

# Ядерные экранировки в кварковых и глюонных распределениях в ядрах: теория и приложения

**В.А. Гузей**



Петербургский Институт Ядерной Физики (ПИЯФ)  
НИЦ "Курчатовский Институт", Гатчина



**Семинар Отделения Физики Высоких Энергий, ПИЯФ  
24.09.2013**

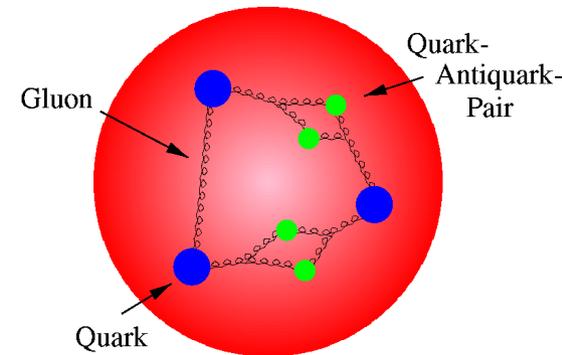
# План семинара:

- **Нуклоны и атомные ядра в КХД**
  - открытые вопросы
  - партонные распределения в ядрах
- **Теория экранировок лидирующего твиста для ядерных партонных распределений**
  - теория Грибова-Глаубера
  - обобщение на случай  $eA$  глубоконеупругого рассеяния
  - предсказания для ядерных партонных плотностей и структурных функций
- **Примеры приложений**
  - жесткие процессы в  $pA$  рассеянии на БАК
  - ультрапериферические  $AA$  и  $pA$  столкновения на БАК
  - программа изучения глюонных распределений в ядрах на EIC
- **Заключение**

# Ядерная физика: сильные взаимодействия и КХД

- **Сильное взаимодействие** связывает вместе атомные ядра, определяет свойства ядерной материи во Вселенной и обеспечивает ядерные реакции.

- Теория сильного взаимодействия — **квантовая хромодинамика (КХД)** — квантовая теория поля точечно-подобных кварков взаимодействующих посредством обмена глюонами (цветная сила)



$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \bar{q}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)q - g(\bar{q}\gamma^\mu T_a q)A_\mu^a - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}$$

- Одной из центральных задач современной ядерной физики является выяснение внутренней структуры нуклонов и ядер на основе КХД.

# Ядерная физика: открытые вопросы

- Как возникает масса протона? → связано с проблемой конфайнмента

- Поляризационный и орбитальный вклад кварков и глюонов в спин протона? → связано с общей проблемой трехмерных (3D) распределений партонов (TMDs, GPDs)



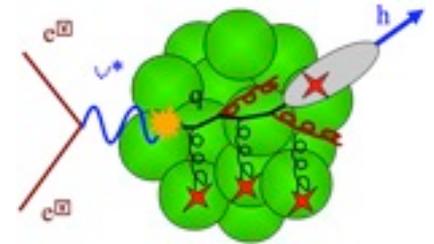
- Как распределения кварков и глюонов в ядрах отличаются от случая свободного протона? → объяснение EMC эффекта,



распределения кварков и глюонов в ядрах,

насыщение глюонных плотностей

- Как происходит адронизация кварков и глюонов в наблюдаемые адроны (нуклоны, пионы)?

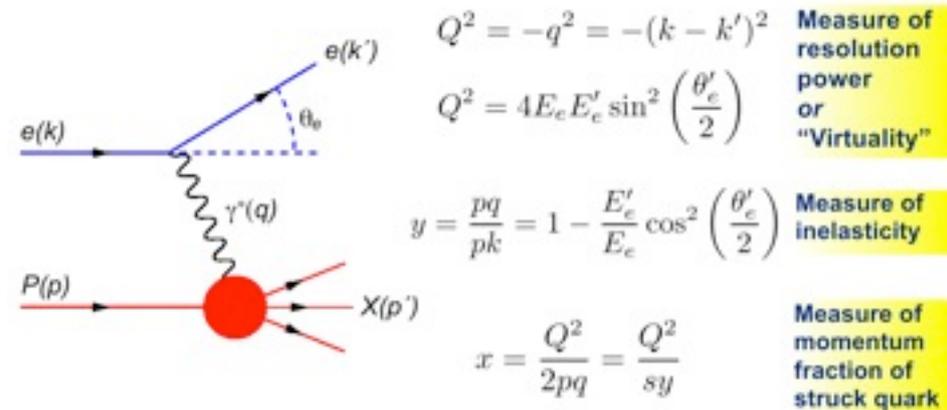


# Экспериментальное изучение кварков и глюонов

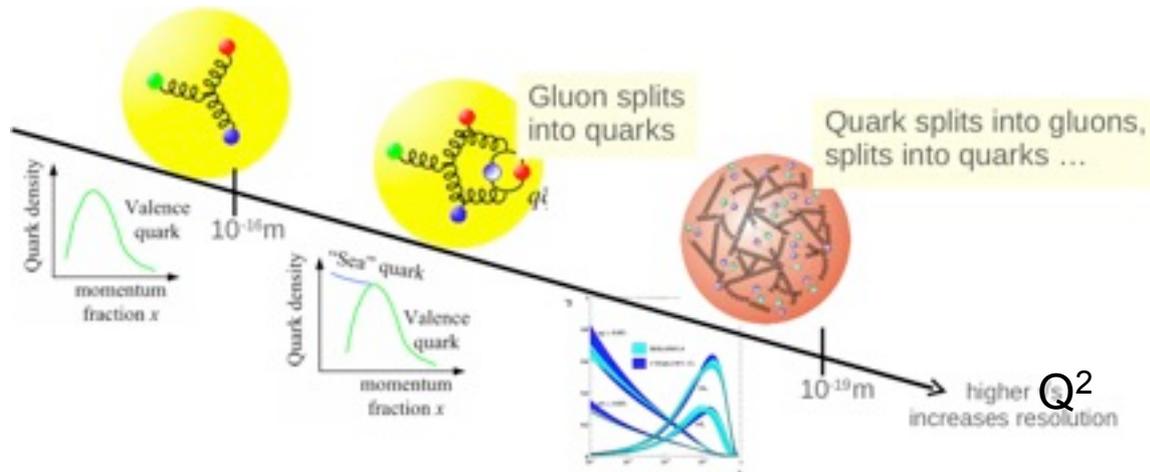
- Идеальный инструмент для изучения кварков и глюонов — *лептон-нуклонные* и *лептон-ядерные* столкновения при больших энергиях.

- Основные методы — *глубоконеупругое рассеяние* (deep inelastic scattering, DIS) и *факторизационные теоремы*

- Получаемая картина:



$$\frac{d^2\sigma^{ep \rightarrow eX}}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{xQ^4} \left[ \left(1 - y + \frac{y^2}{2}\right) F_2(x, Q^2) - \frac{y^2}{2} F_L(x, Q^2) \right]$$



# Коллинеарная факторизация в КХД

- **Партонная модель** (еще не КХД!):

Bjorken and Paschos '69;  
Feynman '69 and '72

- адроны состоят из неких конститuentов (партонов)
- сечения (структурные функции) = древесные Фейнмановские диаграммы + плотности партонных распределений

$$F_2(x, Q^2) = \sum_q e_q^2 x \phi_{q/h}(x)$$

- предсказывает скейлинг и объясняет первые эксперименты по DIS на SLAC

- **Физическая картина:**

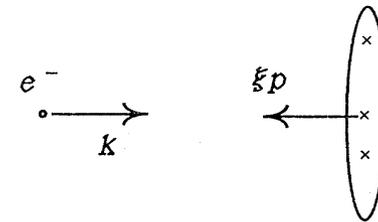
Friedman and Kendall '72

- в системе центра масс время жизни данной партонной конфигурации  $\gg$  времени взаимодействия

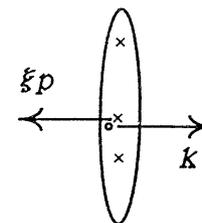
- электрон "видит снимок" "замороженных" партонов с разрешением  $1/Q$

- после взаимодействия фрагменты начального адрона переходят в наблюдаемые адроны за время  $\gg$  времени взаимодействия  $\rightarrow$

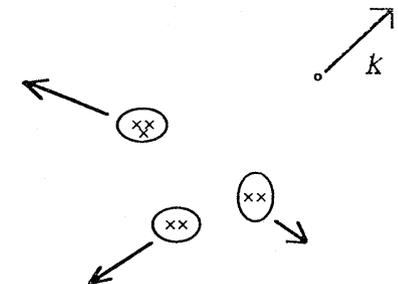
**не влияет на электрон-партонное рассеяние**



(a)



(b)



(c)

# Коллинеарная факторизация в КХД (2)

- Теорема о коллинеарной факторизации в КХД: Collins, Soper, Sterman '89

- позволяет объяснить партонную модель и систематически посчитать поправки
- **партоны → кварки и глюоны КХД**
- доказывается в каждом порядке теории возмущений
- **основана на разделении временных шкал/расстояний (предыдущий слайд):**

$$F_2(x, Q^2) = \sum_{i=q, \bar{q}, g} \int_0^1 dy C(x/y, Q^2/\mu^2, \alpha_s(\mu^2)) \phi_{i/h}(x, \mu^2)$$

Коэффициентная функция:

- зависит от процесса, конечна
- **не зависит от типа мишени**

Партонная функция распределения (плотность):

- не зависит от процесса; конечна (содержит все коллинеарные расходимости сечения)
- **разная для разных мишеней**

- Факторизация → формальное определение партонных плотностей

$$\phi_{i/h}(x, \mu^2) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dy^-}{4\pi} e^{-xp^+ y^-} \langle h(p) | \bar{\psi}(y^-, 0^+, 0_T) \gamma^+ \psi(0^-, 0^+, 0_T) | h(p) \rangle =$$

**вероятность найти партон с данным  $x$  и поп. импульсом  $< \mu$**

$$= \int \frac{d^2 k_T}{(2\pi)^2} \langle h(p) | b^+(xp, k_T) b(xp, k_T) | h(p) \rangle$$

# Коллинеарная факторизация в КХД (3)

- Факторизация → партонные плотности универсальны, т.е. входят в описание разных процессов:

- инклюзивное лептон-адронное рассеяние
- процесс Дрелл-Яна
- инклюзивное рождение адронов

$$l + p \rightarrow l' + X$$

$$h_A + h_B \rightarrow \gamma^*(l\bar{l}) + X$$

$$h_A + h_B \rightarrow h_c(p_T) + X$$

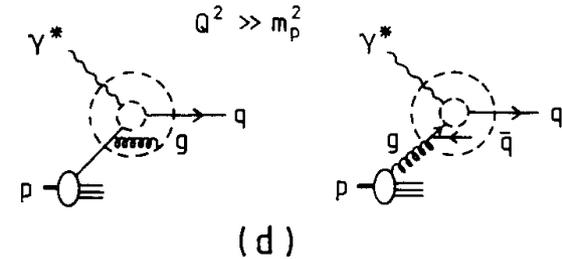
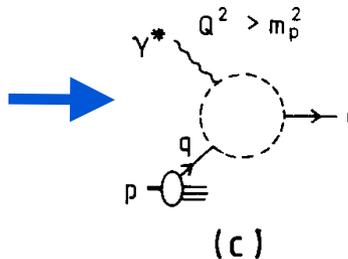
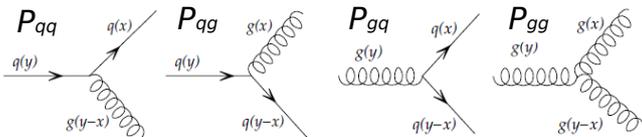
$$E_C \frac{d\sigma}{d^3p_C} = \sum_{abc} \int d\xi_A d\xi_B \frac{dz}{z} \phi_{a/A}(\xi_A, \mu^2) \phi_{b/B}(\xi_B, \mu^2) |k_c| \frac{d\hat{\sigma}}{d^3k_c} D_{c/C}(z, \mu^2)$$

