}) & P(K_{id}|p_{tr}) \\ P(p_{id}|\pi_{tr}) & P(p_{id}|K_{tr}) & P(p_{id}|p_{tr}) \end{pmatrix}$$

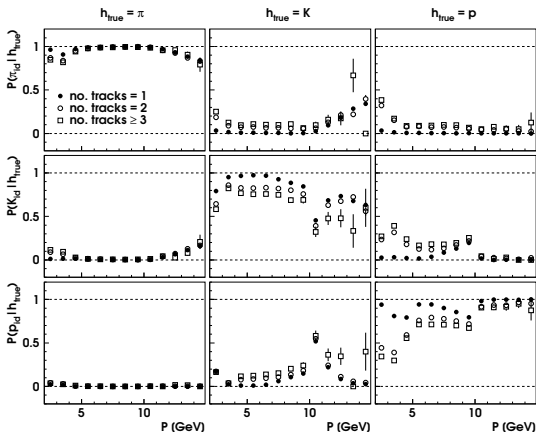
Матрица  $\mathcal{P}$  связывает числа адронов, идентифицированных как  $\pi, K, p$ ,  $\vec{I} = (N_{\pi}^{id}, N_K^{id}, N_p^{id})$  с истинными числами адронов  $\vec{T} = (N_{\pi}^{true}, N_K^{true}, N_p^{true})$  линейным соотношением  $\vec{I} = \mathcal{P} \cdot \vec{T}$ . Для того чтобы получить истинные числа адронов соответствующих типов необходимо использовать обратную матрицу,

$$\vec{T} = \mathcal{P}'^{-1} \cdot \vec{I}$$

Результаты моделирования калибровались с помощью экспериментальных данных используя два типа идентифицированных частиц. В первом использовались одиночные (в данной половине детектора) электроны и позитроны. Во втором использовались треки от распадов экспериментально реконструированных  $\rho^0, \phi, K_S^0$  мезонов и  $\Lambda$  гиперонов.



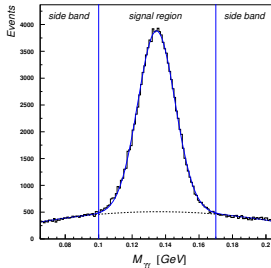
# Идентификация заряженных адронов

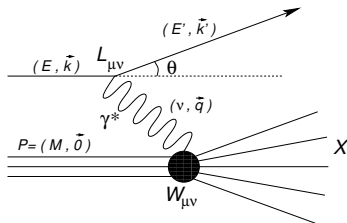


Элементы матрицы  $\mathcal{P}$  в зависимости от импульса частицы. Столбцы соответствуют истинным типам частиц,  $\pi$ ,  $K$  и  $p$ . Строки соответствуют типам частиц идентифицированных как  $\pi$ ,  $K$  и  $p$ . Идентификация проводилась в условиях когда в данной половине детектора находятся 1, 2 или более 3 треков.

# Идентификация $\pi^0$ мезонов

Идентификация  $\pi^0$  производилась регистрацией пары фотонов в ЕМС. В качестве кандидата на фотон рассматривались кластеры ячеек калориметра размера  $3 \times 3$  с суммарным энерговыделением более 1 ГэВ. Кластер не должен ассоциироваться с треком какой либо заряженной частицы. Распределение фитировалось суммой функции Гаусса и полинома второй степени. Полином второй степени представляет вклад некоррелированных фотонов. В результате фита были получены  $M_{\pi^0} = 134,29 \pm 0,06$  МэВ (таблицы PDG,  $M_{\pi^0} = 134,9766 \pm 0.0006$  МэВ),  $\sigma = 11,26 \pm 0,06$  МэВ. Центральная область между двух вертикальных линий (signal region),  $0,10 < M_{\gamma\gamma} < 0,17$  ГэВ, использовалась для выделения  $\pi^0$ . Две боковые области (side band) использовались для изучения асимметрий в выборке некоррелированных фотонов. Для подавления вклада низко энергичного комбинаторного фона использовалось ограничение на импульс  $\pi^0$ ,  $P_{\pi^0} > 2$  ГэВ. Комбинаторный фон составляет около 35 % в области малых  $z$  и пренебрежимо мал (<5 %) при  $z > 0,5$ . Пространственная гранулярность калориметра накладывает ограничение на возможность регистрации высокоэнергичных  $\pi^0$ ,  $P_{\pi^0} < 15$  ГэВ.





$$l(k) + N(P) \rightarrow l'(k') + X(P_X),$$

- ▶  $Q^2 = -q^2 \stackrel{\text{lab}}{=} 4EE' \sin^2 \theta/2.$
- ▶  $\nu = (P \cdot q)/M \stackrel{\text{lab}}{=} E - E'.$
- ▶  $x = Q^2/(2P \cdot q) \stackrel{\text{lab}}{=} Q^2/(2M\nu).$
- ▶  $y = (P \cdot q)/(P \cdot k) \stackrel{\text{lab}}{=} \nu/E.$
- ▶  $s = (k + P)^2 \stackrel{\text{lab}}{=} M^2 + 2ME.$
- ▶  $W^2 = (P + q)^2 \stackrel{\text{lab}}{=} M^2 + 2M\nu - Q^2.$

## Поиски двухфотонного обмена

Различие результатов измерения отношения  $G_E/G_M$  двумя методами,

**Метод Розенблюта.** Упругое сечение рассеяния неполяризованных электрона и протона в приближении однофотонного обмена и в предположении  $P$ - и  $T$ - инвариантности (Rosenbluth:1950yq)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_e} = \frac{1}{\varepsilon(1+\tau)} \left[ \varepsilon G_E^2 + \tau G_M^2 \right] \frac{d\sigma_{Mott}}{d\Omega_e}$$

$\tau = Q^2/4M^2$ ;  $\varepsilon = [1 + 2(1 + \tau) \tan^2 \theta/2]^{-1}$ . – поляризация виртуального фотона

Для заданной величины  $Q^2$  измерение сечения при двух значениях  $\varepsilon$  позволяет определить значения обоих формфакторов.

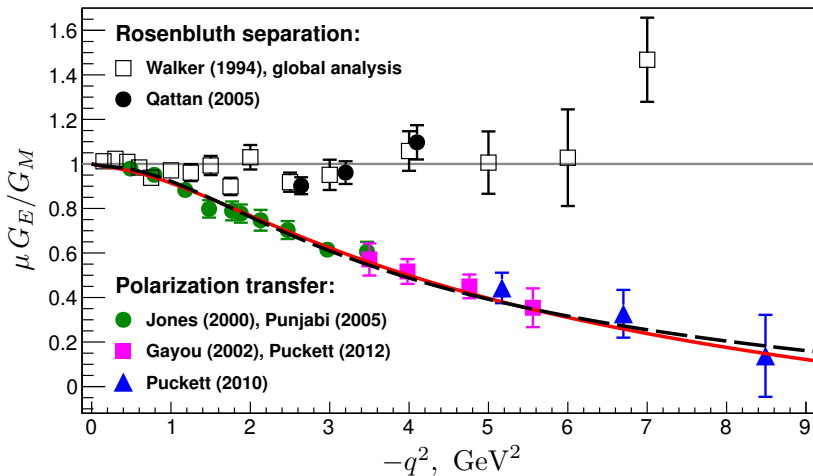
**Метод передачи поляризации.** Передача поляризации от продольно поляризованного налетающего электрона к рассеянному протону (Akhiezer:1968aa).

В борновском приближении  $P_l \propto G_M^2$ ,  $P_t \propto G_E G_M$ . Измерение азимутального углового распределения протона рассеянного на вторичной мишени позволяет найти обе компоненты его поляризации.

$$\frac{G_E}{G_M} = -\frac{P_t}{P_l} \frac{E + E'}{2M} \operatorname{tg} \frac{\theta_e}{2}$$

# Поиски двухфотонного обмена

Современное состояние измерения формфакторов  $G_E$  и  $G_M$  двумя методами



## Поиски двухфотонного обмена

Экспериментальными наблюдаемыми, которые могут помочь в обнаружении вклада двухфотонного обмена, являются два вида односпиновых асимметрий:

- зависящие от заряда пучка (реальная часть амплитуды  $2\gamma$  обмена (Mar:1968qd))
- зависящие от поперечной поляризации мишени или пучка (мнимая часть амплитуды  $2\gamma$  обмена (Metz:2006pe))

На сегодняшний день основные доказательства вклада двухфотонного обмена в лептон-нуклонных взаимодействиях обнаружены в  $l + N \rightarrow l' + N'$ .

В процессах неупругого рассеяния эффекты двухфотонного обмена не были обнаружены

В инклюзивном ГНР,  $l + p \rightarrow l' + X$ , в рамках  $1\gamma$  приближения, такие асимметрии запрещены комбинацией Т-инвариантности, сохранением Р-четности и эрмитовостью оператора электромагнитного тока (N. Christ, N.D. Lee, 1966).

Существование ненулевой асимметрии могло бы указывать на наличие эффектов двухфотонного обмена.

Все это послужило веским аргументом для поиска эффектов двухфотонного обмена в эксперименте HERMES.

## Поиски двухфотонного обмена

Феноменологический анализ возможной величины односпиновой асимметрии, зависящей от поперечной поляризации мишени, вызванной интерференцией амплитуд  $1\gamma$  и  $2\gamma$  обменов в ГНР (Metz, Schlegel, Goeke, Phys.Lett. B643 (2006) 319):

Спин-зависимая часть сечения (относительно сечения неполяризованного ГНР) выражается следующим образом

$$\sigma_{UT} \propto e_l \alpha \frac{M}{Q} \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} S^\mu p^\nu k^\rho k'^\sigma C_T$$

Выражение  $\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} S^\mu p^\nu k^\rho k'^\sigma \propto \vec{S} \cdot (\vec{k} \times \vec{k}')$   $\rightarrow$

Максимальная величина асимметрии ожидается когда вектор спина  $\vec{S}$  перпендикулярен плоскости рассеяния лептона

Фактор  $C_T$  является вкладом высших твистов, вызванных кварк-кварковыми и кварк-глюон-кварковыми корреляциями, и неизвестен.

Благодаря фактору  $M/Q$ , ожидается рост сечения  $\sigma_{UT}$  с уменьшением  $Q^2$ .

Наличие фактора  $e_l$  предполагает, что асимметрия должна иметь противоположный знак для электронов и позитронов.

Ускоритель ГЕРА обеспечивал пучки как электронов, так и позитронов.

## Поиски двухфотонного обмена, ГЕРМЕС

Для анализа использовались данные, полученные с поперечно поляризованной водородной мишени

Чтобы исключить возможный вклад односпиновой асимметрии адронов в асимметрию лептонов, применялись очень жесткие требования для идентификации адрон/лептон.

В результате примесь адронов в образце отобранных лептонов была менее чем  $2 \times 10^{-4}$ .

Для анализа использовались события:  $0,007 < x_B < 0,9$ ,  $0,1 < y < 0,85$ ,  $0,25 \text{ ГэВ}^2 < Q^2 < 20 \text{ ГэВ}^2$ ,  $W^2 > 4 \text{ ГэВ}^2$ .

Полное число событий ГНР  $2,9 \cdot 10^6$  ( $4,8 \cdot 10^6$ ) в пучке позитронов (электронов)

Ожидаемая асимметрия:

$$\sigma_{UT} \propto \vec{S} \cdot (\vec{k} \times \vec{k}') \propto \sin \phi_S$$

$\phi_S$  — азимутальный угол вокруг направления пучка между плоскостью рассеяния лептонов и вектором спина мишени направленного вверх.

$$A_{UT}(x_B, Q^2, \phi_S) = A_{UT}^{\sin \phi_S}(x_B, Q^2) \sin \phi_S$$



Ожидаемое число событий для заданного направления спина мишени ( $\uparrow$  вверх или  $\downarrow$  вниз)

$$\begin{aligned} \frac{d^3 N^{\uparrow(\downarrow)}}{dx_B dQ^2 d\phi_S} &= \left[ L^{\uparrow(\downarrow)} d^3 \sigma_{UU} + (-) L_P^{\uparrow(\downarrow)} d^3 \sigma_{UT} \right] \Omega(x_B, Q^2, \phi_S) \\ &= d^3 \sigma_{UU} \left[ L^{\uparrow(\downarrow)} + (-) L_P^{\uparrow(\downarrow)} A_{UT}^{\sin \phi_S}(x_B, Q^2) \sin \phi_S \right] \Omega(x_B, Q^2, \phi_S) \end{aligned}$$

$\sigma_{UU}$  — неполяризованное сечение

$L^{\uparrow(\downarrow)}$  — интегральная светимость

$L_P^{\uparrow(\downarrow)} = \int L^{\uparrow(\downarrow)}(t) P(t) dt$  — интегральная светимость, взвешенная величиной  $P$

$\Omega$  — аксептанс спектрометра.

Экспериментальная асимметрия

$$A_{UT}(x_B, Q^2, \phi_S) = \frac{N^{\uparrow}/L_P^{\uparrow} - N^{\downarrow}/L_P^{\downarrow}}{N^{\uparrow}/L^{\uparrow} + N^{\downarrow}/L^{\downarrow}}$$

$N^{\uparrow(\downarrow)}$  — числа событий в трехмерных ячейках  $(x_B, Q^2, \phi_S)$

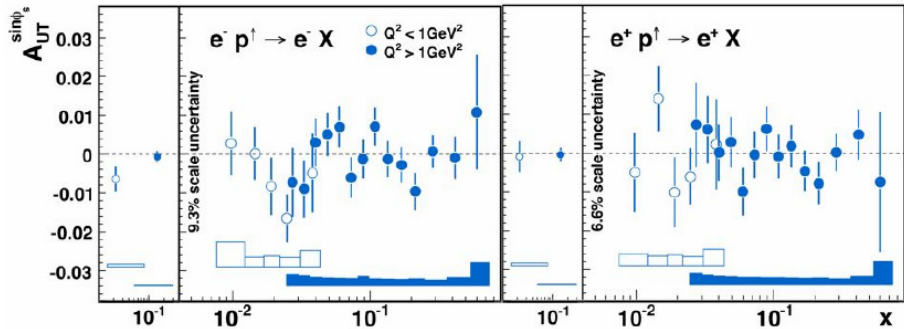
Преимущество использования асимметрии  $A_{UT}(x_B, Q^2, \phi_S)$  вместо лево–правой асимметрии  $A_N(x_B, Q^2)$ , заключается в том, что при вычислении  $A_{UT}(x_B, Q^2, \phi_S)$  значения функции акцептанса  $\Omega(x_B, Q^2, \phi_S)$  сокращаются в каждой кинематической ячейке  $(x_B, Q^2, \phi_S)$ , если размер ячейки достаточно мал. В данном анализе использовалось разбиение полного интервала изменения переменной  $\phi_S$  на 20 ячеек. Изменение числа ячеек в пределах  $\pm 5$  приводило к пренебрежимо малым изменениям конечного результата.

Полная область изменения переменной  $Q^2$  была разделена на две подобласти, «область ГНР», где  $Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$ , и «область малых  $Q^2$ », где  $Q^2 < 1 \text{ ГэВ}^2$

В случае если выражение для сечения применимо для области малых  $Q^2$ , можно ожидать рост величины асимметрии в этой области из-за фактора  $M/Q$ .

Извлечение асимметрии  $A_{UT}^{\sin \phi_S}$  было получено в результате подгонки параметризации вида  $p_1 \sin \phi_S + p_2$  с двумя свободными параметрами  $p_1$  и  $p_2$  к измеренной асимметрии.

# Поиски двухфотонного обмена, ГЕРМЕС



Как для налетающих электронов, так и для позитронов величина асимметрии сопоставима с нулем в пределах экспериментальных неопределённостей.

## Поиски двухфотонного обмена, ГЕРМЕС. Заключение

Beam	$A_{UT}^{\sin \phi_S}$ $\times 10^{-3}$	$\delta A_{UT}^{\sin \phi_S}$ (стат.) $\times 10^{-3}$	$\delta A_{UT}^{\sin \phi_S}$ (сист.) $\times 10^{-3}$	$\langle x_B \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$ [ГэВ <sup>2</sup> ]
$e^+$	-0,61	3,97	0,63	0,02	0,68
$e^-$	-6,55	3,40	0,63		
$e^+$	-0,60	1,70	0,29	0,14	2,40
$e^-$	-0,85	1,50	0,29		

Проведен поиск односпиновых асимметрий в инклюзивном ГНР неполяризованных электронов/позитронов на поперечно поляризованной водородной мишени.

Существование таких асимметрий запрещено комбинацией Т-инвариантности, сохранением Р-четности и эрмитовостью оператора электромагнитного тока

Вклад двухфотонного обмена снимает это запрещение.

Наблюдение ненулевых асимметрий свидетельствовало бы о значительном вкладе двухфотонного обмена в сечение инклюзивного ГНР.

В пределах экспериментальных неопределённостей на уровне  $10^{-3}$ , эффектов вклада двухфотонного обмена не обнаружено.

$$\frac{d^2\sigma(s, S)}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2}{2Mq^4} \frac{E'}{E} L_{\mu\nu}(s) W^{\mu\nu}(S)$$

$$L_{\mu\nu}(k, s; k') = L_{\mu\nu}^S(k; k') + iL_{\mu\nu}^A(k, s; k');$$

$$L_{\mu\nu}^S(k; k') = 2 \left[ k_\mu k'_\nu + k_\nu k'_\mu - g_{\mu\nu}(k \cdot k' - m^2) \right];$$

$$L_{\mu\nu}^A(k, s; k') = 2m\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} s^\alpha (k - k')^\beta$$

Для мишени со спином 1/2,  $W^{\mu\nu}$  зависит от четырёх скалярных функций  $W_{1,2}$  и  $G_{1,2}$

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}(q; P, S) &= W_{\mu\nu}^{(S)}(q; P) + iW_{\mu\nu}^{(A)}(q; P, S); \\ \frac{1}{2M} W_{\mu\nu}^{(S)}(q; P) &= \left( -g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) W_1(P \cdot q, q^2) + \\ &+ \left[ \left( P_\mu - \frac{P \cdot q}{q^2} q_\mu \right) \left( P_\nu - \frac{P \cdot q}{q^2} q_\nu \right) \right] \frac{W_2(P \cdot q, q^2)}{M^2}; \\ \frac{1}{2M} W_{\mu\nu}^{(A)}(q; P, S) &= \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} q^\alpha \left\{ MS^\beta G_1(P \cdot q, q^2) + \right. \\ &+ \left. \left[ (P \cdot q)S^\beta - (S \cdot q)P^\beta \right] \frac{G_2(P \cdot q, q^2)}{M} \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 MW_1(P \cdot q, q^2) &\equiv F_1(x, Q^2), & \nu W_2(P \cdot q, q^2) &\equiv F_2(x, Q^2) \\
 M^2 \nu G_1(P \cdot q, q^2) &\equiv g_1(x, Q^2), & M\nu^2 G_2(P \cdot q, q^2) &\equiv g_2(x, Q^2)
 \end{aligned}$$

Чувствительность сечения к функциям  $g_1$  и  $g_2$  следует от произведения антисимметричных частей  $L_{\mu\nu}$  и  $W^{\mu\nu}$  тензоров.

Это произведение не равно нулю только если и мишень и пучок поляризованы.

Свёртка тензоров  $L_{\mu\nu}(s)$  и  $W^{\mu\nu}(S)$  приводит к выражению для дифференциального сечения рассеяния продольно поляризованных лептонов на поляризованных нуклонах:

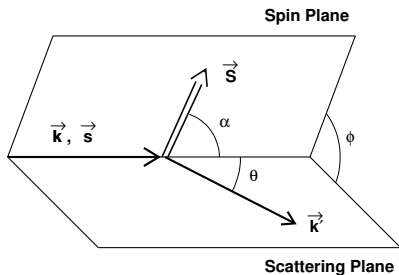
$$\frac{d^3\sigma}{dx dQ^2 d\phi} = \frac{d^3\sigma_{UU}}{dx dQ^2 d\phi} - h_l \cos \alpha \frac{d^3\sigma_{LL}}{dx dQ^2 d\phi} - h_l \sin \alpha \cdot \cos \phi \frac{d^3\sigma_{LT}}{dx dQ^2 d\phi}$$

$h_l = \pm 1$  - спиральность налетающего лептона.

В дальнейшем применяются обозначения вида  $F_{X,Y}$

Символы  $X$  и  $Y$  соответствуют поляризациям пучка и мишени

$X, Y = U, L, T$



$$\frac{d^3\sigma_{UU}}{dx dQ^2 d\phi} = \frac{4\alpha^2 y}{Q^4} \left[ \frac{y}{2} F_1(x, Q^2) + \frac{1}{2xy} \left( 1 - y - \frac{\gamma^2 y^2}{4} \right) F_2(x, Q^2) \right]$$

$$\frac{d^3\sigma_{LL}}{dx dQ^2 d\phi} = \frac{4\alpha^2 y}{Q^4} \left[ \left( 1 - \frac{y}{2} - \frac{\gamma^2 y^2}{4} \right) g_1 - \frac{\gamma^2 y}{2} g_2 \right]$$

$$\frac{d^3\sigma_{LT}}{dx dQ^2 d\phi} = \frac{4\alpha^2 y}{Q^4} \left[ \gamma \sqrt{1 - y - \frac{\gamma^2 y^2}{4}} \left( \frac{y}{2} g_1 + g_2 \right) \right]$$

$$\gamma = 2Mx/\sqrt{Q^2}.$$

## Виртуальные асимметрии $A_1$ и $A_2$

Процесс ГНР состоит из двух подпроцессов.

