5-8 ноября, 2013
Международная сессия-конференция
секции ядерной физики ОФН РАН

Double parton scattering in pp, pA and AA collisions

D. d'Enterria, A.M. Snigirev
Научно-исследовательский институт ядерной физики
имени Д.В. Скобельцина
Московского государственного университета
имени М.В. Ломоносова
Москва, Россия, 119991

Phys. Lett. B 718, 1395 (2013)
Phys. Lett. B (2013) (in press); arXiv:1301.5845 [hep-ph]

Из истории: ПАРТОННАЯ МОДЕЛЬ

———————————————————————————

Упругое рассеяние электронов на протонах

———> протон (адрон) НЕ точечный

Глубоконеупругое рассеяние электронов на протонах

———> протон (адрон) состоит из точечных частиц-партонов

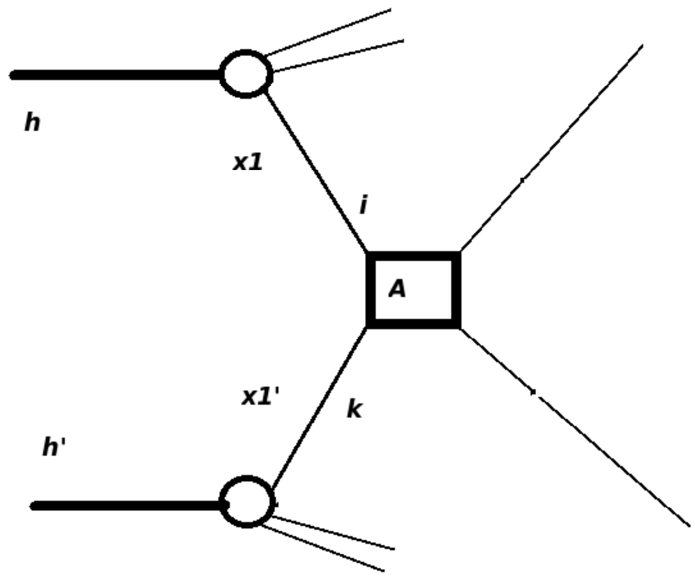
————————————————————————————

$$\text{Сечение (адронное)} \;=\; \Sigma\ \text{сечение (партонное)} \times \text{вес}$$

Вес — вероятности в системе бесконечно большого импульса

Bjorken, Feynman

В КХД веса зависят от масштаба Q жесткого процесса
(НАРУШЕНИЕ СКЕЙЛИНГА)



$$\boldsymbol{\sigma}^a_{\mathrm{SPS}} = \sum_{i,k} \int D^i_h(x_1; Q^2_1)\hat{\boldsymbol{\sigma}}^a_{ik}(x_1, x_1^{'})D^k_{h'}(x_1^{'}; Q^2_1)dx_1dx_1^{'}$$

Нарушение скейлинга (зависимость от Q) определяется уравнениями DGLAP (*Докшицер-Грибов-Липатов-Altarelli-Parisi*):

$$\frac{dD_i^j(x,t)}{dt} = \sum_{j'} \int_x^1 \frac{dx'}{x'} D_i^{j'}(x',t) P_{j' \to j}\left(\frac{x}{x'}\right)$$

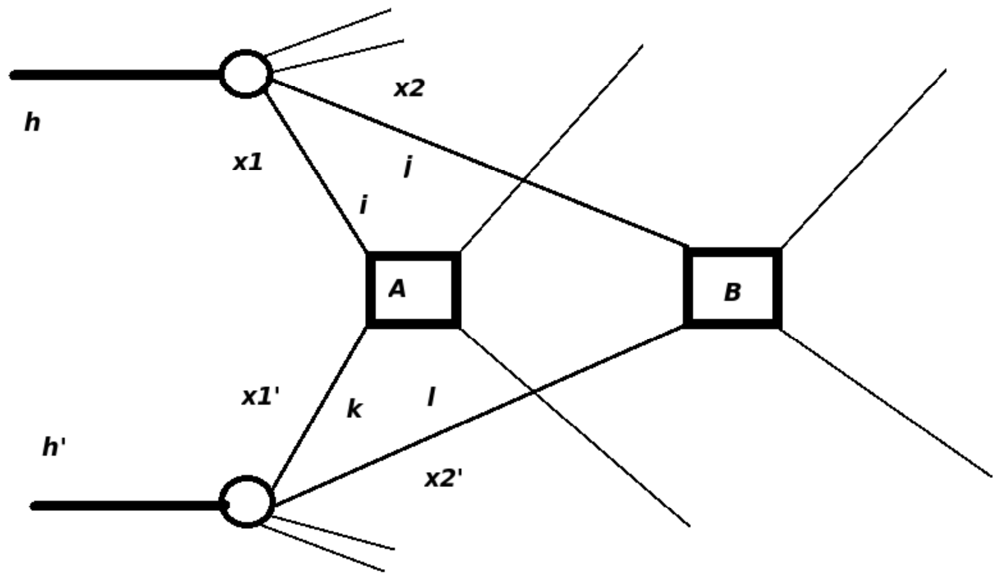
$$t = \frac{1}{2\pi b} \ln \left[1 + \frac{g^2(\mu^2)}{4\pi} b \ln \left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right)\right] \;=\; \frac{1}{2\pi b} \ln \left[\frac{\ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2_{QCD}}\right)}{\ln\left(\frac{\mu^2}{\Lambda^2_{QCD}}\right)}\right], \quad b = \frac{33 - 2n_f}{12\pi},$$

