

Вклад ультра-периферических столкновений в дифракционное протон-ядерное рассеяние на БАК

В. А. Гузей



Петербургский Институт Ядерной Физики, НИЦ “Курчатовский
Институт”



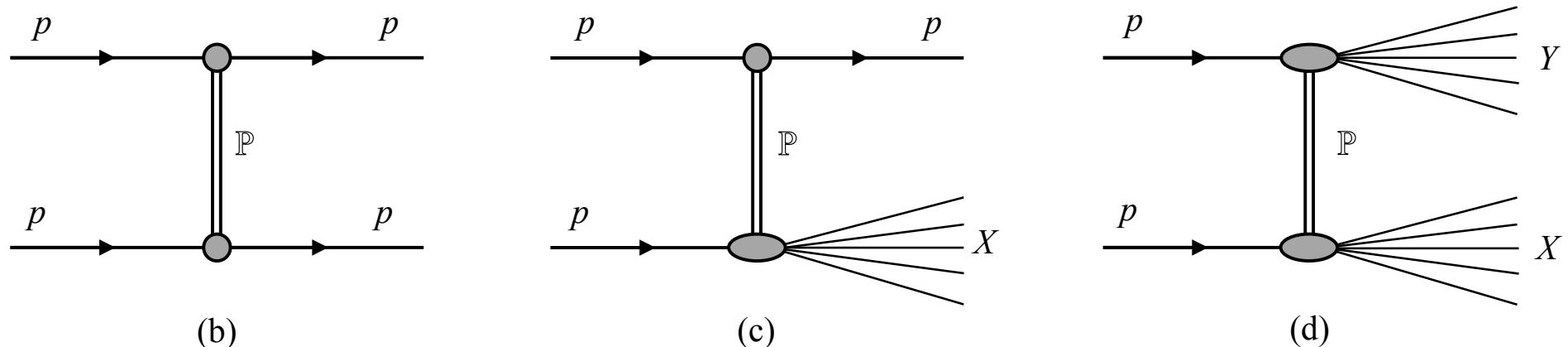
- По результатам препринта V. Guzey, M. Strikman, M. Zhalov, [UPC contribution to forward rapidity gap distribution in pPb collisions at the LHC](#), [arXiv:2205.03861](https://arxiv.org/abs/2205.03861) [hep-ph], май 2022, послано в Phys. Rev. C.
- Как реакция на недавний семинар ОФВЭ, Д. Соснова, Монте-Карло генераторы событий для дифракционных адронных и ядерных соударений при высоких энергиях: Pythia, EPOS-LHC и QGSJET-II, 25.01.2022

План семинара

- Дифракция адронов при высоких энергиях
- Дифракционное протон-ядерное рассеяние на БАК: проблема с описанием данных CMS
- Вклад сильного взаимодействия и ультра-периферический вклад в протон-ядерную дифракционную диссоциацию: общее рассмотрение
- Обобщение на распределение по щели в быстроте во впередовой области $\Delta\eta^F$ (forward rapidity gap) в кинематике CMS.

Дифракция адронов при высоких энергиях

- В рассеянии адронов ($p\bar{p}$, pA , AA) при высоких энергиях существует важный класс событий, характеризующимися **отсутствием адронной активности в широкой области быстрот** = Large Rapidity Gap (LRG). Быстрота $\eta = \frac{1}{2} \ln[(E+p_z)/(E-p_z)]$.
- Такие процессы называются **дифракционными** по аналогии с дифракцией света на мишени, т.к. имеют характерную зависимость от переданного импульса (t) с минимумами и максимами.
- Примеры дифракционных процессов: (b) упругое рассеяние, (c) однократная диссоциация, (d) двукратная диссоциация.



