

Katarzyna Grebieszko

Wydział Fizyki Politechniki Warszawskiej

Zakład Fizyki Jądrowej

Pracownia Reakcji Ciężkich Jonów

”Fizyka zderzeń ciężkich jonów”

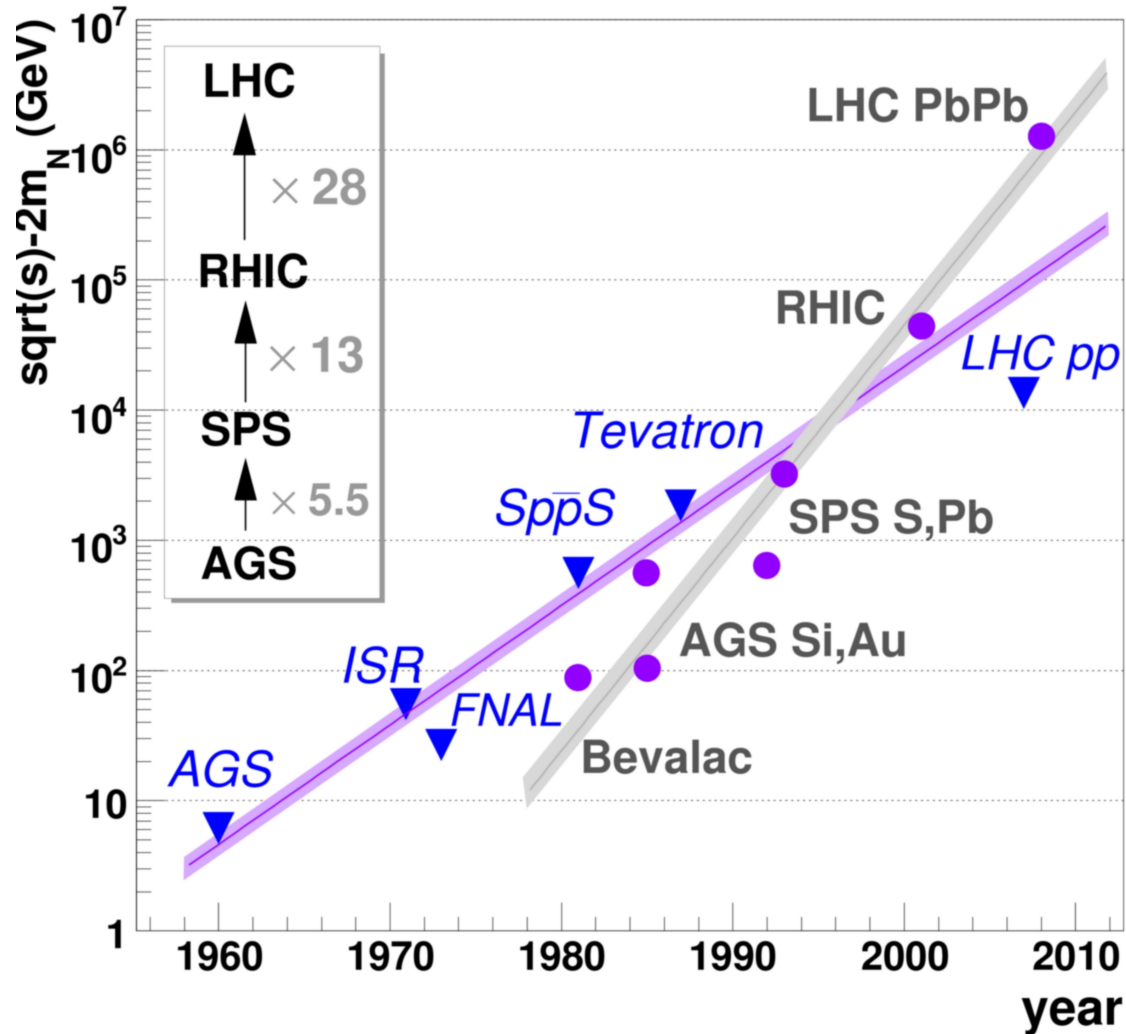
semestr letni 2023/2024

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**



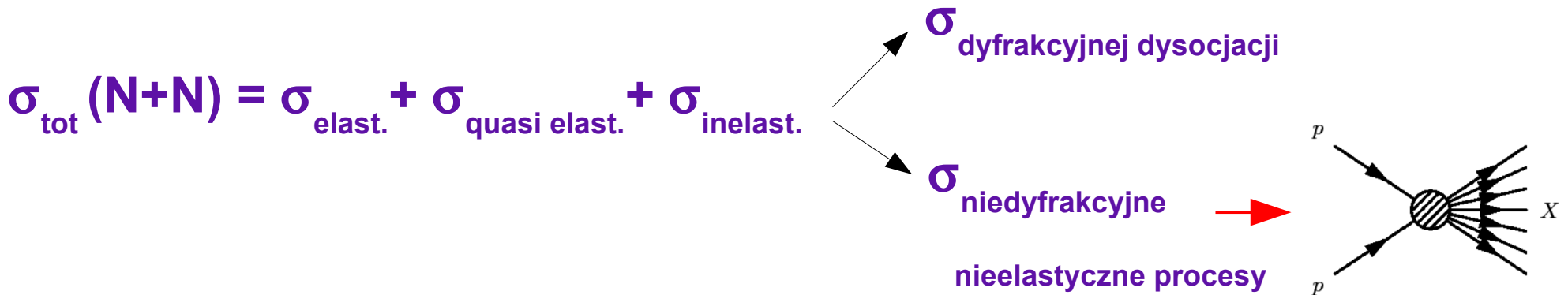
Tevatron w FERMILAB (USA) zderzacz **proton+antypoton**
 2 eksperymenty: CDF, D0.
 Działający od roku 1987 do września 2011 roku,
 \sqrt{s} rzędu 2 TeV

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

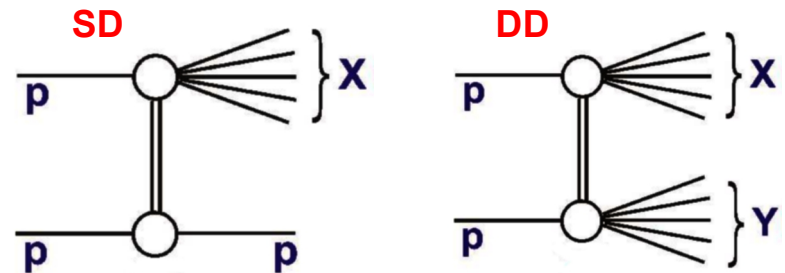
Całkowity przekrój na oddziaływanie N+N to około **40 mb** (wartość w przybliżeniu stała) w bardzo dużym zakresie energii $3 < \sqrt{s} < 60\text{--}100 \text{ GeV}$

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



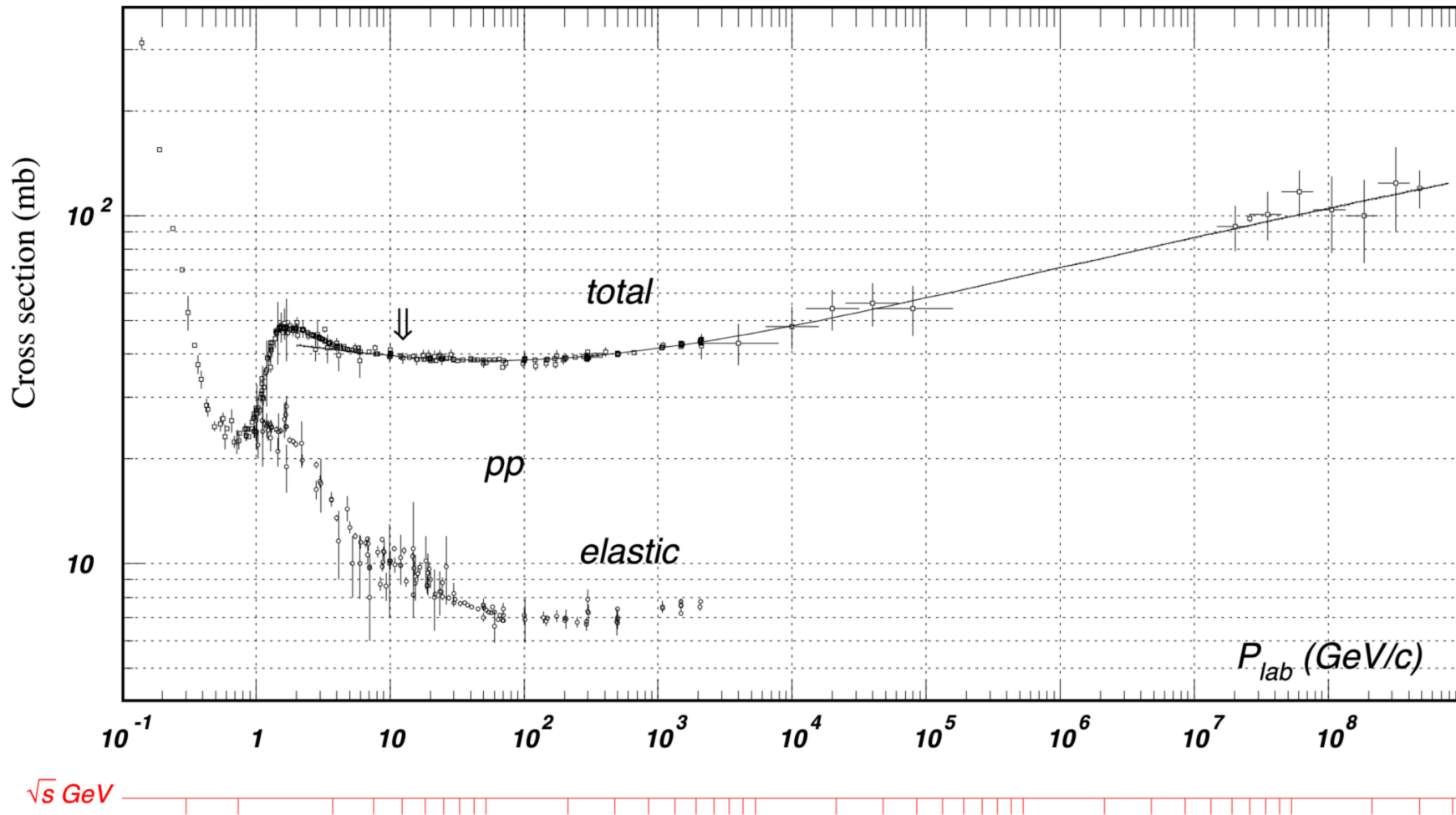
$\sigma_{\text{quasi elast.}}$ – produkty zostały lekko wzbudzone

dyfrakcyjna dysocjacja – produkuje się bardzo mała liczba 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



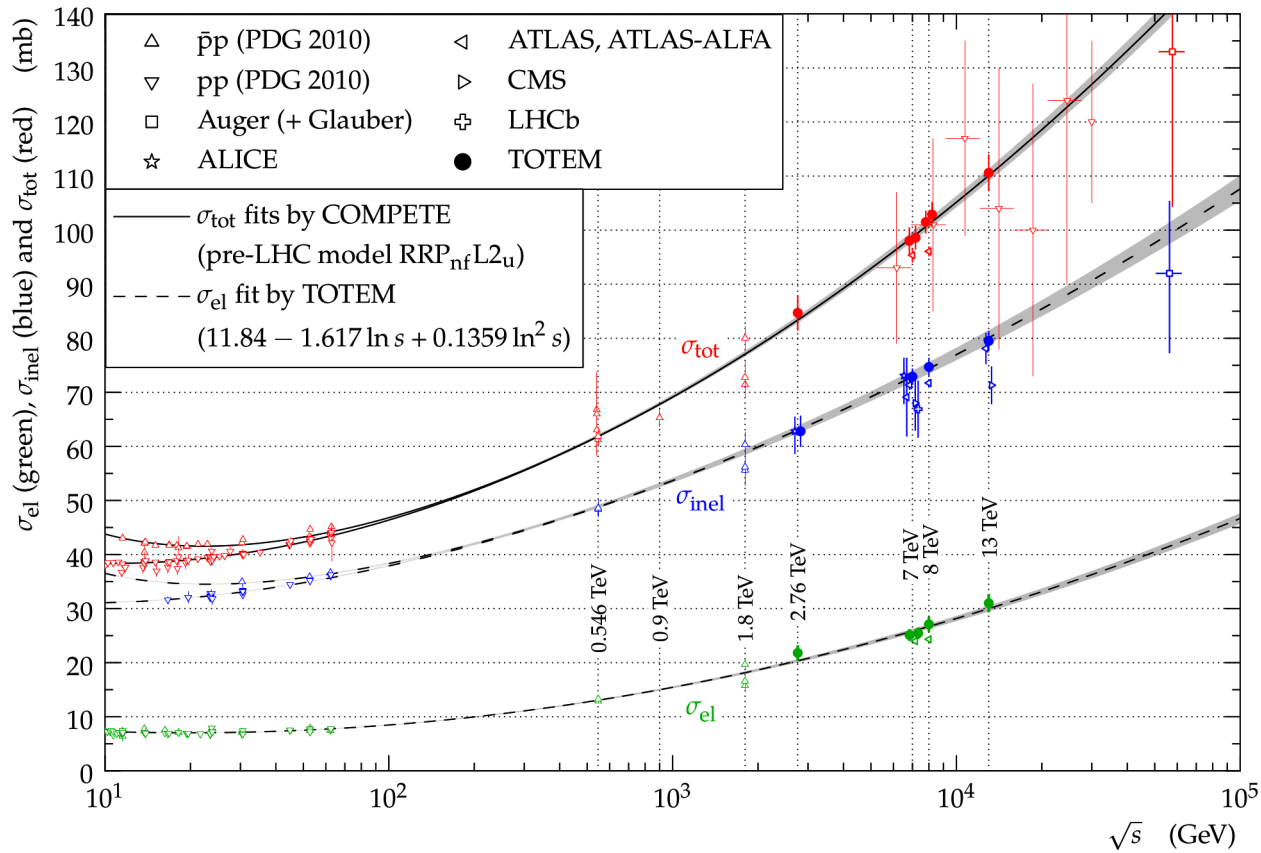
Niedyfrakcyjne procesy – przeciwieństwo dyfrakcyjnych; produkcja wielu różnych cząstek

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_{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 π +p stanowią 2/3 tych dla p+p (skład kwarkowy!)

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



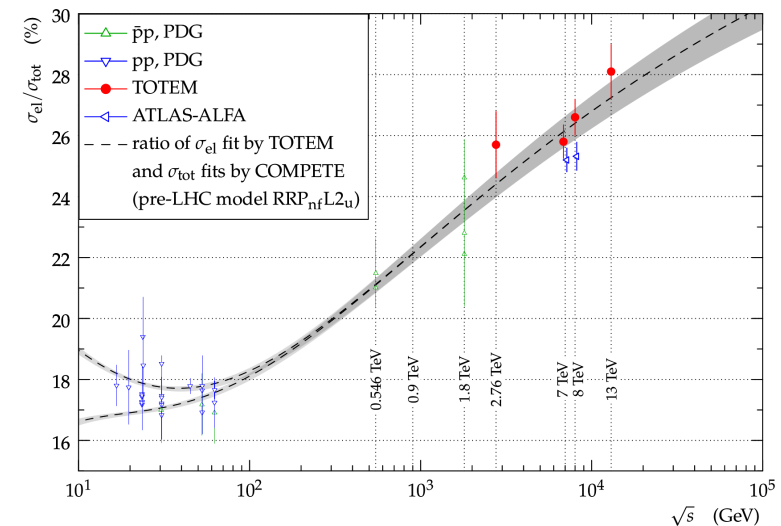
TOTEM, Eur. Phys. J. C79 (2019) no. 2, 103

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

Zanim pojawiły się wyniki z LHC:

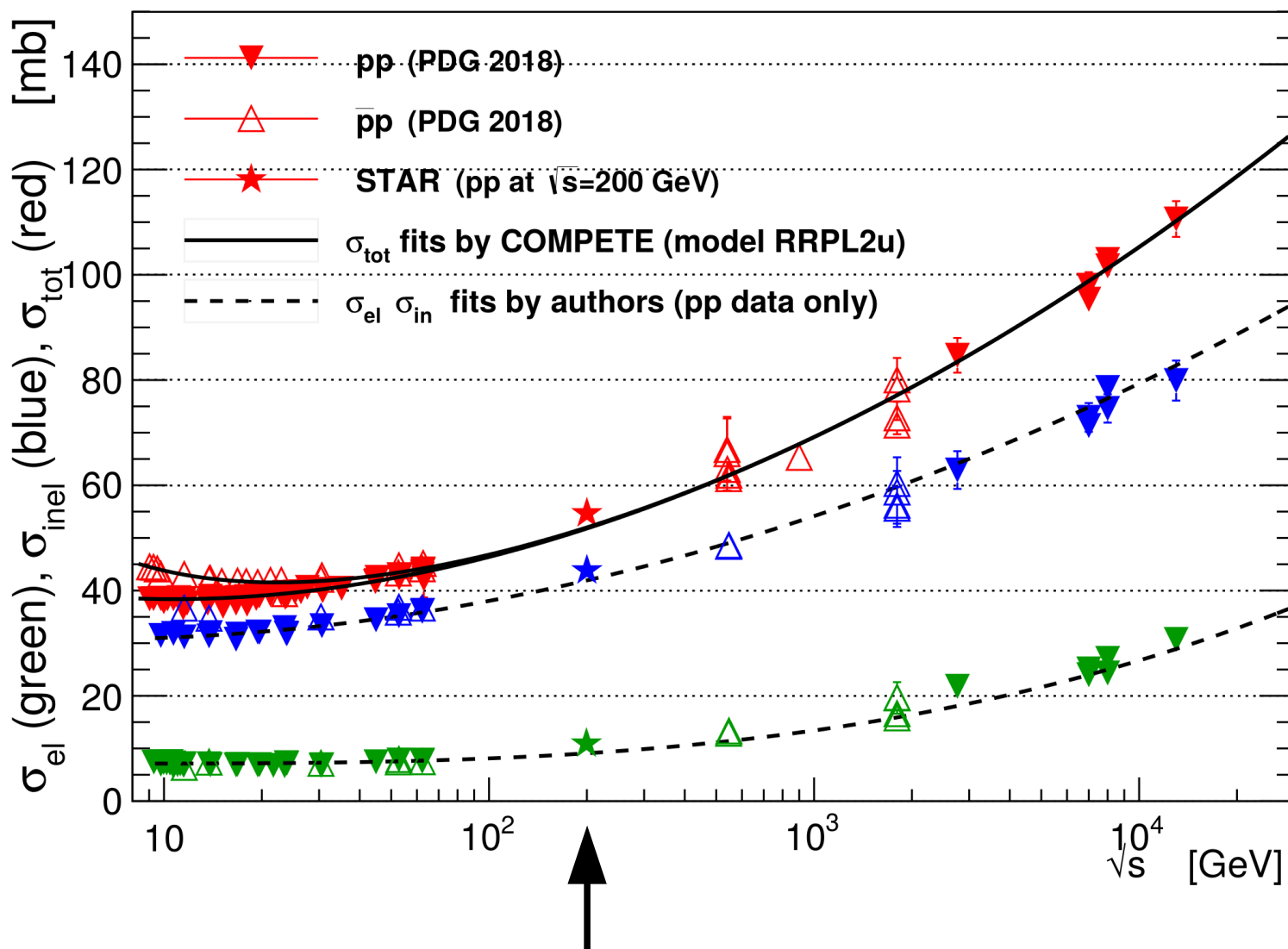
One prediction at the LHC at CM energy $\sqrt{s} = 14$ TeV

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



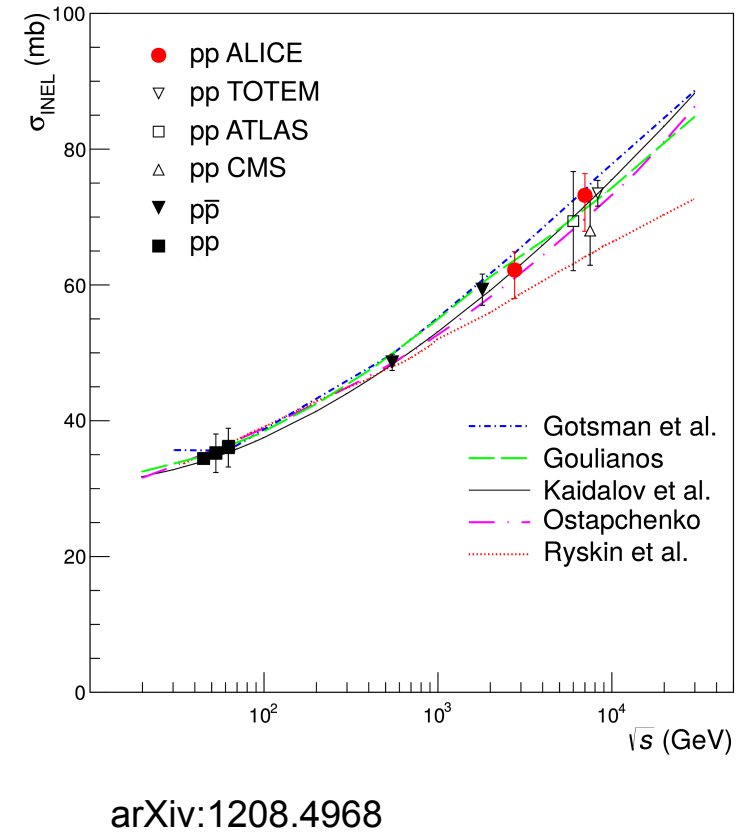
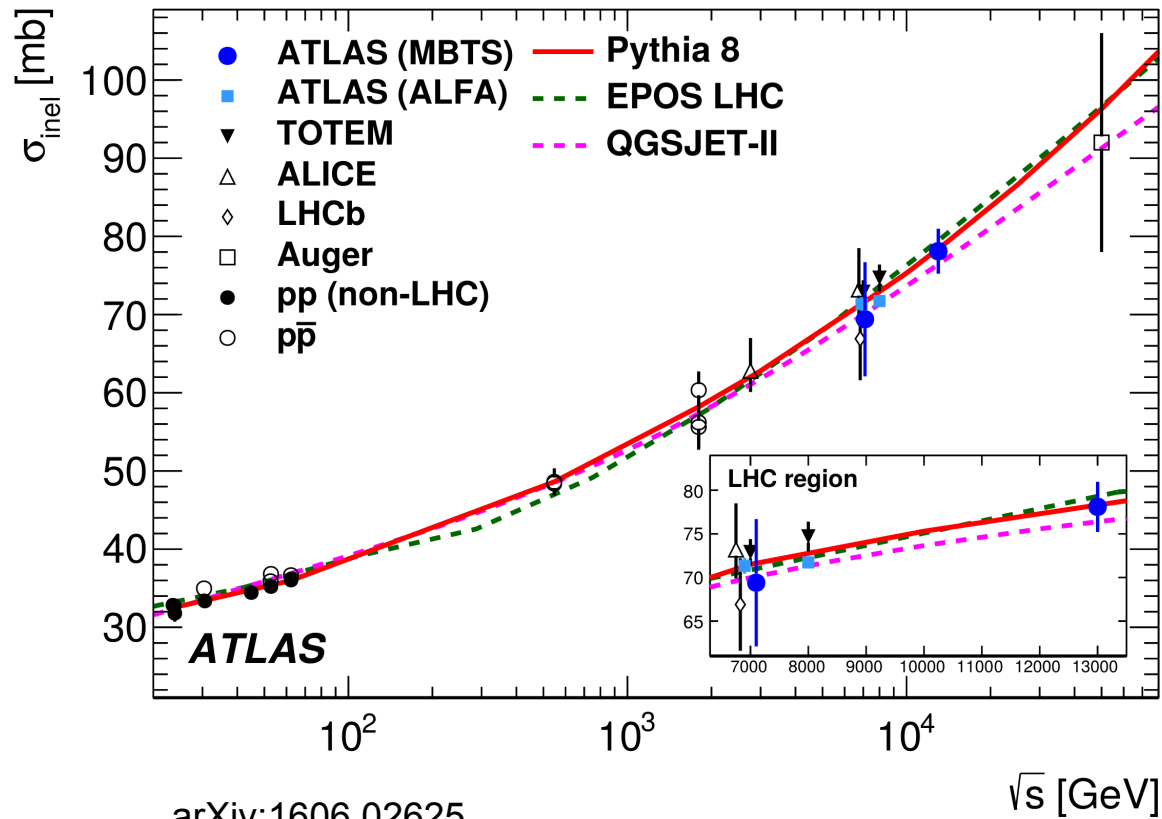
Całkowity, nieelastyczny i elastyczny przekrój czynny (σ_{tot} , σ_{inel} , σ_{el}) na zderzenie p+p. Dodany nowy punkt z eksperymentu STAR dla $\sqrt{s} = 200$ GeV

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

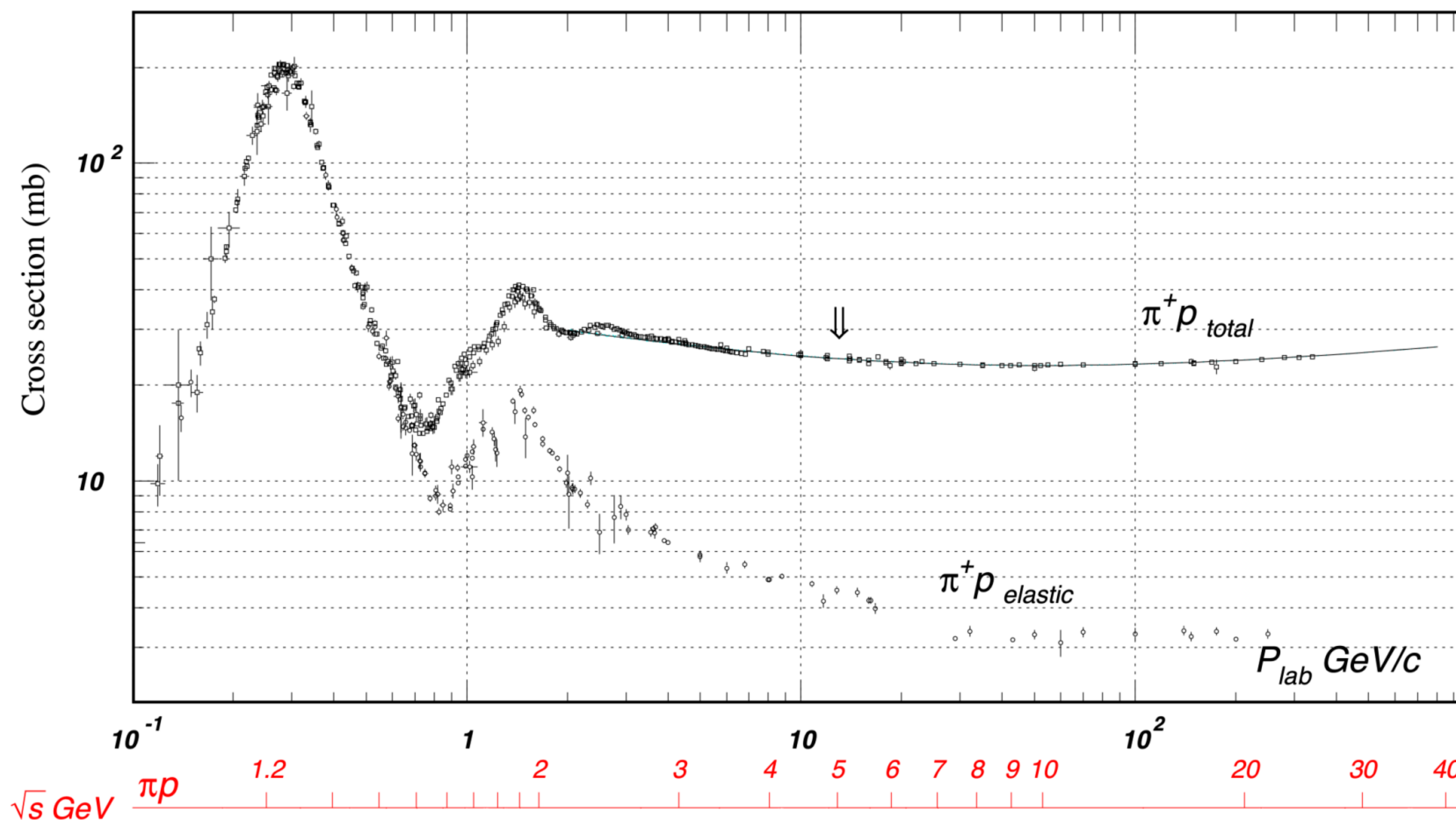


Nieelastyczny przekrój czynny (σ_{inel}) na zderzenie p+p

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

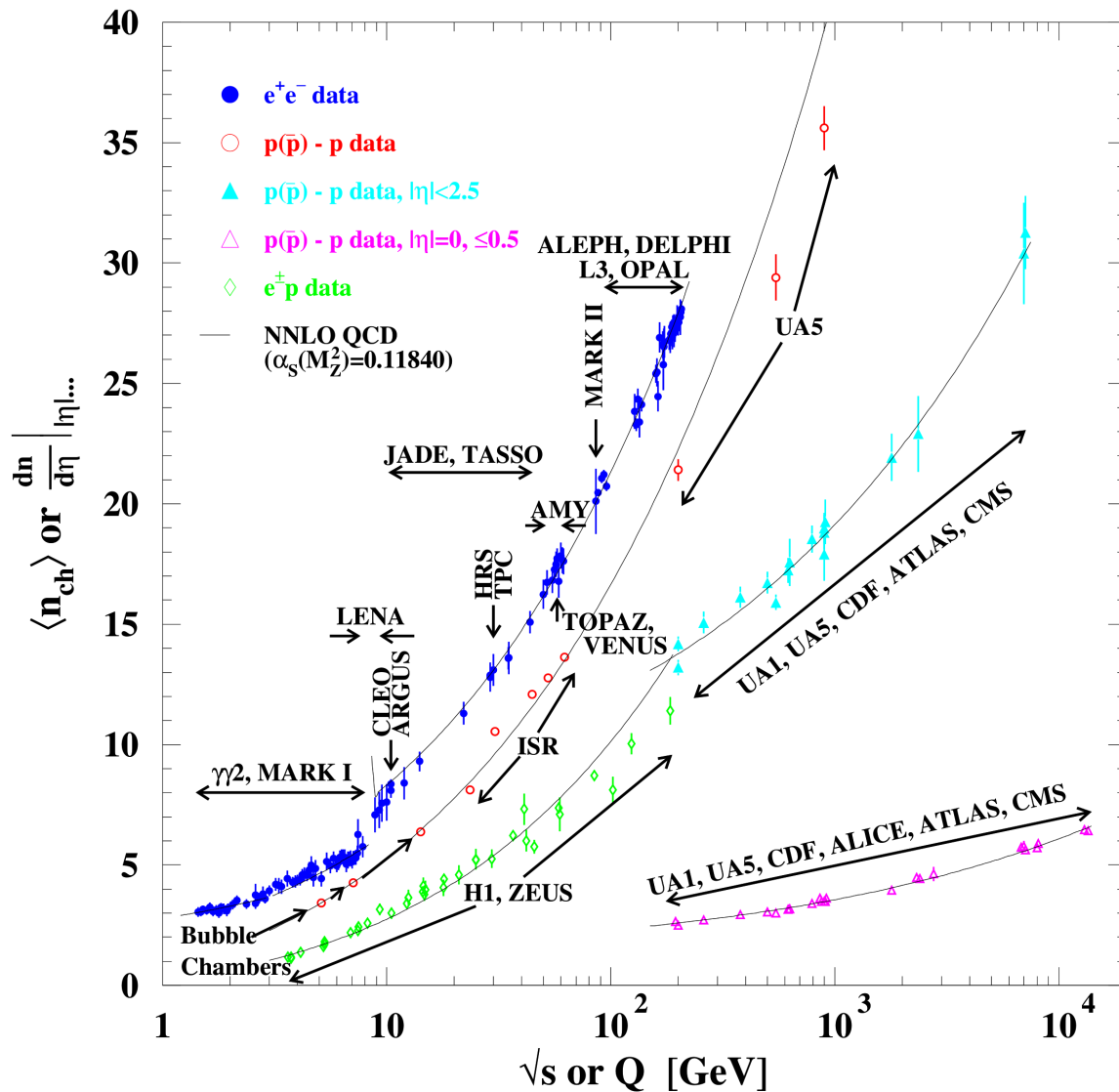


Inny przykład $\pi^+ + p$ (PDG 2012)



Więcej przykładów m.in. anty-p p, πN , KN w PDG

$\sigma_{\pi N} \approx 2/3 \sigma_{NN}$ 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

Rys. PDG 2022

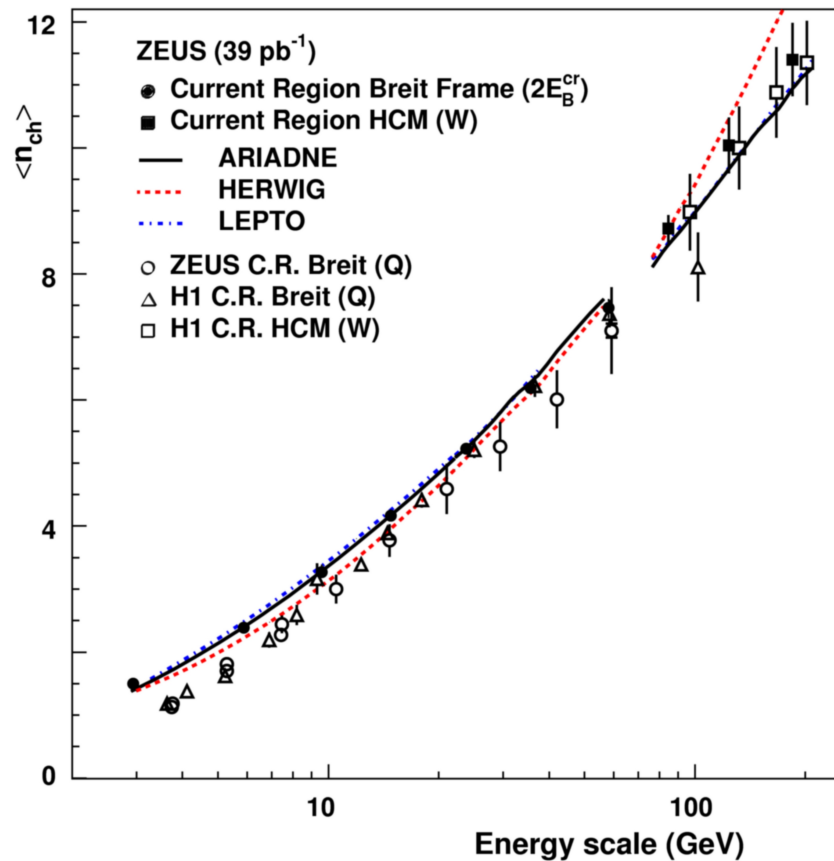
UA5 - eksperyment przy dawnym zderzacz (collider) $S p \bar{p} S$ w CERN (komora strumieniowa)