функция фрагментации

- Факторизация →  $Q^2$  (DGLAP) эволюция партонных плотностей

$$\frac{df_{j/A}^{ns}(x, Q^2)}{d \log Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dx'}{x'} P_{qq} \left( \frac{x}{x'} \right) f_{j/A}^{ns}(x', Q^2),$$

$$\frac{d}{d \log Q^2} \begin{pmatrix} f_A^s(x, Q^2) \\ f_{g/A}(x, Q^2) \end{pmatrix} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dx'}{x'} \begin{pmatrix} P_{qq} \left( \frac{x}{x'} \right) & P_{qg} \left( \frac{x}{x'} \right) \\ P_{gq} \left( \frac{x}{x'} \right) & P_{gg} \left( \frac{x}{x'} \right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f_A^s(x', Q^2) \\ f_{g/A}(x', Q^2) \end{pmatrix}$$

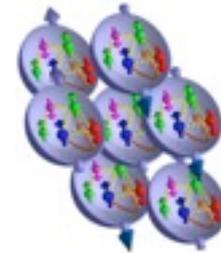


Reya '81

- Коллинеарная факторизация прекрасно проверена в экспериментах (HERA, CERN, Fermilab, BNL, JLAB)

# Ядерные структурные функции

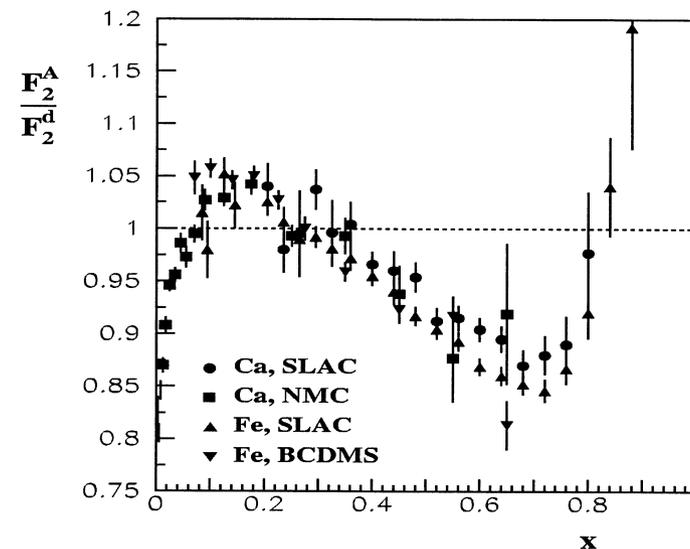
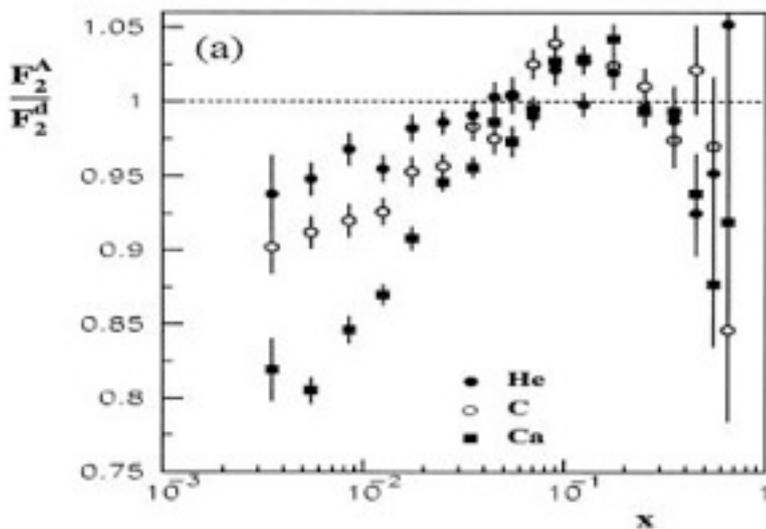
- Традиционная картина: ядра состоят из слабо связанных протонов и нейтронов



- Однако эксперименты по слабokonеупругому рассеянию на ядерных мишенях показали, что это не полная картина:

$$F_{2A}(x) \neq \int_x^A \frac{dy}{y} n(y) F_{2N}(x/y)$$

Piller, Weise, Phys. Rept. 330 (2000) 1



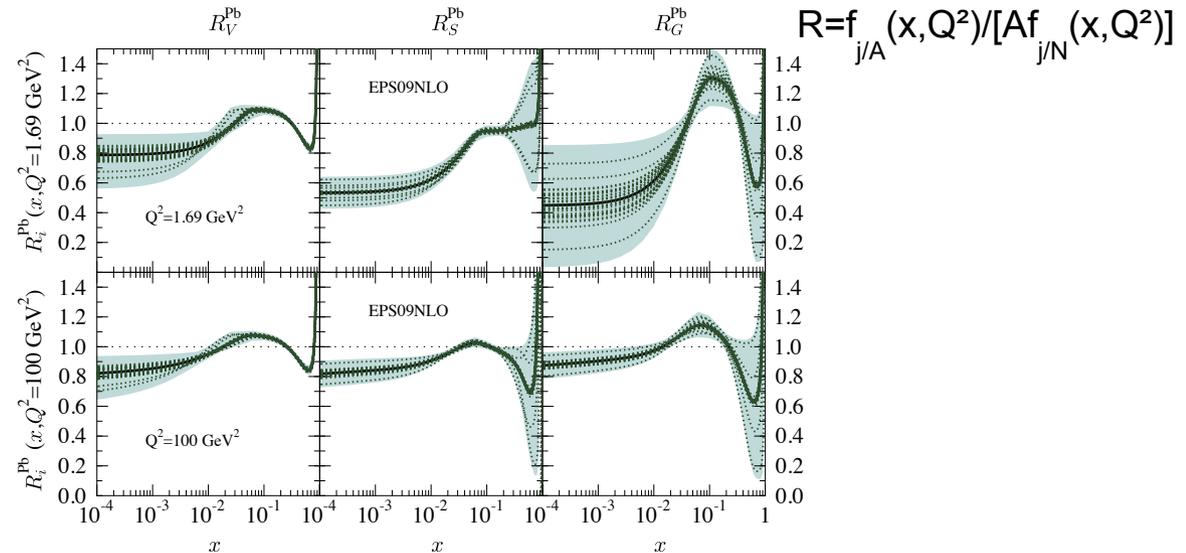
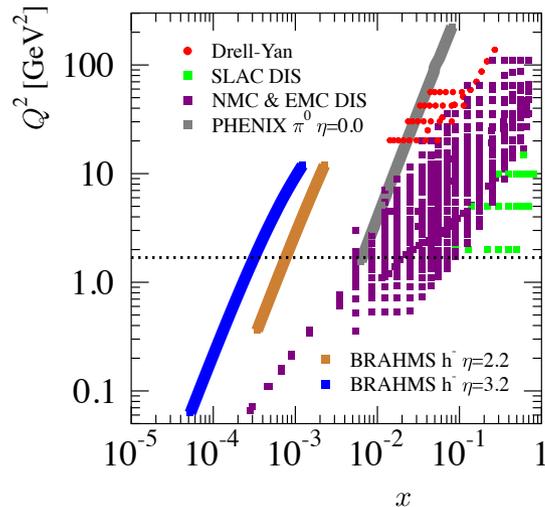
- 4 области: ядерные экранировки ( $x < 0.05$ ), антиэкранировки ( $0.05 < x < 0.2$ ), EMC эффект ( $0.3 < x < 0.8$ ), Ферми-движение ( $x > 0.8$ ).

# Партонные распределения в ядрах

- Стратегия извлечения ядерных партонных распределений:

данные + факторизационная теорема  
+ DGLAP ( $Q^2$ ) эволюция

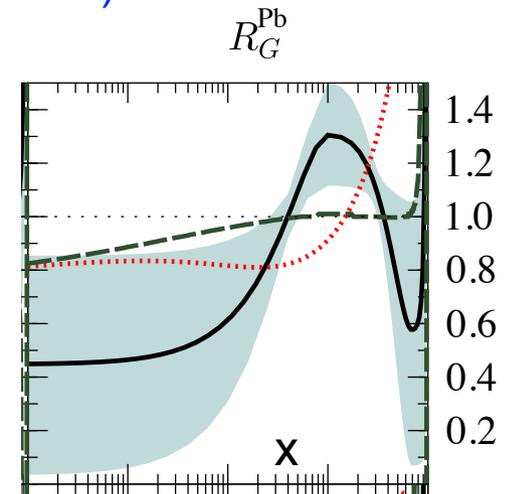
$$F_{2A}(x, Q^2) = x \sum_{j=q, \bar{q}, g} \int_{\beta}^1 \frac{dy}{y} C_j\left(\frac{x}{y}, Q^2\right) f_{j/A}(y, Q^2)$$



Eskola, Puukkunen, Salgado, JHEP 04 (2009) 065

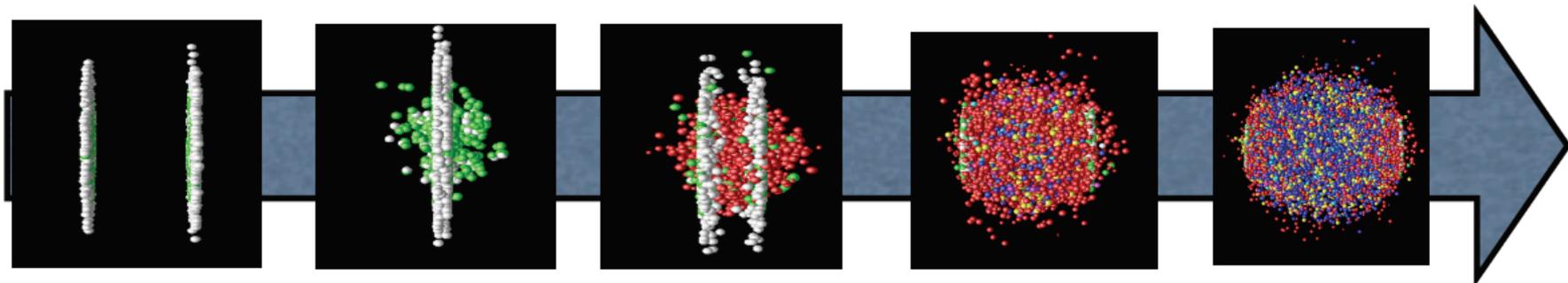
- Однако, получаемые партонные распределения имеют большую неопределенность, особенно для глюонов в области малых  $x$  из-за:

- ограниченной кинематики
- непрямому извлечению глюонов через эволюцию
- разных предположениях о форме распределений
- разного выбора данных

