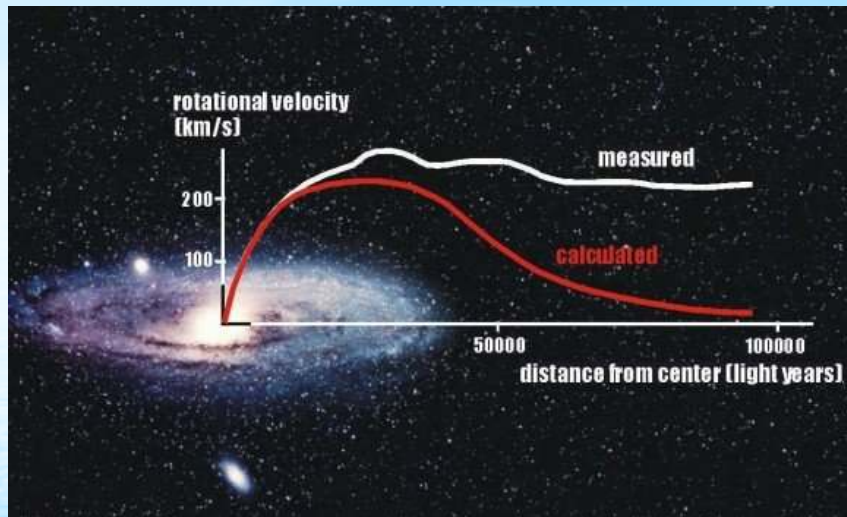


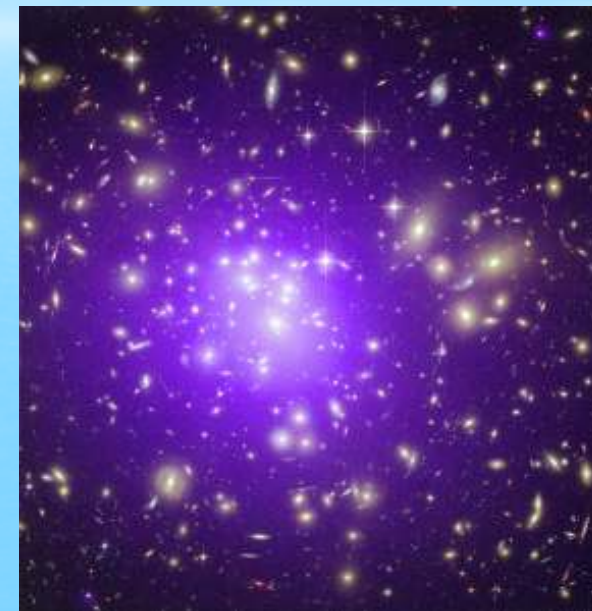
*Поиски частиц темной
материи в эксперименте
ATLAS*

Ю.Г.Нарышкин

Обнаружение “темной материи”



Радиальная скорость звезд не зависит от удаления от центра галактики. Это может означать, что галактика на всём своём протяжении содержит значительную массу невидимого вещества.



Массы галактик недостаточно, для объяснения эффекта гравитационного линзирования.

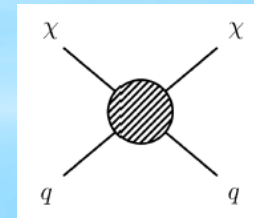
WIMP – weakly interacting massive particle

Эксперименты по поиску DM

Прямой поиск: Взаимодействие WIMP с ядрами (упругое и неупругое, изучение взаимодействия частиц темной материи с электронами и ядрами атомов)

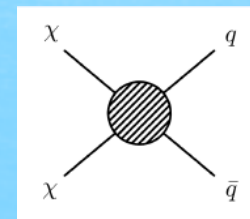
Эксперименты: DAMA, COGENT/LIBRA08, XENON, LUX

...

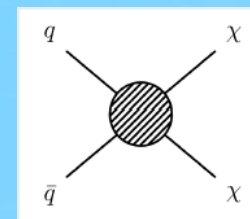


Косвенный поиск: аннигиляция WIMP

Эксперименты: PAMELA, AMS ...

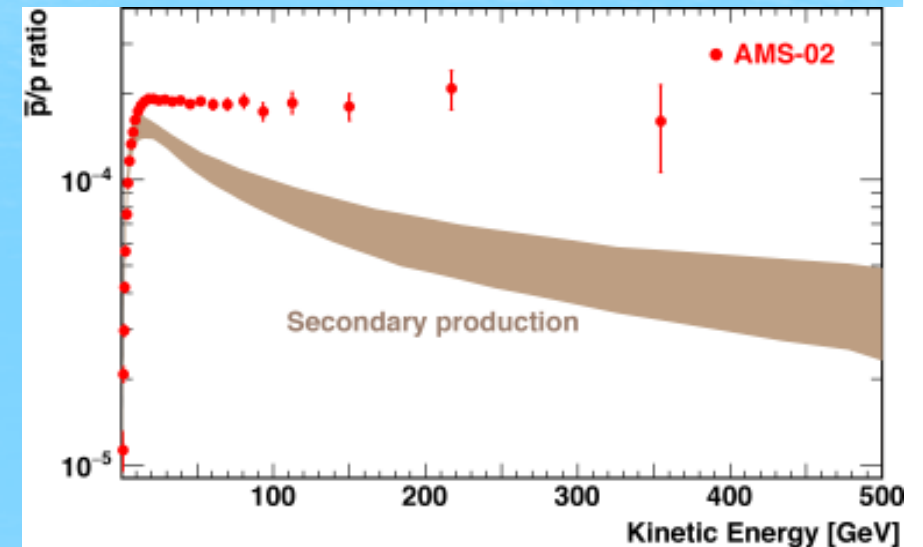
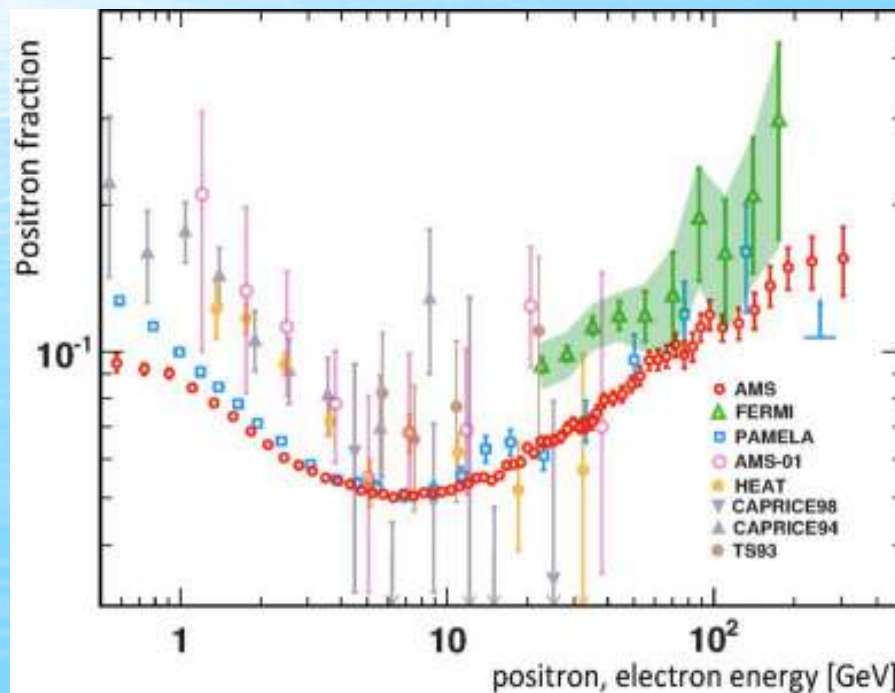


Поиск на ускорителях: ATLAS, CMS, Tevatron



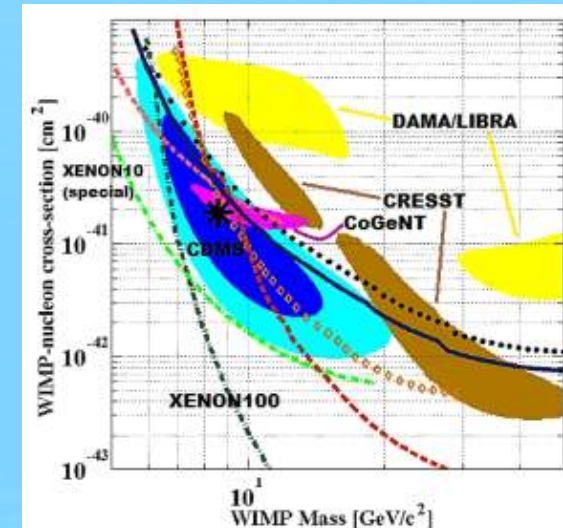
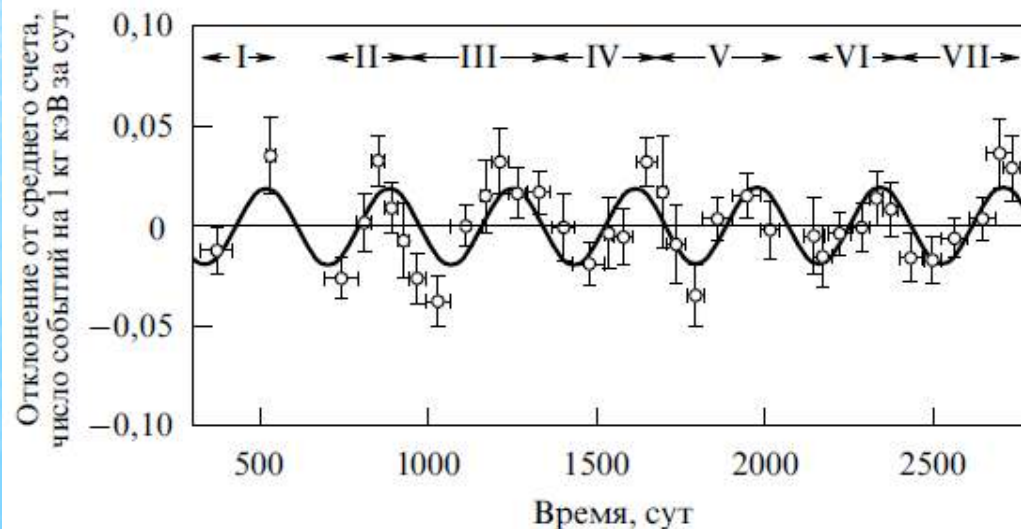
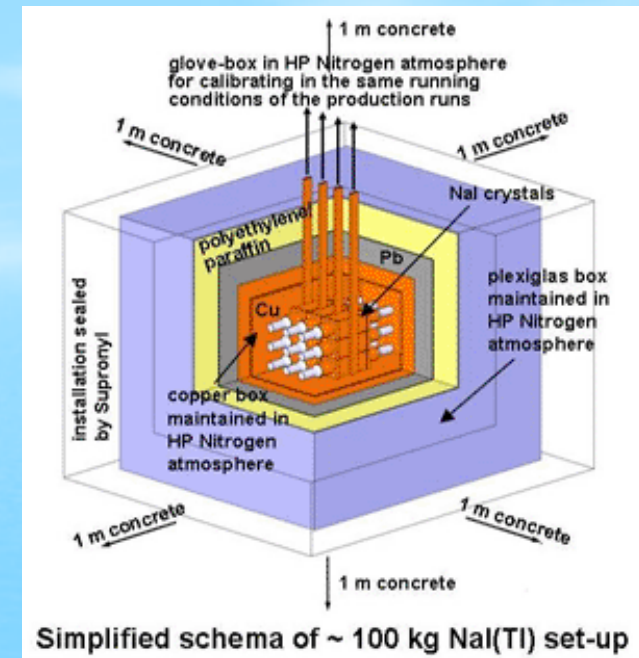
Косвенное детектирование: AMS

Измерение доли античастиц в космических лучах. С ростом энергии количество античастиц должно уменьшаться, если позитроны (антипротоны) являются продуктами аннигиляции частиц “темной материи” то при определенной энергии может быть увеличение количества античастиц.



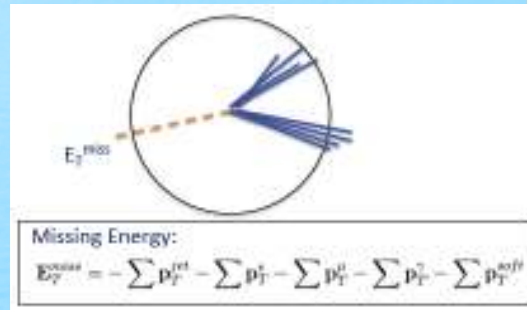
Прямое детектирование: DAMA/LIBRA

- изучаются взаимодействия частиц темной материи с электронами или атомными ядрами.
- Вследствие орбитального и суточного движения детектора вместе с Землёй темп счёта детектора будет испытывать годовичные и суточные вариации.
- Максимальный темп счёта ожидается, когда проекция орбитальной скорости Земли на скорость движения Солнца относительно центра Галактики (и вимпов) максимальна.

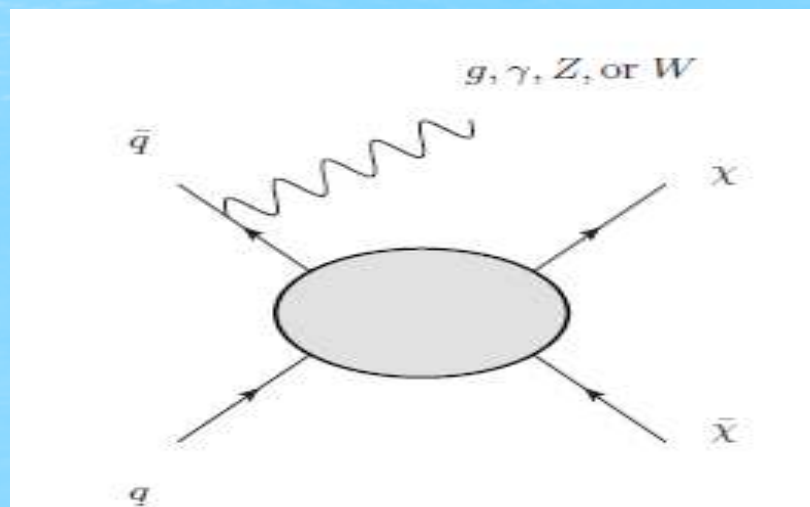


DM: поиск на коллайдерах

DM частицы не могут быть зарегистрированы прямо с помощью детекторов, потому что факт их образования определяется косвенно с помощью "недостающей" поперечной энергии. Чтобы измерить недостающую энергию необходимо чем-то сбалансировать ее, например γ, Z, W, jet :

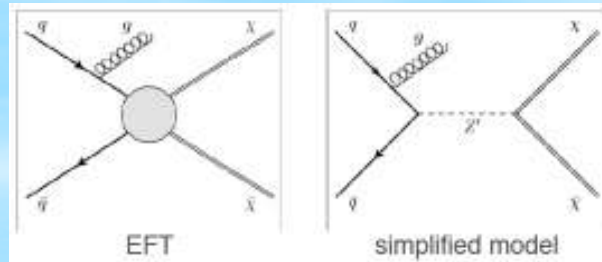


- Mono-photon
- Mono-jet
- Mono-W
- **Mono-Z**

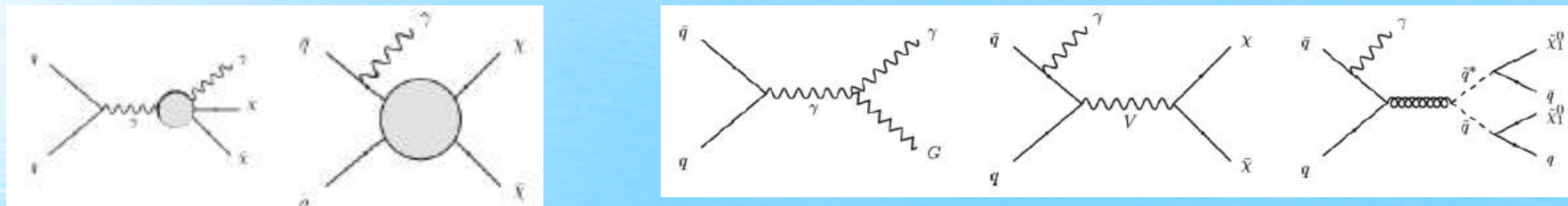


DM: поиск на коллайдерах

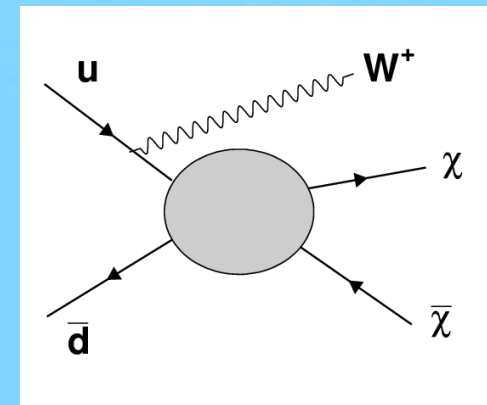
- *Mono-jet:*



- *Mono-photon:*



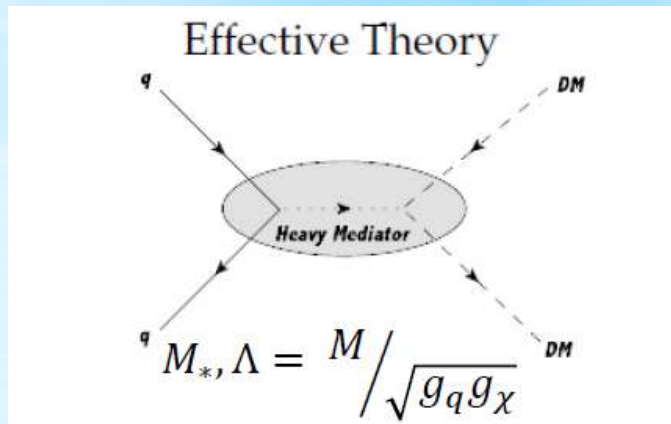
- *Mono-W (leptonic/hadronic)*



- *Mono-Z (leptonic/hadronic)*



EFT: DM



Частицы темной материи описываются как дираковские фермионы

Теория содержит 2 параметра M_*, m_χ

Где M_*, Λ – характеризует силу взаимодействия и является функцией массы промежуточной частицы M и констант взаимодействия g_q и g_χ