Całkowita (w tzw. 4π) 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

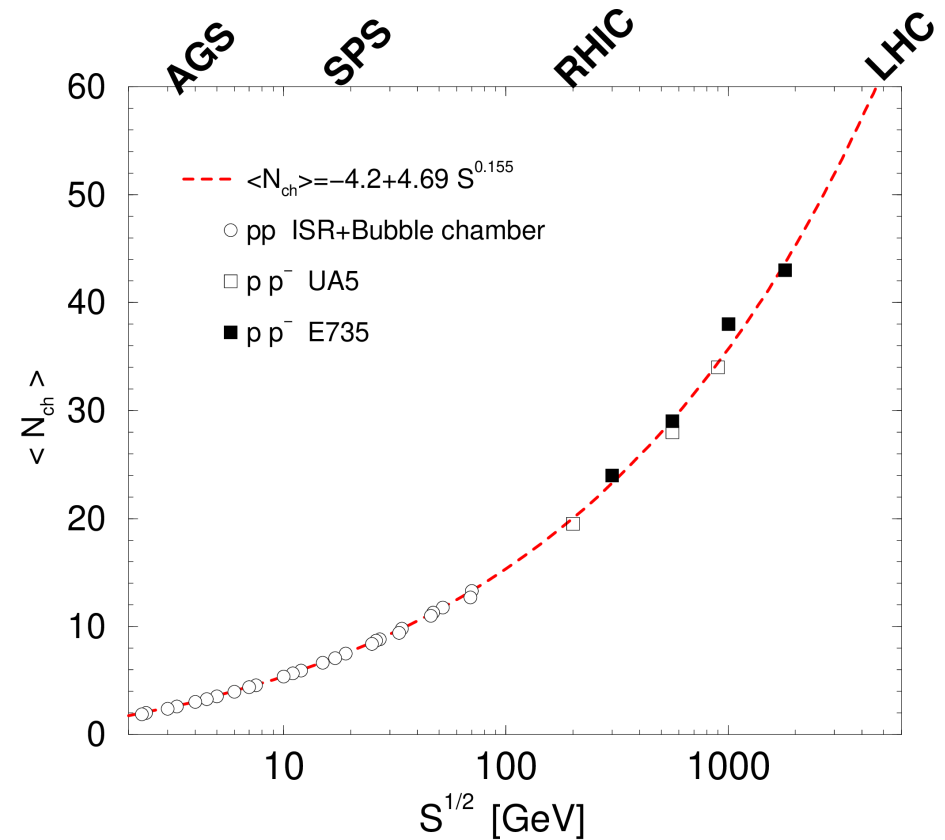
ZEUS



Całkowita (w tzw. 4π) 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):

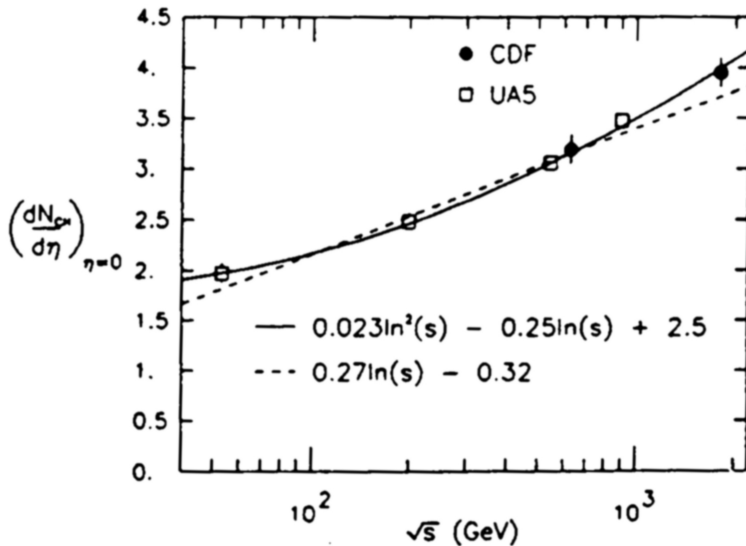
$$\frac{d N_{NN}}{d \eta} \Big|_{\eta=0} = 2.5 - 0.25 \ln \frac{s}{s_0} + 0.023 \left(\ln \frac{s}{s_0} \right)^2$$

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

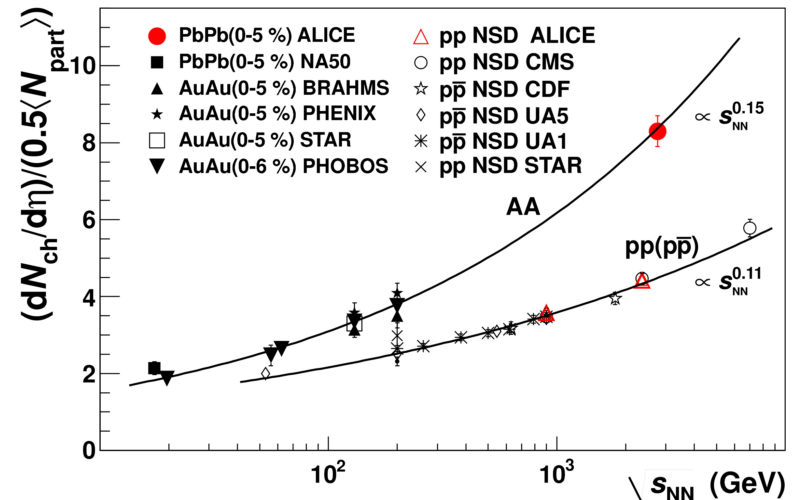
w zakresie $50 \text{ GeV} < \sqrt{s} < 2000 \text{ GeV}$

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

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:

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

$$A=0.58$$

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

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

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

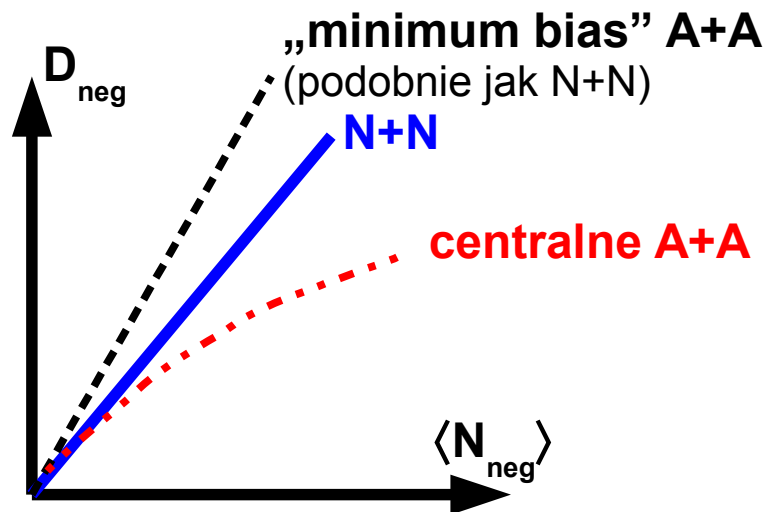
Jest to wzór fenomenologiczny; wzór nie działa dla A+A (!)

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

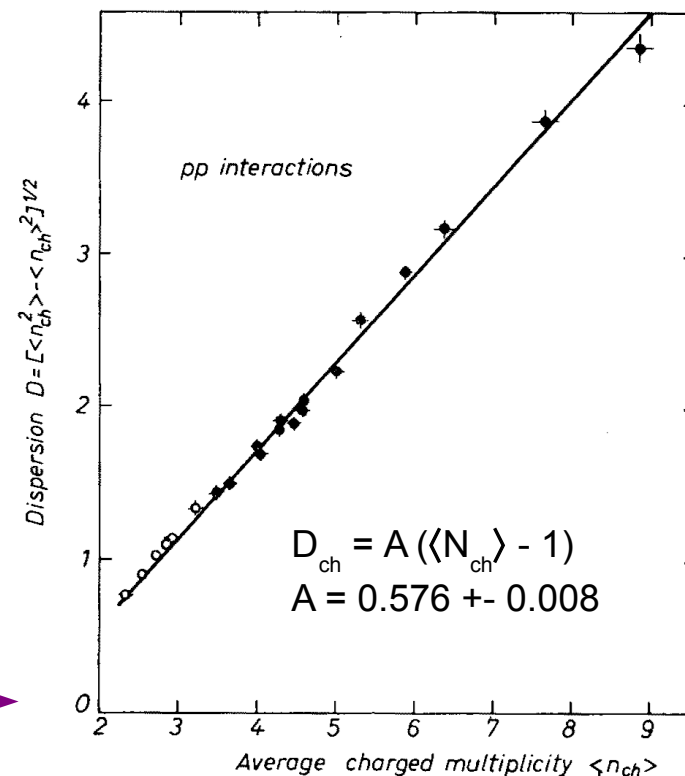
Dla rozkładu Poissona:

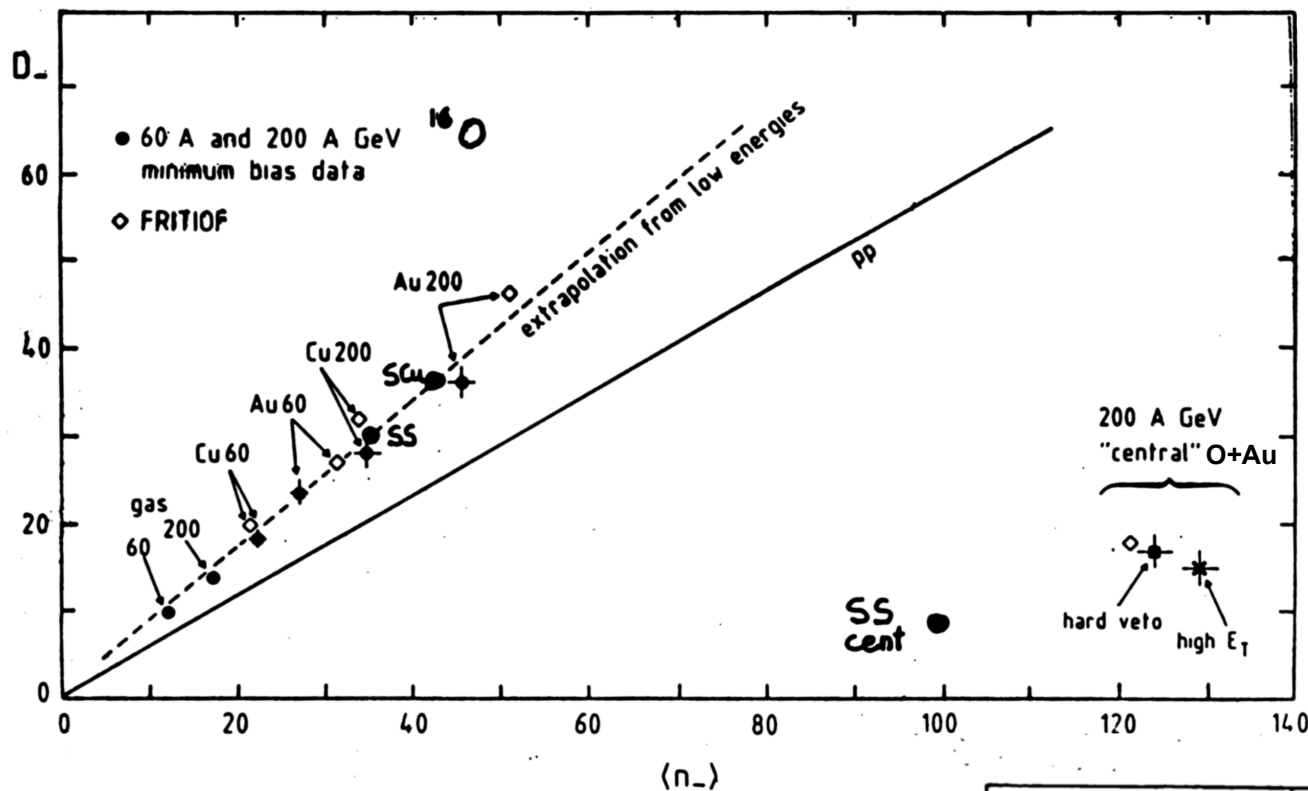
$$D_N = \sqrt{\langle N \rangle}$$

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)



min. bias –
brak wyboru
centralności





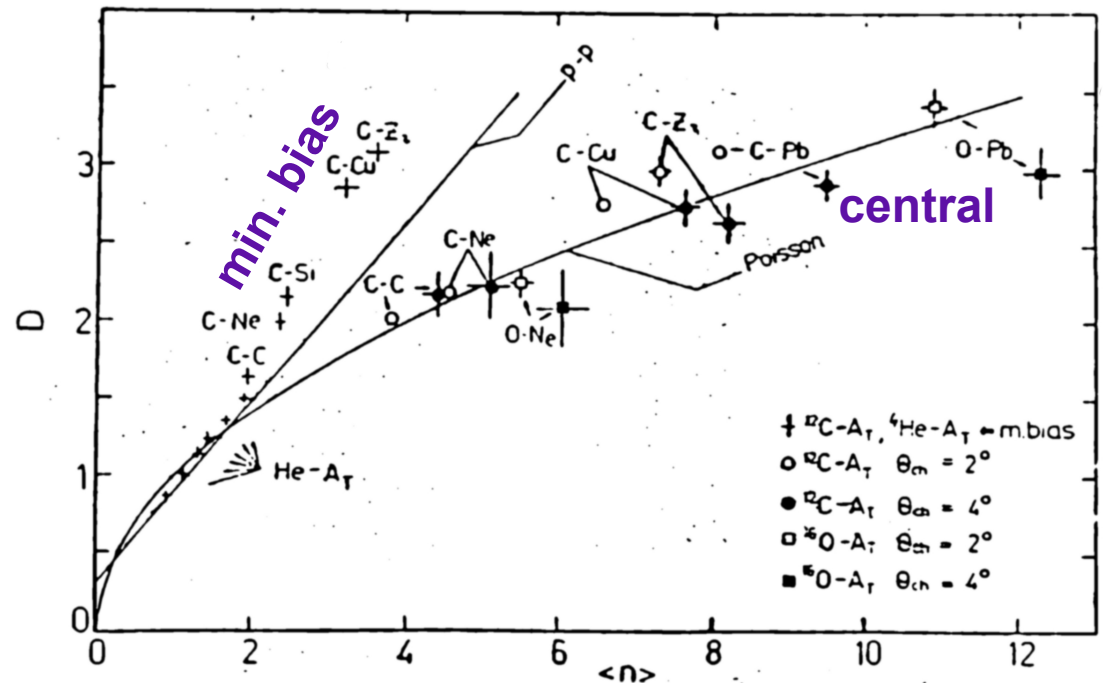
lewy: A. Bamberger et al.
(NA35) Phys. Lett. B 205
(1988) 583

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

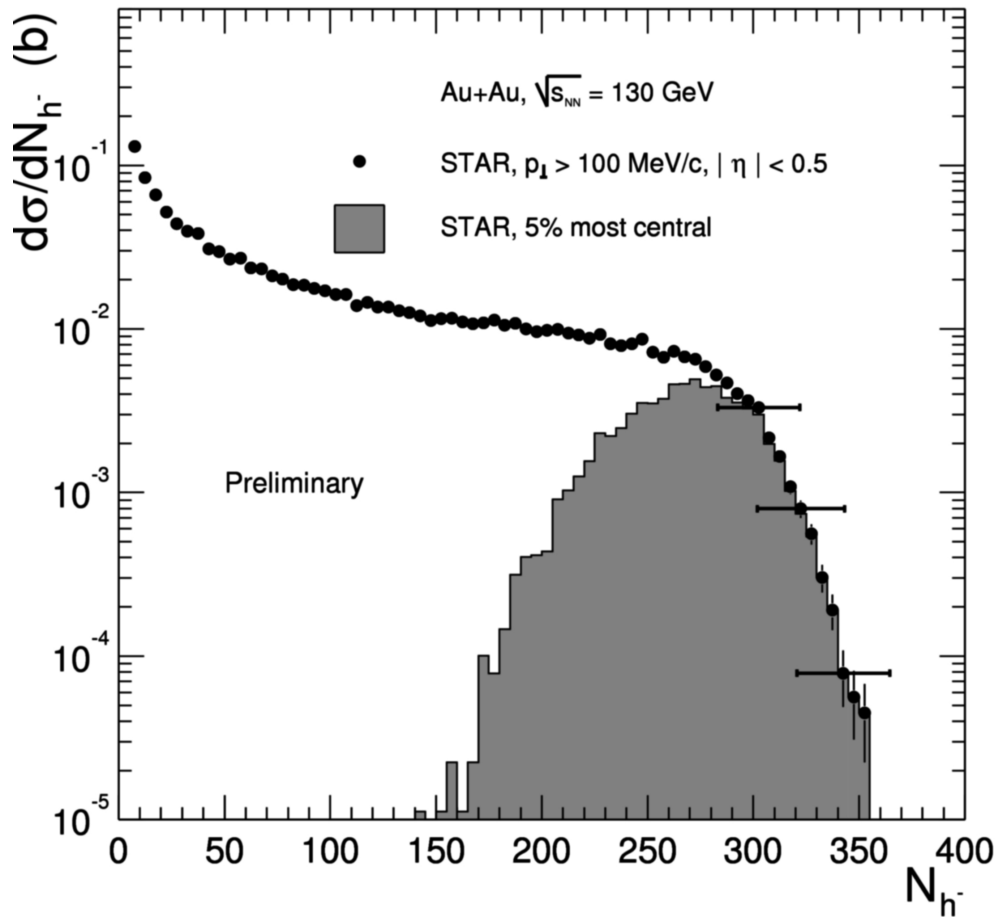


Zależność Wróblewskiego (obserwacja fenomenologiczna):

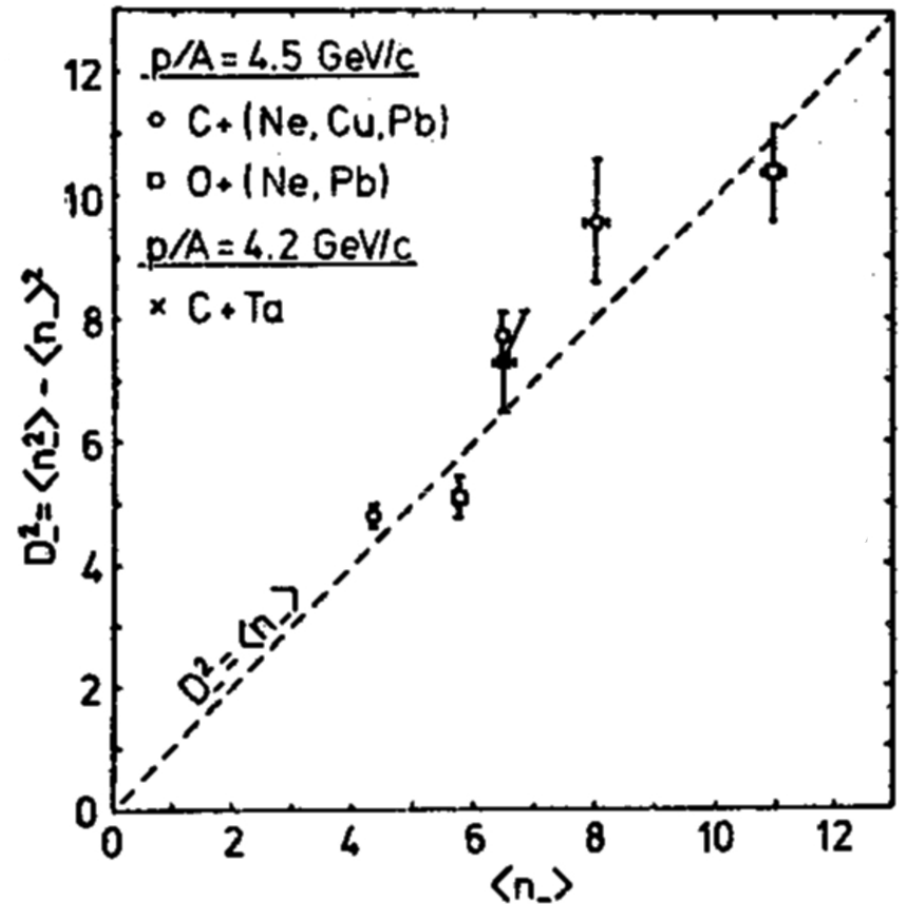
zależność między dyspersją i średnią krotnością w N+N w porównaniu do „min. bias” i centralnych A+A



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



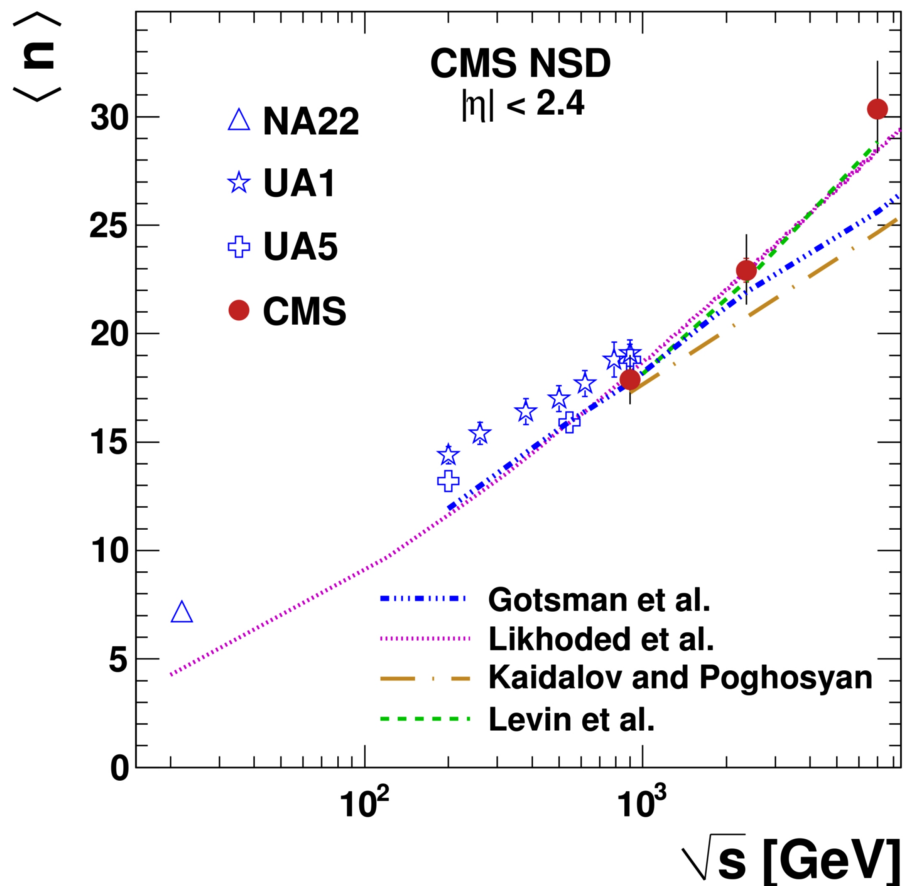
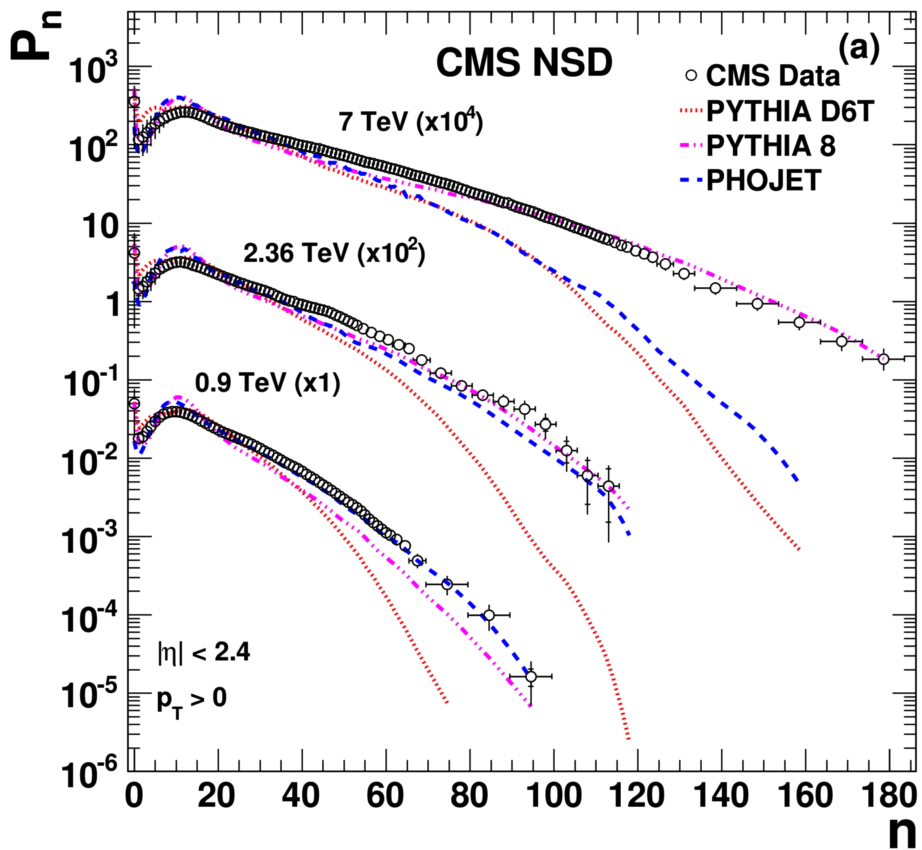
Rozkład krotności ujemnych hadronów dla danych Au+Au „minimum bias” ($|\eta| < 0.5, p_T < 100 \text{ MeV/c}$). Dodatkowo zaznaczono 5% najbardziej centralnych.
 Nucl. Phys. A 698, 503 (2002)



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

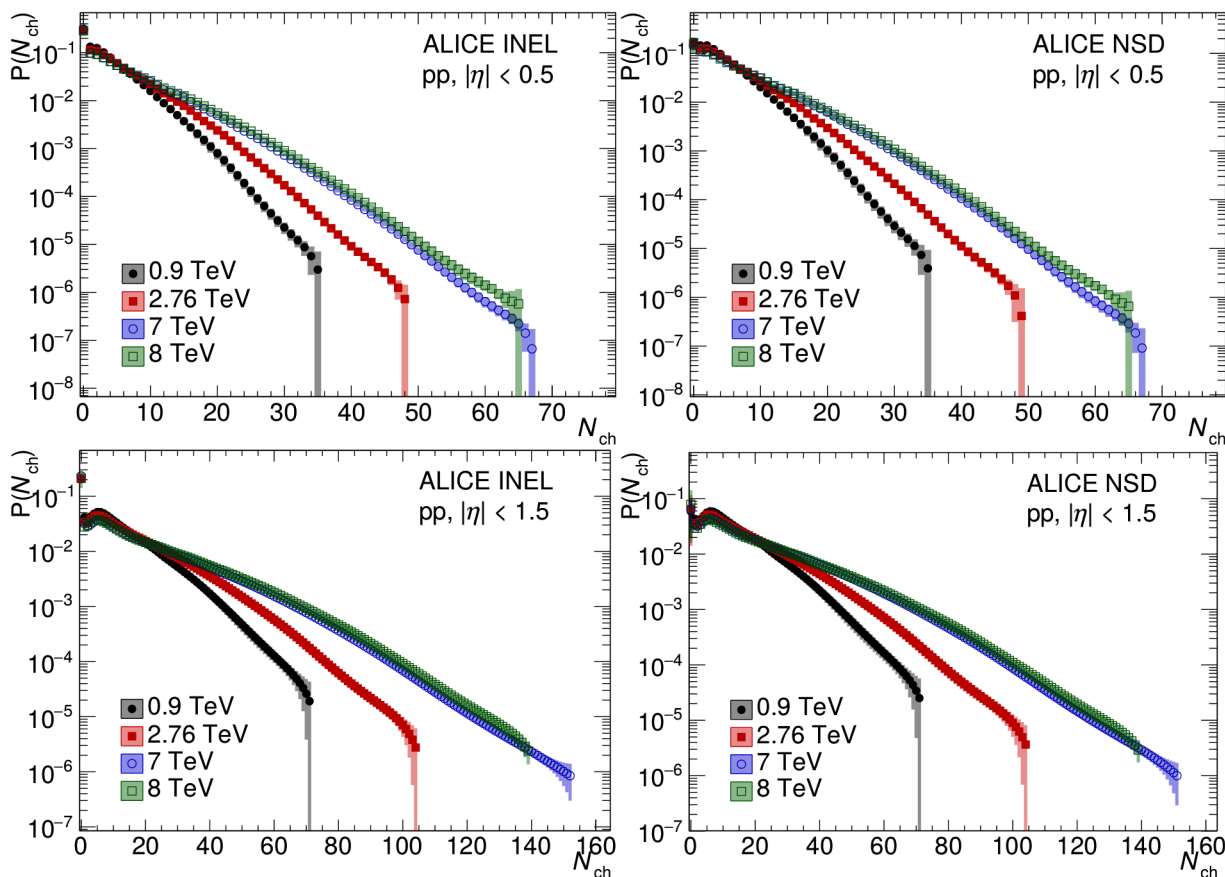
Lewy: rozkład krotności

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)

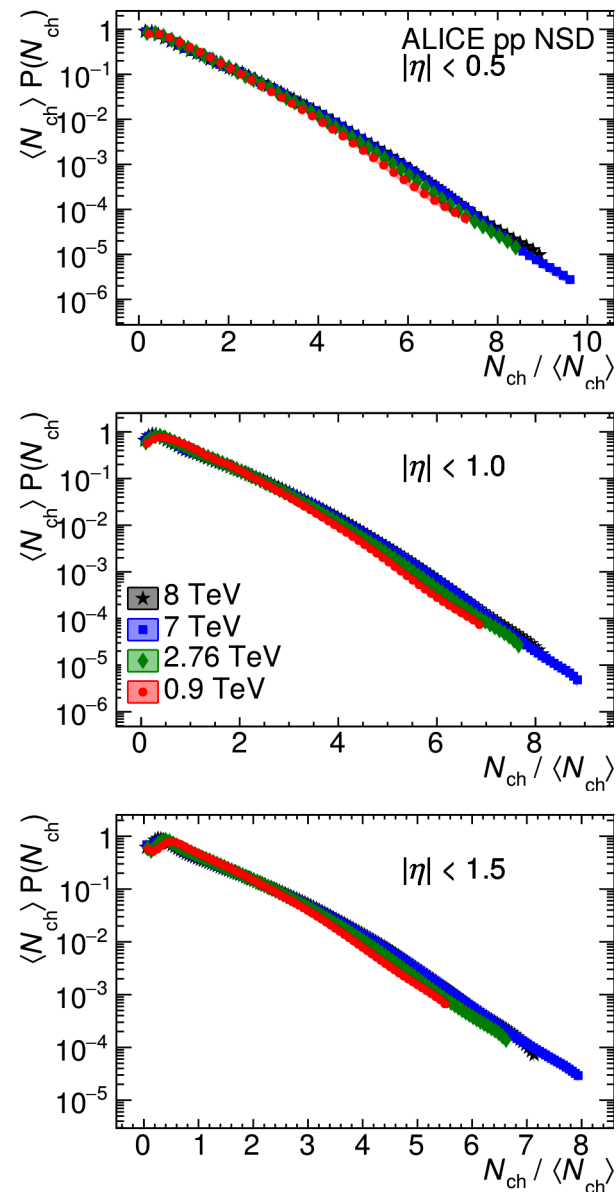
Rozkłady krotności hadronów naładowanych w danych p+p przy LHC (ALICE)



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 π^- (90% cząstek w zderz. stanowią piony)
- **dodatnie** – głównie π^+ 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: π^- , K^- , Σ^- , Ξ^- , Ω^- , anty-p, ... Dodatnie: π^+ , p, K^+ , Σ^+ , ...
- **$\langle N_+ \rangle$ 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 antydzicznymi** (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 $p_T < 1 \text{ GeV}/c$

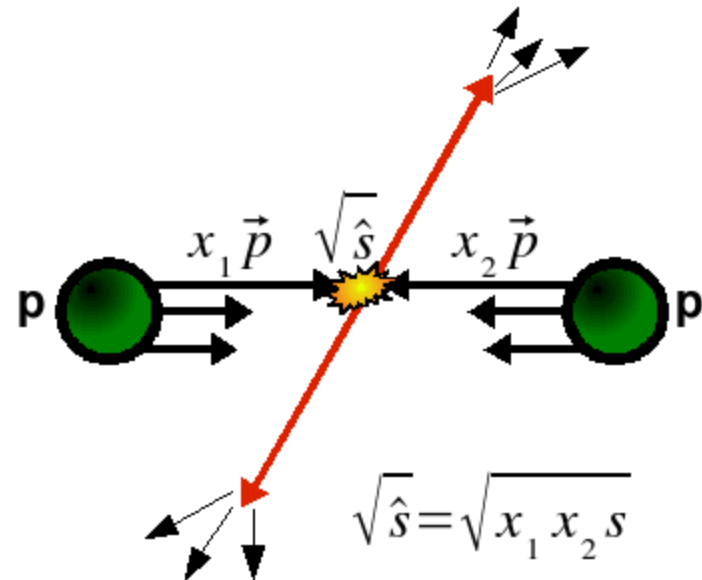
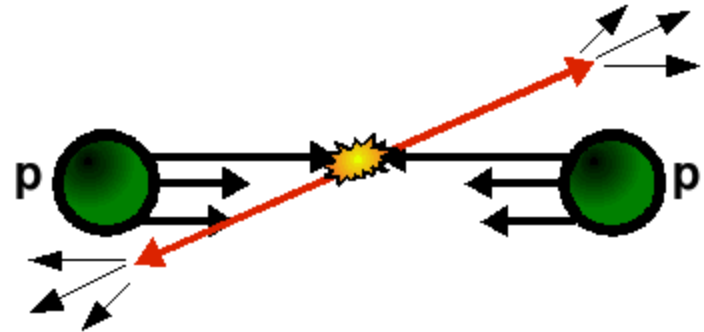
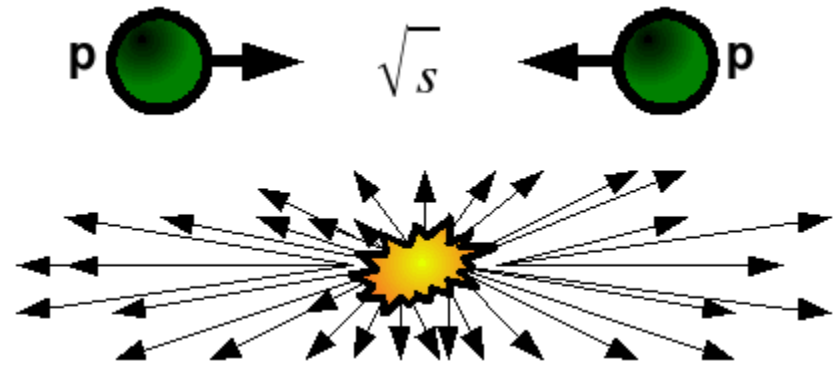
Nieelastyczny przekrój czynny na p+p jest zdominowany przez procesy miękkie → znakomita większość cząstek jest produkowana jako wynik procesów miękkich (zarówno w N+N jak i A+A)

