Оценка фонов в исследовании ассоциированного рождения Z-бозона с фотоном на полном наборе данных Run2 pp столкновений с энергией 13 ТэВ в эксперименте ATLAS

Студент бакалавриата: Жарова В. С.

Научные руководители: Казакова К. К., инженер
Пятиизбянцева Д.Н ., инженер
Солдатов Е. Ю., к.ф.-м.н., доцент

НИЯУ МИФИ

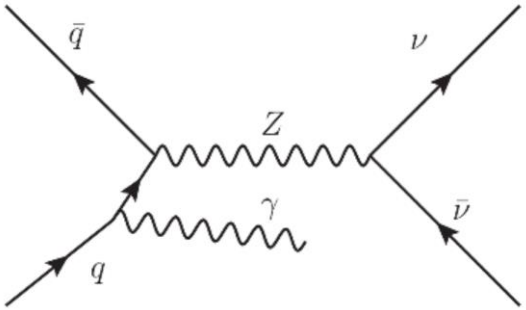
Кафедра №40 физики элементарных частиц

24.05.2023

Мотивация и цели

Мотивация:

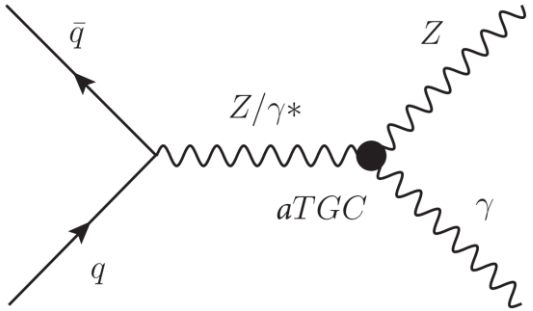
- Измерение сечений процесса с конечным состоянием Z(νν)γ и сравнение результата с теоретическими предсказаниями в рамках Стандартной модели;
- Поиск аномальных трехбозонных вершин, чувствительных к физике вне Стандартной модели – “новой физике”.



(a)

Цель:

- Оценить с помощью матричного метода число фоновых событий, обусловленных неверной идентификацией адронной струи как фотона jet → γ, в процессе ассоциированного рождения Z(νν)γ;
- Оценить долю пайлап фона в процессе ассоциированного рождения Z(νν)γ.



(b)

Актуальность:

- Двумерный метод боковых интервалов (ABCD метод*), являющийся одним из основных методов оценки jet → γ фона, имеет ряд недостатков, что дает мотивацию для реализации более оптимальных подходов; *(подробнее в back-up)
- Нестабильность доли пайлап фона, вычисленной с помощью метода, основанного на данных, даёт мотивацию для рассмотрения альтернативных подходов оценки данного фона.

Область фазового пространства

Сигнал: Z(νν)γ

Фоны: γ+jets, W(→lν)γ, e → γ, jet → γ, Z(ll)γ, ttγ

Оцениваемый фон: jet → γ (6 %)

*Адронные струи, содержащие нейтральные мезоны, которые в свою очередь распадаются в пару фотонов, могут быть ошибочно идентифицированы как изолированные фотоны

Фоны, обусловленные неверной идентификацией объектов, плохо моделируется с помощью МК, поэтому для получения наиболее точной оценки необходимо использовать метод, основанный на данных.

- Критерии отбора событий Z(νν)γ:

Переменная	Ограничение
E_{T}^{γ}	> 150 ГэВ
$E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$	> 130 ГэВ
Число фотонов	$N_{\gamma} = 1$
Лептонное вето	$N_{\mu} = 0,\ N_{e} = 0$
Значимость $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$	> 11
$\lvert\Delta\phi(\vec{p}_{\mathrm{T}}^{\,\mathrm{miss}}, \gamma)\rvert$	> 0.7
$\lvert\Delta\phi(\vec{p}_{\mathrm{T}}^{\,\mathrm{miss}}, j_1)\rvert$	> 0.4

- Критерий изоляции фотона:

Изоляция	Калориметрическая изоляция	Трековая изоляция
FixedCutLoose	$E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cone20}}$- $0.065 \cdot p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cone20}} < 0$ ГэВ	$p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cone20}}/p_{\mathrm{T}}^{\gamma} < 0.05$

Сигнальная область: события проходят отборы и содержат изолированный фотон.

Описание метода

1. Определены два типа фотонов: “мягкий” и “жёсткий”. “Жёсткий” - подмножество “мягкого”. В данном анализе фотон идентифицируется как “мягкий” , если он прошел критерии отбора событий. Фотон идентифицируется как “жёсткий”, если он удовлетворяет всем критериям формы ЭМ ливня*.*(подробнее в back-up)

2. Метод строится на двух эффективностях:

- *Реальная эффективность (r - real)* : вероятность того, что реальный фотон будет идентифицирован как “жёсткий” фотон;
- *Ложная эффективность (f - fake)* : вероятность того, что реальная струя будет идентифицирована как “жёсткий” фотон.

3. Связь между числом реальных и ложных фотонов и наблюдаемым числом “жёстких” и “нежёстких” объектов может быть выражена с помощью матрицы:

$$\begin{pmatrix} N_t \\ N_{\bar{t}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r & f \\ 1-r & 1-f \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N_r^l \\ N_f^l \end{pmatrix}$$

где N_r^l – число реальных фотонов, удовлетворяющих “мягкому” критерию, N_f^l – число ложных фотонов, удовлетворяющих “мягкому” критерию.

Реализация метода

1. Область фазового пространства разделяется на две ортогональные области на основе критерия изоляции фотонов.

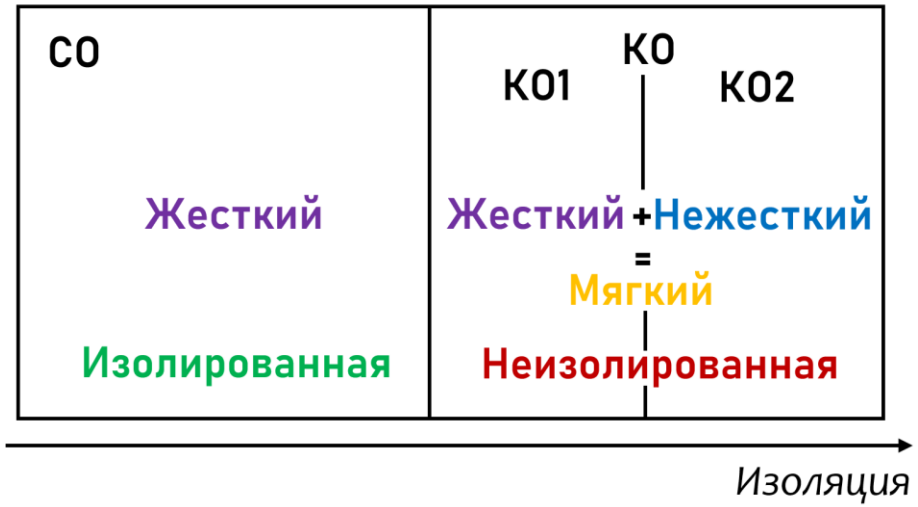
2. С целью дальнейшей экстраполяции фоновых jet->γ событий в СО, неизолированная область разделяется на последовательные интервалы переменной изоляции - слайсы.