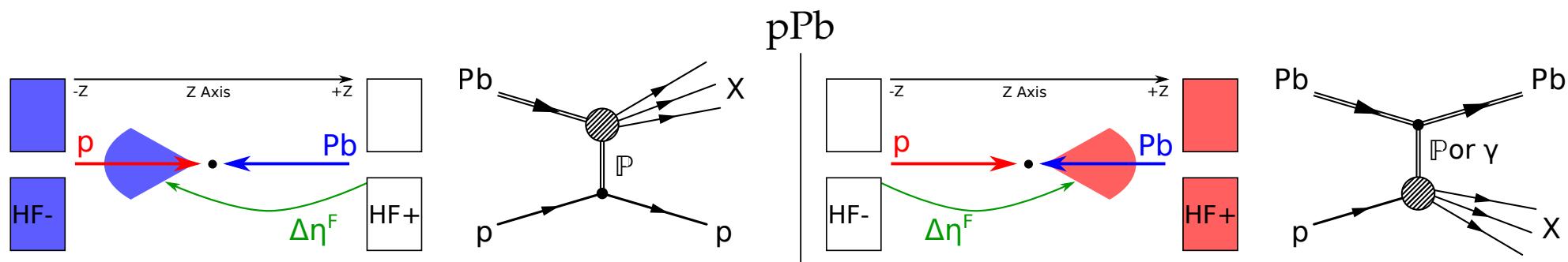
Khoze, Ryskin, Tasevsky, High Energy Soft QCD and Diffraction,
PDG, Prog. Theor. Exp. Phys. 2020 (2021) 083C01

Зачем изучать дифракцию?

- **Практический аспект:** дифракционные события составляют **25-30%** полного **неупругого pp** сечения при энергиях БАК → необходимо для хорошего описания дополнительных неупругих pp столкновений (pile-up) и мониторинга светимости.
- **Теоретический аспект:** дифракция является богатой тестовой площадкой динамики **мягких** (теория Грибова-Редже, модель Гуда-Волкера) и **жестких** (природа Померона в КХД, насыщение глюооной плотности при малых x, кварк-глюоная структура протонов и ядер в КХД) взаимодействий.
- **Феноменологический аспект:** проверка Монте-Карло генераторов, использующие эти модели → ядра играют роль фильтра, представляющим доп. возможность дифференцировать между разл. механизмами дифракции по сравнению с протоном.
- **Синергетический аспект:** дифракция на ядрах играет роль в **физике космических лучей** (моделирование атмосферных ливней).

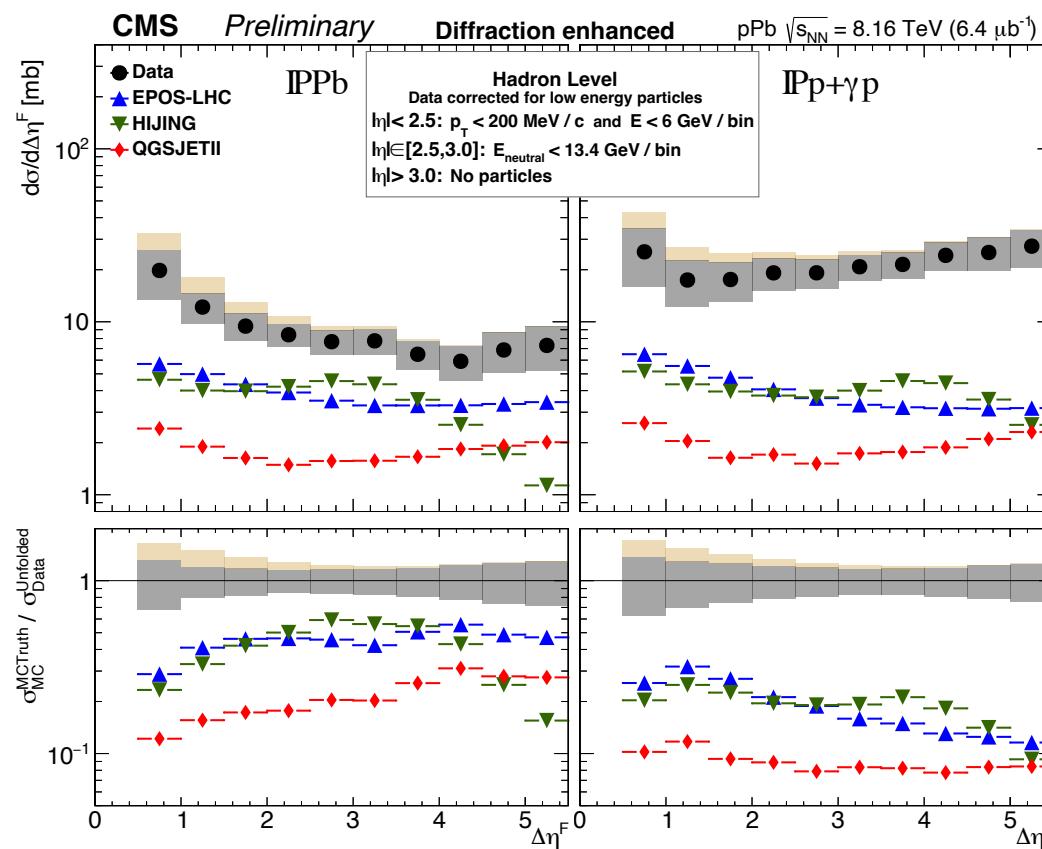
Дифракционное протон-ядерное рассеяние на БАК: проблема с описанием данных CMS