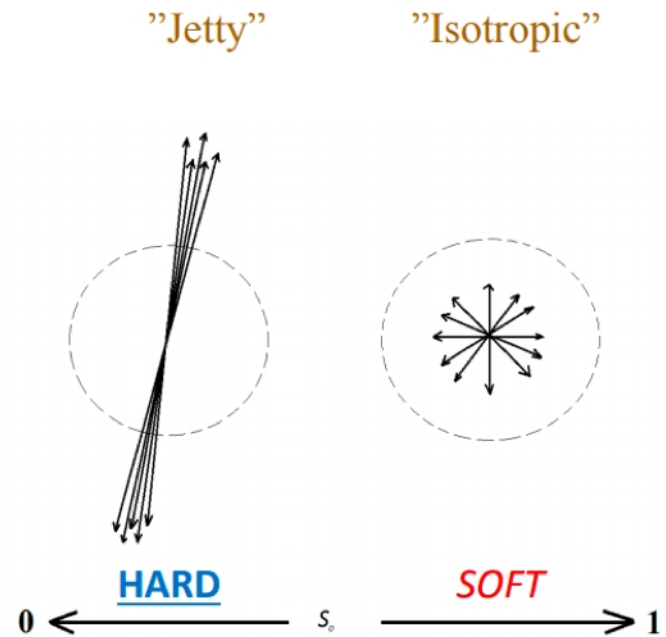
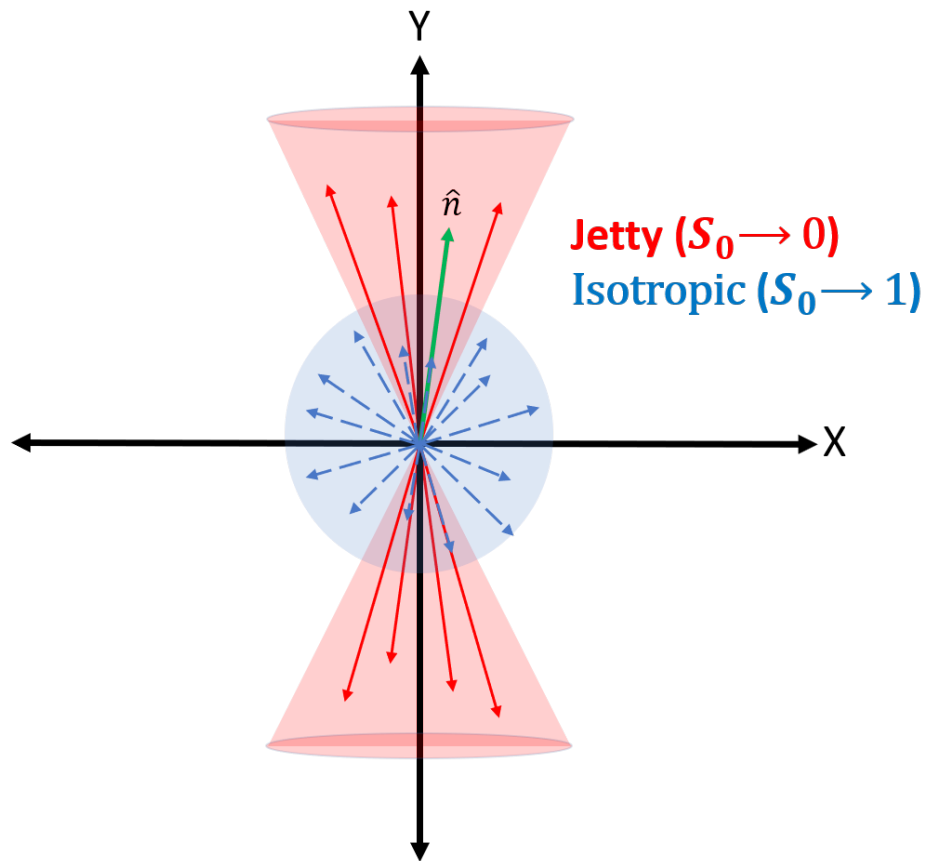
2. **Twarde** (z dużymi przekazami pędu; na krótkiej skali czasowej) – zderzenia nie całych protonów ale ich składników (partonów tj. kwarków lub gluonów). Zdarza się, że kwarki lecą w kierunku „mocno poprzecznym”. **Do opisu pQCD.** Zaczynają dominować nad miękkimi już przy $p_T > 1 \text{ GeV}/c$

Oddziaływania twarde
(rozpraszanie lub anihilacja)

z dużą wymianą pędu:

kwark-kwark, kwark-gluon, gluon-gluon

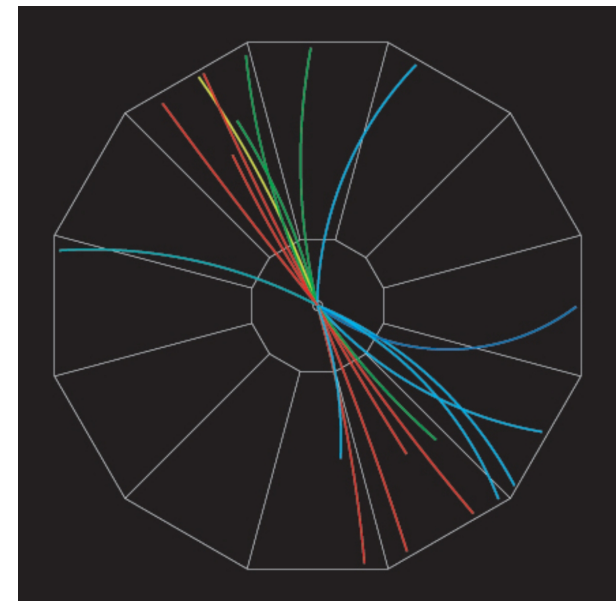




Górne: Schemat topologii zderzenia p+p pokazujący eventy jetowe oraz izotropowe

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

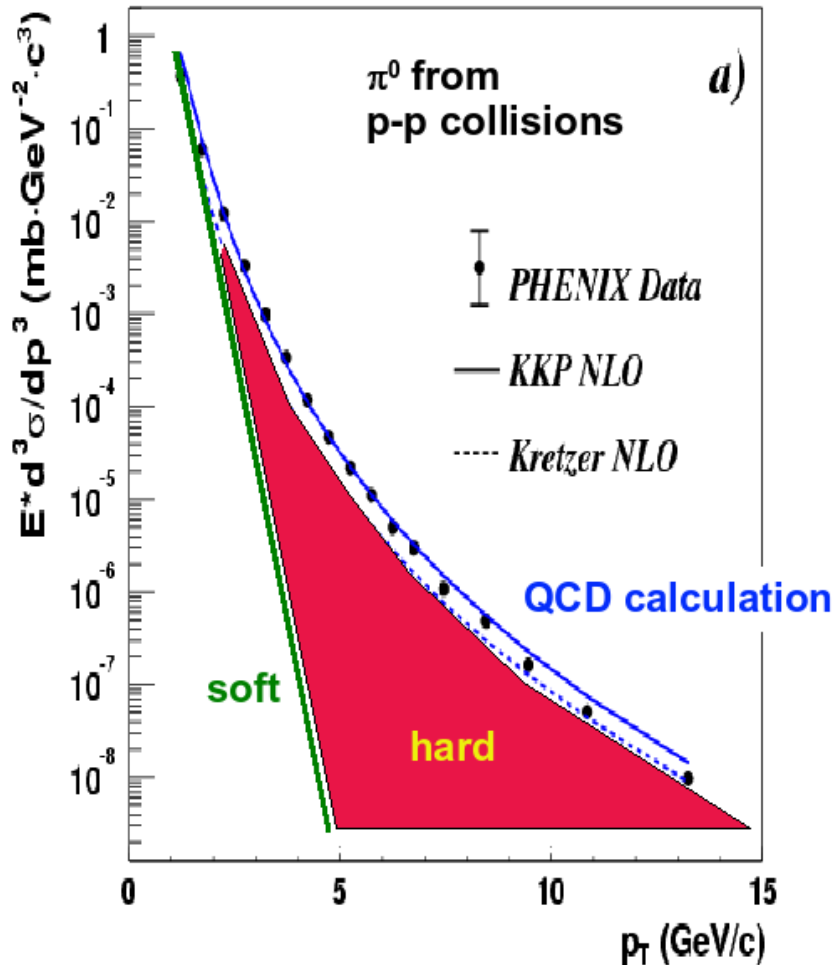
⇒

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

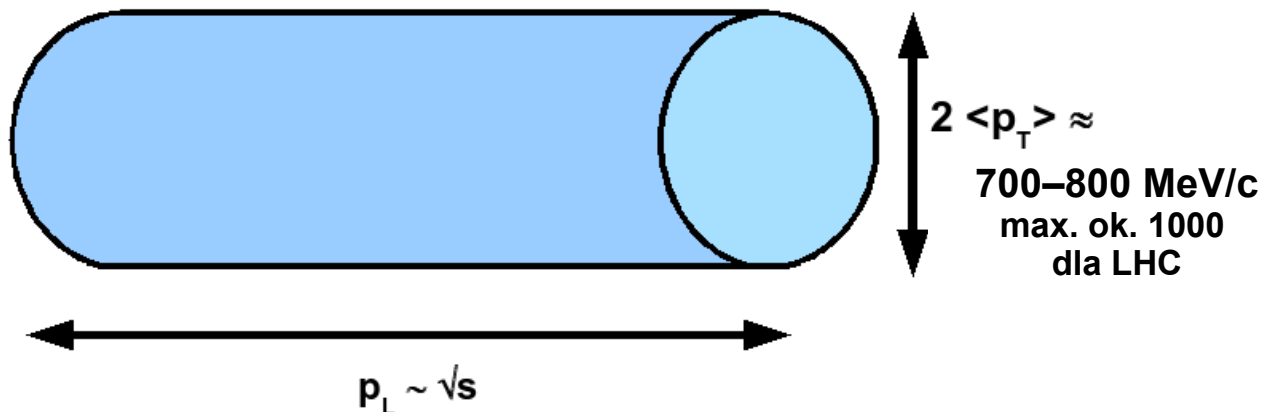


Produkcja cząstek w oddziaływaniach silnych – praktycznie nie rozumiemy tego procesu; nie potrafimy ilościowo wytłumaczyć charakterystyk produkcji cząstek. Nie ma żadnej teorii, istnieją tylko różnego rodzaju modele oraz **pewne prawa doświadczalne**:

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:

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

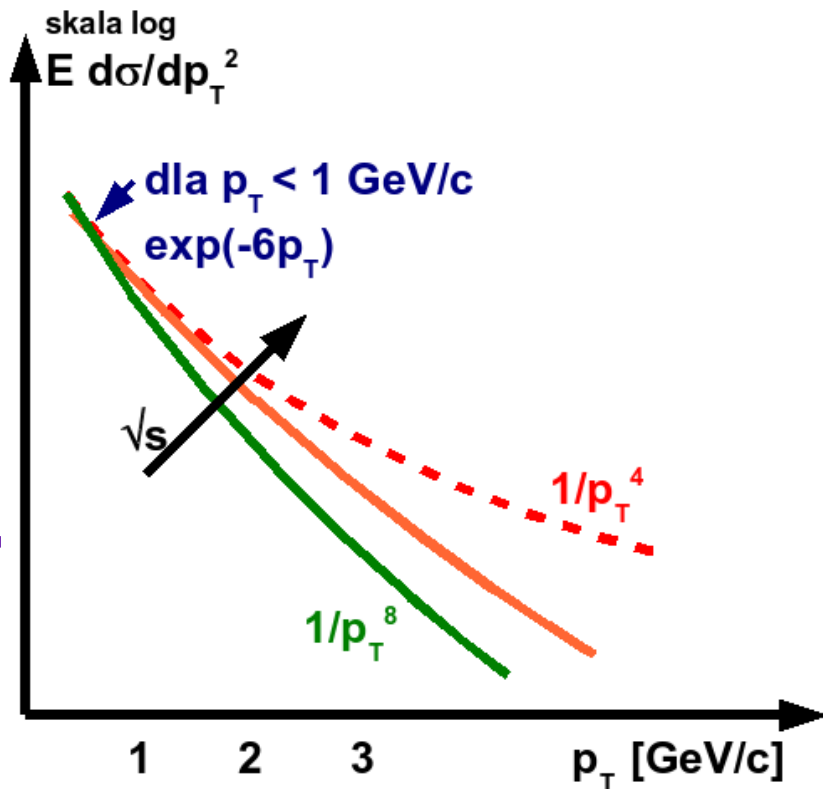
$\langle n_{h_3} \rangle$ - średnia liczba wyprodukowanych cząstek danego typu w reakcji

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

Przykład: przekrój czynny (σ) na produkcję π^+ w nieelast. zderz. $p+p$ = średnia krotność π^+ w nieelast. zderz. $p+p$ razy σ_{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 $p_T < 1 \text{ GeV}/c$

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

$$A \approx 6 \text{ dla } \pi^+, \pi^0$$

$$A \approx 2 \text{ dla } D^+, D^0$$

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

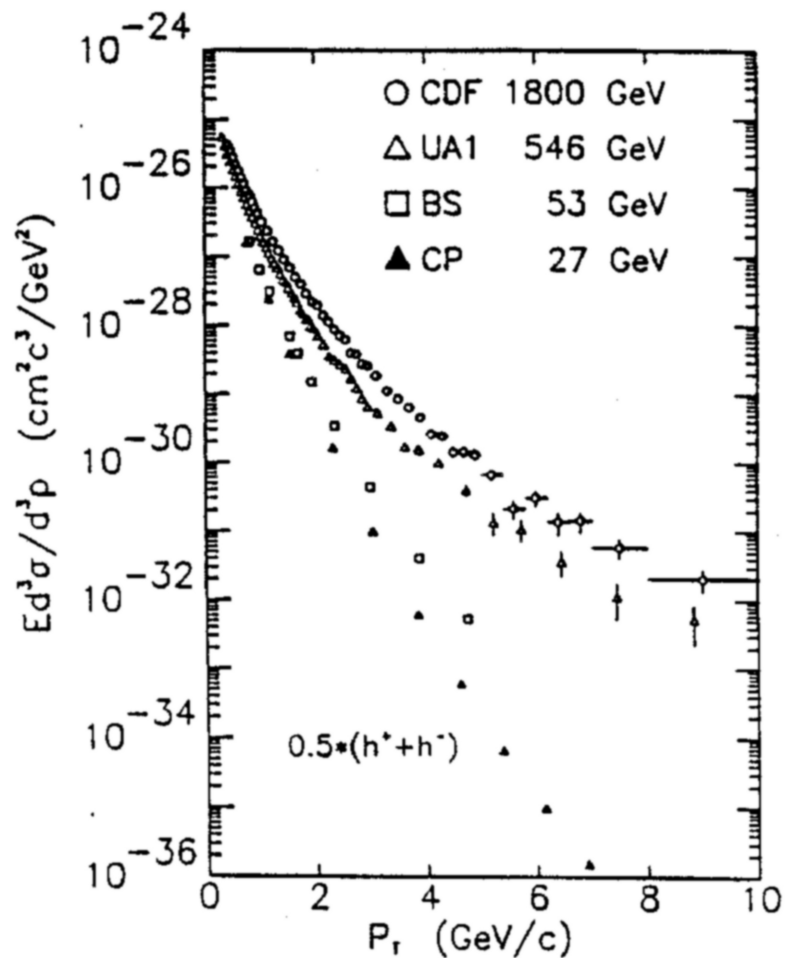
2. dla $p_T > 1 \text{ GeV}/c$

przewaga procesów twardych

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

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

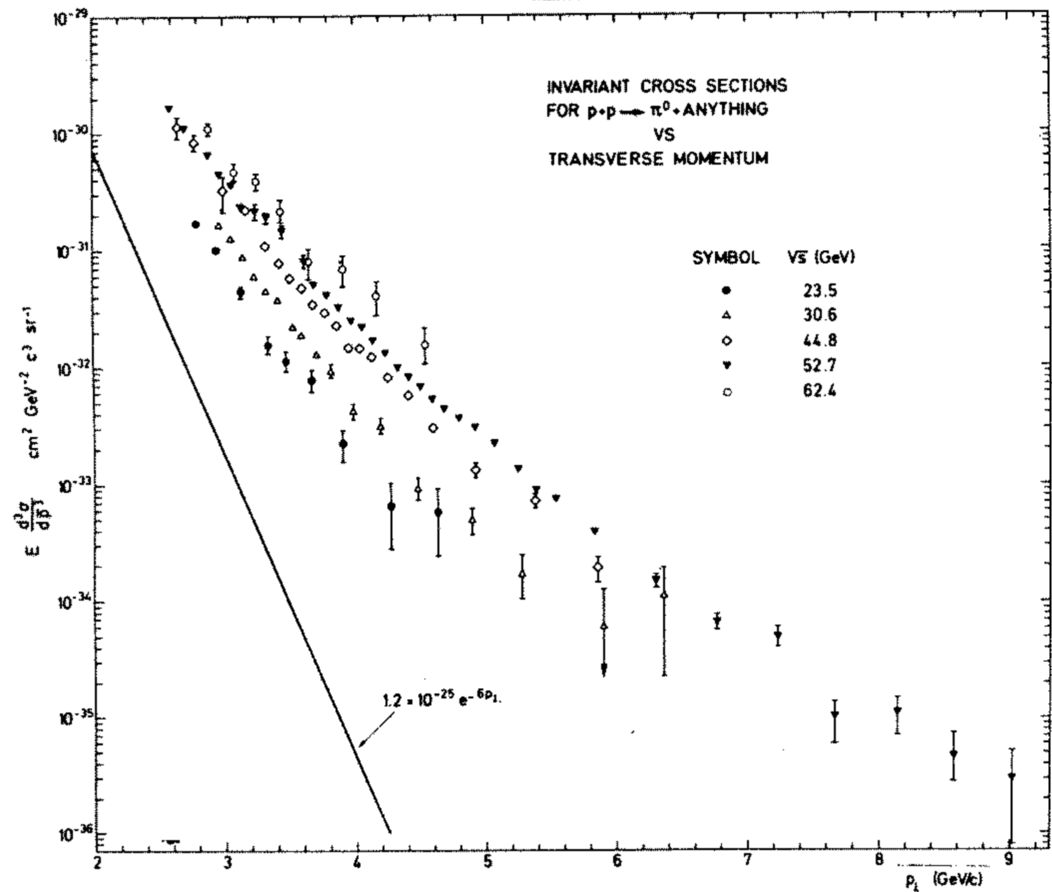
- Kształt rozkładu przy niskich p_T z grubsza nie zależy z jaką cząstką mamy do czynienia → **rozkład eksponencjalny (wykładniczy)**; takie pojawiają się w statystyce i termodynamice (rozkład Boltzmann → zob. wykład 9) czyli **niskopędowa część rozkładu p_T ma charakter statystyczny (termodynamiczny)**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



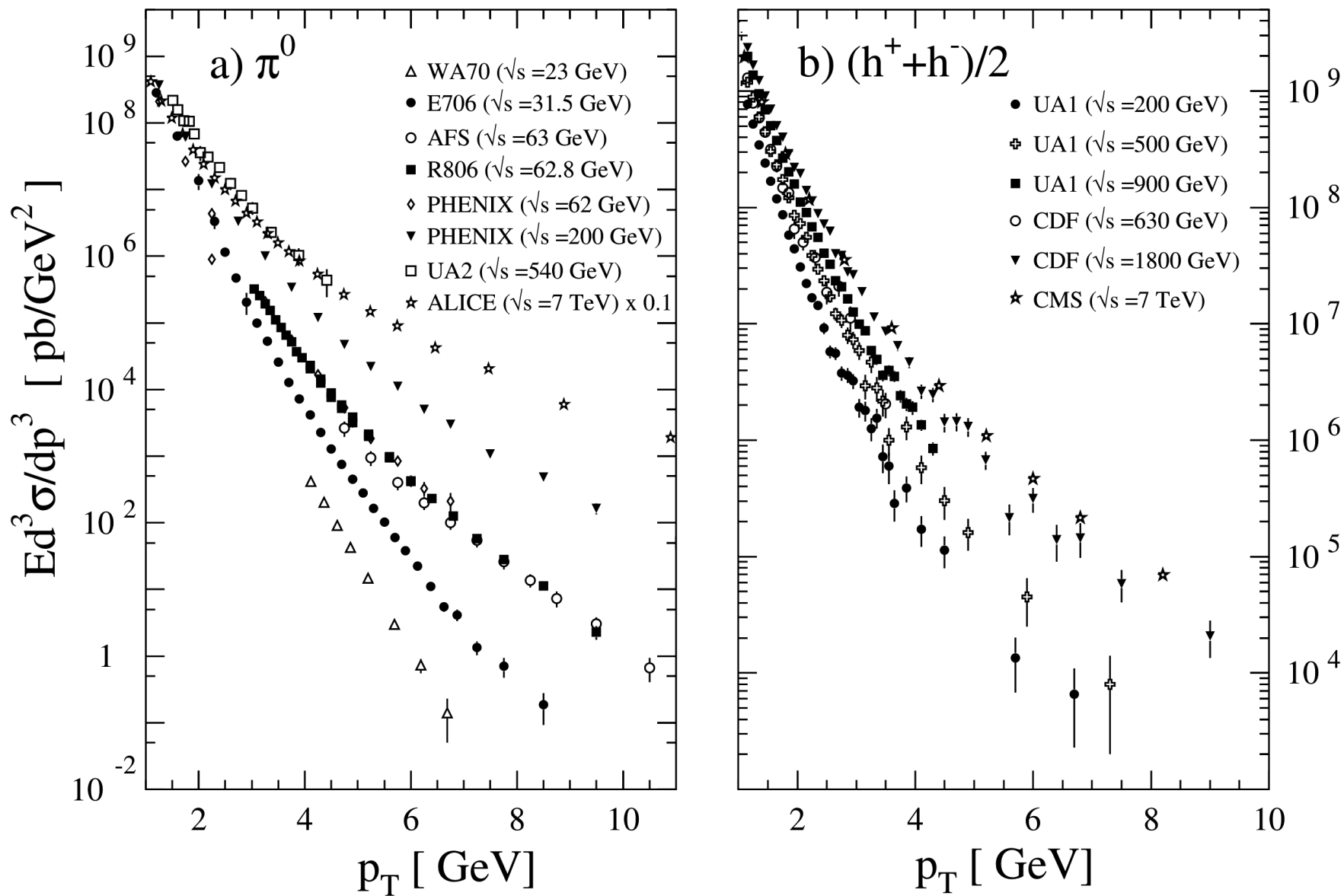
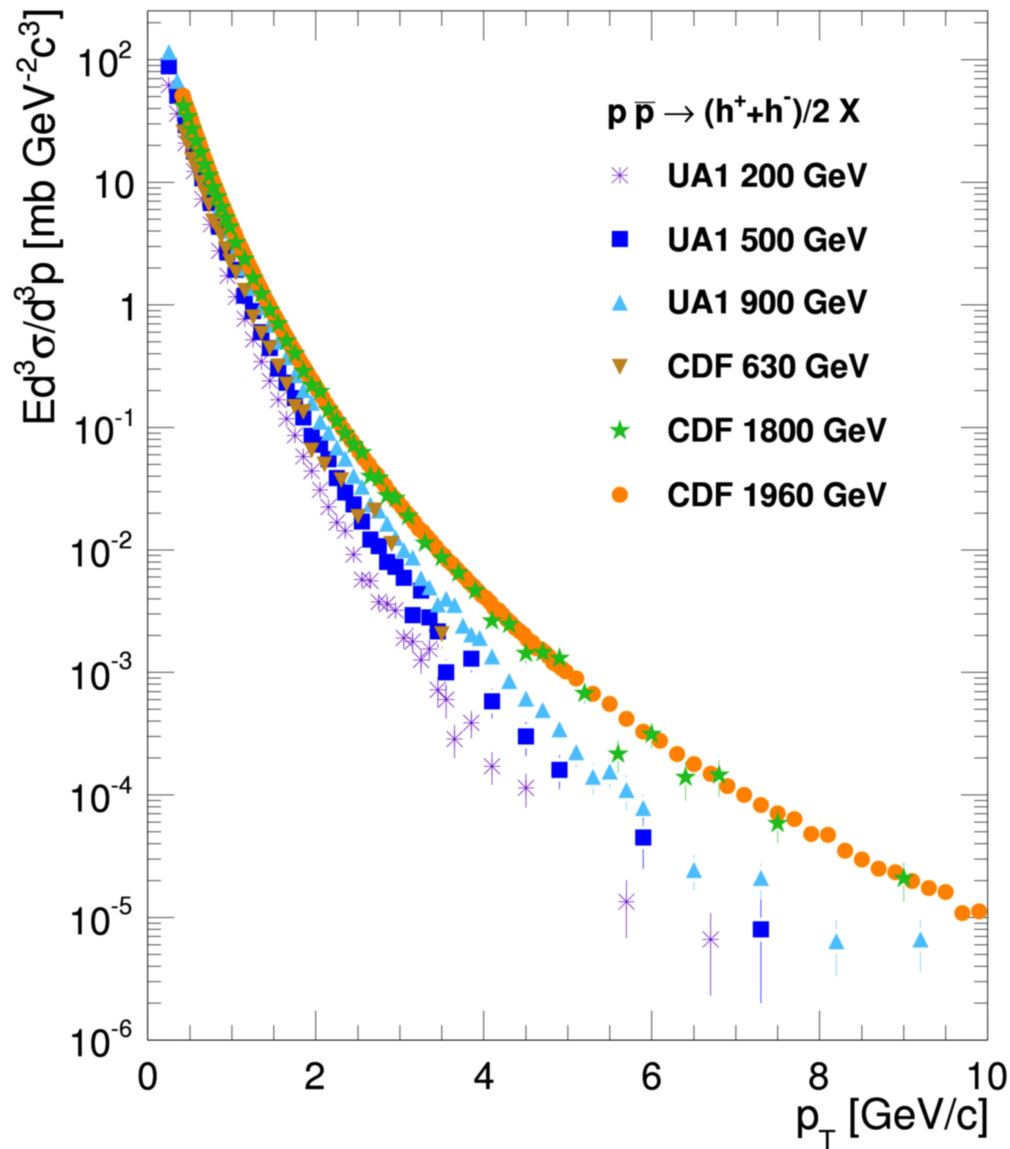
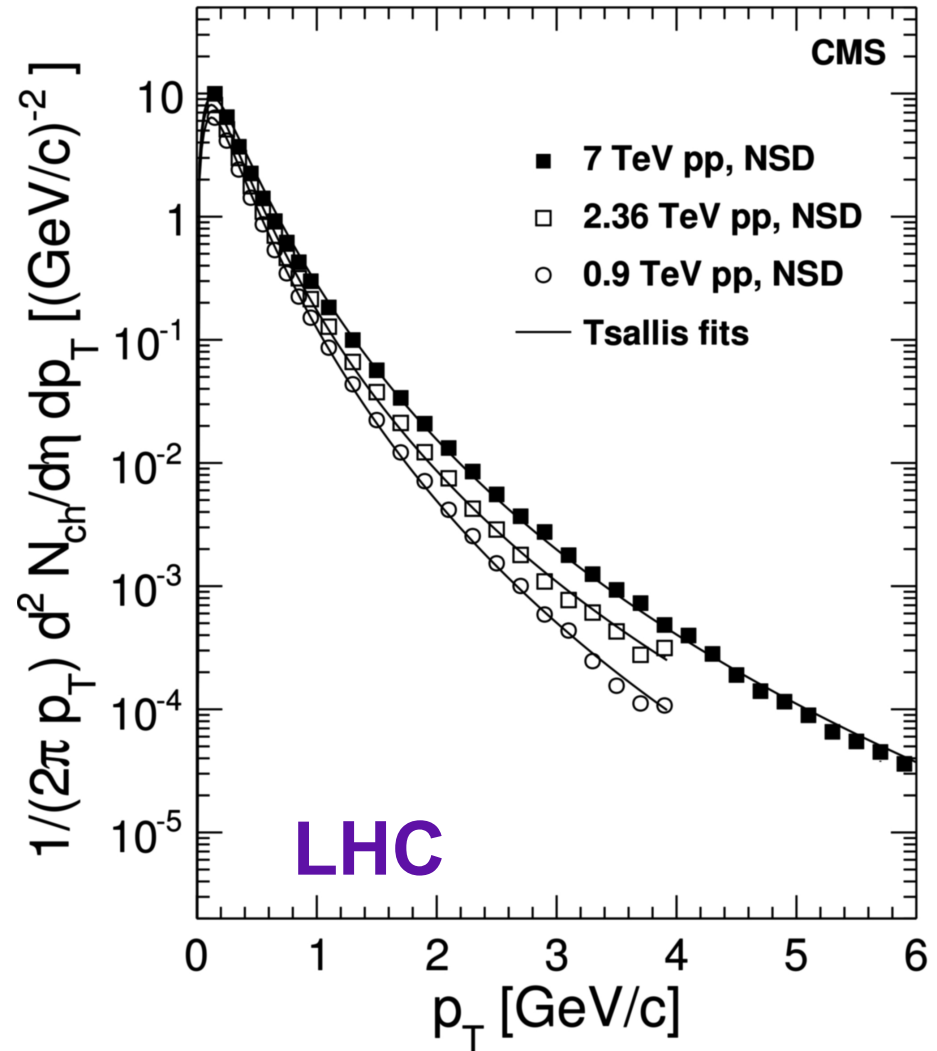


Figure 19.10: Selection of inclusive (a) π^0 and (b) charged-hadron production data from pp [118, 211, 225, 229–232] and $p\bar{p}$ [114, 205, 209] collisions.

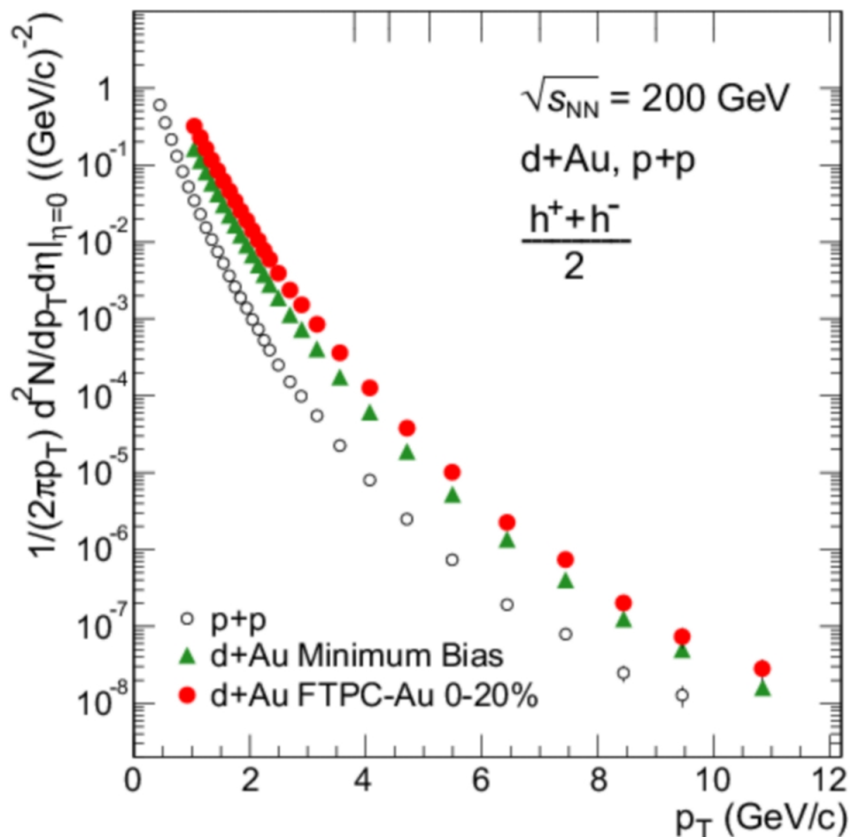
Przekrój na produkcję cząstek naładowanych
 $0.5 \cdot (h^+ + h^-)$ w zderzeniach p+antyproton
 arXiv:1003.2963



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

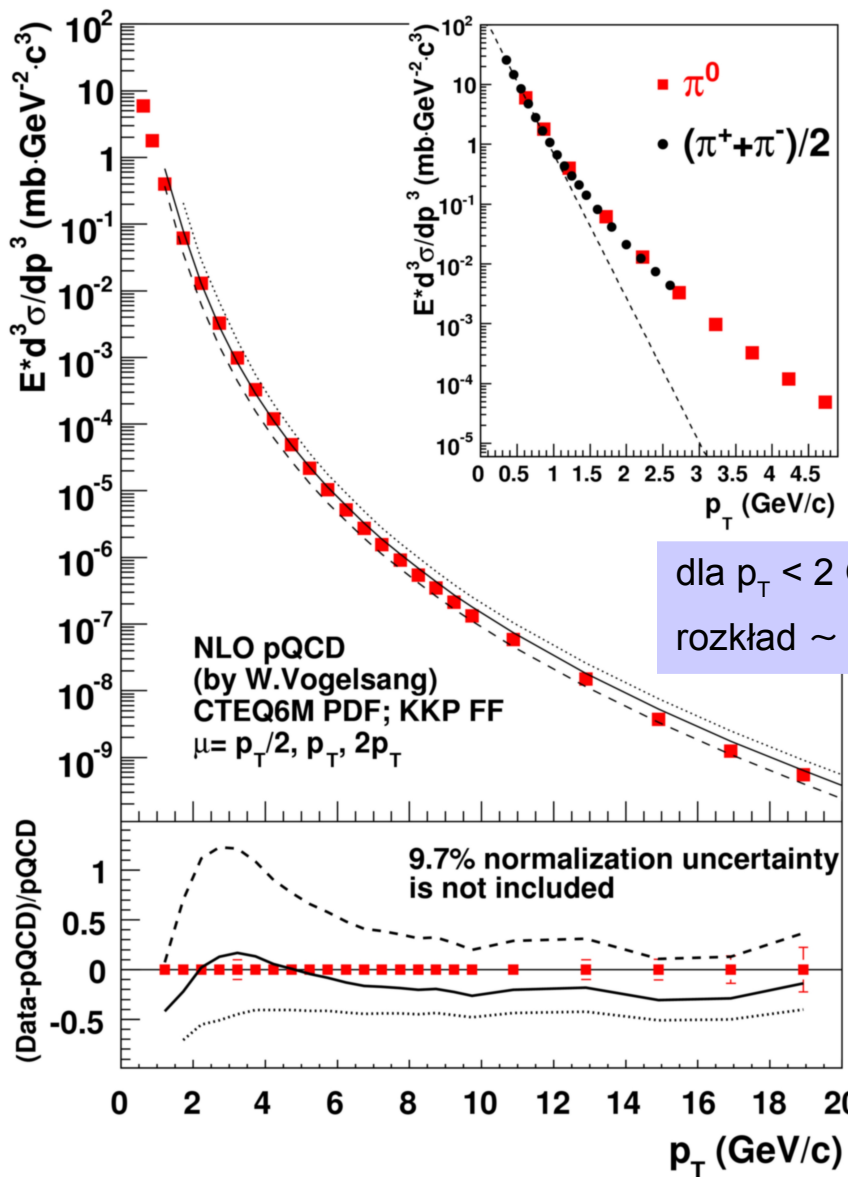


W Tevatronie (eksp. CDF) zmierzono inkluzywne rozkłady p_T aż do 150 GeV/c (!) ale powyżej 20 GeV/c mogą być problemy eksperymentalne – zob. arXiv:1003.2963



STAR @ RHIC

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

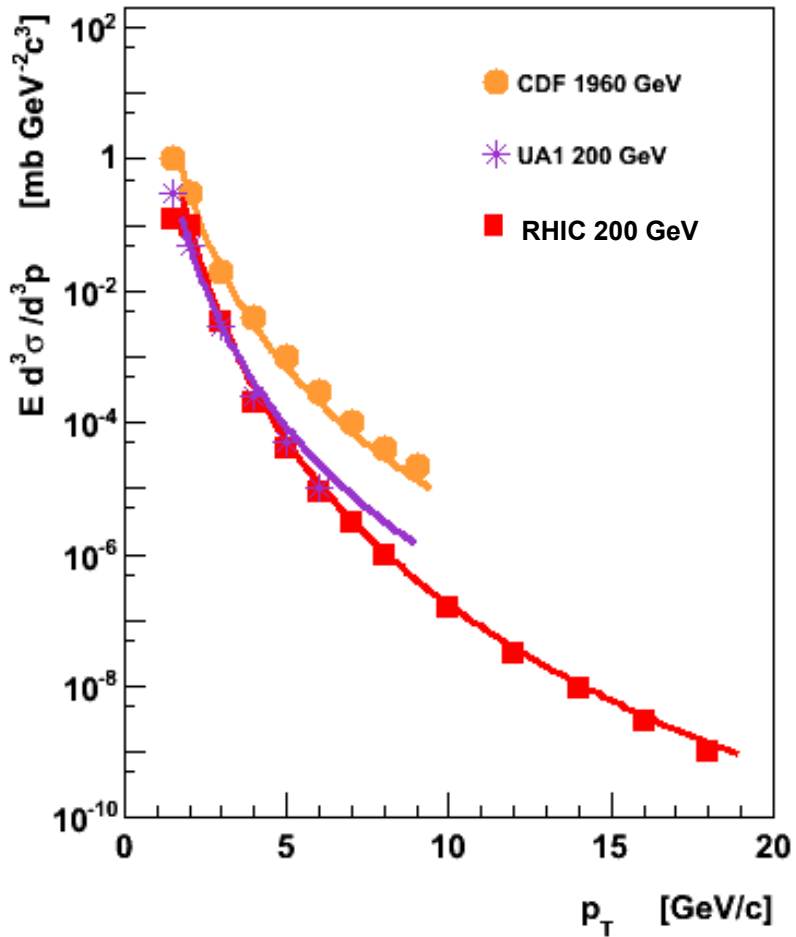


Dane PHENIX p+p $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ (Rys. z arXiv:0906.0745)

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

Przekrój czynny na produkcję π^0 (przy mid-rapidity). Krzywe – obliczenia pQCD.