Верхняя часть диаграммы описывает процесс испускания виртуального фотона налетающим электроном

Нижняя часть описывает поглощение этого фотона нуклоном

Первый подпроцесс описывает КЭД. Сечение второго подпроцесса можно выразить, согласно оптической теореме, в виде мнимой части амплитуды рассеяния вперед виртуального фотона на нуклоне.

Эти амплитуды  $\mathcal{M}_{ab,cd}$  (a, b, c и d – спиральности налетающего виртуального фотона, налетающего нуклона, рассеянного виртуального фотона и рассеянного нуклона) определяются следующим образом

$$\mathcal{M}_{ab,cd} = \varepsilon_{\lambda_a}^{\mu*} \varepsilon_{\lambda_c}^{\nu} W_{\mu\nu}$$

$\varepsilon_{\lambda}^{\mu}$  – вектор поляризации виртуального фотона

Для мишени со спином  $\frac{1}{2}$ , существует четыре независимых спиральных амплитуды

$$\mathcal{M}_{1\frac{1}{2},1\frac{1}{2}}, \quad \mathcal{M}_{1-\frac{1}{2},1-\frac{1}{2}}, \quad \mathcal{M}_{0\frac{1}{2},0\frac{1}{2}}, \quad \mathcal{M}_{0\frac{1}{2},0-\frac{1}{2}}.$$



## Сечение инклюзивного ГНР

Сечения поглощения виртуального фотона нуклоном:

$$\begin{aligned}\sigma_{\frac{1}{2}}^{\mathcal{T}} &= \frac{4\pi^2\alpha}{K} \mathcal{M}_{1\frac{1}{2}, 1\frac{1}{2}} = \frac{4\pi^2\alpha}{MK} \left( F_1 + g_1 - \frac{2Mx}{\nu} g_2 \right) \\ \sigma_{\frac{3}{2}}^{\mathcal{T}} &= \frac{4\pi^2\alpha}{K} \mathcal{M}_{1-\frac{1}{2}, 1-\frac{1}{2}} = \frac{4\pi^2\alpha}{MK} \left( F_1 - g_1 + \frac{2Mx}{\nu} g_2 \right) \\ \sigma_{\frac{1}{2}}^{\mathcal{L}} &= \frac{4\pi^2\alpha}{K} \mathcal{M}_{0\frac{1}{2}, 0\frac{1}{2}} = \frac{4\pi^2\alpha}{K} \left( \frac{F_2}{\nu} (1 + \frac{\nu^2}{Q^2}) - \frac{1}{M} F_1 \right) \\ \sigma_{\frac{1}{2}}^{\mathcal{LT}} &= \frac{4\pi^2\alpha}{K} \mathcal{M}_{0\frac{1}{2}, 0-\frac{1}{2}} = \frac{4\pi^2\alpha}{K} \frac{\sqrt{Q^2}}{M\nu} (g_1 + g_2)\end{aligned}$$

Нижний индекс,  $\frac{1}{2}(\frac{3}{2})$ , соответствует значению компоненты полного углового момента системы фотон-нуклон вдоль направления виртуального фотона.

$K$  — поток падающих виртуальных фотонов

$$K = \nu - \frac{Q^2}{2M}$$

## Сечение инклюзивного ГНР

Можно ввести виртуальные асимметрии (асимметрии сечений рассеяния виртуального фотона на поляризованном нуклоне)  $A_1$  и  $A_2$

$$A_1(x, Q^2) = \frac{\sigma_{\frac{1}{2}}^T - \sigma_{\frac{3}{2}}^T}{\sigma_{\frac{1}{2}}^T + \sigma_{\frac{3}{2}}^T}; \quad A_2(x, Q^2) = \frac{\sigma^{\mathcal{L}T}}{\sigma^T}$$

Асимметрии  $A_1$  и  $A_2$  можно выразить через структурные функции  $g_1$  и  $g_2$

$$A_1(x, Q^2) = \frac{g_1(x, Q^2) - \gamma^2 g_2(x, Q^2)}{F_1(x, Q^2)}$$
$$A_2(x, Q^2) = \gamma \frac{g_1(x, Q^2) + g_2(x, Q^2)}{F_1(x, Q^2)}$$

Можно выразить отношение сечений продольно и поперечно поляризованных виртуальных фотонов через структурные функции  $F_1$  и  $F_2$ :

$$R(x, Q^2) = \frac{\sigma^{\mathcal{L}}}{\sigma^T} = \frac{1 + \gamma^2}{2xF_1(x, Q^2)} F_2(x, Q^2) - 1$$

Величины виртуальных асимметрий ограничены условиями положительности (Doncel:1971qb, Soffer:2000zd)

$$|A_1| \leq 1; \quad |A_2| \leq \sqrt{R(1 + A_1)/2}$$

Измерение сечений рассеяния продольно поляризованных электронов на поперечно поляризованных протонах при значениях угла рассеяния  $\phi$  и  $\phi + \pi$

$$\begin{aligned} A_{LT}(x, Q^2, \phi) &= h_l \frac{\sigma(x, Q^2, \phi) - \sigma(x, Q^2, \phi + \pi)}{\sigma(x, Q^2, \phi) + \sigma(x, Q^2, \phi + \pi)} = \\ &= -h_l \cdot \cos \phi \cdot \frac{\sigma_{LT}(x, Q^2, \phi)}{\sigma_{UU}(x, Q^2, \phi)} = -A_T(x, Q^2) \cos \phi \end{aligned}$$

позволяет определить амплитуду асимметрии  $A_T(x, Q^2)$ .

Функция  $g_2$  и  $A_2$  выражаются через  $A_T$ ,  $g_1$  и  $F_1$  следующим образом

$$g_2 = \frac{F_1}{\gamma(1 + \gamma\xi)} \left( \frac{A_T}{d} - (\gamma - \xi) \frac{g_1}{F_1} \right)$$

$$A_2 = \frac{1}{1 + \gamma\xi} \left( \frac{A_T}{d} + \xi(1 + \gamma^2) \frac{g_1}{F_1} \right)$$

$$\xi = \frac{\gamma(1 - y/2)}{1 + \gamma^2 y/2}; \quad d = \frac{\sqrt{1 - y - \gamma^2 y^2/4}}{1 - y/2}; \quad D = \frac{y(2 - y)(1 + \gamma^2 y/2)}{y^2(1 + \gamma^2) + 2(1 - y - \gamma^2 y^2/4)(1 + R)}$$

$D$  — деполаризационный фактор виртуального фотона

В рамках простой КПМ

$$g_1(x) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 \Delta q(x); \quad \Delta q(x) = q^+(x) - q^-(x)$$

Структурная функция  $g_2$  не имеет аналогичной вероятностной интерпретации в рамках КПМ.

Её свойства были проанализированы в рамках метода операторного разложения Вильсона (Shuryak:1981pi, Jaffe:1989xx, Jaffe:1990qh).

$g_2(x, Q^2)$  соотносится к матричным элементам как твист-2, так и твист-3 операторов. В пределе  $m_q \rightarrow 0$  функция  $g_2$  может быть выражена в виде суммы двух членов

$$g_2(x, Q^2) = g_2^{WW}(x, Q^2) + \bar{g}_2(x, Q^2)$$

$g_2^{WW}(x, Q^2)$  соответствует вкладу операторов твиста 2, это вклад Вандзура–Вильчека (WW) (Wandzura:1977qf).

$$g_2^{WW}(x, Q^2) = -g_1(x, Q^2) + \int_x^1 g_1(y, Q^2) \frac{dy}{y}$$

## Сечение инклюзивного ГНР

Второй член  $\bar{g}_2(x, Q^2)$  соответствует вкладу операторов твиста 3 и обусловлен кварк-глюонными корреляциями в нуклоне и является наиболее интересной частью функции.

$$d_2(Q^2) = 3 \int_0^1 x^2 \bar{g}_2(x, Q^2) dx$$

может быть вычислен на КХД решетке (Gockeler:2000ja, Gockeler:2005vw)

Известно правило сумм Буркхардта–Коттингема (Burkhardt:1970ti) для функции  $g_2$  при больших  $Q^2$ :

$$\int_0^1 g_2(x, Q^2) dx = 0$$

Основано на предположении реджевского поведения функции  $g_2$  при малых  $x$ .

Правило сумм Ефремова–Лидера–Теряева (Efremov:1996hd) (ELT) основано на общем теоретико-полевом подходе.

$$\int_0^1 x(g_1^V(x) + g_2^V(x)) dx = 0$$

В предположении, что распределения морских кварков в протоне и нейтроне совпадают, правило сумм может быть записано в следующем виде

$$\int_0^1 x(g_1^p(x) + 2g_2^p(x) - g_1^n(x) - 2g_2^n(x)) dx = 0$$

## Измерение $g_2$ и $A_2$ , ГЕРМЕС

В эксперименте ГЕРМЕС в 2002 – 2005 годах использовалась поперечно поляризованная газовая водородная мишень накопительного типа и продольно поляризованные пучки электронов и позитронов.

Для анализа использовались данные, полученные в сеансах 2003 – 2005 годов. Данные, полученные в 2002 году, не использовались вследствие малой (практически сопоставимой с нулём) поляризации пучка.

Среднее значение поперечной поляризации мишени составляло величину  $0,78 \pm 0,04$ . Среднее значение поляризации пучка электронов в данный период работы накопителя ГЕРА было равно  $0,34 \pm 0,01$ .

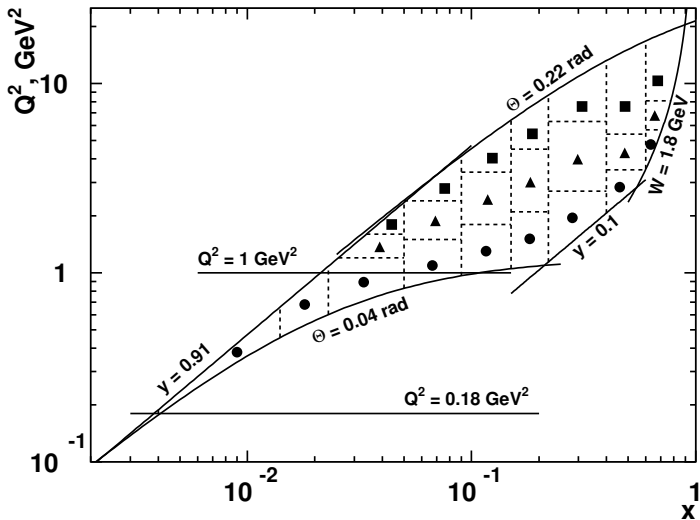
Для анализа данных были отобраны события в кинематической области:  $0,18 \text{ ГэВ}^2 < Q^2 < 20 \text{ ГэВ}^2$ ,  $W > 1,8 \text{ ГэВ}$ ,  $0,004 < x < 0,9$ ,  $0,10 < y < 0,91$ .

Отобрано  $10,2 \times 10^6$  событий ГНР продольно поляризованных электронов на поперечно поляризованных протонах.

Кинематическая область измерений указана на рисунке.

Полная область изменения азимутального угла  $\phi$  ( $0-2\pi$ ) разбита на десять ячеек одинакового размера. Две из этих ячеек перекрываются стальными плитами защиты внутри спектрометра и не могут использоваться при измерениях.

# Измерение $g_2$ и $A_2$ , ГЕРМЕС



Суммарно:  $8 * (2 + 3 * 7) = 184$  ячейки.

Измерение асимметрии  $A_{LT}(x, Q^2, \phi)$  можно выполнить двумя способами:

- 1) сравнением числа событий, при изменении знака поляризации мишени, зарегистрированных в одной и той же области детектора;
- 2) сравнением числа событий, зарегистрированных в верхней и нижней частях спектрометра при одном и том же направлении поляризации мишени.

Первый метод обеспечивает лучшее сокращение эффектов акцептанса спектрометра и был выбран для оценки асимметрии

$$A_{LT}(x, Q^2, \phi, h_I) = h_I \frac{N^{h_I \uparrow}(x, Q^2, \phi) \mathcal{L}^{h_I \downarrow} - N^{h_I \downarrow}(x, Q^2, \phi) \mathcal{L}^{h_I \uparrow}}{N^{h_I \uparrow}(x, Q^2, \phi) \mathcal{L}_p^{h_I \downarrow} + N^{h_I \downarrow}(x, Q^2, \phi) \mathcal{L}_p^{h_I \uparrow}}$$

$$\mathcal{L}^{h_I \uparrow(\downarrow)} = \int dt L^{h_I \uparrow(\downarrow)}(t) \tau(t)$$

$$\mathcal{L}_p^{h_I \uparrow(\downarrow)} = \int dt L^{h_I \uparrow(\downarrow)}(t) | P_B(t) P_T(t) | \tau(t)$$

Анализ показал, что асимметрии, вычисленные для различных состояний спиральности пучка, хорошо сопоставимы друг с другом (с учётом знака  $h_I$ ). Эти данные были объединены для совместного анализа.



Сырые экспериментальные асимметрии были подвергнуты процедуре анфолдинга для восстановления борновской асимметрии.

Величина радиационных эффектов была вычислена с помощью программы моделирования RADGEN (Akushevich:1998ft).

Эффекты конечного разрешения детекторов спектрометра и его акцептанса оценивались с помощью моделирования событий ГНР в спектрометре методом Монте Карло

Процедура анфолдинга, использованная в данной работе, аналогична процедуре применявшейся ранее в других измерениях, проведённых в эксперименте ГЕРМЕС:  $g_1$ ,  $b_1$  (Airapetian:2007mh, Airapetian:2004zf, Airapetian:2005cb).

В результате проведённой процедуры анфолдинга центральные значения функции  $g_2$  и асимметрии  $A_2$  изменились на величины меньшие, чем их изначальные статистические неопределённости.

Использованная процедура позволяет также получить ковариационную матрицу ошибок измерений  $g_2$  и  $A_2$ .

## Измерение $g_2$ и $A_2$ , ГЕРМЕС

На окончательной стадии асимметрия  $A_2(x, Q^2)$  и функция  $g_2(x, Q^2)$  были вычислены из значений амплитуды  $A_T(x, Q^2)$  и параметризации ранее измеренных значений функции  $g_1$  (Anthony:2000fn),  $F_2$  (Airapetian:2011nu),  $R$  (Abe:1998ym).

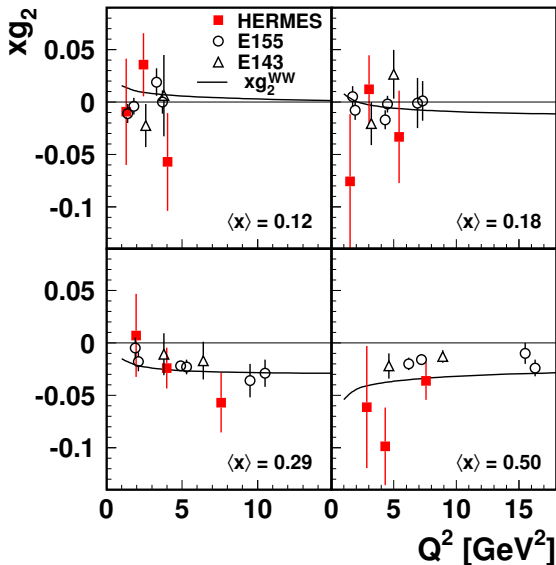
Неопределённости в измерении поляризации пучка и мишени приводят к общей нормировочной неопределённости 10 % в величине  $A_T$ .

Величины систематических неопределённостей происходящих от других возможных причин (неопределённость в акцептансе спектрометра, несоосность направления пучка электронов и оси спектрометра, возможное отклонение величины угла между направлением пучка электронов и направлением поляризации мишени от  $90^\circ$ , неопределённость в величине поправки на отклонение рассеянного трека электрона в магнитном поле мишени, неопределённости связанные с процедурой анфолдинга) оценивались методом Монте-Карло.

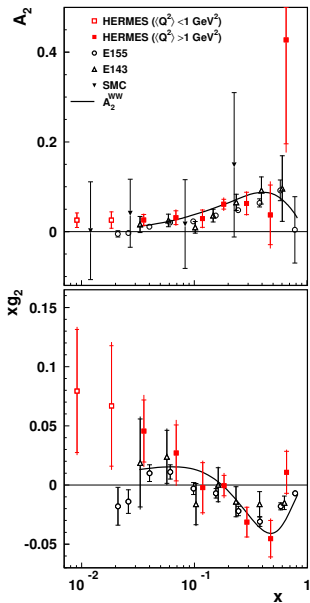
Кроме того была произведена оценка неопределённости связанная с неопределённостями параметризаций  $g_1(x, Q^2)$ ,  $F_2(x, Q^2)$  и  $R(x, Q^2)$ .

Полная систематическая неопределённость оценивалась как квадратичная сумма неопределённостей от всех источников. Её величина, в эксперименте ГЕРМЕС, мала по сравнению с величиной статистической неопределённости.

# Измерение $g_2$ и $A_2$ , ГЕРМЕС



# Измерение $g_2$ и $A_2$ , ГЕРМЕС



## Измерение $g_2$ и $A_2$ , ГЕРМЕС

В пределах неопределённости, асимметрия  $A_2$  удовлетворяет соотношению (Soffer:2000zd)  
 $|A_2| \leq \sqrt{R(1+A_1)}/2 \simeq 0,4$  для всех значений переменной  $x$  в кинематической области эксперимента ГЕРМЕС.

Интеграл Буркхардта–Коттингема был вычислен в измеренной области  $0,023 \leq x < 0,9$  при  $Q^2 = 5 \text{ ГэВ}^2$ :  $\int_{0,023}^{0,9} g_2(x, Q^2) dx = 0,006 \pm 0,024 \pm 0,017$ .

Для сравнения комбинированный результат экспериментов E143 и E155 (Anthony:2002hy) в области  $0,02 \leq x < 0,8$  при  $Q^2 = 5 \text{ ГэВ}^2$ :  $\int_{0,02}^{0,8} g_2(x, Q^2) dx = -0,042 \pm 0,008$ .

Измерения функции  $g_2$  были использованы для оценки момента  $d_2$ , соответствующего вкладу матричного элемента твиста-3.

Вклад области  $0,9 < x \leq 1$ , не измеренной в эксперименте, оценивался предполагая зависимость  $g_2(x) \propto (1-x)^3$ . Неопределённость оценки этого вклада предполагалось равной его величине. Вклад области  $x < 0,023$  пренебрежимо мал вследствие фактора подавления  $x^2$ .

Получено значение  $d_2 = 0,0148 \pm 0,0096(\text{стат.}) \pm 0,0048(\text{сист.})$ . Комбинированный результат экспериментов E143 and E155 (Anthony:2002hy) равен  $d_2 = 0,0032 \pm 0,0017$ , что отлично от нуля в пределах около  $2\sigma$ . Расчеты в рамках КХД на решетке предсказывают очень малую величину  $d_2$  (Gockeler:2005vw).

## Измерение $g_2$ и $A_2$ , ГЕРМЕС. Заключение

В эксперименте ГЕРМЕС измерены структурная функция  $g_2$  и виртуальная асимметрия  $A_2$  для протона в кинематической области  $0,004 < x < 0,9$  и  $0,18 \text{ ГэВ}^2 < Q^2 < 20 \text{ ГэВ}^2$ .

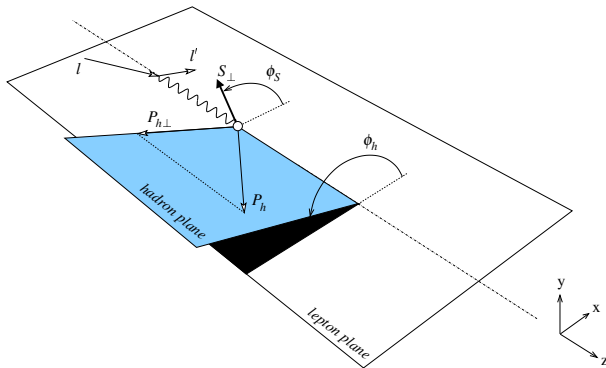
Для измеренной области переменной  $x$ , величина интеграла от  $g_2(x)$  сопоставима с правилом сумм Буркхардта–Коттингема (Burkhardt:1970ti).

Величина второго момента вклада матричных элементов твиста 3 к функции  $g_2(x)$  сопоставима с нулем, что не противоречит современным вычислениям этой величины на КХД решетке (Gockeler:2005vw).

В целом, результаты полученные в эксперименте ГЕРМЕС по асимметрии  $A_2$  и функции  $g_2$  находятся в хорошем согласии с предыдущими измерениями в экспериментах SMC (Adams:1997tq) в ЦЕРН, E143 (Abe:1998wq) и E155 (Anthony:2002hy) в СЛАК. Отметим, в то же время, что они тоже не достаточно точны, чтобы зарегистрировать ненулевое значение вклада матричных элементов твиста 3 в  $\bar{g}_2$ . Совместные данные экспериментов E143 и E155 наблюдали такое отклонение на уровне несколько менее  $2\sigma$  (Anthony:2002hy).

