

*Vector meson photoproduction in ultra-
peripheral heavy ion collisions
at $\sqrt{s}=5.02 \text{ TeV}$*

Тимошенко С.Л.

Москва, МИФИ

2020

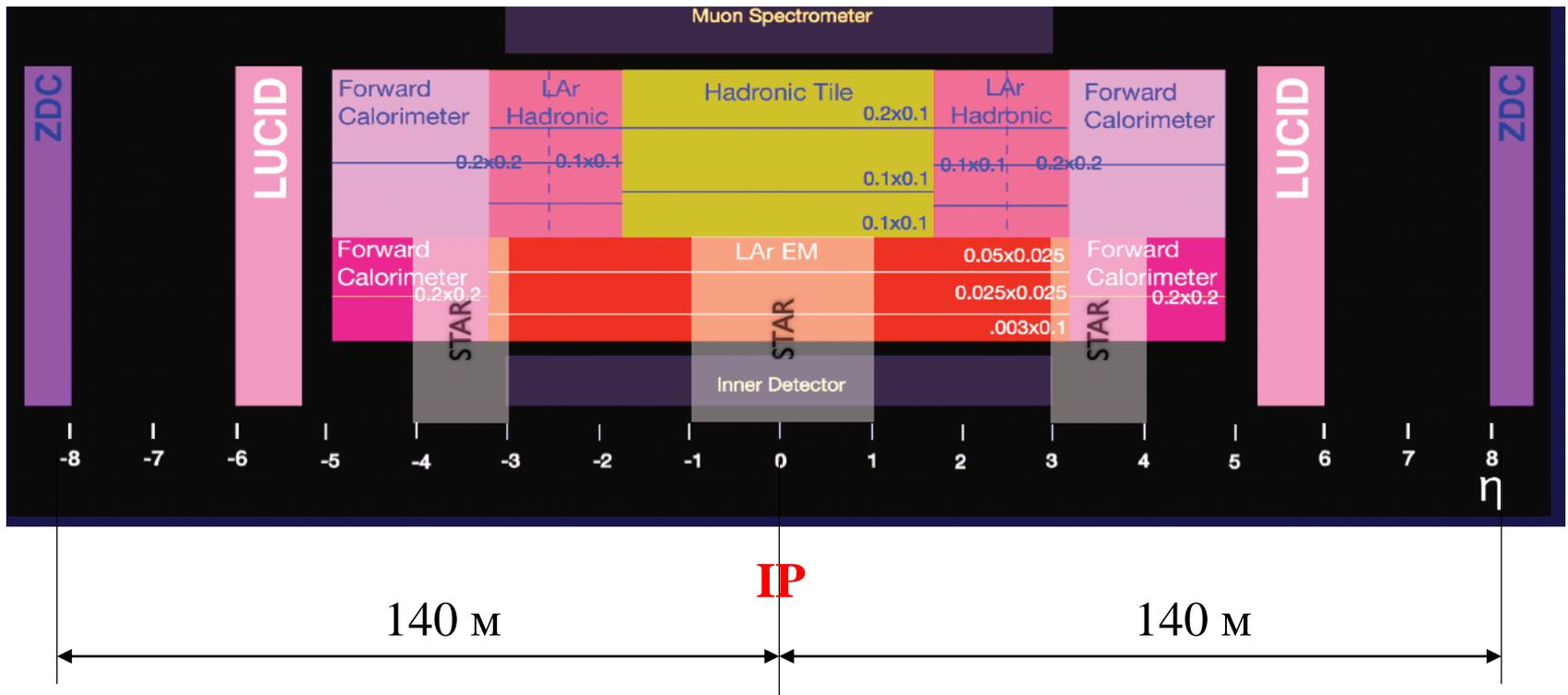
ATLAS HI

- Correlation and Global observables
 - Particle/energy yields $dn/d\eta$, $dn/d\eta d\phi$, $dET/d\eta d\phi$
 - Elliptic flow, $v_2(\eta)$, $v_2(p_T)$
- Jets
 - ET spectra, di-jet acoplanarity, di-jet ET balance
 - Jet fragmentation
 - Heavy flavor jets
- Photons
 - Single prompt photons
 - Photon-jet
- ElectroWeak and Quarkonia
 - J/ψ , Upsilon production
 - W, Z production
- UPC

UPC group

- Exclusive vector meson production
 - ρ^0
 - ρ^0 Prime
 - heavy vector mesons (J/psi, Y)
- Jets in UPC
- Photon-photon scattering

ATLAS Acceptance



Ультрапериферические взаимодействия

- $b \ll R$ – центральные столкновения

- плотности ядер перекрываются
- сильные взаимодействия

- $b > 1 \text{ fm}$ – периферические столкновения

- $b > 2R_A$ – ультрапериферические столкновения

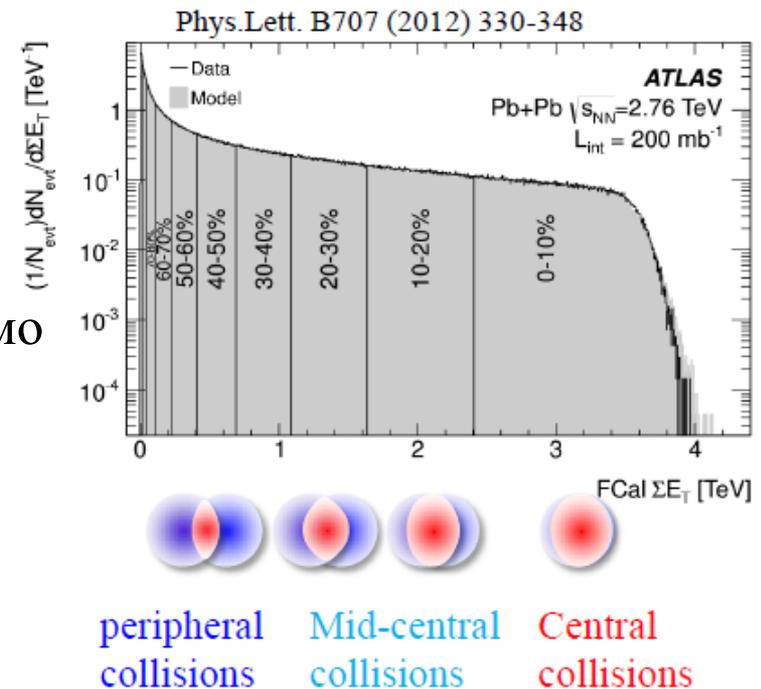
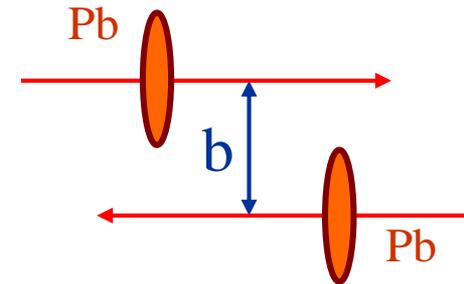
- Два ядра геометрически проходят мимо друг друга

- электромагнитные взаимодействия доминируют над сильными
- нет адронных взаимодействий
- малая множественность

- Ионы являются источником полей

- фотонов
- померонов

Померон - переносчик сильных взаимодействий, но бесцветный и имеет квантовый числа вакуума $J^P = 0^{++}$



Ультрапериферические взаимодействия

- Основополагающей работой для изучения ультрапериферических столкновений адронов, наверное, можно считать работу Энрике Ферми «Теория столкновений между атомами и упруго заряженными частицами», опубликованную в 1924 году в журнале *Zeitschrift für Physik*.
- В этой публикации Ферми изложил метод, известный как метод эквивалентных (или виртуальных) фотонов, где он трактовал электромагнитные поля заряженных частиц как поток виртуальных фотонов.
- Несколько лет спустя, Вайцеккер и Вильямс расширили это приближение, для того чтобы включить в него ультрарелятивистские частицы, и этот метод теперь часто называют как метод Вайцеккера – Вильямса.

Эквивалентный поток фотонов

- В приближении Вайцекера-Вильямса спектр эквивалентных (виртуальных) фотонов записывается в виде:

$$N(\omega, b) = \frac{Z^2 \alpha \omega^2}{\pi^2 \gamma^2 \hbar^2 \beta^2 c^2} \left(K_1^2(x) + \frac{1}{\gamma^2} K_0^2(x) \right)$$

$$x = \omega b / \gamma \beta \hbar c$$

- K_0 и K_1 – модифицированные функции Бесселя нулевого и первого порядков.
 - первое слагаемое (K_1) выражает поток поперечно поляризованных фотонов в направлении движения иона,
 - второе слагаемое (K_0) – поток продольно поляризованных фотонов.
- Как можно видеть, поперечная поляризация для ультрарелятивистских частиц ($\gamma \gg 1$) оказывается доминирующей.

Получены Э. Ферми в 1924 году и используются до сегодняшнего дня, когда построены и работают RHIC и LHC!

Die in diesem Ausdruck vorkommenden Integrale können mit den modifizierten Besselschen¹⁾ Funktionen zweiter Art, nullter und erster Ordnung ausgedrückt werden. Man hat in der Tat

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\cos \omega x d x}{(1+x^2)^{3/2}} = 2 \omega K_1(\omega),$$

1924 год

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{x \sin \omega x d x}{(1+x^2)^{3/2}} = -2 \omega K_0(\omega).$$

Durch diese Formeln finden wir sofort:

$$J(\nu) = \frac{8 \pi c \varepsilon^2 \nu^2}{v^4} \left\{ K_0^2\left(\frac{2 \pi \nu b}{v}\right) + K_1^2\left(\frac{2 \pi \nu b}{v}\right) \right\}, \quad (4)$$

setzen wir zur Abkürzung

$$B(\omega) = K_0^2(\omega) + K_1^2(\omega),$$

so finden wir

$$J(\nu) = \frac{8 \pi c \varepsilon^2 \nu^2}{v^4} B\left(\frac{2 \pi \nu b}{v}\right). \quad (5)$$

¹⁾ Siehe z. B. Gray, Mathews and MacRobert-Bessel Functions, London 1922, wo man auch numerische Tabellen dieser Funktionen finden kann. Über

Ограничения из кинематики процесса

- Среди этих фотонов можно выделить фотоны, длина волны которых превышает радиус ядра. Эти фотоны связаны с зарядом ядра, а не с зарядами отдельных составляющих ядро протонов. Такие фотоны называются когерентными.
- Условие когерентности (излучают все заряды в ядре с радиусом R , ядро остается в основном состоянии) ограничивает квадрат уносимого фотоном 4-импульса:

$$Q \leq 1 / R^2$$

- поэтому излучение ядра состоит из фотонов с малой виртуальностью, в отличие от таковых в реакциях (e, e') – фотоядерные реакции с реальными фотонами

Ограничения из кинематики процесса

- Обозначим 4-импульс фотона как

$$p^\mu = (E, p_\perp, p_\parallel) = -Q^\mu$$

- Считаем, что движущееся со скоростью v , $\gamma = 1/(1-v^2)^{1/2} \gg 1$ ультрарелятивистское ядро осталось в своем основном состоянии и фотон унес пренебрежимо малую часть кинетической энергии ядра. Вместе с условием когерентности это дает

$$p_\perp < h/R_A$$

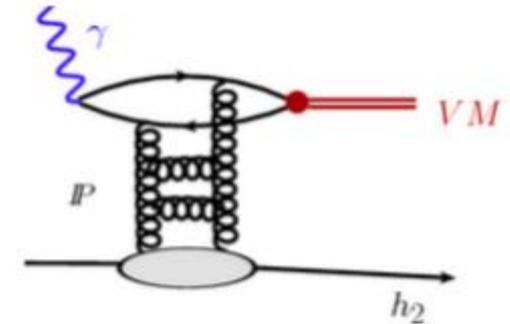
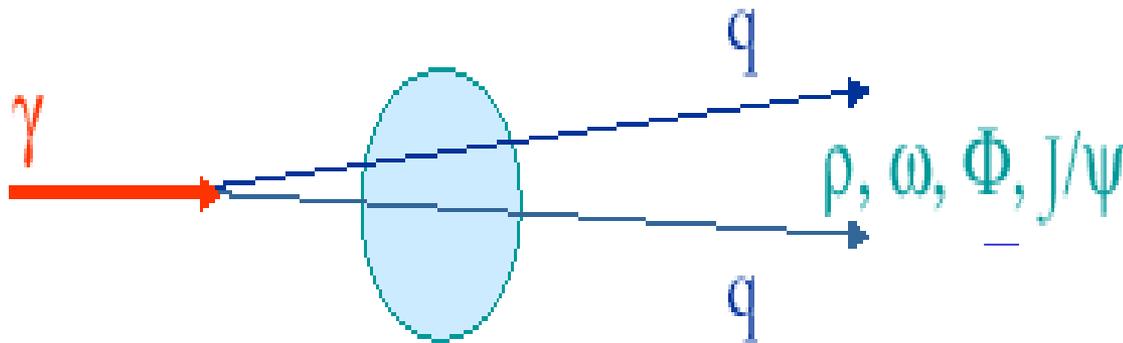
$$p_\parallel < \gamma h/R_A$$

- При эксклюзивном образовании векторных мезонов в ультрапериферических взаимодействиях тяжелых ионов исходные ядра остаются в основном состоянии и не образуются частицы сопровождения.

Фотон при высоких энергиях

- Реальный фотон имеет сложную природу. В первом приближении фотон можно представить, как точечную частицу, хотя в теории поля он может флуктуировать в фермион-антифермионную пару.
- Флуктуации в кварк-антикварковую пару могут сильно взаимодействовать и дают вклад в двухфотонное адронное сечение, в то время как флуктуации в лептонные пары взаимодействуют электромагнитным образом, и поэтому на полное двухфотонное сечение не оказывают влияния.
- Вероятности лептонных флуктуаций могут быть вычислены в теории возмущений, в то время как данный подход не применим для кварковых пар. Для описания флуктуаций с малыми виртуальностями используется непертурбативная КХД. Таким образом, спектр фотонных флуктуаций может быть разделен на маловиртуальную и высоковиртуальную части. Для описания первой используется феноменологическая модель векторной доминантности, в которой фотонные флуктуации представляют собой сумму векторных мезонных состояний. Кварковая же часть с высокой виртуальностью описывается теорией возмущений.

Образование векторных мезонов



- При фотон-померонном взаимодействии фотон можно рассматривать как состояние “голого” фотона плюс различные кварк-антикварковые флуктуации. Когда ядро поглощает “голый” фотон, $q\bar{q}$ флуктуации становятся доминирующими. При рассеянии кварк-антикварковой пары на помероне другого ядра $q\bar{q}$ инвариантная масса может оказаться на массовой поверхности $\rho, \phi, J/\psi$ -мезонов, т.е. образуется реальный векторный мезон

$$|\gamma\rangle = c_0 |\gamma_0\rangle + \sum_{V=\rho^0, \omega, \phi, J/\psi, \gamma} c_V |V\rangle + \sum_{q=u, d, s, c, b} c_q |q\bar{q}\rangle + \sum_{l=e, \mu, \tau} c_l |l^+l^-\rangle$$

где $|\gamma_0\rangle$, $|V\rangle$, $|q\bar{q}\rangle$ и $|l^+l^-\rangle$ – волновые функции точечного фотона, векторного мезона, кварковых и лептонных пар, соответственно

Померон

- Концепция померона существует в физике сильных взаимодействий уже более 30 лет, однако его природа до сих пор неясна. Считается, что померон – бесцветный (в отличие от глюонов) переносчик сильных взаимодействий с вакуумными квантовыми числами $J^P=0^{++}$.
- В одних процессах (с малыми виртуальностями Q^2) проявляются свойства «мягкого» померона, в других (при больших Q^2) – «жесткого» померона. Однако очевидно, что это, скорее всего, один и тот же объект.
- «Мягкий» померон связан с поглощательной (неупругой) частью ядерного сечения.
- «Жесткий» померон обычно трактуется как состояние двух или более глюонов. Концепция «жесткого» померона используется для трактовки жестких процессов, например, образование струй с большими поперечными импульсами.
- В настоящее время не понятно, как соотносятся представления о «мягком» и «жестком» помероне.

Модели

- Существуют 3 модели для вычисления когерентного сечения образования векторных мезонов в ультрапериферических взаимодействиях тяжелых ионов:
 - Первая модель – модель (Klein and Nystrand – KN) в основе которой лежит модель векторной доминантности (VDM) плюс Глауберовское приближение для ядерного рассеяния. В KN используется информация из экспериментов $\gamma p \rightarrow V p$ для экстраполяции.
 - Вторая модель (Frankfurt, Strikman and Zhalov – FSZ) рассматривает образование векторных мезонов с использованием обобщенной квантовой VDM и приближение Грибова-Глаубера
 - Третья модель (Goncalves and Machado - GM) описывает фотообразование векторных мезонов в UPC с использованием BFKL приближения (модель жесткого померона).