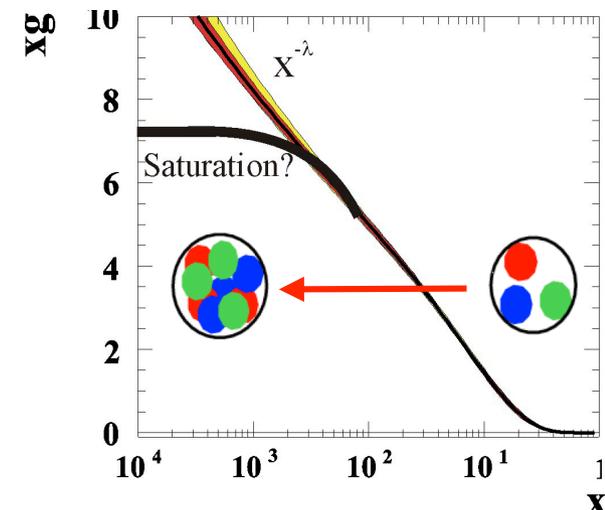
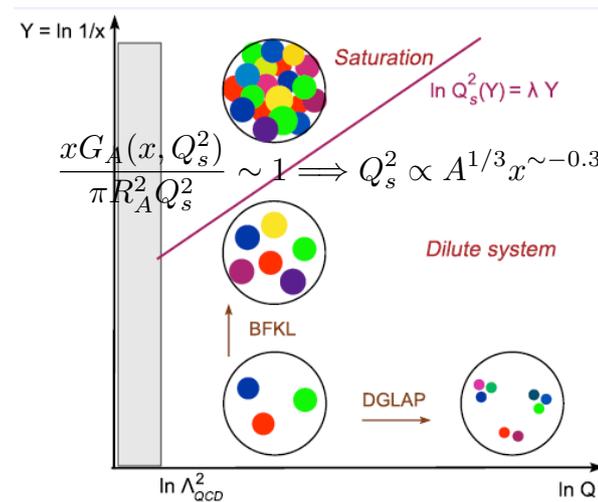


# Партонные распределения в ядрах (2)

- Являются фундаментальными величинами для КХД описания жестких процессов с ядрами (DIS, pA и AA рассеяние).
- В частности, определяют начальные условия (ядерную волновую функцию) в столкновениях тяжелых ионов.

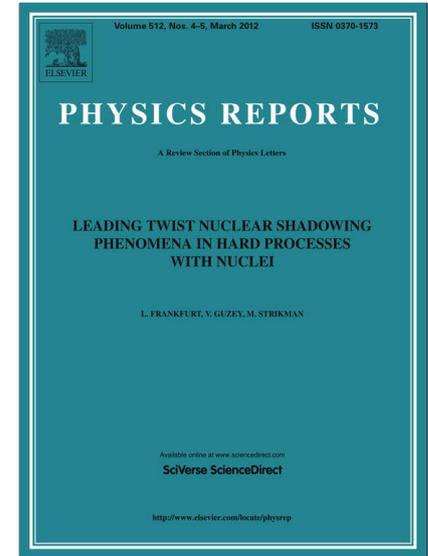


- Требуются для количественной оценки наступления нелинейного режима насыщения:



# Теория экранировок лидирующего твиста: публикации

- L. Frankfurt, VG, M. Strikman, Phys. Rept. 512 (2012) 255
- VG, M. Strikman, PLB 687 (2010) 167
- K. Goeke, VG, M. Siddikov, PRC 79 (2009) 035219
- L. Frankfurt, VG, M. Strikman, PRD 71 (2005) 054001
- L. Frankfurt, VG, M. Strikman, PLB 586 (2004) 41



<http://www.jlab.org/~vguzey>

<http://lapth.in2p3.fr/npdfgenerator> (Online plotter)

# Теория экранировок лидирующего твиста

Метод вычисления партонных (морские кварки и глюоны) распределений в ядрах при малых  $x$  как функция  $x$  и прицельного параметра  $b$  на некой начальной шкале  $Q_0$ . Дальнейшая  $Q^2$  зависимость — согласно DGLAP.

## Метод основан на:

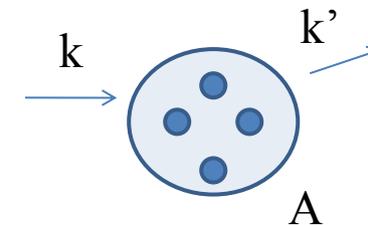
- Картина сильного взаимодействия при высоких энергиях в системе покоя мишени, формализме Грибова-Глаубера и его обобщения на случай eA глубоконеупругого рассеяния → выражение для  $F_{2A}(x, Q^2)$
- Коллинеарной факторизации для полных и диффракционных сечений DIS → от  $F_{2A}(x, Q^2)$  к индивидуальным партонным распределениям  $f_{j/A}(x, Q^2)$
- Диффракционных партонных плотностях в протоне (HERA) → необходимая информация для численных предсказаний

## Терминология “лидирующий твист”:

Экранировка выражается через диффракцию → диффракция явление лидирующего твиста (HERA) → теория описывает компоненту лидирующего твиста ядерных экранировок.

# Теория экранировок Глаубера

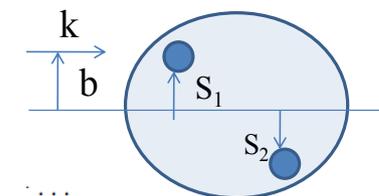
- Применение метода Глаубера к рассеянию на ядре:
  - ядерный потенциал меняется медленно за время взаимодействия → нуклоны “заморожены”



$$f_A(k, k') = \int \prod_{i=1}^A d^3 \vec{r}_i |\Psi_A(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A)|^2 f_A(k, k', \vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A)$$

- парные ядерные силы → эйконалы складываются

$$\chi_A(\vec{b}, \vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A) = \sum_i^A \chi(\vec{b} - \vec{r}_i)$$



- амплитуда рассеяния на ядре через элем. амплитуды:

$$\Gamma_A(\vec{b}, \vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A) = 1 - \prod_i^A (1 - \Gamma_i) = \sum_i^A \Gamma_i - \sum_{i,j} \Gamma_i \Gamma_j + \dots$$

- сечение на ядре (оптическая теорема):

$$\sigma_{\text{tot}}^A = \sum_i^A \sigma_{\text{tot}}^N - c_2 \sum_{i,j} (\sigma_{\text{tot}}^N)^2 + \dots$$

импульсное  
приближение

ядерная экранировка за счет интерференции между  
1 и 2-х кратным взаимодействием

# Теория экранировок Глаубера (2)

- Метод Глаубера объяснил полное пион-дейтронное сечение:

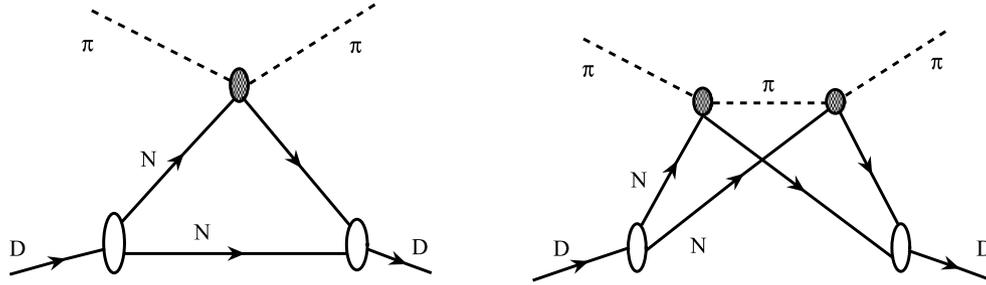


Fig. 7. Graphs for pion-deuteron scattering in the Glauber approach.

$$\sigma_{\text{tot}}^{\pi D} = 2 \sigma_{\text{tot}}^{\pi N} - \frac{(\sigma_{\text{tot}}^{\pi N})^2}{4\pi} \left\langle \frac{1}{r^2} \right\rangle_D$$

- Термин “экранировка”: разрушительная интерференция между 1 и 2-х кратным взаимодействием = **нуклон на передней поверхности ядра заслоняет (экранирует) второй нуклон.**
- Метод Глаубера работает с высокой точностью (погрешность несколько %) для адрон-ядерных сечений.

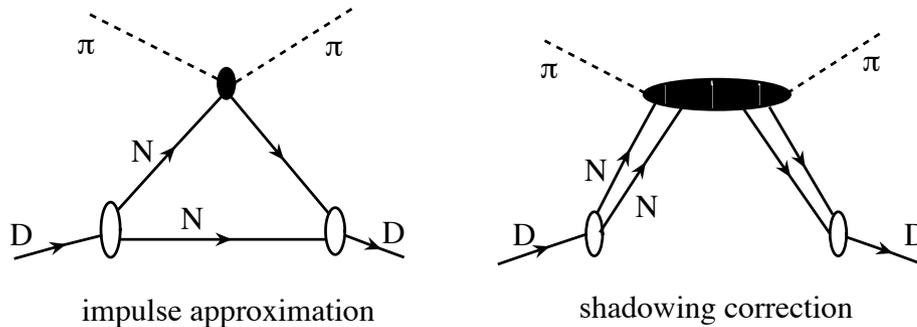
# Теория экранировок Грибова

- В теории поля, **последовательные взаимодействия (Глаубер)** заменяются на **когерентное взаимодействие с  $A$  нуклонами ядра** через долгоживущие адронные флуктуации налетающей частицы ( $h, \gamma, \gamma^*$ ).

Время жизни флуктуации = длина когерентности:  $l_c \propto p_{\text{beam}} \propto 1/x$

Feinberg, Pomeranchuk (1956)  
Gribov, Ioffe, Pomeranchuk (1965)  
Good, Walker (1960)

- Амплитуда пион-дейтронного рассеяния вперед:



- Промежуточное состояние выражается через элементарную диффракцию  
→ теория Грибова-Глаубера:

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

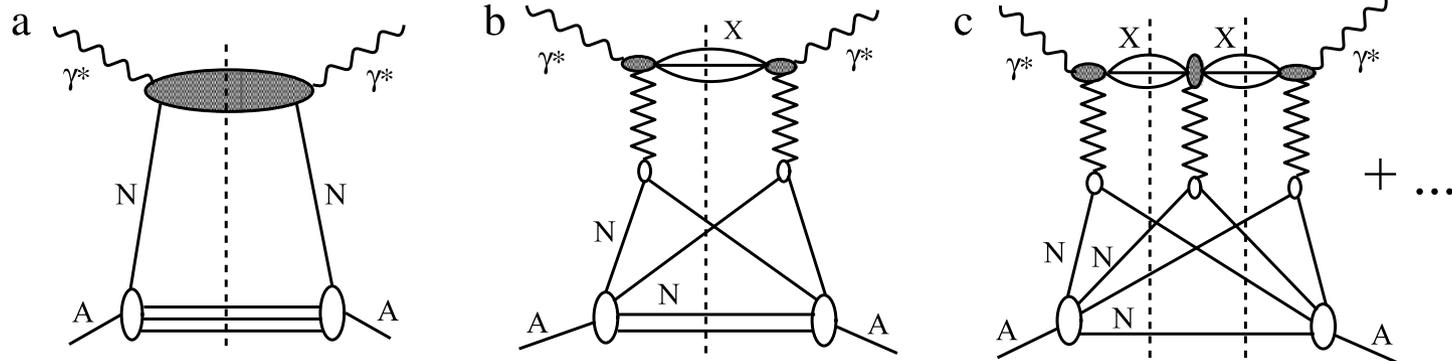
deuteron form factor

V. Gribov (1969)

- Ядерная экранировка выражается через элементарную дифракцию!**

# Обобщение на случай eA DIS

- Представление полного сечения в виде глауберовского ряда:



$$F_{2A}^{(a)}(x, Q^2) = AF_{2N}(x, Q^2)$$

тремякратное взаимодействие  
требует моделирования

$$F_{2A}^{(b)}(x, Q^2) = -8\pi A(A-1) \Re e \frac{(1-i\eta)^2}{1+\eta^2} \int_x^{0.1} dx_{\mathbb{P}} F_2^{D(4)}(x, Q^2, x_{\mathbb{P}}, t_{\min})$$