Важное условие $M > Q_{tr}$, где Q_{tr} переданный импульс

Run I \rightarrow Run II: EFT \rightarrow Simplified models



EFT Operators

Name	Operator	Coefficient
D1	$\bar{\chi}\chi\bar{q}q$	m_q/M_*^3
D2	$\bar{\chi}\gamma^5\chi\bar{q}q$	im_q/M_*^3
D3	$\bar{\chi}\chi\bar{q}\gamma^5q$	im_q/M_*^3
D4	$\bar{\chi}\gamma^5\chi\bar{q}\gamma^5q$	m_q/M_*^3
D5	$\bar{\chi}\gamma^\mu\chi\bar{q}\gamma_\mu q$	$1/M_*^2$
D6	$\bar{\chi}\gamma^\mu\gamma^5\chi\bar{q}\gamma_\mu q$	$1/M_*^2$
D7	$\bar{\chi}\gamma^\mu\chi\bar{q}\gamma_\mu\gamma^5q$	$1/M_*^2$
D8	$\bar{\chi}\gamma^\mu\gamma^5\chi\bar{q}\gamma_\mu\gamma^5q$	$1/M_*^2$
D9	$\bar{\chi}\sigma^{\mu\nu}\chi\bar{q}\sigma_{\mu\nu}q$	$1/M_*^2$
D10	$\bar{\chi}\sigma_{\mu\nu}\gamma^5\chi\bar{q}\sigma_{\alpha\beta}q$	i/M_*^2
D11	$\bar{\chi}\chi G_{\mu\nu}G^{\mu\nu}$	$\alpha_s/4M_*^3$
D12	$\bar{\chi}\gamma^5\chi G_{\mu\nu}G^{\mu\nu}$	$i\alpha_s/4M_*^3$
D13	$\bar{\chi}\chi G_{\mu\nu}\tilde{G}^{\mu\nu}$	$i\alpha_s/4M_*^3$
D14	$\bar{\chi}\gamma^5\chi G_{\mu\nu}\tilde{G}^{\mu\nu}$	$\alpha_s/4M_*^3$

D1 – скаляр (спин независимый)

D5 – вектор (спин независимый)

D9 – тензор (спин зависимый)

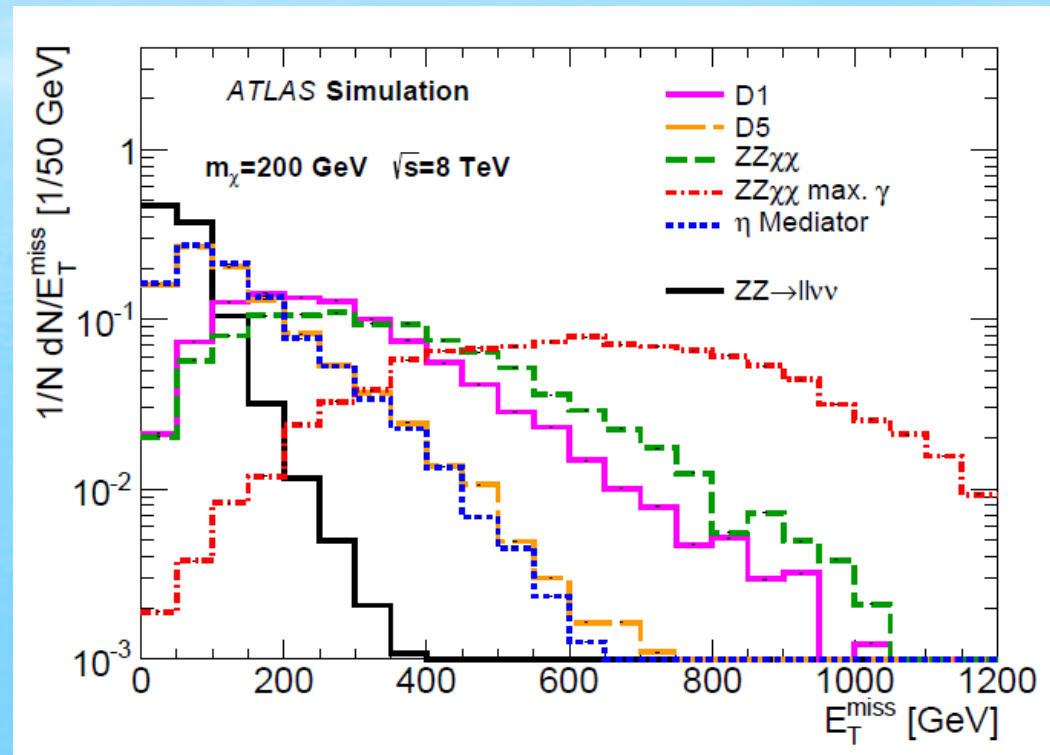
D8 – аксиал (спин зависимый)

D11 – скаляр (спин независимый)

MC моделирование “сигнальных” событий (DM)

Generator:
*MadGraph5 + Pythia6 для
моделирования
“underline events”*

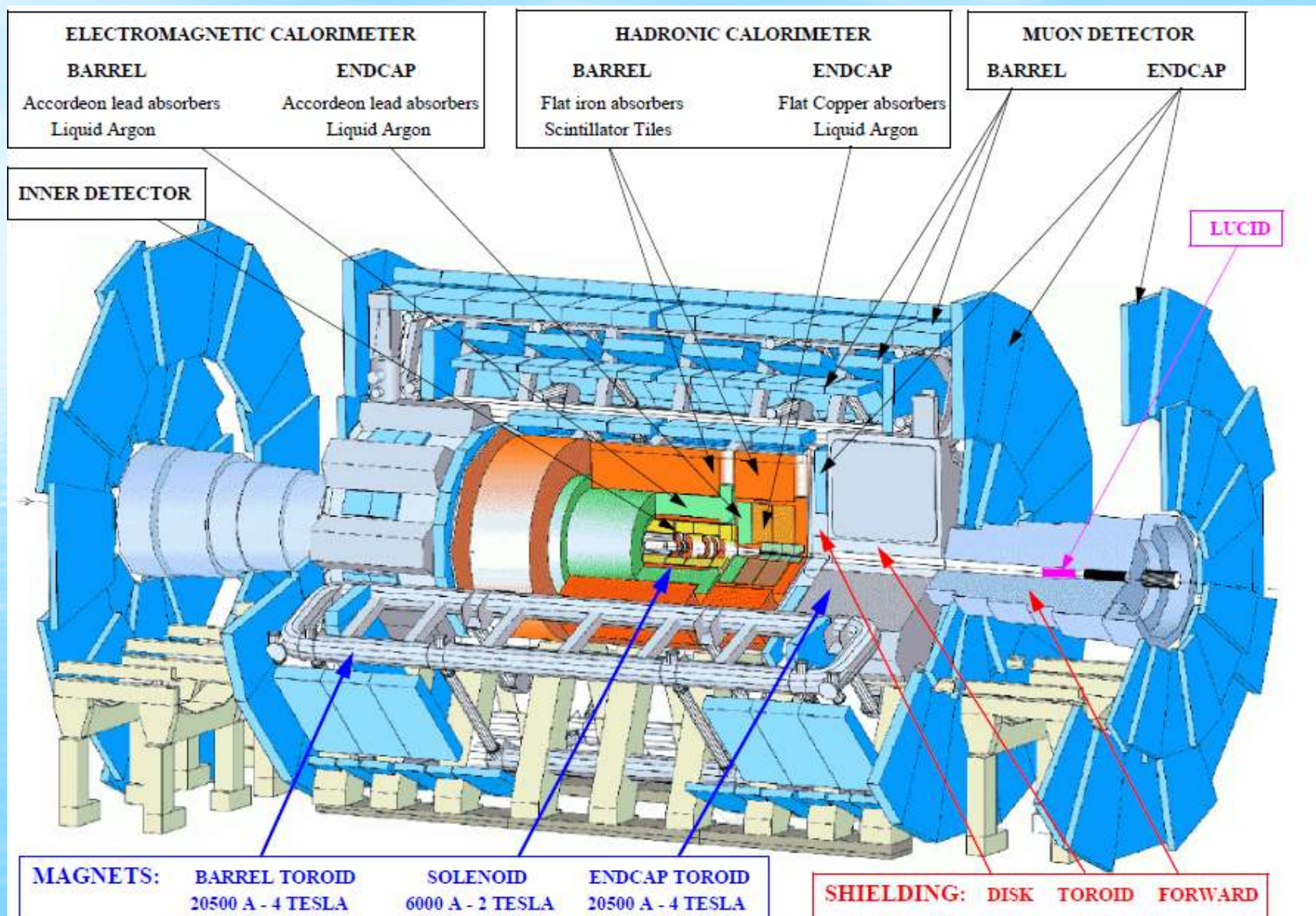
PDF:
MSTW2008LO



Общая схема анализа данных

- Моделирование фоновых и сигнальных событий (генерация, учет детектора, реконструкция)
- Оптимизация критериев отбора “сигнальных” событий (выбор сигнальной области “SR”)
- Оценка числа “фоновых” событий (выбор контрольных областей “CR” т.е. областей, где доминирует исследуемый “фон”.)
- Учет систематических ошибок.
- Вычисление пределов на сечения (операторы)

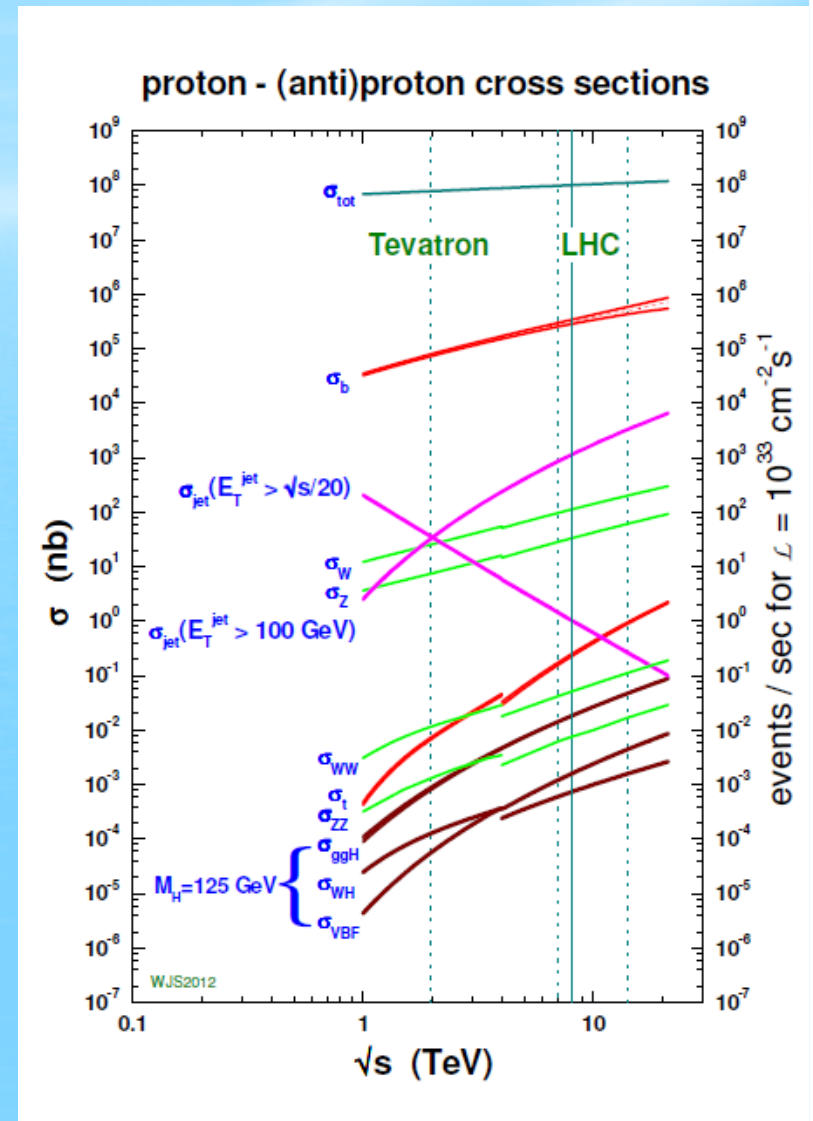
Детектор "АТЛАС"



Фоновые процессы

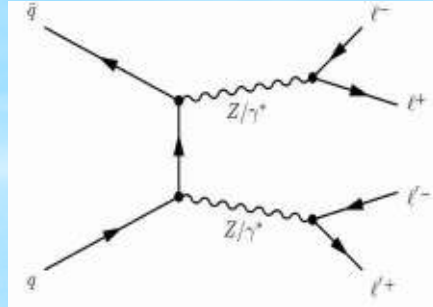
- ZZ (MC based)
- WZ (MC based)
- WW (data driven: $e\mu$ control region)
- Z +jets (data driven: ABCD method)
- W +jets, multijets (data driven: like sign method and fake factor method)
- tt -bar (data driven, $e\mu$ control region)
- SM higgs (MC based)

Правильный учет фоновых процессов является фундаментом данного анализа !!!

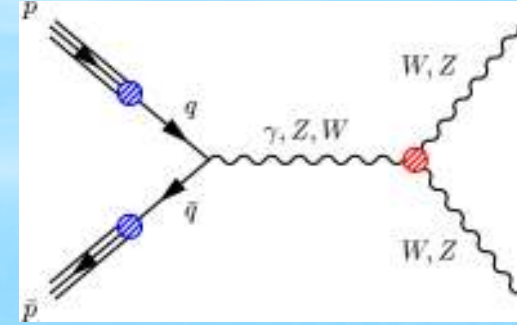


Фоновые процессы

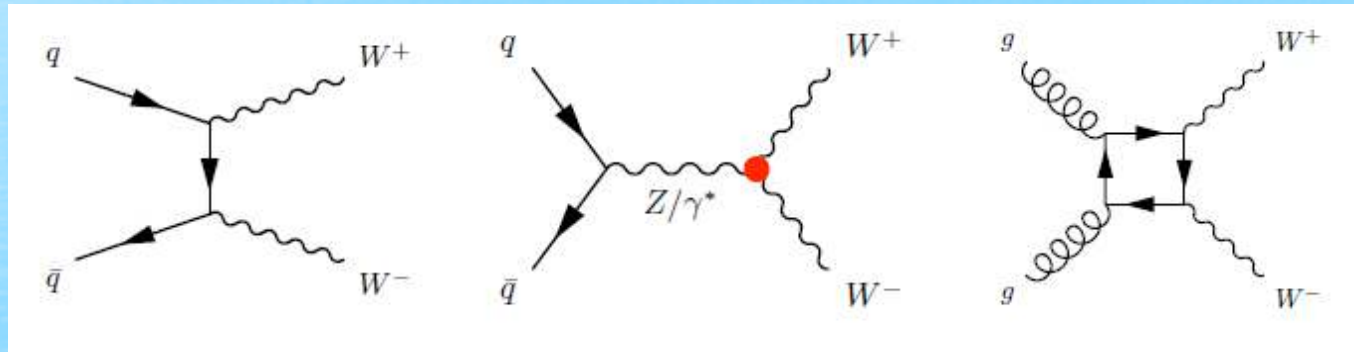
$$ZZ \rightarrow l^+ l^- \nu \bar{\nu} \quad (l = e, \mu)$$