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

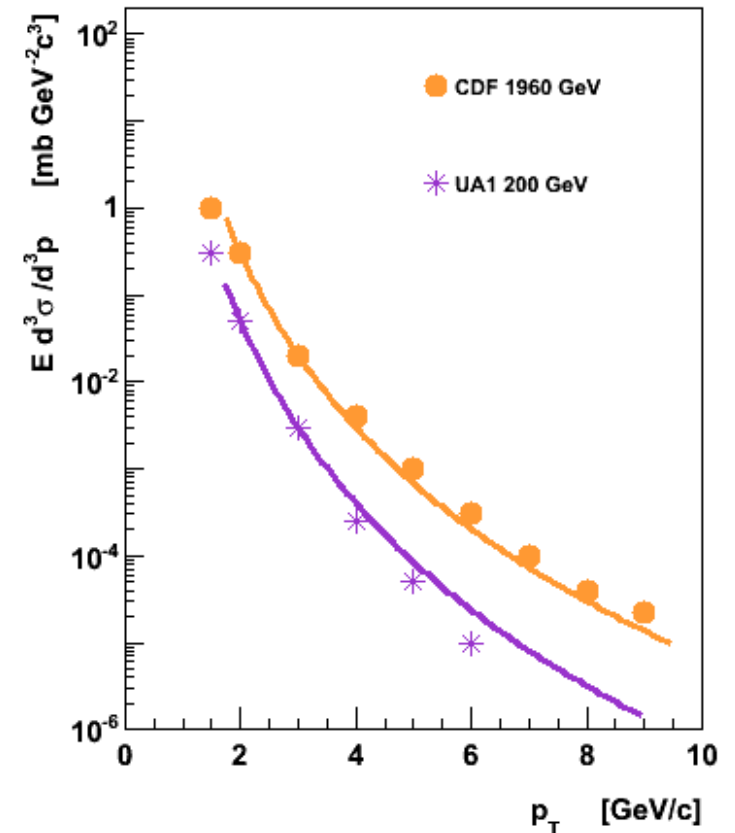


Kompilacja wyników (poprzednie strony odczytując nieco „na oko” wybrane pozycje z oryginalnych wykresów – KG)

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:

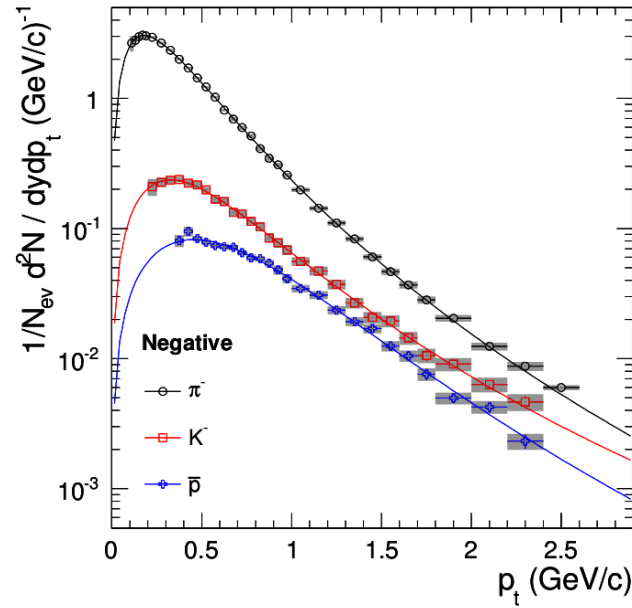
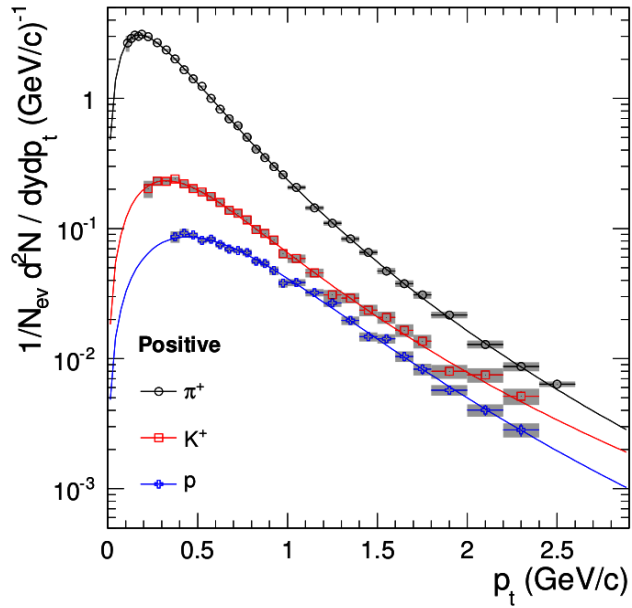
- $\alpha \approx 8.2$ (RHIC)
- $\alpha \approx 7$ (UA1)
- $\alpha \approx 6.6$ (CDF)



ALICE @ LHC

Spektra p_T zidentyfikowanych cząstek w p+p

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

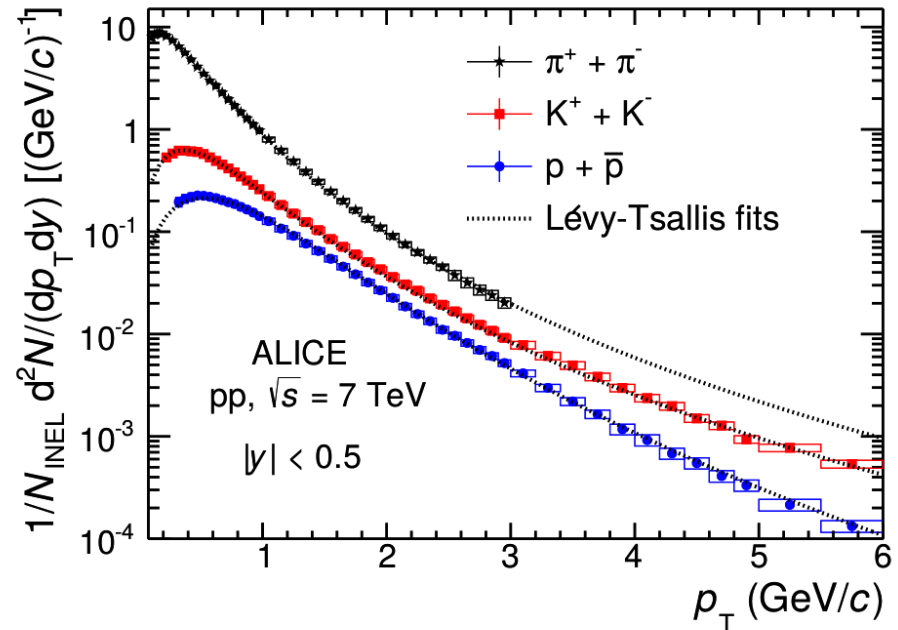
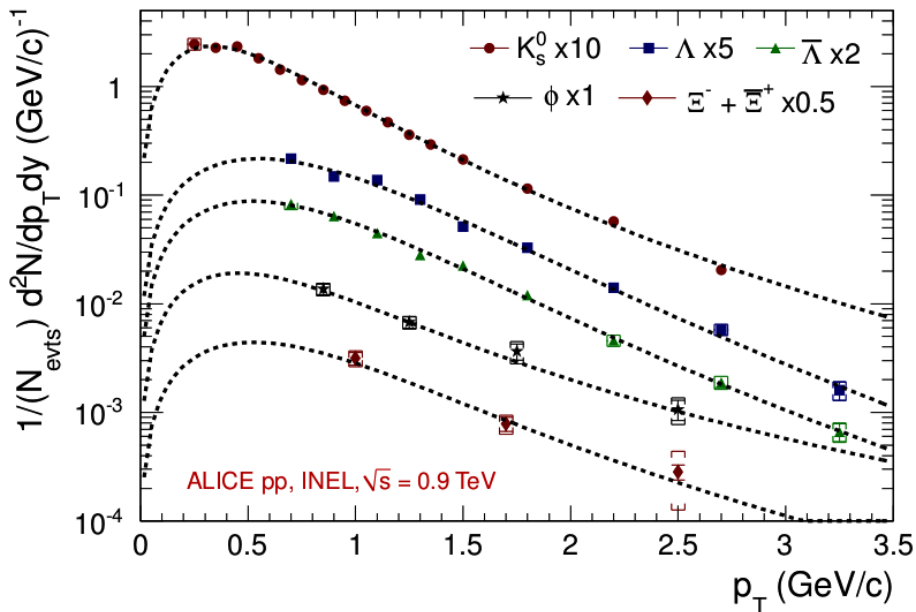


$\sqrt{s} = 900$ GeV
arXiv:1308.3623

mid-rapidity

arXiv:1308.3623

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



ALICE @ LHC

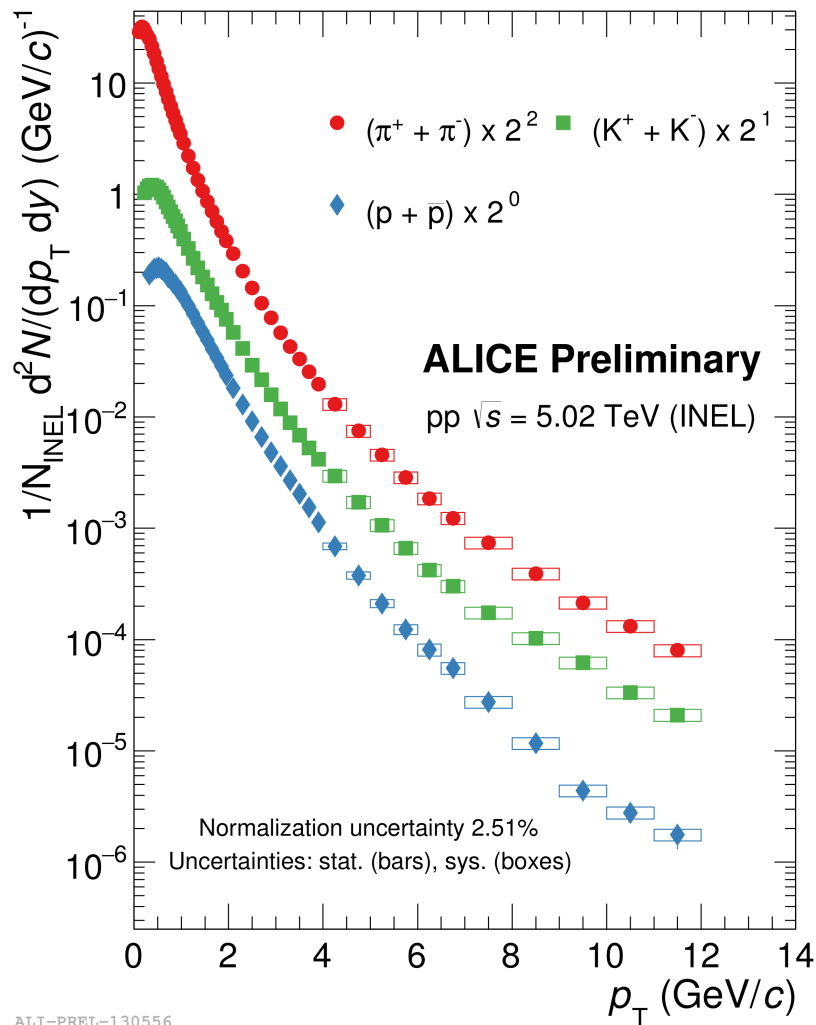
Spektra p_T zidentyfikowanych cząstek w p+p

mid-rapidity

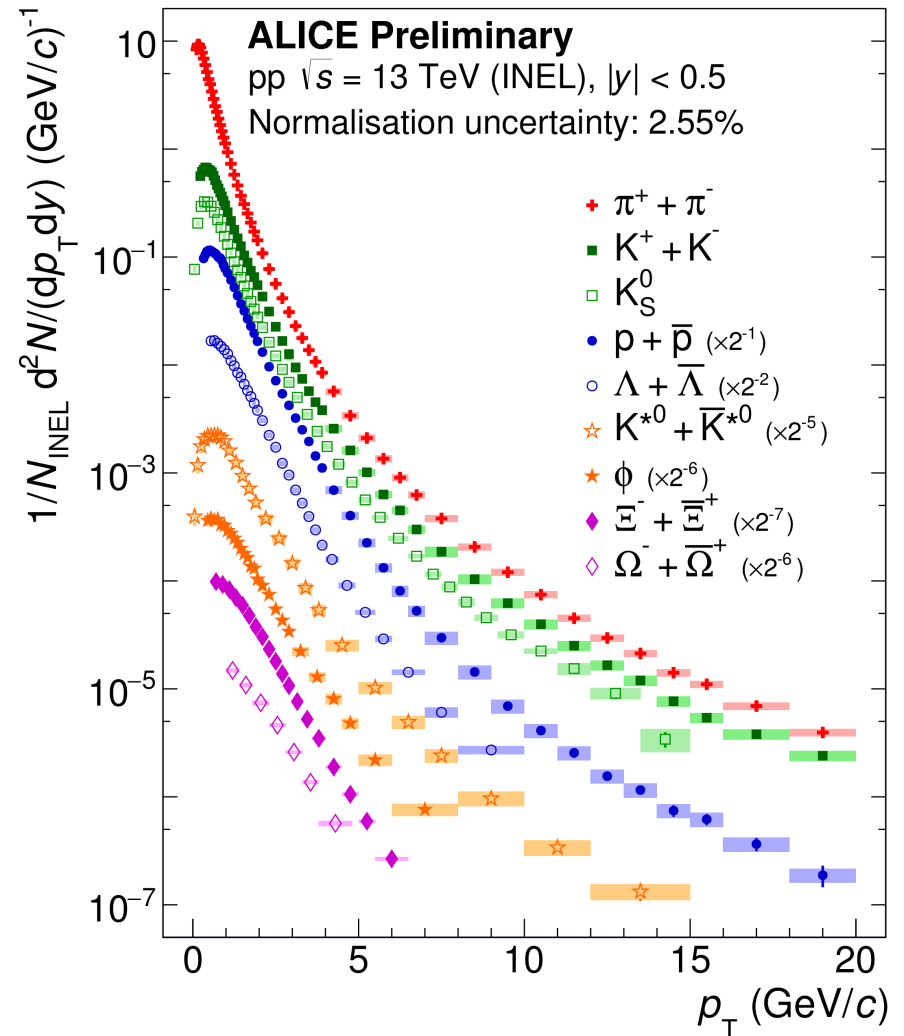
LHC Run 2

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

Rys. z EPS-HEP 2017 oraz arXiv:1801.03350



ALI-PREL-130556



ALI-PREL-130580

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

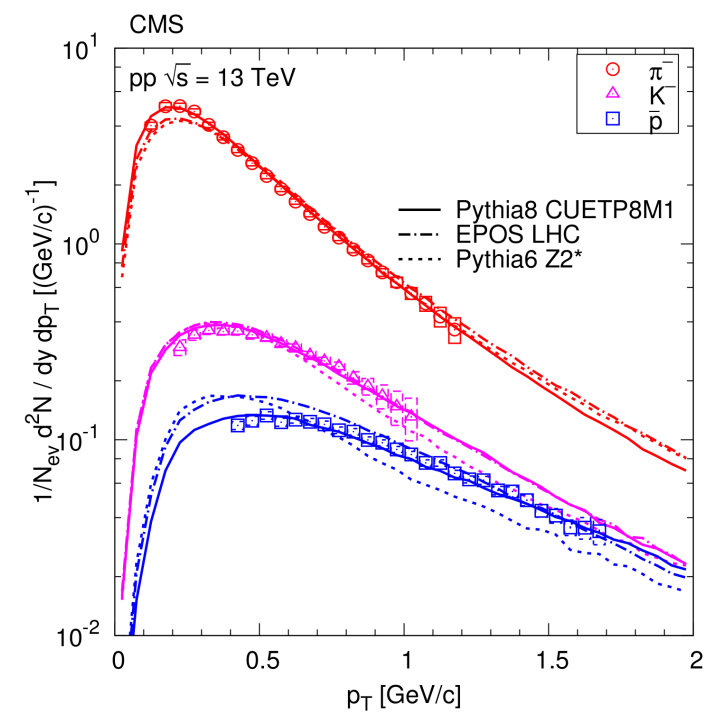
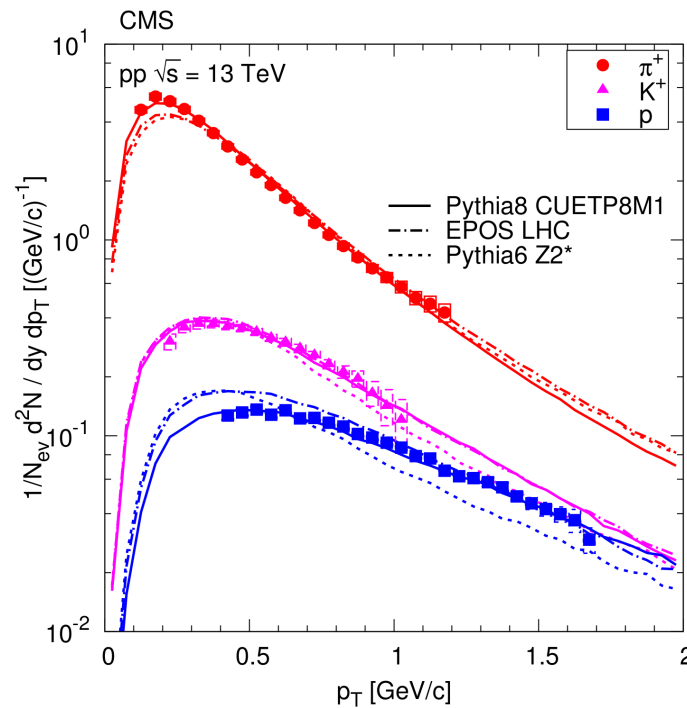
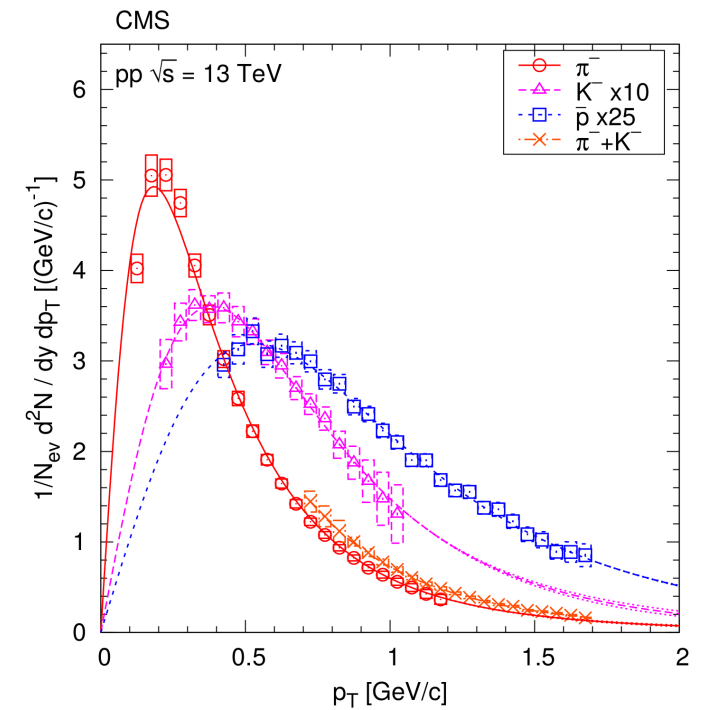
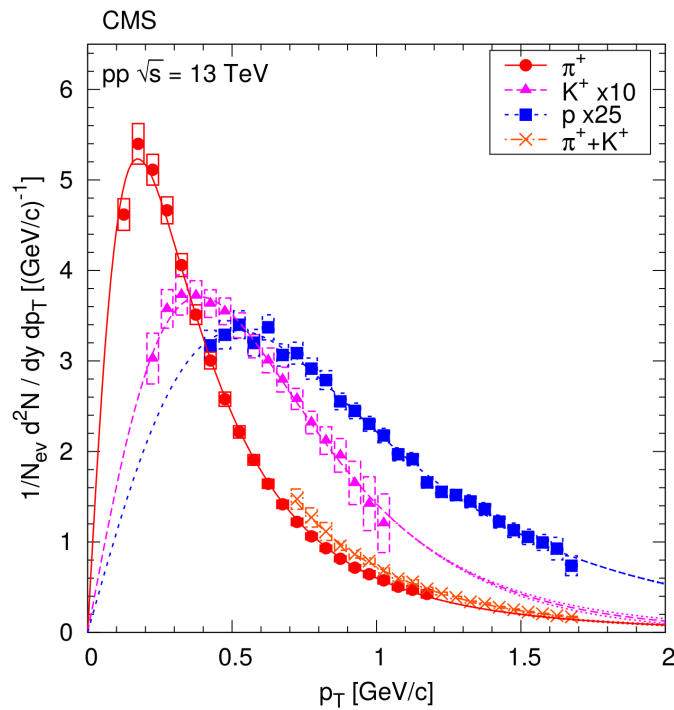
CMS @ LHC

Spektra p_T
zidentyfikowanych
cząstek w p+p

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

$|y| < 1$

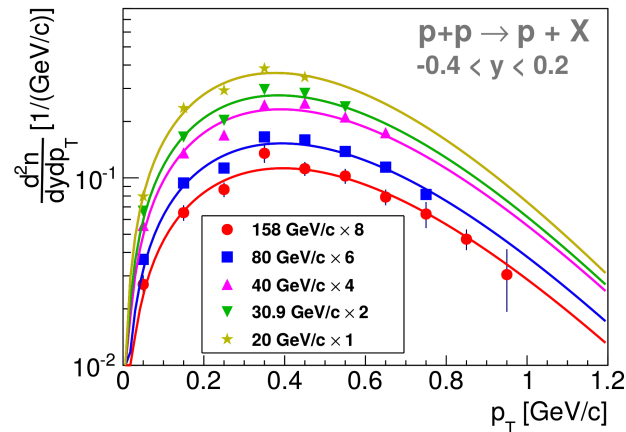
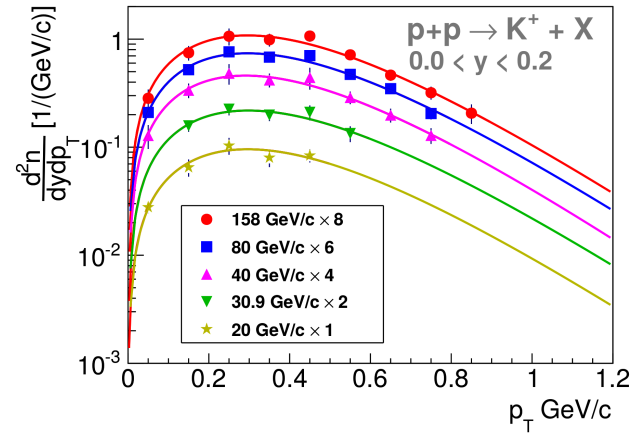
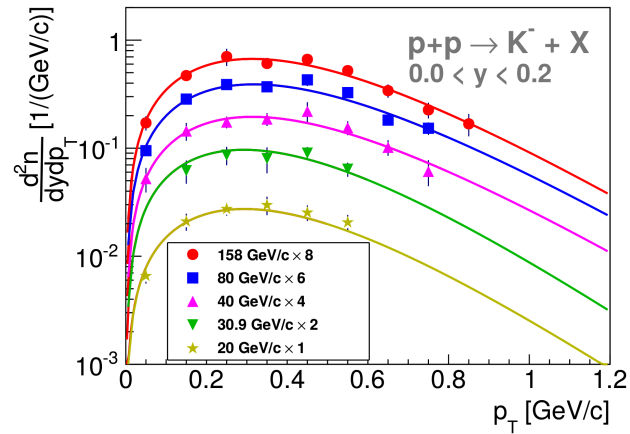
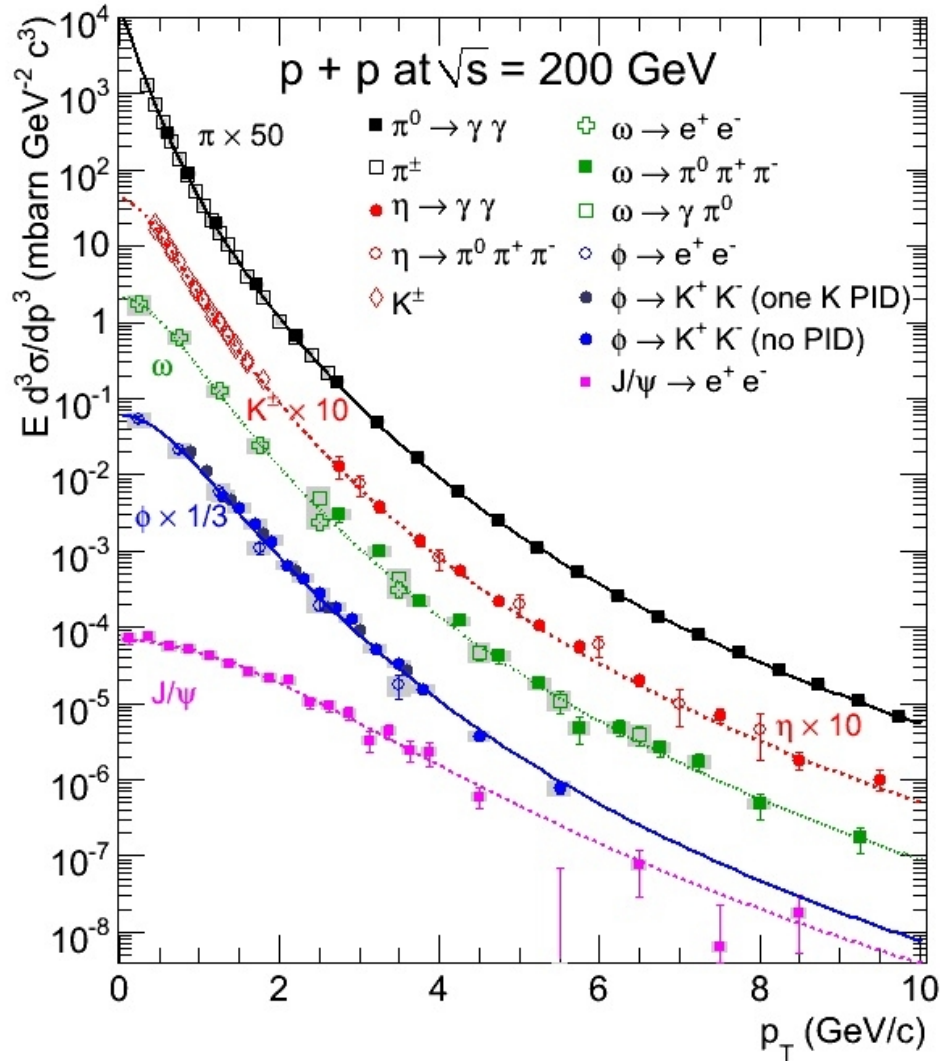
arXiv:1706.10194



PHENIX @ RHIC

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

Rys. QM 2008



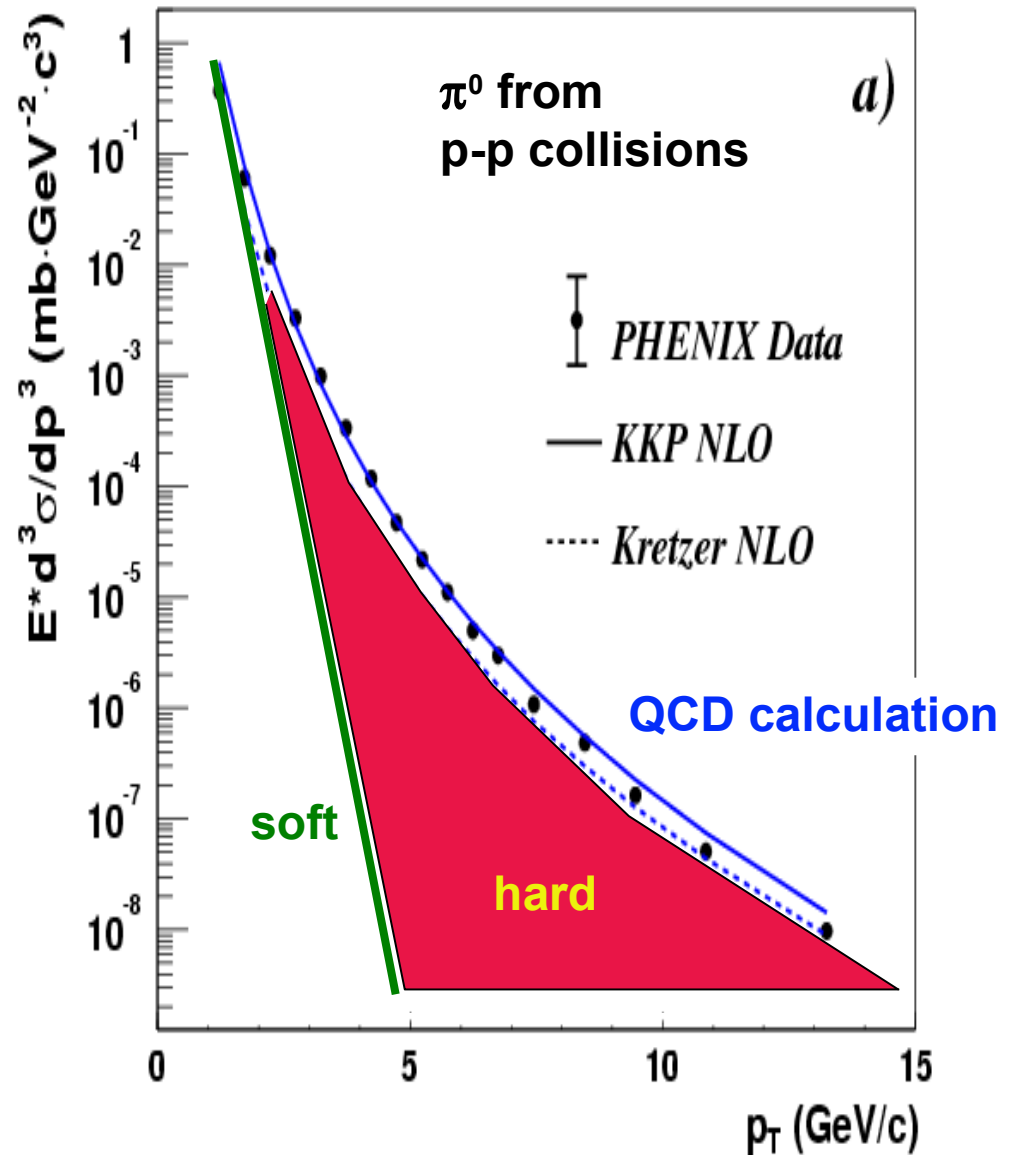
NA61/SHINE @ SPS

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

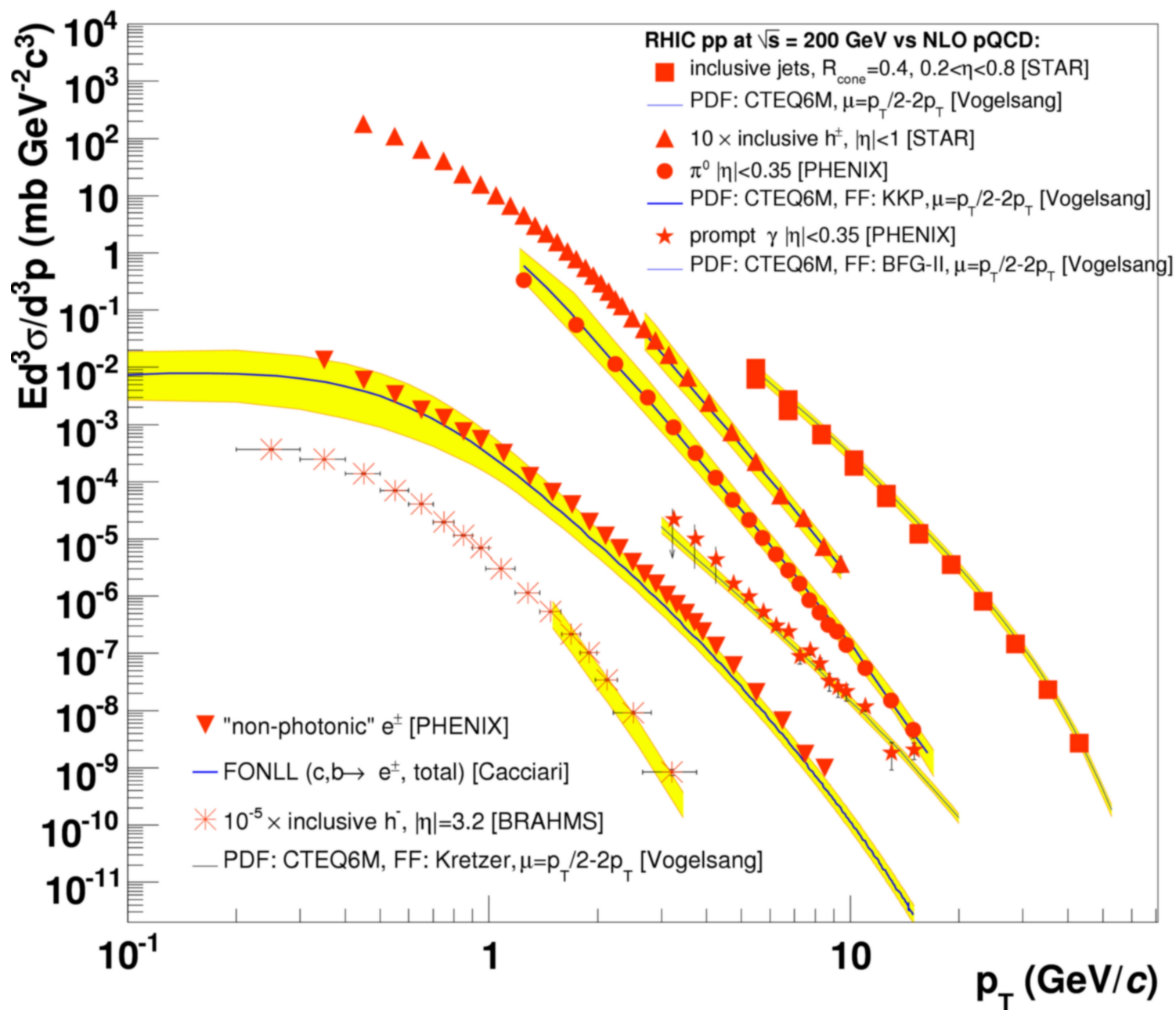
arXiv:1502.07916

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 α_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 α_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**

