

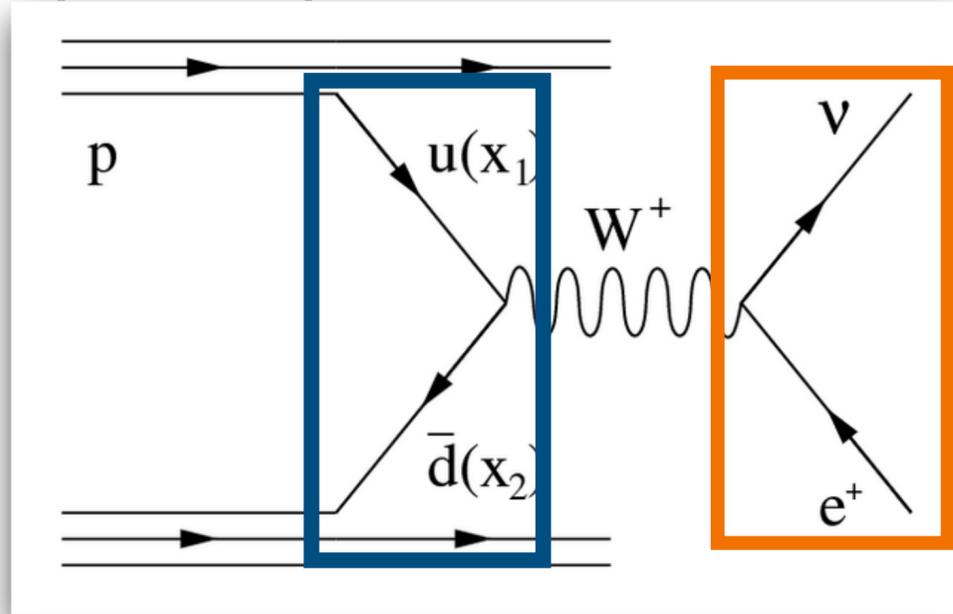
# **ОЦЕНКА ВКЛАДА ПОГРЕШНОСТИ ПФР ПРИ ИЗМЕРЕНИИ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ УГЛОВЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ В ПРОЦЕССАХ ЛЕПТОННОГО РАСПАДА W-БОЗОНА В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS**

**Толкачёв Григорий  
НИЯУ МИФИ, Москва**

**Летняя научная школа по физике высоких  
энергий и ускорительной технике  
НЦФМ, МГУ, Саров  
28 Июля 2022 г.**

# Мотивация

## Процесс Дрелла-Яна



**Цель работы:** Оценка вклада погрешности ПФР.

- ▶ 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 реконструкции 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>

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

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

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

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

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

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

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

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

# Глобальный анализ КХД

Экспериментальные данные

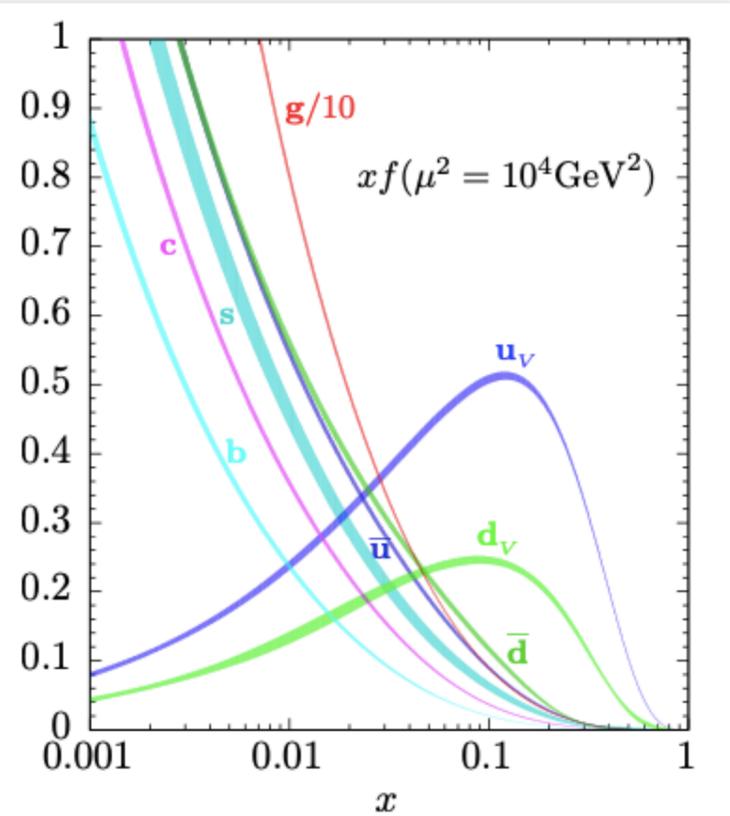
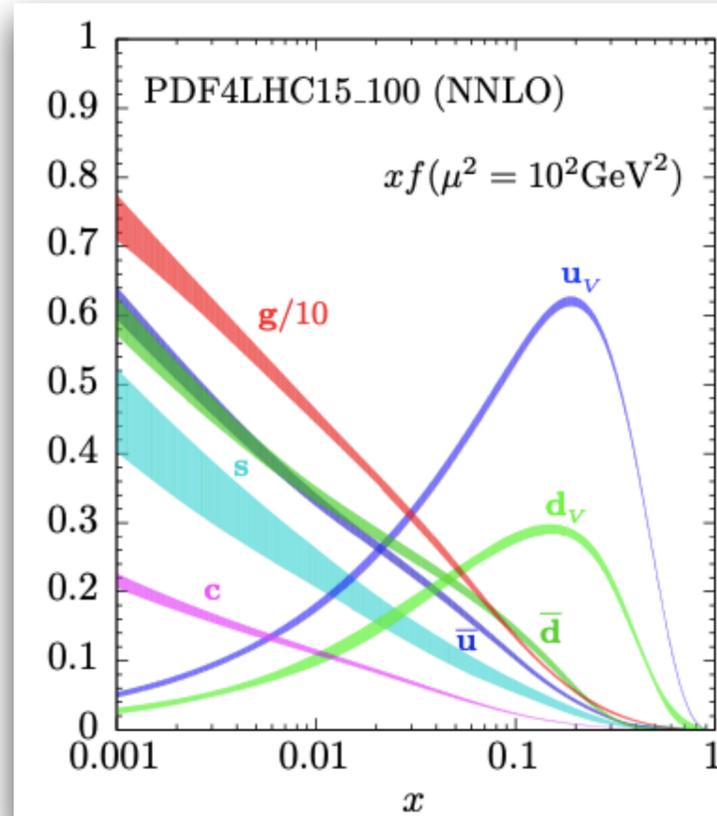
Теоретические предсказания

Параметризация ПФР с начальным значением  $Q_0^2$  и набором параметров  $a = \{a_1, \dots, a_n\}$

$$\chi^2(a) = \sum \frac{1}{\sigma_k^2} (D_k - T_k(a))^2 \quad (2)$$

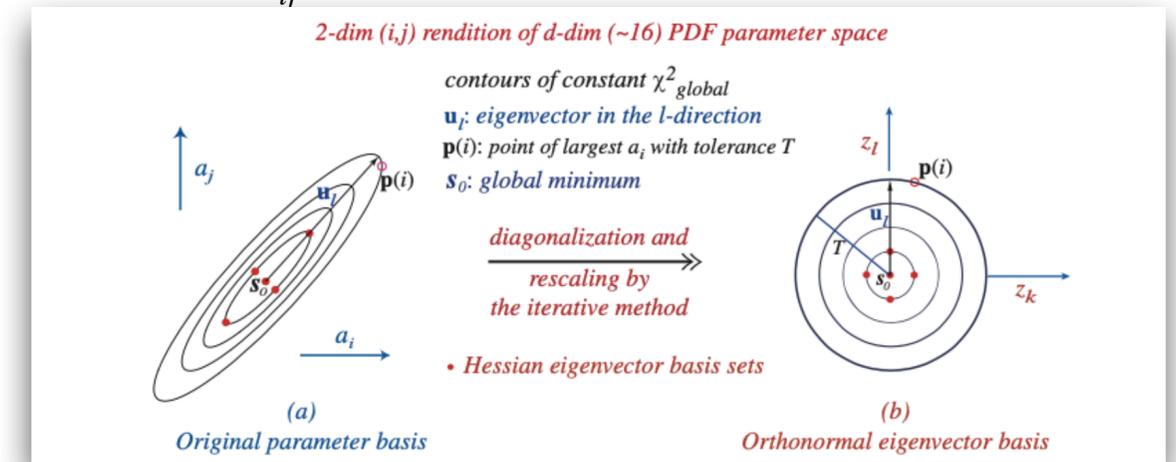
Получение набора параметров  $a^0 = \{a_1^0, \dots, a_n^0\}$ , которые минимизируют функцию  $\chi^2$

Результат:  $f(x, Q^2)$



## Метод Гессена

$$\chi^2(a) \approx \chi^2(a^0) + \sum_{ij} H_{ij} (a_i - a_i^0)(a_j - a_j^0) \quad (3) \quad H_{ij} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial a_i \partial a_j} \quad (4)$$



Собственные вектора матрица Гессеана играют центральную роль. Они используются для создания базисного набора собственных векторов ПФР, из которых могут быть получены соответствующие погрешности.