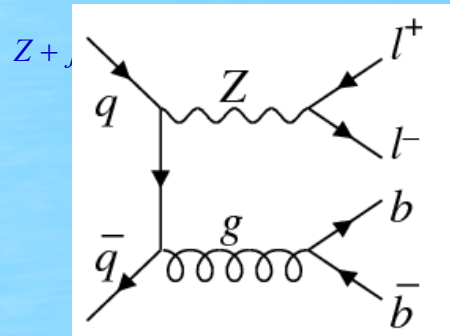
$$WZ \rightarrow l\nu l^+l^-$$



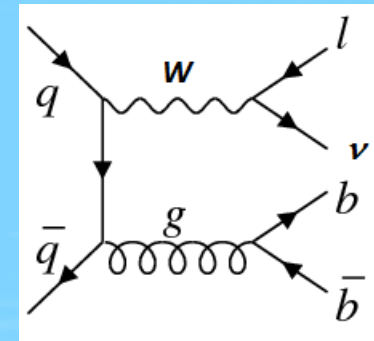
$$WW \rightarrow l^+ \nu l^- \bar{\nu} \quad (l = e, \mu)$$



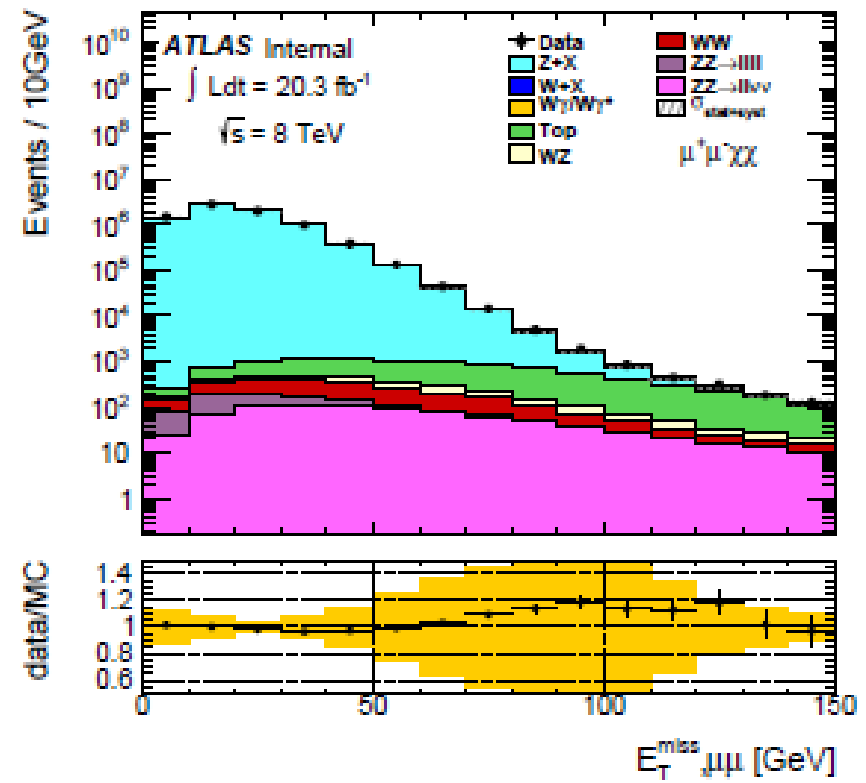
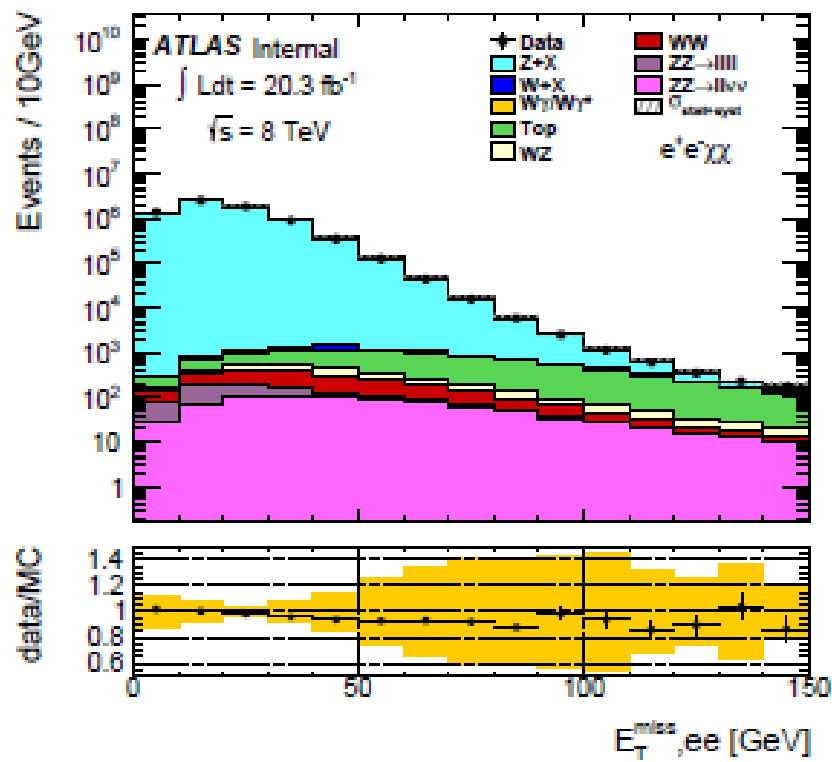
$$Z + jets$$



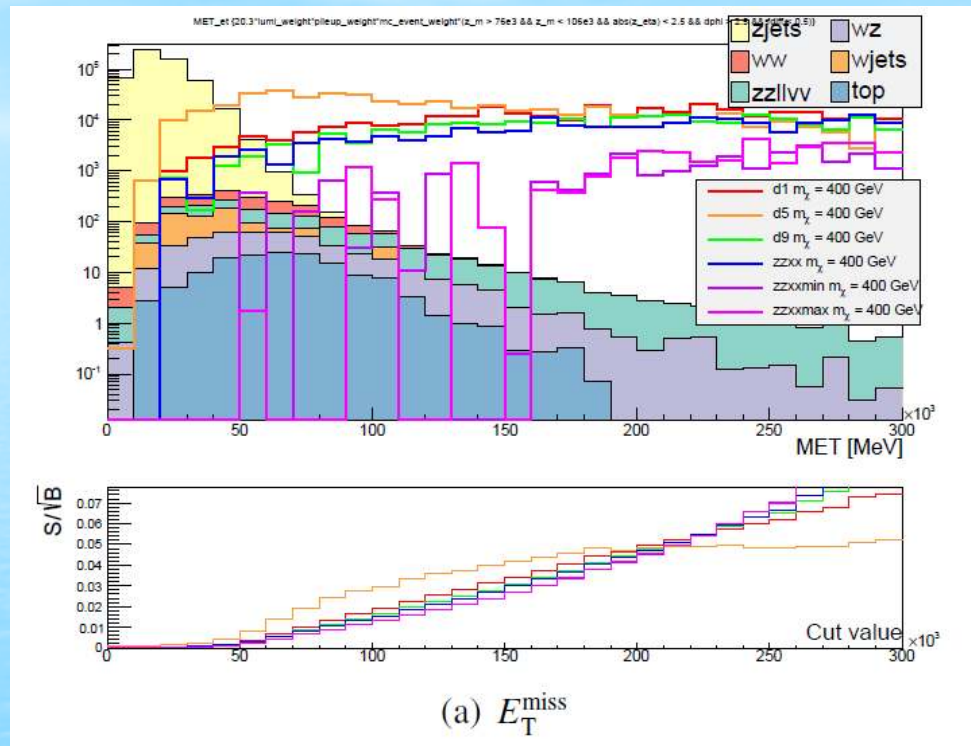
$$W + jets$$



Kinematical distributions for background



Оптимизация критериев отбора



- Лучшее соотношение сигнал/фон
- Сохранить статистику полезных событий

$$significance = \frac{N_s}{\sqrt{N_B}}$$

Отбор событий

Event selection:

$$76 < m_Z < 106 \text{ GeV}$$

$$\Delta\Phi(Z, E_T^{\text{miss}}) > 2.5$$

$$\eta^{\parallel} < 2.5$$

$$(p_T^{\parallel} - E_T^{\text{miss}}) / p_T^{\parallel} < 0.5$$

$$\text{Jet veto: } p_T > 25 \text{ GeV, } \text{abs}(\eta) < 2.5$$

$$E_T^{\text{miss}} > 150, 250, 350, 450 \text{ GeV}$$

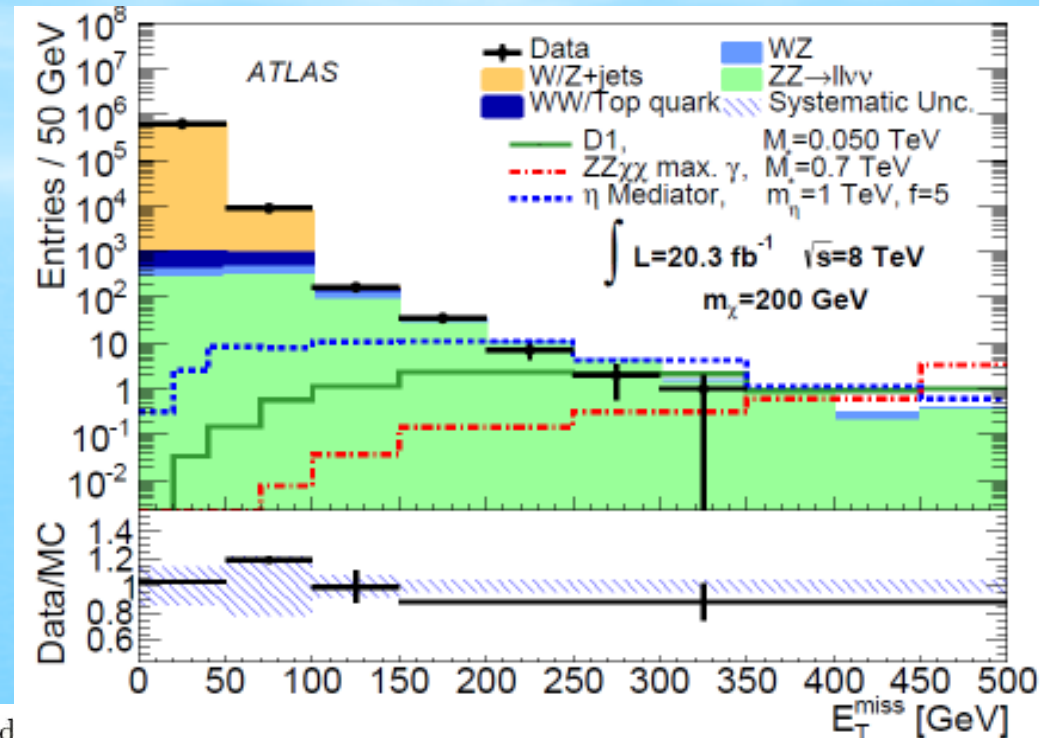
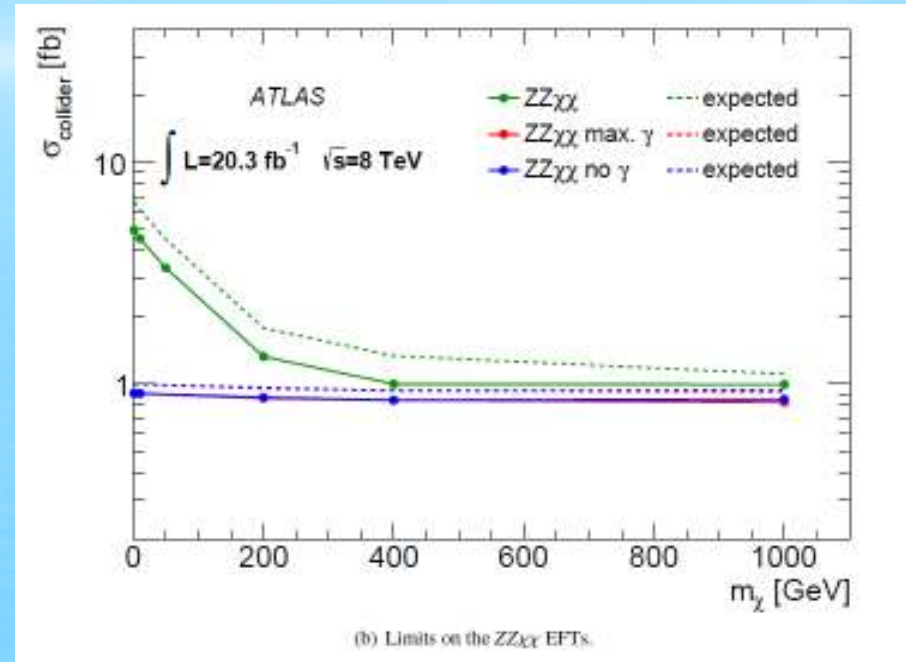
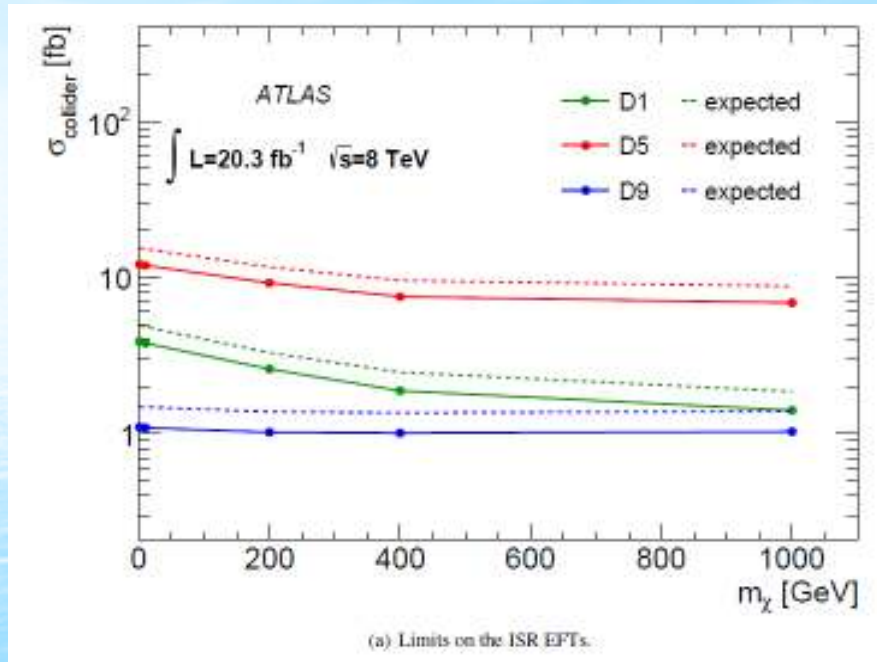


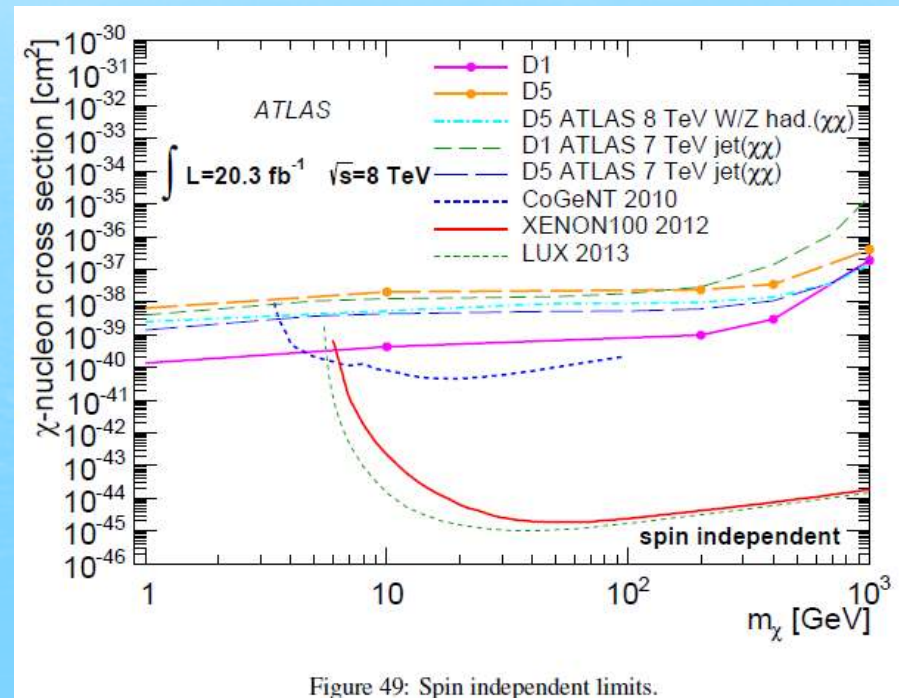
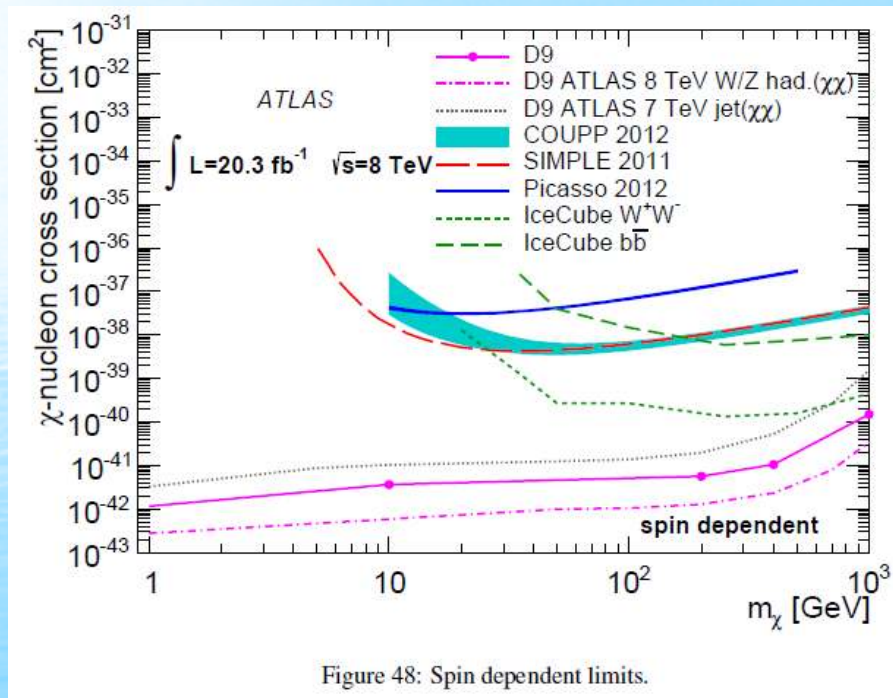
TABLE III. Observed yields and expected SM background in each signal region. Statistical, systematic, and luminosity uncertainties are added in quadrature to give the total background estimate and uncertainties.