Ультрапериферические взаимодействия

- Ионы являются источником полей

- фотонов

- $\sigma_{\gamma\gamma} \sim Z^4$

- померонов

- $\sigma_{\gamma P} \sim Z^2 A^2$ - для тяжелых мезонов (J/psi)

- $\sigma_{\gamma P} \sim Z^2 A^{4/3}$ - для легких мезонов (ρ, ω, ϕ)

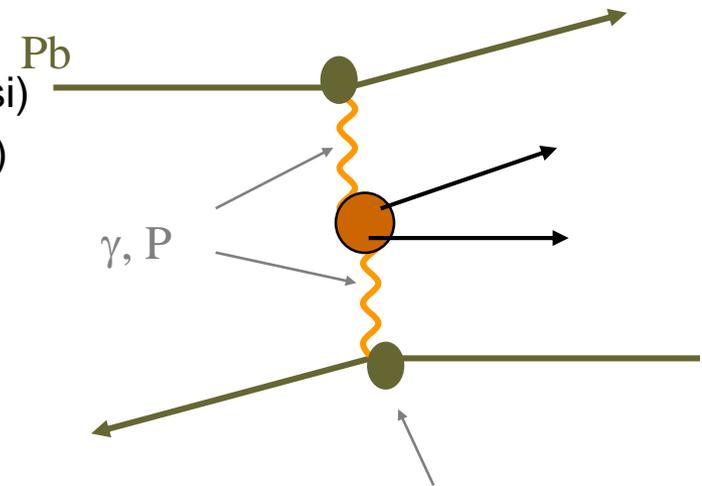
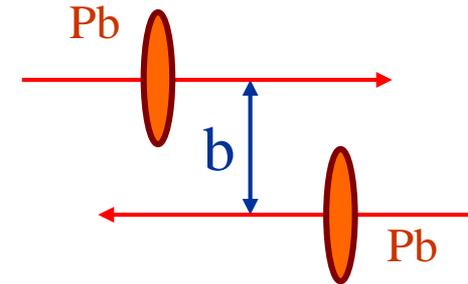
- В когерентных полях:

- ◆ Небольшой поперечный импульс:

- ◆ $p_{\perp} < h/R_A \sim 90 \text{ МэВ}$ (для Pb)

- ◆ Максимальная продольная компонента

- ◆ $p_{\parallel} < \gamma h/R_A \sim 100 \text{ GeV}$ $E_{\gamma\text{max}} \sim \gamma hc/b$



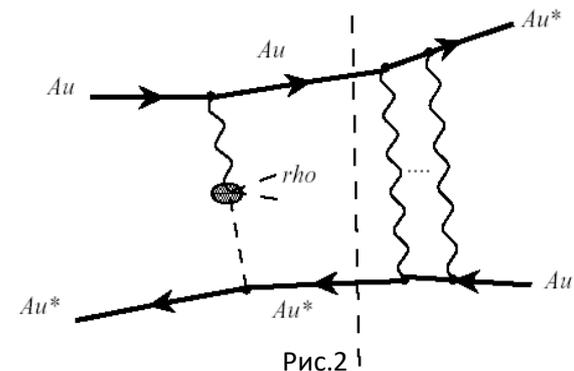
ядерный форм-фактор

Baur G., J.Phys. G24 (1998) 1657

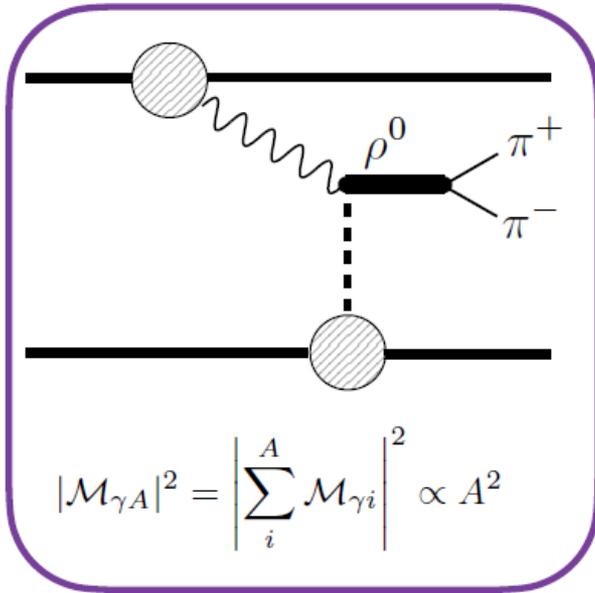
Energy	AuAu (RHIC)	PbPb (LHC)	pp (LHC)
CM Energy $W_{\gamma\gamma}$	24 GeV	700 GeV	$\sim 3000 \text{ GeV}$
Max $\gamma\gamma$ Energy	6 GeV	200 GeV	$\sim 1400 \text{ GeV}$

Образование векторных мезонов с возбуждением сталкивающихся ядер

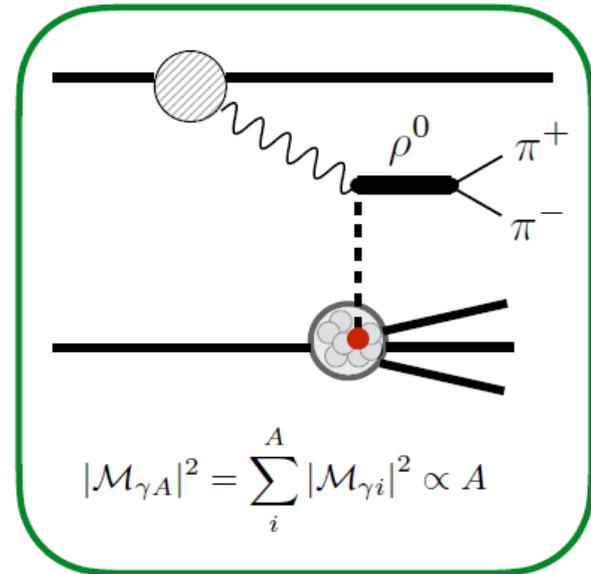
- При $b > 2R$ возможны следующие фотоядерные взаимодействия:
 - ядерные возбуждения,
 - некогерентное рождение мезонов,
 - уругие некогерентные ядерные реакции.
- Например, каждое ядро испускает фотон, который поглощается другим ядром, приводя к взаимному возбуждению сталкивающихся ядер. Возбужденные ядра обычно распадаются с испусканием одного или нескольких нейтронов, движущихся в продольном направлении приблизительно с тем же импульсом, что и исходное ядро. Этот процесс имеет достаточно отчетливую сигнатуру в калориметре нулевых углов



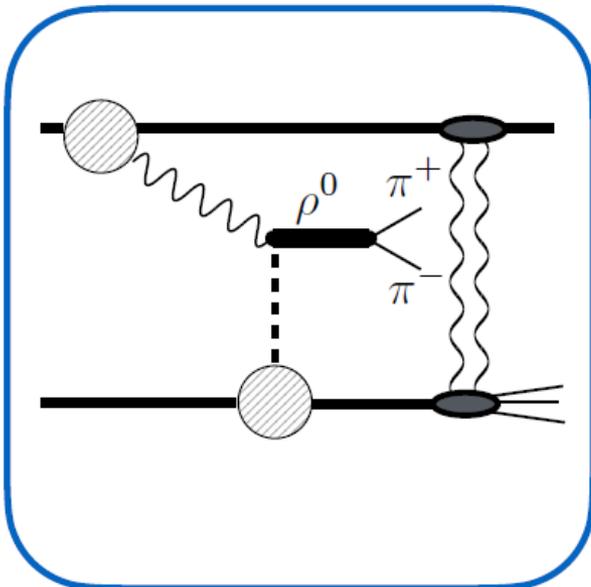
Coherent



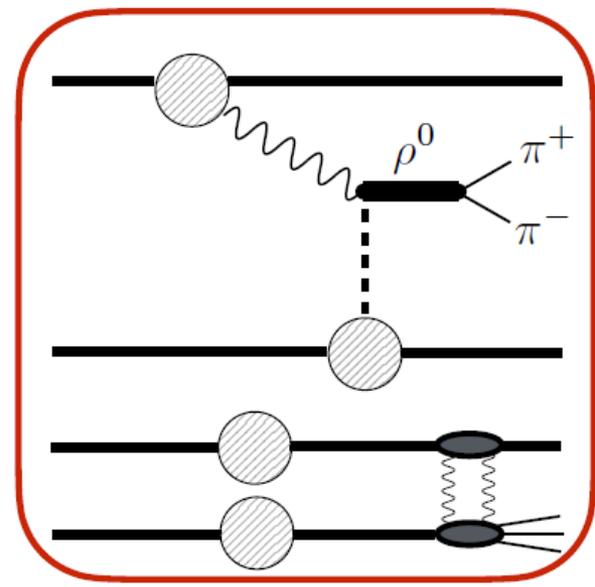
Incoherent



Coherent+EM exchange



Coherent + EM pileup



Физический интерес

- Мезонная спектроскопия

Baur G., Phys.Rept. 364 (2002) 359

- $J^{PC} = 0^{-+}, 0^{++}, 2^{++}$

- Барионные пары

Bertulani C., Klein S., Nystrand J.,
nucl-ex/0502005

- $\gamma\gamma \rightarrow p(\text{anti})p$ (около 10%)

- Лептонные пары ($\mu\mu$, ee)

- $e^+e^- \sim 200\text{kb}$, $\mu^+\mu^- \sim 2\text{ b}$, $\tau^+\tau^- \sim$

lepton pairs can be useful as a calibration, efficiency

- Рассеяние фотонов

Vogt R., ep-ph/0407298

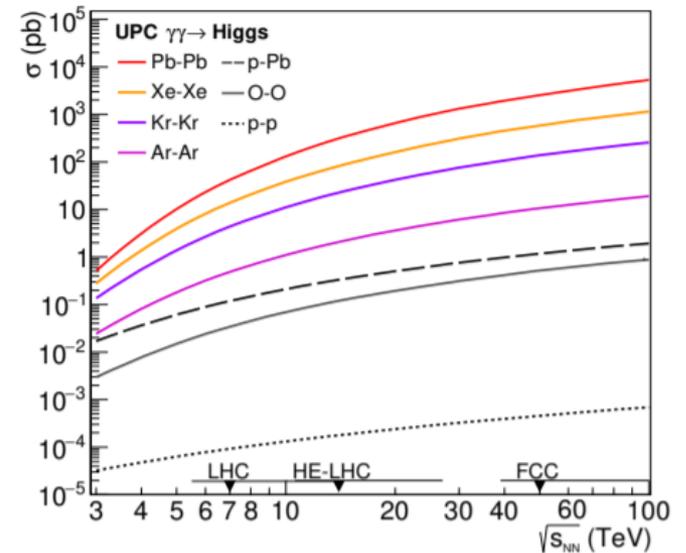
- Векторные мезоны

- Jets в UPC

Образование векторных мезонов в UPC

Meson	Au+Au, RHIC $\sigma(\text{mb})$	Pb+Pb, LHC $\sigma(\text{mb})$	Meson	Pb+Pb, LHC $\sigma(\text{mb})$
			$\rho^0\rho^0$	8,8
ρ^0	590	5200	$\omega\omega$	0,073
ω	59	490	$\phi\phi$	0,076
ϕ	39	460	$\rho^0\omega$	1,6
J/ ψ	0.29	32	$\rho^0\phi$	1,6
Υ		150 μb	$\rho^0\text{J}/\psi$	0,2

Klein S. and Nystrand J.,
Phys. Rev. C 60 (1999) 014903



Плотность мягких глюонов в ядрах $g_A(x, Q^2)$ является ключевым параметром, характеризующим свойства высокотемпературной кварк-глюонной среды, формирующейся в центральных столкновениях ультрарелятивистских ядер. Одним из способов исследования $g_A(x, Q)$ при малых x является изучение процессов фоторождения кваркониев

HERA: $\gamma p \rightarrow V p$ ($V=J/\Psi, \Upsilon$) very sensitive to gluon distrib. at small- x :

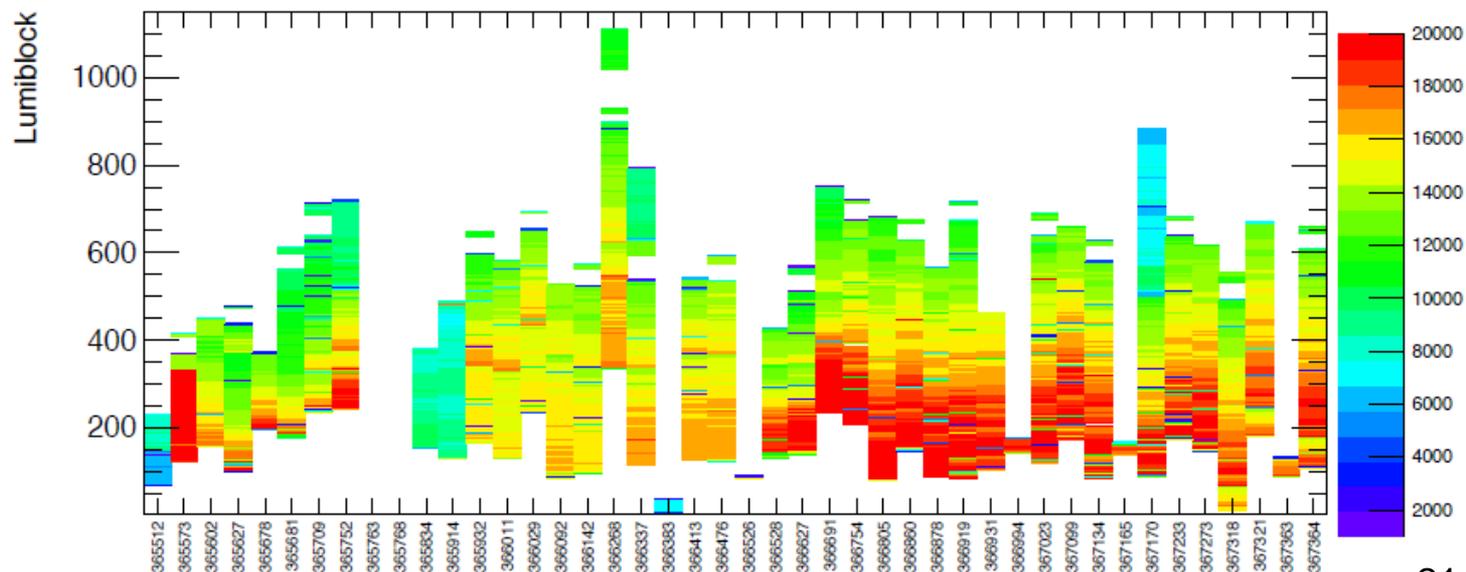
Perturbative process: $\frac{d\sigma(\gamma p \rightarrow V p)}{dt} \Big|_{t=0} = \frac{\alpha_s^2 \Gamma_{ee}}{3\alpha M_V^5} 16\pi^3 [xG(x, Q^2)]^2$, with $Q^2 = M_V^2/4$
 $x = M_V^2/W_{\gamma p}^2$

Likewise RHIC, LHC: $\gamma A \rightarrow V A$ ($V=J/\Psi, \Upsilon$) in UPC A+A clean measurement of:

➤ Nuclear $G_A(x, Q^2)$ at small- x : $x(J/\Psi) \sim 4 \cdot 10^{-4}$, $x(\Upsilon) \sim 10^{-3}$ at LHC ($y=0$)

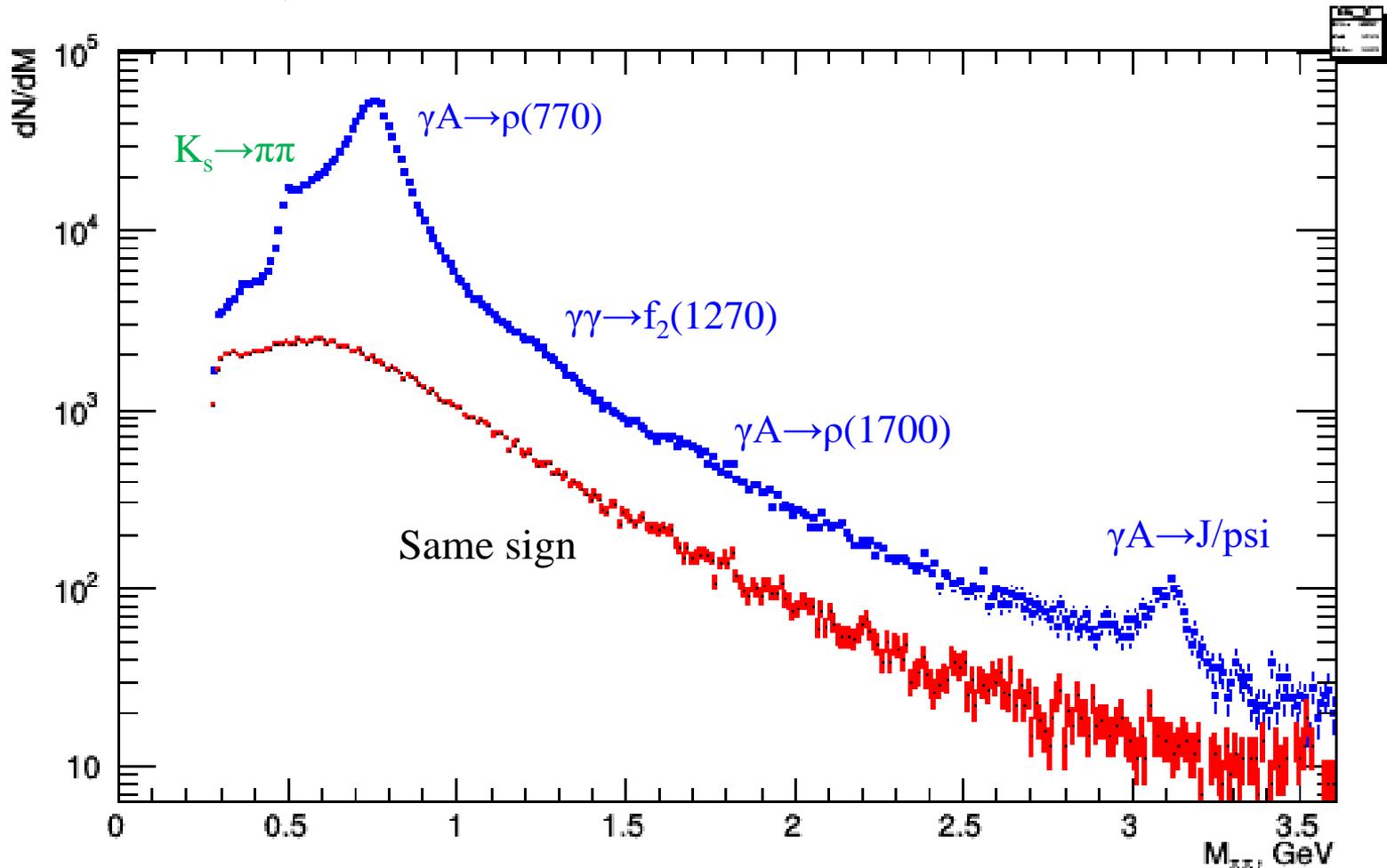
Набор данных

- Pb+Pb run 2018
- 39 good runs
- $L_{\text{int}} = 1.44 \text{ nb}^{-1}$
- $N_{\text{tot}} = 220 \text{ M}$
- Триггер
 - HLT_mb_sptrk_exclusiveloose_vetosp1500_L1VTE20
 - $N \sim 50 \text{ M}$

