

Фоторождение векторных мезонов в ультра-периферических столкновениях ядер на БАК и эффект ядерных экранировок

В. А. Гузей

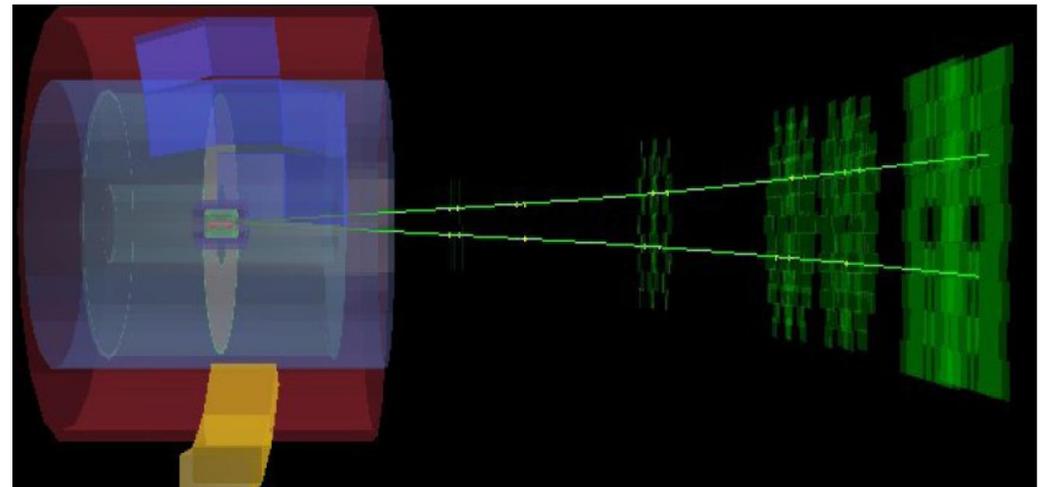


Петербургский Институт Ядерной Физики, НИЦ “Курчатовский Институт”



По циклу работ в соавторстве с **М.Б. Жаловым**, **Е. Крышенем**, **М.И. Стрикманом**, **Л.Л. Франкфуртом** (университет штата Пенсильвания, США)

Семинар ОФВЭ, ПИЯФ, 06.04.2021

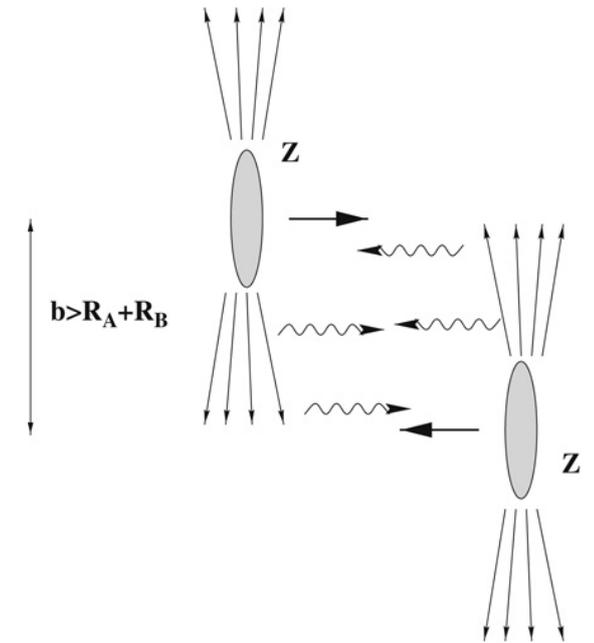


План семинара

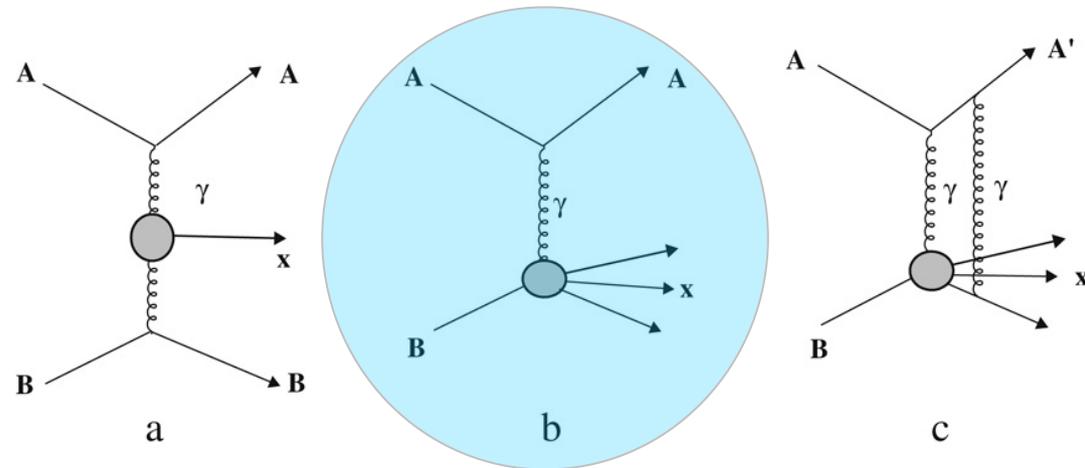
- Ультрапериферические столкновения ионов
- Явление ядерной экранировки, модель Грибова-Глаубера
- Упругие (Глаубер) и неупругие (Грибов) ядерные экранировки в когерентном фоторождении ρ мезонов в УПС ядер свинца на БАК
- Когерентное фоторождение J/ψ в УПС ядер свинца на БАК и ядерные глюонные экранировки

Ультрапериферические столкновения

- Ультрапериферические столкновения (УПС) ионов: взаимодействие при больших прицельных параметрах $b \gg R_A + R_B \rightarrow$ адронное взаимодействие подавлено \rightarrow взаимодействие за счет обмена квази-реальными фотонами, т.н. приближение эквивалентных фотонов Вайцзеккера-Вильямса, Budnev, Ginzburg, Meledin, Serbo, Phys. Rept. 15 (1975) 181



- УПС позволяют изучать фотон-фотонные и фотон-ядерные взаимодействия при беспрецедентно высоких энергиях (energy frontier) \rightarrow достигаются инвариантные энергии вплоть до $W_{\gamma p} = 5$ ТэВ, $W_{\gamma A} = 700$ ГэВ, $W_{\gamma\gamma} = 4.2$ ТэВ

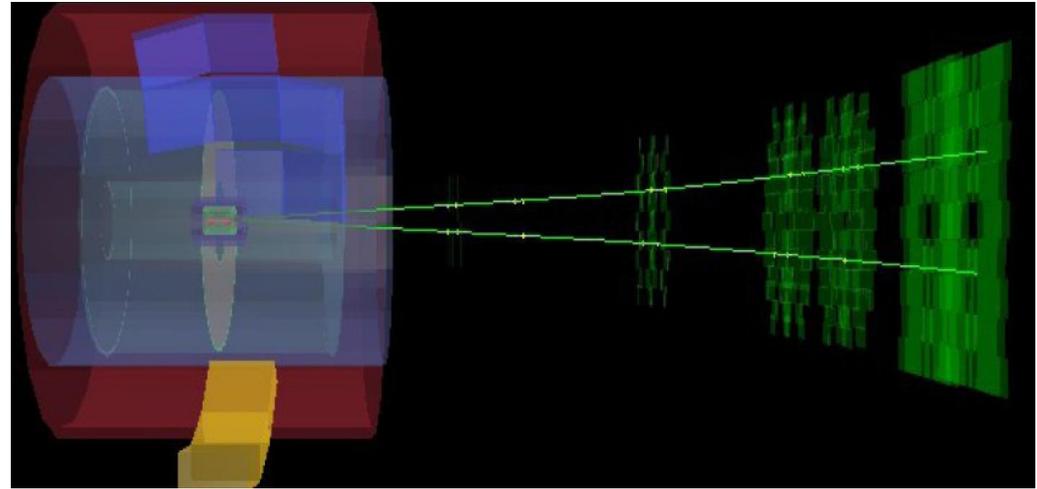
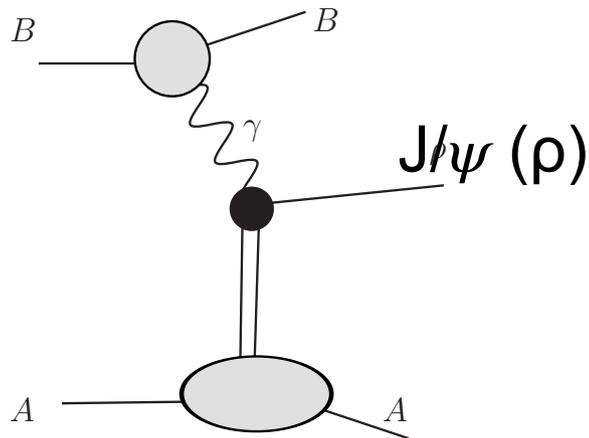


Ультрапериферические столкновения (2)

- Широкий круг изучаемых процессов в рамках Стандартной модели (СМ) и новой физики.
- γp и γA рассеяние → открытые вопросы структуры адронов в КХД:
 - глюонные плотности при малых x в протоне до $x_p \sim 10^{-6}$ и ядрах до $x_A \sim 6 \times 10^{-4}$ из эксклюзивного фоторождения чармониев
 - поиск признаков насыщения глюонной плотности при малых x в этих процессах
 - обычные и дифракционные глюонные и кварковые распределения в ядрах при $0.005 < x_A < 0.5$ из фоторождения 2х струй
 - поиски оддерона в pA УПС
 - уточнение моделей адронной структуры фотона и механизма ядерной экранировки из фоторождения ρ мезонов на ядрах
- $\gamma\gamma$ рассеяние → поиски новой физики:
 - в сечение дают вклад как частицы СМ так и векторные фермионы, аксиноподобные частицы (ALP), магнитные монополи
 - аномальное четверное взаимодействие калибровочных бозонов из $\gamma\gamma \rightarrow W+W-$
 - дипольный момент τ , суперсимметрия из $\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$

Фоторождение векторных мезонов в УПС

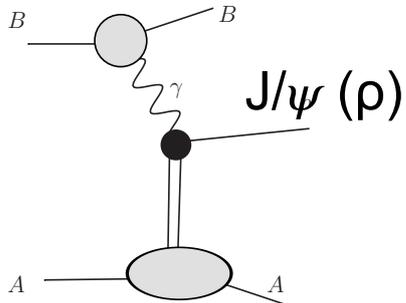
- В эксперименте УПС характеризуются отсутствием активности в детекторе кроме 2х лептонных (пионных) треков от распада J/ψ (ρ)



- Дополнительное условие: отсутствие или малое число форвардных нейтронов в калориметрах нулевого угла (**ZDC**).
- **Когерентное** (без развала ядра) рассеяние определяется из зависимости сечения от поперечного импульса лептонной (пионной) пары **p_T** .
- Число событий прошедших отбор в ALICE при $y \sim 0$:
 - ρ : ~ 7000 (Run 1), $\sim 6 \times 10^4$ (Run 2), 5.5×10^9 (Run 3-4)
 - J/ψ : ~ 500 (Run 1), ~ 4000 (Run 2), 1.1×10^6 (Run 3-4)

Фоторождение векторных мезонов в УПС (2)

- В УПС каждый ион служит как источником фотонов, так и мишенью → сечение дается суммой 2х членов:



$$\frac{d\sigma_{AA \rightarrow \rho AA'}}{dy} = N_{\gamma/A}(y)\sigma_{\gamma A \rightarrow \rho A'}(y) + N_{\gamma/A}(-y)\sigma_{\gamma A \rightarrow \rho A'}(-y)$$