В работе был использован набор ПФР СТ10, включает в себя 26 собственных векторов. Всего  $2 \times 26 + 1 = 53$  элементов набора ПФР.

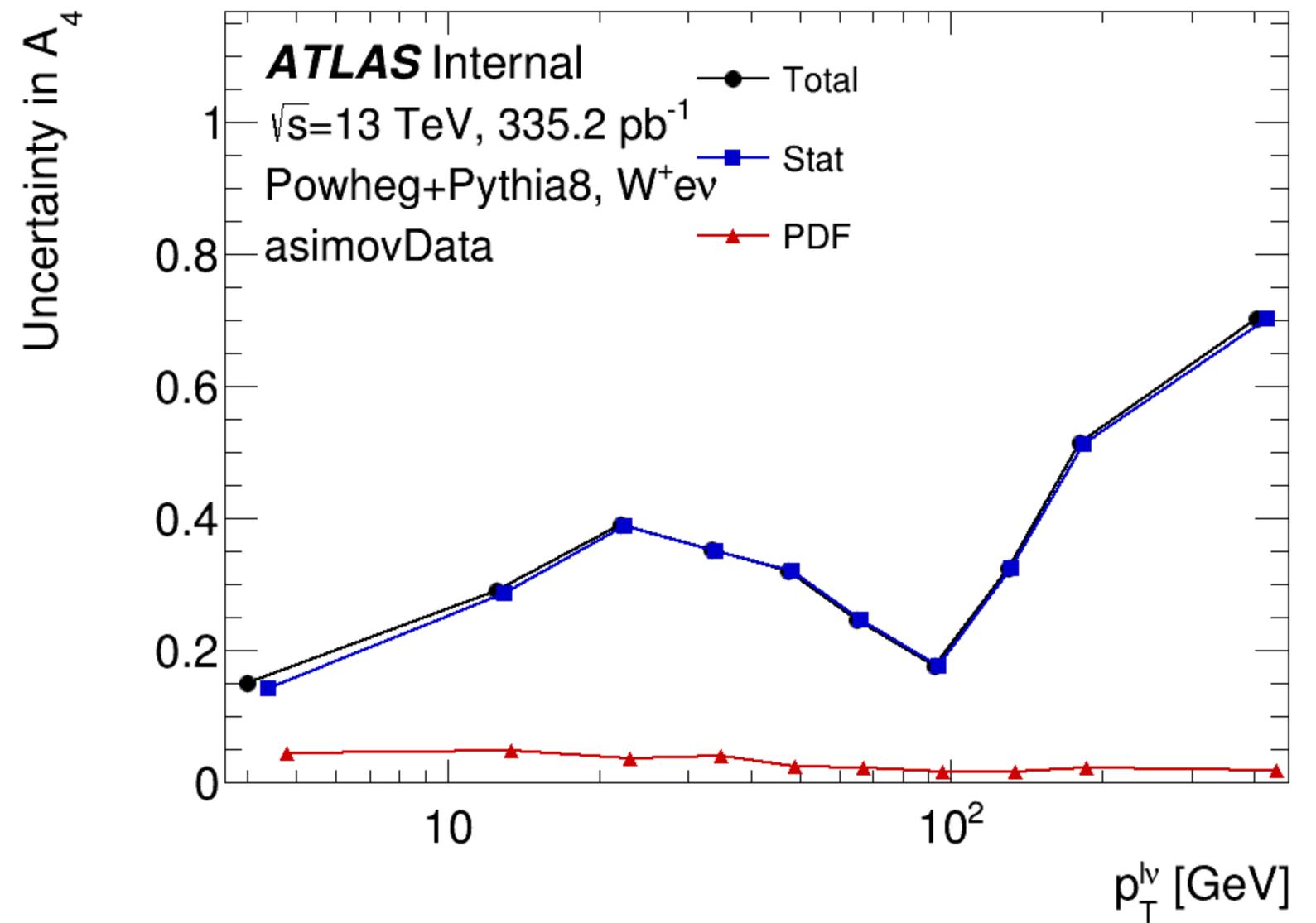
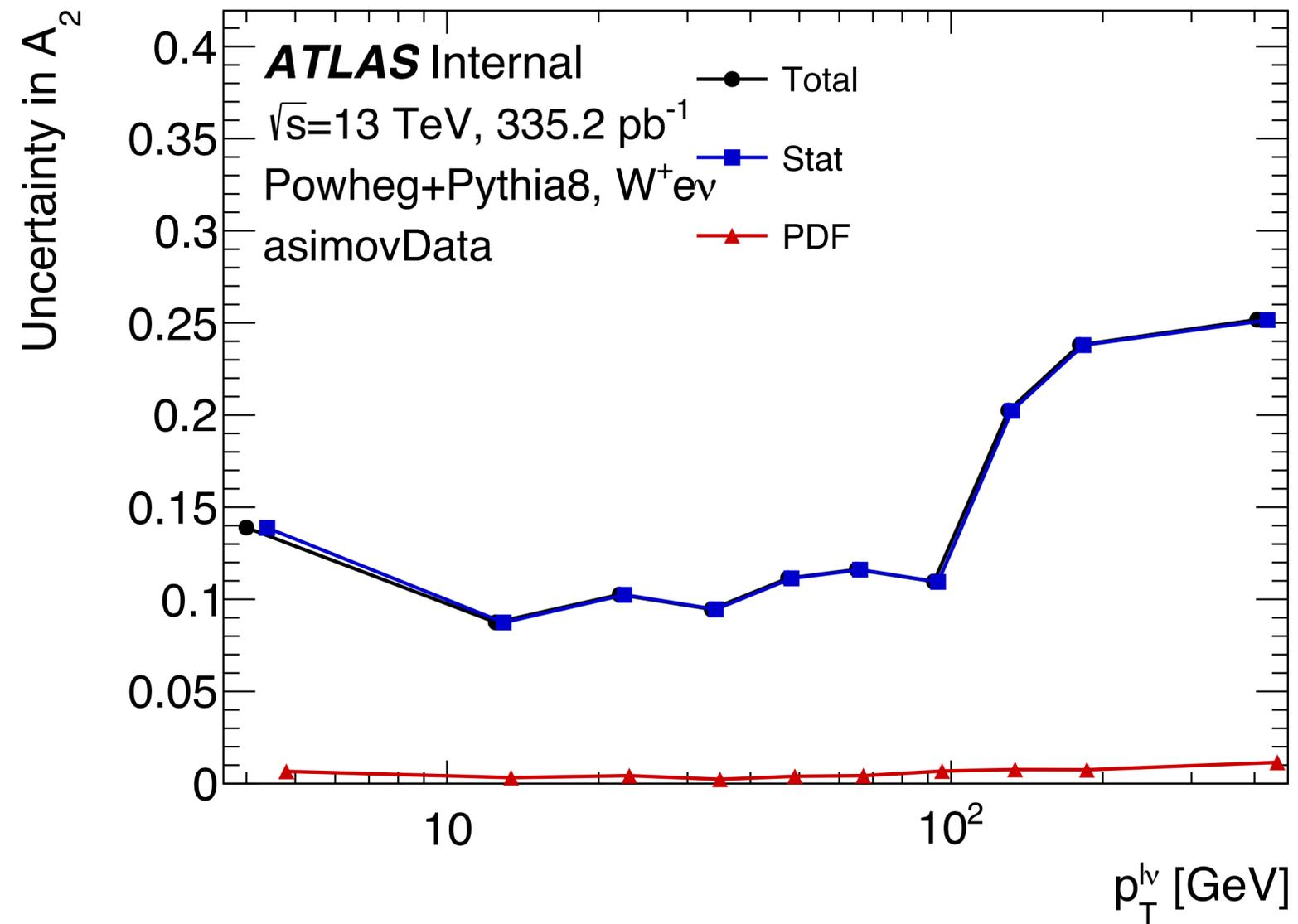
## Перевзвешивание набора ПФР