3. Вычисление эффективностей $r_i = \frac{N^{\text{sig}}_{CR1(i)}}{N^{\text{sig}}_{CR(i)}}$ и $f_i = \frac{N^{jet\to\gamma}_{CR1(i)}}{N^{jet\to\gamma}_{CR(i)}}$

   осуществляется в каждом слайсе:

$$N^{jet\to\gamma}_{CR1(i)} = N^{\text{data}}_{CR1(i)} - N^{\text{sig}}_{CR1(i)} - N^{\text{bkg}}_{CR1(i)}$$

$$N^{jet\to\gamma}_{CR(i)} = N^{\text{data}}_{CR(i)} - N^{\text{sig}}_{CR(i)} - N^{\text{bkg}}_{CR(i)}$$

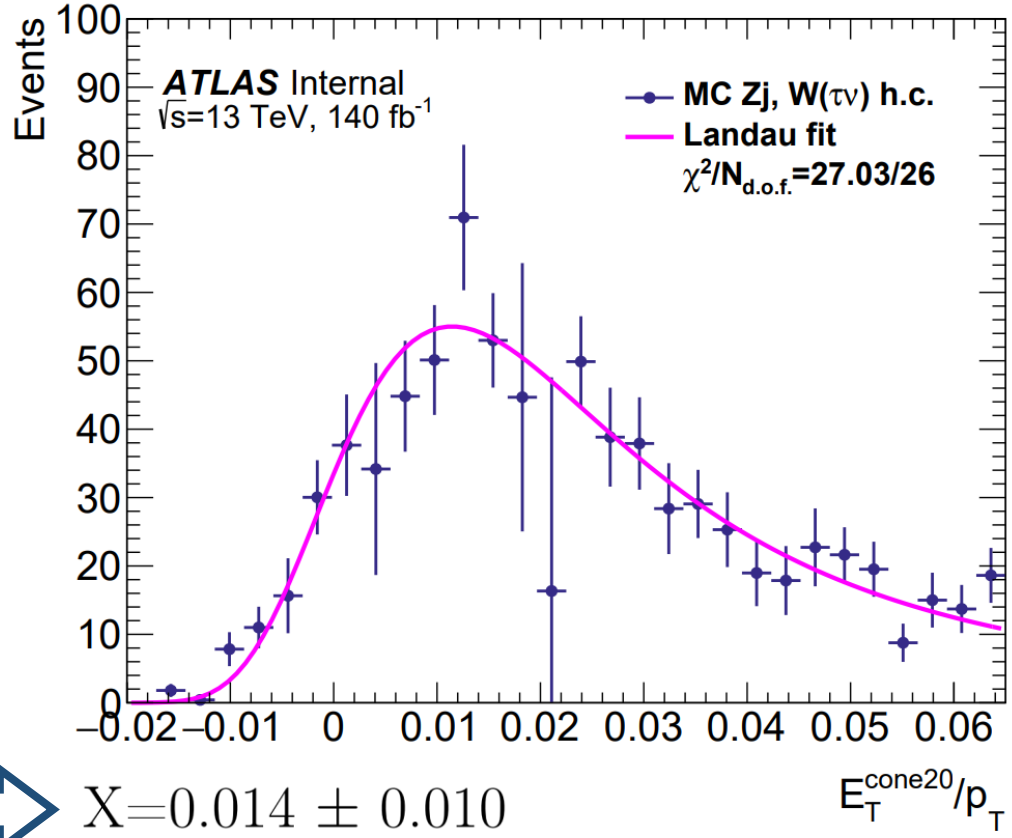


4. Оценка числа jet->γ событий $N^{CR1(i)}_{jet\to\gamma} = \frac{f_i}{r_i - f_i}\left((r_i - 1)N^{\text{data}}_{CR1(i)} + r_i N^{\text{data}}_{CR2(i)}\right)$ *экстраполируется в сигнальную область.*

Неизолированная область разделяется на 10 равномерных слайсов в интервале {0.065-0.215} с шагом 0.015.

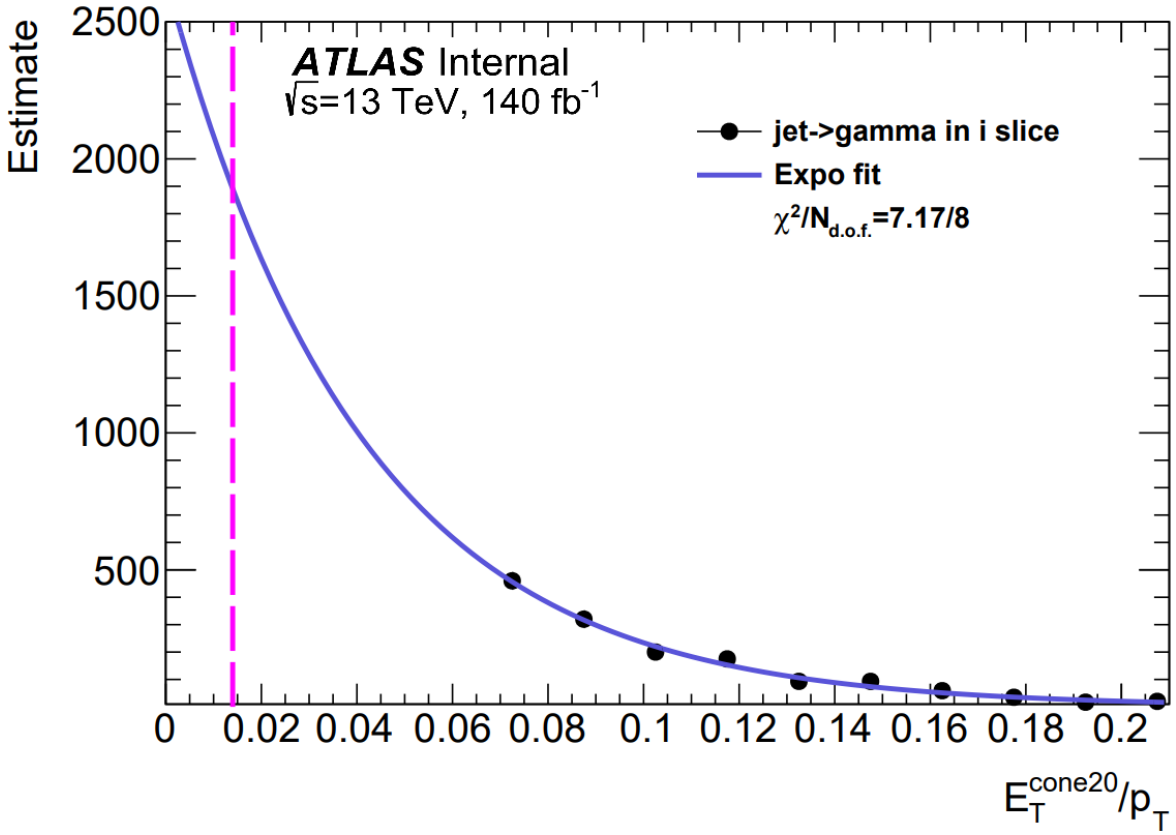
Экстраполяция в сигнальную область (CO)