сечение фоторождения

y = быстрота мезона

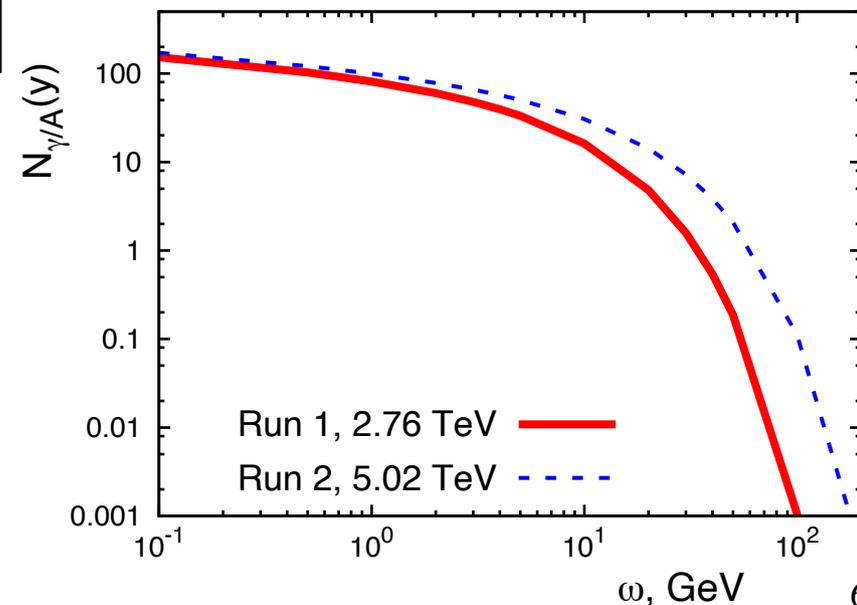
- Фотонный поток из КЭД + подавление сильного взаимодействия при малых b . Часто используют приближенное выражение:

$$N_{\gamma/A}(y) = \frac{2Z^2\alpha_{e.m.}}{\pi} \left[\zeta K_0(\zeta)K_1(\zeta) - \frac{\zeta^2}{2} (K_1^2(\zeta) - K_0^2(\zeta)) \right]$$

$$\zeta = \omega b_{\min}/\gamma_L; \quad \omega = (M_V/2)e^y$$

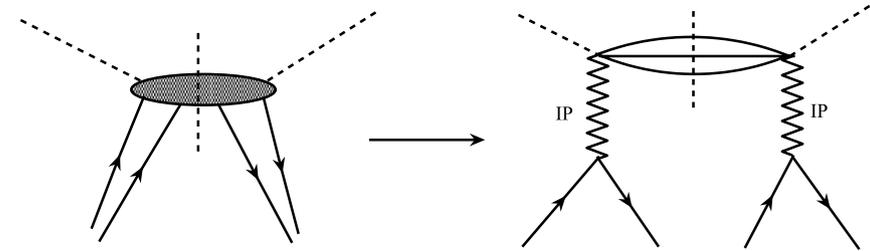
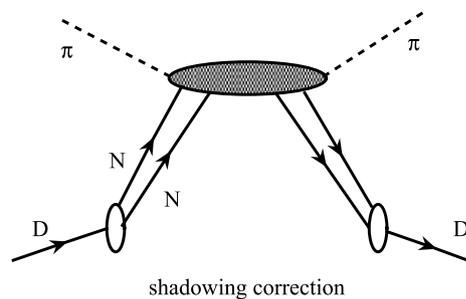
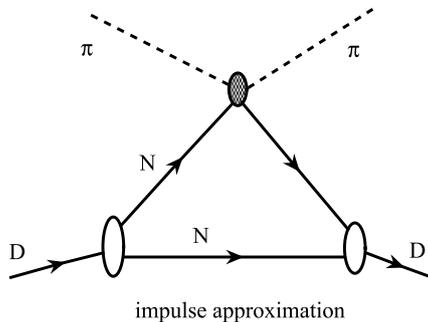
$$b_{\min} \approx 2R_A$$

- виртуальность фотонов $Q^2 \sim 1/(R_A)^2$
- интенсивность потока $\sim Z^2$
- максимальная энергия фотонов $\sim \gamma_L$



Ядерная экранировка

- **Ядерная экранировка** = подавление сечения на ядрах по сравнению с суммой сечений на нуклонах $\sigma_A < A \sigma_N$.
- Наблюдается при рассеянии различных налетающих частиц ($p, \pi, \gamma, \gamma^*, \nu$) при высоких энергиях (> 1 ГэВ).
- Объясняется **деструктивной интерференцией** амплитуд для взаимодействия с 1, 2, 3, ... A нуклонами ядра \rightarrow нуклоны на задней поверхности ядра испытывают поток, ослабленный (экранированный) передними нуклонами $\rightarrow \sigma_A \sim A^{2/3}$
- Классический пример: полное пион-дейтронное сечение



$$\sigma_{\text{tot}}^{\pi D} = 2\sigma_{\text{tot}}^{\pi N} - 2 \int d\vec{k}^2 \rho(4\vec{k}^2) \frac{d\sigma_{\text{diff}}^{\pi N}(\vec{k})}{d\vec{k}^2}$$

Ядерный форм-фактор

Пион-нуклонное дифр. сечение с учетом упругого

elastic intermediate state, Glauber (1955)

inelastic intermediate state, Gribov (1969)

Модель экранировок Грибова-Глаубера

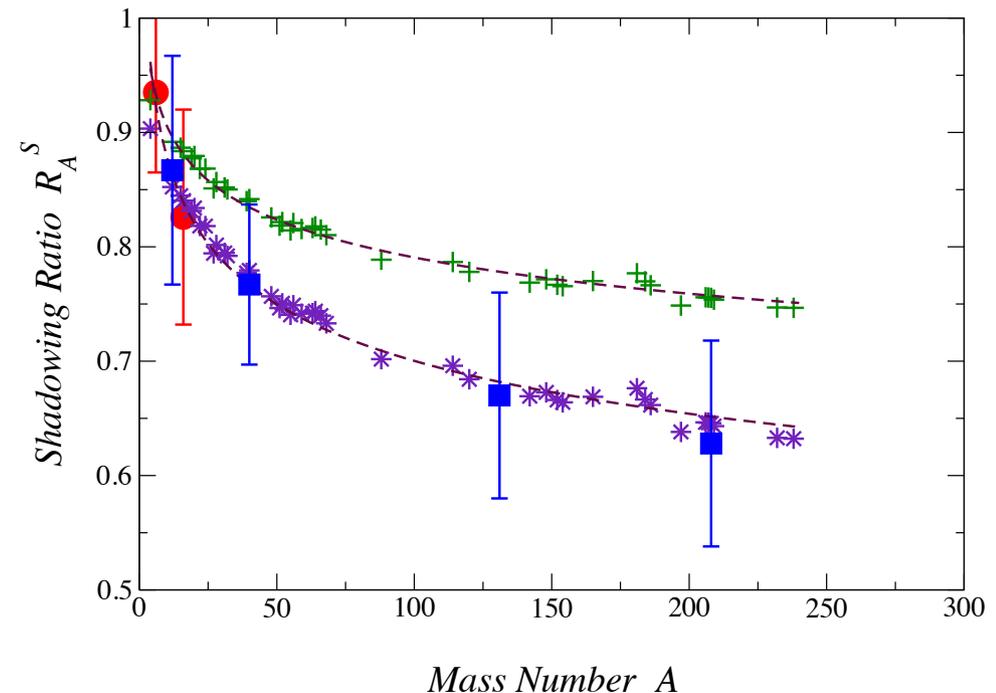
- Связь ядерной экранировки с дифракционным сечением можно обобщить на случай рассеяния фотонов на тяжелых ядрах.
- Поправка с полному γA сечению, [Karmanov, Kondratyuk, JETP Lett. 18 \(1973\) 266](#); [Kaidalov et al, EPJ C 5 \(1998\) 111](#); [Piller, Weise, Phys. Rept. 330 \(2000\) 1](#)

$$\delta\sigma_{\gamma^*A} = -8\pi \int d^2b \int_{-\infty}^{+\infty} dz_1 \int_{z_1}^{+\infty} dz_2 \rho_A(\mathbf{b}, z_1) \rho_A(\mathbf{b}, z_2) \times \int_{4m_\pi^2}^{W^2} dM_X^2 \cos[(z_2 - z_1)/\lambda] \left. \frac{d^2\sigma_{\gamma^*N}^{\text{diff}}}{dM_X^2 dt} \right|_{t \approx 0} \exp \left[-\frac{\sigma_{XN}}{2} \int_{z_1}^{z_2} dz \rho_A(\mathbf{b}, z) \right]$$

- Сечение перерассеяния:

$$\sigma_{\text{eff}} = \frac{16\pi}{\sigma_{\gamma N}(1 + \eta^2)} \int_{4m_\pi^2}^{W^2} dM_X^2 \left. \frac{d^2\sigma_{\gamma^*N}^{\text{diff}}}{dM_X^2 dt} \right|_{t \approx 0}$$

- Учет дифракции фотонов в малые и большие массы $\gamma + p \rightarrow X(M_X) + p$ ведет к успешному описанию данных на фиксированных ядерных мишенях, [Adeluyi, Fai, PRC 74 \(2006\) 054904](#)



Упругие экранировки в фоторождении ρ

- Комбинируя с моделью векторной доминантности (VMD) для перехода γ - ρ можно вычислить сечение когерентного фоторождения ρ на ядрах, Bauer, Spital, Yennie, Pipkin, Rev. Mod. Phys. 50 (1978) 261
- Традиционно учитывается только упругое промежуточное состояние (упругое перерасcеяние ρ) \rightarrow модель Глаубера

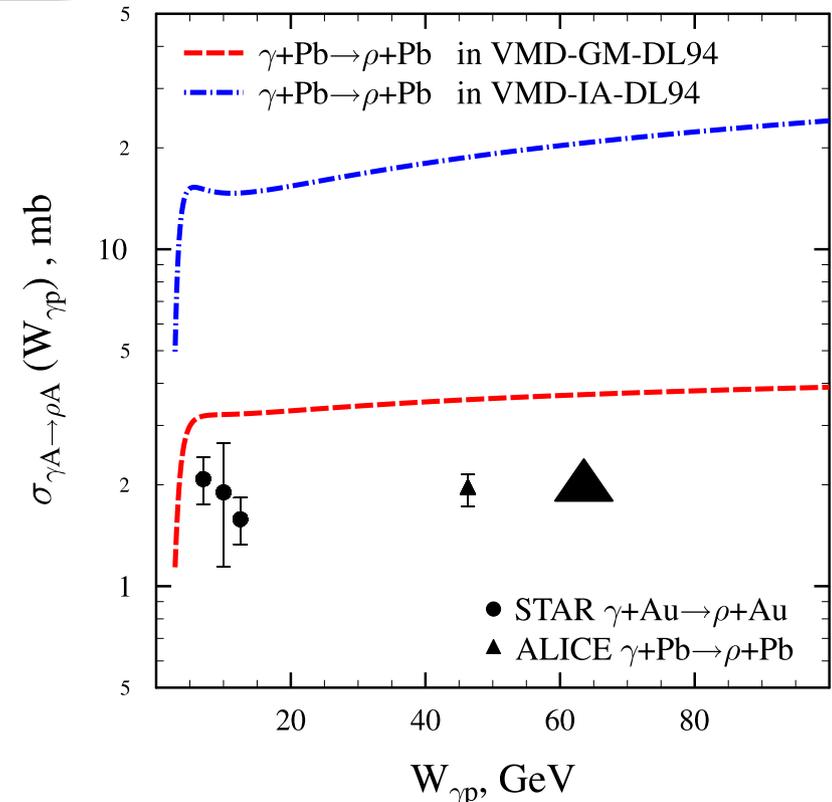
$$\sigma_{\gamma A \rightarrow \rho A}^{\text{VMD}} = \left(\frac{e}{f_\rho} \right)^2 \int d^2b \left| 1 - e^{-\frac{1}{2} \sigma_{\rho N} T_A(b)} \right|^2$$

$\sigma_{\rho N}$ = полное сечение из VMD и модели конститuentных кварков

оптическая ядерная плотность:
 $T_A(b) = \int dz \rho_A(b, z)$

• Модель Глаубера правильно учитывает основной основной вклад в экранировку, подавляющий сечение в ~ 6 раз.

• Но переоценивает данные РИК и БАК на 50%, Frankfurt, Guzey, Strikman, Zhilov, PLB 752 (2016) 51



Модифицированная модель векторной доминантности (mVMD)

- Эффект ядерной экранировки можно усилить учетом неупругих промежуточных состояний за счет дифракционной диссоциации (ДД) фотона в большие массы.
- ДД удобно обсуждать на языке собственных состояний оператора рассеяния T : при высоких энергиях фотон = когерентная суперпозиция долгоживущих ($I_c \sim E_\gamma$) флуктуаций $|\Psi_k\rangle$ с сечением $\sigma_k = t_k$, Good, Walker, Phys. Rev. 120 (1960) 1857

$$|\Psi\rangle = \sum_k c_k |\Psi_k\rangle$$

$$ImT|\Psi_k\rangle = t_k |\Psi_k\rangle$$

$$\sum_k |c_k|^2 = 1.$$

- Дифракционное рассеяние = начальное состояние $|\Psi\rangle$ переходит в любое $|\Psi_k\rangle$

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0}^{\text{diff}} = \frac{1}{16\pi} \sum_k |\langle \Psi_k | ImT | \Psi \rangle|^2 = \frac{1}{16\pi} \sum_k |c_k|^2 t_k^2 \equiv \frac{1}{16\pi} \langle \sigma^2 \rangle$$

- ДД = полная дифракция минус упругое сечение

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0}^{\text{el}} = \frac{1}{16\pi} |\langle \Psi | ImT | \Psi \rangle|^2 = \frac{1}{16\pi} \left(\sum_k |c_k|^2 t_k \right)^2 \equiv \frac{1}{16\pi} \langle \sigma \rangle^2 \rightarrow \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0}^{\text{inel}} = \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0}^{\text{diff}} - \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0}^{\text{el}} = \frac{1}{16\pi} (\langle \sigma^2 \rangle - \langle \sigma \rangle^2)$$

Модифицированная модель векторной доминантности (mVMD) (2)

- В вычислениях удобно использовать непрерывную форму этого формализма и ввести распределение $P(\sigma)$ по адронным флуктуациям в данной налетающей частице (ρ , π , γ), Blaettel et al, Phys. Rev. D 47 (1993) 2761

- Форма $P(\sigma)$ как в пионе + усиление вклада малых σ как того требуют данные и точно-подобное взаимодействие фотонов с кварками

$$P_\rho(\sigma) = N \frac{1}{(\sigma/\sigma_0)^2 + 1} e^{-(\sigma-\sigma_0)^2/(\Omega\sigma_0)^2}$$

