

Katarzyna Grebieszko

Wydział Fizyki Politechniki Warszawskiej

Zakład Fizyki Jądrowej

Pracownia Reakcji Ciężkich Jonów

"Fizyka zderzeń ciężkich jonów"

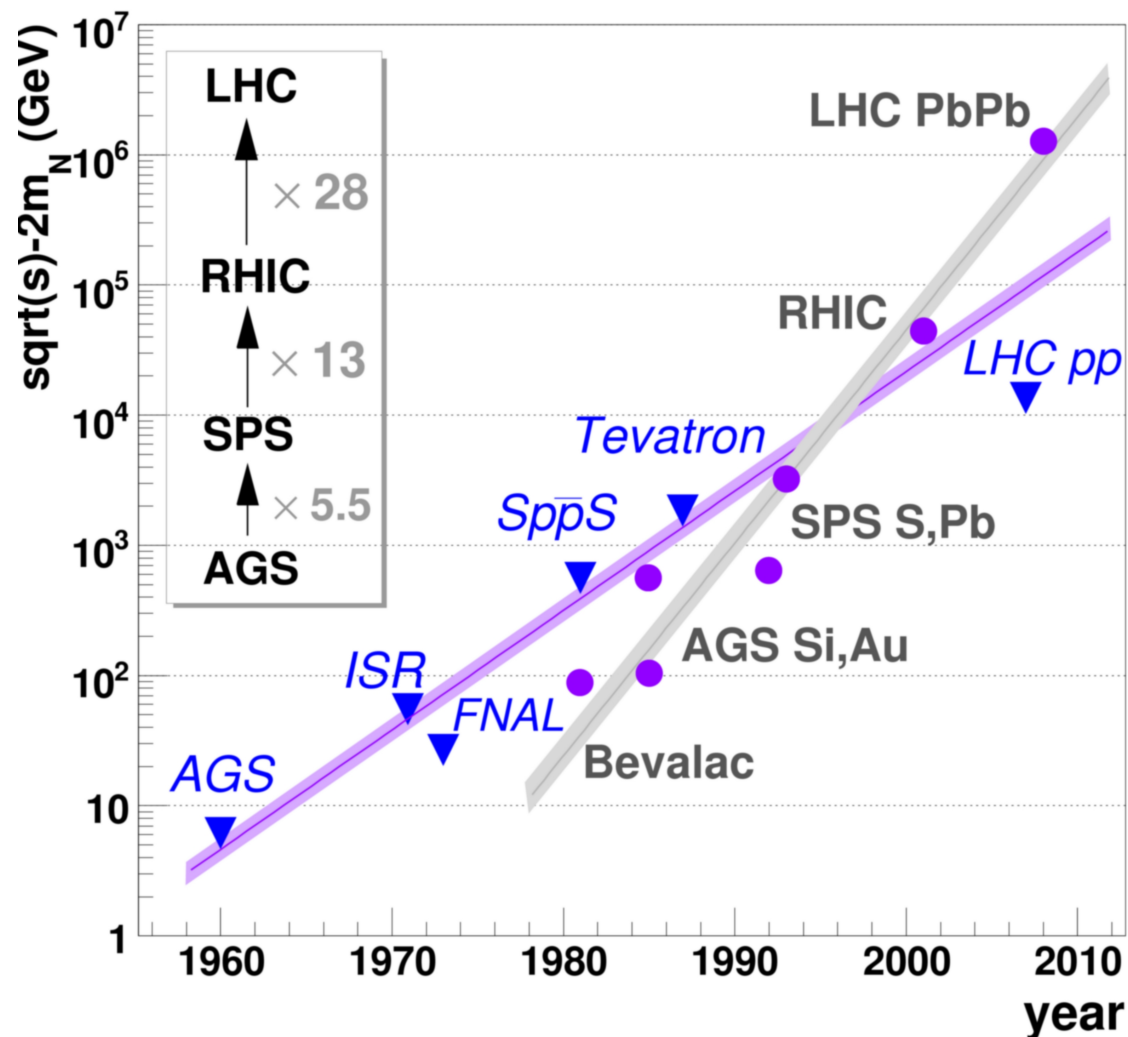
semestr letni 2024/2025

## Wykład 5

1. Produkcja cząstek w zderzeniach nukleon+nukleon ( $N+N$ ), przekroje, krotności, rozkłady kinematyczne.
2. Modele produkcji cząstek (kaskadowe, strunowe).

Oprócz najbardziej interesujących nas zderzeń A+A wiele akceleratorów na świecie zajmuje się zderzeniami elementarnymi N+N

tzw. **Livingston plot**



**Tevatron** w FERMILAB (USA)  
zderzac **proton+antypoton**  
2 eksperymenty: CDF, D0.  
Działający od roku 1987 do  
września 2011 roku,  
 $\sqrt{s}$  rzędu 2 TeV

**LHC** w CERN (od 2009); docelowo  
będzie p+p przy  $\sqrt{s} = 14$  TeV,  
dotychczas 13.6 TeV; eksp. m.in.  
ATLAS, LHCb, CMS, ALICE

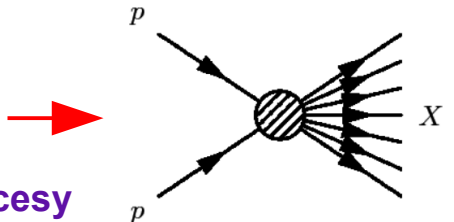
## Całkowite przekroje czynne w zderzeniach N+N

Całkowity przekrój na oddziaływanie N+N to około **40 mb** (wartość w przybliżeniu stała) w bardzo dużym zakresie energii  $3 < \sqrt{s} < 60\text{--}100 \text{ GeV}$

W tym samym zakresie energii **nieelastyczny przekrój** czynny jest około **30 mb** – czyli daje on główny przyczynek do całkowitego przekroju czynnego

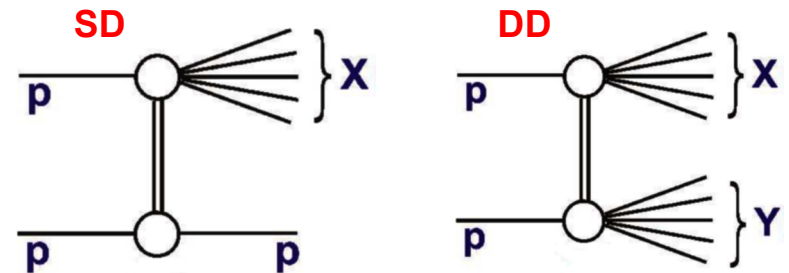
$$\sigma_{\text{tot}}(N+N) = \sigma_{\text{elast.}} + \sigma_{\text{quasi elast.}} + \sigma_{\text{inelast.}}$$

$\sigma_{\text{dyfrakcyjnej dysocjacji}}$   
 $\sigma_{\text{niedyfrakcyjne}}$   
**nieelastyczne procesy**



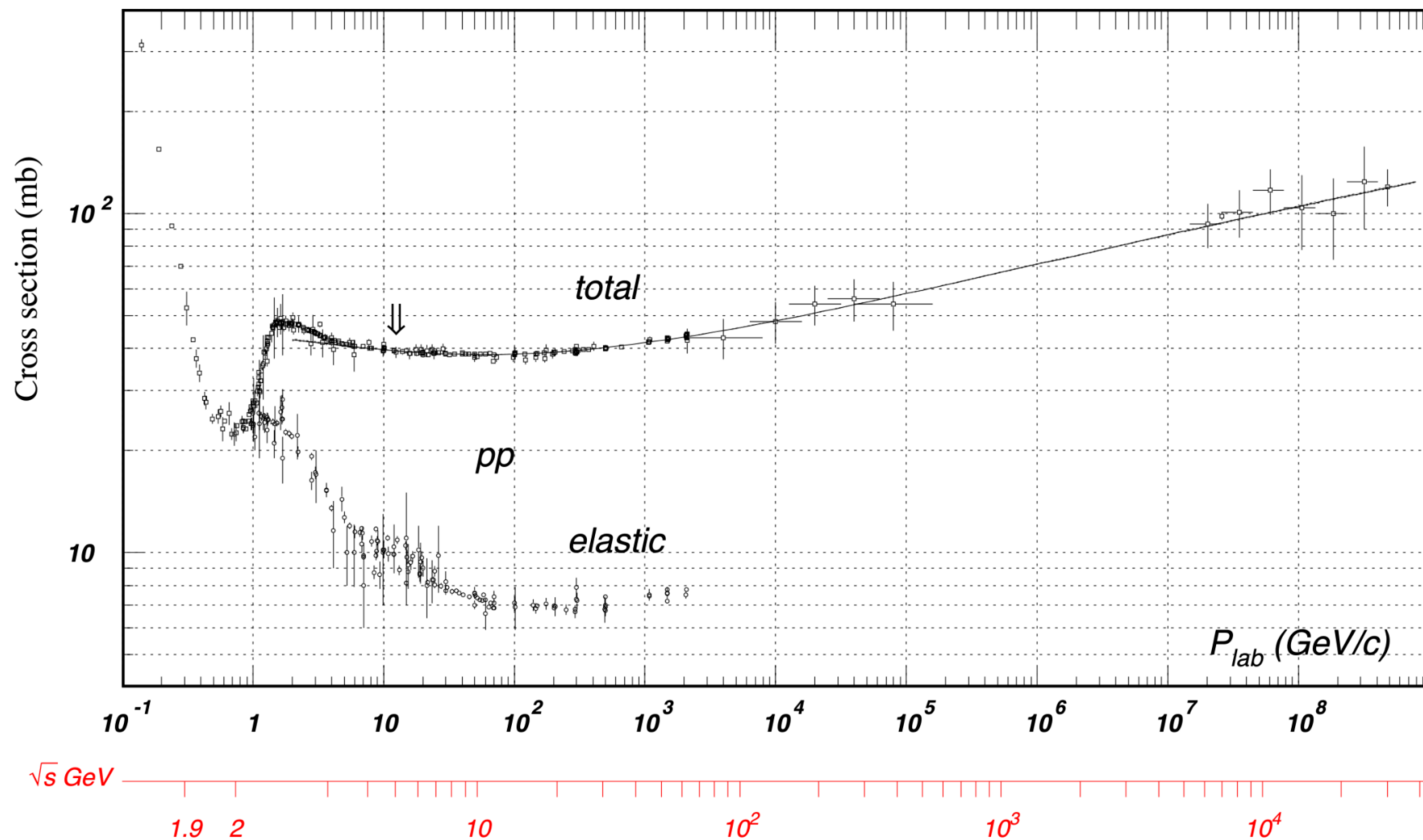
$\sigma_{\text{quasi elast.}}$  – produkty zostały lekko wzbudzone

dyfrakcyjna dysocjacja – produkuje się bardzo małą liczbę cząstek; brak wymiany liczb kwantowych między zderzanymi cząstkami (wśród nich są procesy *single diffractive* (SD)  $1+2 = 1'+X$ , *double diffractive* (DD)  $1+2=X+Y$ ). Procesy dyfrakcyjne to tylko 10% wszystkich nieelastycznych



Niedyfrakcyjne procesy – przeciwieństwo dyfrakcyjnych; produkcja wielu różnych cząstek

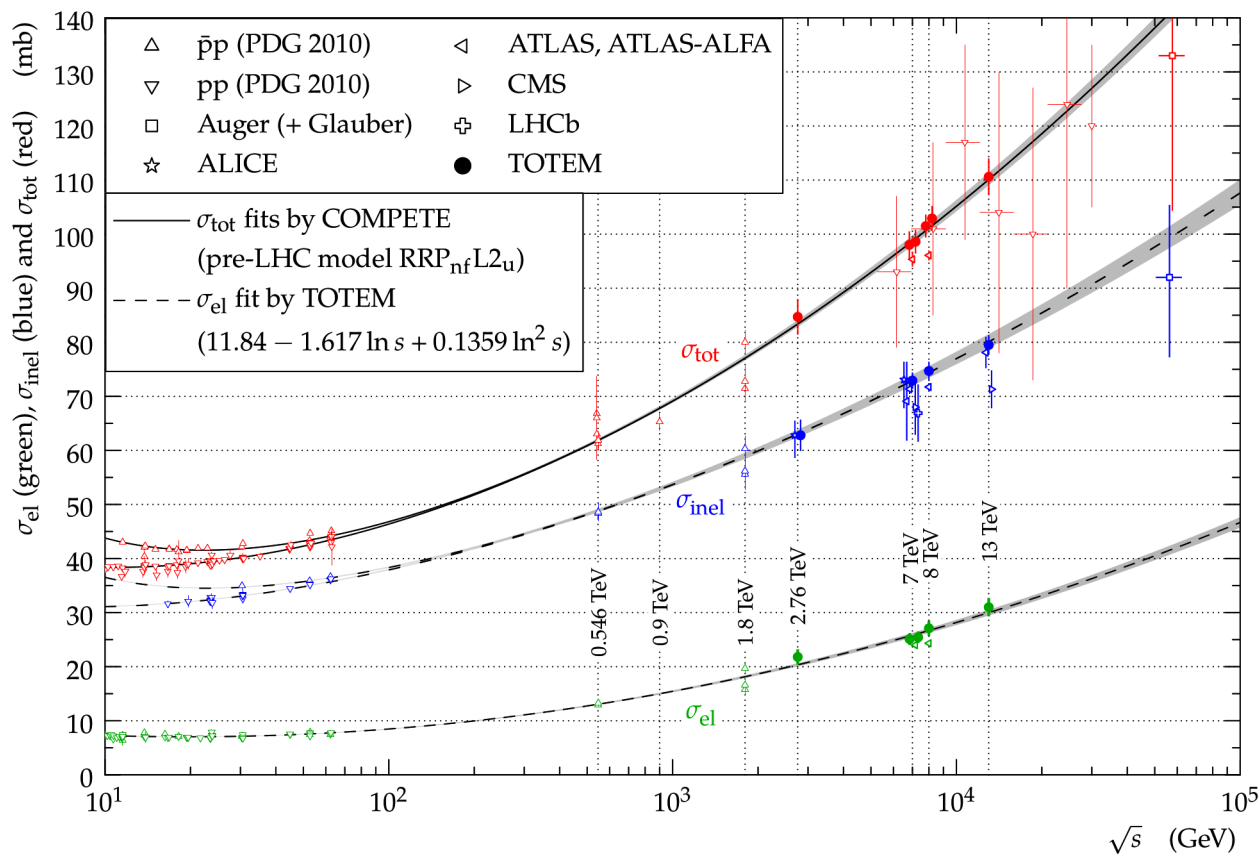
Bardzo często mówiąc o **nieelastycznych procesach** mamy na myśli **tylko niedyfrakcyjne nieelastyczne**



1. Całkowity przekrój na p+p jest stały w szerokim zakresie energii od 4 do 2000 GeV (energia wiązki) lub 3–60 GeV (energia w środku masy) i wynosi około 40 mb
2. Rys.: począwszy od  $E_{\text{beam}}$  około 60 GeV przekrój elastyczny stanowi około 18% całkowitego
3. Poniżej  $E_{\text{beam}} = 1 \text{ GeV}$  prawie wszystkie zderzenia są elastyczne  
nieelastyczne = dyfrakcyjne + niedyfrakcyjne
4. Przekroje na n+p są zbliżone do p+p a na  $\pi$ +p stanowią 2/3 tych dla p+p (skład kwarkowy!)



# Całkowity, nieelastyczny i elastyczny przekrój czynny ( $\sigma_{\text{tot}}$ , $\sigma_{\text{inel}}$ , $\sigma_{\text{el}}$ ) na zderzenie p+p. Przekroje, które były stałe w zakresie energii $3 < \sqrt{s} < 60\text{--}100\text{ GeV}$ dla wyższych energii zaczynają rosnąć



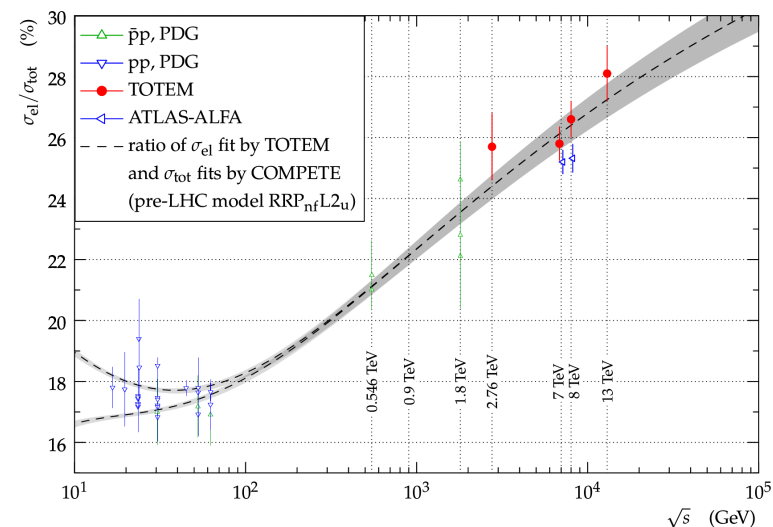
TOTEM, Eur. Phys. J. C79 (2019) no. 2, 103

Dla energii LHC  $\sigma_{\text{tot}}$  wynosi rzędu 90–110 mb a przekrój na oddziaływania elastyczne stanowi około 1/4 całkowitego przekroju

Zanim pojawiły się wyniki z LHC:

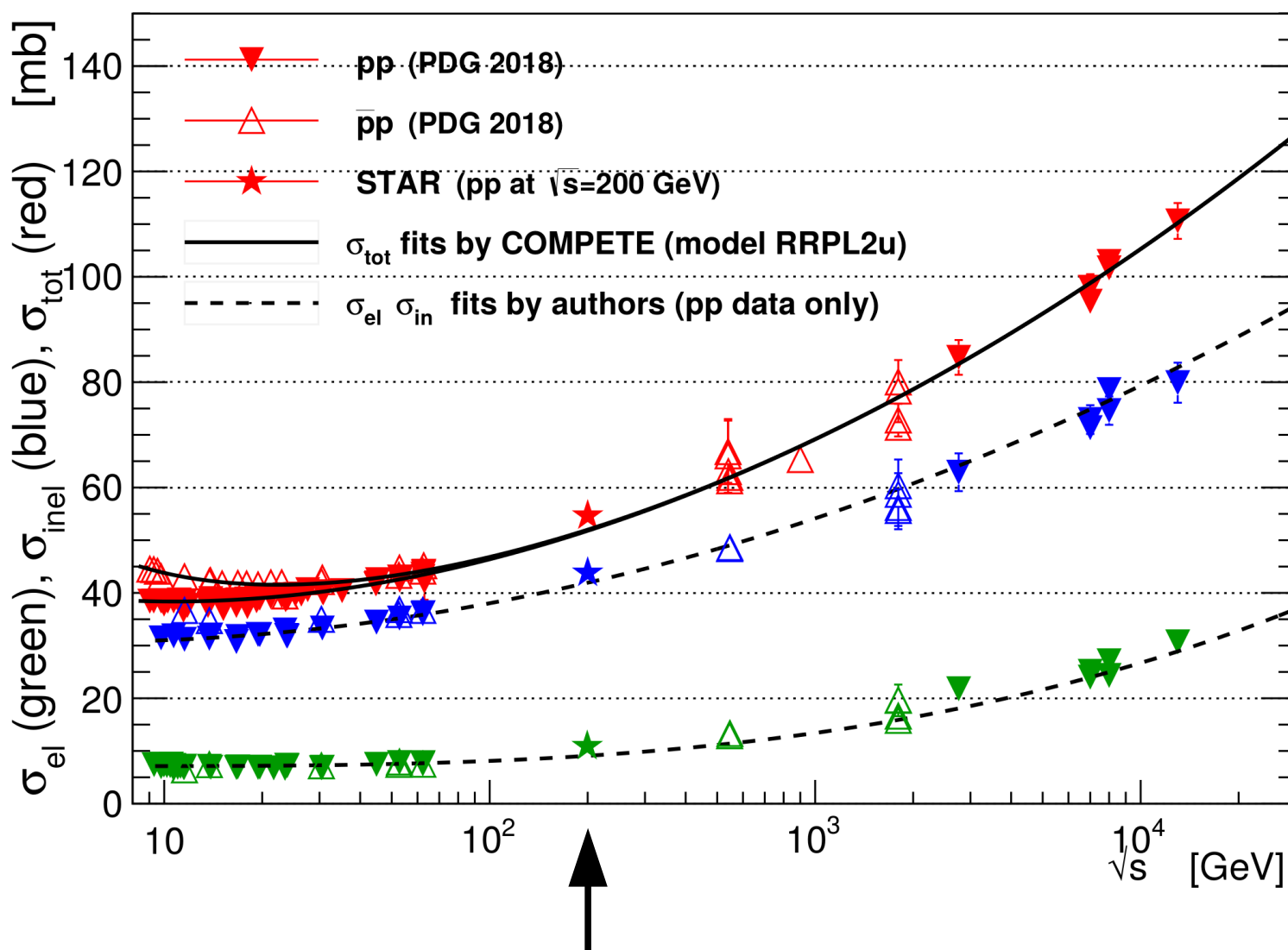
One prediction at the LHC at CM energy  $\sqrt{s} = 14\text{ TeV}$

$$\underbrace{\sigma_{\text{tot}}}_{\approx 92\text{ mb}} \triangleq \underbrace{\sigma_{\text{elastic}}}_{\approx 20\text{ mb}} + \underbrace{\sigma_{\text{single-diff}}}_{\approx 12\text{ mb}} + \underbrace{\sigma_{\text{double-diff}}}_{\approx 6\text{ mb}} + \underbrace{\sigma_{\text{non-diff}}}_{\approx 54\text{ mb}}$$



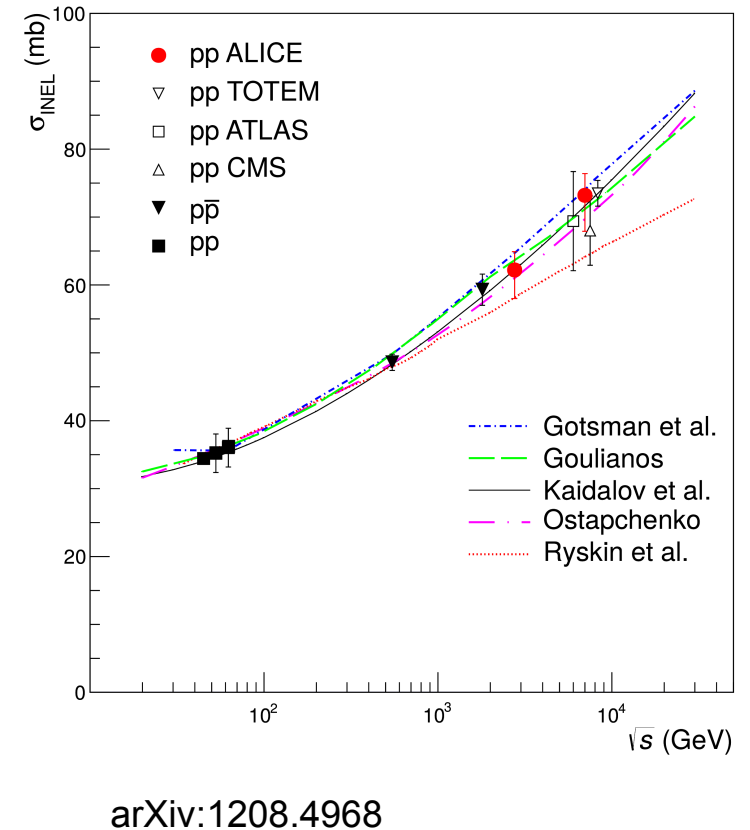
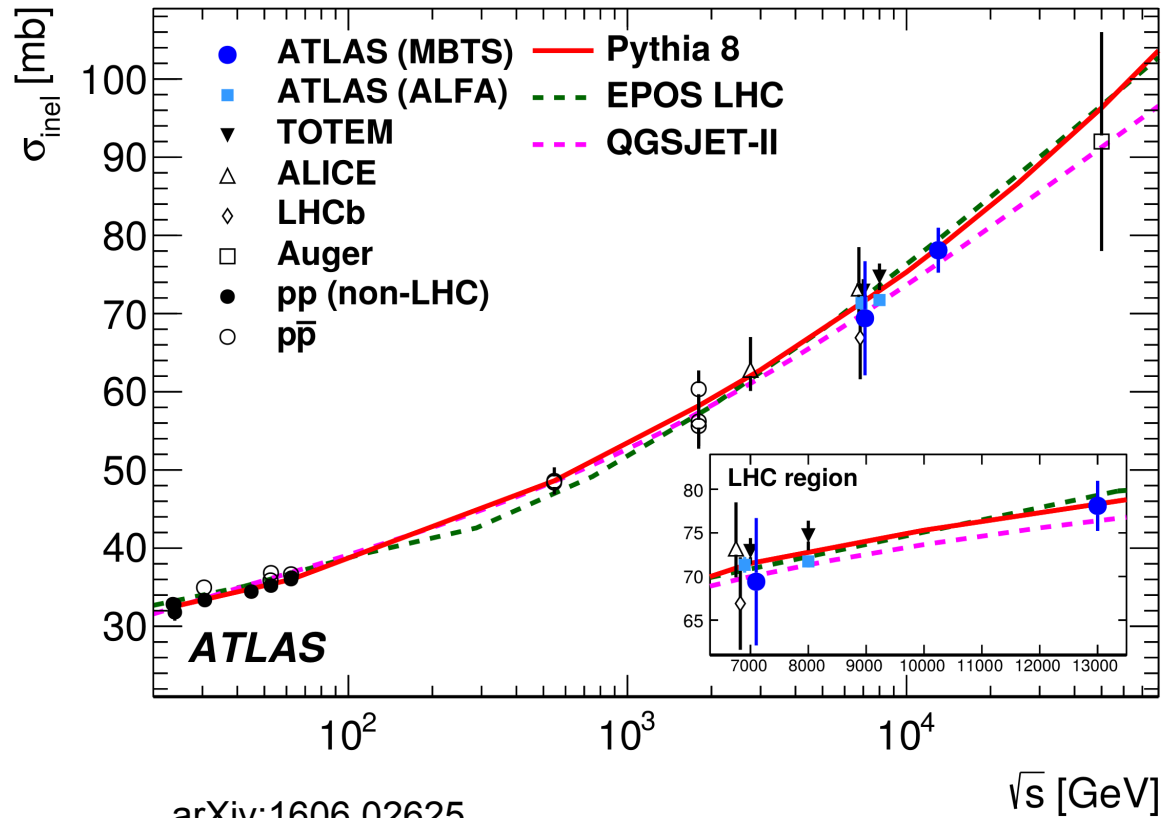
**Całkowity, nieelastyczny i elastyczny przekrój czynny ( $\sigma_{\text{tot}}$ ,  $\sigma_{\text{inel}}$ ,  $\sigma_{\text{el}}$ ) na zderzenie p+p.** Dodany nowy punkt z eksperymentu STAR dla  $\sqrt{s} = 200$  GeV

STAR, Phys. Lett. B 808 (2020) 135663 [arXiv:2003.12136]

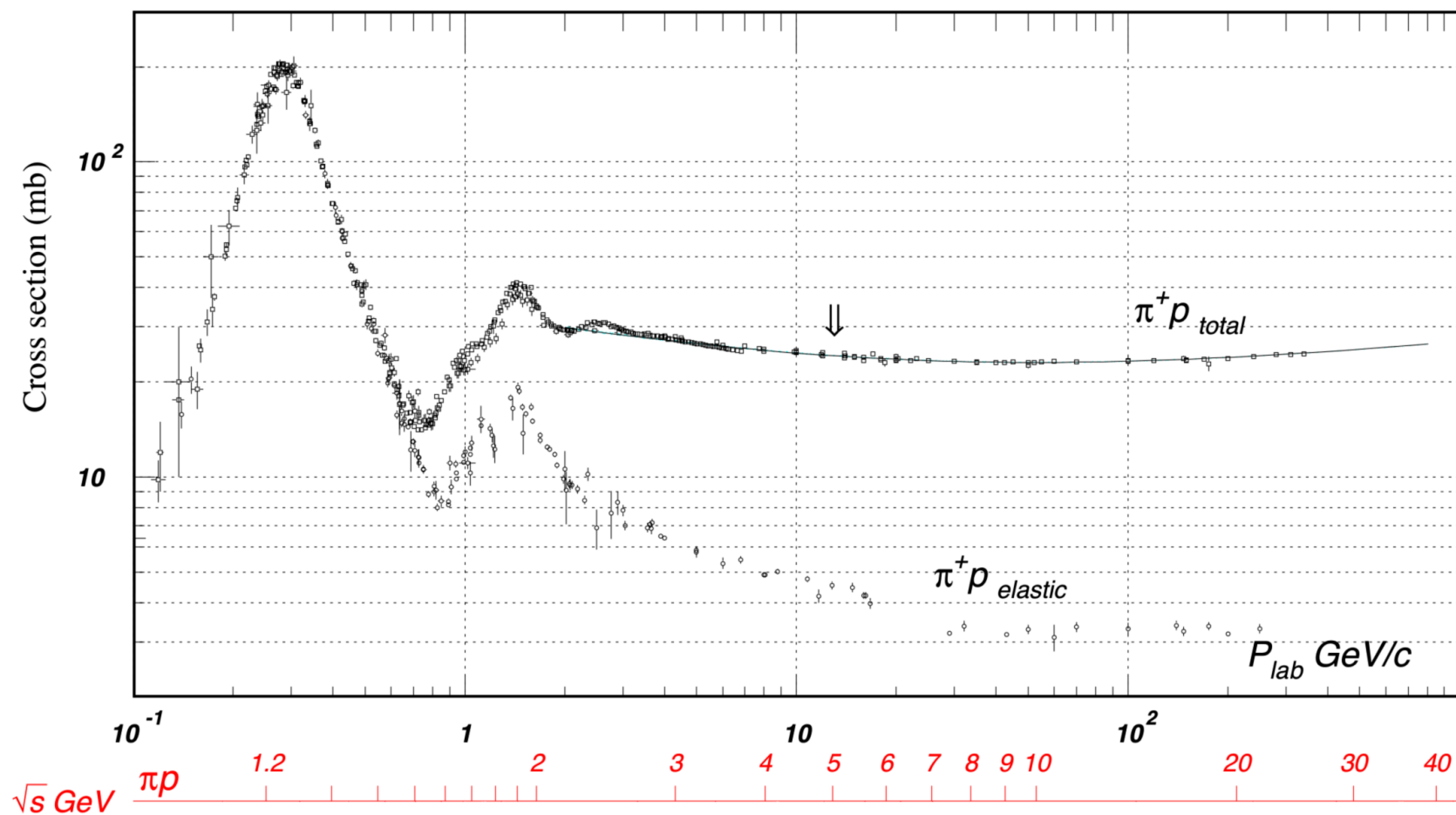


# Nieelastyczny przekrój czynny ( $\sigma_{inel}$ ) na zderzenie p+p

Przekrój ten stanowi bardzo ważny parametr wejściowy do modelu Glaubera (wykład 6) który to model pozwala wyznaczyć liczbę zranionych nukleonów oraz liczbę oddziaływań binarnych w zderzeniach p+A oraz A+A

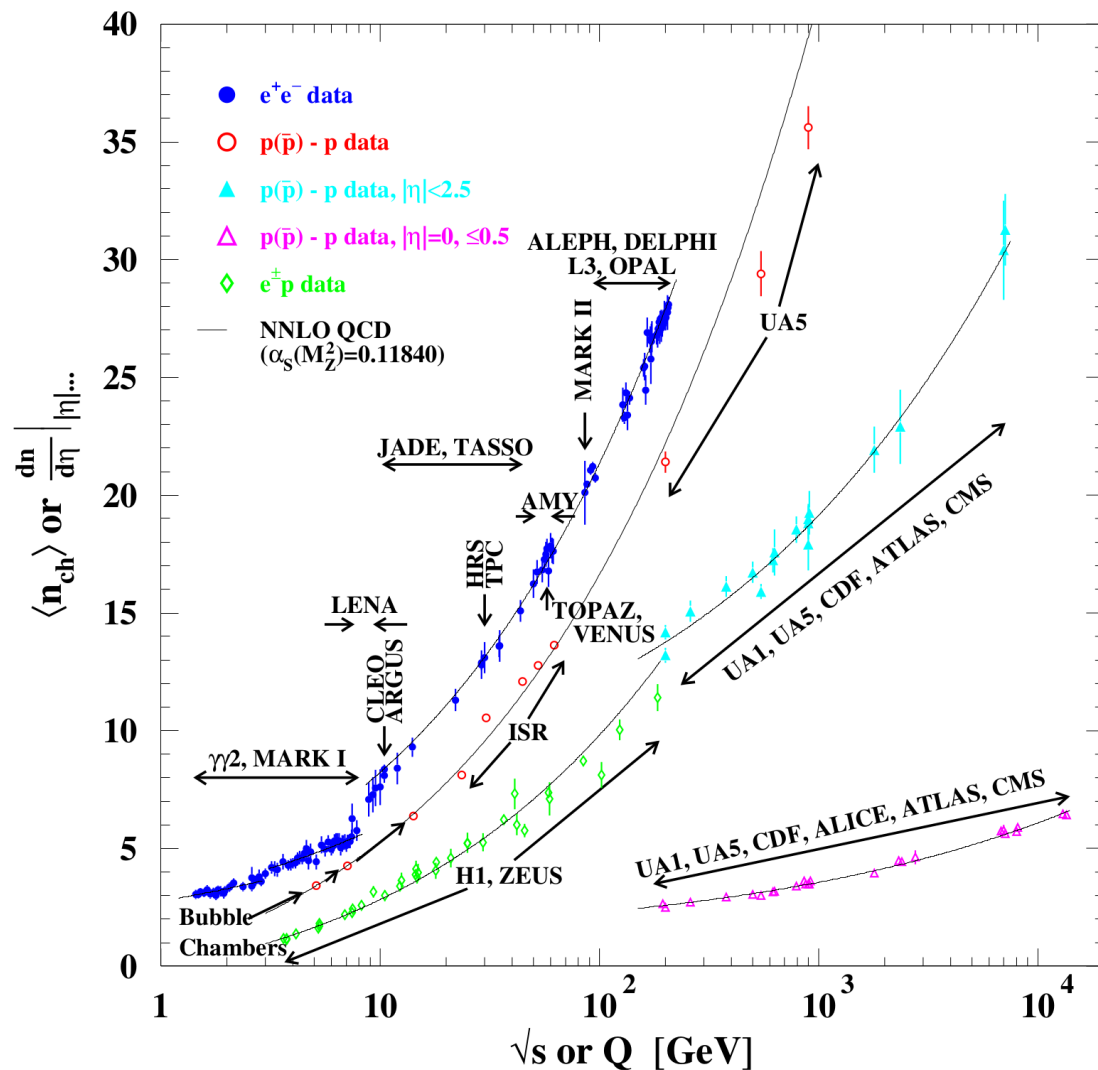


Inny przykład  $\pi^+p$  (PDG 2012)



Więcej przykładów m.in. anty-p p,  $\pi N$ , KN w starszych PDG (np. 2022)

$\sigma_{\pi N} \approx 2/3 \sigma_{NN}$  przekonywujący argument za słusznością addytywnego modelu kwarków w którym barion = qqq, mezon = q bar-q



**Całkowita** (poza punktami różowymi i seledynowymi) **średnia krotność cząstek naładowanych** produkowanych w zderz. elementarnych w zależności od energii dostępnej w środku masy; dość wolny wzrost (na 'x' skala logarytmiczna)

Podstawowa charakterystyka globalna jaką należy sprawdzić rozpoczynając pracę z jakimkolwiek modelem MC; np. przy top SPS ( $\sqrt{s} = 17.3$  GeV) mamy około 8 cząstek naładowanych produk. w zderz. p+p

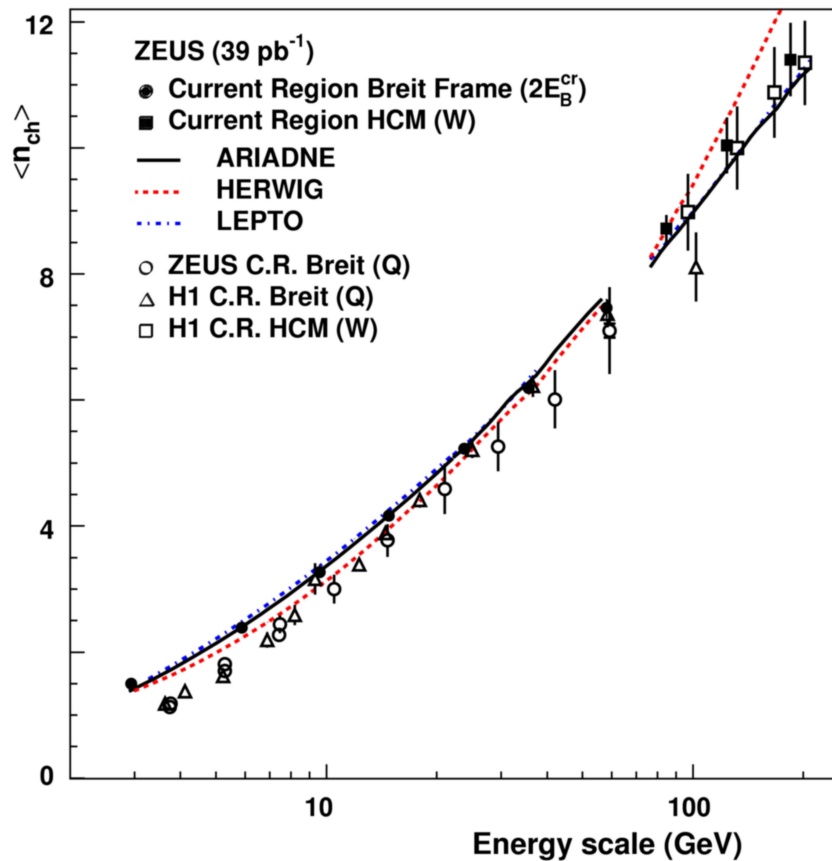


## Całkowita (w tzw. $4\pi$ ) średnia krotność cząstek naładowanych produkowanych w zderzeniach $e+p$

Dane pochodzące z akceleratora HERA w DESY  
– przyspieszało się obie wiązki i elektronów i  
protonów (eksperymenty H1 i ZEUS)

arXiv:0803.3878, arXiv:0906.0110, arXiv:0911.1561

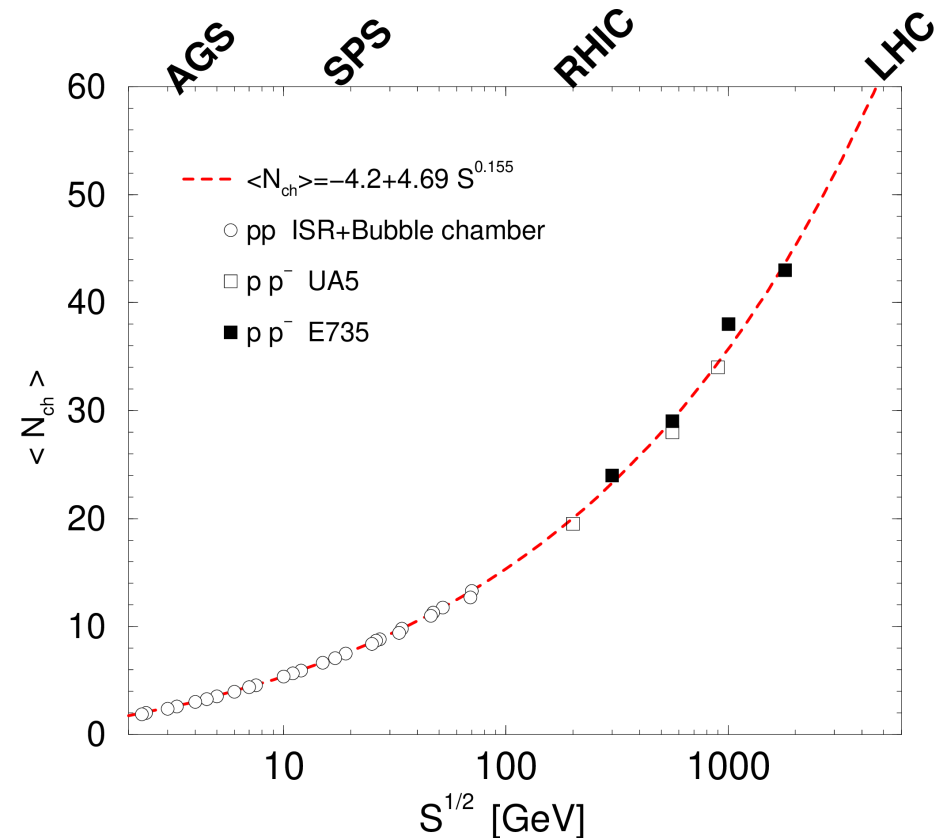
### ZEUS



## Całkowita (w tzw. $4\pi$ ) średnia krotność cząstek naładowanych produkowanych w zderz. $p+(anty)p$

Phys. Rept. 351, 161 (2001) [nucl-th/0003046]

Prawy rysunek: wzrost energii w  
środku masy o czynnik 100 (od 10 do  
1000 GeV) odpowiada wzrostowi  
krotności jedynie o czynnik 7–8 !



Fenomenologiczne zależności (dla zderzeń nieelastycznych - niedyfrakcyjnych (N+N)):

1. Średnia krotność cząstek naładowanych:

$$\langle N_{NN} \rangle = 0.88 + 0.44 \ln \frac{s}{s_0} + 0.118 \left( \ln \frac{s}{s_0} \right)^2$$

$s$  - energia

$s_0 = 1 \text{ GeV}$

2. Krotność cząstek naładowanych na przedział pseudorapidity (w obszarze centralnym):

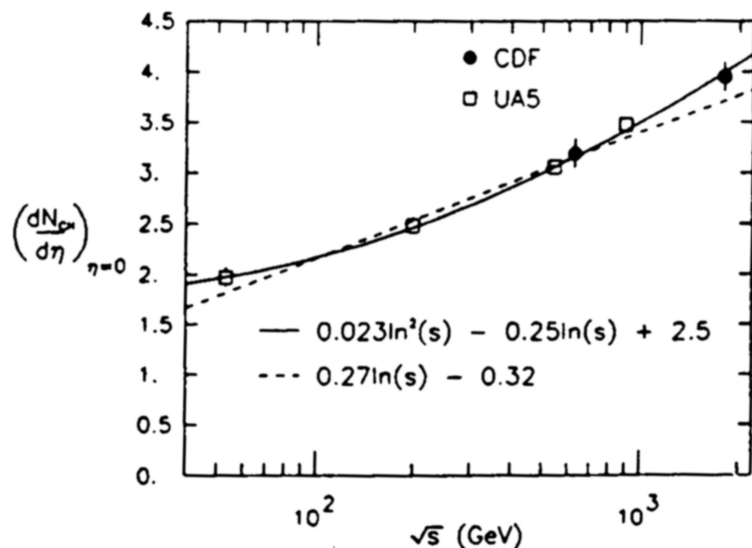
$$\frac{dN_{NN}}{d\eta} \Big|_{\eta=0} = 2.5 - 0.25 \ln \frac{s}{s_0} + 0.023 \left( \ln \frac{s}{s_0} \right)^2$$

równanie pochodzi z parametryzacji danych  $p + \bar{p}$  (eksp. UA5 i CDF)

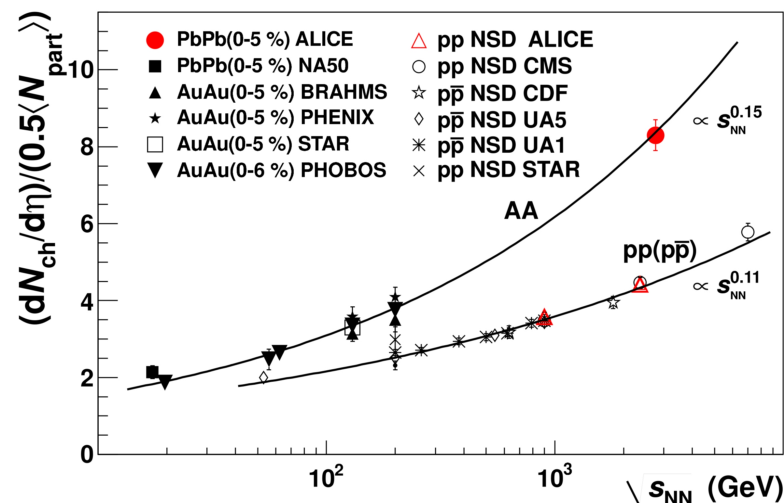
w zakresie  $50 \text{ GeV} < \sqrt{s} < 2000 \text{ GeV}$

**Krotność cząstek w obszarze centralnym**  
rośnie słabo z 's' (z grubsza logarytmicznie)

Dane z UA5 i CDF Phys. Rev. D41, 2330 (1990)



**Nowość z LHC: zależność wydaje się**  
**być potęgowa !** (zob. też wykład 6) arXiv:1011.3916



## Krzywa (a nawet prosta) Wróblewskiego:

zależność między dyspersją i średnią krotnością dla cząstek ujemnych w N+N:

$$D_{\text{neg}} = A \langle N_{\text{neg}} \rangle + B$$

$$A=0.58$$

$$B=0.38 \text{ dla p+p}$$

$$B=0.16 \text{ dla p+n}$$

czyli nie tylko całkowita krotność i krotność w obszarze centralnym (mid-rapidity) ale także dyspersja rozkładu krotności rośnie z energią

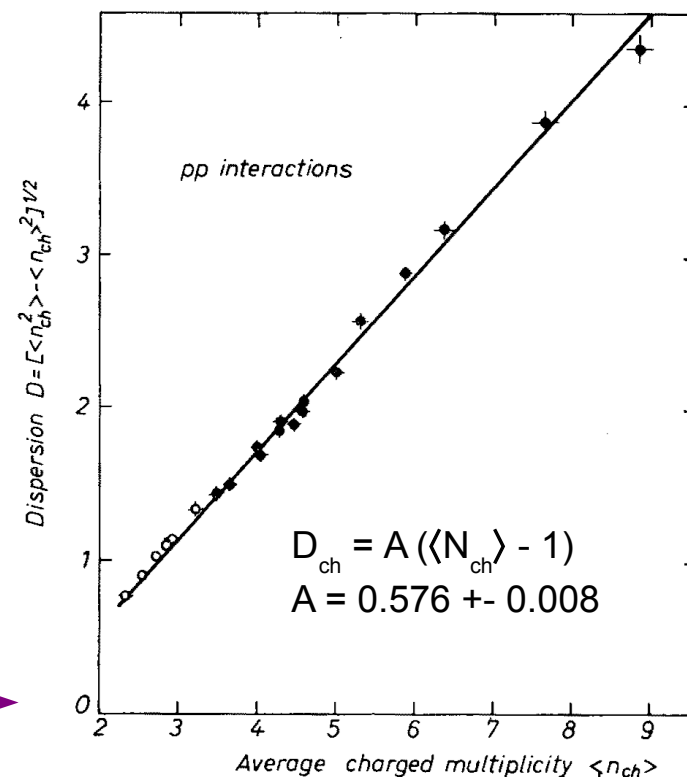
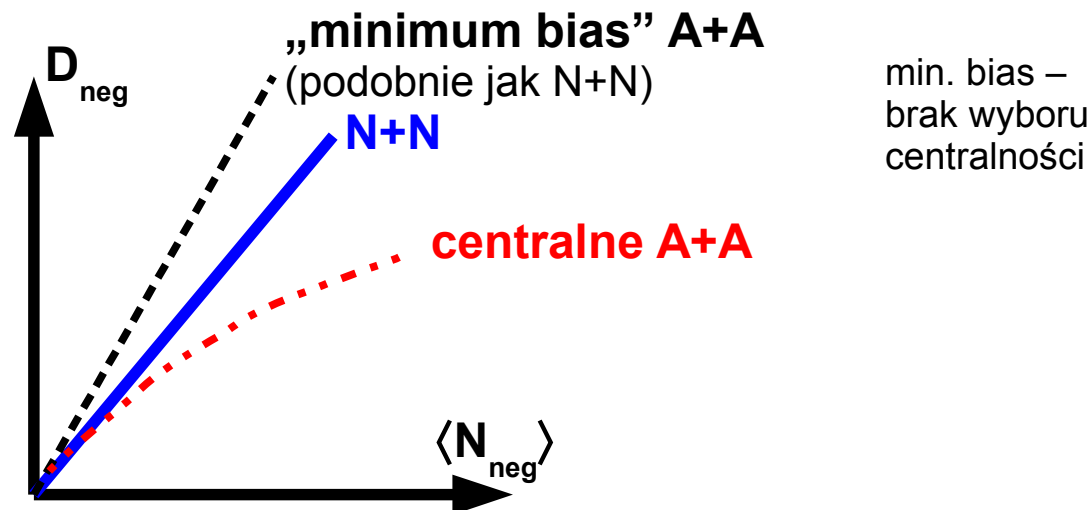
**Jest to wzór fenomenologiczny;  
wzór nie działa dla A+A (!)**