Process	E_T^{miss} threshold [GeV]			
	150	250	350	450
ZZ	41 ± 15	6.4 ± 2.4	1.3 ± 0.5	0.3 ± 0.1
WZ	8.0 ± 3.1	0.8 ± 0.4	0.2 ± 0.1	0.1 ± 0.1
WW, $t\bar{t}$, $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$	1.9 ± 1.4	$0^{+0.7}_{-0.0}$	$0^{+0.7}_{-0.0}$	$0^{+0.7}_{-0.0}$
Z+jets	0.1 ± 0.1	—	—	—
W+jets	0.5 ± 0.3	—	—	—
Total	52 ± 18	7.2 ± 2.8	1.4 ± 0.9	$0.4^{+0.7}_{-0.4}$
Data	45	3	0	0

Пределы на сечения DM (Run I)



Сравнение с данными других экспериментов



Верхняя оценка (“upper limit”) для спин зависимых сечений $D9$ и спин-независимых $D1$, $D5$ в сравнении с данными экспериментов “direct detection”

Выводы и планы

- Результаты, полученные в *Run I* (20.3 fb^{-1}) совпадают с предсказаниями стандартной модели ☹
- Получены пределы для *EFT* операторов
- Ожидаемая статистика *Run II* 100 fb^{-1}

Обязательство ПИЯФ в анализ *mono-Z DM*

- Проверка результатов генерации сигнальных (*DM*) событий (монте-карло) используемых для анализа данных (*validation*)
- Оценка фонов (*W+jets...*) “*data-driven*” методами
- Оптимизация критериев отбора
- Статистическая интерпретация результатов
- Координация подготовки ноты по анализу

Backup

Cross sections: example for $D1'$

$$d\hat{\sigma} = \frac{\sum |\overline{\mathcal{M}}|^2}{4(p_1 \cdot p_2)} d\Phi_3,$$

\mathcal{M} - АМПЛИТУДА ПРОЦЕССА $d\Phi_3$ - 3х частичный фазовый объем

p_1, p_2 – импульсы начальных частиц, p_3, p_4 – импульсы начальных частиц “темной материи”, k – импульс струи.

$$\left. \frac{d^2\hat{\sigma}}{dp_T d\eta} \right|_{D1'} = \frac{\alpha_s}{36\pi^2} \frac{x_1 x_2 s}{\Lambda^4} \frac{1}{p_T} \frac{\left[1 - f - \frac{4m_{DM}^2}{x_1 x_2 s}\right]^{3/2} \left[1 + (1 - f)^2\right]}{\sqrt{1 - f}}$$

$$f(p_T, \eta, x_1, x_2) \equiv \frac{p_T(x_1 e^{-\eta} + x_2 e^{\eta})}{x_1 x_2 \sqrt{s}}$$

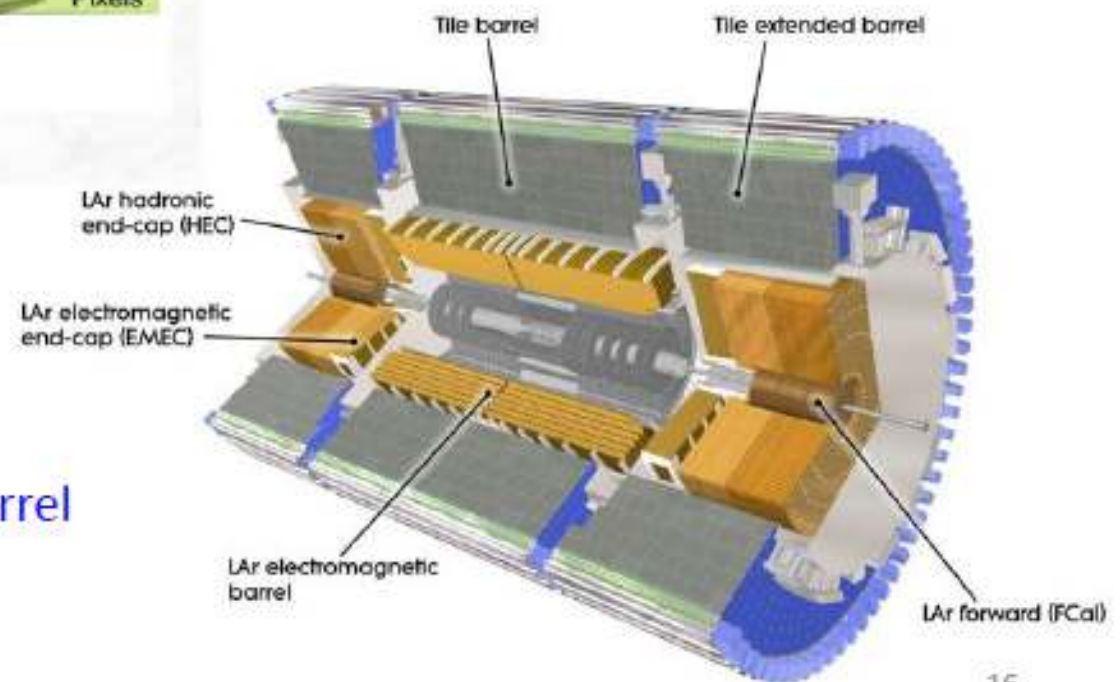
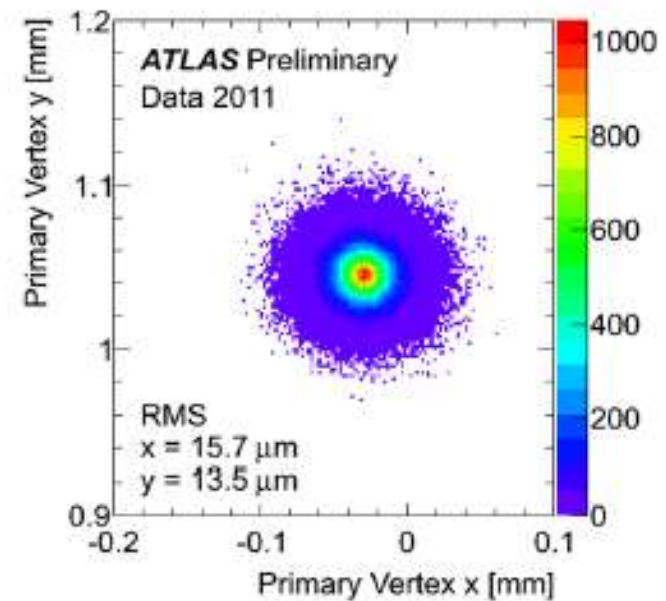
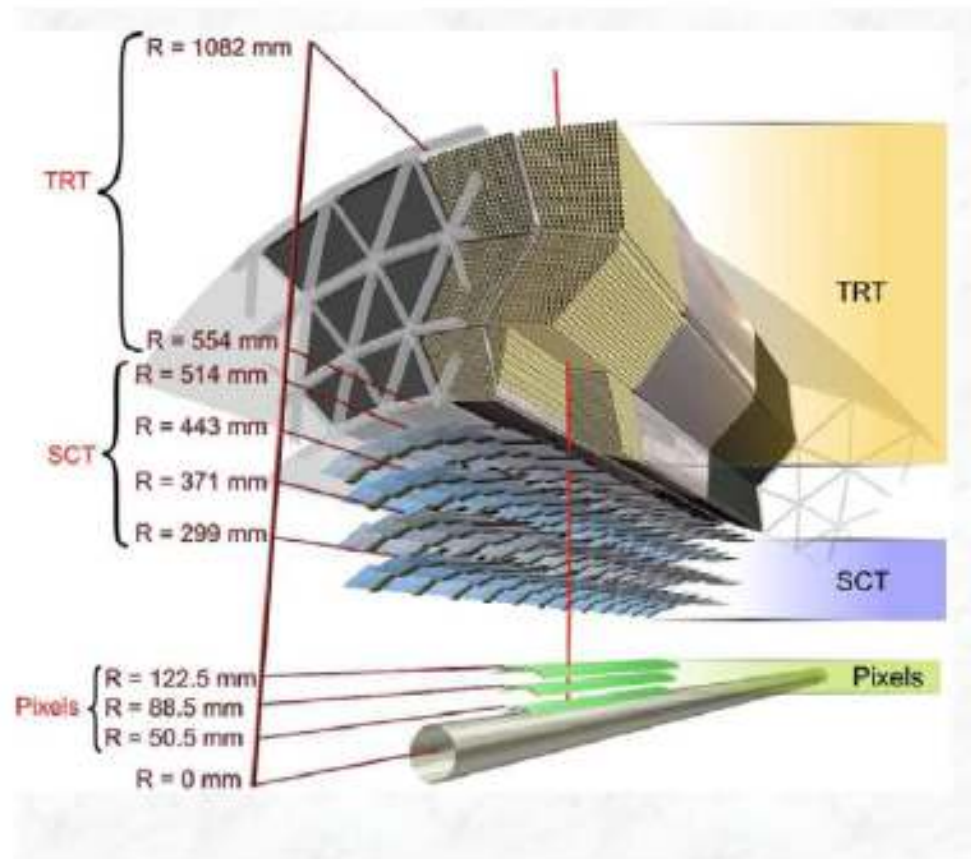
x_1, x_2 часть импульса протона, которую несет партон (x_{Bj})

Cross sections: relations

$$D1' \leftrightarrow D3', \quad D2' \leftrightarrow D4', \quad D5 \leftrightarrow D7, \quad D6 \leftrightarrow D8, \quad D9 \leftrightarrow D10,$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2\hat{\sigma}}{dp_T d\eta} \Big|_{D2'} &= \frac{d^2\hat{\sigma}}{dp_T d\eta} \Big|_{D4'} & \frac{d^2\hat{\sigma}}{dp_T d\eta} \Big|_{D3'} &= \frac{d^2\hat{\sigma}}{dp_T d\eta} \Big|_{D1'} & \frac{d^2\hat{\sigma}}{dp_T d\eta} \Big|_{D6} &= \frac{d^2\hat{\sigma}}{dp_T d\eta} \Big|_{D8} \\ \frac{d^2\hat{\sigma}}{dp_T d\eta} \Big|_{D7} &= \frac{d^2\hat{\sigma}}{dp_T d\eta} \Big|_{D5} & \frac{d^2\hat{\sigma}}{dp_T d\eta} \Big|_{D9} &= \frac{d^2\hat{\sigma}}{dp_T d\eta} \Big|_{D10} \end{aligned},$$

$$\frac{d^2\hat{\sigma}}{dp_T d\eta} \Big|_{D1, D2, D3, D4} = \left(\frac{m_q}{\Lambda}\right)^2 \frac{d^2\hat{\sigma}}{dp_T d\eta} \Big|_{D1', D2', D3', D4'}$$



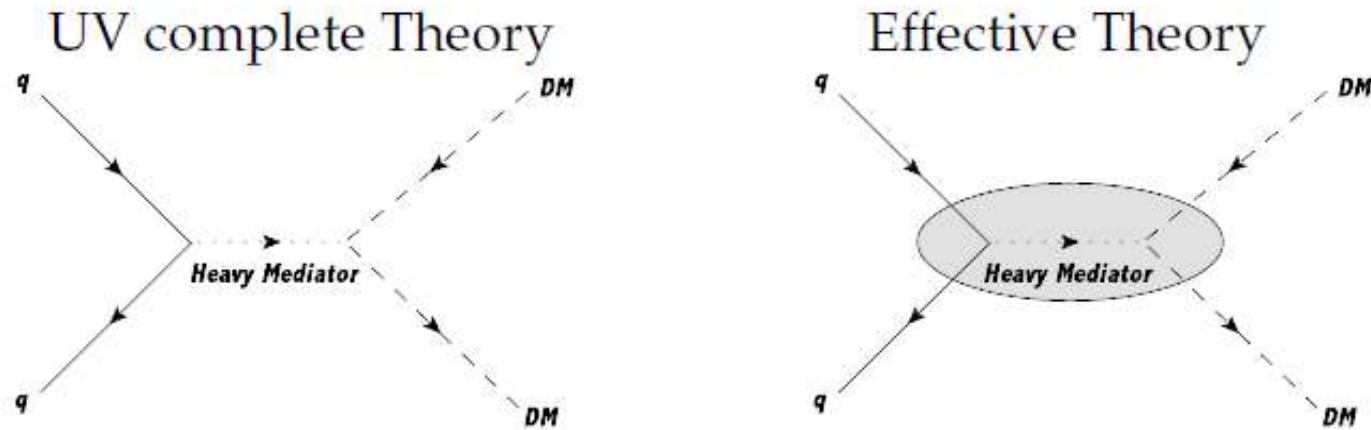
EMCAL: LAr-Pb

HCAL: scintillating tiles barrel
LAr endcaps

Indicative resolutions of the ATLAS detector components. The units for energy E and transverse momentum p_T are in GeV. The symbol \oplus means adding both parts in quadrature.

Detector component	Resolution
Tracking	$\sigma_{p_T}/p_T = 0.05\% p_T \oplus 1\%$
EM calorimetry	$\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%$
Hadronic calorimetry (jets)	
barrel and end-caps	$\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$
forward	$\sigma_E/E = 100\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$
Muon spectrometer	$\sigma_{p_T}/p_T = 10\%$ at $p_T = 1$ TeV

FROM UV COMPLETE TO EFT (I)



By Taylor expanding the SM-DM propagator around the momentum transfer and only keeping the leading order we get an effective coupling constant:

$$\frac{1}{Q_{tr}^2 - M^2} = -\frac{1}{M^2} \left(1 + \frac{Q_{tr}^2}{M^2} + \mathcal{O} \left(\frac{Q_{tr}^4}{M^4} \right) \right) \approx -\frac{1}{M^2}$$

This approximation is only valid if $Q_{tr}^2 \ll M^2$ otherwise all other terms in the expansion (UV complete theory) must be considered.

EFT: идея

Для теоретического описания процессов с участием частиц темной материи используется **“эффективная теория поля”** : EFT

Эффективная теория поля – это приближение к некоторой (основной) физической теории (например квантовой теории поля).

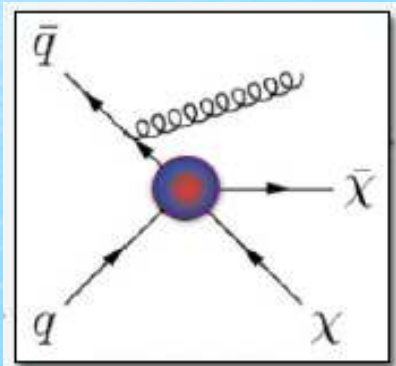
Эффективная теория поля включает соответствующие степени свободы, чтобы описать физические явления, происходящих при выбранном масштабе длины или энергетической шкале, игнорируя при этом подструктуры и степеней свободы при меньших расстояниях (или, что эквивалентно, при более высоких энергиях).

Или, говоря другими словами, они подразумевают “усреднение” процессов, которые происходят на “малых” расстояниях для получения упрощенных моделей на “больших” расстояниях.

