

По материалам кандидатской диссертации:
**Спектры заряженных частиц и факторы
ядерной модификации в протон-ядерных
($p+^{208}\text{Pb}$) взаимодействиях**

Евгений Александрович Шульга

Специальность:

01.04.16 – «Физика атомного ядра и элементарных частиц»

Научный руководитель:
к.ф.-м.н., профессор А. С. Романюк



Введение

Измерения на RHIC позволяют заключить, что при ультрарелятивистских ядро-ядерных взаимодействиях:

- образуется "горячая и плотная КХД-материя";
- это партонная материя в состоянии деконфайнмента, схожая по своим свойствам с идеальной (с исключительно малой вязкостью) жидкостью. Эта система находится в режиме сильной связи (сКГП, КГМ).

Выводы сделаны на основании подавления адронов и направленных потоков частиц, например [EPJC 2005 43 303](#) и [PRL 2006 96 032302](#).

В 2010 году, коллаборация CMS представила результаты, свидетельствующие о существовании угловых корреляций частиц в pp столкновениях ([JHEP 09 \(2010\) 091](#)). Такие коллективные эффекты, ранее описывались только для систем, в которых образуется КГМ.

Возможность разделения степени влияния эффектов начального и конечного состояний на свойства рождающихся частиц является принципиально важной для подобного рода исследований.

Введение

Ядро-ядерные столкновения:

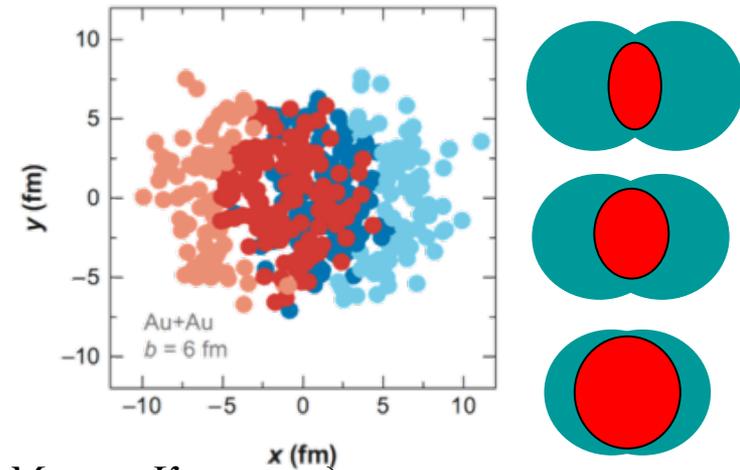
- ✓ эффекты начального состояния, т.е. изменение свойств нуклона находящегося в ядре ;
- ✓ эффекты конечного состояния, т.е. КГМ

Протон-ядерные столкновения:

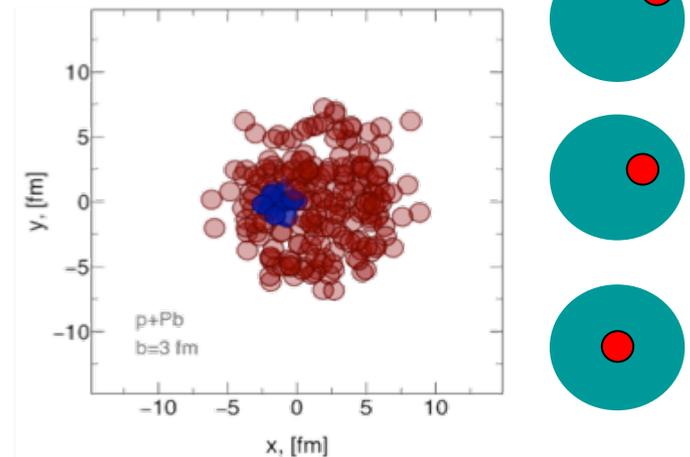
- ✓ эффекты начального состояния;

Ядерная структурная функция партона будет зависеть и от его положения относительно центра ядра.

Эффекты начального состояния изучаются в работе через измерение факторов ядерной модификации для заряженных адронов в p+Pb взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ ТэВ, в которых не ожидается образования плотной и горячей ядерной среды.



Монте-Карло моделирование
AA и pA взаимодействий



Факторы ядерной модификации

Фактор ядерной модификации показывает как рождение адронов в ядерных столкновениях изменяется по сравнению с протон-протонными столкновениями.

При отсутствии эффектов среды фактор равен единице.

спектр из pPb

$$R_{pPb}(p_T, y^*) = \frac{1}{\langle T_{Pb} \rangle} \frac{1/N_{evt} d^2 N_{pPb}/dy^* dp_T}{d^2 \sigma_{pp}/dy^* dp_T}$$

локальная ядерная
толщина, бн⁻¹

сечение из pp

$$R_{CP}(p_T, \eta) = \frac{\langle T_{Pb,P} \rangle}{\langle T_{Pb,C} \rangle} \frac{(1/N_{evt,C}) d^2 N_{pPb,C}/d\eta dp_T}{(1/N_{evt,P}) d^2 N_{pPb,P}/d\eta dp_T}$$

$$\langle T_{Pb} \rangle = \langle N_{столкн.} \rangle / \sigma_{неупр.}^{NN}$$

$\langle T_{Pb} \rangle$ - среднее значение функции локальной ядерной толщины, характеризующей число неупругих нуклон-нуклонных столкновений.

$\langle T_{Pb} \rangle$ зависит от центральности взаимодействия, т.к. чем ближе к центру ядра, тем больше нуклонов взаимодействует.

Цель и Задачи

Цель работы состоит в получении новых экспериментальных данных о рождении заряженных адронов в ультрарелятивистских $p+Pb$ взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ ТэВ.

Задачи:

- Измерение инклюзивных спектров заряженных адронов в $p+Pb$ взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ ТэВ как функции поперечного импульса, псевдобыстроты и быстроты для различных интервалов центральности
- Коррекция полученных спектров и оценку систематических погрешности измерений, при помощи результатов Монте-Карло моделирования
- Расчёт факторов ядерной модификации для заряженных адронов в $p+Pb$ взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ ТэВ как функции поперечного импульса, псевдобыстроты и быстроты для различных интервалов центральности
- Получение значений факторов ядерной модификации при использовании в расчётах модели Глаубера и модели цветовой неустойчивости Глаубера–Грибова для $\omega_\sigma = 0,11$ и $\omega_\sigma = 0,2$

Результаты при энергиях ниже БАК

Изучение эффектов начального состояния вещества проводились ранее:

- первое свидетельство о модификации в ядерных столкновениях при высоких энергиях наблюдалось в $p+A$ (Be, Ti, W) столкновениях при энергиях 200, 300, и 400 ГэВ:

1. J. W. Cronin, H. J. Frisch, M. J. Shochet et al. // Phys. Rev. D. - 1975. - Jun. - Vol. 11. - Pp. 3105-3123.

- на Релятивистском Коллайдере Тяжёлых Ионов (RHIC) в системе $d+Au$ с меньшей энергией сталкивающихся пучков, где протоны в дейтроне находятся в связанном состоянии, не обнаружено подавления такого же как в AuAu взаимодействиях:

1. BRAHMS Collaboration // Phys. Rev. Lett. - 2003. - Vol. 91. - P. 072305.
2. PHENIX Collaboration // Phys. Rev. Lett. - 2003. - Vol. 91. - P. 072303.
3. PHOBOS Collaboration // Phys. Rev. Lett. - 2003. - Vol. 91. - P. 072302.
4. STAR Collaboration // Phys. Rev. Lett. - 2003. - Vol. 91. - P. 072304.

Результаты при энергиях БАК

Изучение эффектов начального состояния на БАК параллельно проводятся в коллаборациях ALICE, ATLAS, CMS и LHCb :

- экспериментами на БАК представлены результаты в ограниченном интервале быстроты $|\eta| < 0,5$ для ALICE и $|\eta| < 1$ для CMS и в терминах псевдобыстроты:

1. ALICE Collaboration // Phys.Rev.Lett. - 2013. - Vol. 110. - P. 082302.
2. ALICE Collaboration // Eur. Phys. J. C. - 2014. - Vol. 74, no. 9. - P. 3054.
3. ALICE Collaboration // Phys. Rev. C. - 2015. - Vol. 91, no. 6. - P. 064905.
4. CMS Collaboration. // Eur. Phys. J. C. - 2015. - Vol. 75, no. 5. - P. 237.

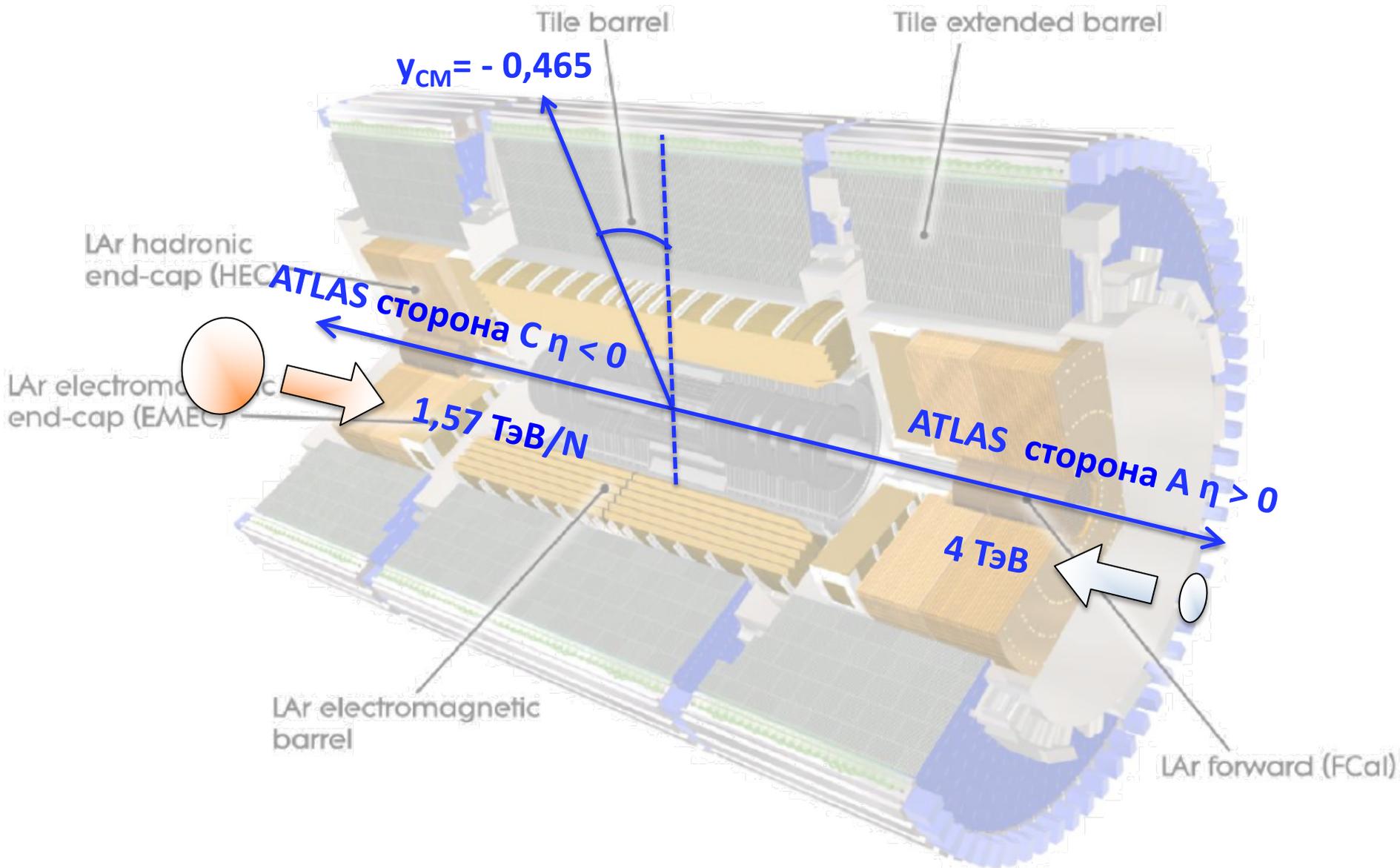
Результаты, представленные в диссертации, получены в зависимости от поперечного импульса, псевдо быстроты и быстроты для различных интервалов центральности, для более широких кинематических диапазонов:

$$|\eta| < 2,3 \text{ и } 0,1 < p_T < 22 \text{ ГэВ;}$$

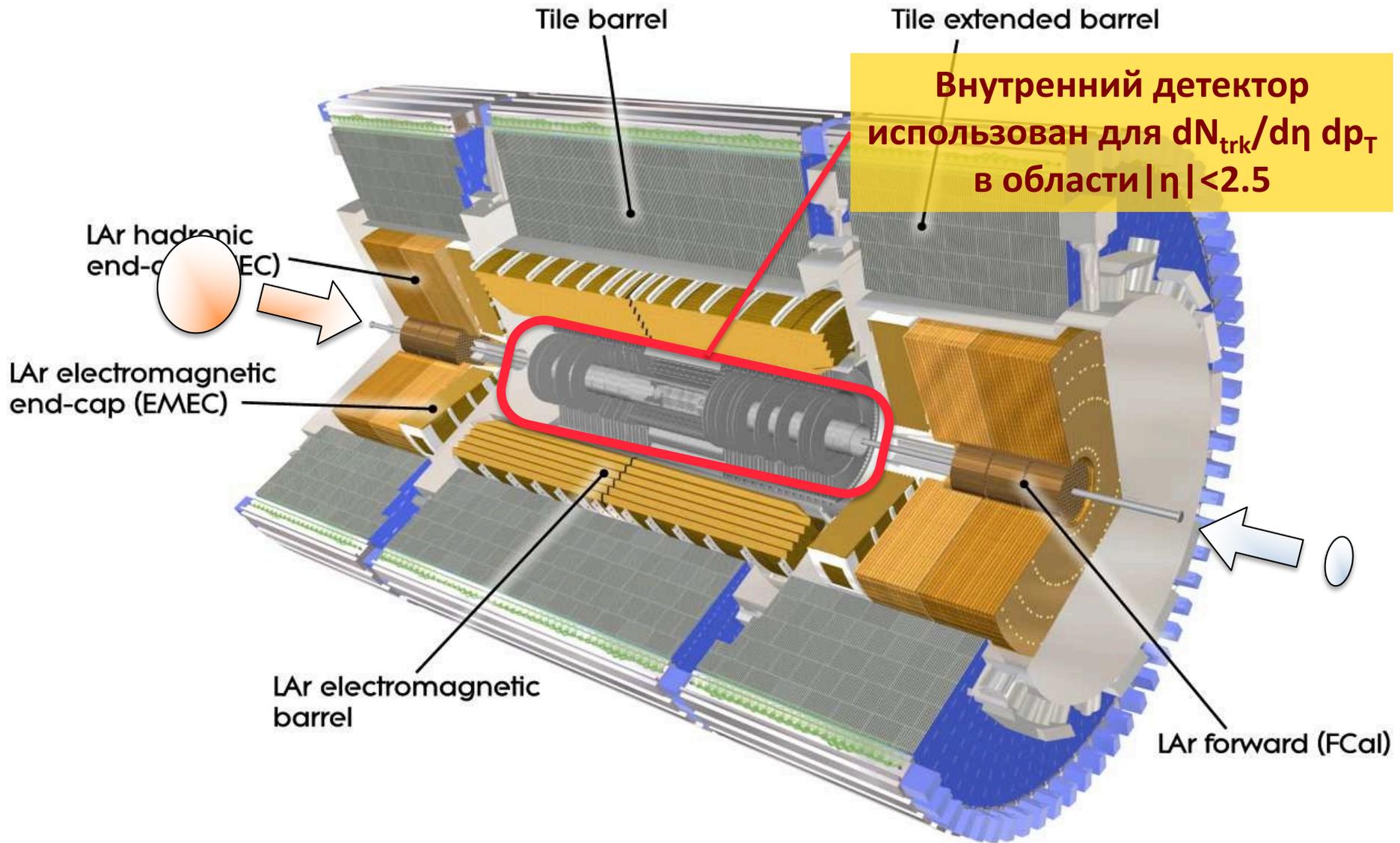
$$|\eta| < 2 \text{ и } 30 < p_T < 189 \text{ ГэВ.}$$

Эти результаты позволяют существенно продвинуться в понимании эволюции системы при переходе от p к Pb.

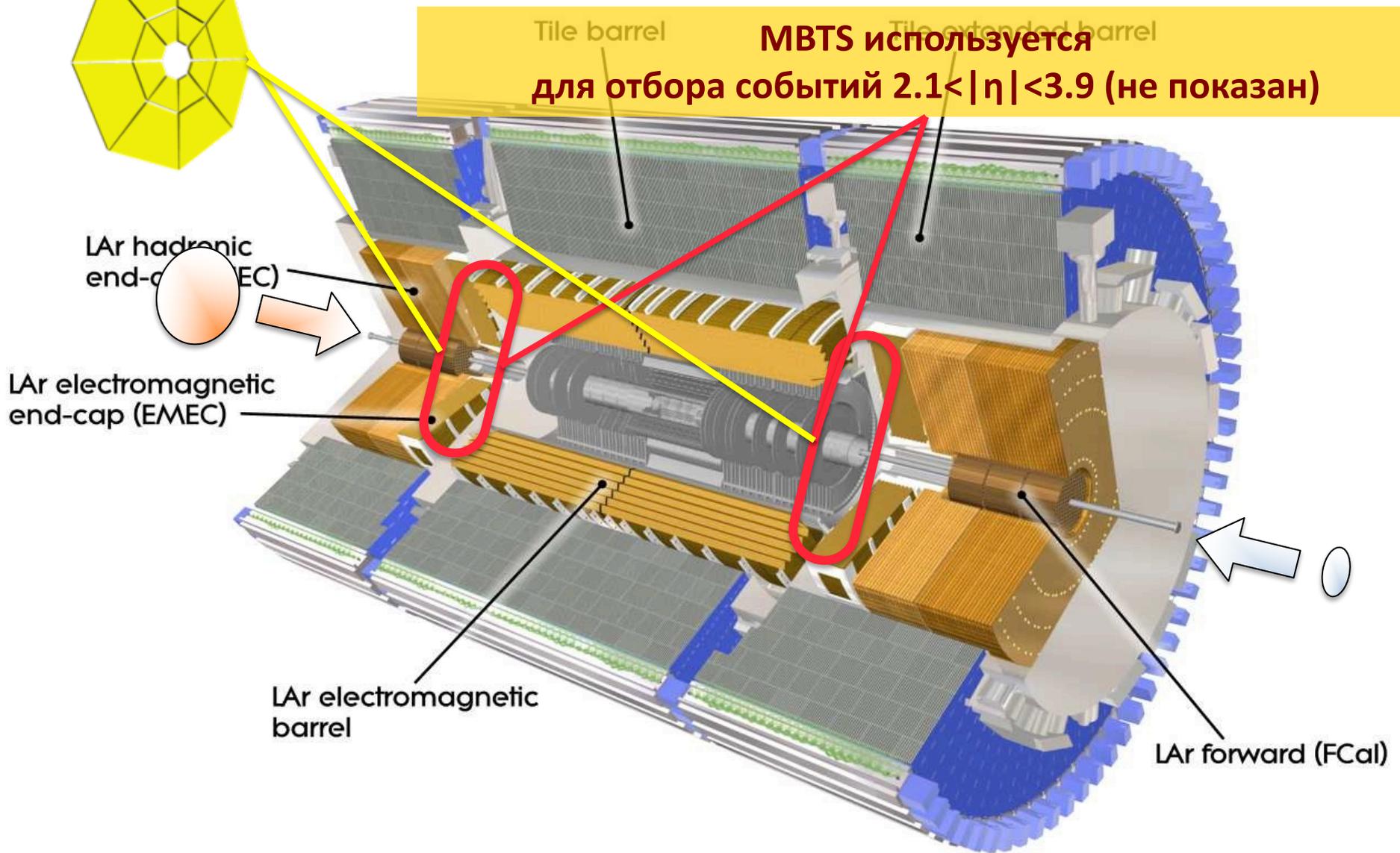
p+Pb @ БАК и ATLAS



p+Pb @ БАК и ATLAS

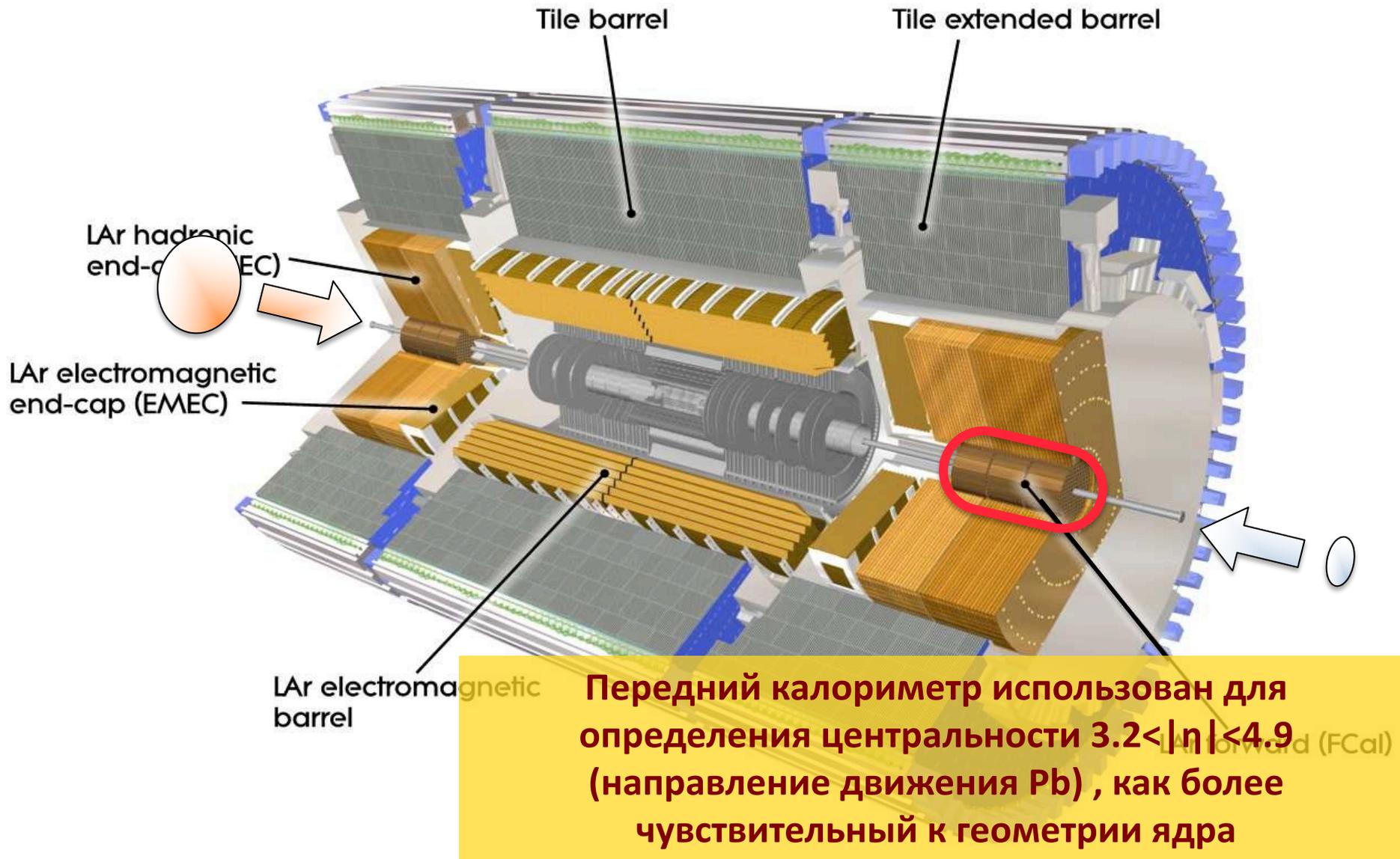


p+Pb @ БАК и ATLAS



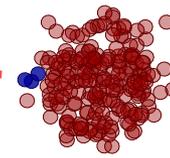
MBTS используется для отбора событий $2.1 < |\eta| < 3.9$ (не показан)