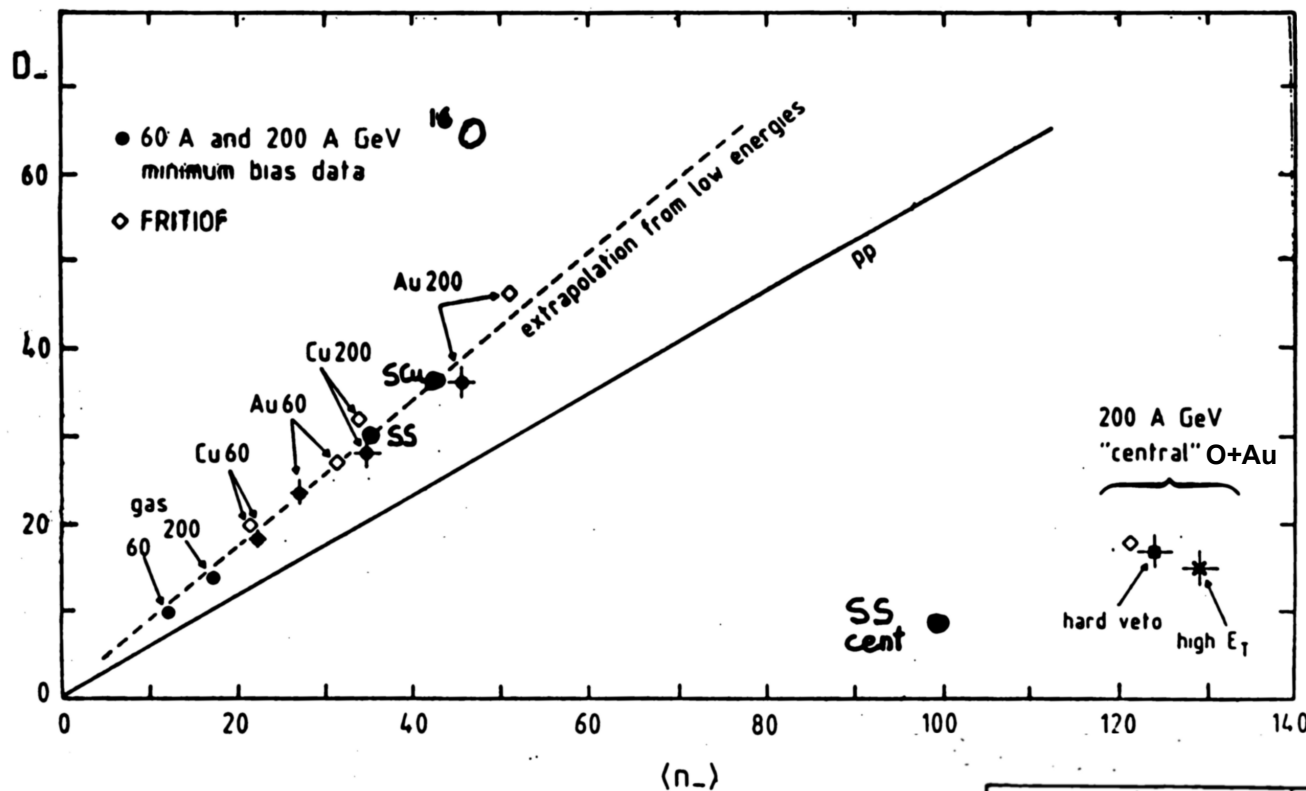
$$\text{Dyspersja } D_N = \sqrt{\langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2}$$

Dla rozkładu Poissona:

$$D_N = \sqrt{\langle N \rangle}$$

Zależność dla wszystkich cząstek naładowanych (tu w p+p w zakresie energii wiązki 4–303 GeV) wygląda podobnie. Rys. z A. Wróblewski, Acta Physica Polonica B4, str. 857 (1973)

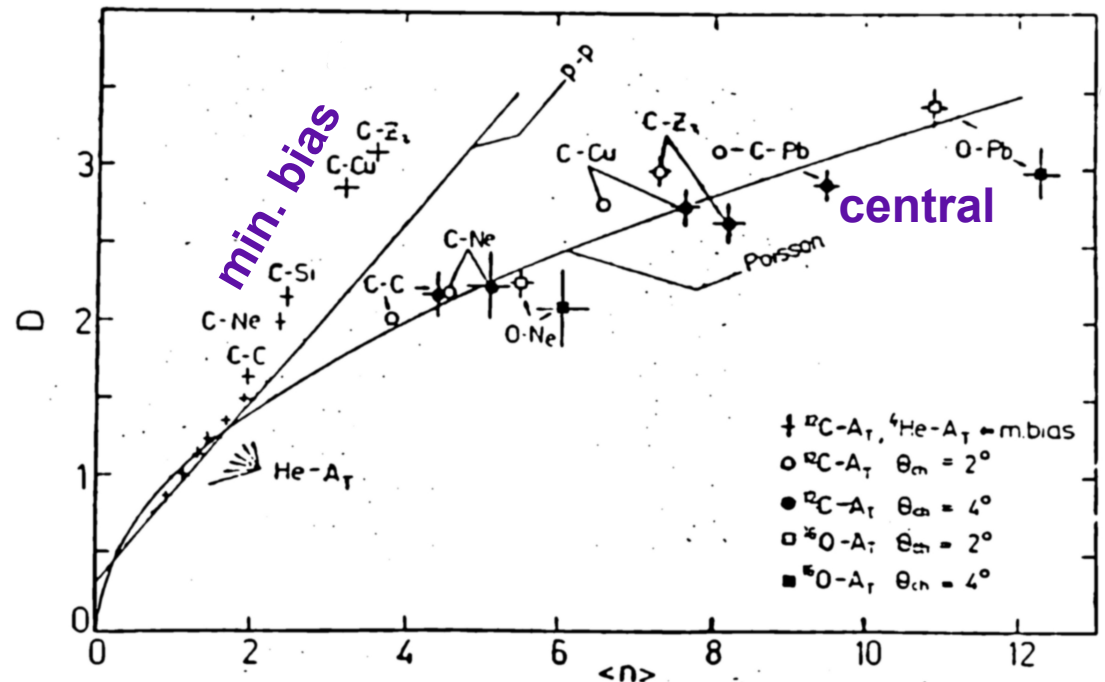




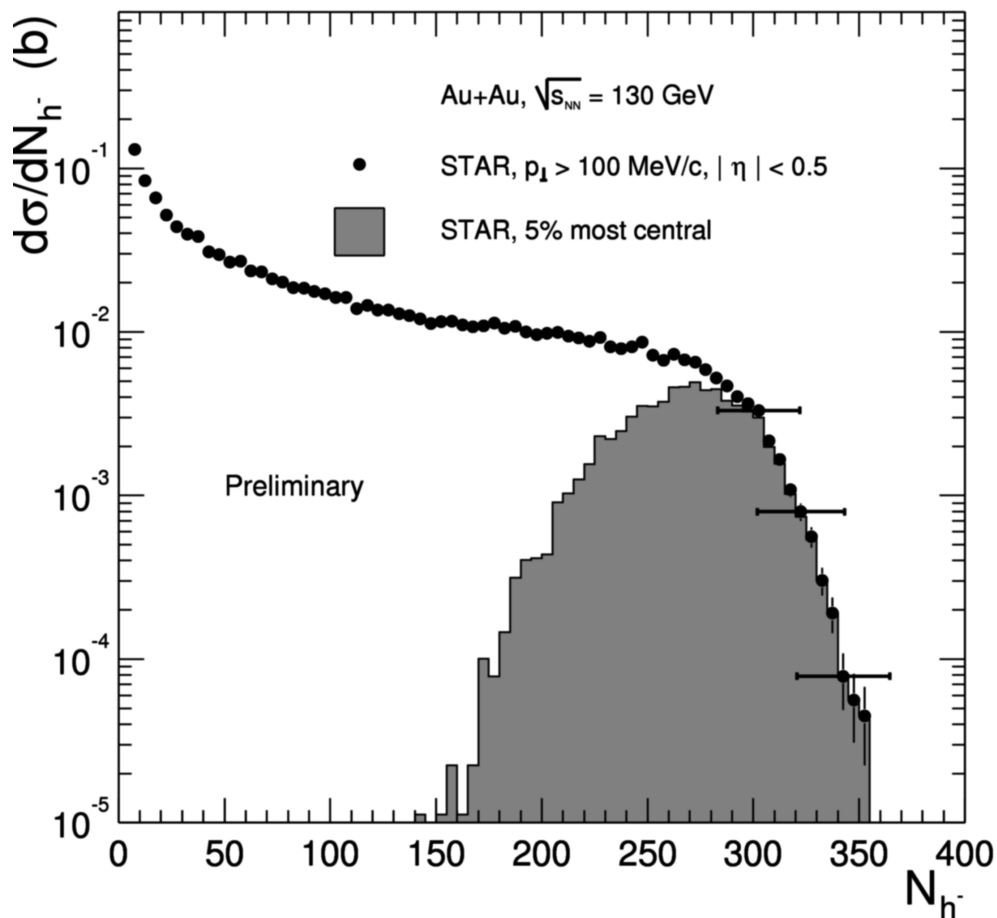
lewy: A. Bamberger et al.  
(NA35) Phys. Lett. B 205  
(1988) 583

Rozkłady krotności dla N+N (p+p) oraz „minimum bias” A+A są szerokie (znacznie szersze niż Poissonowskie). Dla danych centralnych A+A szerokości rozkł. krotności znacznie się zmniejszają i rozkłady stają się z grubsza Poissonowskie

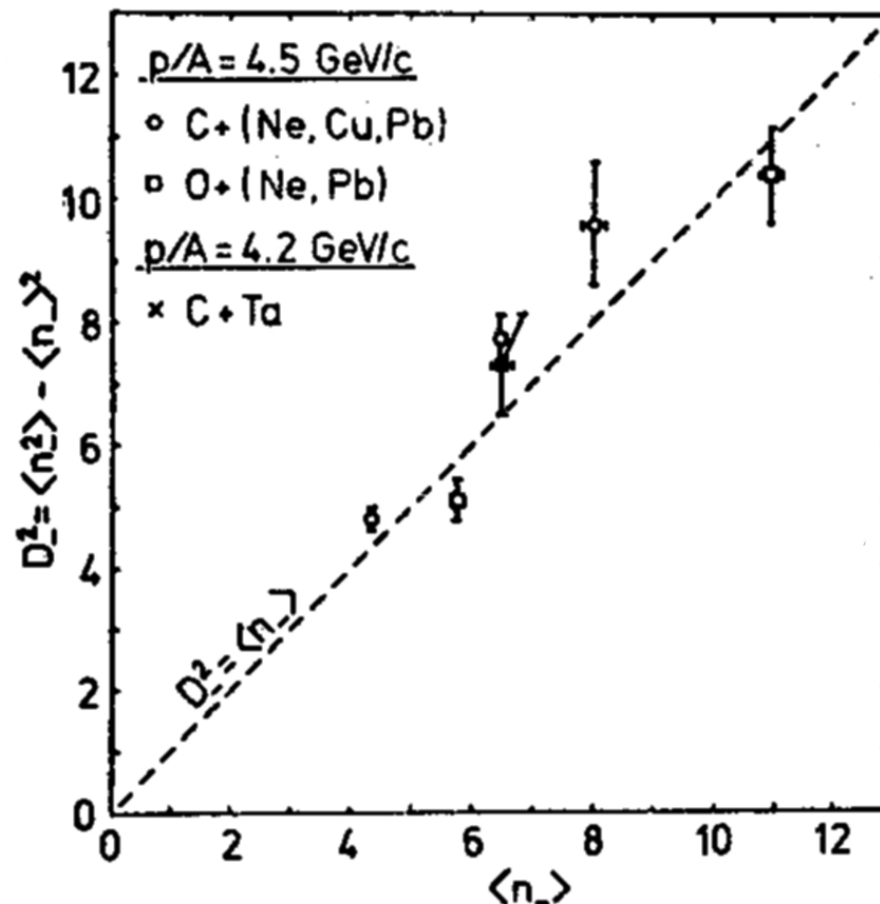
**Zależność Wróblewskiego (obserwacja fenomenologiczna):**  
zależność między dyspersją i średnią krotnością w N+N w porównaniu do „min. bias” i centralnych A+A



## Dla porównania: wąskie rozkłady krotności dla danych centralnych A+A



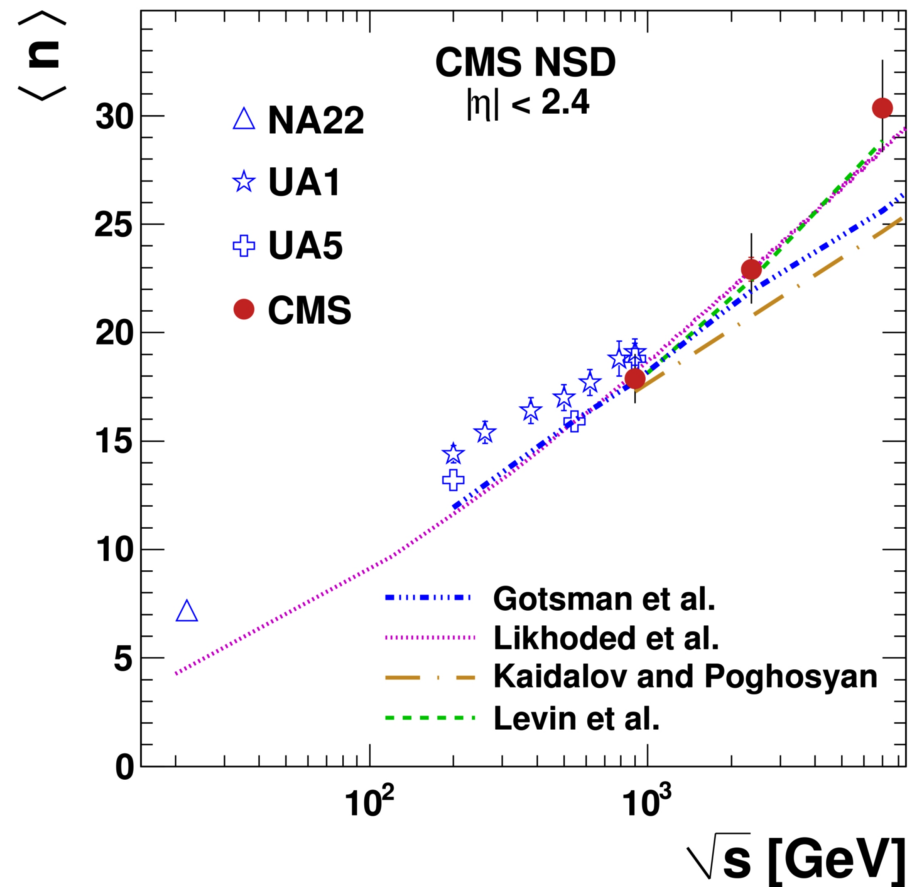
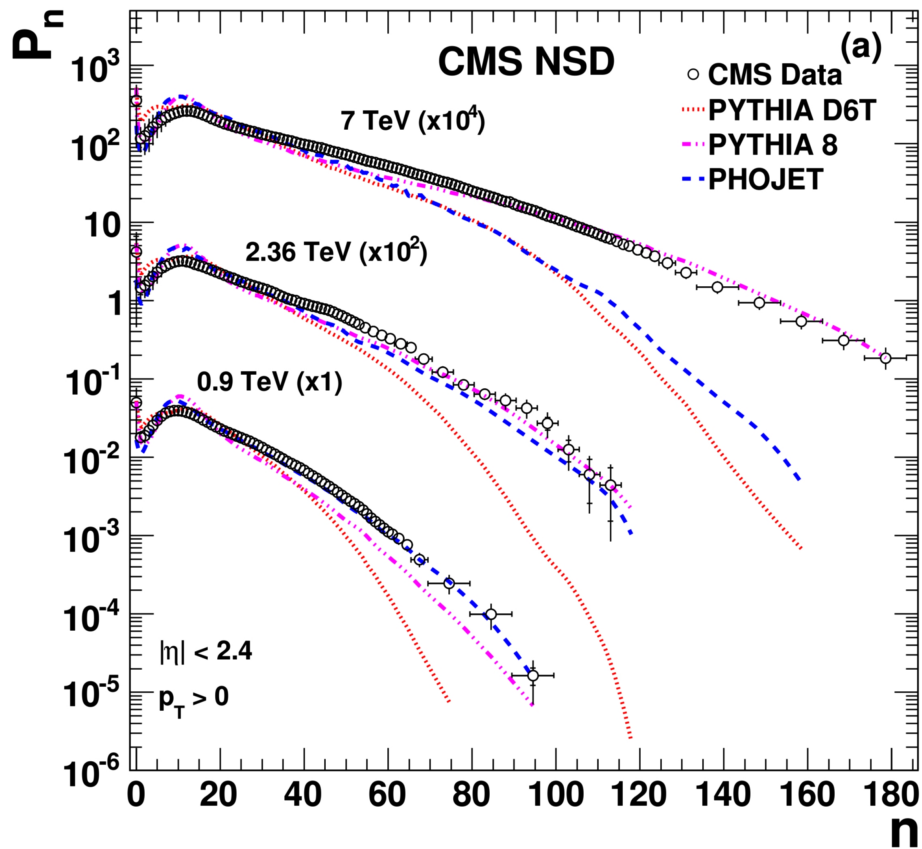
Rozkład krotności ujemnych  
 hadronów dla danych Au+Au  
 „minimum bias” ( $|\eta| < 0.5, p_T < 100$   
 MeV/c). Dodatkowo zaznaczono 5%  
 najbardziej centralnych.  
 Nucl. Phys. A 698, 503 (2002)



Dyspersja rozkładu krotności do  
 kwadratu w funkcji średniej krotności  
 dla danych centralnych A+A  
 Linia pokazuje rozkład Poissona  
 czyli  $D^2 = \langle N \rangle$

J. Bartke et al. Yad Fizika 32, 699 (1980), Sov.  
 J. Nucl. Phys. 32, 361 (1980)

# Rozkłady krotności hadronów naładowanych (oraz średnie krotności) w danych p+p przy LHC (CMS)



Rys. arXiv:1011.5531

Lewy: rozkład krotności

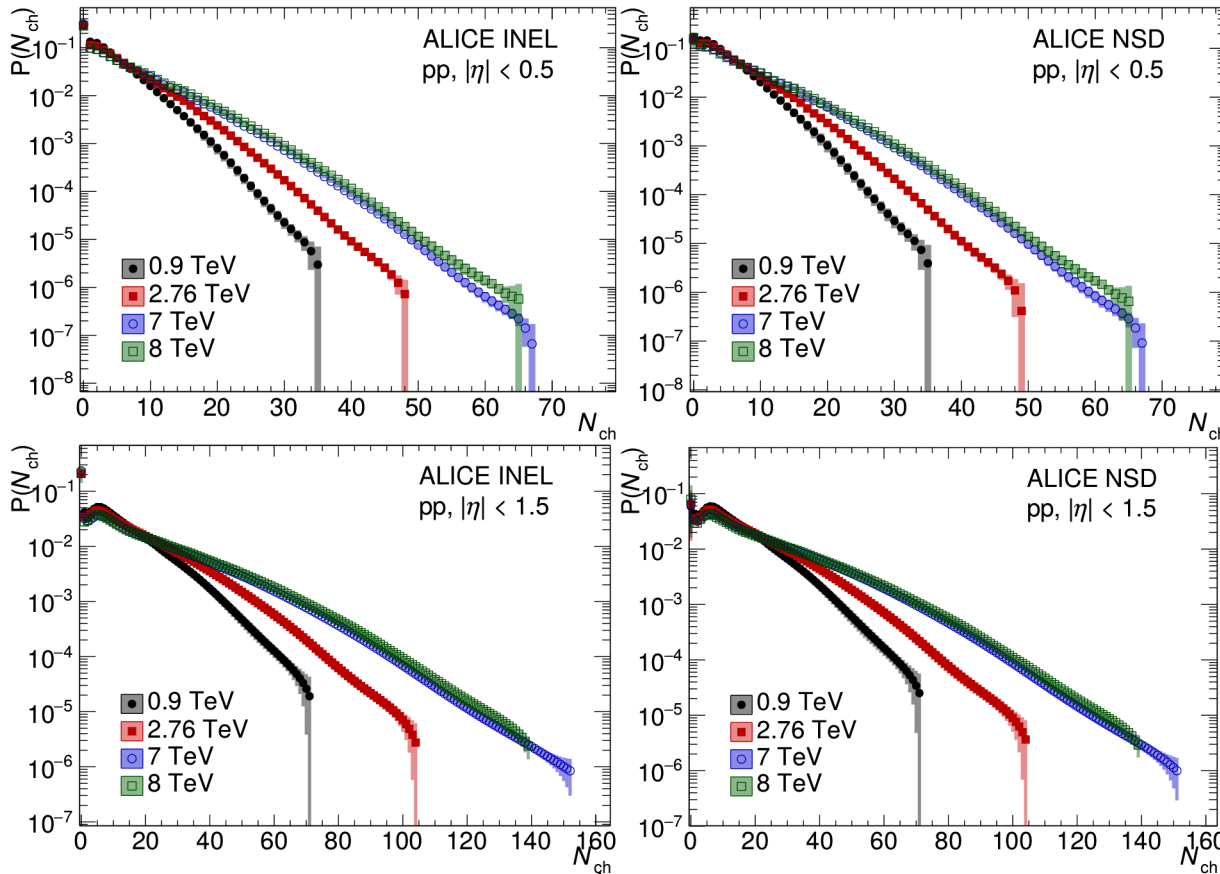
Prawy: średnia krotność dla  $|\eta| < 2.4$

Przy wyższych energiach wzrost średniej krotności jest niedoszacowany przez większość modeli

Mimo że niektóre modele dobrze odtwarzały dane Tevatronu i LEPu, żaden z nich nie był w stanie odtworzyć jednocześnie rozkładu  $p_T$  oraz rozkładu krotności przy energii 7 TeV (zwykle zbyt mało cząstek o małym  $p_T$ ; tu nie pokazano)



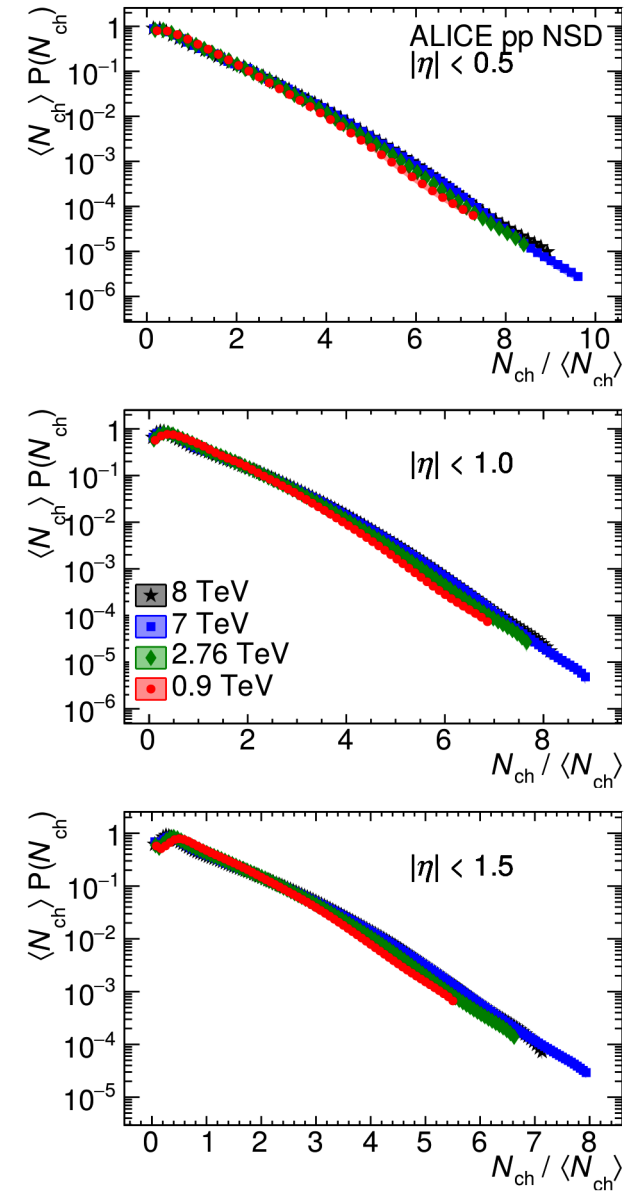
# Rozkłady krotności hadronów naładowanych w danych p+p przy LHC (ALICE)



Po prawej tzw. skalowanie KNO (krzywe leżą na sobie po odpowiednim pomnożeniu/podzieleniu osi przez średnią krotność)

Uwaga: wyniki ALICE dla szerszego obszaru pseudopośpieszności:  $-3.4 < \eta < 5.0$  (uzyskane przy użyciu Silicon Pixel Detector oraz Forward Multiplicity Detector) pokazane są w pracy ALICE, EPJC 77 (2017) 12, 852 [arXiv:1708.01435]

ALICE, arXiv:1509.07541



Zob. też wyniki dla  $|\eta| < 0.8$ , energie od 2.76 TeV do 13 TeV → ALICE, PLB 845 (2023) 138110 [arXiv:2211.15326]



**Skład cząstek** – produktów nieelastycznego zderzenia N+N (p+p, p+n, n+n) przy wysokiej energii (to dotyczy również jądro+jądro A+A)

- **ujemne** – w zderzeniach dominują  $\pi^-$  (90% cząstek w zderz. stanowią piony)
- **dodatnie** – głównie  $\pi^+$  oraz **protony** (dużo protonów widać dla A+A)
- **szacuje się że więcej niż 50% pionów w zderzeniu to nie produkcja bezpośrednia tylko piony pochodzące z rozpadów rezonansów** → nie da się ich eksperymentalnie wydzielić
- im wyższa energia tym większe prawdopodobieństwo produkcji cięższych cząstek. Ujemne:  $\pi^-$ ,  $K^-$ ,  $\Sigma^-$ ,  $\Xi^-$ ,  $\Omega^-$ , anty-p, ... Dodatnie:  $\pi^+$ , p,  $K^+$ ,  $\Sigma^+$ , ...
- **$\langle N_+ \rangle$  jest przeważnie większe niż  $\langle N_- \rangle$**  – zasada zachowania ładunku (p+n, p+p czy n+n w zderzeniach elementarnych lub (N, Z) dla zderzających się jąder)
- **$\langle N_{\pi^+} \rangle \approx \langle N_{\pi^-} \rangle \approx \langle N_{\pi^0} \rangle$**
- **antybariony** (np. antyproton) **produkują się zawsze razem z barionami** (zasada zachowania liczby barionowej)
- **dziwne mogą powstawać tylko z antydzinnymi** (z. zach. dziwn. w oddz. silnych) – około 75% dziwności jest niesionej przez kaony. Ale już rozpady cząstek dziwnych (proces słaby) nie zachowują dziwności!

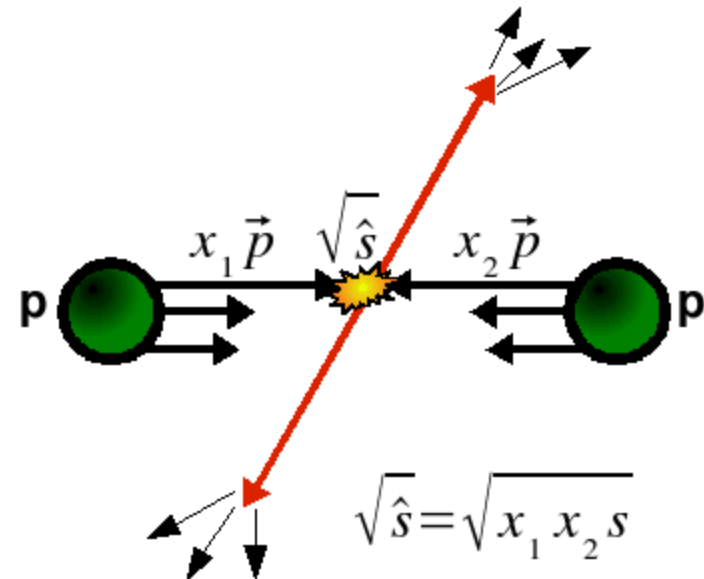
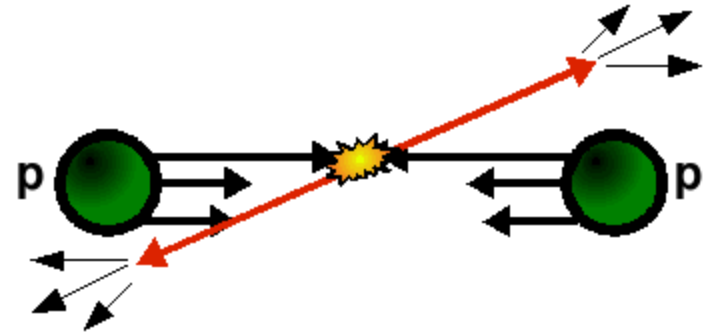
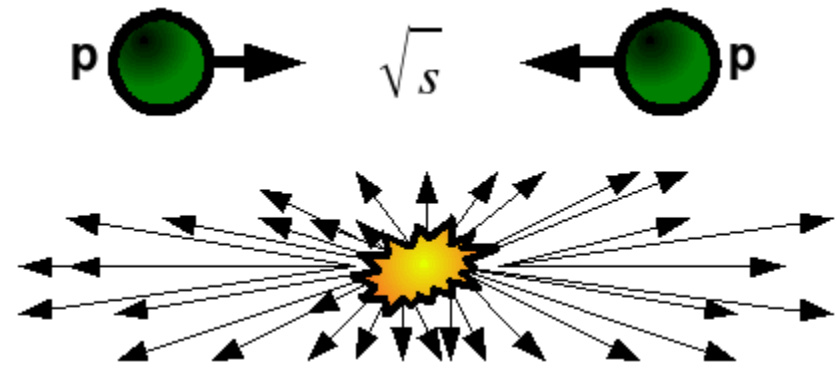
# Oddziaływania p+p (N+N)

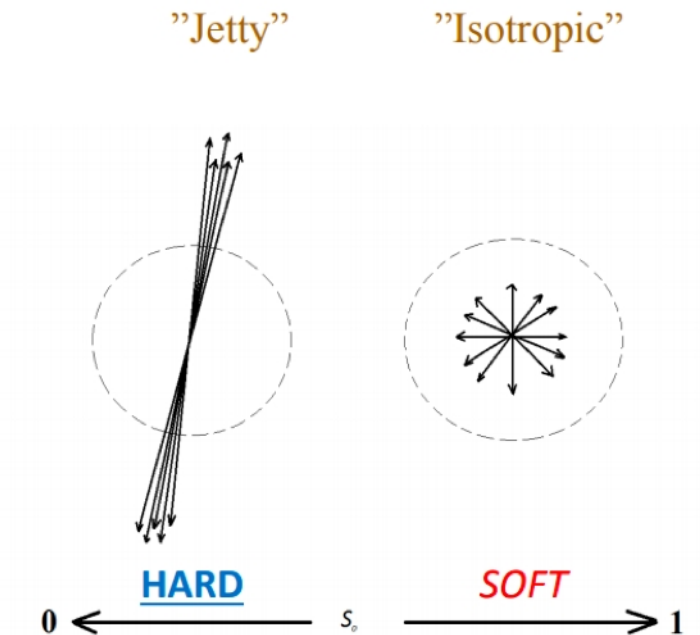
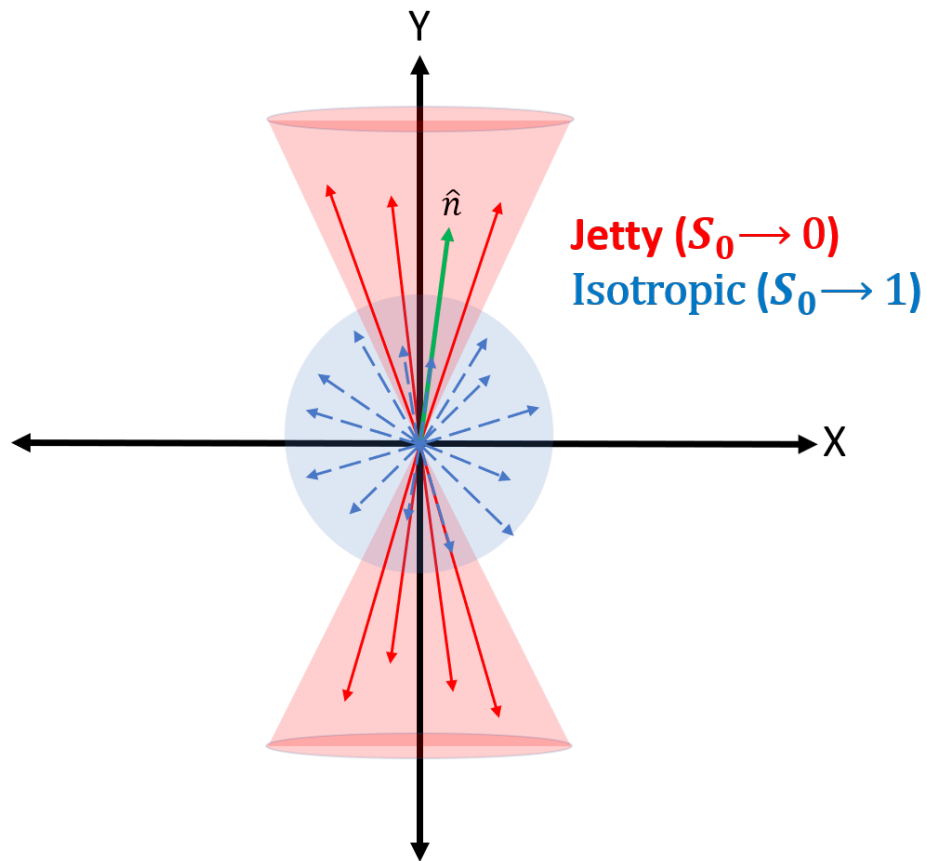
1. **Miękkie** (z małymi przekazami pędu, w konsekwencji dłuższe skale czasowe; duże odległości) – cząstki w stanie końcowym mają duże pędy podłużne i małe poprzeczne. **Do opisu modele fenomenologiczne.** Dominują przy  $p_T < 1 \text{ GeV}/c$

Nieelastyczny przekrój czynny na p+p jest zdominowany przez procesy miękkie → znakomita większość cząstek jest produkowana jako wynik procesów miękkich (zarówno w N+N jak i A+A)

2. **Twarde** (z dużymi przekazami pędu; na krótkiej skali czasowej) – zderzenia nie całych protonów ale ich składników (partonów tj. kwarków lub gluonów). Zdarza się, że kwarki lecą w kierunku „mocno poprzecznym”. **Do opisu pQCD.** Zaczynają dominować nad miękkimi już przy  $p_T > 1 \text{ GeV}/c$

**Oddziaływania twarde**  
(rozpraszanie lub anihilacja)  
z dużą wymianą pędu:  
kwark-kwark, kwark-gluon, gluon-gluon

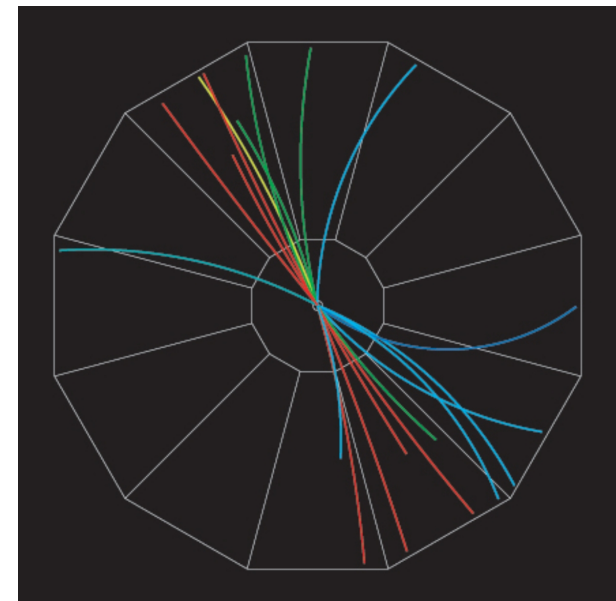




Górne: Schemat topologii zderzenia p+p pokazujący eventy jetowe oraz izotropowe

Dolny: Topologia zderzenia p+p przy  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV w RHIC. Zderzenie pokazuje strukturę jetową typu „back-to-back” (di-jet)

Rys. z R. Sahoo, arXiv:2001.00147



## Rozkład pędu poprzecznego

→ przypomnienie z wykładu 3

Zarówno miękkie jak i twarde procesy mają największe prawdopodobieństwa przy małych/średnich  $p_T$  ale

$p_T$  poniżej 1 GeV/c – prawie wyłącznie miękkie

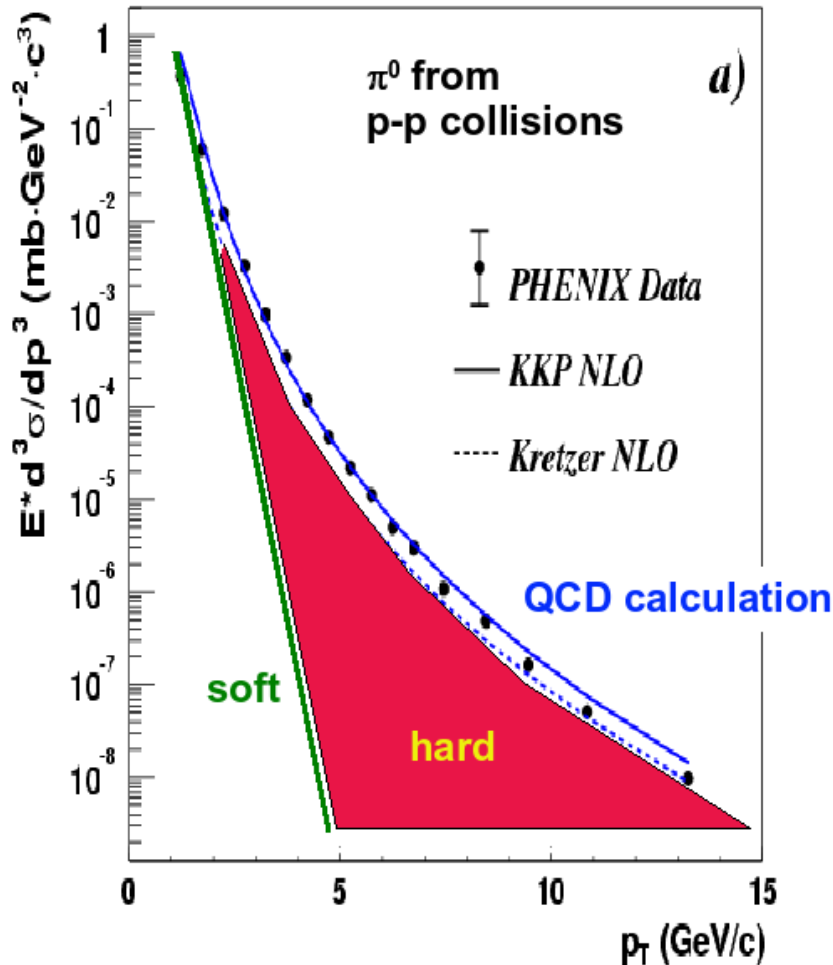
$p_T$  powyżej 1–2 GeV/c – prawie wyłącznie twarde

⇒

małe/średnie  $p_T$  (do kilku GeV) = procesy miękkie + twarde

duże (powyżej kilka GeV/c)  $p_T$  = już tylko same procesy twarde

⇒ jeśli interesują nas twarde oddziaływania (np. badanie jetów) to skupiamy się na wysokich  $p_T$



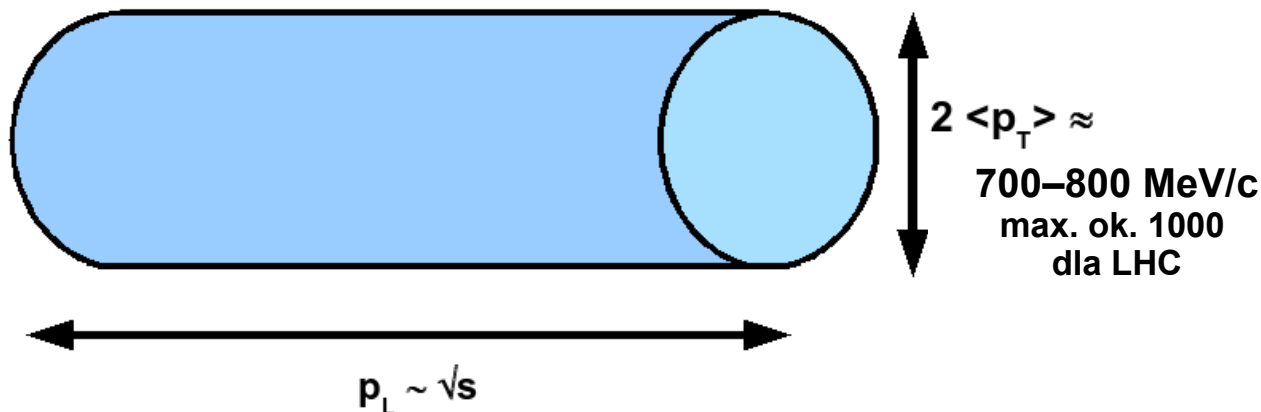
Dla cząstki o np.  $p_T = 10$  GeV/c jest o rzędy wielkości bardziej prawdopodobne, że pochodzi z twardego procesu a nie z jakiegoś miękkiego

**Produkcja cząstek w oddziaływaniach silnych** – praktycznie nie rozumiemy tego procesu; nie potrafimy ilościowo wytłumaczyć charakterystyk produkcji cząstek. Nie ma żadnej teorii, istnieją tylko różnego rodzaju modele oraz **pewne prawa doświadczalne**:

**Pędy poprzeczne** (→ zob. również wykład 3)

W oddziaływaniach silnych **cząstki produkują się w „rurze”**

- opis w kierunku poprzecznym ma charakter uniwersalny – słabo zależy od energii
- opis wzdłuż osi reakcji niesie informację np. o całkowitej energii w środku masy, bo
- długość „rury” rośnie z energią w środku masy
- $\langle p_T \rangle$  są małe  $< 1 \text{ GeV}/c$
- $p_T < 1 \text{ GeV}/c \rightarrow 90\text{--}99\%$  cząstek ma takie małe pędy poprzeczne, cząstki pochodzą głównie z miękkich procesów;  $p_T > 1 \text{ GeV}/c \rightarrow$  takie pędy mają głównie cząstki pochodzące z twardych oddziaływań czyli ze zderzenia na poziomie partonowym (a następnie produkcji jetów hadronowych)



# Inkluzywne przekroje czynne ( $h_1 h_2 \rightarrow h_3 X$ np. $pp \rightarrow \pi X$ )

Aby wyznaczać przekroje czynne bardzo przyda się wielkość która nie zmienia się między układami odniesienia (niezmiennik transformacji Lorentza)

**Niezmienniczy (Lorentzowsko) element przestrzeni to  $dp^3/E$**

**A jednocząstkowy, inkluzywny przekrój czynny:**

$$\frac{d^3 \sigma}{dp^3 / E} \equiv E \frac{d^3 \sigma}{dp_T^2 dp_L} \equiv \frac{d^3 \sigma}{p_T dp_T dy d\varphi} \rightarrow \int d\varphi \rightarrow \frac{d^2 \sigma}{2\pi p_T dp_T dy} \quad \text{lub} \quad \frac{d^2 \sigma}{\pi dy dp_T^2}$$

$$E \frac{d^3 \sigma}{dp^3} \equiv E \frac{d^3 \sigma}{dp_T^2 dp_L} = E \frac{d^3 \sigma}{dp_T^2 \frac{dp_L}{dy} dy} = E \frac{d^3 \sigma}{dp_T^2 m_T \cosh(y) dy} = E \frac{d^3 \sigma}{dp_T^2 E dy} = \frac{d^3 \sigma}{dp_T^2 dy}$$

gdy interesuje nas tylko liczba cząstek:  $E \frac{d^3 N}{dp^3} = \frac{d^3 N}{p_T dp_T dy d\varphi} \rightarrow \frac{d^2 N}{2\pi p_T dp_T dy}$

we wzorze przyjęto założenie, że rozkład kąta azymutalnego jest płaski (symetryczny) i wyciąkowano po nim

## Normalizacja inkluzywnych przekrojów czynnych:

$$\int_{y_{min}}^{y_{max}} \int_0^\infty \frac{d^2 \sigma}{\pi dy dp_T^2} dp_T^2 dy = \langle n_{h_3} \rangle \sigma_{inel}$$

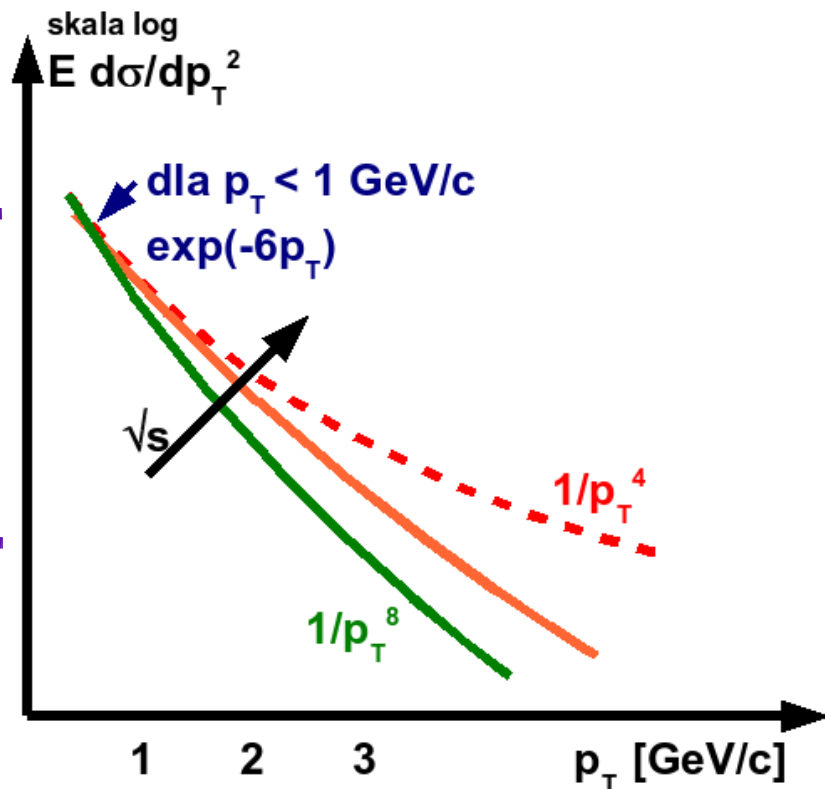
$\langle n_{h_3} \rangle$  - średnia liczba wyprodukowanych cząstek danego typu w reakcji

$\sigma_{inel}$  - całkowity nieelastyczny przekrój czynny na dany proces np.  $pp \rightarrow X$

Przykład: przekrój czynny ( $\sigma$ ) na produkcję  $\pi^+$  w nieelast. zderz.  
 $p+p$  = średnia krotność  $\pi^+$  w nieelast. zderz.  $p+p$  razy  $\sigma_{inel}^{pp}$

używane m.in.:  
 $1/p_T d\sigma/dp_T$  lub  
 $1/p_T dN/dp_T$  albo  
 $1/m_T dN/dm_T$

przy  
 $p_T \sim 3 \text{ GeV}/c$   
 przekrój  
 czynny  
 spada ok.  
 6 rzędów  
 wielkości !



