

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ УГЛОВЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ В ПРОЦЕССАХ ЛЕПТОННОГО РАСПАДА W-БОЗОНА В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS

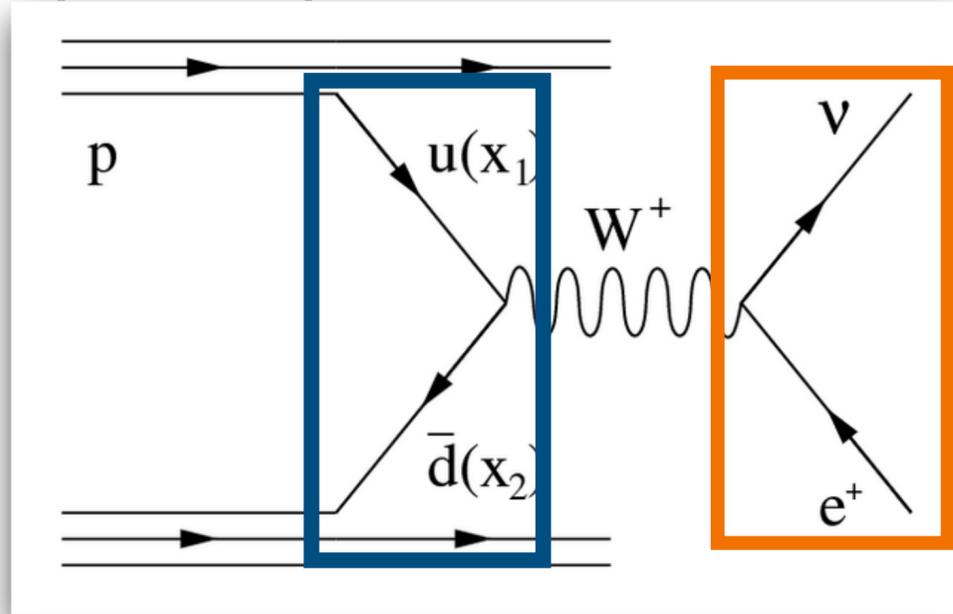
Научный руководитель: Пономаренко Д. Е.

Выполнил: Толкачев Г.А.

22.12.2021

Мотивация

Процесс Дрелла-Яна



Цель работы: проверка работоспособности программного обеспечения, используемого для оценки угловых коэффициентов A_i .

- ▶ Измерение угловых коэффициентов A_i позволяет ограничить партонные функции, которые описывают внутреннюю структуру адрона.
- ▶ Сравнение измерений с теоретическими расчетами позволяет оценить понимание данного процесса. Стимулирует дальнейшие вычисления в рамках пертурбативной теории КХД.
- ▶ Процессы Дрелла-Яна имеют достаточно простую сигнатуру

Представление дифференциального сечения в виде разложения по гармоническим полиномам, умноженным на безразмерные угловые коэффициенты A_{0-7}

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2 dy d\Omega^*} = \frac{3}{16\pi} \frac{d\sigma^{U+L}}{dp_T^2 dy} \left[(1 + \cos^2 \theta) + \sum_{i=0}^7 P_i(\cos \theta, \phi) A_i(p_T, y) \right] \quad (1)$$

$$P_0(\cos \theta, \phi) = 1 - 3 \cos^2(\theta)$$

$$P_1(\cos \theta, \phi) = 2 \sin^2(\theta) \cos(2\phi)$$

$$P_2(\cos \theta, \phi) = 2\sqrt{2} \sin^2(2\theta) \cos(\phi)$$

$$P_3(\cos \theta, \phi) = 2 \cos(\theta)$$

$$P_4(\cos \theta, \phi) = 4\sqrt{2} \sin(\theta) \cos(\phi)$$

$$P_5(\cos \theta, \phi) = 2 \sin^2(\theta) \cos(2\phi)$$

$$P_6(\cos \theta, \phi) = 2\sqrt{2} \sin^2(2\theta) \cos(\phi)$$

$$P_7(\cos \theta, \phi) = 4\sqrt{2} \sin(\theta) \cos(\phi)$$

- ▶ На сегодняшний день имеется несколько результатов работ по измерению угловых поляризационных коэффициентов для лептонного распада W бозона
- ▶ Ни одна из работ не предоставляет полный набор измеренных угловых поляризационных коэффициентов A_i
- ▶ Проблемы с полной реконструкцией W бозона из-за нейтрино в конечном состоянии, который не регистрируется напрямую детектором ATLAS
- ▶ Согласно недавним исследованиям [1] полный набор угловых коэффициентов A_i можно измерить