Для получения up или down вариации для собственного вектора, необходимо перевесить МК данные, которые имеют центральное значение набора ПФР

$$w = \frac{x_1 g_{i/B_1}(x_1; Q^2)}{x_1 f_{i/B_1}(x_1; Q^2)} \cdot \frac{x_2 g_{i/B_2}(x_2; Q^2)}{x_2 f_{i/B_2}(x_2; Q^2)} \quad (5)$$

Коэффициент перевзвешивания из старого ПФР  $xf(x, Q^2)$  в новый ПФР  $xg(x, Q^2)$  определяется по формуле 5

# Результаты



► Для всех угловых поляризационных коэффициентов погрешность ПФР ниже чем статистическая погрешность данных

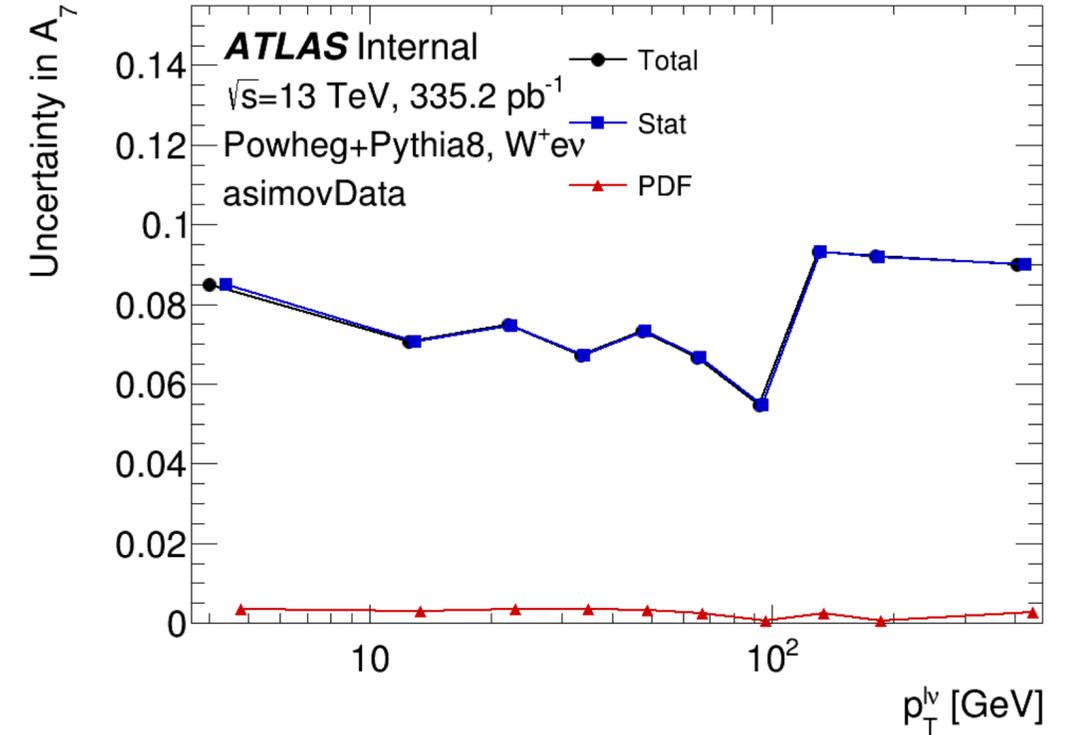
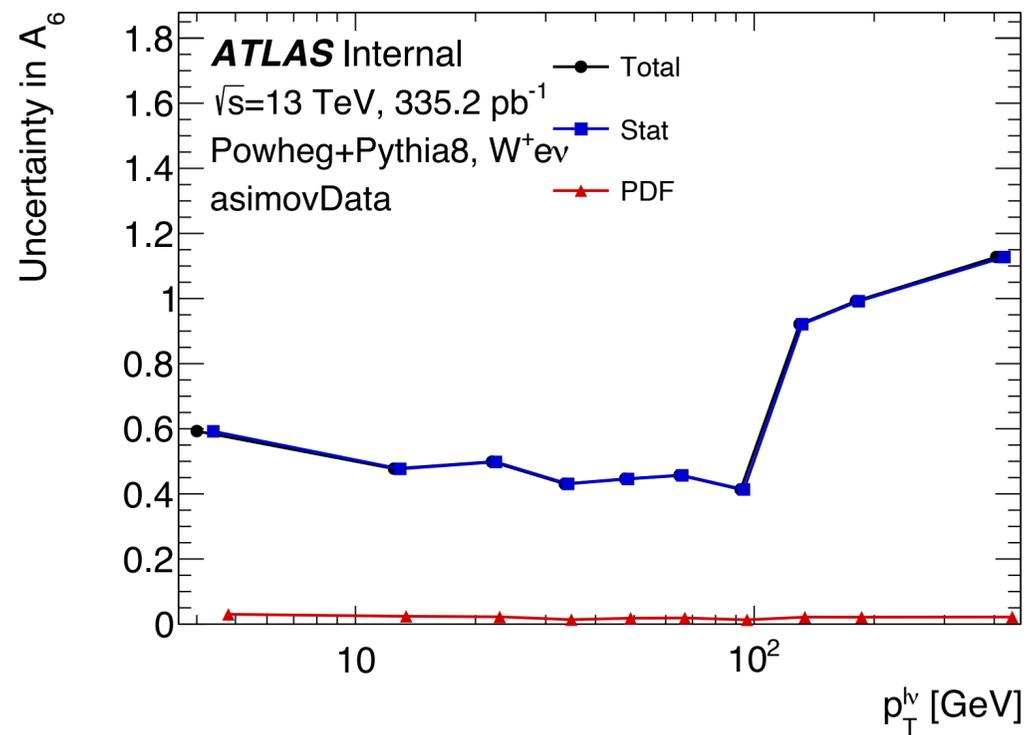
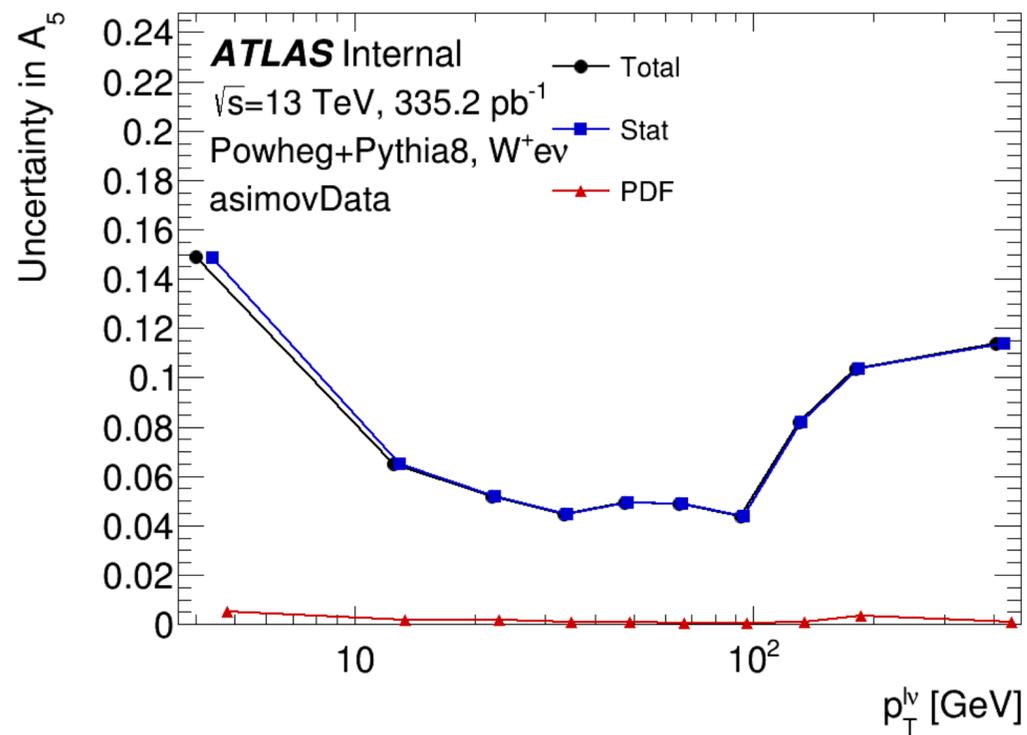
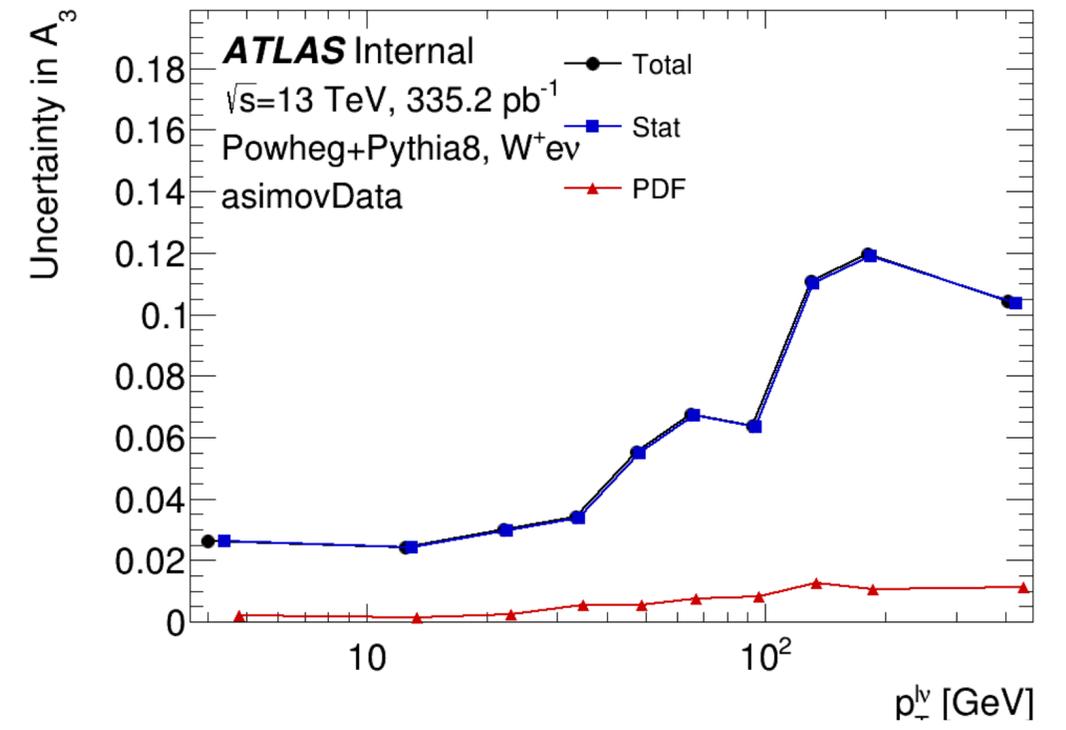
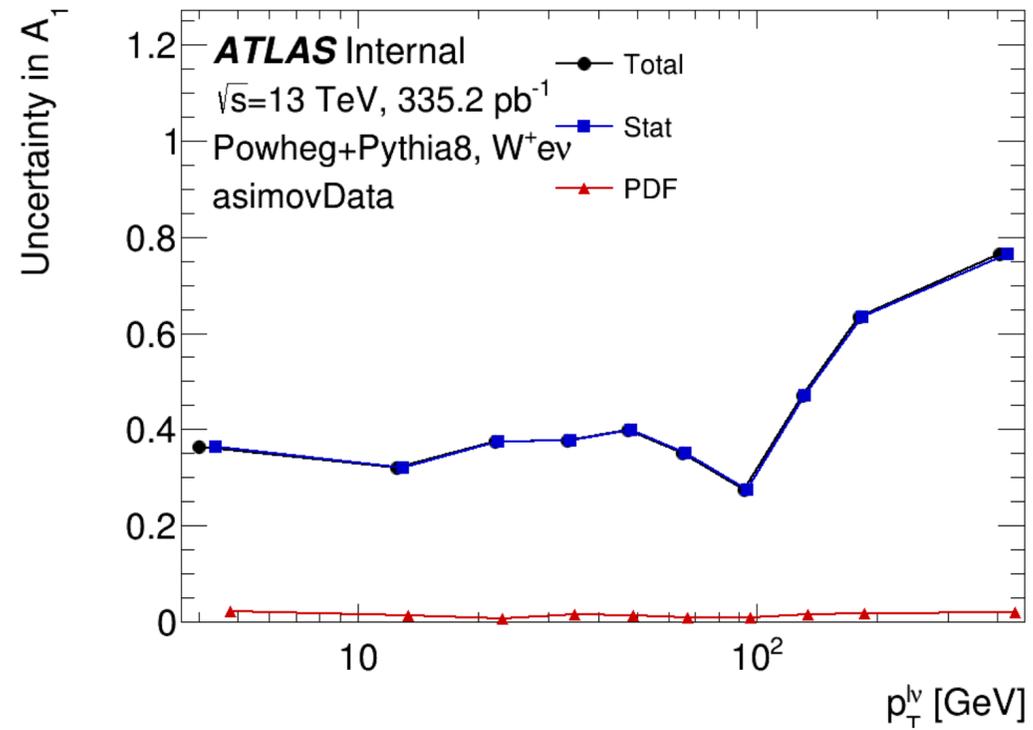
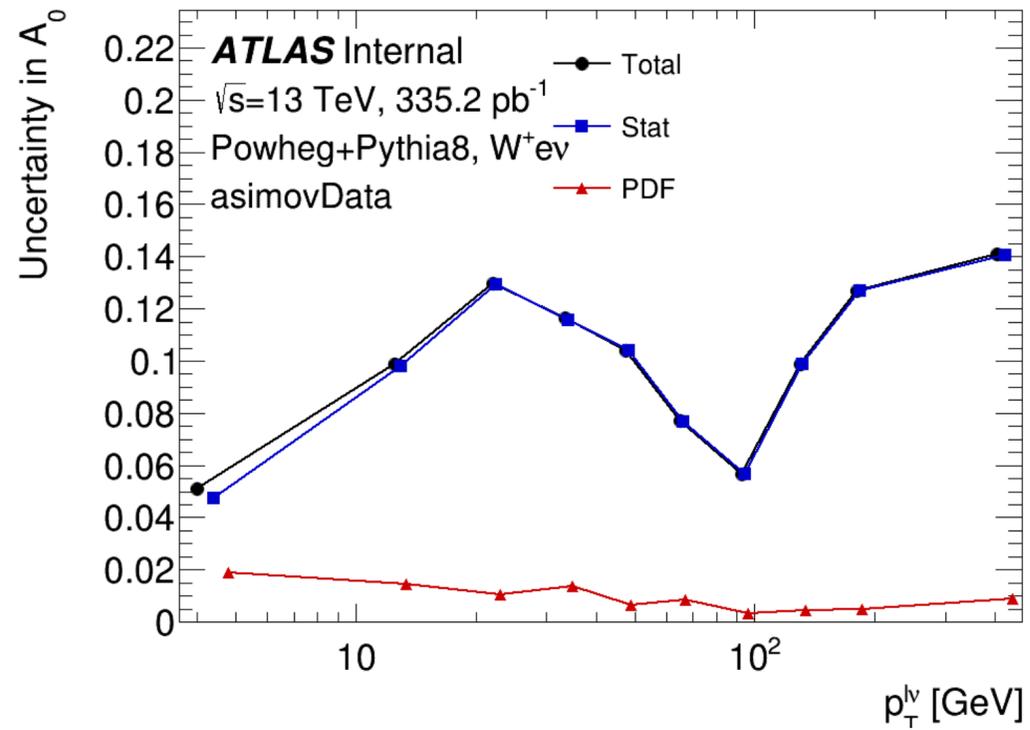
# Заключение