1. dla  $p_T < 1 \text{ GeV}/c$

$$E \frac{d\sigma}{dp_T^2} \approx e^{-A \sqrt{p_T^2 + m^2}}$$

$A \approx 6$  dla  $\pi^+, \pi^0$

$A \approx 2$  dla  $D^+, D^0$

podane wartości  
 dotyczą  
 zderzeń  
 elementarnych  
 np. p+(anty)p i  
 wysokich energii

2. dla  $p_T > 1 \text{ GeV}/c$

przewaga procesów twardych

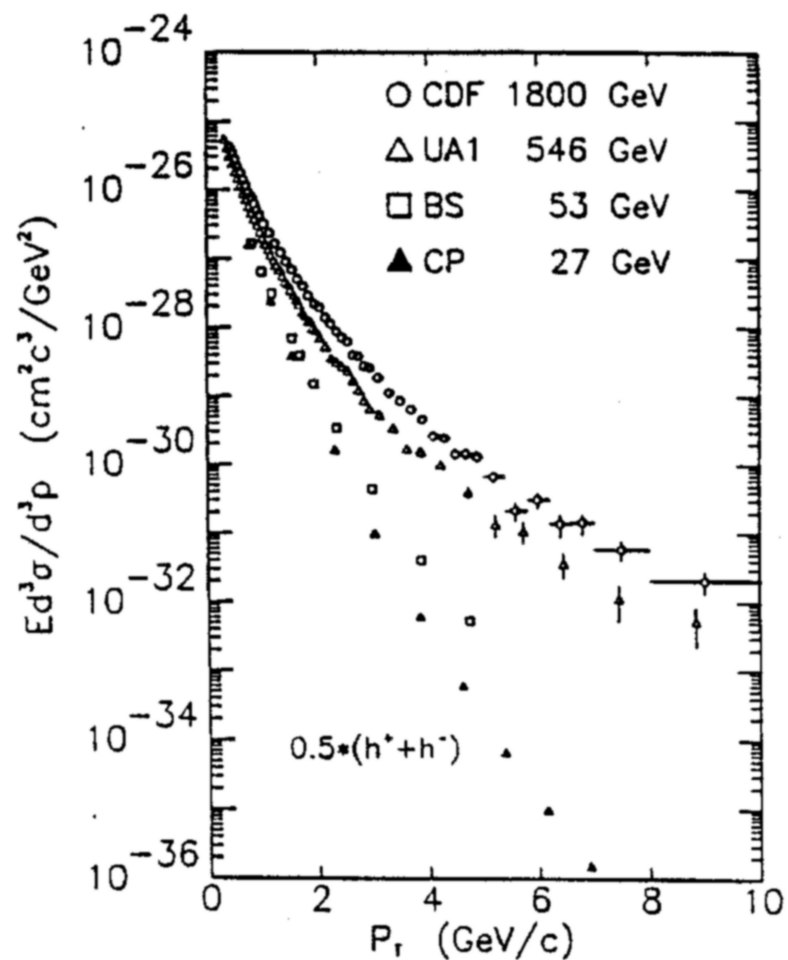
$$E \frac{d\sigma}{dp_T^2} \sim \frac{1}{p_T^\alpha}$$

dla  $\sim$  kilku  $\text{GeV}/c$   $\alpha \downarrow$  gdy  $\sqrt{s} \uparrow$   
 ok. 8 jest dla p+p przy  $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$

• Kształt rozkładu przy niskich  $p_T$  z grubsza nie zależy z jaką cząstką mamy do czynienia  
 → **rozkład eksponencjalny (wykładniczy)**; takie pojawiają się w statystyce i termodynamice (rozkład Boltzmann → zob. wykład 9) czyli **niskopędowa część rozkładu  $p_T$  ma charakter statystyczny (termodynamiczny)** → w wielu modelach przyjmuje się taki opis

• Przy wyższych  $p_T$  im większa energia w środku masy tym „dłuższy ogon” rozkładów (przestają mieć charakter wykładniczy; nie da się dopasować *exp.* a nawet *dwóch exp.*)  
 → dopasowuje się **funkcje potęgowe** (im większe  $\sqrt{s}$  tym bardziej „wypłaszcza” się rozkład czyli wykładnik dąży do mniejszych wartości)

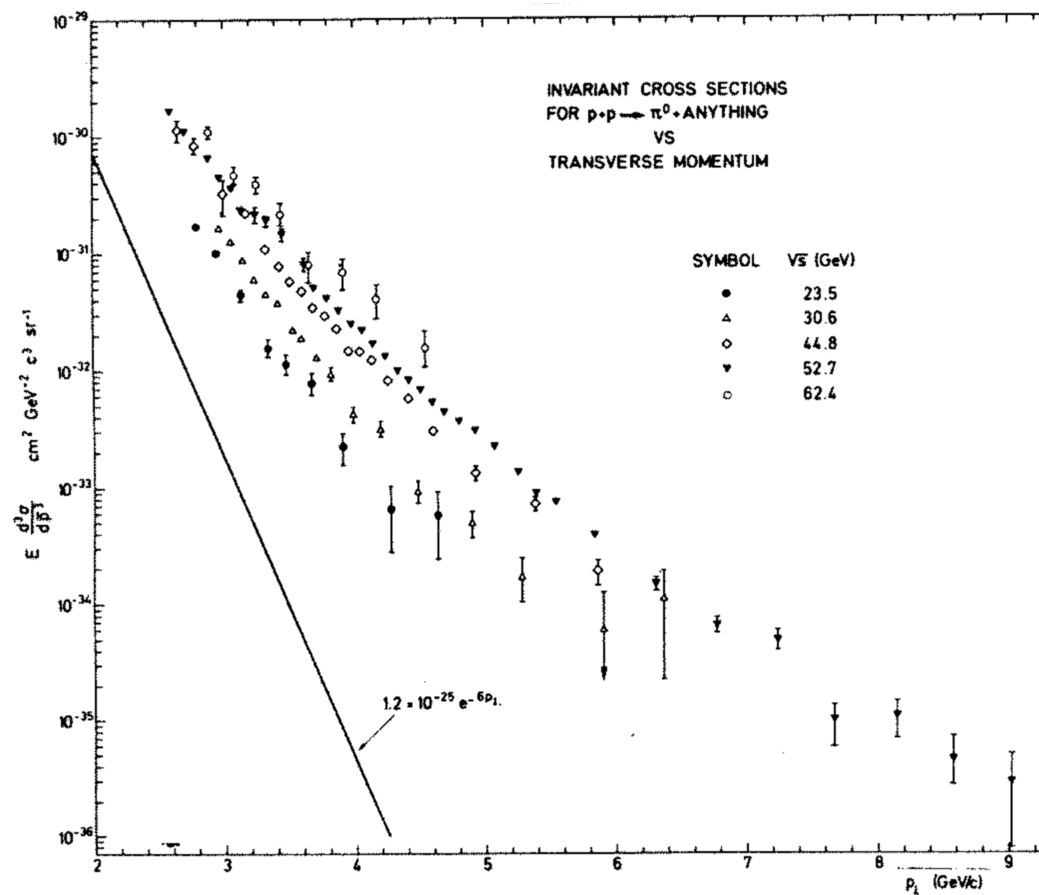


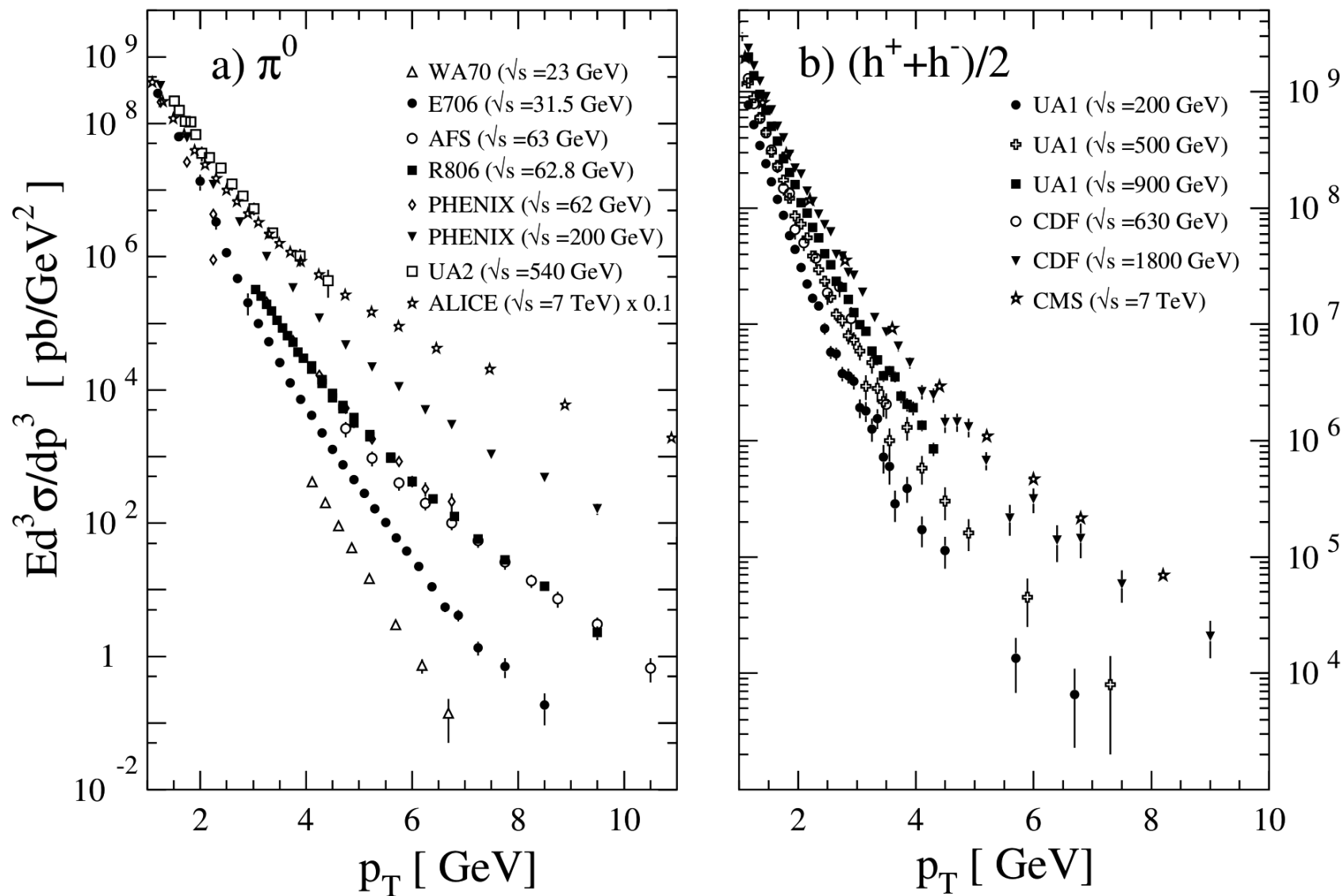


podobne wyniki dla  
**neutralnych pionów**  
 (trochę mniejszy  
 zakres energii) →  
 (Rys. z arXiv:0906.0745)

← Dane dla **naładowanych hadronów**  
 (przy mid-rapidity) w zderzeniach p+p  
 Im większa energia tym bardziej  
 podnosi się ogon rozkładów

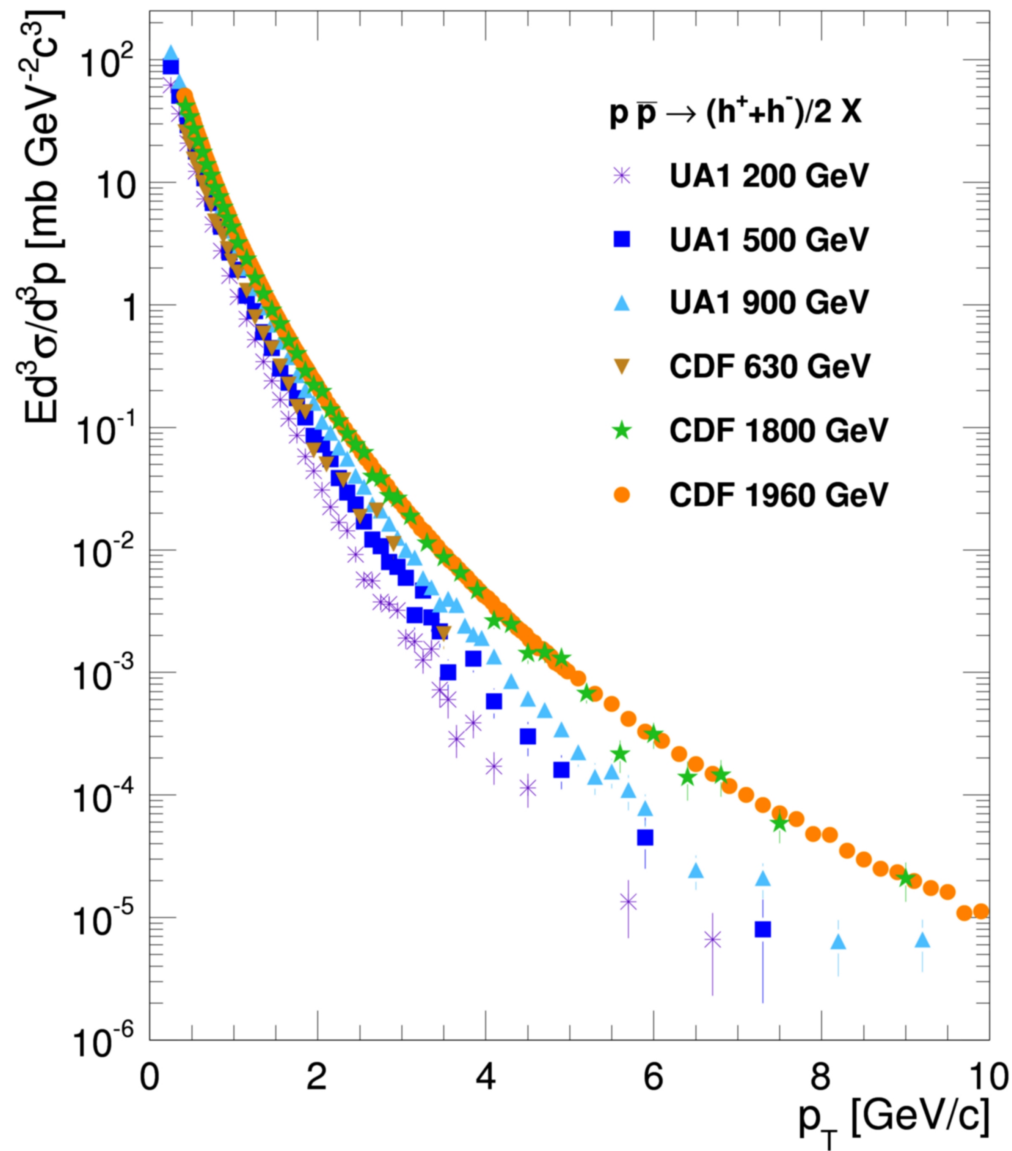
Dla  $p_T < 1 \text{ GeV/c}$  – zależność „termiczna”  
 $\exp(-6p_T)$  i raczej **nie zależy od energii**  
 Dla większych  $p_T$  (kilka GeV/c) –  
 rozkład potęgowy; **zależy od  $\sqrt{s}$**



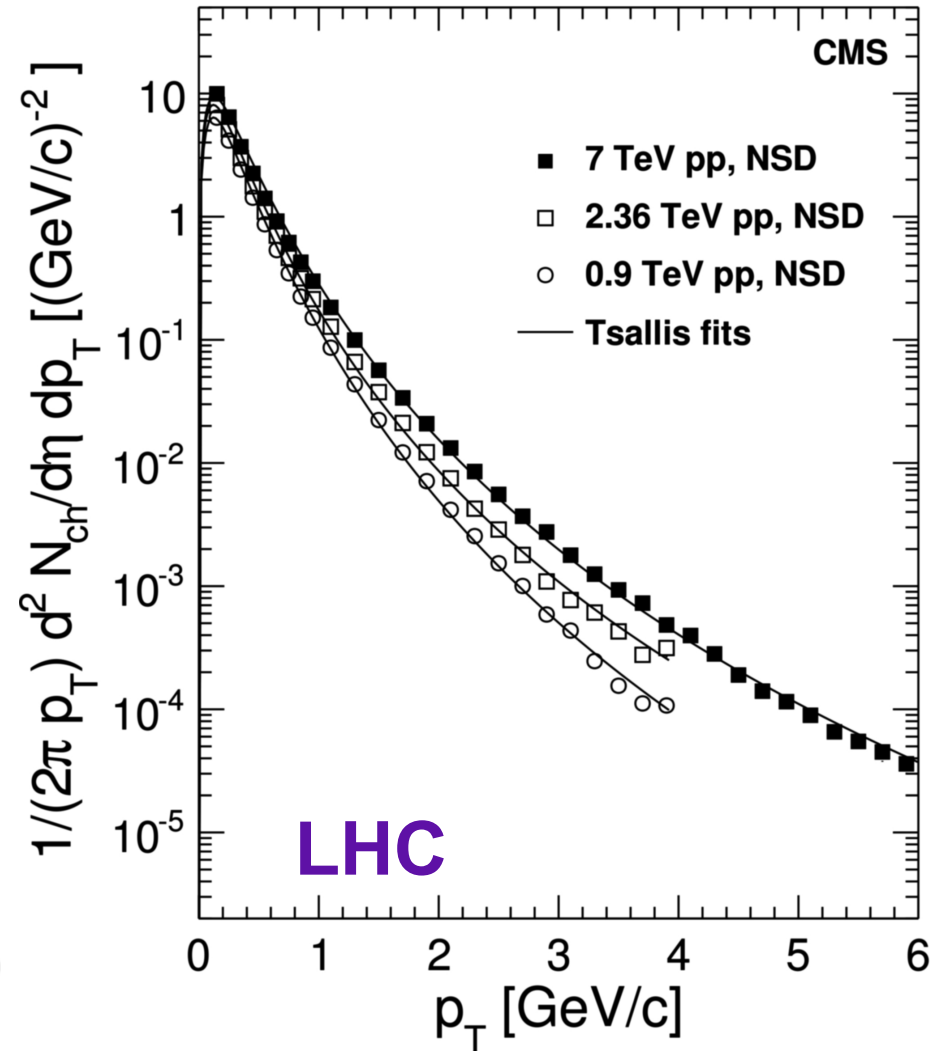


**Figure 19.10:** Selection of inclusive (a)  $\pi^0$  and (b) charged-hadron production data from  $pp$  [118, 155–160] and  $p\bar{p}$  [114, 161, 162] collisions.

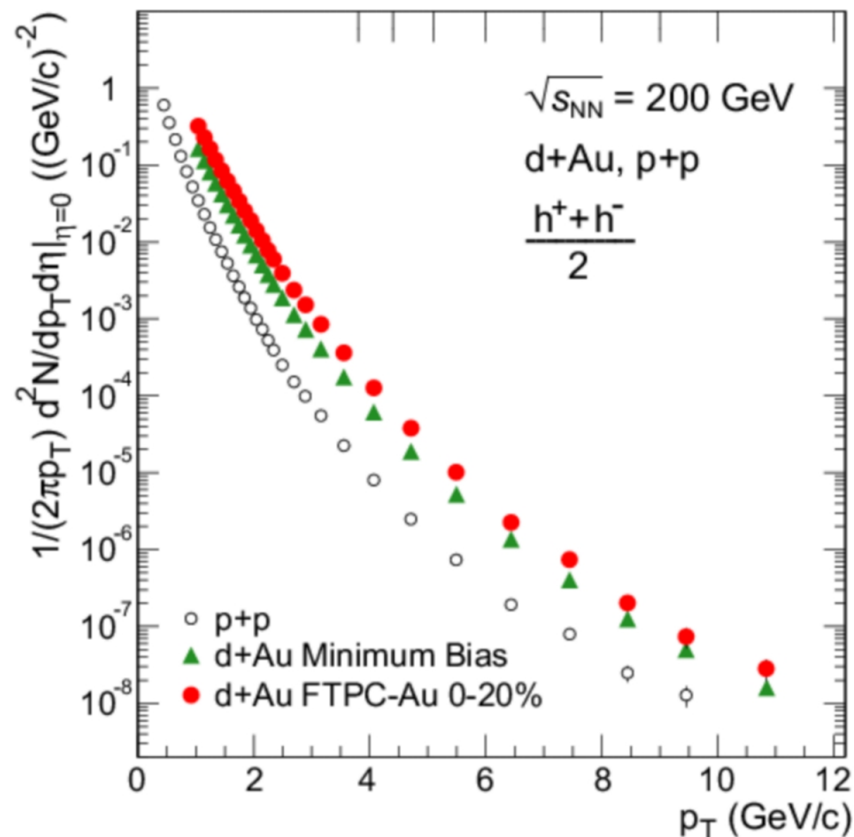
Przekrój na produkcję cząstek naładowanych  
 $0.5 \cdot (h^+ + h^-)$  w zderzeniach p+antyproton  
 arXiv:1003.2963



Przekrój na produkcję naładowanych  
 hadronów w zderzeniach p+p w CMS dla  
 różnych energii w środku masy  $\sqrt{s}$   
 (obszar mid-rapidity  $|\eta| < 2.4$ )  
 arXiv:1005.3299

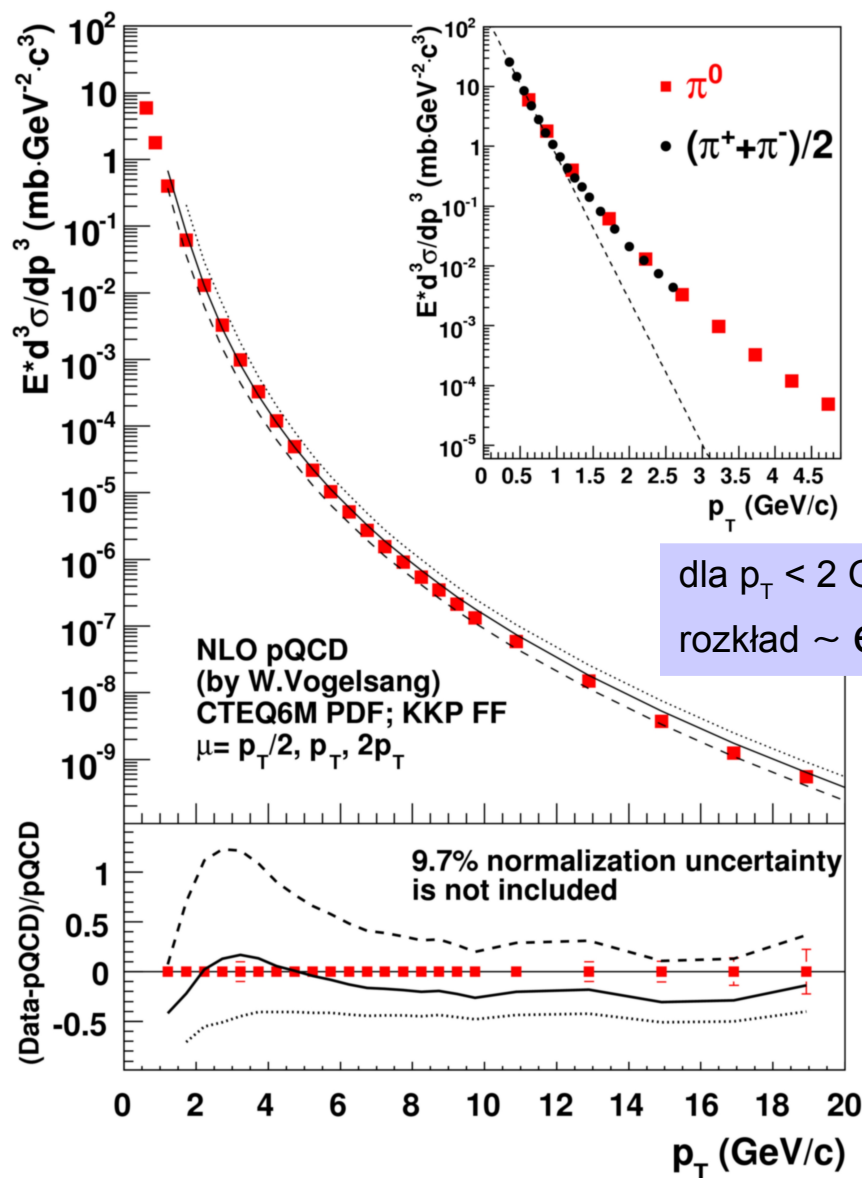


W Tevatronie (eksp. CDF) zmierzono inkluzynywny rozkład  $p_T$  aż do 150 GeV/c (!) ale powyżej 20 GeV/c mogą być problemy eksperymentalne – zob. arXiv:1003.2963



**STAR** przy RHIC

p+p – otwarte kółka w porównaniu z d+Au

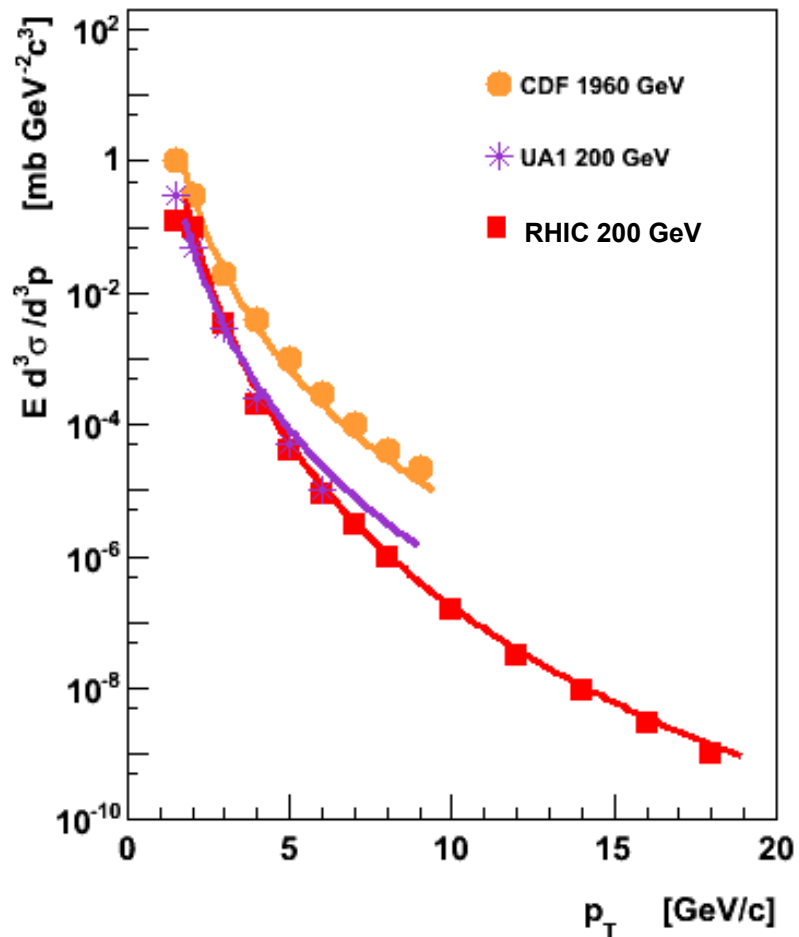


**Dane PHENIX p+p**  $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$  (Rys. z arXiv:0906.0745)

Część o niskich  $p_T$  (eksponent) musimy opisywać modelami fenom. Duże  $p_T$  policzalne z pQCD

**Przekrój czynny na produkcję  $\pi^0$**  (przy mid-rapidity). Krzywe – obliczenia pQCD.

Zgodność QCD i danych w ogromnym zakresie pędu poprzecznego (2–20 GeV/c) imponująca!



Kompilacja wyników (poprzednie strony odczytując nieco „na oko” wybrane pozycje z oryginalnych wykresów – KG)

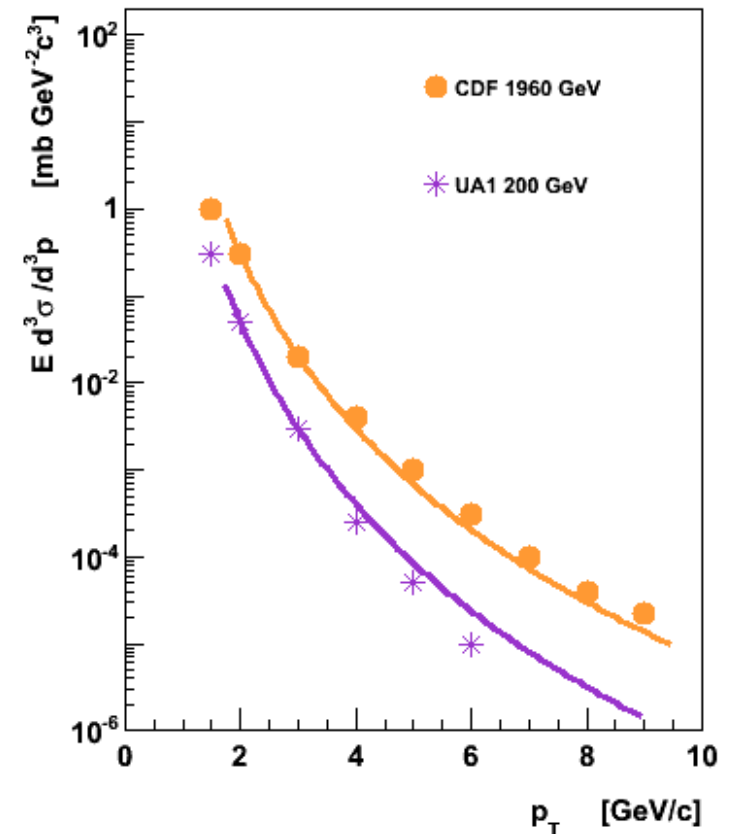
Dopasowano funkcję  $A/(p_T)^\alpha$  w zakresie od 1.7 GeV/c w górę. **Uwaga: parametry dopasowania zależą od tego jaki obszar  $p_T$  dopasowujemy**

Dla zakresów jak na rysunku:

$$\alpha \approx 8.2 \text{ (RHIC)}$$

$$\alpha \approx 7 \text{ (UA1)}$$

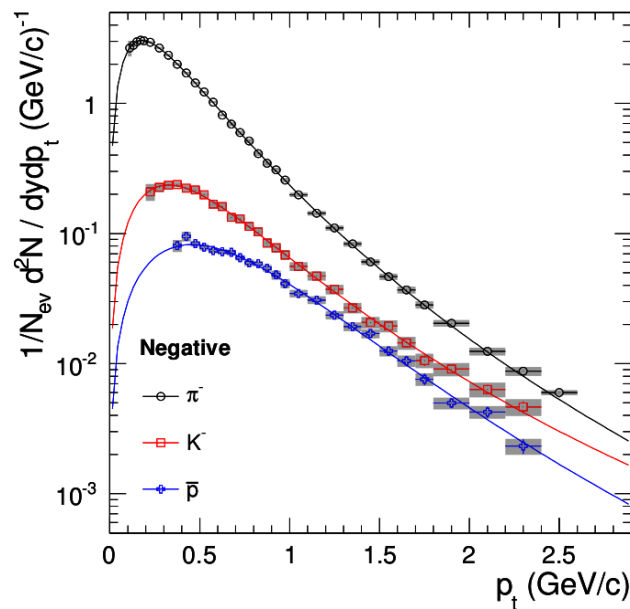
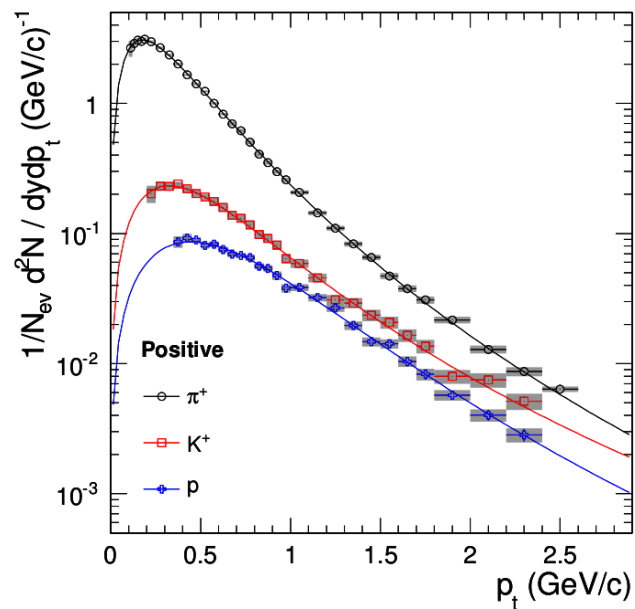
$$\alpha \approx 6.6 \text{ (CDF)}$$



# ALICE przy LHC

## Spektra $p_T$ zidentyfikowanych cząstek w p+p

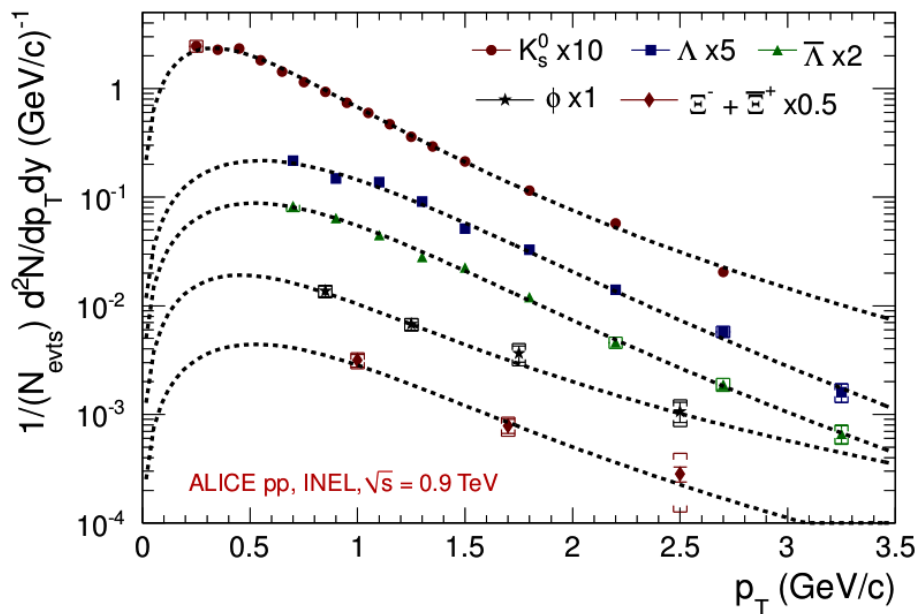
Uwaga: nieco inne kształty bo tu nie ma  $1/p_T$  na osi pionowej



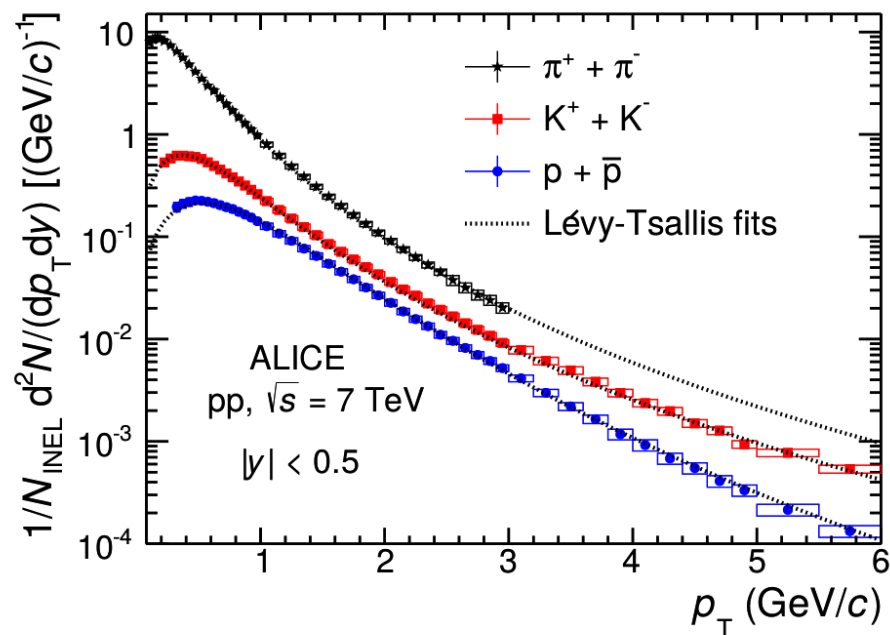
$\sqrt{s} = 900$  GeV  
arXiv:1308.3623

mid-rapidity

arXiv:1308.3623



$\sqrt{s} = 7$  TeV  
arXiv:1504.00024



# ALICE przy LHC

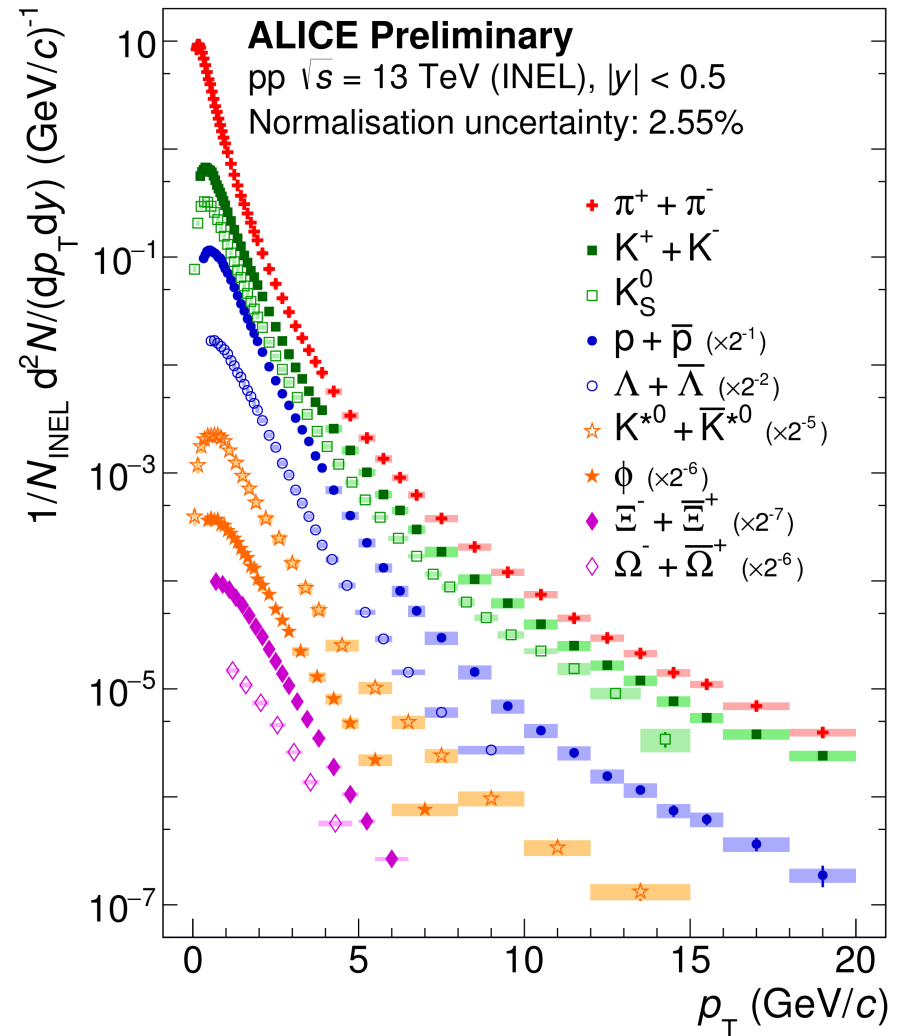
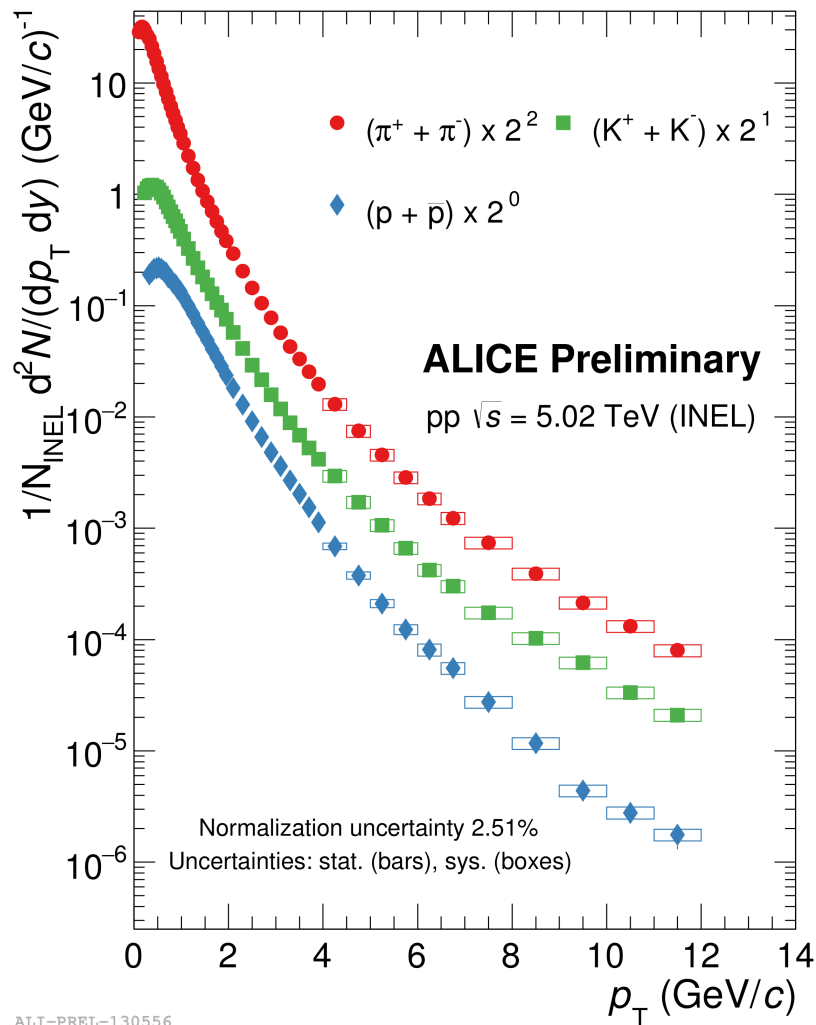
## Spektra $p_T$ zidentyfikowanych cząstek w p+p

mid-rapidity

LHC Run 2

$\sqrt{s} = 5.02 \text{ TeV}$  oraz  $13 \text{ TeV}$

Rys. z EPS-HEP 2017 oraz arXiv:1801.03350



Zob. też końcowe wyniki dla 7 TeV i 13 TeV w ALICE, arXiv:2005.11120



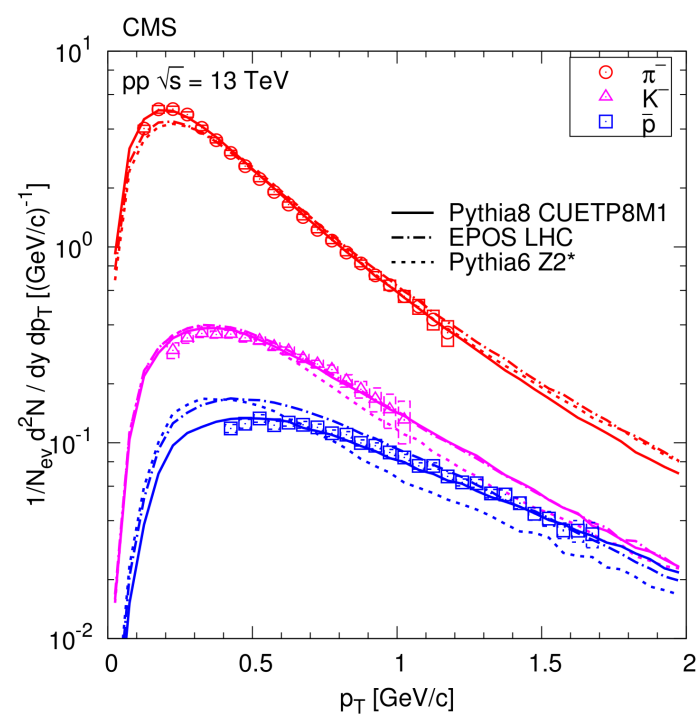
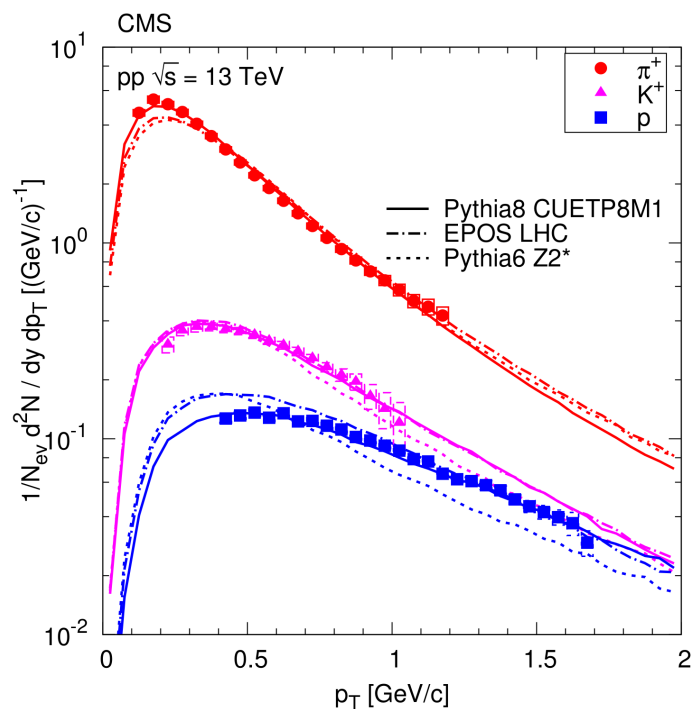
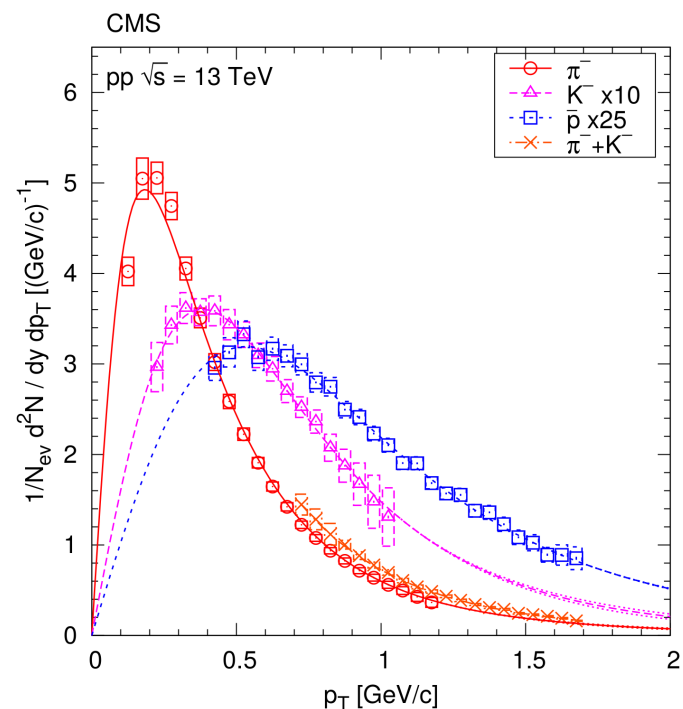
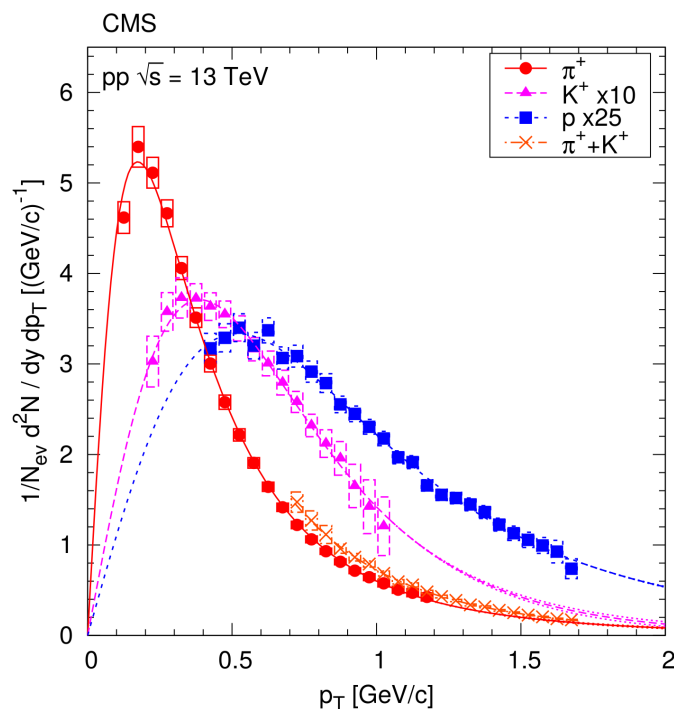
# CMS przy LHC