[1] <https://arxiv.org/abs/1609.02536>

$$A_0 = \frac{2d\sigma^L}{d\sigma^{U+L}}$$

$$A_1 = \frac{2\sqrt{2}d\sigma^I}{d\sigma^{U+L}}$$

$$A_2 = \frac{4d\sigma^T}{d\sigma^{U+L}}$$

$$A_3 = \frac{4\sqrt{2}d\sigma^A}{d\sigma^{U+L}}$$

$$A_4 = \frac{2d\sigma^P}{d\sigma^{U+L}}$$

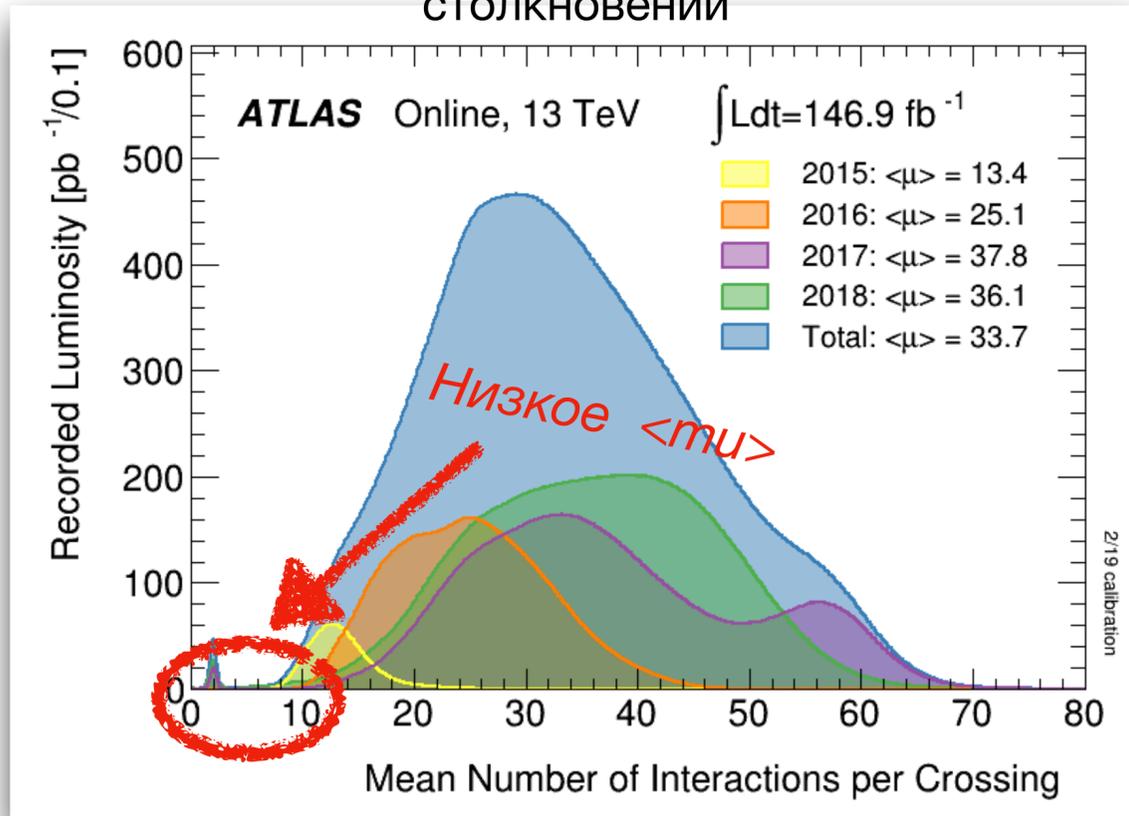
$$A_5 = \frac{2d\sigma^7}{d\sigma^{U+L}}$$