p+Pb @ БАК и ATLAS

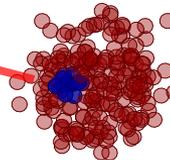


Определение центральности

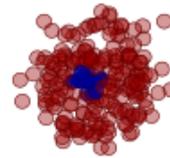
Классы центральности:



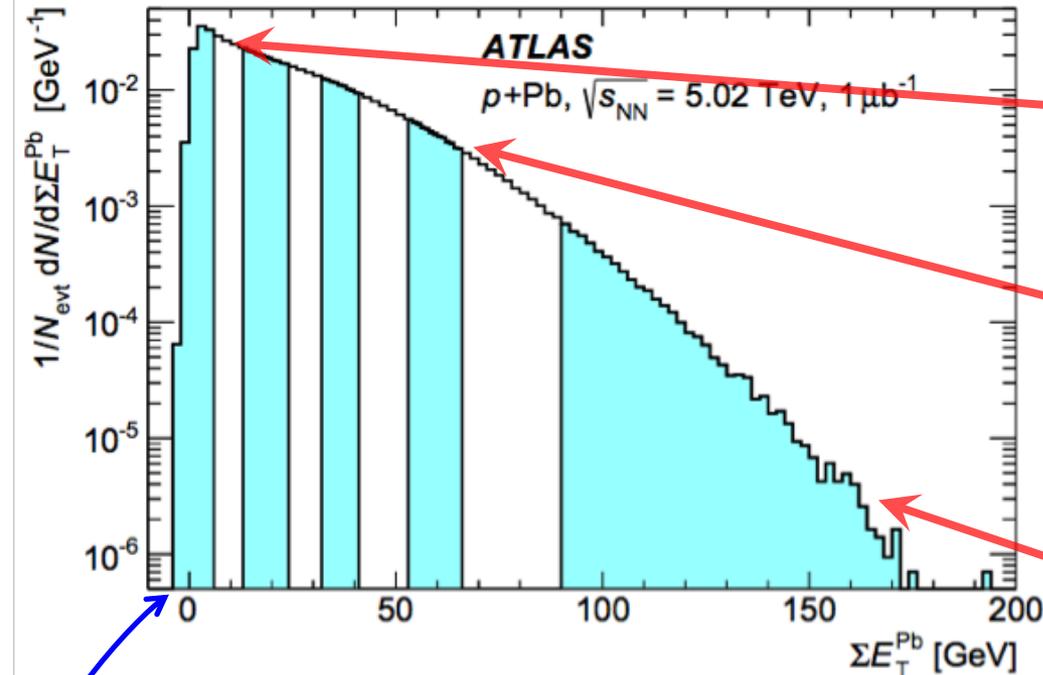
периферические 60-90%



«средние» 10-60%



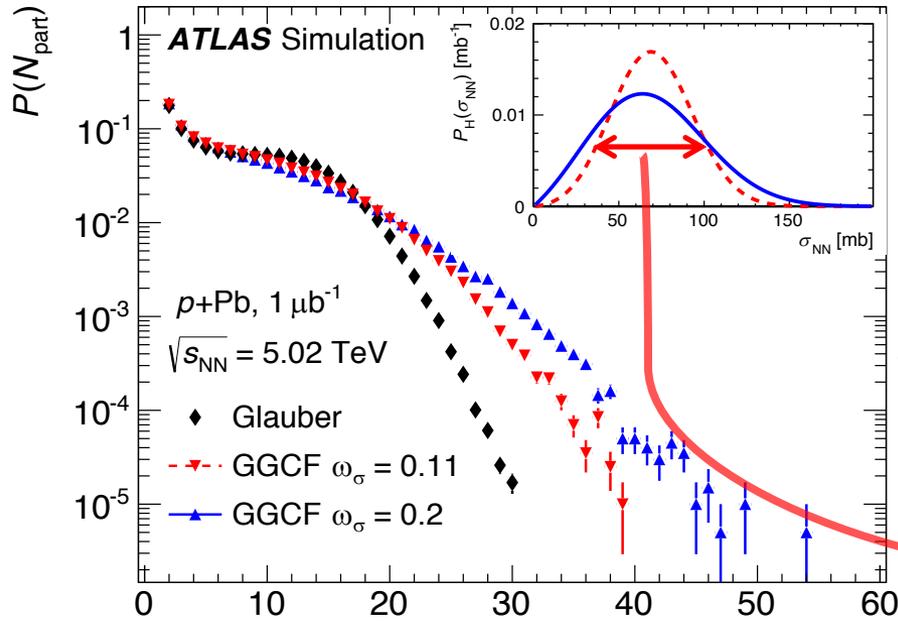
центральные 0-10%



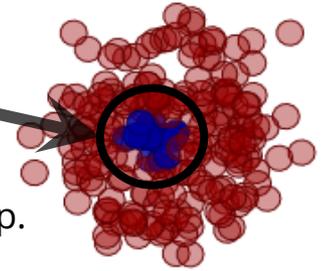
Энерговыведение в калориметре

- Не возможно определить N_{part} непосредственно из данных, поэтому используется энерговыведение в калориметре – ΣE_T^{Pb}
- Классы центральности: 0-1%, 1-5%, 5-10%, 10-20%, 20-30%, 30-40%, 40-60%, 60-90%
- 90-100% исключён из рассмотрения из-за больших систематических неточностей от состава событий и эффективности восстановления

Модели Глаубера и Глаубера-Грибова



$$\langle T_{\text{Pb}} \rangle = \langle N_{\text{столкн.}} \rangle / \sigma_{\text{неупр.}}^{\text{NN}}$$



$$P_h(\sigma_{\text{tot}}) = \rho \frac{\sigma_{\text{tot}}}{\sigma_{\text{tot}} + \sigma_0} \exp \left\{ -\frac{(\sigma_{\text{tot}}/\sigma_0 - 1)^2}{\Omega^2} \right\}.$$

$$\int_0^\infty d\sigma \sigma^2 P(\sigma, s) = \langle \sigma^2 \rangle(s) = \sigma_{\text{tot}}^2(s) (1 + \omega_\sigma(s)).$$

$$P_H(\sigma_{\text{NN}}) = \frac{1}{\lambda} P(\sigma_{\text{NN}}/\lambda)$$

Полная вероятность N столкновений N_{part}

Для моделирования N_{part} распределений используются:

- модель Глаубера при $\sigma_{\text{NN}} = 70 \pm 5$ мб (δ -функция)
- модель цветовой неустойчивости Глаубера-Грибова, σ_{NN} – задано вероятностным распределением

В модели Глаубера-Грибова:

- σ_{tot} считается фиксированным в одном событии
- параметр ω_σ определяет размер флуктуаций
- ω_σ получена из экспериментальных данных в работах: 0.11 [PLB633 (2006) 245–252] и 0.2 [PLB 722 (2013) 347–354] (8 ТэВ TOTEM)

Используемые данные

Для получения спектров от pPb взаимодействий при $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ ТэВ:

- для $|\eta| < 2,3$ и $0,1 < p_T < 22$ ГэВ используется набор данных 2012 года с интегральной светимостью: 1 мкб^{-1} ;
- для $|\eta| < 2$ и $30 < p_T < 189$ ГэВ используется набор данных 2013 года с интегральной светимостью: 30 нб^{-1}

$$R_{pPb}(p_T, y^*) = \frac{1}{\langle T_{Pb} \rangle} \frac{1/N_{evt} d^2 N_{pPb}/dy^* dp_T}{d^2 \sigma_{pp}/dy^* dp_T},$$

локальная ядерная толщина, бн⁻¹
спектр из pPb
сечение из pp

Для сравнения необходимо получить сечения в pp взаимодействиях для этого используются:

- Для сечений pp при $0,1 < p_T < 22$ ГэВ:
набор данных pp при $\sqrt{s} = 2,76$ ТэВ с интегральной светимостью: 200 мкб^{-1} ,
набор данных pp при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ с интегральной светимостью: 130 нб^{-1} ;
- Для сечений pp при $4 < p_T < 189$ ГэВ:
набор данных pp при $\sqrt{s} = 5,02$ ТэВ с интегральной светимостью: 25 пб^{-1}

Сечения pp для $0,1 < p_T < 22$ ГэВ

Так как сечения в pp при той же энергии в системе центра масс при достаточно низких p_T частиц получить не возможно используется интерполяция до $\sqrt{s}=5.02$ ТэВ при помощи $\ln(\sqrt{s})$ зависимости

pp данные:

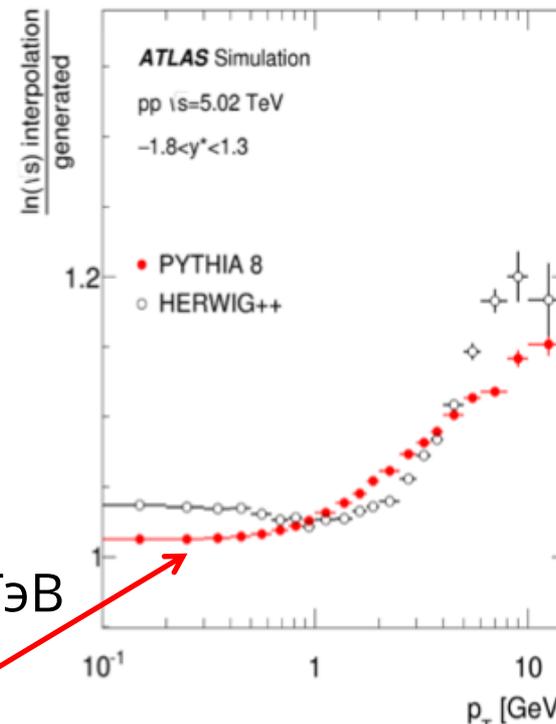
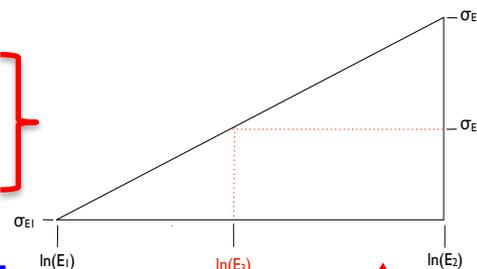
$200 \mu\text{b}^{-1}$, $\sqrt{s}=2,76$ ТэВ

130nb^{-1} , $\sqrt{s}=7$ ТэВ

опубликованы в:

<http://arxiv.org/abs/15>

<http://arxiv.org/abs/1012.5104>



Поправка процедуры интерполяции

1. Интерполяция из двух сечений в $\sqrt{s}=5,02$ ТэВ

2. Процедура повторяется для результатов PYTHIA разница между интерполяцией и моделированием используется в качестве поправки

Отбор треков

Для анализа отбираются треки частиц рождённых в вершине взаимодействия

Отбор треков (основан на pp анализах):

- SCT hits:
- for $100 \text{ MeV} < p_T < 200 \text{ MeV}$ - 2 SCT hits;
- for $200 \text{ MeV} < p_T < 300 \text{ MeV}$ - 4 SCT hits;
- $p_T > 300 \text{ MeV}$ - 6 SCT hits
- $n_{\text{PixHits}} > 0$;
- $n_{\text{BLHits}} > 0$ if expected
- $N_{\text{TRTHits}} > 8$ ограничивает анализ до $|\eta| < 2.0$;

Вершинные ограничения (для отбора вторичных частиц):

- $d_0/e_{d_0}, z_0/e_{z_0} < 3$
- $d_0, z_0 < 1.5$

**Только
для
высоких
 p_T**



Сопоставление треков струям (для триггеров струй при высоких p_T):

- Трек соответствует струе при $\Delta R < 0.4$
- Энергетический баланс треком-струя $(0.8 * p_{\text{Track}T} - 10) < E_{\text{Jet}T}^{\text{jet}}$

Используемые коррекции

Для решения задачи необходимо ввести коррекции на приборные погрешности и нэffективность отбора:

- Поправка на количество вторичных и ложных треков;
- Коррекция на разрешение восстановления поперечного импульса;
- Эффективность восстановления треков

Особенность метода:

pp взаимодействия симметричны, а pPb не симметричны, поэтому для сравнения систем необходимо перейти в термины быстроты y^* :

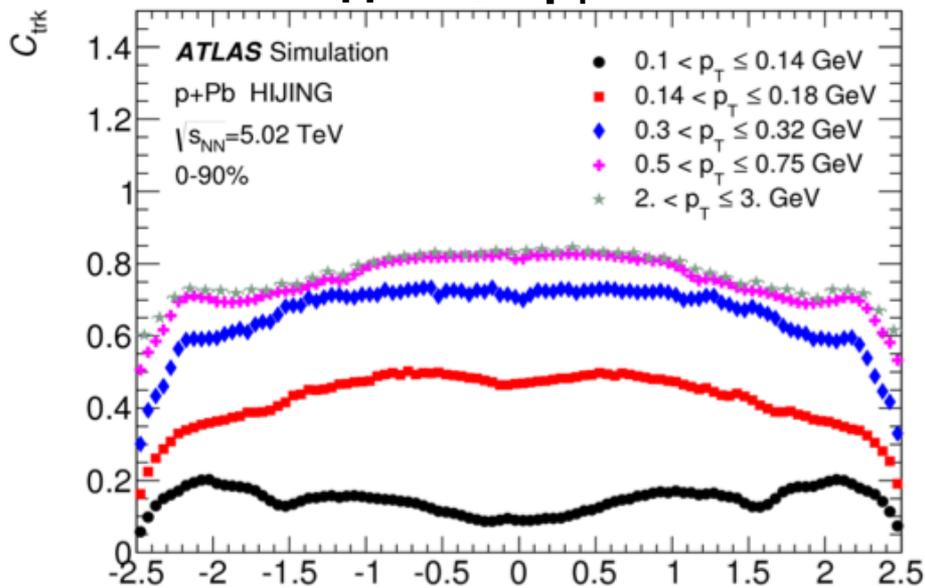
- $y^* = y - y_{CM}$; $y_{CM} = -0.465$;
- для вычисления y^* предполагается, что все треки принадлежат π^\pm , для низких p_T применяются коррекции, основанные на моделировании в HIJING

$$\frac{1}{N_{evt}} \frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2 N_{ch}}{dp_T d\eta} = \frac{1}{N_{evt}} \frac{1}{2\pi p_T} \frac{N_{ch}(p_T, \eta)}{\Delta p_T \Delta \eta} \frac{\mathcal{P}(p_T, \eta)}{\mathcal{C}_{trk}(p_T, \eta)},$$

$$\frac{1}{N_{evt}} \frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2 N_{ch}}{dp_T dy^*} = \frac{1}{N_{evt}} \frac{1}{2\pi p_T} \frac{N_{ch}(p_T, y^*)}{\Delta p_T \Delta y^*} \frac{\mathcal{P}(p_T, \eta) \mathcal{A}(p_T, y^*)}{\mathcal{C}_{trk}(p_T, \eta)}.$$

Эффективность восстановления треков заряженных частиц

для $0,1 < p_T < 22$ ГэВ

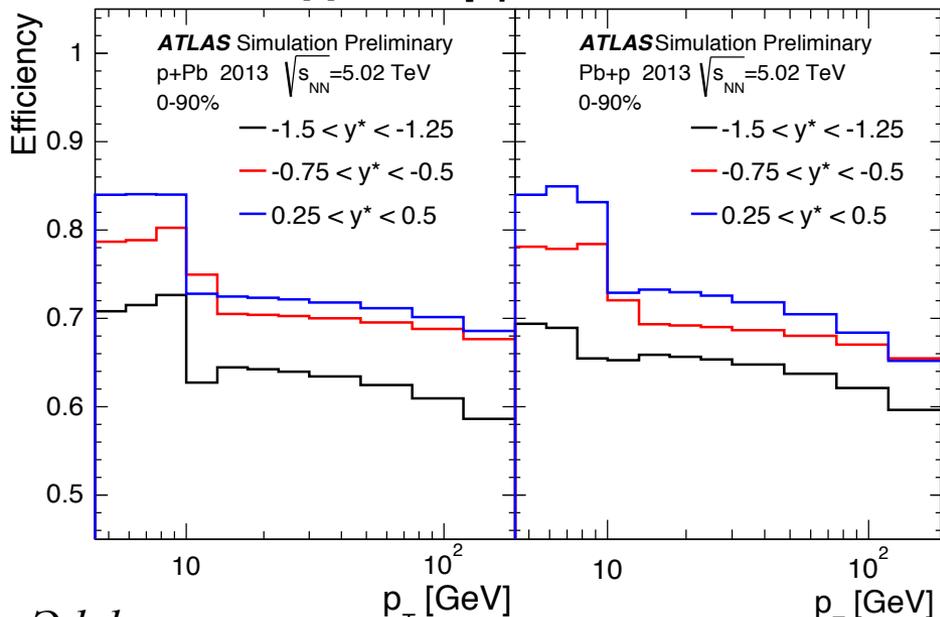


Эффективность восстановления треков
в зависимости от псевдобыстроты

$$C_{\text{trk}}(p_T, \eta) = \frac{N_{\text{Primary}}^{\text{Rec}}(p_T, \eta)}{N_{\text{Primary}}^{\text{Gen}}(p_T^{\text{Gen}}, \eta^{\text{Gen}})}$$

- Поправочный коэффициент, используемый для коррекции неэффективности восстановления треков