- Распределение по калориметрической изоляции в CO для jet → γ МК наборов:



$X = 0.014 \pm 0.010$

- Экстраполяция в CO экспоненциальной функцией:



Expo fit: $N_{SR}^{jet\to\gamma} = 1800 \pm 200(\text{стат.}) \pm 500(\text{сист.})$

Источники систематических погрешностей:

- Выбор точки экстраполяции: ±500 событий
- Выбор МК генератора и модели партонного ливня: ±120 событий

Пайлап

Подходы

Метод основанный на данных

Метод Монте-Карло наложений

Пайлап – множественные pp взаимодействия, происходящие внутри пересечения сгустков. Z-бозон может быть ассоциирован с фотоном из другого pp столкновения.

- Оценка пайлап фона основана на распределении продольного расстояния $\Delta z = z_\gamma - z_{vtx}$ между положением первичной вершины (z_{vtx}) и положением кандидата в фотон (z_γ);
- Доля пайлап фона, полученная в области $|\Delta z|>15$ мм и $|\Delta z|>50$ мм для различного числа струй:

	$N_{\text{jets}} \geqslant 0$	$N_{\text{jets}} > 0$	$N_{\text{jets}} > 1$	$N_{\text{jets}} = 0$
$f_{PU}^{\lvert\Delta z\rvert>15\text{mm}}, \%$	-15 ± 3	13.0 ± 1.7	17 ± 3	-29 ± 5
$f_{PU}^{\lvert\Delta z\rvert>50\text{mm}}, \%$	-34 ± 13	12 ± 3	12 ± 4	-56 ± 19

Результаты говорят о нестабильности доли пайлап фона, вычисленной с помощью метода, основанного на данных.

Заключение

- Разработан альтернативный способ оценки фоновых jet → γ событий в процессе Z(νν)γ.

  Преимущества матричного метода:

  - Позволяет относительно быстро оценить данный фон, в отличие от наиболее используемого ABCD метода, где необходимо оптимизировать области фазового пространства;
  - Всегда применим для оценки фона, в отличие от ABCD метода.

- Полученная с помощью матричного метода оценка числа jet → γ событий составляет:

$$N_{SR}^{jet\to\gamma} = 1800 \pm 200(\text{стат.}) \pm 500(\text{сист.})$$

  *Результат согласуется в пределах погрешностей с оценкой, полученной с помощью альтернативных методов.

- Выявлена нестабильность доли фоновых пайлап событий, вычисленной с помощью метода, основанного на данных. Таким образом, ведётся дальнейшая работа над реализацией альтернативного метода оценки доли пайлап фона – метода Монте-Карло наложений.

Спасибо за внимание!

BACK-UP

Переменные отбора событий Z(νν)γ

- Значимость $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ – это величина, отделяющая события с правдивой величиной потерянной поперечной энергии от событий с “ложной” величиной, в основном обусловленной либо неполной реконструкцией адронных струй, либо от неверного измерения их энергии, что приводит к увеличению изначально низкой величины потерянного поперечного импульса;

$$\mathcal{S}^2 = \frac{\left|\boldsymbol{E}_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}\right|^2}{\sigma_{\mathrm{L}}^2\left(1-\rho_{\mathrm{LT}}^2\right)}$$

ρ_{LT} - дисперсия измеренного $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ в продольном направлении;

σ_L - корреляционный фактор измерения продольной и поперечной компонент $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$;

- $\vec{p}_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ - потерянный поперечный импульс, определяемый как сумма поперечных импульсов частиц в конечном состоянии;

- $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cone20}}$, $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cone20}}$ - энерговыделение в калориметре и суммарный поперечный импульс в трекере внутри конуса раствором ΔR=0.2 вокруг трека кандидата в фотон, где $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ - угловое расстояние между частицами;

- Псевдобыстрота $\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)$ - безразмерная физическая величина, показывающая отклонение движения элементарной частицы от оси пучка.

Идентификация фотонов I

- Идентификация фотонов опирается на различия распределений ЭМ ливня в калориметре от настоящих фотонов и адронных струй, которые могут породить похожий отклик детектора.

- «Loose» селекция: фотон, для которого по крайнем мере один из критериев формы ЭМ ливня нарушается.

- «Tight» селекция обеспечивает эффективность идентификации фотонов на уровне 85%.

*Эффективность отбора вычисляется как отношение числа сигнальных событий после отбора к числу сигнальных событий до отбора.

$$\varepsilon = N_{\text{passed}}/N_{\text{all}}$$

Table 1: Discriminating variables used for *loose* and *tight* photon identification.

Category	Description	Name	*loose*	*tight*
Acceptance	$\lvert\eta\rvert < 2.37$, with $1.37 \leq \lvert\eta\rvert < 1.52$ excluded	–	✓	✓
Hadronic leakage	Ratio of E_T in the first sampling layer of the hadronic calorimeter to E_T of the EM cluster (used over the range $\lvert\eta\rvert < 0.8$ or $\lvert\eta\rvert > 1.52$)	R_{had_1}	✓	✓
	Ratio of E_T in the hadronic calorimeter to E_T of the EM cluster (used over the range $0.8 < \lvert\eta\rvert < 1.37$)	R_{had}	✓	✓
EM middle layer	Ratio of the energy in 3×7 $\eta \times \phi$ cells over the energy in 7×7 cells centered around the photon cluster position	R_η	✓	✓
	Lateral shower width, $\sqrt{(\Sigma E_i \eta_i^2)/(\Sigma E_i) - ((\Sigma E_i \eta_i)/(\Sigma E_i))^2}$, where E_i is the energy and η_i is the pseudorapidity of cell i and the sum is calculated within a window of 3×5 cells	w_{η_2}	✓	✓
	Ratio of the energy in 3×3 $\eta \times \phi$ cells over the energy of 3×7 cells centered around the photon cluster position	R_ϕ		✓
EM strip layer	Lateral shower width, $\sqrt{(\Sigma E_i (i - i_{\max})^2)/(\Sigma E_i)}$, where i runs over all strips in a window of 3×2 $\eta \times \phi$ strips, and $i_{\max}$ is the index of the highest-energy strip calculated from three strips around the strip with maximum energy deposit	$w_{s\,3}$		✓

Идентификация фотонов II

Table 1: Discriminating variables used for *loose* and *tight* photon identification.