$$A_6 = \frac{2\sqrt{2}d\sigma^8}{d\sigma^{U+L}}$$

$$A_7 = \frac{4\sqrt{2}d\sigma^9}{d\sigma^{U+L}}$$

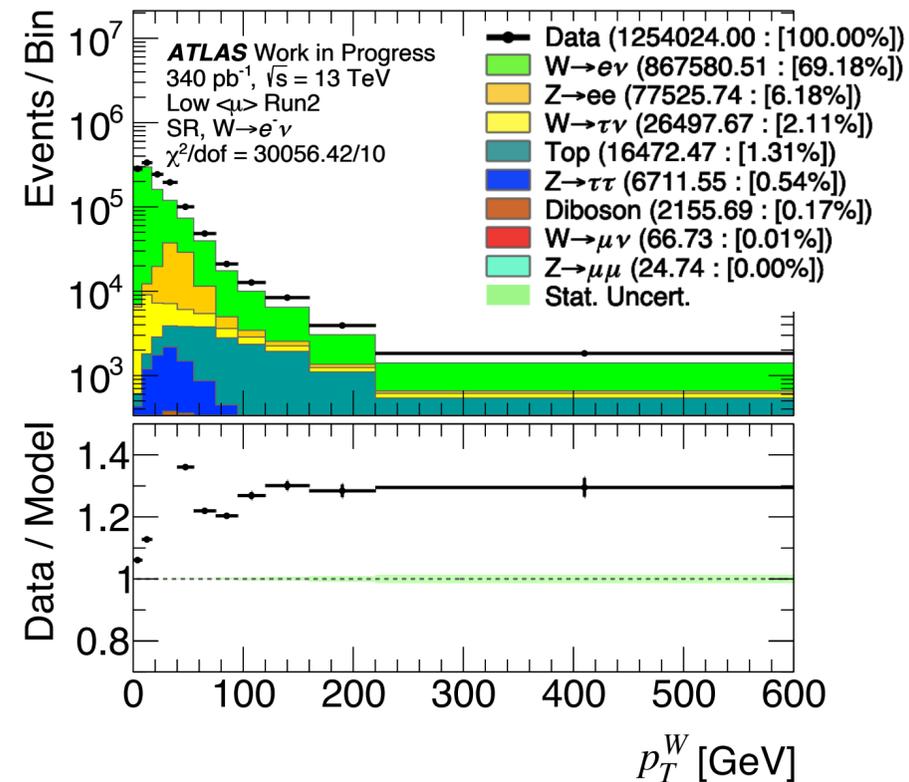
Использованные данные

$\langle \mu \rangle$ - среднее число взаимодействий при столкновении

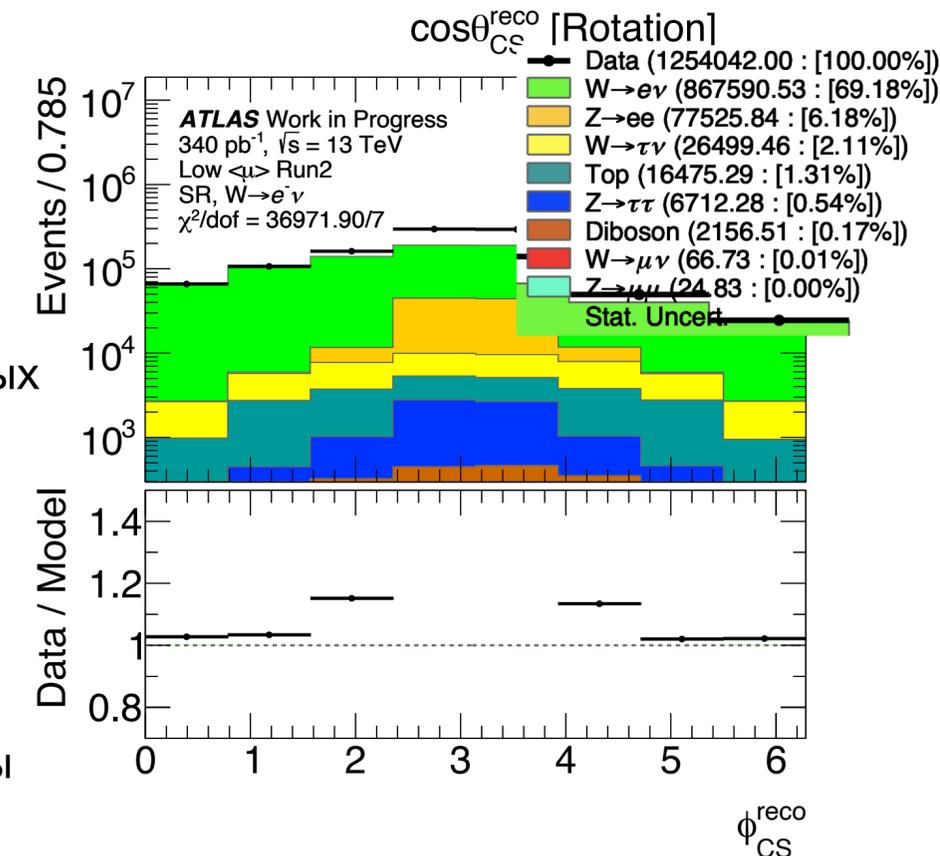
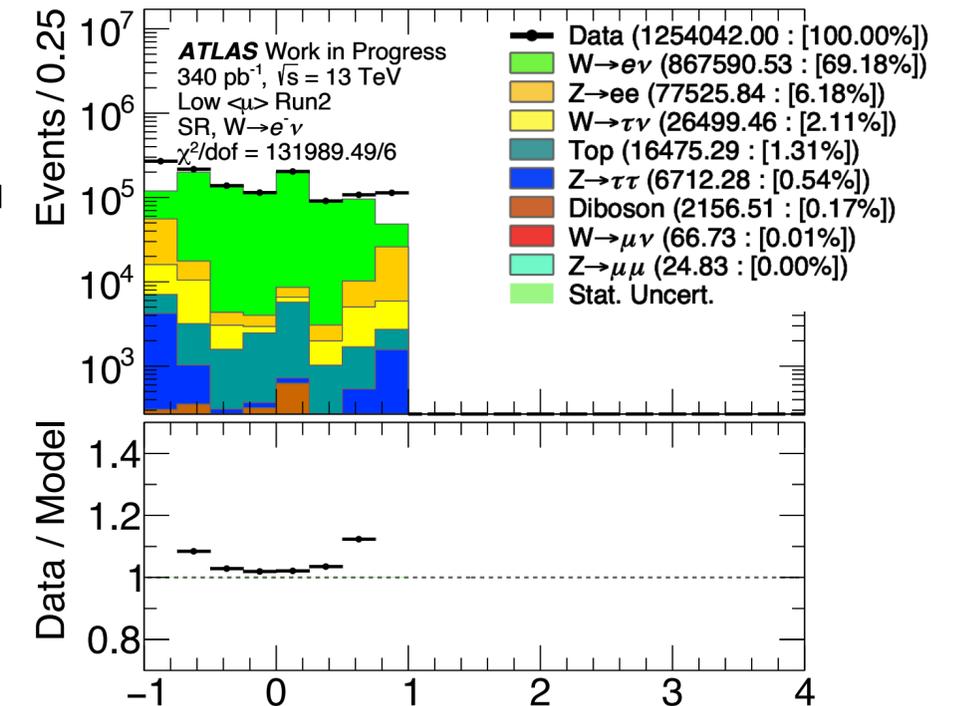


- ▶ Экспериментальные данные, набранные на детектора ATLAS в 2017 и 2018 году с полной интегральной светимостью 340 pb^{-1} и низким $\langle \mu \rangle$. При столкновении протон-протонных пучков с энергией 13 ТэВ.
- ▶ Монте-Карло данные, соответствующие условиям реальных протон-протонных столкновений эксперимента ATLAS во втором сеансе набора данных в 2017 и 2018 году.

Сравнение кинематических распределений для экспериментальных и Монте-Карло данных



- ▶ Возможной причиной отклонений смоделированных Монте-Карло данных от экспериментальных является КХД фон, оценка которого не использовалась в данной работе
- ▶ При измерении необходимо использовать данные, которые полностью соответствуют МК, поэтому данные отклонения никак не влияют на результаты измерения



Методика измерения

$$L(A, \sigma) = \prod_n^{N_{bins}} \{ Pois(N_{obs}^n | N_{exp}^n(A, \sigma)) \} \quad (2)$$

$$N_{exp}^n(A, \sigma) = \left\{ \sum_{j=0}^{11} \sigma_j \left[T_{8j}^n + \sum_{i=0}^7 A_{ij} T_{ij}^n + T_B^n \right] \right\} \quad (3)$$

$$n = (k, l, m), k = 0, \dots, 7, l = 0, \dots, 7, m = 0, \dots, 10$$

$$T_{ij}^{mkl} = \sum_{evt \in \Delta_{jmkl}} P_i(\cos\theta_{CS}^{Truth}, \phi_{CS}^{Truth}) \frac{w^{evt}(r, t)}{f_j(\cos\theta_{CS}^{Truth}, \phi_{CS}^{Truth})} \quad (4)$$