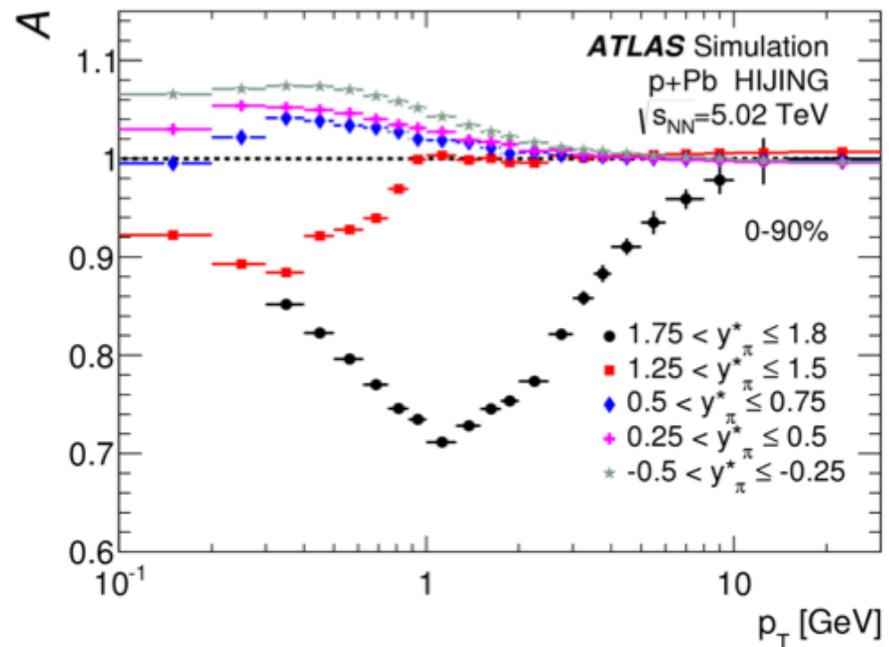
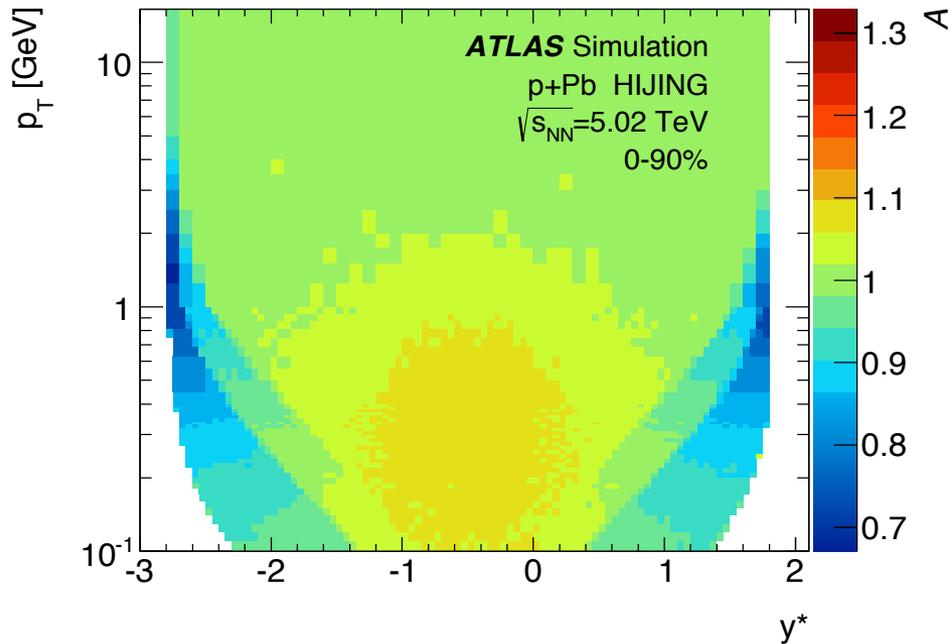
для $4 < p_T < 189$ ГэВ



Эффективность восстановления треков
в зависимости от p_T

$$\epsilon_{\text{trk}}(p_T, y_\pi^\star) = \frac{N_{\text{Primary}}^{\text{Rec}}(p_T^{\text{Rec}}, y_\pi^\star)}{N_{\text{Primary}}^{\text{Gen}}(p_T^{\text{Gen}}, y_\pi^\star)}$$

Коррекция на состав частиц



$$A(p_T, y^*) = \frac{N_{\text{Primary}}^{\text{Gen}}(m, p_T, y^*)}{N_{\text{Primary}}^{\text{Gen}}(m_\pi, p_T, y^*)}$$

интервал p_T [ГэВ]	p+Pb интервал y^*	pp интервал y^*	Комбинированный y^* интервал
$0,1 < p_T < 0,4$	$-2,3 < y^* < 1,3$	$-1,8 < y^* < 1,8$	$-1,8 < y^* < 1,3$
$0,4 < p_T < 1$	$-2,5 < y^* < 1,5$	$-2,0 < y^* < 2,0$	$-2,0 < y^* < 1,5$
$1 < p_T < 2$	$-2,7 < y^* < 1,7$	$-2,2 < y^* < 2,2$	$-2,2 < y^* < 1,7$
$2 < p_T < 3$	$-2,75 < y^* < 1,75$	$-2,25 < y^* < 2,25$	$-2,25 < y^* < 1,75$
$p_T > 3$	$-2,8 < y^* < 1,8$	$-2,3 < y^* < 2,3$	$-2,3 < y^* < 1,8$

Таблица 3.3: Доверительные ограничения для акцептанса для p+Pb и pp.

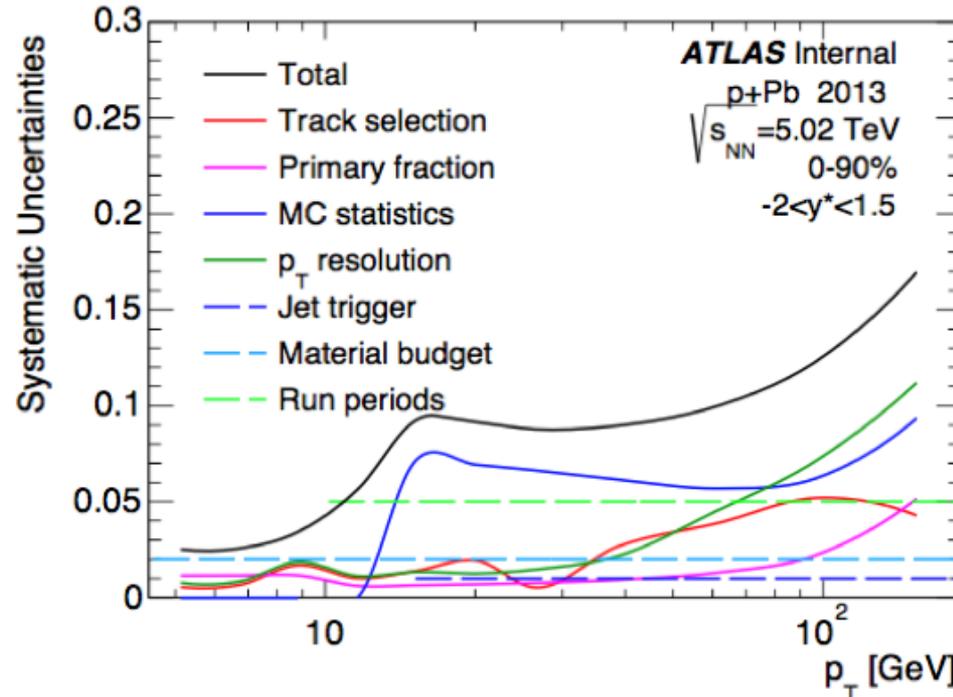
- Для частиц которые не являются пионами требуются поправки, так как величина y^* вычислена при помощи массы пиона
- Доверительные области с $A \leq 0,9$ исключены из рассмотрения при расчёте R_{pPb} (Таблица 3.3)

Систематические ошибки низкие p_T (средние значения)

$p+Pb$		
Систематическая погрешность	Размер	Область
Критерии отбора треков	до 2%	снижается с p_T , не зависит от $ \eta $
Состав частиц	до 5%	снижается с p_T , снижается с $ \eta $
Неточность описания материала	0,5 – 4%	снижается с p_T , возрастает с $ \eta $
Перевзвешивание	до 1%	не зависит от p_T и η
Определение центральности	1 – 8%	возрастает с p_T и асимметрична по η , возрастает с шириной интервалов центральности
pp		
Критерии отбора треков	3%	возрастает с p_T и η
Состав частиц	до 2%	не зависит от p_T и η
Перевзвешивание	до 2%	снижается с p_T и не зависит от η
pp интерполяция	до 5%	возрастает с p_T и не зависит от η
pp SD события	3%	используется та же величина
Эффективность триггера	0,5%	используется та же величина
Эффективность восстановления вершин	1%	используется та же величина
Светимость	2,7% (2,76 ТэВ) и 2% (7 ТэВ)	используется та же величина

- Основной вклад в размер систематических погрешностей вносит неточность определения состава частиц в Монте-Карло, интервалов центральности и светимости
- Все финальные распределения представлены вместе с соответствующими им погрешностями

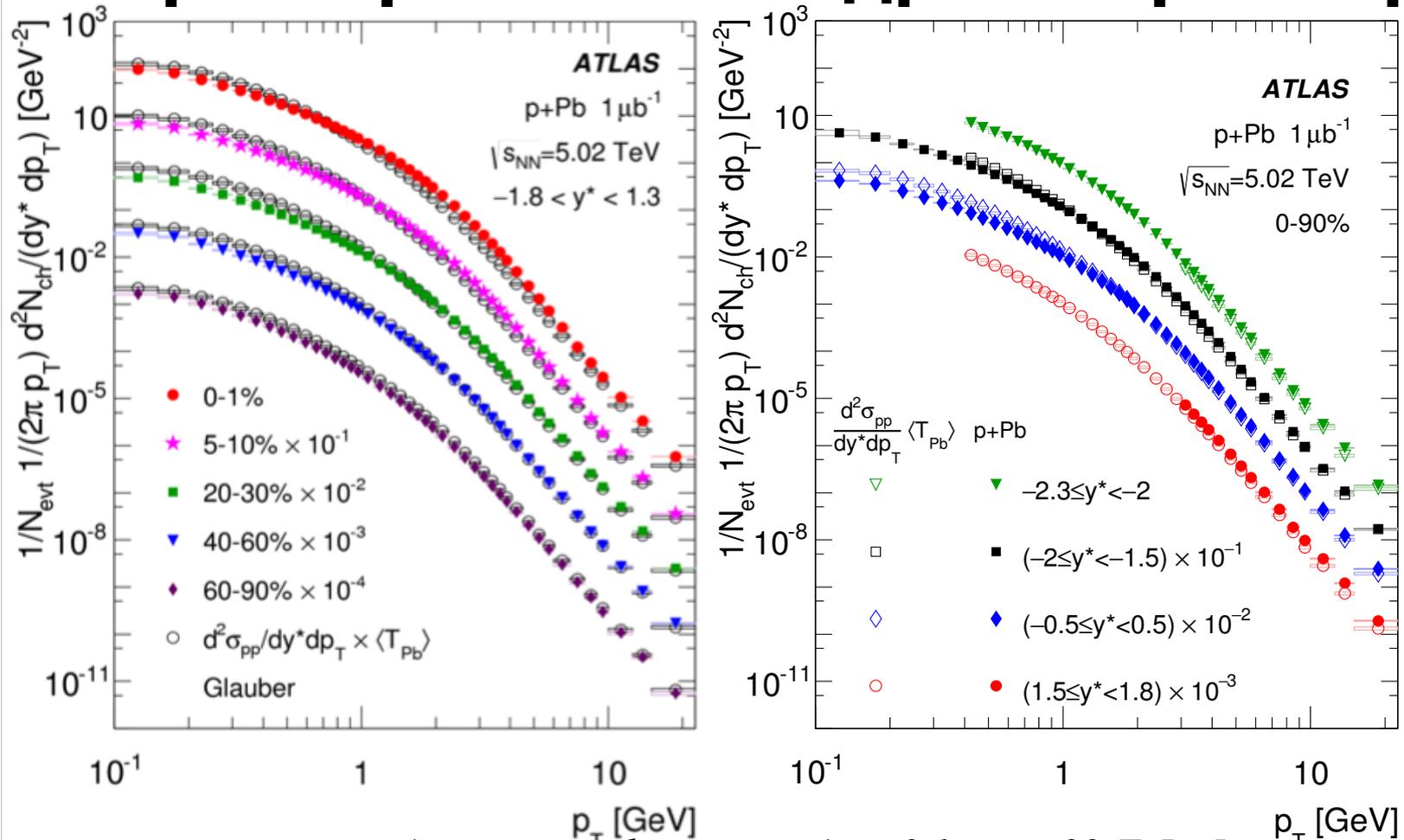
Систематические ошибки высокие p_T



Парциальные систематические погрешности

- Основной вклад приходится на неточности связанные с Монте-Карло моделированием (деконволюция, критерии отбора) и светимость.
- Для погрешностей измерения R_{pPb} предполагается что неточности измерения числителя и знаменателя нескоррелированы и поэтому полная систематическая погрешность равна сумме парциальных погрешностей pp и $p+Pb$ спектров.

Спектры заряженных адронов pPb и pp



Спектры заряженных адронов как функция p_T для $0,1 < p_T < 22 \text{ ГэВ}$, 5-ти классов центральности (слева) и 3-х интервалов быстроты (справа).

- Впервые получены спектры заряженных адронов как функция поперечного импульса и быстроты для 8-ми классов центральности, для диапазонов: $|\eta| < 2,3$ и $0,1 < p_T < 22 \text{ ГэВ}$

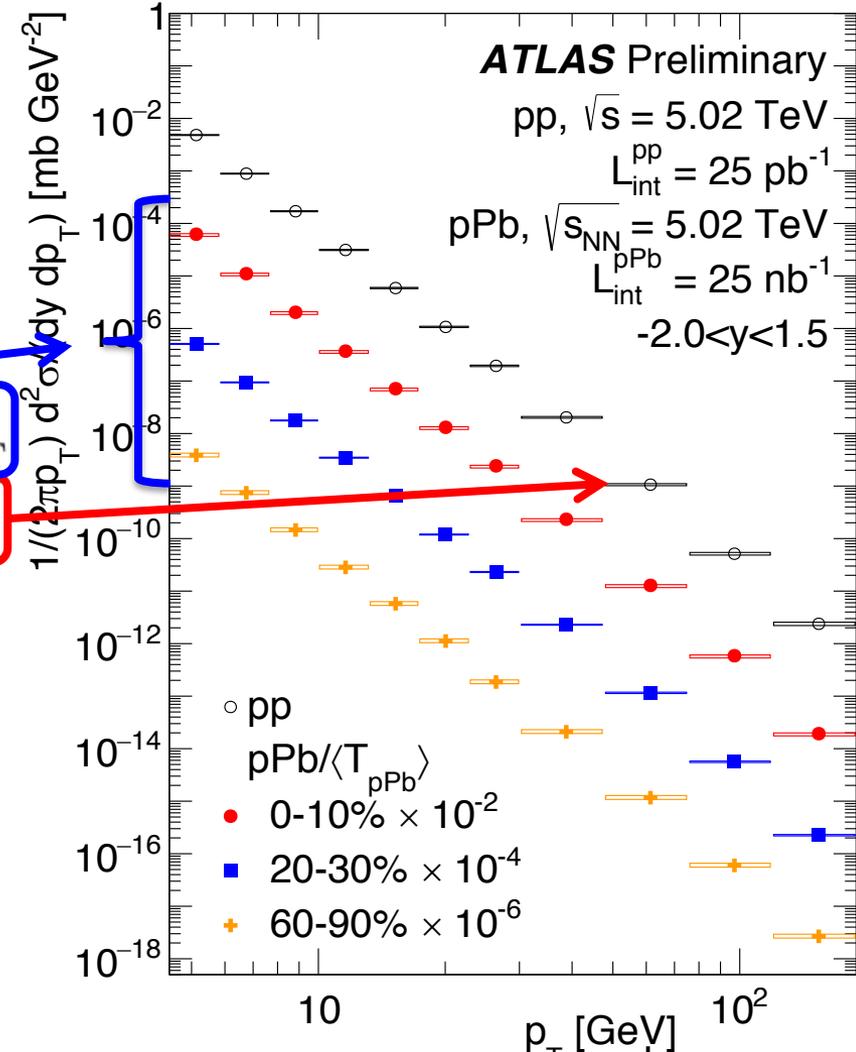
Спектры заряженных адронов высокие p_T

Спектры заряженных адронов как функция p_T для $4 < p_T < 189$ ГэВ и 3-х классов центральности

$$R_{pPb}(p_T, y^*) = \frac{1}{\langle T_{Pb} \rangle} \frac{1/N_{evt} d^2 N_{pPb}/dy^* dp_T}{d^2 \sigma_{pp}/dy^* dp_T}$$

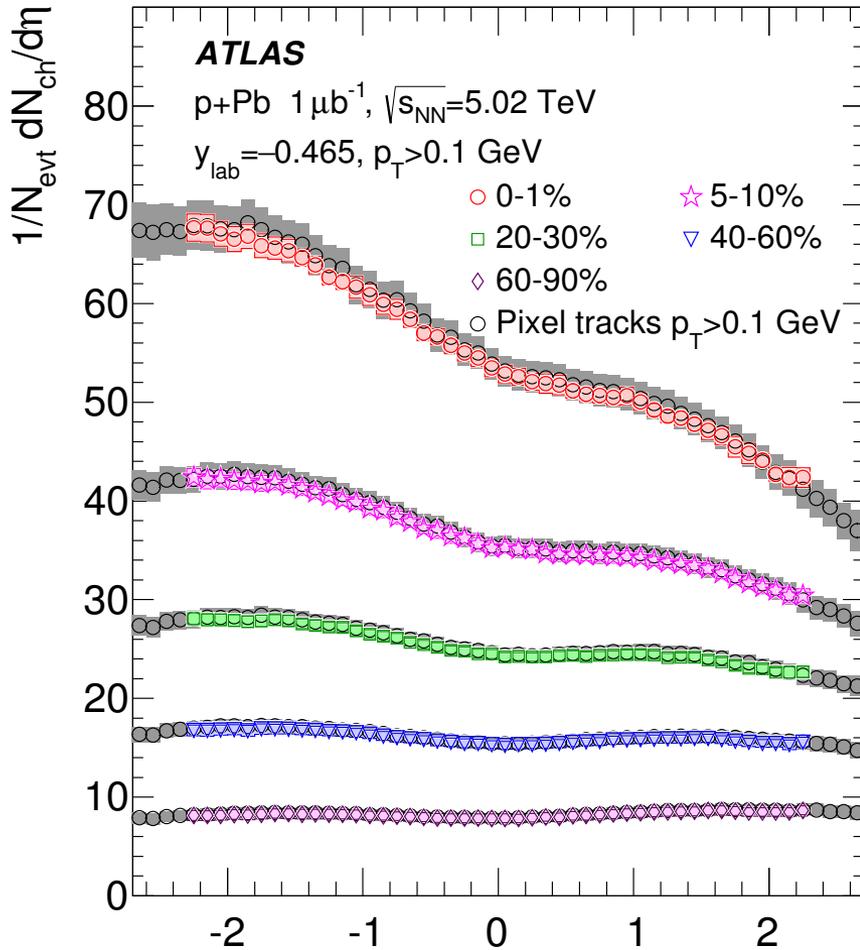
спектр из pPb

сечение из pp

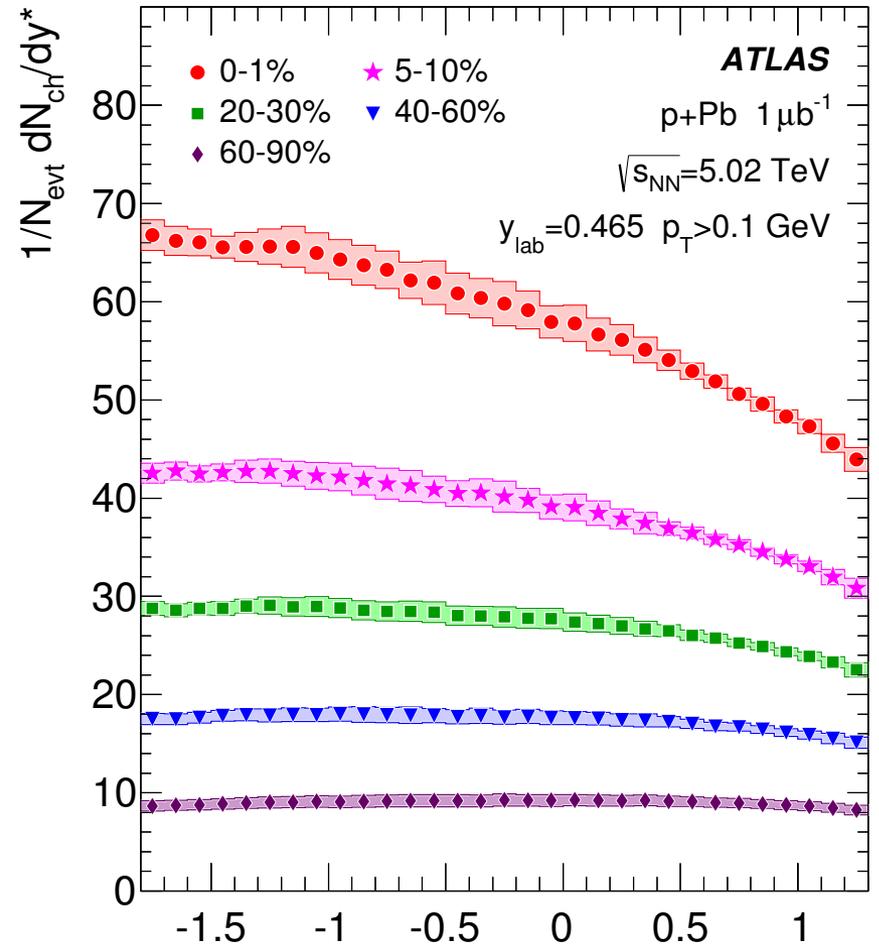


- Впервые получены спектры заряженных адронов как функция поперечного импульса для 5-и классов центральности, для диапазонов: $|\eta| < 2$ и $30 < p_T < 189$ ГэВ