Category	Description	Name	*loose*	*tight*
	Total lateral shower width $\sqrt{(\Sigma E_i(i - i_{\max})^2)/(\Sigma E_i)}$, where i runs over all strips in a window of 20×2 $\eta \times \phi$ strips, and $i_{\max}$ is the index of the highest-energy strip measured in the strip layer	$w_{s\,\mathrm{tot}}$		✓
	Energy outside the core of the three central strips but within seven strips divided by energy within the three central strips	f_{side}		✓
	Difference between the energy associated with the second maximum in the strip layer and the energy reconstructed in the strip with the minimum value found between the first and second maxima	ΔE_s		✓
	Ratio of the energy difference between the maximum energy deposit and the energy deposit in the secondary maximum in the cluster to the sum of these energies	E_{ratio}		✓
	Ratio of the energy in the first layer to the to the total energy of the EM cluster	f_1		✓

ABCD метод I

Предположения:

- заданные КО не коррелируют между собой ⇒ $\frac{N_A^{jet\to\gamma}}{N_B} = \frac{N_C}{N_D}$
- сигнальный регион A преимущественно состоит из сигнальных событий, в то время как три контрольных региона B, C и D состоят из фоновых событий.

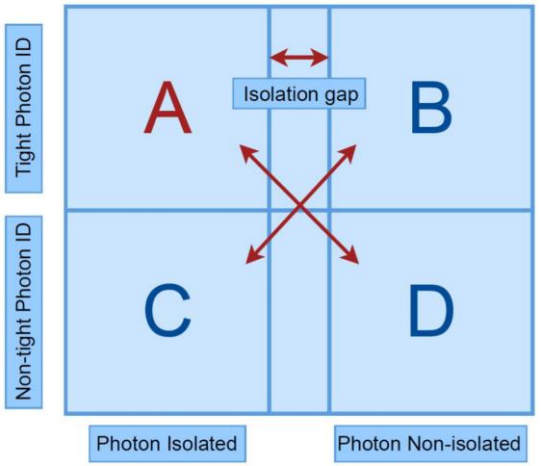
Выбор наиболее оптимальной изоляции:

R-фактор	loose'2	loose'3	loose'4	loose'5
FixedCutTight, без ограничения				
МК	1.05 ± 0.15	1.14 ± 0.15	1.19 ± 0.14	1.39 ± 0.17
Данные	1.4 ± 0.3	1.3 ± 0.3	1.3 ± 0.3	1.3 ± 0.3
FixedCutTight, ограничение = 25.45 ГэВ				
МК	1.06 ± 0.15	1.15 ± 0.16	1.21 ± 0.15	1.40 ± 0.17
Данные	1.01 ± 0.18	1.02 ± 0.18	1.01 ± 0.18	1.01 ± 0.17
FixedCutTight, трек. инверсия + ограничение = 25.45 ГэВ				
МК	1.01 ± 0.12	1.15 ± 0.12	1.29 ± 0.13	1.58 ± 0.16
Данные	1.07 ± 0.10	1.13 ± 0.10	1.15 ± 0.10	1.15 ± 0.10
FixedCutTightCaloOny				
МК	1.06 ± 0.10	1.14 ± 0.11	1.22 ± 0.10	1.40 ± 0.12
Данные	1.07 ± 0.10	1.13 ± 0.10	1.15 ± 0.10	1.15 ± 0.10

*loose' - несколько типов "Loose" фотонов

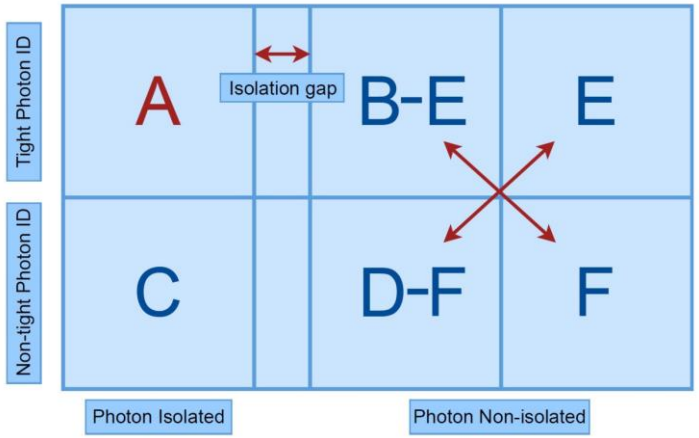
МК

$$R = \frac{N_A^{MC} N_D^{MC}}{N_B^{MC} N_C^{MC}}$$



Data

$$R_{data} = \frac{N_{B\text{-}E}^{data} N_F^{data}}{N_{D\text{-}F}^{data} N_E^{data}}$$



ABCD метод II

- Число событий в областях определяется как:

$$\begin{cases} N_A = N_A^{\text{sig}} + N_A^{\text{bkg}} + N_A^{\text{jet}\to\gamma}; \\ N_B = c_{\text{B}} N_A^{\text{sig}} + N_B^{\text{bkg}} + N_B^{\text{jet}\to\gamma}; \\ N_C = c_{\text{C}} N_A^{\text{sig}} + N_C^{\text{bkg}} + N_C^{\text{jet}\to\gamma}; \\ N_D = c_{\text{D}} N_A^{\text{sig}} + N_D^{\text{bkg}} + N_D^{\text{jet}\to\gamma}; \end{cases}$$

«Утечки» сигнальных событий в КО $c_i = \dfrac{N_i^{\text{sig}}}{N_A^{\text{sig}}}$

	c_B	c_C	c_D
Значение	0.0713±0.0002	0.00879±0.00007	0.00070±0.00002

$$N_{\text{A}}^{\text{sig}} = \widetilde{N}_{\text{A}} - R(\widetilde{N}_{\text{B}} - c_{\text{B}} N_{\text{A}}^{\text{sig}}) \frac{\widetilde{N}_{\text{C}} - c_{\text{C}} N_{\text{A}}^{\text{sig}}}{\widetilde{N}_{\text{D}} - c_{\text{D}} N_{\text{A}}^{\text{sig}}}$$, где $\widetilde{N}_i = N_i - N_i^{\text{bkg}}$

Значения событий для данных и фоновых процессов:

	Data	Wγ QCD	Wγ EWK	W($e\nu$), *top*, *tt*	$tt\gamma$	γ + jet	$Z(ll)\gamma$
A	24946 ± 158	3655 ± 22	145.9 ± 0.7	3070 ± 12	213 ± 3	5016 ± 52	270 ± 4
B	5163 ± 72	337 ± 8	14.1 ± 0.2	140.9 ± 0.5	21.9 ± 1.0	161 ± 9	15.1 ± 1.3
C	1586 ± 40	32 ± 2	1.42 ± 0.07	41.92 ± 0.14	2.2 ± 0.3	36 ± 4	2.4 ± 0.4
D	2805 ± 53	3.0 ± 0.6	0.21 ± 0.03	0 ± 0	0.82 ± 0.19	0.8 ± 0.4	0.19 ± 0.11

Решение уравнения имеет вид: $N_{\text{A}}^{\text{sig}} = \dfrac{b - \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}$, где $\begin{cases} a = c_D - R c_B c_C; \\ b = \widetilde{N}_{\text{D}} + c_D \widetilde{N}_{\text{A}} - R(c_B \widetilde{N}_{\text{C}} + c_C \widetilde{N}_{\text{B}}); \\ c = \widetilde{N}_{\text{D}} \widetilde{N}_{\text{A}} - R \widetilde{N}_{\text{C}} \widetilde{N}_{\text{B}}. \end{cases}$

Источники систематических погрешностей:

- Выбор изоляционного промежутка и использование альтернативных loose' (24%);
- Выбор МК генератора (9%);
- Неидеальное моделирование изоляции и идентификации фотонов (1.4%).