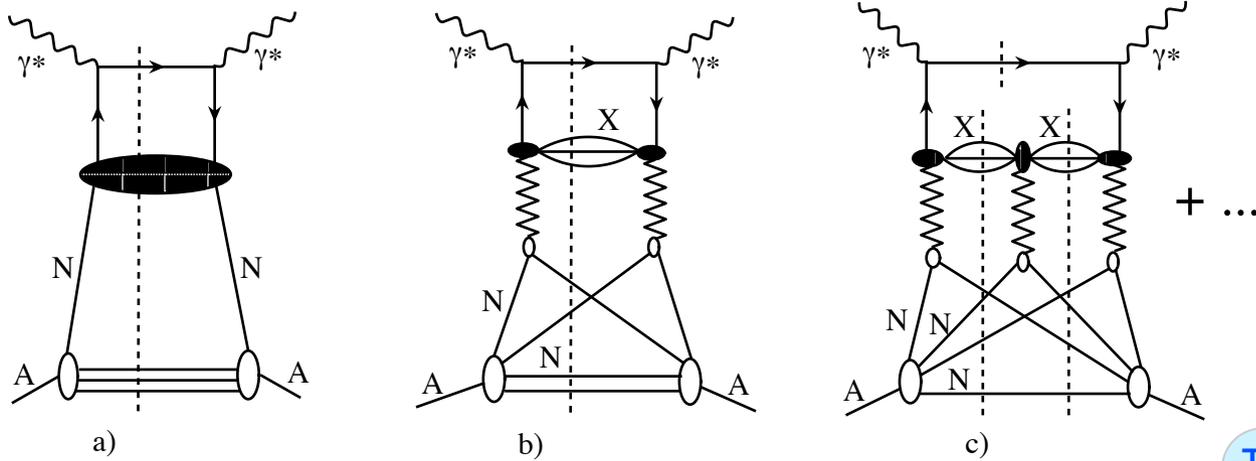
$$\times \int d^2\vec{b} \int_{-\infty}^{\infty} dz_1 \int_{z_1}^{\infty} dz_2 \rho_A(\vec{b}, z_1) \rho_A(\vec{b}, z_2) e^{i(z_1-z_2)x_{\mathbb{P}}m_N}.$$

Ядерная часть как в hA

Дифракционная структурная функция

# Обобщение на случай eA DIS (2)

- Факторизационная теорема для полного и диффракционного сечения:



тремякратное взаимодействие требует моделирования

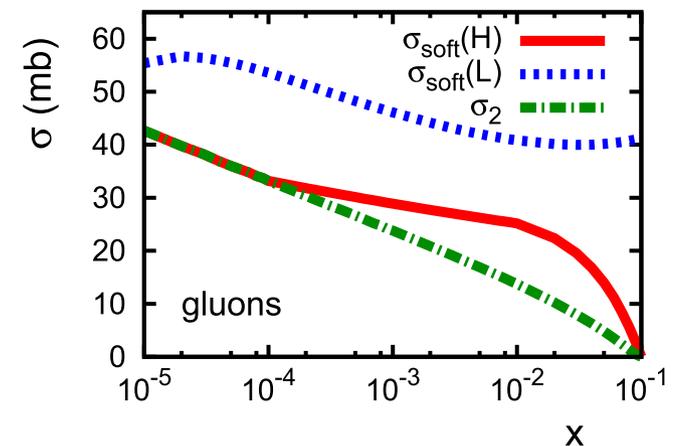
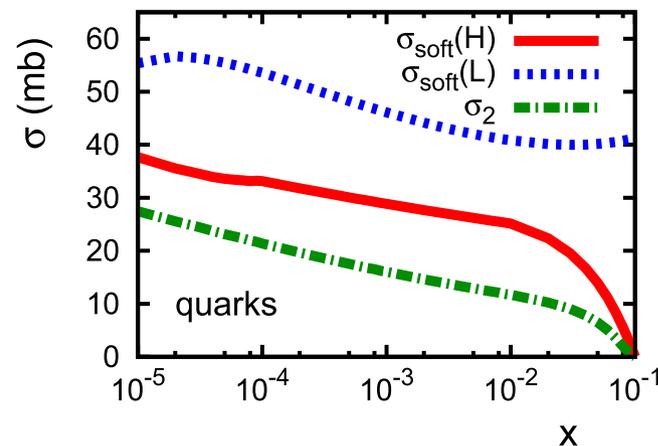
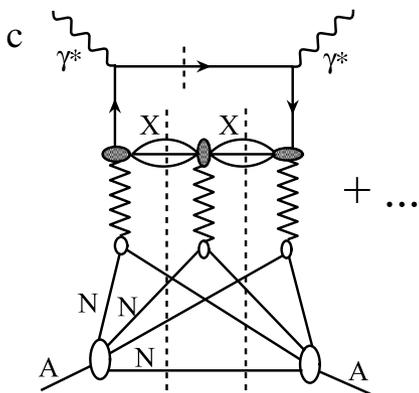
$$xf_{j/A}^{(a)}(x, Q^2) = Ax f_{j/N}(x, Q^2)$$

$$xf_{j/A}^{(b)}(x, Q^2) = -8\pi A(A-1) \Re e \frac{(1-i\eta)^2}{1+\eta^2} \int_x^{0.1} dx_{\mathbb{P}} \beta f_j^{D(4)}(\beta, Q^2, x_{\mathbb{P}}, t_{\min})$$

$$\times \int d^2\vec{b} \int_{-\infty}^{\infty} dz_1 \int_{z_1}^{\infty} dz_2 \rho_A(\vec{b}, z_1) \rho_A(\vec{b}, z_2) e^{i(z_1-z_2)x_{\mathbb{P}}m_N}$$

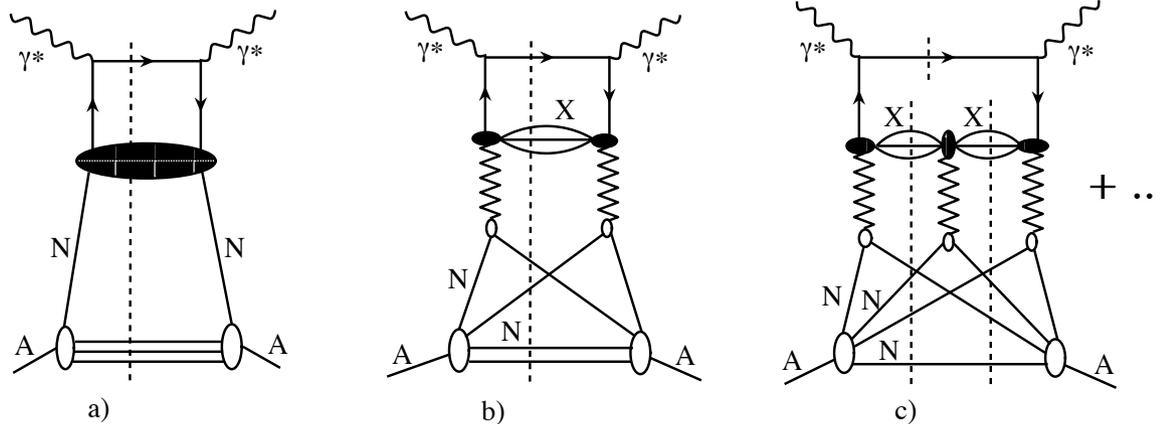
# Обобщение на случай eA DIS (3)

- 1 и 2-х кратное взаимодействие модельно независимо, но троекратное взаимодействие требует дополнительного моделирования.
- Именно в этом месте начинаются отличия между разными группами: (Frankfurt, Guzey, Strikman vs. Kaidalov *et al.* vs. дипольные модели)
- Используем **квази-эйкональное приближение**:
  - взаимодействие с  $N \geq 3$  нуклонами описывается одним эффект. сечением
  - $\alpha_P(0)=1.11$  указывает, что диффранция на HERA определяется мягкой физикой
  - доминируют флуктуации большого размера (как в пионе)
  - **предлагаем 2 модели для эффективного сечения**



# Обобщение на случай eA DIS (4)

- Окончательное выражение для ядерной партонной плотности в области экранировок ( $x < 0.1$ ):



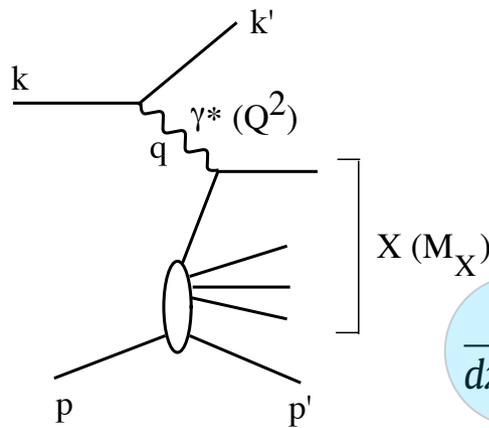
$$\begin{aligned}
 xf_{j/A}(x, Q_0^2) &= Ax f_{j/N}(x, Q_0^2) - 8\pi A(A-1) \Re e \frac{(1-i\eta)^2}{1+\eta^2} B_{\text{diff}} \int_x^{0.1} dx_{\mathbb{P}} \beta f_j^{D(3)}(\beta, Q_0^2, x_{\mathbb{P}}) \\
 &\times \int d^2b \int_{-\infty}^{\infty} dz_1 \int_{z_1}^{\infty} dz_2 \rho_A(\vec{b}, z_1) \rho_A(\vec{b},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

# Дифракция в ер DIS на HERA

- Одним из основных результатов HERA является открытие большой доли дифракционных событий (~10%) →

дифракция - явление лидирующего твиста (H1 and ZEUS, 1994-2006)

$$e + p \rightarrow e' + X + p'$$



$$t = (p' - p)^2,$$

$$x_{\mathbb{P}} = \frac{q \cdot (p - p')}{q \cdot p} \approx \frac{M_X^2 + Q^2}{W^2 + Q^2},$$

$$\beta = \frac{Q^2}{2q \cdot (p - p')} = \frac{x}{x_{\mathbb{P}}} \approx \frac{Q^2}{Q^2 + M_X^2}$$

$$\frac{d^4 \sigma_{ep}^D}{dx_{\mathbb{P}} dt dx dQ^2} = \frac{2\pi \alpha^2}{x Q^4} \left[ (1 + (1 - y)^2) F_2^{D(4)}(x, Q^2, x_{\mathbb{P}}, t) - y^2 F_L^{D(4)}(x, Q^2, x_{\mathbb{P}}, t) \right]$$

- Коллинеарная факторизация (Collins '97) → дифракционные партонные плотности

$$F_2^{D(4)}(x, Q^2, x_{\mathbb{P}}, t) = \beta \sum_{j=q, \bar{q}, g} \int_{\beta}^1 \frac{dy}{y} C_j \left( \frac{\beta}{y}, Q^2 \right) f_j^{D(4)}(y, Q^2, x_{\mathbb{P}}, t)$$

- Измерение наклона t зависимости диффр. сечения:  $B_{\text{diff}} = 6 \text{ GeV}^{-2} \pm 15\%$

$$F_2^{D(4)}(x, Q^2, x_{\mathbb{P}}, t) = e^{B_{\text{diff}}(t - t_{\text{min}})} F_2^{D(4)}(x, Q^2, x_{\mathbb{P}}, t_{\text{min}})$$

$$F_2^{D(3)}(x, Q^2, x_{\mathbb{P}}) = \int_{-1 \text{ GeV}^2}^{t_{\text{min}}} dt F_2^{D(4)}(x, Q^2, x_{\mathbb{P}}, t)$$