Spektra  $p_T$   
zidentyfikowanych  
cząstek w p+p

$\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$

$|y| < 1$

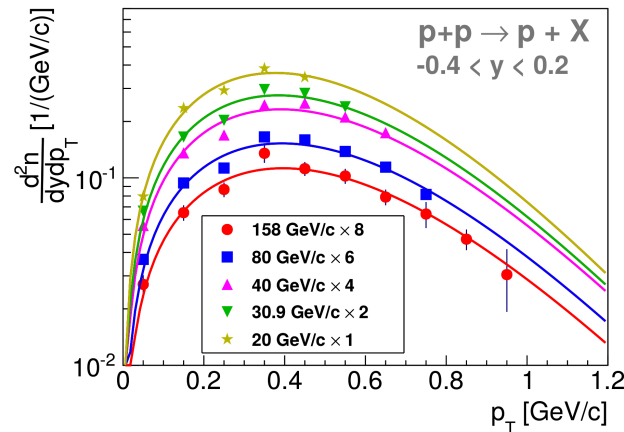
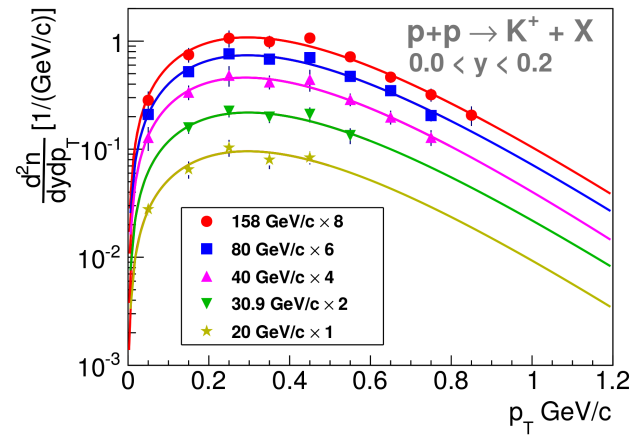
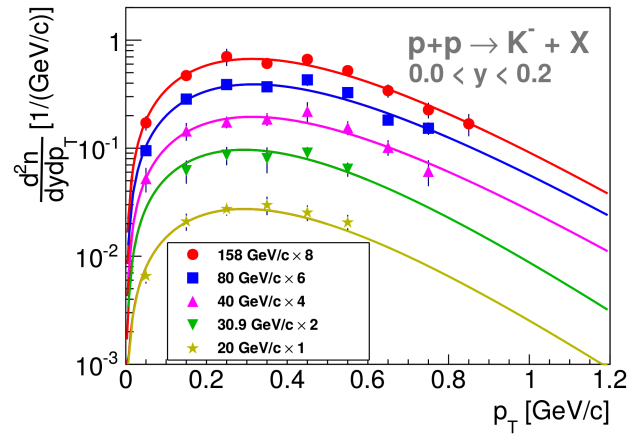
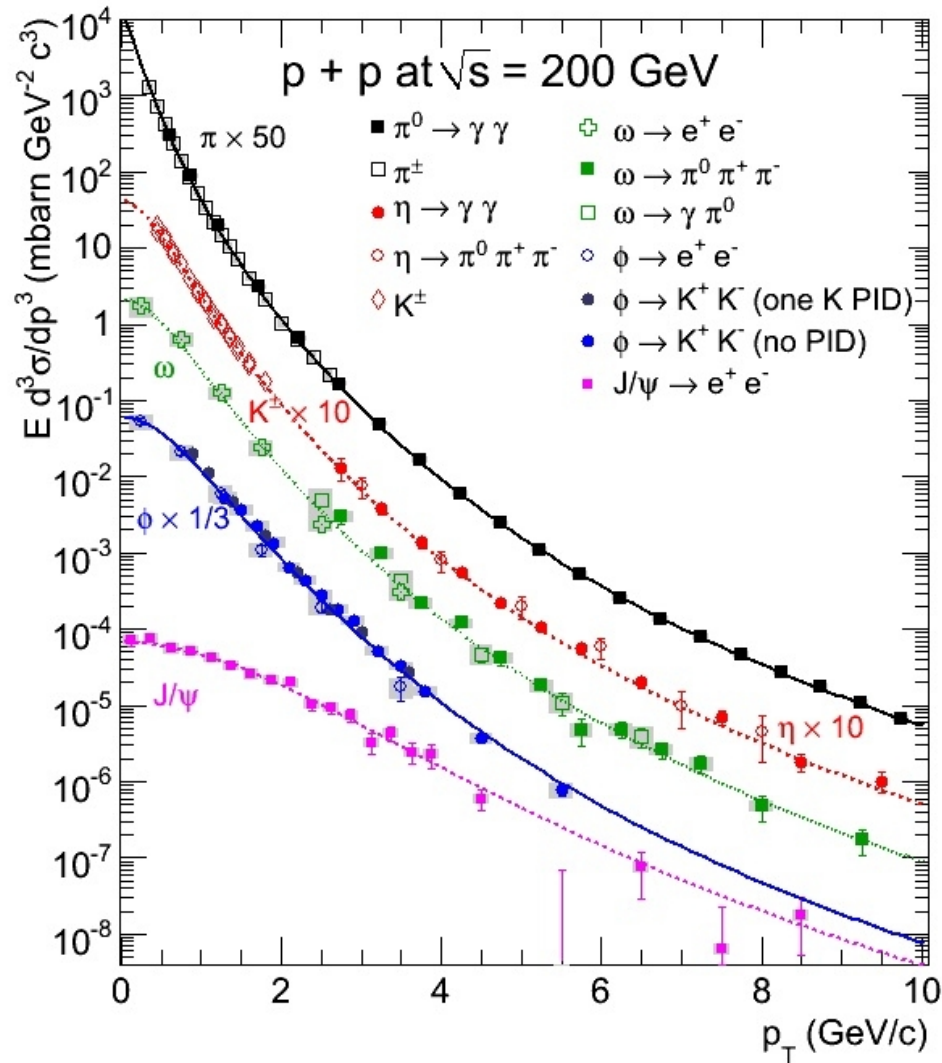
arXiv:1706.10194



# PHENIX przy RHIC

spektra  $p_T$  mezonów w zderzeniach  
p+p przy  $\sqrt{s} = 200$  GeV

Rys. QM 2008



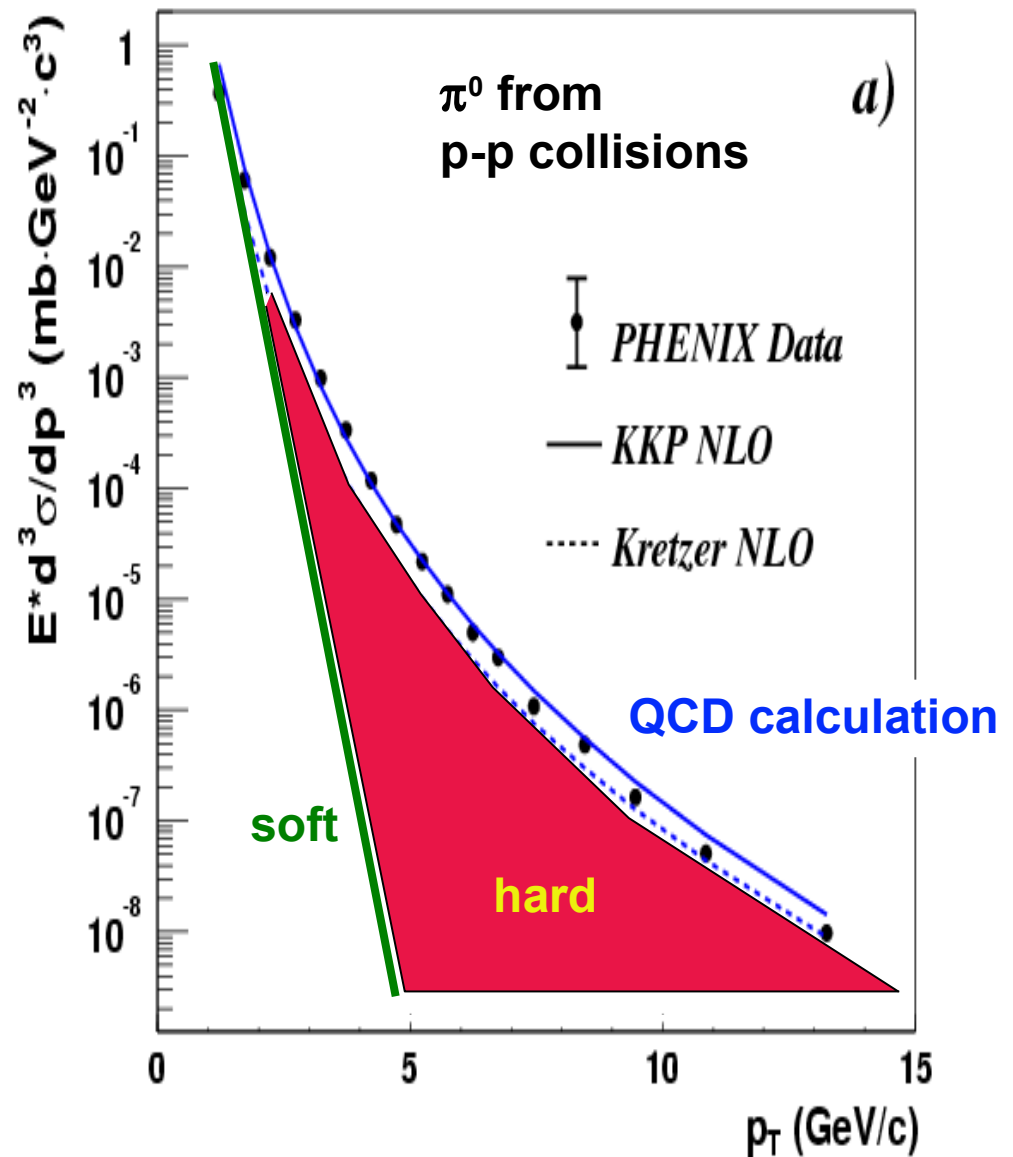
# NA61/SHINE przy SPS

Spektra  $p_T$   
zidentyfikowa-  
nych cząstek  
w p+p przy  
 $\sqrt{s} = 6.3 -$   
17.3 GeV (na  
rys. podane są  
pędy wiązki)

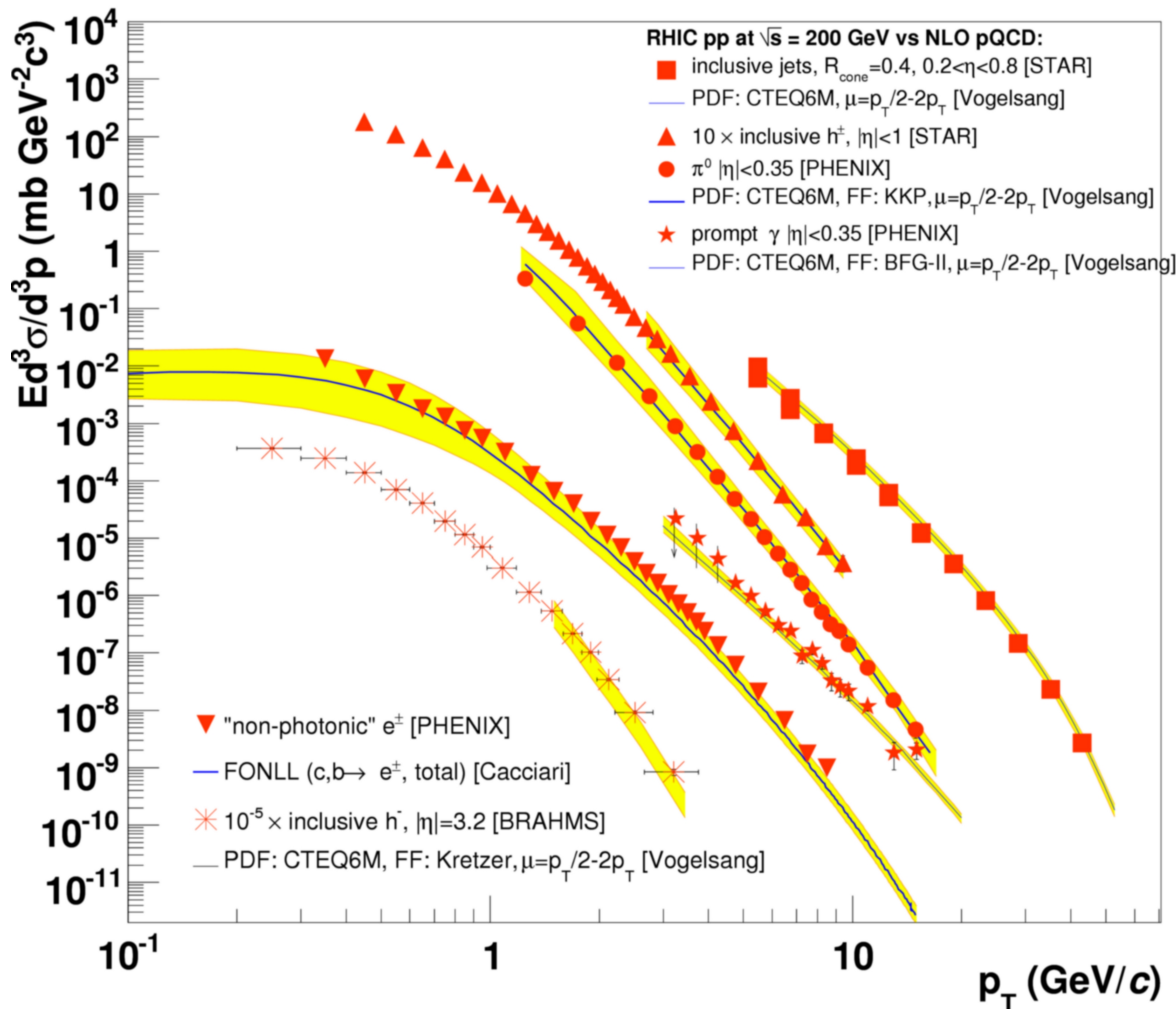
arXiv:1502.07916

## Podsumowując, czyli co można policzyć ściśle

- przy dużych energiach różne mechanizmy są odpowiedzialne za różne regiony produkcji cząstek
  - „miękkie” cząstki –  
tzw. produkcja termiczna czyli małe przekazy pędu → duża wartość  $\alpha_s$  (wykład 7), nie można stosować pQCD
  - „twarde” cząstki pochodzą z produkcji jetów
- Jedynie „twardy komponent” może być policzony przez QCD (duże przekazy pędu → mała wartość  $\alpha_s$ )
- Dane (tu PHENIX przy RHIC) zgadzają się z tymi obliczeniami



Kompilacja przekrojów czynnych, w tym twardych (wszystkie jety, naładowane hadrony, neutralne piony, fotony bezpośrednie) w **zderzeniach p+p przy top RHIC**



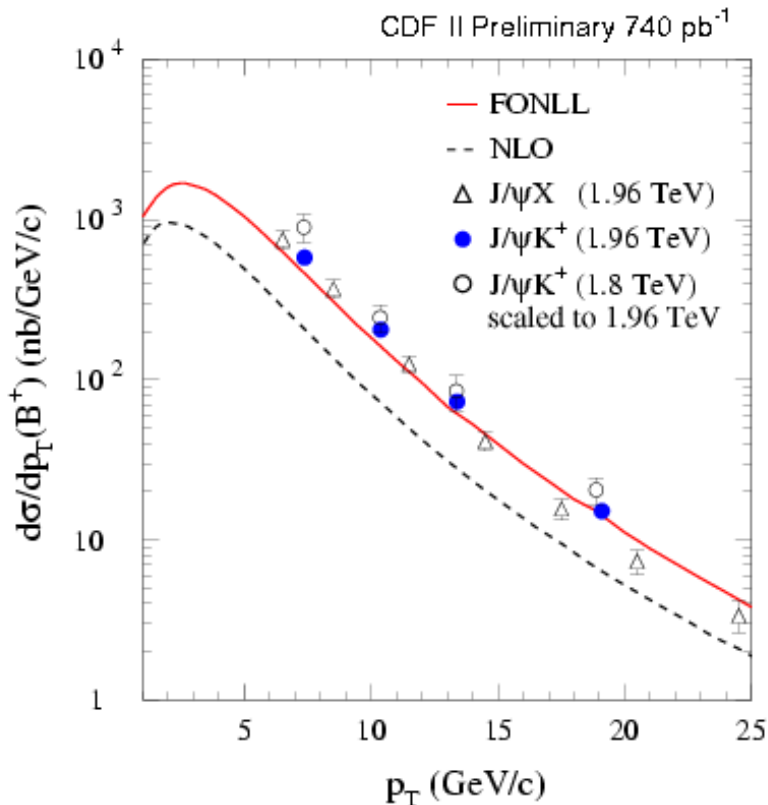
żółte bandy –  
przewidywania pQCD  
NLO – next-to-leading  
order  
NLL – next-to-leading log

Rys. nucl-ex/0611012,  
arXiv:0902.2011

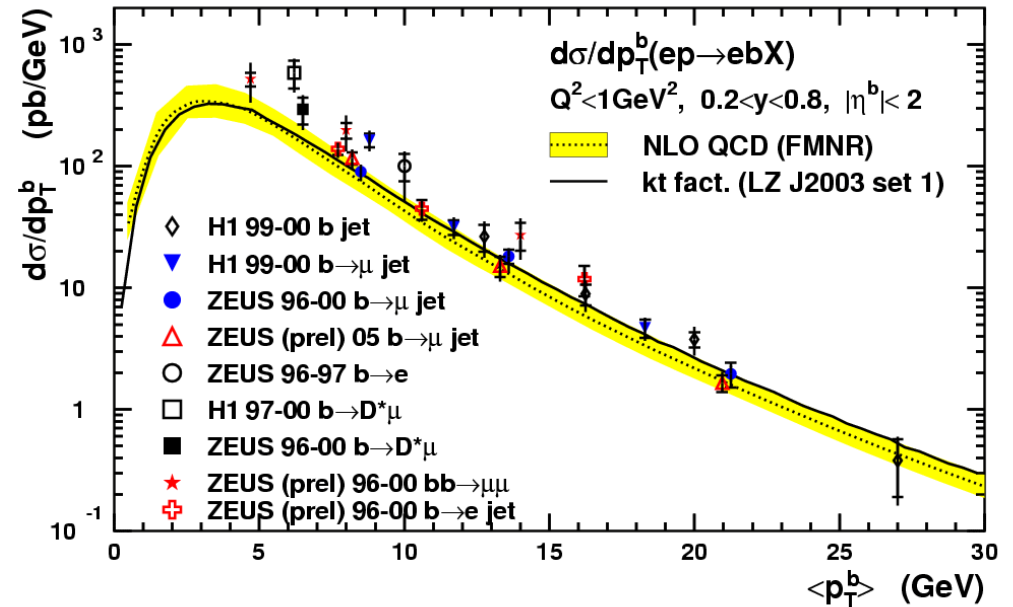
Uwaga: skala  
podwójnie logarytmiczna

## Przekroje czynne na różne procesy twarde

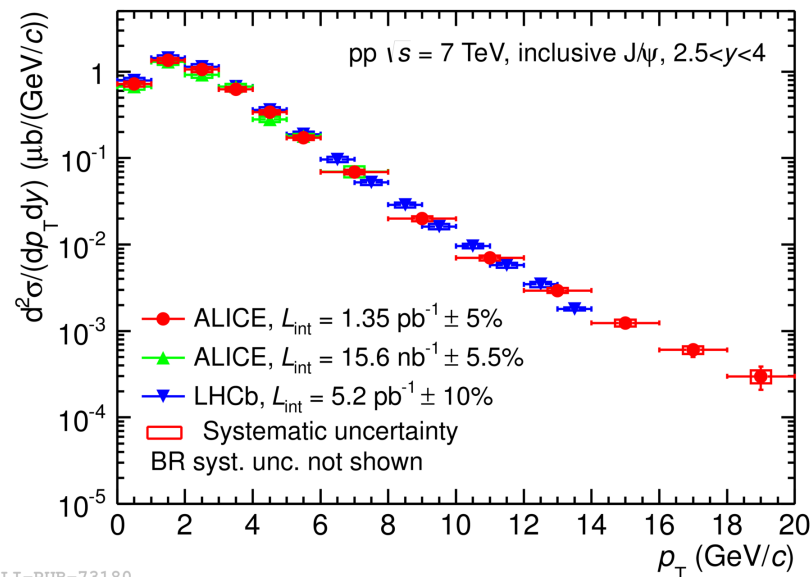
produkcja mezonów B  
w eksperymencie CDF



## HERA



Różniczkowy przekrój czynny na produkcję kwarków 'b' w funkcji pędu poprzecznego kwarka 'b' w zderzeniach e+p



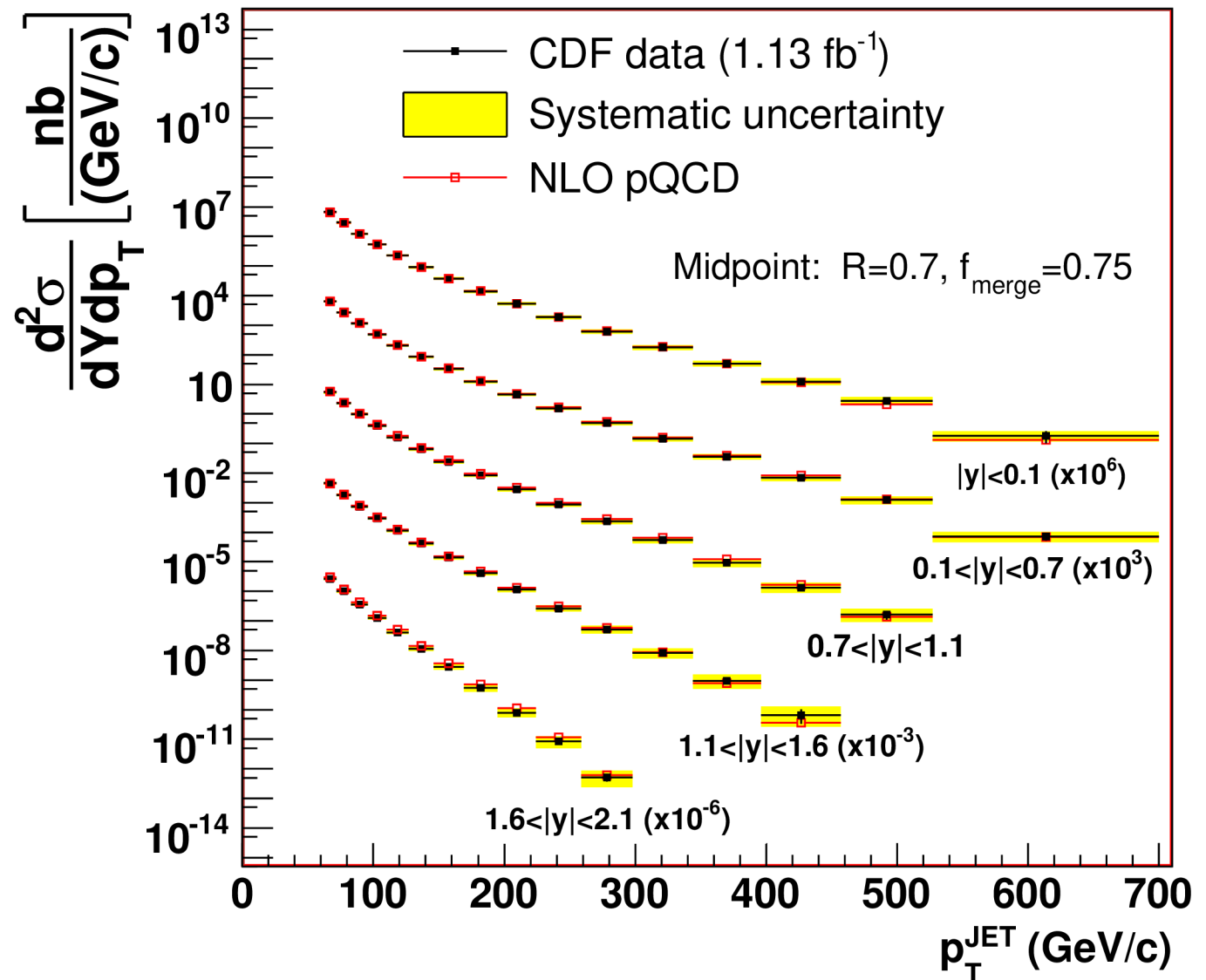
Przekrój na produkcję cząstki J/ψ p+p, LHC

arXiv:1409.4458

Inkluzywny **przekrój czynny na produkcję jetu** (oddział. twarde)  
**Tevatron**, Fermilab, eksperyment CDF II  
 zderzenia p+anty-p przy energii  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV

Rys. z pracy: arXiv:0807.2204

Uwaga  $p_T^{\text{JET}}$  to pęd  
 poprzeczny jetu a nie  
 pojedynczej cząstki  
 (suma po składowych  
 jetu) – szczegóły  
 algorytmu w pracy:  
 hep-ex/0005012

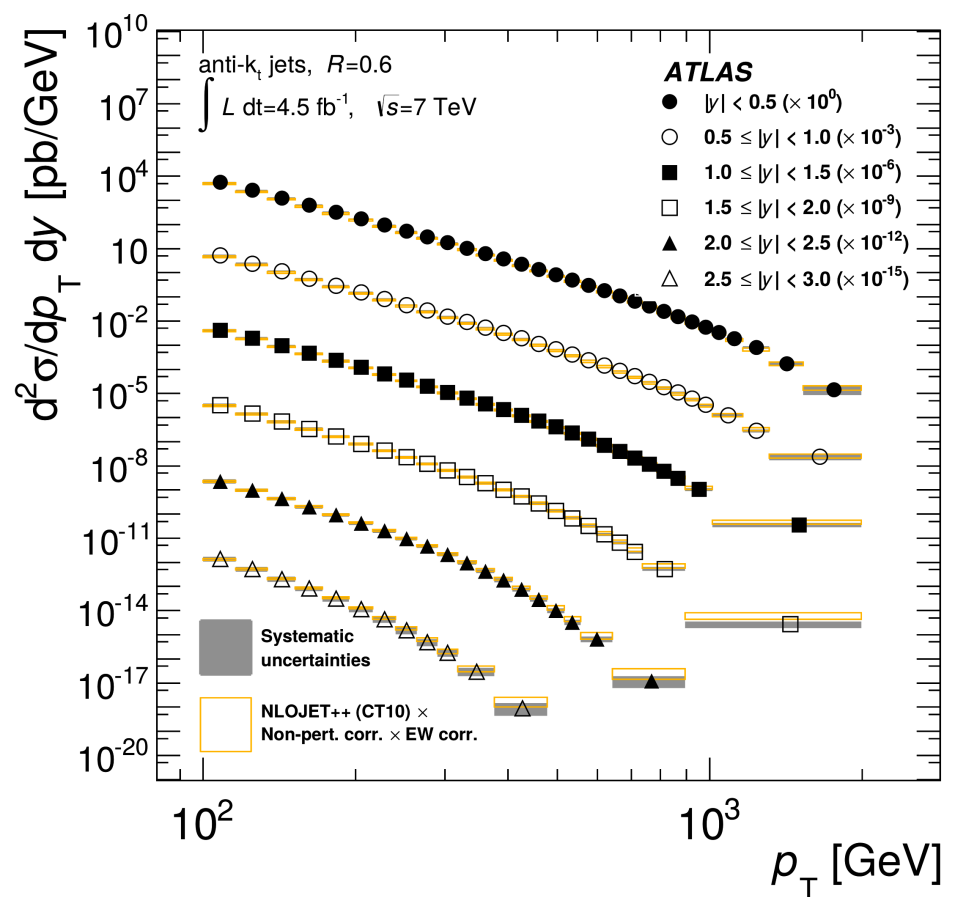
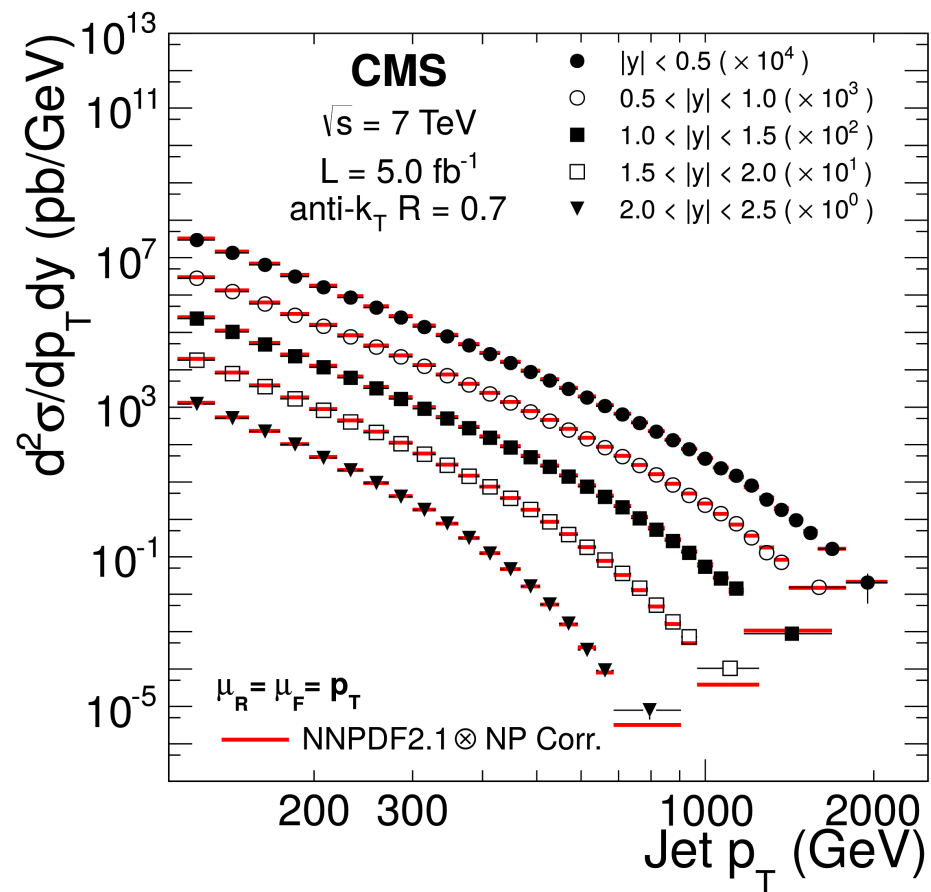
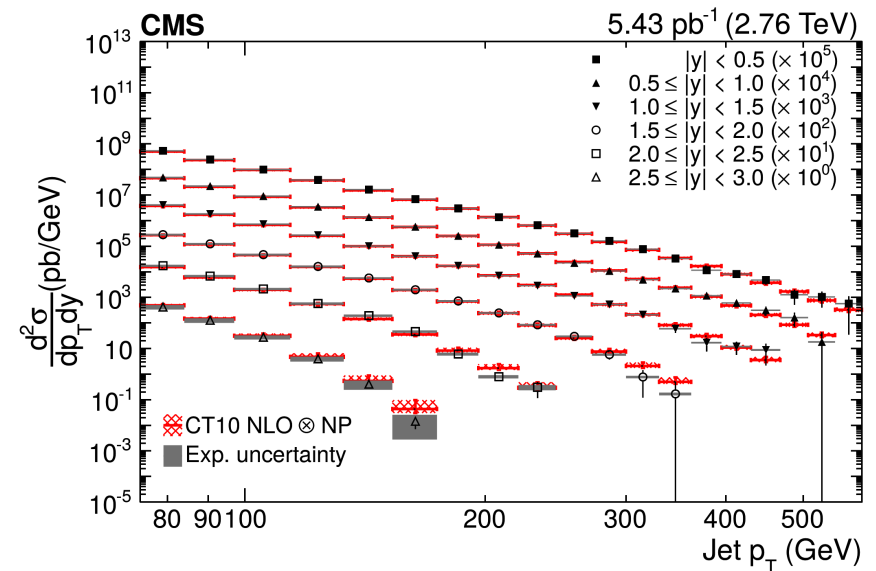




# Przekroje na produkcję jetów w zderzeniach p+p przy energiach LHC w funkcji pędu poprzecznego całego jetu

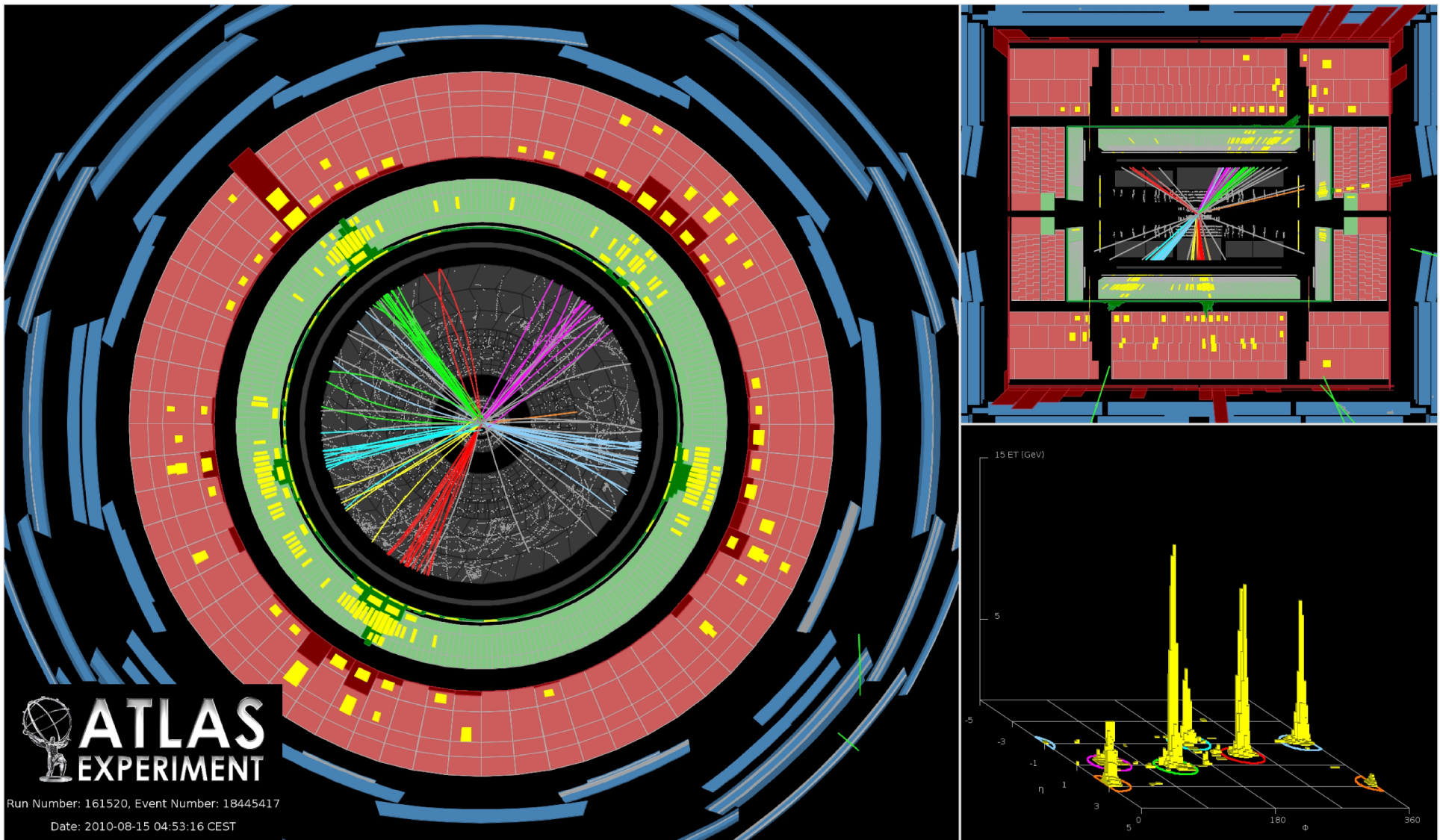
górny: arXiv:1512.06212; dolne: arXiv:1510.01943

Zob. też ATLAS, p+p 13 TeV w arXiv:1711.02692;  
ATLAS i CMS, p+p 8 TeV w arXiv:1909.10919;  
ALICE, p+p 5.02 TeV w arXiv:1905.02536 oraz  
arXiv:1909.09718; CMS, p+p 13 TeV w arXiv:2111.10431



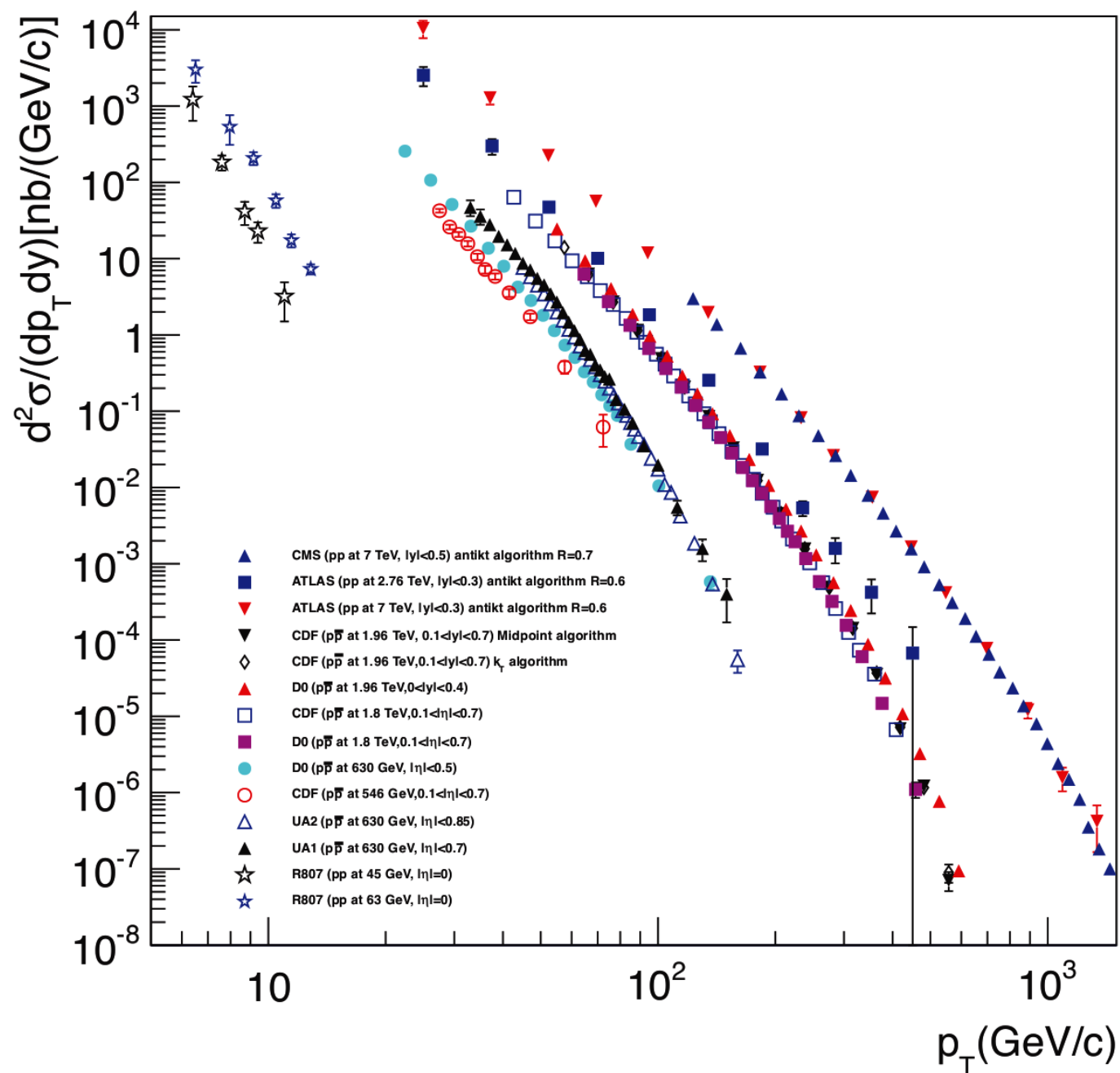


Ciekawostka: przy LHC w pojedynczym zderzeniu p+p może pojawić się nawet kilka jetów. Poniżej przypadek z 6 jetami, p+p przy energii  $\sqrt{s} = 7$  TeV



ATLAS, Measurement of multi-jet cross sections in proton-proton collisions at a 7 TeV center-of-mass energy, Eur. Phys. J. C71 (2011) 1763, arXiv:1107.2092

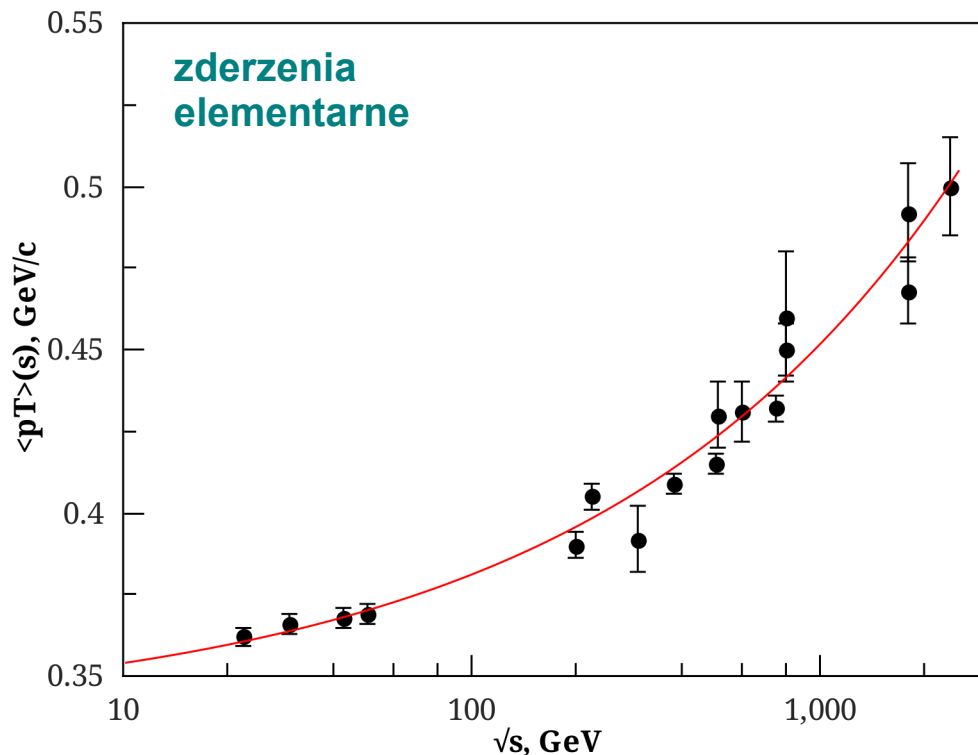
# Jet Production in $pp$ and $\bar{p}p$ Interactions



Inkluzywny  
różniczkowy przekrój  
czynny na produkcję  
jetu w funkcji **pędu  
poprzecznego całego  
jetu**

Różne punkty –  
energje zderzenia w  
środku masy od 45  
GeV do 7 TeV

## Średni pęd poprzeczny zderzenia (w funkcji energii w środku masy)



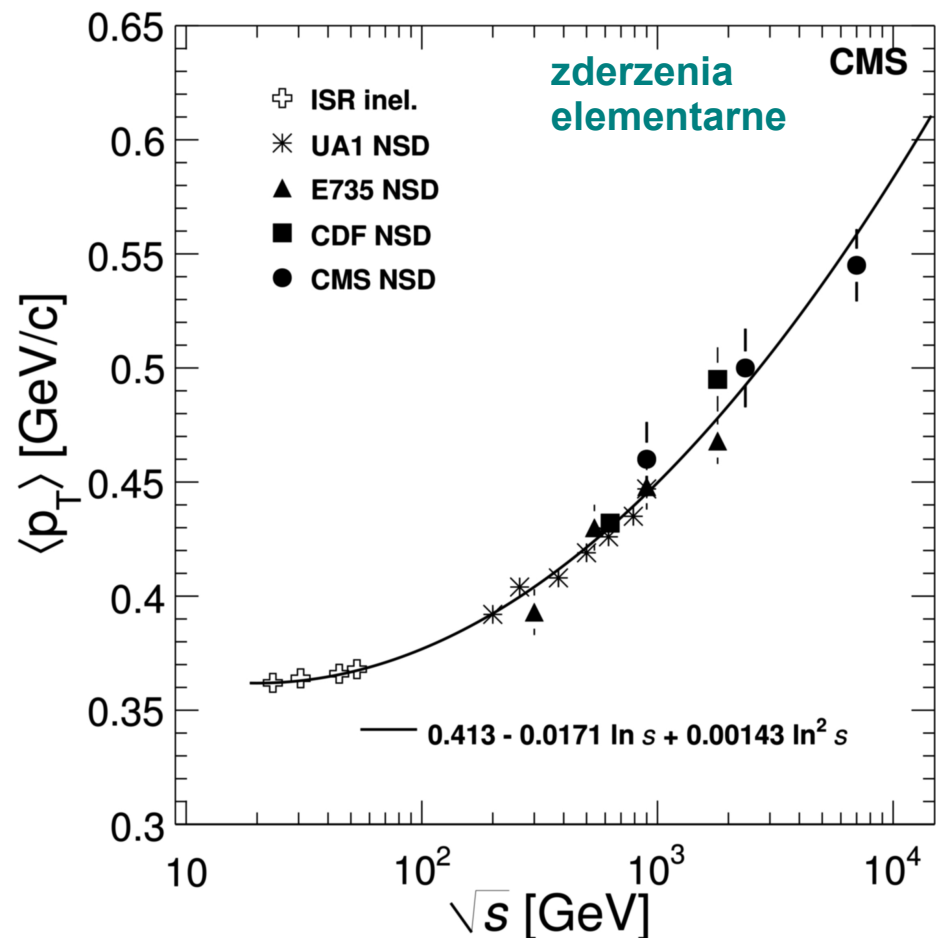
Lewy: Średni pęd poprzeczny w zależności od energii w zderzeniach p+p

Pierwsze dane z LHC p+p przy  $\sqrt{s} = 0.9$  oraz 2.36 TeV zostały również pokazane

Rys. z pracy arXiv:1002.1554 (dane z CMS Collaboration, arXiv:1002.0621v1 oraz T.S. Ullrich, Nucl. Phys. A 715 (2003) 399)

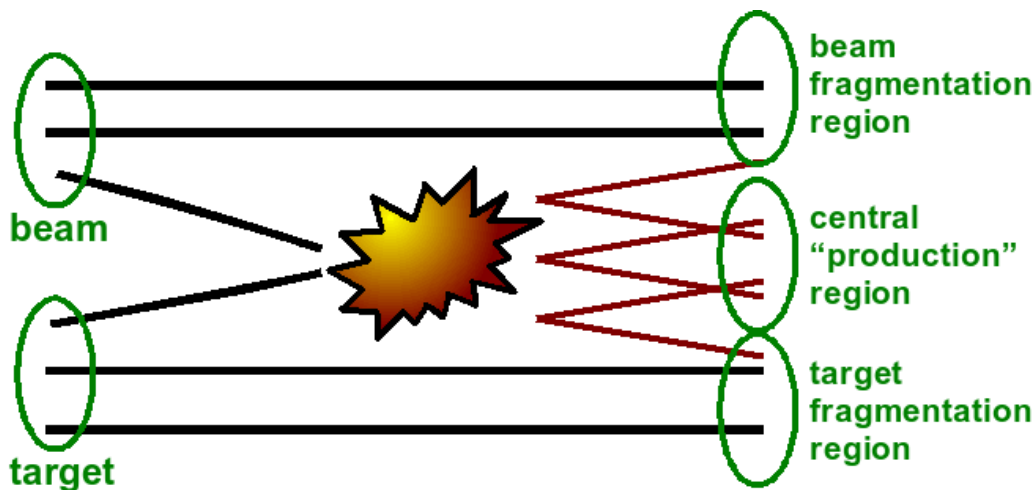
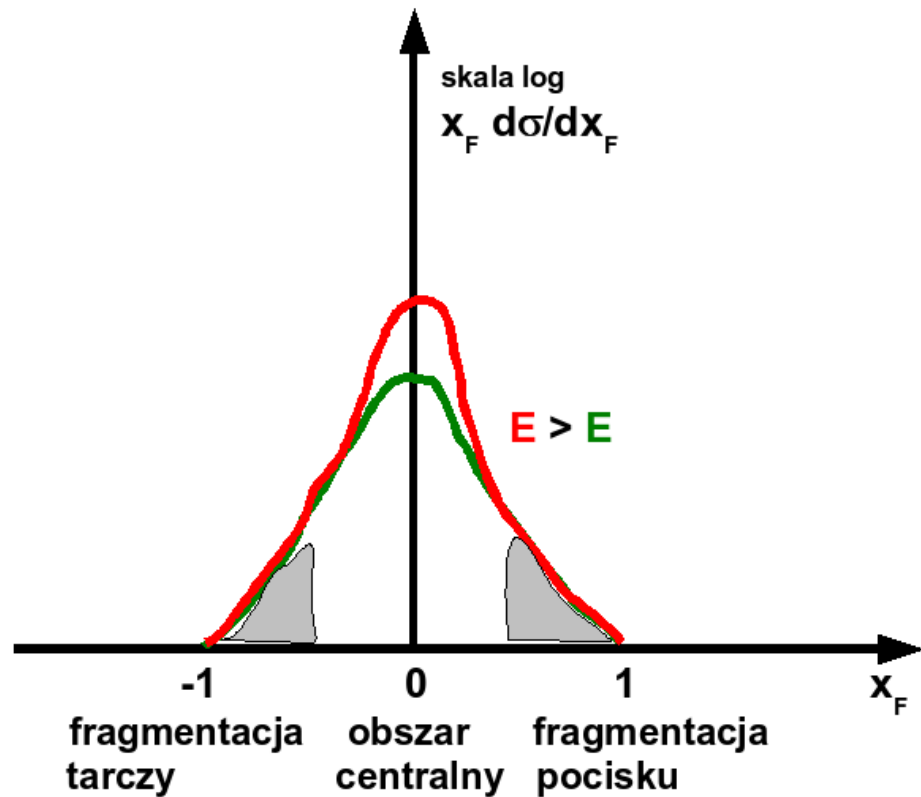
## Bardzo słaba zależność $\langle p_T \rangle$ od energii

w ogromnym zakresie energii pęd poprzeczny wzrasta od 0.35 do wartości około 0.55 GeV/c



Prawy: Średni pęd poprzeczny **cząstek naładowanych**. **Pierwsze dane CMS (p+p)**

(arXiv:1002.0621, 1005.3299) porównane z innymi danymi p+p oraz z p+antyproton. Rys. z arXiv:1005.3299. Już w 2009/2010 LHC dysponował energią większą niż Tevatron.