Главная ценность измерений  $g_2$  в эксперименте ГЕРМЕС состоит в том, что они выполнены на газовой водородной мишени и, следовательно, свободны от поправок на какие-либо ядерные эффекты. Кроме того, в эксперименте ГЕРМЕС применялась оригинальная процедура учета радиационных поправок и конечного разрешения детекторов.

# Полуинклюзивный процесс $eN \rightarrow ehX$



$$\cos \phi_h = \frac{(\hat{q} \times l)}{|\hat{q} \times l|} \cdot \frac{(\hat{q} \times P_h)}{|\hat{q} \times P_h|}; \quad \sin \phi_h = \frac{(l \times P_h) \cdot \hat{q}}{|\hat{q} \times l| |\hat{q} \times P_h|}$$

Аналогично для  $\phi_S$

# Полуинклюзивный процесс $eN \rightarrow ehX$

(A. Bacchetta et al., JHEP02 (2007) 093; JHEP08 (2008) 023)

$$\frac{d\sigma}{dx dy dz d\phi_S d\phi_h dP_{h\perp}^2} = \frac{\alpha^2}{xQ^2} \frac{y}{2(1-\varepsilon)} \left\{ T_{UU} + \lambda_e T_{LU} + S_{\parallel} T_{UL} + S_{\parallel} \lambda_e T_{LL} + |\mathbf{S}_{\perp}| T_{UT} + |\mathbf{S}_{\perp}| \lambda_e T_{LT} \right\}$$

$$T_{UU} = F_{UU,T} + \varepsilon F_{UU,L} + \sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \cos\phi_h F_{UU}^{\cos\phi_h} + \varepsilon \cos(2\phi_h) F_{UU}^{\cos 2\phi_h}$$

$$T_{LU} = \sqrt{2\varepsilon(1-\varepsilon)} \sin\phi_h F_{LU}^{\sin\phi_h}$$

$$T_{UL} = \sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \sin\phi_h F_{UL}^{\sin\phi_h} + \varepsilon \sin(2\phi_h) F_{UL}^{\sin 2\phi_h}$$

$$T_{LL} = \sqrt{1-\varepsilon^2} F_{LL} + \sqrt{2\varepsilon(1-\varepsilon)} \cos\phi_h F_{LL}^{\cos\phi_h}$$

$$T_{UT} = \sin(\phi_h - \phi_S) \left( F_{UT,T}^{\sin(\phi_h - \phi_S)} + \varepsilon F_{UT,L}^{\sin(\phi_h - \phi_S)} \right) + \varepsilon \sin(\phi_h + \phi_S) F_{UT}^{\sin(\phi_h + \phi_S)} + \varepsilon \sin(3\phi_h - \phi_S) \times \\ F_{UT}^{\sin(3\phi_h - \phi_S)} + \sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \sin\phi_S F_{UT}^{\sin\phi_S} + \sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \sin(2\phi_h - \phi_S) F_{UT}^{\sin(2\phi_h - \phi_S)}$$

$$T_{LT} = \sqrt{1-\varepsilon^2} \cos(\phi_h - \phi_S) F_{LT}^{\cos(\phi_h - \phi_S)} + \sqrt{2\varepsilon(1-\varepsilon)} \cos\phi_S F_{LT}^{\cos\phi_S} + \sqrt{2\varepsilon(1-\varepsilon)} \cos(2\phi_h - \phi_S) \times \\ F_{LT}^{\cos(2\phi_h - \phi_S)}$$

$$\varepsilon = \frac{1-y}{1-y+y^2/2}$$



# Полуинклюзивный процесс $eN \rightarrow ehX$

Для описания односпиновых асимметрий широко применяется подход, связанный с использованием ФР и ФФ зависящих от поперечного импульса.

Существует восемь функций распределения кварков твиста 2 и 16 распределений твиста 3.

		Quark		
		U	L	T
N u c l e o n	U	$f_1$		$h_1^\perp$
	L		$g_{1L}$	$h_{1L}^\perp$
	T	$f_{1T}^\perp$	$g_{1T}$	$h_{1T}$ $h_{1T}^\perp$

$$f_1(x) = \int d^2 \vec{p}_T f_1(x, p_T^2), \quad g_1(x) = \int d^2 \vec{p}_T g_1(x, p_T^2), \quad h_1(x) = \int d^2 \vec{p}_T \{h_{1T}(x, p_T^2) + \frac{p_T^2}{2M} h_{1T}^\perp(x, p_T^2)\}$$

# Полуинклюзивный процесс $eN \rightarrow ehX$

Функции классифицируются как  $T$ -чётные и  $T$ -нечётные, а также как кирально-чётные и кирально-нечётные.

Функции распределения  $f_1$ ,  $g_{1L}$ ,  $g_{1T}$ ,  $f_{1T}^\perp$  являются кирально-четными, а  $h_1^\perp$ ,  $h_{1L}^\perp$ ,  $h_{1T}^\perp$ ,  $h_{1T}$  кирально-нечетными.

Десять функций, а именно,  $f_{1T}^\perp$ ,  $h_1^\perp$ ,  $e_L$ ,  $e_T$ ,  $e_T^\perp$ ,  $f_T'$ ,  $f_L^\perp$ ,  $f_T^\perp$ ,  $g^\perp$ ,  $h$  являются  $T$ -нечетными, поскольку они меняют знак под действием операции наивного обращения времени («naive time reversal»), которая определена как обычная операция обращения времени, но без обмена начального и конечного состояний.

Функция Сиверса является  $T$ -нечетной функцией и длительное время рассматривалась как несуществующая из-за нарушения  $T$ -инвариантности. В рамках КХД существует фундаментальное предсказание о зависимости функции Сиверса от физического процесса в котором она измерена. В процессах ПИГНР, функция Сиверса отлична от нуля вследствие эффекта взаимодействия в конечном состоянии посредством обмена глюоном между рассеянным кварком и остатками нуклона мишени. Напротив, в протон-протонных взаимодействиях, при образовании лептонной пары или  $W^\pm/Z^0$  бозона посредством процесса Дрелла-Яна (ДЯ) функция Сиверса не равна нулю из-за взаимодействий в начальном состоянии. Вследствие этого различия, КХД предсказывает противоположные знаки функции Сиверса в процессах ПИГНР и ДЯ

$$f_{1T}^{\perp, \text{ПИГНР}}(x, p_T^2) = -f_{1T}^{\perp, \text{ДЯ}/W^\pm/Z^0}(x, p_T^2).$$

Это соотношение является прямым следствием калибровочной структуры партонных функций распределения зависящих от поперечного импульса, и его экспериментальное подтверждение имеет принципиальное значения для проверки основных принципов КХД.

# Полуинклюзивный процесс $eN \rightarrow ehX$

(A.Bacchetta et al., JHEP02(2007)093; JHEP08(2008)023)

Свертка ФР и ФФ

$$C[wfD] = x \sum_a e_a^2 \int d^2 p_T d^2 k_T \delta^{(2)}(p_T - k_T - P_{h\perp}/z) w(p_T, k_T) f^a(x, p_T^2) D^a(z, k_T^2), \quad (1)$$

$w(p_T, k_T)$  — произвольная весовая функция,  $\hat{h} = P_{h\perp}/|P_{h\perp}|$ .

Структурные функции:

$$F_{UU,T} = C[f_1 D_1]$$

$$F_{UU,L} = 0$$

$$F_{UU}^{\cos \phi_h} = \frac{2M}{Q} C \left[ -\frac{\hat{h} \cdot k_T}{M_h} \left( x h H_1^\perp + \frac{M_h}{M} f_1 \frac{\tilde{D}^\perp}{z} \right) - \frac{\hat{h} \cdot p_T}{M} \left( x f^\perp D_1 + \frac{M_h}{M} h_1^\perp \frac{\tilde{H}}{z} \right) \right]$$

$$F_{UU}^{\cos 2\phi_h} = C \left[ -\frac{2(\hat{h} \cdot k_T)(\hat{h} \cdot p_T) - k_T \cdot p_T}{MM_h} h_1^\perp H_1^\perp \right]$$

$$F_{LU}^{\sin \phi_h} = \frac{2M}{Q} C \left[ -\frac{\hat{h} \cdot k_T}{M_h} \left( x e H_1^\perp + \frac{M_h}{M} f_1 \frac{\tilde{G}^\perp}{z} \right) + \frac{\hat{h} \cdot p_T}{M} \left( x g^\perp D_1 + \frac{M_h}{M} h_1^\perp \frac{\tilde{E}}{z} \right) \right]$$

$$F_{UL}^{\sin \phi_h} = \frac{2M}{Q} C \left[ -\frac{\hat{h} \cdot k_T}{M_h} \left( x h_L H_1^\perp + \frac{M_h}{M} g_{1L} \frac{\tilde{G}^\perp}{z} \right) + \frac{\hat{h} \cdot p_T}{M} \left( x f_L^\perp D_1 - \frac{M_h}{M} h_{1L}^\perp \frac{\tilde{H}}{z} \right) \right]$$

# Полуинклюзивный процесс $eN \rightarrow ehX$

(A. Bacchetta et al., JHEP02(2007)093; JHEP08(2008)023)

$$F_{UL}^{\sin 2\phi_h} = C \left[ -\frac{2(\hat{h} \cdot \mathbf{k}_T)(\hat{h} \cdot \mathbf{p}_T) - \mathbf{k}_T \cdot \mathbf{p}_T}{MM_h} h_{1L}^\perp H_1^\perp \right]$$

$$F_{LL} = C [g_{1L} D_1]$$

$$F_{LL}^{\cos \phi_h} = \frac{2M}{Q} C \left[ \frac{\hat{h} \cdot \mathbf{k}_T}{M_h} \left( x e_L H_1^\perp - \frac{M_h}{M} g_{1L} \frac{\tilde{D}^\perp}{z} \right) - \frac{\hat{h} \cdot \mathbf{p}_T}{M} \left( x g_L^\perp D_1 + \frac{M_h}{M} h_{1L}^\perp \frac{\tilde{E}}{z} \right) \right]$$

$$F_{UT,T}^{\sin(\phi_h - \phi_S)} = C \left[ -\frac{\hat{h} \cdot \mathbf{p}_T}{M} f_{1T}^\perp D_1 \right]$$

$$F_{UT,L}^{\sin(\phi_h - \phi_S)} = 0$$

$$F_{UT}^{\sin(\phi_h + \phi_S)} = C \left[ -\frac{\hat{h} \cdot \mathbf{k}_T}{M_h} h_{1L} H_1^\perp \right]$$

$$F_{UT}^{\sin(3\phi_h - \phi_S)} = C \left[ \frac{2(\hat{h} \cdot \mathbf{p}_T)(\mathbf{p}_T \cdot \mathbf{k}_T) + \mathbf{p}_T^2(\hat{h} \cdot \mathbf{k}_T) - 4(\hat{h} \cdot \mathbf{p}_T)^2(\hat{h} \cdot \mathbf{k}_T)}{2M^2 M_h} h_{1T}^\perp H_1^\perp \right]$$

$$F_{UT}^{\sin \phi_S} = \frac{2M}{Q} C \left\{ \left( x f_T D_1 - \frac{M_h}{M} h_{1L} \frac{\tilde{H}}{z} \right) - \frac{\mathbf{k}_T \cdot \mathbf{p}_T}{2MM_h} \left[ \left( x h_T H_1^\perp + \frac{M_h}{M} g_{1T} \frac{\tilde{G}^\perp}{z} \right) - \left( x h_T^\perp H_1^\perp - \frac{M_h}{M} f_{1T}^\perp \frac{\tilde{D}^\perp}{z} \right) \right] \right\}$$

# Полуинклюзивный процесс $eN \rightarrow ehX$

(A. Bacchetta et al., JHEP02(2007)093; JHEP08(2008)023)

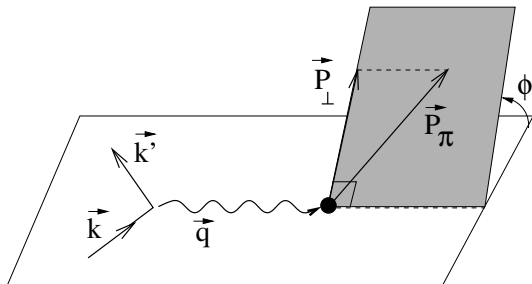
$$F_{UT}^{\sin(2\phi_h - \phi_S)} = \frac{2M}{Q} C \left\{ \frac{2(\hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{p}_T)^2 - \mathbf{p}_T^2}{2M^2} \left( x f_T^\perp D_1 - \frac{M_h}{M} h_{1T}^\perp \frac{\tilde{H}}{z} \right) - \frac{2(\hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{k}_T)(\hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{p}_T) - \mathbf{k}_T \cdot \mathbf{p}_T}{2MM_h} \left[ \left( x h_T H_1^\perp + \frac{M_h}{M} g_{1T} \frac{\tilde{G}^\perp}{z} \right) + \left( x h_T^\perp H_1^\perp - \frac{M_h}{M} f_{1T}^\perp \frac{\tilde{D}^\perp}{z} \right) \right] \right\}$$

$$F_{LT}^{\cos(\phi_h - \phi_S)} = C \left[ \frac{\hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{p}_T}{M} g_{1T} D_1 \right]$$

$$F_{LT}^{\cos\phi_S} = \frac{2M}{Q} C \left\{ - \left( x g_T D_1 + \frac{M_h}{M} h_1 \frac{\tilde{E}}{z} \right) + \frac{\mathbf{k}_T \cdot \mathbf{p}_T}{2MM_h} \left[ \left( x e_T H_1^\perp - \frac{M_h}{M} g_{1T} \frac{\tilde{D}^\perp}{z} \right) + \left( x e_T^\perp H_1^\perp + \frac{M_h}{M} f_{1T}^\perp \frac{\tilde{G}^\perp}{z} \right) \right] \right\}$$

$$F_{LT}^{\cos(2\phi_h - \phi_S)} = \frac{2M}{Q} C \left\{ - \frac{2(\hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{p}_T)^2 - \mathbf{p}_T^2}{2M^2} \left( x g_T^\perp D_1 + \frac{M_h}{M} h_{1T}^\perp \frac{\tilde{E}}{z} \right) + \frac{2(\hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{k}_T)(\hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{p}_T) - \mathbf{k}_T \cdot \mathbf{p}_T}{2MM_h} \left[ \left( x e_T H_1^\perp - \frac{M_h}{M} g_{1T} \frac{\tilde{D}^\perp}{z} \right) - \left( x e_T^\perp H_1^\perp + \frac{M_h}{M} f_{1T}^\perp \frac{\tilde{G}^\perp}{z} \right) \right] \right\}$$

# Продольно поляризованная мишень



$$A_{UL}^{\sin \phi_{h, q}} = -\frac{(2-y)\sqrt{1-y}}{1-y+y^2/2} \frac{2M}{Q} C \left[ \frac{\hat{h} \cdot k_T}{M_h} \left( x h_L H_1^\perp + \frac{M_h}{M} g_{1L} \frac{\hat{C}^\perp}{z} \right) + \frac{\hat{h} \cdot p_T}{M} \left( x f_L^\perp D_1 - \frac{M_h}{M} h_{1L}^\perp \frac{\hat{h}}{z} \right) \right]$$

$$A_{UL}^{\sin 2\phi_{h, q}} = -\frac{1-y}{1-y+y^2/2} C \left[ \frac{2(\hat{h} \cdot k_T)(\hat{h} \cdot p_T) - k_T \cdot p_T}{MM_h} h_{1L}^\perp H_1^\perp \right]$$

# Продольно поляризованная мишень

Для анализа использовались данные 1996–1997 годов с продольно поляризованной водородной мишенью.

Требования на кинематику рассеянного лептона:

$1 \text{ ГэВ}^2 < Q^2 < 15 \text{ ГэВ}^2$ ,  $W > 2 \text{ ГэВ}$ ,  $0,023 < x < 0,4$  и  $y < 0,85$ .

Пионы идентифицировались в области импульсов  $4,5 \text{ ГэВ} < E_\pi < 13,5 \text{ ГэВ}$ .

Требование  $0,2 < z < 0,7$  минимизировало эффекты акцептанса спектрометра и подавляло возможный вклад пионов от распадов эксклюзивно образованных  $\rho^0$  мезонов.

Требование  $P_\perp > 50 \text{ МэВ}$  обеспечивало аккуратное измерение угла  $\phi$ .

Измерения проводились при различных комбинациях направлений поляризации пучка и мишени.

Средняя поляризация водородной мишени в сенсах 1996–1997 годов составляла 0,86 при относительной неопределённости измерения 5 %.

Средняя поляризация пучка была равна 0,55 при относительной неопределённости измерения 3,4 %.

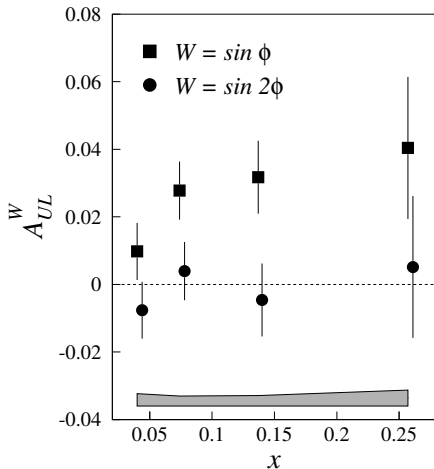
Анализирующие способности для случая продольной поляризации мишени

$$A_{LU(UL)}^W = \frac{\frac{L^\uparrow}{L_P^\uparrow} \sum_{i=1}^{N^\uparrow} W(\phi_i^\uparrow) - \frac{L^\downarrow}{L_P^\downarrow} \sum_{i=1}^{N^\downarrow} W(\phi_i^\downarrow)}{\frac{1}{2}[N^\uparrow + N^\downarrow]}$$

$\uparrow / \downarrow$  обозначает положительную/отрицательную спиральность мишени, а  $N^{\uparrow/\downarrow}$  обозначает число событий, с зарегистрированным  $\pi$  мезоном, при соответствующей спиральности мишени. Величины  $L^{\uparrow/\downarrow}$  и  $L_P^{\uparrow/\downarrow}$  – светимости с учётом мертвого времени детекторов и системы сбора данных спектрометра, кроме того последняя величина взвешена с величиной поляризации мишени.

## Продольно поляризованная мишень, $H_2$

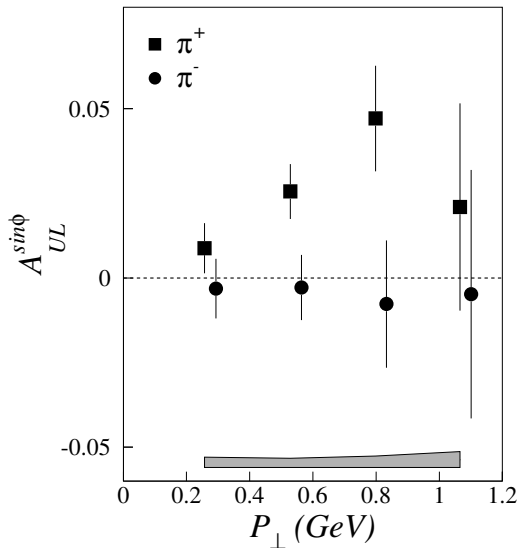
Весовые функции  $W(\phi) = \sin \phi$  и  $W(\phi) = \sin 2\phi$  выделяют асимметрии, которые чувствительны к различным комбинациям фрагментационных функций с функциями распределения кварков.



Поправки на эффекты акцептанса спектрометра были определены посредством моделирования методом Монте Карло.

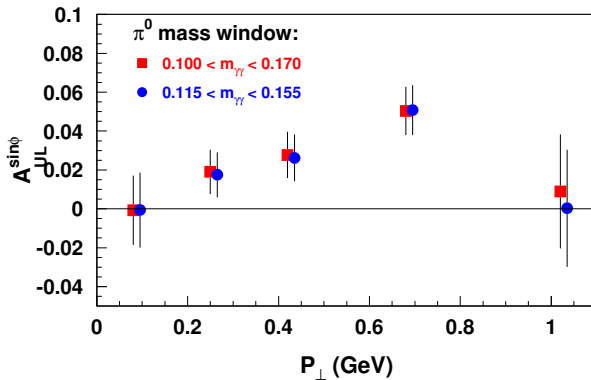


# Продольно поляризованная мишень, $H_2$

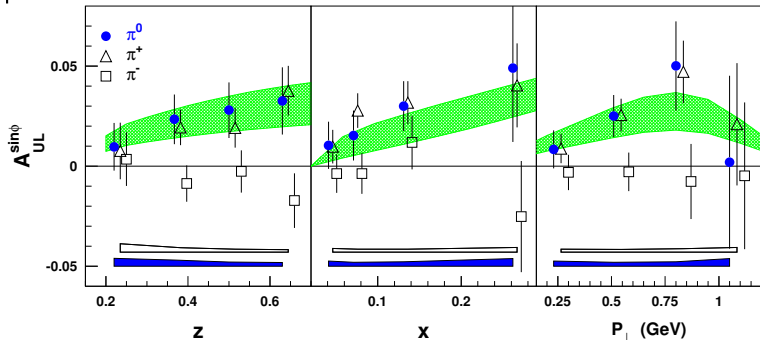


## Продольно поляризованная мишень, $H_2$

Для  $\pi^0$  мезона, влияние фона некоррелированных фотонов оценивалось вариацией выбора области инвариантной массы пары фотонов, выбранной для вычисления асимметрии. Переход от стандартной области определения  $\pi^0$  мезона, принятой в эксперименте HERMES  $0,10 < M_{\gamma\gamma} < 0,17$  ГэВ, к области  $0,11 < M_{\gamma\gamma} < 0,16$  ГэВ приводил к пренебрежимо малым, по сравнению со статистическими неопределенностями, вариациям асимметрии. Такие вариации были учтены при оценке систематических неопределенностей измерения асимметрии.