где $g(\mu^2)$ — константа связи на некотором масштабе μ^2,
n_f — число активных кварковых ароматов,
Λ_{QCD} — размерный параметр в КХД.

Решение в явном виде: преобразование Меллина –> диагонализация –> обратное преобразование Меллина.

Поведение вблизи кинематических границ: $x = 0$, $x = 1$.

Очень редко, НО возможно двойное жесткое партонное рассеяние (подпроцессы A и B)



Инклюзивное сечение такого двойного партонного рассеяния пишется по аналогии (в предположении только факторизации двух жестких подпроцессов, *Paver, Treleani,...*):

$$\sigma^{ab}_{DPS} = \frac{m}{2} \sum_{i,j,k,l} \int \Gamma_{ij}(x_1, x_2; \mathrm{b}_1, \mathrm{b}_2; Q_1^2, Q_2^2) \hat{\sigma}^a_{ik}(x_1, x_1', Q_1^2) \hat{\sigma}^b_{jl}(x_2, x_2', Q_2^2)$$

$$\times \Gamma_{kl}(x_1', x_2'; \mathrm{b}_1 - \mathrm{b}, \mathrm{b}_2 - \mathrm{b}; Q_1^2, Q_2^2) dx_1 dx_2 dx_1' dx_2' d^2b_1 d^2b_2 d^2b,$$

где $\mathbf{b}$ — прицельный параметр (поперечное расстояние между центрами сталкивающихся адронов.

$\Gamma_{ij}(x_1, x_2; \mathbf{b_1}, \mathbf{b_2}; Q_1^2, Q_2^2)$ — обобщенные двухпартонные функции распределения, зависящие от продольных импульсных фракций x_1 и x_2, и поперечных координат $\mathbf{b_1}$ и $\mathbf{b_2}$ двух партонов, участвующих в жестких подпроцессах a и b на масштабах Q_1 и Q_2.

$\hat{\sigma}^a_{ik}$ $\hat{\sigma}^b_{jl}$ — сечения на партонном уровне.

$m/2$ — фактор, учитывающий симметрию:
$m = 1$ при $a = b$, и $m = 2$ в остальных случаях.

Обобщенные двухпартонные функции распределения $\Gamma_{ij}(x_1, x_2; \mathbf{b_1}, \mathbf{b_2}; Q_1^2, Q_2^2)$ — **главный обьект исследования**.

(*можно выразить через волновые функции (Фоковские столбцы) в переменных светового конуса в виде бесконечных сумм/рядов*)

Обычно предполагают, что зависимость от **продольных** и **поперечных** переменных факторизуется:

$$\boldsymbol{\Gamma_{ij}(x_1, x_2; \mathrm{b}_1, \mathrm{b}_2; Q_1^2, Q_2^2) = D_h^{ij}(x_1, x_2; Q_1^2, Q_2^2) f(\mathrm{b}_1) f(\mathrm{b}_2)},$$

где $f(\mathbf{b_1})$ — универсальные функции для всех партонов с фиксированной нормировкой

$$\boldsymbol{\int f(\mathrm{b}_1) f(\mathrm{b}_1 - \mathrm{b}) d^2 b_1 d^2 b = \int T(\mathrm{b}) d^2 b = 1},$$

и

$$T(\mathbf{b}) = \int f(\mathbf{b_1}) f(\mathbf{b_1} - \mathbf{b}) d^2 b_1$$

— функции перекрытия (не вычисляются по теории возмущений).