EFT vs Simplified models

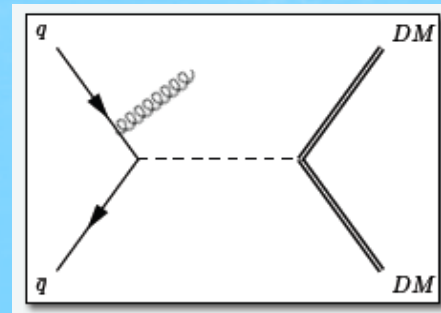
$$\sigma \propto \frac{1}{M^{*4}}$$

$[M^*, m_\chi]$



$$\sigma \propto \frac{g_{SM}^2 g_{DM}^2}{M_{med}^4}$$

$[M_{med}, \Gamma_{min}, m_\chi, g_{SM}, g_{DM}]$



Аксиальные и векторные токи

токи

$\bar{a}b$ – скаляр (1)

$\bar{a}\gamma^\alpha b$ – вектор (4)

$\bar{a}\sigma^{\alpha\beta}b$ – тензор (6)

$\bar{a}\gamma^5\gamma^\alpha b$ – аксиал (4)

$\bar{a}\gamma^5 b$ – псевдоскаляр (1)

$$\sigma^{\alpha\beta} = \frac{1}{2}(\gamma^\alpha\gamma^\beta - \gamma^\beta\gamma^\alpha)$$

\bar{a}, b – спиноры Дирака (биспиноры) 4х компонентные вектора, описывающие релятивистские частицы со спином $\frac{1}{2}$ (волновые функции).

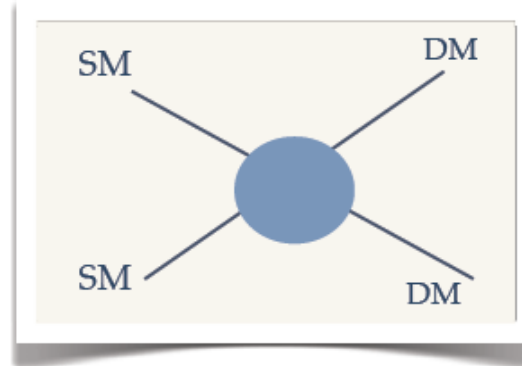
Векторный (V) и аксиальный (A) токи ведут себя одинаково при преобразованиях Лоренца, но при пространственной инверсии векторный ток не меняется, а аксиальный меняет знак.

$$\gamma^0 = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}, \quad \gamma^1 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad \gamma^2 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \\ 0 & i & 0 & 0 \\ -i & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad \gamma^3 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$$\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

Assumptions:

- DM particle is only new state accessible to the collider
- Effective field theory so interaction between DM and SM particles is contact interaction
- Mediator can be integrated out



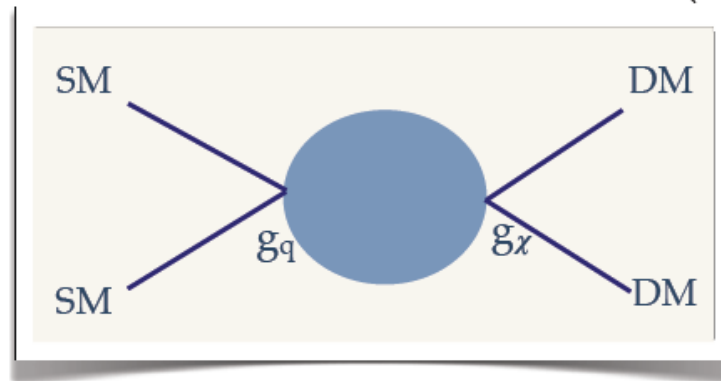
$$\mathcal{L} = \underbrace{\mathcal{L}_{SM}}_{\text{SM Lagrangian}} + \underbrace{i\bar{X}\gamma^\mu\partial_\mu X - M_X\bar{X}X}_{\text{kinetic terms for DM}} + \underbrace{\sum_q \sum_{i,j} \frac{G_{qij}}{\sqrt{2}} [\bar{X}\Gamma_i^X X] [\bar{q}\Gamma_q^j q]}_{\text{set of 4-Fermion interactions between DM and SM quarks}},$$

Operators Γ describe scalar, pseudoscalar, vector, axial vector, tensor interactions

Assume DM is a Dirac fermion and interaction is characterized by contact interaction,

Bai, Fox and Harnik,
JHEP 1012:048 (2010)

Set mass of mediator (M) to very high value



Operators describe nature of mediator and form of SM-DM couplings.

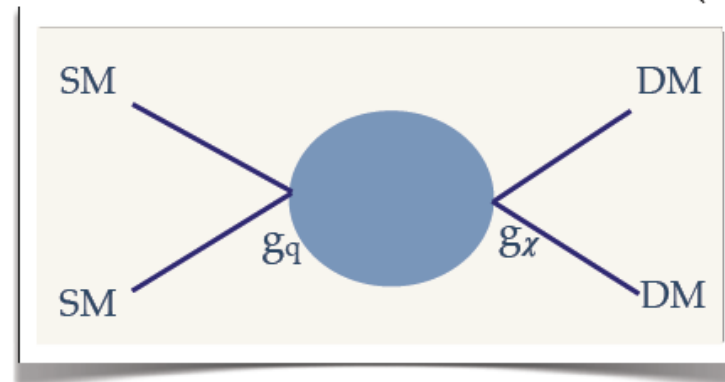
Consider two possibilities:

- (a) vector operator
- (b) axial-vector operator

Assume DM is a Dirac fermion and interaction is characterized by contact interaction,

Bai, Fox and Harnik,
JHEP 1012:048 (2010)

Set mass of mediator (M) to very high value



(a) For vector mediator, effective operator

$$\mathcal{O}_V = \frac{(\bar{\chi}\gamma_\mu\chi)(\bar{q}\gamma^\mu q)}{\Lambda^2}$$

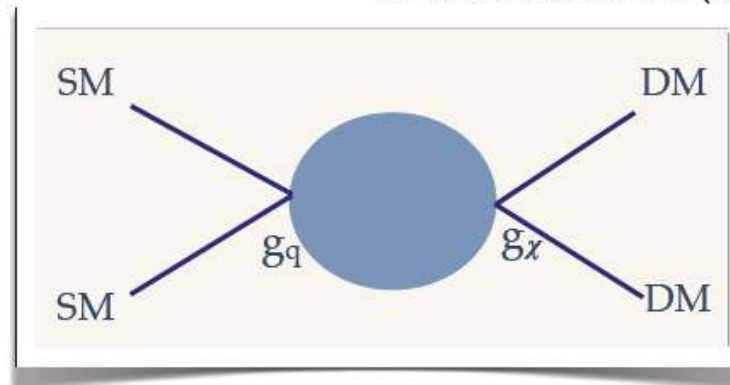
$$\Lambda = M/\sqrt{g_\chi g_q}$$

spin-
independent

Assume DM is a Dirac fermion and interaction is characterized by contact interaction,

Bai, Fox and Harnik,
JHEP 1012:048 (2010)

Set mass of mediator (M) to very high value



(b) For axial-vector mediator, effective operator

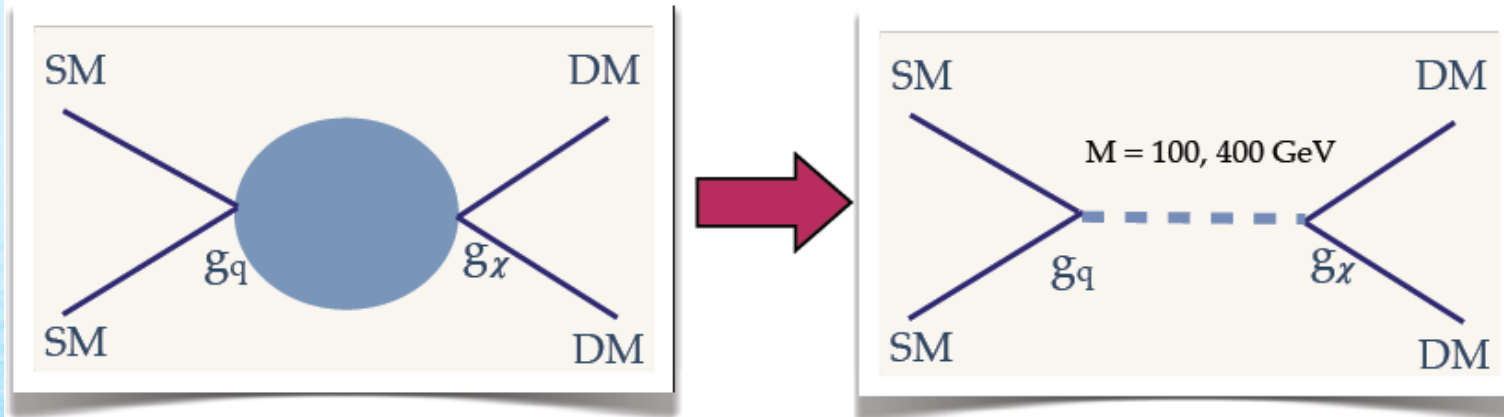
$$\mathcal{O}_{AV} = \frac{(\bar{\chi}\gamma_{\mu}\gamma_5\chi)(\bar{q}\gamma^{\mu}\gamma_5q)}{\Lambda^2}$$

$$\Lambda = M/\sqrt{g_{\chi}g_q}$$

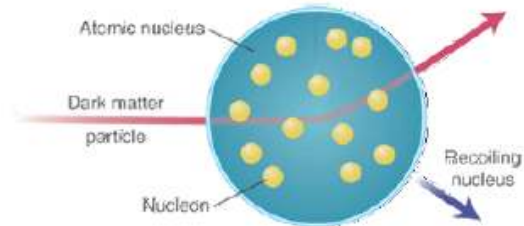
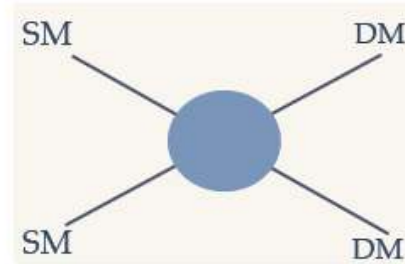
spin-dependent

Light mediator

- Assume DM interaction is mediated by light particle
- Effective theory breaks down and explicitly have to include mediator mass.
- Consider $M = 100 \text{ GeV}, 400 \text{ GeV}$ with width set to 1% of mass.



Translating collider limits to the same plane as direct detection experiments



Vector operator

$$\mathcal{O}_V = \frac{(\bar{\chi}\gamma_\mu\chi)(\bar{q}\gamma^\mu q)}{\Lambda^2}$$

$$\mathcal{O}^N = f_q^N \frac{(\bar{N}\gamma^\mu N)(\bar{\chi}\gamma_\mu\chi)}{\Lambda^2}$$

coefficient relates nucleon and quark operator

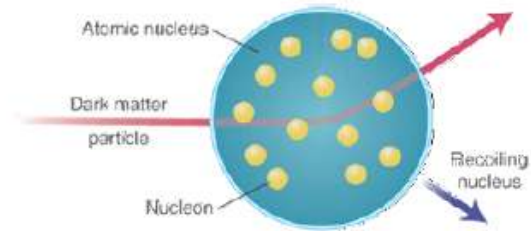
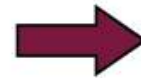
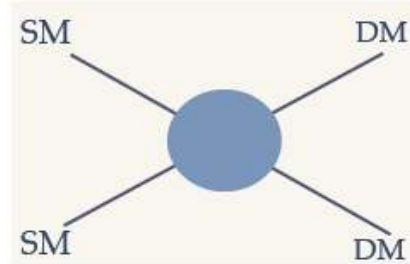
need to know quark content of nucleon

$$\sigma_{SI} = \frac{\mu^2}{\pi\Lambda^4} f_q^2$$

where $\mu = \frac{m_\chi m_p}{m_\chi + m_p}$

reduced mass of the DM-nucleon system

Translating collider limits to the same plane as direct detection experiments



Axial-vector operator

$$\mathcal{O}_{AV} = \frac{(\bar{\chi}\gamma_{\mu}\gamma_5\chi)(\bar{q}\gamma^{\mu}\gamma_5q)}{\Lambda^2}$$

$$\mathcal{O}^{Nq} = \Delta_q^N \frac{(N\gamma^{\mu}\gamma_5N)(\bar{\chi}\gamma_{\mu}\gamma_5\chi)}{\Lambda^2},$$

$$\sigma^{Nq} = \frac{3\mu^2}{\pi\Lambda^4} (\Delta_q^N)^2.$$

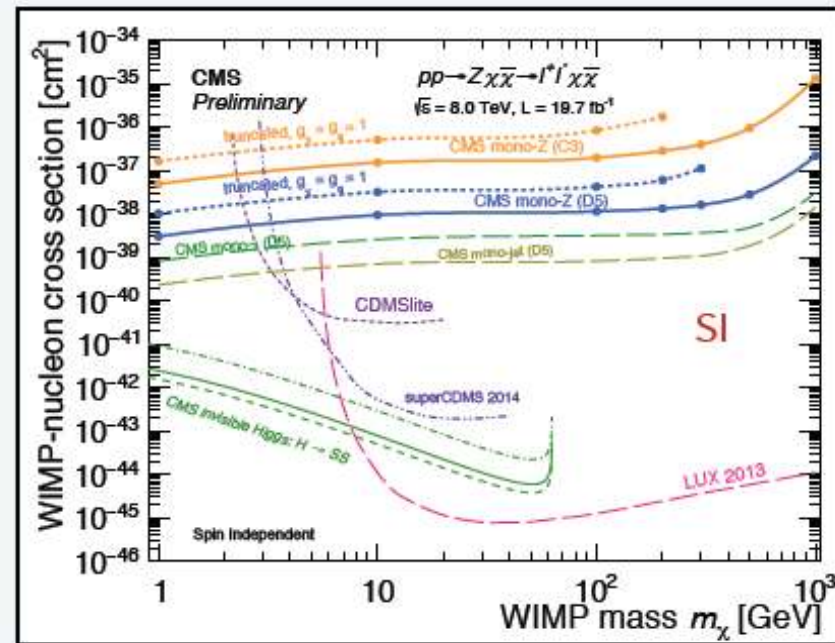
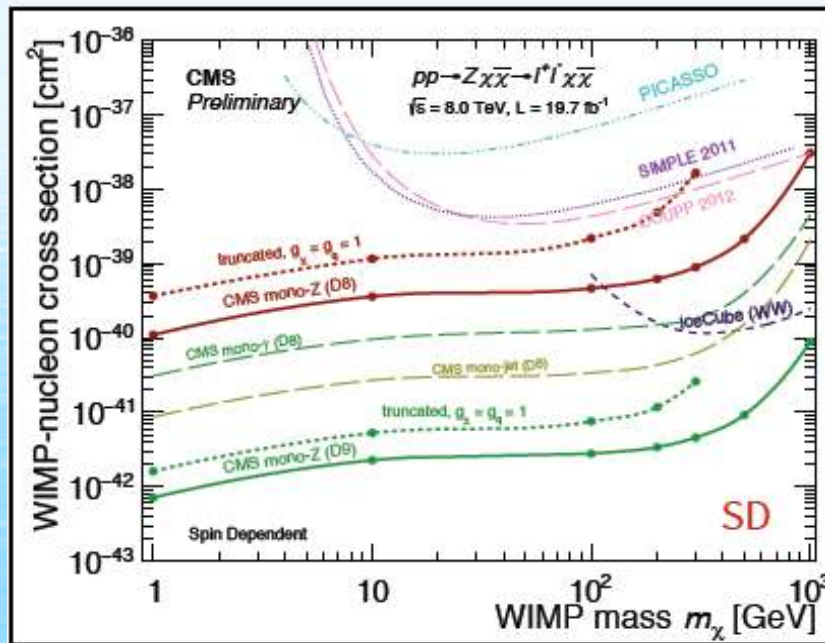
sum of quark helicities

- Upper limits on monojet/monophoton cross sections converted to lower limits on Λ
- Lower limits on Λ then translated to spin-dependent DM-nucleon cross-section