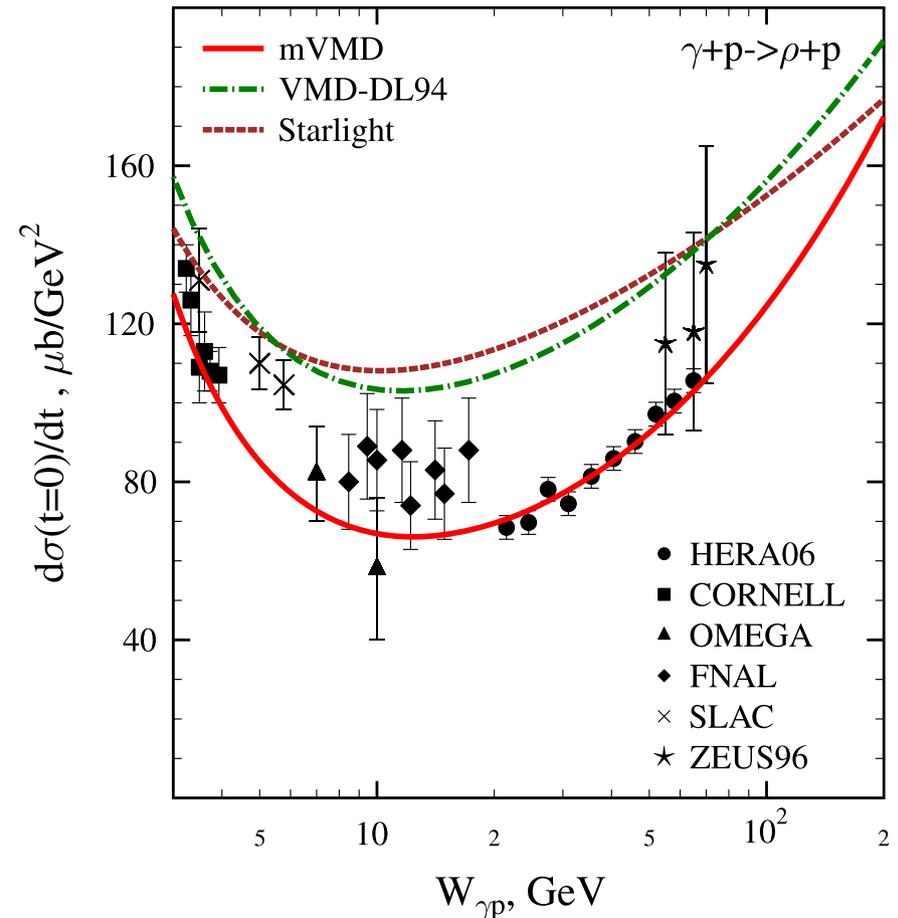
- Правила сумм для $P(\sigma)$:

$$\int d\sigma P(\sigma) = 1,$$

$$\int d\sigma P(\sigma) \sigma = \langle \sigma \rangle, \quad \rightarrow \text{из данных по } d\sigma(\gamma p \rightarrow \rho p)/dt$$

$$\int d\sigma P(\sigma) \sigma^2 = \langle \sigma \rangle^2 (1 + \omega_\sigma)$$

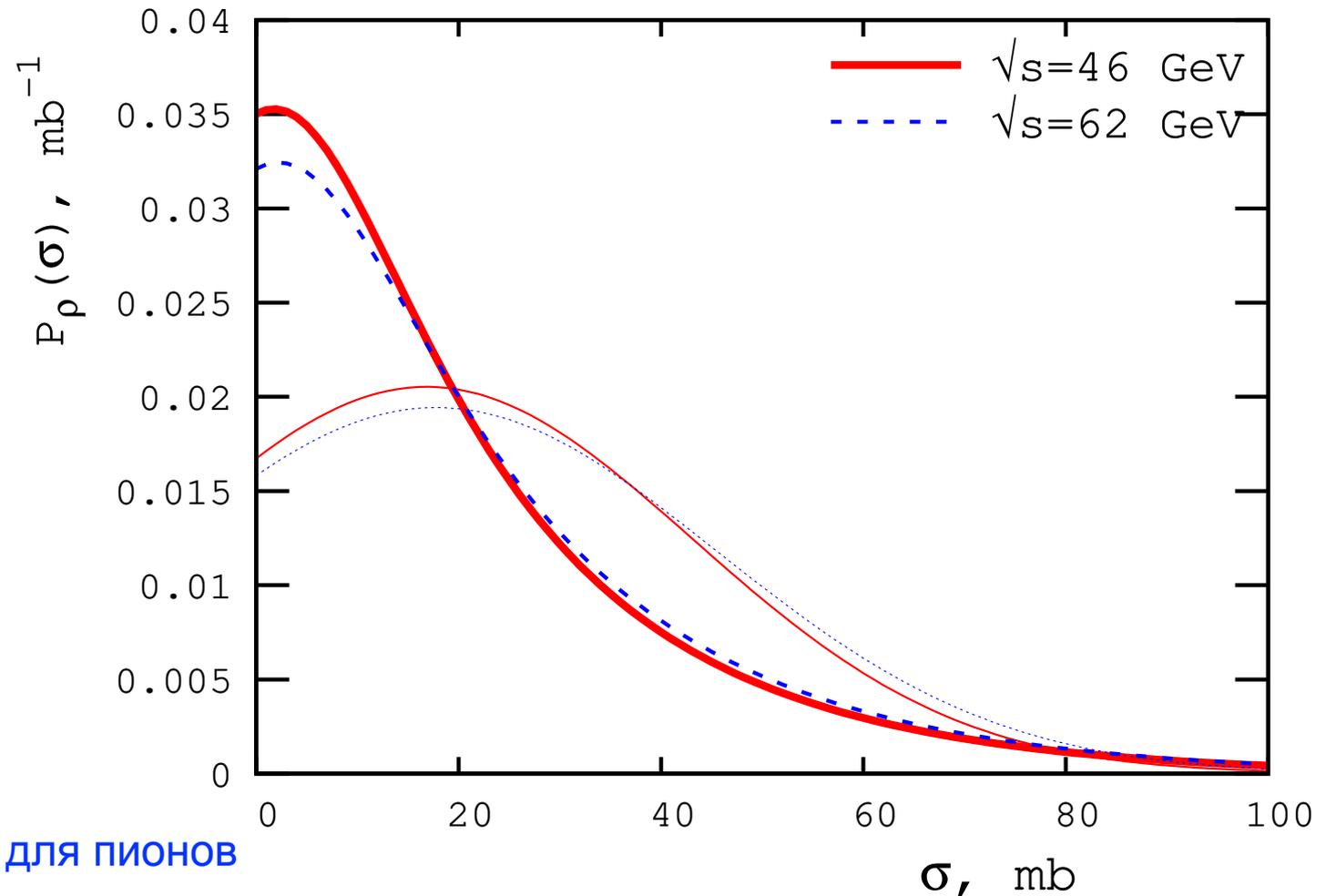
\rightarrow из данных по ДД γ в большие массы, Chapin 1985



Модифицированная модель векторной доминантности (mVMD) (3)

- $P(\sigma)$ для ρ мезонов, Frankfurt, Guzey, Strikman, Zhalov, PLB 752 (2016) 51

$$P_\rho(\sigma) = N \frac{1}{(\sigma/\sigma_0)^2 + 1} e^{-(\sigma-\sigma_0)^2/(\Omega\sigma_0)^2}$$



Тонкие линии = $P(\sigma)$ для пионов

Упругие и неупругие экранировки в фоторождении ρ

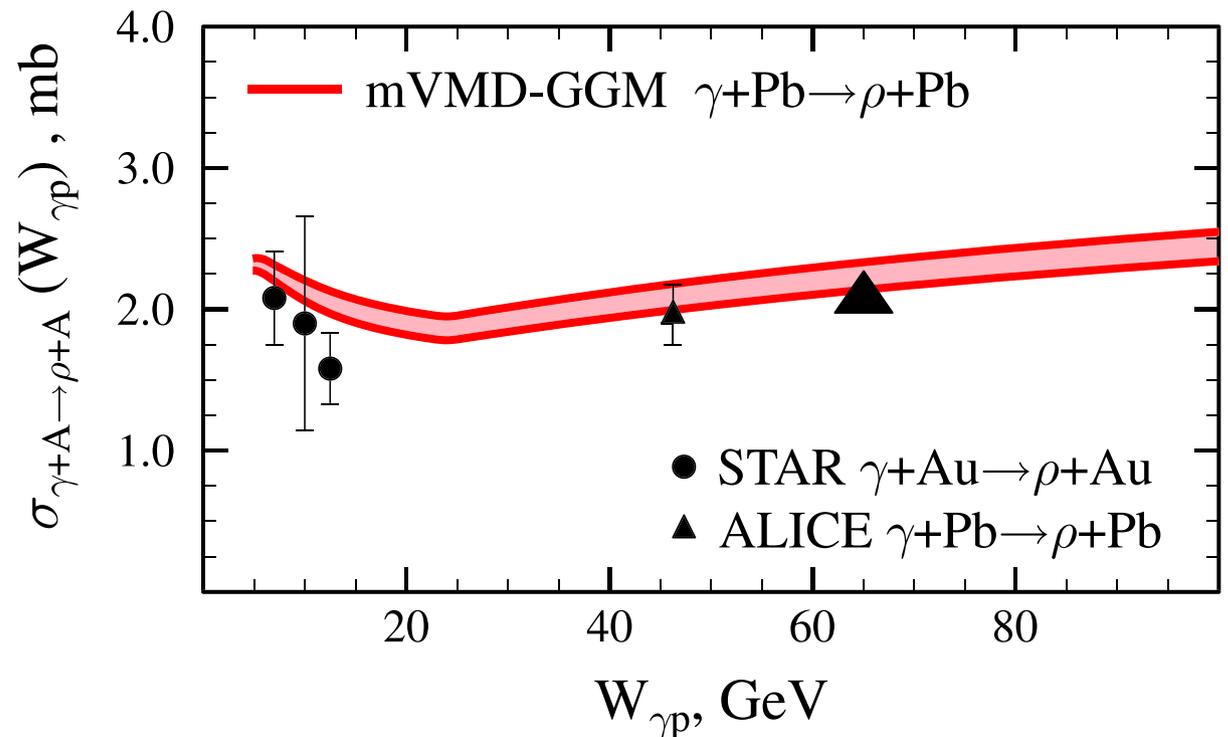
- С учетом флуктуаций:

$$\sigma_{\gamma A \rightarrow \rho A}^{\text{mVMD-GGM}} = \left(\frac{e}{f_\rho} \right)^2 \int d^2\vec{b} \left| \int d\sigma P(\sigma) \left(1 - e^{-\frac{\sigma}{2} T_A(b)} \right) \right|^2$$

- Зарабатываем 2 дополнительных эффекта по сравнению со стандартными методами: уточняем описание сечения $\gamma p \rightarrow \rho p$ и учитываем неупругие Грибовские экранировки в $\sigma_{\gamma A \rightarrow \rho A}$
- \rightarrow хорошее описание нормировки и зависимости от энергии $\sigma_{\gamma A \rightarrow \rho A}$

Frankfurt, Guzey, Strikman, Zhalov, PLB 752 (2016) 51

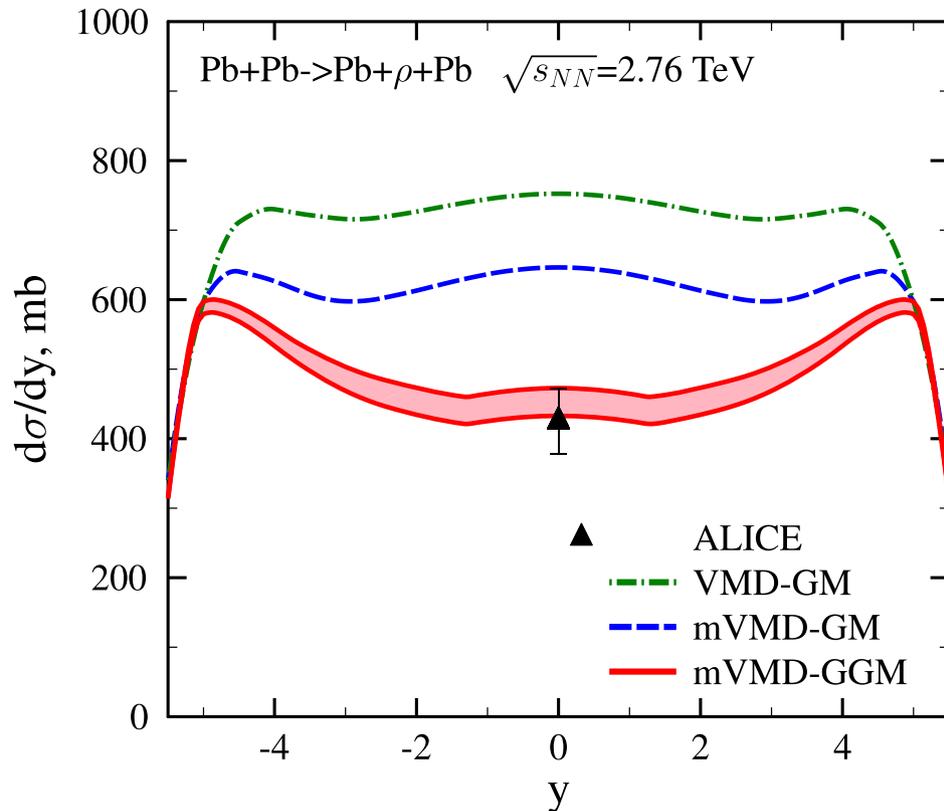
- Сравнение с данными РИК (STAR) Adler, et al, Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 272302; Abelev et al., Phys. Rev. C 77 (2008) 034910; Agakishiev, et al., Phys. Rev. C 85 (2012) 014910 и БАК (ALICE), Adam et al (ALICE), JHEP 1509 (2015) 095; Acharya et al, JHEP 06 (2020) 035.