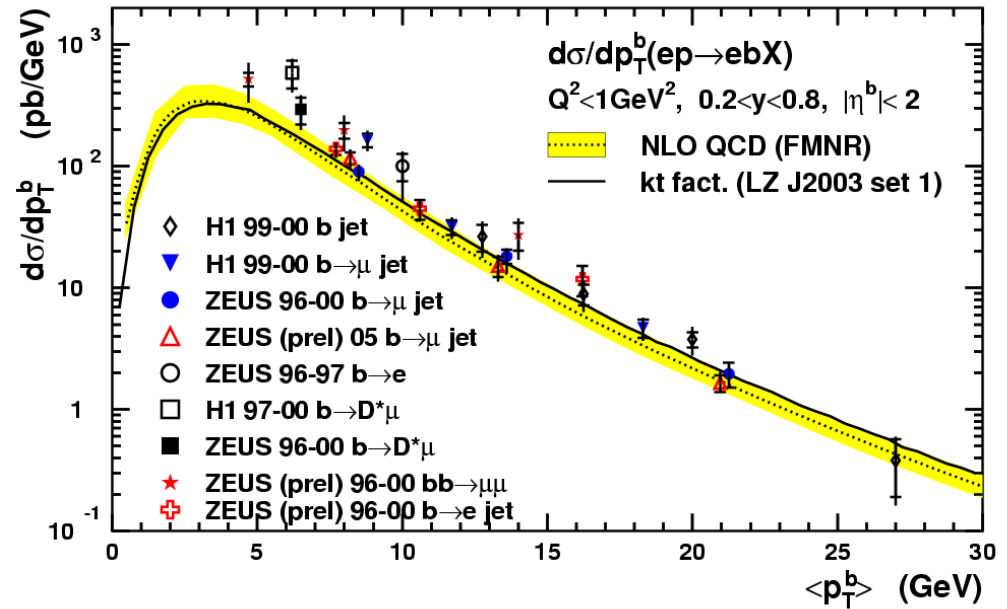


żółte bandy –
przewidywania pQCD
NLO – next-to-leading
order
NLL – next-to-leading log

Rys. nucl-ex/0611012,
arXiv:0902.2011

Uwaga: skala
podwójnie logarytmiczna

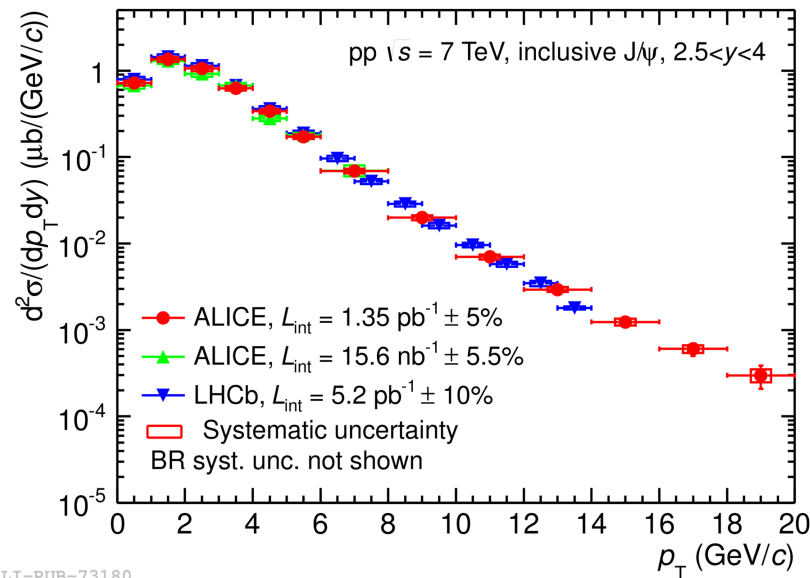
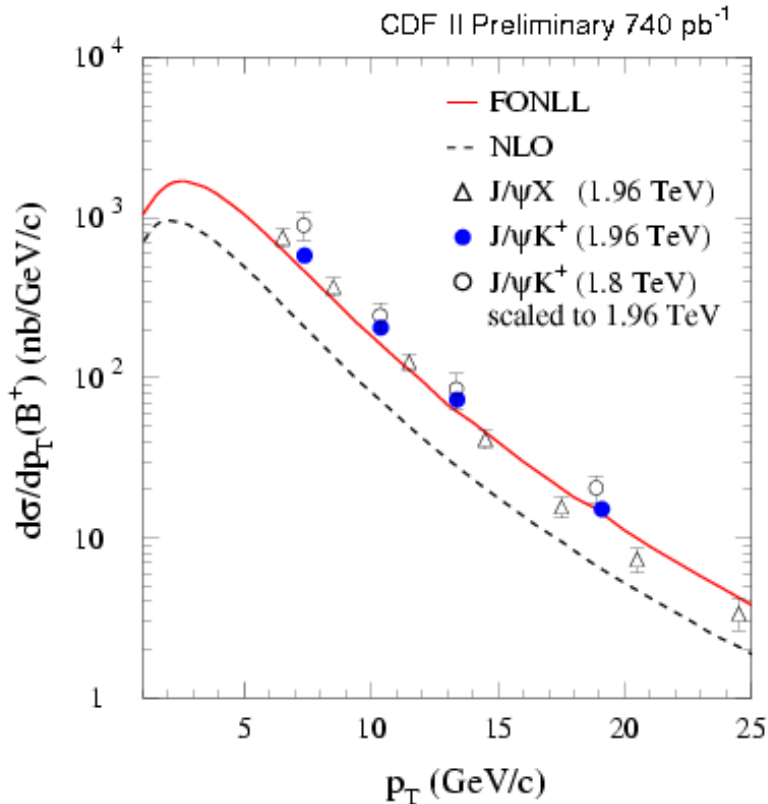
HERA



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

Przekroje czynne na różne procesy twarde

produkcja mezonów B w eksperymencie CDF

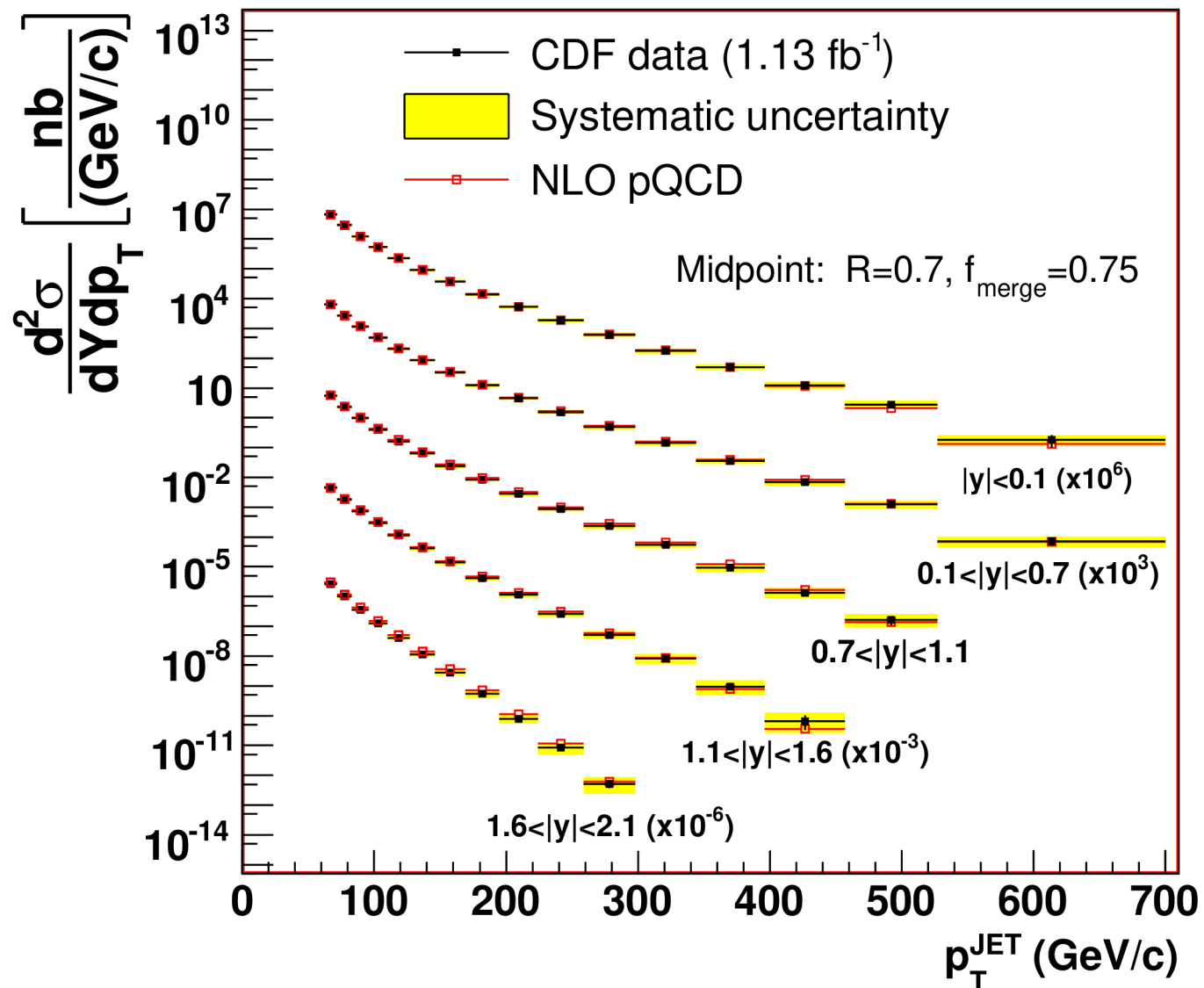


Przekrój na produkcję cząstki J/ψ p+p, LHC

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

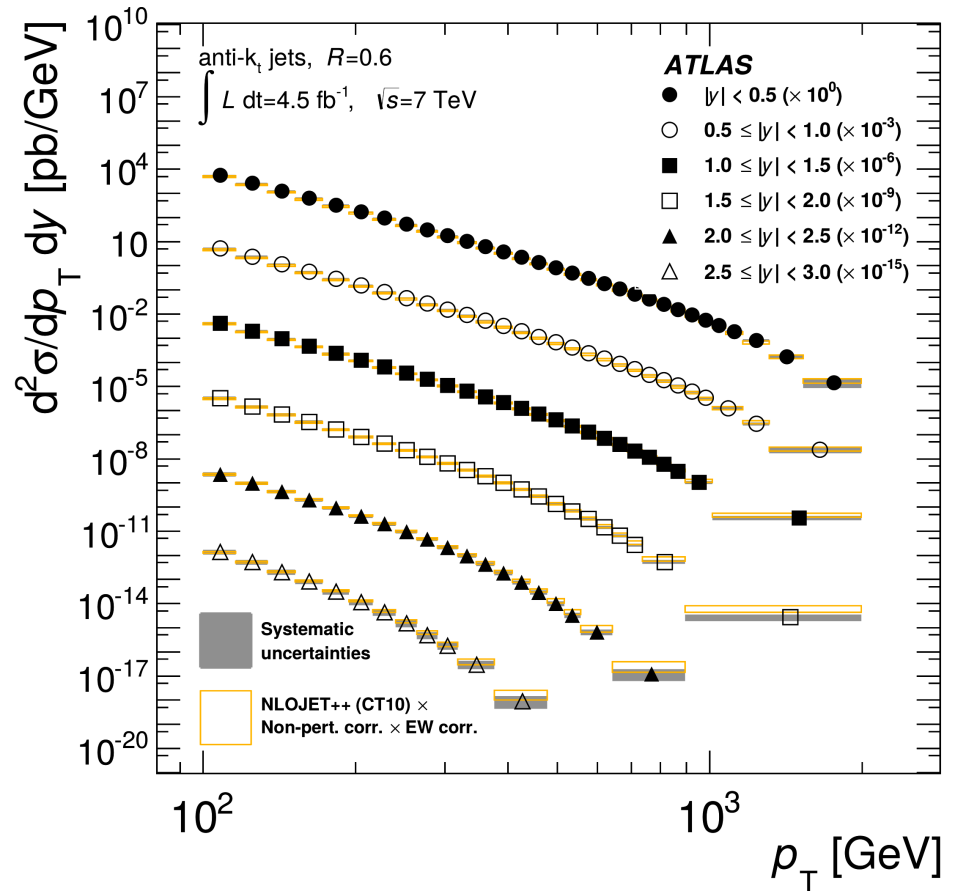
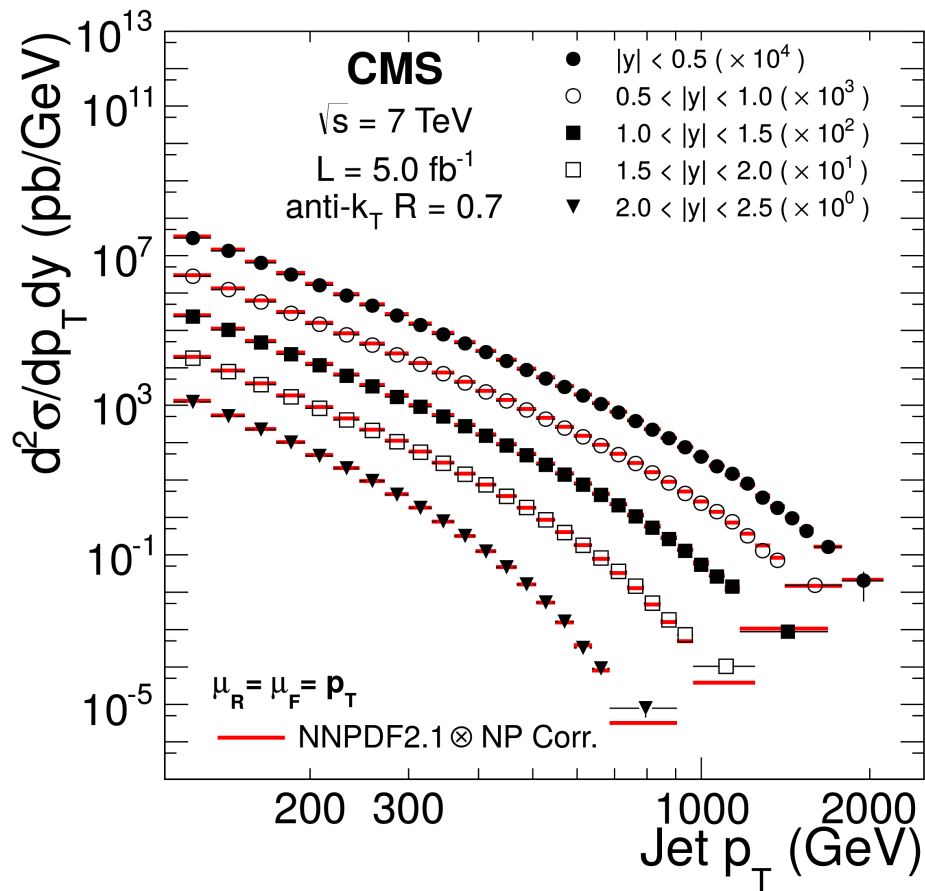
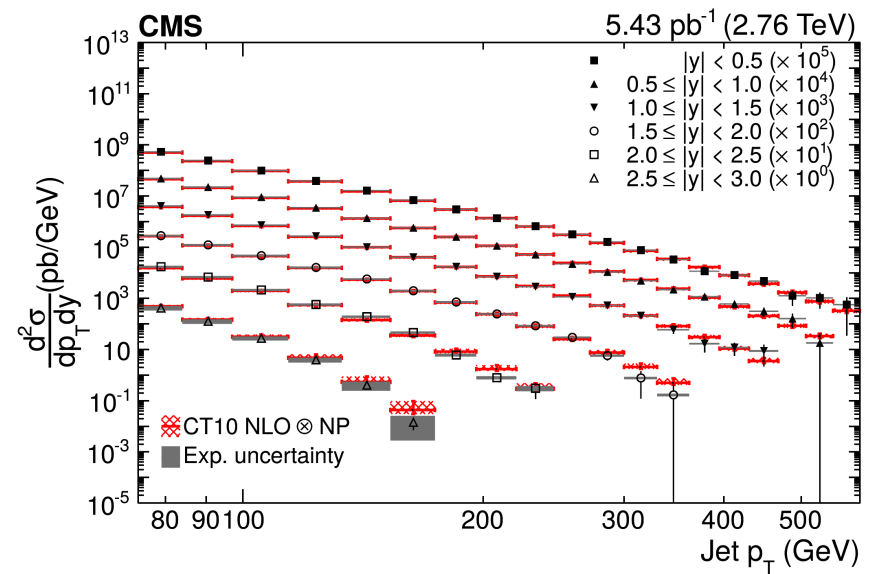


Uwaga p_T^{JET} to pęd poprzeczny jetu a nie pojedynczej cząstki (suma po składowych jetu) – szczegóły algorytmu w pracy: hep-ex/0005012

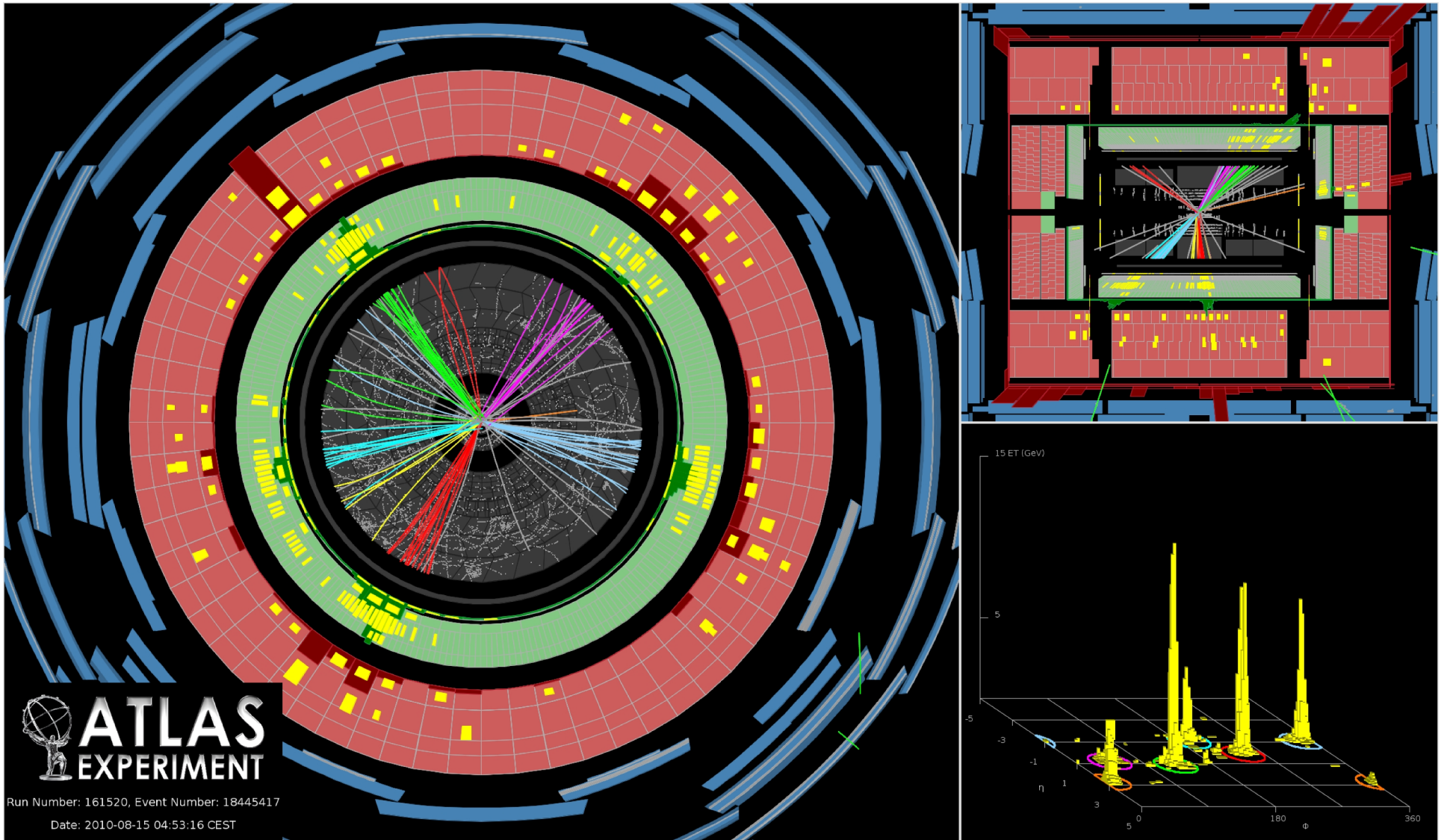
Przekroje na produkcję jetów w zderzeniach p+p przy energiach LHC w funkcji pędu poprzecznego całego jetu

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

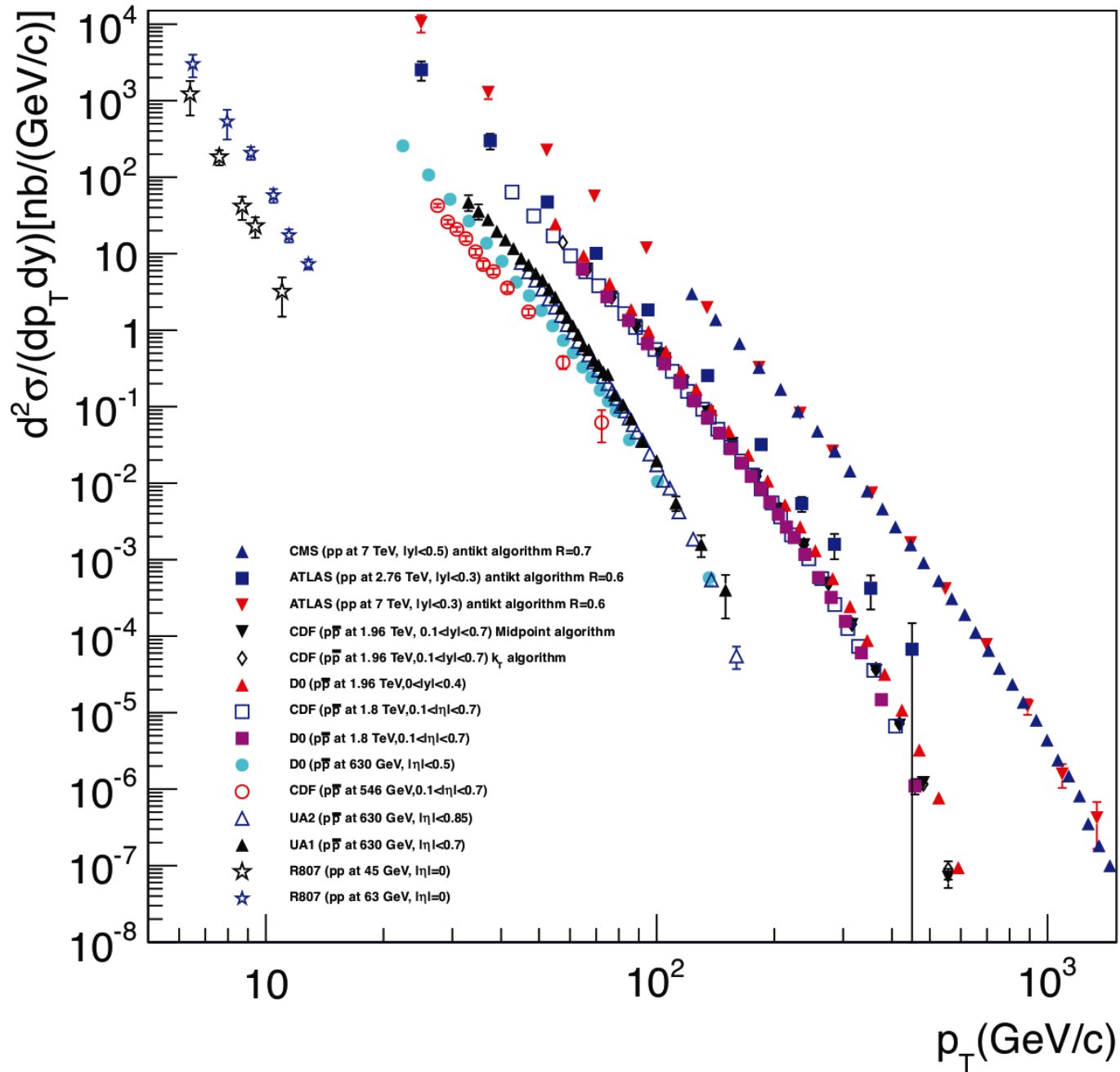


Ciekawostka: przy LHC w pojedynczym zderzeniu p+p może pojawić się nawet kilka jetów. Poniżej przypadek z 6 jetami, p+p przy energii $\sqrt{s} = 7$ TeV



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

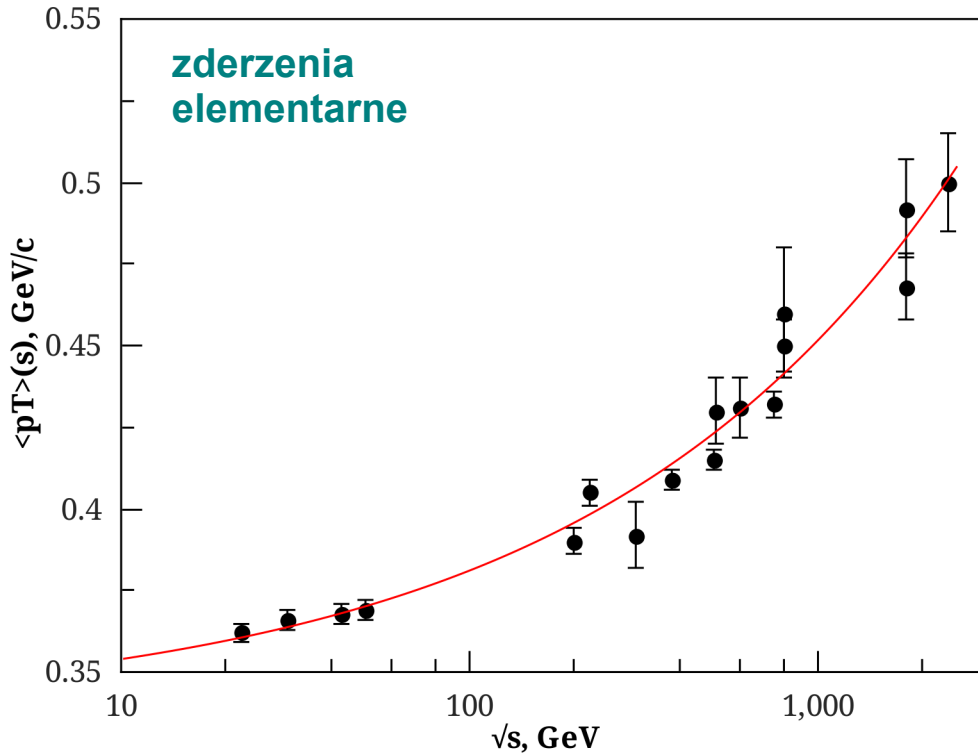
Jet Production in pp and $p\bar{p}$ Interactions



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

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

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



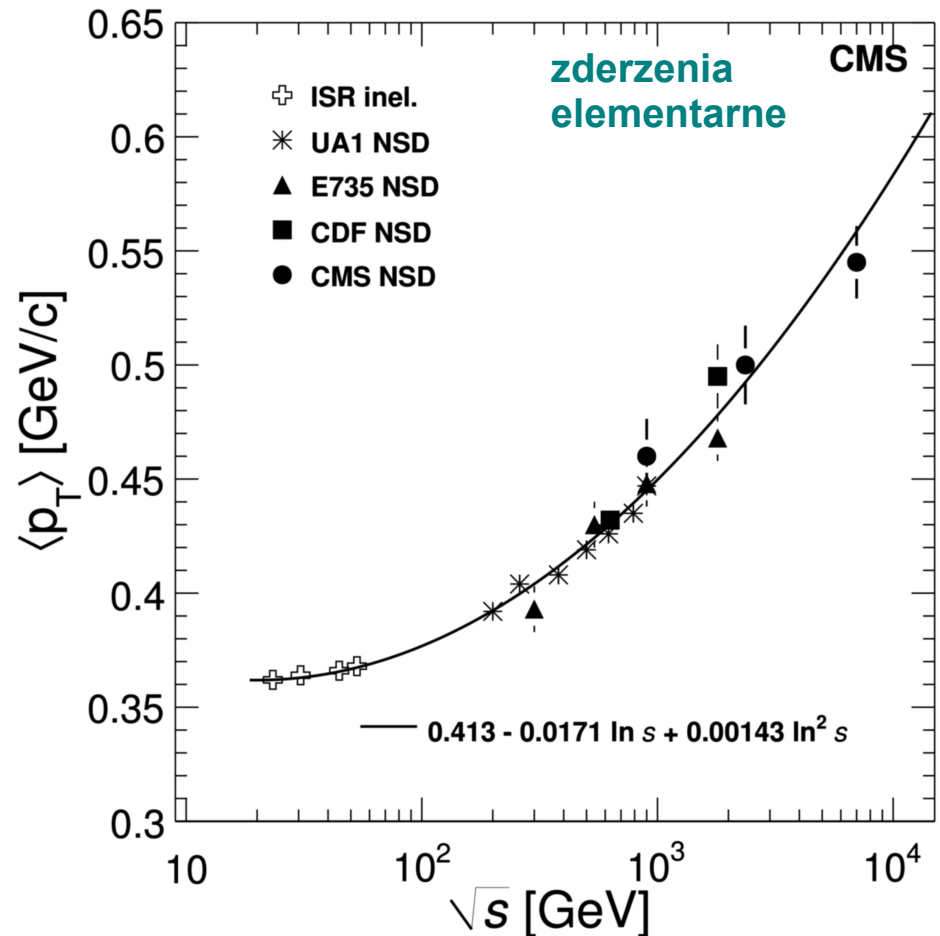
Lewy: Średni pęd poprzeczny w zależności od energii w zderzeniach p+p

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)

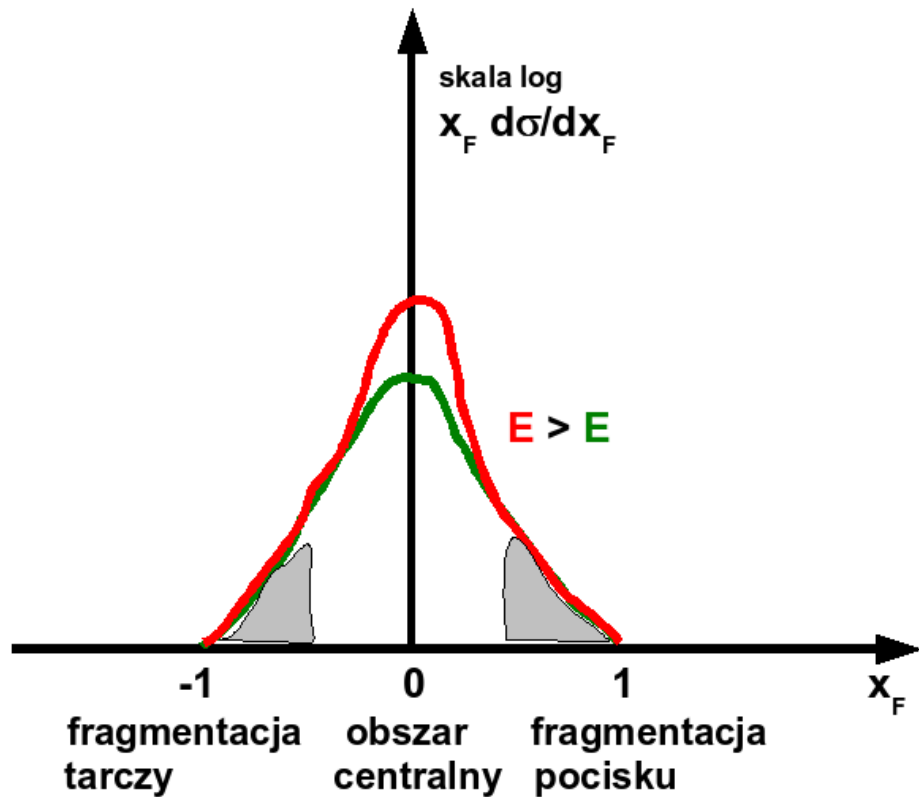
Bardzo słaba zależność $\langle p_T \rangle$ od energii

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:

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

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

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

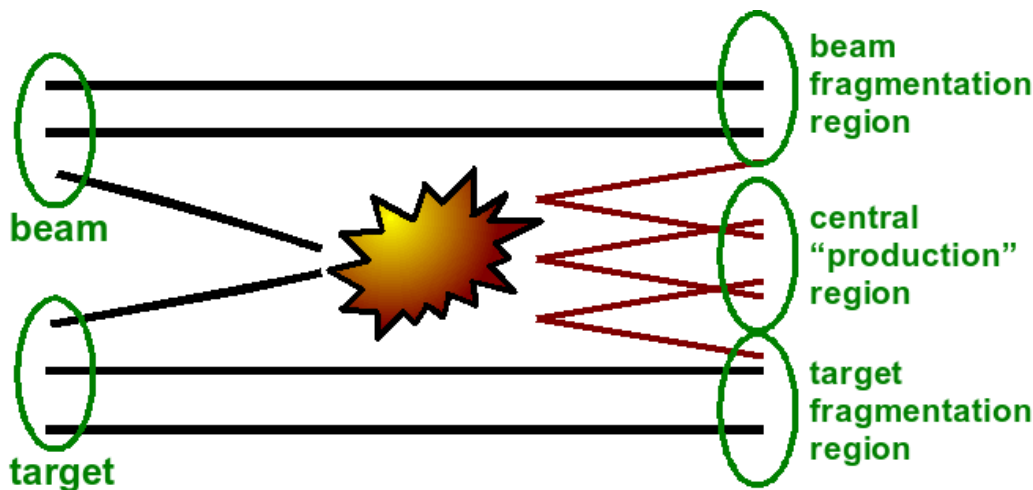
dla zderzeń jądrowych $\sqrt{s} \rightarrow \sqrt{s_{NN}}$