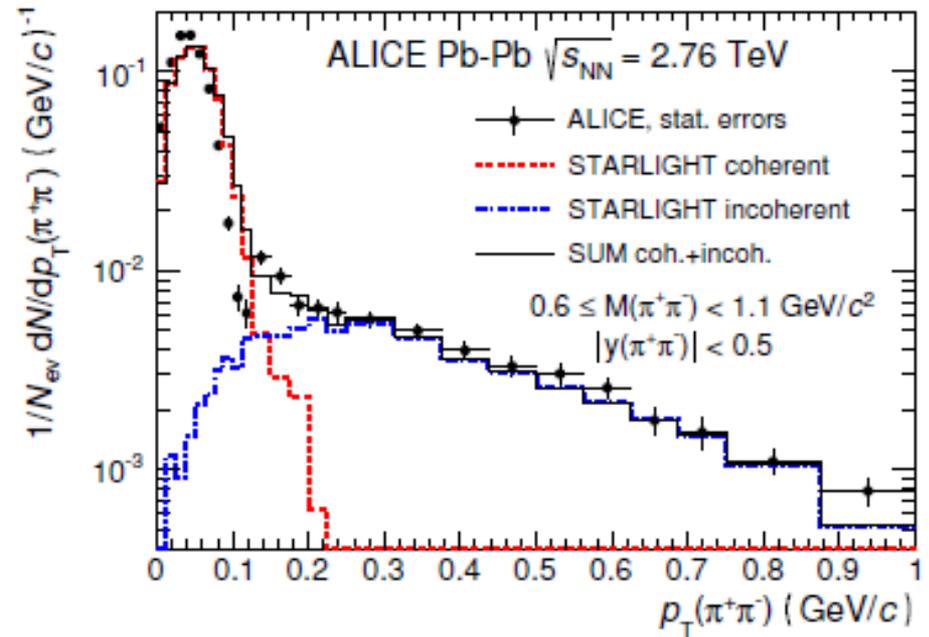
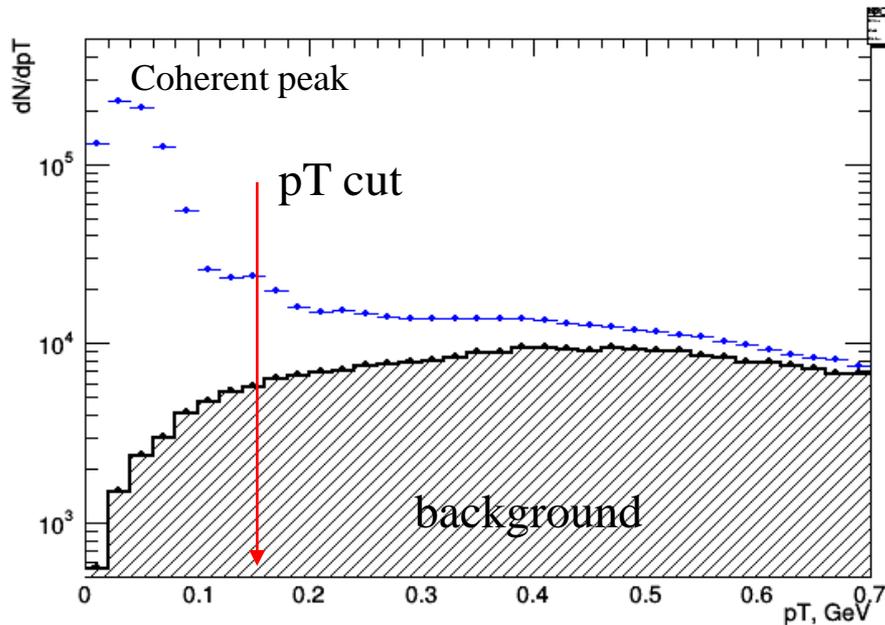


Распределение по инвариантной массе $\pi^+\pi^-$

- Доп. условия:
 - Число треков==2
 - $n_{\text{Pit}} \geq 1$; $n_{\text{SCT}} > 3$

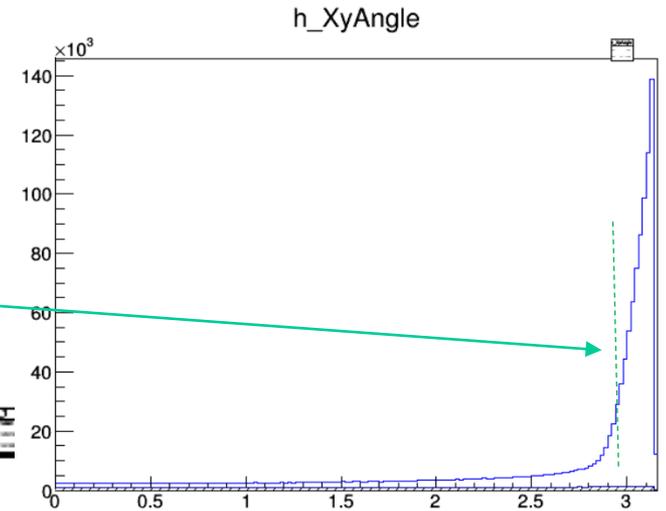
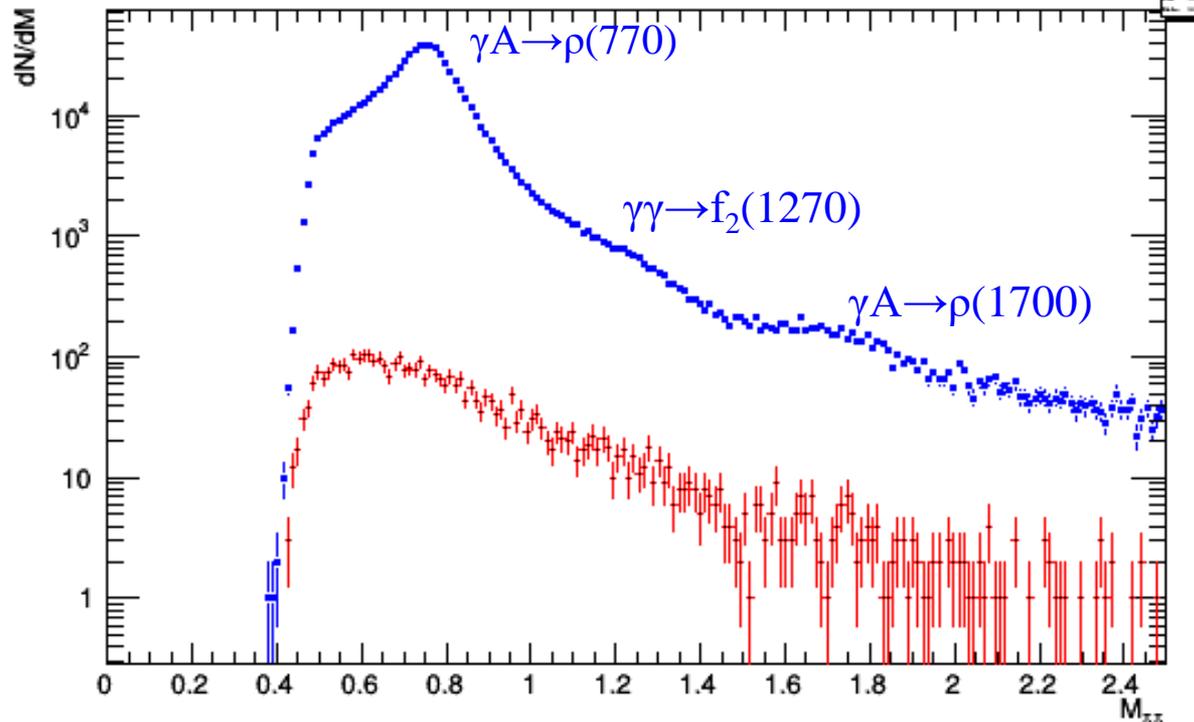


Распределение по поперечному импульсу $\pi^+\pi^-$

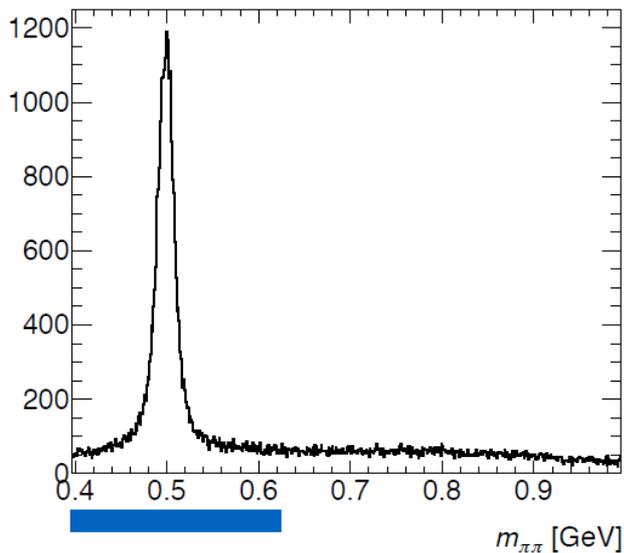
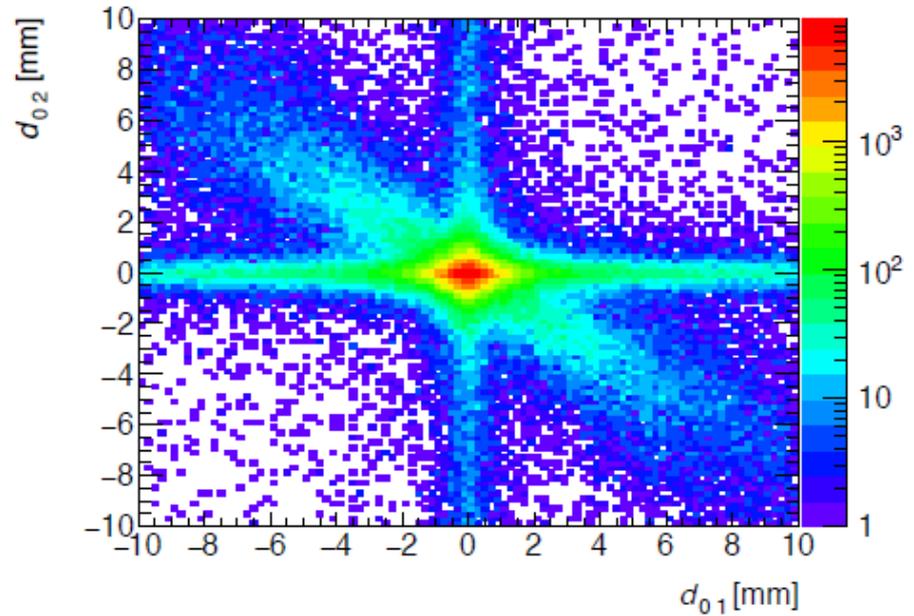
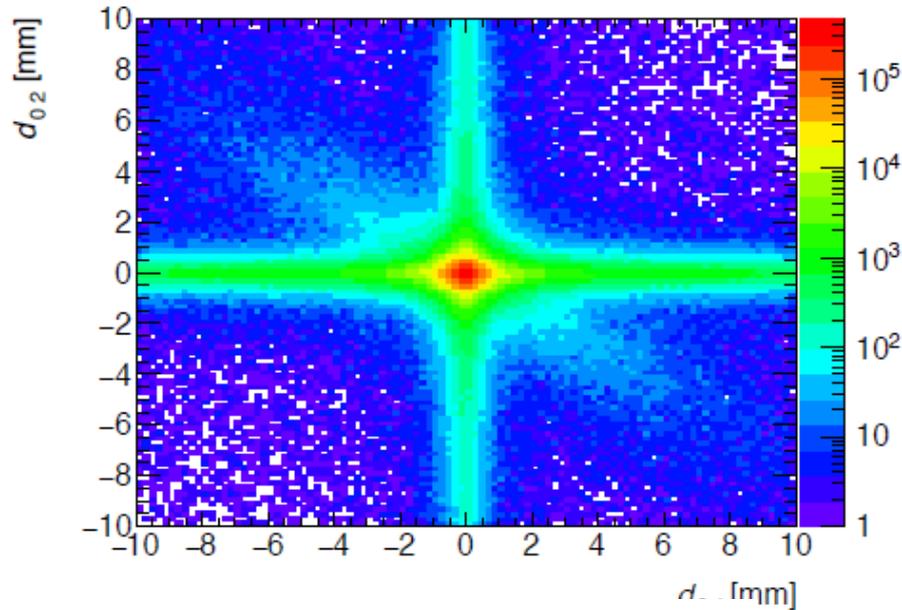


Распределение по инвариантной массе $\pi^+\pi^-$

- Доп. ограничения
 - $p_T(2\pi) < 0,12 \text{ GeV}$
 - $X_{y\text{Angle}} > 3,0$ (back to back)



K_s in $\pi^+\pi^-$ K_s mass window



$$d_{01} \cdot d_{02} < 2.25 \text{ mm}^2$$

The $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ final states

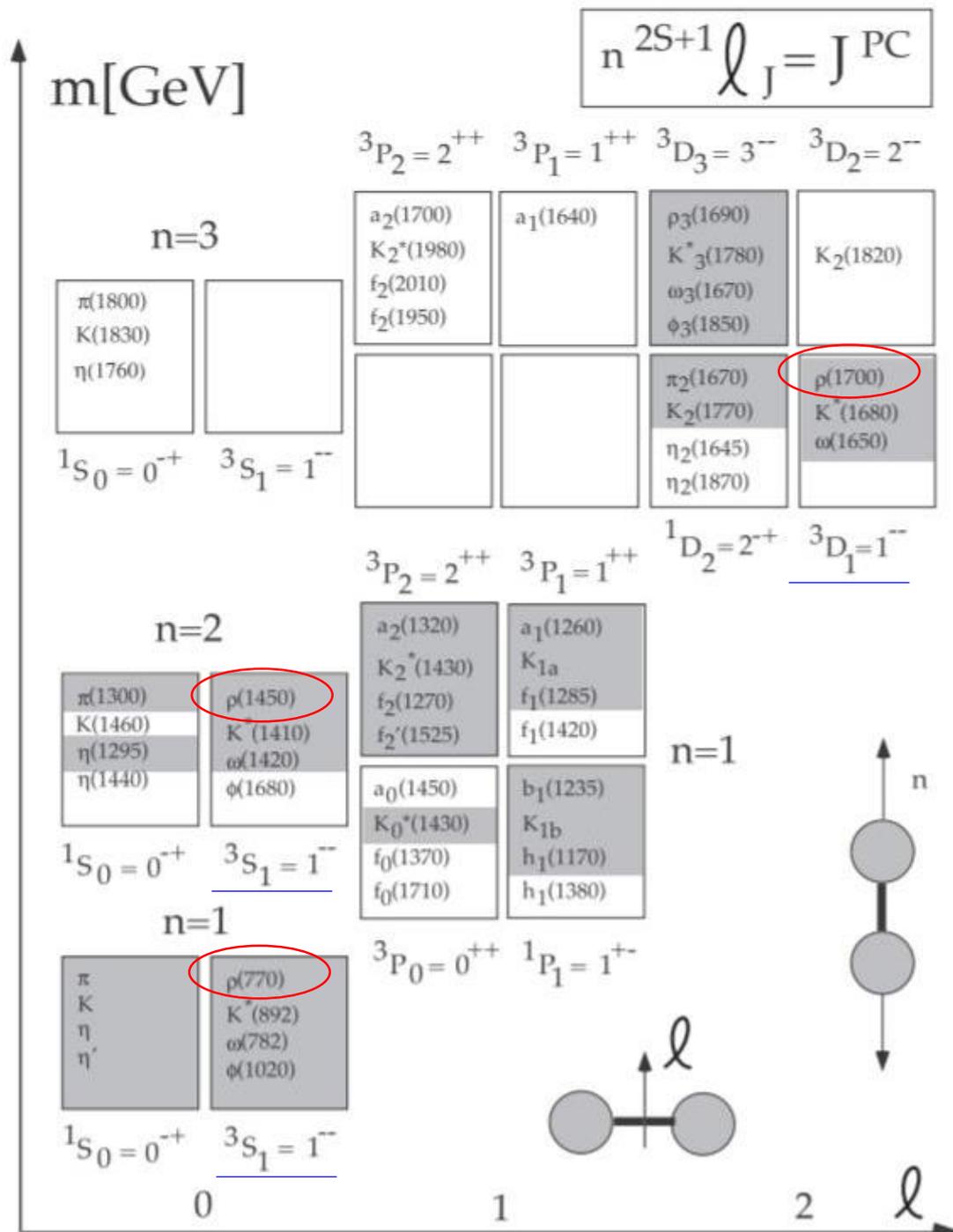
- Study of the $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ photonuclear production in ultra-peripheral Pb+Pb collisions at 5.02 TeV
- The $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ has not yet been studied at such energies
- There are several inserting channels for the production of the $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ final states, for example:
 - Photon+pomeron $\rightarrow \rho' \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$
 - in paper arXiv:0912/0604v2[nucl-ex] the ρ' production cross section estimated ~13% of that of the $\rho^0(770)$ meson
 - Photon+pomeron $\rightarrow \rho^0\phi \rightarrow \rho K_L K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$
 - $\sigma(\rho^0\phi) \sim 1,6$ mb
 - Photon+pomeron $\rightarrow \rho^0\omega \rightarrow (\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$
 - $\sigma(\rho^0\omega) \sim 1,6$ mb
 - Photon+photon $\rightarrow \rho^0\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$
 - $\sigma(\rho^0\rho^0) \sim 8,8$ mb

$\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ photoproduction

- The PDG currently lists two excited ρ^0 states
 - $\rho^0(1450)$ [3S_1] – radially excited 2S state
 - $\rho^0(1700)$ [1D_1] – orbitally excited 3D state

which are seen in various production modes and decay channels including two- and four-pion final states.

- The nature of these states is still an open question, because their decay patterns do not match quark model predictions.
- Little data exist on high-energy photoproduction of excited ρ^0 states in the **four-pion decay channel**.
 - Most of them are from photon-proton or photon-d(or C) fixed target experiments at photon energies in the range from 3.0 to 70 GeV.
 - Latest data is the photoproduction of $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ in UPC Au+Au at 200 GeV at the STAR



$\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ photoproduction

- These experiments observe a broad structure in the four-pion invariant mass distribution at masses ranging from $1430 \pm 50 \text{ MeV}/c^2$ to $1570 \pm 60 \text{ MeV}/c^2$ and with widths between $340 \pm 60 \text{ MeV}/c^2$ and $850 \pm 200 \text{ MeV}/c^2$ that the PDG assigns to the $\rho^0(1700)$ - (1450) .