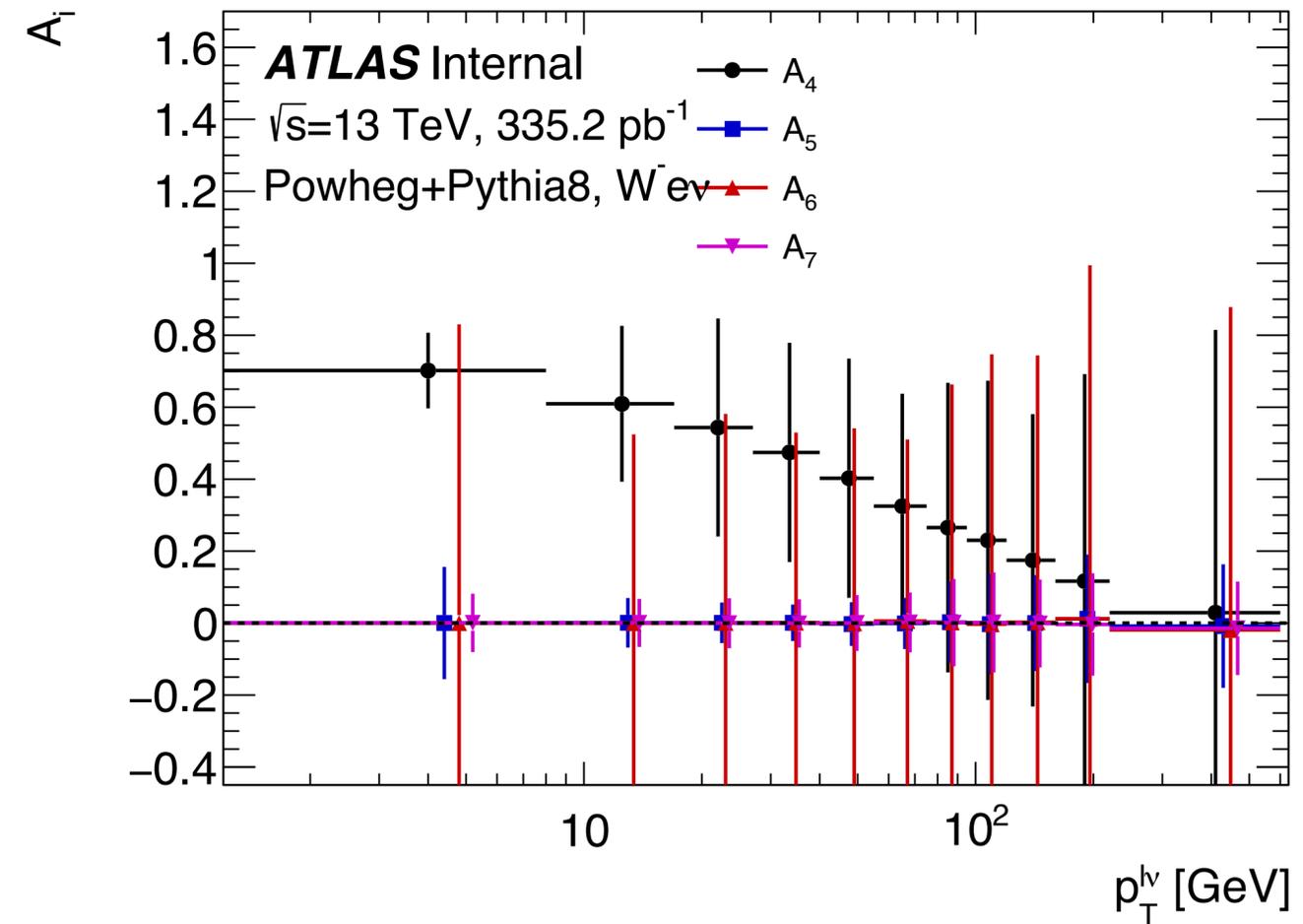
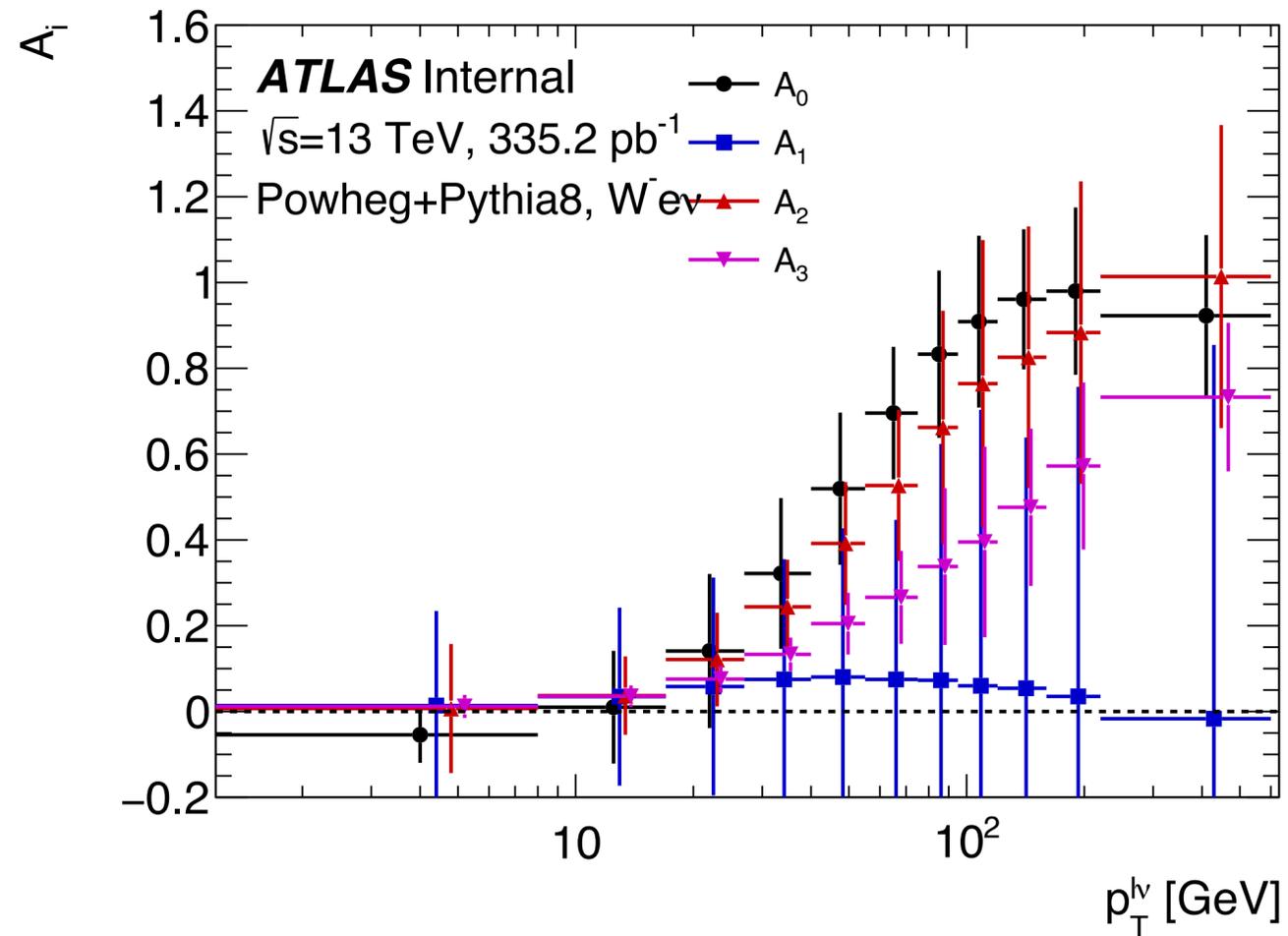
$$\Delta_{jmkl} = (\Delta p_T^{Truth, W})_j, (\Delta \cos\theta_{CS}^{Reco})_m, (\Delta \phi_{CS}^{Reco})_k, (\Delta p_T^{Reco, W})_l$$

$$f_j(\cos\theta_{CS}^{Truth}, \phi_{CS}^{Truth}) = \sigma_j \left\{ P_8(\cos\theta_{CS}^{Truth}, \phi_{CS}^{Truth}) + \sum_{i=0}^8 A_{ij}^{ref} P_i(\cos\theta_{CS}^{Truth}, \phi_{CS}^{Truth}) \right\} \quad (5)$$