Do badania obszaru centralnego

(głównie tam produkcja nowych cząstek w oddziaływaniu) lepsze jest **rapidity** y (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 (σ 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

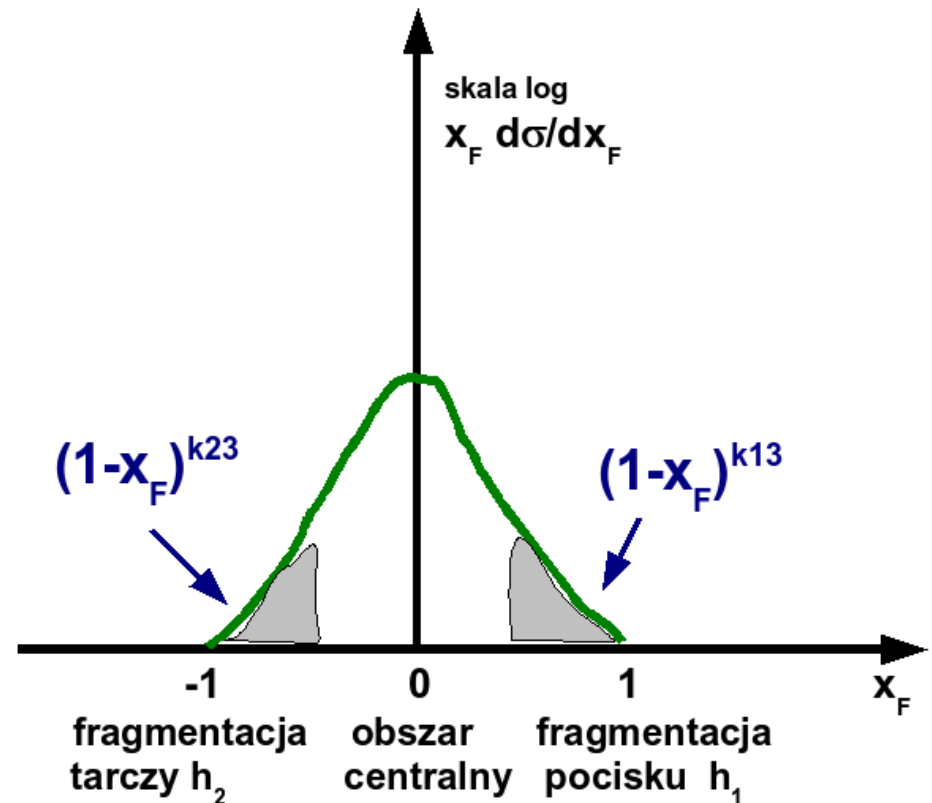


np. $p p \rightarrow \pi X$

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: ρ – brak dziwnych, K – jeden dziwny, ϕ – dwa dziwne (s, anty-s)

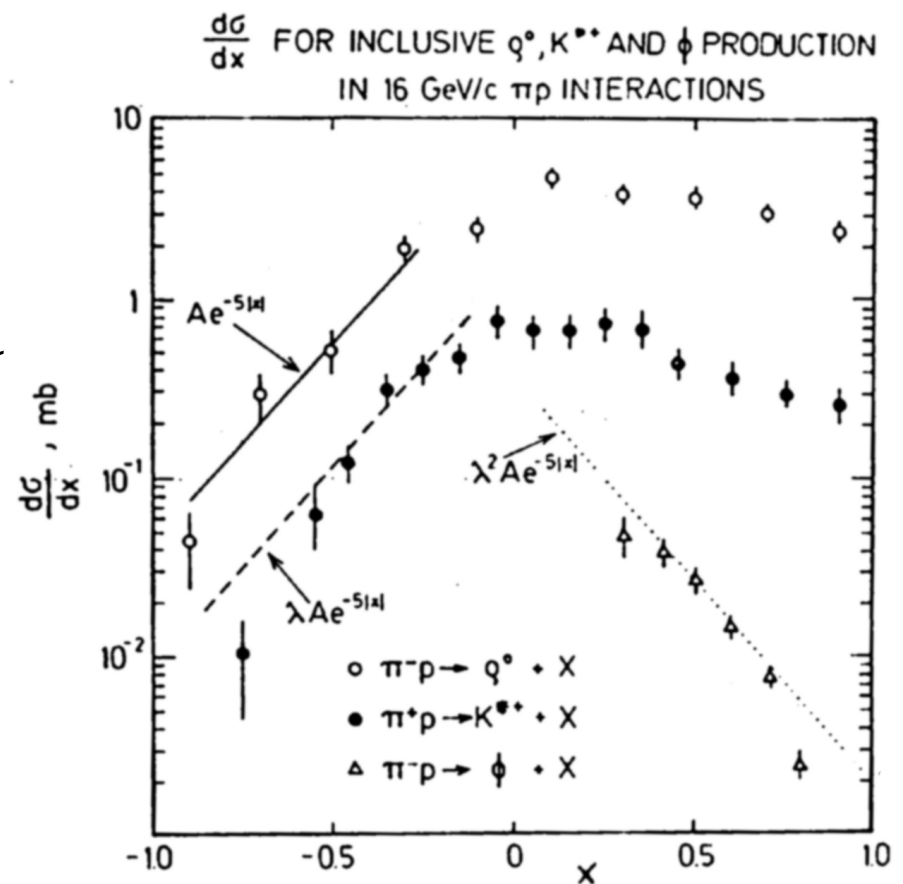
Żeby wyprodukować ρ – w zasadzie nie trzeba zmieniać zawartości kwarkowej (jest to wektorowy odpowiednik pionu).

Żeby wyprodukować K – jeden lekki kwark zamieniamy na ciężki (ϕ – 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))

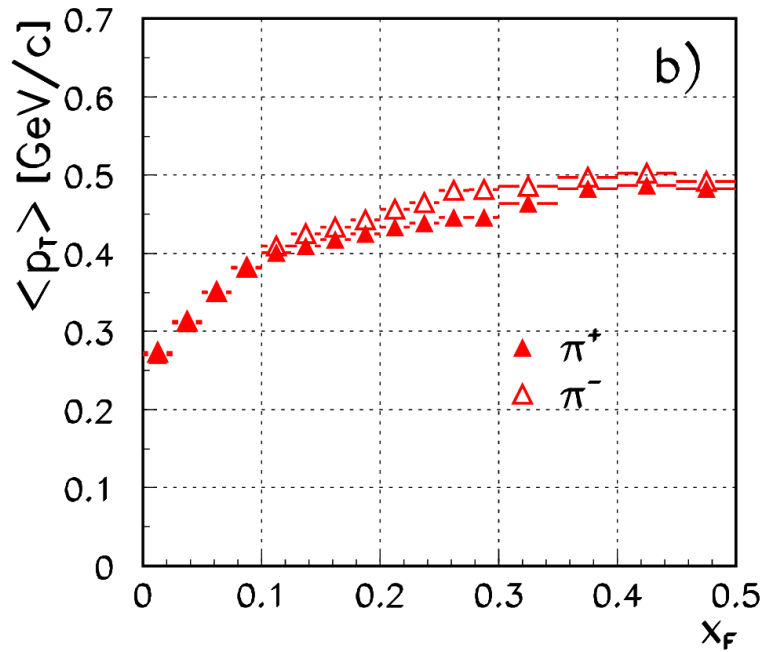
Podobne obserwacje dla ogonów rozkładu rapidity ! (ale w przypadku 'y' interesuje nas raczej obszar centralny)



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)

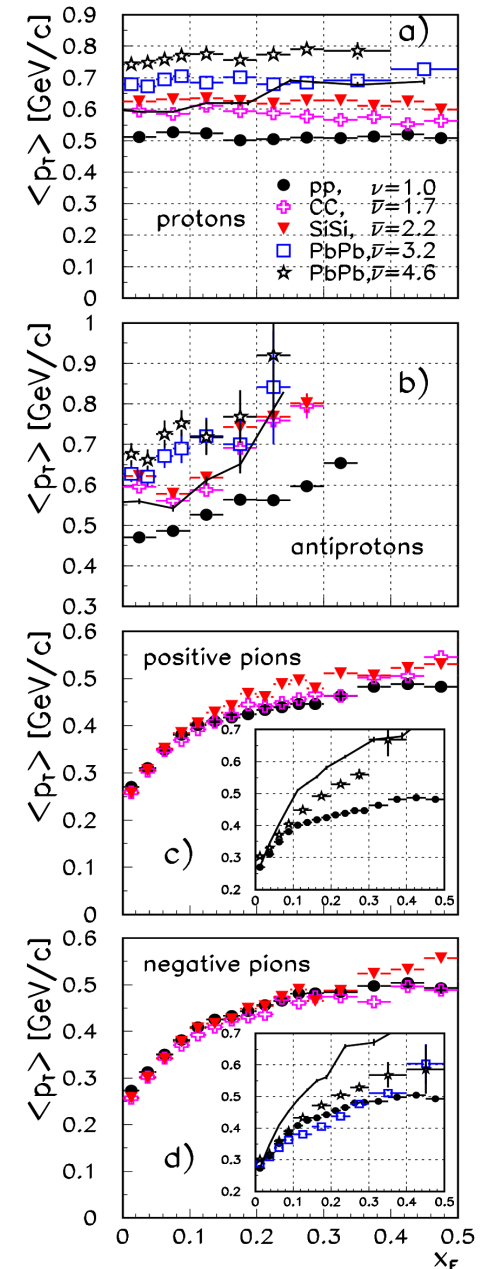


Figure 5.17: $\langle p_T \rangle$ dependence on x_F for a) p 's, b) \bar{p} 's, c) π^+ 's and d) π^- 's from p+p interactions and different centrality A+A collisions; results for the most central ($\bar{v} \approx 6.2$) p+Pb collisions are also shown (black curves).

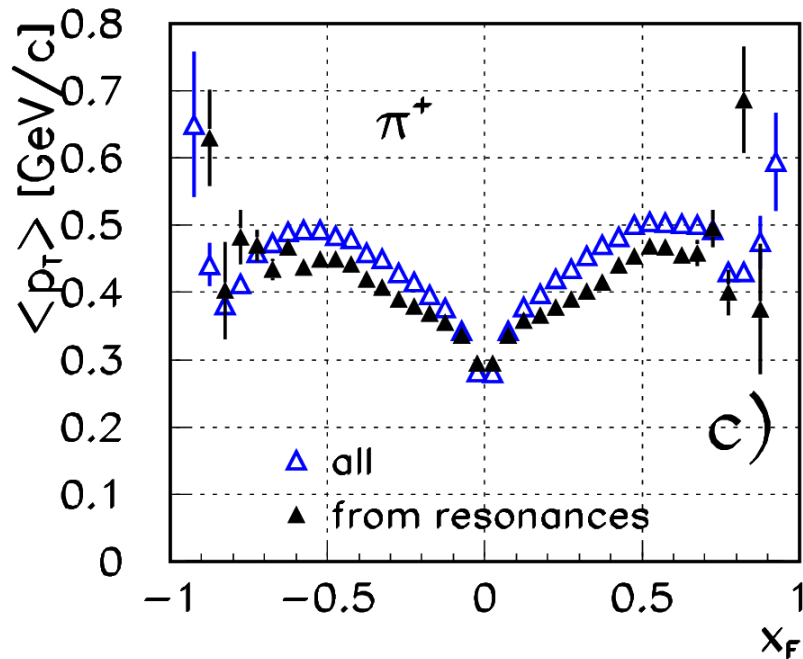
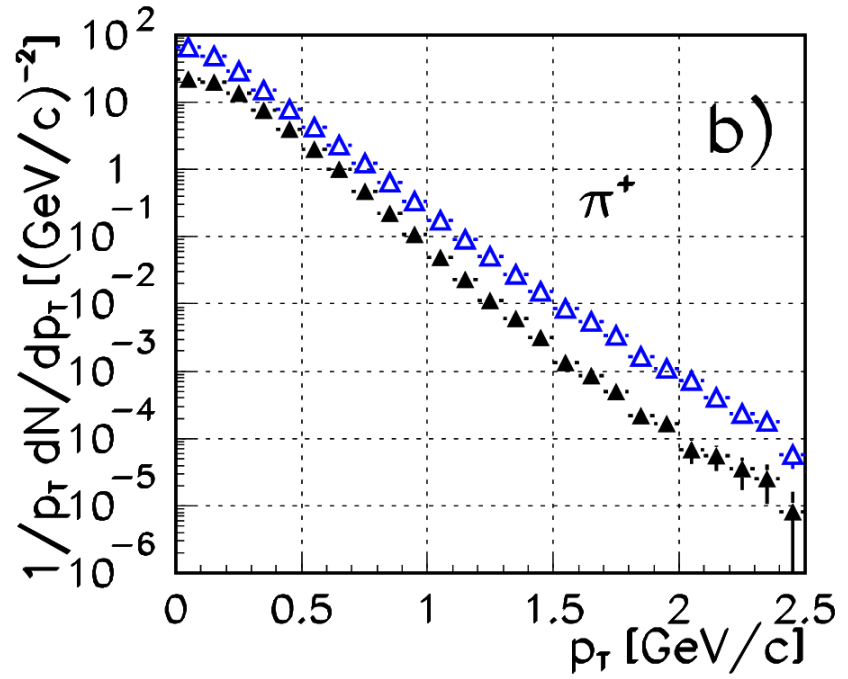
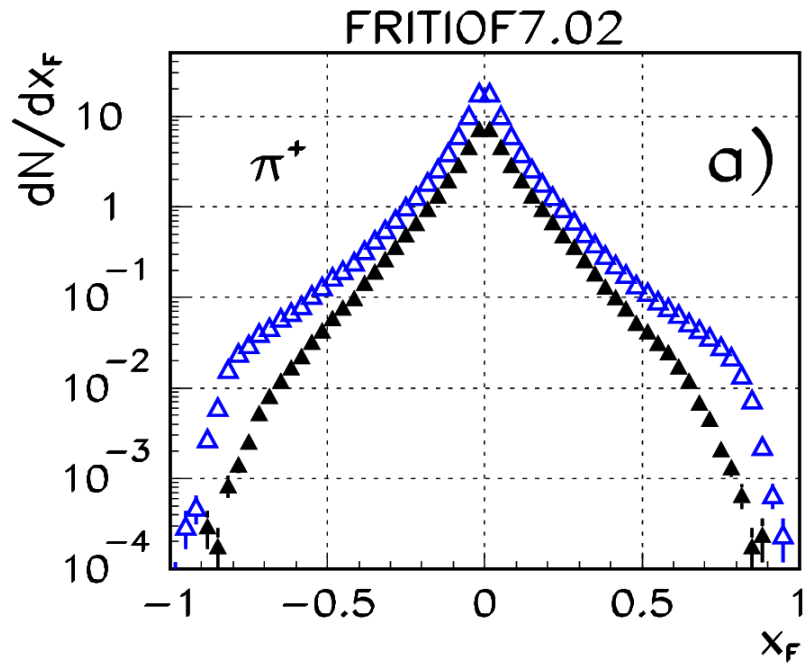
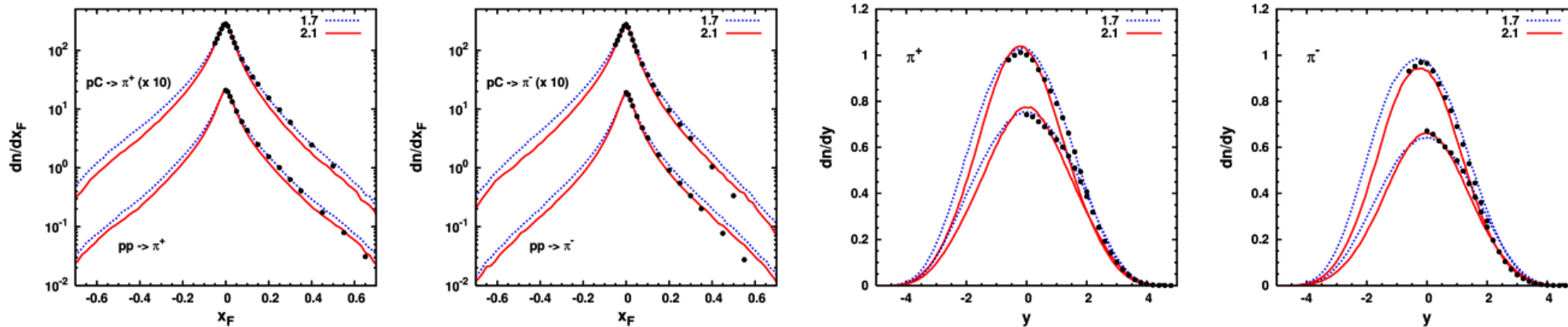


Figure 5.13: Contribution of positive pions from resonances to the total π^+ spectra: a) x_F distributions, b) p_T distributions and c) $\langle p_T \rangle$ dependence on x_F . Study was done for p+p interactions at 158 GeV, using the FRITIOF 7.02 model.

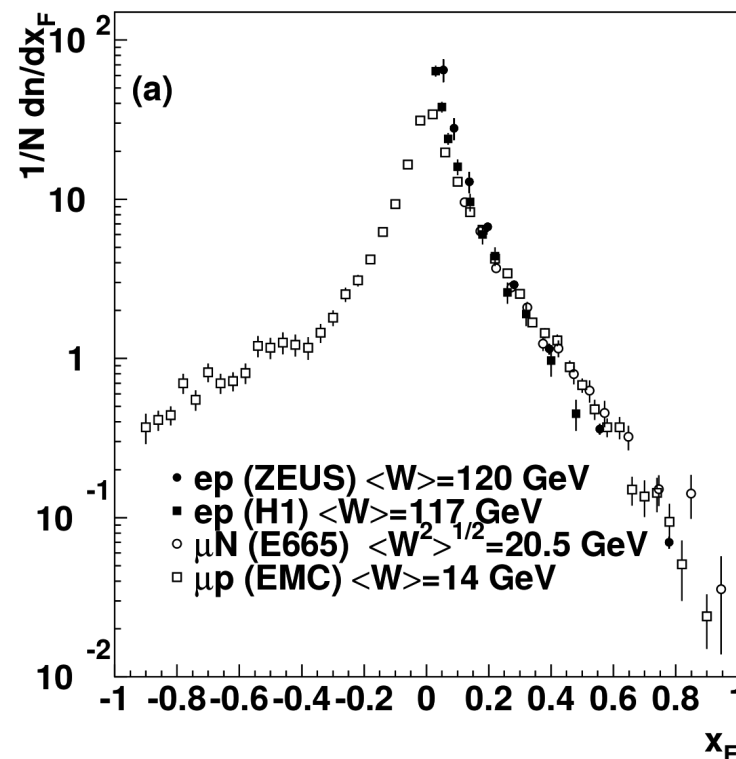
Wyniki NA49 **p+p**, energia wiązki 158 GeV, $\sqrt{s} = 17.3$ GeV (**dolne punkty**) dla produkcji π^+ oraz π^- w porównaniu z modelem Sibyll (dwie wersje modelu)



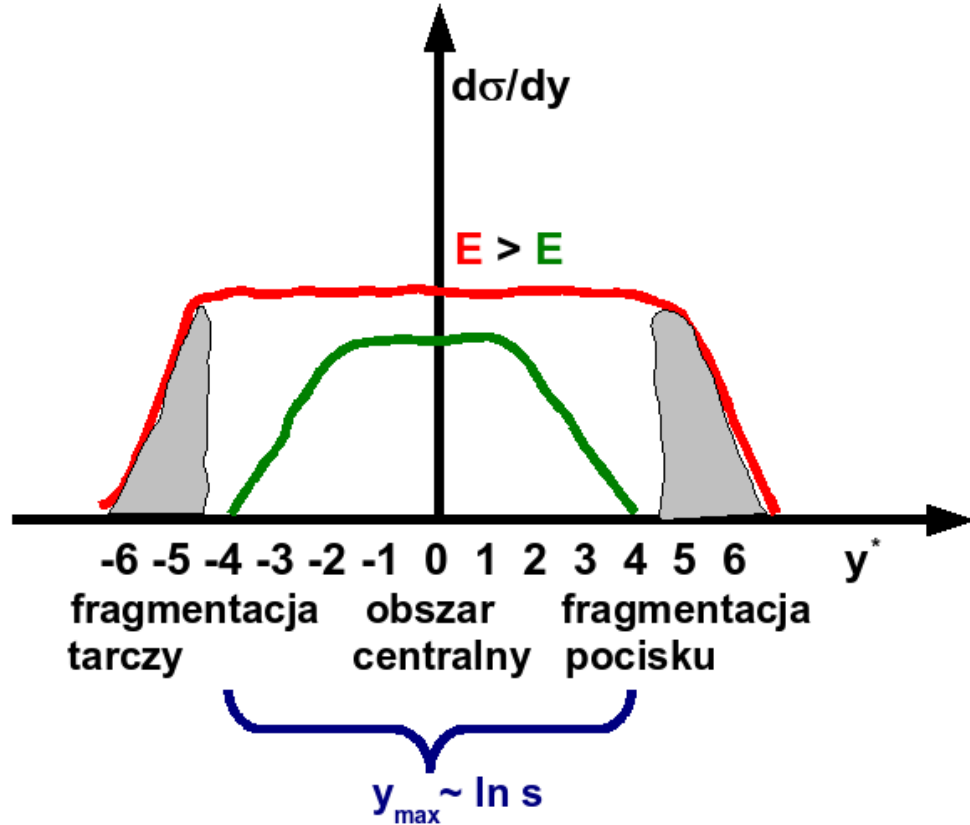
<https://www.groundai.com/project/cosmic-ray-event-generator-sibyll-21/>

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

PDG 2022



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



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

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

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

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)

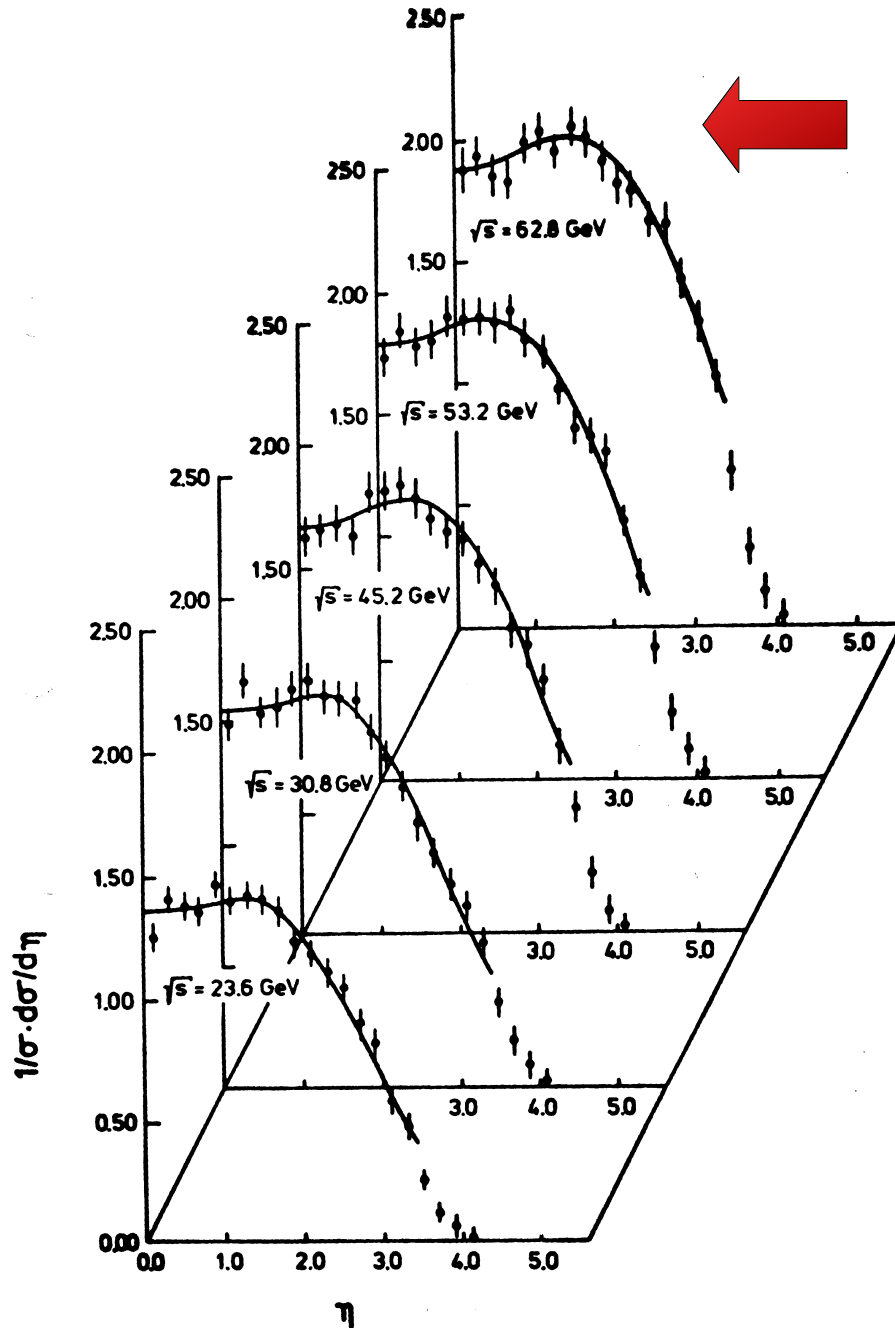
$\frac{d\sigma}{dy}(y^* = 0)$ rośnie bardzo powoli - jak $\ln s$

przekrój czynny jest niezmienniczy więc całka z 'y' musi być równa całce z 'x_F'

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)

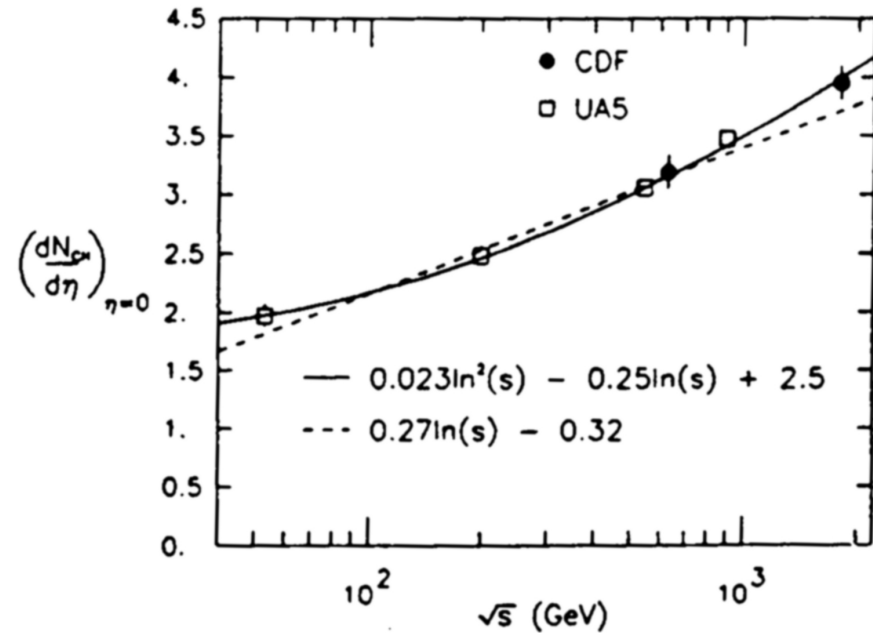
$$\eta = -\ln \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}$$

θ - kąt biegunowy

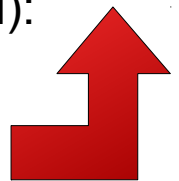


Rozkłady **pseudorapidity** przy wysokich energiach (wyniki UA5 Collaboration). W obszarze centralnym ze wzrostem energii w środku masy rosną rozkłady pseudorapidity

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



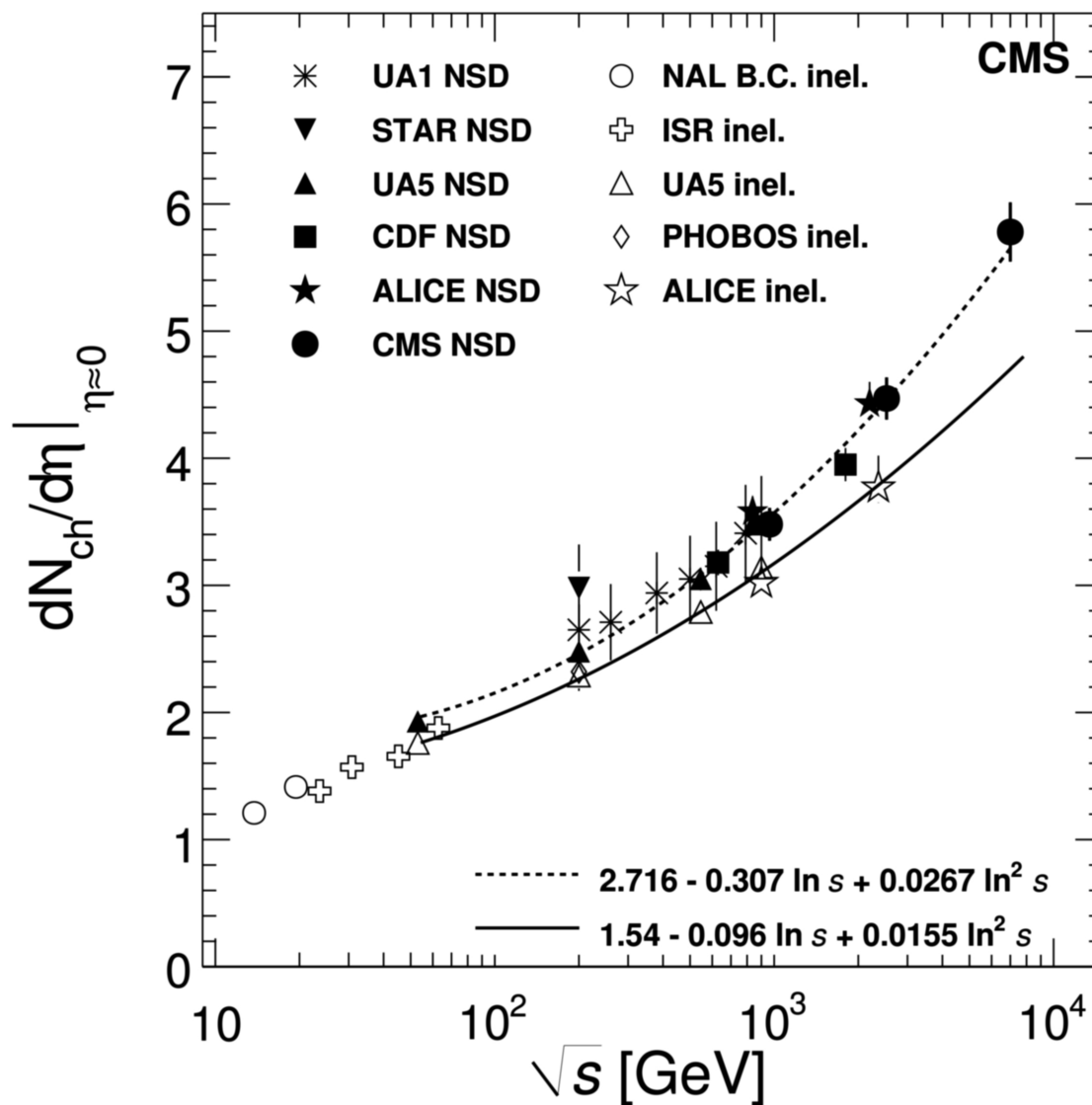
Przypomnienie (początek wykładu):
Krotność cząstek w obszarze centralnym pseudorapidity
 (krotność na przedział $\Delta \eta$)



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

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

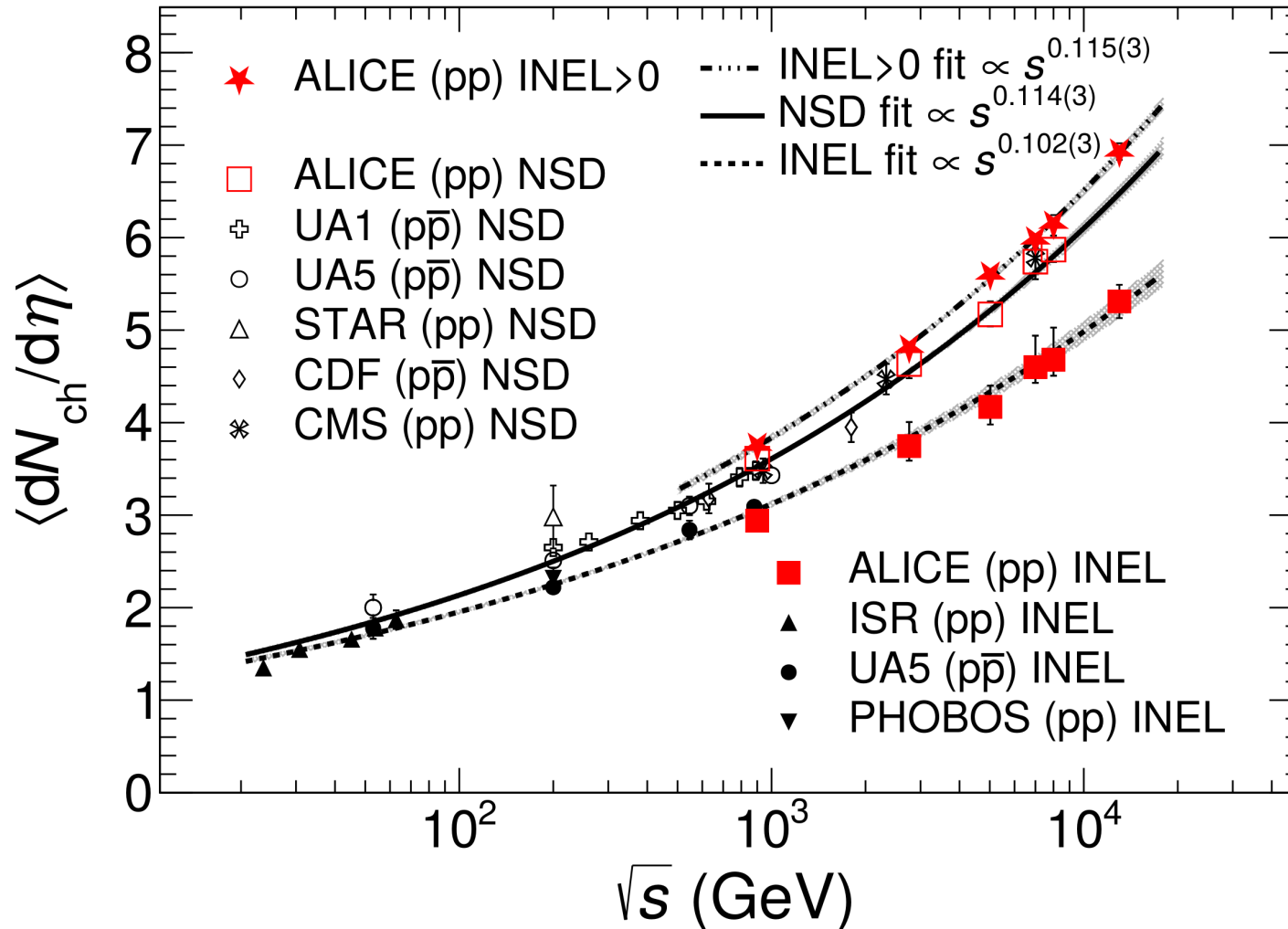
Rys. z arXiv:1005.3299



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

Aktualna (2023) kompilacja, w tym wyniki ALICE dla energii od 0.9 TeV do 13 TeV

ALICE, Phys. Rev. D 108 (2023) 7, 072008 [arXiv:2211.15364]