- ▶ Получены начальные сведения о партонных функциях, используемых в анализе данных на экспериментах БАК, стратегии глобального анализа КХД.
- ▶ Проведено ознакомление с библиотекой LHAPDF, с помощью которой в работе производится перевзвешивание наборов партонных функций. Выполнена настройка программного обеспечения Aidy для совместной работы с библиотекой LHAPDF. Получен набор данных с новыми переменными, которые необходимы для перевзвешивания.
- ▶ Получены значения угловых коэффициентов  $A_i$  и их погрешностей в каждом интервале поперечного импульса  $W$  бозона  $p_T^W$  с использованием псевдо-данных. Проведено сравнение PDF и статистической погрешностей.
- ▶ На следующем этапе работы планируется произвести оценку вклада погрешности ПФР для остальных каналов  $W^- \rightarrow e^- \nu$ ,  $W \rightarrow e \nu$ ,

Спасибо за внимание!

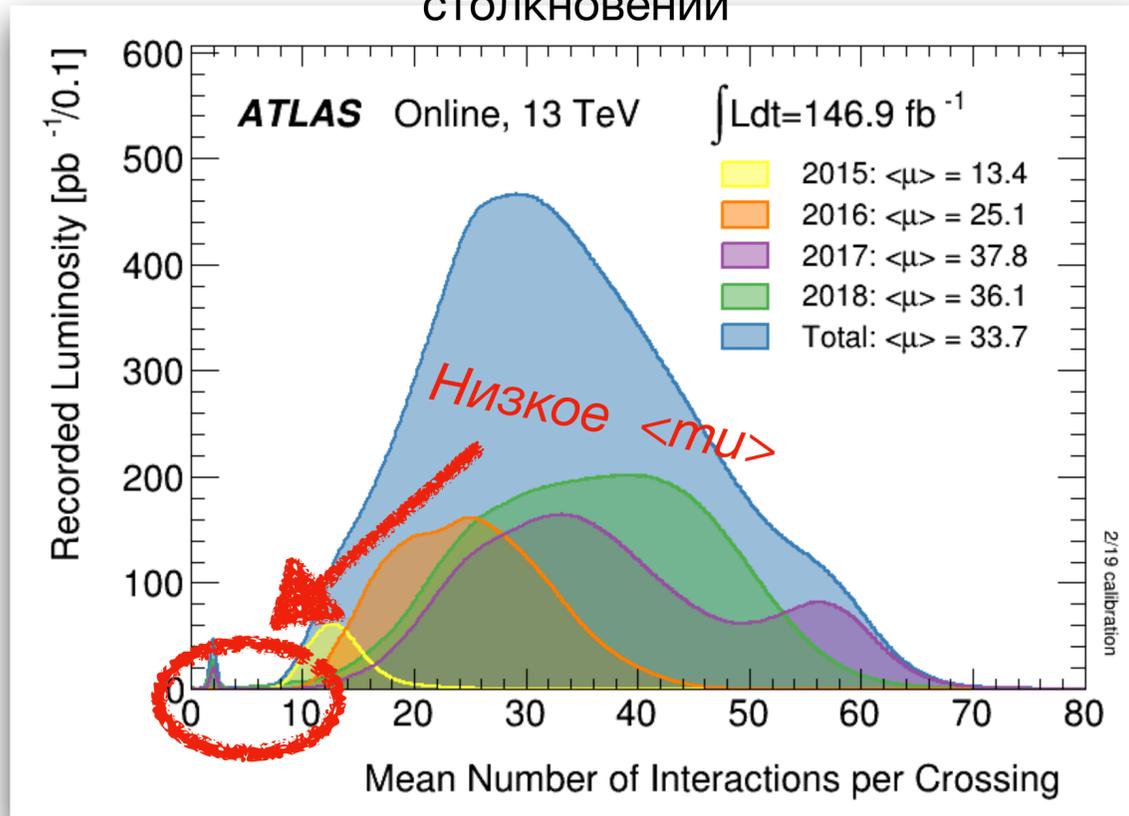
Дополнительные слайды

# Результаты



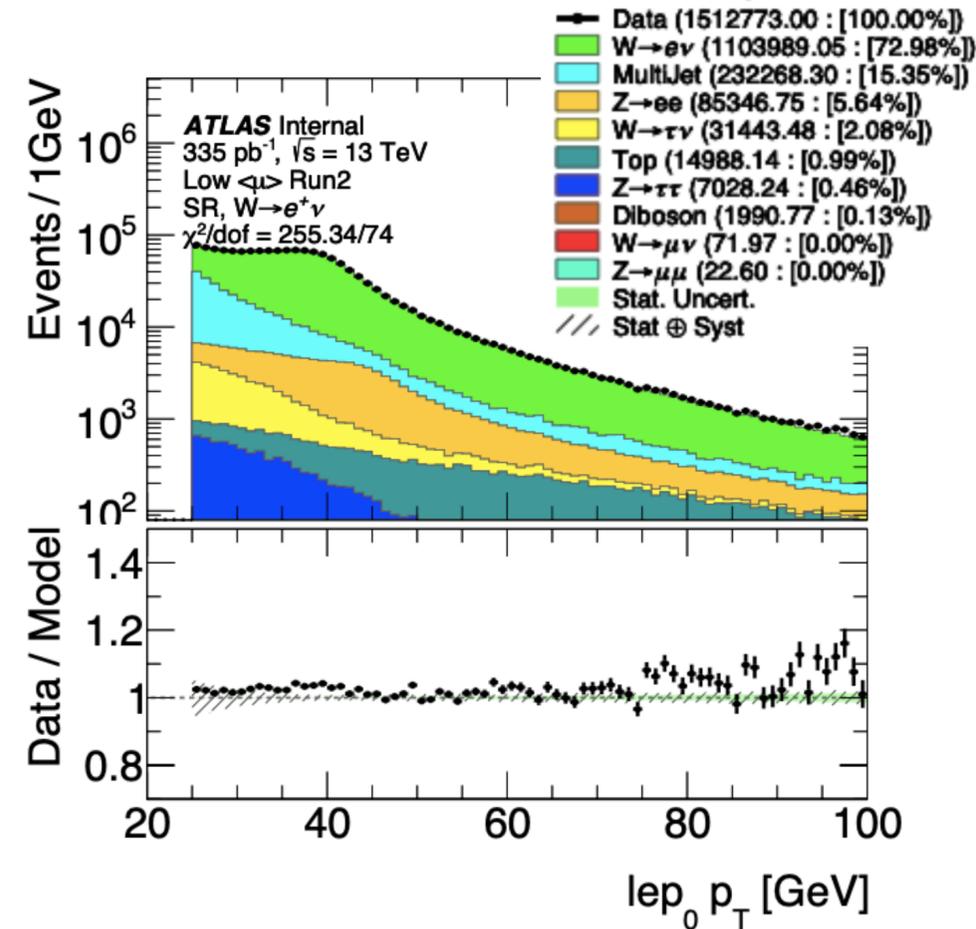
# Использованные данные

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

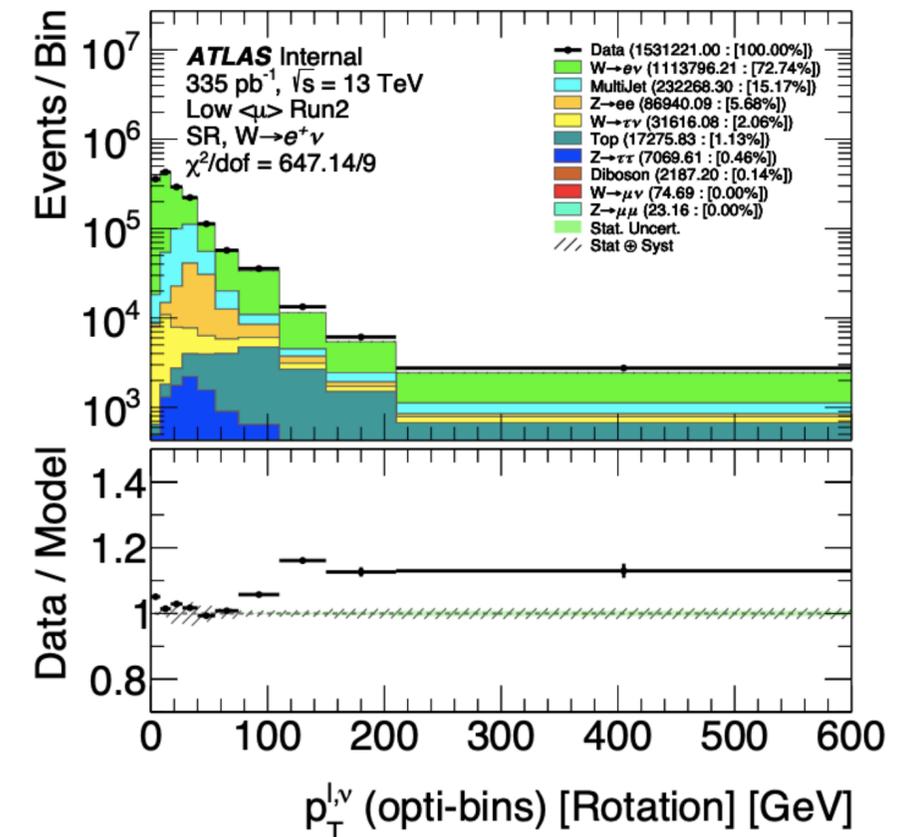
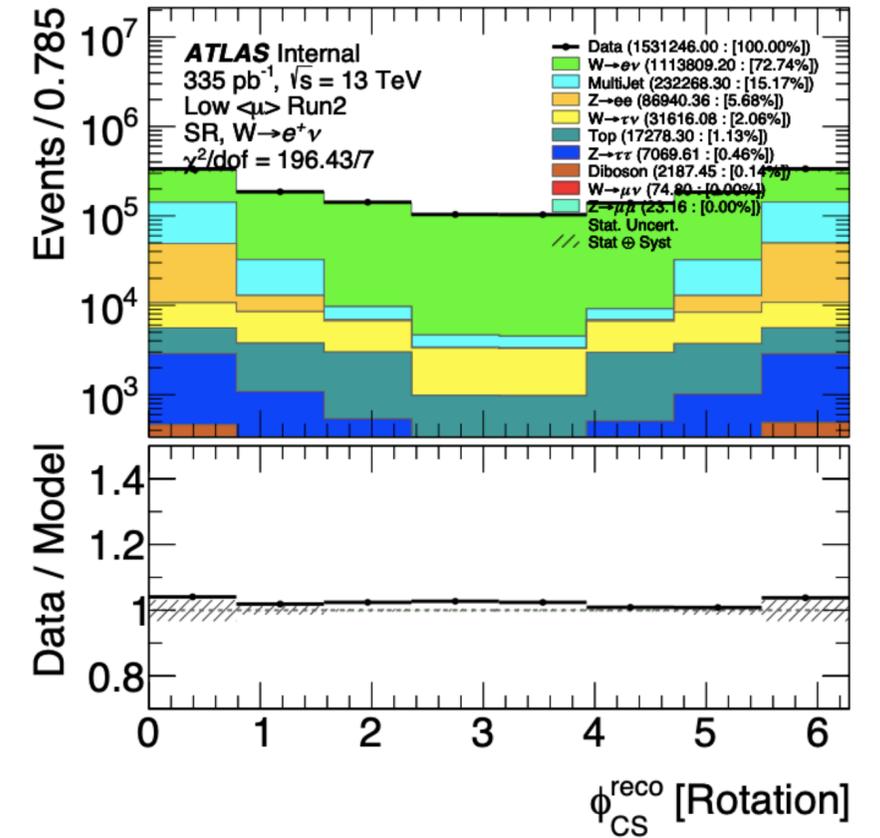