# Продольно поляризованная мишень, $H_2$



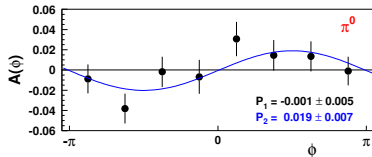
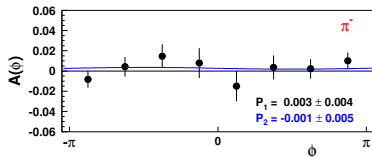
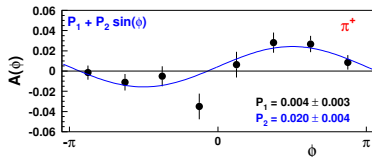
Асимметрия  $A_{UL}^{\sin \phi}$  для  $\pi^+$ ,  $\pi^0$  и  $\pi^-$  мезонов в зависимости  $z$ ,  $x$  и  $P_{\perp}$ .  
 Предсказания (De Sanctis E. et al. Phys.Lett. B483(2000)69).

Асимметрии  $A_{UL}^{\sin \phi}$  и  $A_{UL}^{\sin 2\phi}$  усредненные по всей кинематической области измерений.

	$\pi^+$	$\pi^0$	$\pi^-$
$A_{UL}^{\sin \phi}$	$0,022 \pm 0,005 \pm 0,003$	$0,019 \pm 0,007 \pm 0,003$	$-0,002 \pm 0,006 \pm 0,004$
$A_{UL}^{\sin 2\phi}$	$-0,002 \pm 0,005 \pm 0,010$	$0,006 \pm 0,007 \pm 0,003$	$-0,005 \pm 0,006 \pm 0,005$

# Продольно поляризованная мишень, $H_2$

$$A_{UL}(\phi) = \frac{1}{|P_L|} \cdot \frac{N^{\rightarrow}(\phi)/L^{\rightarrow} - N^{\leftarrow}(\phi)/L^{\leftarrow}}{N^{\rightarrow}(\phi)/L^{\rightarrow} + N^{\leftarrow}(\phi)/L^{\leftarrow}}$$



## Продольно поляризованная мишень, $D_2$

В анализе использованы данные полученные при наборе статистики в 1998–2000 годах с продольно поляризованной дейтериевой мишенью.

Отличительной особенностью набора статистики, начиная с 1998 года, являлась замена порогового черенковского счетчика на детектор типа RICH, что позволило существенно улучшить идентификацию типа адронов.

Средняя поляризация мишени при этом составляла величину равную 0,84 с относительной неопределённостью 5 %.

В 1998 г. измерения были выполнены с использованием пучка электронов, в то время как в 1999–2000 годах использовался пучок позитронов.

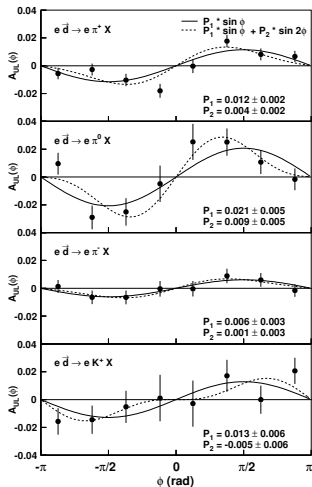
Было обнаружено, что измеренные односпиновые асимметрии не зависят от знака заряда налетающих лептонов и, следовательно, анализировался комбинированный набор данных.

Для анализа, отбирались события в той же кинематической области как и при анализе данных, полученных с водородной мишени:

$1 \text{ ГэВ}^2 < Q^2 < 15 \text{ ГэВ}^2$ ,  $W > 2 \text{ ГэВ}$ ,  $0,023 < x < 0,4$  и  $y < 0,85$ .

Область фрагментации мишени подавлялись требованием  $z > 0,2$ , а вклады от образования эксклюзивных мезонов требованием  $z < 0,7$ . Для аккуратного измерения азимутального угла  $\phi$  требовался нижний предел на поперечный импульс мезона  $P_{\perp}$  равный 50 MeV.

# Продольно поляризованная мишень, $D_2$



Асимметрии  $A_{UL}(\phi)$  для  $\pi^+$ ,  $\pi^0$ ,  $\pi^-$  и  $K^+$  мезонов на продольно поляризованной дейтериевой мишени в зависимости от угла  $\phi$ .

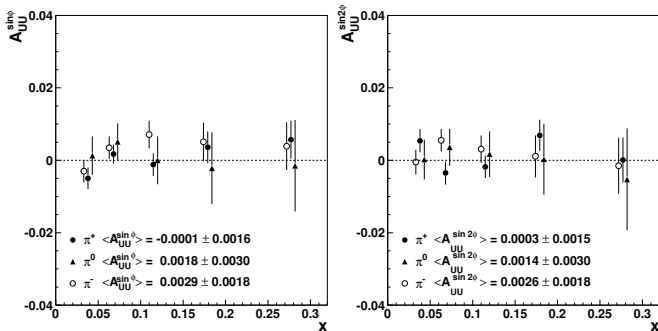
Результаты подгонки функций вида  $P_0 + P_1 \sin \phi$  и  $P_0 + P_1 \sin \phi + P_2 \sin 2\phi$  сплошными и пунктирными линиями соответственно. Все величины параметров  $P_0$  сопоставимы с нулём.

# Продольно поляризованная мишень, $D_2$

Влияние эффектов акцептанса спектрометра и размытия значений кинематических переменных, возникающего из-за конечной точности измерительных детекторов, на измеренные асимметрии были изучены с помощью моделирования методом Монте Карло.

Добавочная проверка возможных эффектов акцептанса была проведена используя выборку событий, полученных с использованием неполяризованных мишеней водорода и дейтерия. Эти данные анализировались в тех же кинематических областях, что были описаны выше. Вычислялись возможные ложные асимметрии  $A_{UU}^{\sin \phi}$  и  $A_{UU}^{\sin 2\phi}$ :

$$A_{UU}^{\sin \phi} = \frac{\sum_{i=1}^N \sin \phi_i}{N}, \quad A_{UU}^{\sin 2\phi} = \frac{\sum_{i=1}^N \sin 2\phi_i}{N}$$

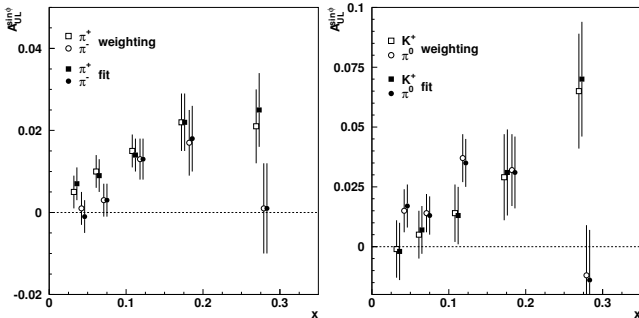


# Продольно поляризованная мишень, $D_2$

Было проведено сравнение величин асимметрии полученными двумя методами:

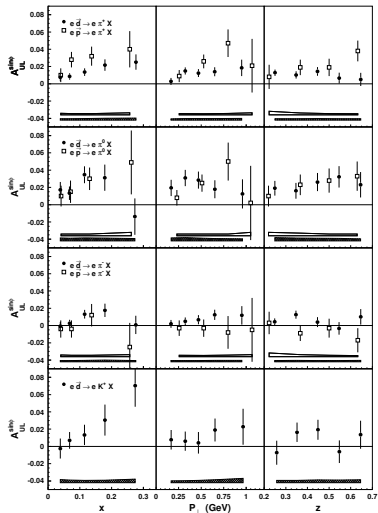
$$A_{UL}^W = \frac{1}{|P_L|} \frac{\frac{1}{L^{\rightarrow}} \sum_{i=1}^{N^{\rightarrow}} W(\phi_i) - \frac{1}{L^{\leftarrow}} \sum_{i=1}^{N^{\leftarrow}} W(\phi_i)}{\frac{1}{2}[N^{\rightarrow}/L^{\rightarrow} + N^{\leftarrow}/L^{\leftarrow}]},$$

где использовались  $W(\phi) = \sin \phi (\sin 2\phi)$ . Данный метод, однако, более чувствителен к поведению функции акцептанса экспериментальной установки. Моделирование показало, что использование методики взвешивания приводит к перекрёстным влияниям (около 15 %) между величинами асимметрий  $A_{UL}^{\sin \phi}$  и  $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ .



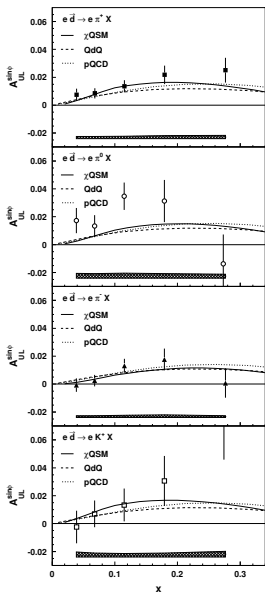


# Продольно поляризованная мишень, $D_2$



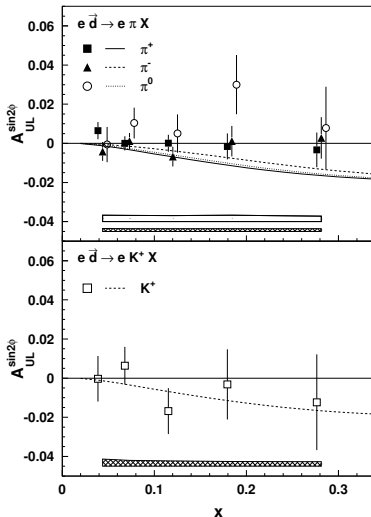
Сравнение асимметрий на протоне и дейтроне.

# Продольно поляризованная мишень, $D_2$



Киральная кварк-солитонная модель ( $\chi$ QSM, сплошная линия) (Efremov:2001ia), кварк-дикварковая модель (QdQ, штриховая линия) (Ma:2002ns) и пертурбативная КХД модель (pQCD, пунктирная линия) (Ma:2002ns).

# Продольно поляризованная мишень, $D_2$

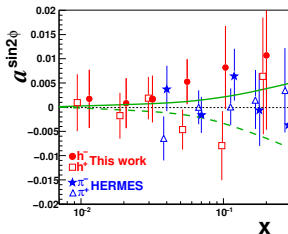
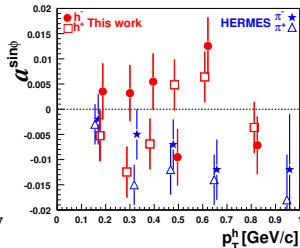
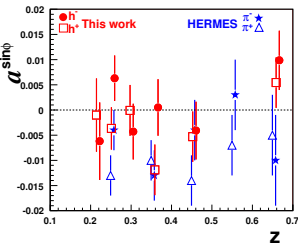
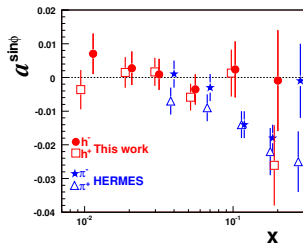


Асимметрия  $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ . Киральная кварк-солитонная модель (Efremov:2001ia).

# Продольно поляризованная мишень, $D_2$

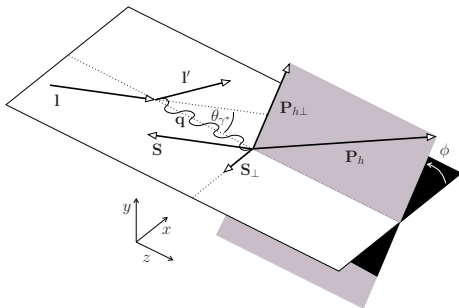
COMPASS (Alekseev:2010dm)

(знак асимметрии результатов HERMES инвертирован)



# Эффекты высших твистов

Были изучены односпиновые асимметрии в ПИГНР электронов на продольно поляризованных протонах и дейтронах. При этом важным моментом является то, что при измерениях использовалось экспериментальное определение продольной поляризации мишени, т. е. поляризация вдоль направления пучка налетающих электронов. В этом случае, поляризация мишени по отношению к направлению виртуального фотона имеет две составляющие, как продольную, так и поперечную.



Схематическое определение азимутального угла  $\phi$  между плоскостью образования адрона и плоскостью рассеяния лептонов, содержащей вектора  $I$  и  $I'$  падающего и рассеянного лептонов. Указаны полярный угол  $\theta_{\gamma^*}$  между направлениями виртуального фотона и пучка налетающих лептонов и поперечная компонента  $S_{\perp}$  спина мишени  $S$  по отношению к направлению виртуального фотона  $q \equiv I - I'$ .

# Эффекты высших твистов

Величина поперечной компоненты спина нуклона по отношению к направлению виртуального фотона зависит от величины полярного угла,  $\theta_{\gamma^*}$ , между направлением пучка лептонов и направлением виртуального фотона.

$$\sin \theta_{\gamma^*} = \gamma \frac{\sqrt{1-y-\gamma^2 y^2/4}}{\sqrt{1+\gamma^2}} \simeq \frac{2Mx}{Q} \sqrt{1-y}$$

В эксперименте HERMES  $\sin \theta_{\gamma^*}$  может достигать величины равной около 0,15.

Асимметрии, которые связаны с поперечной поляризацией мишени,  $A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S), q}$  и  $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), q}$  — это асимметрии Коллинза и Сиверса. При  $\phi_S = \pi$ , обе асимметрии дают вклад к асимметрии  $A_{UL}^{\sin \phi, l}$ . Разработана методика (M.Diehl and S.Sapeta, EPJ C41 (2005) 515) преобразования асимметрий между случаями, когда поляризация мишени определена по отношению к направлению пучка падающих лептонов и когда по отношению к направлению виртуального фотона.

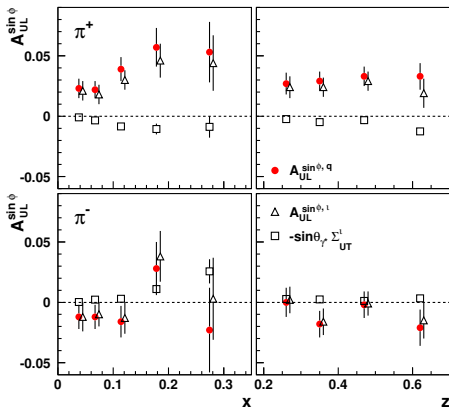
$$\begin{pmatrix} A_{UL}^{\sin \phi, l} \\ A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), l} \\ A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S), l} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{\gamma^*} & -\sin \theta_{\gamma^*} & -\sin \theta_{\gamma^*} \\ \frac{1}{2} \sin \theta_{\gamma^*} & \cos \theta_{\gamma^*} & 0 \\ \frac{1}{2} \sin \theta_{\gamma^*} & 0 & \cos \theta_{\gamma^*} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{UL}^{\sin \phi, q} \\ A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), q} \\ A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S), q} \end{pmatrix},$$

которое справедливо с точностью до поправок порядка  $\sin^2 \theta_{\gamma^*}$ .

# Эффекты высших твистов

Результаты изучения односпиновых азимутальных асимметрий на поперечно поляризованной мишени можно использовать, чтобы вычесть вклады асимметрий Сиверса и Коллинза к асимметриям  $A_{UL}^{\sin\phi, l}$ , измеренным при продольной поляризации мишени относительно направления пучка электронов.

$$A_{UL}^{\sin\phi, q} = A_{UL}^{\sin\phi, l} + \sin\theta_{\gamma^*} (A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S), l} + A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), l})$$



# Эффекты высших твистов

Извлеченные асимметрии  $A_{UL}^{\sin \phi, q}$ , соответствующие продольной поляризации мишени относительно направления виртуального фотона, существенно положительны для  $\pi^+$  мезонов и сопоставимы с нулем для  $\pi^-$  мезонов. Средние значения извлеченных асимметрий в кинематической области  $0,023 < x < 0,4$  ( $\langle x \rangle = 0,082$ ) и  $0,2 < z < 0,7$  ( $\langle z \rangle = 0,40$ ) равны следующим величинам:  $0,030 \pm 0,004$  stat  $\pm 0,002$  sys для  $\pi^+$  мезонов и  $-0,009 \pm 0,006$  stat  $\pm 0,001$  sys для  $\pi^-$  мезонов.

Проведенное изучение показало, что различие между асимметриями  $A_{UL}^{\sin \phi, q}$  и  $A_{UL}^{\sin \phi, l}$  довольно мало. Из этого следует, что асимметрия  $A_{UL}^{\sin \phi, l}$  определена главным образом вкладами высших твистов. Следовательно ее величина не может интерпретироваться исходя из вкладов только ФФ Коллинза или ФР Сиверса, как было принято в большинстве ранних феноменологических оценок этой асимметрии.



# Исследования с неполяризованной мишенью

В эксперименте HERMES изучались два типа азимутальных асимметрий в ПИГНР электронов на неполяризованной мишени: в неполяризованном пучке электронов и в продольно поляризованном пучке электронов. Здесь приведены результаты измерения односпиновой асимметрии, связанной с поляризацией налетающего пучка лептонов.

$$A_{LU}^{\sin \phi} = -\frac{y\sqrt{1-y}}{1-y+y^2/2} \frac{2M}{Q} \frac{C\left[\frac{\hbar k_T}{M_h}(x e H_1^\perp + \frac{M_h}{M} f_1 \frac{\vec{g}_\perp}{z}) - \frac{\hbar p_T}{M}(x g^\perp D_1 + \frac{M_h}{M} h_1^\perp \frac{\vec{E}}{z})\right]}{C[f_1 D_1]}$$

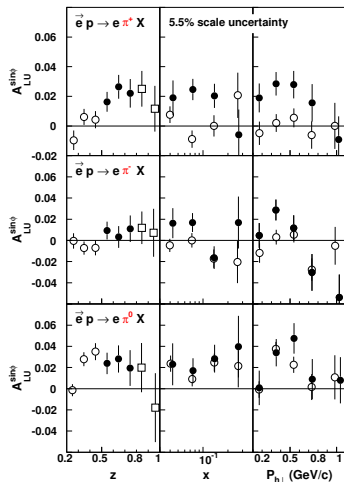
Для анализа использовались данные 1996-2000 годов с неполяризованной водородной мишенью. Для анализа отбирались события ГНР, удовлетворяющие кинематическим критериям отбора  $1 < Q^2 < 15 \text{ ГэВ}^2$ ,  $0,023 < x < 0,4$ ,  $W^2 > 4 \text{ GeV}^2$ ,  $y < 0,85$ .

Азимутальная асимметрия  $A_{LU}(\phi)$  определялась согласно выражению

$$A_{LU}(\phi_i) = \frac{1}{|P_B|} \cdot \frac{\vec{N}(\phi_i) - \overleftarrow{N}(\phi_i)}{\vec{N}(\phi_i) + \overleftarrow{N}(\phi_i)}$$

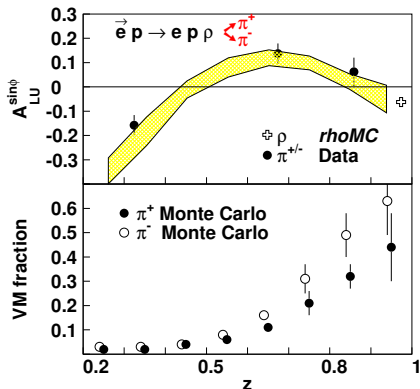
$|P_B|$  — абсолютное значение средней поляризации пучка; индекс  $i$  нумерует ячейки выбранного разбиения по переменной  $\phi$ ; знак  $\rightarrow$  ( $\leftarrow$ ) обозначает положительную (отрицательную) спиральность пучка;  $\vec{N}(\phi_i)$  ( $\overleftarrow{N}(\phi_i)$ ) обозначает число пионов, зарегистрированных в ячейке  $i$  при соответствующей спиральности пучка, нормированное на полное число событий ГНР для данной спиральности, что эквивалентно нормировке на соответствующую интегральную светимость.