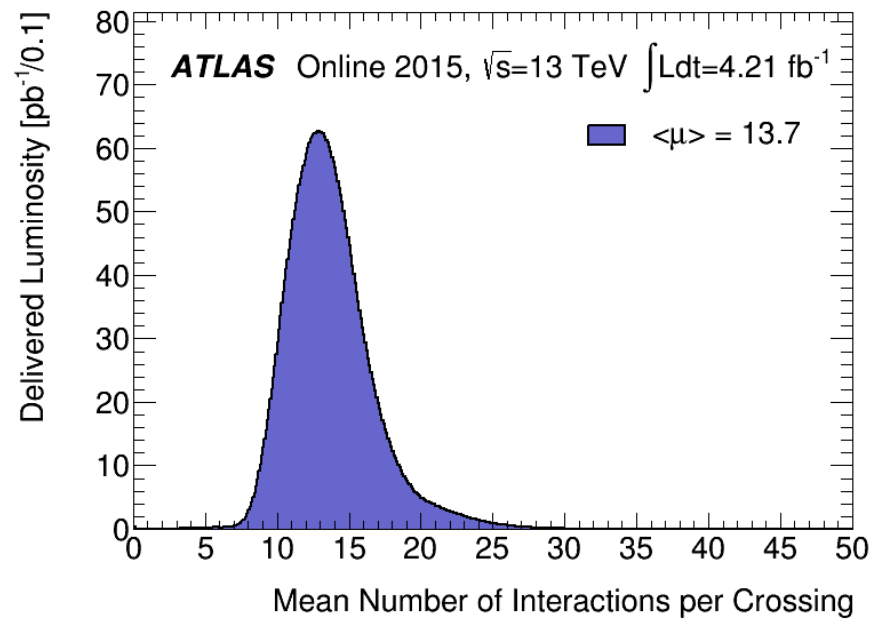
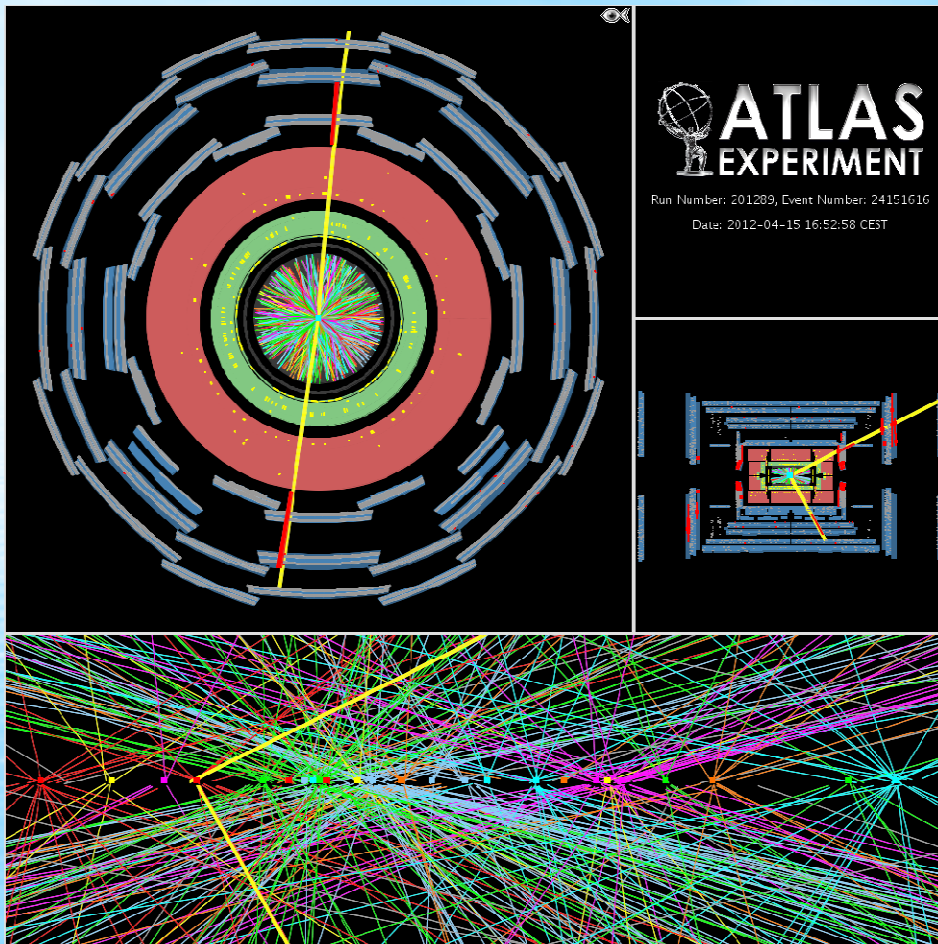
CMS Results

► $Z(\ell) + E_T^{\text{miss}}$

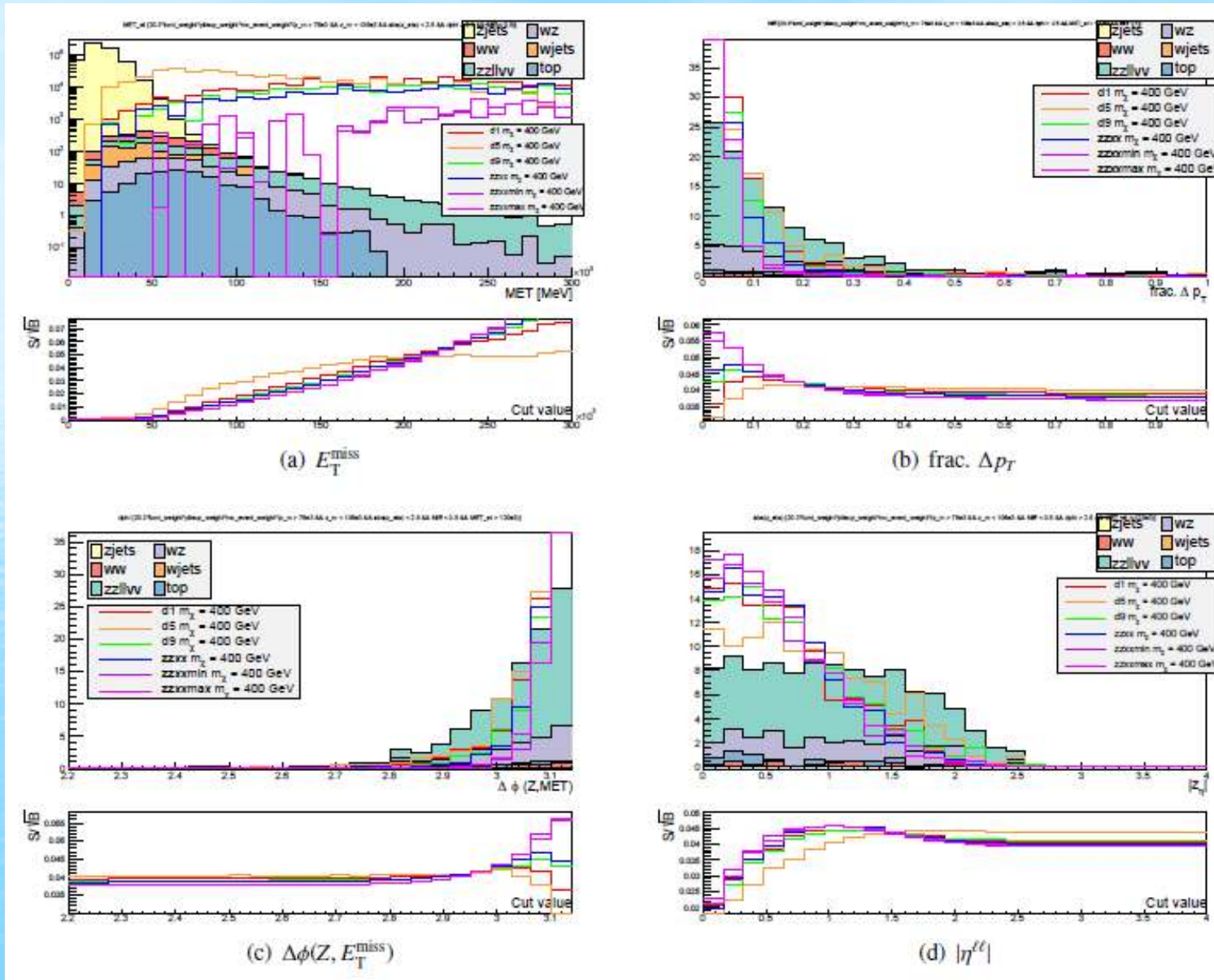
- [CMS, CMS-EXO-12-054]



Pileup



Оптимизация критериев отбора



- **mono-jet + E_T^{miss}** (arXiv:1502.01518, submitted to EPJC)

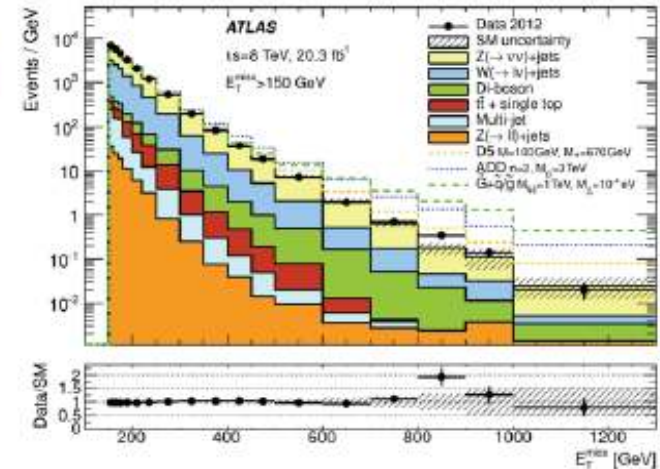
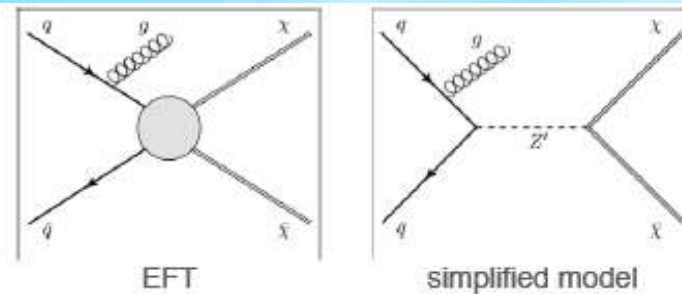
- event selection

- central leading jet with $p_T > 120$ GeV and $p_T > 0.5 \cdot E_T^{\text{miss}}$
 - 9 signal regions with E_T^{miss} thresholds from 150 to 700 GeV
 - jet and E_T^{miss} back to back / recoiling $\Delta\phi(\text{sel. jets}, E_T^{\text{miss}}) > 1.0$

- lepton and isolated track veto

- main background

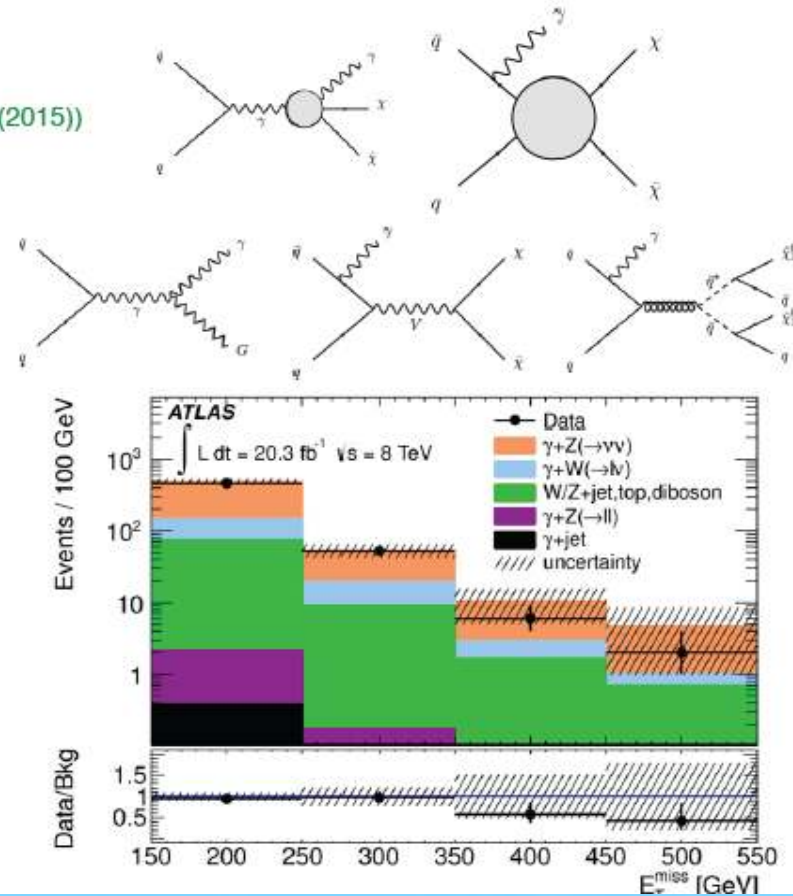
- $Z(\nu\nu) + \text{jets}$, constrained using $W(l\nu)$ and $Z(l\ell)$ control regions
 - $W(l\nu) + \text{jets}$, mostly when $l=\tau$



ATLAS searches

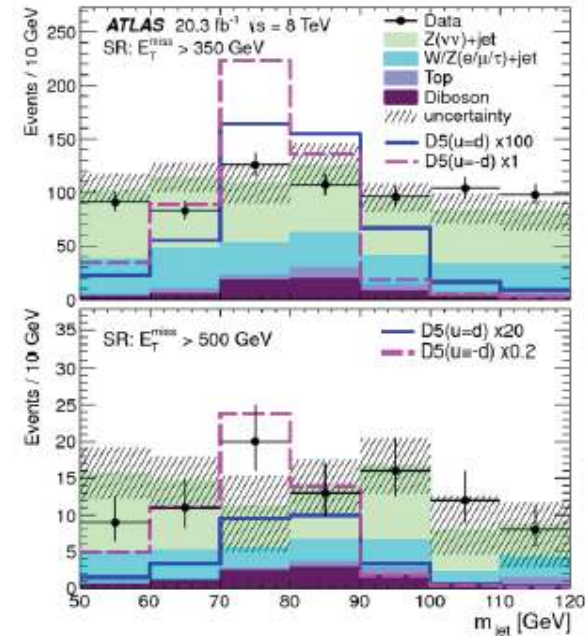
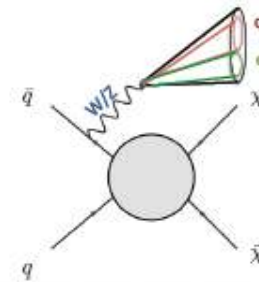
- **mono-photon** ([arXiv:1411.1559](https://arxiv.org/abs/1411.1559), PRD 91, 012008 (2015))

- event selection
 - high-energy photon
 - large E_T^{miss}
 - no leptons, at most one jet
- main background
 - $Z(\nu\nu) + \gamma$
 - $W\gamma / Z\gamma$ with lost leptons
 - W / Z with leptons / jets misidentified as γ
 - estimated via dedicated control regions



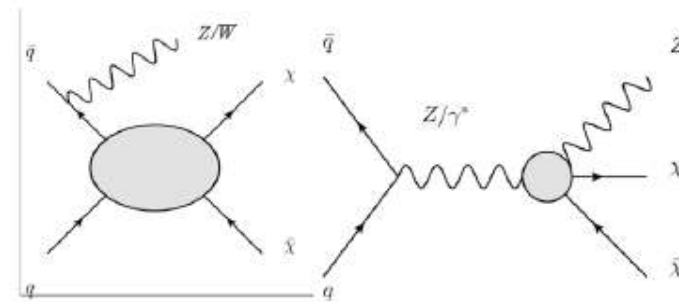
ATLAS searches

- **mono-W/Z (hadronic)** ([arXiv:1309.4017](https://arxiv.org/abs/1309.4017), PRL 112, 041802 (2014))
 - event selection
 - very central, large-radius jet with $p_T > 250$ GeV, $50 \text{ GeV} < m_j < 120$ GeV, momentum balance of subjets
 - two signal regions with $E_T^{\text{miss}} > 350 / 500$ GeV
 - max. one narrow jet with $p_T > 40$ GeV
 - lepton and photon veto
 - main background
 - Z($\nu\nu$) + jets
 - Z(ll) + jets and W(lv) + jets, with *lost* lepton



- **mono-W/Z boson (leptonic)** ([arXiv:1407.7494](https://arxiv.org/abs/1407.7494), JHEP 09 (2014) 037)
([arXiv:1404.0051](https://arxiv.org/abs/1404.0051), PRD 90, 012004 (2014))

- event selection W
 - one high- p_T lepton
 - E_T^{miss}
 - large m_T , incompatible with directly produced W
- event selection Z
 - two leptons with invariant mass consistent with Z
 - large E_T^{miss}
 - jet and third-lepton vetoes



DM direct detection



Dark matter particles from the Galactic halo that pass through the Earth will occasionally **scatter off nuclei**.

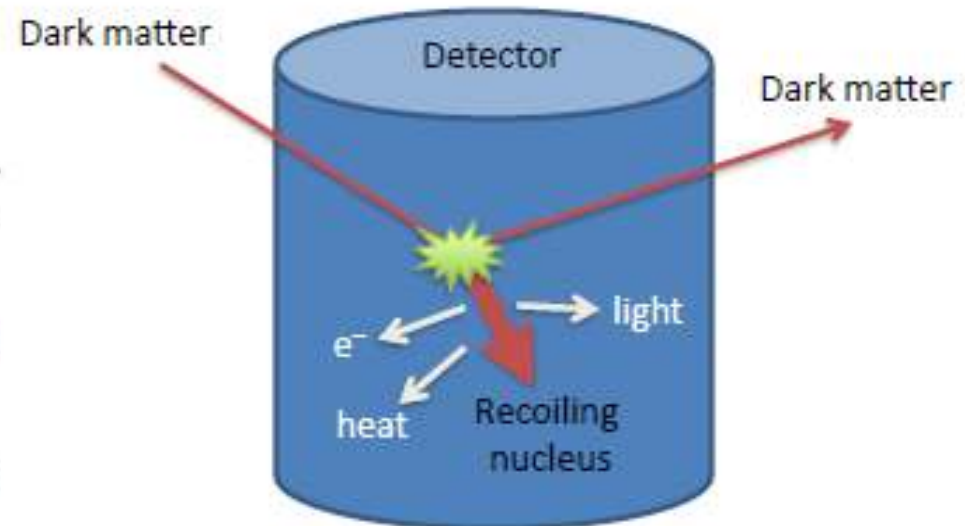
The resulting **recoil energy** of the nucleus can be measured in **dedicated low background detectors**.

$$\frac{dR}{dE_{nr}} = \frac{\rho_0}{m_\chi m_N} \int_{v_{min}}^{\infty} dv v f(v, v_E) \frac{d\sigma}{dE_{nr}}$$

Typical event rates are less than

1 event per kg per year

A great experimental challenge!