$N_{\text{A}}^{\text{jet}\to\gamma}$ =2000 ± 80 ± 500

Результаты в контрольных областях

- Результаты в К0:

Слайс	Данные (К0)	Данные (К02)	Фон (кроме $jet \to \gamma$)	Сигнал	$jet \to \gamma$
1	3480 ± 60	3010 ± 50	445 ± 19	12.4 ± 0.3	3020 ± 60
2	3110 ± 60	2780 ± 50	414 ± 17	11.4 ± 0.3	2690 ± 60
3	2900 ± 50	2690 ± 50	388 ± 16	9.8 ± 0.3	2510 ± 60
4	2480 ± 50	2290 ± 50	356 ± 15	9.1 ± 0.2	2110 ± 50
5	2090 ± 50	1980 ± 40	306 ± 15	8.1 ± 0.2	1780 ± 50
6	1760 ± 40	1660 ± 40	257 ± 14	7.4 ± 0.2	1500 ± 40
7	1450 ± 40	1380 ± 40	215 ± 10	7.0 ± 0.2	1230 ± 40
8	1100 ± 30	1060 ± 30	155 ± 9	6.16 ± 0.19	940 ± 30
9	920 ± 30	880 ± 30	135 ± 8	5.4 ± 0.2	910 ± 30
10	660 ± 30	630 ± 30	104 ± 9	4.81 ± 0.17	660 ± 30

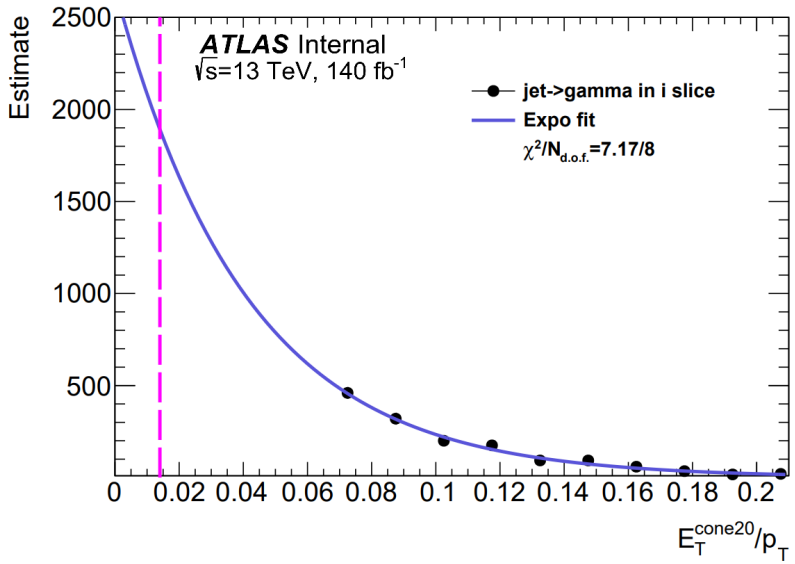
- Результаты в К01:

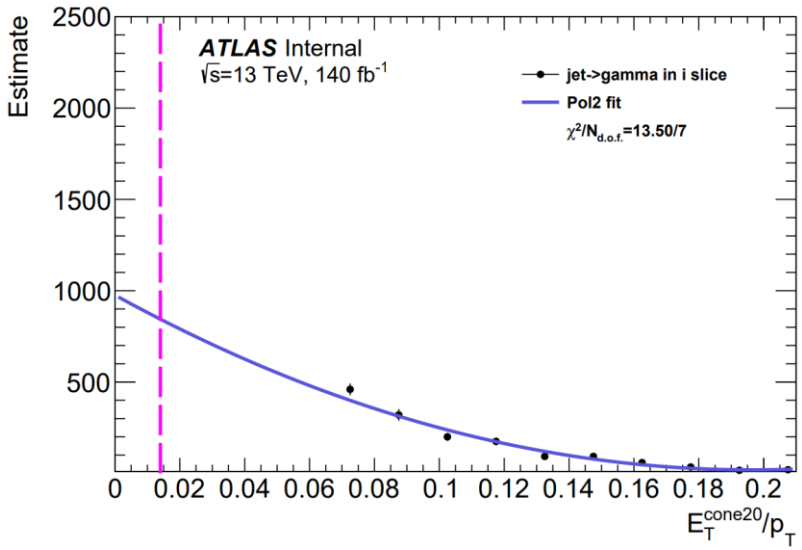
Слайс	Данные	Фон (кроме $jet \to \gamma$)	Сигнал	$jet \to \gamma$
1	460 ± 20	51 ± 6	10.1 ± 0.3	400 ± 20
2	337 ± 18	46 ± 6	9.3 ± 0.3	282 ± 19
3	218 ± 15	32 ± 6	7.5 ± 0.2	179 ± 16
4	181 ± 13	20 ± 3	7.0 ± 0.2	154 ± 14
5	110 ± 10	21 ± 3	6.07 ± 0.19	83 ± 11
6	97 ± 10	11 ± 2	5.51 ± 0.18	80 ± 10
7	67 ± 8	10.0 ± 1.4	5.03 ± 0.17	52 ± 8
8	40 ± 6	3.8 ± 1.6	4.43 ± 0.16	32 ± 7
9	38 ± 6	6.3 ± 1.3	3.77 ± 0.17	24 ± 6
10	37 ± 6	2.4 ± 1.3	3.34 ± 0.14	28 ± 6

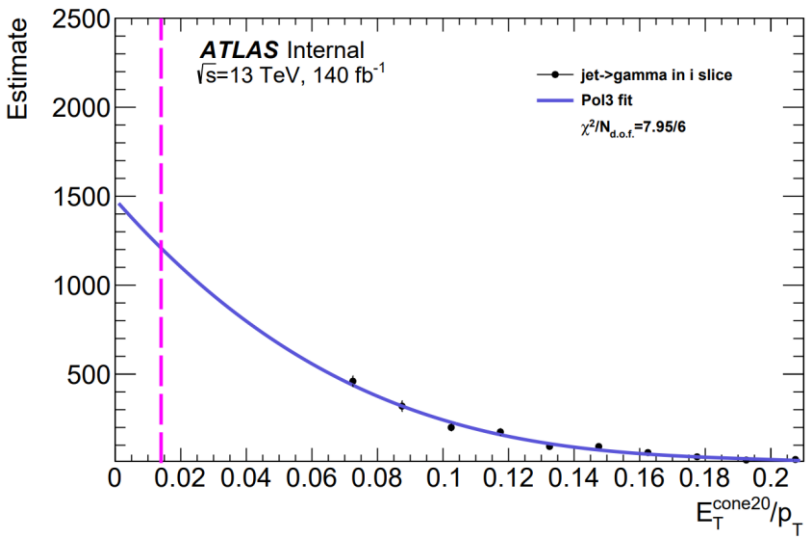
- Эффективности r и f
  Значения jet->γ событий в К01