# Исследования с неполяризованной мишенью



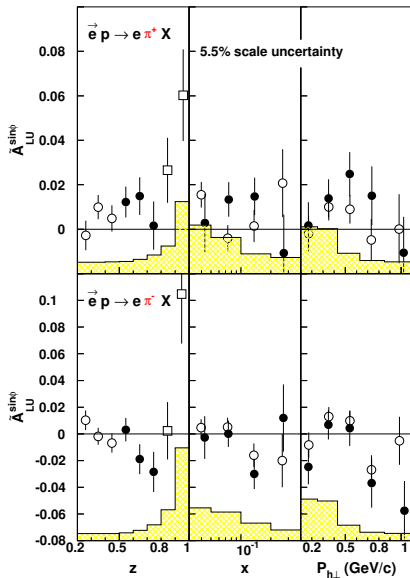
Область малых  $z$  ( $0,2 < z < 0,5$  пустые кружки),  
средних  $z$  ( $0,5 < z < 0,8$  черные кружки),  
больших  $z$  ( $0,8 < z < 1$ , пустые квадратики).  
Систематические неопределённости всех данных 0,005.  
Общая нормировочная неопределённость 5,5 %.

# $A_{LU}$ , вклад ВМ

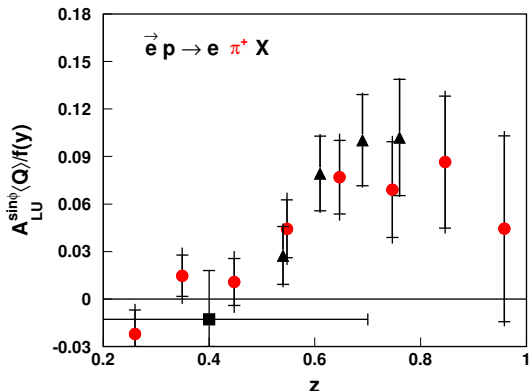


В верхней части рисунка асимметрия  $A_{LU}^{\sin\phi}$  для  $\pi^+$  мезонов, являющихся продуктами распада  $\rho^0$  мезона. Темные кружочки соответствуют асимметрии, полученной из экспериментальных данных, а полоса, ограниченная двумя кривыми, представляет результаты, полученные методом Монте Карло. Светлые крестики представляют асимметрию для самого  $\rho^0$  мезона, полученную с помощью Монте Карло моделирования. В нижней части рисунка показана доля пионов, происходящих от распада ВМ, в выборке ПИГНР (далее использовалась для вычитания этого вклада).

# $A_{LU}$ , вычитание $BM$



# $A_{LU}$ , HERMES и CLAS

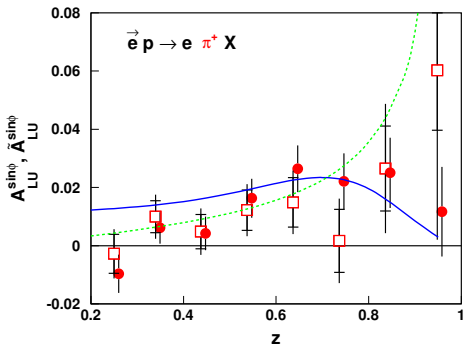


Асимметрия  $A_{LU}^{\sin \phi}$  измерена CLAS (Avakian:2003pk).

Болеe низкая энергия пучка, 4.3 ГэВ, болеe высокое значение  $x$  ( $\langle x \rangle \simeq 0,3$ ), болеe низкое значение  $Q^2$  ( $\langle Q^2 \rangle \simeq 1,55$  ГэВ<sup>2</sup>). Для сравнения асимметрия  $A_{LU}^{\sin \phi}$  умножена на кинематический фактор  $\langle Q \rangle / f(y)$  в обоих экспериментах.  $f(y) = \frac{y\sqrt{1-y}}{(1-y+y^2/2)}$

ГЕРМЕС (кружочки), КЛАС (треугольники)

# Исследования с неполяризованной мишенью



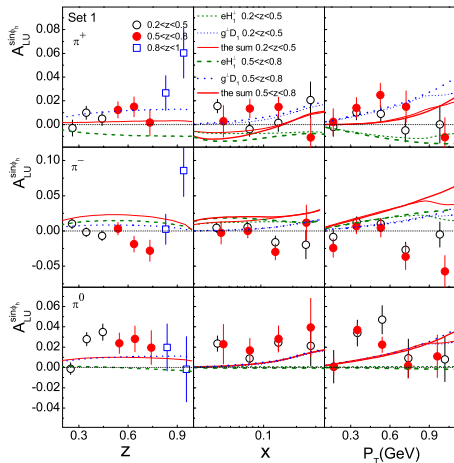
Асимметрия для  $\pi^+$  мезона  $A_{LU}^{\sin\phi}$  (тёмные кружки),

Асимметрия с учётом поправок  $\tilde{A}_{LU}^{\sin\phi}$  (светлые квадратики) на вклад ВМ.

Сплошная кривая — кварк-дикварковая модель (Gamberg:2003pz), доминирует  $eH_1^\perp$   
 пунктирная кривая — киральная кварковая модель (Yuan:2003gu), доминирует  $h_1^\perp \tilde{E}$

# Исследования с неполяризованной мишенью

Опубликовано (Mao:2013waa) новое вычисление асимметрии  $A_{LU}^{\sin\phi}$ . Предполагая справедливость соотношений Вандзура–Вильчека, партонные ФФ  $\tilde{G}^\perp$  и  $\tilde{E}$  считались равными нулю. Партонные ФР  $e(x, p_T^2)$  и  $g^\perp(x, p_T^2)$  вычислялись в рамках спектаторной модели, а ФФ Коллинза  $H_1^\perp$  для  $\pi$  мезонов рассматривалась известной из  $e^+e^-$  и ПИГНР экспериментов.



# Исследования с неполяризованной мишенью

Асимметрия  $A_{LU}^{\sin \phi}$  измерена в эксперименте HERMES для пионов всех знаков заряда, используя азимутальное распределение пионов, образованных в ПИГНР продольно поляризованных электронов на неполяризованной водородной мишени.

Результаты измерений HERMES согласуются с измерениями CLAS (Avakian:2003pk, Gohn:2014zbx), проведёнными в несколько иной кинематической области, при учете кинематического фактора. Сравнение результатов двух измерений, проведённых при разных энергиях пучка электронов, позволяет сделать заключение о слабой зависимости асимметрии  $A_{LU}^{\sin \phi}$  от энергии налетающего пучка.

Большое количество функций распределения и функций фрагментации кварков, которые могут внести вклад в изучаемую асимметрию, не позволяет на данном этапе исследований разделить эти вклады и определить доминирующий источник наблюдаемой асимметрии. Например, две теоретические модели, которые одинаково удовлетворительно описывают данные, основаны на противоположных предположениях о важности тех или иных вкладов.



## Поперечно поляризованная мишень, $ep \rightarrow ehX$

Сечение полуинклюзивного образования адронов при рассеянии неполяризованного пучка заряженных лептонов на поперечно поляризованной, по отношению к направлению виртуального фотона, мишени содержит спин-независимую и спин-зависимую части.

Первая часть пропорциональна сумме двух слагаемых, зависящих от  $\cos \phi$  и  $\cos 2\phi$ , а вторая часть пропорциональна сумме пяти слагаемых, зависящих от  $\sin \Phi_i$ .

$$d\sigma^h(\phi, \phi_S) = d\sigma_{UU}^h \left\{ 1 + \sum_{n=1}^2 A_{UU}^{\cos(n\phi), h} \cos(n\phi) + |\mathbf{S}_T| \sum_{i=1}^5 A_{UT}^{\sin \Phi_i, h} \sin \Phi_i \right\}$$

$$\Phi = [\phi + \phi_S, \phi - \phi_S, \phi_S, 2\phi - \phi_S, 3\phi - \phi_S].$$

Три из пяти указанных асимметрий,  $A_{UT}^{\sin(\phi - \phi_S), h}$ ,  $A_{UT}^{\sin(\phi + \phi_S), h}$  и  $A_{UT}^{\sin(3\phi - \phi_S), h}$  (асимметрия связанная с ФР «претцелозити»  $h_{1T}^{\perp, q}$ ) выражаются через ФР и ФФ ведущего твиста, а асимметрии  $A_{UT}^{\sin \phi_S, h}$  и  $A_{UT}^{\sin(2\phi - \phi_S), h}$  определены произведениями ФР и ФФ, где одна из этих функций вызвана операторами ведущего твиста, а вторая операторами твиста 3.

# Поперечно поляризованная мишень, $ep \rightarrow ehX$

Асимметрия Сиверса

$$A_{UT}^{\sin(\phi - \phi_S), h} = - \frac{C[f_{1T}^{\perp, q}(x, p_T^2) D_1^{q \rightarrow h}(z, k_T^2)]}{C[f_1^q(x, p_T^2) D_1^{q \rightarrow h}(z, k_T^2)]}$$

Асимметрия Коллинза

$$A_{UT}^{\sin(\phi + \phi_S), h} = - \frac{(1 - y)}{(1 - y + y^2/2)} \frac{C[\frac{\hat{h} \cdot k_T}{M_h} h_1^q(x, p_T^2) H_1^{\perp, q \rightarrow h}(z, k_T^2)]}{C[f_1^q(x, p_T^2) D_1^{q \rightarrow h}(z, k_T^2)]}$$

Асимметрия  $A_{UT}^{\sin(3\phi - \phi_S), h}$

$$A_{UT}^{\sin(3\phi_h - \phi_S), h} = \frac{(1 - y)}{(1 - y + y^2/2)} \frac{C[w(p_T, k_T) h_{1T}^{\perp, q}(x, p_T^2) H_1^{\perp, q \rightarrow h}(z, k_T^2)]}{C[f_1^q(x, p_T^2) D_1^{q \rightarrow h}(z, k_T^2)]}$$

весовая функция  $w(p_T, k_T) = \frac{2(\hat{h} \cdot p_T)(p_T \cdot k_T) + p_T^2(\hat{h} \cdot k_T) - 4(\hat{h} \cdot p_T)^2(\hat{h} \cdot k_T)}{2M^2 M_h}$ .

Заметим, что поскольку каждый кварковый аромат дает вклад в сечение пропорциональный квадрату их заряда, то  $u$ -кварки обеспечивают доминирующий вклад для образования, например,  $\pi^+ / K^+$  мезонов при рассеянии на протонной мишени.

## Поперечно поляризованная мишень, $ep \rightarrow ehX$

Первые результаты измерения асимметрий на поперечно поляризованной мишени основаны на довольно ограниченной статистике событий около  $0,75 \cdot 10^6$ , полученной в первые месяцы работы эксперимента ГЕРМЕС с поперечно поляризованной водородной мишенью (конец 2002 и начало 2003 годов).

Пучок электронов во время набора статистики был не поляризован. Средняя поляризация протонов,  $S_T = 0,78 \pm 0,04$ . Для анализа отбирались события, кинематические параметры которых удовлетворяют следующим условиям:  $W^2 > 10 \text{ ГэВ}^2$ ,  $0,1 < y < 0,85$ ,  $Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$ . Для отбора полуинклюзивных адронов требовалось выполнение условий  $0,2 < z < 0,7$ ,  $\theta_{\gamma^*h} > 0,02$  рад.

Для каждой ячейки, при выбранном разбиении данных по кинематическим переменным  $x$  или  $z$  (в каждом из этих случаев по остальным переменным происходило усреднение), была определена азимутальная асимметрия сечений электророждения адронов, которая рассматривалась как функция двух угловых переменных  $\phi$  и  $\phi_S$

$$A_{UT}^h(\phi, \phi_S) = \frac{1}{|S_T|} \frac{(N_h^\uparrow(\phi, \phi_S) - N_h^\downarrow(\phi, \phi_S))}{(N_h^\uparrow(\phi, \phi_S) + N_h^\downarrow(\phi, \phi_S))}$$

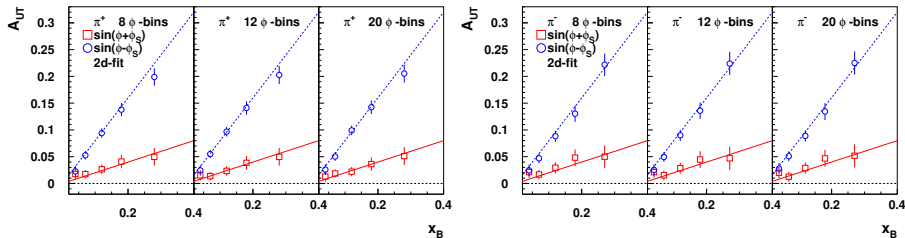
Это распределение фитировалось суммой двух слагаемых, имеющих два типа синусоидальных зависимостей, соответствующих асимметриям Сиверса и Коллинза.

$$A_{UT}^h(\phi, \phi_S) = \frac{B(\langle y \rangle)}{A(\langle x \rangle, \langle y \rangle)} A_{UT}^{\sin(\phi + \phi_S)} \sin(\phi + \phi_S) + A_{UT}^{\sin(\phi - \phi_S)} \sin(\phi - \phi_S)$$

$B(y) \equiv (1 - y)$ ,  $A(x, y) \equiv \frac{y^2}{2} + (1 - y)(1 + R(x, y))/(1 + \gamma(x, y)^2)$ ,  $R(x, y)$  — отношение сечений продольно и поперечно поляризованных виртуальных фотонов с нуклоном,  $\gamma(x, y)^2 \equiv 2Mx/(Ey)$ .

Использование  $A(x, y)$  в указанном виде отлично от вида префактора асимметрии Коллинза, хотя численно отличие от стандартного выражения не велико. В таком подходе предполагалось, что отношение сечений  $R = \sigma_L/\sigma_T$ , известное из изучения процессов ГНР, идентично отношению сечений  $R$  для процессов ПИГНР. Это далеко не очевидно и в последующих работах определение асимметрии Коллинза рассматривалось согласно стандартному выражению.

## Поперечно поляризованная мишень, $ep \rightarrow ehX$



Достоверность извлечения асимметрий Сиверса и Коллинза.

Было проведено моделирование образования адронов в ГНР  $ep \rightarrow ehX$ .

Использовался генератор LEPTO 6.5 совместно с JETSET 7.4 и GEANT 3

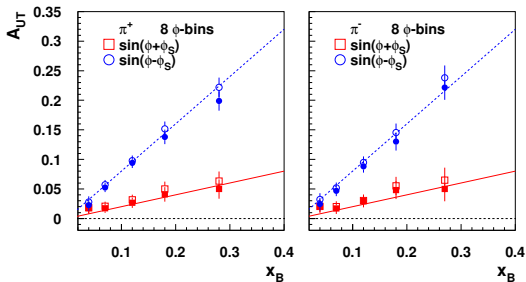
Для каждого события случайным образом выбирается направление поперечной поляризации мишени вверх или вниз и присваивается вес равный  $1 \pm A \cdot x \cdot \sin(\phi + \phi_S) \pm B \cdot x \cdot \sin(\phi - \phi_S)$ .

Знак + (–) соответствует выбору направления поляризации мишени вверх (вниз)

Параметры  $A$  ( $B$ ) определяют амплитуду асимметрии Коллинза (Сиверса).

Выберем значения параметров  $A = 0,2$ ,  $B = 0,8$ . Выберем разбиение азимутальных углов на 8, 12 или 20 ячеек и проведем реконструкцию асимметрий

## Поперечно поляризованная мишень, $e\bar{p} \rightarrow e\bar{h}X$



Неполяризованное сечение имеет зависимость от  $\cos \phi$  и  $\cos 2\phi$ .

Введем зависимость неполяризованного сечения от  $\cos \phi$  изменив вес,  
 $(1 \pm A \cdot x \cdot \sin(\phi + \phi_S) \pm B \cdot x \cdot \sin(\phi - \phi_S)) / (1 + C \cdot \cos \phi)$ .

Возьмем по-прежнему  $A = 0,2$ ,  $B = 0,8$  и очень большую величину  $C = 0,20$ .

Используем разбиение переменных  $\phi$  и  $\phi_S$  на 8 ячеек.

Несмотря на введение очень большой модуляции неполяризованного сечения, результаты реконструкции асимметрий Коллинза и Сиверса практически не изменились.

Рассмотренные примеры показывают, что использование двухмерной азимутальной асимметрии в переменных  $\phi$  и  $\phi_S$  позволяет провести надежную реконструкцию синусоидальных асимметрий, несмотря на модуляцию неполяризованного сечения слагаемыми пропорциональными  $\cos \phi$  и  $\cos 2\phi$ .

## Поперечно поляризованная мишень, $ep \rightarrow ehX$

Следуя заключению о надежности метода извлечения асимметрий, асимметрии Сиверса и Коллинза были извлечены из экспериментальных данных.

В дополнение было проведено фитирование асимметрий  $A_{UT}^h(\phi, \phi_S)$  с учетом дополнительных слагаемых.

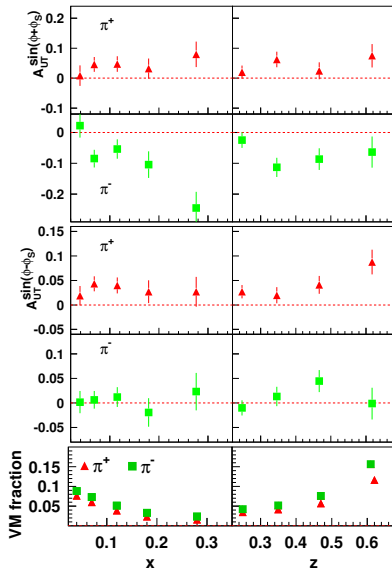
Учитывались возможные дополнительные модуляции сечения слагаемыми, зависящими от  $\sin(3\phi - \phi_S)$ ,  $\sin \phi_S$  и  $\sin(2\phi - \phi_S)$ .

Вклад таких слагаемых оказался пренебрежимо мал, по сравнению с их неопределенностями. При этом изменения значений асимметрий Сиверса и Коллинза были также пренебрежимо малы.

Наибольший вклад в величину систематической неопределенности извлеченных асимметрий вносила неопределенность в измерении величины поляризации мишени, которая приводит к общей нормировочной неопределённости 8 %.

Величины систематических неопределенностей от других источников (эффекты акцептанса, смиринга кинематических переменных, радиационных эффектов КЭД) оценивались моделированием эксперимента и оказались пренебрежимо малы по сравнению со статистическими неопределённостями.

# Поперечно поляризованная мишень, $e p \rightarrow e h X$





## Поперечно поляризованная мишень, $ep \rightarrow ehX$

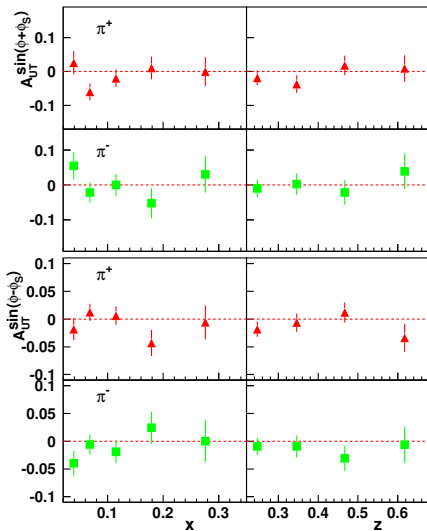
Возможности симуляции извлеченных ненулевых асимметрий какими-либо причинами, не связанными с поляризацией мишени, была проверена обычной методикой рандомизации направления поляризации мишени.

Для каждого экспериментально зарегистрированного события, вместо истинного направления поляризации мишени этому событию приписывалось направление поляризации выбранное случайным образом. После этого повторялось вычисление  $A_{UT}^h(\phi, \phi_S)$  и извлекались псевдоасимметрии Коллинза и Сиверса.

Использовалась та же выборка событий, что и для вычисления асимметрий.

Значения всех псевдоасимметрий находятся, в основном, в пределах одного стандартного отклонения от нуля. Это позволяет сделать заключение, что наблюдаемые ненулевые асимметрии Коллинза и Сиверса связаны с поляризацией мишени.

# Поперечно поляризованная мишень, $e p \rightarrow e h X$



## Поперечно поляризованная мишень, $ep \rightarrow ehX$

Усреднённое значение асимметрии Коллинза для  $\pi^+$  мезонов  $0,021 \pm 0,007$ (стат.)  
Для  $\pi^-$  мезонов отрицательно и составляет величину  $-0,038 \pm 0,008$ (стат.).

Наблюдаемое различие по знаку асимметрии ожидалось в предположении, что ФР трансвёрсити ведет себя аналогично ФР спиральности, т. е.  $h_1^u(g_1^u)$  положительно а  $h_1^d(g_1^d)$  отрицательно и меньше по абсолютной величине, что предсказывалось в некоторых моделях (Barone:2001sp).

Измерения однако показывают, что абсолютное значение асимметрии для  $\pi^-$  мезона по крайней мере такого же порядка величины, как и для  $\pi^+$  мезона. При больших значениях  $x$ , где доминирует вклад валентных кварков, абсолютное значение асимметрии для  $\pi^-$  мезона существенно превышает абсолютное значение асимметрии для  $\pi^+$  мезона.

Большие отрицательные значения асимметрии для  $\pi^-$  мезона не ожидалось, поскольку предполагалось, что  $|h_1^d| < |h_1^u|$  по аналогии с известным из экспериментальных данных неравенством  $|g_1^d| < |g_1^u|$ . В работах (Efremov:2003eq, Schweitzer:2003yr) абсолютное значение асимметрии для  $\pi^-$  мезона предсказывалось почти в два раза меньше, чем для  $\pi^+$  мезона.