Mass (MeV)	Year	Reaction	Reference
1430±50	1972	9.3 $\gamma p \rightarrow p 4\pi$	Bingham, Phys.Lett. 41B 635
1450±100	1974	9-18 $\gamma p \rightarrow p 4\pi$	Schacht, Nucl.Phys. B81 205
1550±50	1974	5.5-19 $\gamma p \rightarrow p 4\pi$	Schacht, Nucl.Phys. B81 205
1550±60	1974	$e^+e^- \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)$	Conversi, Phys. Lett. 52B 493
1570±60	1975	7.5 $\gamma d \rightarrow d 4\pi$	Alexander, Phys. Lett. 57B 487
1500	1979	50 $\gamma C \rightarrow p 4\pi$	Atiya, Phys. Rev. Lett. 43 1691
1780	1980	11 $e^-p \rightarrow e^-p 4\pi$	Killian, Phys. Rev. D21 3005
1666±39	1980	$e^+e^- \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)$	Bacci, Phys. Lett. 95B 139
1654±25	1981	$\pi^+d \rightarrow p p 4\pi$	DiBianca, Phys.Rev. D23 595
1520±30	1981	20-70 $\gamma p \rightarrow p 4\pi$	Aston, Nucl. Phys. B189 15
1570±20	1982	$e^+e^- \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)$	Cordier, Phys. Lett. 109B 129
1465±25; 1700±20	2001	(anti)pd $\rightarrow p 4\pi$	Crystal BARREL Collaboration
1540±40	2007	$AuAu \rightarrow Au^* Au^* 4\pi$	Abelev (STAR coll.), Phys.Rev.C81 044901

Reaction (E γ , GeV)			exp(-bt)
$\gamma p \rightarrow p 4\pi$ (9,3)	$\sigma(\rho' \rightarrow \rho^0 \pi^- \pi^+) = 1,6 \mu\text{b}$	$R = (\rho' \rightarrow \pi^- \pi^+) / (\rho' \rightarrow \rho^0 \pi^- \pi^+) = 0,2$	$b = 5,6 \text{ GeV}^{-2}$
$\gamma p \rightarrow p 4\pi$ (4,4) (7,1) (12,7)	$\sigma(\gamma p \rightarrow p \rho') = 1,3 \mu\text{b}$ $= 1,0 \mu\text{b}$ $= 1,6 \mu\text{b}$		$b = 6,6 \text{ GeV}^{-2}$ $b = 7,3 \text{ GeV}^{-2}$ $b = 4,9 \text{ GeV}^{-2}$
$\gamma d \rightarrow d 4\pi$ (7,5)	$\sigma(\gamma d \rightarrow d \rho') = 0,84 \mu\text{b}$ (t < 0,2)	$(f_{\rho'}^2) / (f_{\rho}^2) = 6,0$	$b = 7,5 \text{ GeV}^{-2}$
$\gamma C \rightarrow p 4\pi$ (50)	$\sigma(\gamma C \rightarrow \rho' \rightarrow 2\pi) = 67 \text{ nb/N}$ $\sigma(\gamma C \rightarrow \rho' \rightarrow 4\pi) = 1 \mu\text{b/N}$		$b = 64,6 \text{ GeV}^{-2}$
$\gamma p \rightarrow p 4\pi$ (20-70)		$R = \sigma(\rho' \rightarrow \pi^- \pi^+) / \sigma(\rho^0) = 0,01$ $R = (\rho' \rightarrow \pi^- \pi^+) / (\rho' \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^+) = 0,13$	
$\text{AuAu} \rightarrow \text{Au}^* \text{Au}^* 4\pi$		$R = (\rho' \rightarrow \pi^- \pi^+) / (\rho' \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^+) = 0,012$ $\frac{\sigma_{4\pi, XnXn}^{coh}}{\sigma_{\rho, XnXn}^{coh}} = \frac{\sigma_{\rho', XnXn}^{coh} \cdot B(\rho' \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-)}{\sigma_{\rho, XnXn}^{coh}} = 16\%$ $\sigma_{\rho', 0n0n}^{coh} = 53 \text{ mb}$	

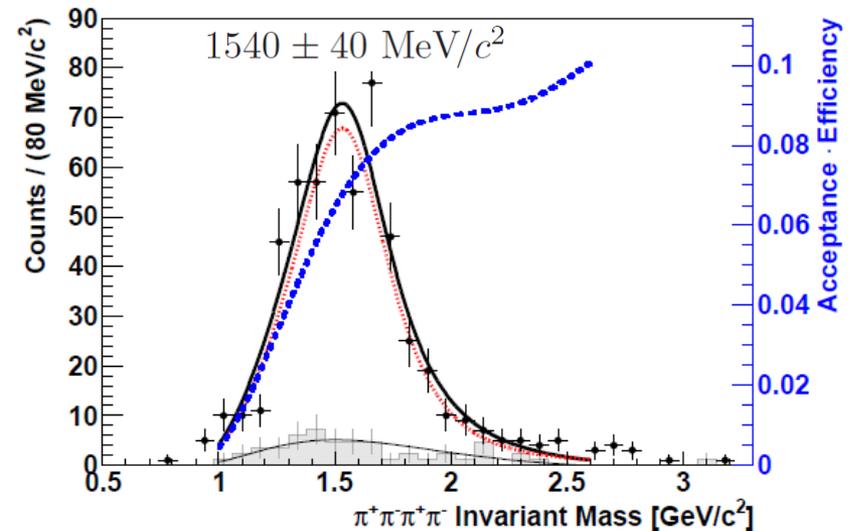
STAR results

Observation of $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ Photoproduction in Ultra-Peripheral Heavy Ion Collisions
at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV at the STAR Detector

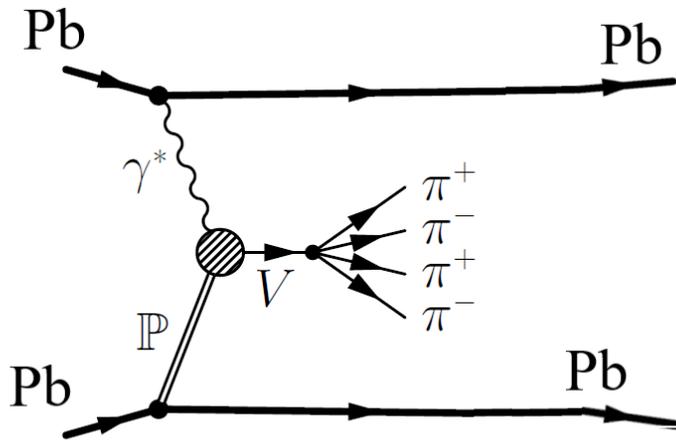
[arXiv:0912.0604v2](https://arxiv.org/abs/0912.0604v2) [nucl-ex] 25 Feb 2010

$$\rho' \rightarrow \rho^0(770) f_0(600) \rightarrow [\pi^+\pi^-]_{P\text{-wave}} [\pi^+\pi^-]_{S\text{-wave}}$$

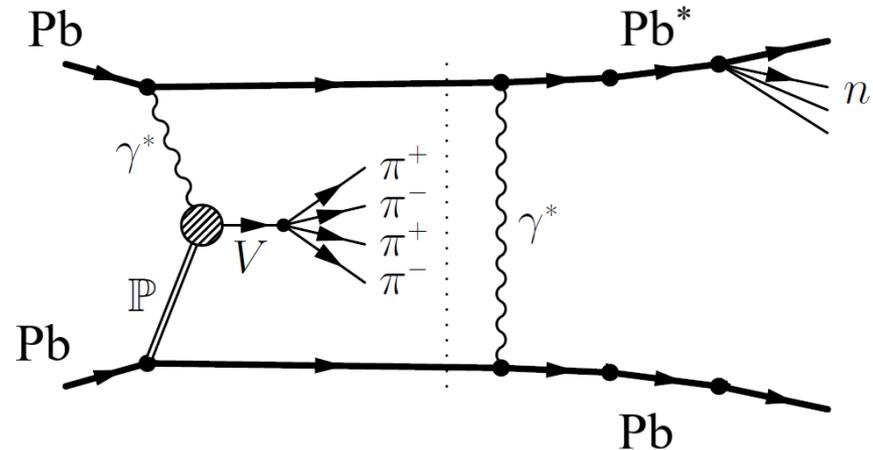
confidence level. The coherent ρ' production cross section is $13.4 \pm 0.8_{\text{stat.}} \pm 4.4_{\text{syst.}}\%$ of that of the $\rho^0(770)$ meson.



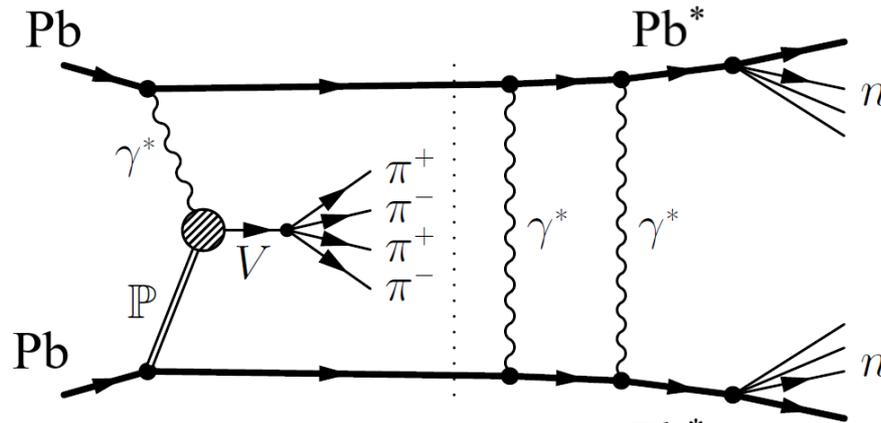
$\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ photoproduction



$\text{PbPb} \rightarrow \rho(1450)\text{PbPb}$



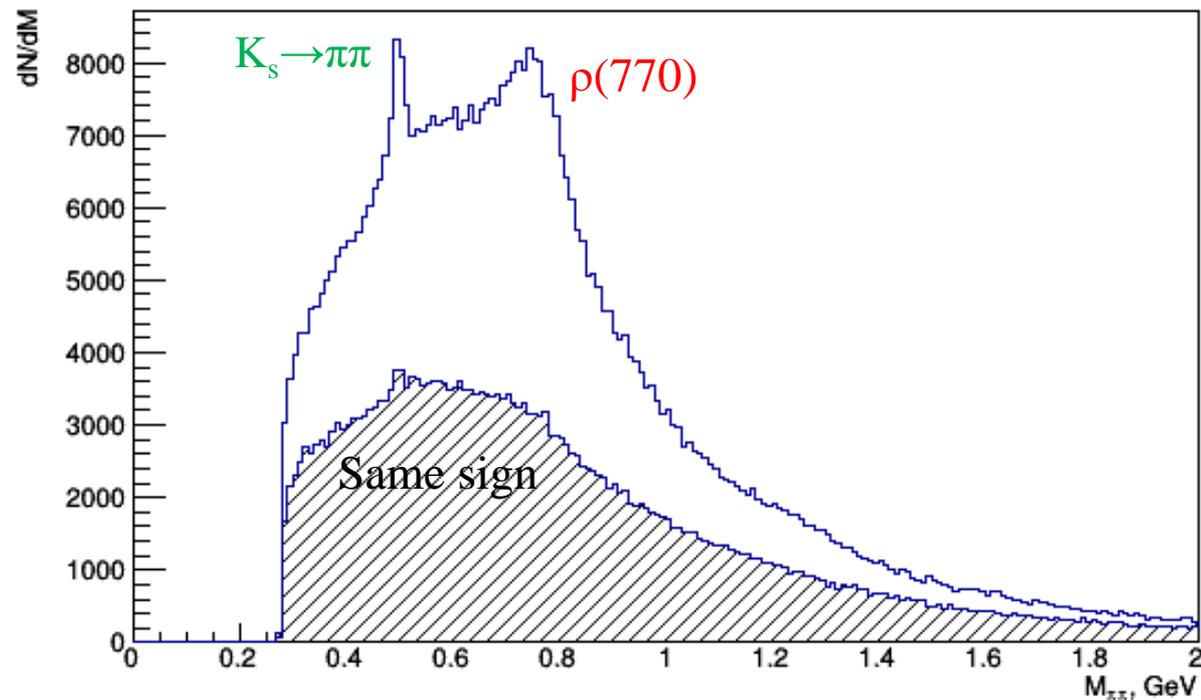
$\text{PbPb} \rightarrow \rho(1450)\text{PbPb}^*$



$\text{PbPb} \rightarrow \rho(1450)\text{Pb}^*\text{Pb}^*$

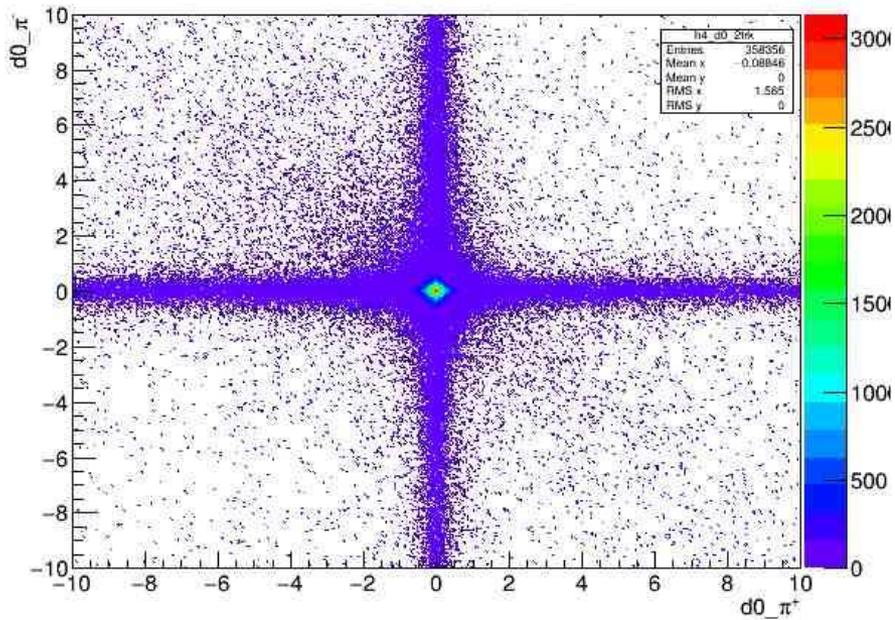
Распределение $\pi^+\pi^-$ из системы 4-х π

- Распределение по инвариантной массе $\pi^+\pi^-$ в 4-х трековом событии

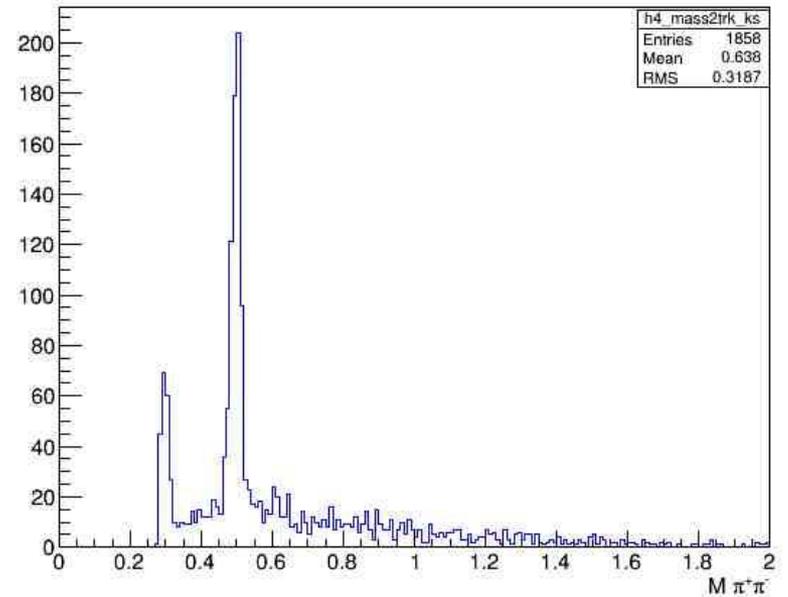


$$\rho^0 \phi \rightarrow \rho K_L K_S \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- ???$$