Przechodzimy od zmiennej poprzecznej do podłużnej:

$$x_F = \frac{p_L^*}{p_{Lmax}^*} \quad - \text{ zmienna } x \text{ Feynmana}$$

$$x_F \approx \frac{2E}{\sqrt{s}} \quad x_F \in [-1, +1]$$

$$p_{Lmax}^* \approx \frac{\sqrt{s}}{2}$$

dla zderzeń jądrowych  $\sqrt{s} \rightarrow \sqrt{s_{NN}}$

### Do badania obszaru centralnego

(głównie tam produkcja nowych cząstek w oddziaływaniu) lepsze jest **rapidity** (obszar centralny to  $|x_F| \approx 0$ ) bo w zmiennej  $x_F$  obszar centralny jest bardzo ściśnięty

### Do badania obszarów fragmentacji

tarczy i pocisku (tam są również nukleony – spektatorzy) lepsza jest **zmienna  $x_F$**  (obszar fragmentacji to  $|x_F| \approx 1$ ). Na rozkładzie  $x_F$  obszary fragmentacji zajmują dość dużo miejsca ( $\sigma$  w tym obszarze b. słabo zależy od energii)

**Skalowanie Feynmana:**  $f(x_F, s)$  w obszarze fragmentacji nie zależy od 's' ale zależy w obszarze centralnym (w centralnym wartości przekrojów rosną z energią)

$$f(x_F, s) = \frac{2E}{\sqrt{s}} \frac{d\sigma}{dx_F} \approx x_F \frac{d\sigma}{dx_F}$$

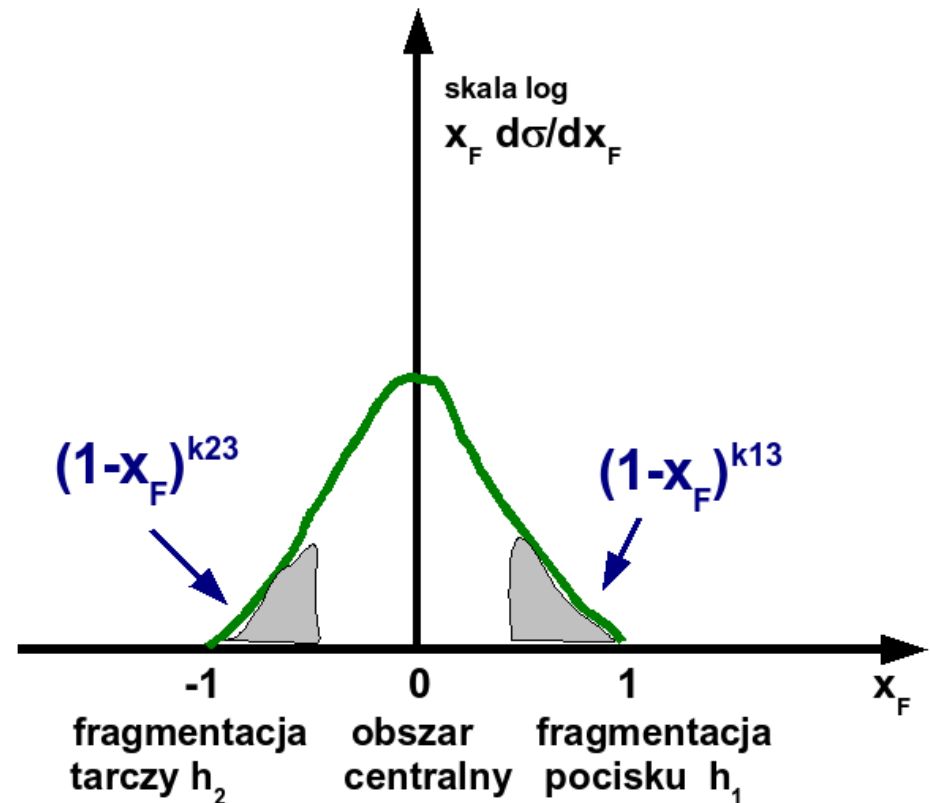
Produkcja cząstki z zderzenia hadronów

$$h_1 h_2 \rightarrow h_3 X$$

np.  $p p \rightarrow \pi X$

Mimo że przekroje w obszarze fragmentacji nie zależą od 's' to zależą od  $(h_1 h_3)$  lub  $(h_2 h_3)$  a dokładniej od ich składu kwarkowego  $\rightarrow$  tzw. reguły liczenia kwarków

potęgi  $k_{13}$  i  $k_{23}$  tłumaczą się na kwarki wspólne w produkowanej cząstce (tej dla której jest robiony rozkład  $x_F$ ) i w hadronie z pocisku/tarczy



W **modelu wykładnika Brockiego** – im mniej kwarków wspólnych (z kwarkami pocisku lub/i tarczy) ma produkowana (obserwowana) cząstka tym bardziej stromy jest rozkład w obszarze fragmentacji



## Inkluzywna produkcja różnych mezonów wektorowych

Pociski – piony, tarcze – wodór.

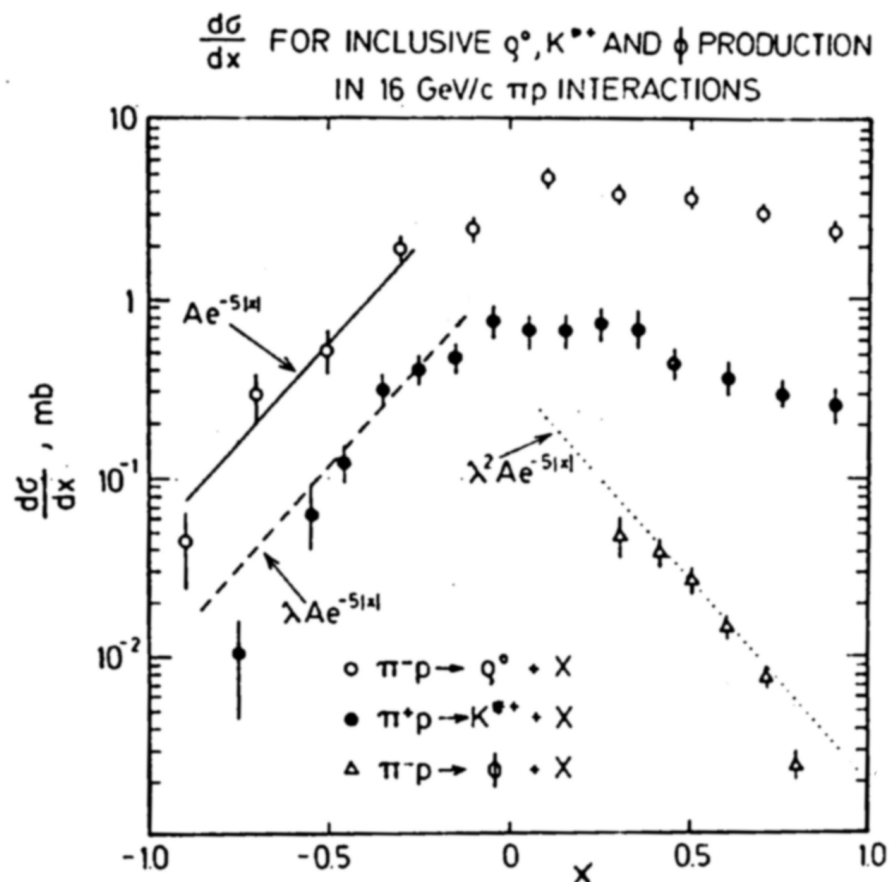
Produkowane cząstki różnią się zawartością kwarków dziwnych:  $\rho$  – brak dziwnych,  $K$  – jeden dziwny,  $\phi$  – dwa dziwne (s, anty-s)

Żeby wyprodukować  $\rho$  – w zasadzie nie trzeba zmieniać zawartości kwarkowej (jest to wektorowy odpowiednik pionu).  
Żeby wyprodukować  $K$  – jeden lekki kwark zamieniamy na ciężki ( $\phi$  – dwa)

$\Rightarrow$  Im więcej wymienianych kwarków tym bardziej strome ogony  $x_F$  (spada przekrój czynny)  $\Rightarrow$  **jakościowo: nachylenia związane są ze składem kwarkowym**, ilościowo: niewiele da się powiedzieć

To samo po lewej stronie – obszar fragmentacji tarczy (porównanie składu produkowanej cząstki z protonem (uud))

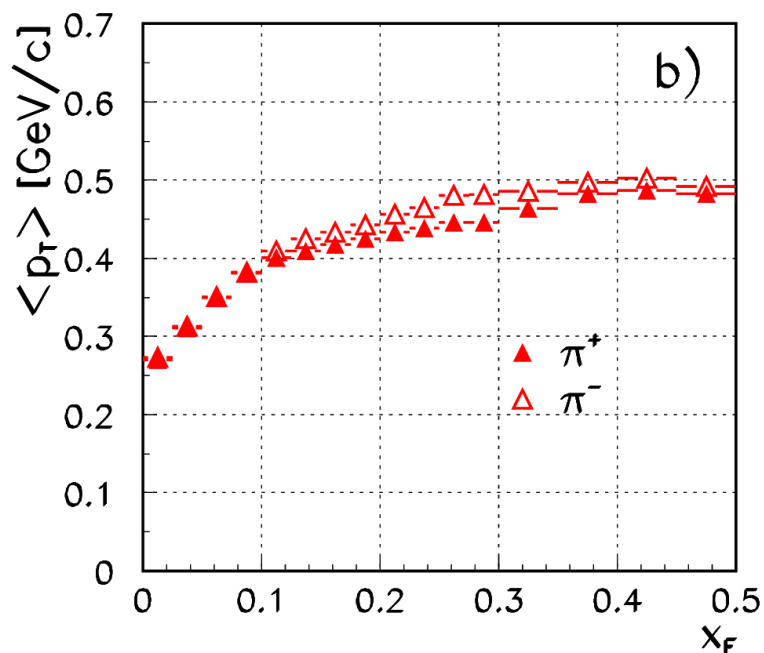
**Podobne obserwacje dla ogonów rozkładu rapidity !** (ale w przypadku 'y' interesuje nas raczej obszar centralny)



Zmienna  $x_F$  ( $x_F \in [-1, +1]$ ) to charakterystyka typowo podłużna, bo np.  $p_T$  to charakterystyka tylko poprzeczna

Do badania zależności (korelacji) między charakterystykami podłużnymi i poprzecznymi używa się zależności  $\langle p_T \rangle$  **versus**  $x_F$

Obserwuje się tzw. **efekt mewy** (*sea gull effect*)



SPS: p+p przy  $\sqrt{s} = 17.3$  GeV  
czyli wiązka protonów o pędzie 158 GeV/c

Rys. B. Boimska (PhD)

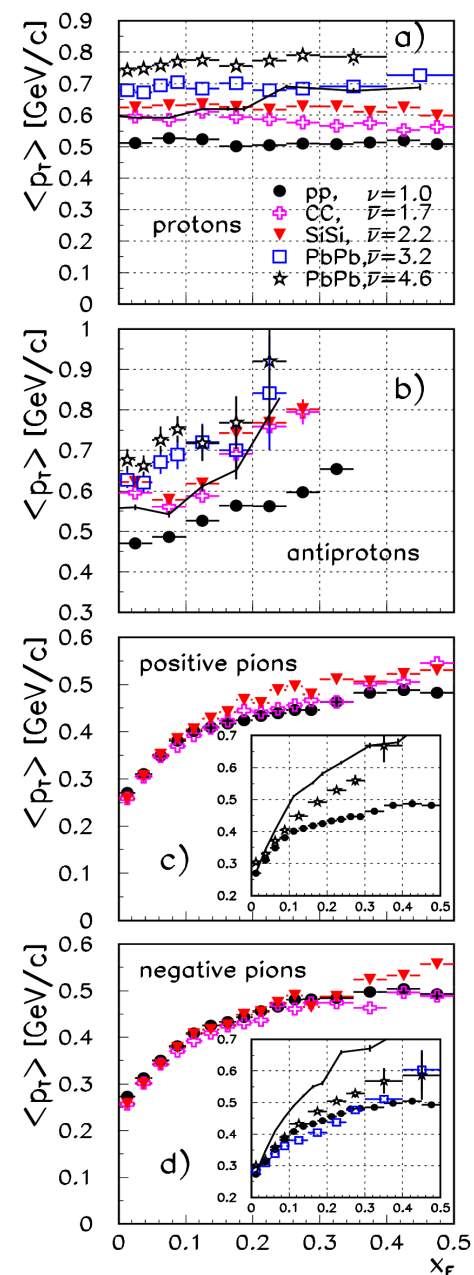


Figure 5.17:  $\langle p_T \rangle$  dependence on  $x_F$  for a)  $p$ 's, b)  $\bar{p}$ 's, c)  $\pi^+$ 's and d)  $\pi^-$ 's from p+p interactions and different centrality A+A collisions; results for the most central ( $\bar{\nu} \approx 6.2$ ) p+Pb collisions are also shown (black curves).



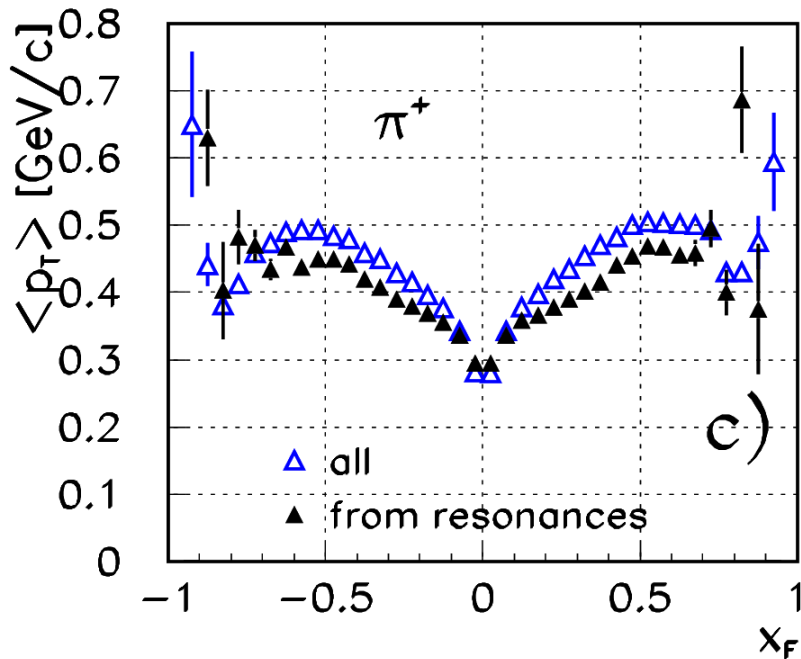
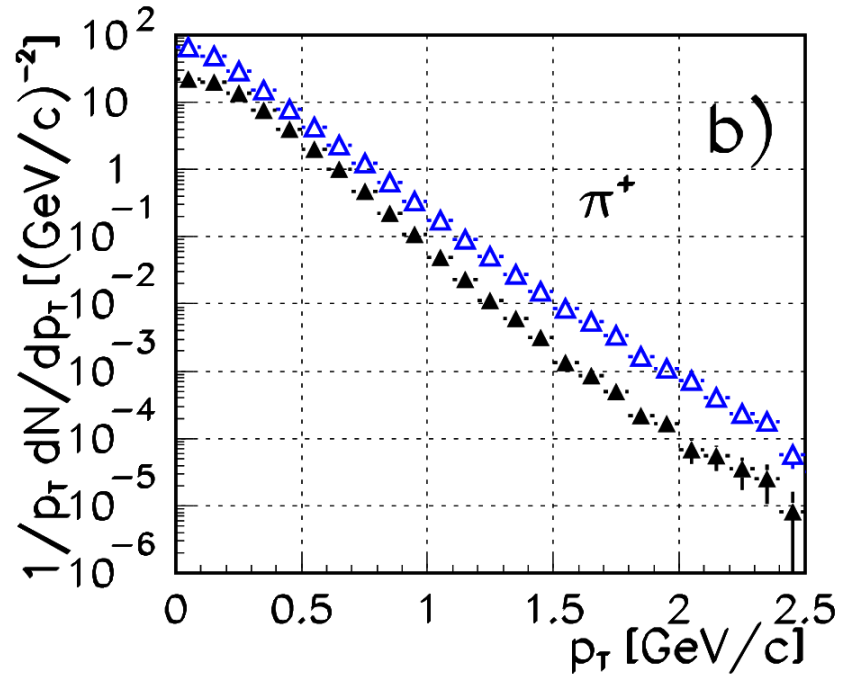
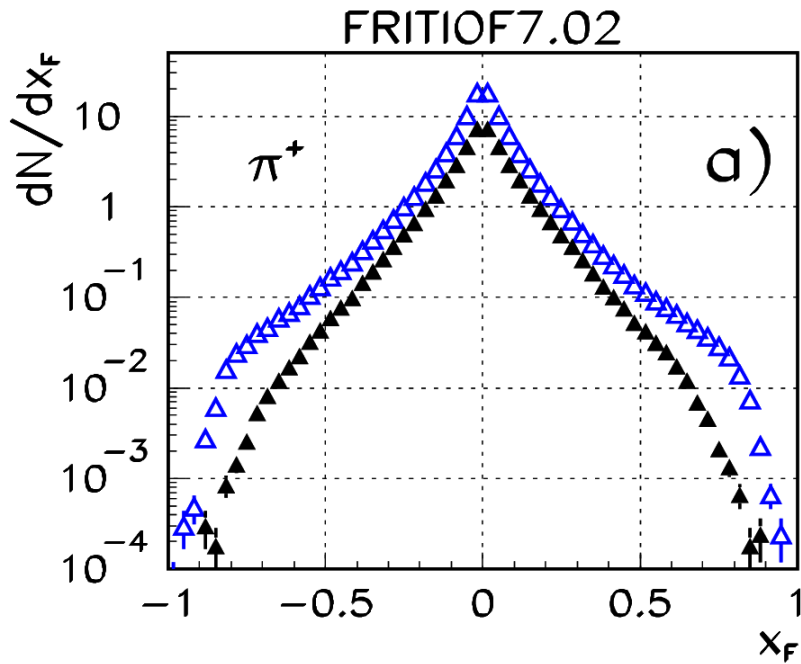
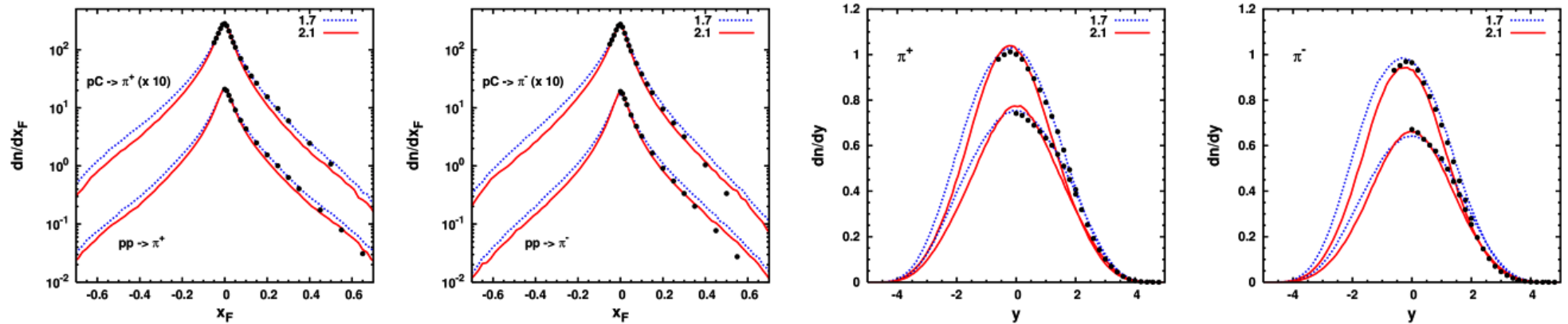


Figure 5.13: Contribution of positive pions from resonances to the total  $\pi^+$  spectra: a)  $x_F$  distributions, b)  $p_T$  distributions and c)  $\langle p_T \rangle$  dependence on  $x_F$ . Study was done for p+p interactions at 158 GeV, using the FRITIOF 7.02 model.

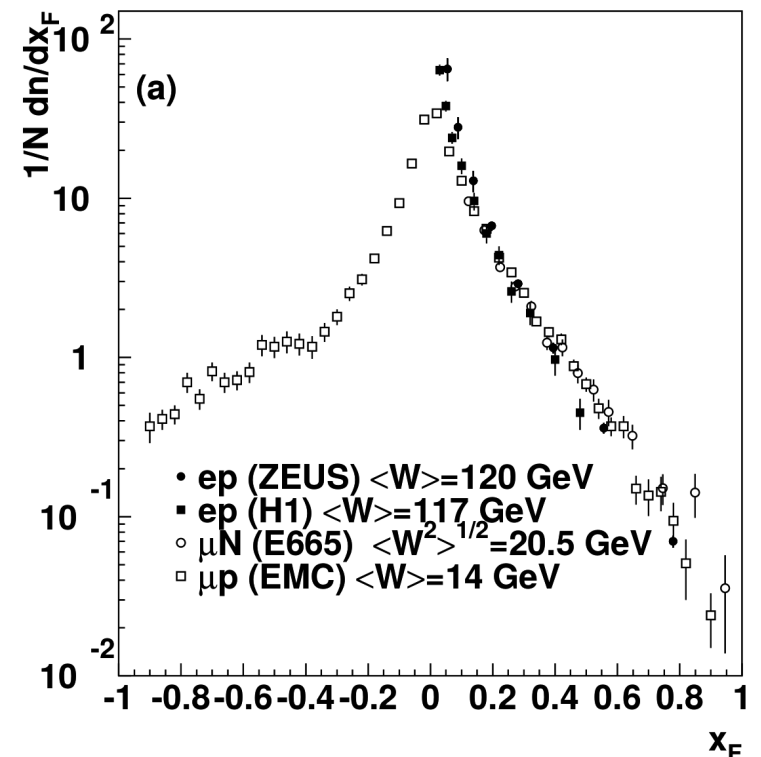
Wyniki NA49 **p+p**, energia wiązki 158 GeV,  $\sqrt{s} = 17.3$  GeV (**dolne punkty**) dla produkcji  $\pi^+$  oraz  $\pi^-$  w porównaniu z modelem Sibyll (dwie wersje modelu)



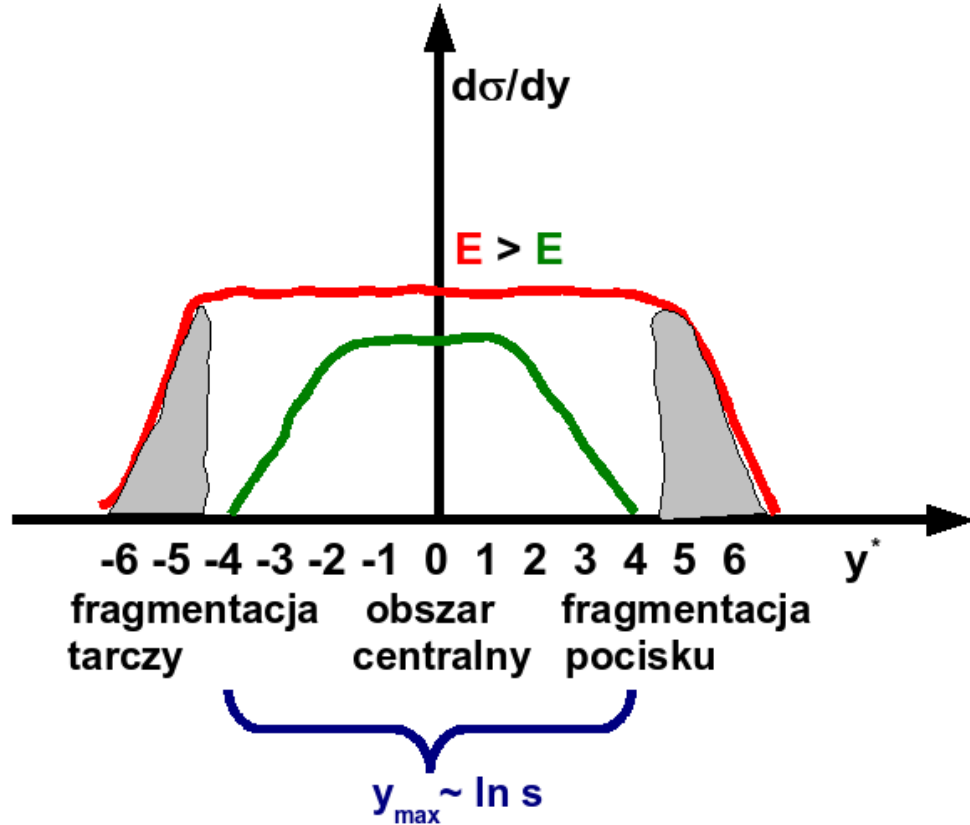
<https://www.groundai.com/project/cosmic-ray-event-generator-sibyll-21/>

Rozkład  $x_F$  dla cząstek naładowanych  
w różnych zderzeniach elementarnych  
(eksperymenty DIS lepton+hadron)

PDG 2024



„Plateau” w rozkładzie 'y'  
 rysunek mocno (!) schematyczny  
 i nie w skali



**Rozkład rapidity** – lepszy do badania obszarów centralnych; w obszarze centralnym jest produkcja zupełnie nowych kwarków i obiektów (szczegóły procesu nie są znane – obszar głównie nieperturbacyjny)

Rozkład 'y' – gaussowski lub nawet płaski (to drugie to założenie wielu modeli !) w obszarze centralnym i spada w obszarze fragmentacji

**Produkcja centralna** – małe pędy produkowanych cząstek (zarówno poprzeczne jak i podłużne)

$\frac{d\sigma}{dy}(y^*=0)$  rośnie bardzo powoli - jak  $\ln s$

przekrój czynny jest niezmienniczy więc całka z 'y' musi być równa całce z 'x<sub>F</sub>'

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_L}{E - p_L}$$

$$y = y^* + y_{CMS}$$

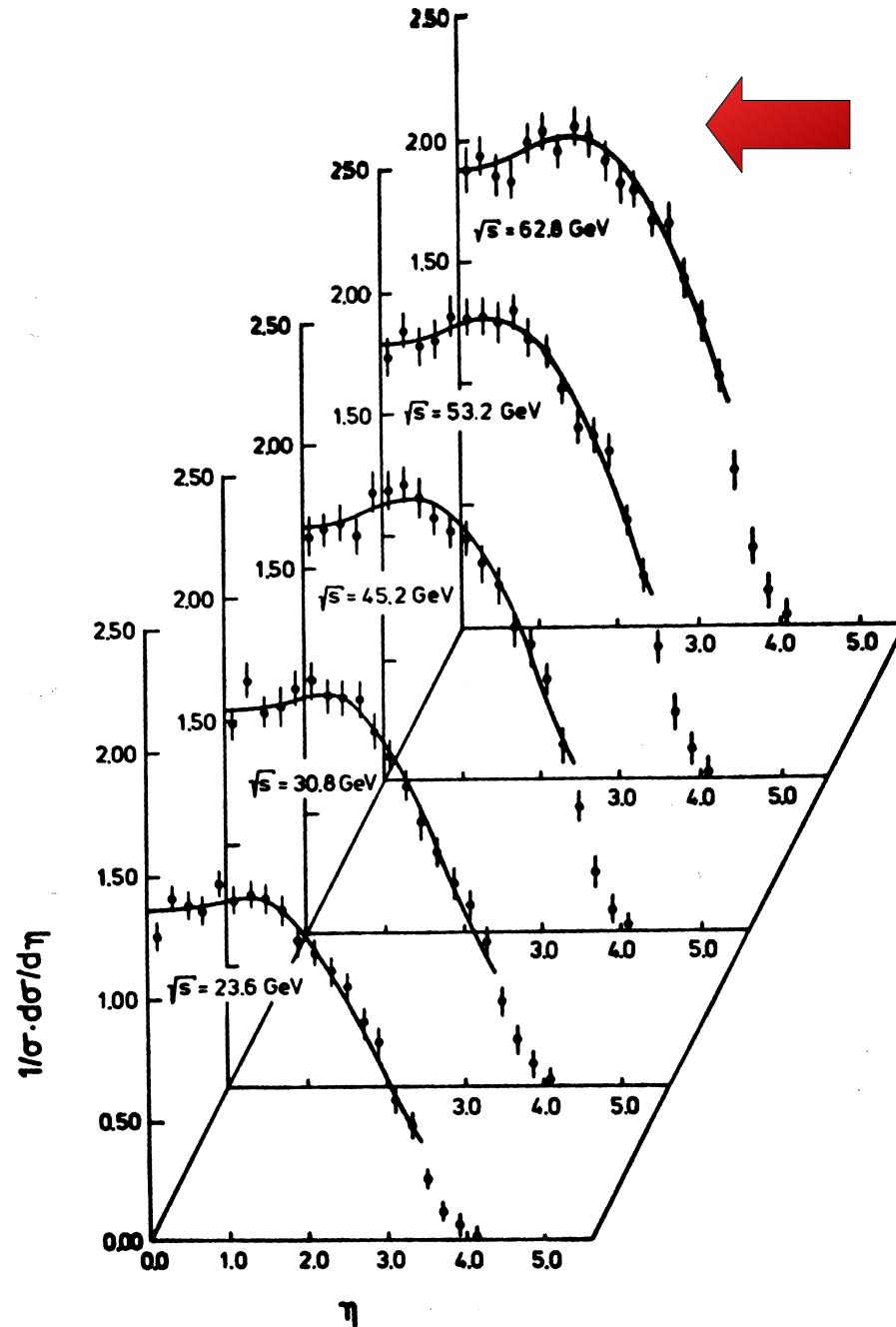
$$y^* = y - y_{CMS}$$

Uwaga: dla interesujących nas zderzeń A+A (Pb+Pb, Au+Au) wyraźne plateau w obszarze centralnym w rozkładzie rapidity (nowo produkowanych cząstek) widoczne dopiero przy energiach LHC (poniżej tj. dla RHIC, rozkłady są w przybliżeniu Gaussowskie, ew. fit dwóch Gaussów)

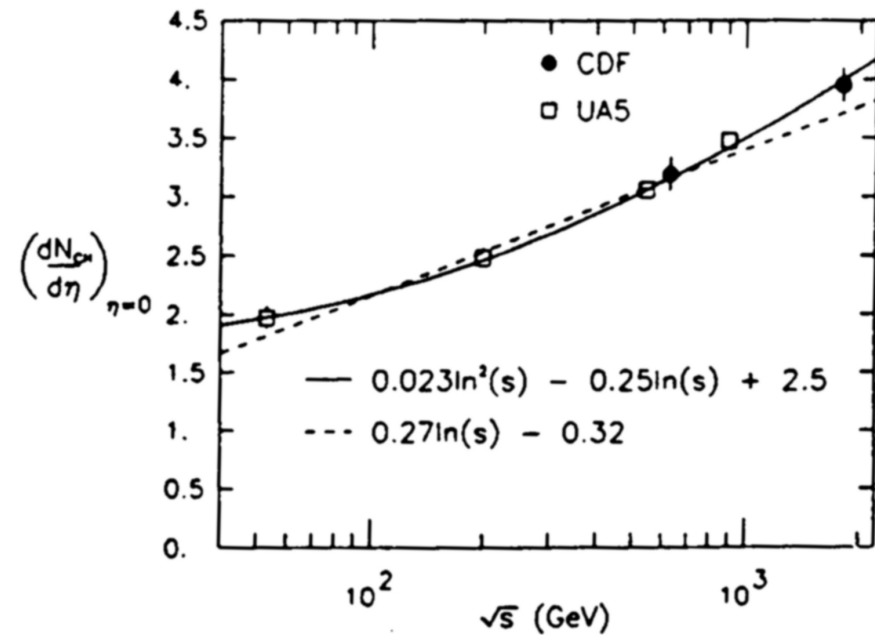
$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$$

$\theta$  - kąt biegunowy

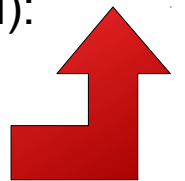
Rozkłady **pseudorapidity** przy wysokich energiach (wyniki UA5 Collaboration). W obszarze centralnym ze wzrostem energii w środku masy rosną rozkłady pseudorapidity



Wzrost jest dość powolny „plateau”  $\Delta y (\Delta \eta) \sim \ln s$



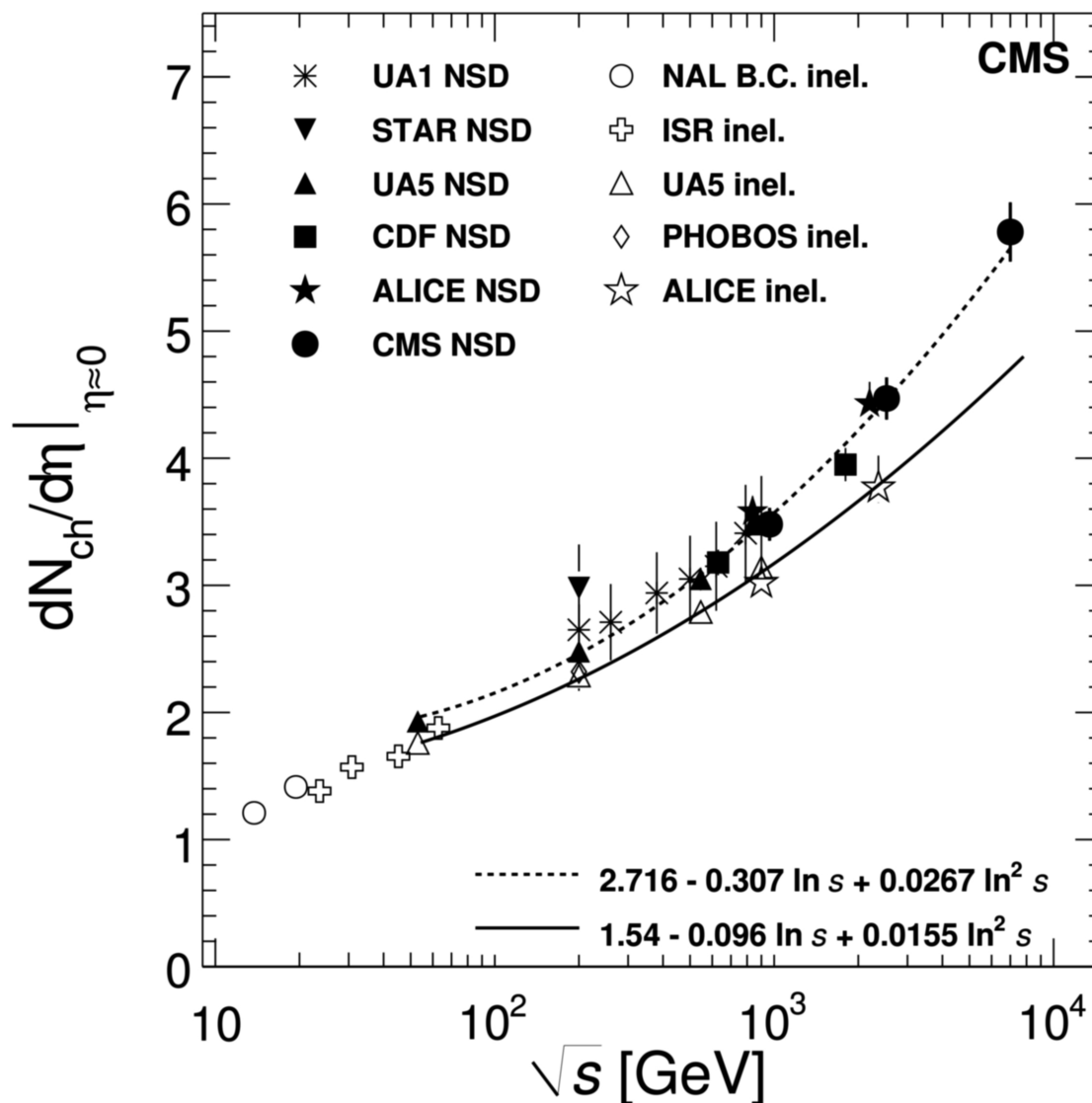
Przypomnienie (początek wykładu):  
**Krotność cząstek w obszarze centralnym pseudorapidity**  
(krotność na przedział  $\Delta \eta$ )



**Pierwsze dane** (marzec 2010) **LHC (eksperyment CMS)** oraz późniejsze dla  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  (maj 2010)

Gęstość cząstek naładowanych w pseudorapdity (w obszarze centralnym) porównane z innymi danymi z p+p oraz p+antyproton

Rys. z arXiv:1005.3299

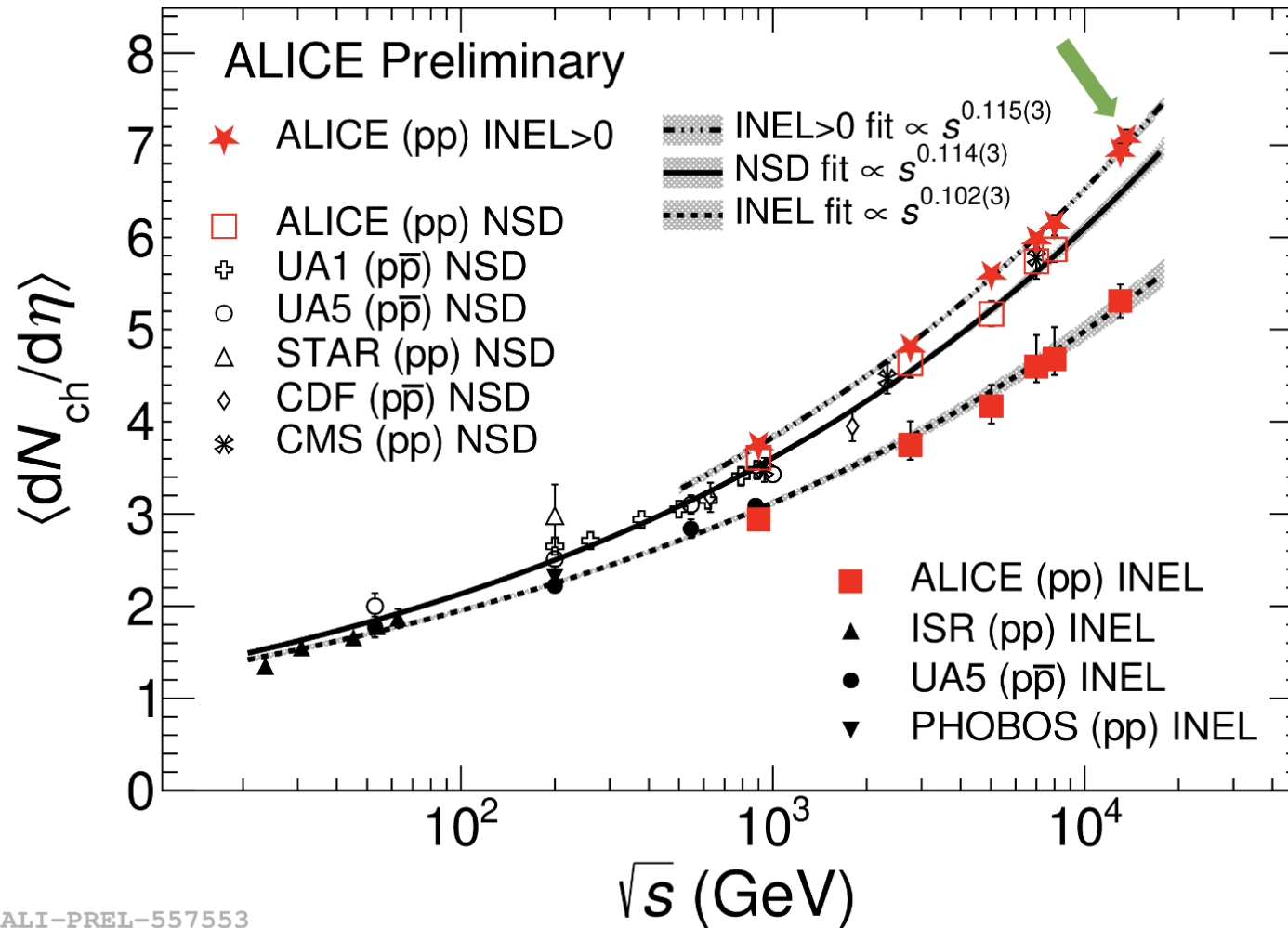


Pierwsze **dane LHC p+p** okazały się zgodne z wynikami Tevatronu

# Aktualna (2024) kompilacja, w tym wyniki ALICE dla energii od 0.9 TeV do 13.6 TeV

Wyniki do 13.0 TeV → ALICE, Phys. Rev. D 108 (2023) 7, 072008 [arXiv:2211.15364]

Punkt dla 13.6 TeV (zob. zielona strzałka) → A. Hutson (for ALICE), EPJ Web Conf. 296 (2024) 15012 [arXiv:2404.03698]

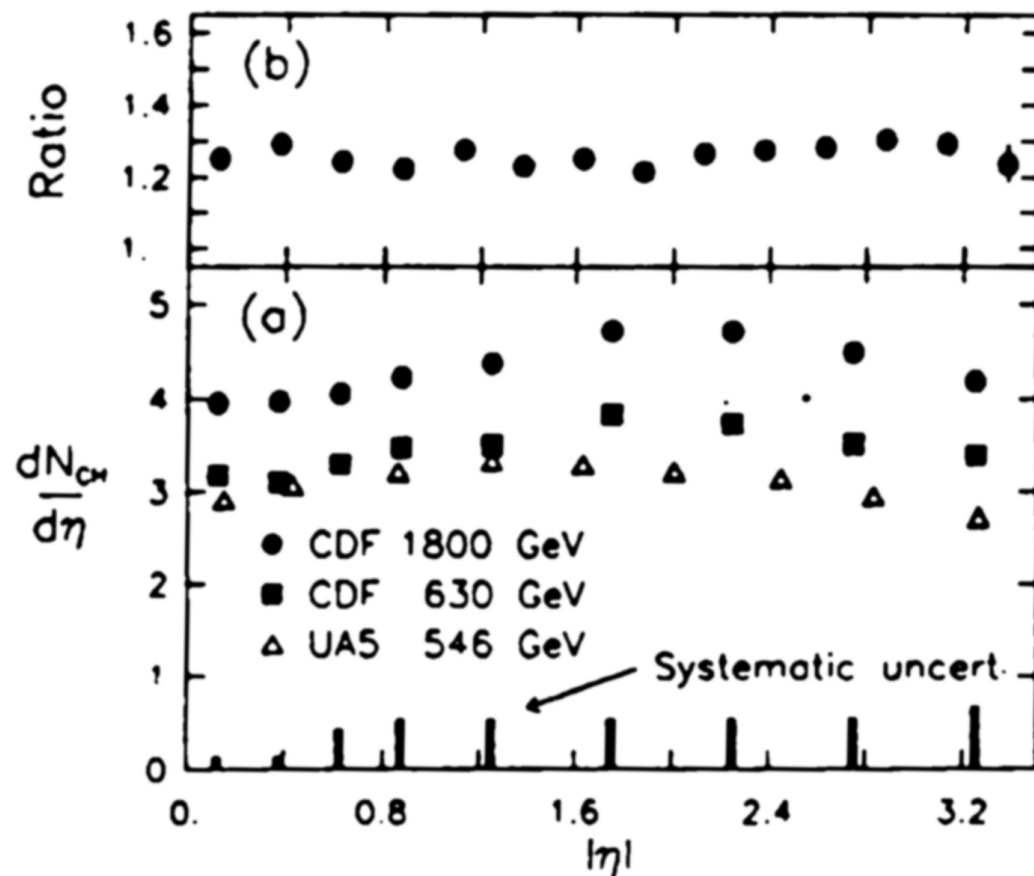


NSD – oddziaływania non-single-diffractive

INEL – oddziaływania nieelastyczne

INEL>0 – oddziaływania nieelastyczne, gdzie mamy przynajmniej jedną naładowaną cząstkę w obszarze  $|\eta| < 1.0$

Dla wszystkich ww. przypadków  $dN_{ch}/d\eta$  mierzone było w obszarze  $|\eta| < 0.5$



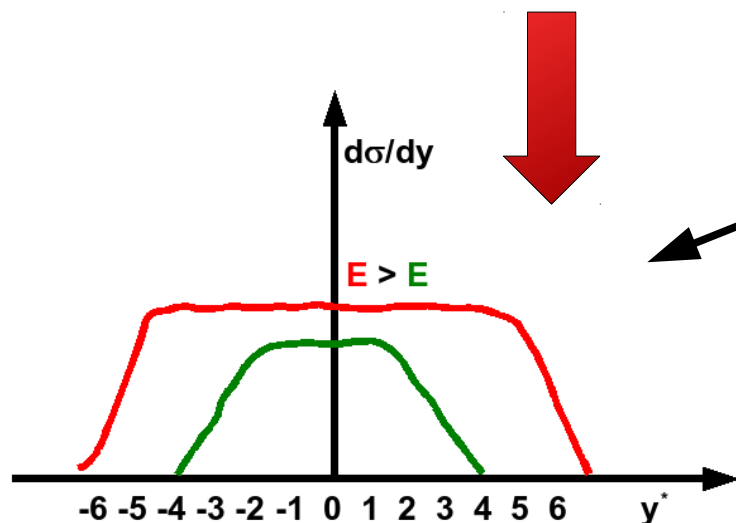
Dane ze zderzeń anty-p + p

**Krotność cząstek naładowanych  
na przedział  $\Delta\eta$  w funkcji  
pseudorapidity  $|\eta|$**

Dane p+p przy niższych energiach są najniżej (546 GeV). Równomierny wzrost pseudorapidity z energią – zarówno w obszarze centralnym ( $|\eta| = 0$ ) jak i w obszarze fragmentacji

Ratio = stosunek  $dN_{ch}/d\eta$  przy 1800 GeV do 630 GeV

Rozkłady rapidity (pseudorapidity) rozciągają się i w górę i na boki ze wzrostem energii dostępnej w środka masy

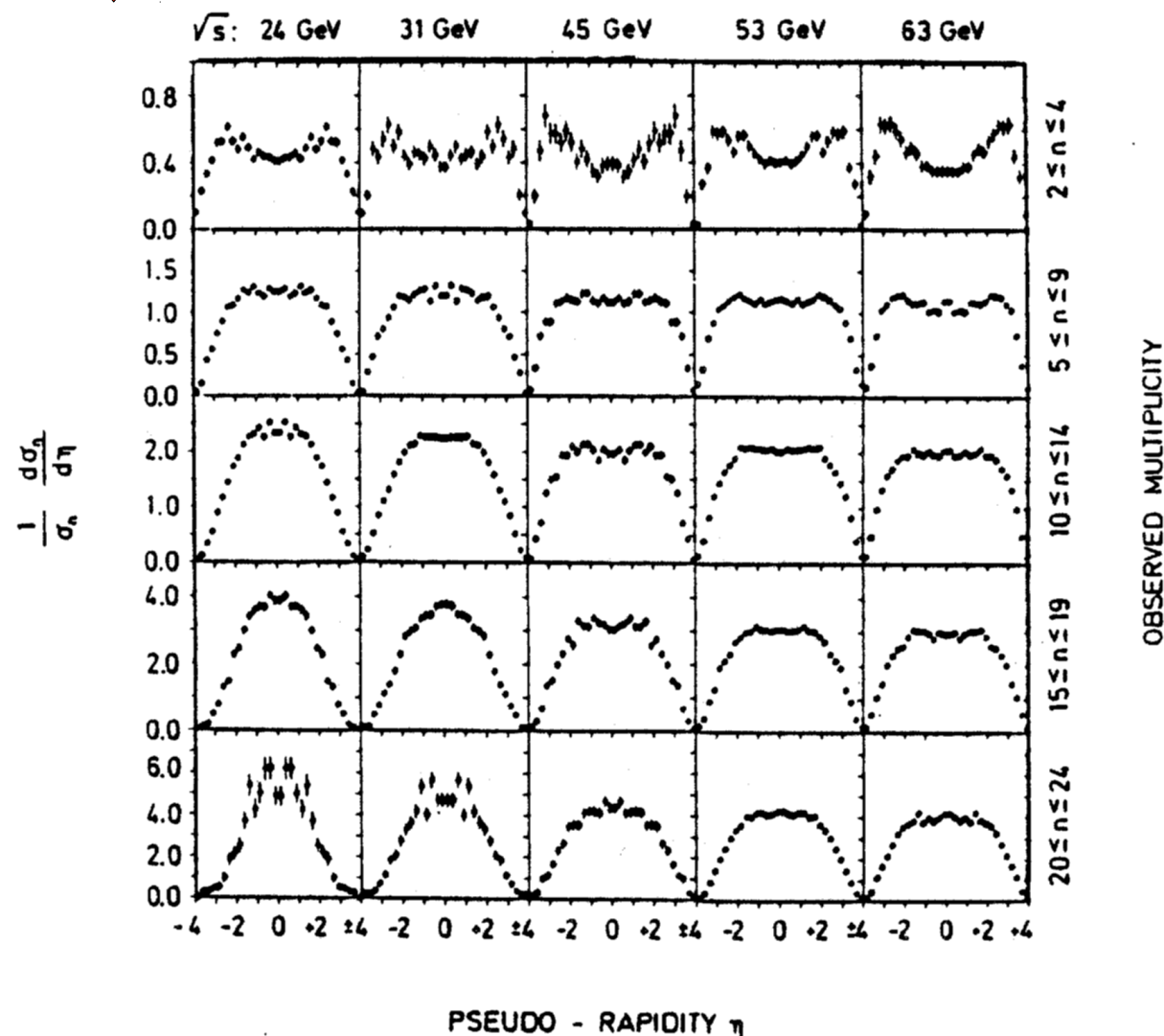


Rys. Phys. Rev. D41, 2330 (1990)



mała krotność

duża krotność



Dane p+p z komory strumieniowej  
przy CERN ISR –  
cząstki naładowane

góra → dół rośnie średnia  
krotność (interwały krotności)