Одним из объяснений больших отрицательных значений азимутальных асимметрий для  $\pi^-$  мезона могло бы быть существенная величина абсолютного значения подавленной ФФ Коллинза (описывающей, например, фрагментацию  $u$  кварка в  $\pi^-$  мезон), но с противоположным знаком по отношению к лидирующей ФФ Коллинза.

$$H_1^{\perp, unfav} \simeq -H_1^{\perp, fav}$$

## Поперечно поляризованная мишень, $ep \rightarrow ehX$

Средняя величина асимметрии Сиверса для  $\pi^+$  мезонов отлична от нуля и положительна,  $0,017 \pm 0,004$ (стат.). Это измерение являлось первым доказательством существования  $T$ -нечётной функции распределения партонов.

Для  $\pi^-$  мезонов, измеренная величина асимметрии сопоставима с нулём,  $0,002 \pm 0,005$ (стат.).

Поскольку асимметрия для  $\pi^+$  мезонов определяется главным образом вкладами  $u$  кварков, то её положительное значение, принимая во внимание определение азимутальных углов, используемое в данном анализе, предполагает отрицательную величину функции Сиверса для этого кварка.

Изучение малой выборки событий эксклюзивного образования  $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  мезонов, в которых оба  $\pi$  мезона были зарегистрированы, привело к выводу, что асимметрия Сиверса для таких  $\pi^+$  мезонов также положительна. Отметим, что асимметрия Коллинза для таких  $\pi^+$  мезонов сопоставима с нулём.

Вследствие этого, асимметрия Сиверса, определённая для полного набора данных, должна интерпретироваться с осторожностью.

## Поперечно поляризованная мишень, $ep \rightarrow ehX$

Первые экспериментальные данные о наблюдении ненулевых значений асимметрий Сиверса и Коллинза для заряженных пионов, образованных в ПИГНР неполяризованных электронах на поперечно поляризованной водородной мишени, были основаны на малой статистике событий, составляющей около 10 % от полной выборки событий, накопленной в течении 2002–2005 годов

Полное число накопленных событий ГНР в этот период времени составляет около 8,76 миллионов. Средняя величина поперечной поляризации протонов составляла величину равную  $0,725 \pm 0,053$ . События ГНР отбирались согласно следующим критериям:  $W^2 > 10 \text{ ГэВ}^2$ ,  $0,023 < x < 0,4$ ,  $0,1 < y < 0,85$ ,  $Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$ .

В первоначальном анализе данных, полученных на поперечно поляризованных протонах, изучались асимметрии Сиверса и Коллинза только для заряженных пионов. В полном анализе изучались также асимметрии для нейтральных пионов и заряженных каонов.

Сечение полуинклюзивного образования адронов при рассеянии неполяризованного пучка лептонов на поперечно поляризованной мишени содержит пять различных типов синусоидальных модуляций спин-зависимого сечения.

Оценка этих различных вкладов производилась одновременно. Статистика событий, содержащих  $K^-$  мезон, была достаточно мала поэтому использовался метод максимального правдоподобия.

Данные были разделены на несколько ячеек по каждой из переменных  $x$ ,  $z$  и  $P_{h\perp}$ . При оценке асимметрий учитывался также вклад шестого слагаемого  $\sin(2\phi + \phi_S)$ , которое возникает из-за продольной компоненты спина мишени по отношению к направлению виртуального фотона, когда в эксперименте мишень поляризована перпендикулярно к направлению пучка электронов.

## Поперечно поляризованная мишень, $ep \rightarrow e\pi X$

Доля пионов (каонов) происходящих от распадов эксклюзивных ВМ, оценка которой была получена с помощью программы RUTHIA 6 составляет 6–7 % (2–3 %). Для пионов подавляющий вклад происходит от распадов  $\rho^0$  мезонов.

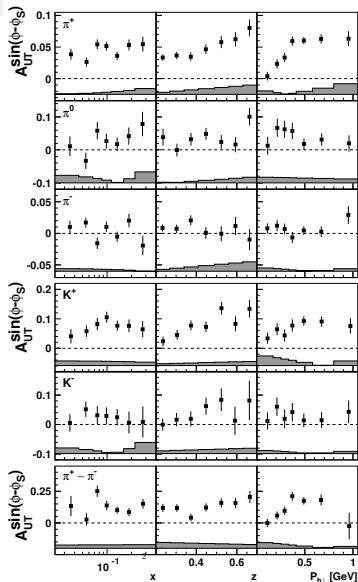
Можно определить величину, для которой вклады  $\pi$  мезонов от распадов эксклюзивных  $\rho^0$  мезонов сокращаются

$$A_{UT}^{\pi^+ - \pi^-}(\phi, \phi_S) \equiv \frac{1}{|S_T|} \frac{(\sigma_{U\uparrow}^{\pi^+} - \sigma_{U\uparrow}^{\pi^-}) - (\sigma_{U\downarrow}^{\pi^+} - \sigma_{U\downarrow}^{\pi^-})}{(\sigma_{U\uparrow}^{\pi^+} - \sigma_{U\uparrow}^{\pi^-}) + (\sigma_{U\downarrow}^{\pi^+} - \sigma_{U\downarrow}^{\pi^-})}$$

Это пионная разностная асимметрия, т. е. асимметрия в разности сечений  $\pi^+$  и  $\pi^-$  мезонов для противоположных  $\uparrow, \downarrow$  направлений спина мишени.

Такая асимметрия, кроме того, позволяет выделить функции Сиверса для валентных кварков. Требование изотопической и зарядовой симметрии для пионных фрагментационных функций приводит к заключению, что пионная разностная асимметрия происходит, главным образом, из-за различия функций Сиверса для валентных  $d$ - и  $u$ -кварков,  $(f_{1T}^{\perp, d\nu} - 4f_{1T}^{\perp, u\nu})$ .

# Поперечно поляризованная мишень, $ep \rightarrow ehX$



Значения асимметрий положительны и растут с ростом  $z$ , за исключением асимметрии для  $\pi^-$  мезонов, для которых они сопоставимы с нулём. Для случая  $\pi^+$  и  $K^+$  асимметрий, а также для разностной пионной асимметрии, экспериментальные данные дают указания их выхода на плато при  $P_{h\perp} \gtrsim 0,4$  ГэВ. Кроме того, данные сопоставимы с линейным падением асимметрии при  $P_{h\perp}$  стремящемся к нулю.

## Поперечно поляризованная мишень, $ep \rightarrow ehX$

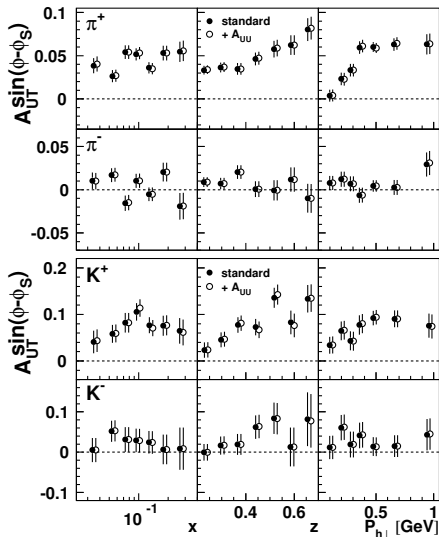
Сечение полуинклюзивного образования адронов содержит два слагаемых зависящих от  $\cos \phi$  и  $\cos 2\phi$ , однако при извлечении асимметрий Сиверса этими слагаемыми пренебреглось и они не включались в процедуру фитирования.

Величины асимметрий  $A_{UU}^{\cos \phi}$  и  $A_{UU}^{\cos 2\phi}$  извлекались в отдельном анализе полуинклюзивного образования адронов при рассеянии неполяризованных электронов на неполяризованной мишени (Giordano:2009hi, Airapetian:2012yg).

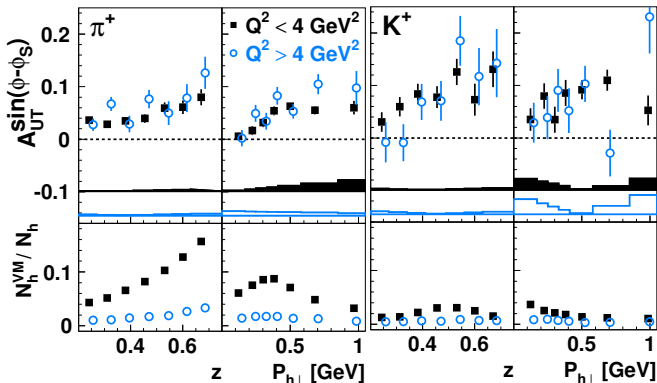
Для оценки влияния этих гармоник на представленные результаты, процедура извлечения асимметрий Сиверса была проведена повторно, при этом параметризованные оценки асимметрий  $A_{UU}^{\cos \phi}$  и  $A_{UU}^{\cos 2\phi}$  (Giordano:2009hi) учитывались в сечении неполяризованного рассеяния.



# Поперечно поляризованная мишень, $ep \rightarrow e h X$



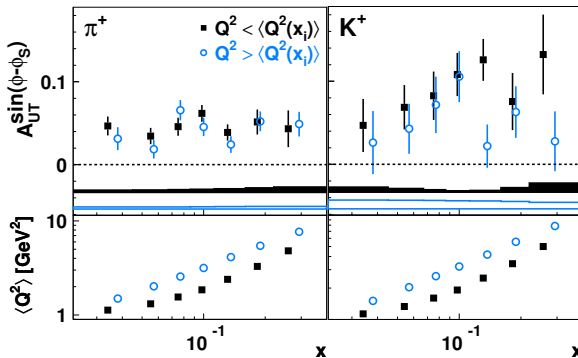
# Поперечно поляризованная мишень, $e p \rightarrow e h X$



Для того чтобы изучить влияние вкладов от распадов векторных мезонов и других возможных вкладов, подавленных фактором  $1/Q^2$ , были проведены некоторые дальнейшие тесты.

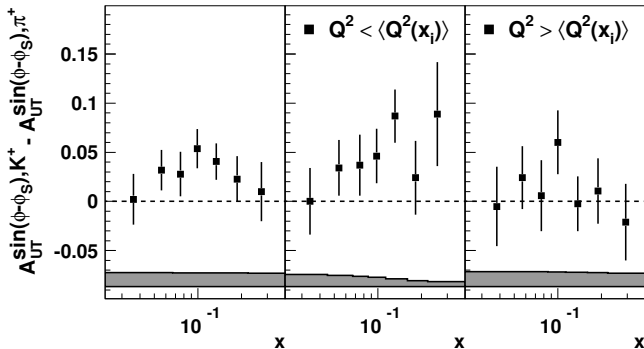
Увеличение нижнего предела  $Q^2$  до  $4 \text{ ГэВ}^2$  отбрасывает большую часть вкладов от векторных мезонов.

Как можно видеть, доля вклада от распадов векторных мезонов не оказывает сильного влияния на величину асимметрии.



Каждая ячейка разделена на две подобласти по  $Q^2$ , лежащие выше и ниже  $\langle Q^2(x_i) \rangle$  для данной ячейки  $i$ . Средние значения  $\langle Q^2 \rangle$  для этих двух подобластей различаются примерно фактором 1,7. В то же время величины асимметрий не проявляют поведения сопоставимого с подавлением фактором  $1/Q^2$ . Однако, в то время как асимметрии для  $\pi^+$  мезонов для двух подобластей полностью сопоставимы, наблюдается указание на то, что асимметрии для  $K^+$  мезонов в области больших  $Q^2$  систематически ниже асимметрий в области малых  $Q^2$ .

# Поперечно поляризованная мишень, $e p \rightarrow e h X$

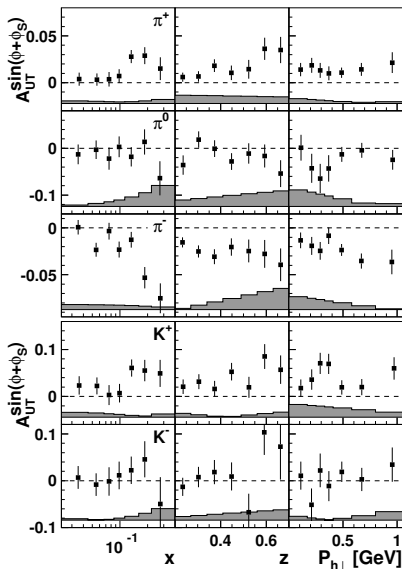


Разность асимметрий для  $K^+$  и  $\pi^+$  мезонов  $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), K^+} - A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), \pi^+}$  в зависимости от переменной  $x$  для области всех значений  $Q^2$ , а также отдельно для областей малых и больших  $Q^2$

На основе предположения  $u$ -кварк доминантности, можно было бы ожидать, что асимметрии для  $\pi^+$  и  $K^+$  мезонов должны быть одного порядка.

Наблюдаемое различие этих асимметрий может указывать на значимую роль других кварковых ароматов, например, на роль морских кварков. Эффекты высших твистов в процессах образования каонов также могли бы привести к наблюдаемому различию асимметрий.

# Поперечно поляризованная мишень, $e p \rightarrow e h X$



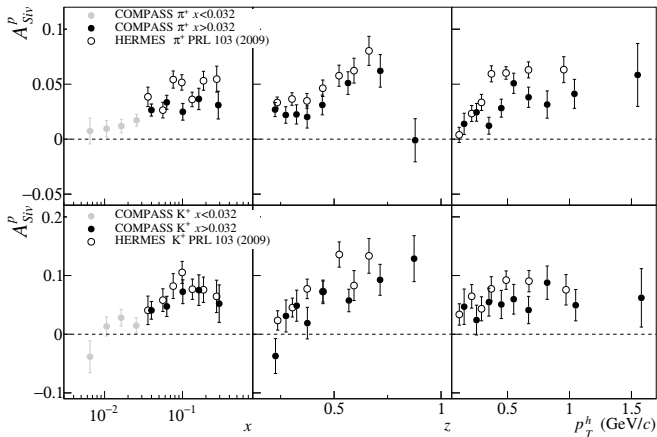
Важная особенность результатов — асимметрии растут с ростом переменной  $x$ . Это наблюдение согласуется с предположением, что ФР трансверсити связана главным образом с валентными кварками. Ненулевое значение трансверсити, переносимое морскими кварками, нельзя исключить, однако ожидается, что оно не может быть большим поскольку не может возникнуть в процессе расщепления глюона в кварк-антикварковую пару.

Асимметрии растут также с ростом переменной  $z$ , что находится в качественном согласии с результатами измерения ФФ Коллинза в  $e^+e^-$  экспериментах, Belle (Abe:2005zx, Seidl:2008xc), BaBar (TheBABAR:2013yha, Aubert:2015hha) и BESIII (Ablikim:2015pta).

Асимметрия для  $\pi^-$  мезонов имеет противоположный знак по отношению к асимметрии для  $\pi^+$  мезонов и больше её по абсолютному значению. Возможным объяснением такого поведения асимметрий является доминантность  $u$ -кварков при рассеянии электронов на протонах и существенная величина подавленной (т. е. описывающей, например, фрагментацию  $u$  кварка в  $\pi^-$  мезон) ФФ Коллинза, но с противоположным знаком по отношению к предпочтительной ФФ Коллинза. Такое объяснение уже приводилось для предварительных данных.

## Краткий обзор новостей Сиверс/Коллинз

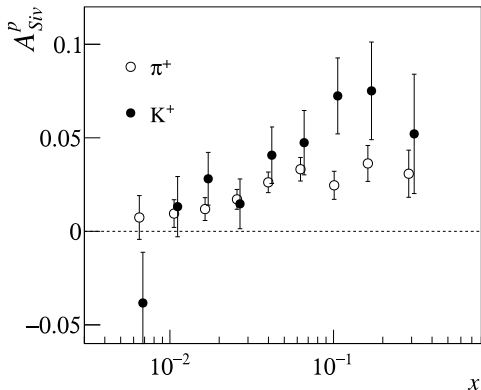
В эксперименте КОМПАСС измерены асимметрии Сиверса для заряженных пионов, заряженных и нейтральных каонов, образованных на поперечно поляризованных протонах (Adolph:2014zba).



Асимметрия в эксперименте HERMES систематически больше асимметрии в эксперименте КОМПАСС. По-видимому связано с  $Q^2$ -эволюцией функции Сиверса.

## Краткий обзор новостей Сиверс/Коллинз

Сравнение асимметрий Сиверса для положительных пионов и каонов. Данные эксперимента КОМПАСС подтверждают раннее наблюдение эксперимента ГЕРМЕС о том, что асимметрия для  $K^+$  мезона больше, чем асимметрия для  $\pi^+$  мезона. Это, возможно, свидетельствует о значимой роли морских кварков





Получены первые свидетельства о выполнении соотношения

$$f_{1T}^{\perp, \text{ПИГНР}}(x, k_T^2) = -f_{1T}^{\perp, \text{ДЯ}/W^{\pm}/Z^0}(x, k_T^2)$$

В эксперименте STAR, на коллайдере RHIC, проведены измерения односпиновой асимметрии  $A_N$  при образовании  $W^{\pm}$  и  $Z^0$  бозонов в поперечно поляризованных протон-протонных соударениях при энергии  $\sqrt{s} = 500$  ГэВ (Adamczyk:2015gjk).

Сравнение зависимости измеренной асимметрии  $A_N$  от быстроты  $W$  бозона,  $y^W$ , с предсказанием (Kang:2009bp), основанным на использовании в качестве функции Сиверса результатов фитирования данных об асимметрии Сиверса из экспериментов ГЕРМЕС и КОМПАСС (Anselmino:2008sga), привело к заключению, что экспериментальные данные благоприятствуют варианту со сменой знака функции Сиверса при переходе от процесса ПИГНР к процессу ДЯ.

Недостаток представленного результата состоит в том факте, что величина масштаба жесткого подпроцесса при рождении  $W$  бозона много больше величин  $Q^2$ , при которых измерялись асимметрии Сиверса в процессах ПИГНР, однако эволюция партонных распределений (Anselmino:2008sga) не была сделана.

## Краткий обзор новостей Сиверс/Коллинз

Более предпочтительными представляются исследования, проводимые в эксперименте КОМПАСС (Adolph:2016dvl, Aghasyan:2017jop).

Эксперимент КОМПАСС имеет возможность изучения односпиновых асимметрий с поперечно поляризованной мишенью как в ПИГНР, так и в ДЯ процессах при сравнимых величинах  $Q^2$ , используя в первом случае пучок мюонов и пучок пионов во втором случае.

Асимметрии Сиверса в ПИГНР, для четырех областей  $Q^2$ , сравнимых с будущей реконструкцией асимметрий в ДЯ процессах, уже измерены с хорошей точностью (Adolph:2016dvl). Данные для измерения ДЯ процесса были получены в сеансе 2015 года, где использовались пучок  $\pi^-$  мезонов с импульсом 190 ГэВ и поперечно поляризованная мишень  $NH_3$ . Результаты анализа этих данных были представлены в работе (Aghasyan:2017jop). Для измерения асимметрии Сиверса использовалась область масс димюонов  $4,3 < M_{\mu\mu} < 8,5$  ГэВ.

Центральное значение измеренной асимметрии положительно, но отлично от нуля только на одно стандартное отклонение. Теоретические оценки асимметрии в ДЯ процессе были получены (Anselmino:2016uie, Echevarria:2014xaa, Sun:2013hua) на основе результатов измерений в экспериментах ГЕРМЕС и КОМПАСС. При этом использовались различные предположения о возможных схемах  $Q^2$ -эволюции функции Сиверса. Положительный знак этих оценок был получен только при гипотезе о различных знаках функции Сиверса в этих процессах. К сожалению, достигнутая точность измерений не позволила пока сделать определенное заключение о выполнении соотношения.

# Асимметрия в $ep^{\uparrow} \rightarrow e'h_1h_2X$

Асимметрия Коллинза ( $ep^{\uparrow} \rightarrow e'hX$ )  $\rightarrow h_1^q$

Асимметрия в ( $ep^{\uparrow} \rightarrow e'h_1h_2X$ )  $\rightarrow h_1^q$  (Efremov:1992pe, Collins:1993kq)

Поперечный спин фрагментирующего кварка передается относительному орбитальному моменту адронной пары.

Вследствие этого, данный механизм не чувствителен к поперечному импульсу адронной пары.

Первый подробный теоретический анализ (Jaffe:1997hf).

Полная теория и представление сечения в терминах ФР кварков и двухадронных ФФ в работе (Bianconi:1999cd) на уровне лидирующего твиста и в работе (Bacchetta:2003vn) вплоть до твиста 3.

# Модель Джаффе, $ep \uparrow \rightarrow e' h_1 h_2 X$

Основой метода является интерференция между s- и p-волнами двух-мезонной системы в области  $\rho$  мезона (для  $\pi\pi$  пары).

Такая интерференция позволяет передать информацию о поляризации кварка посредством  $(\vec{P}_{\pi^+} \times \vec{P}_{\pi^-}) \cdot \vec{S}_{\perp}$

Важным ингредиентом модели является наличие взаимодействия в конечном состоянии двух пионов.