Далее предполагают, что и продольную компоненту $D_h^{ij}(x_1, x_2; Q_1^2, Q_2^2)$ можно представить в виде произведения известных однопартонных функций распределения

$$D_h^{ij}(x_1, x_2; Q_1^2, Q_2^2) = D_h^i(x_1; Q_1^2) D_h^j(x_2; Q_2^2).$$

Тогда инклюзивное сечение двойного партонного рассеяния переписывается совсем в простом виде (используемом в большинстве оценок):

$$\sigma_{\text{DPS}}^{\text{ab}} = \frac{m}{2} \frac{\sigma_{\text{SPS}}^a \sigma_{\text{SPS}}^b}{\sigma_{\text{eff}}},$$

$$\pi R_{\text{eff}}^2 = \sigma_{\text{eff}} = [\int d^2 b (T(\mathrm{b}))^2]^{-1}$$

— эффективное сечение (эффективная область взаимодействия), R_{eff} — порядка поперечного размера адрона.

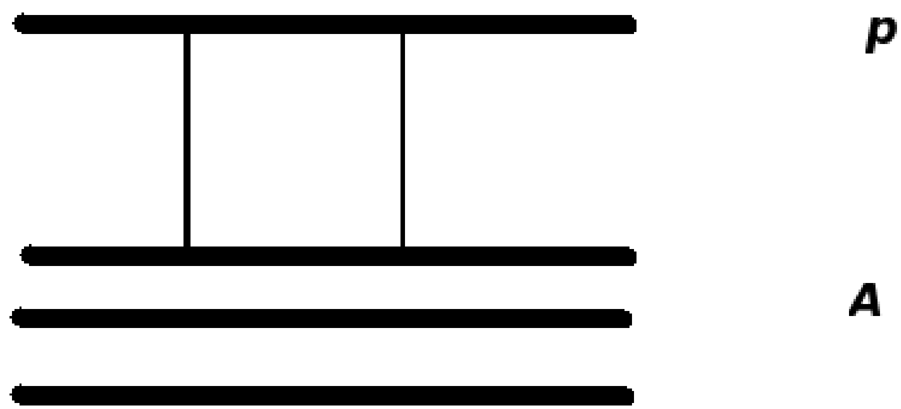
Процессы на LHC — **потенциальные индикаторы** двойного партонного рассеяния:

- W бозоны одного знака (самый “чистый”, но очень редкий)
- $\gamma + 3$ струи (также Тэватрон: D0, CDF)
- $W(Z) + 2$ струи (ATLAS — первое измерение σ_{eff} на LHC)
- 4 струи (также Тэватрон: CDF)
- $b\bar{b}$ пара + 2 струи
- $b\bar{b}$ пара + W бозон
- пары тяжелых мезонов (в частности, двойное рождение J/ψ)
  (в том числе: *Baranov, Snigirev, Zotov (2011)*)
  (LHCb — первое измерение двойного рождения J/ψ)
- ... ?...

Выделяют, используя разную зависимость DPS и SPS от азимутального угла.

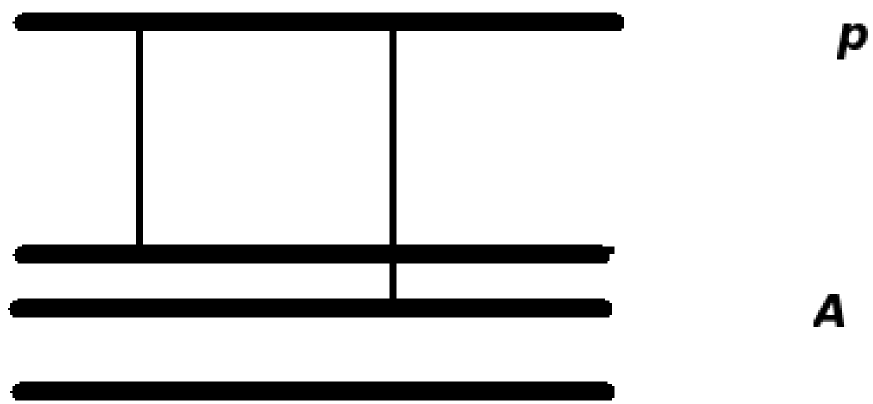
DPS in pA :