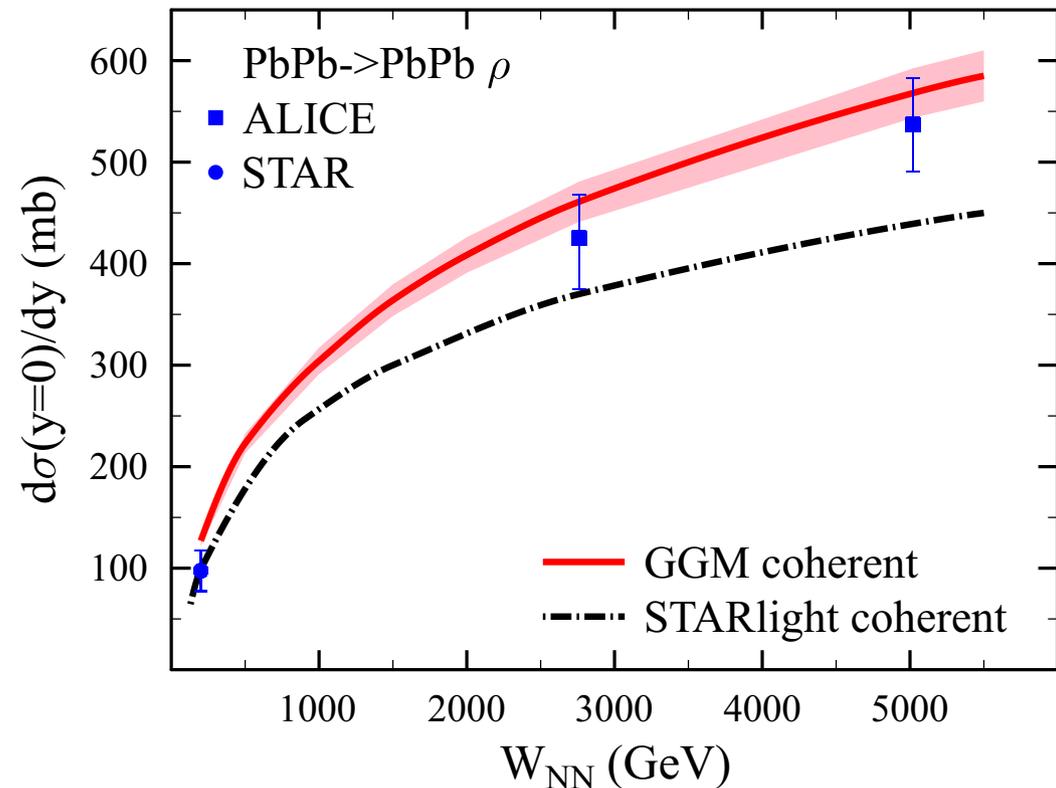
Фоторождение ρ в Pb-Pb УПС на БАК

- Хорошо описание $\sigma_{\gamma A \rightarrow \rho A}$ означает хорошее описание данных РИК и БАК (Run 1 and 2) по когерентному фоторождению ρ , $d\sigma(AA \rightarrow \rho AA)/dy$ at $y=0$.
- Левый рис.: Зависимость от быстроты в рамках подходов Глаубера (GM) и Грибова-Глаубера Glauber (GGM).
- Правый рис.: Зависимость от энергии $W_{NN} = \sqrt{s_{NN}}$, сравнение со STARlight

Frankfurt, Guzey, Strikman, Zhalov, PLB 752 (2016) 51



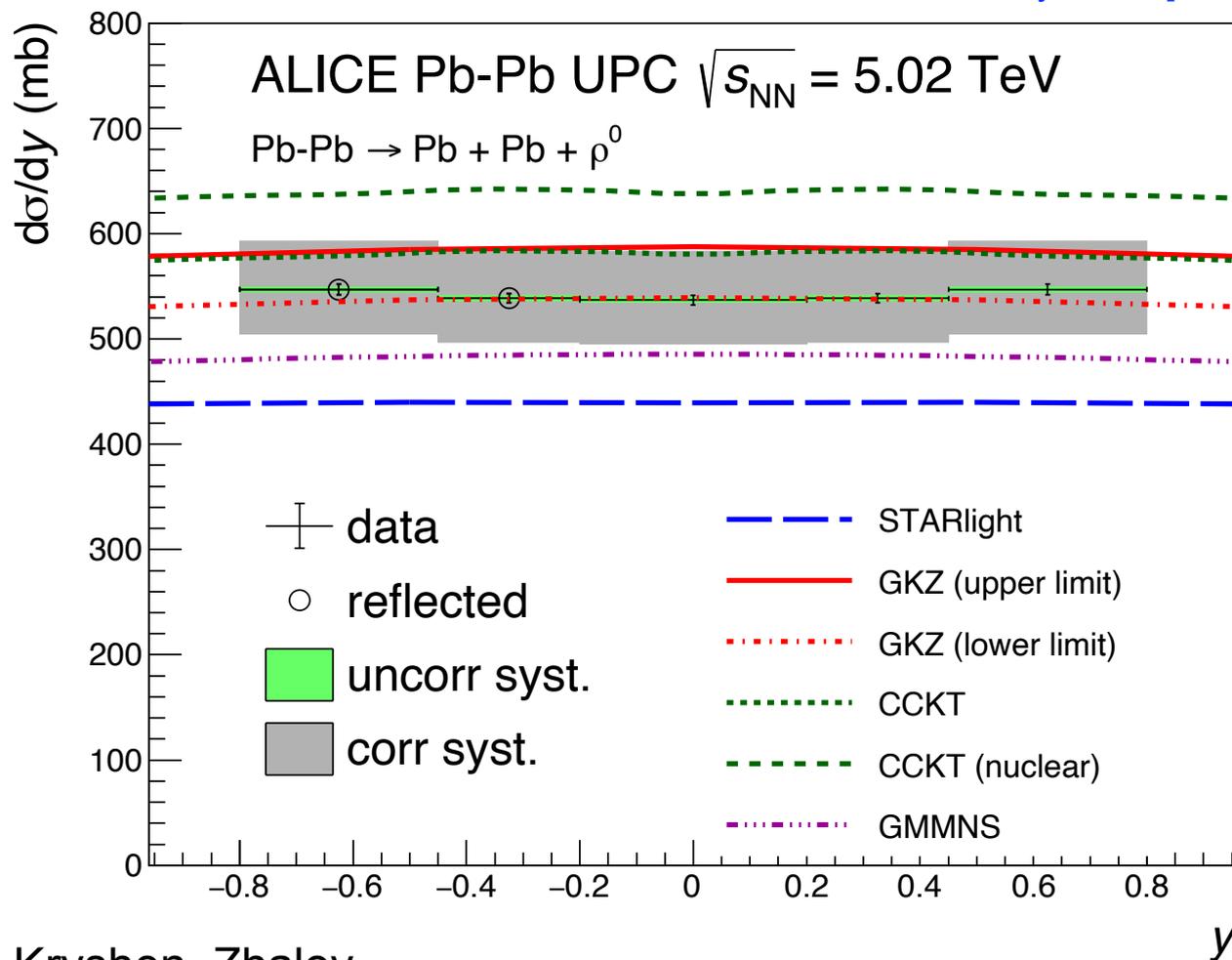
Guzey, Kryshen, Zhalov, PRC 102 (2020) 1, 015208



Фоторождение ρ в Pb-Pb УПС на БАК (2)

- Представление наших результатов в статьях ALICE, сравнение с другими подходами.

Acharya et al [ALICE], JHEP 06 (2020) 035



GKZ = Guzey, Kryshen, Zhalov

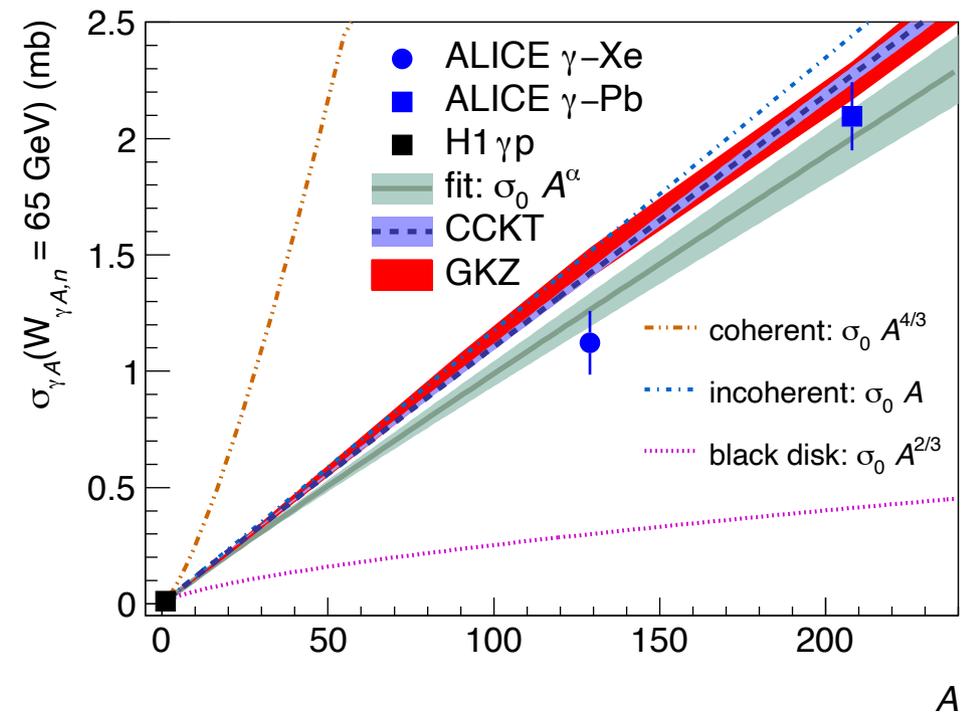
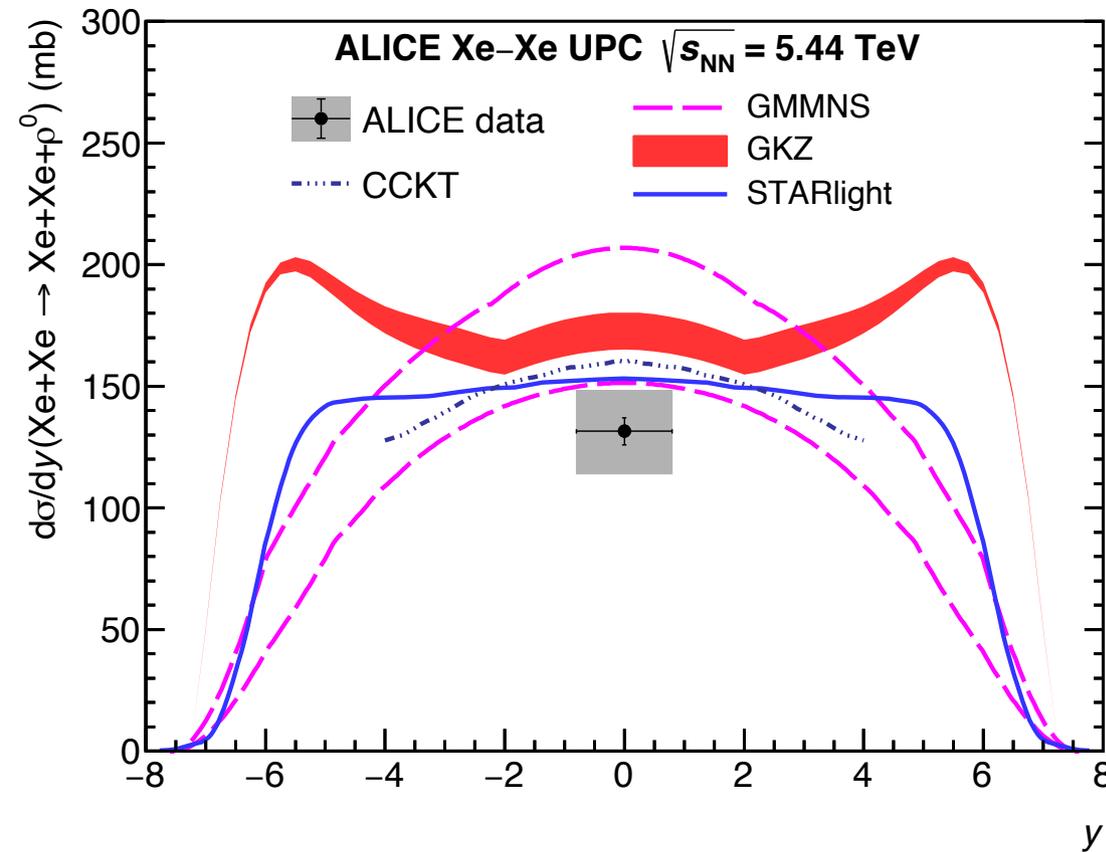
CCKT = dipole model with hot spots, Glauber model

GMMNS = dipole model with saturation

STARlight = standard MC for UPCs, Glauber model

Фоторождение ρ в Xe-Xe УПС на БАК

- Тоже самое для УПС ядер ксенона, Acharya et al [ALICE], arXiv:2101.02581 [hep-ex]