- ▶ Экспериментальные данные, набранные на детектора ATLAS в 2017 и 2018 году с полной интегральной светимостью  $340 \text{ pb}^{-1}$  и низким  $\langle \mu \rangle$ . При столкновении протон-протонных пучков с энергией 13 ТэВ.
- ▶ Монте-Карло данные, соответствующие условиям реальных протон-протонных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

Сравнение кинематических распределений для экспериментальных и Монте-Карло данных



- ▶ При измерении необходимо использовать данные, которые полностью соответствуют МК, поэтому данные отклонения никак не влияют на результаты измерения



# Методика измерения

$$L(A, \sigma) = \prod_n^{N_{bins}} \{ Poiss(N_{obs}^n | N_{exp}^n(A, \sigma)) \} \quad (1)$$

$$N_{exp}^n(A, \sigma) = \left\{ \sum_{j=0}^{11} \sigma_j \left[ T_{8j}^n + \sum_{i=0}^7 A_{ij} T_{ij}^n + T_B^n \right] \right\} \quad (2)$$

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

$$T_{ij}^{mkl} = \sum_{evt \in \Delta_{jmkl}} P_i(\cos\theta_{CS}^{Truth}, \phi_{CS}^{Truth}) \frac{w^{evt}(r, t)}{f_j(\cos\theta_{CS}^{Truth}, \phi_{CS}^{Truth})} \quad (3)$$

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

$$f_j(\cos\theta_{CS}^{Truth}, \phi_{CS}^{Truth}) = \sigma_j \left\{ P_8(\cos\theta_{CS}^{Truth}, \phi_{CS}^{Truth}) + \sum_{i=0}^8 A_{ij}^{ref} P_i(\cos\theta_{CS}^{Truth}, \phi_{CS}^{Truth}) \right\} \quad (4)$$

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
- ▶  $\sigma$  - набор параметров для  $\sigma_j$
- ▶  $\sigma_j$  - параметр, определяющий неполяризационное сечение для  $j$  интервала переменной  $p_T^{Truth, W}$
- ▶  $A_{ij}^{Ref}$  - набор референсных угловых коэффициентов

# 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.

$$p + p \rightarrow W + X \rightarrow l + \nu_l + X \quad \frac{d\sigma^{h_1 h_2}}{dp_T^2 dy d\Omega^*} = \sum_{a,b} \int dx_1 dx_2 f_a^{h_1}(x_1, M^2) f_b^{h_2}(x_2, M^2) \frac{sd\hat{\sigma}_{ab}}{dt du d\Omega^*}(x_1 P_1, x_2 P_2, \alpha_s(\mu_R^2)) \quad (5)$$

- $f_i$  - функция определяет плотность вероятности обнаружения партона  $i$  с долей импульса партона  $x$  в протоне, на энергетическом масштабе, который задается параметром шкалы факторизации КХД  $M$ .
- $\sigma_{ab}$  - сечение процесса на партонном уровне, которое вычисляется по степеням бегущей константы связи КХД  $\alpha_s(\mu_R^2)$
- $\mu_R$  - энергетический масштаб перенормировки
- $p_T, y$  - поперечный импульс и быстрота в лабораторной системе
- $\theta, \phi$  - 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 распада W-бозона

Описание образования лептонных пар в процессах Дрелла-Яна можно осуществить по аналогии с глубоко неупругом лептон-адронным рассеянием (через свертку лептонного  $L_{\mu\nu}$  и адронного тензора  $H_{\mu\nu}$ ). По аналогии с данным процессом вводятся 9 структурных функций, которые описывают чистую динамику адронной системы.

$$9 = \boxed{4(dis.) + 1(abs.)} + \boxed{2(dis.) + 2(abs.)}$$

Сохраняют P честность      Нарушают P честность

Для факторизации лептонной и адронной части необходимо рассмотреть эквивалентное представление адронного тензора в базе спиральности.

$$H_{mm'} = \epsilon_\mu^*(m) H^{\mu\nu} \epsilon_\nu(m') \quad (6) \quad \epsilon_\mu(\pm) = \frac{1}{\sqrt{2}}(0; \pm 1, -i, 0), \epsilon_\mu(0) = (0; 0, 0, 1) \quad (7)$$

Где (7) векторы поляризации калибровочного бозона, определенные в выбранной системе его покоя.

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

$$H_{mm'} = \begin{bmatrix} H_{++} & H_{+0} & H_{+-} \\ H_{0+} & H_{00} & H_{0-} \\ H_{-+} & H_{-0} & H_{--} \end{bmatrix}$$

$$\begin{aligned} \sigma^{U+L} &\propto H_{00}^H + H_{++} + H_{--} & \sigma^L &\propto H_{00} \\ \sigma^T &\propto 1/2(H_{++} + H_{--}) & \sigma^I &\propto 1/4(H_{+0} + H_{0+} - H_{-0} - H_{0-}) \\ \sigma^P &\propto (H_{++} - H_{--}) & \sigma^A &\propto (H_{+0} + H_{0+} + H_{-0} + H_{0-}) \\ \sigma^7 &\propto -i/2(H_{+-} - H_{-+}) & \sigma^8 &= -i/4(H_{+0} - H_{0+} + H_{-0} - H_{0-}) \\ \sigma^9 &\propto -i/4(H_{+0} - H_{0+} - H_{-0} + H_{0-}) \end{aligned}$$

$\sigma^\alpha$  - сечения с заданной спиральностью, которые представляют собой линейные комбинации элементов поляризации матрицы плотности  $H_{mm'}$

# Дифференциальное сечение распада W-бозона

Угловая зависимость дифференциального сечения может быть записана в следующем виде:

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2 dy d\Omega^*} = \sum_{\alpha \in M} g_\alpha(\theta, \phi) \frac{3}{16\pi} \frac{d\sigma^\alpha}{dp_T^2 dy} \quad (8)$$

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

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

$$\begin{aligned} g_{U+L}(\theta, \phi) &= 1 + \cos^2(\theta) \\ g_L(\theta, \phi) &= 1 - 3 \cos^2(\theta) \\ g_T(\theta, \phi) &= 2 \sin^2(\theta) \cos(2\phi) \\ g_I(\theta, \phi) &= 2\sqrt{2} \sin^2(2\theta) \cos(\phi) \\ g_P(\theta, \phi) &= 2 \cos(\theta) \\ g_A(\theta, \phi) &= 4\sqrt{2} \sin(\theta) \cos(\phi) \\ g_7(\theta, \phi) &= 2 \sin^2(\theta) \cos(2\phi) \\ g_8(\theta, \phi) &= 2\sqrt{2} \sin^2(2\theta) \cos(\phi) \\ g_9(\theta, \phi) &= 4\sqrt{2} \sin(\theta) \cos(\phi) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sigma^{U+L} &\propto H_{00}^H + H_{++} + H_{--} \\ \sigma^L &\propto H_{00} \\ \sigma^T &\propto 1/2(H_{++} + H_{--}) \\ \sigma^I &\propto 1/4(H_{+0} + H_{0+} - H_{-0} - H_{0-}) \\ \sigma^P &\propto (H_{++} - H_{--}) \\ \sigma^A &\propto (H_{+0} + H_{0+} + H_{-0} + H_{0-}) \\ \sigma^7 &\propto -i/2(H_{+-} - H_{-+}) \\ \sigma^8 &\propto -i/4(H_{+0} - H_{0+} + H_{-0} - H_{0-}) \\ \sigma^9 &\propto -i/4(H_{+0} - H_{0+} - H_{-0} + H_{0-}) \end{aligned}$$