Измерение проводится в реконструированном фазовом пространстве

- ▶ $L(A, \sigma)$ - функция правдоподобия
- ▶ $N_{exp}^n(A, \sigma)$ - число ожидаемых событий в измеряемом интервале трех кинематических переменных $(\cos\theta_{CS}^{Reco}, \phi_{CS}^{Reco}, p_T^{Reco, W})$
- ▶ A - набор параметров для угловых коэффициентов A_{ij}
- ▶ A_{ij} - параметр, определяющий i угловой коэффициент для j интервала по переменной $p_T^{Truth, W}$
- ▶ T_{ij}^n - набор шаблонных распределений, измеряемых в каждом интервале (m, k, l) переменных $(\cos\theta_{CS}^{Reco}, \phi_{CS}^{Reco}, p_T^{Reco, W})$
- ▶ T_{8j}^n - шаблонное распределение, соответствующее полиному P_8
- ▶ T_B - шаблонное распределение для фоновых процессов
- ▶ σ - набор параметров для σ_j
- ▶ σ_j - параметр, определяющий неполяризационное сечение для j интервала переменной $p_T^{Truth, W}$
- ▶ A_{ij}^{Ref} - набор референсных угловых коэффициентов

Проверка методики измерения на псевдо-данных



- ▶ Все A_i кроме A_4 равны нулю при малых значениях поперечного импульса. Значение коэффициента A_4 уменьшается с ростом поперечного импульса, а значение коэффициентов A_0, A_2, A_3 увеличивается с ростом поперечного импульса
- ▶ Коэффициенты A_5, A_6, A_7 имеют центральное значение близкое к нулю во всем распределении поперечного импульса. Это связано с тем, что используемые Монте-Карло данные с генераторов Powheg+Pythia8 были сгенерированы в NLO, а в этом порядка эти коэффициенты имеют не отличное от нуля значение.
- ▶ Исходя из результатов измерений с псевдо-данными можно сделать вывод, что программное обеспечение, используемое для измерения угловых коэффициентов A_i , корректно функционирует.

Заключение

- ▶ Сделан обзор теории и ожидаемых результатов измерения угловых коэффициентов A_i . Проведено ознакомление с методом, который используется для получения угловых коэффициентов A_i
- ▶ В ходе работы были получены начальные сведения о процессах Дрелла-Яна, исследована возможность измерения угловых коэффициентов A_i в распадах W бозона
- ▶ Построены кинематические распределения для Монте-Карло данных и экспериментальных данных 2017 и 2018 года с энергией 13 ТэВ и светимостью 340 пБ^{-1} эксперимента ATLAS
- ▶ Проведена проверка программного обеспечения и получены ожидаемые значения угловых коэффициентов A_i в каждом интервале поперечного импульса W бозона p_T^W для псевдо-данных
- ▶ Сделан вывод о том, что используемое программное обеспечение работает корректно, поэтому может быть использовано в дальнейших исследованиях и измерениях с экспериментальными данными
- ▶ В качестве следующего шага работы планируется исследование миграции теоретических погрешностей

Спасибо за внимание!

Дополнительные слайды

Критерии на отбор событий

Список каналов, использованных в генераторе Монте-Карло при моделировании данных с низкой СВЕТИМОСТЬЮ

Критерии на отбор событий	
p_T	$> 25\text{ГэВ}$
$ d_0\text{significance} $	< 5
$\Delta Z * \sin\Theta$	< 0.5
$ \eta $	< 2.47 , без 1.37-1.52
$ptvarcone20/p_T$	< 0.1
$topoetcone20/p_T$	< 0.05
Число лептонов	1

Процесс	Номер	Генератор	Сечение [пб]
$W^+ \rightarrow e\nu$	361100	PowhegPythia8EvtGen	11610.0
$W^+ \rightarrow \mu\nu$	361101	PowhegPythia8EvtGen	11610.0
$W^+ \rightarrow \tau\nu$	361102	PowhegPythia8EvtGen	11610.0
$W^- \rightarrow e\nu$	361103	PowhegPythia8EvtGen	8630.0
$W^- \rightarrow \mu\nu$	361104	PowhegPythia8EvtGen	8630.0
$W^- \rightarrow \tau\nu$	361105	PowhegPythia8EvtGen	8630.0
$Z \rightarrow ee$	361106	PowhegPythia8EvtGen	1910.0
$Z \rightarrow \mu\mu$	361107	PowhegPythia8EvtGen	1910.0
$Z \rightarrow \tau\tau$	361108	PowhegPythia8EvtGen	1910.0
Diboson	363356	Sherpa_221_PDF30	15.56
Diboson	363358	Sherpa_221_PDF30	3.433
Diboson	363359	Sherpa_221_PDF30	24.72
Diboson	363360	Sherpa_221_PDF30	24.72
Diboson	363489	Sherpa_221_PDF30	11.42
Diboson	364250	Sherpa_221_PDF30	1.252
Diboson	364253	Sherpa_221_PDF30	4.583
Diboson	364254	Sherpa_221_PDF30	12.50
Diboson	364255	Sherpa_221_PDF30	3.235
Top	410013	PhPy8EG_P2012	35.82
Top	410014	PhPy8EG_P2012	33.99
Top	410470	PhPy8EG	831.8
Top	410642	PhPy8EG	36.99
Top	410643	PhPy8EG	22.17
Top	410644	PowhegPythia8EvtGen	2.027
Top	410645	PowhegPythia8EvtGen	1.268

Дифференциальное сечение распада W-бозона

В партонной модели сечение получают через амплитуды жестких партон-партонных взаимодействий, которым предшествует образование двух партонов из сталкивающихся протонов на расстояниях значительно больших по сравнению с жесткими процессами. Сечение процесса представляется свёрткой функций распределений партонов в протоне (PDF) и вычисляемого в КХД сечения жесткого процесса.

$$p + p \rightarrow W + X \rightarrow l + \nu_l + X \quad \frac{d\sigma^{h_1 h_2}}{dp_T^2 dy d\Omega^*} = \sum_{a,b} \int dx_1 dx_2 f_a^{h_1}(x_1, M^2) f_b^{h_2}(x_2, M^2) \frac{sd\hat{\sigma}_{ab}}{dt du d\Omega^*}(x_1 P_1, x_2 P_2, \alpha_s(\mu_R^2)) \quad (1)$$

- f_i - функция определяет плотность вероятности обнаружения партона i с долей импульса партона x в протоне, на энергетическом масштабе, который задается параметром шкалы факторизации КХД M .
- σ_{ab} - сечение процесса на партонном уровне, которое вычисляется по степеням бегущей константы связи КХД $\alpha_s(\mu_R^2)$
- μ_R - энергетический масштаб перенормировки
- p_T, y - поперечный импульс и быстрота в лабораторной системе
- θ, ϕ - полярный и азимутальный угол лептона в системе центра масс W -бозона.
- P_1, P_2 - 4-импульсы протонов;