Множественность заряженных адронов



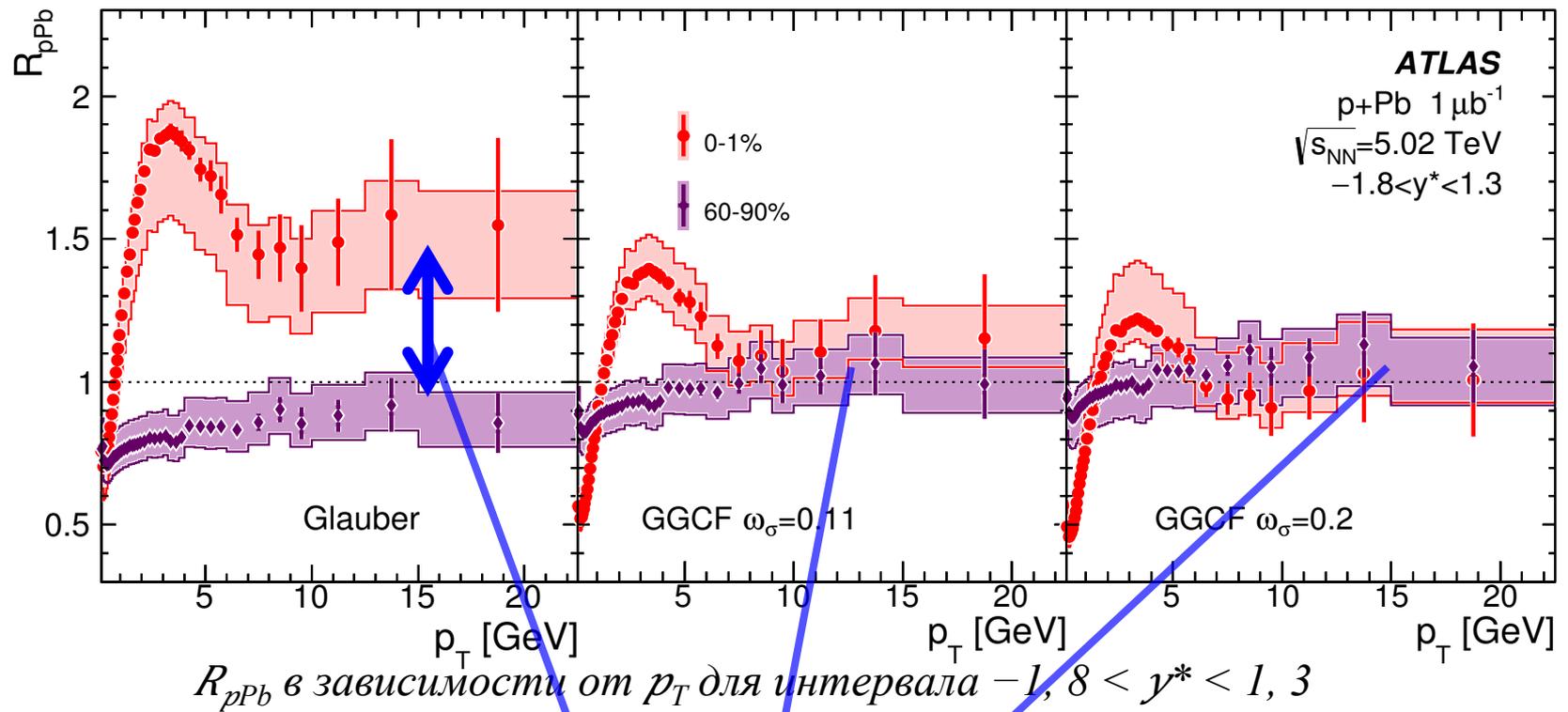
Число заряженных адронов в зависимости от псевдобыстроты η



Число заряженных адронов в зависимости от быстроты y^*

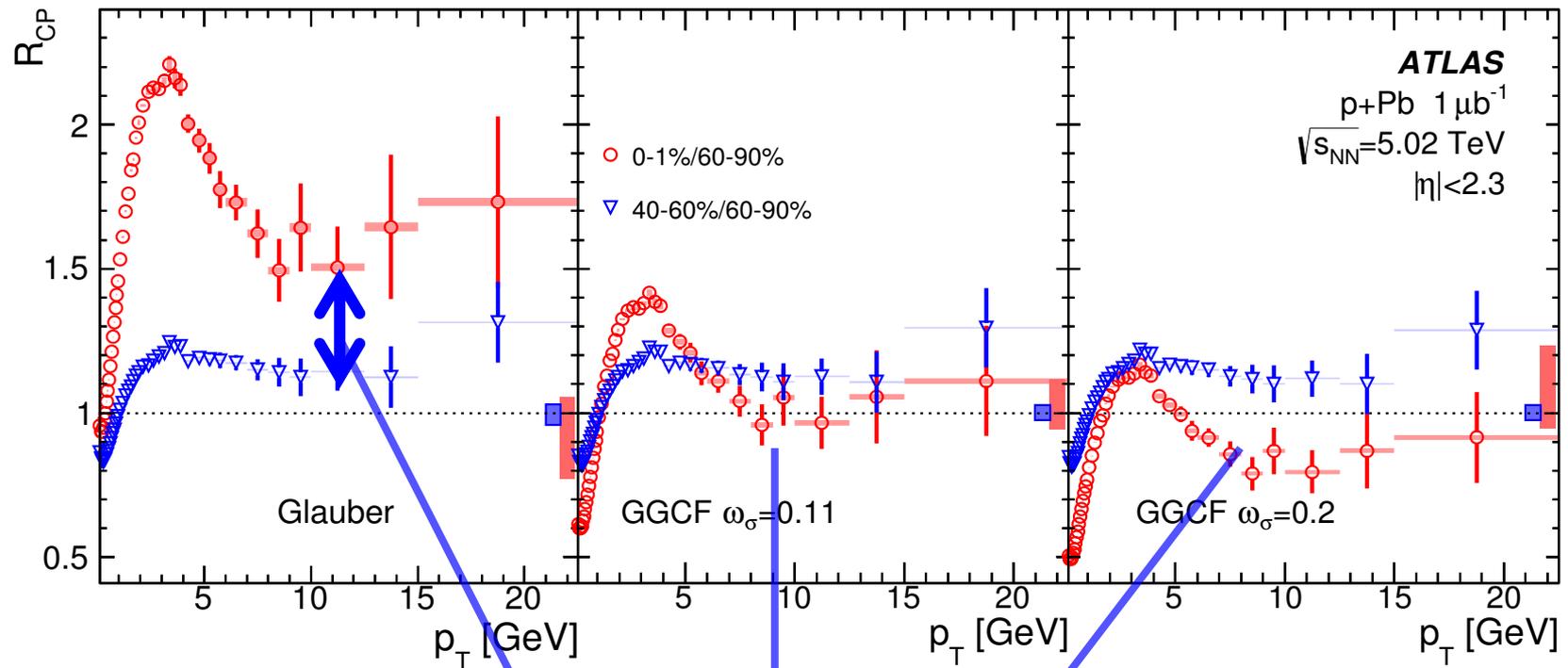
- Результаты множественности совпадают с опубликованными ранее
- Для быстроты исчезает провал в центральной области псевдобыстроты

Факторы ядерной модификации R_{pPb}



- Наблюдается значительное изменение распределений при смене модели, используемой для определения центральности

Факторы ядерной модификации R_{CP}

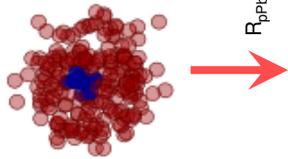


R_{CP} в зависимости от p_T для интервала $-1, 8 < y^* < 1, 3$

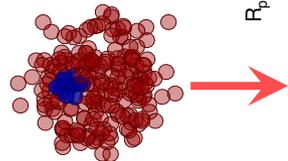
- Наблюдается значительное изменение распределений при смене модели, используемой для определения центральности

Факторы ядерной модификации в зависимости от поперечного импульса

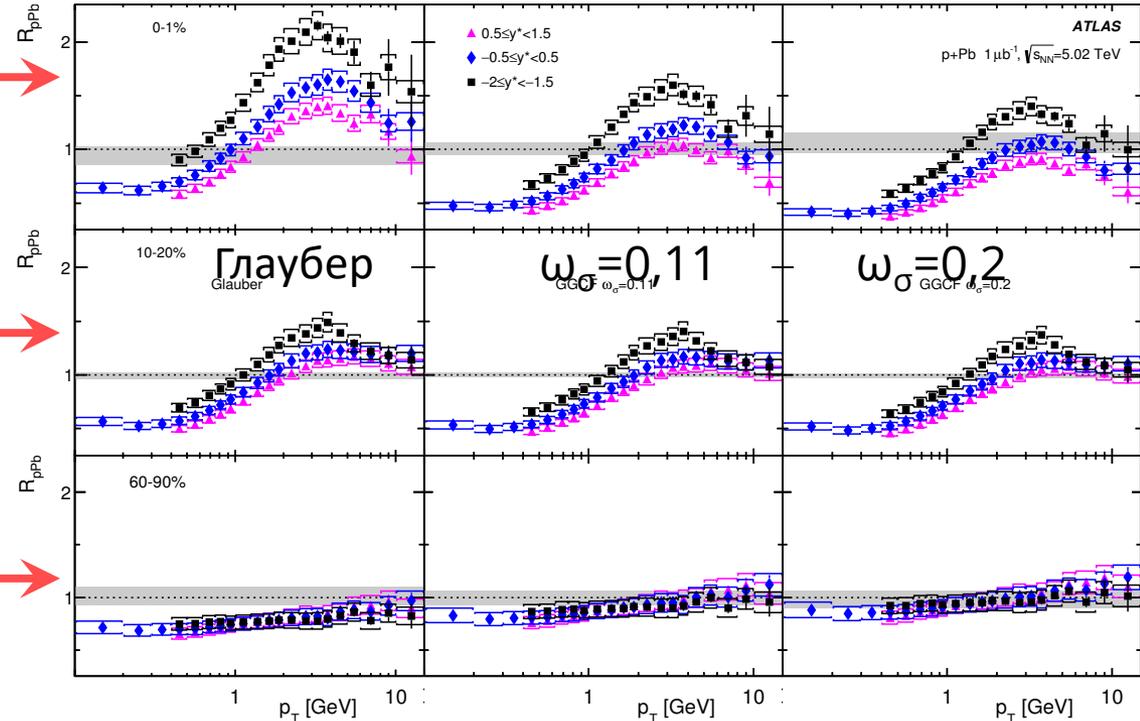
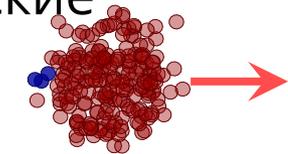
центральные



«средние»



периферические

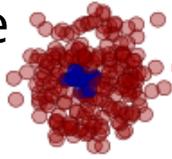


R_{pPb} в зависимости от p_T для 3-х интервалов y^* 3-х классов центральности и 3-х моделей

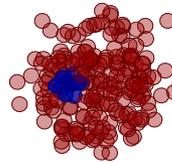
- Заметно смещение в область положительных y^* с ростом центральности
- Наблюдается значительное изменение распределений при смене модели, используемой для определения центральности

Факторы ядерной модификации в зависимости от быстроты (y^*)

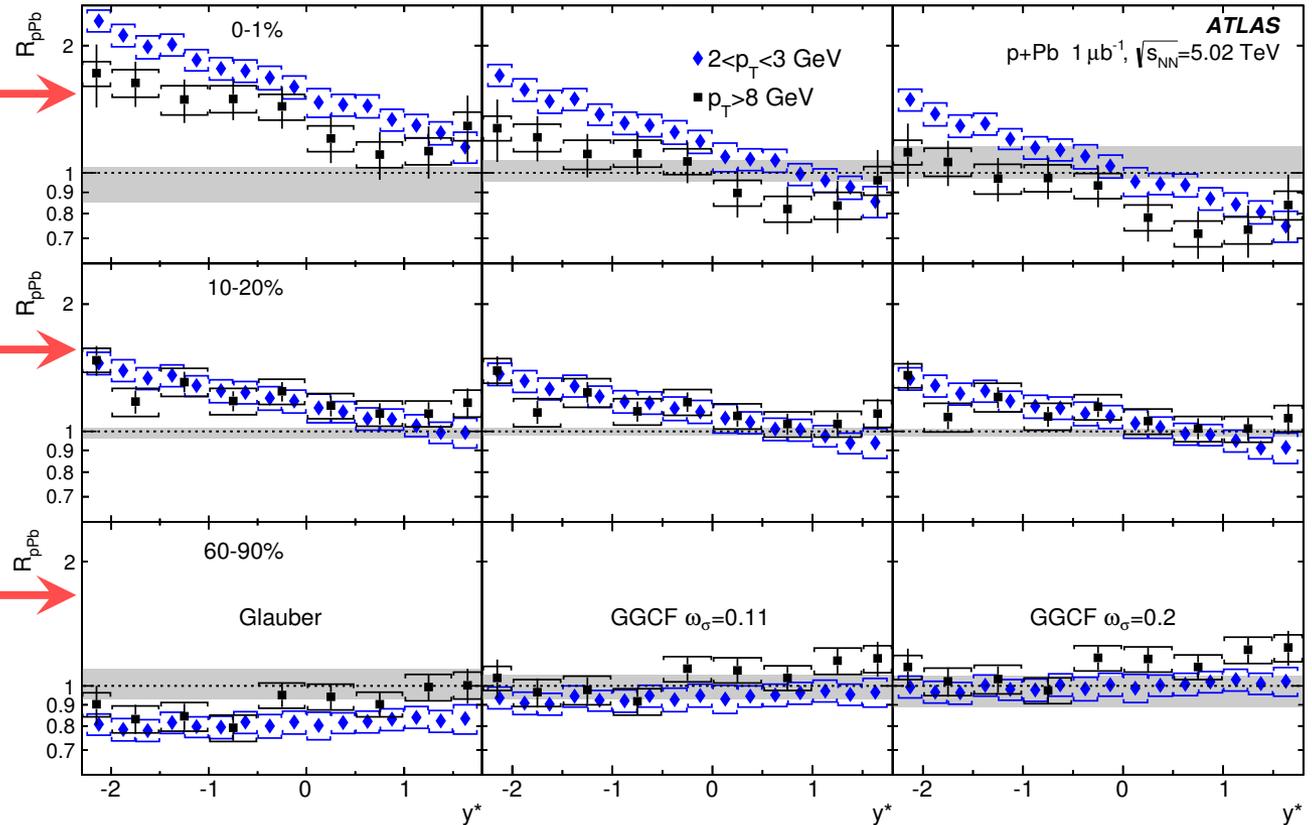
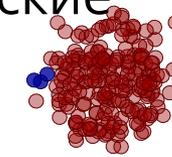
центральные



«средние»



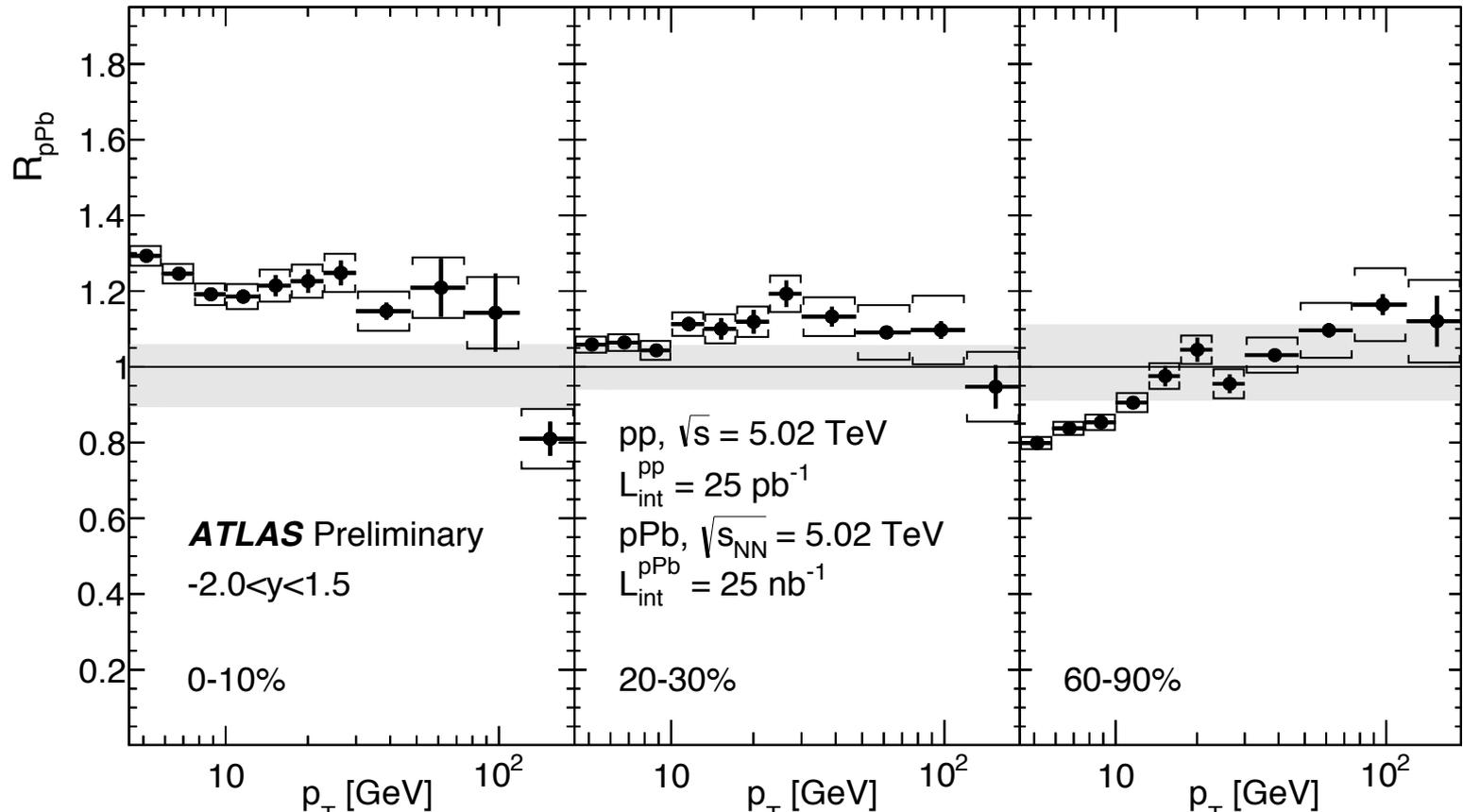
периферические



R_{pPb} в зависимости от y^* для 2-х интервалов p_T 3-х классов центральности и 3-х моделей

- Впервые рассчитаны факторы ядерной модификации как функция поперечного импульса и быстроты, для диапазонов: $|\eta| < 2,3$ и $0,1 < p_T < 22$ ГэВ;

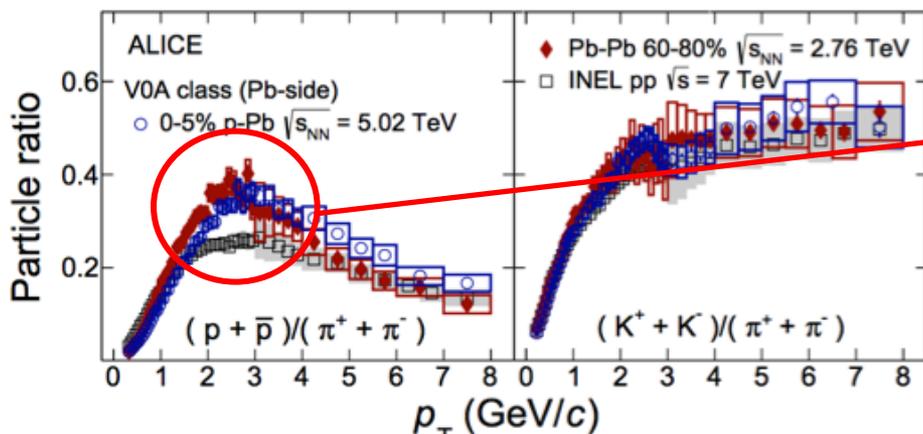
Факторы ядерной модификации при высоких p_T