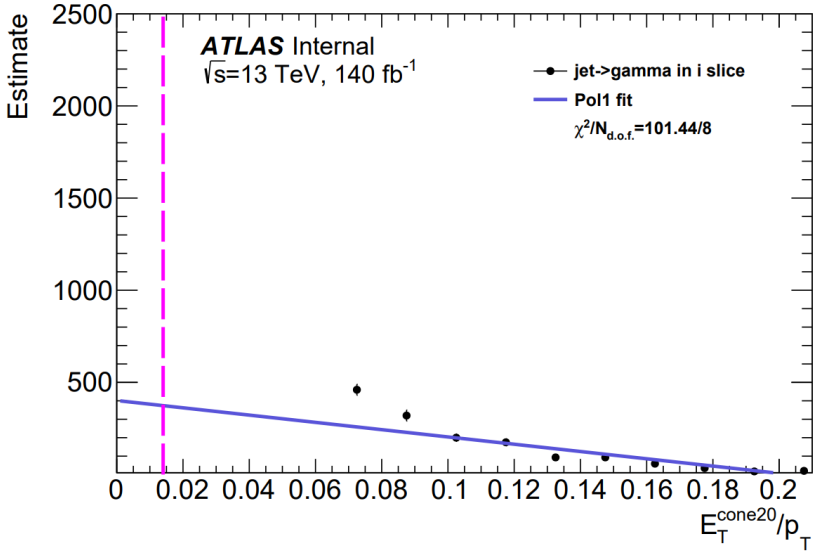
Слайс	r_i	f_i	$N_{jet\to\gamma}^{CR1(i)}$
1	0.81 ± 0.03	0.133 ± 0.008	460 ± 30
2	0.81 ± 0.03	0.105 ± 0.008	230 ± 30
3	0.77 ± 0.03	0.071 ± 0.007	210 ± 20
4	0.77 ± 0.03	0.073 ± 0.007	180 ± 20
5	0.75 ± 0.03	0.047 ± 0.006	93 ± 13
6	0.74 ± 0.03	0.054 ± 0.007	95 ± 13
7	0.72 ± 0.03	0.042 ± 0.007	60 ± 11
8	0.72 ± 0.03	0.034 ± 0.007	37 ± 8
9	0.69 ± 0.04	0.027 ± 0.007	24 ± 7
10	0.69 ± 0.04	0.042 ± 0.010	27 ± 7