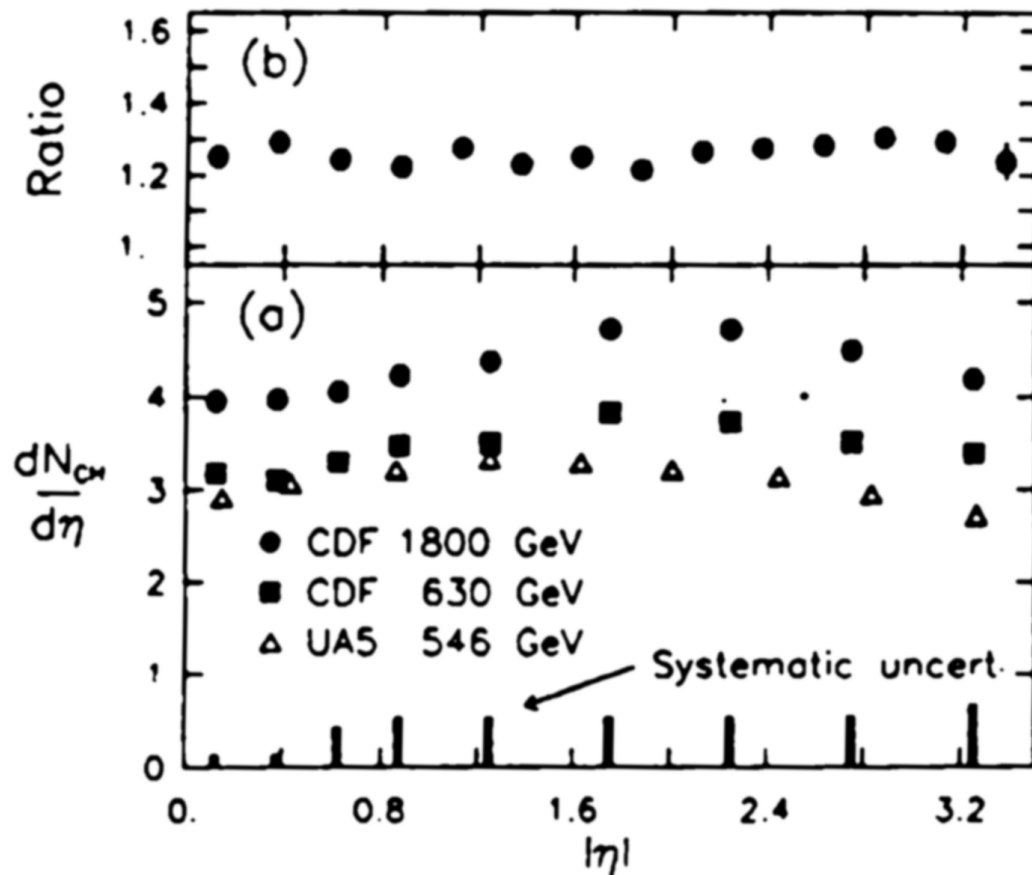


NSD – oddziaływania non-single-diffractive

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 $|\eta| < 0.5$



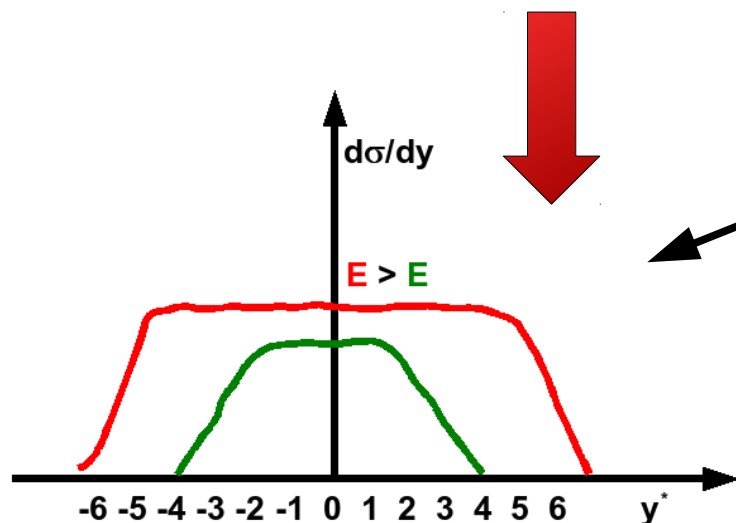
Dane ze zderzeń anty-p + p

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

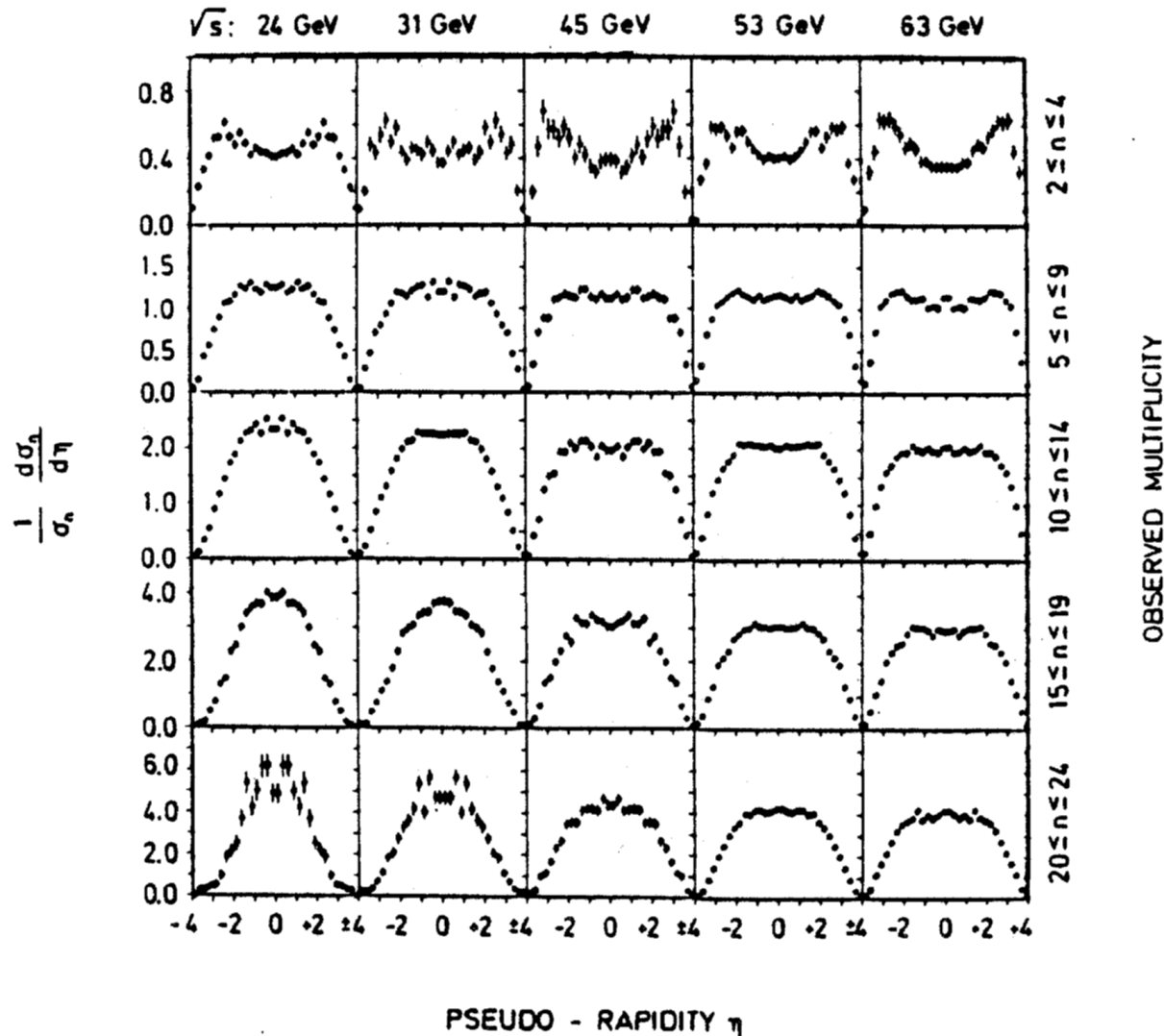
Rozkłady rapidity (pseudorapidity) rozciągają się i w górę i na boki ze wzrostem energii dostępnej w środka masy



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 energią (lewo → prawo). Centralne plateau przy wysokich energiach

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

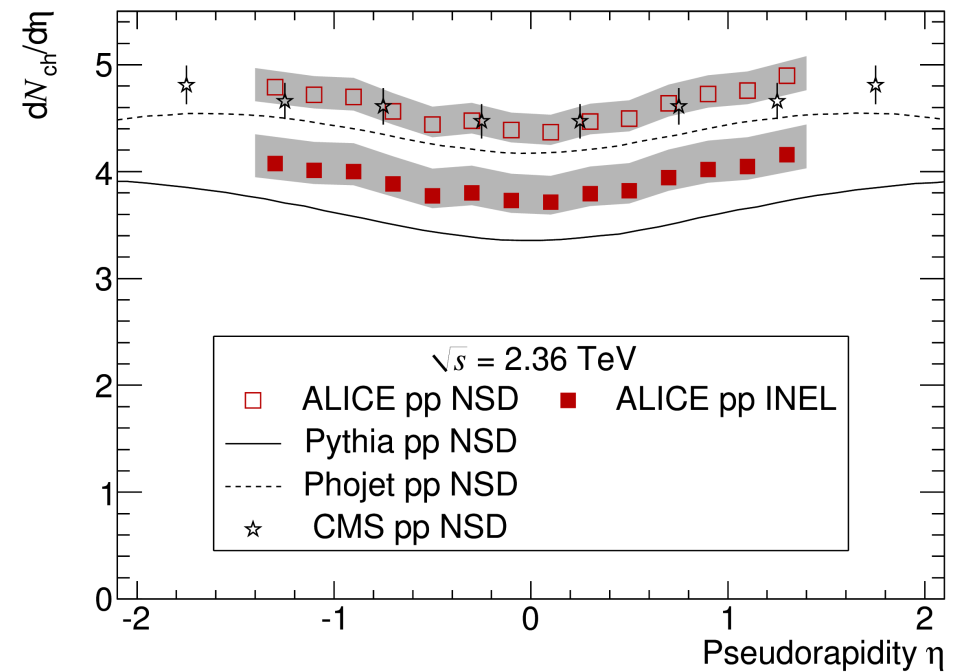
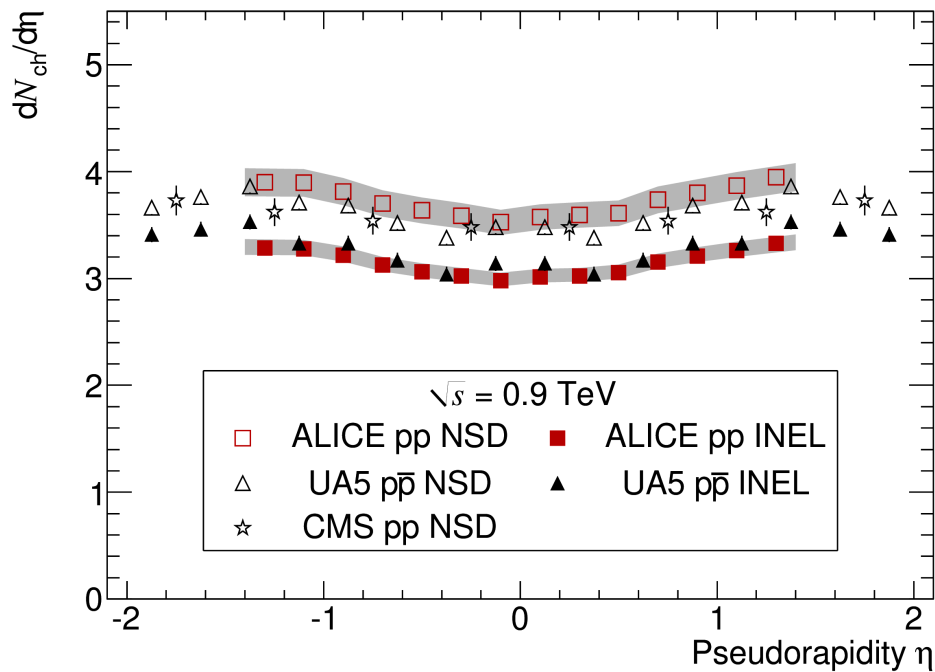
3. przy przejściu małe krotności → duże krotności (góra → dół) wypełnia się obszar centralny rozkładu (produkcja nowych cząstek)

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)

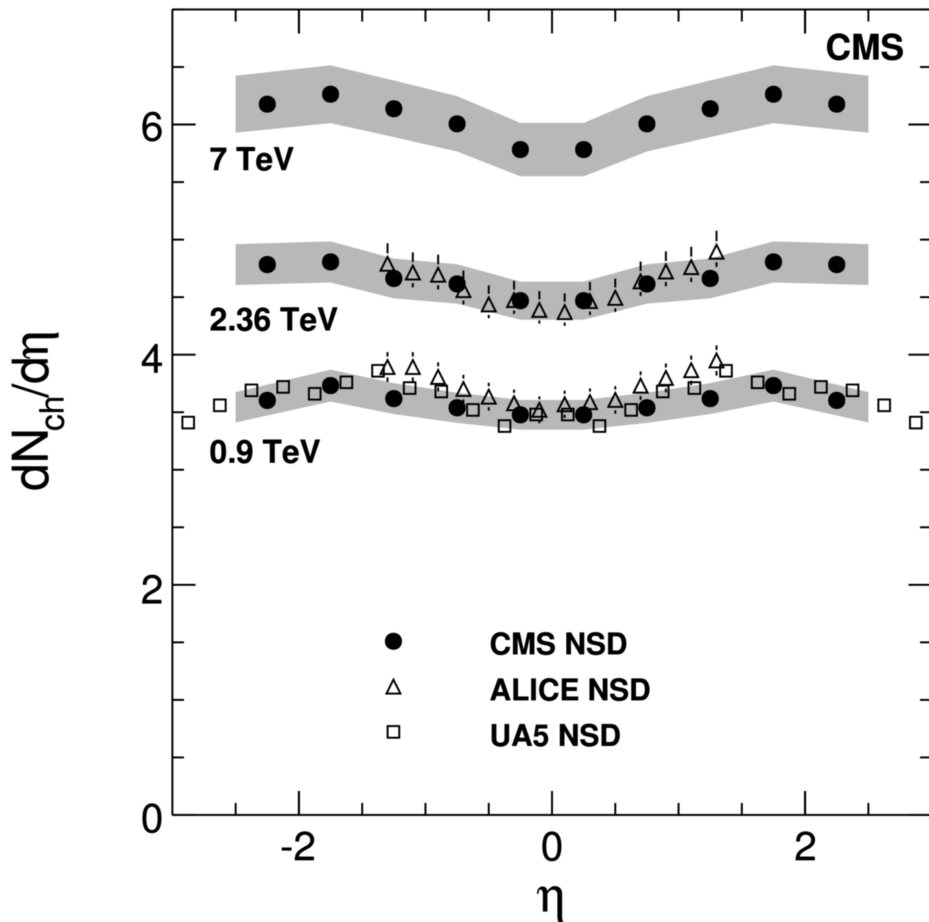
Rys. z ALICE, arXiv1004.3034 oraz konf: arXiv:1102.2369



LHC

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

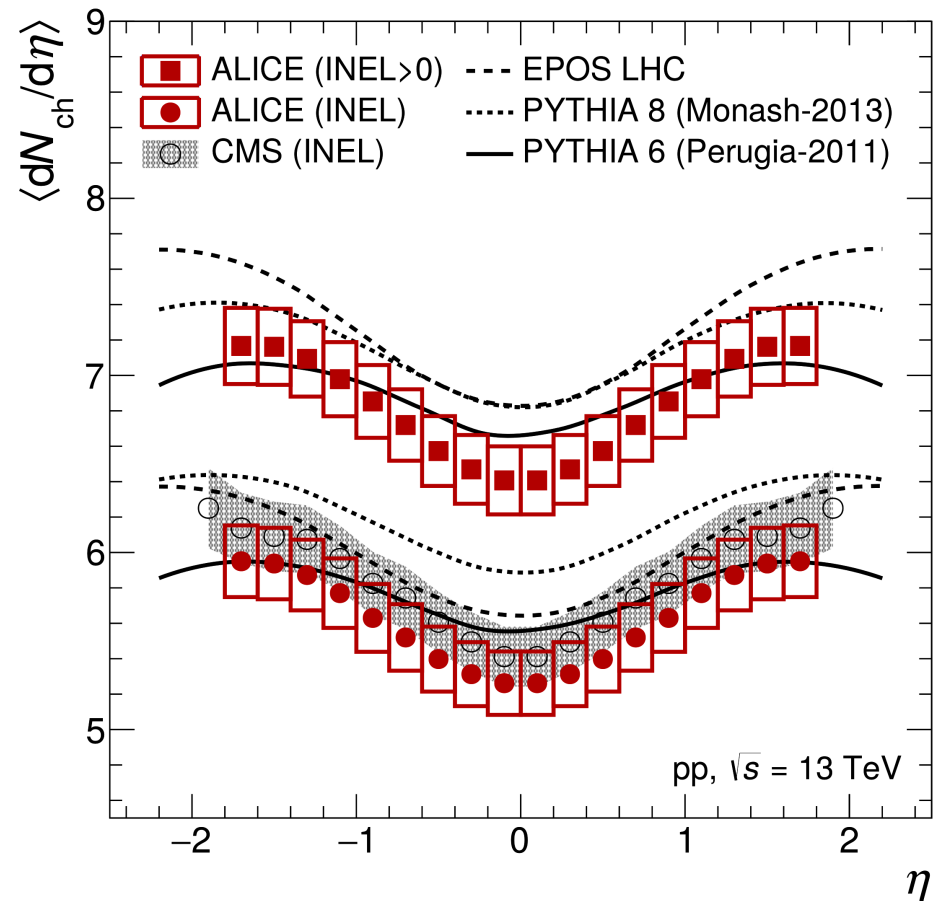
(arXiv:1005.3299)



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 $|\eta| < 1.0$

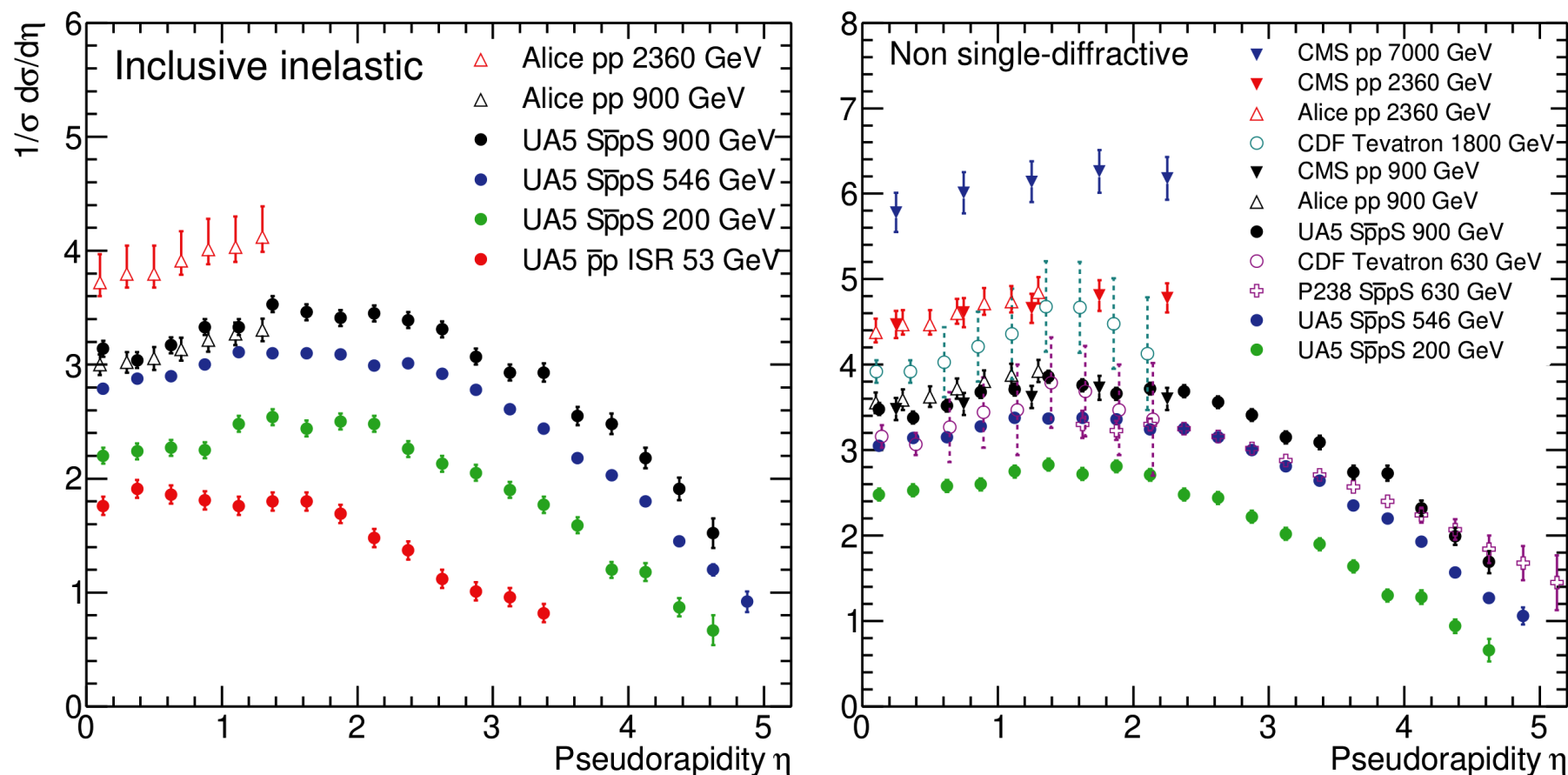
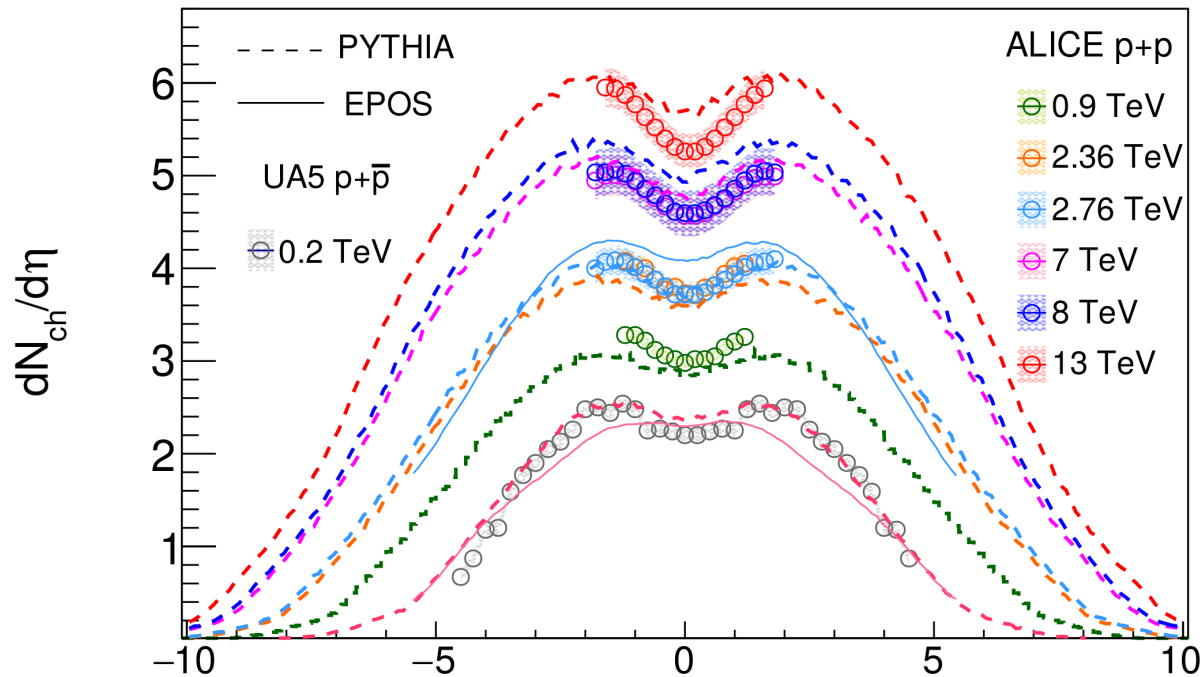
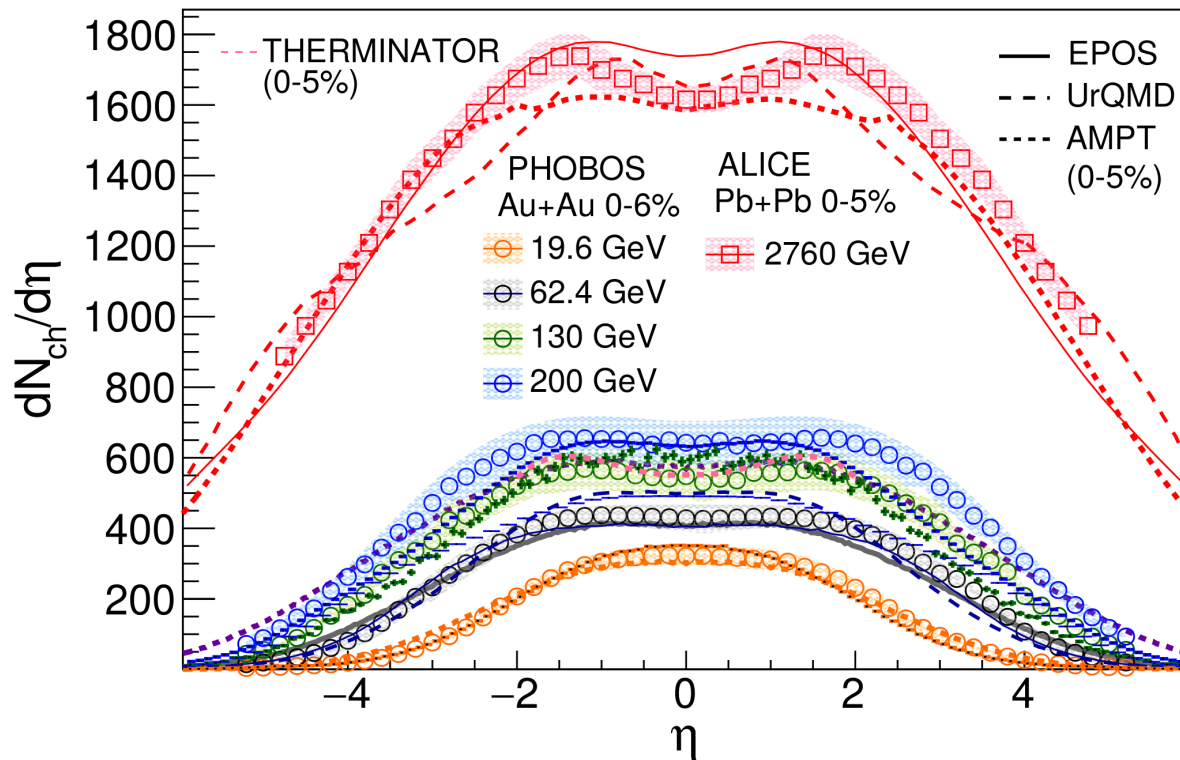
Pseudorapidity Distributions in pp and $p\bar{p}$ Interactions

Figure 53.1: Charged particle pseudorapidity distributions in pp collisions for $53 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 1800 \text{ GeV}$. UA5 data from the $S\bar{p}pS$ 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 $S\bar{p}pS$ [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

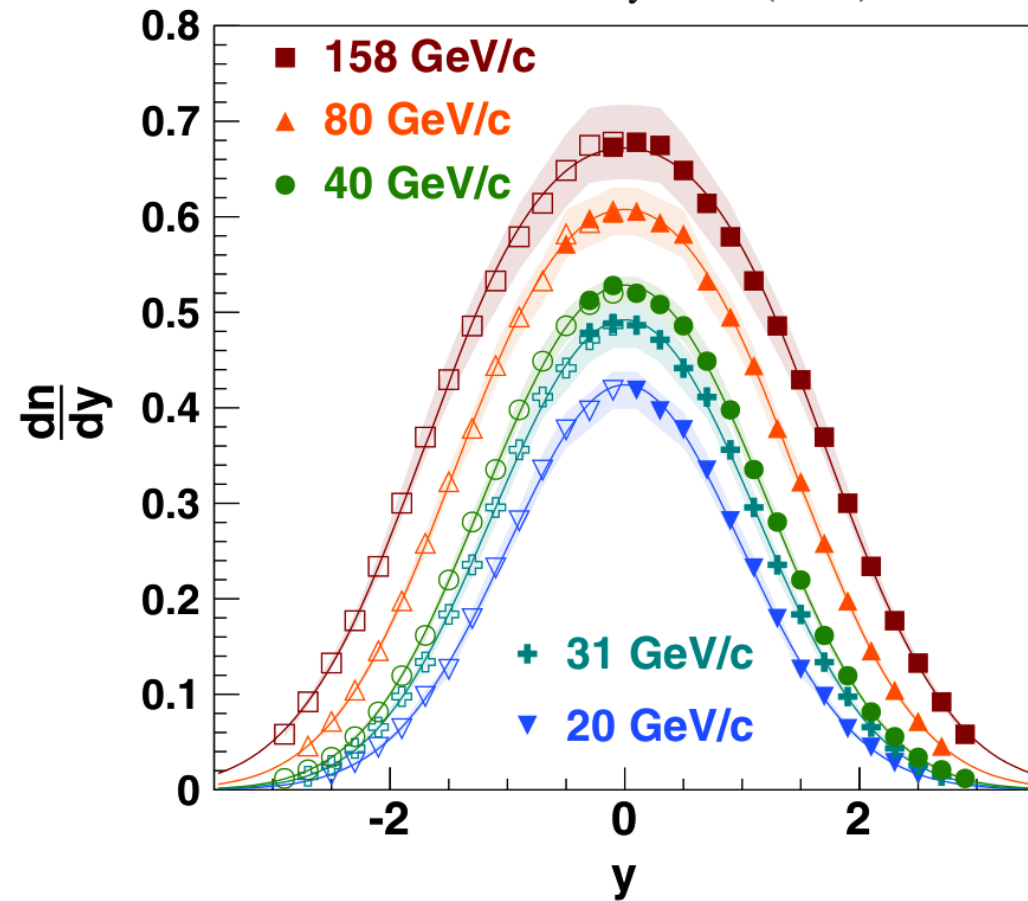


**Au+Au
Pb+Pb**

SPS, dane p+p

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

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

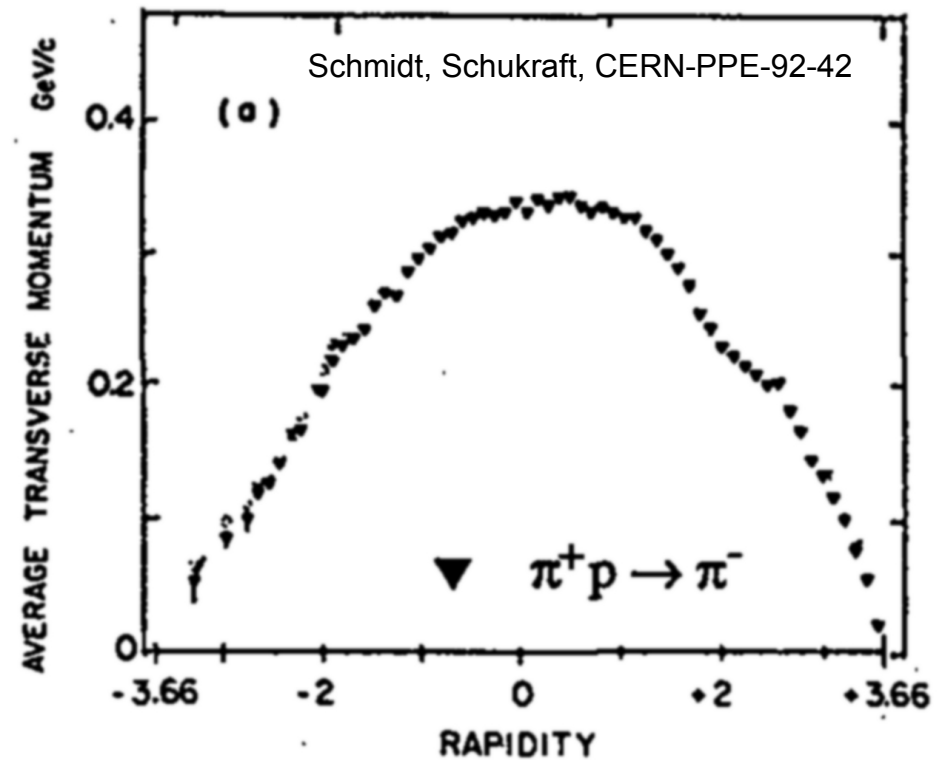


Dane π^+p

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 $|y^*| \rightarrow \text{max.}$ 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, π +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

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

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

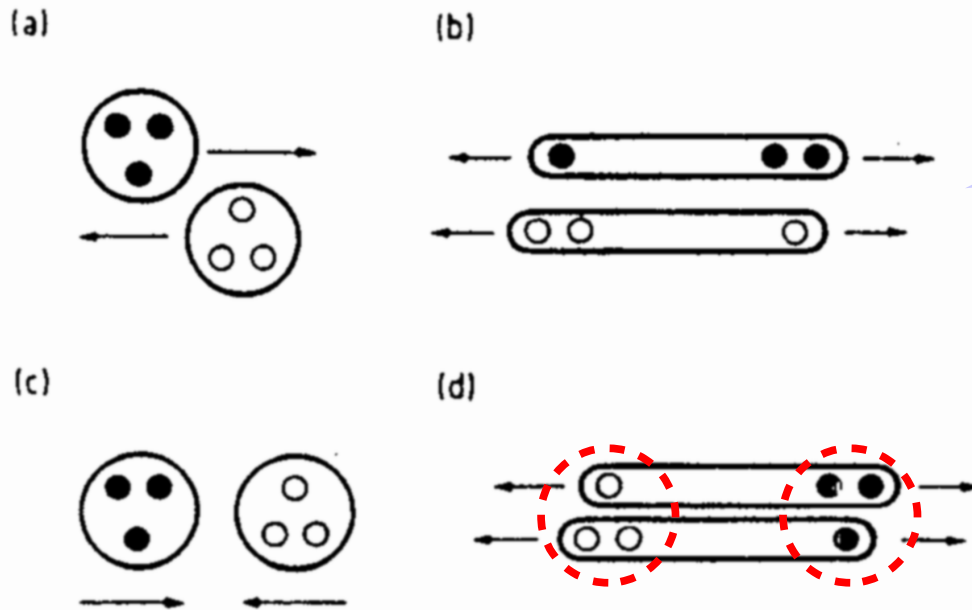
Geometria zderzenia i formacja strun w modelach:

- 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-antykwarok lub kwark-dikwarok; 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:

Schmidt, Schukraft, CERN-PPE-92-42



struny powstałe w wyniku wymiany pędu między hadronami. Modele np. FRITIOF, ATTILA, 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

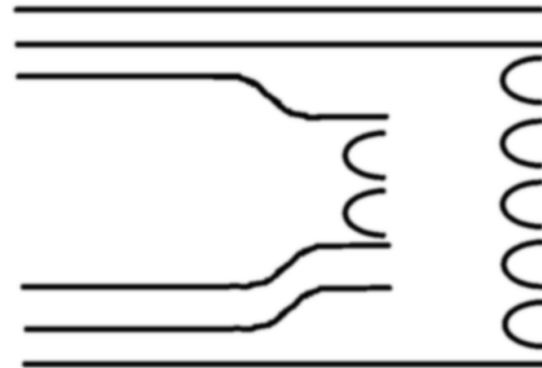
Dwa nukleony (tarcza i pocisk) wymieniają pęd (zwykle wielokrotne wymiany pędu). Po wymianie pędu hadrony stają się dwiema wzbudzonymi strunami.