K_s in $\pi^+\pi\pi^+\pi$

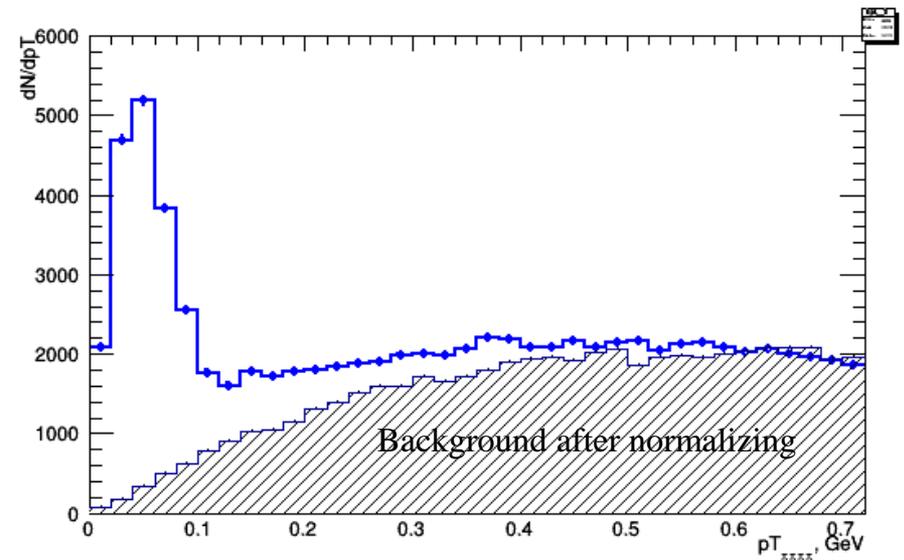
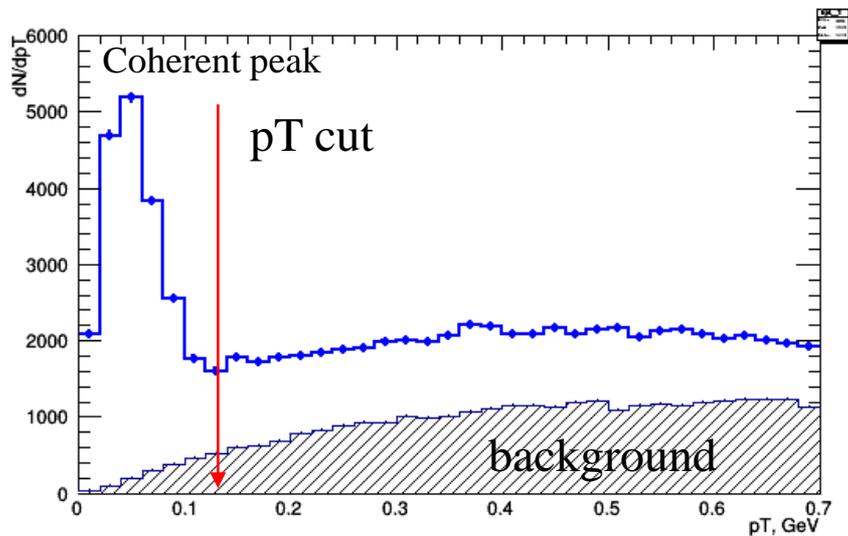


without pT cut + $d_0(\pi^+) * d_0(\pi^-) < 2,25 \text{mm}^2$

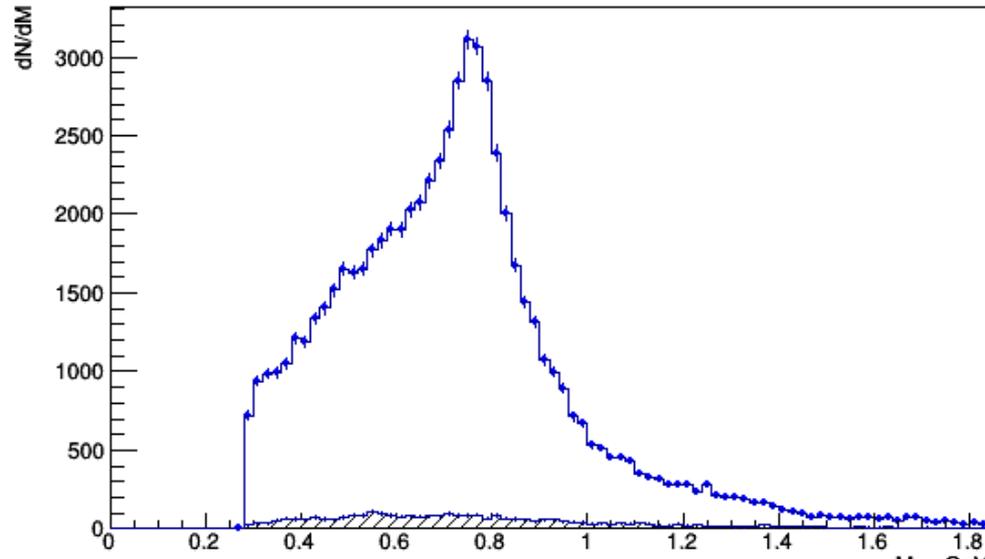


Распределение по поперечному импульсу 4-х π

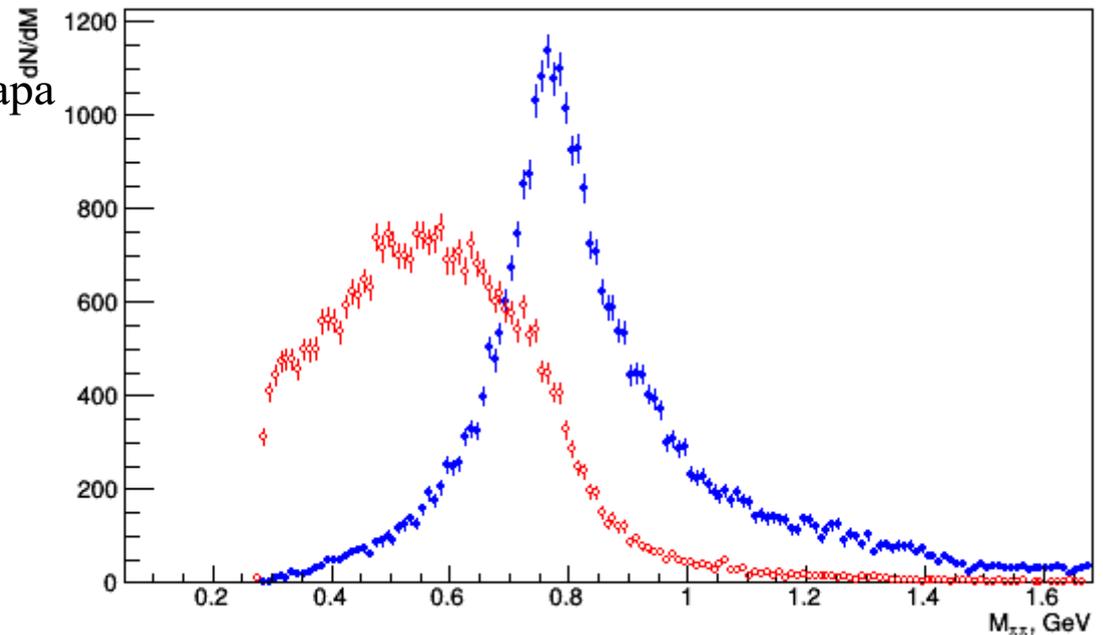
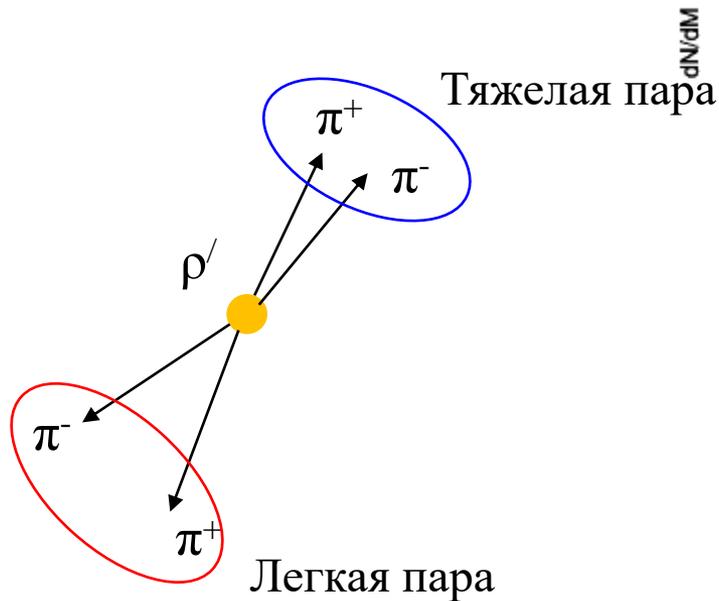
- Условия для отбора 4-х частичных событий
 - число треков==4
 - $n_{\text{Pix}} \geq 1$
 - $n_{\text{SCT}} > 3$
 - $|d_0| < 1,5$
 - $Q=0$ – signal; $Q=+2$ or -2 - background



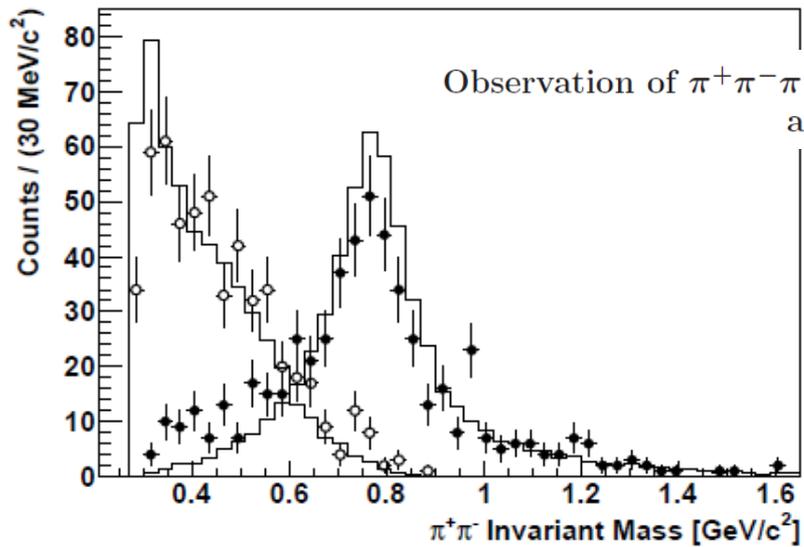
Распределение $\pi^+\pi^-$ из системы 4-х π



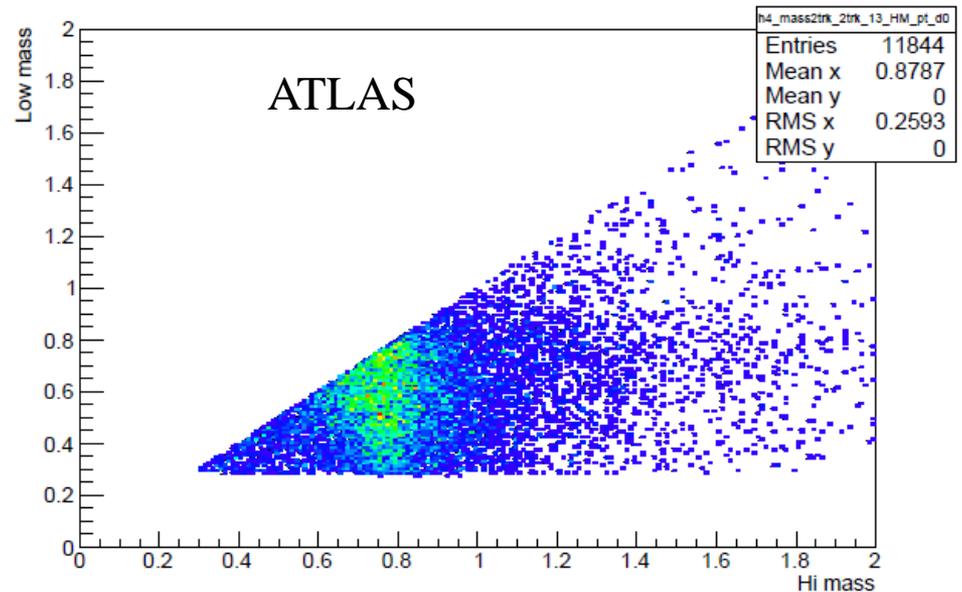
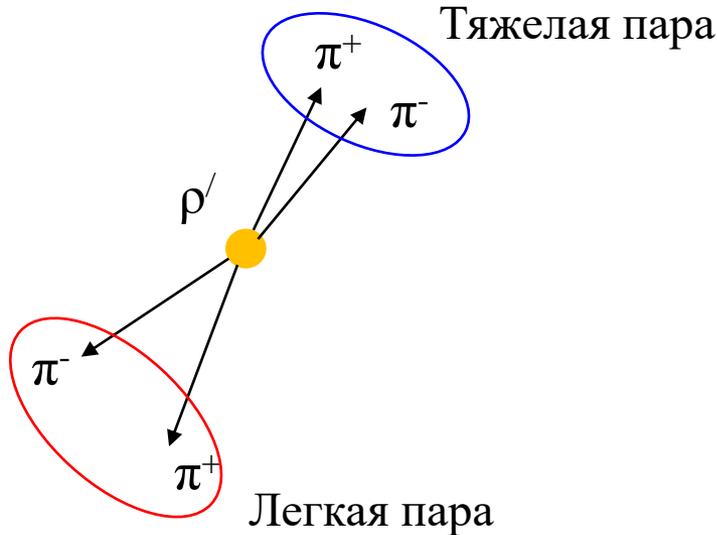
- Доп. ограничения
 - $p_T(4\pi) < 0,12$ GeV
 - $d_0 < 1,5$



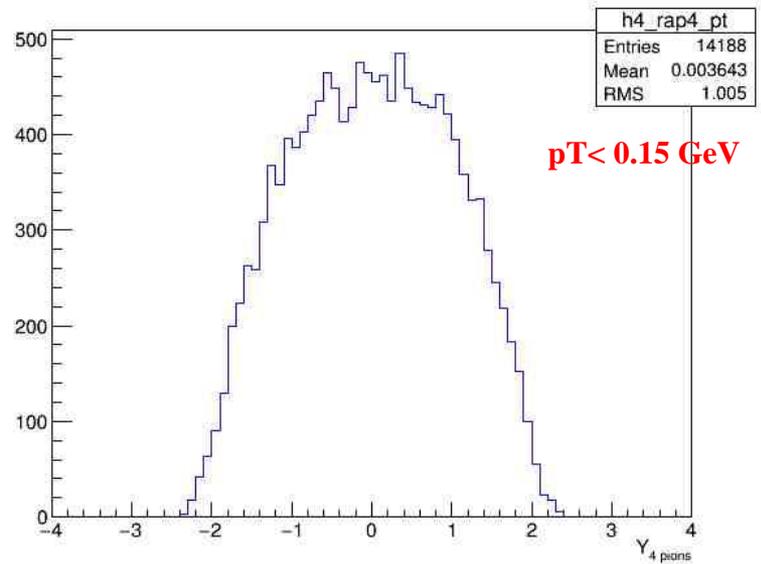
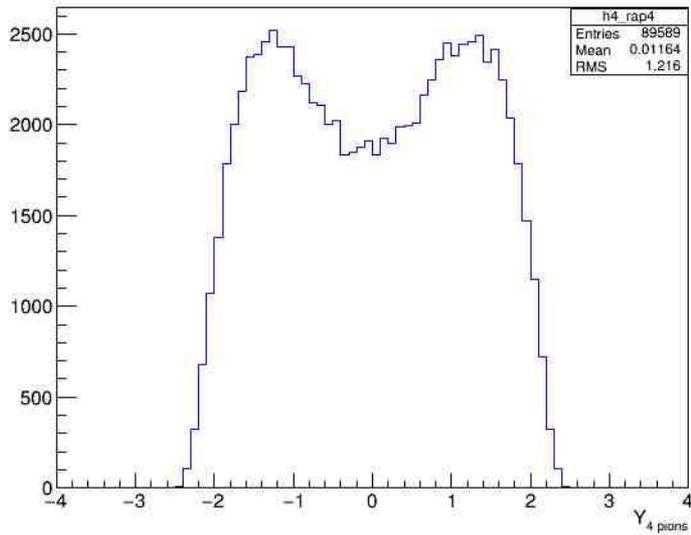
Распределение $\pi^+\pi^-$ из системы 4-х π



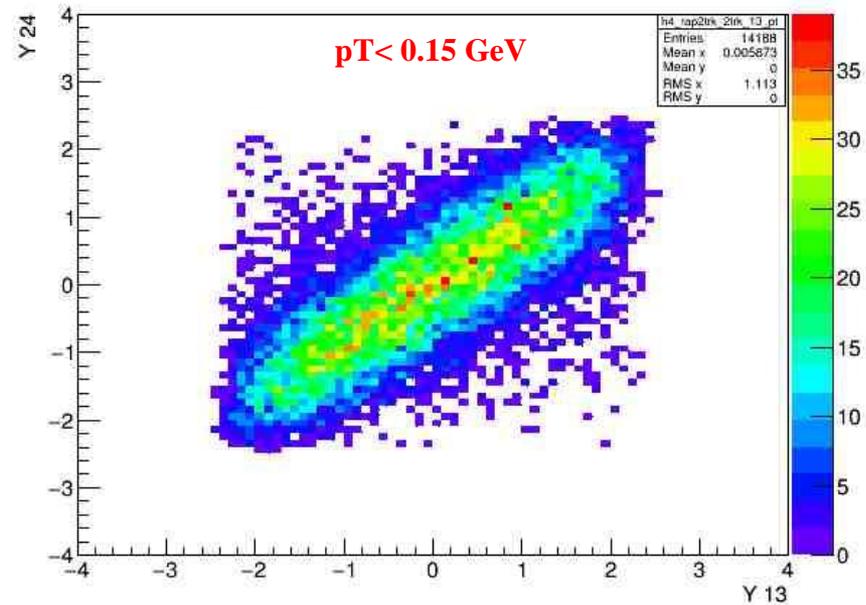
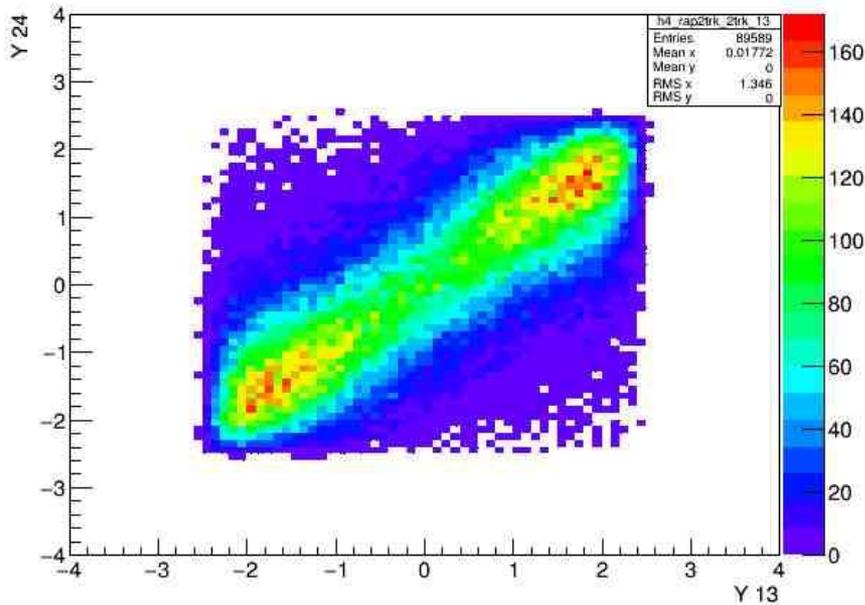
Observation of $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ Photoproduction in Ultra-Peripheral Heavy Ion Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV at the STAR Detector



Rapidity $4-\chi\pi$

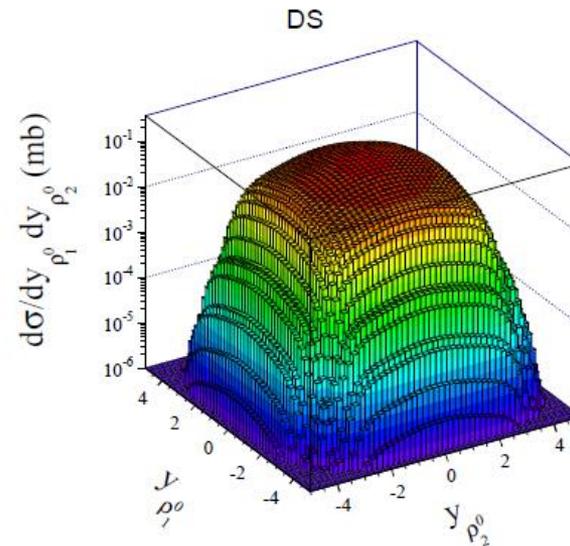
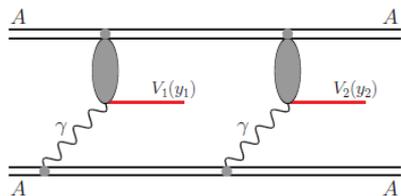