- Первое измерение дифракции в протон-ядерном (pPb) рассеянии на БАК при 8.16 ТэВ, CMS Coll., CMS-PAS-HIN-18-019.
- Результаты в виде распределения по щели в быстроте во впередовой области $\Delta\eta^F$. CMS определяет ее как расстояние от края области, перекрываемой центральным детектором $|\eta|<3$, до первого непустого бина в адронном форвардном калориметре (HF).
- В зависимости от того, какой калориметр срабатывает, различают 2 топологии: Померон-ядерная (слева) и Померон-протонная (справа).



Дифракционное протон-ядерное рассеяние на БАК: проблема с описанием данных CMS

- Монте-Карло генераторы (EPOS-LHC, HIJING, QGSJET II) недооценивают данные в 2 раза в $p\bar{p}b$ топологии и в 5 раз в $p\gamma p$ топологии → расхождение может быть объяснено ультра-периферическим вкладом, имитирующим дифракционный → мы это отметили еще в 2006 г., Guzey, Strikman, PLB 633 (2006) 245; PLB 663 (2008) 456



- В случае протонной мишени описание распределения по $\Delta\eta^F$ достаточно хорошее, Aad et al. [ATLAS], EPJC 72 (2012) 1926; Khachatryan et al. [CMS], PRD 92, no.1 (2015) 012003

Вклад сильных взаимодействий в протон-ядерную дифракционную диссоциацию

- Явление дифракционной диссоциации (ДД) в протон-ядерном рассеянии при высоких энергиях $p+A \rightarrow X+A$ является классическим примером составной природы адронов.
- Комбинируя метод Грибова-Глаубера для адрон-ядерного рассеяния с моделью Гуда-Волкера для собственных состояний матрицы рассеяния → сечение когерентной ДД на ядрах, Good, Walker, PR 120 (1960) 1857; Frankfurt, Miller, Strikman, PRL 71 (1993) 2859; Blattel, Baum, Frankfurt, Heiselberg, Strikman, PRD 47 (1993) 2761

$$\sigma_{pA}^{\text{diff}}(s) = \int d^2\vec{b} \left[\int d\sigma P_p(\sigma) |\Gamma_A(\vec{b})|^2 - \left| \int d\sigma P_p(\sigma) \Gamma_A(\vec{b}) \right|^2 \right]$$

- $\Gamma_A(\vec{b})$ = амплитуда рассеяния на ядре в представлении прицельного параметра \vec{b} → учитывает сильный эффект ядерных экранировок (упругих и неупругих)

$$\Gamma_A(\vec{b}) = 1 - e^{-\frac{\sigma}{2} T_A(\vec{b})}$$

- $T_A(\vec{b})$ = ядерная оптическая плотность

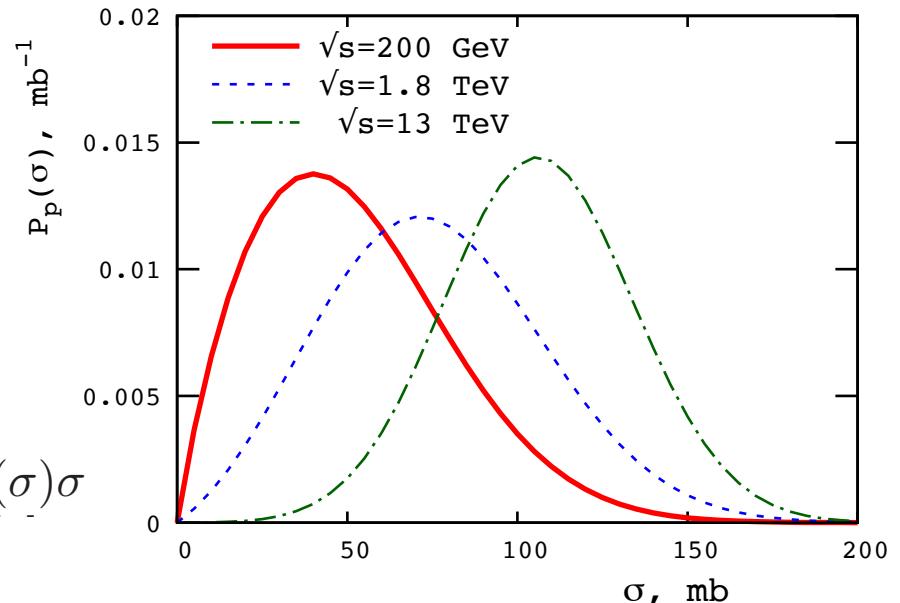
$$T_A(\vec{b}) = \int dz \rho_A(\vec{r})$$