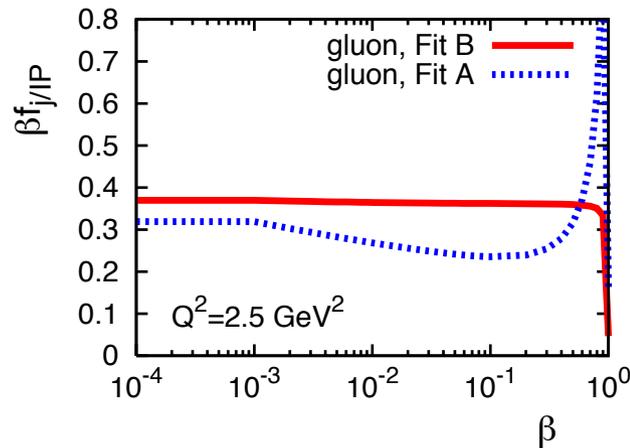
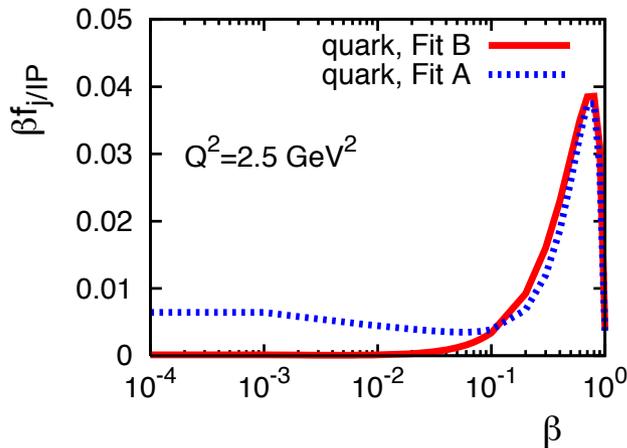
# Дифракция в ер DIS на HERA (2)

- Удобно использовать (подтверждается данными):

$$f_j^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{\mathbb{P}}) = f_{\mathbb{P}/p}(x_{\mathbb{P}}) f_{j/\mathbb{P}}(\beta, Q^2) + n_{\mathbb{R}} f_{\mathbb{R}/p}(x_{\mathbb{P}}) f_{j/\mathbb{R}}(\beta, Q^2)$$

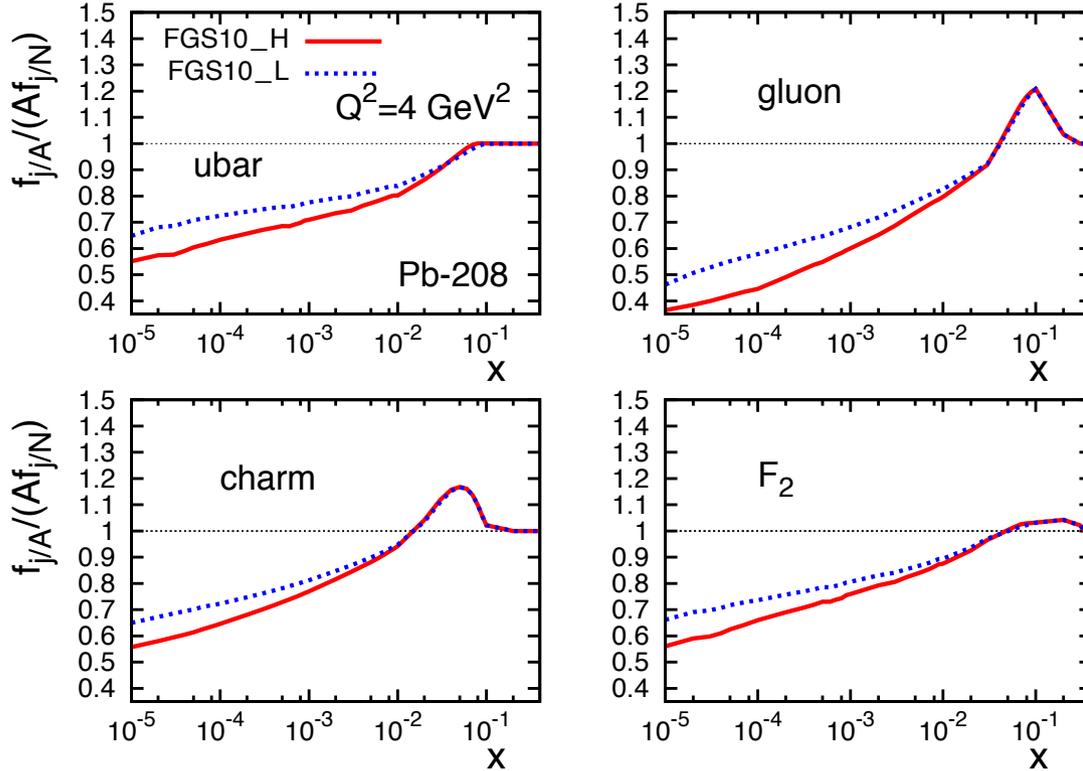


- H1, ZEUS определили партонные плотности в “Помероне”:



- Необходимая информация для численных предсказаний.  
Важно, что  $g_{\mathbb{P}} \gg q_{\mathbb{P}}$ .

# Предсказания для ядерных партонных распределений



- Модельная зависимость мала для не слишком малых  $x$  и средних  $A$
- Антиэкранировки - “руками” требуя сохранение правила сумм полного импульса

- Предсказываем большие экранировки для кварков и глюонов
- Глюонные экранировки  $>$  кварковые экранировки  $\rightarrow$  значительные в  $F_L^A(x, Q^2)$

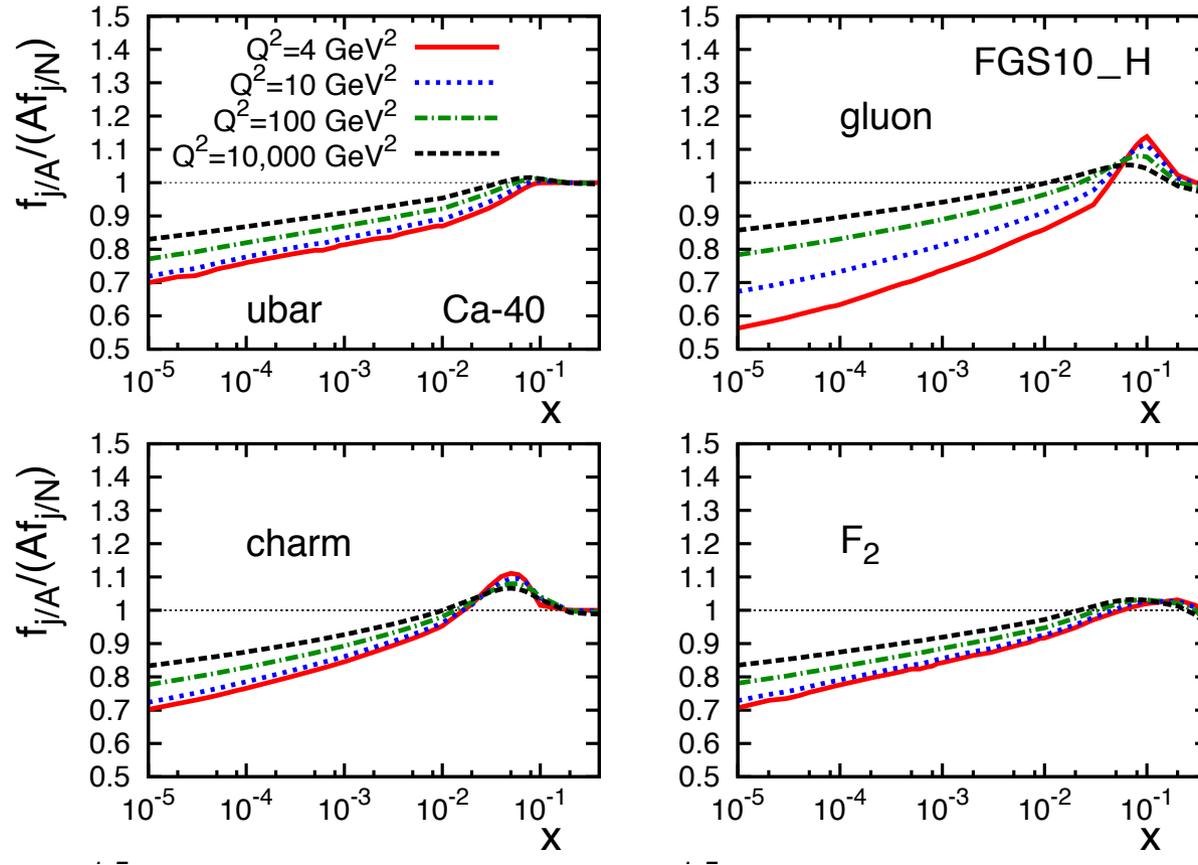
Электронно-Ионный Коллайдер (EIC) и LHeC (2020?)- идеально подходят для проверки наших предсказаний!

Уже сейчас и в ближайшем будущем, глюонные ядерные экранировки из:

- жесткие процессы в  $pA$  рассеянии на БАК (ALICE, CMS, ATLAS, LHCb)
- фоторождение  $J/\psi$  в Pb-Pb УПС (ALICE)

# Предсказания для ядерных партонных распределений (2)

Предсказания для формы ядерных партонных распределений на начальной шкале  $Q_0^2 = 4 \text{ GeV}^2$  — граничные условия для  $Q^2$  эволюции:



Различия между FGS10\_H и FGS10\_L уменьшаются по мере эволюции.