Взаимодействия в конечном состоянии пары пионов известны из фазовых сдвигов  $\pi\pi$  рассеяния.

$$\frac{d^5 \sigma_{UT}}{dx dy dz dM_{\pi\pi}^2 d\phi} = -\frac{\pi}{2} \frac{e^4}{32\pi^3 Q^2 M_{\pi\pi}} \frac{1-y}{y} \sqrt{6} \cos \phi \times$$
$$\times \sin \delta_0 \sin \delta_1 \sin(\delta_0 - \delta_1) \sum_a e_a^2 h_1^a(x) \delta \hat{q}_1^a(z). \quad (2)$$

$\delta \hat{q}_1^a(z)$  — интерференционная фрагментационная функция,

$\delta_{0(1)}$  — фазовые сдвиги  $\pi\pi$  рассеяния.

# Модель Джаффе, $ep^{\uparrow} \rightarrow e'h_1h_2X$

Азимутальный угол  $\phi$  определен как угол между вектором нормали к плоскости, образованной векторами импульсов двух пионов, и вектором поляризации  $\vec{S}_{\perp}$  нуклона,  $\cos \phi = \frac{P_{\pi^+} \times P_{\pi^-} \cdot \vec{S}_{\perp}}{|P_{\pi^+} \times P_{\pi^-}| |\vec{S}_{\perp}|}$ .

Соответствующая асимметрия:

$$A_{UT} \equiv \frac{d\sigma_{UT}(\phi) - d\sigma_{UT}(\phi + \pi)}{d\sigma_{UT}(\phi) + d\sigma_{UT}(\phi + \pi)} = -\frac{\pi}{4} \frac{\sqrt{6}(1-y)}{1+(1-y)^2} \cos \phi \sin \delta_0 \sin \delta_1 \sin(\delta_0 - \delta_1) \times$$

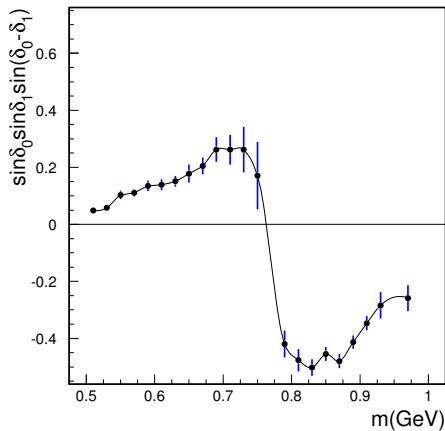
$$\times \frac{\sum_a e_a^2 h_1^a(x) \delta \hat{q}_1^a(z)}{\sum_a e_a^2 q_a(x) [\sin^2 \delta_0 \hat{q}_0^a(z) + \sin^2 \delta_1 \hat{q}_1^a(z)]}$$

$\hat{q}_0$  и  $\hat{q}_1$  — спин-усредненные ФФ для резонансов  $\sigma$  и  $\rho$

$\sigma$  резонанс — пары пионов в окрестности  $\rho$ , находящиеся в  $s$ -волне.

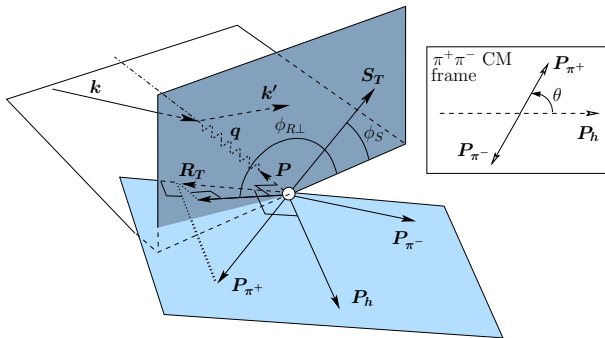
Асимметрия пропорциональна фактору  $\sin \delta_0 \sin \delta_1 \sin(\delta_0 - \delta_1)$

# Модель Джаффе, $e\rho^{\uparrow} \rightarrow e'h_1h_2X$



Яркое предсказание модели — смена знака асимметрии в области массы  $\rho$  мезона

# Сечение $ep^{\uparrow} \rightarrow e'h_1h_2X$



$$R_T = R - (R \cdot \hat{P}_h)\hat{P}_h, \quad R \equiv (P_{\pi^+} - P_{\pi^-})/2, \quad P_h \equiv P_{\pi^+} + P_{\pi^-}, \quad \hat{P}_h \equiv P_h/|P_h|.$$

$R_T$  является компонентой импульса  $P_{\pi^+}$  ортогональной к  $P_h$

$\phi_{R\perp}$  — азимутальный угол вектора  $R_T$  вокруг направления виртуального фотона.

Азимутальный угол  $\phi_S$  компоненты спина мишени,  $S_T$ , поперечной к импульсу виртуального фотона  $q$  и к импульсу нуклона мишени  $P$ .

В явном виде, переменные выражаются следующим образом:

$$\phi_{R\perp} = \frac{(\mathbf{q} \times \mathbf{k}) \cdot \mathbf{R}_T}{|(\mathbf{q} \times \mathbf{k}) \cdot \mathbf{R}_T|} \arccos \frac{(\mathbf{q} \times \mathbf{k}) \cdot (\mathbf{q} \times \mathbf{R}_T)}{|\mathbf{q} \times \mathbf{k}| |\mathbf{q} \times \mathbf{R}_T|}, \quad \phi_S = \frac{(\mathbf{q} \times \mathbf{k}) \cdot \mathbf{S}_T}{|(\mathbf{q} \times \mathbf{k}) \cdot \mathbf{S}_T|} \arccos \frac{(\mathbf{q} \times \mathbf{k}) \cdot (\mathbf{q} \times \mathbf{S}_T)}{|\mathbf{q} \times \mathbf{k}| |\mathbf{q} \times \mathbf{S}_T|}$$

# Сечение $ep^\uparrow \rightarrow e'h_1h_2X$

Сечение проинтегрированное по поперечному импульсу  $P_{h\perp}$  пар,

$$\frac{d^7\sigma_{UU}}{dx dy dz d\phi_S d\phi_{R\perp} d\cos\theta dM_{\pi\pi}} = \sum_q \frac{\alpha^2 e_q^2}{2\pi sxy^2} (1-y + \frac{y^2}{2}) f_1^q(x) D_{1,q}(z, M_{\pi\pi}, \cos\theta)$$

$D_{1,q}$  — двухдронная ФФ

Поляризованная часть рассеяния неполяризованного пучка на поперечно поляризованных нуклонах:

$$\begin{aligned} & \frac{d^7\sigma_{UT}}{dx dy dz d\phi_S d\phi_{R\perp} d\cos\theta dM_{\pi\pi}} = \\ & = -|S_T| \sum_q \frac{\alpha^2 e_q^2}{2\pi sxy^2} (1-y) \frac{1}{2} \sqrt{1 - 4 \frac{M_{\pi\pi}^2}{M_{\pi\pi}^2}} \sin(\phi_{R\perp} + \phi_S) \sin\theta h_1^q(x) H_{1,q}^{\triangleleft}(z, M_{\pi\pi}, \cos\theta) \end{aligned}$$

$S_T$  — компонента спина мишени  $S$  перпендикулярная к направлению виртуального фотона.



## Сечение $ep^{\uparrow} \rightarrow e'h_1h_2X$

Обе двухдронные фрагментационные функции,  $D_{1,q}$  и  $H_{1,q}^{\triangleleft}$ , можно представить в виде разложения по полиномам Лежандра

$$D_{1,q}(z, M_{\pi\pi}, \cos \theta) \simeq D_{1,q}(z, M_{\pi\pi}) + D_{1,q}^{sp}(z, M_{\pi\pi}) \cos \theta + D_{1,q}^{pp}(z, M_{\pi\pi}) \frac{1}{4}(3 \cos^2 \theta - 1)$$

$$H_{1,q}^{\triangleleft}(z, M_{\pi\pi}, \cos \theta) \simeq H_{1,q}^{\triangleleft,sp}(z, M_{\pi\pi}) + H_{1,q}^{\triangleleft,pp}(z, M_{\pi\pi}) \cos \theta$$

Разложение в ряд ограничено вкладами только  $s$ - и  $p$ -волн. Предполагается, что в области инвариантных масс  $M_{\pi\pi} < 1,5$  ГэВ такое ограничение является достаточно хорошим приближением. Функция  $D_{1,q}(z, M_{\pi\pi})$  содержит вклады от  $s$ - и  $p$ -волн, но не от их интерференции.

$$D_{1,q}(z, M_{\pi\pi}) = \frac{1}{4}D_{1,q}^s(z, M_{\pi\pi}) + \frac{3}{4}D_{1,q}^p(z, M_{\pi\pi})$$

$D_{1,q}^s$  и  $D_{1,q}^p$  содержат вклады только  $s$ - и  $p$ -волн соответственно.

$D_{1,q}^{sp}(z, M_{\pi\pi})$  и  $H_{1,q}^{\triangleleft,sp}(z, M_{\pi\pi})$  зависят от интерференции  $s$ - и  $p$ -волн.

$D_{1,q}^{pp}(z, M_{\pi\pi})$  и  $H_{1,q}^{\triangleleft,pp}(z, M_{\pi\pi})$  зависят от интерференции двух  $p$ -волн.

# Асимметрия, $ep^{\uparrow} \rightarrow e'h_1h_2X$

Поиск корреляции между поперечной поляризацией мишени и азимутальной ориентацией плоскости, содержащей импульсы двух адронов.

Такая корреляция может быть вызвана в результате взаимодействия ФР трансверсити и двухадронной ФФ.

Количественно данная корреляция должна проявляться в ненулевой асимметрии (здесь сечения проинтегрированы по поперечному импульсу  $P_{h\perp}$ )

$$A_{UT}^{\sin(\phi_{R\perp} + \phi_S) \sin \theta} \equiv \frac{2}{|S_T|} \frac{\int d\cos \theta d\phi_{R\perp} d\phi_S \sin(\phi_{R\perp} + \phi_S) d\sigma_{UT}^7 / \sin \theta}{\int d\cos \theta d\phi_{R\perp} d\phi_S d\sigma_{UU}^7}$$

Или

$$A_{UT}^{\sin(\phi_{R\perp} + \phi_S) \sin \theta} = -\frac{(1-y)}{(1-y + \frac{y^2}{2})} \frac{1}{2} \sqrt{1 - 4 \frac{M_\pi^2}{M_{\pi\pi}^2}} \frac{\sum_q e_q^2 h_1^q(x) H_{1,q}^{\triangleleft, sp}(z, M_{\pi\pi})}{\sum_q e_q^2 f_1^q(x) D_{1,q}(z, M_{\pi\pi})}$$

Существование ненулевой асимметрии такого вида предполагало бы еще один метод измерения ФР трансверсити.

Анализ основан на данных, полученных в 2002–2005 годах.

Продольно поляризованный пучок электронов (направление поляризации изменялось через каждые несколько месяцев) и поперечно поляризованная водородная мишень,  $P_T = 0,74 \pm 0,06$ .

Отбор событий: по крайней мере два пиона различного знака заряда  $|P_{\pi}| > 1 \text{ GeV}$ ,  $W^2 > 10 \text{ ГэВ}^2$ ,  $0,1 < y < 0,85$ ,  $Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$ .

Добавочно требовалось условие на величину недостающей массы  $M_X > 2 \text{ ГэВ}$ .  
Позволяло минимизировать вклад событий эксклюзивного образования пары пионов.

Результаты получены посредством измерения односпиновой асимметрии

$$A_{U\perp}(x, z, M_{\pi\pi}, \phi_{R\perp}, \phi_S, \theta) \equiv \frac{1}{|S_{\perp}|} \frac{N^{\uparrow} - N^{\downarrow}}{N^{\uparrow} + N^{\downarrow}}$$

$N^{\uparrow(\downarrow)}$  — число зарегистрированных пар  $\pi^+\pi^-$  мезонов, нормированных на величину интегральной светимости

Асимметрия была вычислена в зависимости от  $x, z, M_{\pi\pi}, \phi_{R\perp}, \phi_S$  и  $\theta$

Для каждого интервала по одной из переменных  $x, z, M_{\pi\pi}$  асимметрия  $A_{U\perp}(x, z, M_{\pi\pi}, \phi_{R\perp}, \phi_S, \theta)$  аппроксимировалась функцией двух переменных  $(\phi_{R\perp} + \phi_S)$  и  $\theta' \equiv ||\theta - \pi/2| - \pi/2|$ :

$$A_{U\perp}(\phi_{R\perp} + \phi_S, \theta') = \sin(\phi_{R\perp} + \phi_S) \frac{a \cdot \sin \theta'}{1 + b \frac{1}{4} (3 \cos^2 \theta' - 1)}$$

$a \equiv A_{U\perp}^{\sin(\phi_{R\perp} + \phi_S) \sin \theta}$  — свободный параметр (соответствует  $A_{UT}^{\sin(\phi_{R\perp} + \phi_S) \sin \theta}$ ).

Величина коэффициента  $b = D_{1,q}^{PP}(z, M_{\pi\pi}) / D_{1,q}(z, M_{\pi\pi})$  неизвестна и варьировалась так, чтобы изучить влияние неизвестного вклада функции  $D_{1,q}^{PP}$  к усредненному по поляризации мишени двухдронному сечению.

Функция выбрана в виде зависящим от  $\theta'$ . Такой выбор соответствует симметризации по отношению к  $\theta = \pi/2$ . В результате такой симметризации, вклады функций  $D_{1,q}^{SP}$  и  $H_{1,q}^{<,PP}$  к величине  $A_{U\perp}$  выпадают.

Величина извлеченного параметра  $a$  зависит от выбранной величины параметра  $b$ . Это приводит к систематической неопределённости параметра  $a$ . Определена изучением чувствительности параметра  $a$  к вариациям в величине  $b$ .

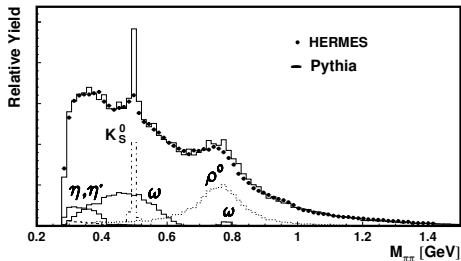
# ГЕРМЕС, $ep^{\uparrow} \rightarrow e'h_1h_2X$

Параметр  $b$  варьировался в пределах условий положительности tiny (Bacchetta:2002ux)

$$-\frac{3D_{1,q}^p(z, M_{\pi\pi})}{2D_{1,q}(z, M_{\pi\pi})} \leq b \leq \frac{3D_{1,q}^p(z, M_{\pi\pi})}{D_{1,q}(z, M_{\pi\pi})}$$

$D_{1,q}^p(z, M_{\pi\pi})$  —  $p$ -волновая компонента ФФ  $D_{1,q}(z, M_{\pi\pi})$

Величина компоненты оценивалась моделированием (PYTHIA6)



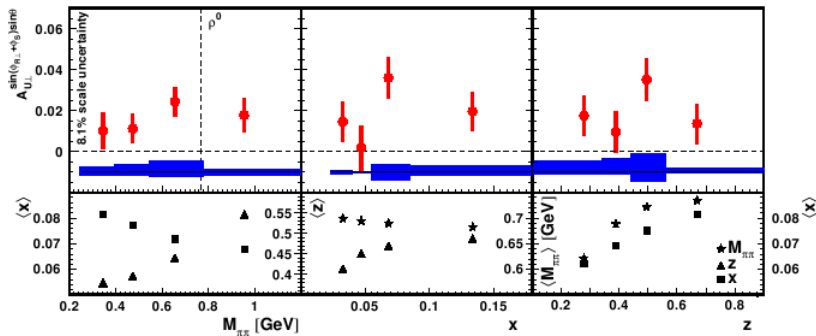
Подсчитывались пары  $\pi^+\pi^-$ , образованные по различным каналам.

Пары от распадов  $\rho$  и  $\omega$  рассматривались как пары в  $p$ -волне.

Остальные пары рассматривались как пары в  $s$ -волне.

Варьирование оценки на 20 % не приводило к значительному изменению систематической неопределённости параметра  $a$ .

# ГЕРМЕС, $ep^{\uparrow} \rightarrow e' h_1 h_2 X$



Асимметрия положительна во всей области изменения трех переменных.

Асимметрия усреднена по  $P_{h\perp}$   $\longrightarrow A \propto h_1^q \cdot H_{1,q}^{\langle,sp}$

Величина асимметрии усредненная по экспериментальному акцептансу

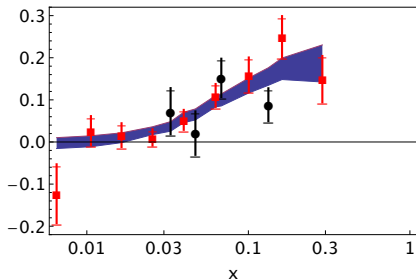
$$A_{U,\perp}^{\sin(\phi_{R\perp} + \phi_S) \sin \theta} = 0,018 \pm 0,005_{\text{stat.}} \pm 0,002_{\text{b-scan.}}$$

Общая нормировочная неопределённость 8,1 %

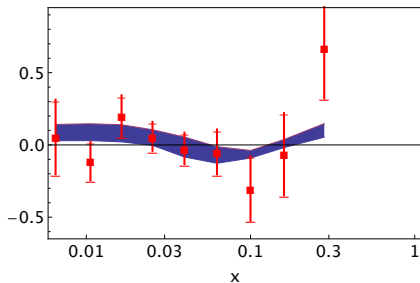
$\langle x \rangle = 0,07$ ,  $\langle y \rangle = 0,64$ ,  $\langle Q^2 \rangle = 2,35 \text{ ГэВ}^2$ ,  $\langle z \rangle = 0,43$ ,  $\langle |P_{h\perp}| \rangle = 0,42 \text{ ГэВ}$ .

$ep^{\uparrow} \rightarrow e' h_1 h_2 X$

$$x h_1^{u_v}(x) - \frac{x}{4} h_1^{d_v}(x)$$



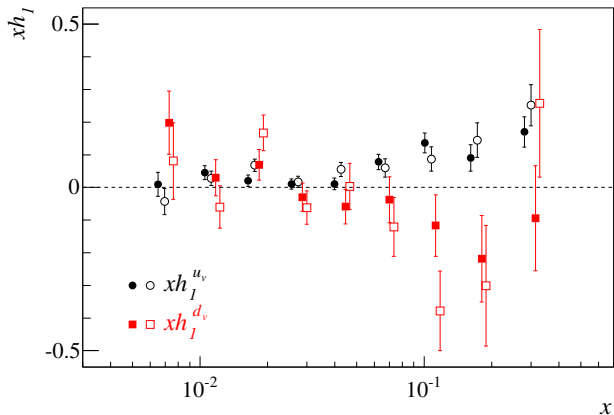
$$x h_1^{u_v}(x) + x h_1^{d_v}(x)$$



HERMES — кружочки

COMPASS — квадратики

(Radici:2015mwa)



Трансверсити  $xh_1(x)$  для валентных  $u$  (кружочки) и  $d$  (квадратики)

Незакрашенные маркеры –  $xh_1(x)$  из 2-адронных асимметрий

Закрашенные маркеры –  $xh_1(x)$  из асимметрий Коллинза

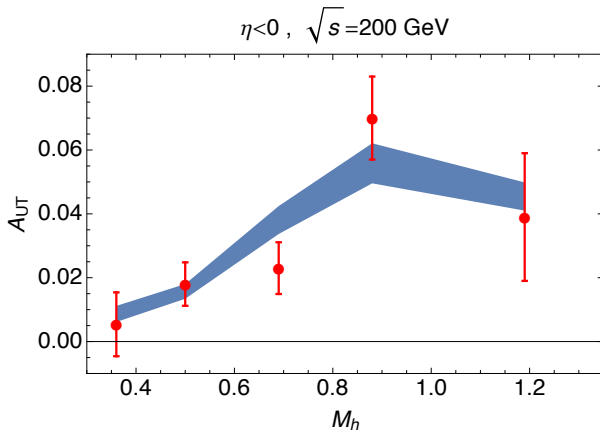
(Martin:2014wua)



# Трансверсити, STAR $\sqrt{s} = 200$ ГэВ, $ep^\uparrow \rightarrow e'h_1h_2X$

$$A_{UT} \quad p^\uparrow + p \rightarrow \pi^+\pi^-X \quad (\text{Adamczyk:2015hri})$$

Belle, HERMES, COMPASS  $\rightarrow$  STAR



Закрашенная полоса — предсказание асимметрии (Radici:2016lam).

Универсальность новых ФР и ФФ для описания различных процессов

## Заключение к $ep^\uparrow \rightarrow e'h_1h_2X$

В эксперименте ГЕРМЕС было впервые показано, что асимметрия  $A_{UT}^{\sin(\phi_{R\perp} + \phi_S) \sin \theta}$ , измеренная в  $ep^\uparrow \rightarrow e'h_1h_2X$ , отлична от нуля.

→ Двухдронная ФФ  $H_{1,q}^{\langle}$  и в частности  $H_{1,q}^{\langle,sp}$  отлична от нуля.