Вклад сильных взаимодействий в протон-ядерную дифракционную диссоциацию (2)

- $P_p(\sigma)$ = вероятность протону находиться в конфигурации, взаимодействующей с нуклонами ядра с сечением σ .

- Непертурбативное распределение → требует моделирования, [Frankfurt, Guzey, Stasto, Strikman, arXiv:2203.12289 \(review submitted to ROPP\)](#)

- Однако в случае ДД на ядрах форма $P_p(\sigma)$ не важна, т.к. можно разложить в ряд Тэйлора вблизи $\sigma_{pp}^{\text{tot}}(s) = \langle \sigma \rangle \equiv \int d\sigma P_p(\sigma) \sigma$



$$\sigma_{pA}^{\text{diff}}(s) = \frac{\omega_\sigma(s) \langle \sigma \rangle^2}{4} \int d^2 \vec{b} (T_A(b))^2 e^{-\langle \sigma \rangle T_A(b)}$$

- $\omega_\sigma(s)$ = характеризует дисперсию $P_p(\sigma)$ → определяется из данных по ДД на протоне $p+p \rightarrow X+p$:

$$\omega_\sigma(s) = 0.092 \pm 0.015$$

Ультра-периферический вклад в протон-ядерную дифракционную диссоциацию

- Конкурирующим механизмом данной реакции с тем же самым конечным состоянием является ультра-периферический вклад $p+A \rightarrow p+\gamma+A \rightarrow X+A$
- В приближении эквивалентных фотонов тяжелые ионы служат источником квази-реальных фотонов →

$$\sigma_{pA}^{\text{e.m.}}(s) = \int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} \frac{d\omega}{\omega} N_{\gamma/A}(\omega) \sigma_{\gamma p}^{\text{tot}}(s_{\gamma p})$$

- $N_{\gamma/A}(\omega)$ = поток фотонов энергии ω
$$N_{\gamma/A}(\omega) = \frac{2Z^2\alpha_{\text{e.m.}}}{\pi} \left(\xi K_0(\xi)K_1(\xi) - \frac{\xi^2}{2}(K_1^2(\xi) - K_0^2(\xi)) \right)$$
- $\sigma_{\gamma p}(s)$ = полное фотон-протонное сечение $\gamma + p \rightarrow X$
$$\sigma_{\gamma p}^{\text{tot}}(s)/\text{mb} = 0.0677 s_{\gamma p}^{0.0808} + 0.129 s_{\gamma p}^{-0.4525}$$
- Минимальная и максимальная энергии фотонов:

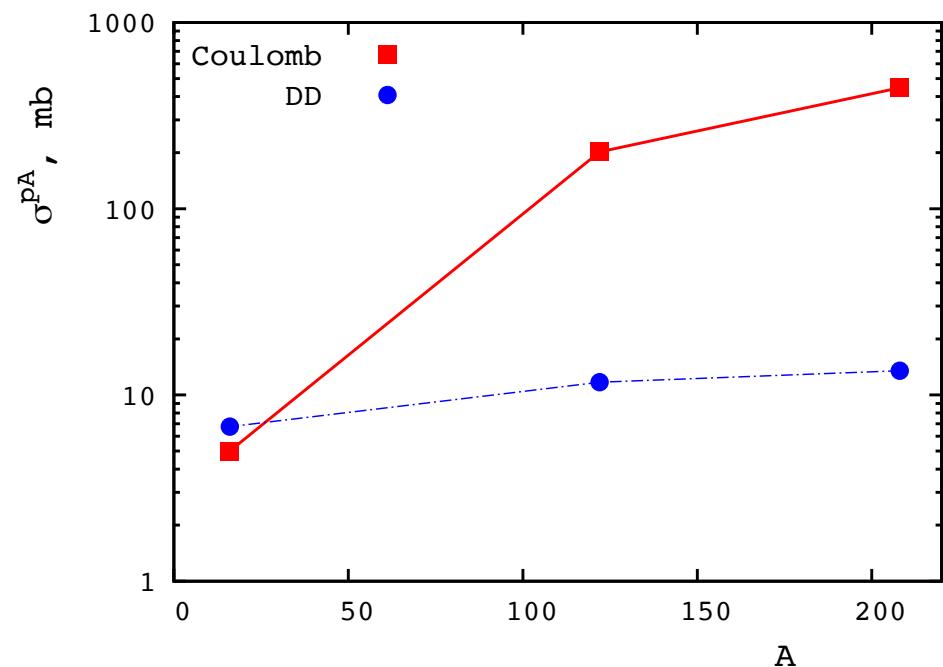
$$\omega_{\min} = (M_{\Delta}^2 - m_p^2)/(4m_p\gamma_L(p))$$

$$\omega_{\max} = \gamma_L(A)/R_A$$

Сравнение сильного и ультра-периф. вкладов

- В кинематике БАК, ультра-периферический вклад доминирует в сечении когерентной дифракционной диссоциации в протон-ядерном рассеянии для тяжелых ядер.

$$\begin{aligned}\sigma_{pA}^{\text{diff}}(s) &= 7.4 \pm 1.2 \text{ mb}, \\ \sigma_{pA}^{\text{e.m.}}(s) &= 450 \text{ mb}.\end{aligned}$$



- Это обуславливается усилием э.м. вклада за счет большого потока фотонов $\sim Z^2$ с одновременным подавлением сильного вклада за счет большой ядерной экранировки и малой ДД на протоне $\sim \omega_\sigma(s)$.
- Для легких ядер оба вклада сравнимы: $\sigma_{pO}^{\text{diff}}(s) = 3.1 \pm 0.52 \text{ mb}$, $\sigma_{pO}^{\text{e.m.}}(s) = 5.0 \text{ mb}$.

Обобщение на случай распределения по $\Delta\eta^F$: вклад сильных взаимодействий

- Связь между дисперсией $P_p(\sigma)$ и сечением ДД на протоне $p+p \rightarrow X+p$:

$$\frac{d\sigma_{pp}^{\text{diff}}(t=0)}{dt} = \frac{1}{16\pi} (\langle\sigma^2\rangle - \langle\sigma\rangle^2) = \frac{\omega_\sigma(s)\langle\sigma\rangle^2}{16\pi}$$

- Сечение ДД на ядре: $\sigma_{pA}^{\text{diff}}(s) = \frac{d\sigma_{pp}^{\text{diff}}(t=0)}{dt} 4\pi \int d^2\vec{b} (T_A(b))^2 e^{-\langle\sigma\rangle T_A(b)}$
- Экспоненциальная зависимость от t : $d\sigma_{pp}^{\text{diff}}/dt = d\sigma_{pp}^{\text{diff}}/dt(t=0)e^{-B(s)|t|}$

$$\begin{aligned} \sigma_{pA}^{\text{diff}}(s) &= \sigma_{pp}^{\text{diff}}(s) 4\pi B(s) \int d^2\vec{b} (T_A(b))^2 e^{-\langle\sigma\rangle T_A(b)} \\ &= 2.4 \sigma_{pp}^{\text{diff}}(s). \end{aligned} \quad (1)$$

$$\frac{d\sigma_{pA}^{\text{diff}}}{d\Delta\eta^F} = 2.4 \frac{d\sigma_{pp}^{\text{diff}}}{d\Delta\eta^F}$$