R_{pPb} в зависимости от p_T для $-2 < y^* < 1,5$ и 3-х классов центральности

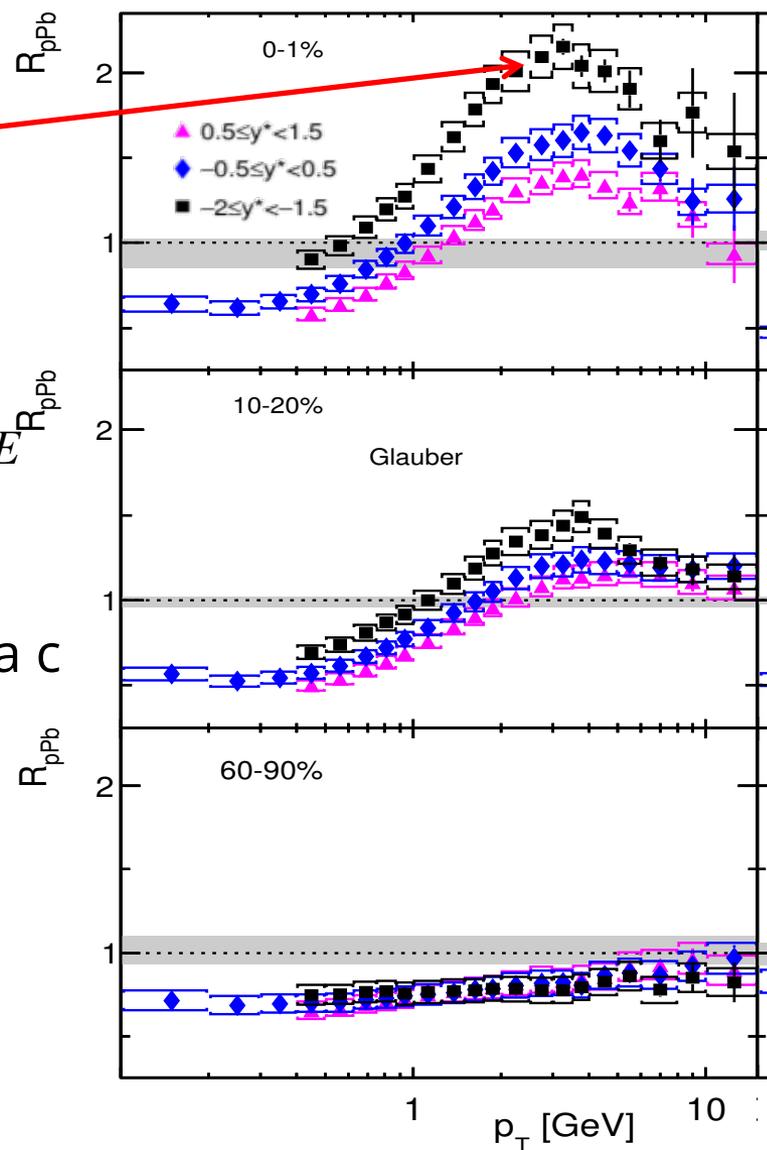
- При низких p_T значения R_{pPb} сильно зависят от центральности
- При более высоких p_T наблюдается сохранение R_{pPb}
- Впервые получены R_{pPb} в зависимости от центральности для $30 < p_T < 189$ ГэВ

Практическая значимость интерпретации R_{pPb}



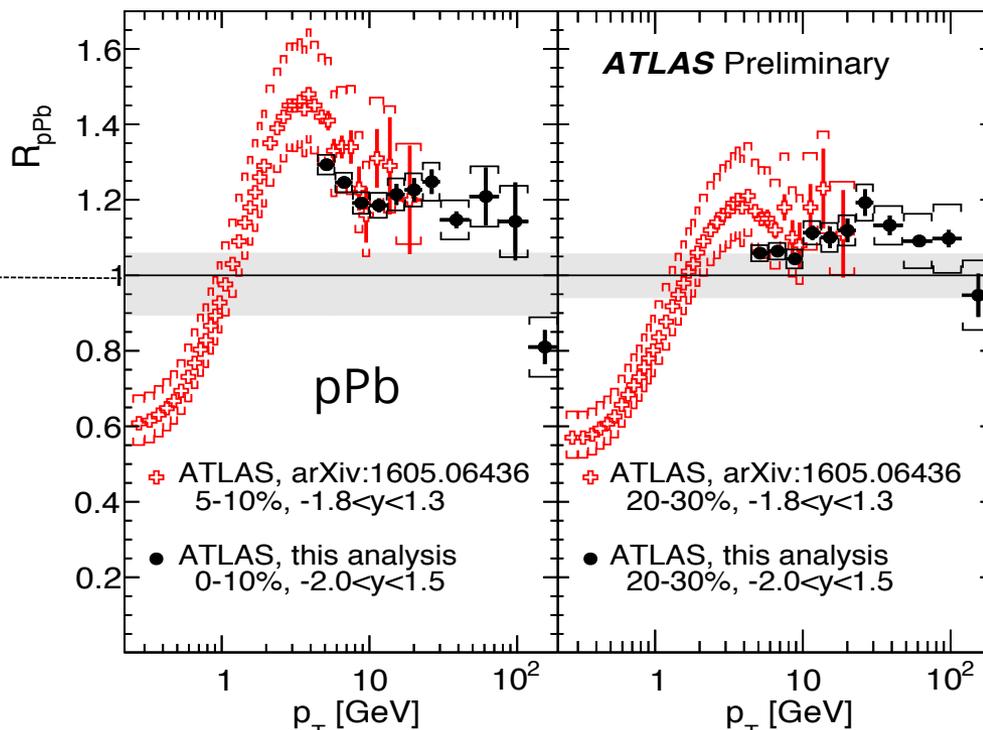
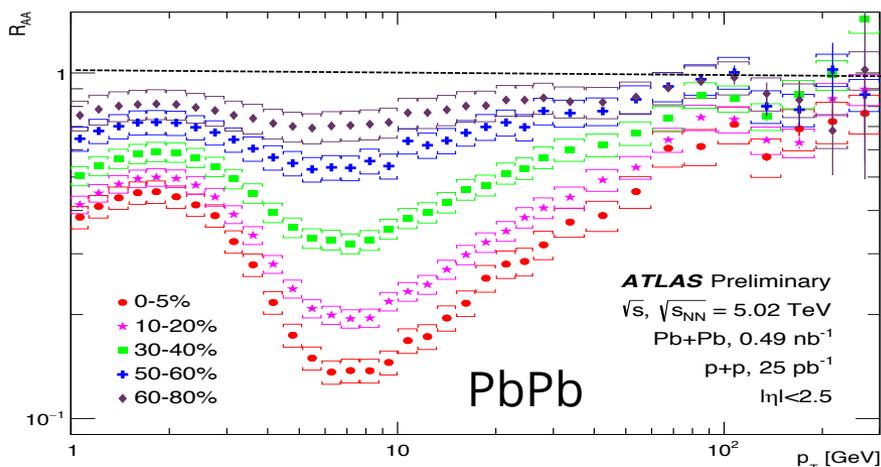
Отношение идентифицированных спектров ALICE R_{pPb}

- Динамика R_{pPb} в области пика связана с изменением доли рождённых во взаимодействии протонов
- Результаты дополняя картину позволяют улучшить теоретические модели



Практическая значимость интерпретации R_{pPb}

Факторы ядерной модификации для Pb+Pb взаимодействий < 1



R_{PbPb} в зависимости от p_T для $|\eta| < 2,5$ и 5-и классов центральности

Комбинированные R_{pPb} в зависимости от p_T для $-2 < y^* < 1,5$ и 2-х классов центральности

- В pPb взаимодействиях наблюдаются коллективные эффекты
- Подавления адронов такого как в PbPb при высоких поперечных импульсах в pPb взаимодействиях не наблюдается

Новизна

1. Впервые получены новые экспериментальные данные для инклюзивных спектров заряженных адронов, как функция поперечного импульса, псевдобыстроты и быстроты в $p+Pb$ взаимодействиях при беспрецедентно высоких энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ ТэВ, для восьми интервалов центральности и для диапазонов: $|\eta| < 2,3$ и $0,1 < p_T < 189$ ГэВ. Все предыдущие измерения инклюзивных спектров заряженных адронов в системе $p+A$ ограничены диапазонами: $|\eta| < 1$ и $0,15 < p_T < 120$ ГэВ. Новые результаты расширяют область измерений до 2,3 по псевдобыстроте и до 189 ГэВ по поперечному импульсу.
2. Получены новые экспериментальные данные о факторах ядерной модификации для заряженных адронов в $p+Pb$ взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ ТэВ, как функция поперечного импульса, псевдобыстроты и быстроты и центральности столкновений:
 - (а) Впервые показано увеличение доли рождённых во взаимодействии протонов в зависимости от быстроты в $p+Pb$ взаимодействиях при $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ ТэВ, при помощи зависимости R_{pPb} . Новые результаты позволяют расширить интервал быстрот для идентифицированных адронов до $-2 < y^* < 1,5$.

Новизна

(b) Впервые получены факторы ядерной модификации для нескольких интервалов центральности при высоких значениях поперечного импульса, $p_T > 30$ ГэВ. Новые результаты позволяют проверить влияние эффектов начального состояния на свойства рождающихся частиц для разных интервалов центральности.

3. Факторы ядерной модификации впервые представлены при помощи модели Глаубера–Грибова, учитывающей флуктуирующую природу нуклон–нуклонного сечения взаимодействия в $p+Pb$ взаимодействиях. Показано, что учет таких флуктуаций имеет важное значение для понимания результатов измерений факторов ядерной модификации.

Положения, выносимые на защиту

1. Разработан и апробирован метод отбора данных и коррекции кинематических распределений заряженных адронов в $p+Pb$ взаимодействиях, использующий результаты Монте-Карло моделирования, вариацию критериев отбора событий и треков частиц. В результате применения метода в работе, диапазон измерений определяется исключительно параметрами детектора и объемом имеющихся данных.
2. Измерены распределения заряженных адронов в $p+Pb$ взаимодействиях при $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ ТэВ:
 - в диапазоне $0,1 < p_T < 20$ ГэВ для 8-ми интервалов центральности, в 6-ти интервалах по (псевдо)быстроте в зависимости от p_T и в зависимости от быстроты, в диапазоне $-2,3 < y^* < 1,8$;
 - в диапазоне $4 < p_T < 189$ ГэВ для 3-х интервалов центральности в зависимости от p_T , в диапазоне $-2 < y^* < 1,5$.
3. Получены факторы ядерной модификации, в зависимости от поперечного импульса и быстроты в $p+Pb$ взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} =$

Положения, выносимые на защиту

5,02 ТэВ, для диапазонов $-2,3 < y^* < 1,8$ и $0,1 < p_T < 189$ ГэВ, интегрально. Установлено, что выход заряженных адронов в области отрицательных быстрот и в диапазоне поперечных импульсов $1 < p_T < 10$ ГэВ больше относительно выхода тех же частиц, измеренного в pp столкновениях. Превышение достигает 2,5 и зависит от интервала центральности. В диапазоне $p_T > 10$ ГэВ в пределах ошибок измерений, факторы ядерной модификации сохраняют постоянные значения, независимо от интервала центральности.

4. Получены факторы ядерной модификации при помощи двух геометрических моделей Глаубера и Глаубера-Грибова с $\omega_\sigma = 0,11$ и $\omega_\sigma = 0,2$. Установлено существенное различие результатов для двух моделей, что свидетельствует о необходимости пересмотра и улучшения подходов, используемых для определения центральности в асимметричных системах, таких как $p+Pb$.

Публикации

1. Shulga E. Centrality dependence of charged particle production in proton-lead collisions measured by ATLAS // Nuclear Physics A. - 2014. - Vol. 926. - Pp. 64 - 72. (заклучения используются в <http://dx.doi.org/10.1016/j.aop.2016.05.010>)

2. Shulga E. Charged particle production in Pb+Pb and p +Pb collisions measured by the ATLAS detector // Journal of Physics: Conference Series. - 2016. - Vol. 668, no. 1. - P. 012078.

3. Shulga Evgeny. Centrality dependence of low- p_T and high- p_T particle production in proton-lead collisions with ATLAS // Nuclear Physics A. - 2016. - Vol. 956. - Pp. 565 - 568.

4. Aad Georges,..., Shulga E., et al. Transverse momentum, rapidity, and centrality dependence of inclusive charged-particle production in $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV p +Pb collisions measured by the ATLAS experiment // Phys. Lett. B - 2016. - Vol. 763. - Pp. 313-336.

5. Shulga E. Charged particle production in p +Pb collisions measured by the ATLAS detector // Journal of Physics: Conference Series. - 2017. - Vol. 798 - Pp. 012066

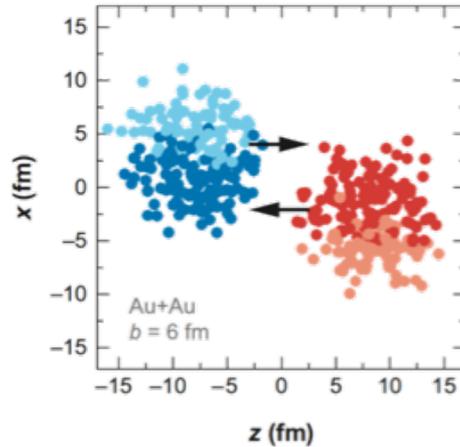
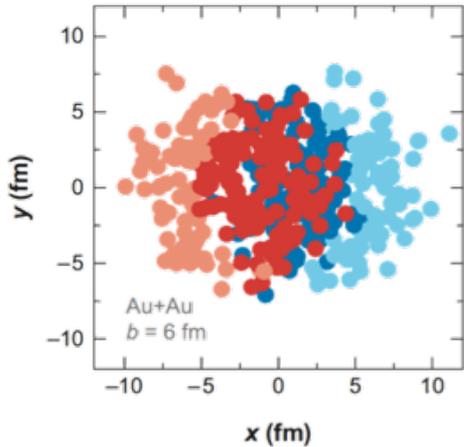
Результаты работы доступны на <https://hepdata.net/record/ins1463284>

Спасибо за внимание !

Доп. слайды

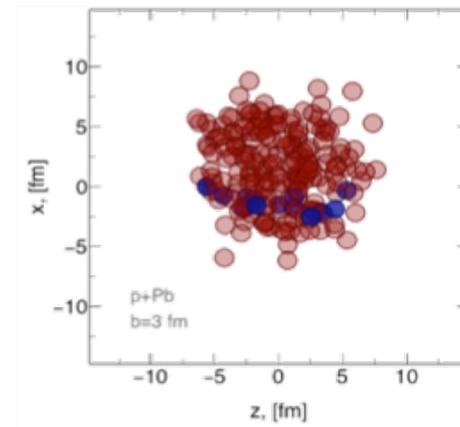
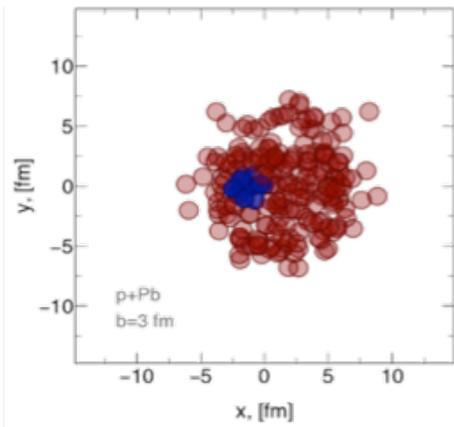
Введение

Изучение столкновений тяжелых ядер — один из существенных пунктов научной программы Большого адронного коллайдера.



Ядро-ядерные столкновения:

- ✓ эффекты начального состояния;
- ✓ эффекты конечного состояния, т.е. КГП (например коллективные эффекты).



Протон-ядерные столкновения:

- ✓ эффекты начального состояния;

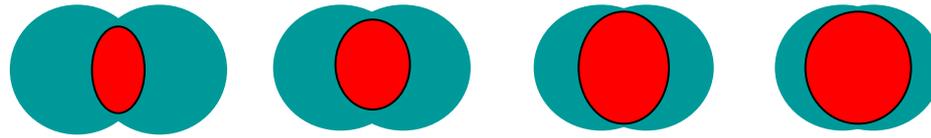
Так же чувствительны к партонной структуре вещества при малых партонных импульсах (малых x).

Необходимо понять что из эффектов наблюдаемых в АА относится к КГП, а что нет

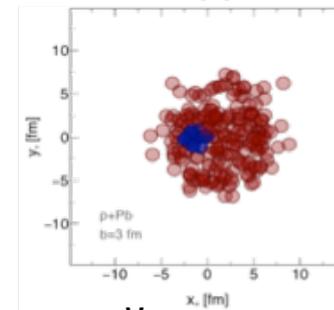
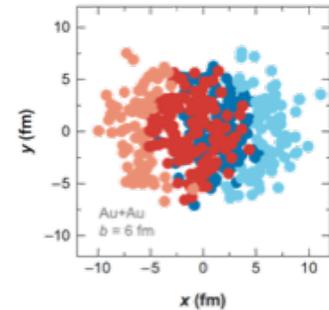
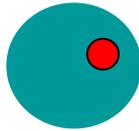
Введение

Протон-ядерные столкновения играют решающее значение для изучения эффектов холодной ядерной материи (без КГП) и служат инструментом для изучения КХД в области низких x и при высокой плотности глюонов, достигнутой при энергиях LHC.

Эффекты КГП:



Проверка:



Ядро-ядерные столкновения:
✓ эффекты холодной ядерной материи;

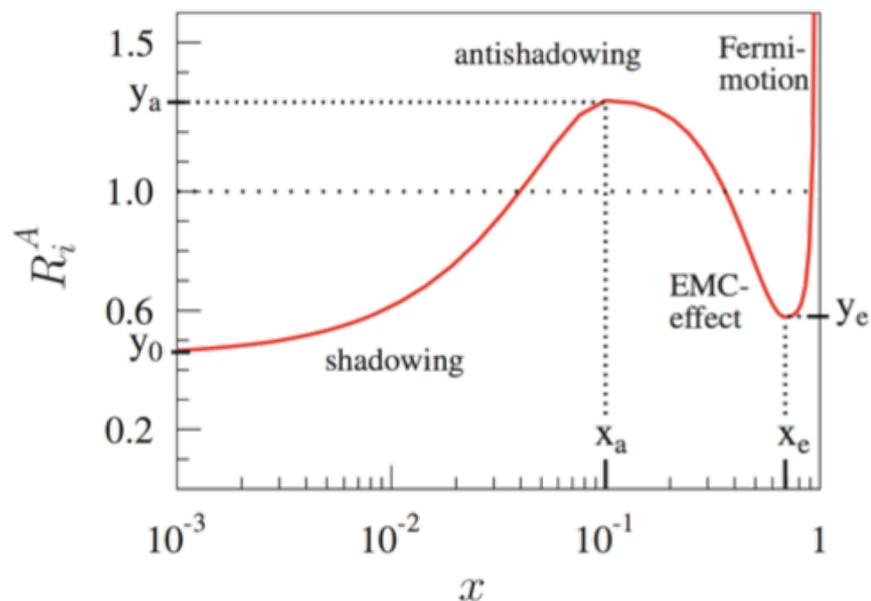
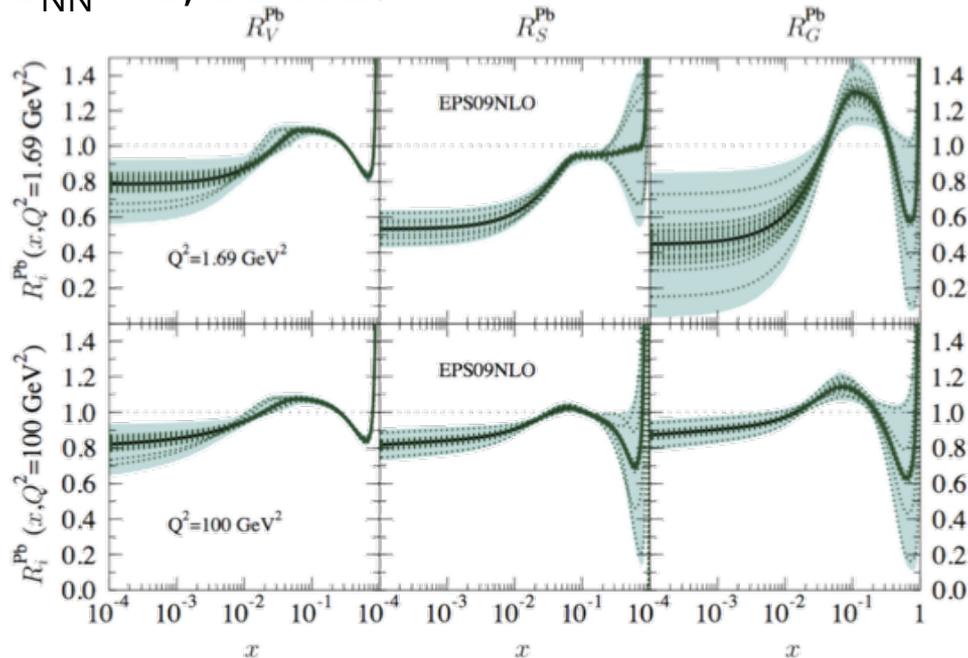
✓ эффекты конечного состояния, т.е. КГП (например коллективные эффекты).