Rapidity $4-\chi\pi$



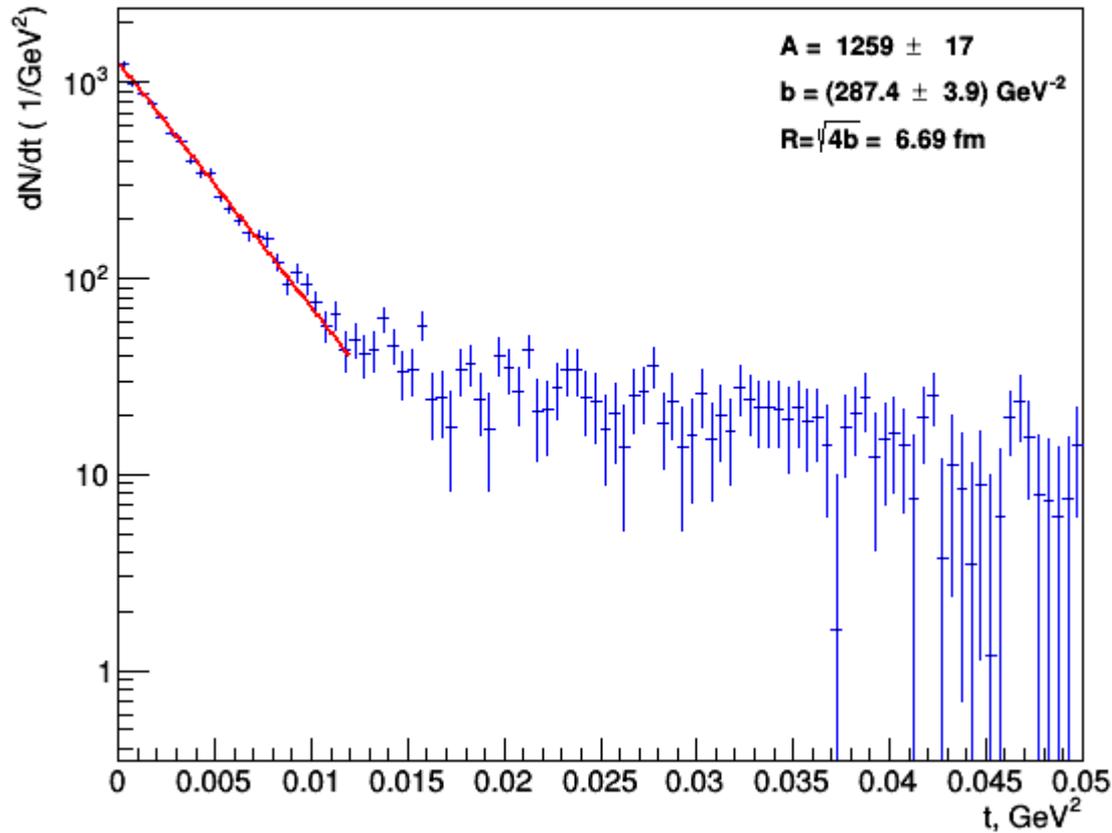
Double-scattering mechanism in exclusive $AA \rightarrow AA\rho^0\rho^0$ reaction at ultrarelativistic collisions

arXiv:1309.2463v1 [nucl-th] 10 Sep 2013



t distribution

dN/dt distribution



$$\frac{d\sigma}{dt} = A_V \exp(-bt)$$

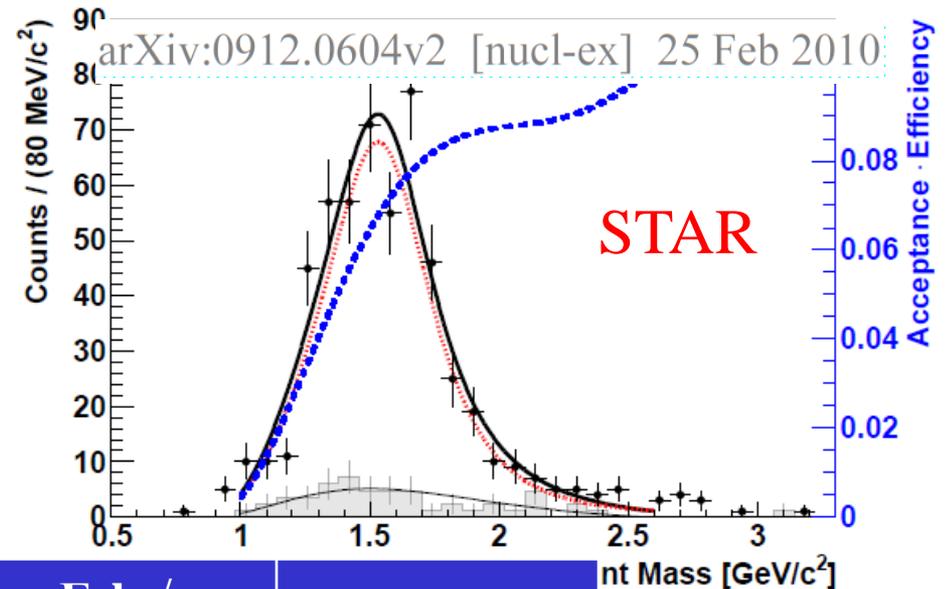
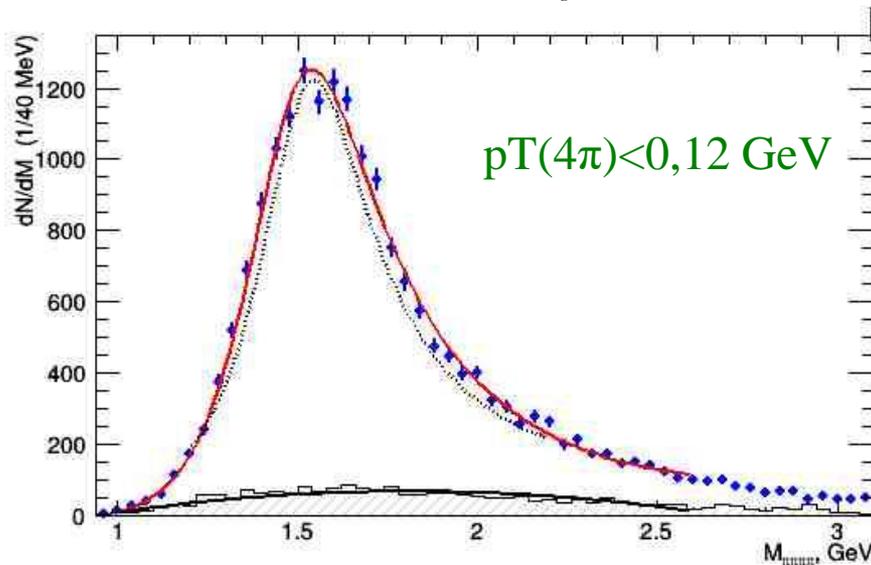
$$A_V = \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0}$$

Распределение по инвариантной массе $\pi\pi\pi\pi$

- Феноменологическая параметризация (Ross and Stodolsky):

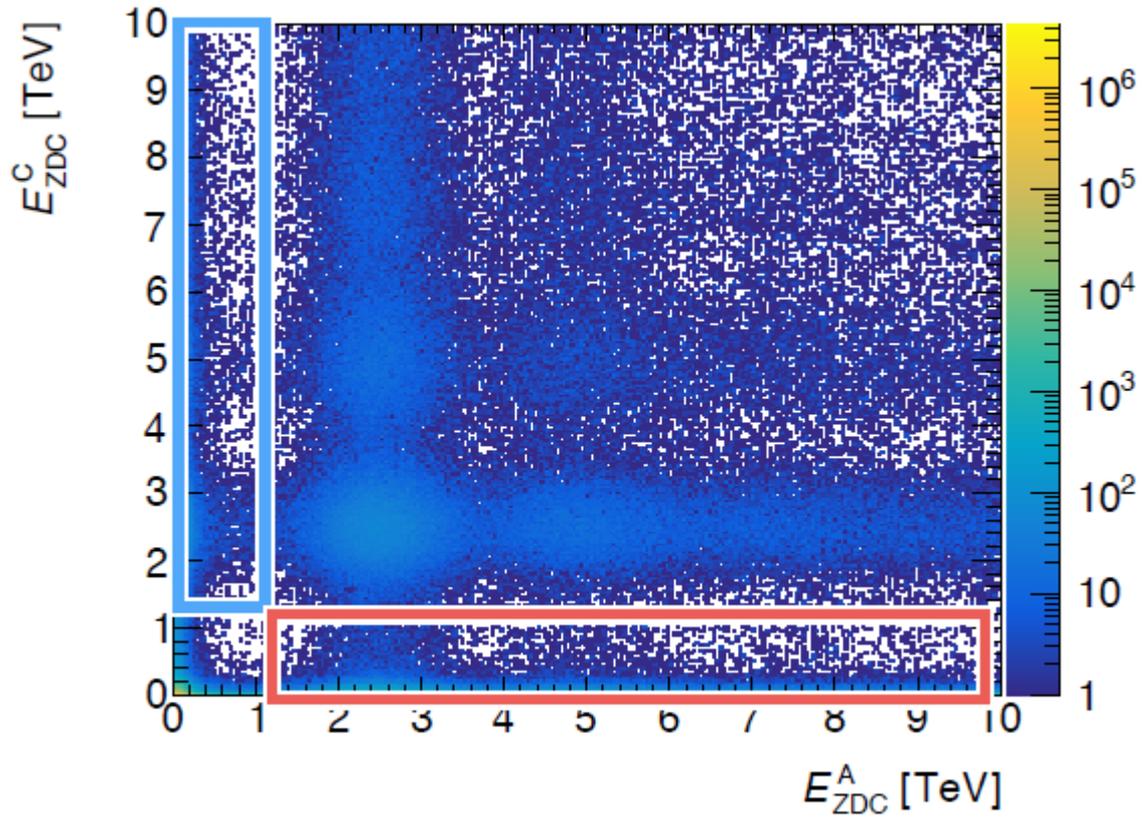
$$f(m) = f_{rho} \left(\frac{m_0}{m} \right)^n \frac{m_0^2 \Gamma_0^2}{(m_0^2 - m^2)^2 + m_0^2 \Gamma_0^2} + f_{bg}(m)$$

$f_{bg}(m)$ – polynomial of a second order



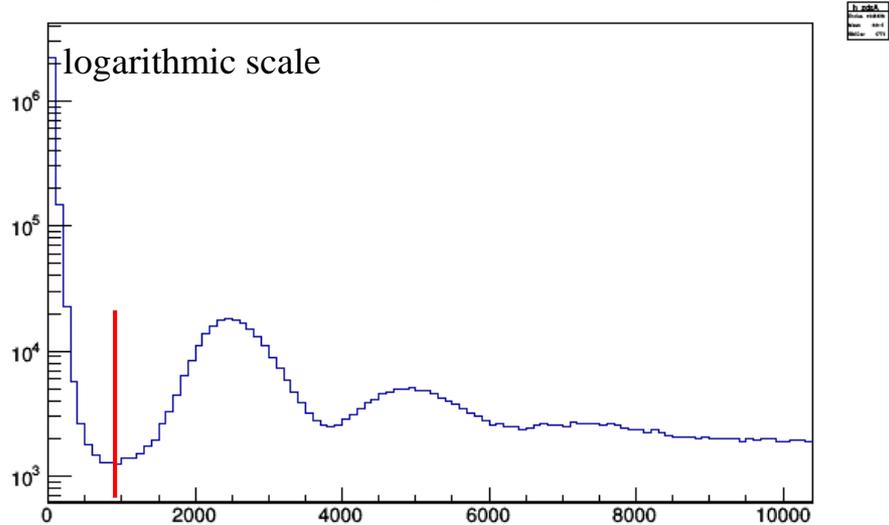
	M_{rho}	Γ_{rho}	n
STAR	1540 ± 40	570 ± 60	$2,4 \pm 0,7$
ATLAS	1460 ± 10	477 ± 14	$4,3 \pm 0,2$
PDG	1465 ± 25	400 ± 60	

ZDC

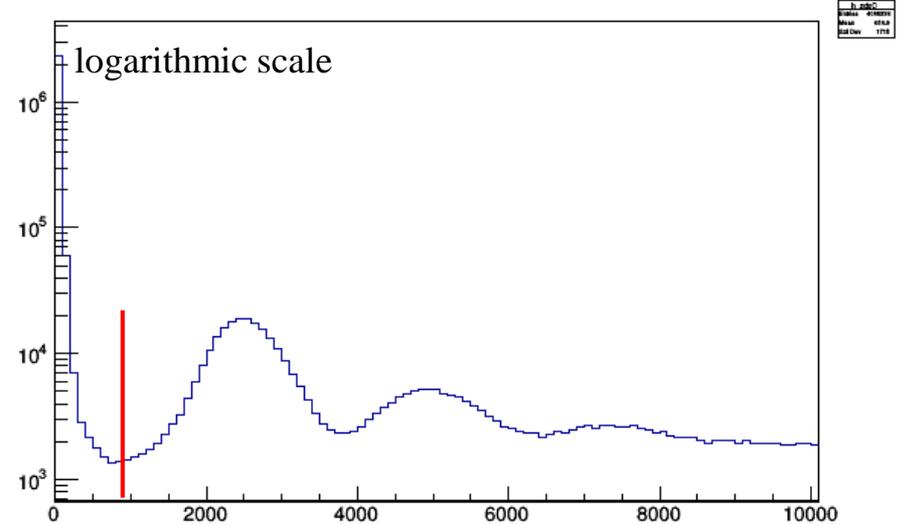


ZDC selection

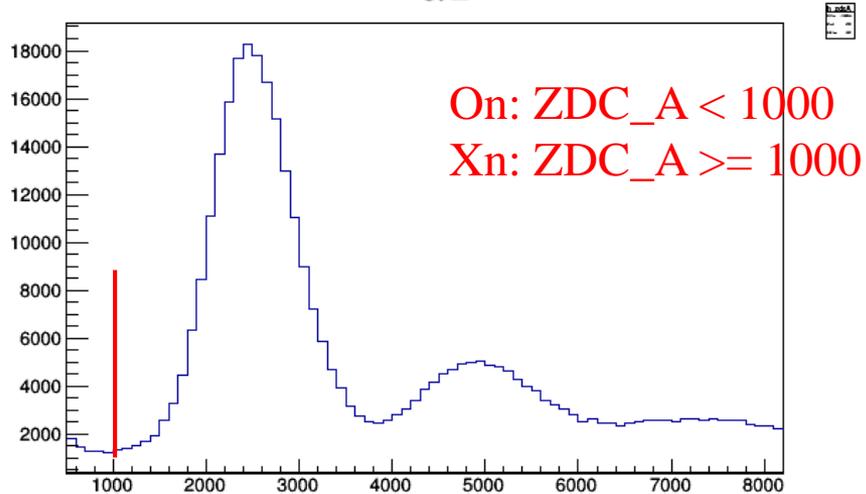
Energy_A



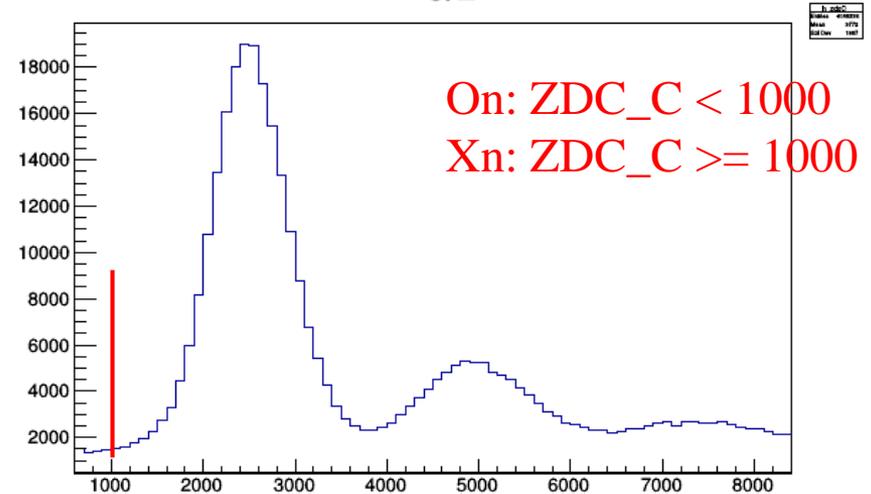
Energy_C

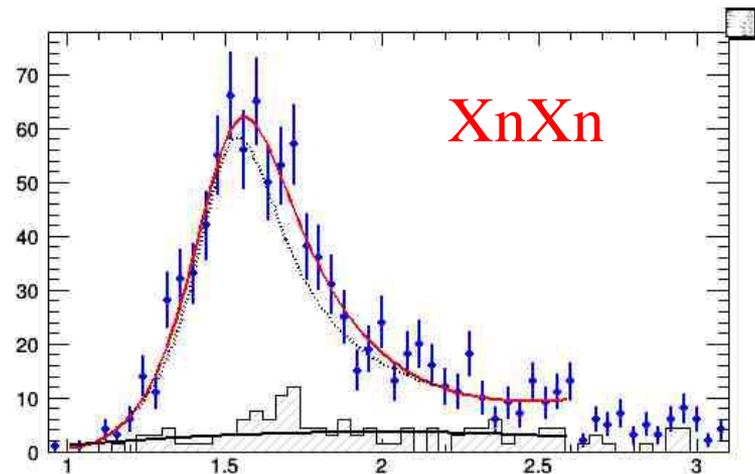
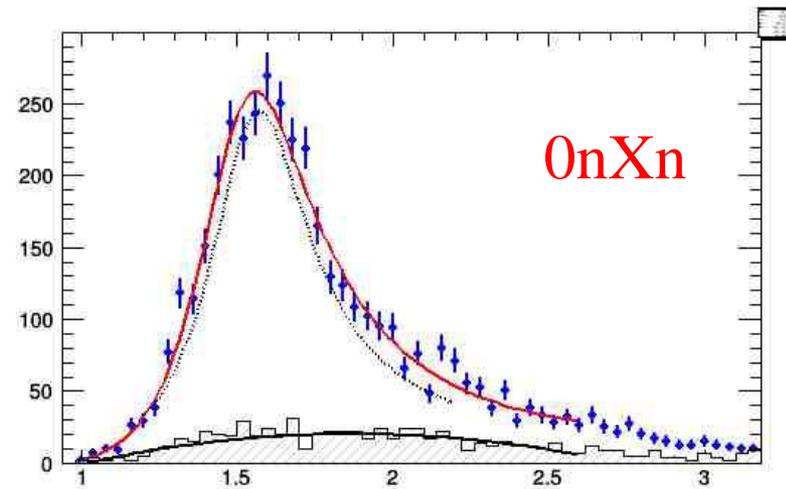
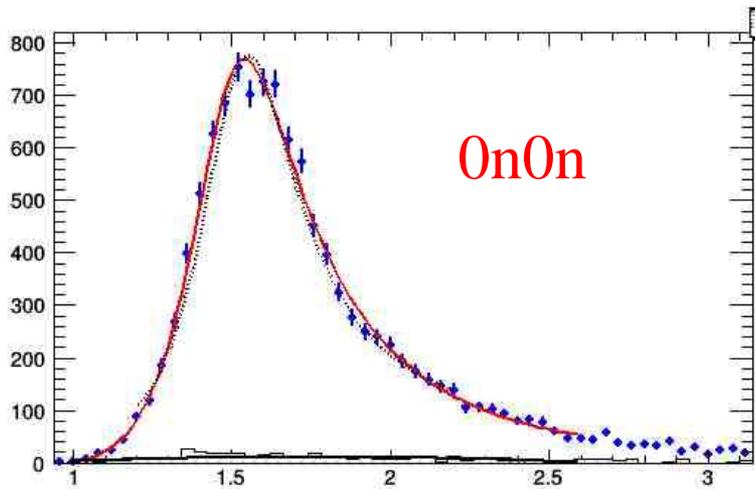