- Используя данные ATLAS, Aad et al. [ATLAS], EPJC 72 (2012) 1926:

$$\frac{d\sigma_{pA}^{\text{diff}}}{d\Delta\eta^F} \approx 2.4 \text{ mb}$$

Определение $\Delta\eta^F$

- Масса M_X связана с щелью по быстроте между системой X и упруго-рассеянным ядром:

$$\Delta\eta = -\ln \xi_X$$

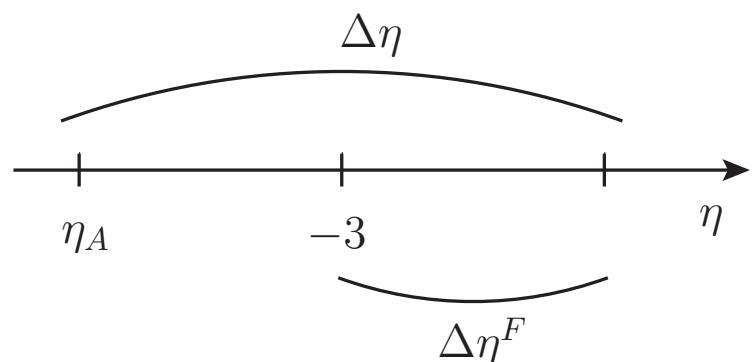
$$\xi_X = M_X^2/s$$

- В Померон-протонной топологии $\Delta\eta^F$ определено как расстояние между $\eta=3$ и последним непустым бином. Так как упруго-рассеянное ядро отвечает

$$\eta_A = -(1/2) \ln(4E_A^2/m_p^2) = \ln(2E_A/m_p) = -8.6$$

- Щель в быстроте во впередовой области $\Delta\eta^F$ в кинематике CMS:

$$\Delta\eta^F = \Delta\eta - (8.6 - 3) = \Delta\eta - 5.6$$

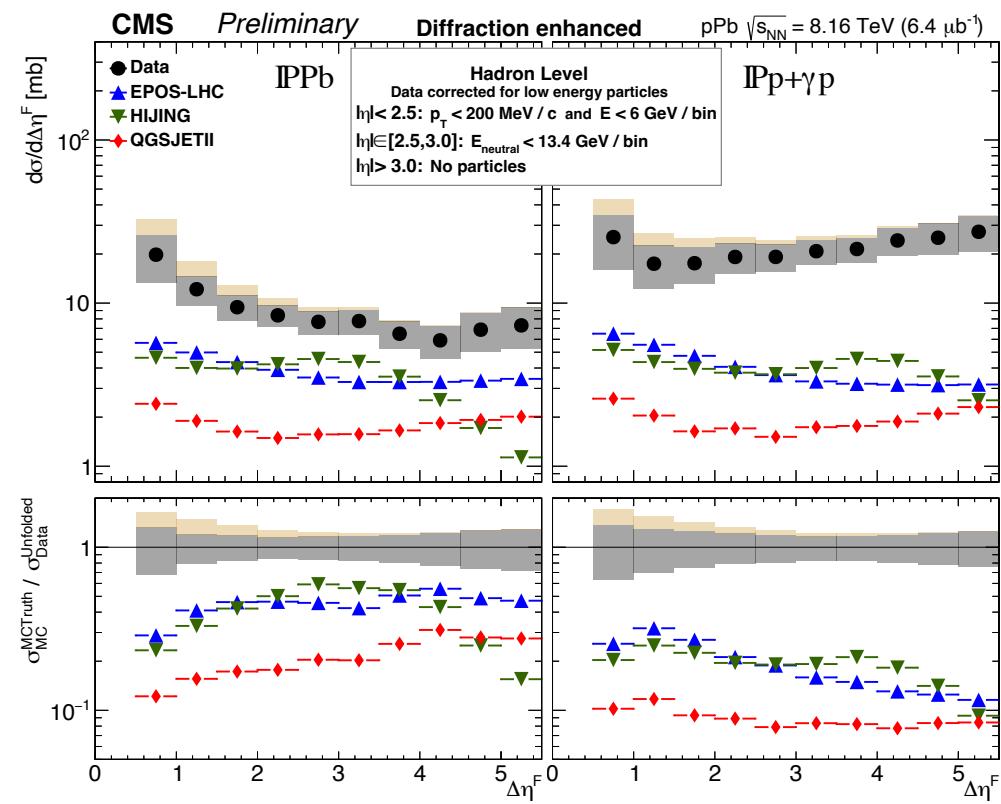
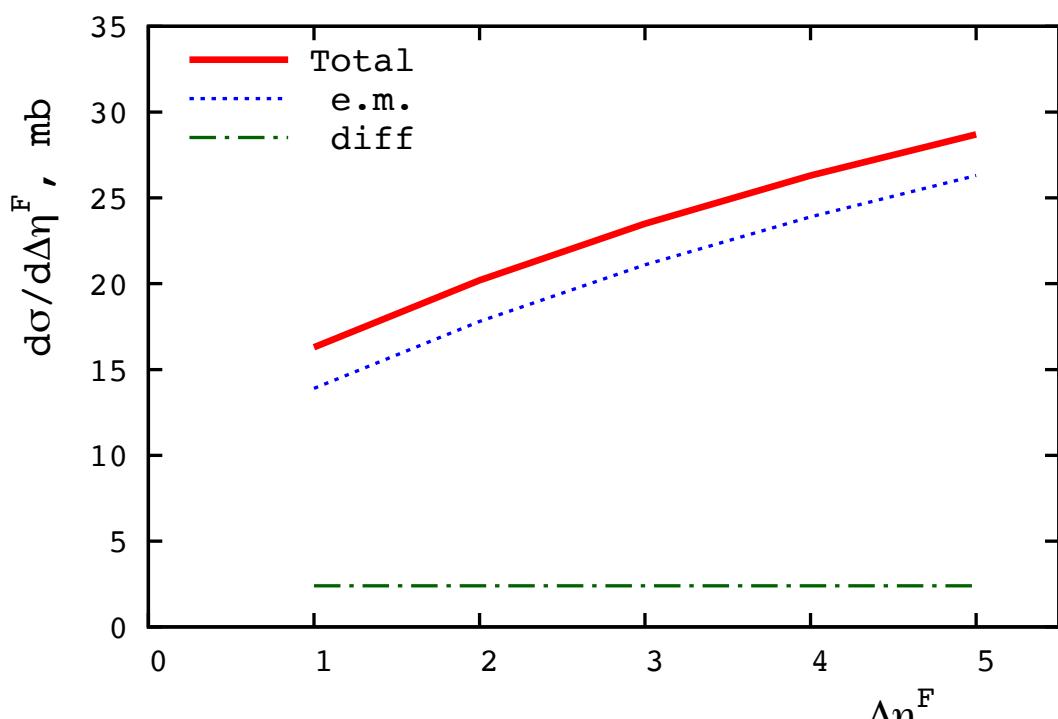