1. szerokość rozkładów wzrasta z  
energiją (lewo → prawo). Centralne  
plateau przy wysokich energiach

2. ze wzrostem energii wzrasta  
rozseparowanie obsz. fragm.  
pocisku i tarczy (górny panel lewo  
→ prawo)

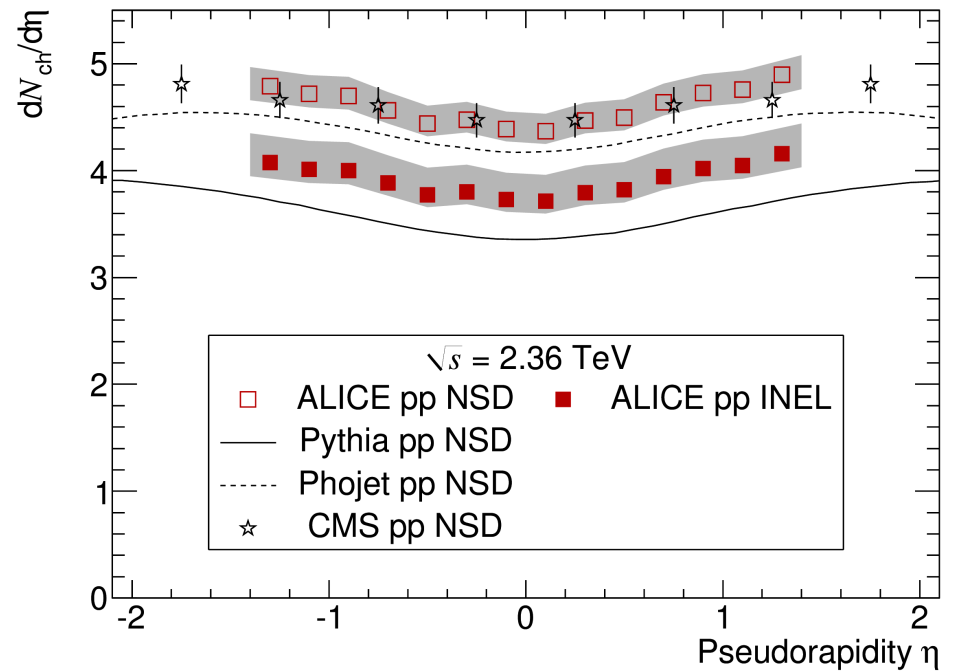
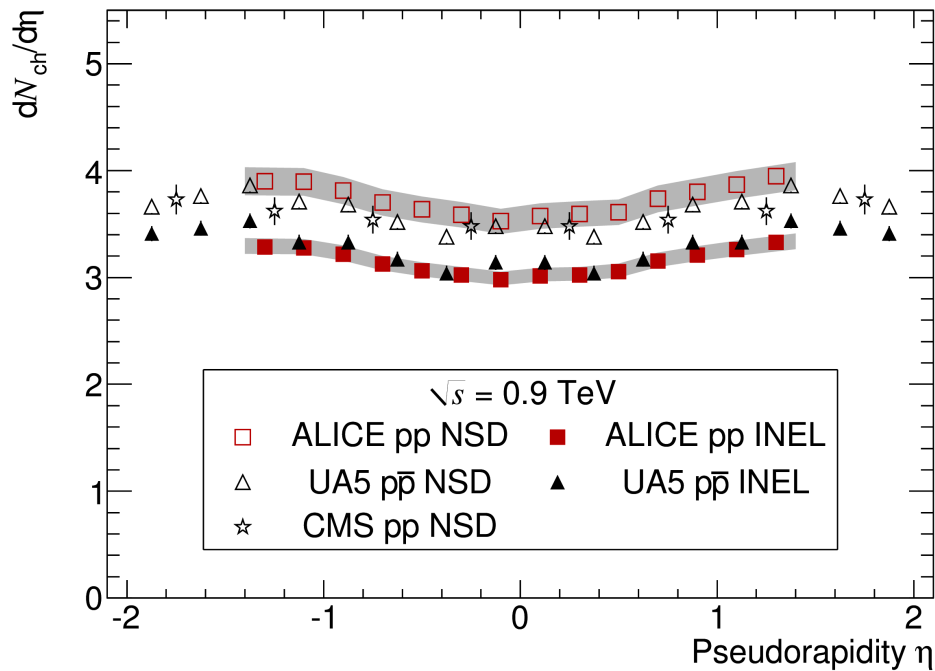
3. przy przejściu małe krotności →  
duże krotności (góra → dół)  
wypełnia się obszar centralny  
rozkładu (produkcja nowych cząstek)

Rys. nucl-ex/0603003

## Dane przy LHC (CMS, ALICE)

Pierwsze wyniki z LHC dla danych p+p przy  $\sqrt{s} = 0.9$  oraz 2.36 TeV;  
pokazane najpierw przez CMS w lutym 2010 (arXiv:1002.0621)

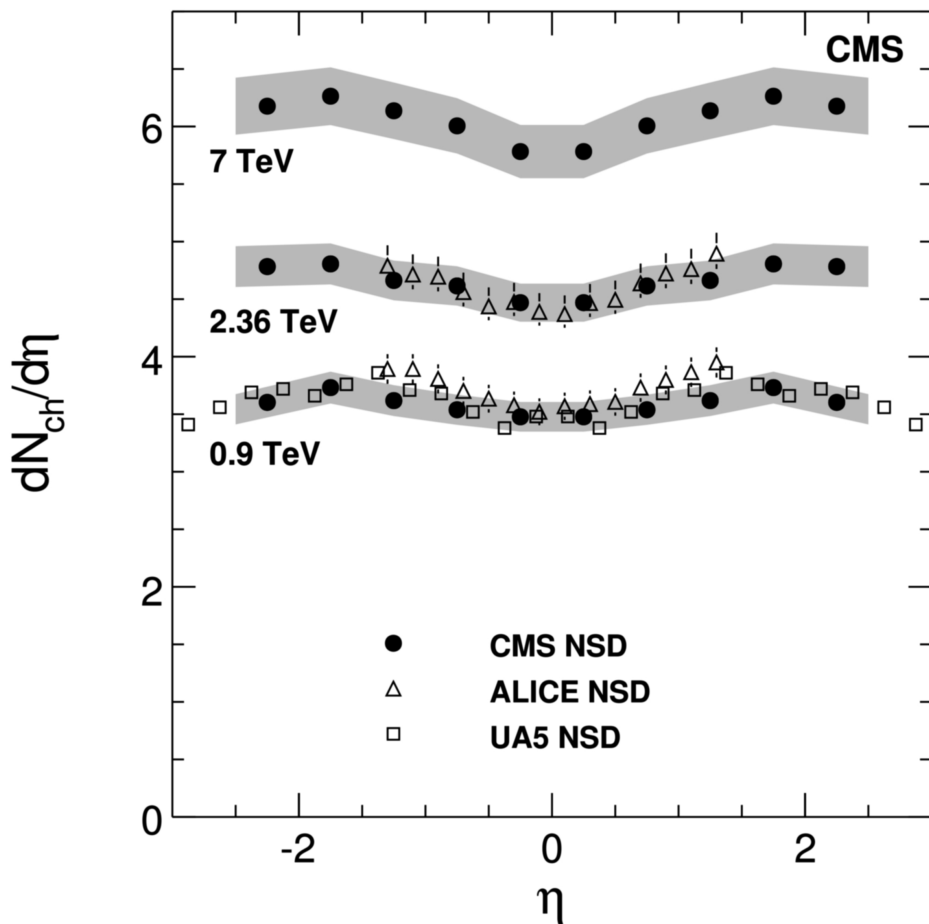
Rys. z ALICE, arXiv1004.3034 oraz konf: arXiv:1102.2369



# LHC

Dane CMS maj 2010 – dodatkowo punkt (p+p) dla  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$

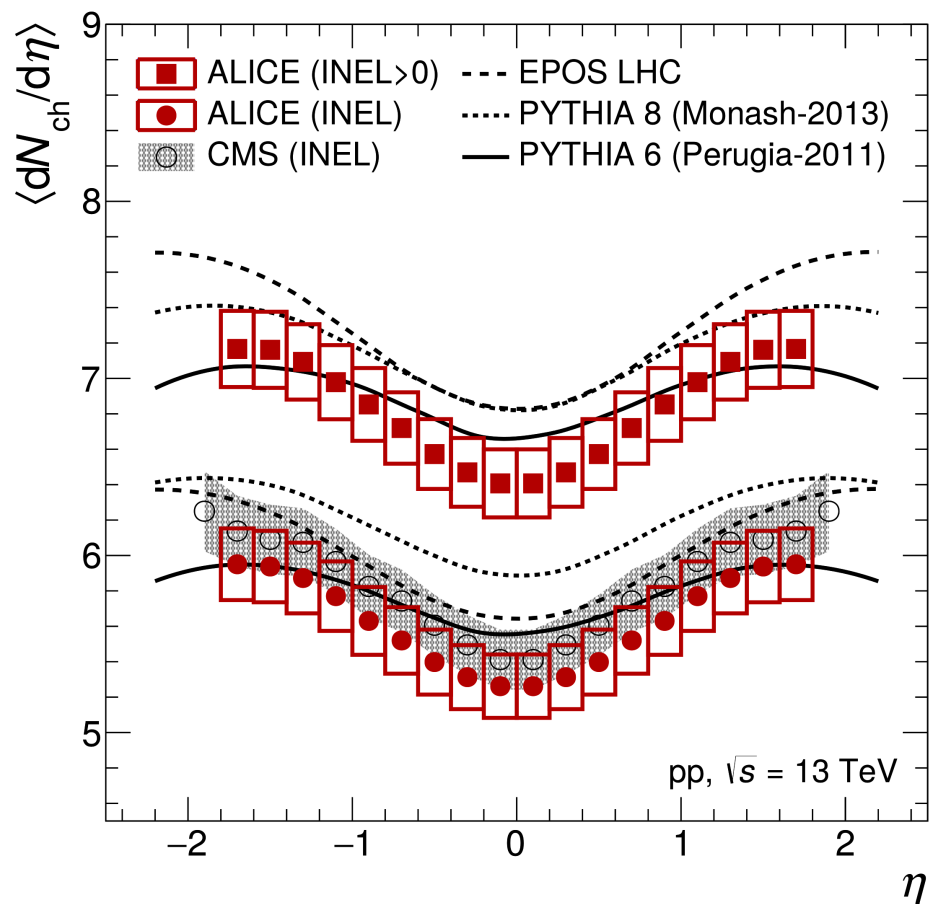
(arXiv:1005.3299)



# LHC

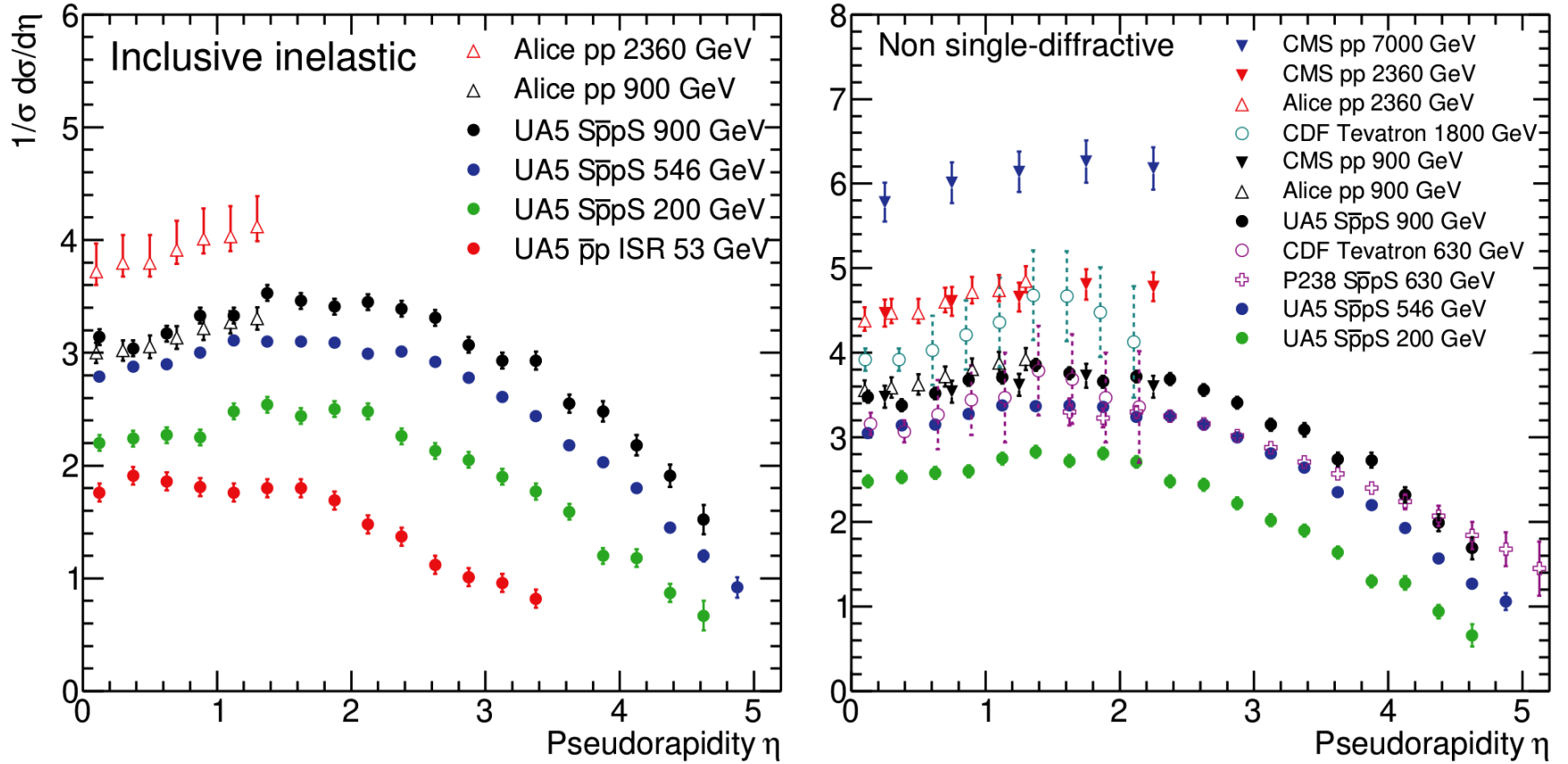
Wyniki ALICE (2015) – p+p przy  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  (arXiv:1509.08734)

Zob. też wyniki ATLAS przy 13 TeV – arXiv:1602.01633, 1606.01133 oraz CMS przy 13 TeV – arXiv:1806.11245

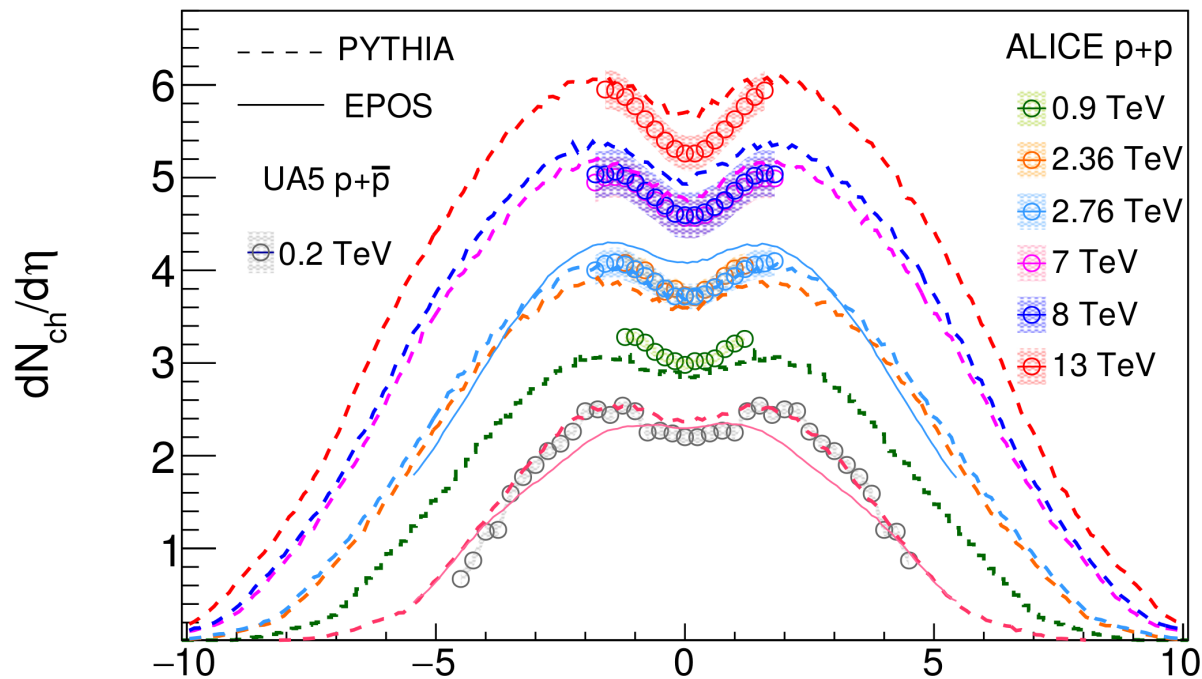


INEL – oddziaływania nieelastyczne  
INEL>0 – oddziaływania nieelastyczne, gdzie mamy przynajmniej jedną naładowaną cząstkę w obszarze  $|\eta| < 1.0$

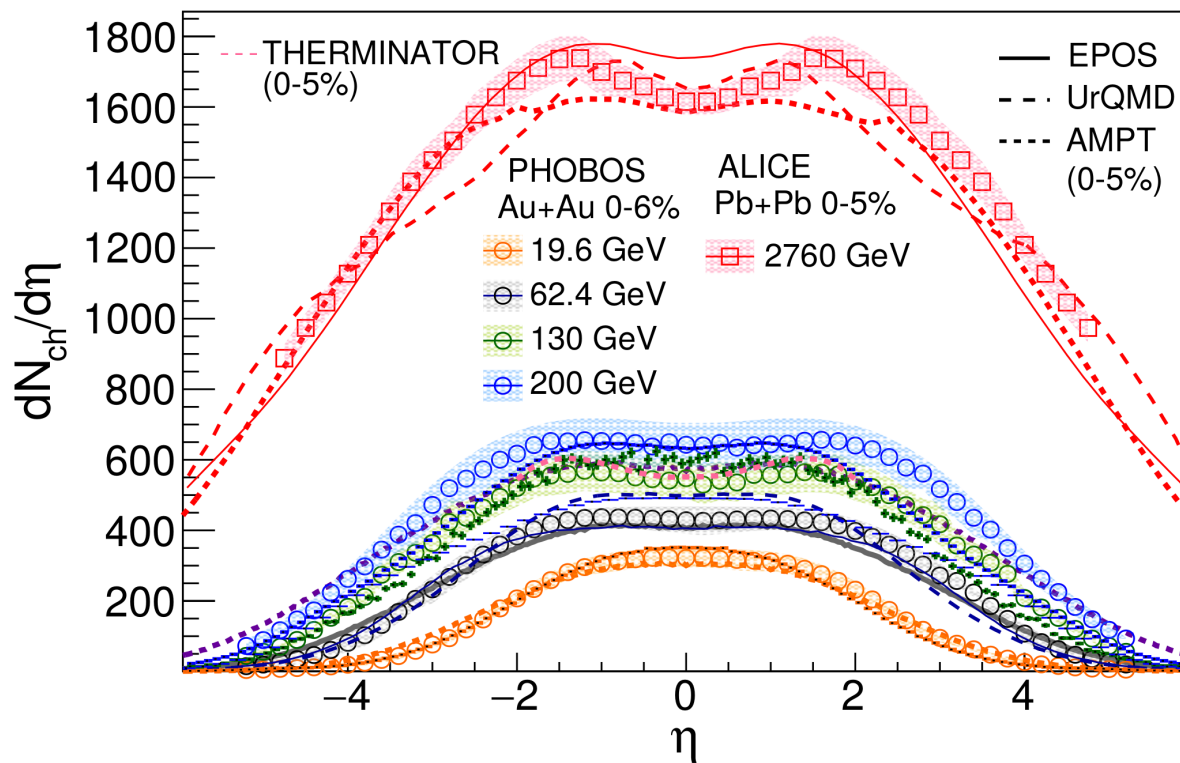
## Pseudorapidity Distributions in $pp$ and $\bar{p}p$ Interactions



**Figure 53.1:** Charged particle pseudorapidity distributions in  $p\bar{p}$  collisions for  $53 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 1800 \text{ GeV}$ . UA5 data from the  $S\bar{p}p$ S are taken from [1], and from the ISR from [2]. The UA5 data are shown for both the full inelastic cross-section and with singly diffractive events excluded. Additional non single-diffractive measurements are available from CDF at the Tevatron [3] and from P238 at the  $S\bar{p}p$ S [4]. These may be compared with both inclusive and non single-diffractive measurements in  $pp$  collisions at the LHC from ALICE [5] and for non single-diffractive interactions from CMS [6,7]. (Courtesy of D.R. Ward, Cambridge Univ., 2013)



**$p+(anty)p$**

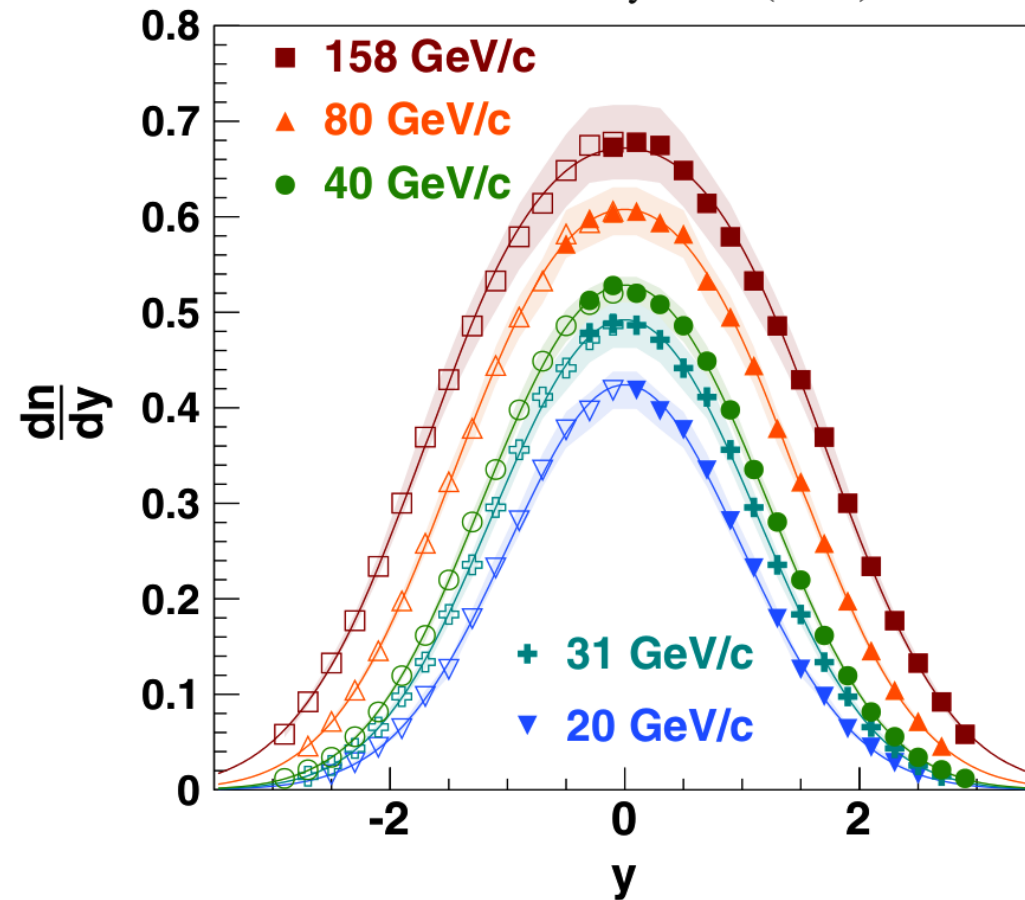


**$Au+Au$   
 $Pb+Pb$**

## SPS, dane p+p

Rozkłady rapidity ujemnie  
naładowanych **pionów** w **p+p** w  
NA61/SHINE  $\sqrt{s} = 6.3 - 17.3 \text{ GeV}$   
(= pęd wiązki 20 – 158 GeV/c)

Eur. Phys. J. C (2014) 74:2794

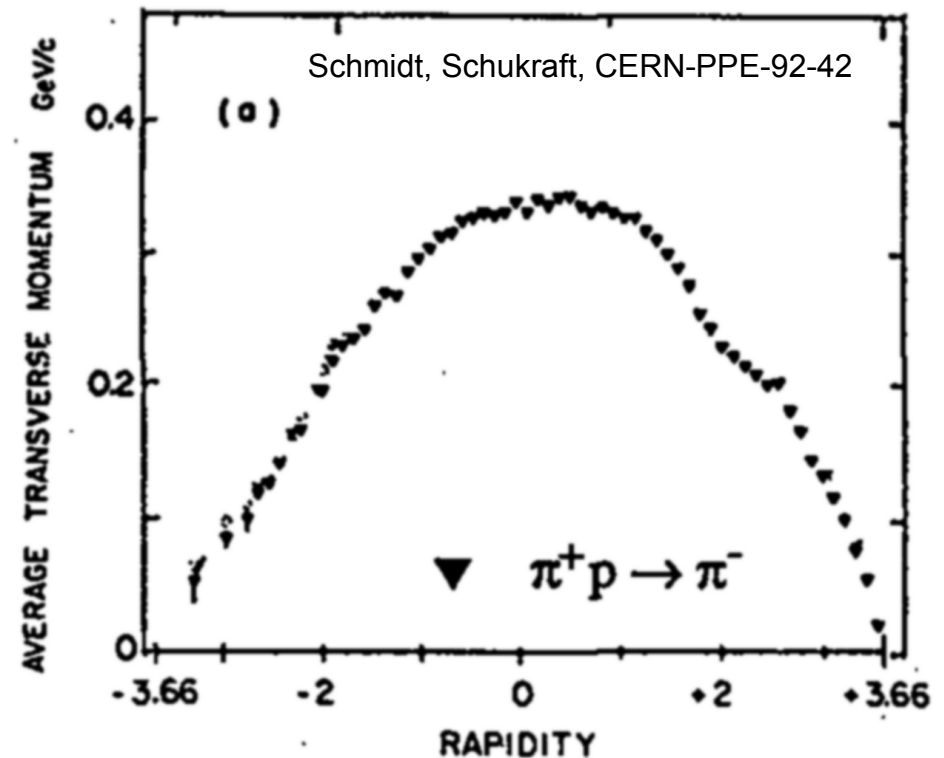


## Dane $\pi^+p$

Zależność **średniego pędu pop. od rapidity**

średnie  $p_T$  mają maksimum przy  $y^*=0$  i spadają  
do zera w obszarze  $y^*=y^*_{\text{beam}}$  oraz  $y^*=y^*_{\text{target}}$

Wynika to z zas. zach. energii / pędu. Rapidity cząstki (o  
masie nukleonu) nie może wyjść poza obszar rapidity wiązki  
i tarczy (ograniczenie kinematyczne). Lżejsze cząstki lekko  
wychodzą. Gdy cząstka jest blisko rapidity tarczy/wiązki  
(duże  $|y^*|$ ) to ma wtedy maksymalne  $p_L$  i minimalne  $p_T$  bo nie  
starcza już pędu. Z kolei jeśli ma małe  $|y^*|$  to może mieć  
duże  $p_T$ ; czyli jeśli  $|y^*| \rightarrow \max.$  to  $p_T \rightarrow 0$





W QCD nie da się w prosty sposób policzyć produkcji cząstek w miękkich (*soft*) oddziaływaniach. Tam gdzie nie można stosować obliczeń ścisłych wprowadzamy **MODELE FENOMENOLOGICZNE** do opisu produkcji cząstek (**Monte Carlo models**). Generatory zderzeń opierają się o znane fakty i założenia fizyczne (parametry modelu)

**MODELE**  
zderzeń N+N oraz A+A

**MIKROSKOPOWE (*microscopic*)**

Dynamiczne symulacje procesu zderzenia inspirowane QCD; śledzenie losów pojedynczych obiektów (hadrony, struny). **Propagują indywidualne cząstki przez kaskadę zderzeń i rozpadów.**

Parametry wejściowe: przekroje na wszystkie typy oddziaływań i założenia o rozkładach kinematycznych (np. z danych N+N). W następnym kroku A+A jest (zwykle) traktowane jako superpozycja N+N

1. Na poziomie hadronowym (np. kaskadowe)
  2. Na poziomie partonowym (strunowe)
- mogą być częściowo oparte o pQCD (np. PYTHIA (i HIJING), NEXUS)

**MAKROSKOPOWE**

Nie rozważają dynamiki pojedynczych obiektów w szczegółach; **statystyczny opis wielocząstkowego systemu**; najczęściej jedynie kilka parametrów makroskopowych

1. Termodynamiczne
2. Statystyczne (np. SMES)
3. Hydrodynamiczne (np. Bjorkena)



**Modele na poziomie hadronowym** – traktują hadron (m.in. proton, neutron) jako niepodzielną całość. Śledzą losy poszczególnych nukleonów podczas zderzenia

**Model kaskadowy** zderzenia A+A (jądro+jądro)

- wykorzystuje wiedzę doświadczalną ze zderzeń elementarnych N+N,  $\pi$ +N (przekroje czynne, krotności, kierunki produkcji cząstek, ...)
- rozwój kaskady – śledzenie losów każdego nukleonu na podstawie szansy napotkania innego nukleonu i oddziaływania z produkcją nowych cząstek (np. piony)
- kolejne generacje produkowanych cząstek również mogą oddziaływać
- w modelu uwzględnia się m.in. pędy Fermiego
- średnia droga na oddziaływanie w jądrze związana jest z przekrojem czynnym na dane oddziaływanie i gęstością centrów oddziaływania

$$\lambda = \frac{1}{N \sigma} \qquad N = \frac{A}{4/3 \pi r_0^3 A} \qquad r_0 = 1.1 \text{ fm}$$

dla  $\sigma = 40 \text{ mb}$      $\lambda \approx 1.2 \text{ fm}$  (mniej więcej promień nukleonu)

nukleony są gęsto upakowane w jądrze - szansa na zderzenie jest bardzo duża

- modele kaskadowe dobrze funkcjonowały przy niskich energiach (2–4 GeV/nukleon pocisku). Dla wyższych energii zwykle stosuje się modele na poziomie partonowym

**Modele na poziomie partonowym (modele strunowe)** – elementami których losy śledzimy są **struny wypełnione kolorem**. Tego typu modele nazywamy również ***Relativistic Microscopic Models***

Przykłady: VENUS (NEXUS, EPOS), MCFM, FRITIOF, IRIS, ATILA, QGSM, RQMD (UrQMD), HIJET, HIJING. Żaden z ww. nie zakłada przejścia do plazmy (QGP)!  
Składowe modelu: formacja i fragmentacja strun, geometria

HIJING – Heavy Ion Jet Interaction Generator

VENUS – Very Energetic Nuclear Scattering

RQMD – Relativistic Quantum Molecular Dynamics

UrQMD – Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics

**Geometria zderzenia i formacja strun** w modelach:

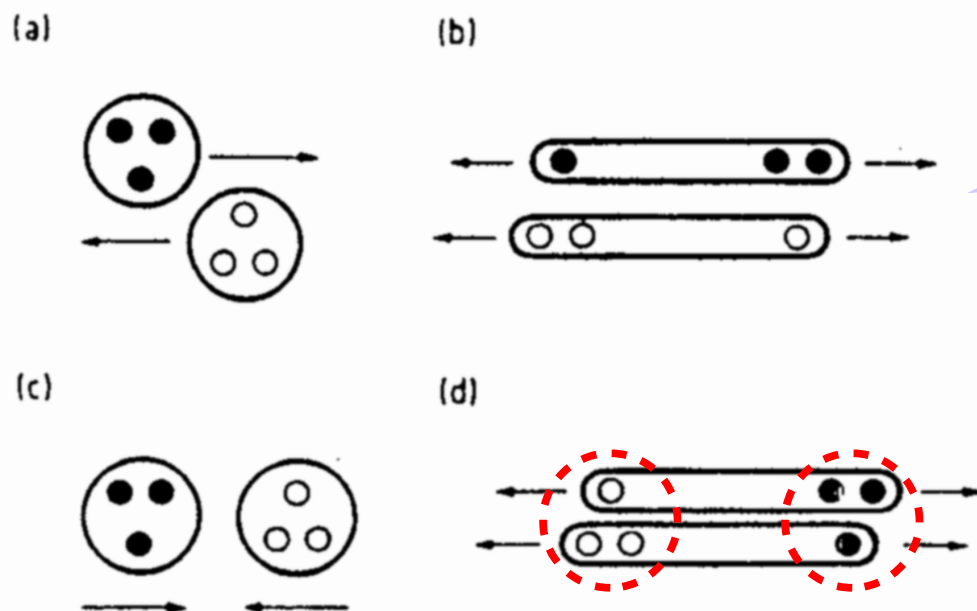
- nukleony (pocisku i tarczy) poruszają się po prostych trajektoriach
- oddziaływanie między nimi jeśli przechodzą bliżej niż minimalny dystans np.

$$d < \sqrt{\sigma_{NN}/\pi}$$

- rezultat oddziaływania – podłużnie zorientowany obiekt zwany struną

**Struny** – obiekty typu kwark-antykwar lub kwark-dikwar; wypełnione polem kolorowym (*color field, flux tube*) → **energia struny proporcjonalna do odległości rozseparowania**. Aby utworzyć struny (*string formation*) następuje wymiana pędu lub koloru (w zależności od modelu) między kwarkami w hadronach

## Dwa mechanizmy formacji strun:



struny powstałe w wyniku wymiany pędu między hadronami. Modele np. FRITIOF, ATILA, RQMD, HIJING, UrQMD

struny powstałe w wyniku wymiany koloru między hadronami. Modele np. VENUS, IRIS, QGSM, MCFM

Struna powstała z barionu – **kwark i dikwark** a między nimi pole kolorowe

Struna powstała z mezonu – **kwark i antykwark** a między nimi pole kolorowe

## Etapy w zderzeniu:

### 1. formacja strun

**2. fragmentacja strun** – „naciągnięta” kolorowa struna ma dużą energię i „pęka” produkując mniejsze kawałki strun lub hadrony. W końcowym stadium najmniejsze kawałki strun to hadrony i rezonanse

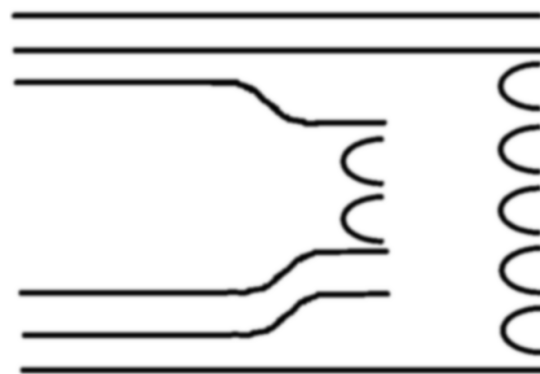
## Dwa mechanizmy formacji strun (cd.) :

### 1. Wymiana pędu (*longitudinal excitation*) np. FRITIOF, UrQMD

Dwa nukleony (tarcza i pocisk) wymieniają pęd (zwykle wielokrotne wymiany pędu). Po wymianie pędu hadrony stają się dwiema wzbudzonymi strunami. Struny tworzą się w ramach tego samego nukleonu (zawierają kwarki pochodzące z tych samych pierwotnych nukleonów)  
⇒ struktura kolorowego singletu hadronów nie jest zmieniona

2. Wymiana koloru (*color exchange*) np. VENUS – najpierw wymiana koloru między dwoma kwarkami – jeden z pocisku a drugi z tarczy (ani sam kwark ani pęd nie jest wymieniany a jedynie kolor). To powoduje że kolorowy singlet jest rozciągnięty pomiędzy partonami z różnych hadronów czyli ⇒ konieczność powstania struny nie w ramach tego samego nukleonu ale struny zawierającej partony z różnych nukleonów pierwotnych

dwie struny powstałe w wyniku  
wymiany koloru między hadronami →  
(diagram kwarkowy)



**W obu ww. przypadkach dwie utworzone struny fragmentują niezależnie od siebie**

## Jak struny fragmentują:

- Pole gluonowe między dwoma końcami struny (energia prop. do długości struny). Pole kolorowe indukuje produkcję par kwark-antykwar
- Pary zaczynają zasłaniać (ekranować pole)  $\Rightarrow$  produkują się dwie „pod-struny”
- Pod-struny mogą kontynuować podziały aż do minimalnej energii  $\Rightarrow$  wtedy takie fragmenty strun zostają hadronami i rezonansami  $\Rightarrow$  fragmenty strun z konkretnymi masami są identyfikowane ze znanymi hadronami i rezonansami)

## Modele fragmentacji strun:

Jeszcze przed fragmentacją strun albo nawet przez zderzeniem do poszczególnych kawałków strun lub hadronów są przypisane pędy (lub pędy poprzeczne) i masy  $\Rightarrow$  potrzebne do tego funkcje struktury znane np. z oddziaływań elementarnych  $e+p$

Są różne „przepisy”: jak struna rozpada się np.

Formalizm **Atru-Menessier** (w modelu VENUS)

Formalizm **LUND (JETSET)** (modele: IRIS, FRITIOF, ATILA, RQMD)

**Field-Feynman** model (modele: QGSM, MCFM, HIJET, QGSM ma teraz swoją funkcję fragmentacji)

Różnice – głównie techniczne np. jak określić położenie punktów pękania (*breakpoints*) na powierzchni struny

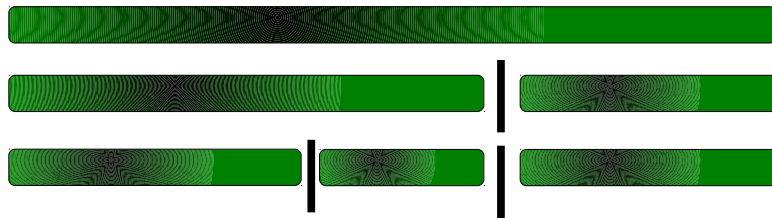
Niektóre modele dają do wyboru który mechanizm fragmentacji strun zastosować (np. UrQMD: *field-Feynman*, *LUND*, *QGSM fragmentation functions*)

# Przykłady modeli fragmentacji strun

## 1. JETSET/LUND (np. we FRITIOF'ie)

**string** → **string + hadron**

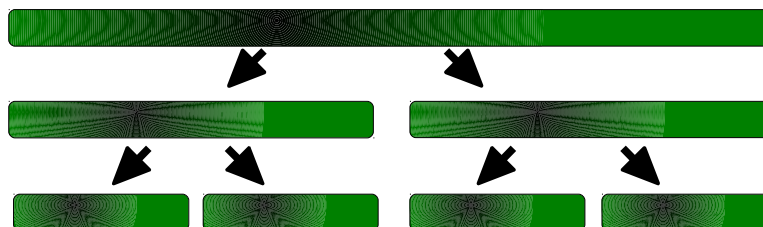
rozpad struny możliwy tylko jeśli jedna ze strun miałaby masę hadronu  
tzw. „struktura salami” – hadron jest odcinany z końca struny, następny z pozostałej części itd. Procedura kończy się gdy masa struny jest poniżej pewnej zadanej wartości. Kawałki strun są identyfikowane ze znanymi hadronami stabilnymi i rezonansami



## 2. AMOR Atru-Mennessier Off-shell Resonance model (np. w VENUS)

**string** → **string + string**

tzw. „struktura drzewa” – rozpad struny na dwie pod-struny, te kolejno na cztery itd. Pod-struny mogą mieć arbitrarne masy czyli mogą być hadronami, rezonansami albo strunami o dużej masie ⇒ nie wymagane jak w LUND żeby fragmenty strun były hadronami (dyskretne masy). Tu również jest cięcie na minimalną masę struny poniżej której już się nie dzieli



Modele dla A+A zwykle są ekstrapolacją zderzeń N+N (fenomenologia zderzeń ciężkich jonów oparta jest na ekstrapolacjach ze znanych regionów oddziaływań N+N przy wysokich energiach), chociaż znane efekty z A+A również się uwzględnia (np. pęd Fermiego)  $\Rightarrow$

**Modele strunowe przeważnie traktują A+A jako superpozycję niezależnych lub prawie niezależnych zderzeń N+N czyli prawa geometrii (centralność, parametr zderzenia  $\rightarrow$  wykład 6) określają jak dużo będzie takich pojedynczych, niezależnych źródełek (N+N) w zderzeniu A+A**

**Parametrami wejściowymi modelu strunowego dla A+A zwykle są:**

- Rodzaj zderzających się jąder (liczba A, Z)
- Energia zderzenia (w CMS lub LAB)
- Parametr zderzenia (wykład 6)  $b_{\max}$  lub przedział  $(b_{\min}, b_{\max}) \Rightarrow$  centralność zderzenia
- dodatkowe ustawienia np. włączyć/wyłączyć oddziaływania w stanie końcowym np. rozpraszanie (*rescattering*) wyprodukowanych już cząstek, włączyć/wyłączyć rozpady słabe niestabilnych cząstek (+ które cząstki)

Po generacji zwykle dostajemy pełne DST dla wszystkich przypadków a dla pojedynczej cząstki jej ID, ładunek, E,  $(p_x, p_y, p_z)$ , czas emisji, etc.

Dane z modeli (zwykle nie zawierają egzotycznych efektów typu faza partonowa/QGP; wyjątki to np. model AMPT czy PHSD) porównujemy z danymi doświadczalnymi  $\Rightarrow$  **sprawdz. czy w danych pojawiła się jakaś „nowa fizyka” a nie tylko „tło” od konwencjonalnej fizyki**



1. **Modele uwzględniające oddziaływania w stanie końcowym** (*rescattering* między wyprodukowanymi cząstkami): VENUS, RQMD, UrQMD, HSD, PHSD
2. **Modele nie uwzględniające oddziaływań między wyprodukowanymi cząstkami**: FRITIOF, LEXUS, HIJING

**Nie wszystkie modele zderzeń A+A radzą sobie z produkcją wysokoenergetycznych jetów i ciężkich kwarków (c, b)**

**PYTHIA i JETSET** – programy powstałe na LUND University („*Lund Monte Carlo*” family), obecnie połączyły się w jedno pod nazwą PYTHIA (wersja 6–8)

**PYTHIA** – model do generacji zderzeń np.  $e^+e^-$ ,  $p+p$ ,  $\text{anty-}p+p$ , ale aktualnie również **A+A, przy wysokich energiach**. Zawiera twarde i miękkie interakcje, rozkłady partonów, strumienie partonów (*parton showers*), wielokrotne oddziaływania, fragmentację i rozpady. **Do twardych procesów: pQCD**. Najnowsze wersje dają możliwość implementacji nawet supersymetrii i niezachowania liczb barionowych i leptonowych!