Через  $\sigma^{L+U}$  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>)

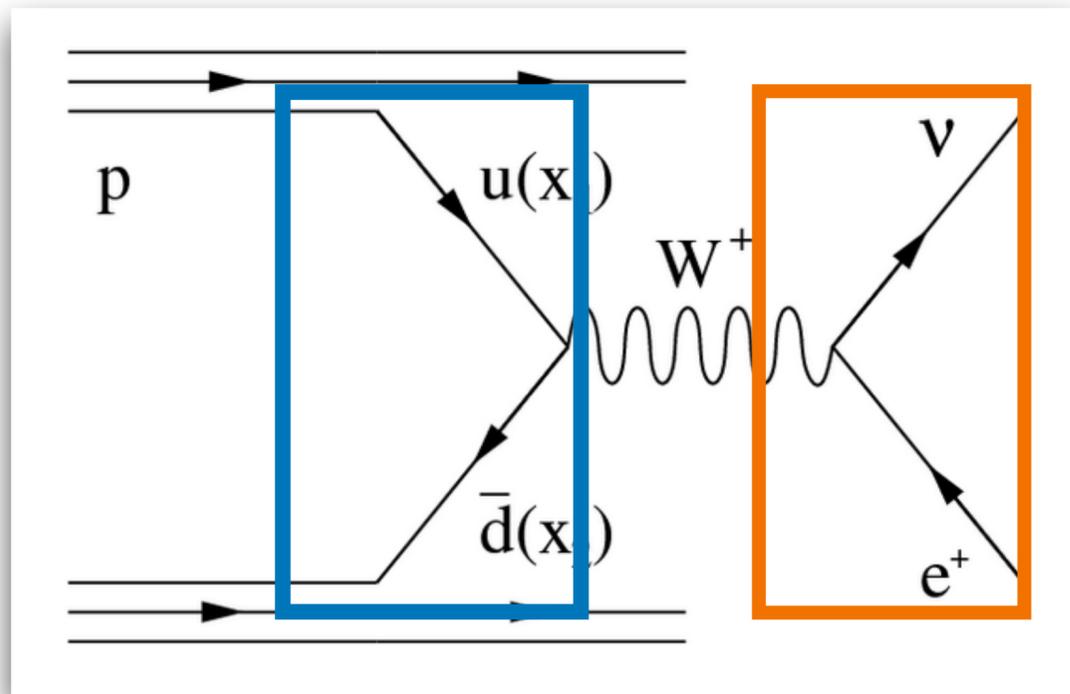
Каждое индивидуальное спиральное сечение зависит от констант связи W-бозона с кварками и лептонами следующим образом:

$$\begin{aligned} \sigma^{U+L,L,T,I} &\propto (v_l^2 + a_l^2)(v_q^2 + a_q^2) & \sigma^{P,A} &\propto v_l a_l v_q a_q \\ \sigma^9 &\propto v_l a_l (v_q^2 + a_q^2) & \sigma^{7,8} &\propto (v_l^2 + a_l^2) v_q a_q \end{aligned}$$

- $\sigma^{U+L,L,T,I,9}$  - получают вклад от частей адронного тензора, сохраняющие P четность
- $\sigma^{P,A,7,8}$  - пропорциональны частям адронного тензора, которые нарушают P четность
- $g_{P,A,9}$  - меняют знак при преобразовании P четности  $\rightarrow$  угловые распределения включающие спиральные сечения  $\sigma^{U+L,L,T,I,P,A}$  будут P четными
- $\sigma^{7,8,9}$  - T-нечетные

# Дифференциальное сечение распада W-бозона

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



$$\frac{d\sigma}{dp_T^2 dy d\Omega^*} = \frac{3}{16\pi} \frac{d\sigma^{U+L}}{dp_T^2 dy} \left[ (1 + \cos^2 \theta) + \sum_{i=0}^7 P_i(\cos\theta, \phi) A_i(p_T, y) \right] \quad (9)$$

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

# Дифференциальное сечение

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

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2 dy d\Omega^*} = \frac{3}{16\pi} \frac{d\sigma^{U+L}}{dp_T^2 dy} \left\{ (1 + \cos^2 \theta) + \frac{1}{2} A_0 (1 - 3 \cos \theta) + \right. \\ \left. + A_1 \sin 2\theta \cos \phi + \frac{1}{2} A_2 \sin^2 \theta \cos 2\phi + A_3 \sin \theta \cos \phi + A_4 \cos \theta + A_5 \sin^2 \theta \sin 2\phi + A_6 \sin 2\theta \sin \phi + A_7 \sin \theta \sin \phi \right\} \quad (10)$$

- 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  $A_i$  стремится к нулю, когда  $p_T^W$  также стремится к нулю, за исключением коэффициента  $A_4$ , который отвечает за асимметрию «вперед-назад»  $3/8 A_4 = A_{FB}$ .
- С помощью  $A_{FB}$  может быть получен  $\sin^2 \theta_{eff}^{lept}$ . Асимметрия является следствием нарушения  $P$ -четности.
- В NLO  $A_5, A_6, A_7$  имеют малое отклонение от 0
- В  $A_3$  наибольший вклад вносит  $qg$ . Можно ограничить функцию распределения глюонов
- Соотношение Ламма-Тунга  $A_0 = A_2$  в сохраняется LO, но нарушается в более высоких порядках.

# 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  $A_0 = A_2$

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

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

$\sigma^L$  - сечение бозона с продольной поляризацией  
 $\sigma^T$  - 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:

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

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

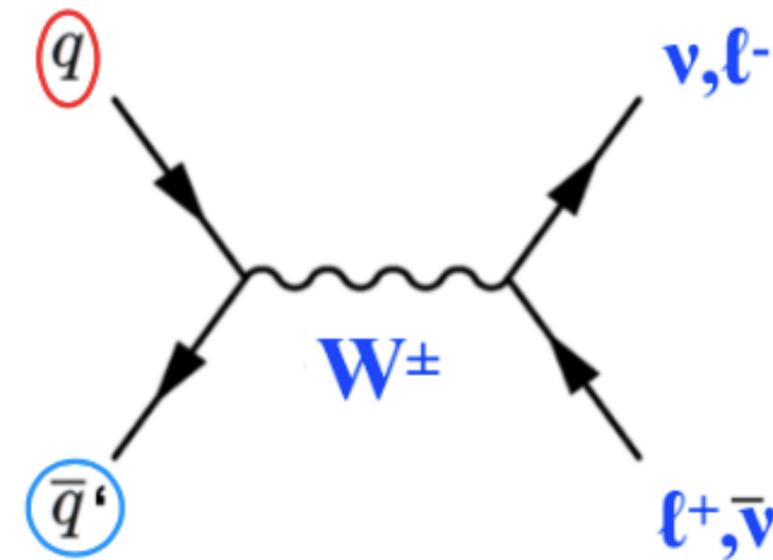
$\sigma^-$  - полное сечение для  $\cos\theta < 0$