Обобщение на случай распределения по $\Delta\eta^F$: ультра-периферический вклад

- Энергия фотонов однозначно связана с массой рожденного дифракционного состояния: $\omega = (M_X^2 - m_p^2)/(4m_p\gamma_L(p)) \approx M_X^2/(4m_p\gamma_L(p))$
- Вспоминая связь M_X с $\Delta\eta^F$: $\frac{d\omega}{\omega} = d \ln M_X^2 = d\Delta\eta^F$
- Ультра-периферический вклад как функция $\Delta\eta^F$:
$$\frac{d\sigma_{pA}^{\text{e.m.}}}{d\Delta\eta^F} = N_{\gamma/A}(\omega(\Delta\eta^F))\sigma_{\gamma p}^{\text{tot}}(s_{\gamma p})$$

$\Delta\eta^F$	$d\sigma_{pA}^{\text{e.m.}}/d\Delta\eta^F$, mb
1	13.9
2	17.8
3	21.1
4	23.9
5	26.3

Результат для распределения по $\Delta\eta^F$



- Наша полу-количественная оценка объясняет величину и поведение данных CMS.
- В частности, ультра-периферический вклад доминирует и слабо растет с $\Delta\eta^F$ за счет роста фотонного потока.
- Вклад сильных взаимодействий мал и не зависит от $\Delta\eta^F$

Заключение

- Ультра-периферический вклад доминирует в сечении когерентной дифракционной диссоциации протонов на тяжелых ядрах в кинематике БАК.
- Учет этого механизма позволяет полу-количественно объяснить данные CMS по распределение по щели в быстроте во впередовой области $\Delta\eta^F$ в Померон-протонной кинематике.
- Это указывает на необходимость учета ультра-периферического вклада в Монте-Карло генераторах.
- Сильный и ультра-периферические вклады сравнимы в случае легких ядер (кислород, О). Т.к. ультра-периферический вклад под теор. контролем → возможность измерить дифракцию на ядрах.