Суммирование выполняется по всем ароматам партонов

Обычно $M \sim q$, где переданный 4-импульс q задает шкалу энергии, которая факторизует физику на больших расстояниях, связанную с излучением коллинеарных или мягких партонов, и которая не может быть количественно рассчитана в пертурбативной КХД. Таким образом, вычисляемые в КХД переменные, определяемые конкретным физическим процессом, становятся «инфракрасно стабильными», то есть не зависят от физических процессов на больших расстояниях

Дифференциальное сечение

Представление дифференциального сечения в виде разложения по гармоническим полиномам, умноженным на безразмерные угловые коэффициенты A_{0-7}

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2 dy d\Omega^*} = \frac{3}{16\pi} \frac{d\sigma^{U+L}}{dp_T^2 dy} \left\{ (1 + \cos^2 \theta) + \frac{1}{2} A_0 (1 - 3 \cos \theta) + \right. \\ \left. + A_1 \sin 2\theta \cos \phi + \frac{1}{2} A_2 \sin^2 \theta \cos 2\phi + A_3 \sin \theta \cos \phi + A_4 \cos \theta + A_5 \sin^2 \theta \sin 2\phi + A_6 \sin 2\theta \sin \phi + A_7 \sin \theta \sin \phi \right\} \quad (1)$$

A_{0-7} , которые представляют отношение дифференциальных сечений с заданной поляризацией к неполяризованному сечению.

$$A_0 = \frac{2d\sigma^L}{d\sigma^{U+L}} \quad A_1 = \frac{2\sqrt{2}d\sigma^I}{d\sigma^{U+L}} \quad A_2 = \frac{4d\sigma^T}{d\sigma^{U+L}} \\ A_3 = \frac{4\sqrt{2}d\sigma^A}{d\sigma^{U+L}} \quad A_4 = \frac{2d\sigma^P}{d\sigma^{U+L}} \quad A_5 = \frac{2d\sigma^7}{d\sigma^{U+L}} \\ A_6 = \frac{2\sqrt{2}d\sigma^8}{d\sigma^{U+L}} \quad A_7 = \frac{4\sqrt{2}d\sigma^9}{d\sigma^{U+L}}$$

- Значение A_i стремится к нулю, когда p_T^W также стремится к нулю, за исключением коэффициента A_4 , который присутствует LO и отвечает за асимметрию вылета лептона определенного знака в направлении «вперед-назад» $3/8 A_4 = A_{FB}$.
- A_{FB} чувствительна к разнообразным гипотетическим вкладам новой физики. С помощью A_{FB} может быть получен $\sin^2 \theta_{eff}^{lept}$
- В NLO A_5, A_6, A_7 равны 0, в NNLP A_5, A_6, A_7 можно померить в диапазоне импульсов W -бозона 20-200 ГэВ
- В A_3 наибольший вклад вносит gq , измеряя его можно ограничить глюон-партоновых функций распределения.

Дифференциальное сечение распада W-бозона

В процессе Дрелл-Яна Лептон-адронные корреляции описываются через свертку лептонного $L_{\mu\nu}$ и адронного тензора $H_{\mu\nu}$. Угловая зависимость дифференциального сечения может быть получена введением спиральных сечений, соответствующих ненулевым комбинациям матричных элементов поляризации матрицы плотности (2):

$$H_{mm'} = \epsilon_\mu^*(m) H^{\mu\nu} \epsilon_\nu(m') \quad (2) \quad \epsilon_\mu(\pm) = \frac{1}{\sqrt{2}}(0; \pm 1, -i, 0), \epsilon_\mu(0) = (0; 0, 0, 0, 1) \quad (3)$$

$m, m' = +, 0, -$

Где (3) векторы поляризации калибровочного бозона, определенные в выбранной системе его покоя.

Угловая зависимость дифференциального сечения может быть записана в следующем виде:

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2 dy d\Omega^*} = \sum_{\alpha \in M} g_\alpha(\theta, \phi) \frac{3}{16\pi} \frac{d\sigma^\alpha}{dp_T^2 dy} \quad (4)$$

$$M = \{U + L, L, T, I, P, A, 7, 8, 9\}$$

- $g_\alpha(\theta, \phi)$ - гармонические полиномы второго порядка, умноженные на соответствующий нормировочный множитель
- σ^α - сечения с заданной спиральностью, которые представляют собой линейные комбинации элементов поляризации матрицы плотности $H_{mm'}$

$$g_{U+L}(\theta, \phi) = 1 + \cos^2(\theta)$$

$$g_L(\theta, \phi) = 1 - 3 \cos^2(\theta)$$

$$g_T(\theta, \phi) = 2 \sin^2(\theta) \cos(2\phi)$$

$$g_I(\theta, \phi) = 2\sqrt{2} \sin^2(2\theta) \cos(\phi)$$

$$g_P(\theta, \phi) = 2 \cos(\theta)$$

$$g_A(\theta, \phi) = 4\sqrt{2} \sin(\theta) \cos(\phi)$$

$$g_7(\theta, \phi) = 2 \sin^2(\theta) \cos(2\phi)$$

$$g_8(\theta, \phi) = 2\sqrt{2} \sin^2(2\theta) \cos(\phi)$$

$$g_9(\theta, \phi) = 4\sqrt{2} \sin(\theta) \cos(\phi)$$

Через σ^{L+U} обозначено сечение неполяризованных бозонов, а через $\sigma^{L,T,I,P,A,7,8,9}$ обозначены различные вклады в сечение для калибровочных бозонов с разной поляризацией.
(<https://inspirehep.net/literature/335604>)

$$d\sigma^{U+L} = c_L(d\sigma_{00}^H + d\sigma_{++}^H + d\sigma_{--}^H)$$

$$d\sigma^L = c_L d\sigma_{00}^H$$

$$d\sigma^T = 1/2 c_L(d\sigma_{++}^H + d\sigma_{--}^H)$$

$$d\sigma^I = 1/4 c_L(d\sigma_{+0}^H + d\sigma_{0+}^H - d\sigma_{-0}^H - d\sigma_{0-}^H)$$

$$d\sigma^P = c_L(d\sigma_{++}^H - d\sigma_{--}^H)$$

$$d\sigma^A = 1/4 c_L(d\sigma_{+0}^H + d\sigma_{0+}^H + d\sigma_{-0}^H + d\sigma_{0-}^H)$$

$$d\sigma^7 = -i/2 c_L(d\sigma_{+-}^H - d\sigma_{-+}^H)$$

$$d\sigma^8 = -i/4 c_L(d\sigma_{+0}^H - d\sigma_{0+}^H + d\sigma_{-0}^H - d\sigma_{0-}^H)$$

$$d\sigma^9 = -i/4 c_L(d\sigma_{+0}^H - d\sigma_{0+}^H - d\sigma_{-0}^H + d\sigma_{0-}^H)$$