Po co nam PYTHIA? Skoro tak dobrze symuluje twarde oddziaływania  $p+p$  z produkcją jetów lub/i ciężkich kwarków to **generuje się zderzenia twarde  $p+p$  w PYTHIA (jet events) i dodaje do rezultatów A+A z „miękkich modeli”** (typowe modele do zderzeń A+A). Jest to tzw. **dosypywanie jetów**. Ilość jetów dosypywanych do zderzeń A+A zwykle zależy od energii A+A i centralności. Produkcja ciężkich kwarków 'c' to najczęściej generacja  $p+p$  (PYTHIA) i przeskalowanie wyników przez  $N_{\text{coll}}$  ( $\rightarrow$  wykład 6) żeby mieć przewidywania dla A+A (np. Pb+Pb)

## HIJING = Heavy Ion Jet INteraction Generator

**W modelu HIJING zaimplementowano fragmenty z PYTHIA** żeby analizować dane A+A przy wyższych energiach top SPS, RHIC z uwzględnieniem rosnącego wkładu od procesów twardych (jety)

⇒ gotowy model; nie trzeba już dosypywać przypadków z jetami

HIJING:

- Wykorzystuje założenia modelu FRITIOF i modelu Dual Parton do opisu zderzeń w średnich energiach ( $\sqrt{s} < 20$  GeV/nukleon)
- dla wyższych energii włączają się procesy twarde – do opisu zderzeń hadronów wykorzystywany jest kod z PYTHIA
- dodano symulację oddziaływania w stanie końcowym dla jetów o wysokim  $p_T$
- wcześniejsze wersje nie mają informacji o współrzędnych czasowo-przestrzennych produkowanych cząstek; począwszy od wersji 1.4.11 (marzec 2010) informacje te są

**Do roku 2008 HIJING był jedynym generatorem zderzeń jądrowych który uwzględniał efekty perturbacyjnej QCD (twarde rozpraszania)**

**W 2008 pojawiła się konkurencja; wersja UrQMD2.3 (i w górę) ma możliwość symulacji wkładu od jetów (przy implementacji kodu z PYTHIA); szczegóły: arXiv:0805.0567.**

**Wersje 3.3 oraz 3.4 mają dodatkowo ewolucję hydrodynamiczną**

## PHSD = Parton-Hadron-String Dynamics

W modelu **PHSD** uwzględniono fazę uwolnienia (przejścia do QGP !) oraz efekty odzyskania symetrii chiralnej (CSR)

PHSD:

- Model mikroskopowy
- Konsystentny opis pełnej ewolucji relatywistycznego zderzenia ciężkojonowego:
  - od początkowych twardych rozprożeń i formacji strun (struny z modelu LUND)
  - poprzez dynamiczną fazę przejścia fazowego
  - aż do silnie oddziałującej QGP (sQGP)
  - wreszcie hadronizację oraz
  - oddziaływania w rozszerzającej się fazie hadronowej (jak w modelu HSD)
- Opis transportu kwarków i gluonów w PHSD oparty jest o Dynamical Quasi-Particle Model (DQPM) dla partonów który odtwarza wyniki „lattice QCD” dla QGP w równowadze termodynamicznej

Więcej informacji o modelu np. w arXiv:1711.01976 lub 1711.07789

Dwa popularne modele wysokoenergetycznych zderzeń A+A:

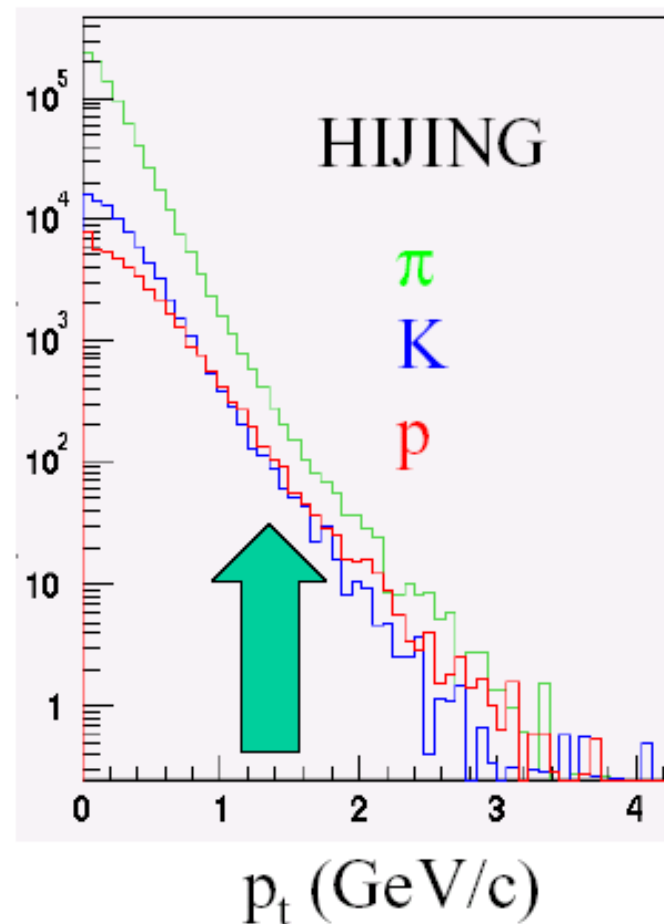
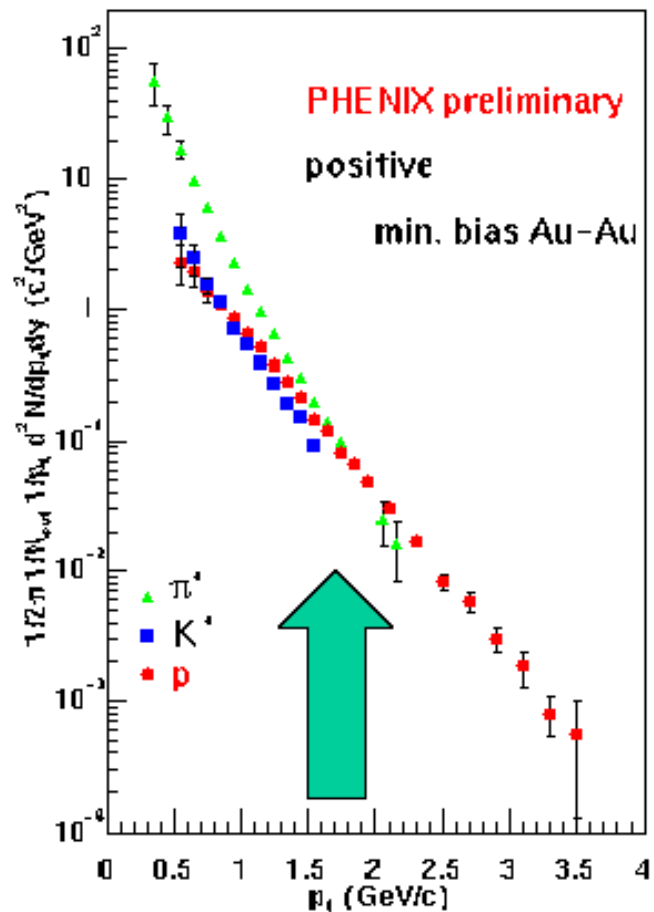
**PHSD** – zawiera rezonanse, struny i QGP [Cassing, Bratkovskaya, Nucl .Phys .A 831 (2009) 215]

**SMASH** – zawiera rezonanse i struny [Mohs, Ryu, Elfner, J. Phys.G 47 (2020) 6, 065101]

# Jak dobrze modele mikroskopowe odtwarzają podstawowe charakterystyki (spektra inkluzywne, krotności)

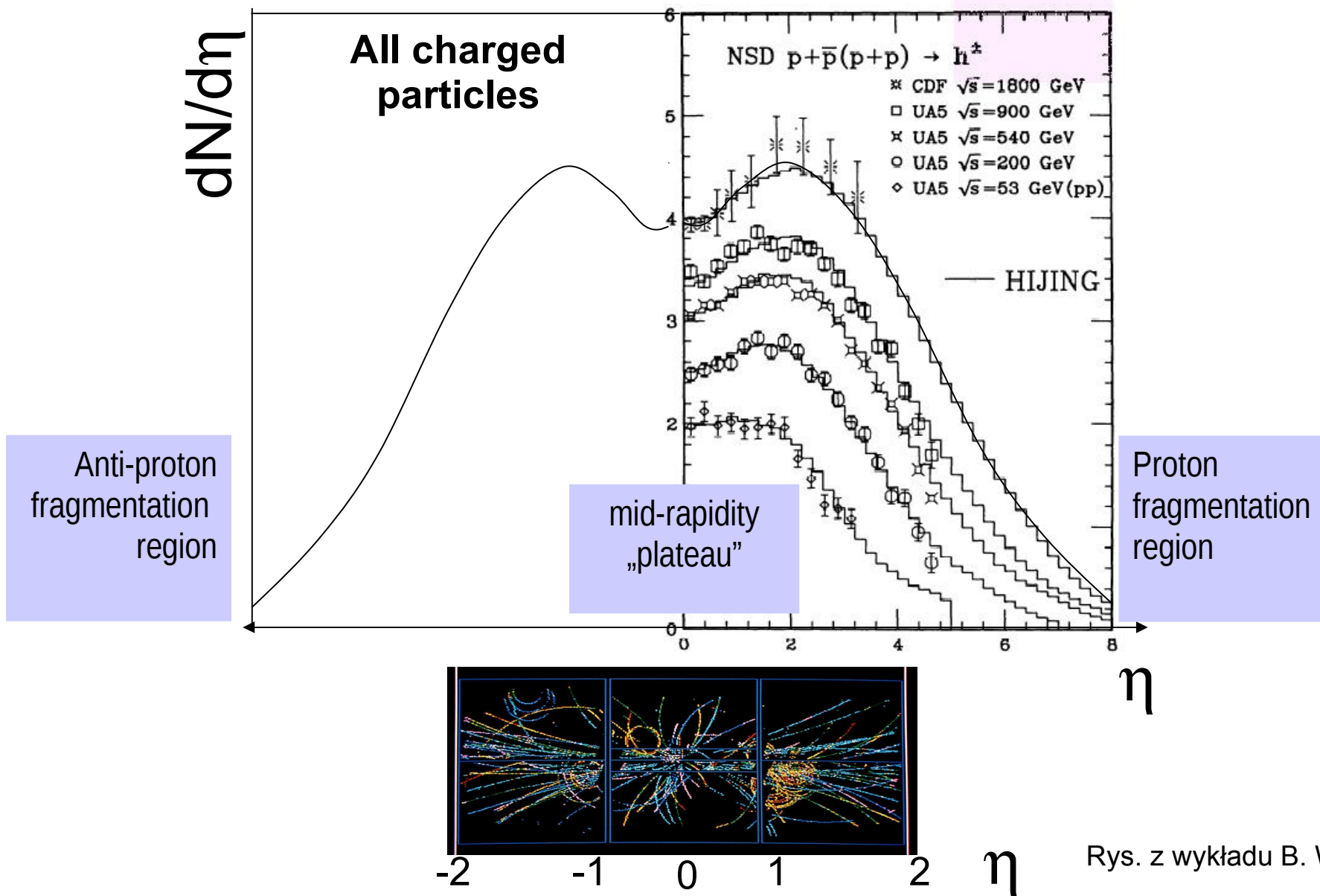
## w zderzeniach N+N oraz A+A

Spektrum **pędu poprzecznego** hadronów Au+Au przy  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV (**PHENIX**)



# Rozkłady pseudorapidity w zderzeniach p+antyp oraz p+p w szerokim spektrum energii → **porównanie z HIJING**

UA5, ZPC 33 (1986) / CDF, PRD 41 (1990)



# Rozkłady rapidity w zderzeniach Pb+Pb przy SPS → porównanie z UrQMD

(wersja starsza, bez jetów)

lewy – rozkład netto protonów

prawy – ujemnie naładowane hadrony

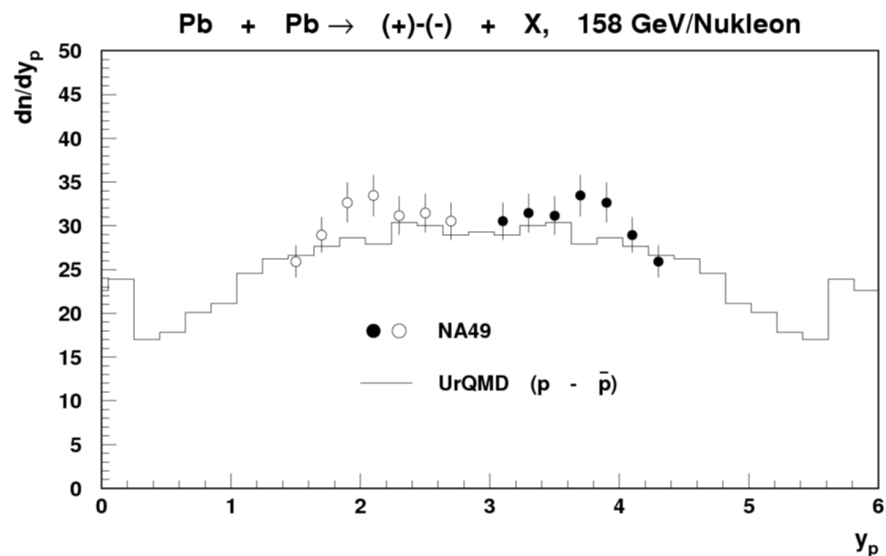


Figure 4.1: Rapidity distributions of net-protons for Pb+Pb collisions at the SPS (160 AGeV) in comparison to preliminary NA49 data [157].

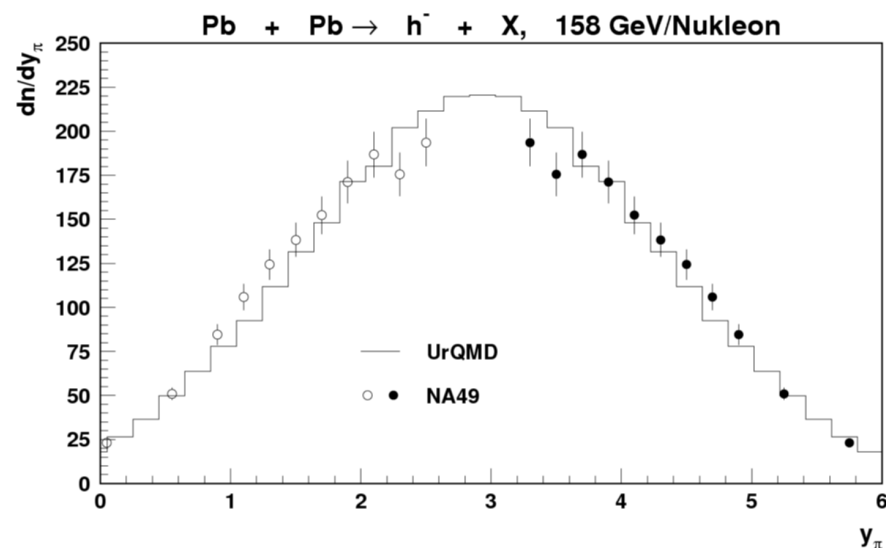
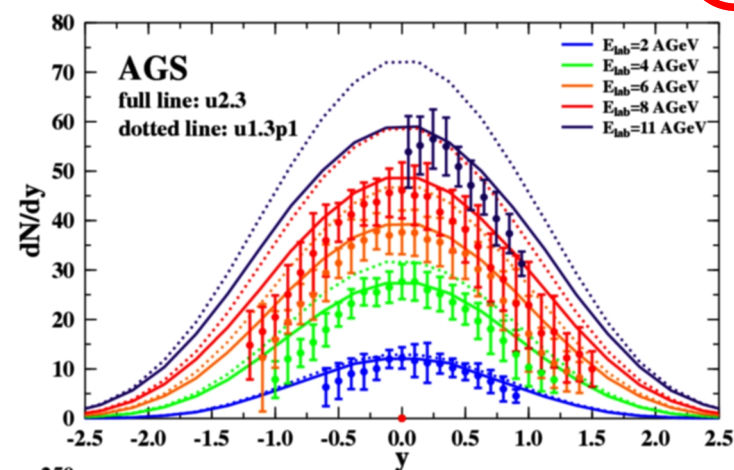


Figure 4.2: Rapidity distributions of negatively charged hadrons (i.e.  $\pi^-$ ,  $K^-$  and  $\bar{p}$ ) for Pb+Pb collisions at the SPS (160 AGeV) in comparison to preliminary NA49 data [157].

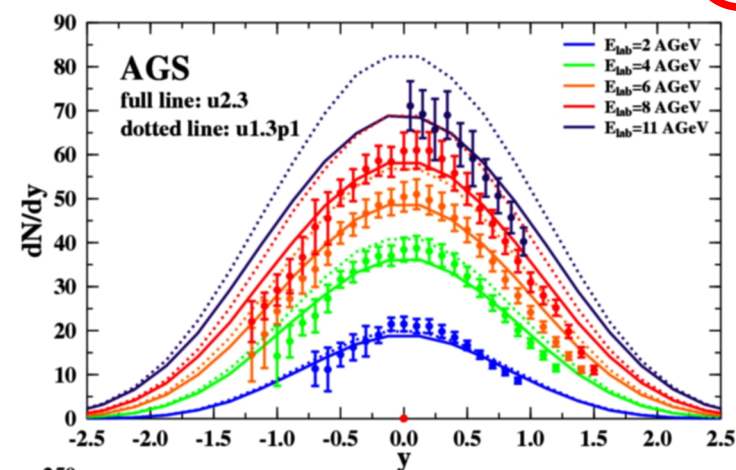


# UrQMD 2.3 - dodane twarde rozpraszania (pQCD) z modelu PYTHIA dla $\sqrt{s_{NN}}$ powyżej 10 GeV

UrQMD-2.3 vs. 1.3p1, Au+Au/Pb+Pb,  $\pi^+$



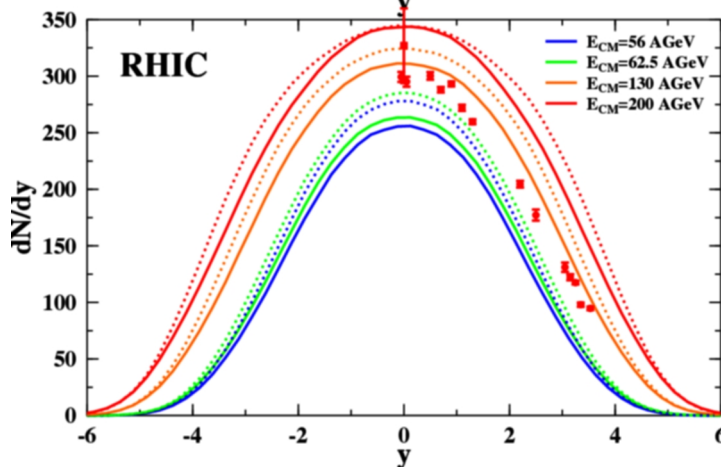
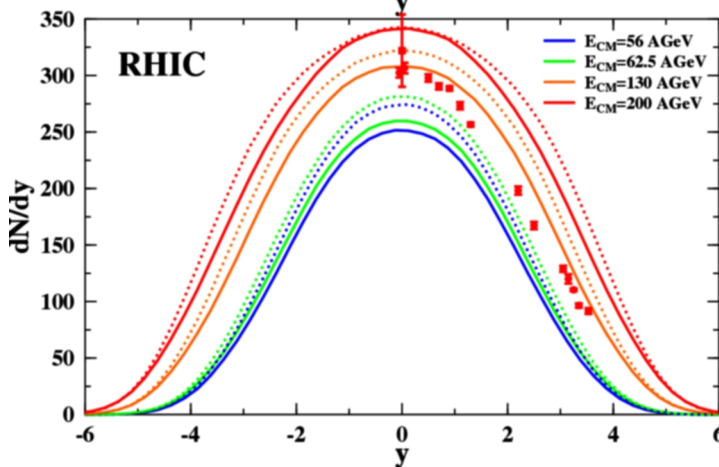
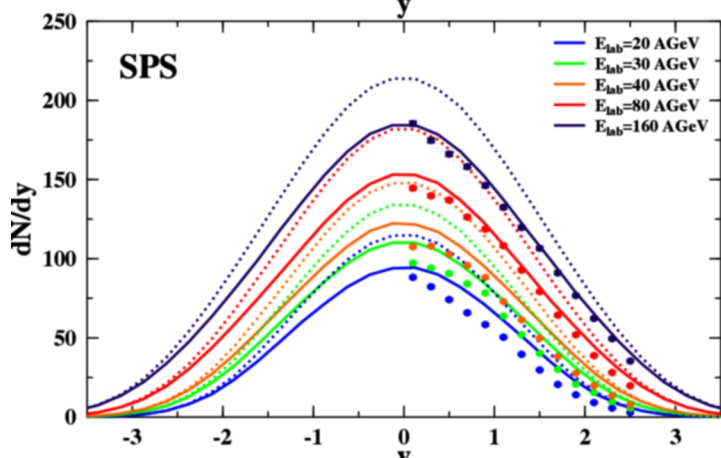
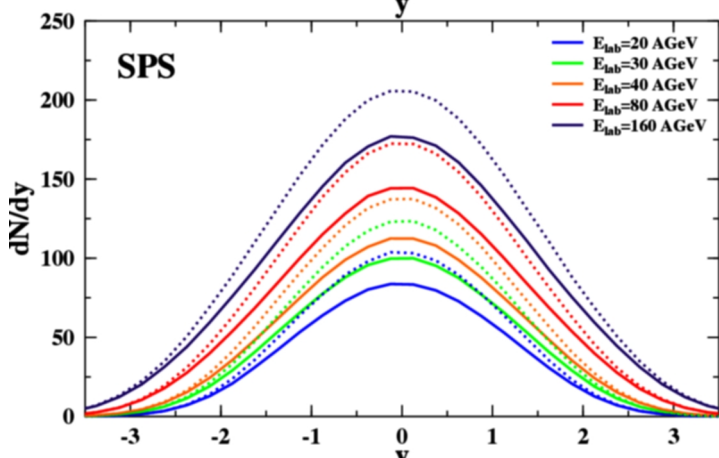
UrQMD-2.3 vs. 1.3p1, Au+Au/Pb+Pb,  $\pi^-$



Zderzenia  
centralne  
 $b < 3.4$  fm

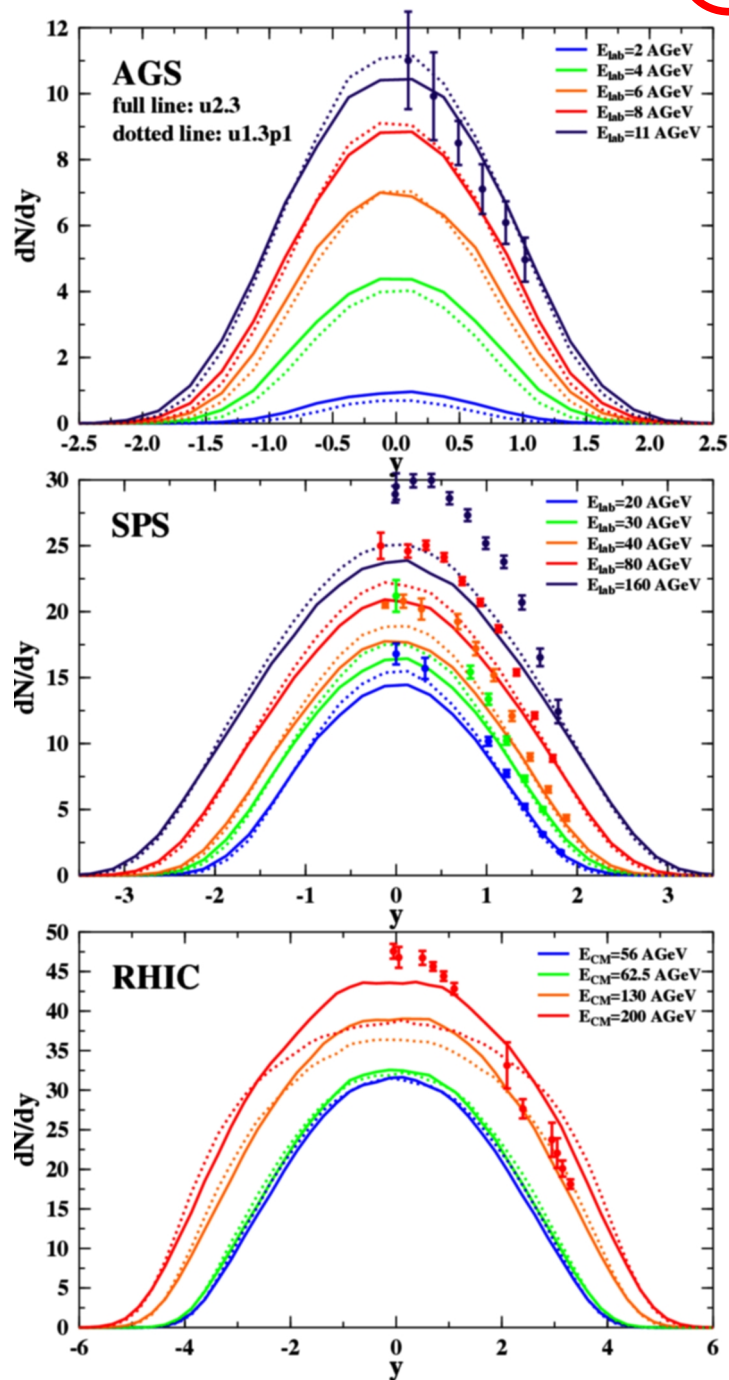
porównanie  
UrQMD 2.3 i 1.3

Rys. arXiv:0805.0567

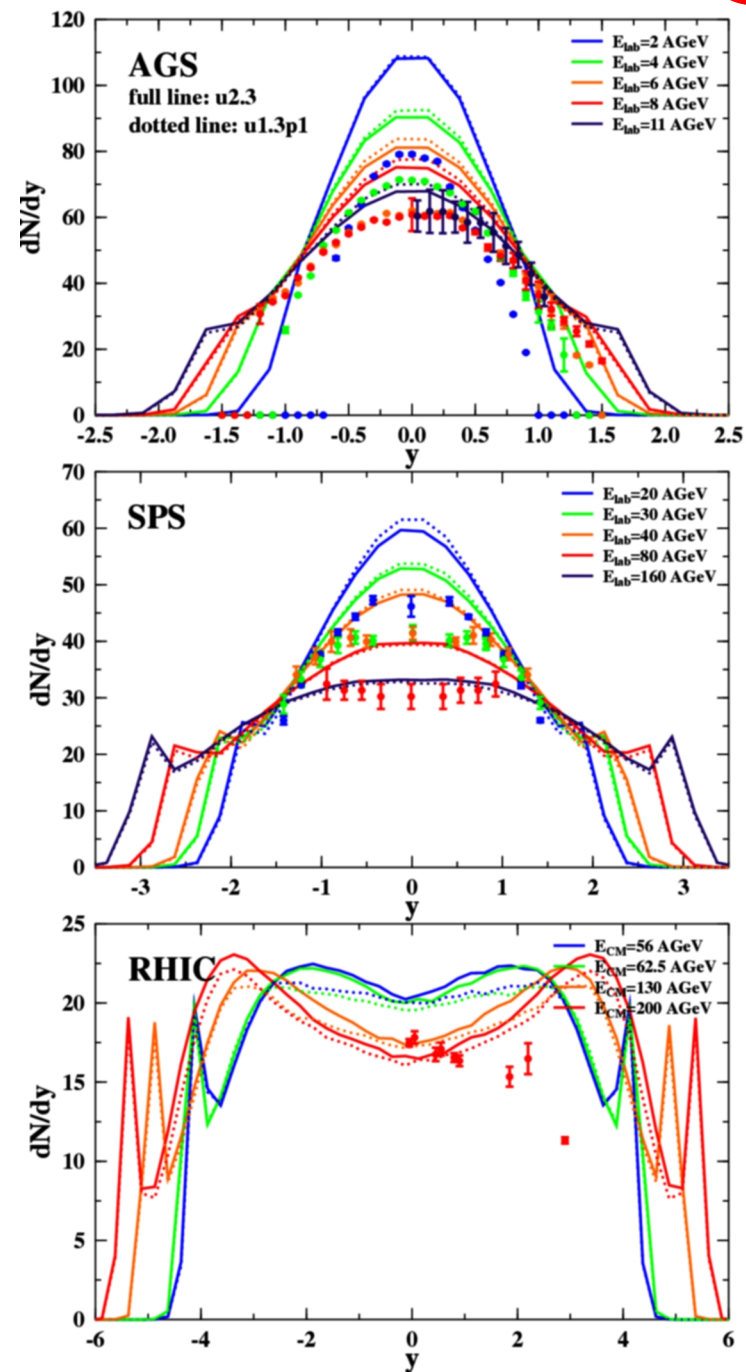




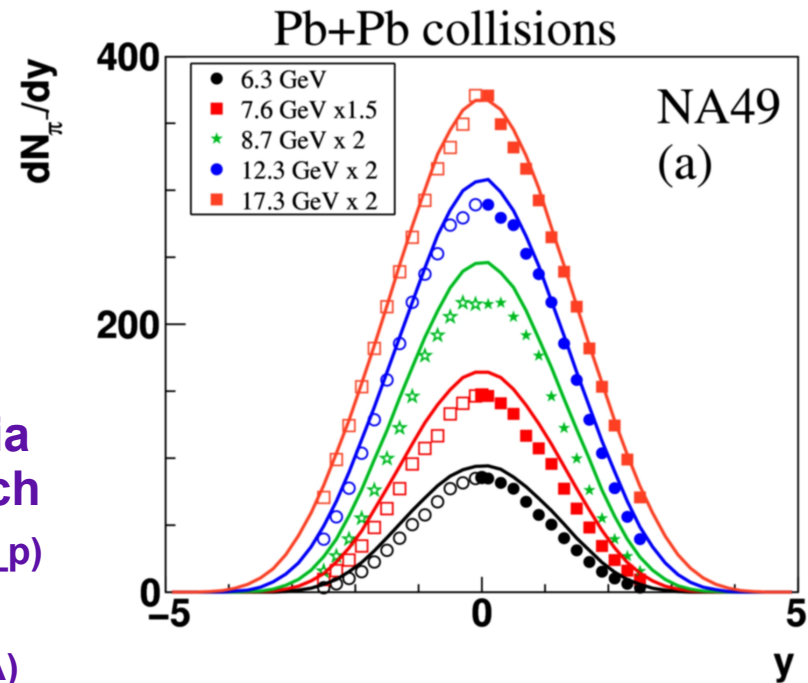
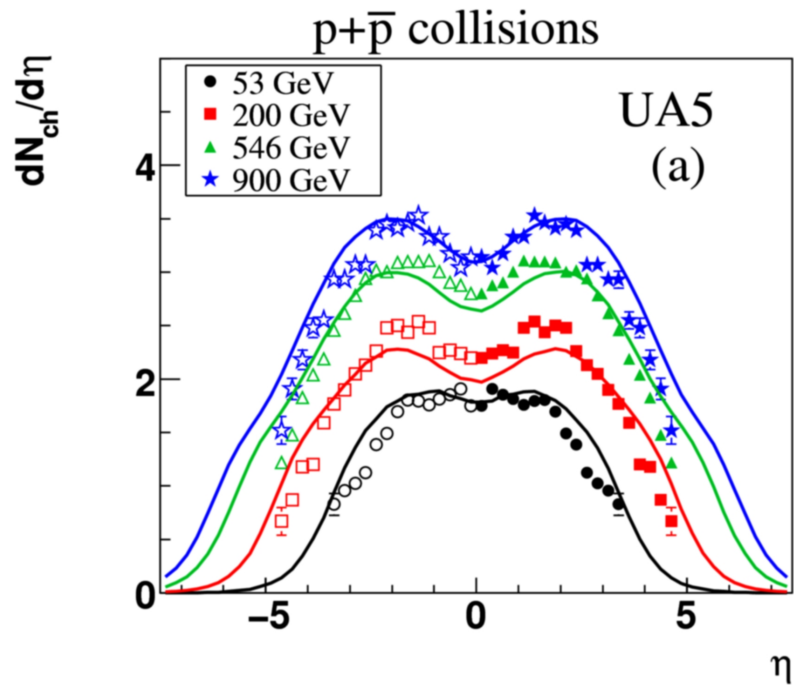
UrQMD-2.3 vs. 1.3p1, Au+Au/Pb+Pb  $K^+$



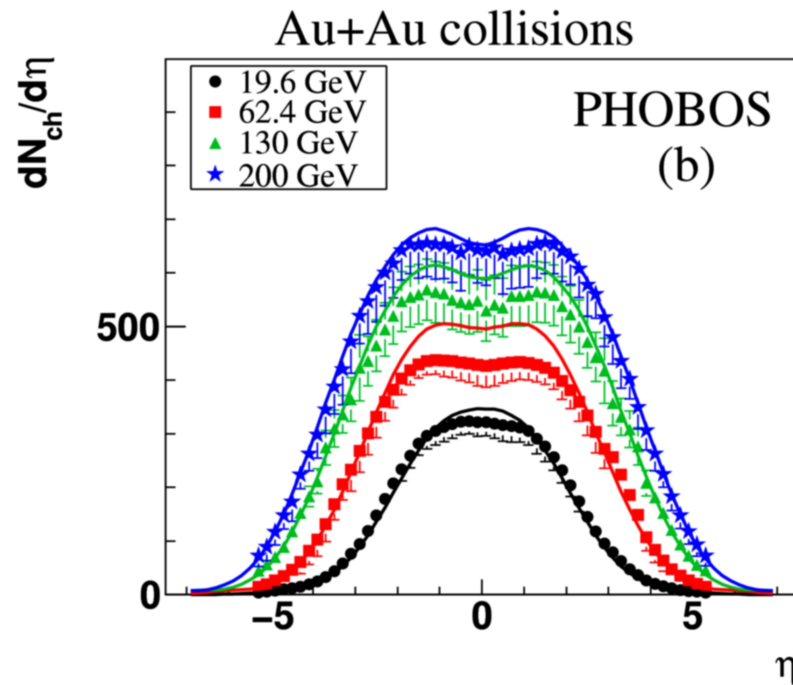
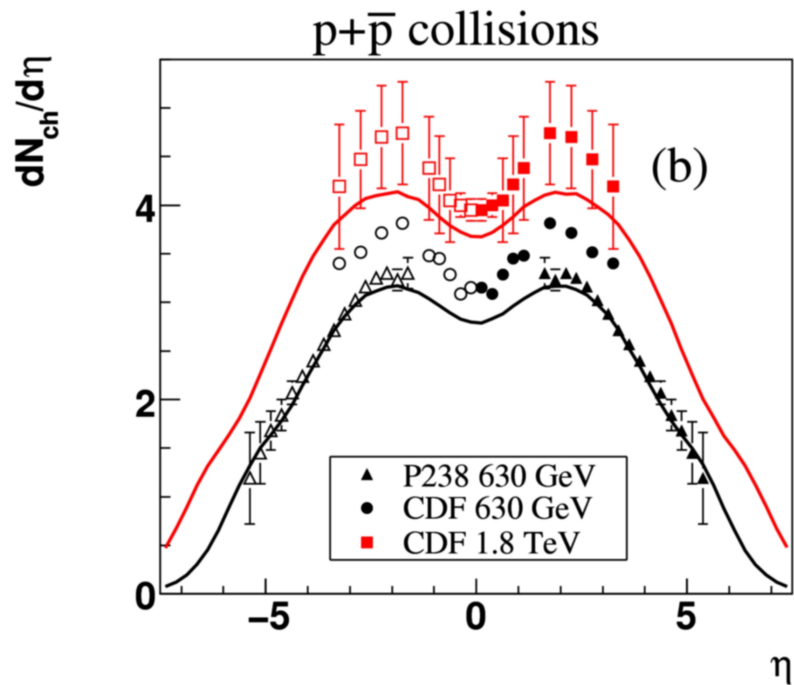
UrQMD-2.3 vs. 1.3p1, Au+Au/Pb+Pb, P



# UrQMD 2.3 (Rys. z arXiv:0812.2041)

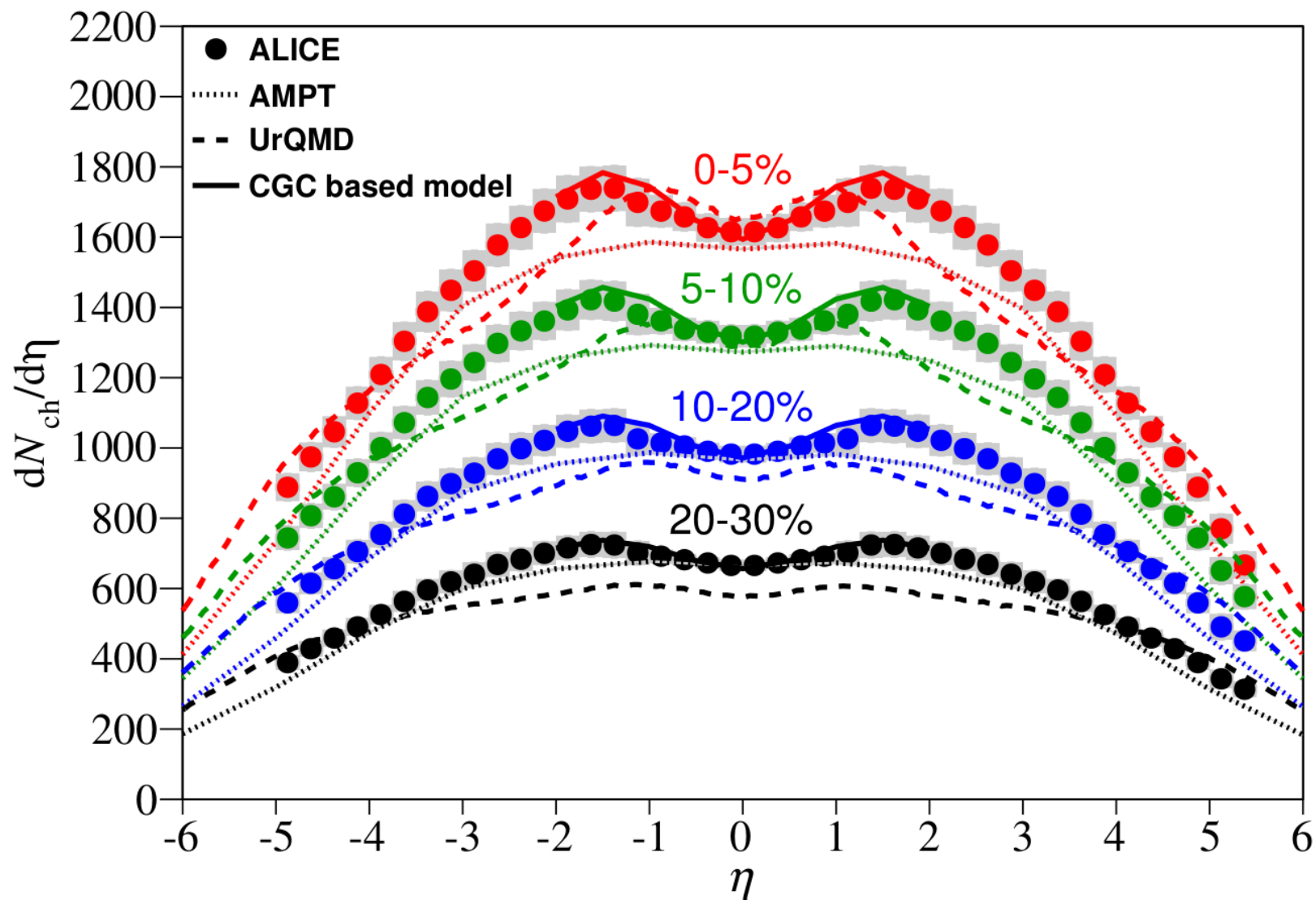


obliczenia  
dla różnych  
 $\sqrt{s}$  (p+anty\_p)  
lub  
 $\sqrt{s_{NN}}$  (A+A)



Wyniki ALICE (LHC) Pb+Pb przy  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$  TeV

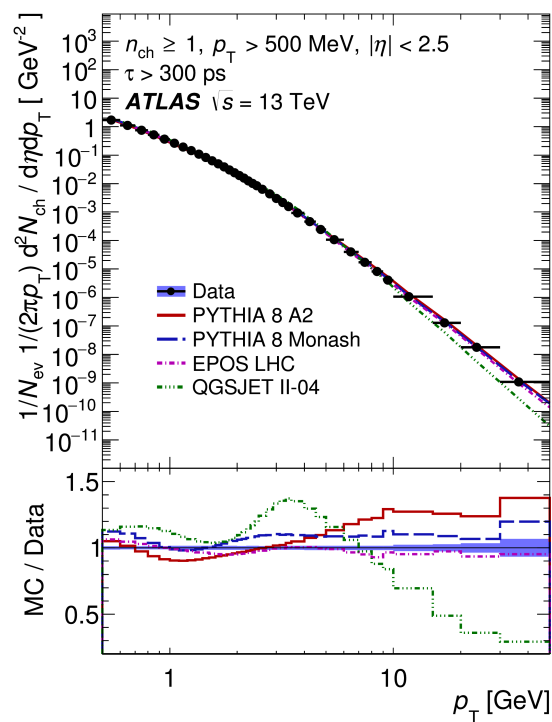
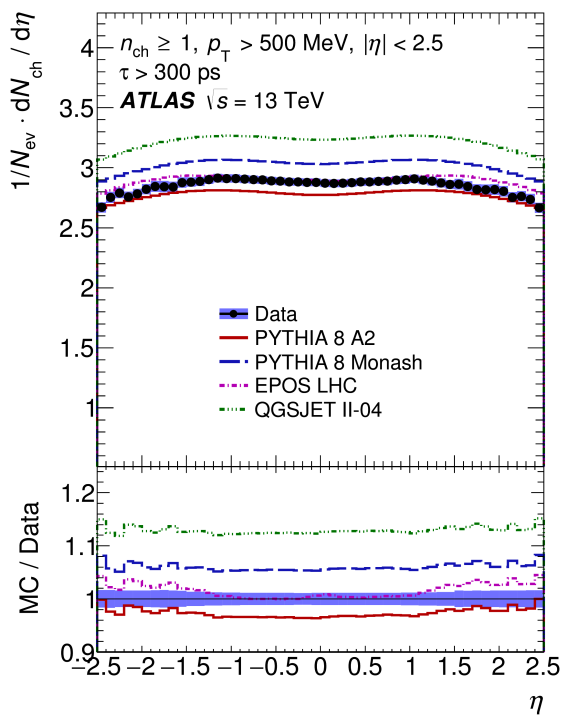
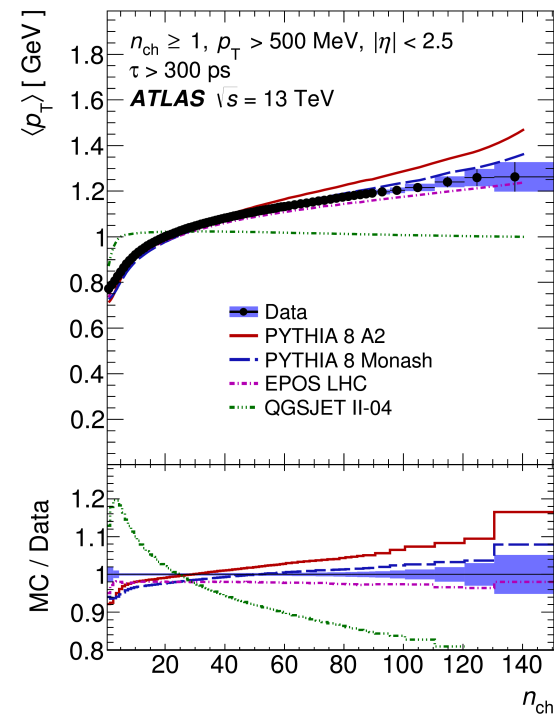
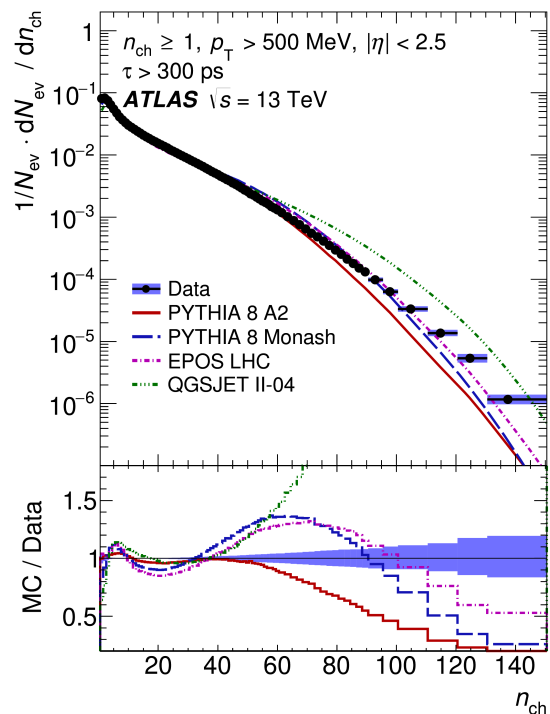
Porównanie z **UrQMD**, **AMPT** (Rys. z arXiv:1304.0347v4)



# Wyniki ATLAS (LHC) p+p, $\sqrt{s} = 13$ TeV

## Porównanie z różnymi modelami

(Rys. z arXiv:1602.01633)



**Krotność różnych cząstek w zderzeniach p+p przy  $\sqrt{s} = 27$  GeV  
→ porównanie z UrQMD**

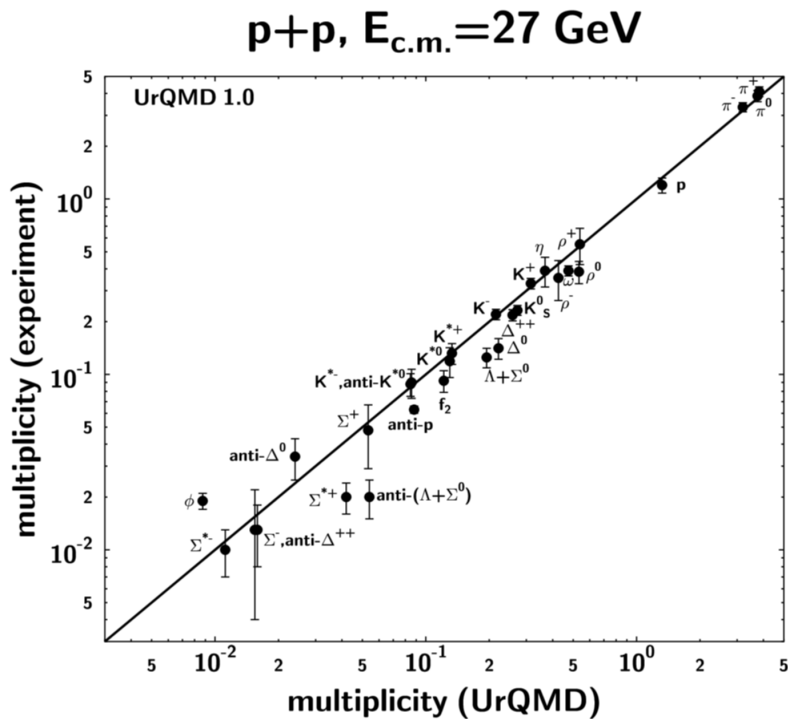
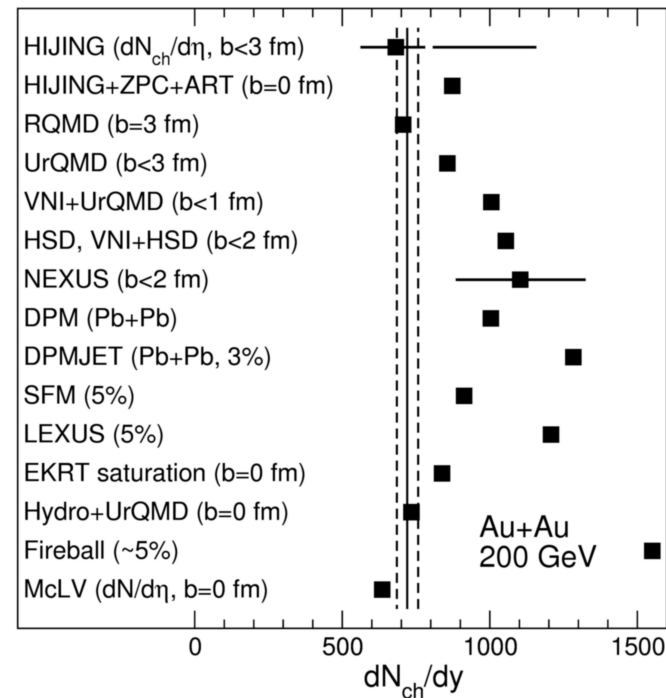
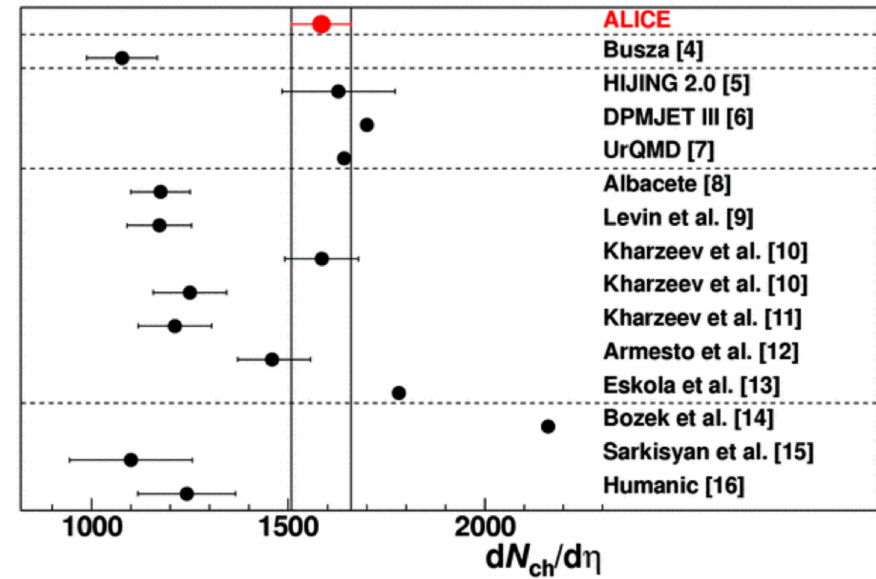


Figure 3.18: Data [144, 145, 146] vs. UrQMD particle multiplicities in proton-proton reactions at a c.m. energy of 27 GeV.



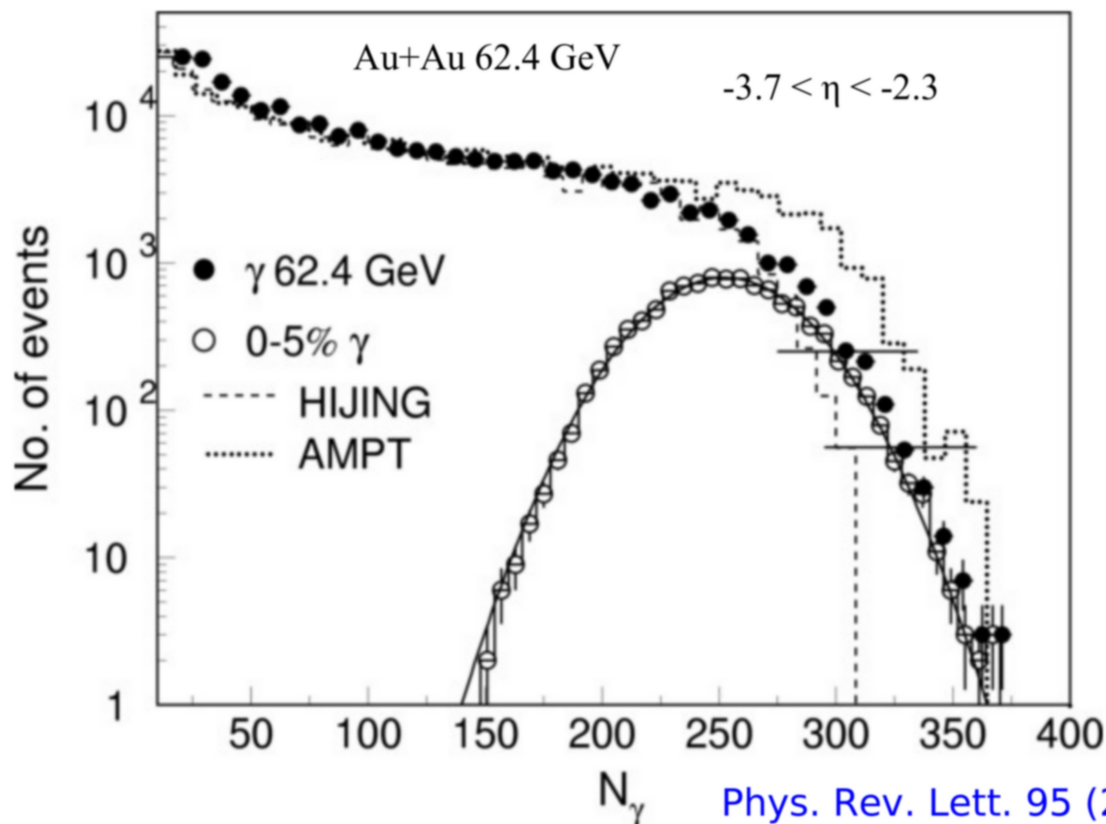
Jak różne modele (nie tylko mikroskopowe) radzą sobie z przewidywaniem krotności cząstek dla danych przy RHIC (górny, arXiv:0707.0328) oraz przy LHC 2.76 TeV (dolny, arXiv:1201.4264)



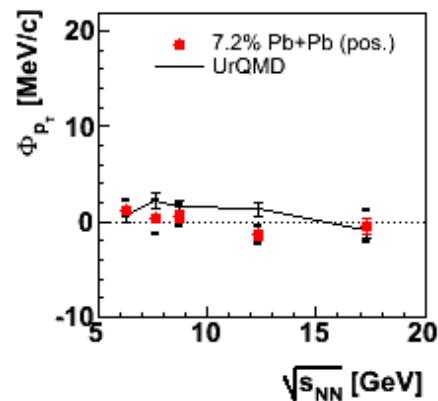
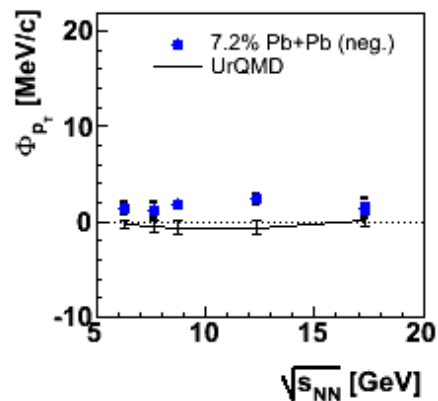
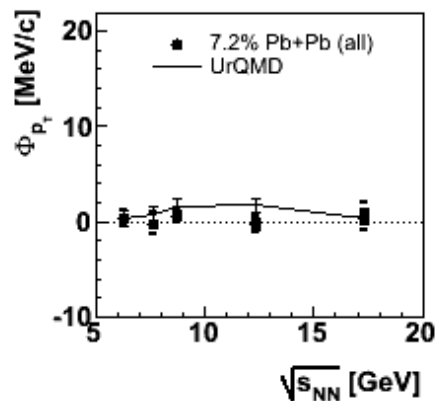


Bywa, że modele niezbyt dobrze opisują dane nawet już na poziomie odtwarzania rozkładów krotności (zob. też dwa poprzednie slajdy). **Rozkład krotności fotonów** produkowanych w eksperymencie STAR w porównaniu z HIJING (*underprediction*) i AMPT (*overprediction*) w obszarze forward-radidity Zamknięte koła – minimum bias, otwarte – zderzenia centralne

## Multiplicity Distribution



Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 062301



UrQMD – wersja 1.3  
 ← tu brak „nowej” fizyki

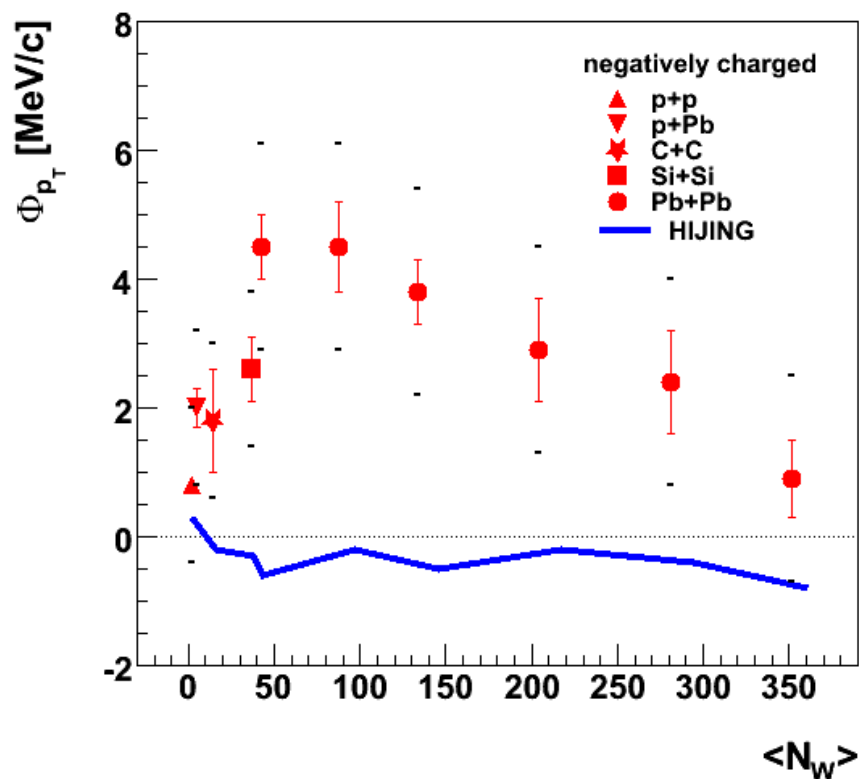
## Korelacje / fluktuacje

Zmienna  $\Phi_{p_T}$  mierzy fluktuacje dynamiczne w pędzie poprzecznym (wykład 12)

Jeśli A+A jest superpozycją niezależnych zderzeń N+N to  $\Phi_{p_T}$  dla A+A jest takie samo jak  $\Phi_{p_T}$  dla N+N

⇒ modele m.in. HIJING symulując zderzenia A+A zakładają że jest ono superpozycją niezależnych (czasami prawie niezależnych) zderzeń N+N → prawy rysunek

Porównanie z modelem  
 → sygnatura „nowej” fizyki





## Ograniczenia modeli strunowych:

**Przy bardzo dużych energiach struny na logikę powinny zacząć się przekrywać**  
– nie powinny być już traktowane jako niezależne obiekty

Rozwija się również **modele kaskady partonowej** (*Parton Cascade Models*):

- Oparte o pQCD
- Stan początkowy opisywany przez rozkłady kwarków i gluonów  $q_f(x, Q^2)$ ,  $g(x, Q^2)$
- Zderzające się jądra traktowane są jak chmury kwarków i gluonów przechodzących przez siebie
- Wielokrotne twarde rozpraszanie między nimi; promieniowanie hamowania gluonów, etc.