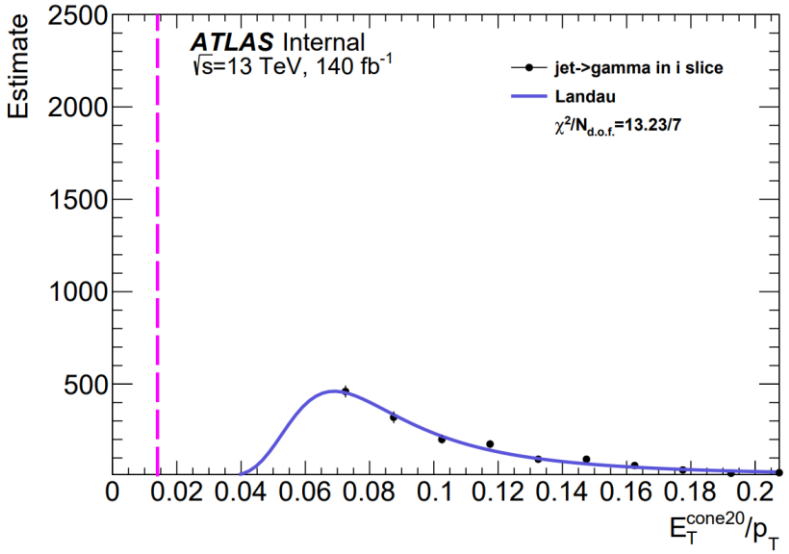
Экстраполяция в СО различными функциями





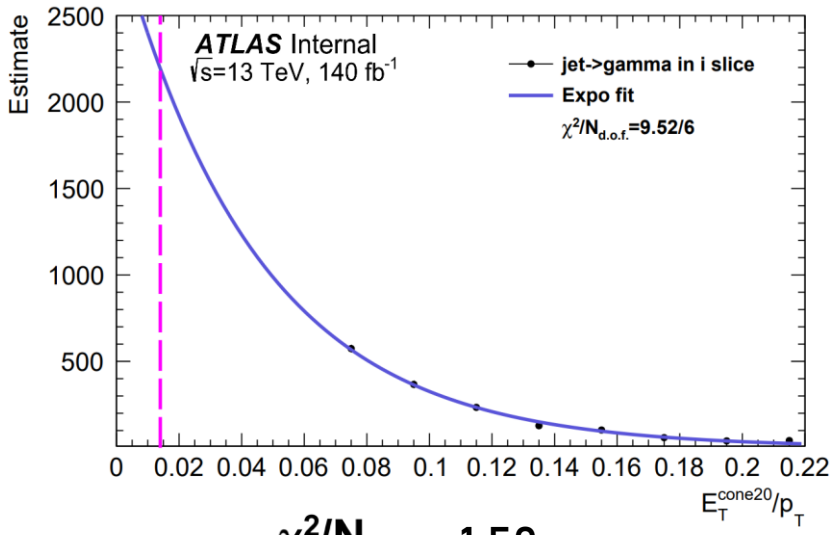






Оптимизация метода

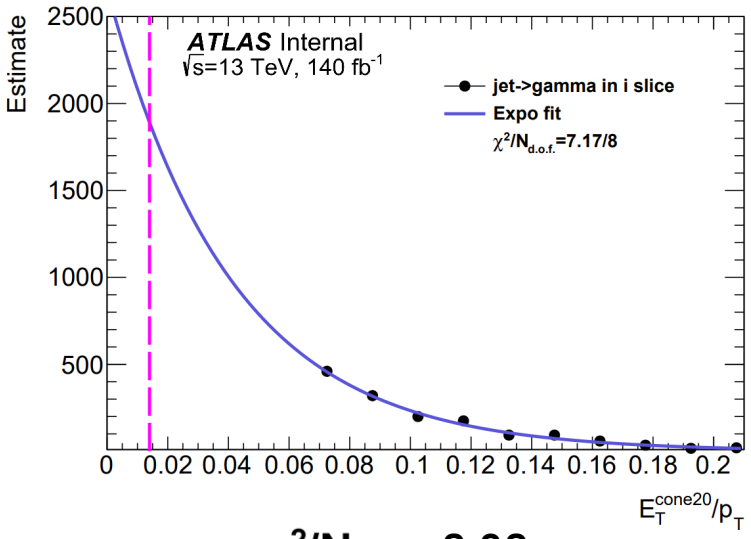
8 слайсов



$\chi^2/N_{d.o.f.}=1.59$

$$N_{SR}^{jet\to\gamma} = 2190 \pm 180$$

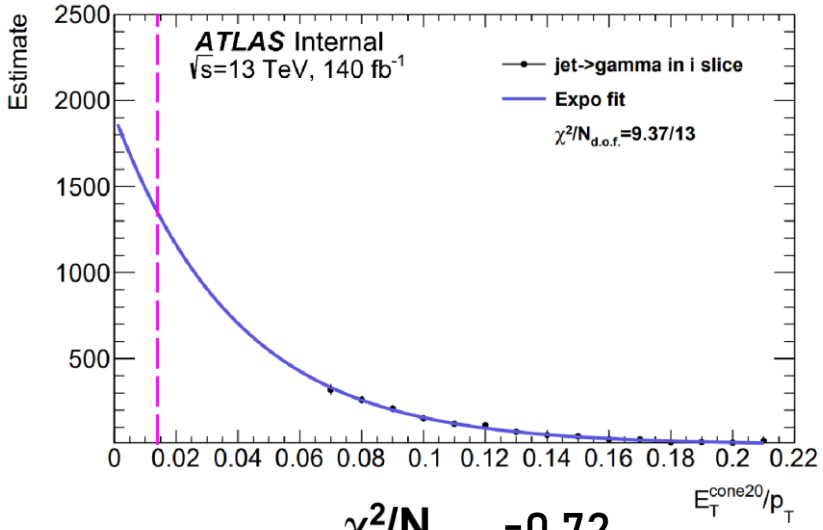
10 слайсов



$\chi^2/N_{d.o.f.}=0.90$

$$N_{SR}^{jet\to\gamma} = 1800 \pm 200$$

15 слайсов



$\chi^2/N_{d.o.f.}=0.72$

$$N_{SR}^{jet\to\gamma} = 1350 \pm 160$$

Описание метода

- Число ложных фотонов, удовлетворяющих “мягкому” критерию, можно получить разрешив систему двух уравнений:

$$N_f^l = \frac{1}{(r-f)}\left((r-1)N_t + rN_{\bar{t}}\right)$$

- Число ложных фотонов, удовлетворяющих “жёсткому” критерию:

$$N_f = fN_f^l = \frac{f}{(r-f)}\left((r-1)N_t + rN_{\bar{t}}\right)$$

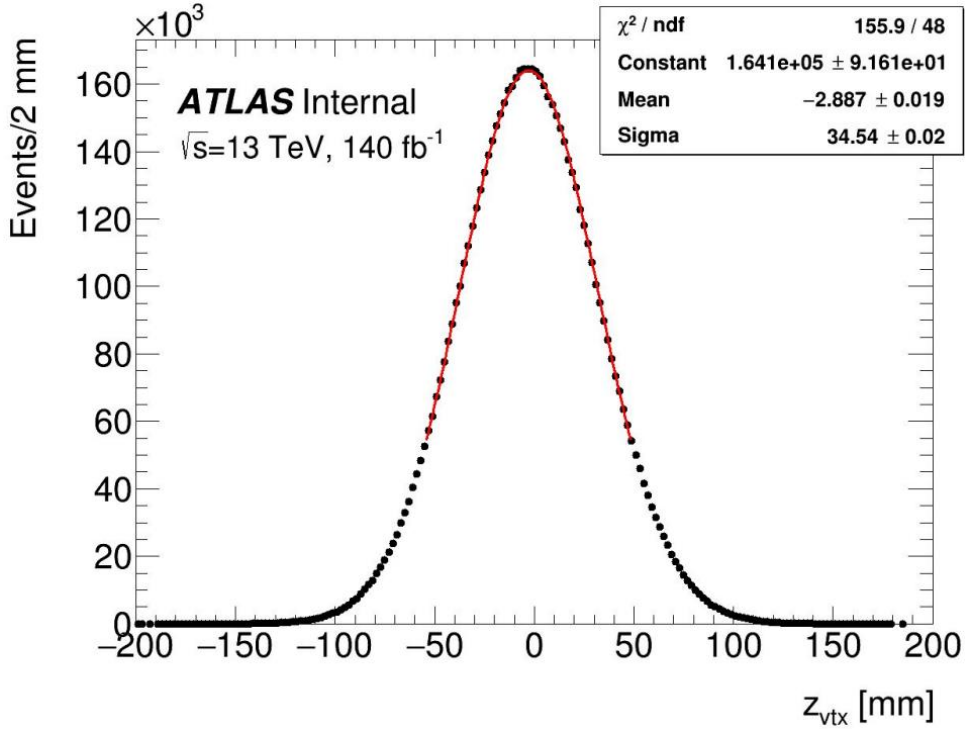
- Эффективности $r = \frac{N_t^r}{N_l^r}$ и $f = \frac{N_t^f}{N_l^f}$, где $N_{t(l)}^{r(f)}$ - число реальных (ложных) фотонов, удовлетворяющих “жёсткому” (“мягкому”) критерию, определяются с помощью подхода, основанного на данных, путем измерения их в контрольной области, которая сильно обогащена событиями фона jet $\rightarrow \gamma$, так как согласно отборам струи должны попасть в категорию неизолированных.

Пайлап

Подходы

Метод основанный на данных

Метод Монте-Карло наложений



- Распределения z_{vtx} и z_γ Гауссовы с σ=35 mm. Распределение разности $\Delta z = z_{vtx} - z_\gamma$ также Гауссово с σ~50 mm;
- Оценка пайлап фона осуществляется в хвостах распределения (|Δz|>50 mm), где лежит 32% от числа всех событий.

- Доля пайлап фона: $f_{\mathrm{PU}} = \dfrac{N_{\mathrm{data}}^{|\Delta z|>50mm} - N_{\mathrm{single\ pp}}^{|\Delta z|>50mm}}{0.32 \times N_{\mathrm{data}}}$, где $N_{\mathrm{single\ pp}}^{|\Delta z|>50mm} = \mathrm{SF}_1 \times \mathrm{SF}_2 \times N_{\mathrm{MC}}^{|\Delta z|>50mm}$
- Расширенная область: $f_{\mathrm{PU}} = \dfrac{N_{\mathrm{data}}^{|\Delta z|>15mm} - \mathrm{SF}_1 \times \mathrm{SF}_2 \times N_{\mathrm{MC}}^{|\Delta z|>15mm}}{0.76 \times N_{\mathrm{data}}}$

SF_1, SF_2 – нормировочные коэффициенты для МК сигнала в области |Δz|<10 mm и |Δz|>15 mm соответственно.