Дифференциальное сечение распада W-бозона

Введем безразмерные коэффициенты A_{0-7}

$$A_0 = \frac{2d\sigma^L}{d\sigma^{U+L}} \quad A_1 = \frac{2\sqrt{2}d\sigma^I}{d\sigma^{U+L}} \quad A_2 = \frac{4d\sigma^T}{d\sigma^{U+L}} \quad A_3 = \frac{4\sqrt{2}d\sigma^A}{d\sigma^{U+L}}$$

$$A_4 = \frac{2d\sigma^P}{d\sigma^{U+L}} \quad A_5 = \frac{2d\sigma^7}{d\sigma^{U+L}} \quad A_6 = \frac{2\sqrt{2}d\sigma^8}{d\sigma^{U+L}} \quad A_7 = \frac{4\sqrt{2}d\sigma^9}{d\sigma^{U+L}}$$

Дифференциальное сечение можно записать в виде разложения по гармоническим полиномам, умноженным на безразмерные угловые коэффициенты A_{0-7} , которые представляют отношение дифференциальных сечений с заданной поляризацией к неполяризованному сечению.

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2 dy d\Omega^*} = \frac{3}{16\pi} \frac{d\sigma^{U+L}}{dp_T^2 dy} \left\{ (1 + \cos^2 \theta) + \frac{1}{2} A_0 (1 - 3 \cos \theta) + \right.$$

$$\left. + A_1 \sin 2\theta \cos \phi + \frac{1}{2} A_2 \sin^2 \theta \cos 2\phi + A_3 \sin \theta \cos \phi + A_4 \cos \theta + A_5 \sin^2 \theta \sin 2\phi + A_6 \sin 2\theta \sin \phi + A_7 \sin \theta \sin \phi \right\} \quad (5)$$

Формула (3) для дифференциального сечения является точной во всех порядках теории возмущений КХД и КЭД.

Дифференциальное сечение распада W-бозона

$$A_0 = \frac{2d\sigma^L}{d\sigma^{U+L}}$$

$$A_1 = \frac{2\sqrt{2}d\sigma^I}{d\sigma^{U+L}}$$

$$A_2 = \frac{4d\sigma^T}{d\sigma^{U+L}}$$

$$A_3 = \frac{4\sqrt{2}d\sigma^A}{d\sigma^{U+L}}$$

$$A_4 = \frac{2d\sigma^P}{d\sigma^{U+L}}$$

$$A_5 = \frac{2d\sigma^7}{d\sigma^{U+L}}$$

$$A_6 = \frac{2\sqrt{2}d\sigma^8}{d\sigma^{U+L}}$$

$$A_7 = \frac{4\sqrt{2}d\sigma^9}{d\sigma^{U+L}}$$

- Угловые коэффициенты A_i являются функциями кинематических переменных W-бозона: p_T - поперечного импульса и y - быстроты.
- Зависимость A_i от p_T и y определяется выбором оси z системы покоя W-бозона.
- Значение угловых коэффициентов стремится к нулю, когда поперечный импульс W-бозона также стремится к нулю, за исключением коэффициента A_4 , который присутствует в низшем порядке теории возмущений КХД и отвечает за асимметрию вылета лептона определенного знака в направлении «вперед-назад» $3/8A_4 = A_{FB}$. Асимметрия является следствием нарушения P-четности.
- Важность измерения A_{FB} обусловлена чувствительностью этой характеристики к разнообразным гипотетическим вкладам новой физики: дополнительных измерений, внутренней структуры кварков и лептонов, суперсимметричных частиц, новых нейтральных калибровочных бозонов и др., что является следствием зависимости величины асимметрии от значений векторной и аксиально-векторной констант связи W-бозона и фермионов g_V и g_A
- С помощью A_{FB} может быть получен $\sin^2\theta_{eff}^{lept(+)}$ и $\sin^2\theta_W$
- В NLO A_5, A_6, A_7 равны 0, в NNLP A_5, A_6, A_7 можно померить в диапазоне импульсов W-бозона 20-200ГэВ,

$\sin^2\theta_{eff}^{lept} = k_f \sin^2\theta_W$, где k_f - фактор, который зависит только от заряда и слабого изоспина, образованного лептона

Соотношение Лама-Тунга

Согласно статье дифференциальное сечение можно быть записано как: $\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto 1 + \lambda \cos^2\theta + \mu \sin 2\theta \cos\phi + \frac{\nu}{2} \sin^2\theta \cos 2\phi$ (6)

В модели Дрелл-Яна $\lambda = 1, \mu = \nu = 0$, однако внутренние поперечные моменты партонов и эффекты КХД могут отклонять данные значения. В статье показана зависимость $1 - \lambda = 2\nu$, которая называется соотношением Лама-Тунга.

Сравнивая (5) и (6), получим: $\lambda = \frac{2 - 3A_0}{2 + A_0}, \mu = \frac{2A_1}{2 + A_0}, \nu = \frac{2A_2}{2 + A_0}$. Тогда, соотношение Лама-Тунга можно записать как $A_0 = A_2$

$$A_0 = \frac{2d\sigma^L}{d\sigma^{U+L}} \quad A_1 = \frac{2\sqrt{2}d\sigma^I}{d\sigma^{U+L}} \quad A_2 = \frac{4d\sigma^T}{d\sigma^{U+L}} \quad A_3 = \frac{4\sqrt{2}d\sigma^A}{d\sigma^{U+L}}$$

$$A_4 = \frac{2d\sigma^P}{d\sigma^{U+L}} \quad A_5 = \frac{2d\sigma^7}{d\sigma^{U+L}} \quad A_6 = \frac{2\sqrt{2}d\sigma^8}{d\sigma^{U+L}} \quad A_7 = \frac{4\sqrt{2}d\sigma^9}{d\sigma^{U+L}}$$

σ^L - сечение бозона с продольной поляризацией
 σ^T - сечение бозона с поперечной поляризацией

Соотношение Лама-Тунга сохраняется в LO, но нарушается в более высоких порядках.