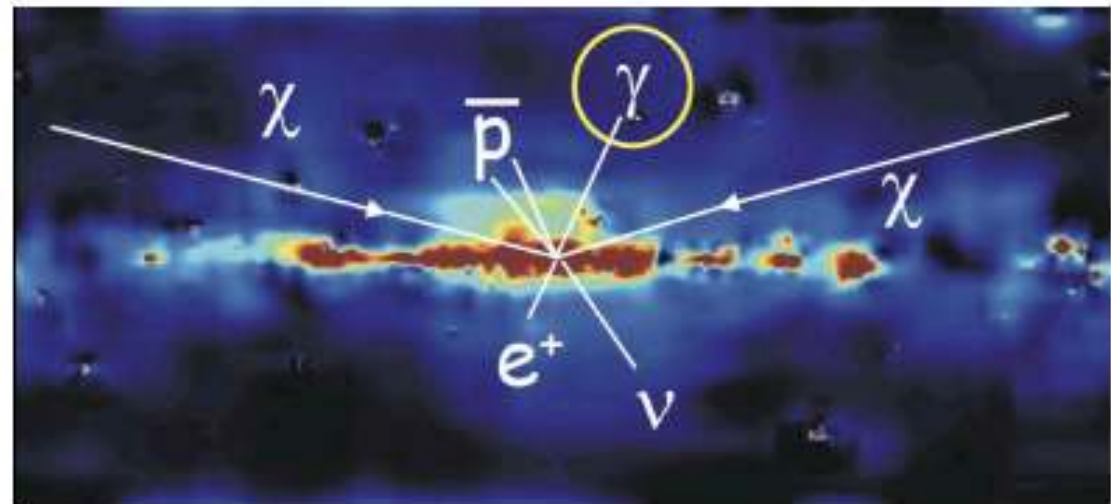
DM indirect detection



Indirect detection experiments look for the **products of DM annihilation** in regions of **high DM density** (e.g. the galactic center) with satellites, balloons and ground based telescopes.



Difficulties arise from **astrophysical backgrounds** and the DM density profile.



DM models: EFT

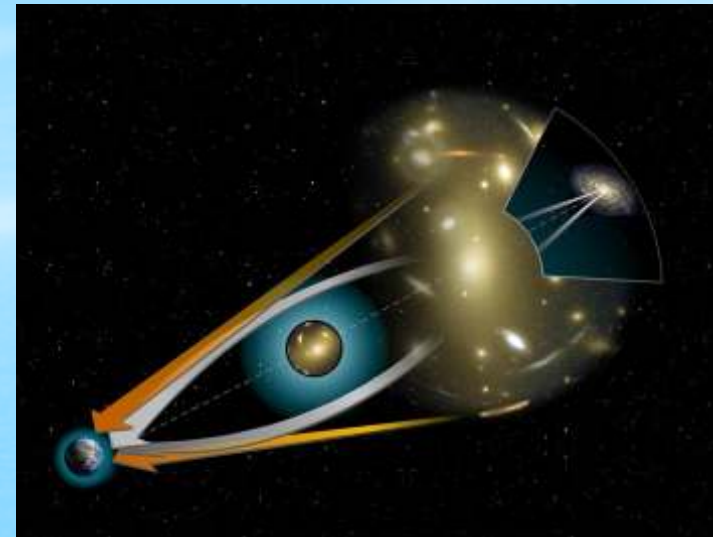
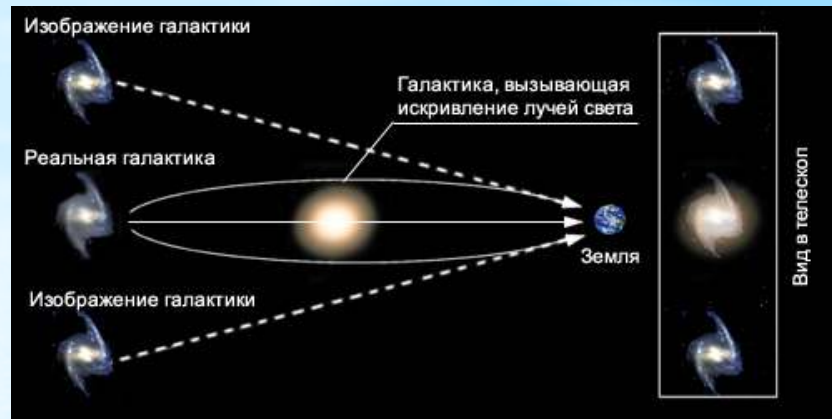
II. EFFECTIVE FIELD THEORY

We assume that our WIMP candidate is the only new particle species within reach of the LHC (a “maverick” particle); this allows us to describe its interaction with standard-model quarks accurately in terms of an effective field theory whose degrees of freedom consist of the standard-model (SM) particles plus the WIMP itself. For the purposes of the discussion, we also specialize to the case of a Dirac fermion. The effective field theory consists of the SM Lagrangian plus kinetic terms for the dark matter X and a set of effective four-Fermion interactions between X and the quarks $q = u, d, s, c, b, t$,

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + i\bar{X}\gamma^\mu\partial_\mu X - M_X\bar{X}X + \sum_q \sum_{i,j} \frac{G_{qij}}{\sqrt{2}} [\bar{X}\Gamma_i^X X] [\bar{q}\Gamma_q^j q], \quad (1)$$

where the sums i, j are over scalar, pseudoscalar, vector, axial vector, and tensor interactions (in Lorentz-invariant combinations) described by the operators $\{\Gamma\}$. We will assume that the interaction is dominated by only one of the above forms.¹ The mass dimension of G_{qij} is minus two. Although it would be straightforward to account for WIMP’s coupling to leptons, for simplicity, we do not take this possibility into account in our analysis, and we further specialize to the case in which the WIMP couplings are independent of the quark flavor, $G_{qij} = G_{ij}$. With these assumptions, and the assumption that the dark-matter density is determined by the calculation of the thermal relic abundance of the X s, the various G_i ’s are determined to high precision. Even if the WIMP proves not to be a thermal relic, the effective field theory (with the G ’s uncorrelated from M_X) may still provide a useful language to describe WIMP coupling to SM particles.

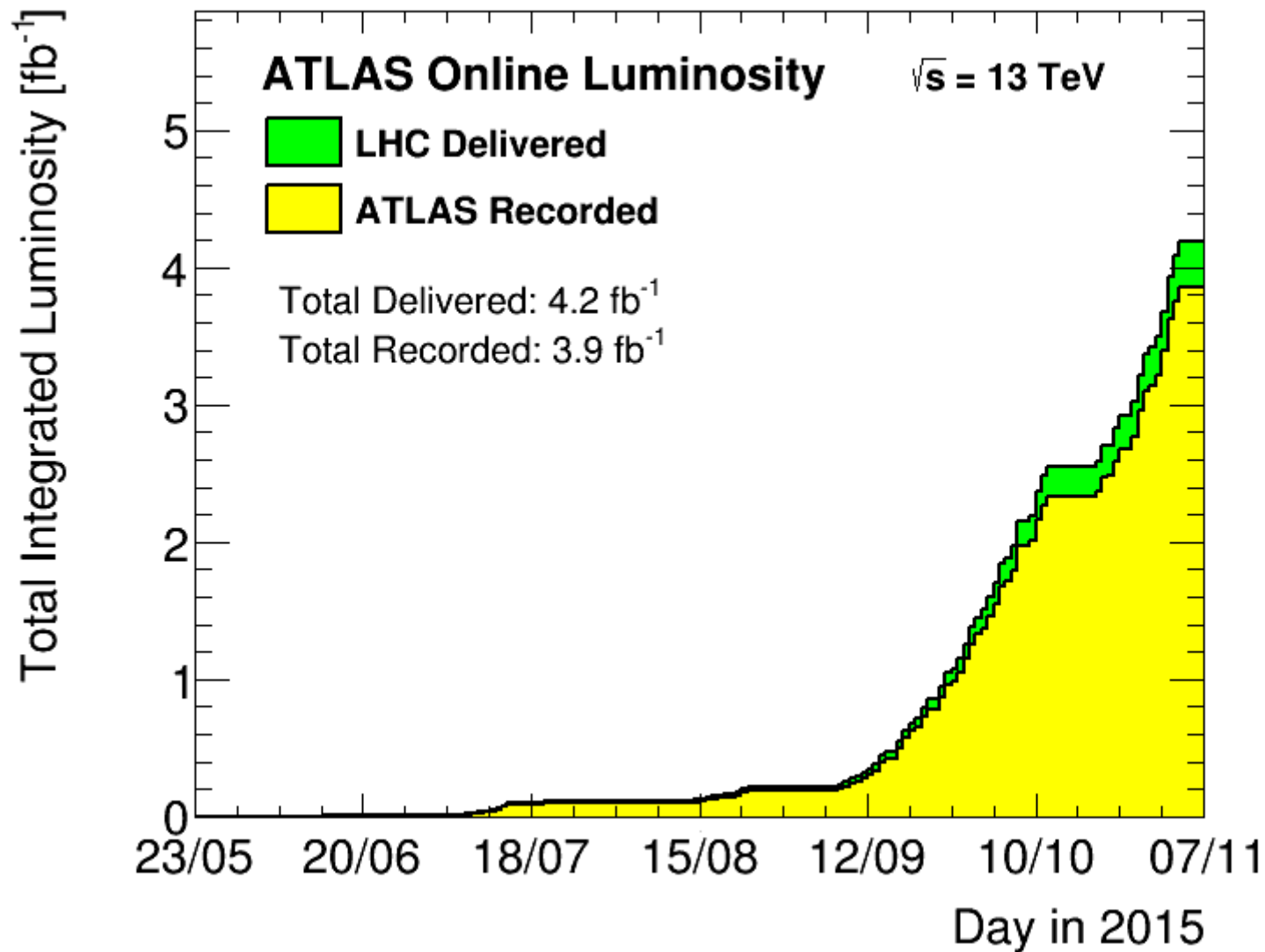
“Гравитационное линзирование”



Z boson decay

Particles		Effective charge		Relative factor	Branching ratio	
Name	Symbols	L	R		Predicted for $x = 0.23$	Experimental measurements ^[10]
Neutrinos (all)	ν_e, ν_μ, ν_τ	$\frac{1}{2}$	0	$3(\frac{1}{2})^2$	20.5%	$20.00 \pm 0.06\%$
Charged leptons (all)	e^-, μ^-, τ^-			$3((-\frac{1}{2} + x)^2 + x^2)$	10.2%	$10.097 \pm 0.003\%$
Electron	e^-	$-\frac{1}{2} + x$	x	$(-\frac{1}{2} + x)^2 + x^2$	3.4%	$3.363 \pm 0.004\%$
Muon	μ^-	$-\frac{1}{2} + x$	x	$(-\frac{1}{2} + x)^2 + x^2$	3.4%	$3.366 \pm 0.007\%$
Tau	τ^-	$-\frac{1}{2} + x$	x	$(-\frac{1}{2} + x)^2 + x^2$	3.4%	$3.367 \pm 0.008\%$
Hadrons (all)					69.2%	$69.91 \pm 0.06\%$
Down-type quarks	d, s, b	$-\frac{1}{2} + \frac{1}{3}x$	$\frac{1}{3}x$	$3(-\frac{1}{2} + \frac{1}{3}x)^2 + 3(\frac{1}{3}x)^2$	15.2%	$15.6 \pm 0.4\%$
Up-type quarks	u, c	$\frac{1}{2} - \frac{2}{3}x$	$-\frac{2}{3}x$	$3(\frac{1}{2} - \frac{2}{3}x)^2 + 3(-\frac{2}{3}x)^2$	11.8%	$11.6 \pm 0.6\%$

Статистика 2015



Data driven methods

Control Region

- ***Control samples used to verify and/or determine the normalization of different backgrounds from data.***
- ***The control regions attempt to preferentially select specific categories of background events, for example events with no genuine Z bosons (top, inclusive W and WW) or events with b-jets (top and Z/W + b-jets).***

ABCD method

Used for Z+jets background

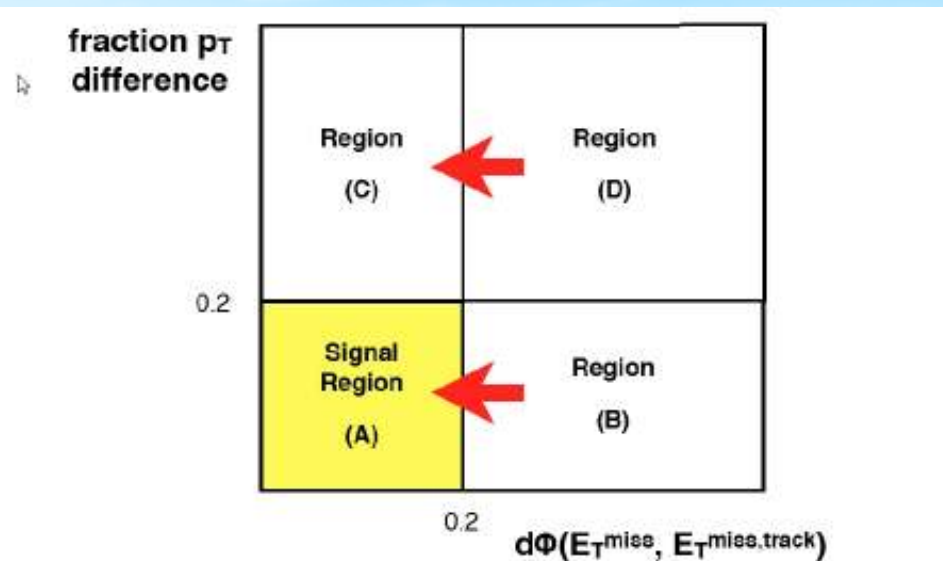


Figure 9; The concept of the ABCD method to estimate the Z background in the signal region.

In practice, slight differences could show up between N_A/N_B and N_C/N_D .

$$N_A^{est} = N_B^{obs} \times \frac{N_C^{obs}}{N_D^{obs}} \times \alpha$$

where

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

the Z background in the signal region can be estimated with the following equation.

$$N_A^{est} = N_B^{obs} \times \frac{N_C^{obs}}{N_D^{obs}}$$

Contributions from non-Z backgrounds are subtracted before applying this equation.

In order to also estimate the shape of the $E_{miss}T$ distribution, N_{obs} is considered bin by bin, whereas a single scale factor is extracted from N_C^{obs} / N_D^{obs} .