Energy_A



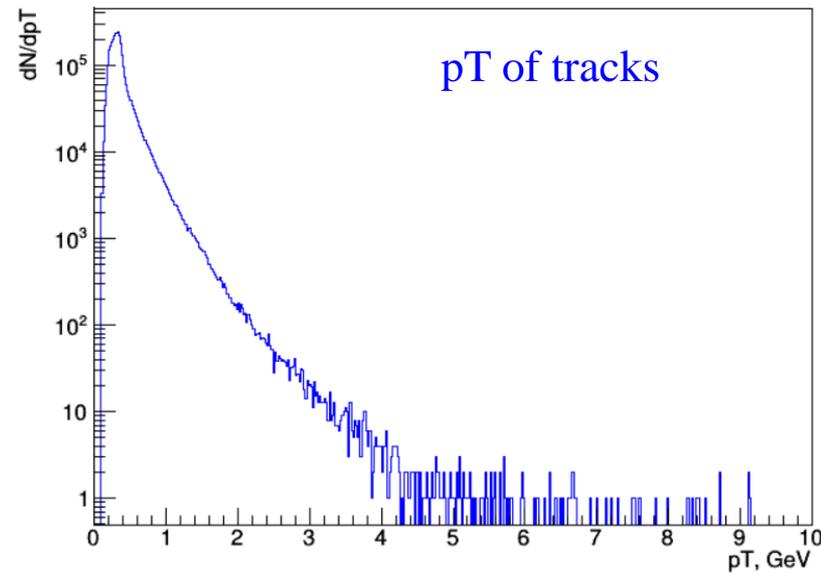
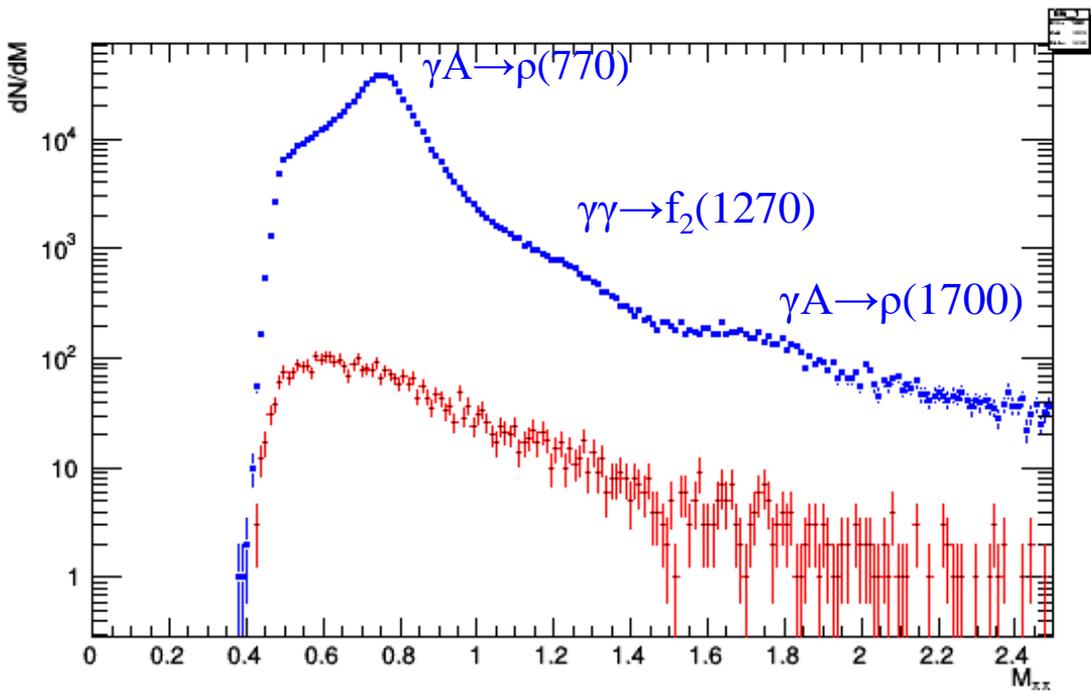
Energy_C





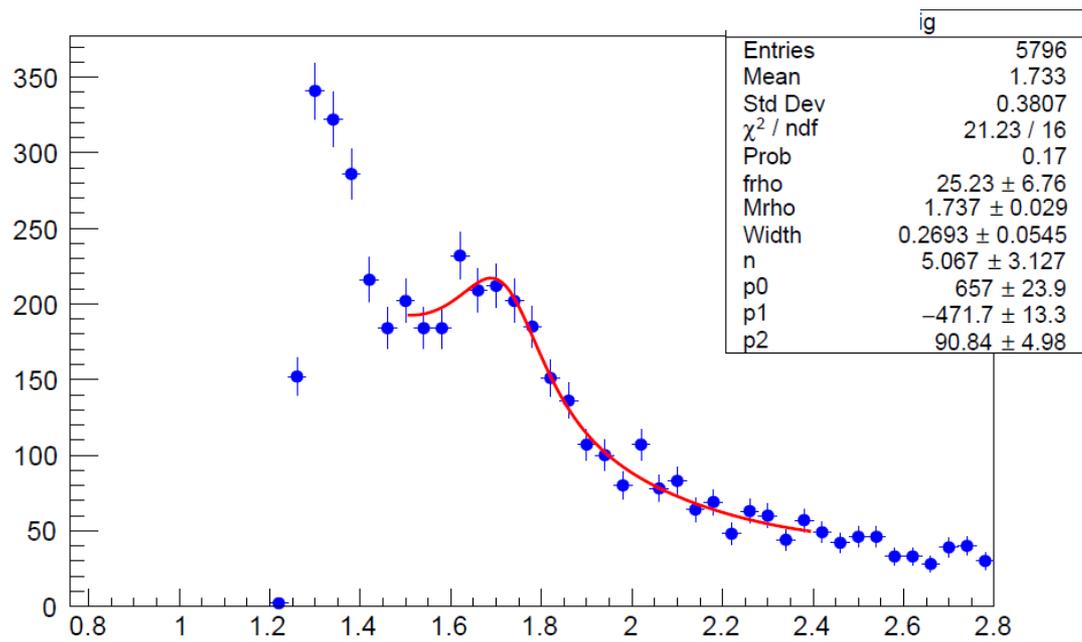
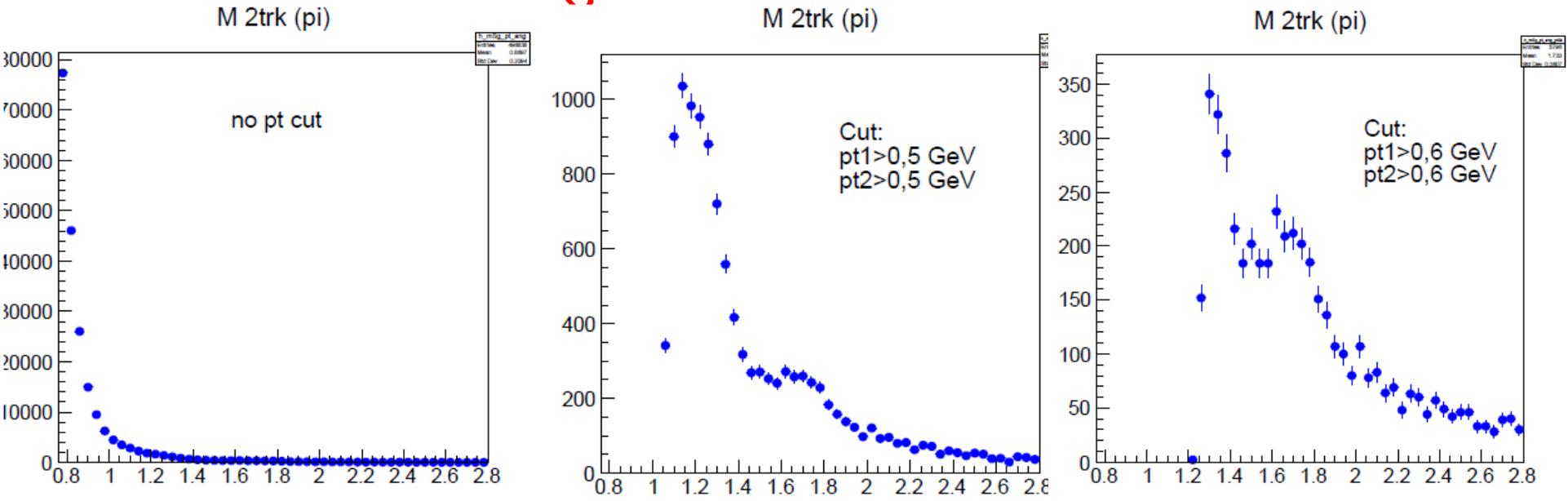
	$0n0n$	$XnXn$	$0nXn$
N_{rho}'	16400 ± 300	1380 ± 90	5730 ± 180
M_{rho}'	1466 ± 7	1490 ± 30	1486 ± 16
Γ_{rho}'	445 ± 2	471 ± 7	471 ± 3
n	$4,6 \pm 0,2$	$3,8 \pm 0,9$	$4,1 \pm 0,41$

RhoPrime to 2π

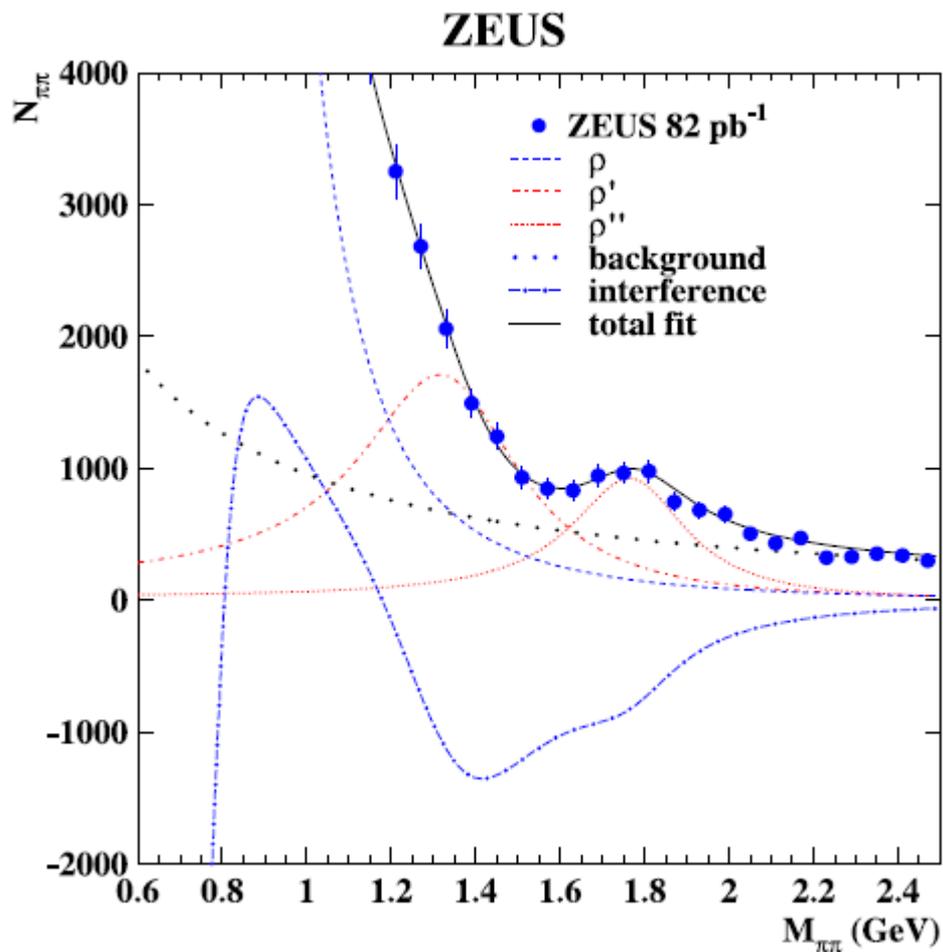


- Число треков==2
- nPix>=1; nSCT>3
- pT(2π)<0,12 GeV
- XyAngle>3,0 (back to back)
- d0 cut

RhoPrime to 2π



ZEUS: ρ Prime to 2π



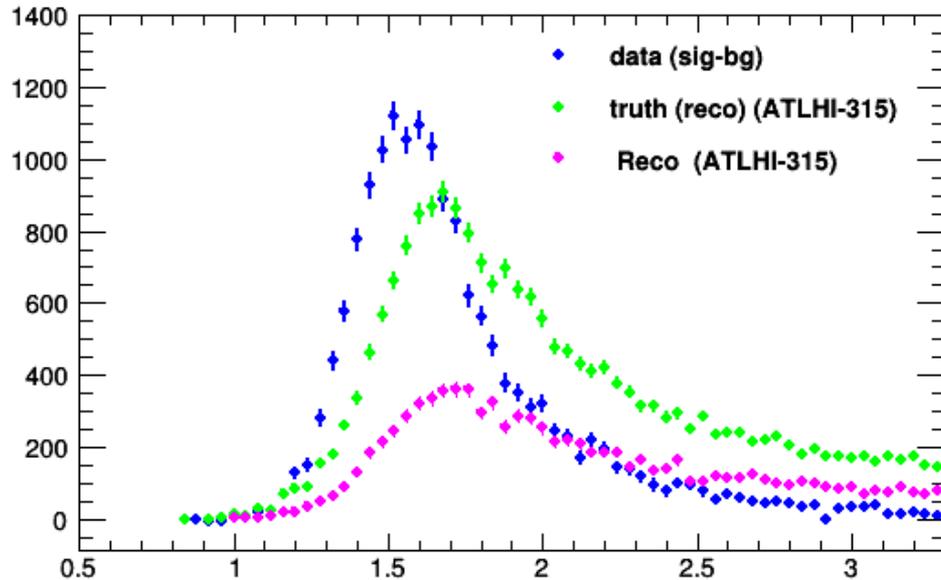
Parameter	ZEUS	PDG
M_ρ (MeV)	$771 \pm 2^{+2}_{-1}$	775.49 ± 0.34
Γ_ρ (MeV)	$155 \pm 5 \pm 2$	149.1 ± 0.8
β	$-0.27 \pm 0.02 \pm 0.02$	
$M_{\rho'}$ (MeV)	$1350 \pm 20^{+20}_{-30}$	1465 ± 25
$\Gamma_{\rho'}$ (MeV)	$460 \pm 30^{+40}_{-45}$	400 ± 60
γ	$0.10 \pm 0.02^{+0.02}_{-0.01}$	
$M_{\rho''}$ (MeV)	$1780 \pm 20^{+15}_{-20}$	1720 ± 20
$\Gamma_{\rho''}$ (MeV)	$310 \pm 30^{+25}_{-35}$	250 ± 100
B	$0.41 \pm 0.03 \pm 0.07$	
n	$1.30 \pm 0.06^{+0.18}_{-0.13}$	

Simulation

- MC generator “Starlight” based on the KN-model:
 - photon-photon photon-pomeron interactions in UPCs
(Klein S. and Nystrand J., Phys.Rev. C60, 014903 (1999) and Klein S. and Nystrand J., Phys.Rev.Lett. 84, 2330 (2000)).
- Starlight v.3.13 – fixed bug
- In order to determine the acceptance corrections for the four-prong case, one assume a simple decay model, where an excited ρ^0 meson decays into $\rho^0(770)$ and $f_0(600)$, each in turn decaying into $\pi^+\pi^-$:

$$\rho' \rightarrow \rho^0(770) f_0(600) \rightarrow [\pi^+\pi^-]_{P\text{-wave}} [\pi^+\pi^-]_{S\text{-wave}}$$

Data vs Reco(ATLHI-315)



Default the input parameters of RhoPrime in STARlight r313

➤ Mass = 1540 MeV

➤ Width = 570 MeV

This parameters were used for STAR experiment.

$\rho(1450)$ MASS

$\rho(1450)$ MASS

VALUE (MeV)

DOCUMENT ID

1465 ± 25 OUR ESTIMATE This is only an educated guess; the error given is larger than the error on the average of the published values.