Асимметрия вперед-назад

Асимметрия вылета лептона по направлению «вперед-назад» относительно массы покоя W определяется как:

$$A_{FB} = \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{\sigma^+ + \sigma^-}$$

σ^+ - полное сечение для $\cos\theta > 0$

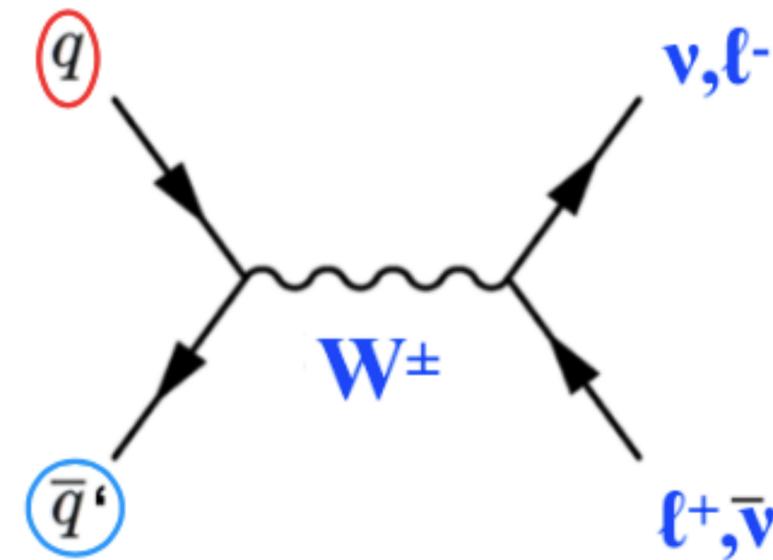
σ^- - полное сечение для $\cos\theta < 0$

Зарядовая асимметрия

$$A_W = \frac{\sigma_{W^+} - \sigma_{W^-}}{\sigma_{W^+} + \sigma_{W^-}}$$

W^+ образуется в основном от $u\bar{d}$
 W^- образуется в основном от $\bar{u}d$

A_W - очень чувствительна к u и d , поэтому может быть использована для более точного измерения PDF



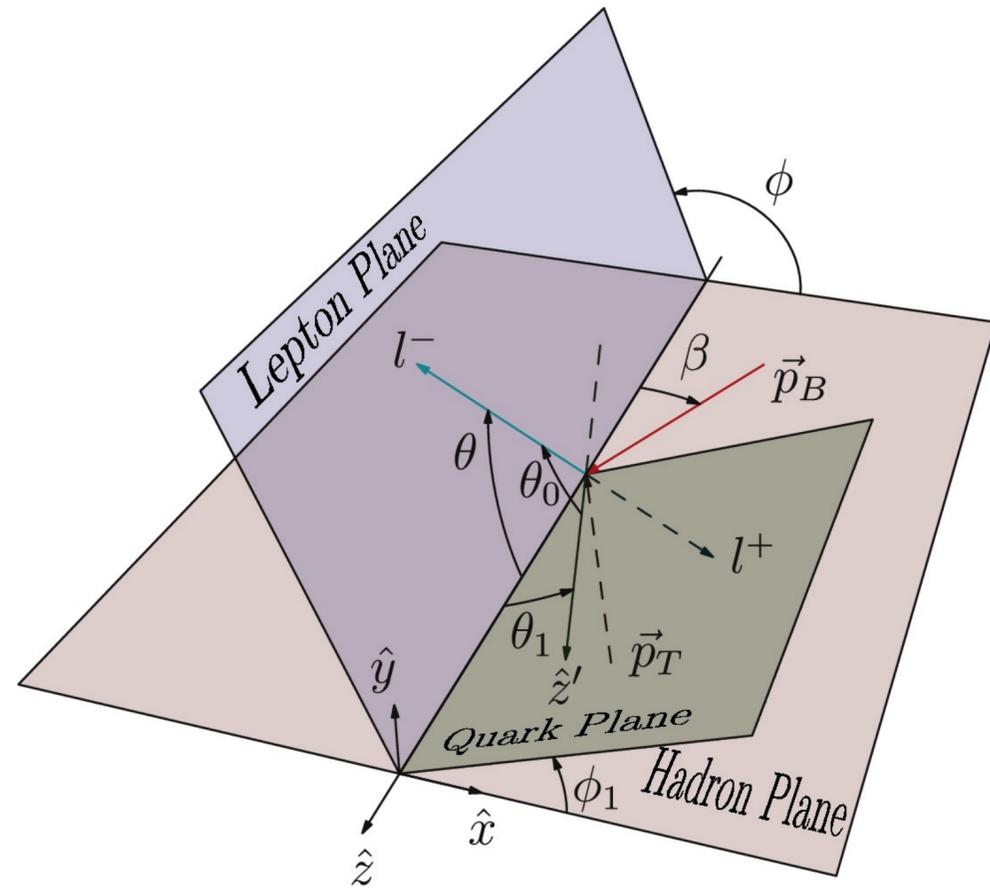
Метод моментов

Метод моментов используется для оценки неизвестных параметров распределения, основанный на предполагаемых свойствах его моментов. Суть метода заключается в нахождение числовых параметров теоретического распределения через моменты, оценённые по выборке.

$$\langle P_i(\cos\theta, \phi) \rangle = \frac{\int P_i(\cos\theta, \phi) d\sigma(\cos\theta, \phi) d\cos\theta d\phi}{\int d\sigma(\cos\theta, \phi) d\cos\theta d\phi}$$

$$\begin{aligned} \langle \frac{1}{2}(1 - 3\cos^2\theta) \rangle &= \frac{3}{20}(A_0 - \frac{2}{3}), & \langle \sin 2\theta \cos\phi \rangle &= \frac{1}{5}A_1, \\ \langle \sin^2\theta \cos 2\phi \rangle &= \frac{1}{10}A_2, & \langle \sin\theta \cos\phi \rangle &= \frac{1}{4}A_3, \\ \langle \cos\theta \rangle &= \frac{1}{4}A_4, & \langle \sin^2\theta \sin 2\phi \rangle &= \frac{1}{5}A_5, \\ \langle \sin 2\theta \sin\phi \rangle &= \frac{1}{5}A_6, & \langle \sin\theta \sin\phi \rangle &= \frac{1}{4}A_7. \end{aligned}$$

Система покоя Коллинза-Сопера



- Направление оси z выбирается так, чтобы она делила угол между направлением трехмерных импульсов протонов в системе покоя пополам
- Положительное направление оси z выбирается в сторону вылета W -бозона в лабораторной системе.
- *Quark Plane*-плоскость, вдоль которой которой $q\bar{q}$ сталкиваются, образуя W -бозон в состоянии покоя.
- *Hadron Plane* - плоскость, образованная векторами импульсов двух сталкивающихся адронов.
- *Lepton plane* - плоскость, определяемая вектором импульса заряженного лептона (l) и осью z .