Протон-ядерные столкновения:

✓ эффекты холодной ядерной материи;

Цель и Задачи

Цель работы состоит в экспериментальном изучение эффектов ядерной материи при помощи измерения спектров заряженных адронов и ядерных модификационных факторов как функции поперечного импульса, псевдо быстроты и быстроты для различных интервалов центральности в $p+\text{Pb}$ взаимодействиях при $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5, 02 \text{ ТэВ}$.

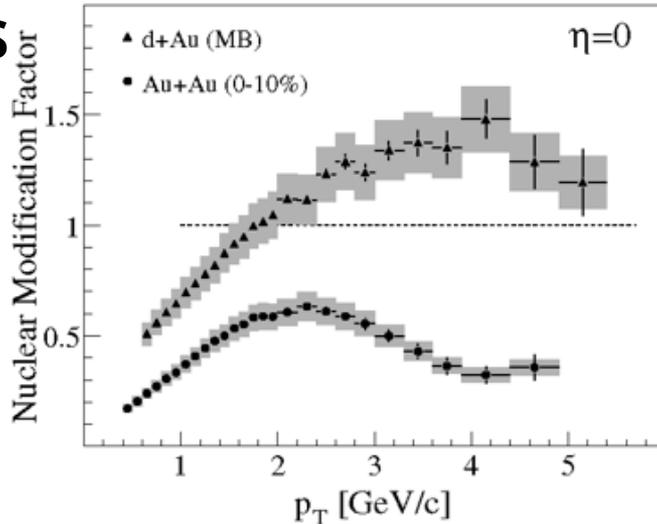


Eskola K.J. et al. JHEP. 2009. 0904. 065.

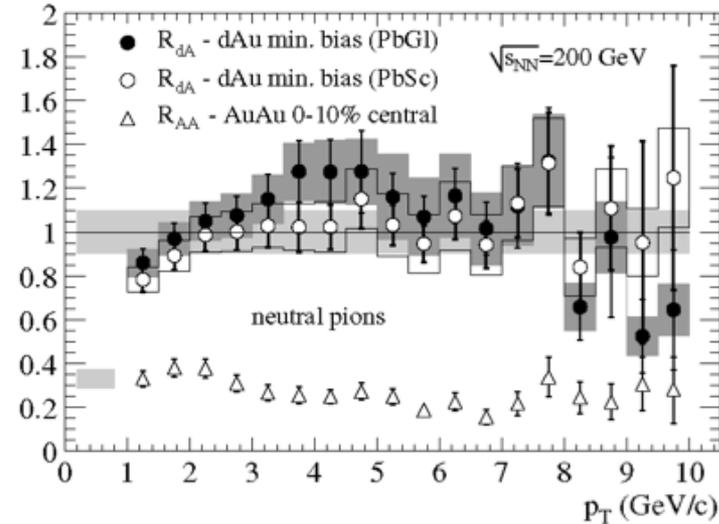
Результаты при энергиях RHIC

STAR [Nuclear Physics A Volume 757, Issues 1-2, 8 August 2005, Pages 102-183](#)

BRAHMS



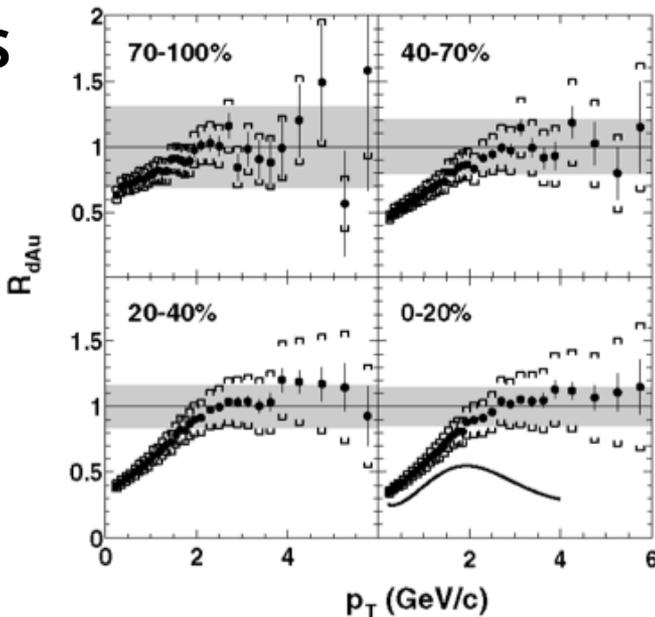
R



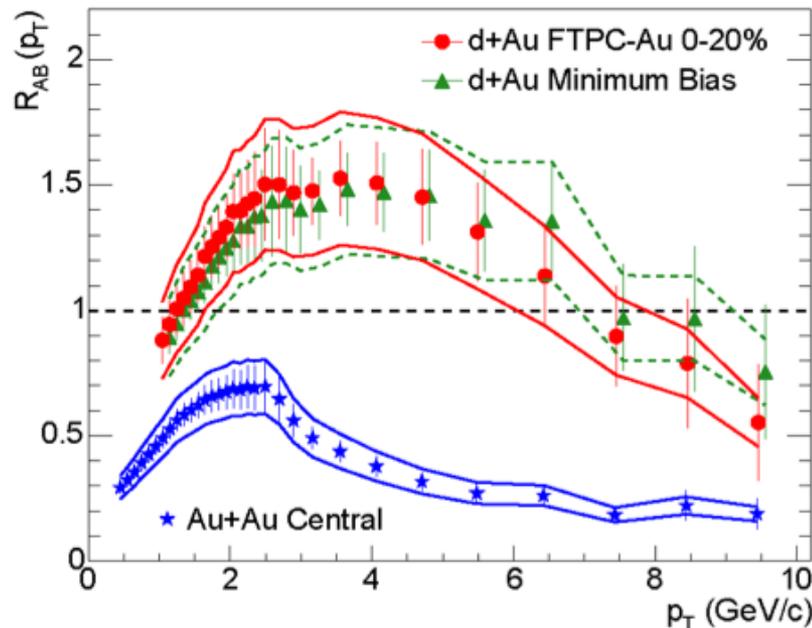
PHENIX

PHOBOS

d+Au

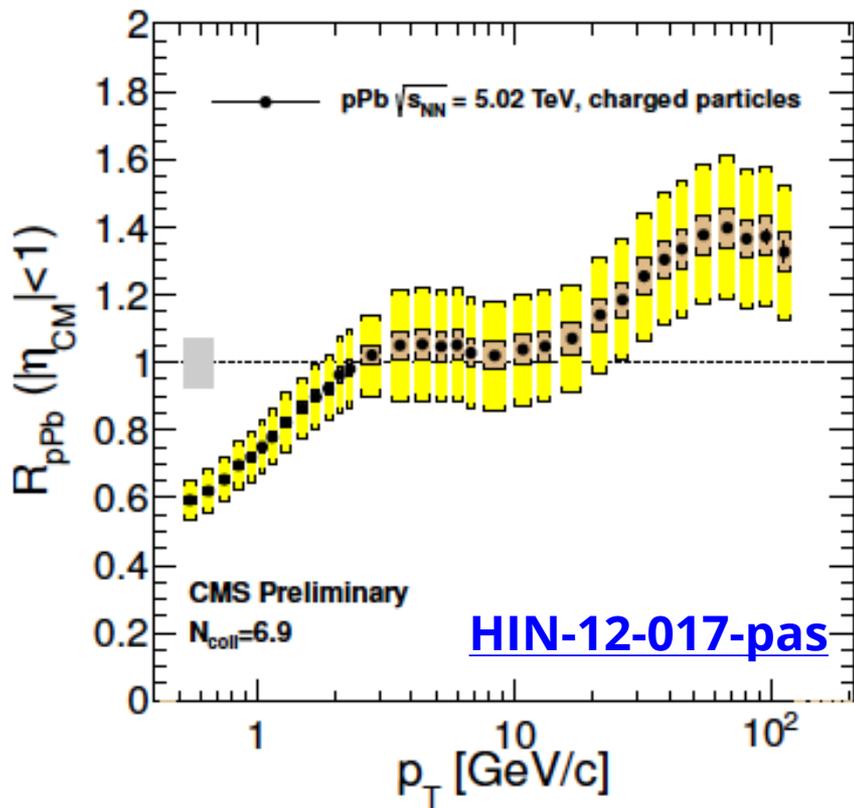


$R_{AB}(p_T)$



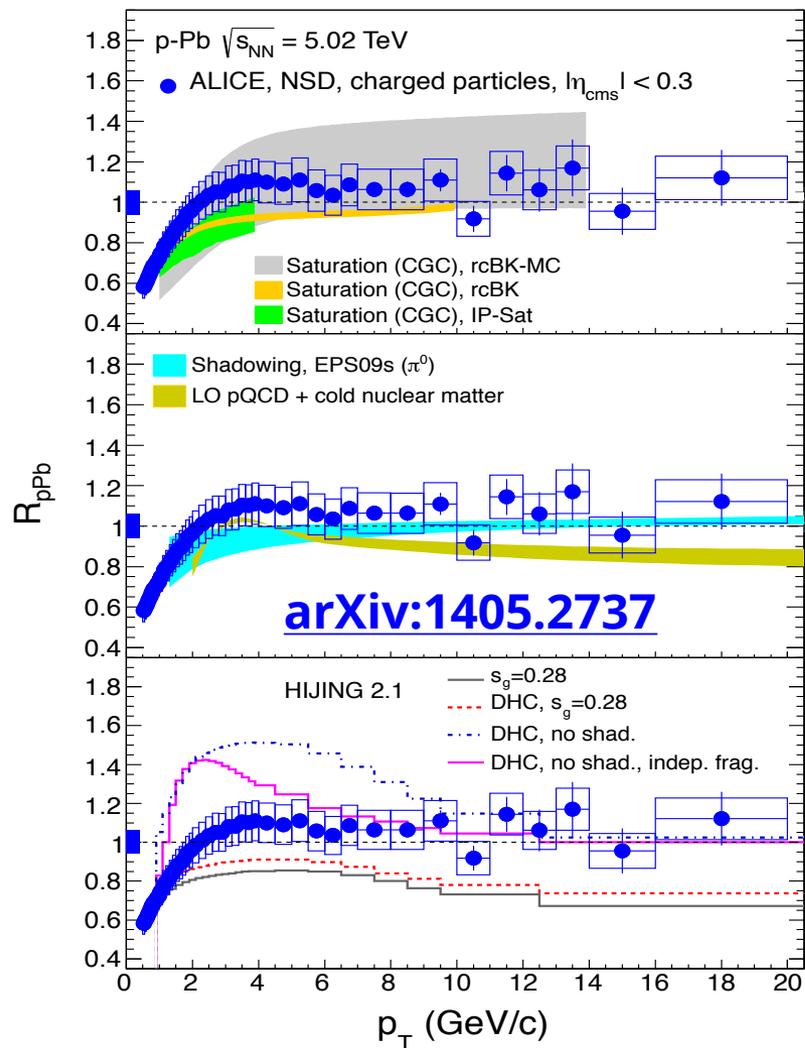
STAR

Результаты при энергиях LHC



- Точное описание динамической природы пика отсутствует

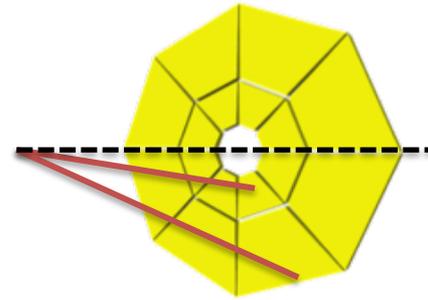
- Результаты исследований инклюзивных спектров адронов в зависимости от центральности показаны другими экспериментами только для узкого интервала быстрот



Отбор событий

2012 и 2013 p+Pb набор данных используется для
Интегральная светимость: $1\mu\text{b}^{-1}$ и 30nb^{-1}

1. Два сцинтилляционных сигнала в MBTS: $2.1 < |\eta| < 3.9$
2. Временное совпадение $|\Delta t| < 10\text{ns}$
3. Восстановленная вершина содержащая как минимум два трека с $p_T > 100$ МэВ.



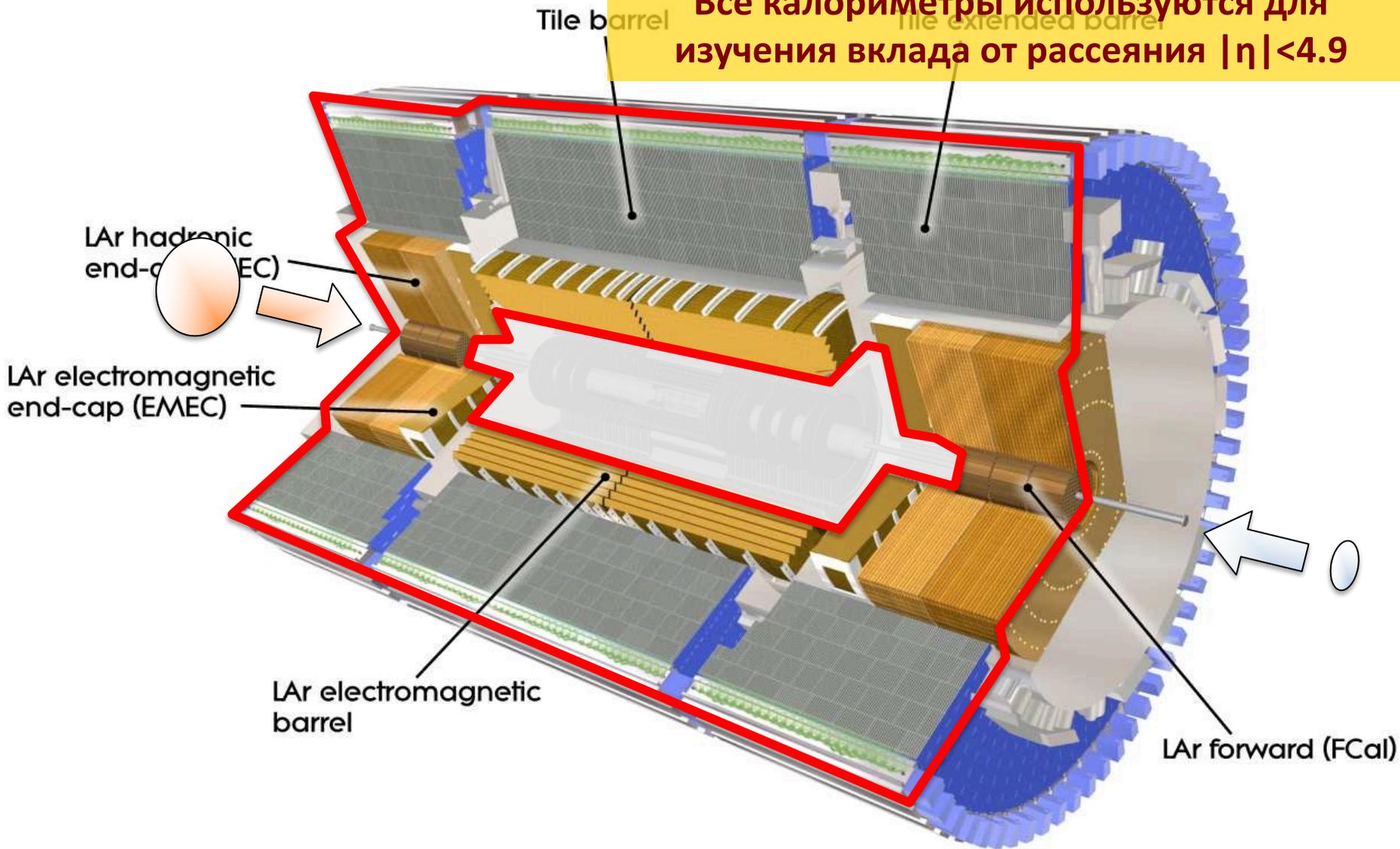
1. Фоновые события от столкновений с осколками предыдущих (pileup) 10^{-3}
2. События с двумя хорошими вершинами были исключены, оставшийся pile-up 10^{-4}
3. Пустые области псевдобыстрот в направлении движения с ограничением $\Delta\eta^{\text{Pb}} \leq 2.0$

Число событий использованных в анализе: 2×10^6 и 5×10^{10} событий.

Что соответствует $98 \pm 2\%$ событий неупругих процессов.

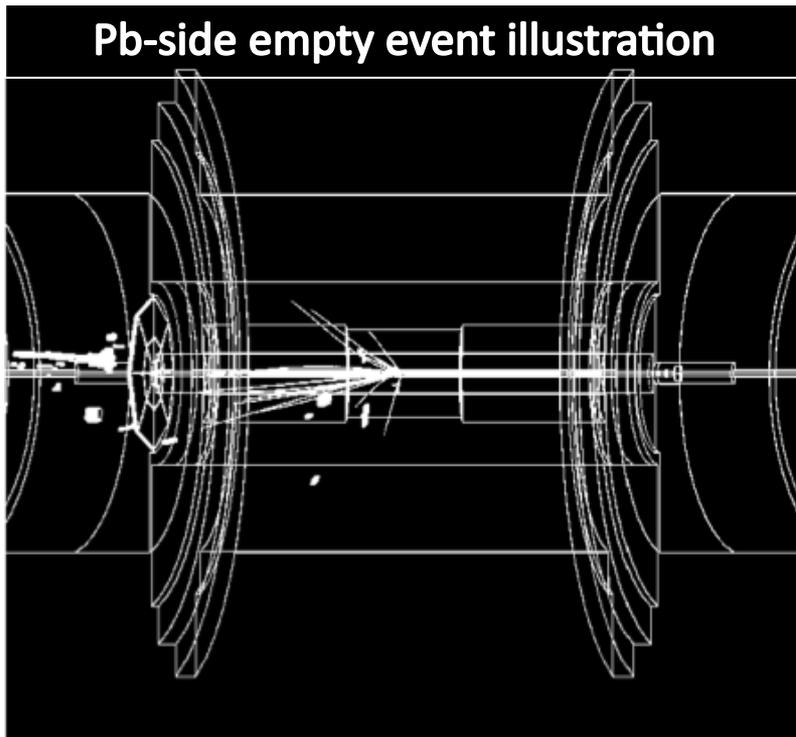
p+Pb @ LHC и ATLAS

Все калориметры используются для изучения вклада от рассеяния $|\eta| < 4.9$



Исключение событий с большими пустыми η -областями

- В pPb взаимодействиях присутствуют дополнительные компоненты от когерентных и фото-ядерных событий соответствующих возбуждению протона

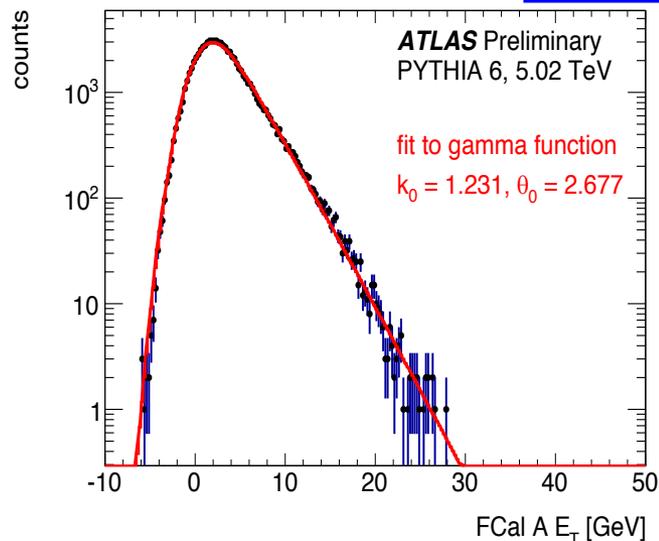
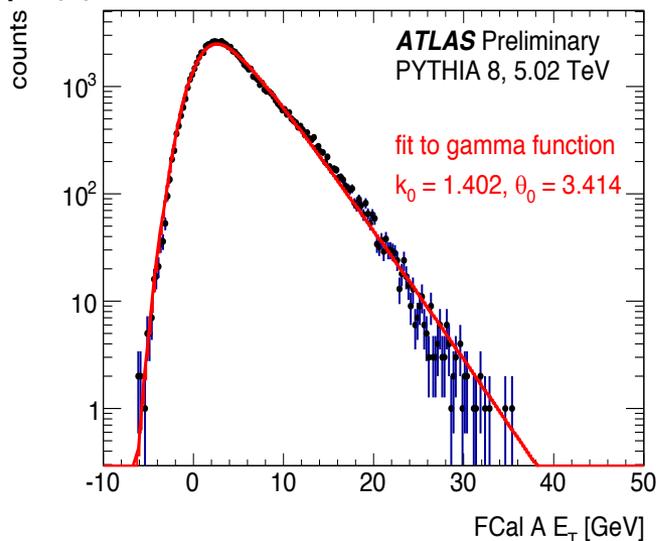


- Полное покрытие $|\eta| < 4.9$ разбито на интервалы $\Delta\eta = 0.2$
- Заполненный интервал, содержит восстановленные треки или калориметрические кластеры с $p_T > 200$ МэВ
- $\Delta\eta_{\text{gap}}^{\text{Pb}} = \sum \Delta\eta_{\text{Empty interval}}^{\text{Pb}}$
- Электромагнитное или возбуждение через рассеяние протона приводит к $\Delta\eta_{\text{gap}}^{\text{Pb}} > 2$ ($f_{\text{gap}} = 6\%$)