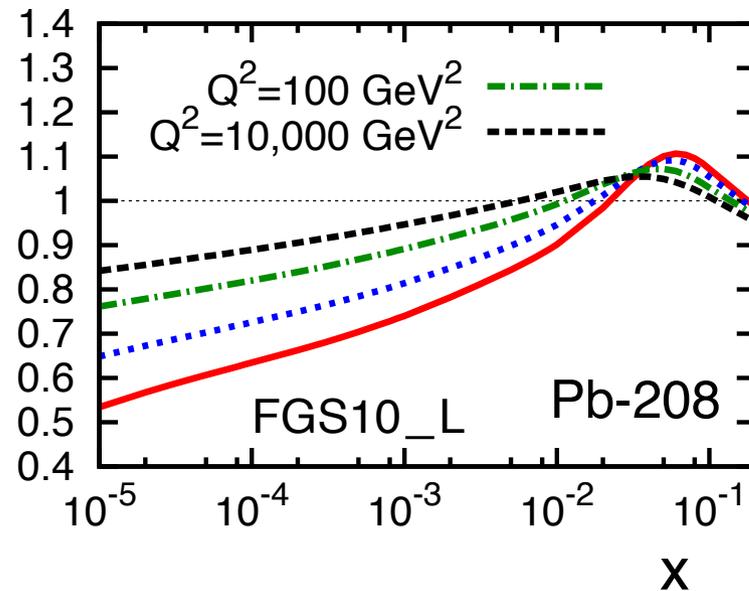
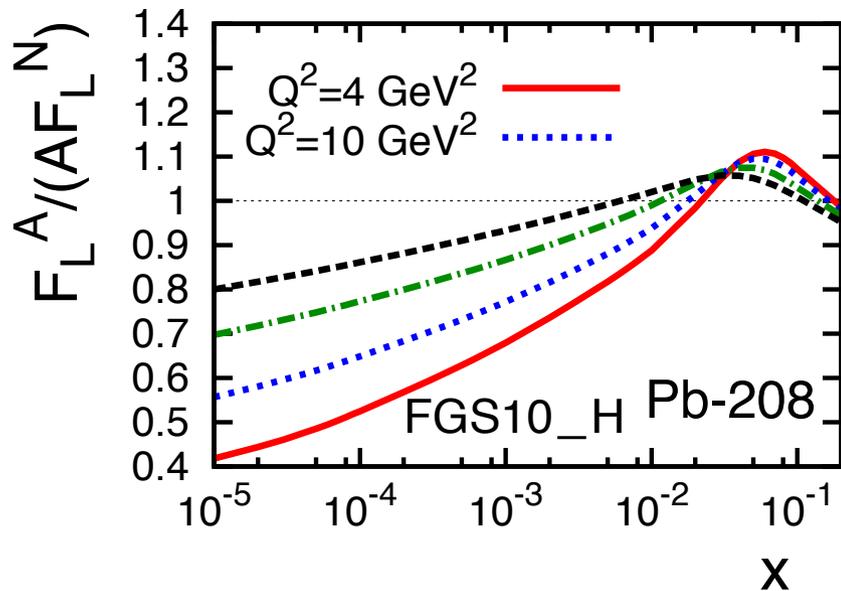
# Предсказания для ядерной структурной функции $F_L^A$

Большие глюонные экранировки = большие экранировки для  $F_L^A$  :

$$F_L(x, Q^2) = \frac{2\alpha_s(Q^2)}{\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left(\frac{x}{y}\right)^2 \sum_q^{n_f} e_q^2 \left[ \left(1 - \frac{x}{y}\right) yg(y, Q^2) + \frac{2}{3} (q(x, Q^2) + \bar{q}(x, Q^2)) \right]$$

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha_{em}^2}{xQ^4} [(1 + (1 - y)^2) F_2(x, Q^2) - y^2 F_L(x, Q^2)]$$

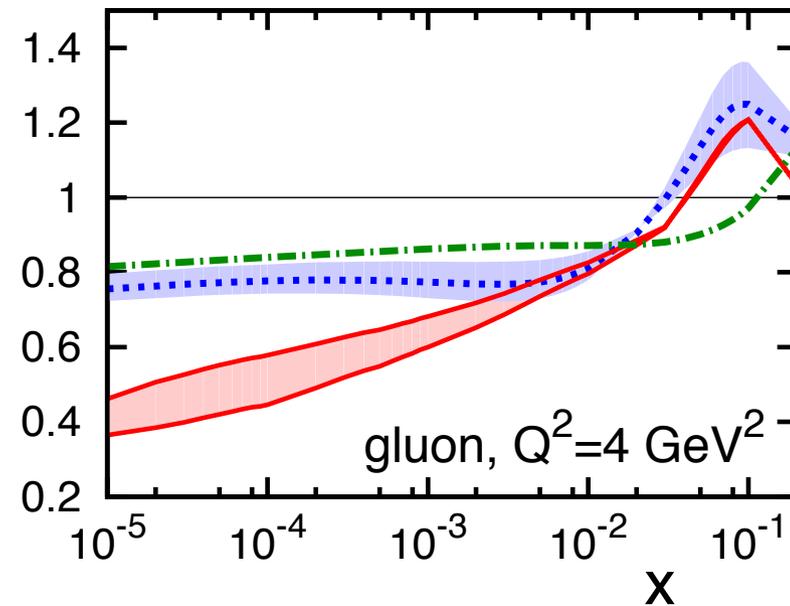
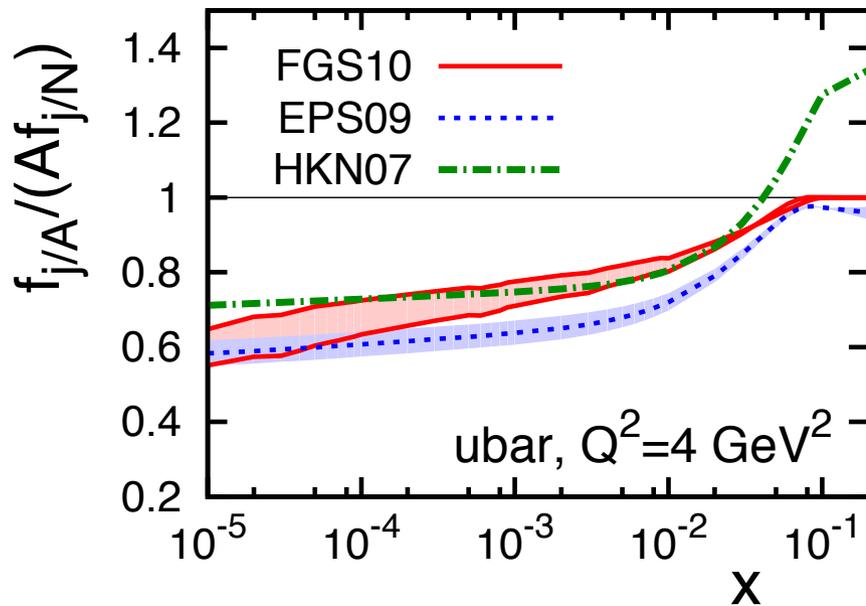
$$y = \frac{Q^2}{xs}$$



$F_L^A$  может быть измерено на EIC за счет изменения  $\sqrt{s}$ .

# Сравнение с результатами глобального фиттирования

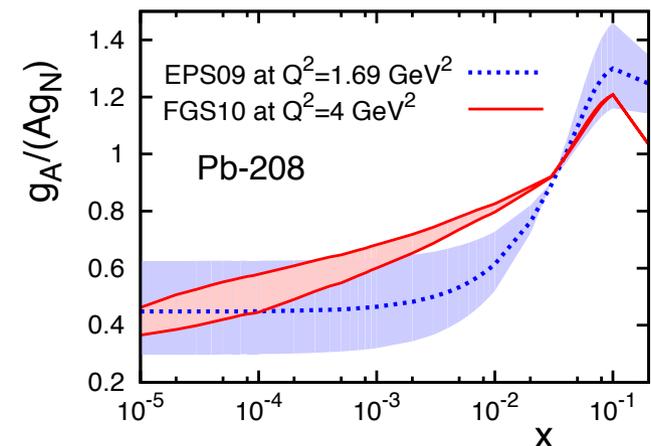
Pb-208



EPS09 = Eskola, Puukkunen, Salgado, JHEP 04 (2009) 065

HKN07 = Hirai, Kumano, Nakano, PRC 76(2007) 065207

- Для кварков: экранировки сравнимы
  - Для глюонов: FGS10 экранировки самые большие
- указание на большие глюонные экранировки в данных RHIC (инклюзивное рождение пионов в dAu) и БАК (фоторождение  $J/\psi$  в Pb-Pb УПС)



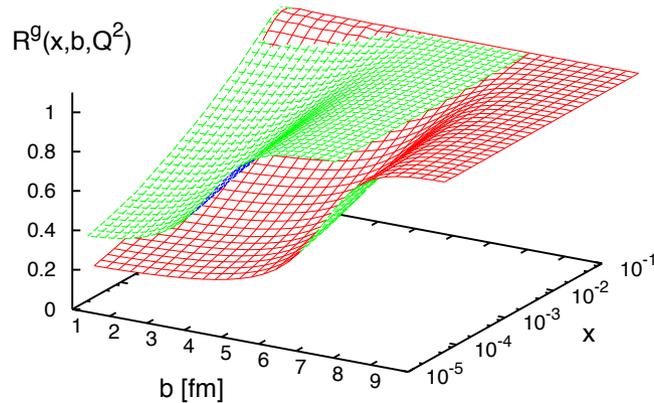
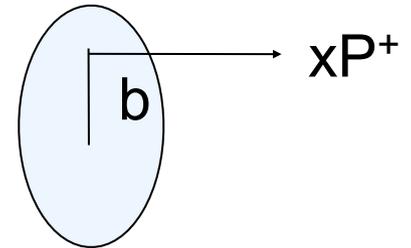
# Зависимость от прицельного параметра

- Теория экранировок лидирующего твиста позволяет предсказать зависимость от прицельного параметра  $b$ :

ядерная плотность

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

Вероятность найти партон с данным  $x$  и  $b$



$$R^j(x, b, Q^2) = \frac{f_{j/A}(x, Q^2, b)}{A T_A(b) f_{j/N}(x, Q^2)}$$

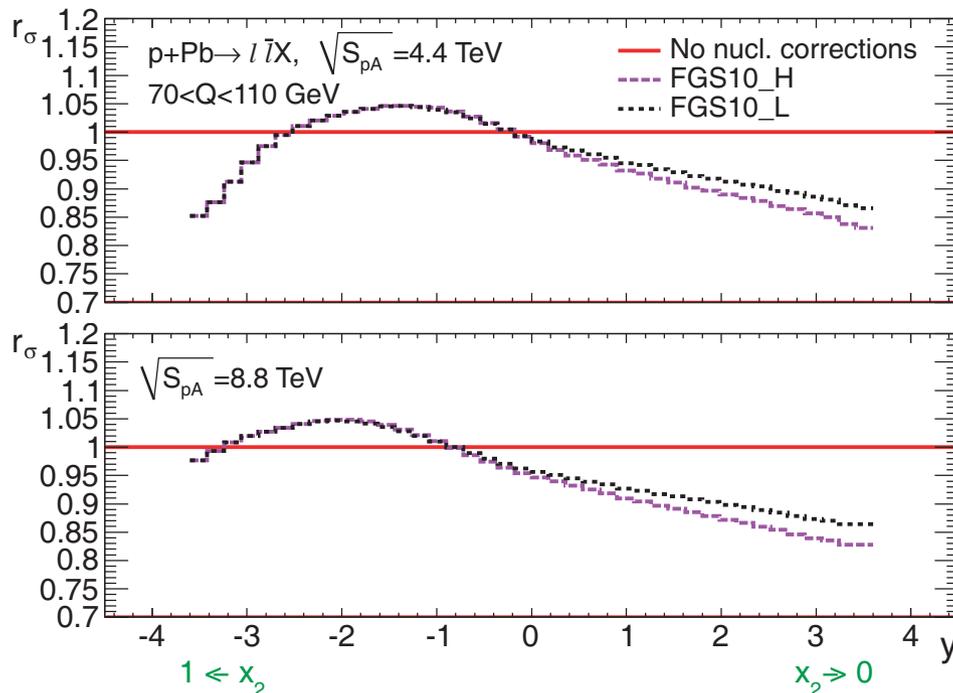
- Зависимость от  $b$  необходима для:
    - жестких процессов в  $pA$  и  $AA$  рассеянии на LHC, где определ. центральность
    - эксклюзивных процессов в  $eA$  рассеянии на EIC и LHeC
- [PDF(x,b)=GPD(x,b)]

# Жесткие процессы в pA рассеянии на БАК

## Программа pA рассеяния на БАК:

C. Salgado *et al.*, "Proton-nucleus collisions at the LHC: Scientific opportunities and requirements", J. Phys. G. 39 (2012) 015010.