<http://pdg.lbl.gov/2019/listings/rpp2019-list-rho-1450.pdf>

$\rho(1450)$ WIDTH

$\rho(1450)$ WIDTH

VALUE (MeV)

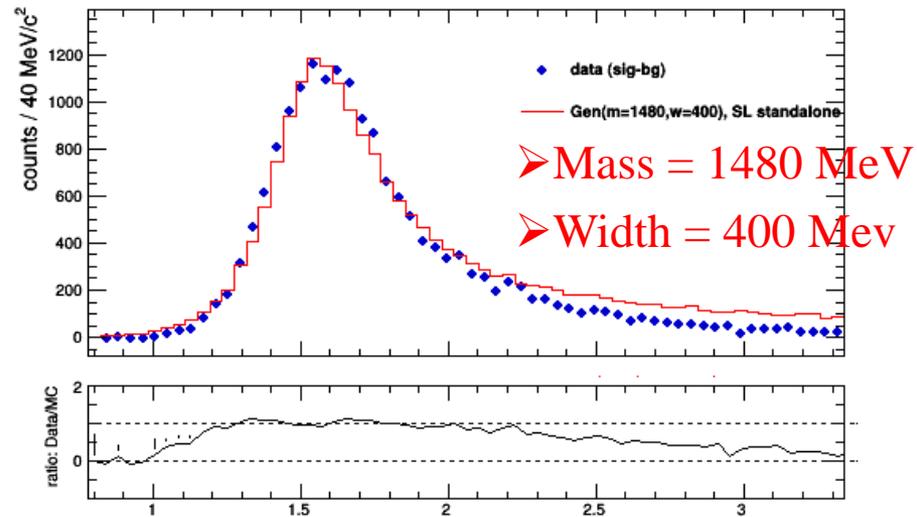
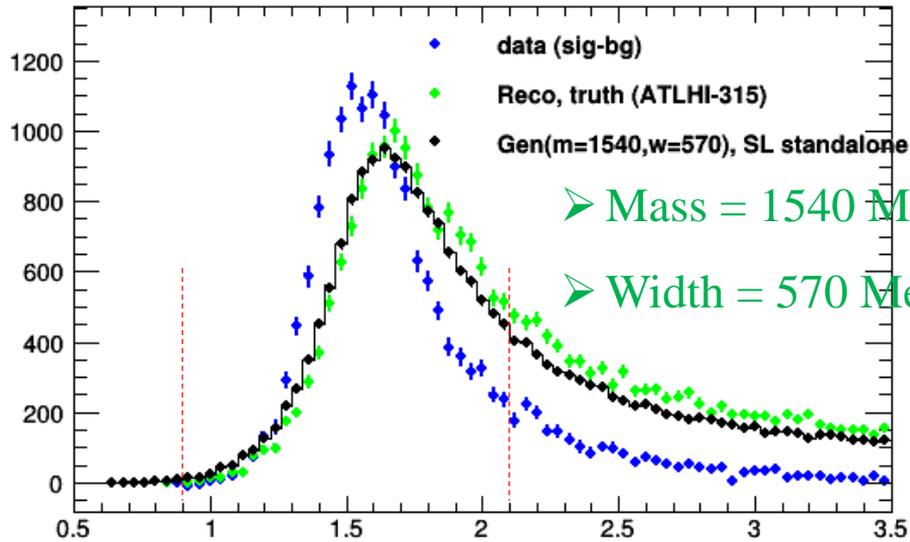
DOCUMENT ID

TECN

COMMENT

400 ± 60 OUR ESTIMATE This is only an educated guess; the error given is larger than the error on the average of the published values.

Data vs Reco(ATLHI-315) vs Gen(standalone)



MC distributions and data were normalized in the range from 0.9 to 2.1

Analysis outline

Phase0:

<https://glance.cern.ch/atlas/analysis/analyses/details.php?id=3645>

- Event selections
 - in progress
- Analysis $\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$ invariant mass and pt distributions, and studying backgrounds
 - in progress
- Analysis of t and y distributions
 - start of work (~ 3-4 month)
- Including ZDC in the above analysis
 - start of work (~ 3-4 month)
- Monte Carlo production and data comparison
 - private production for validation (~ 1-2 month)
 - full production (~ 3-4 month)

Analysis outline

- Efficiency and acceptance
 - after full production (~ 3-4 month)
- Systematics uncertainties (~ 4-6 month)
 - tracking
 - additional cuts
 - trigger (???)
 - luminosity (???)
 - ZDC (???)
- During one year complete the analysis and prepare material for paper and conference (2021)

Resource requirements and analysis team

- Monte Carlo production
 - STARlight: $\rho' \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$
 - 1 step: private production – 30 kEvents !
 - 2 step: **validation**
 - 3 step: full production – 10^6 events
 - STARlight:
 - $\rho^0 \rho^0$ – 10k
 - $\rho^0 \phi, \rho^0 \omega$ – 10k (for estimate background)?
- Luminosity
- ZDC
- Analysis team:
 - Sergei Timoshenko
 - Aaron Angerami

J/psi and Υ in UPC

- In progress
 - coherent
 - incoherent

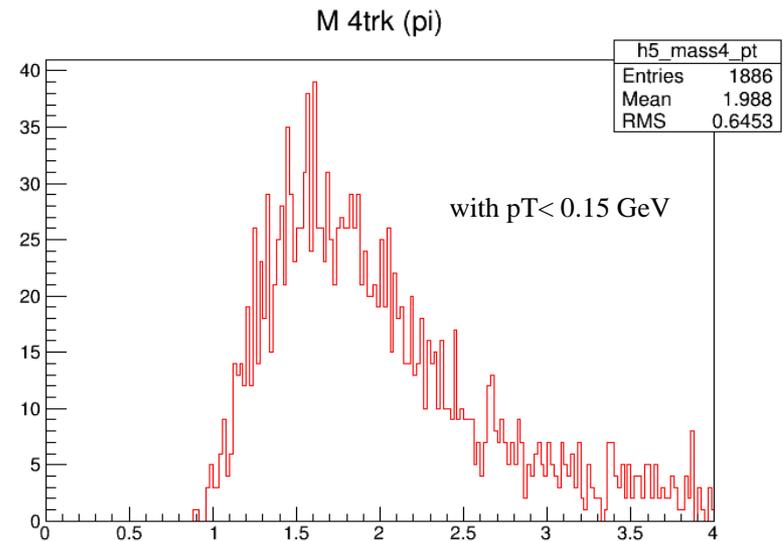
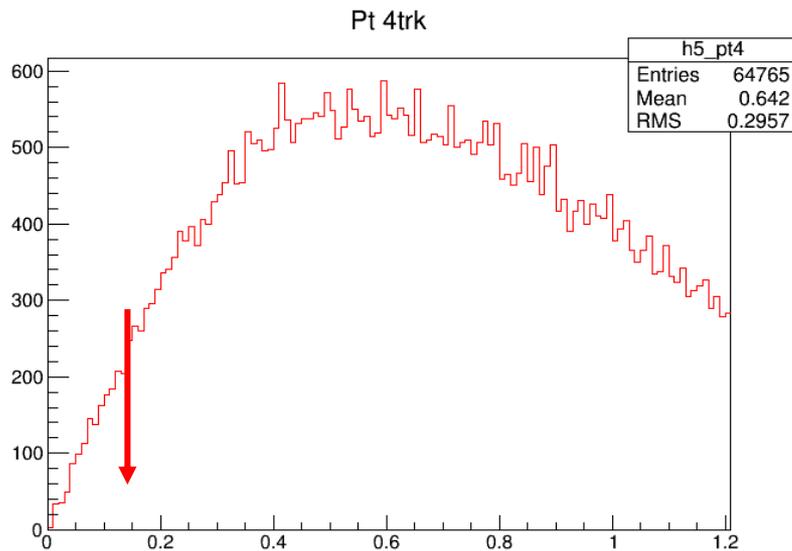
Back up

5 prong

- Only the following pions combinations were used for analysis:

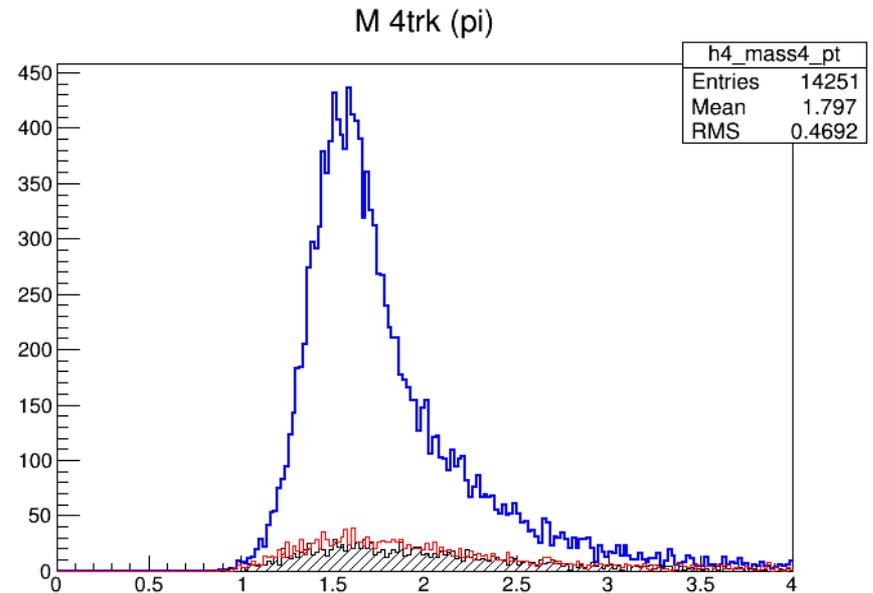
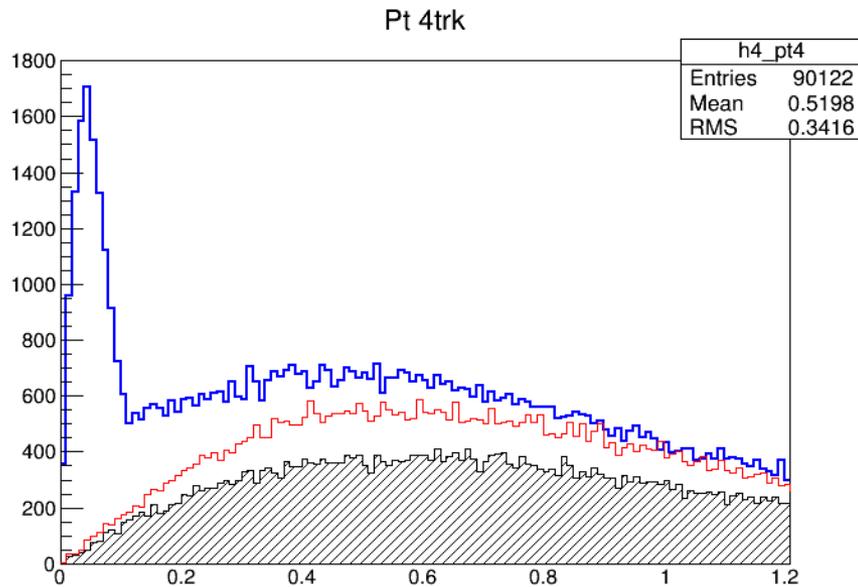
- $\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-\pi^-$

- $\pi^+\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$



Compare 4 and 5 prong events

- Blue – 4 tracks, signal
- Hatched – 4 tracks, background
- Red – 4 tracks from 5, one track was missed.



Эквивалентный поток фотонов

- Движущийся электрический заряд является источником электромагнитного поля. Равномерно быстро движущаяся частица с зарядом Z и скоростью \mathbf{v} создает в точке, отстоящей от заряда на расстоянии \mathbf{r} , электрическое и магнитное поля, напряженности которых определяются хорошо известными выражениями:

$$\vec{E} = \gamma \frac{Z\vec{r}}{(b^2 + v^2 t^2 \gamma^2)^{3/2}}, \quad \vec{H} = \frac{1}{c} [\vec{v}\vec{E}]$$

где

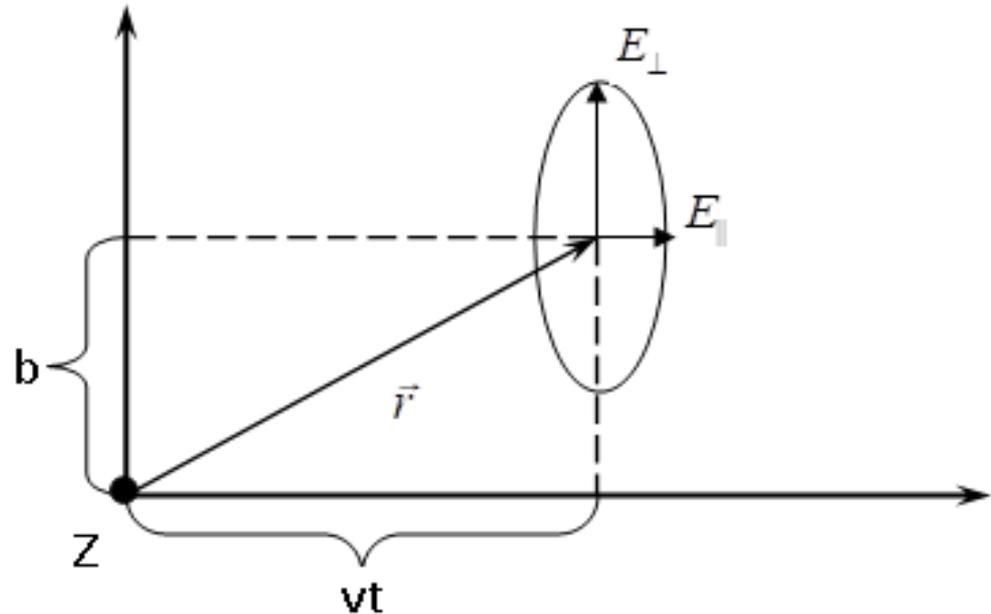
$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \beta = \frac{v}{c}$$

Эквивалентный поток фотонов

b – это проекция вектора \mathbf{r} на плоскость, перпендикулярную направлению траектории, проекция же \mathbf{r} на направление движения определяется величиной vt .

$$E_{\parallel} = \gamma \frac{Zvt}{(b^2 + v^2 t^2 \gamma^2)^{3/2}}$$

$$E_{\perp} = \gamma \frac{Zb}{(b^2 + v^2 t^2 \gamma^2)^{3/2}}$$



- При $v \rightarrow c$ электромагнитное поле заряженной частицы приобретает свойства электромагнитных волн, и действие частицы будет эквивалентно действию набора фотонов различной частоты. Чтобы получить спектральную составляющую переменного во времени поля частицы, нужно разложить напряженности \mathbf{E} и \mathbf{H} в интеграл Фурье по времени

Эквивалентный поток фотонов

- Поток фотонов частоты ω , проходящих через элементарную площадку, расположенную на расстоянии прицельного параметра b перпендикулярно направлению движения частицы, определяется следующим образом

$$I(\omega, b) = \frac{c}{4\pi} [\vec{E}(\omega)\vec{H}(\omega)]$$

- Тогда вероятность произойти некоторого электромагнитного процесса при столкновениях релятивистских ядер в зависимости от прицельного параметра выражается формулой:

$$P(b) = \int I(\omega, b)\sigma(\hbar\omega)d(\hbar\omega) = \int N(\omega, b)\sigma(\omega)\frac{d\omega}{\omega}$$

- поле быстро движущейся частицы с зарядом Z можно заменить набором фотонов $N(\omega, b)$ с частотой ω .
- Таким образом, в квантовом случае можно считать, что движущийся заряд «сопровождает» поток фотонов

Модель векторной доминантности

- Согласно обобщенной модели векторной доминантности, амплитуда рассеяния для процесса $\gamma + A \rightarrow B$ определяется как сумма всех соответствующих амплитуд рассеяния векторного мезона

$$A_{\gamma+A \rightarrow B}(s, t) = \sum_V c_V A_{V+A \rightarrow B}(s, t)$$

- Для упругого рассеяния $\gamma + A \rightarrow V + A$ сечение можно записать в виде

$$\frac{d\sigma(\gamma + A \rightarrow V + A)}{dt} = c_V^2 \frac{d\sigma(V + A \rightarrow V + A)}{dt}$$

где t - квадрат переданного импульса, $d\sigma / dt = |A|^2$

- Квадрат переданного импульса для упругого рассеяния определяется адронным форм-фактором $F(t)$

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} |F(t)|^2$$

Эксклюзивное образование

- Эксклюзивное образование векторных мезонов в ультрапериферических взаимодействиях тяжелых ионов это когда исходные ядра остаются в основном состоянии и не образуются частицы сопровождения..
- Сечение эксклюзивного образования векторного мезона в ультрапериферических взаимодействиях тяжелых ядер

$$\sigma(AA \rightarrow AAV) = 2 \int d\omega \frac{dN_\gamma(\omega)}{d\omega} \sigma(\gamma A \rightarrow VA)$$

ИЛИ

$$\sigma(AA \rightarrow AAV) = 2 \int d\omega \frac{dN_\gamma(\omega)}{d\omega} \int_{t_{\min}}^{\infty} dt \left. \frac{d\sigma(\gamma A \rightarrow VA)}{dt} \right|_{t=0} |F(t)|^2$$

Эксклюзивное образование

- Сечение $\sigma(\gamma A \rightarrow VA)$ определяют используя глауберовское приближение и сечение рождения векторного мезона на протоне
- Сечение процесса $\gamma p \rightarrow Vp$ в широком интервале энергией известно, и его параметризуют.
- Из модели векторной доминантности

$$\left. \frac{d\sigma(\gamma p \rightarrow Vp)}{dt} \right|_{t=0} = \frac{4\pi\alpha}{f_V^2} \left. \frac{d\sigma(Vp \rightarrow Vp)}{dt} \right|_{t=0}$$

- f_V – константа связи фотона и векторного мезона:

$$\frac{f_V^2}{4\pi} = \frac{M_V \alpha^2}{3\Gamma_{V \rightarrow e^+e^-}}$$

- Согласно оптической теореме, полное сечение

$$\sigma_{tot}^2(Vp) = 16\pi \left. \frac{d\sigma(Vp \rightarrow Vp)}{dt} \right|_{t=0}$$

Модель векторной доминантности

- В глауберовском приближении сечение рождения векторного мезона на тяжелом ядре

$$\sigma_{tot}(VA) = \int d^2\vec{r} (1 - e^{-\sigma_{tot}(Vp)T_A(\vec{r})})$$

- С учетом оптической теоремы

$$\left. \frac{d\sigma(\gamma A \rightarrow VA)}{dt} \right|_{t=0} = \frac{\alpha \sigma_{tot}^2(VA)}{4f_V^2}$$

- Полное сечение зависит от наклона $\frac{d\sigma}{dt}$
- Для протонной мишени сечение параметризуется в виде

$$\frac{d\sigma}{dt} = A_V \exp(-bt + c|t|^2)$$

- параметры b и c связаны с размером протона и радиусом взаимодействия. Размер тяжелых ядер гораздо больше размера протона, поэтому параметр b определяется радиусом ядра $b \sim R$