1. The two partons of the nucleus belong to the same nucleon



Nuclear enhancement factor A as for SPS

2. The two partons of the nucleus belong to the different nucleons



Nuclear enhancement factor: $\propto A^2/A^{2/3} = A^{1+1/3}$

The final DPS cross section "pocket formula" in pA collisions:

$$\boldsymbol{\sigma^{\mathrm{DPS}}_{(pA\to ab)} = \left(\frac{m}{2}\right)\frac{\sigma^{\mathrm{SPS}}_{(NN\to a)}\cdot\sigma^{\mathrm{SPS}}_{(NN\to b)}}{\sigma_{\mathrm{eff,pA}}},}$$

where

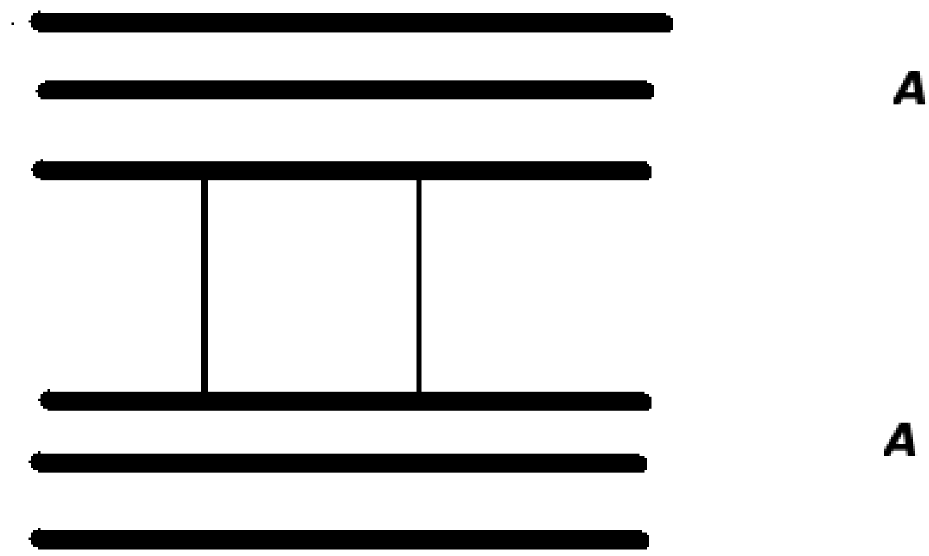
$$\boldsymbol{\sigma_{\mathrm{eff,pA}} = \frac{1}{A\left[\sigma^{-1}_{\mathrm{eff,pp}} + \frac{1}{A}\,\mathrm{T_{AA}}(0)\right]} = 21.5\mu\mathrm{b}}$$

for p-Pb at $\sigma_{\mathrm{eff,pp}} = 14$ mb and $\mathrm{T_{AA}}(0) = 30.4$ 1/mb for the standard nuclear overlap function normalized to A^2.

The relative contribution of the two terms are approximately 1 : 2

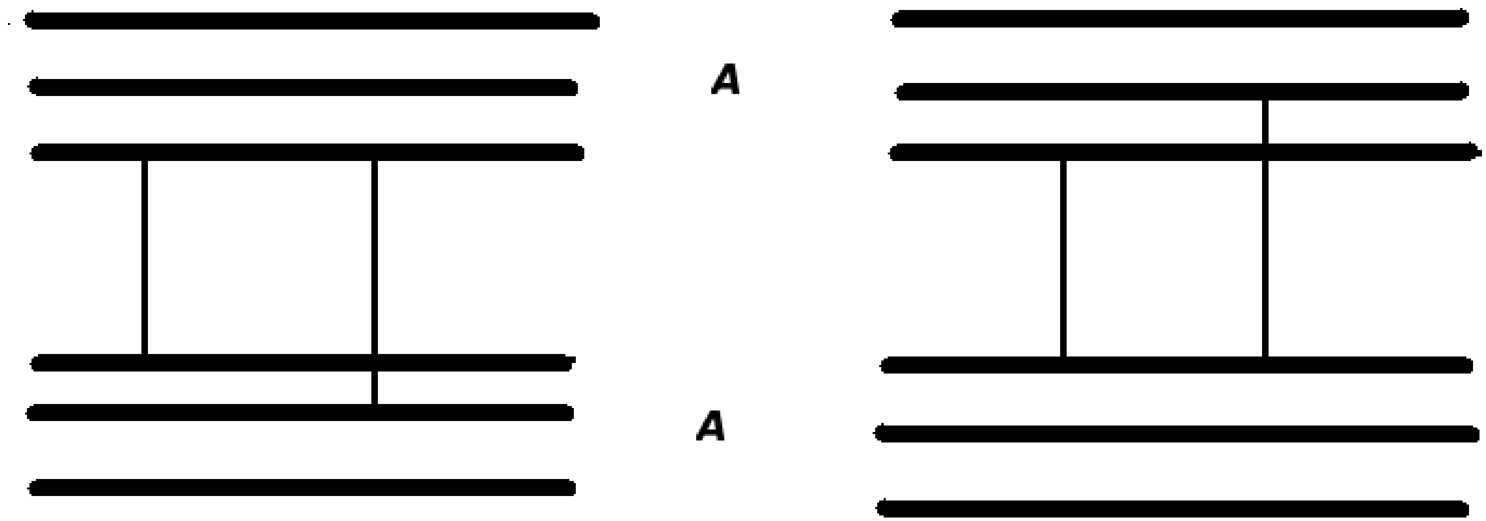
DPS in AA :