Доля пайлап фона

$N_{jets} \geq 0$

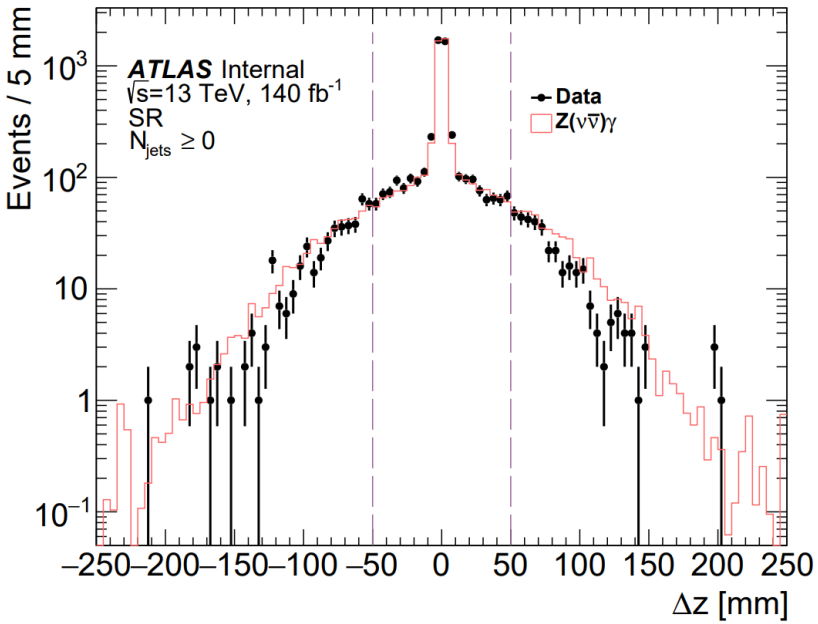
- SF1= 4.46 ± 0.08
- $|\Delta z|$>15 mm: f_{PU}=(-15±3)%
- $|\Delta z|$>50 mm: f_{PU}=(-34±13)%

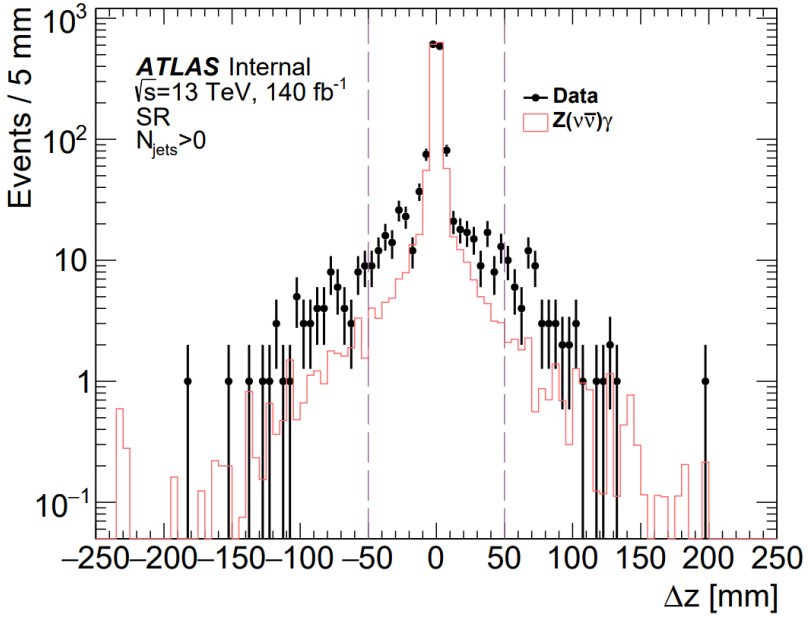
N_{jets}>0

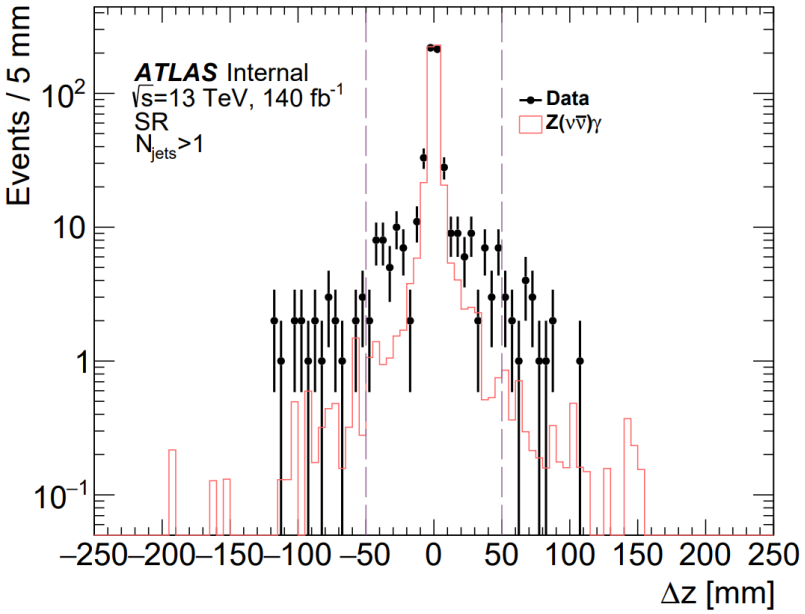
- SF1= 4.24 ± 0.12
- $|\Delta z|$>15 mm: f_{PU}=(13.0±1.7)%
- $|\Delta z|$>50 mm: f_{PU}=(12±3)%

N_{jets}>1

- SF1= 5.7 ± 0.3
- $|\Delta z|$>15 mm: f_{PU}=(17±3)%
- $|\Delta z|$>50 mm: f_{PU}=(12±4)%







Распределения данных по Δz для событий с конверсионными фотонами, сопоставленные с Z(νν)γ QCD LO набором, отнормированным на SF_1

Метод Монте-Карло наложений

- Выборка Z(νν)+γ формируется путём комбинирования на truth-уровне независимых событий Z(νν) и γ, которые удовлетворяют критериям отбора;

1. События Z(νν)+ γ удовлетворяют требованиям Z(νν)γ в доверительной области;

2. Вес комбинированного события:

$$w_{Z\gamma} = \frac{w_Z w_\gamma}{\langle w_Z \rangle \langle w_\gamma \rangle} \frac{L\sigma_{\mathrm{PU}}}{N_{\mathrm{MC}}}$$

$$\sigma_{Z\gamma} = \langle \mu \rangle \frac{\sigma_Z \sigma_\gamma}{\sigma_{\mathrm{inel}}}$$

$w_{Z/\gamma}$ - вес независимого сгенерированного события;
$\langle w_{Z/\gamma} \rangle$ - усредненный вес для событий, формирующих Z(νν)+γ;
$\sigma_{PU/Z/\gamma/inel}$ - сечения соответствующих процессов;
$L = 139\,\mathrm{fb}^{-1}$;
$\langle \mu \rangle$ - среднее число неупругих pp столкновений.

3. Число Z(νν)γ пайлап событий в доверительной области получается путём суммирования весов $w_{Z\gamma}$. Ожидаемое число таких событий в сигнальной области на уровне детектора вычисляется согласно: $N_{Z\gamma}^{SR} = N_{Z\gamma}^{FR} C$.

*Коррекционный фактор (C) – отношение количества восстановленных событий в СО к количеству событий на truth-уровне в доверительной области.