Асимметрия  $> 0$  во всей области масс  $\pi^+\pi^-$  пары. Противоречит модели (Jaffe:1997hf) о смене знака в области  $p^0$ . Подтверждено измерениями КОМПАСС

→ Измерение  $h_1^q$  дополнительным независимым методом. Метод не требует введения ФР, зависящих от поперечного импульса, и работает в рамках теоремы о коллинеарной факторизации в КХД.

Belle, ГЕРМЕС, КОМПАСС → извлечены  $h_1^q$  для валентных кварков.

$h_1^q$  извлеченные двумя независимыми методами хорошо согласуются.

STAR измерил  $A_{UT}$  для  $\pi^+\pi^-$  пар в  $pp$  взаимодействиях

Согласие этой асимметрии с вычислениями, основанными на измерениях в  $e^+e^-$  и  $IN$  экспериментах, доказывает универсальность новых ФФ и ФР для описания результатов измерений в различных типах экспериментов.

Диссертация посвящена экспериментальному измерению азимутальных асимметрий в процессах ГНР (не)поляризованных  $e^+/e^-$  на (не)поляризованной водородной и дейтериевой мишенях в эксперименте ГЕРМЕС, и исследованию спиновой структуры нуклона.

Основными результатами диссертационной работы, которые выносятся на защиту, являются:

- Впервые изучены односпиновые азимутальные асимметрии в инклюзивном ГНР неполяризованных  $e^+$  и  $e^-$  на поперечно поляризованной водородной мишени с целью поиска сигнала  $2\gamma$  обмена. В пределах экспериментальных неопределенностей, которые составляют величину порядка  $10^{-3}$ , азимутальные асимметрии как в пучке электронов, так и в пучке позитронов сопоставимы с нулем. **Сигнал  $2\gamma$  обмена не обнаружен.**
- Впервые измерены спин-зависимая структурная функция  $g_2$  и виртуальная асимметрия  $A_2$  протона с использованием газовой поляризованной водородной мишени. Это выгодно отличает данные измерения от аналогичных измерений в SLAC и CERN, где использовались твердотельные мишени для которых необходим учет ядерных эффектов и коэффициент разбавления которых существенно меньше единицы. Измерения проведены в кинематической области  $0,004 < x < 0,9$  и  $0,18 \text{ ГэВ}^2 < Q^2 < 20 \text{ ГэВ}^2$ . **Результаты измерений хорошо согласуются с наиболее статистически точными на данный момент результатами измерений в SLAC и сопоставимы с Вандзура-Вильчек вкладом в функцию  $g_2(x)$ .**

## Закключение

- Вычислен интеграл от функции  $g_2(x)$  по измеренной области переменной  $x$  ( $0,023 \leq x < 0,9$ ) при  $Q^2 = 5 \text{ ГэВ}^2$ ,

$$\int_{0,023}^{0,9} g_2(x, Q^2) dx = 0,006 \pm 0,024 \pm 0,017,$$

что не противоречит правилу сумм Буркхардта–Коттингема. Произведена оценка второго момента твист 3 вклада в функцию  $g_2(x)$  при  $Q^2 = 5 \text{ ГэВ}^2$

$$d_2 = \int_0^1 x^2 \bar{g}_2(x, Q^2) dx = 0,0148 \pm 0,0096 \pm 0,0048.$$

Величина момента в пределах экспериментальных неопределенностей сопоставима с нулем, что согласуется с ожиданием его малости из расчетов на КХД решетке.

- Впервые измерены односпиновые азимутальные асимметрии в полуинклюзивном образовании пионов при рассеянии неполяризованных электронов на продольно поляризованной водородной мишени. Обнаружена положительная асимметрия  $A_{UL}^{\sin \phi}$  для  $\pi^+$  и  $\pi^0$  мезонов, в то время как для  $\pi^-$  мезонов асимметрия сопоставима с нулем. Изучена зависимость асимметрии от кинематических переменных  $x$ ,  $P_\perp$  и  $z$ . Величина асимметрии  $A_{UL}^{\sin \phi}$ , усредненная по всем кинематическим переменным, равна  $0,022 \pm 0,005(\text{стат.}) \pm 0,003(\text{сист.})$  для  $\pi^+$  мезонов и  $0,019 \pm 0,007(\text{стат.}) \pm 0,003(\text{сист.})$  для  $\pi^0$  мезонов. Асимметрия ведущего твиста  $A_{UL}^{\sin 2\phi}$  сопоставима с нулем для всех типов  $\pi$  мезонов. Измерения асимметрий выполнены при продольной поляризации мишени по отношению к направлению пучка электронов и, следовательно, они могут содержать вклады от асимметрий Сиверса и Коллинза.

- Впервые измерены односпиновые азимутальные асимметрии в полуинклюзивном образовании пионов и положительно заряженных каонов при рассеянии неполяризованных электронов на продольно поляризованной дейтериевой мишени. Асимметрия  $A_{UL}^{\sin \phi}$  для  $\pi^+$  мезона положительна так же, как и в случае электророждения на протоне, но по абсолютной величине примерно в два раза меньше ее. Асимметрия  $A_{UL}^{\sin \phi}$  для  $\pi^0$  мезона положительна и примерно одинакова по величине для обеих мишеней. Величина асимметрии для  $K^+$  мезона примерно совпадает с величиной асимметрии для  $\pi^+$  мезона. Это может означать доминирующую роль  $u$ -кварка в электророждении  $K^+$  мезона. Изучены зависимости асимметрий от кинематических переменных  $x$ ,  $P_{\perp}$  и  $z$ , которые в основном подобны ранее изученным зависимостям, измеренным на продольно поляризованной водородной мишени. Асимметрия ведущего твиста  $A_{UL}^{\sin 2\phi}$  также, как и в случае электророждения на протонах сопоставима с нулем для всех типов мезонов. Измерения асимметрий выполнены при продольной поляризации мишени по отношению к направлению пучка электронов и, следовательно, они могут содержать вклады от асимметрий Сиверса и Коллинза.
- Впервые извлечены односпиновые азимутальные асимметрии в полуинклюзивном электророждении заряженных пионов на водородной мишени при определении направления продольной поляризации мишени по отношению к направлению виртуального фотона. Это стало возможным после первого измерения асимметрий Сиверса и Коллинза на поперечно поляризованной водородной мишени. Асимметрия  $A_{UL}^{\sin \phi, q}$ , усредненная по области  $0,023 < x < 0,4$  ( $\langle x \rangle = 0,082$ ) и  $0,2 < z < 0,7$  ( $\langle z \rangle = 0,40$ ), равна  $0,030 \pm 0,004(\text{стат.}) \pm 0,002(\text{сист.})$  для  $\pi^+$  мезонов и  $-0,009 \pm 0,006(\text{стат.}) \pm 0,001(\text{сист.})$  для  $\pi^-$  мезонов. Это показывает, что эффекты высших твистов при измерении азимутальных асимметрий могут быть очень велики и их необходимо учитывать при интерпретации экспериментальных результатов.

- Впервые измерены односпиновые азимутальные асимметрии в полуинклюзивном образовании пионов при рассеянии продольно поляризованных электронов на неполяризованной водородной мишени. Асимметрия  $A_{LU}^{\sin \phi}$  положительна для  $\pi^+$  и  $\pi^0$  мезонов, но сопоставима с нулем для  $\pi^-$  мезонов. Асимметрия  $A_{LU}^{\sin 2\phi}$  сопоставима с нулем для всех типов пионов. Асимметрия  $A_{LU}^{\sin \phi}$  была измерена также в эксперименте CLAS при пониженной энергии пучка электронов,  $E_e = 4,3$  ГэВ. Сравнение результатов двух экспериментов, масштабированных кинематическим фактором, указывает на слабую зависимость односпиновой асимметрии данного типа от энергии налетающих лептонов и от переменной  $x$ . Асимметрия  $A_{LU}^{\sin \phi}$ , также как и асимметрия  $A_{UL}^{\sin \phi}$ , содержит вклады четырех слагаемых и пропорциональна сумме произведений ФР твиста 2 на ФФ твиста 3 и наоборот произведений ФР твиста-3 на ФФ твиста 2. Анализ экспериментальных данных о таких асимметриях представляет существенный интерес с точки зрения изучения роли высших твистов в описании структуры нуклона.
- Впервые измерены односпиновые азимутальные асимметрии в полуинклюзивном образовании пионов и заряженных каонов при рассеянии неполяризованных электронов на поперечно поляризованной водородной мишени. Измерения асимметрии как функции двух угловых переменных  $\phi$  и  $\phi_S$  позволили разделить два существенных механизма ответственных за такие асимметрии. Это механизм Сиверса результатом которого является асимметрия Сиверса и механизм Коллинза продуцирующий асимметрию Коллинза.

- Асимметрия Сиверса для  $\pi^-$  мезона сопоставима с нулем, а для  $\pi^{+(0)}$  и  $K^{+(-)}$  мезонов асимметрия положительна и растет с увеличением переменной  $z$ . Пионная разностная асимметрия, для которой вклады пионов от распадов эксклюзивных  $\rho^0$  мезонов сокращаются, и которая происходит главным образом из-за различия функций Сиверса для валентных  $d$ - и  $u$ -кварков,  $(f_{1T}^{\perp, dv} - 4f_{1T}^{\perp, uv})$ , также в основном положительна. Асимметрия Сиверса для  $K^+$  мезона превышает асимметрию для  $\pi^+$  мезона. Это неожиданное наблюдение возможно связано с важной ролью других ароматов кварков (не только  $u$ -кварков) в функции Сиверса или с вкладами высших твистов. Результаты измерения асимметрии Сиверса, представленные в диссертации, уже привели к извлечению ФР Сиверса для валентных  $u$ - и  $d$ -кварков (Anselmino et al., EPJ A39 (2009) 89).
- Асимметрия Коллинза положительна для  $\pi^+$  и  $K^+$  мезонов, отрицательна для  $\pi^-$  мезонов, сопоставима с нулем для  $\pi^0$  и  $K^-$  мезонов. Наблюдается общая тенденция роста абсолютного значения асимметрий с увеличением переменной  $x$ . Это согласуется с ожиданием, что ФР  $h_1(x)$  обусловлена в основном вкладами от валентных кварков. Абсолютные значения асимметрии растут также с увеличением переменной  $z$ , что качественно согласуется с измерениями ФФ Коллинза в  $e^+e^-$  экспериментах. Асимметрия для  $\pi^-$  мезона имеет противоположный знак по отношению к асимметрии для  $\pi^+$  мезона и имеет большую абсолютную величину. Такое соотношение асимметрий может иметь объяснение если функции предпочтительной (favored) и подавленной (unfavored) фрагментации Коллинза связаны соотношением  $H_1^{\perp, unfav} \simeq -H_1^{\perp, fav}$ . Результаты измерения асимметрии Коллинза, представленные в диссертации, а также экспериментальные данные экспериментов COMPASS и Belle уже привели к извлечению ФР  $h_1(x)$  для  $u$ - и  $d$ -кварков и ФФ Коллинза (Anselmino et al., Phys.Rev D87 (2013) 094019).

- Впервые измерена односпиновая азимутальная асимметрия в полуинклюзивном образовании пары пионов при рассеянии неполяризованных электронов на поперечно поляризованной водородной мишени. Величина асимметрии  $A_{UT}^{\sin(\phi_{R\perp} + \phi_S) \sin \theta}$ , усредненной по области  $0,023 < x < 0,4$  и  $0,5 \text{ ГэВ} < M_{\pi\pi} < 1,0 \text{ ГэВ}$ , равна  $0,018 \pm 0,005_{\text{stat.}} \pm 0,002_{\text{b-scan}} + 0,004_{\text{acc.}}$ . Имеется дополнительная общая нормировочная неопределенность 8,1 %, вызванная неопределенностью измерения величины поляризации мишени. Асимметрия положительна во всей области масс пары мезонов, что противоречит предсказанию модели Джаффе, в которой ожидается смена знака асимметрии в окрестности массы  $\rho^0$  мезона. Ненулевое значение асимметрии свидетельствует о ненулевых значениях двухадронной ФФ  $H_{1,q}^{\triangleleft, sp}(z, M_{\pi\pi})$  и ФР трансверсити  $h_1(x)$ . Измерение такой асимметрии дает второй способ измерения ФР  $h_1(x)$ . Этот способ более простой по сравнению со способом использующем измерение асимметрии Коллинза, поскольку асимметрия  $A_{UT}^{\sin(\phi_{R\perp} + \phi_S) \sin \theta} \propto h_1^q(x) H_{1,q}^{\triangleleft, sp}(z, M_{\pi\pi})$  зависит от простого произведения ФР  $h_1(x)$  и ФФ  $H_{1,q}^{\triangleleft, sp}(z, M_{\pi\pi})$ . Примеры извлечения ФР  $h_1(x)$ , из представленных в диссертации результатов измерения данной асимметрии, уже опубликованы в литературе (Radici et al., JHEP 05(2015)123).



## Благодарности

Автор искренне благодарен сотрудникам ИФВЭ, участвовавшим в эксперименте, **В.В. Аммосову**, **В.В. Брызгалову**, **Г.С. Гапиенко**, **В.А. Гапиенко**, **А.А. Иваниллову**, **Ю.И. Саломатину**, **Б.В. Чуйко** за неоценимый вклад в проведение эксперимента, в анализ экспериментальных данных, позволивший получить уникальные результаты о структуре нуклона частично представленные в данной работе.

Автор благодарен также многим членам сотрудничества ГЕРМЕС из различных стран: **Н. Акопову**, **Э. Ашенауэр**, **А. Бахетта**, **Н. Бётчер**, **С.Л. Белостоцкому**, **О.Г. Гребенюку**, **Н. Макинс**, **С.И. Манаенкову**, **А. Миллеру**, **А.П. Нагайцеву**, **В.-Д. Новаку**, **К. Ридль**, **Д. Рикбошу**, **К. Риту**, **И.А. Савину**, **Д. Хэш**, **Г. Шнелль**, **Э. Штеффенс**, **П. Шулеру**, за плодотворную совместную работу над исследованиями приведёнными в диссертации.

Автор благодарит многих научных работников, не участвовавших в эксперименте ГЕРМЕС, но обсуждения с которыми помогли глубже понять затронутые в диссертации вопросы. Прежде всего хочется отметить **И. Блюмляйн**, **А.Н. Васильева**, **С.В. Голоскокова**, **Б.И. Ермолаева**, **А.В. Ефремова**, **Н.И. Кочелева**, **С.Б. Нурушева**, **А.В. Прокудина**, **О.В. Теряева**, **С.М. Трошина**.

В заключение автор хотел бы выразить глубокую благодарность руководству института **С.В. Иванову**, **А.М. Зайцеву** и **Н.Е. Тюрину** за поддержку исследований в эксперименте ГЕРМЕС.

Автор искренне благодарен руководству ДЭЗИ Гамбург и ДЭЗИ Цойтен за моральную и финансовую поддержку участия группы ИФВЭ в эксперименте.

# Апробация работы

## Публикации в рецензируемых научных журналах

1. "Observation of a single spin azimuthal asymmetry in semiinclusive pion electroproduction"  
A. Airapetian et al. (HERMES Collaboration), Phys.Rev.Lett. 84 (2000) 4047. [397]
2. "Transversity distribution and polarized fragmentation function from semiinclusive pion electroproduction"  
V.A. Korotkov, W.-D. Nowak and K.A. Oganesian, Eur.Phys.J. C18 (2001) 639. [61]
3. "Single spin azimuthal asymmetries in electroproduction of neutral pions in semiinclusive deep inelastic scattering"  
A. Airapetian et al. (HERMES Collaboration), Phys.Rev. D64 (2001) 097101. [246]
4. "Measurement of single spin azimuthal asymmetries in semiinclusive electroproduction of pions and kaons on a longitudinally polarized deuterium target"  
A. Airapetian et al. (HERMES Collaboration), Phys.Lett. B562 (2003) 182. [143]
5. "Subleading-twist effects in single-spin asymmetries in semi-inclusive deep-inelastic scattering on a longitudinally polarized hydrogen target"  
A. Airapetian et al. (HERMES Collaboration), Phys.Lett. B622 (2005) 14. [62]
6. "Single-spin asymmetries in semi-inclusive deep-inelastic scattering on a transversely polarized hydrogen target"  
A. Airapetian et al. (HERMES Collaboration), Phys.Rev.Lett. 94 (2005) 012002. [637]
7. "Beam-Spin Asymmetries in the Azimuthal Distribution of Pion Electroproduction"  
A. Airapetian et al. (HERMES Collaboration), Phys.Lett. B648 (2007) 164. [72]
8. "Evidence for a Transverse Single-Spin Asymmetry in Leptoproduction of  $\pi^+\pi^-$  Pairs"  
A. Airapetian et al. (HERMES Collaboration), JHEP 0806 (2008) 017. [96]

## Публикации в рецензируемых научных журналах

9. "Observation of the Naive-T-odd Sivers Effect in Deep-Inelastic Scattering"  
A. Airapetian et al. (HERMES Collaboration), Phys.Rev.Lett. 103 (2009) 152002. [282]
10. "Effects of transversity in deep-inelastic scattering by polarized protons"  
A. Airapetian et al. (HERMES Collaboration), Phys.Lett. B693 (2010) 11. [179]
11. "Search for a Two-Photon Exchange Contribution to Inclusive Deep-Inelastic Scattering"  
A. Airapetian et al. (HERMES Collaboration), Phys.Lett. B682 (2010) 351. [38]
12. "Measurement of the virtual-photon asymmetry  $A_2$  and the spin-structure function  $g_2$  of the proton"  
A. Airapetian et al. (HERMES Collaboration), Eur.Phys.J. C72 (2012) 1921. [27]

# Апробация работы

## Доклады на международных конференциях

1. "Physics Objectives for HERMES Running with Transverse Target Polarization", **V.A. Korotkov**, W.-D. Nowak, International Workshop on Physics with Transversely Polarized Targets, April 18, 1999, DESY Zeuthen, Germany.
2. "Future Transversity Measurements with HERMES", **V.A. Korotkov**, W.-D. Nowak, Future Transversity Measurements, RIKEN BNL Research Center Workshop September 18–20, 2000, BNL, Upton, NY 11973, USA.
3. "Future measurements of transversity", **V.A. Korotkov**, W.-D. Nowak, International Workshop "Symmetries and Spin" - Praha-SPIN-2000, July 17 – 22, 2000, Prague, Czech Republic.
4. "Transverse spin physics at HERMES", **V.A. Korotkov** (on behalf of the HERMES Collaboration), XI Advanced Research Workshop on High Energy Spin Physics (DSPIN-05), Dubna, JINR, September 27 – October 1, 2005
5. "New results from HERMES", **V.A. Korotkov** (on behalf of the HERMES Collaboration), The 33rd International Conference on High Energy Physics (ICHEP-06), Moscow, Russia, 26 July – 2 August, 2006.
6. "Transverse spin physics at HERMES", **V.A. Korotkov** (on behalf of the HERMES Collaboration), XII Advanced Research Workshop on High Energy Spin Physics (DSPIN-07), Dubna, JINR, September 3–7, 2007.
7. "Overview of Recent HERMES Results", **V.A. Korotkov** (on behalf of the HERMES Collaboration), XIII Advanced Research Workshop on High Energy Spin Physics (DSPIN-09), Dubna, JINR, September 1–5, 2009.
8. "The virtual photon asymmetry  $A_2$  and the spin dependent structure function  $xg_2$  at HERMES", **V.A. Korotkov** (on behalf of the HERMES Collaboration), 18th International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects, Florence, Italy, 19–23 April 2010.

# Апробация работы

## Доклады на международных конференциях

9. "Overview of Recent HERMES Results", V.A. Korotkov (on behalf of the HERMES Collaboration), XIV Advanced Research Workshop on High Energy Spin Physics (DSPIN-11), Dubna, JINR, September 20–24, 2011.
10. "Measurement of the spin-structure function  $g_2$  and the semi-inclusive double-spin asymmetries at HERMES", V.A. Korotkov (on behalf of the HERMES Collaboration), The 20th International Symposium on Spin Physics (SPIN 2012), Dubna, JINR, September 17–22, 2012.
11. "Overview of the HERMES Results", V.A. Korotkov (on behalf of the HERMES Collaboration), XIth International Conference on Quark Confinement and the Hadron Spectrum, September 8–12, 2014, St.Petersburg, Russia.
12. "Recent results on TMDs from the HERMES experiment", V.A. Korotkov (on behalf of the HERMES Collaboration), 16th Workshop on High Energy Spin Physics (DSPIN-15), Dubna, JINR, September 8–12, 2015.
13. "Nucleon Structure Studies at the HERMES Experiment", V.A. Korotkov (on behalf of the HERMES Collaboration), International Conference "Hadron Structure and QCD: from Low to High Energies", Gatchina, Russia, June 27–July 1, 2016.

## Доклады на сессиях СЯФ ОФН РАН

1. "Измерение асимметрий Коллинза и Сиверса в эксперименте ГЕРМЕС", В.А. Коротков, 24.12.08, ИФВЭ Протвино.
2. "Структурные и фрагментационные функции, зависящие от поперечного импульса", В.А. Коротков, 21.11.11, ИТЭФ Москва.