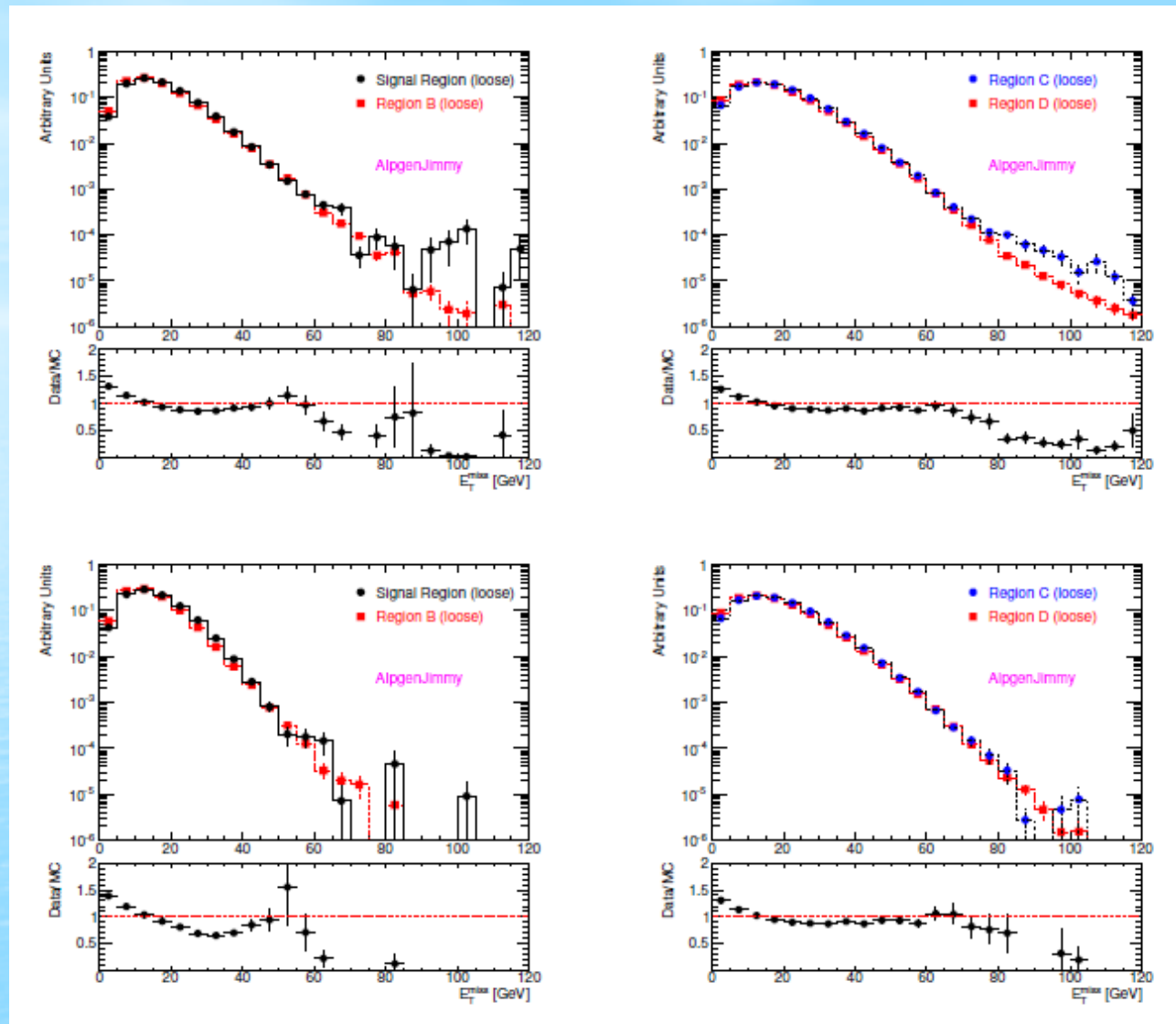


Figure 15: Comparison of the shape of E_T^{miss} distributions between Region A and B (left plots) and C and D (right plots). Events in the ee-channel after the Z mass requirement (upper plots) and jet veto (lower plots) are shown.

Method

- *In the “control region” the correction coefficient is calculated:*

$$SF(SS) = \frac{N^{data}(SS) - N^{other\ MC}(SS)}{N^{W+jets}(SS)}$$

- *Then this coefficient is applied to the MC sample for W+jet background produced with the selection for signal events (i.e. OS + event selection)*

$$N_{data}^{W+jets}(OS) = SF(SS) \cdot N_{MC}^{W+jets}(OS)$$

Results from note

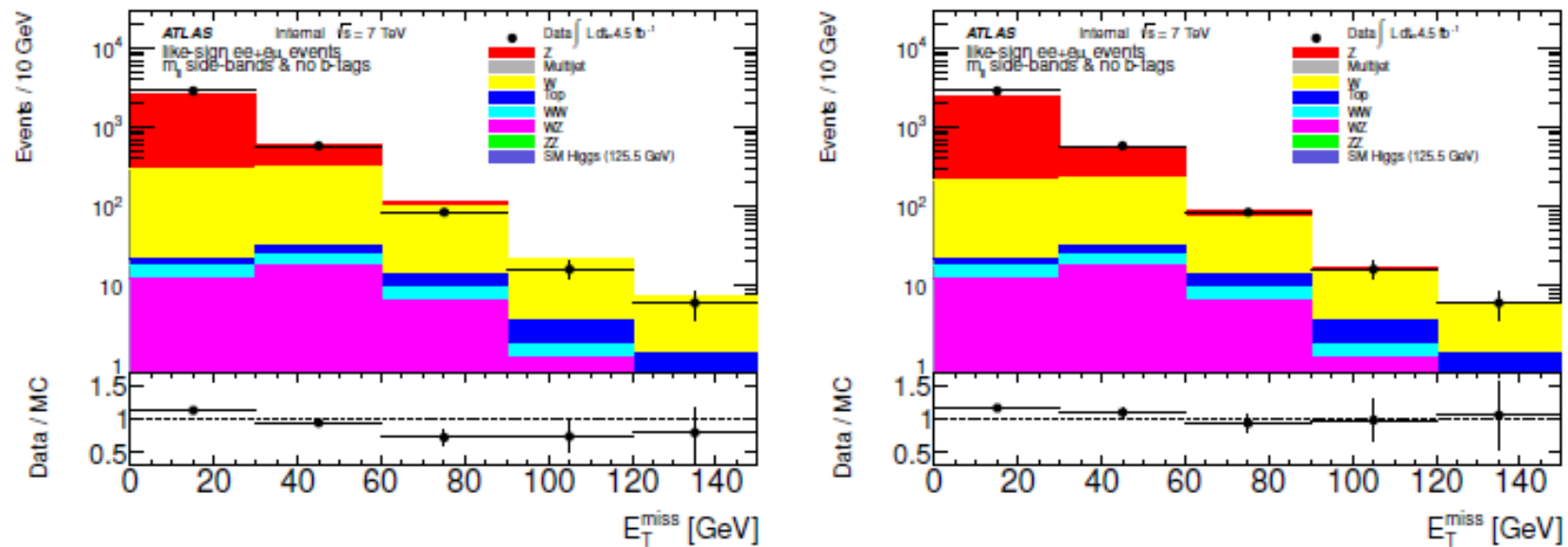


Figure 17: The E_T^{miss} distribution for data and Monte Carlo estimated background samples for events with a like-sign ee or $e\mu$ pair, no b -jets and a di-lepton mass in the sidebands of the Z -mass region. In the figure on the left the W background is unscaled, whilst in the figure on the right the W background is scaled by the same factor 0.7 that is applied in all other figures.

W+jets control region

	Good (G)	Bad (B)
Electrons	Track iso < 0.1 and MEDIUM++	Track iso > 0.1 or !MEDIUM++
Muons	Track iso < 0.1	Track iso > 0.1

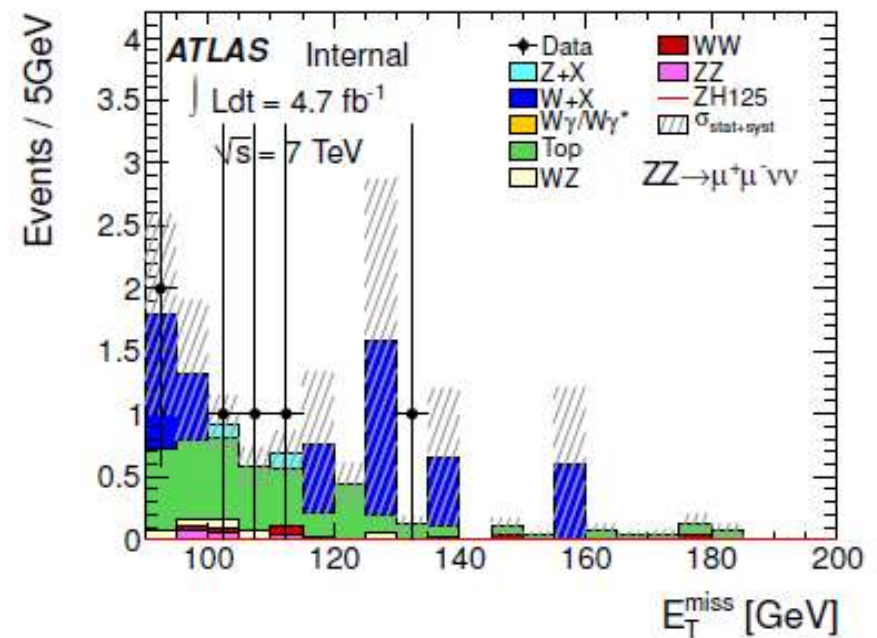
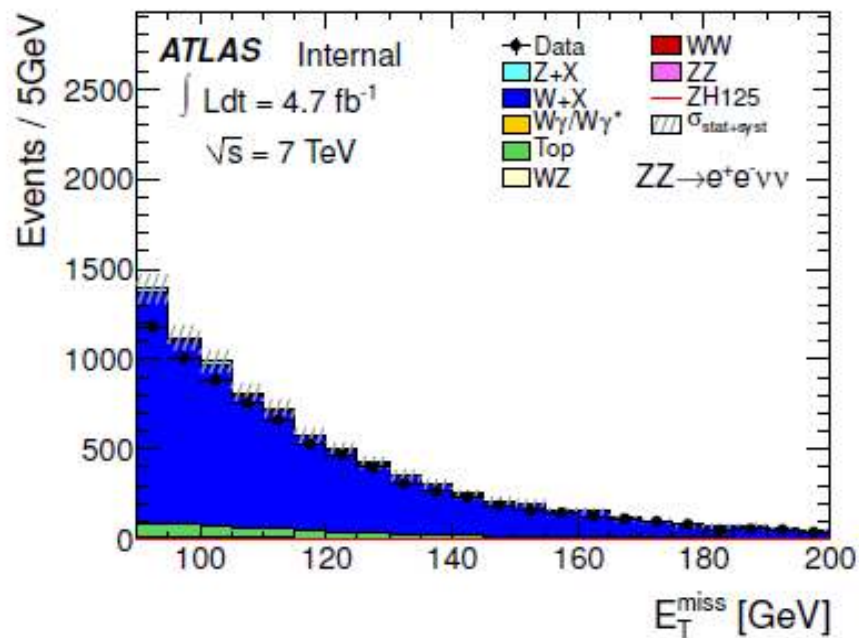
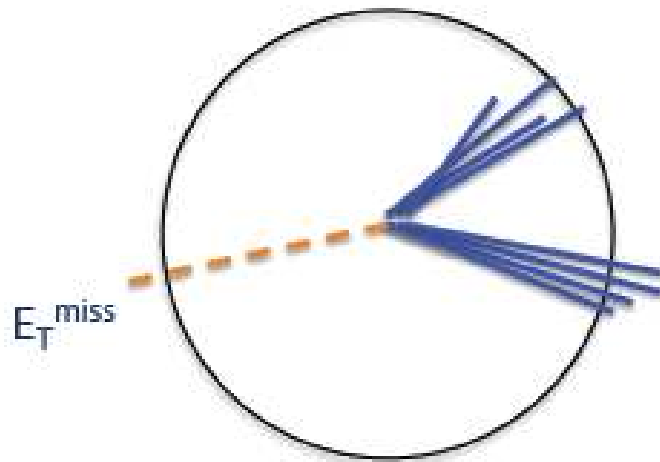


Figure 26: The E_T^{miss} distribution in the W +jets control region after the jet veto requirement.

“Недостающая” поперечная энергия

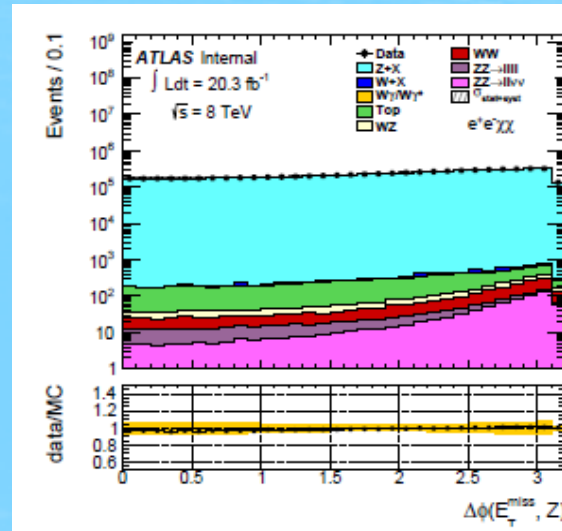
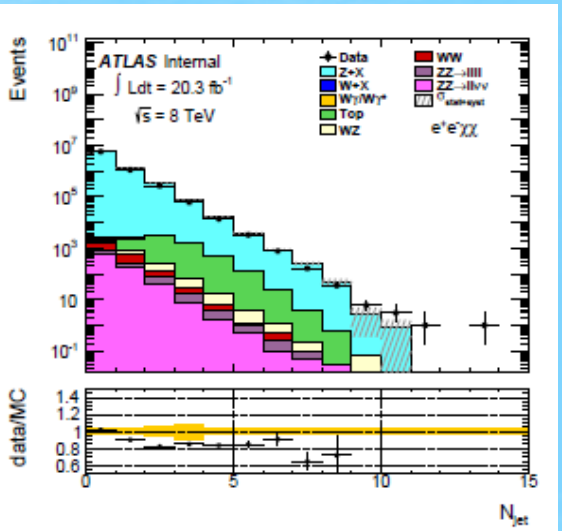
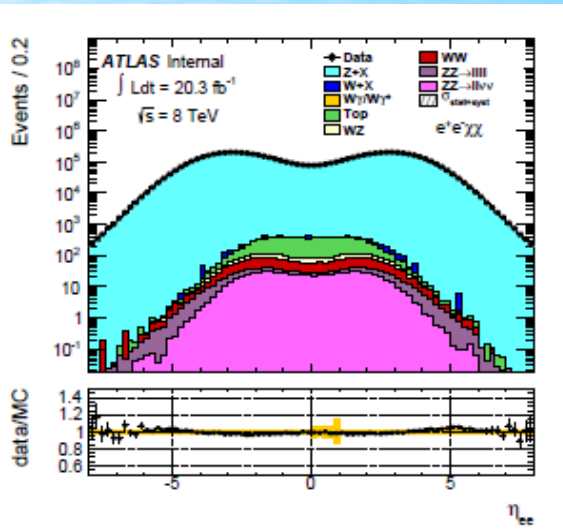
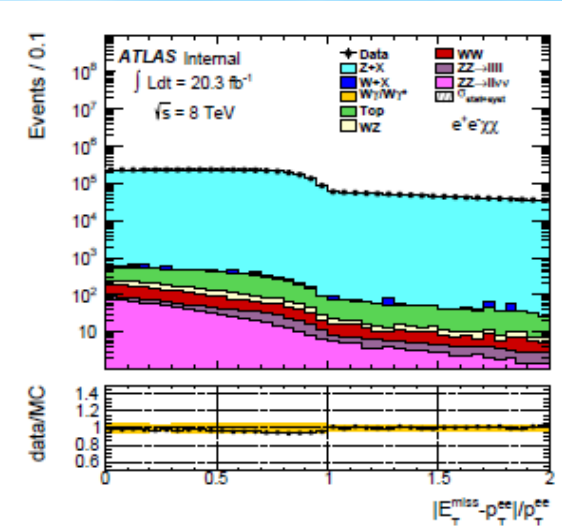
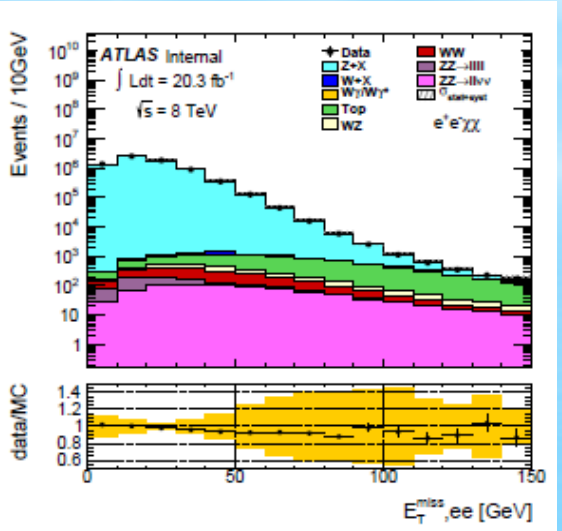
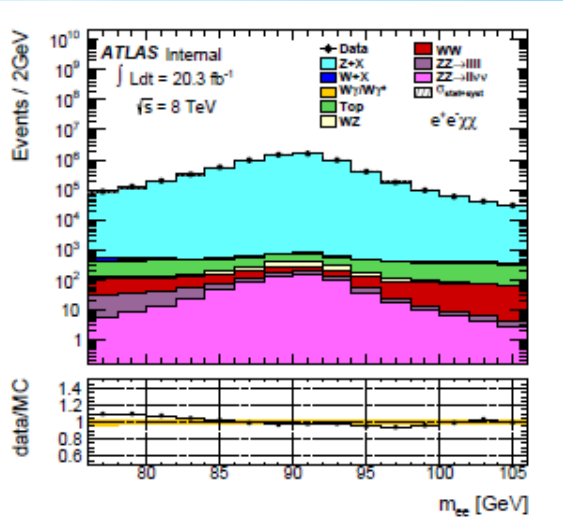
Недостающая “поперечная энергия” измеряется по отношению к пучку взаимодействующих частиц и определяется как сумма векторов поперечных импульсов всех зарегистрированных частиц (по энергии оставленной в калориметре или по треку для мюонов)



Missing Energy:

$$\mathbf{E}_T^{miss} = - \sum \mathbf{p}_T^{jet} - \sum \mathbf{p}_T^e - \sum \mathbf{p}_T^\mu - \sum \mathbf{p}_T^\gamma - \sum \mathbf{p}_T^{soft}$$

Kinematical distributions (e^+e^-)



Kinematical distributions ($\mu^+\mu^-$)