GKZ = Guzey, Kryshen, Zhalov

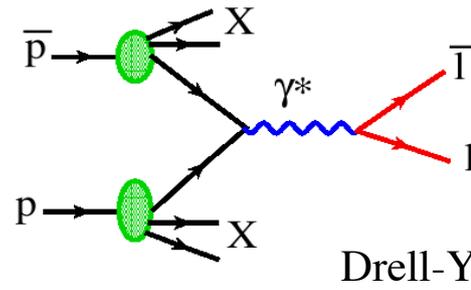
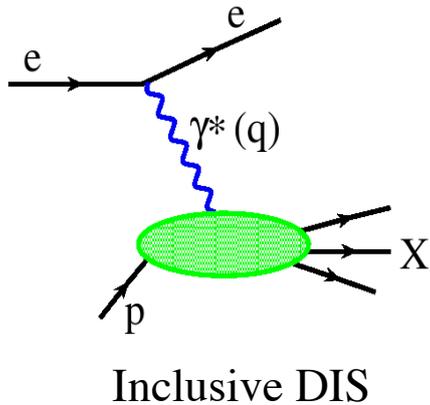
CCKT = dipole model with hot spots, Glauber model

GMMNS = dipole model with saturation

STARlight = standard MC for UPCs, Glauber model

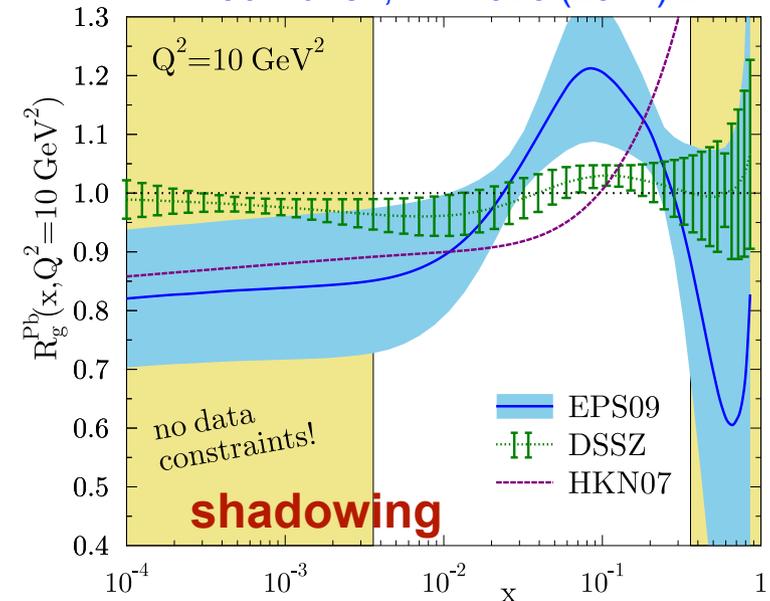
Nuclear parton distributions at small x

- Nuclear parton distributions (nPDFs) = densities/distributions of quarks and gluons in nuclei as function of momentum fraction x at resolution scale μ .
- Defined as matrix elements of quark and gluon fields between nuclear states in the framework of QCD collinear factorization.
- Universal quantities, can be accessed in different processes.



$$R_g(x, Q^2) = \frac{g_A(x, Q^2)}{A g_p(x, Q^2)}$$

Paukkunen, NPA 926 (2014) 24

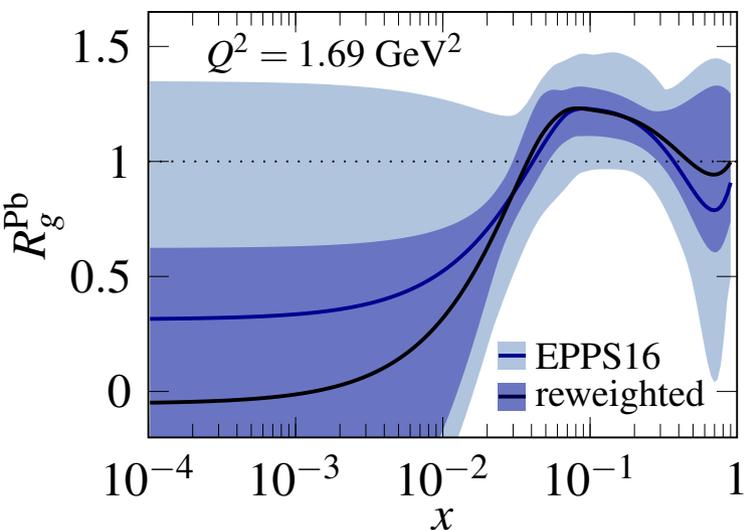


- nPDFs are determined from global QCD fits to data on fixed-target DIS, hard processes in dA (RHIC) and pA (LHC) $\rightarrow f_A(x, \mu^2)$ with significant uncertainties

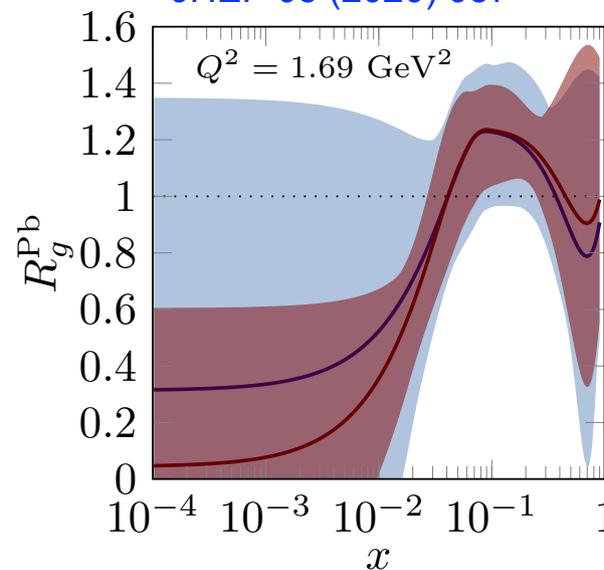
Nuclear shadowing and nPDFs at small x (2)

- One of the goals of the LHC heavy ion program is to better constrain nPDFs: while Run 1 pA@LHC data does not really help, [EPPS16](#), Eskola, *et al.*, EPJ C77 (2017) 163, Run 2 data on [dijets](#) and [HF](#) production may/should give additional constraints on nPDFs
- The impact of these new data, which are not included in the fit, is usually assessed using [Bayesian re-weighting](#):

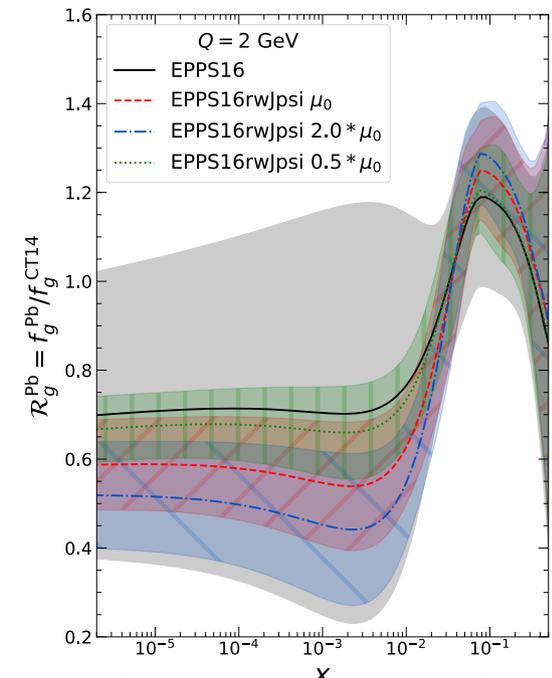
Run 2 CMS jets, [Eskola, Paakkinen, Paukkunen, EPJC 79 \(2019\) 6, 511](#)



Run 2 LHCb D0, [Eskola, Helenius, Paakkinen, Paukkunen, JHEP 05 \(2020\) 037](#)



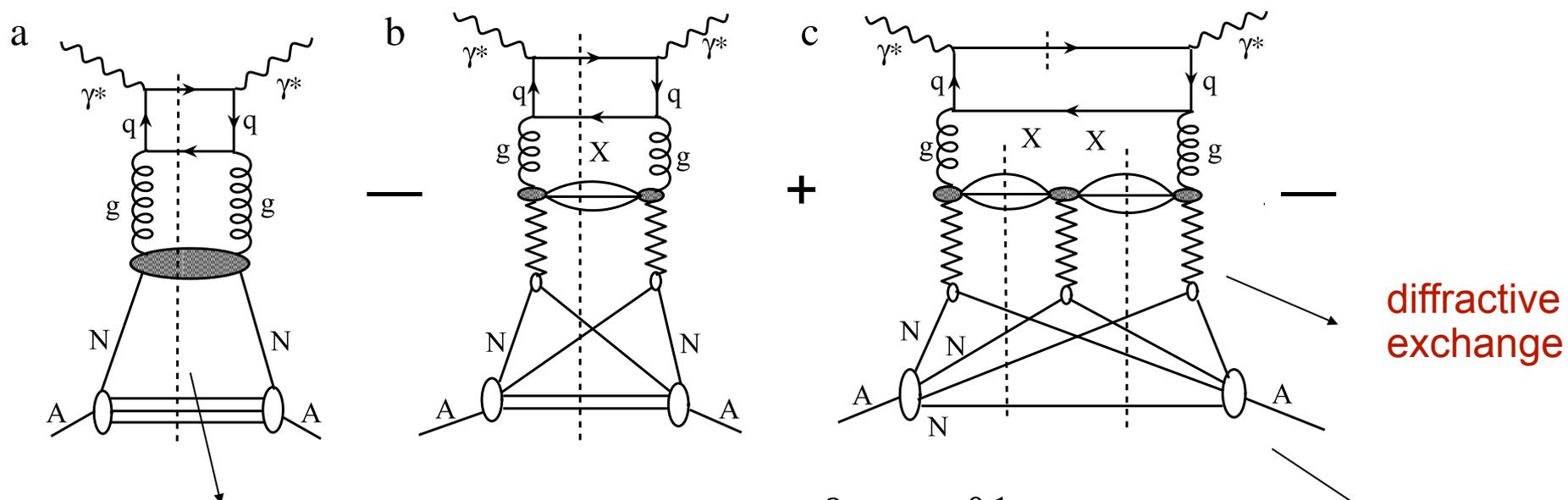
Runs 1 & 2 J/ψ , [Kusina, Lansberg, Schienbein, Shao, arXiv:2012.11462 \[hep-ph\]](#)



- It is also important to use the potential of heavy-ion UPCs to better constrain nuclear PDFs at small x.

Model of leading-twist nuclear shadowing: heavy nuclei

- Alternative to extrapolation of nPDFs into $x < 0.05$ region : model of leading twist nuclear shadowing, Frankfurt, Guzey, Strikman, Phys. Rept. 512 (2012) 255
- Combination of Gribov-Glauber shadowing model with QCD factorization theorems for inclusive and diffractive DIS, Frankfurt, Strikman, EPJ A5 (1999) 293



$$xf_{j/A}(x, Q_0^2) = Ax f_{j/N}(x, Q_0^2) - 8\pi A(A-1) \Re e \frac{(1-i\eta)^2}{1+\eta^2} B_{\text{diff}} \int_x^{0.1} dx_{\mathbb{P}} \beta f_j^{D(3)}(\beta, Q_0^2, x_{\mathbb{P}}) \times \int d^2b \int_{-\infty}^{\infty} dz_1 \int_{z_1}^{\infty} dz_2 \rho_A(\vec{b}, z_1) \rho_A(\vec{b}, z_2) e^{i(z_1-z_2)x_{\mathbb{P}}m_N} e^{-\frac{A}{2}(1-i\eta)\sigma_{\text{soft}}^j(x, Q_0^2) \int_{z_1}^{z_2} dz' \rho_A(\vec{b}, z')}$$

nuclear density proton diffractive PDFs from HERA effective cross section diffractive exchange

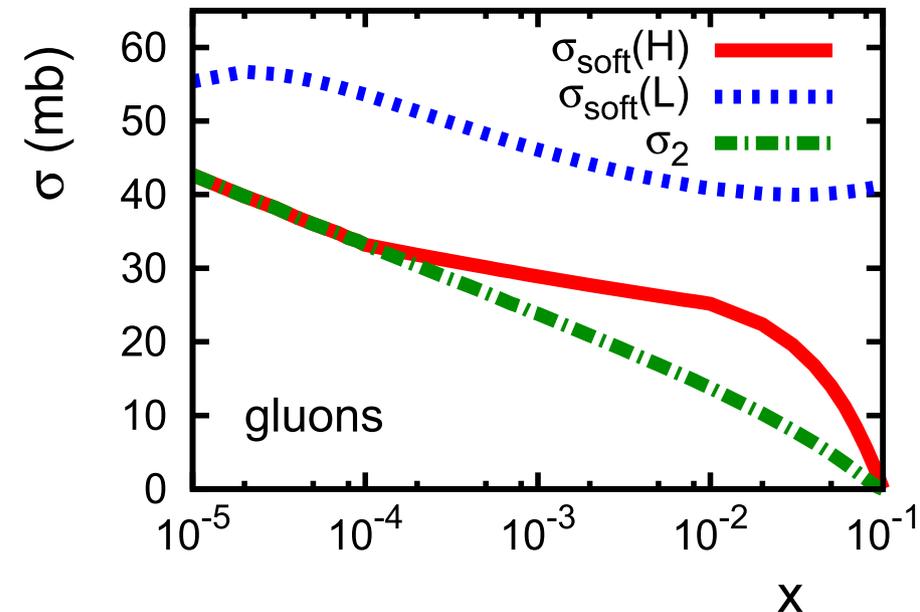
Model of leading-twist nuclear shadowing (2)

- Predicts nuclear PDFs at $\mu^2=3-4 \text{ GeV}^2 \rightarrow$ input for DGLAP evolution.
- Magnitude of shadowing is determined by proton diffractive PDFs, [ZEUS](#), [H1 2006](#) \rightarrow naturally predicts large shadowing for $g_A(x, \mu^2)$.