1. The two colliding partons belong to the same pair of nucleons



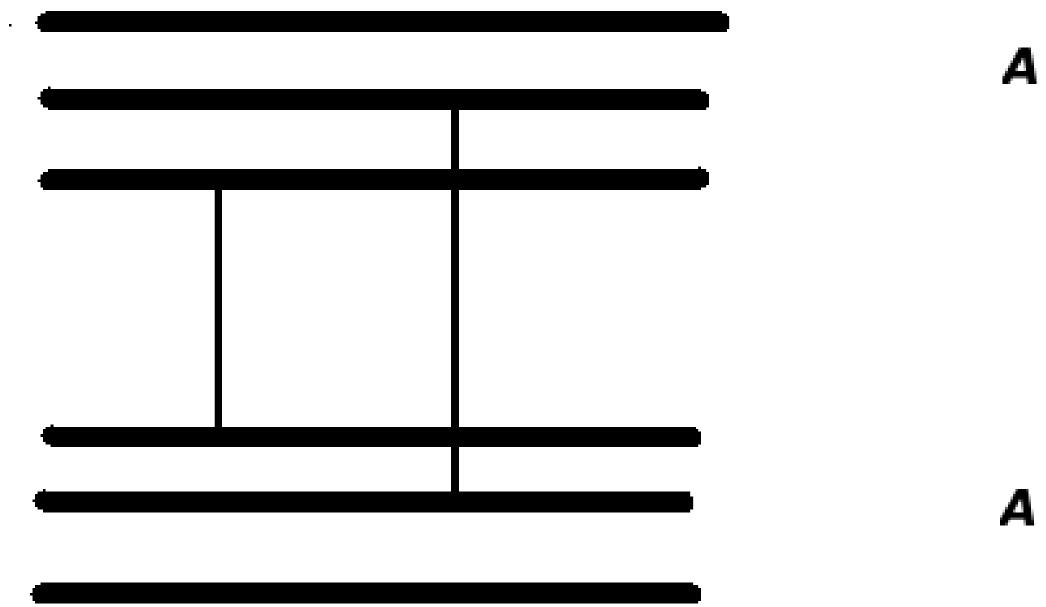
Nuclear enhancement factor A^2 as for SPS

2. Partons from one nucleon in one nucleus collide with partons from two different nucleons in the other nucleus



Nuclear enhancement factor: $\propto A^3/A^{2/3} = A^{2+1/3}$

3. The two colliding partons belong to two different nucleons from both nuclei (in fact, double nucleon scattering)



Nuclear enhancement factor: $\propto A^4/A^{2/3} = A^{2+4/3}$

The final DPS cross section "pocket formula" in AA collisions:

$$\boldsymbol{\sigma}^{\mathrm{DPS}}_{(AA\to ab)} = \left(\frac{m}{2}\right) \frac{\boldsymbol{\sigma}^{\mathrm{SPS}}_{(NN\to a)} \cdot \boldsymbol{\sigma}^{\mathrm{SPS}}_{(NN\to b)}}{\boldsymbol{\sigma}_{\mathrm{eff,AA}}},$$

where

$$\boldsymbol{\sigma}_{\mathrm{eff,AA}} = \frac{1}{A^2\left[\boldsymbol{\sigma}^{-1}_{\mathrm{eff,pp}} + \frac{2}{A}\,\mathrm{T}_{\mathrm{AA}}(0) + \frac{1}{2}\,\mathrm{T}_{\mathrm{AA}}(0)\right]} = 1.5\ \mathrm{nb}$$

for Pb-Pb at $\sigma_{\mathrm{eff,pp}} = 14$ mb and $\mathrm{T}_{\mathrm{AA}}(0) = 30.4$ 1/mb for the standard nuclear overlap function normalized to A^2.

The relative contribution of the three terms are approximately 1 : 4 : 200

The formalism of DPS was applied to study:

same-sign W-boson pair production in pPb collisions at LHC energies

J/ψ**-pair production in Pb-Pb collisions at LHC energies**