**Ograniczenia modeli kaskady partonowej: nie mogą być stosowane do niskich energii** bo rozproszenia partonów są tam z małymi przekazami pędu – zbyt małymi żeby mogły być opisywane przez teorię perturbacyjną

**Dlatego też do opisu miękkich procesów lepsze są modele strunowe a do twardych procesów kaskady partonowe**

**Dane RHIC A+A są obecnie najlepiej opisywane przy użyciu HIJING i UrQMD**

Zupełnie inną klasę modeli stanowią **modele termodynamiczne/statystyczne** czyli **MAKROSKOPOWE** (**statystyczny opis wielocząstkowego systemu**)

- NIE śledzą losów poszczególnych hadronów w trakcie zderzenia (jak kaskadowe)
- NIE śledzą losów strun
- Zamiast analizować równania ruchu dla każdego obiektu stosuje się podejście statystyczne (termodynamiczne)
- Zakładają np. istnienie **źródła emitującego cząstki** (np. zgodnie z rozkładem Boltzmana).
- Krotności przypadków oraz **charakterystyki kinematyczne cząstek** (pędy poprzeczne, rapidity) **są losowane** z rozkładów znanych ze statystyki/termodynamiki
- W modelach termodynamicznych pojawia się równanie stanu; jedynie kilka parametrów makroskopowych
  - ♦ ale należy pamiętać że liczba cząstek nie jest stała
  - ♦ trzeba wziąć pod uwagę: zasadę zachowania liczby barionowej, ładunku elektrycznego, zapachu w oddziaływaniach silnych

**Modele hydrodynamiczne** – skupiają się na **kolektywnych zachowaniach materii jądrowej jako cieczy**:

Powstały po zderzeniu A+A obszar materii (*fireball*) traktują jak płyn i stosują prawa mechaniki ośrodków ciągłych (mechaniki płynów) – określają parametry takie jak prędkości, ciśnienie, gęstość i temperatura w zależności od współrzędnych przestrzennych i czasowych.

Modele zajmują się również badaniem lepkości cieczy i przepływów (*flow* – pole prędkości czyli zależność prędkości od czasowo-przestrzennych współrzędnych).

Przypomnienie: przepływ – np. stacjonarny, laminarny (warstwowy), turbulentny (wirowy)

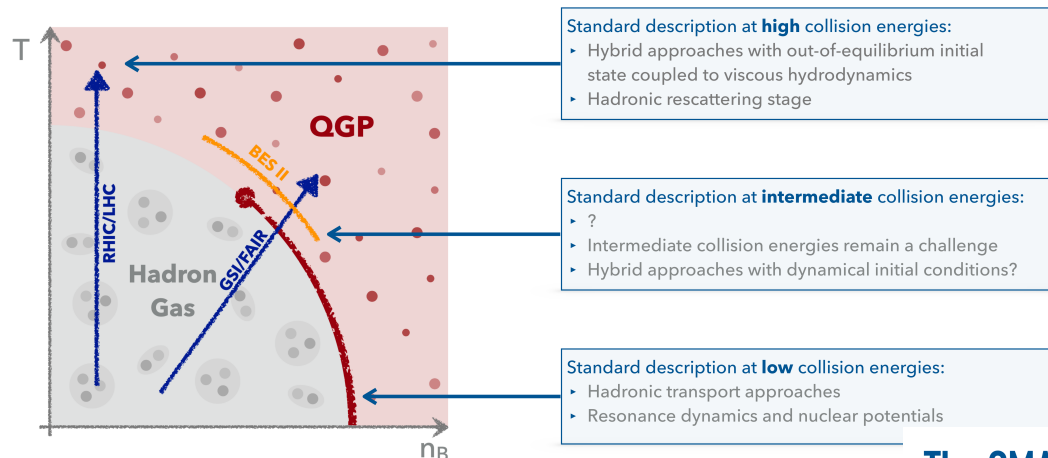
# Istnieje również cała lista modeli „hybryd”

## Przykład 1: HYDJET++ (hydrodynamika + jety)

zawiera „miękki” ztermalizowany komponent który jest traktowany hydrodynamicznie oraz „twardy” komponent symulowany przez PYTHIA

zob. np. J. Phys. Conf. Ser. 1690 (2020) 1, 012117; PoS ICHEP2018 (2019) 443; Nucl. Part. Phys. Proc. 289-290 (2017) 381-384

## Exploring the QCD phase diagram



Anna Schäfer

Exploring the high baryon-density regime of the QCD phase diagram within a novel hybrid model

## SMASH = Simulating Many Accelerated Strongly-interacting Hadrons

Weil et al.: Phys. Rev. C 94 (2016) 5, 054905  
Sciarra, Elfner, Front. in Phys. 12 (2024)  
1502621[arXiv:2409.20024]

Dobry opis dla energii GSI-FAIR

<https://smash-transport.github.io>

## Przykład 2: SMASH-vHLE-hybrid (transport + hydrodynamika)

Do zderzeń ciężkich jonów przy pośrednich i wysokich energiach

<https://github.com/smash-transport/smash-vhll-hybrid>

A. Schafer, CPOD 2021

## The SMASH-vHLE-Hybrid

- Modular hybrid approach for the description of intermediate and high energy heavy-ion collisions
- Open-source and public
- <https://github.com/smash-transport/smash-vhll-hybrid>

Weil et al.: PRC 94 (2016)  
DOI: 10.5281/zenodo.3484711  
Cooper and Frye: Phys.Rev.D 10 (1974)  
Huovinen et al.: Eur. Phys. J A 48 (2012)  
Karpenko et al.: PRC 91, 064901 (2015)  
Karpenko et al.: Comput. Phys. Commun. 185 (2014)

Anna Schäfer

Exploring the high baryon-density regime of the QCD phase diagram within a novel hybrid model

### SMASH

- Hadronic transport approach
- Initial conditions

+

### vHLE

- 3+1D viscous hydrodynamics (event-by-event)
- CORNELIUS routine to determine freezeout surface

+

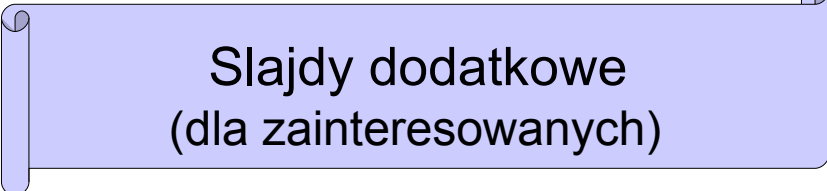
### smash-hadron-sampler

- Cooper-Frye sampler
- Particization of fluid elements

+

### SMASH

- Hadronic transport approach
- Evolution of the late hadronic rescattering stage



Slajdy dodatkowe  
(dla zainteresowanych)

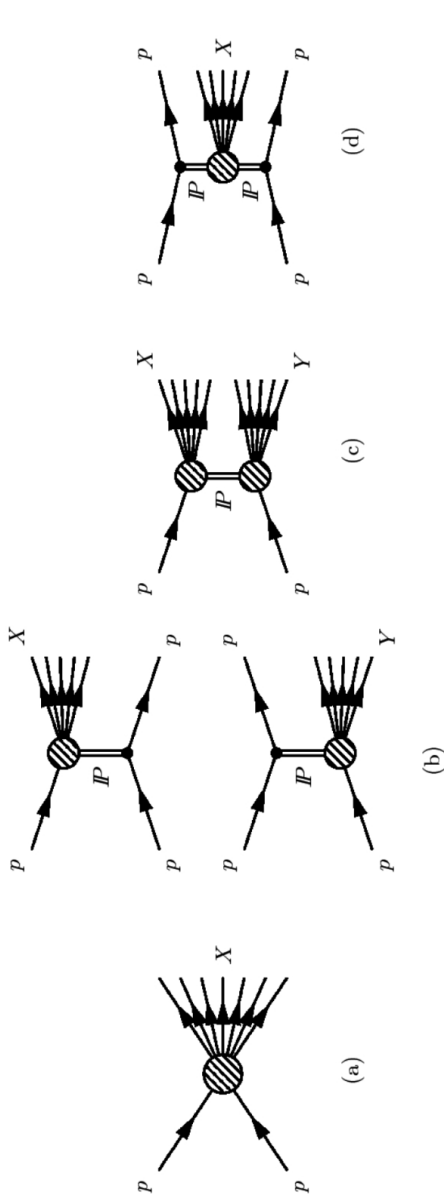


Figure 1: Schematic diagrams of (a) nondiffractive,  $pp \rightarrow X$ , and diffractive processes with (b) single dissociation,  $pp \rightarrow Xp$  or  $pp \rightarrow p\bar{p}$ , (c) double dissociation,  $pp \rightarrow XY$ , and (d) central diffractive,  $pp \rightarrow p\bar{X}p$ ;  $X(Y)$  represents a dissociated proton or a centrally produced hadronic system.

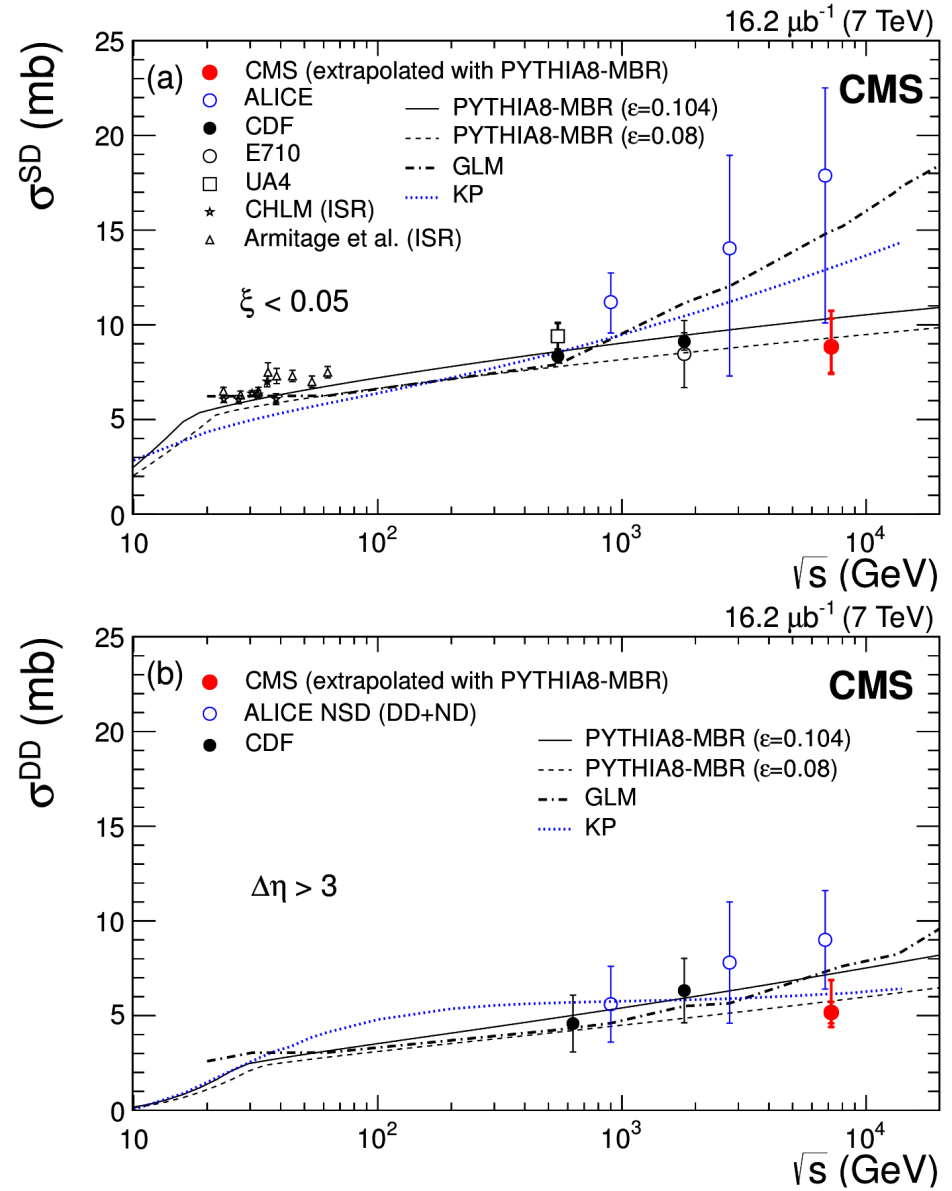
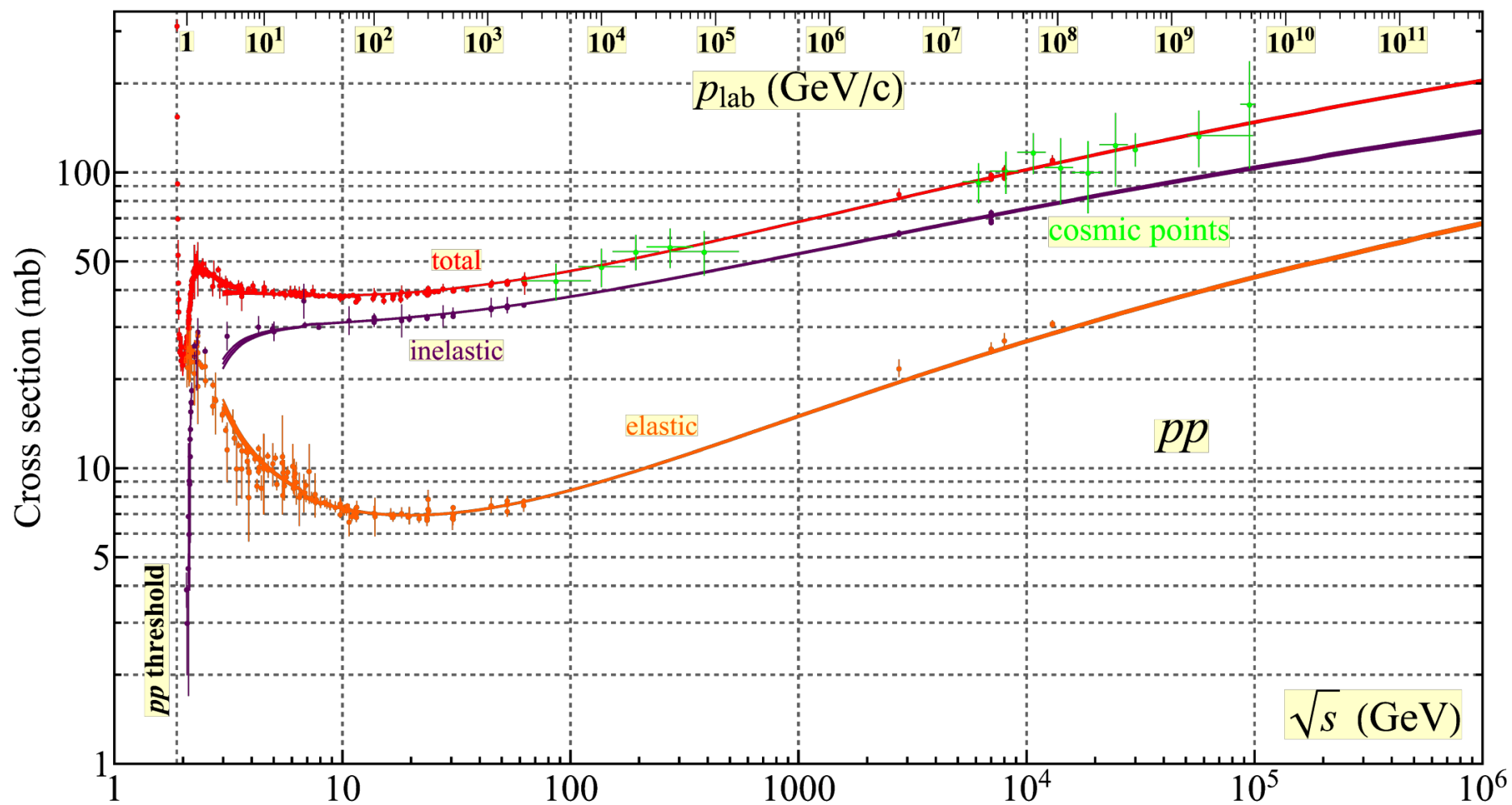
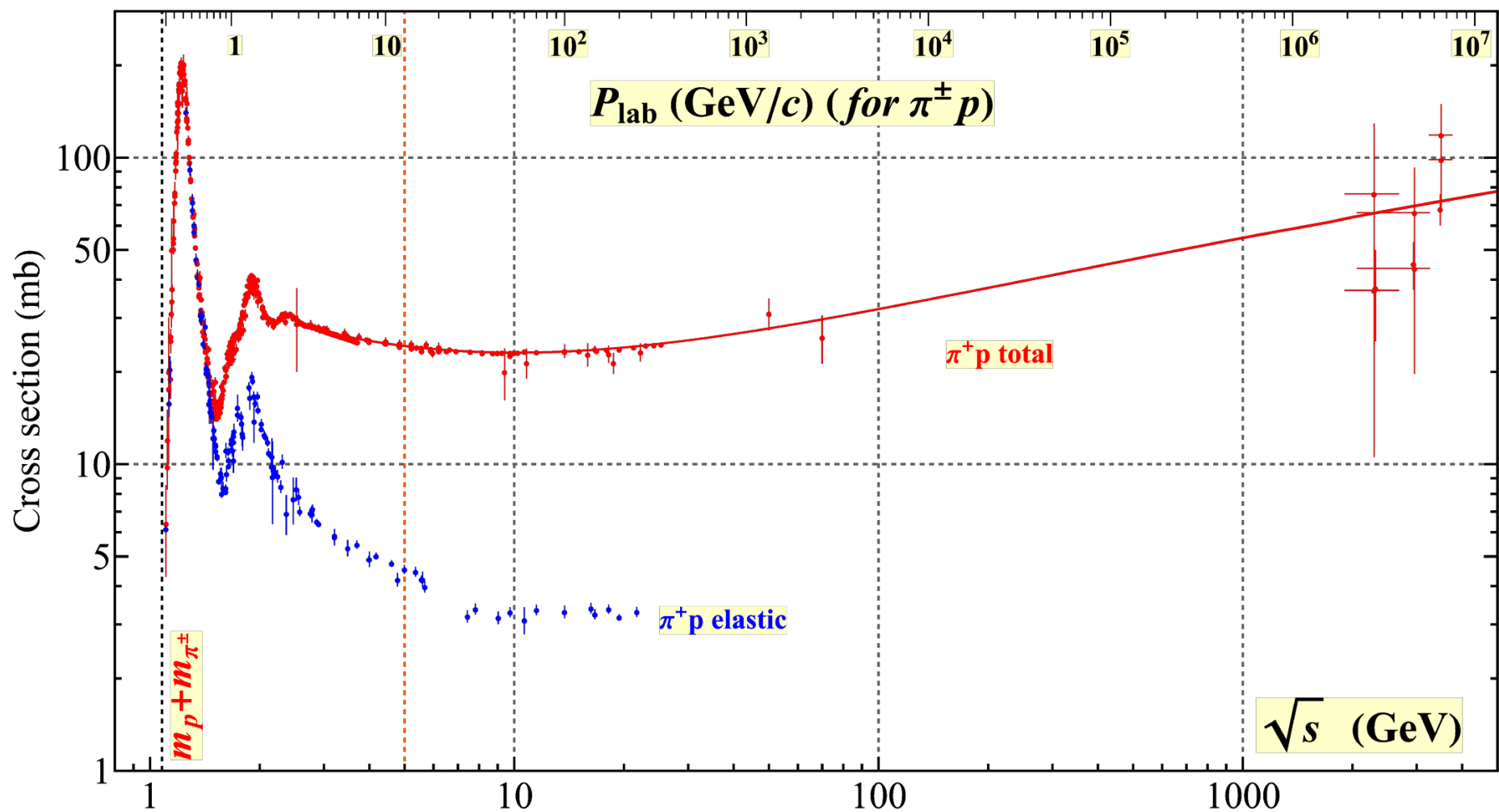


Figure 11: Diffractive cross sections as a function of collision energy measured in  $pp$  and  $p\bar{p}$  collisions [3, 31-36] compared to PYTHIA 8 MBR ( $\epsilon = 0.08, 0.104$ ) and other model predictions [37-39]: (a) total SD cross section for  $\xi < 0.05$ , and (b) total DD cross section for  $\Delta\eta > 3$ . The inner (outer) error bars of the CMS data points correspond to the statistical and systematic (and the additional extrapolation) uncertainties added in quadrature.



PDG 2022





# Zderzenia p+p przy LHC (energia $\sqrt{s} = 900$ GeV) – porównanie między eksperymentami

uwaga: skala podwójnie logarytmiczna; NSD – non-single-diffractive events

arXiv:1007.0719

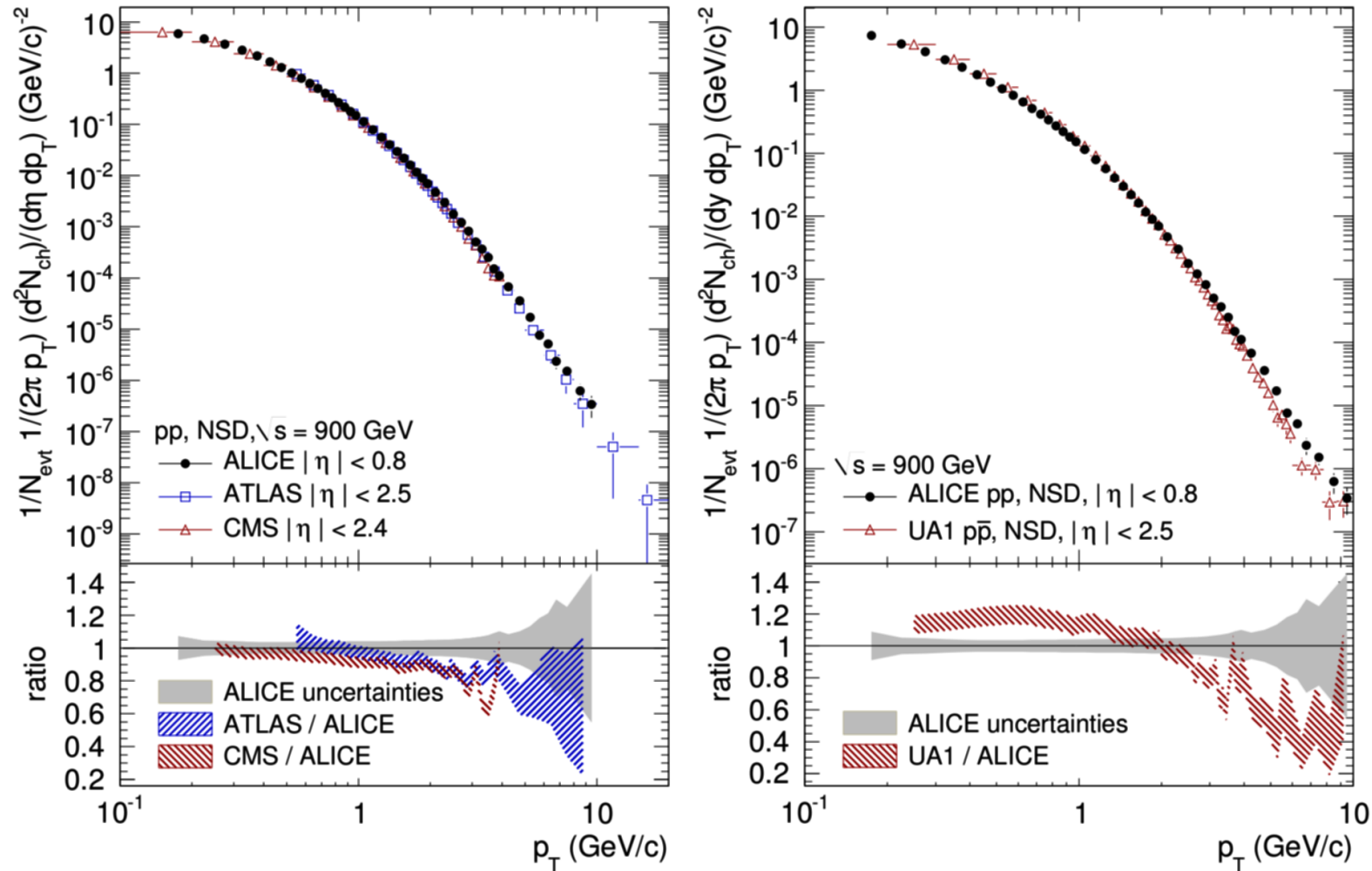
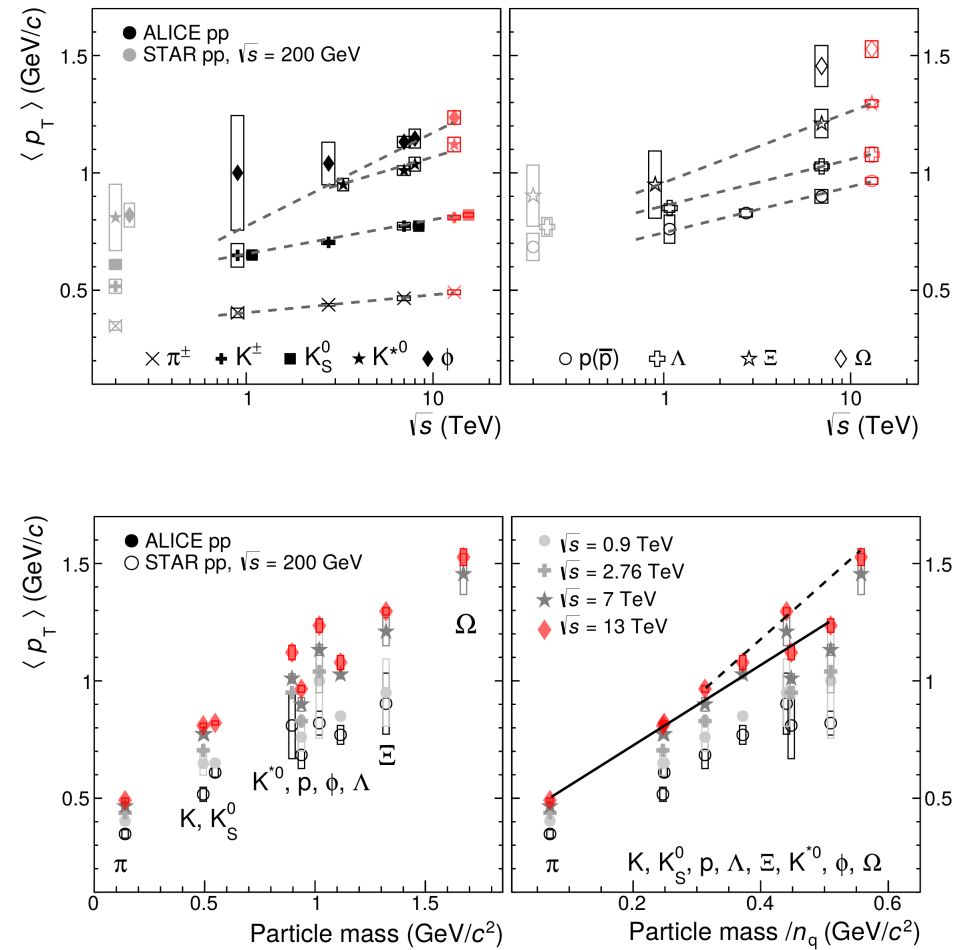
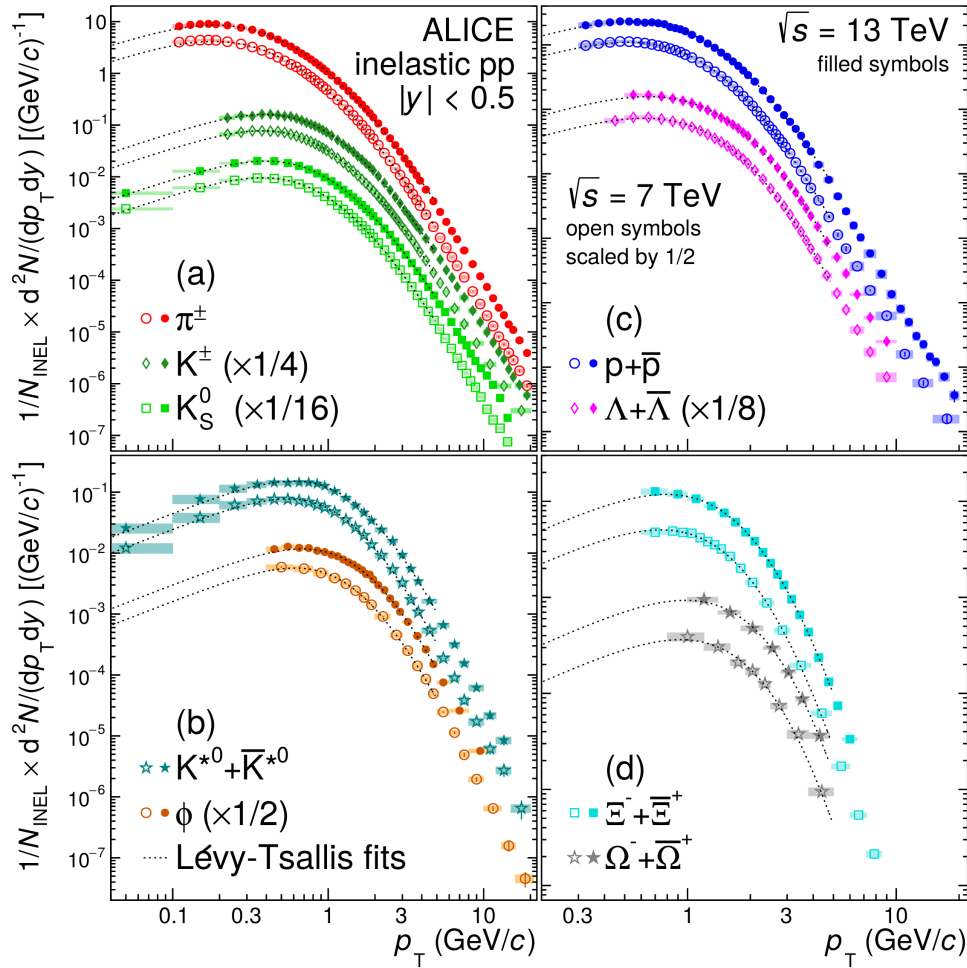


Figure 3: Left panel: Normalized differential primary charged particle yield in NSD  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 900$  GeV, averaged in  $|\eta| < 0.8$ . The ALICE data are compared to results from ATLAS and CMS in  $pp$  at the same energy [19, 20]. Right panel: Normalized invariant primary charged particle yield in NSD  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 900$  GeV, averaged in  $|\eta| < 0.8$ . The ALICE data are compared to results from UA1 in  $p\bar{p}$  at the same energy [21]. For the computation of the invariant yield, it has been assumed that all particles are pions. The shaded areas indicate the statistical and systematic errors added in quadrature.

# Cząstki zidentyfikowane w zderzeniach p+p przy LHC ( $\sqrt{s} = 7$ TeV oraz 13 TeV)

ALICE, arXiv:2005.11120



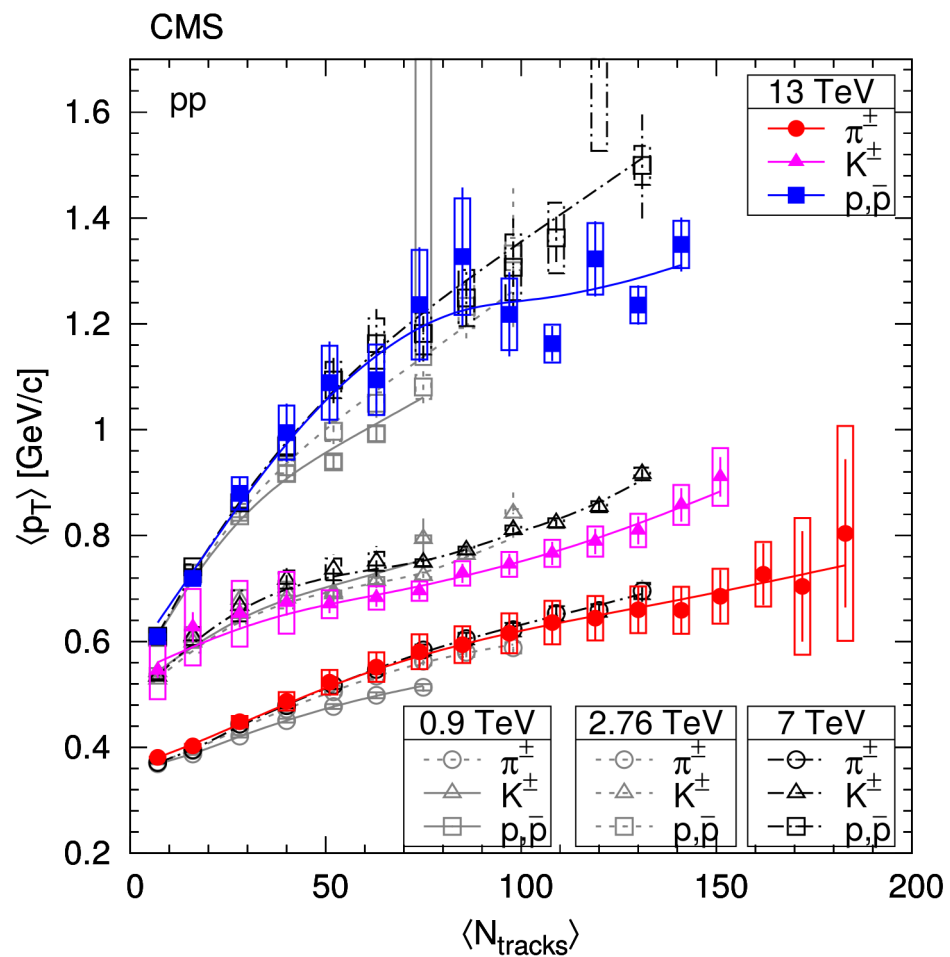
# CMS przy LHC

średnie  $p_T$  zidentyfikowanych cząstek w p+p

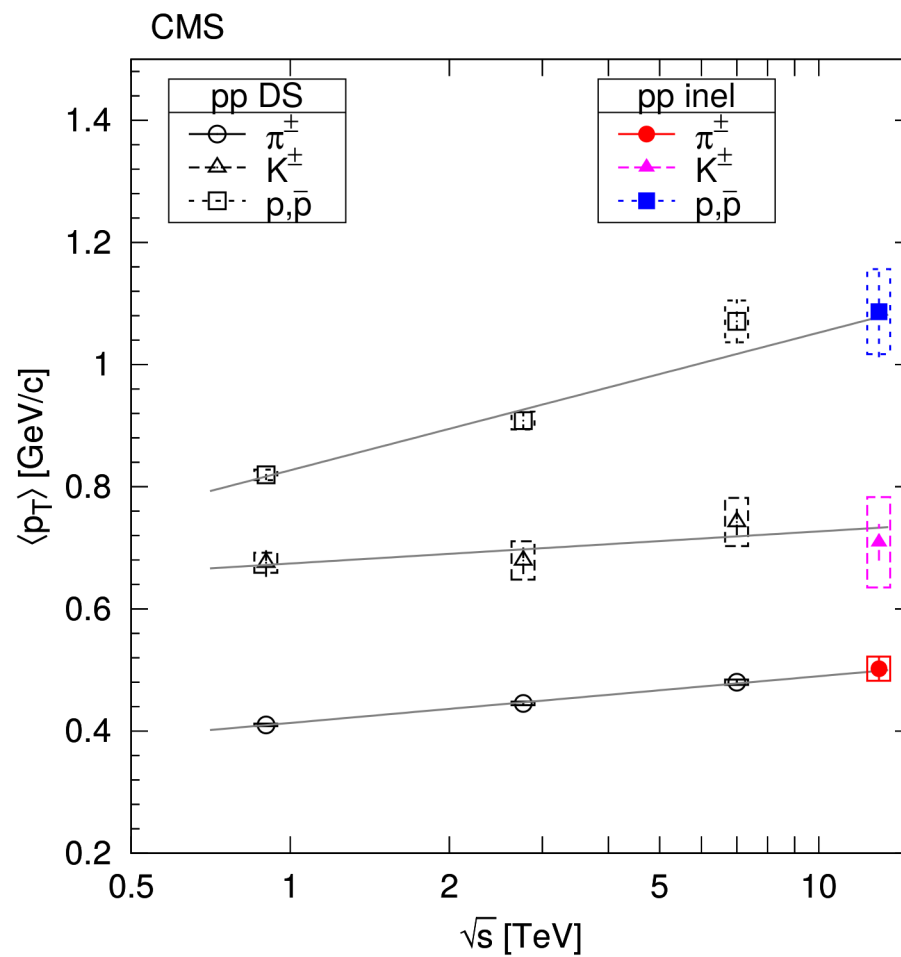
$\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$

$|y| < 1$

arXiv:1706.10194

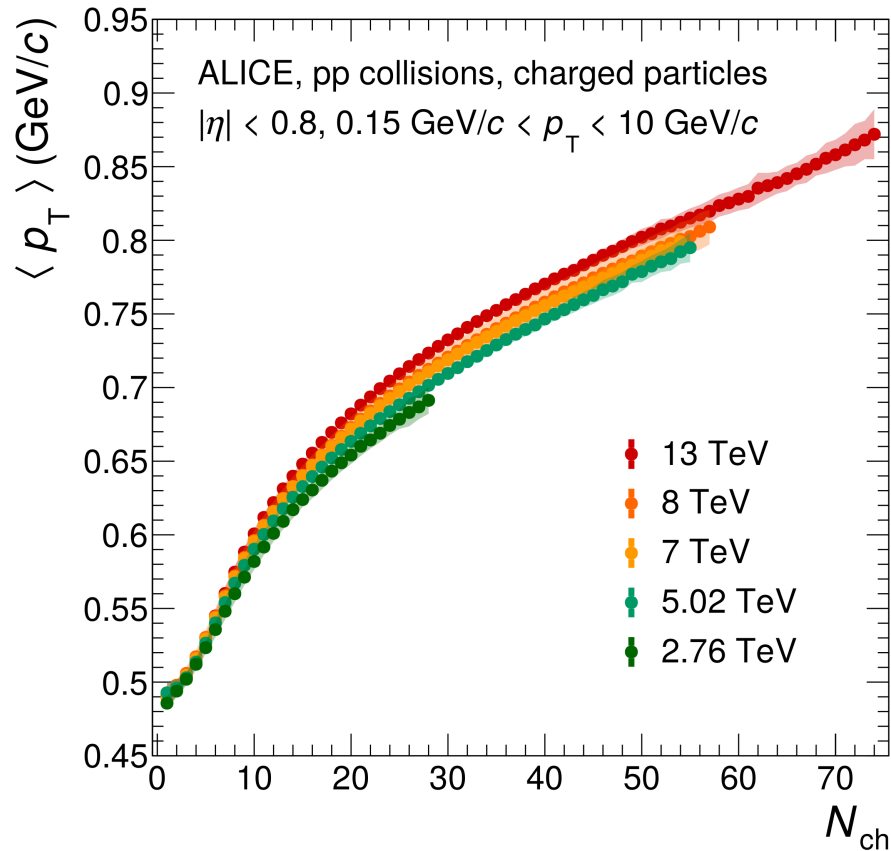


$N_{\text{tracks}}$  mierzone w  $|\eta| < 1$



## LHC

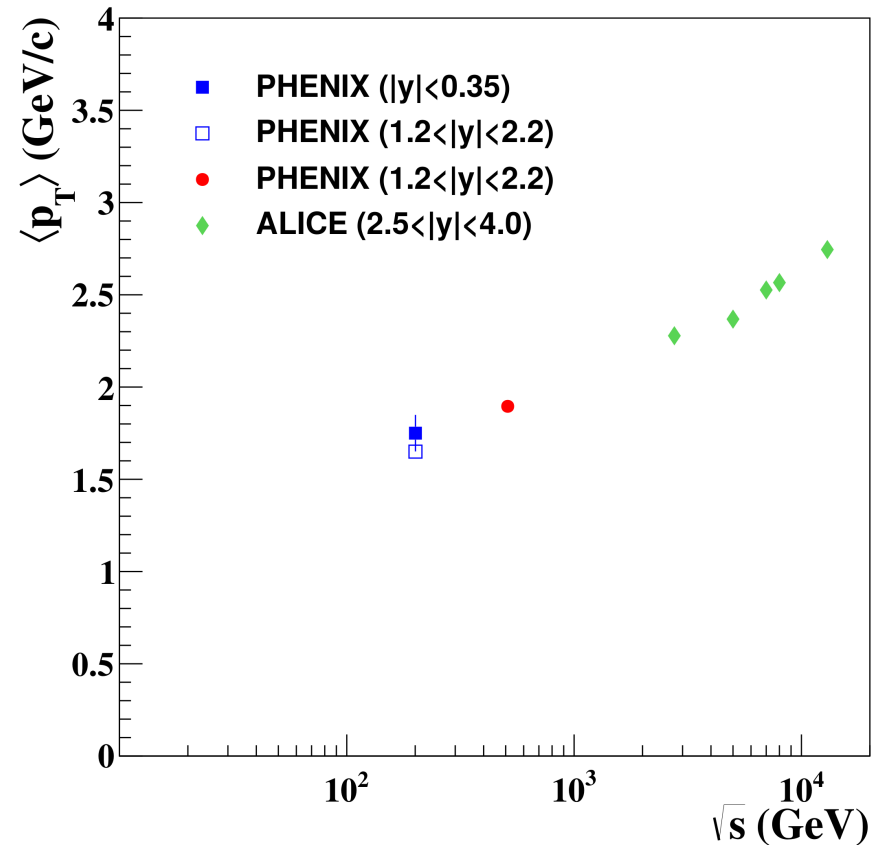
średnie  $p_T$  cząstek naładowanych  
w zderzeniach p+p



ALICE, Phys. Lett. B 845 (2023)  
138110 [arXiv:2211.15326]

## RHIC oraz LHC

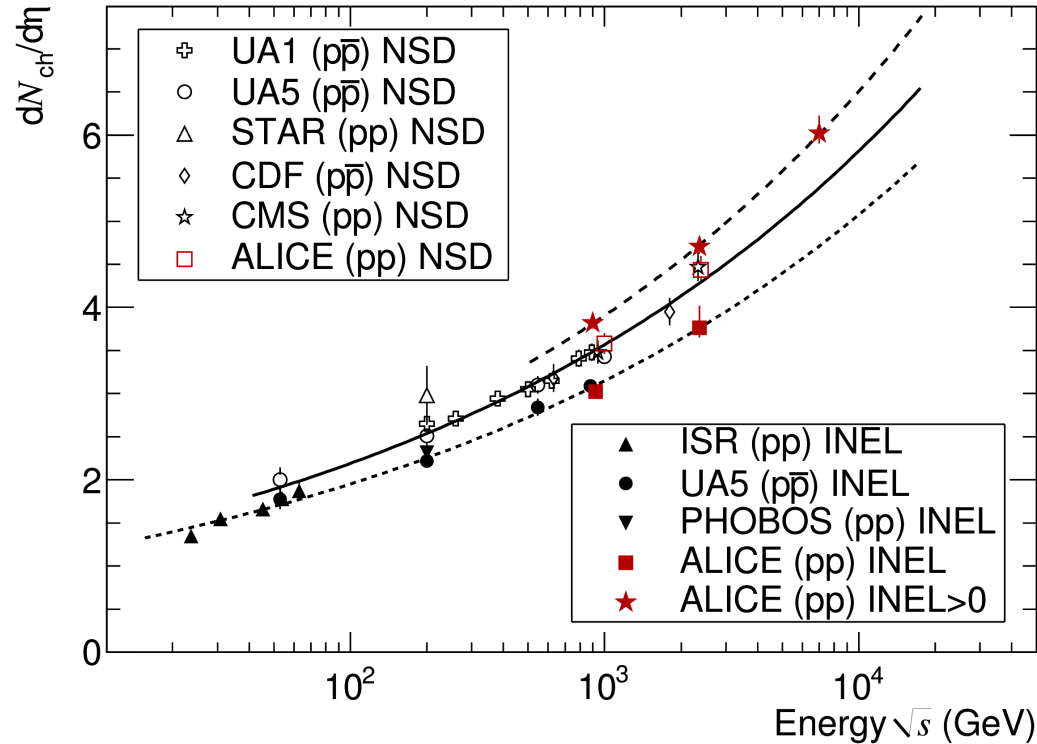
średnie  $p_T$  cząstek  $J/\psi$   
w zderzeniach p+p



PHENIX, Phys. Rev. D101 (2020)  
052006 [arXiv:1912.13424]

## Dane LHC (kwiecień 2010) dla p+p przy $\sqrt{s} = 7$ TeV (eksperyment ALICE)

Rys. z arXiv:1004.3514, 1012.4037, 1102.2369



Rozkład krotności w p+p przy  $\sqrt{s} = 7$  TeV opisywany dobrze rozkładem **negatywnym binominalnym** (arXiv:1004.3514)

NSD – oddziaływania non-single-diffractive

INEL – oddziaływania nieelastyczne

INEL>0 – oddziaływania nieelastyczne, gdzie mamy przynajmniej jedną naładowaną cząstkę w obszarze  $|\eta| < 1.0$

Dla wszystkich ww. przypadków  $dN_{ch}/d\eta$  mierzone było w obszarze  $|\eta| < 0.5$

## Dane ALICE z 2015 roku – dołożono punkt p+p przy $\sqrt{s} = 13$ TeV

arXiv:1509.08734