- One free parameter:
$$\sigma_{\text{soft}}(x) = \frac{\int d\sigma P_\gamma(\sigma) \sigma^3}{\int d\sigma P_\gamma(\sigma) \sigma^2}$$

- Estimated using two models of the photon hadronic fluctuations using the Good-Walker approach to diffractive dissociation, [Good, Walker, PR 120 \(1960\) 1857](#)

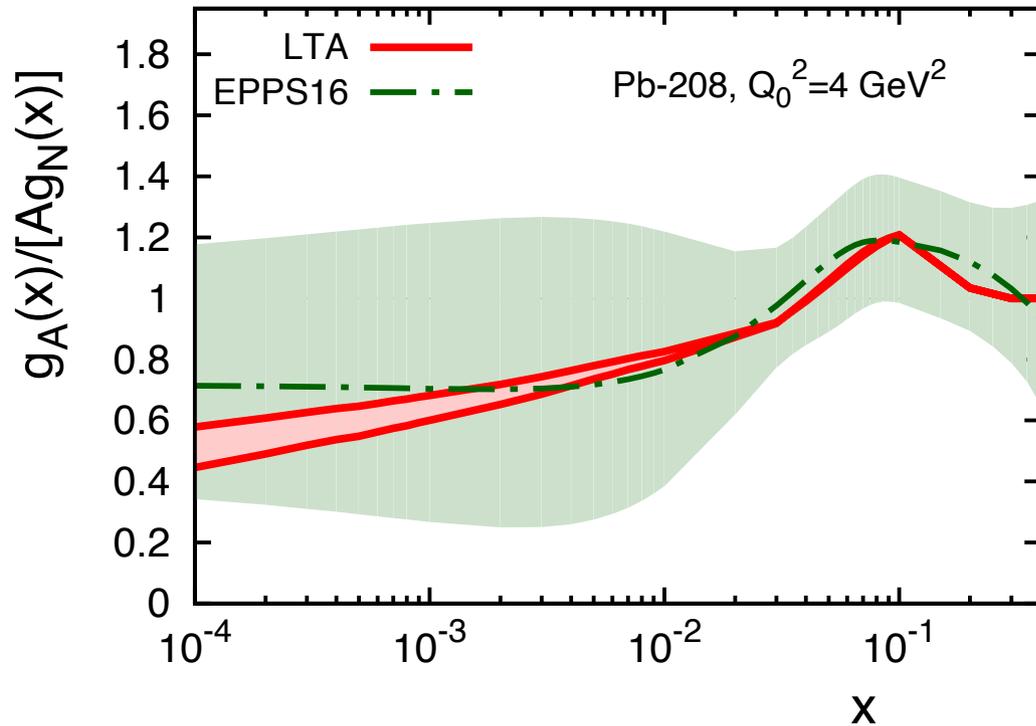
- $P(\sigma)$ like in the pion, [Blattel et al, 1993](#)
- $P(\sigma)$ using the dipole model, [McDermott, Frankfurt, Guzey, Strikman, 2000](#)



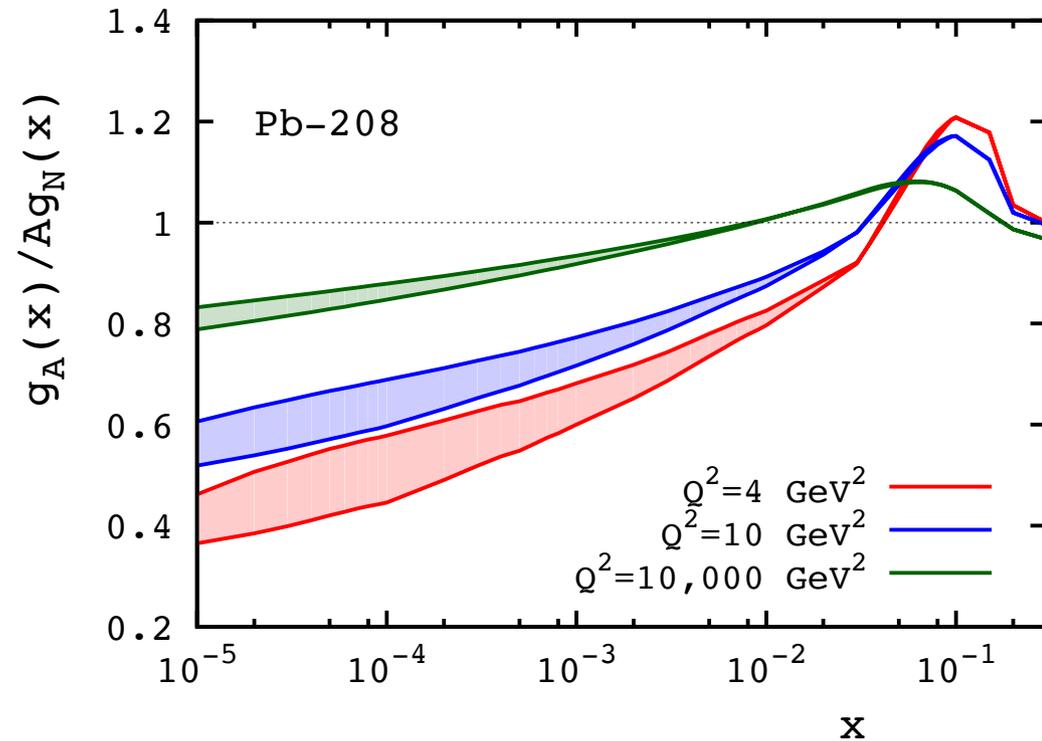
- The model also predicts **impact-parameter-dependent** nuclear PDFs $g_A(x, b, Q^2)$
- shift of t -dependence of $\gamma A \rightarrow J/\psi A$ cross section in UPCs
- oscillations of beam-spin nuclear DVCS asymmetry at EIC.

Predictions of leading twist model for heavy nuclei

Leading twist (LTA) vs. EPPS16



Results of DGLAP evolution: from $Q^2=4 \text{ GeV}^2$ to $Q^2=10$ and $10,000 \text{ GeV}^2$



EIC is an ideal machine to test predictions of this model and distinguish it from other approaches due to:

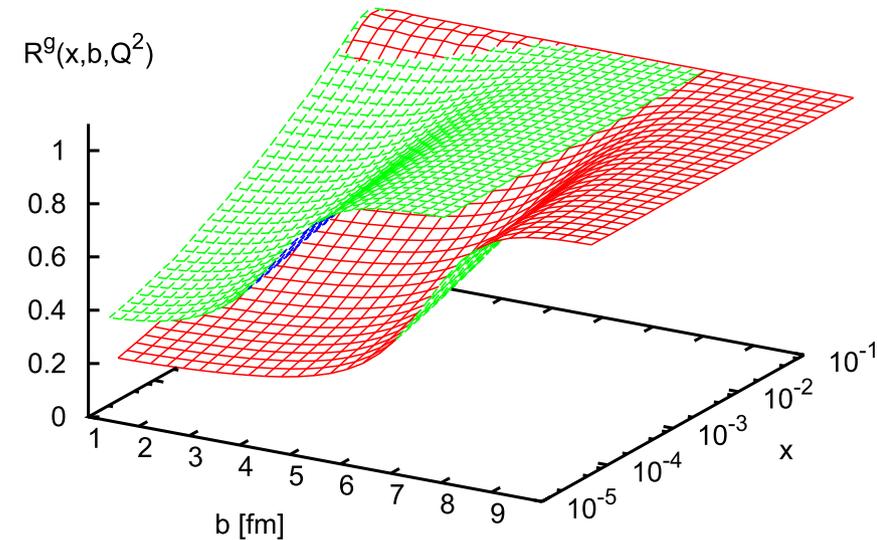
- wide x - Q^2 coverage
- measurements of the longitudinal structure function $F_L^A(x, Q^2)$
- measurements of diffraction in eA DIS

Impact parameter dependence of nPDFs

- The model of leading twist nuclear shadowing allows one to predict the dependence of nPDFs on the **impact parameter** b :

$$xf_{j/A}(x, Q_0^2, b) = AT_A(b)xf_{j/N}(x, Q_0^2) - 8\pi A(A-1)B_{\text{diff}} \Re e \frac{(1-i\eta)^2}{1+\eta^2} \int_x^{0.1} dx_{\mathbb{P}} \beta f_j^{D(3)}(\beta, Q_0^2, x_{\mathbb{P}}) \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} dz_1 \int_{z_1}^{\infty} dz_2 \rho_A(\vec{b}, z_1) \rho_A(\vec{b}, z_2) e^{i(z_1-z_2)x_{\mathbb{P}}m_N} e^{-\frac{A}{2}(1-i\eta)\sigma_{\text{soft}}^j(x, Q_0^2) \int_{z_1}^{z_2} dz' \rho_A(\vec{b}, z')}$$

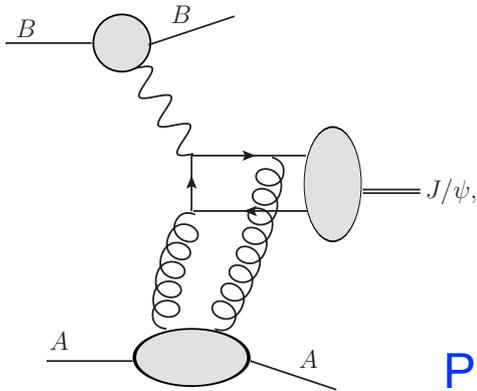
- correlations between b and x , in particular, shadowing is stronger in nucleus center → shift of t -dependence of $\gamma A \rightarrow J/\psi A$ cross section → confirmed by LHC data on coherent J/ψ photoproduction in Pb-Pb UPCs.



- It is a challenge for global fits to extract the b -dependence of nPDFs, [EPS09s](#), Helenius, Honkanen, Salgado, JHEP 1207 (2012) 073.

Exclusive J/ψ photoproduction in UPCs

- Ultrapерipheral collisions (UPCs) of ions at large impact parameters $\rightarrow \gamma A$ scattering at high energies, [Baltz et al., Phys. Rept. 480 \(2008\) 1](#).



$$\frac{d\sigma_{AA \rightarrow AAJ/\psi}(y)}{dy} = N_{\gamma/A}(y)\sigma_{\gamma A \rightarrow AJ/\psi}(y) + N_{\gamma/A}(-y)\sigma_{\gamma A \rightarrow AJ/\psi}(-y)$$

Photon flux from QED:

- high intensity $\sim Z^2$
- high photon energy $\sim \gamma_L$

Photoproduction cross section

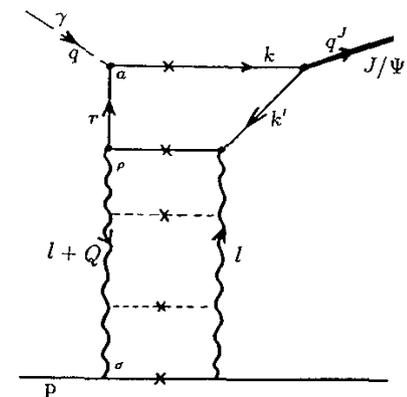
$$y = \ln[W^2 / (2\gamma_L m_N M_V)]$$

= J/ψ rapidity

- In leading logarithmic approximation (LLA) of pQCD and non-relativistic approximation for charmonium wave function (J/ψ , $\psi(2S)$), [Ryskin, Z. Phys. C57 \(1993\) 89](#)

$$\frac{d\sigma_{\gamma T \rightarrow J/\psi T}(W, t=0)}{dt} = C(\mu^2) [xG_T(x, \mu^2)]^2$$

$$x = \frac{M_{J/\psi}^2}{W^2}, \quad \mu^2 = M_{J/\psi}^2/4 = 2.4 \text{ GeV}^2 \quad C(\mu^2) = M_{J/\psi}^3 \Gamma_{ee} \pi^3 \alpha_s(\mu^2) / (48 \alpha_{em} \mu^8)$$



Coherent J/ψ photoproduction on nuclei

- Application to nuclear targets:

$$\sigma_{\gamma A \rightarrow J/\psi A}(W_{\gamma p}) = \kappa_{A/N}^2 \frac{d\sigma_{\gamma p \rightarrow J/\psi p}(W_{\gamma p}, t=0)}{dt} \left[\frac{G_A(x, \mu^2)}{A G_N(x, \mu^2)} \right]^2 \Phi_A(t_{\min})$$

Small correction $\kappa_{A/N} \approx 0.90-95$ due to different skewnesses of nuclear and nucleon GPDs

From HERA and LHCb

Nucleus/proton gluon ratio R_g

From nuclear form factor

$$\Phi_A(t_{\min}) = \int_{-\infty}^{t_{\min}} dt |F_A(t)|^2$$

- Well-defined impulse approximation (IA):

$$\sigma_{\gamma A \rightarrow J/\psi A}^{\text{IA}}(W_{\gamma p}) = \frac{d\sigma_{\gamma p \rightarrow J/\psi p}(W_{\gamma p}, t=0)}{dt} \Phi_A(t_{\min})$$

- Nuclear suppression factor **S** (like R_{pA} or R_{AA}) \rightarrow direct access to R_g

$$S(W_{\gamma p}) = \left[\frac{\sigma_{\gamma Pb \rightarrow J/\psi Pb}}{\sigma_{\gamma Pb \rightarrow J/\psi Pb}^{\text{IA}}} \right]^{1/2} = \kappa_{A/N} \frac{G_A(x, \mu^2)}{A G_N(x, \mu^2)} = \kappa_{A/N} R_g$$