# 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



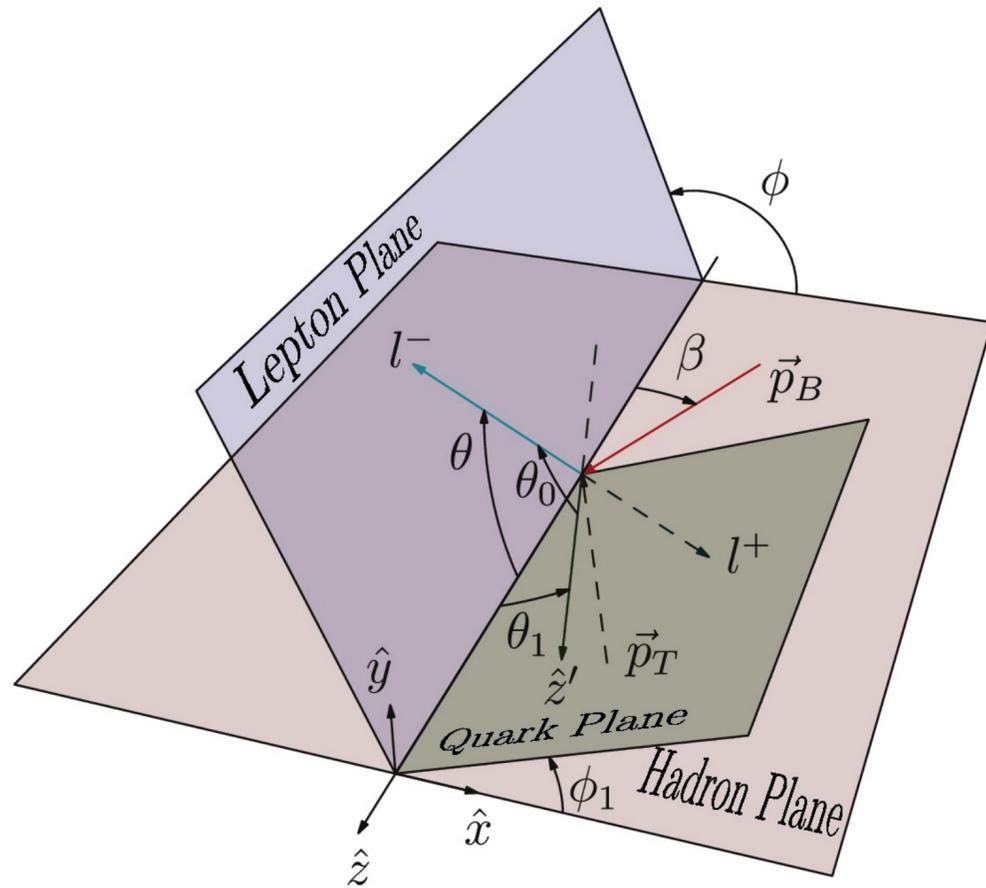
# Метод моментов

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

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

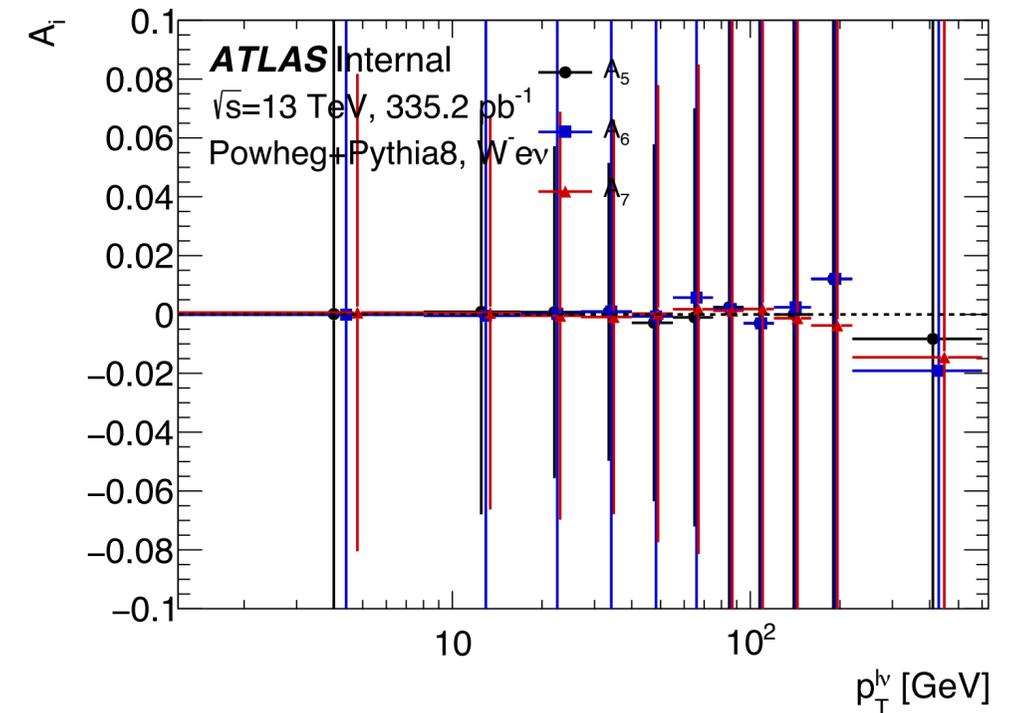
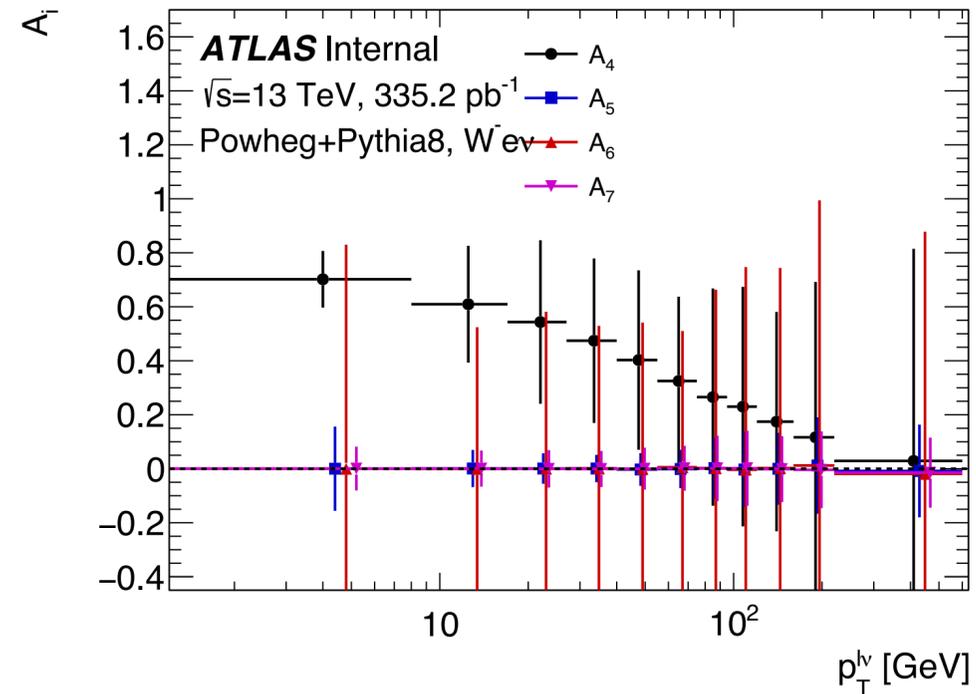
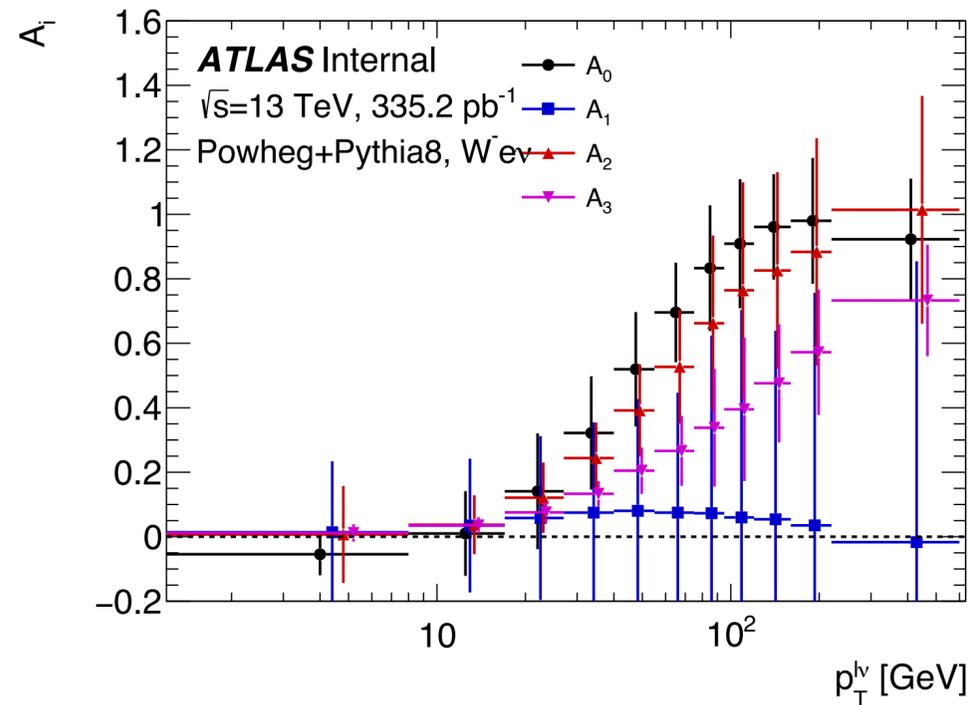
$$\begin{aligned} \langle \frac{1}{2}(1 - 3\cos^2\theta) \rangle &= \frac{3}{20}(A_0 - \frac{2}{3}), & \langle \sin 2\theta \cos\phi \rangle &= \frac{1}{5}A_1, \\ \langle \sin^2\theta \cos 2\phi \rangle &= \frac{1}{10}A_2, & \langle \sin\theta \cos\phi \rangle &= \frac{1}{4}A_3, \\ \langle \cos\theta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

# 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  $z$ .

# 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.