Получение FCal ΣE_T^{Pb} отклика

E_T распределения получены при помощи PYTHIA принимающих во внимание отклик FCal в p+Pb конфигурации и аппроксимированы Gamma(k, θ) распределениями

[ATLAS-CONF-2013-096](#)



Конволюция Gamma(k, θ) для N_{part} используется как Gamma($k(N_{part}), \theta(N_{part})$)

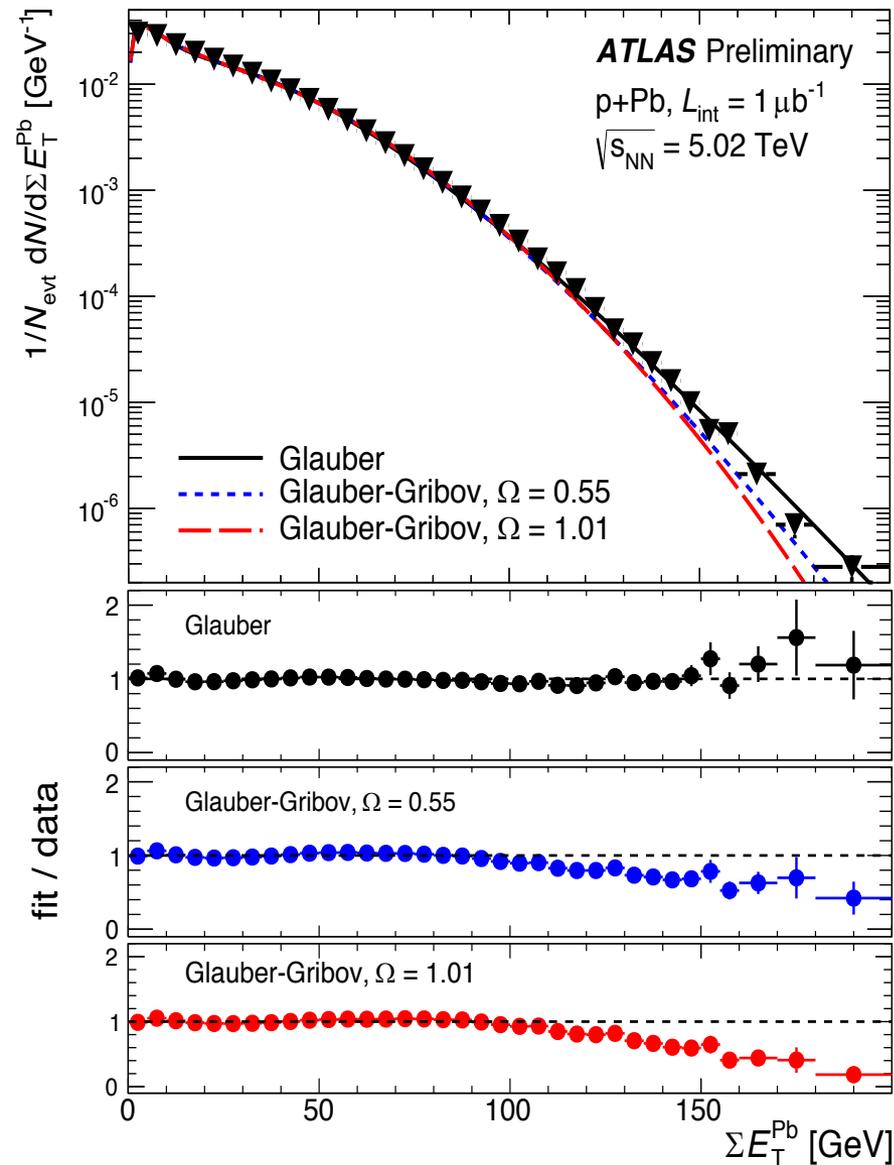
Наша параметризация: $k(N_{part}) = k_0 + k_1 * (N_{part} - 2)$; $\theta(N_{part}) = \theta_0 + \theta_1 * (\log(N_{part} - 1))$;

В модели WN : $k(N_{part}) = k * N_{part}$; $\theta(N_{part}) = \theta$;

E_T распределения для N_{part} были перевзвешаны в соответствии с Глаубер и Глаубер-Грибов моделями и затем соотнесены с данными

FCal E_T фиты распределений

[ATLAS-CONF-2013-096](#)



- dN_{evt}/dE_T получено суммированием гамма распределений по различным значениям N_{part} с весом $P(N_{part})$

Фитирование значений E_T^{Pb} распределений по казывает хорошее соответствие, на уровне 3-х порядков величины в E_T распределении.

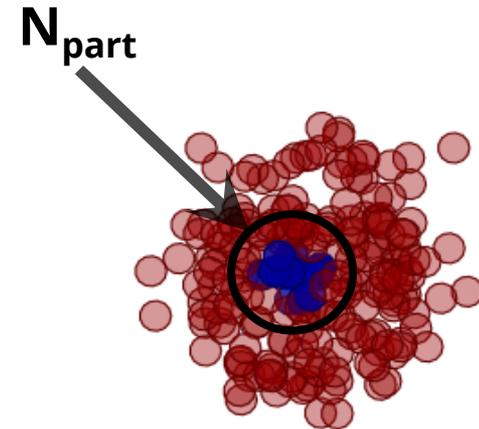
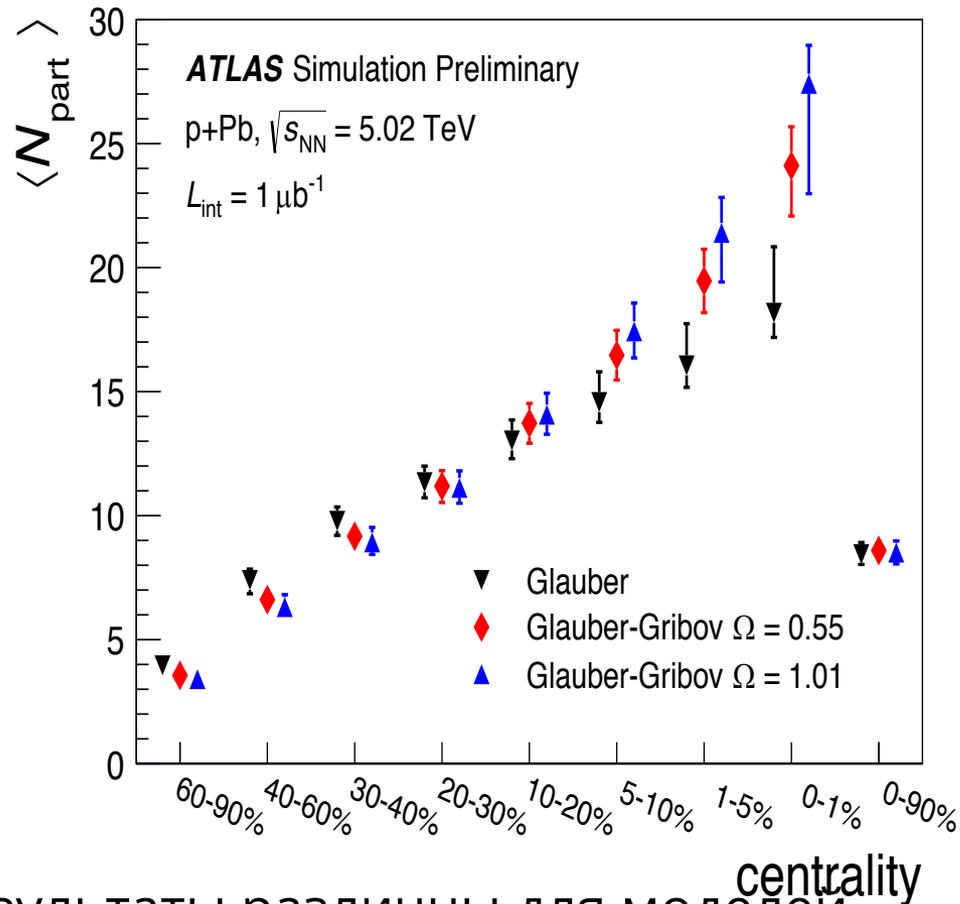
Центральность

Если партон входит в состав нуклона ядра, то его структурная функция будет зависеть не только от переменных x и Q^2 , но и от переменной r , характеризующей положение партона относительно центра ядра.

Действительно, свойства нуклонов в ядре изменяются по сравнению со свойствами свободных нуклонов, причем эти изменения тем больше, чем ближе нуклон расположен к центру ядра.

N_{part} для нескольких Глаубер-моделей

[ATLAS-CONF-2013-096](#)



- Результаты различны для моделей
- Глаубер имеет максимальные флуктуации в воспроизводимом E_T / N
- Глаубер-Грибов $\Omega=1.01$ имеет меньшие флуктуации E_T и по этому даёт большие значения N_{part}

Сечения pp для $4 < p_T < 189$ ГэВ

Для $4 < p_T < 189$ ГэВ используются данные 2015 года от pp взаимодействий при $\sqrt{s} = 5.02$ ТэВ с полной светимостью 25 пб^{-1}

Используется триггер на струи с параметром радиуса $R = 0.4$ и переменными кинематическими пределами

Треки в событиях записанных триггерами на струи должны соответствовать струе в пределах $\Delta R^2 = \Delta\eta^2 + \Delta\phi^2 < 0.16$ и $p_T \leq 1.3 \times p_T^{\text{jet}}$

Триггер на струи становится эффективен $p_T^{\text{jet}} = 26 \text{ GeV}$

Отбор треков

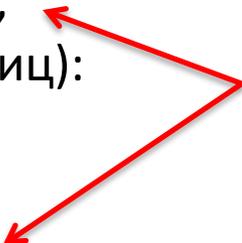
Качественный отбор треков (основан на pp анализах):

- SCT hits:
- for $100 \text{ MeV} < p_T < 200 \text{ MeV}$ - 2 SCT hits;
- for $200 \text{ MeV} < p_T < 300 \text{ MeV}$ - 4 SCT hits;
- $p_T > 300 \text{ MeV}$ - 6 SCT hits
- $n\text{PixHits} > 0$;
- $n\text{BLHits} > 0$ if expected
- $N\text{TRTHits} > 8$ ограничивает анализ до $|\eta| < 2.0$;

Вершинные ограничения (для отбора вторичных частиц):

- $d_0/ed_0, z_0/ez_0 < 3$
- $d_0, z_0 < 1.5$

**Только
для 2013**

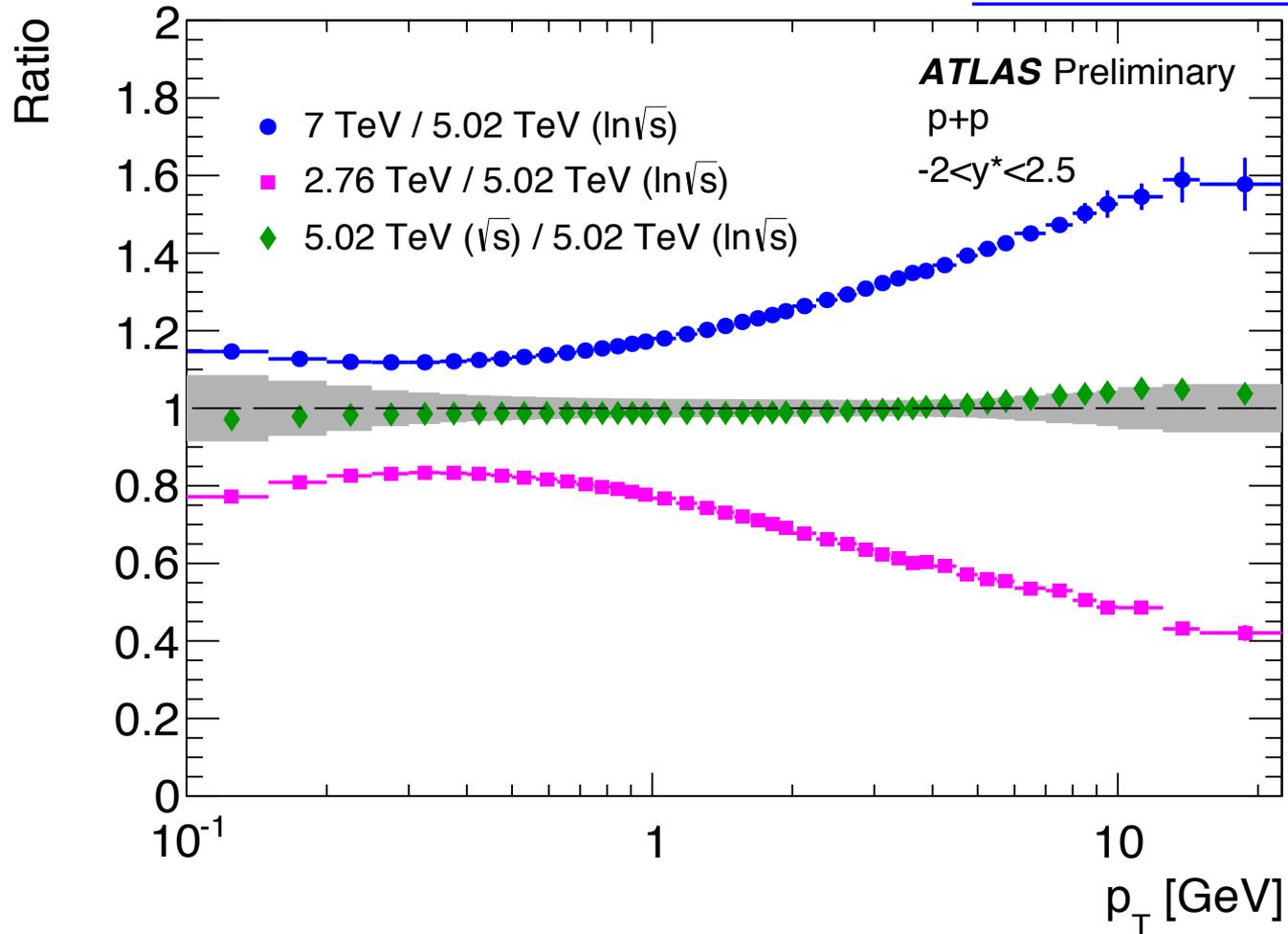


Сопоставление треков струям (для триггеров струй при высоких p_T):

- Трек соответствует струе при $\Delta R < 0.4$
- Энергетический баланс треком-струя $(0.8 * p_{\text{Track}T} - 10) < E_T^{\text{Jet}}$

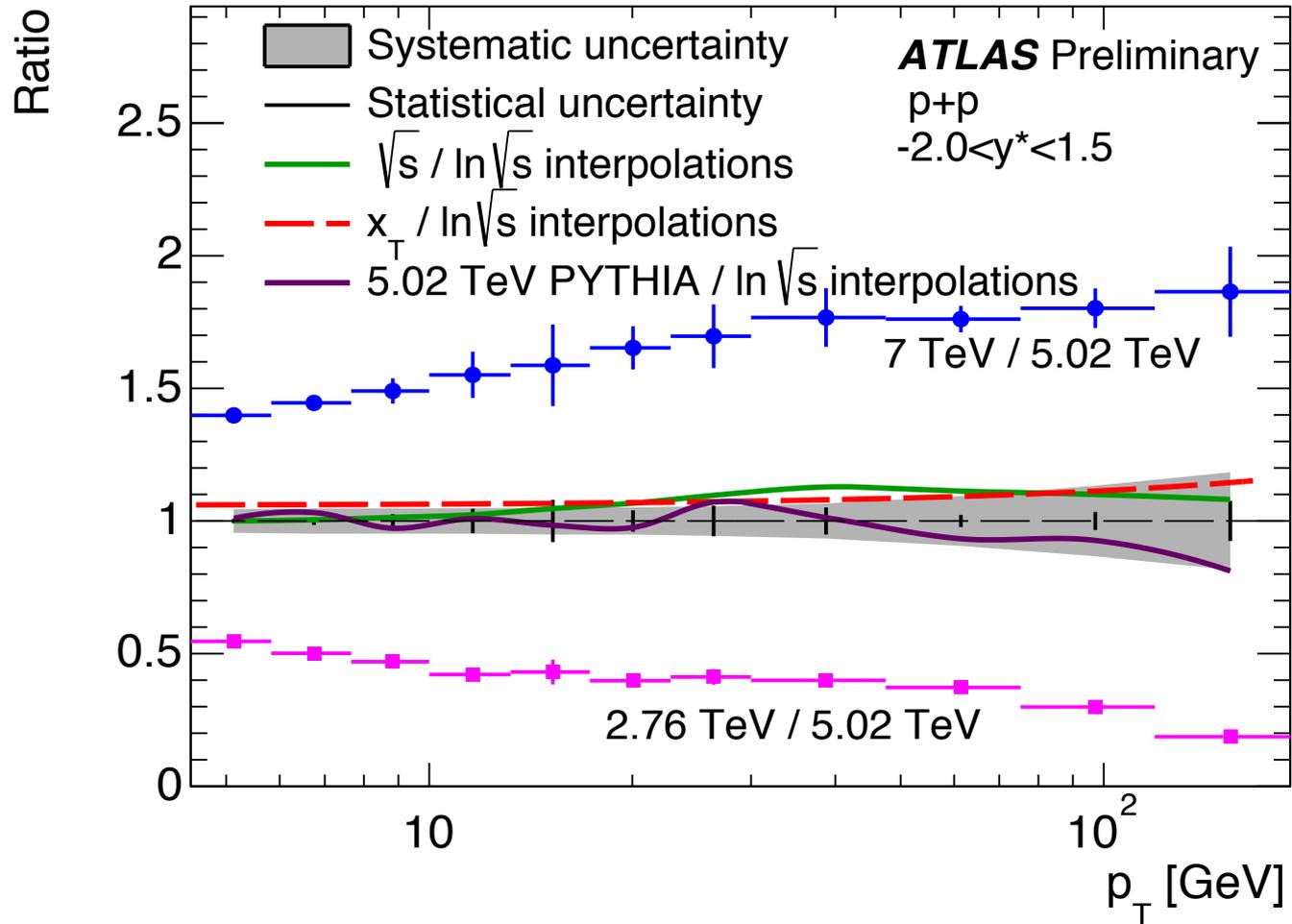
Систематики 2012

[ATLAS-CONF-2013-107](#)



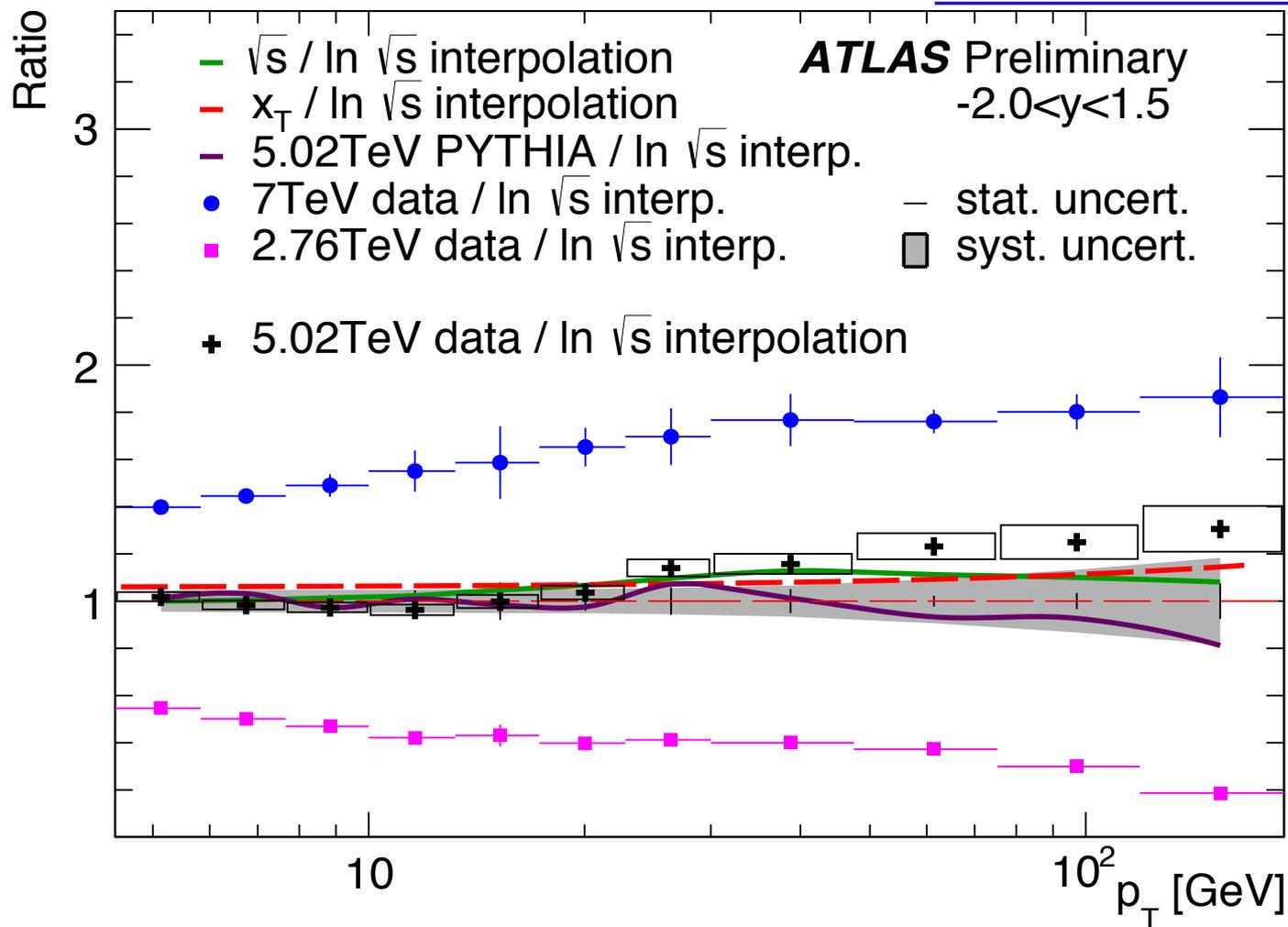
Систематики 2013

[ATLAS-COM-CONF-2014-031](#)