- **вспомогат. роль:** понимания результатов AA программы, т.е., разделения эффектов начального и конечного состояния
  - **определение ядерных партонных распределений** (включая  $b$  зависимость) в рождении струй, электрослабых бозонов, фотонов, тяжелых кварков
- **самост. роль:** исследование ядерных партонных распределений
  - **определение величины ядерных экранировок**
  - **исследование явления насыщения** (глюонных плотностей) **при малых  $x$**
  - **ультрапериферические столкновения** (проверка AA и самостоятельно)



**Пример:** инклюзивное рождение  $\gamma^*/Z$

VG, M. Guzzi, P.M. Nadolsky,  
M. Strikman, B. Wang, EPJ A (2013)

# Жесткие процессы в pA рассеянии на БАК (2)

Первые результаты pA программы представлены на конференции в Тренто, Май 2013, <https://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?ovw=True&confId=216368>

- **About 40 talks** on proton-nucleus collisions at the LHC & related topics:

**EXP: ALICE (4), CMS (4), ATLAS (2), LHCb (1), LHCf (1), TOTEM (1)**

Multiplicities & spectra

Azimuthal correlations

Hard probes: jets, quarkonia

Ultrapерipheral collisions

← VG, M. Zhalov, 1307.6689

Выделены те позиции, где мы можем сделать вклад

**TH:** Gluon saturation (multiplicities & correlations)

Nuclear PDFs

Collective effects, hydrodynamics

Quarkonia in cold nuclear-matter

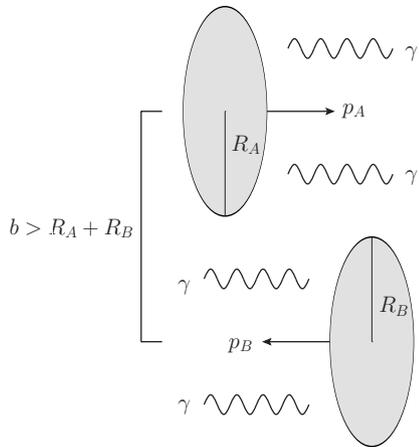
Constraints on hadronic MCs for UHE cosmic-rays

Diffraction, multiparton interactions, ...

Из вступит. доклада F. Arleo & D. d'Enterria

# Ультрапериферические pA и AA столкновения на БАК

В pA и AA столкновениях ядра могут налетать на больших прицельных параметрах  $b > R_A + R_B$  — это ультрапериферические столкновения (UPC).

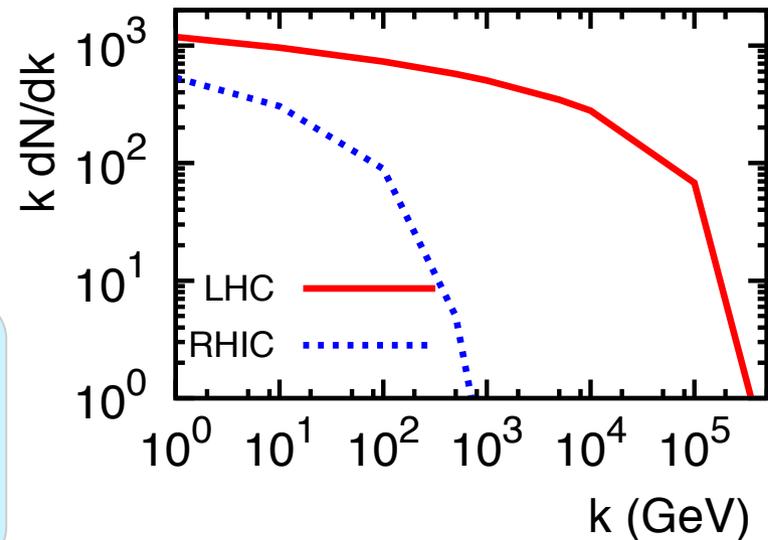


При UPC ионы взаимодействуют посредством излучения квази-реальных фотонов (метод эквивалентных фотонов), [E. Fermi \(1924\)](#)

Энергия фотонов ОГРОМНА  
в системе покоя одного из ядер

☞ UPC позволяют изучать  $\gamma A$  столкновения при энергиях фотона в **10** раз большие, чем на HERA.

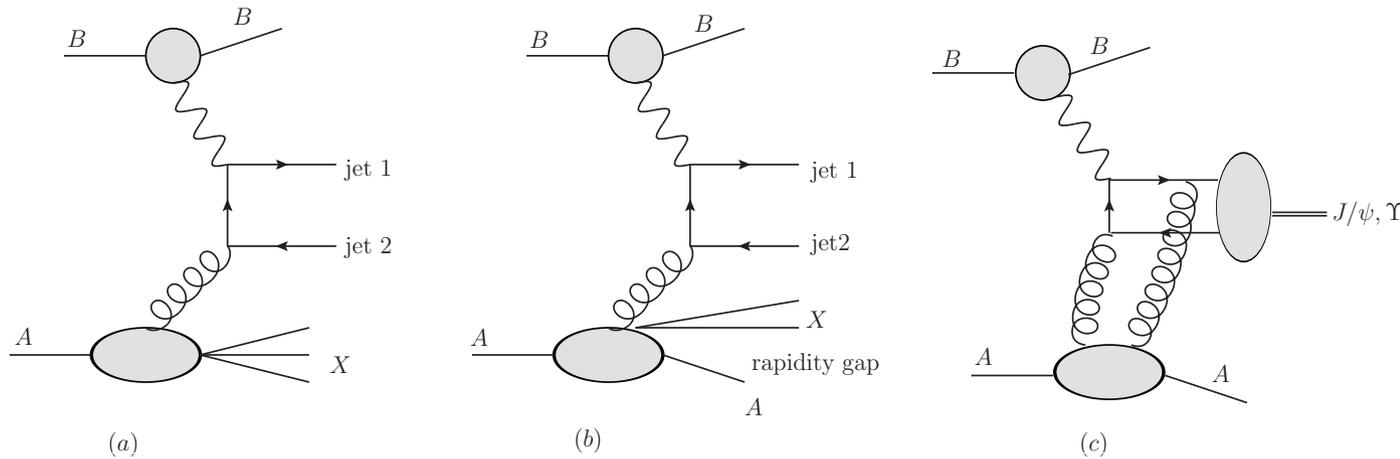
спектр эквивал. фотонов



A. Baltz et al., The Physics of Ultrapерipheral Collisions at the LHC, Phys. Rept. 480 (2008) 1

# Ультрапериферические pA и AA столкновения на БАК (2)

Жесткие процессы в фотон-ядерном рассеянии можно использовать для изучения различных глюонных распределений в ядрах:



Инклюзивное фоторождение струй (large  $p_T$  or HQ jets):  
обычное глюонное расп.

Диффракционное фоторождение струй (large  $p_T$  or HQ jets):  
диффракционное глюонное распределение

Эксклюзивное рождение мезонов: обобщенное глюонное распределение (зависимое от прицельного парам.)

Перспектива теоретического сотрудничества с группой М. Класена (M. Klasen), унив. г. Мюнстера, Германия

# Эксклюзивное фоторождение $J/\psi$ в Pb-Pb УПС на БАК

Недавнее измерение коллаборацией ALICE (БАК) эксклюзивного фоторождения  $J/\psi$  в Pb-Pb УПС дает **первое прямое доказательство** больших глюонных экранировок при  $x=10^{-3}$ .  
 VG, E. Kryshen, M. Strikman, M. Zhalov, PLB (2013)

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

Поток эквивалентных фотонов от Pb (хорошо известен)

$y = \ln(2\omega/M_{J/\psi}) = \ln(W_{\gamma p}^2/(2\gamma_L m_N M_{J/\psi}))$  - быстрота  $J/\psi$

- Используя экспериментальное значение  $d\sigma_{PbPb \rightarrow PbPb J/\psi}/dy$  и вычисленный  $N_{\gamma/A}(y)$ :

E. Abbas *et al.* [ALICE Collaboration], arXiv:1305.1467

B. Abelev *et al.* [ALICE Collaboration], arXiv:1209.3715

$$\sigma_{\gamma Pb \rightarrow J/\psi Pb}(W_{\gamma p} = 92.4 \text{ GeV}) = 17.6_{-2.0}^{+2.7} \mu\text{b},$$

$$\sigma_{\gamma Pb \rightarrow J/\psi Pb}(W_{\gamma p} = 19.6 \text{ GeV}) = 6.1_{-2.0}^{+1.8} \mu\text{b}$$

- Удобно определить фактор ядерного подавления **S**:

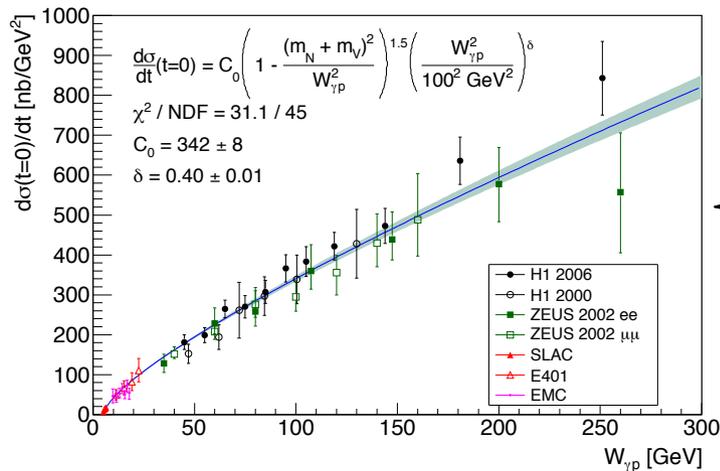
$$S(W_{\gamma p}) \equiv \left[ \frac{\sigma_{\gamma Pb \rightarrow J/\psi Pb}^{\text{exp}}(W_{\gamma p})}{\sigma_{\gamma Pb \rightarrow J/\psi Pb}^{\text{IA}}(W_{\gamma p})} \right]^{1/2}$$

# Эксклюзивное фоторожд. J/ψ в Рb-Рb УПС на БАК (2)

- Знаменатель:  $\gamma Pb \rightarrow J/\psi Pb$  сечение в импульсном приближении:

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

Известно из HERA and LHCb



Однозначно вычисляется по ядерному форм-фактору

Данные не указывают на насыщение (ослабление W зависимости)!