Model-independently from data on UPC@LHC (ALICE, CMS) and HERA, LHCb *Abelev et al.* [ALICE], PLB718 (2013) 1273; *Abbas et al.* [ALICE], EPJ C 73 (2013) 2617; [CMS] PLB 772 (2017) 489

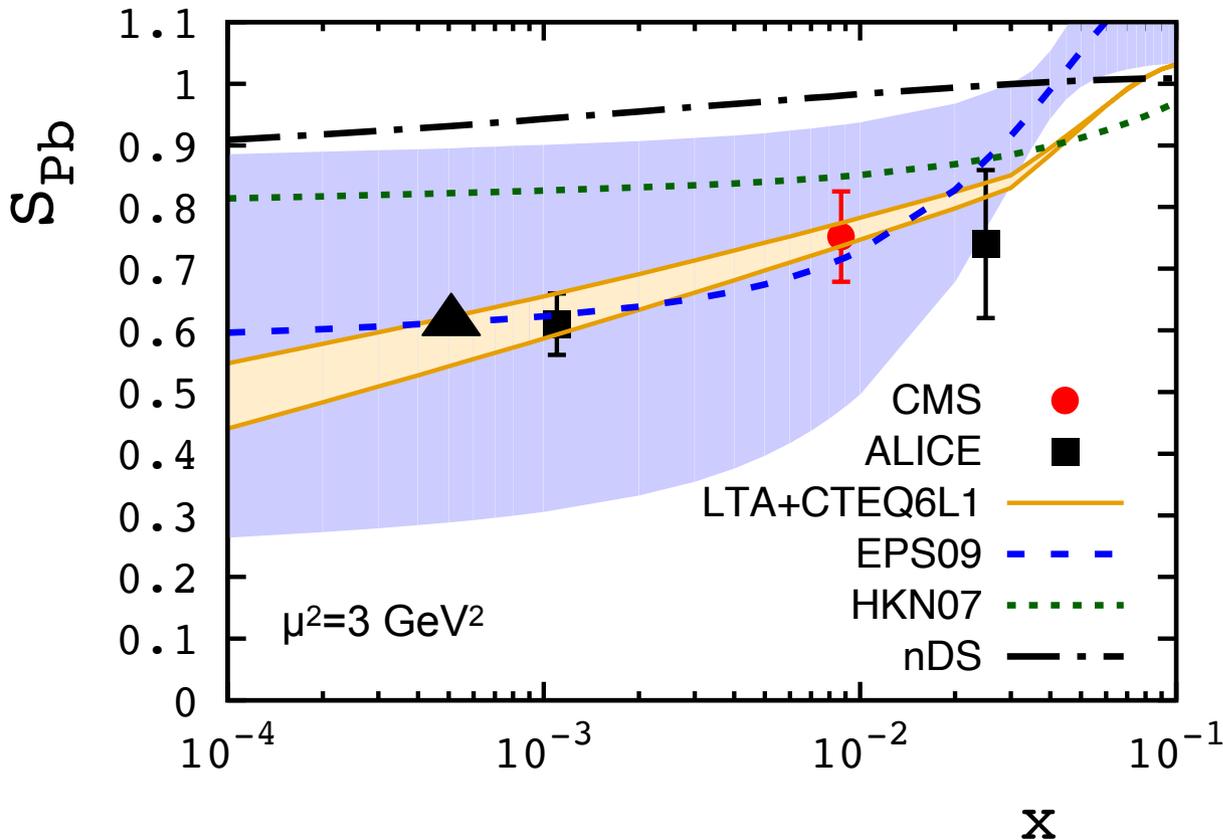
From global QCD fits of nPDFs or leading twist nuclear shadowing model

Guzey, Kryshen, Strikman, Zhalov, PLB 726 (2013) 290, Guzey, Zhalov, JHEP 1310 (2013) 207

S_{Pb} from ALICE and CMS UPC data vs. theory

- J/ψ photoproduction in Pb-Pb UPCs at LHC, [Abelev et al. \[ALICE\], PLB718 \(2013\) 1273](#);

[Abbas et al. \[ALICE\], EPJ C 73 \(2013\) 2617](#); [CMS Collab., PLB 772 \(2017\) 489](#) → suppression factor S_{Pb}



LTA: [Guzey, Zhavoronkov JHEP 1310 \(2013\) 207](#)

EPS09: [Eskola, Paukkunen, Salgado, JHEP 0904 \(2009\) 065](#)

HKN07: [Hirai, Kumano, Nagai, PRC 76 \(2007\) 065207](#)

nDS: [de Florian, Sassot, PRD 69 \(2004\) 074028](#)

- Good agreement with ALICE data on coherent J/ψ photoproduction in Pb-Pb UPCs@2.76 TeV → **direct evidence of large gluon NS, $R_g(x=6 \times 10^{-4} - 0.001) \approx 0.6$.**

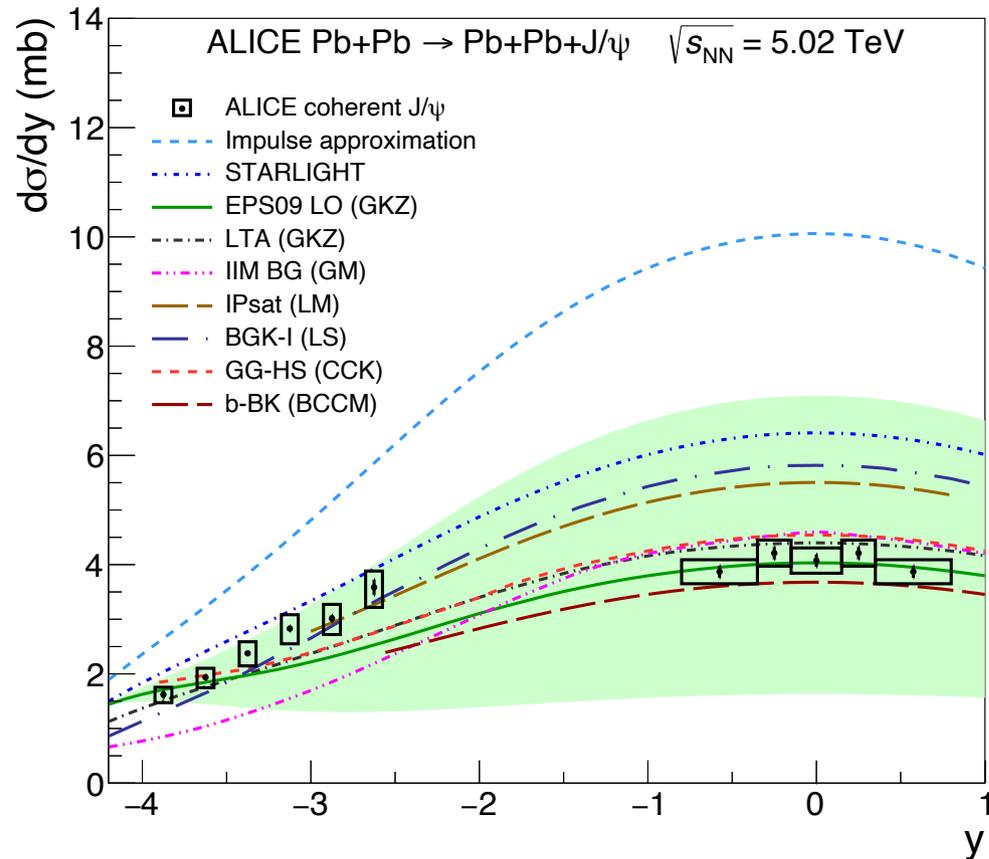
- Also good description using central value of EPS09, EPPS16, large uncertainty.

- Color dipole models generally underestimate the suppression, [Goncalves, Machado \(2011\)](#);

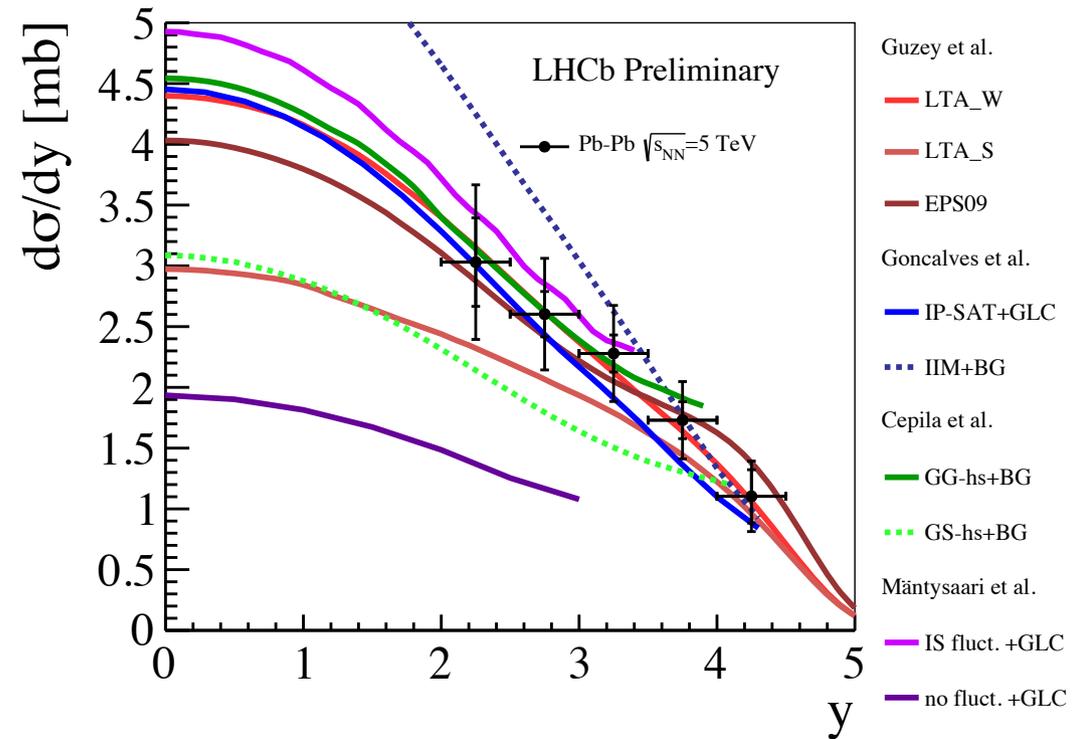
[Lappi, Mäntysaari, 2013](#), but proton shape fluctuations help, [Mäntysaari, Schenke, PLB 772 \(2017\) 681](#)

Run 2 ALICE and LHCb results on exclusive J/ψ photoproduction in Pb-Pb UPCs

Acharya et al. [ALICE] arXiv:2101.04577 [nucl-ex]



Burshe et al. [LHCb], NPA 982 (2019) 247



- Comparison to Impulse approximation and STARlight \rightarrow indication of “moderate” nuclear gluon shadowing:
- Model of leading-twist shadowing and EPS09 are in good agreement for $y \approx 0$
- “...none of the models is able to fully describe the rapidity dependence”

Imaging of nuclear gluons at small x

- In case of non-negligible nuclear shadowing, $\gamma A \rightarrow J/\psi A$ cross section should be modified:

$$\frac{d\sigma_{\gamma A \rightarrow J/\psi A}}{dt} = \frac{d\sigma_{\gamma p \rightarrow J/\psi p}(t=0)}{dt} \left(\frac{R_{g,A}}{R_{g,p}} \right)^2 \left(\frac{g_A(x, \mu^2)}{A g_p(x, \mu^2)} \right)^2 F_A^2(t)$$