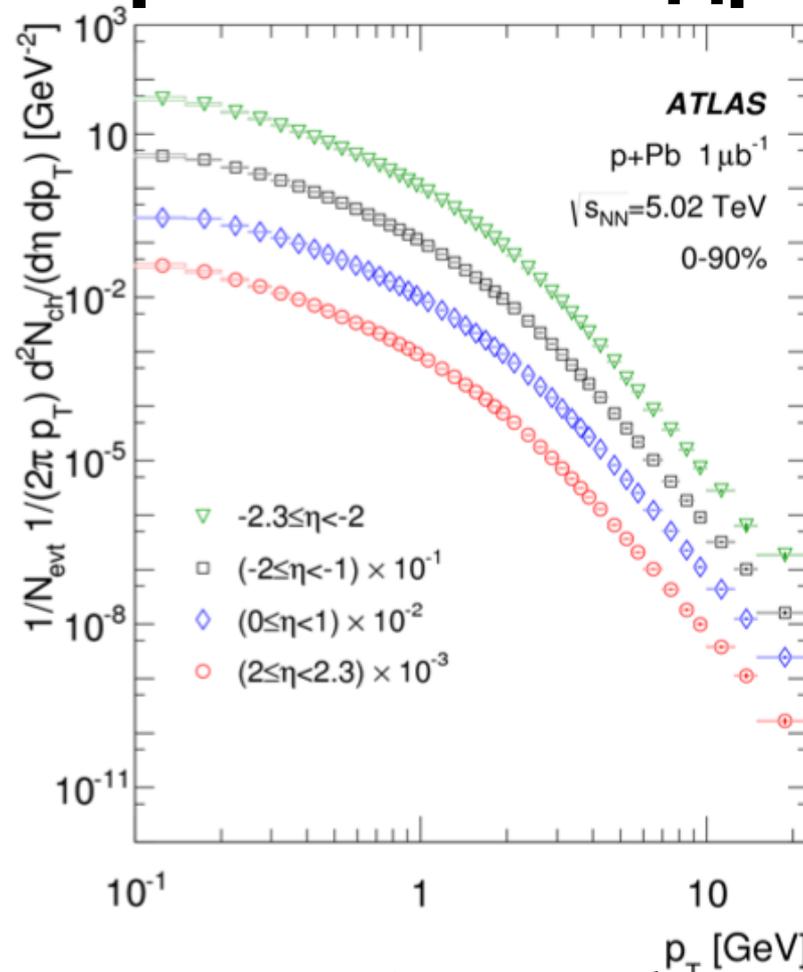


Систематики 2013

[ATLAS-CONF-2016-108](#)



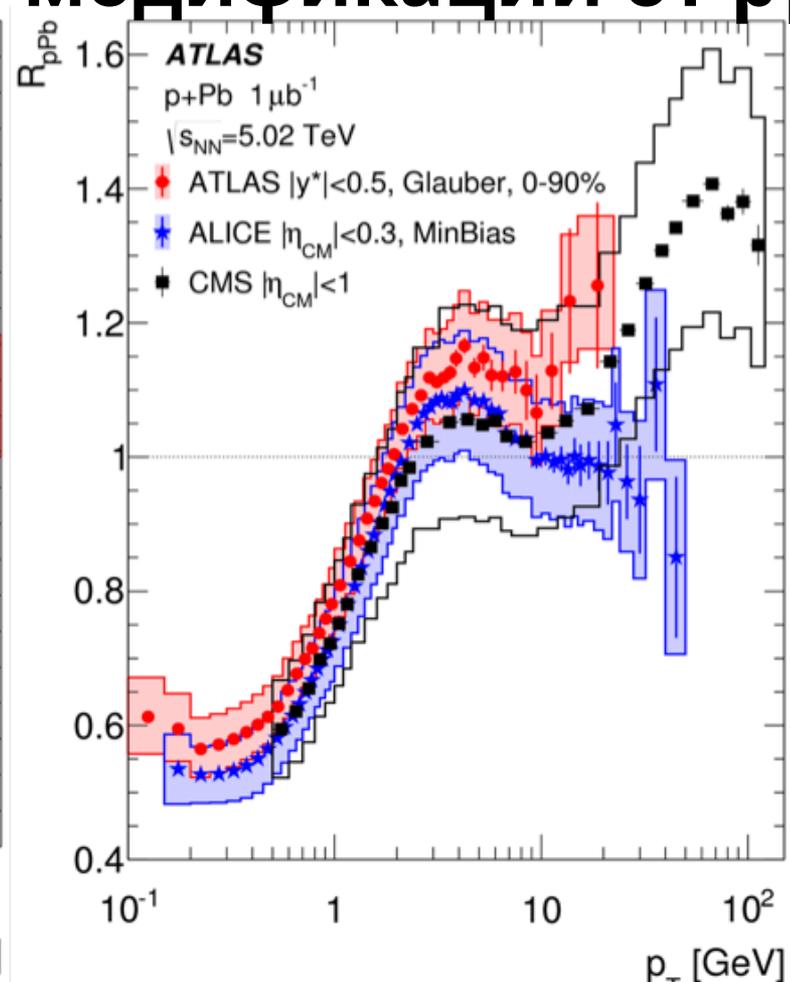
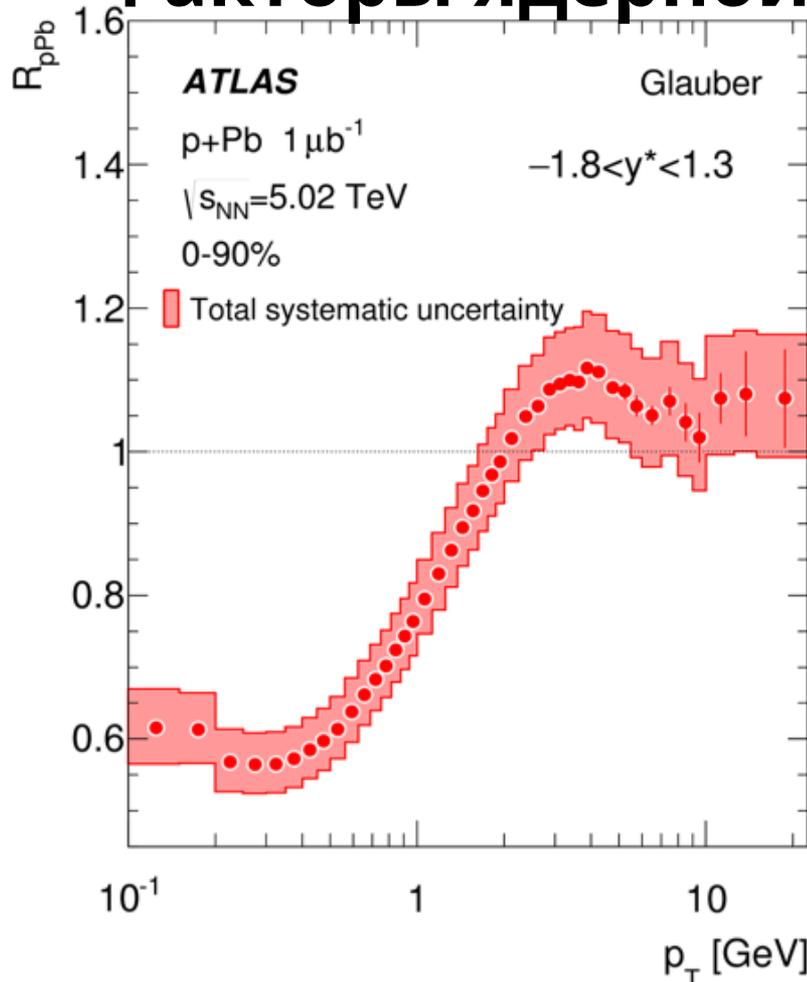
Спектры заряженных адронов pPb



Спектры заряженных адронов как функция p_T для $0,1 < p_T < 22$ ГэВ и 4-х интервалов быстроты.

- Впервые получены спектры заряженных адронов как функция поперечного импульса и быстроты для 8-ми классов центральности, для диапазонов: $|\eta| < 2,3$ и $0,1 < p_T < 22$ ГэВ

Факторы ядерной модификации от p_T

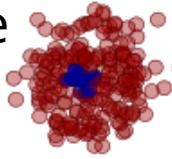


R_{pPb} в зависимости от p_T для общего класса центральности

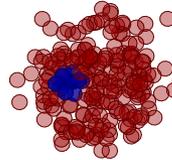
- Впервые рассчитаны ядерные модификационные факторы как функция поперечного импульса, псевдобыстроты и быстроты, для диапазонов: $|\eta| < 2,3$ и $0,1 < p_T < 22 \text{ ГэВ}$;

Факторы ядерной модификации в зависимости от псевдобыстроты (η)

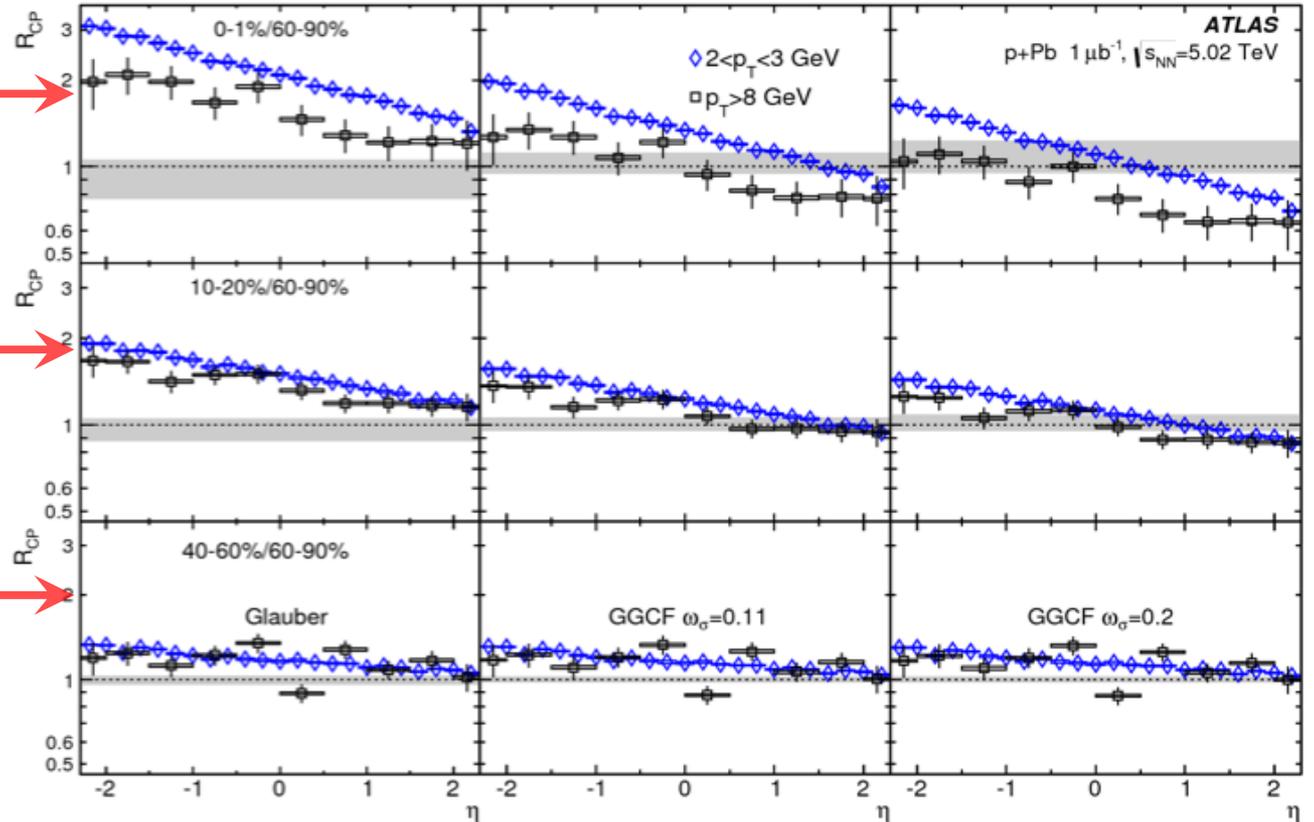
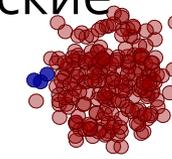
центральные



«средние»



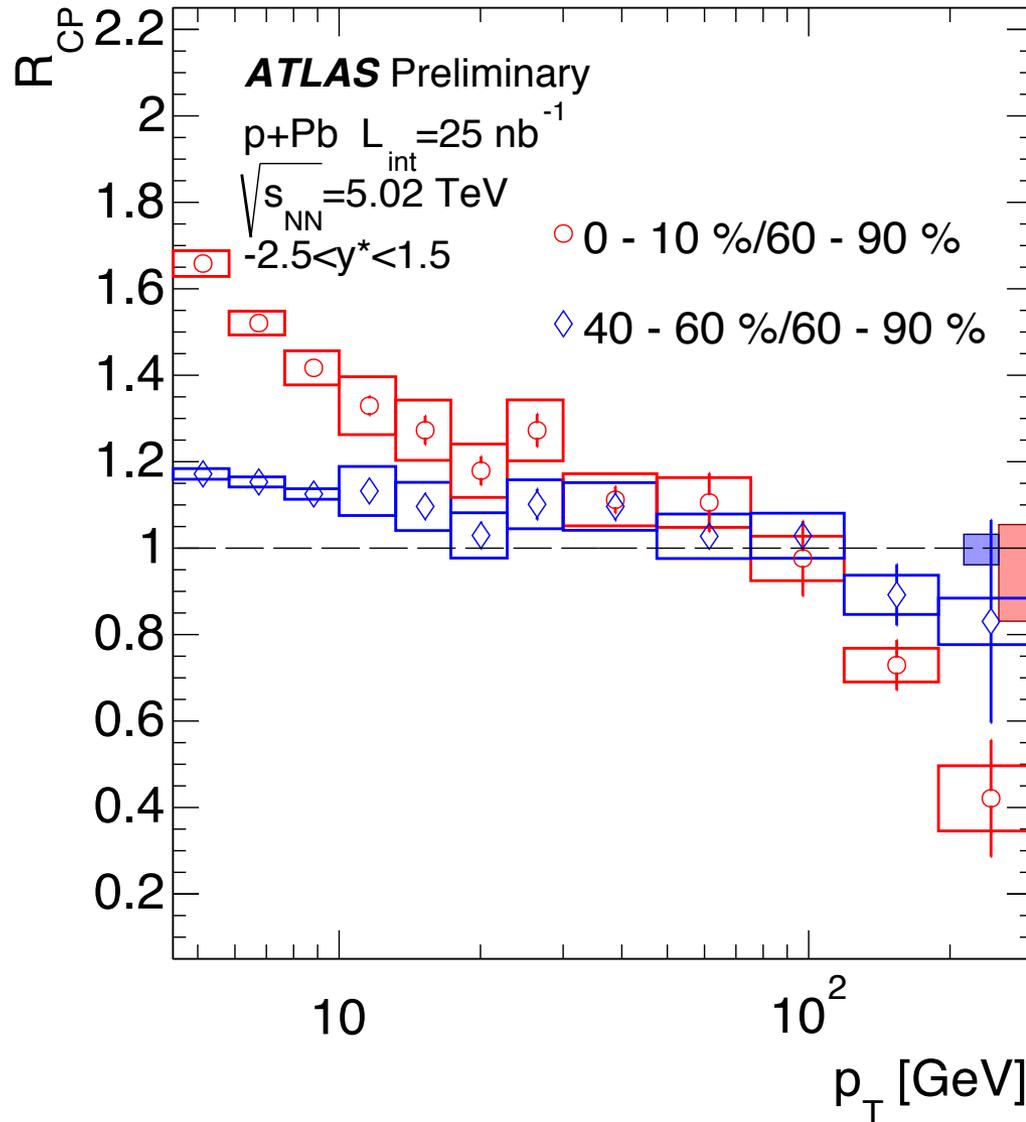
периферические



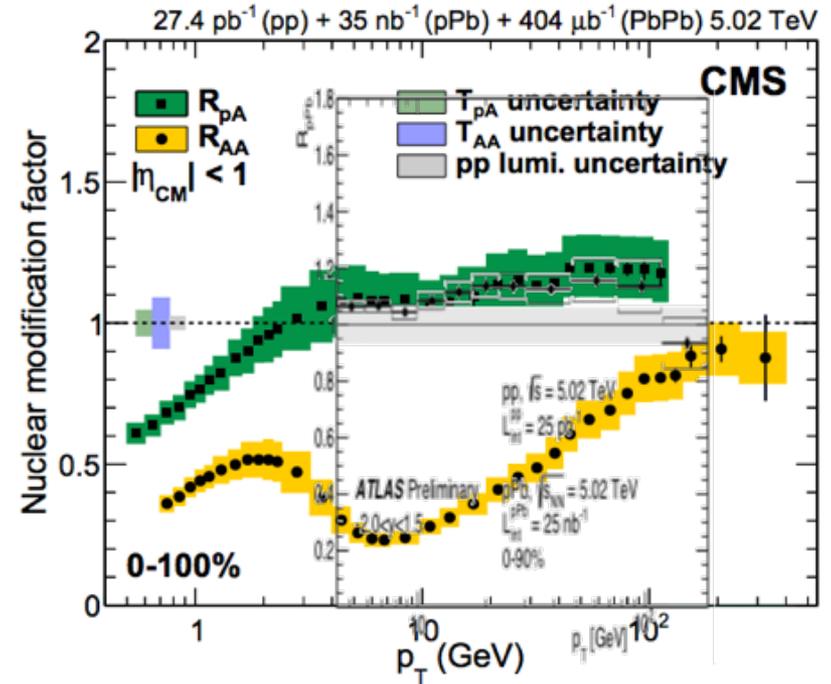
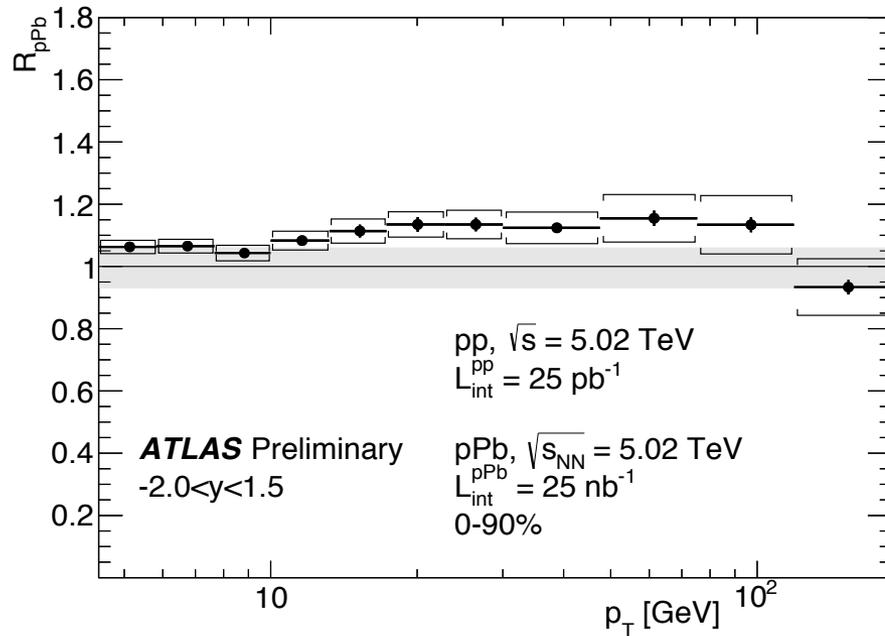
R_{pPb} в зависимости от y^* для 2-х интервалов p_T 3-х классов центральности и 3-х моделей

- Впервые рассчитаны ядерные модификационные факторы как функция поперечного импульса, псевдобыстроты и быстроты, для диапазонов: $|\eta| < 2,3$ и $0,1 < p_T < 22$ ГэВ;

Факторы ядерной модификации R_{CP}



Фактор ядерной модификации



- ATLAS показал схожий с CMS результат