- Модельно-независимое определение  $S$ : VG, E. Kryshen, M. Strikman, M. Zhalov, PLB(2013)

$$S(W_{\gamma p} = 92.4 \text{ GeV}) = 0.61_{-0.04}^{+0.05}$$

$$S(W_{\gamma p} = 19.6 \text{ GeV}) = 0.74_{-0.12}^{+0.11}$$

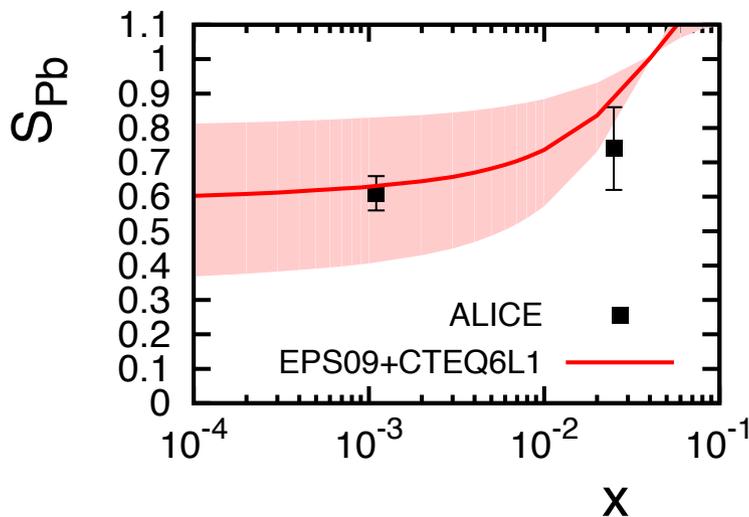
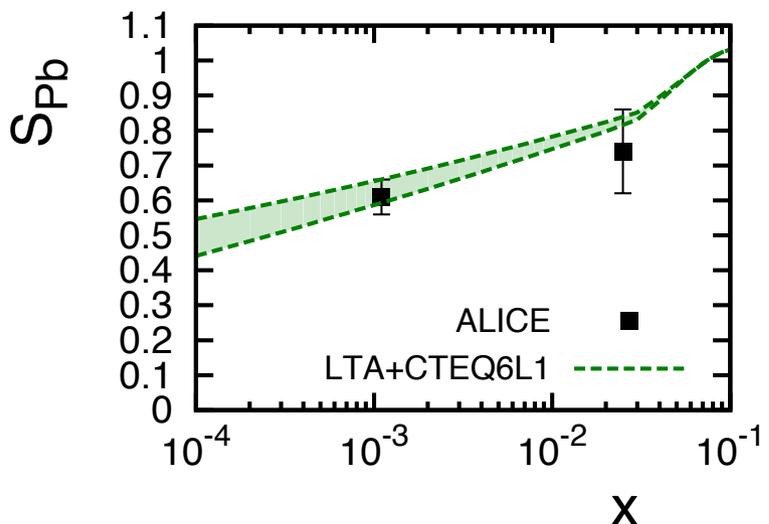
- Интерпретация  $S$ :  $S$  = величина глюонной ядерной экранировки.

# Эксклюзивное фоторожд. J/ψ в Pb-Pb УПС на БАК (3)

- Большая ядерная глюонная экранировка в теории экранировок лидирующего твиста согласуется с полученным значением  $S$ :

$$\frac{d\sigma_{\gamma A \rightarrow J/\psi A}(W_{\gamma p}, t=0)}{dt} = C(\mu^2) \left[ xG_A(x, \mu^2) \right]^2 \rightarrow S(W) = \frac{G_A(x, Q^2)}{AG_N(x, Q^2)}$$

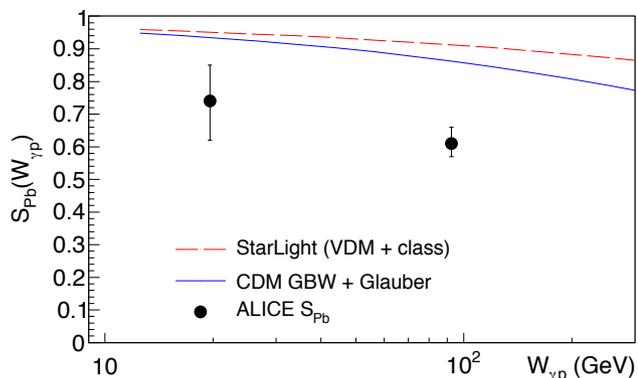
M. Ryskin (1993); S. Brodsky et al (1994)



VG, M. Zhalov, arXiv:1307.4526

$$x = M_{J/\psi}^2 / W_{\gamma p}^2$$

- StarLight MC и дипольный подход не описывают  $S$ :



$$\sigma_{VA}(W_{\gamma p}) = 2 \int d^2\vec{b} \left[ 1 - \exp \left\{ -\frac{\sigma(W_{\gamma p})}{2} T_A(\vec{b}) \right\} \right]$$

Похожий вывод о плохом описании в рамках дипольной модели в

T. Lappi and H. Mäntysaari, arXiv:1301.4095

# Ядерные глюонные распределения на EIC

- Измерение распределения глюонов в ядрах является одним из ключевых элементов программы **Электронно-Ионного Коллайдера (EIC)**.

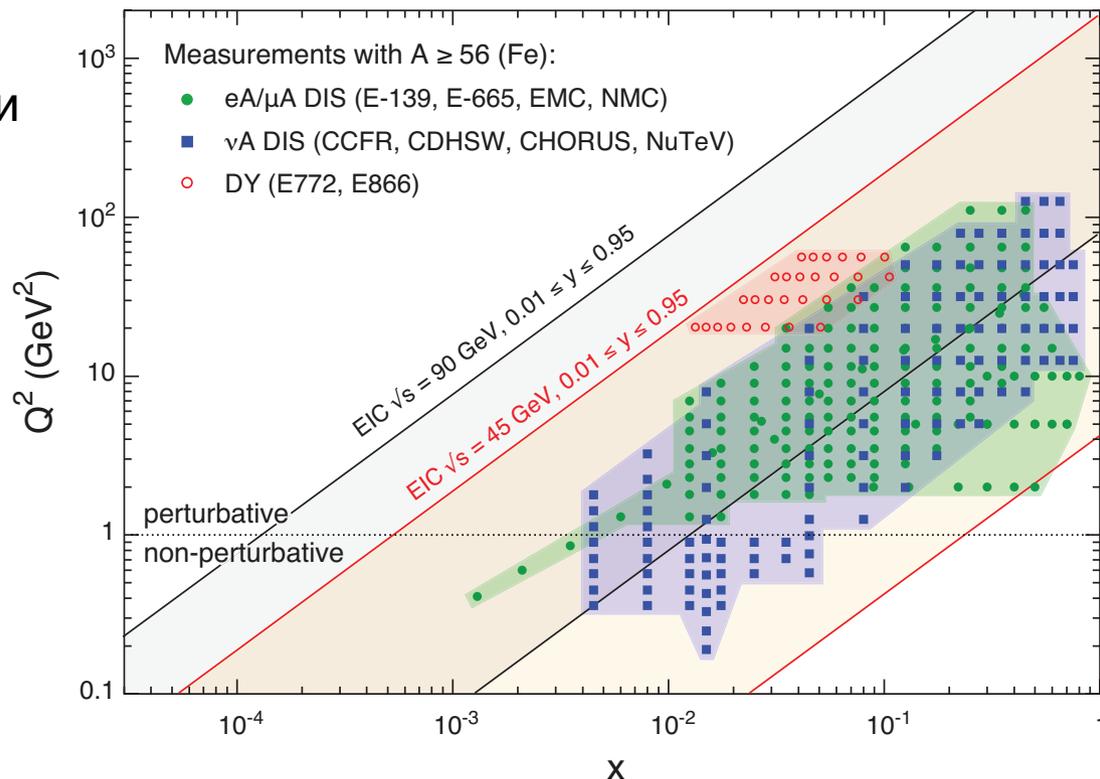
- Основные цели:

- **определить глюонное распределение как функцию  $x$  и  $b$**
- **попытаться обнаружить насыщение глюонной плотности**

- Обычная глюонная  $g_A(x, Q^2)$  плотность будет измерена точно и в широкой кинематической области благодаря:

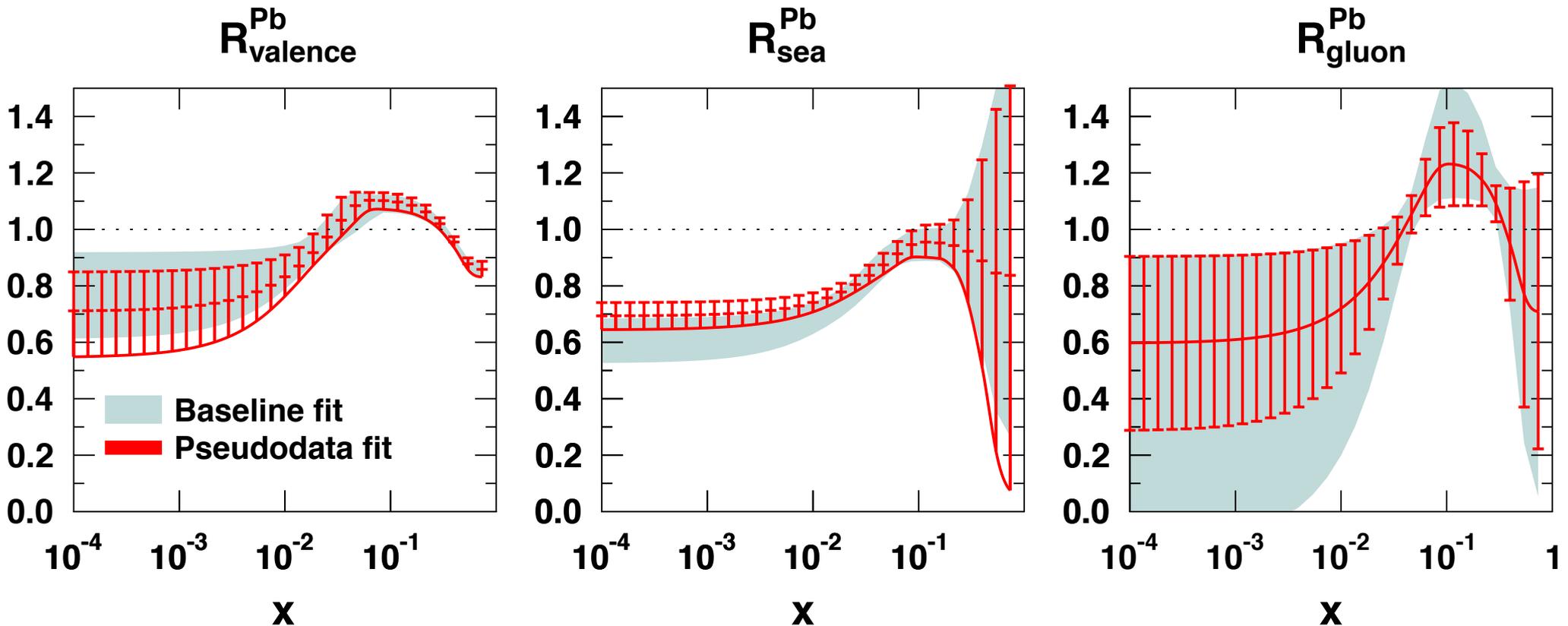
- широкой кинематической  $x$ - $Q^2$  области
- непосредственному доступу через продольную  $F_L(x, Q^2)$  и  $F_2^c(x, Q^2)$
- измерение струй

A. Accardi *et al.*, "Electron-Ion Collider: The Next QCD Frontier", arXiv: 1212.1701



# Ядерные глюонные распределения на EIC (2)

Пример того, как включение **псевдо-данных EIC** глобальное фиттирование ведет к улучшению извлечения **ядерных партонных распределений**:



POETIC IV - Finland 2013: [macl@bnl.gov](mailto:macl@bnl.gov)

17

M. Lamont, workshop POETIC IV,  
Jyvaskyla (Finland), Sep. 2-5, 2013

# Заключение

- Ядерные партонные распределения содержат фундаментальную информацию о структуре ядра в КХД и необходимы для феноменологии пертурбативной КХД и нелинейного режима КХД (насыщение).
- Ядерные партонные распределения при малых  $x$  подавлены – ядерная экранировка.
- До последнего времени, ядерные глюонные плотности в области экранировки ( $x < 0.01$ ) были фактически неизвестны.
- Недавний анализ данных ALICE по фоторождению  $J/\psi$  в Pb-Pb УПС указывает на большую глюонную экранировку при  $x=10^{-3}$ .
- Теория экранировок лидирующего твиста делает предсказания для различных (обычных, дифракционных, зависящих от прицельного параметра) ядерных глюонных распределений.
- Эти предсказания важны для жестких процессов в  $pA$  рассеянии, ультрапериферических  $pA$  и  $AA$  столкновений на БАК и электрон-ядерного рассеяния на EIC и LHeC.