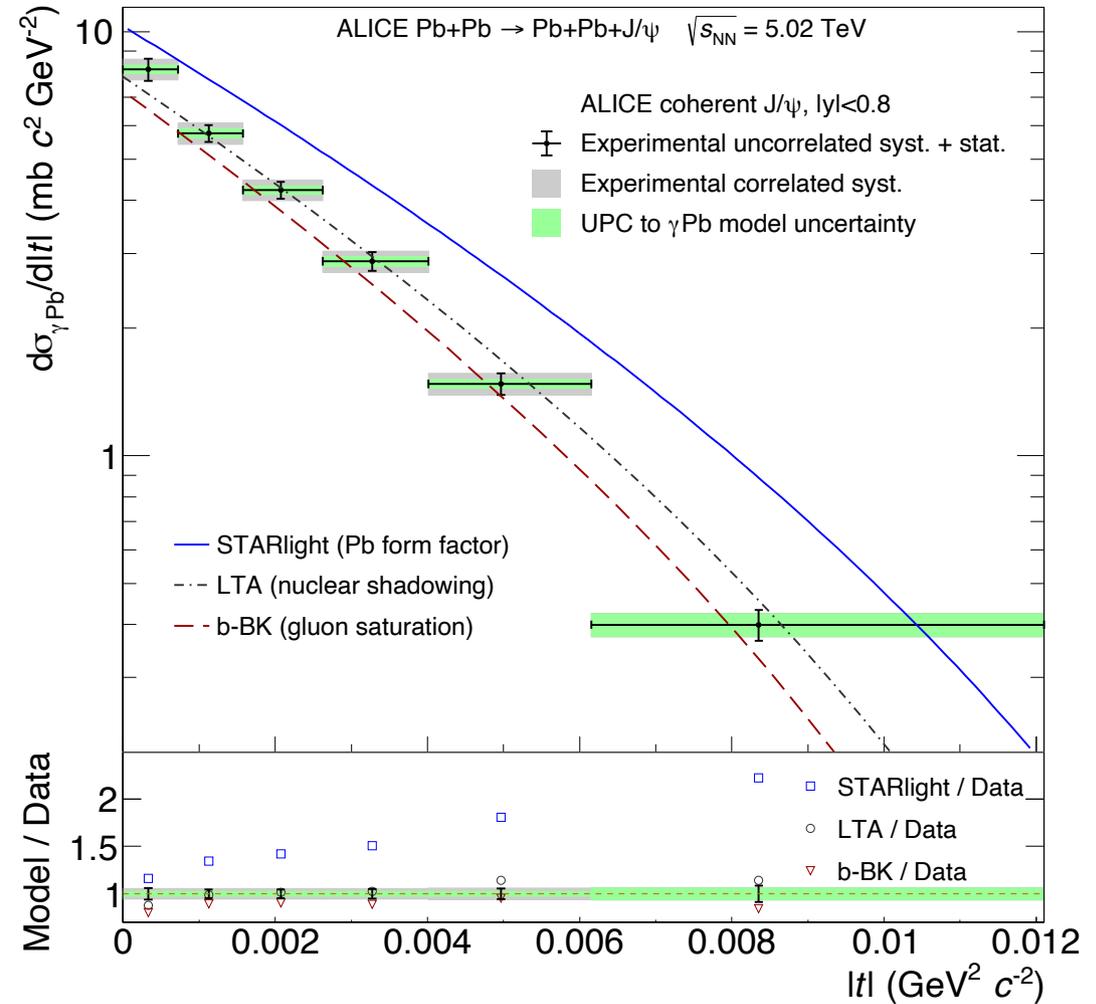
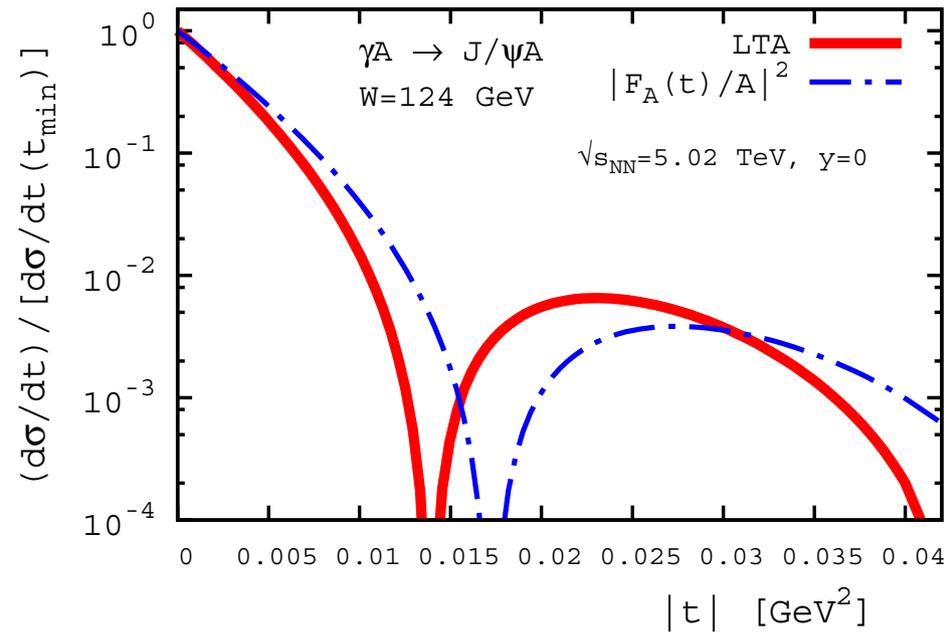
$$\frac{d\sigma_{\gamma A \rightarrow J/\psi A}}{dt} = \frac{d\sigma_{\gamma p \rightarrow J/\psi p}(t=0)}{dt} \left(\frac{R_{g,A}}{R_{g,p}} \right)^2 \left(\frac{g_A(x, t, \mu^2)}{A g_p(x, \mu^2)} \right)^2$$

- Answer in terms of nuclear GPD in the $x_1=x_2$ limit, i.e. in terms of impact-parameter-dependent nPDF $f_{j/A}(x, Q_0^2, \mathbf{b})$, [Guzey, Strikman, Zhalov, PRC 95 \(2017\) 025204](#)
- Correlations between \mathbf{b} and $\mathbf{x} \rightarrow$ shift of t-dependence of $\gamma A \rightarrow J/\psi A$ cross section:

t-dependence of coherent J/ψ photonuclear cross section

Acharya et al. [ALICE] arXiv:2101.04623 [nucl-ex]

Guzey, Strikman, Zhalov, PRC 95 (2017) 025204



- Resulting shift = **5-11% broadening** in impact parameter space of gluon nPDF
- Similar effect is predicted to be caused by saturation, Cisek, Schafer, Szczurek, PRC86 (2012) 014905; Lappi, Mäntysaari, PRC 87 (2013) 032201; Toll, Ullrich, PRC87 (2013) 024913; Goncalves, Navarra, Spiering, arXiv:1701.04340

Новые ограничения на ядерную глюонную плотность из фоторождения J/ψ

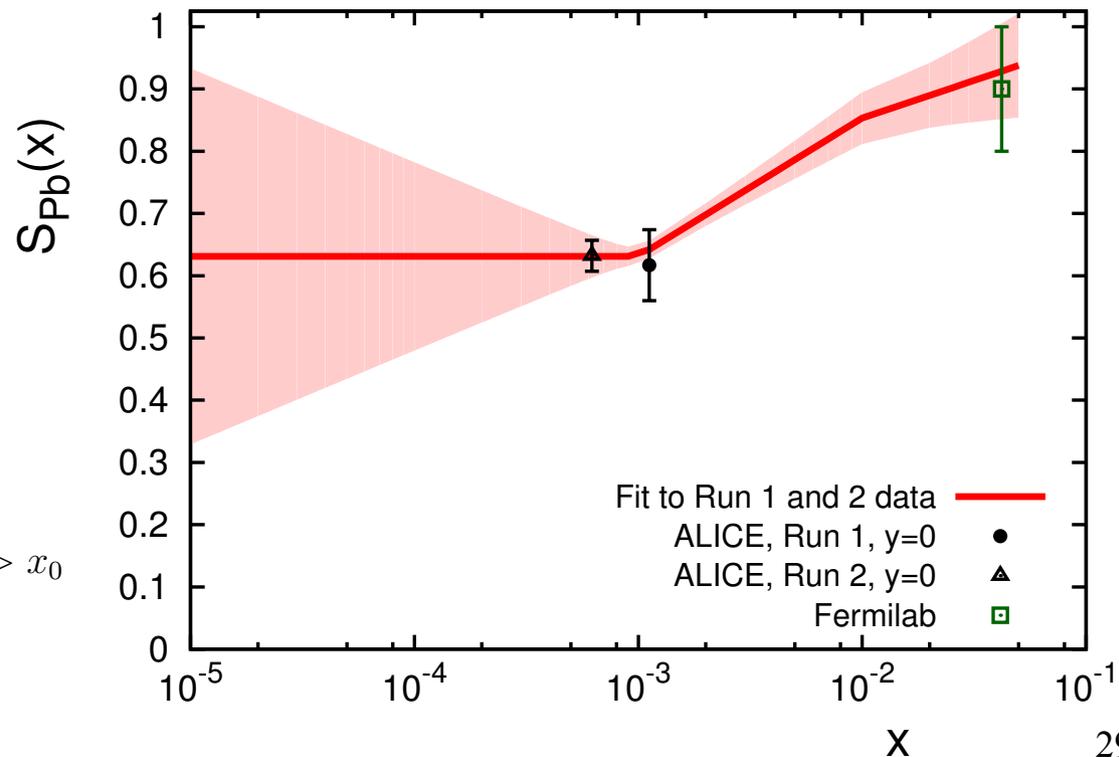
- Строго говоря, анализ данных по когерентному фоторождению J/ψ в Pb-Pb УПС требует учета многих эффектов (связь обобщенных и обычных партонных плотностей, радиационные и релятивистские поправки).
- Вместо полноценного совместного анализа всех данных, можно оценить влияние фактора ядерного подавления, который мы извлекли из данных, на текущие неопределенности глюонной плотности, используя метод статистического взвешивания, [Guzey, Kryshen, Strikman, Zhalov, PLB 816 \(2021\) 136202](#)

$$S_{Pb}(x) = \sqrt{\frac{\sigma_{\gamma A \rightarrow J/\psi A}(W_{\gamma p})}{\sigma_{\gamma A \rightarrow J/\psi A}^{IA}(W_{\gamma p})}},$$

$$S_{Pb}(x = 0.00112) = 0.62 \pm 0.057,$$

$$S_{Pb}(x = 6.17 \times 10^{-4}) = 0.63 \pm 0.025$$

$$S_{Pb}(x) = \begin{cases} a + b_1 \ln(x_1/x_0) + b_2 \ln(x/x_1), & \text{for } x \geq x_1 \\ a + b_1 \ln(x/x_0), & \text{for } x_1 > x > x_0 \\ a + c \ln(x/x_0), & \text{for } x \leq x_0, \end{cases}$$



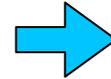
Новые ограничения на ядерную глюонную плотность из фоторождения J/ψ (2)

- Используя данный набор ЯПР (центральное значение + ошибки), создаем много клонов

$$g_A^k(x, \mu^2) = g_A^0(x, \mu^2) + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N (g_A^{i+}(x, \mu^2) - g_A^{i-}(x, \mu^2)) R_{ki}$$

- Для каждого клона считаем, как хорошо он описывает данные по факторам ядерного подавления $S_{Pb}(x)$, и находим стат. вес w_k

$$\chi_k^2 = \sum_{j=1}^{N_{\text{data}}} \frac{\left(\sqrt{(d\sigma/dy)/(d\sigma^{IA}/dy)}^{(j)} - R_{Pb,k}^{(j)} \right)^2}{\left(\delta \sqrt{(d\sigma/dy)/(d\sigma^{IA}/dy)}^{(j)} \right)^2}$$

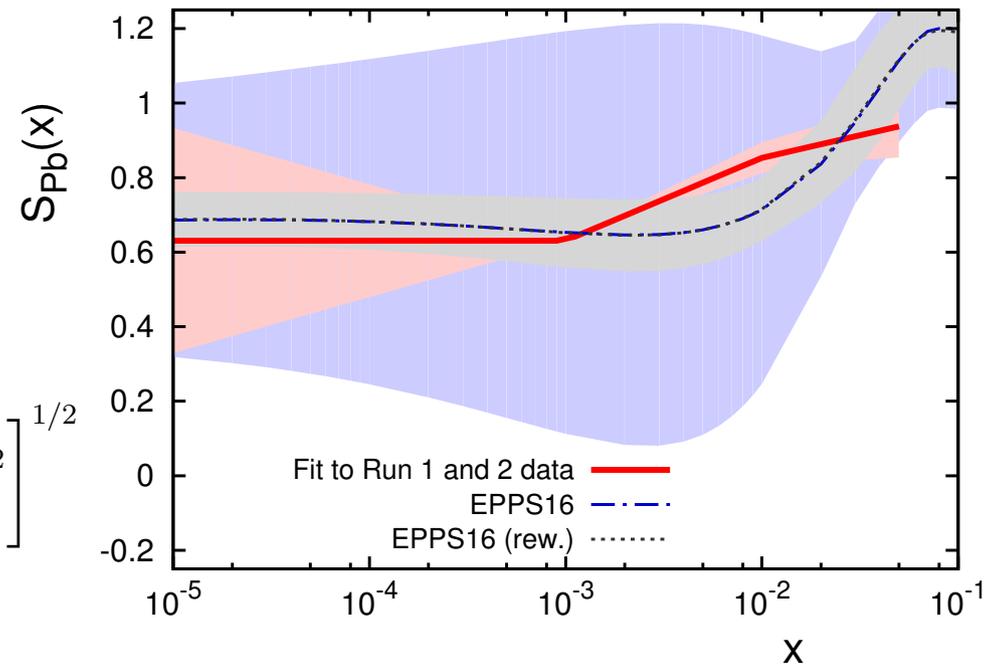


$$w_k = N_{\text{norm}} e^{-\frac{1}{2} \chi_k^2 / T}$$

- Новое центральное значение глюонной плотности и ее ошибки:

$$\langle g_A(x, \mu^2) \rangle = \frac{1}{N_{\text{rep}}} \sum_{k=1}^{N_{\text{rep}}} w_k g_A^k(x, \mu^2),$$

$$\delta \langle g_A(x, \mu^2) \rangle = \left[\frac{1}{N_{\text{rep}}} \sum_{k=1}^{N_{\text{rep}}} w_k (g_A^k(x, \mu^2) - \langle g_A(x, \mu^2) \rangle)^2 \right]^{1/2}$$



Заключение

- УПС ионов являются важным компонентом физической программы БАК и позволяют изучать открытые вопросы структуры протонов и ядер в КХД.
- Изучение УПС приобретает все большую важность и рассматривается как прототип измерений на планируемых ускорителях (EIC, LHeC/FCC).
- Когерентное фоторождение ρ мезонов в Pb-Pb УПС позволяет уточнить модели адронной структуры фотона и механизма ядерной экранировки и указывает на важность неупругой (Грибовской) экранировки.
- Когерентное фоторождение J/ψ в Pb-Pb УПС указывает на большие ядерные экранировки ядерной глюонной плотности при малых x , $R_g(x=6 \times 10^{-4}-10^{-3}, \mu^2 \approx 3 \text{ GeV}^2) \approx 0.6$, дает новые ограничения на эту фундаментальную величину и позволяет получить 3х мерную картину глюонной плотности в ядрах.