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 pęknięcia (*breakpoints*) na powierzchni struny

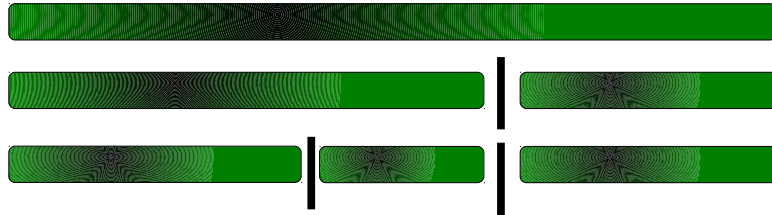
Niektóre modele dają do wyboru który mechanizm fragmentacji strun zastosować (np. UrQMD: *field-Feynman*, *LUND*, *QGSM fragmentation functions*)

Przykłady modeli fragmentacji strun

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

string → **string + hadron**

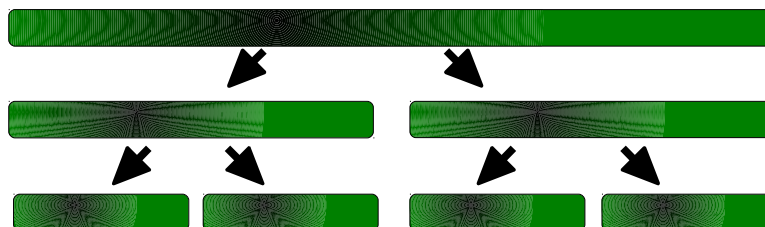
rozpad struny możliwy tylko jeśli jedna ze strun miałaby masę hadronu
tzw. „struktura salami” – hadron jest odcinany z końca struny, następny z pozostałej części itd. Procedura kończy się gdy masa struny jest poniżej pewnej zadanej wartości. Kawałki strun są identyfikowane ze znanymi hadronami stabilnymi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



2. AMOR Atru-Menessier 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 QGP; wyjątek to np. model PHSD) porównujemy z danymi doświadczalnymi \Rightarrow **sprawdzenie 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 elementarnych** (e^+e^-), **p+p**, **antyp+p** przy **wysokich energiach**. Zawierają 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_{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 6.4); 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:

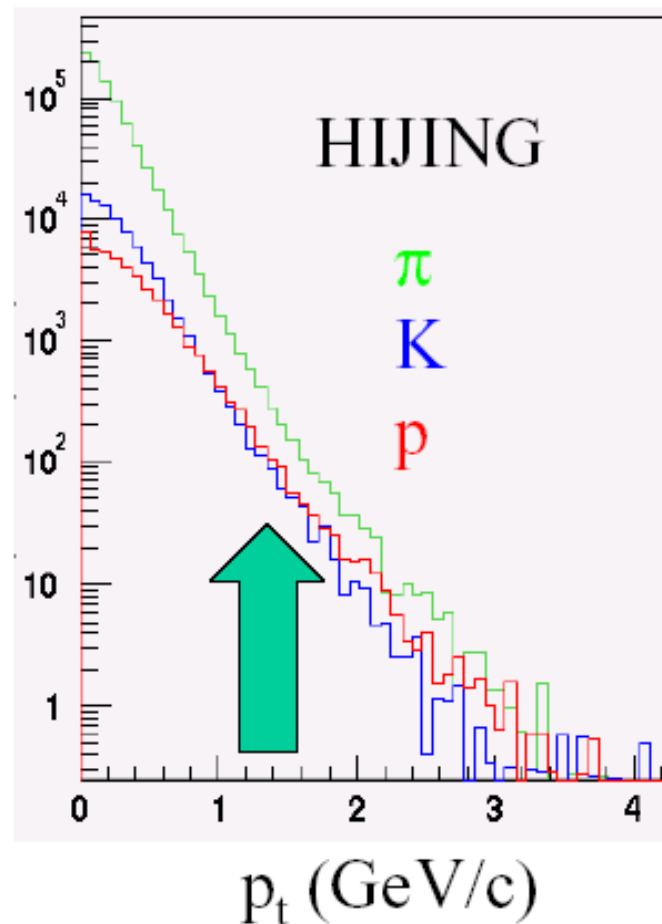
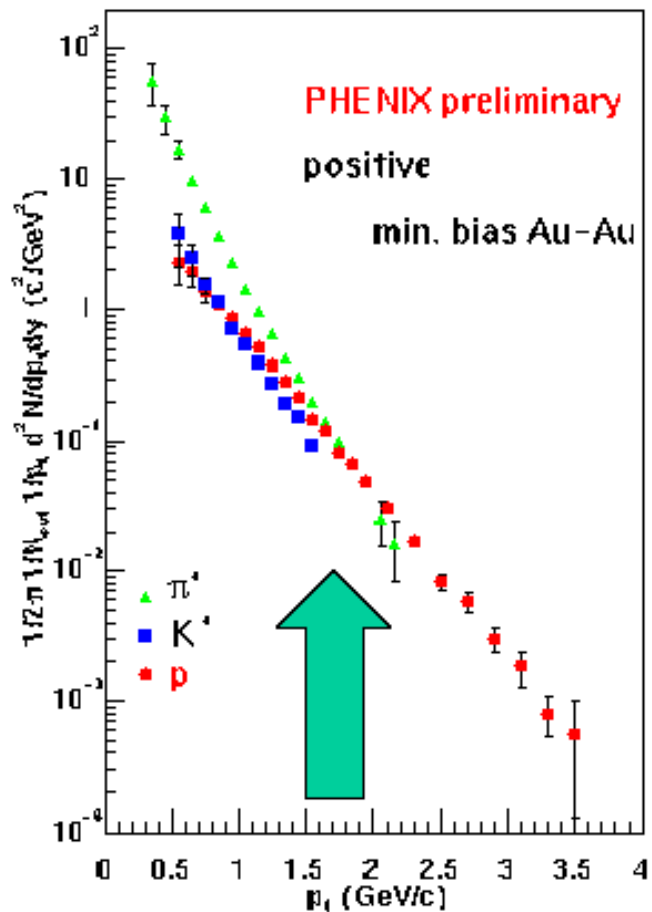
- Model mikroskopowy
- Konsystentny opis pełnej ewolucji relatywistycznego zderzenia ciężkojonowego:
 - od początkowych twardych rozprożeń i formacji strun (struny z modelu LUND)
 - poprzez dynamiczną fazę przejścia fazowego
 - aż do silnie oddziałującej QGP (sQGP)
 - wreszcie hadronizację oraz
 - oddziaływania 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

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

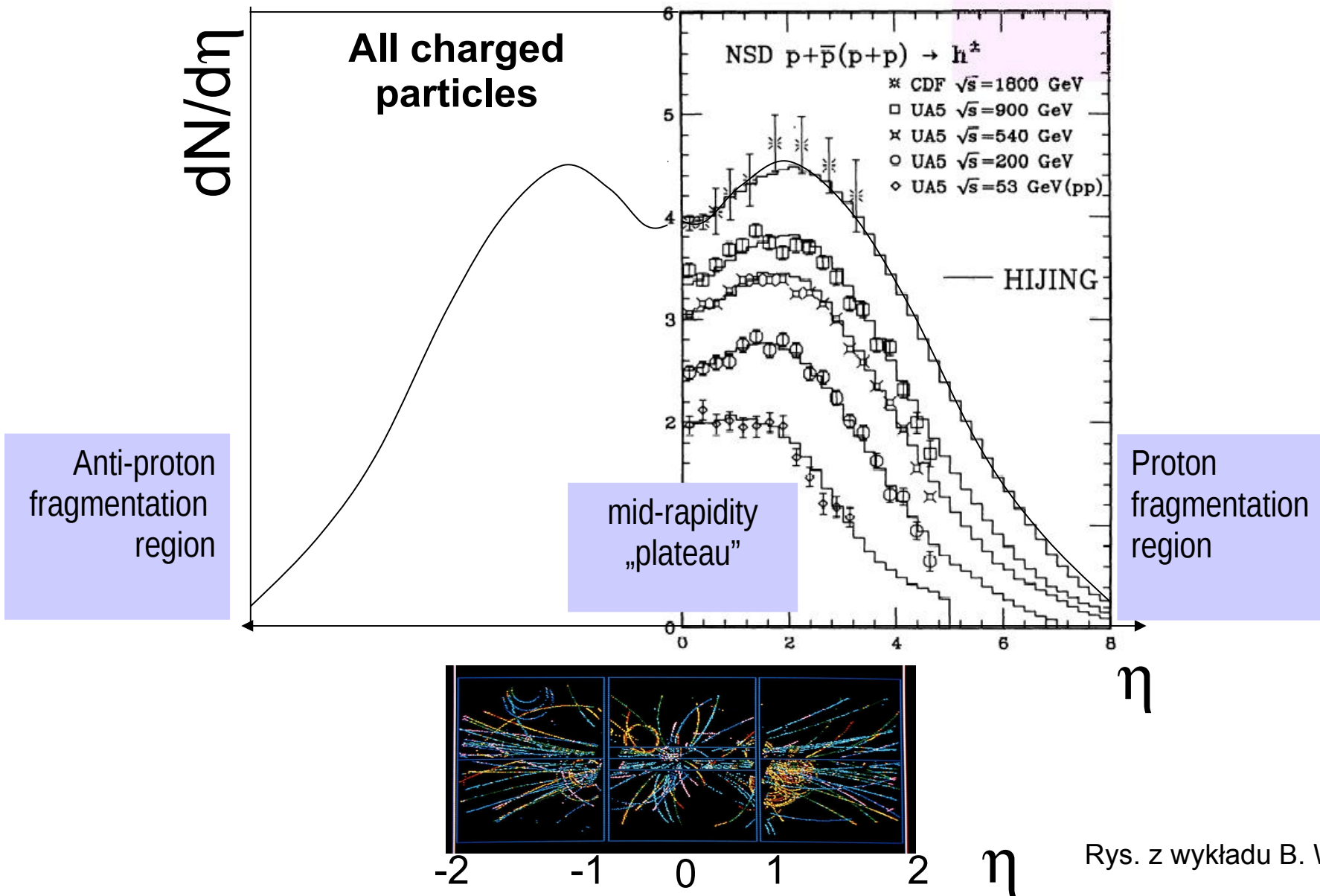
w zderzeniach N+N oraz A+A

Spektrum pędu poprzecznego hadronów Au+Au @ $\sqrt{s_{NN}} = 130$ 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

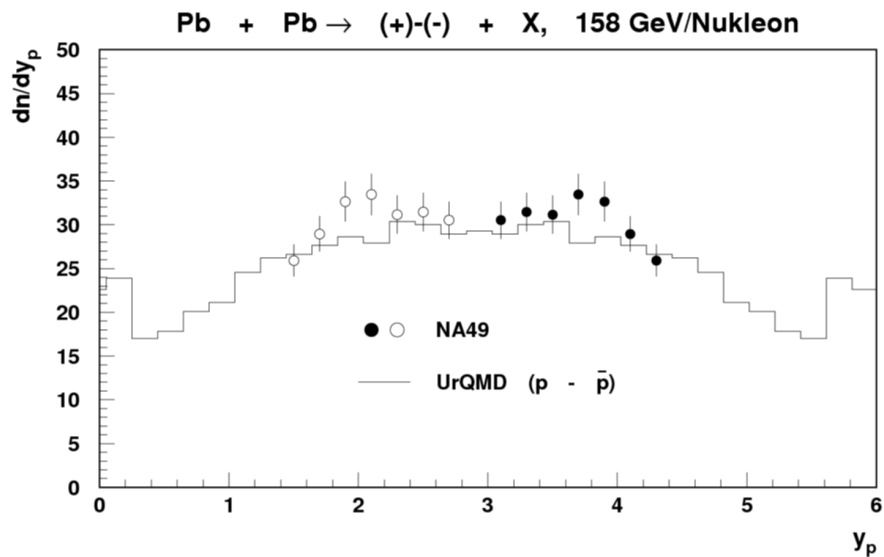


Figure 4.1: Rapidity distributions of net-protons for Pb+Pb collisions at the SPS (160 AGeV) in comparison to preliminary NA49 data [157].

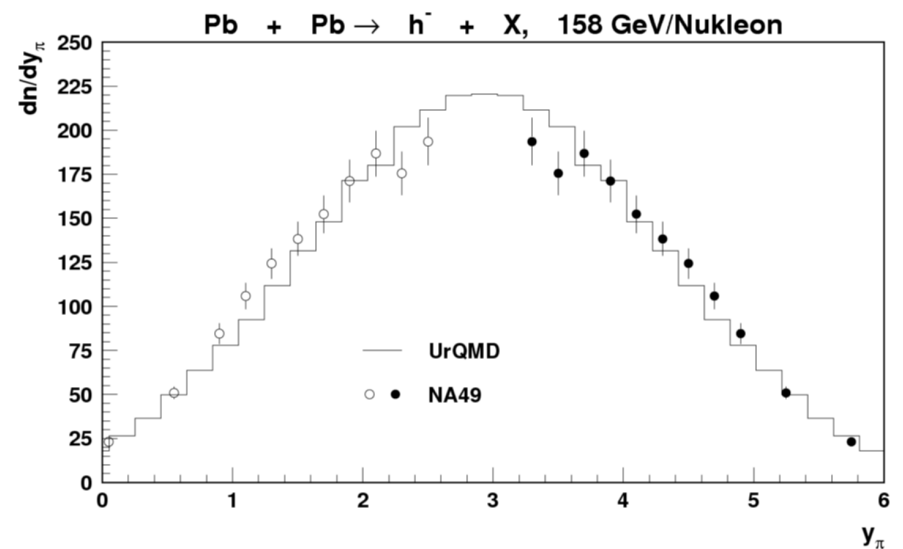
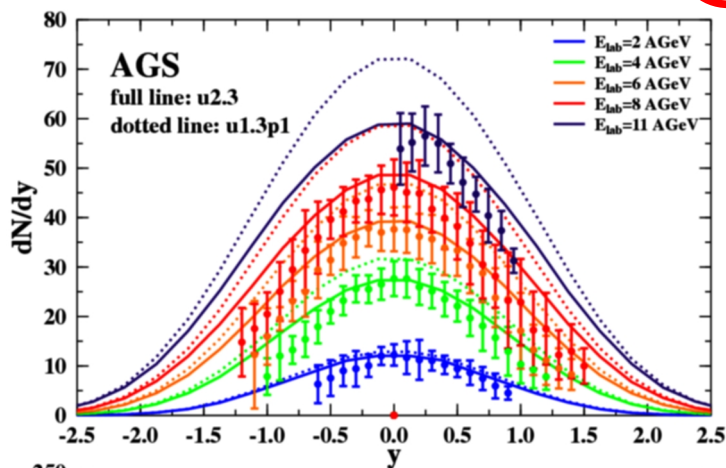


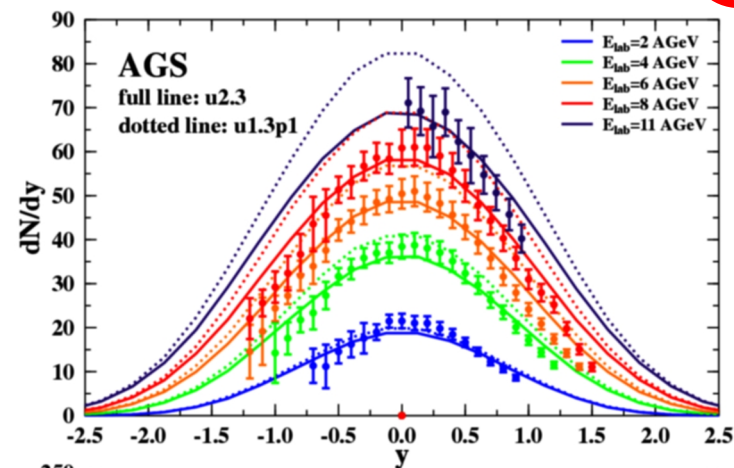
Figure 4.2: Rapidity distributions of negatively charged hadrons (i.e. π^- , K^- and \bar{p}) for Pb+Pb collisions at the SPS (160 AGeV) in comparison to preliminary NA49 data [157].

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, π^+



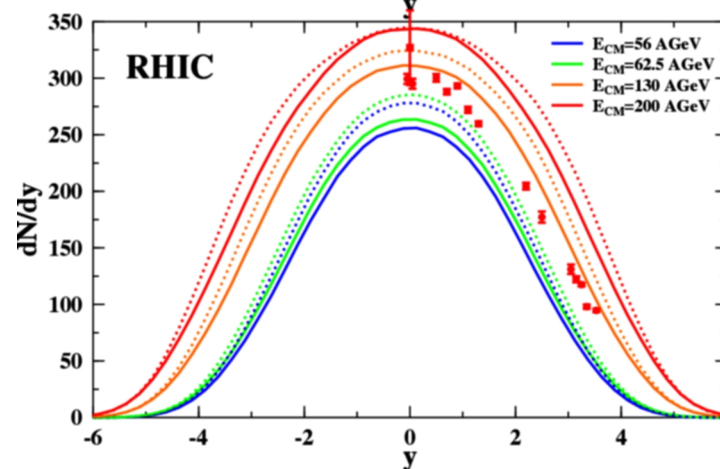
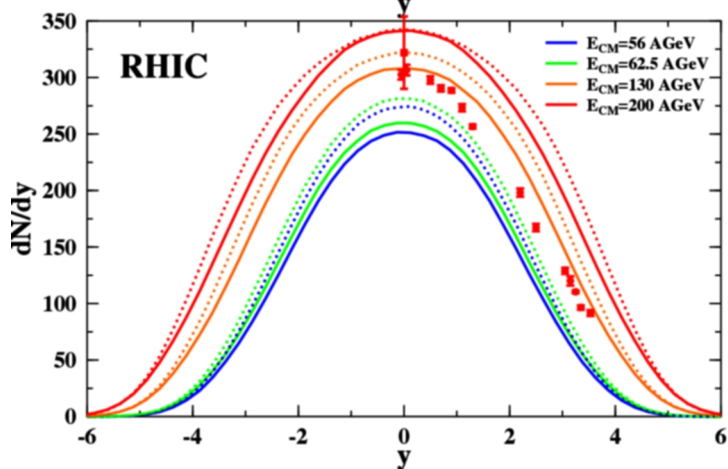
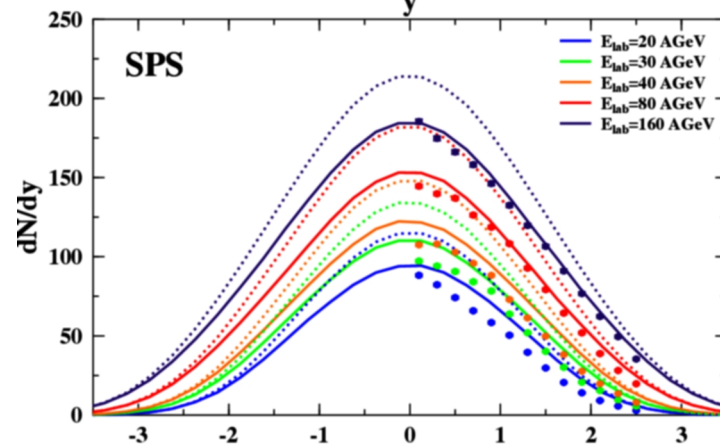
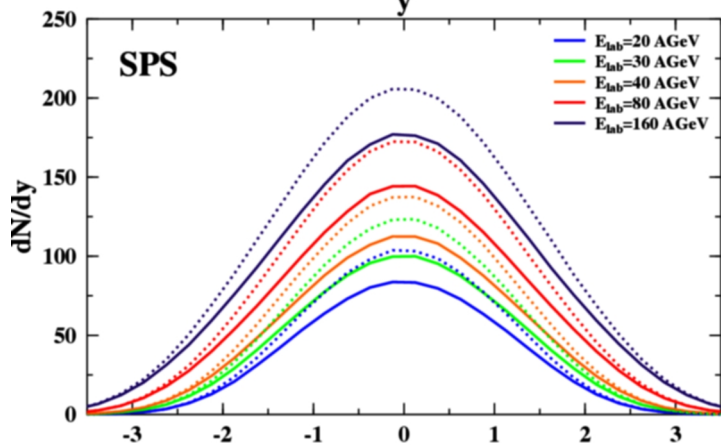
UrQMD-2.3 vs. 1.3p1, Au+Au/Pb+Pb, π^-



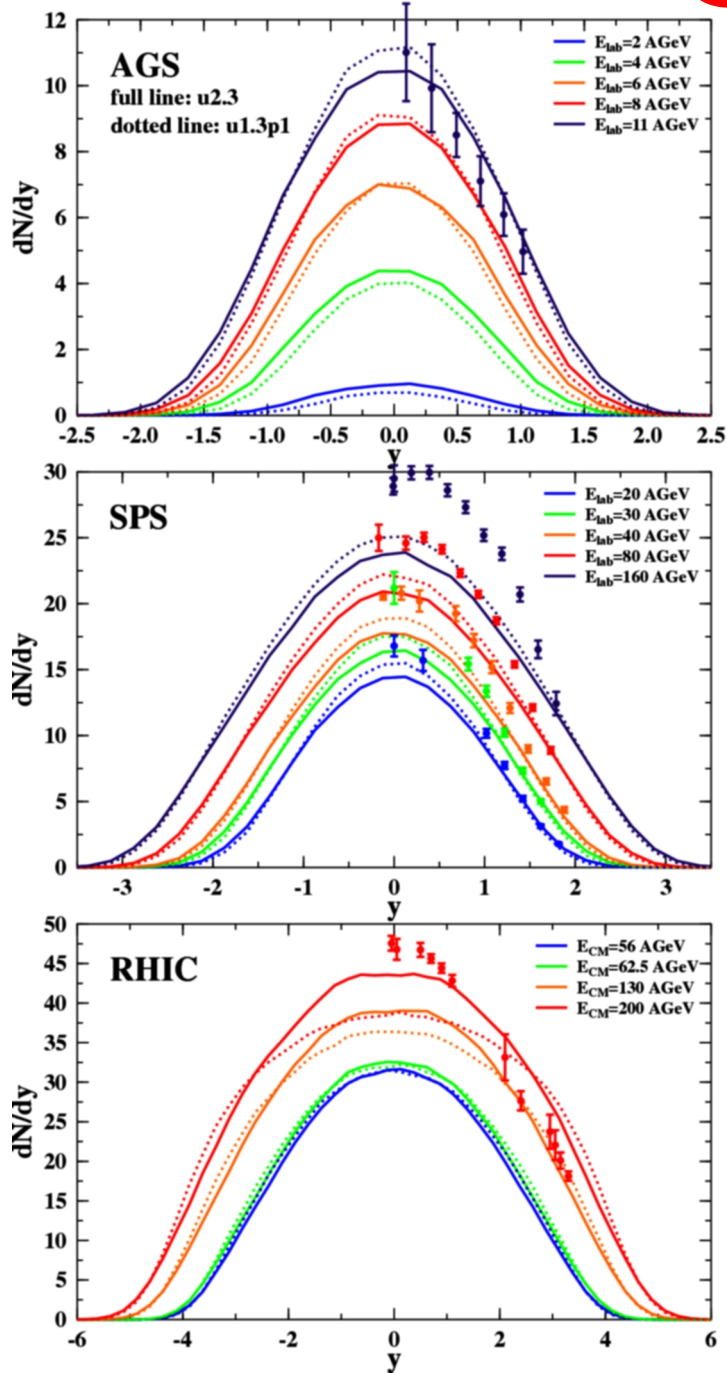
Zderzenia centralne
 $b < 3.4$ fm

porównanie
UrQMD 2.3 i 1.3

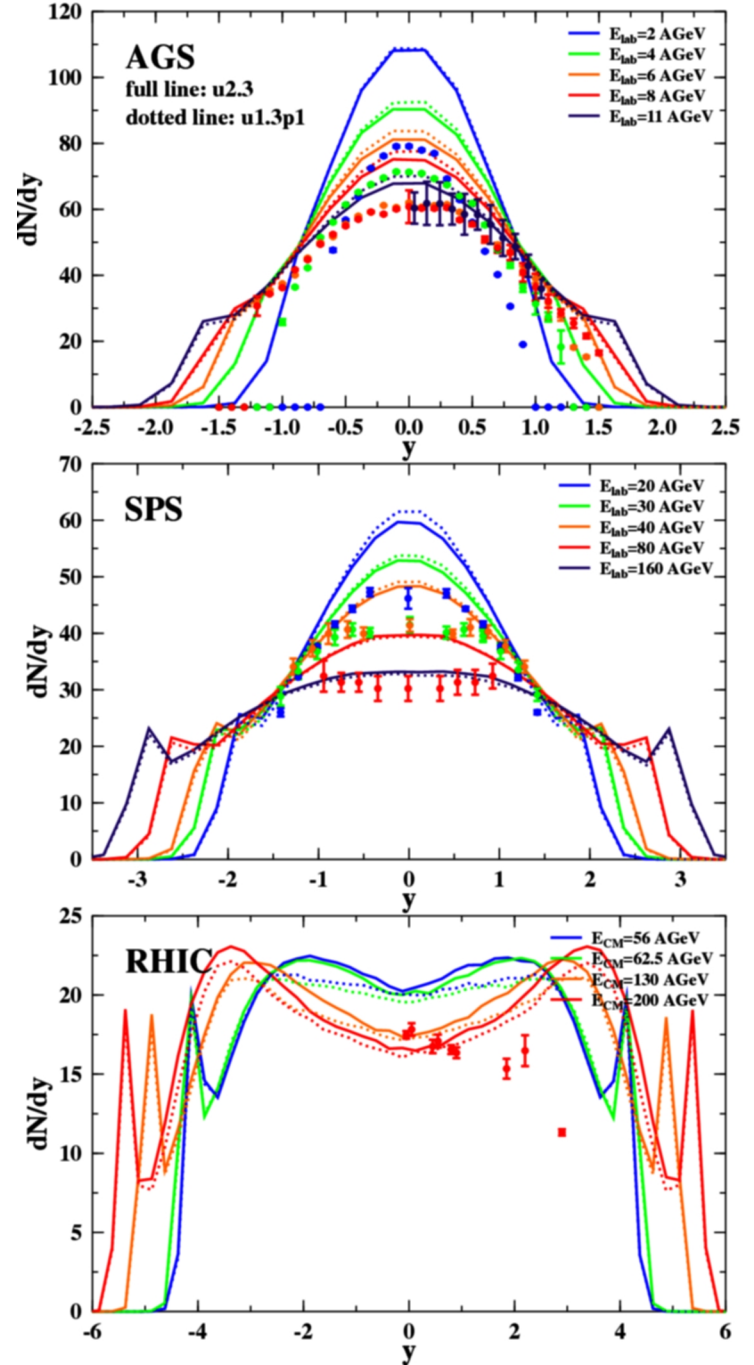
Rys. arXiv:0805.0567



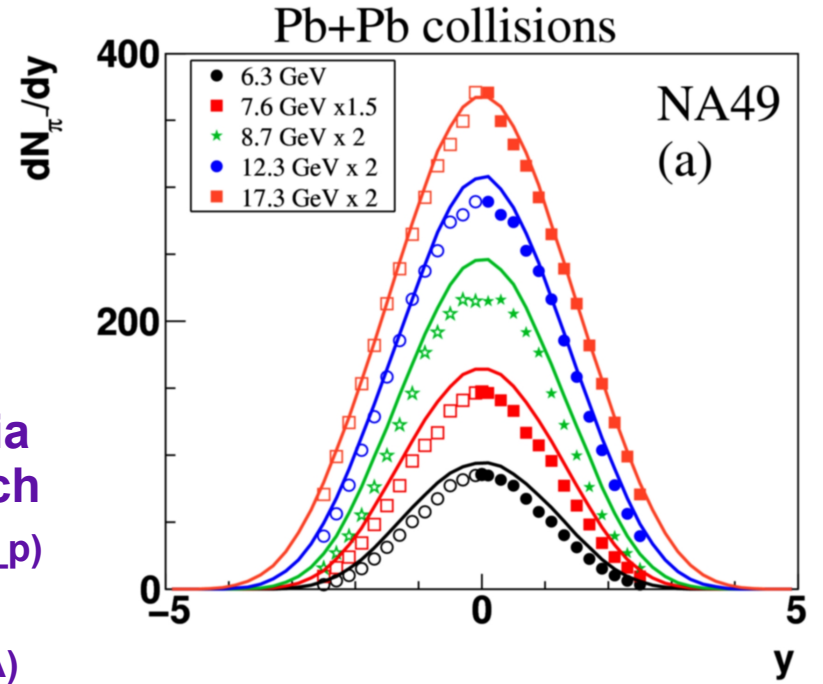
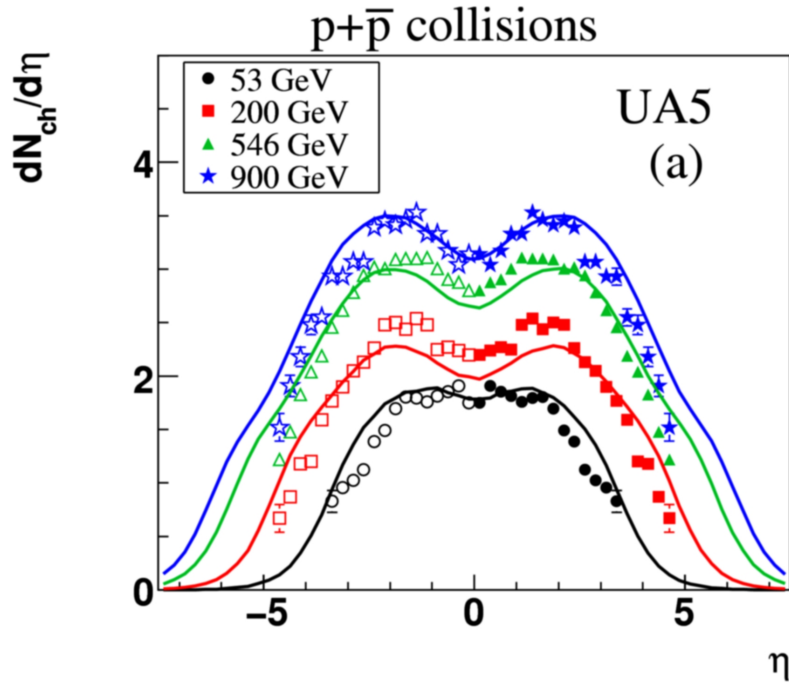
UrQMD-2.3 vs. 1.3p1, Au+Au/Pb+Pb K^+



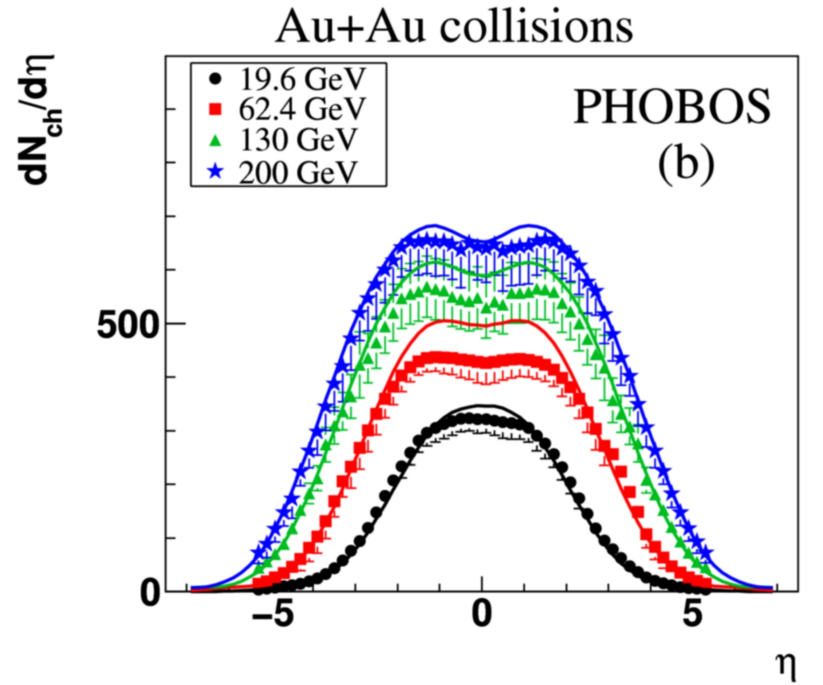
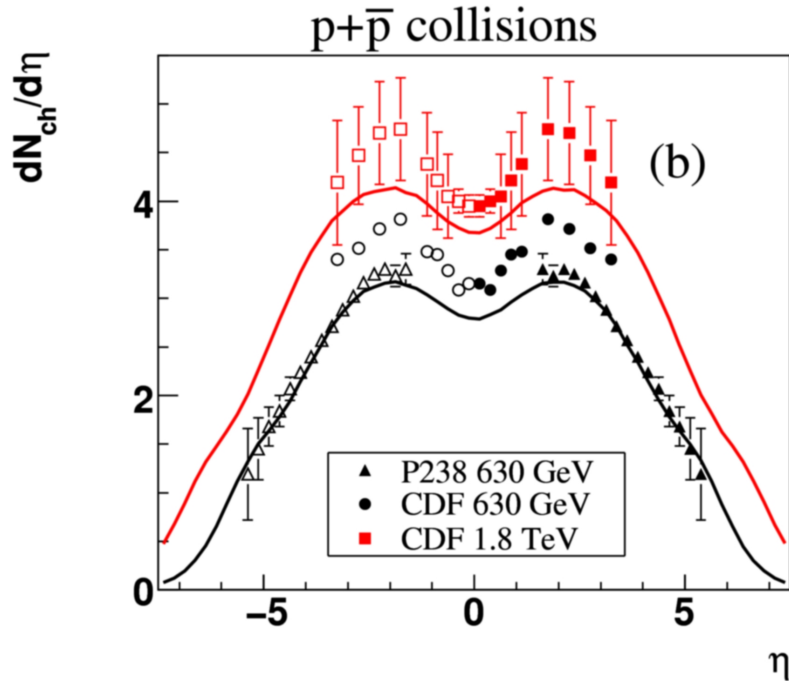
UrQMD-2.3 vs. 1.3p1, Au+Au/Pb+Pb P



UrQMD 2.3 (Rys. z arXiv:0812.2041)

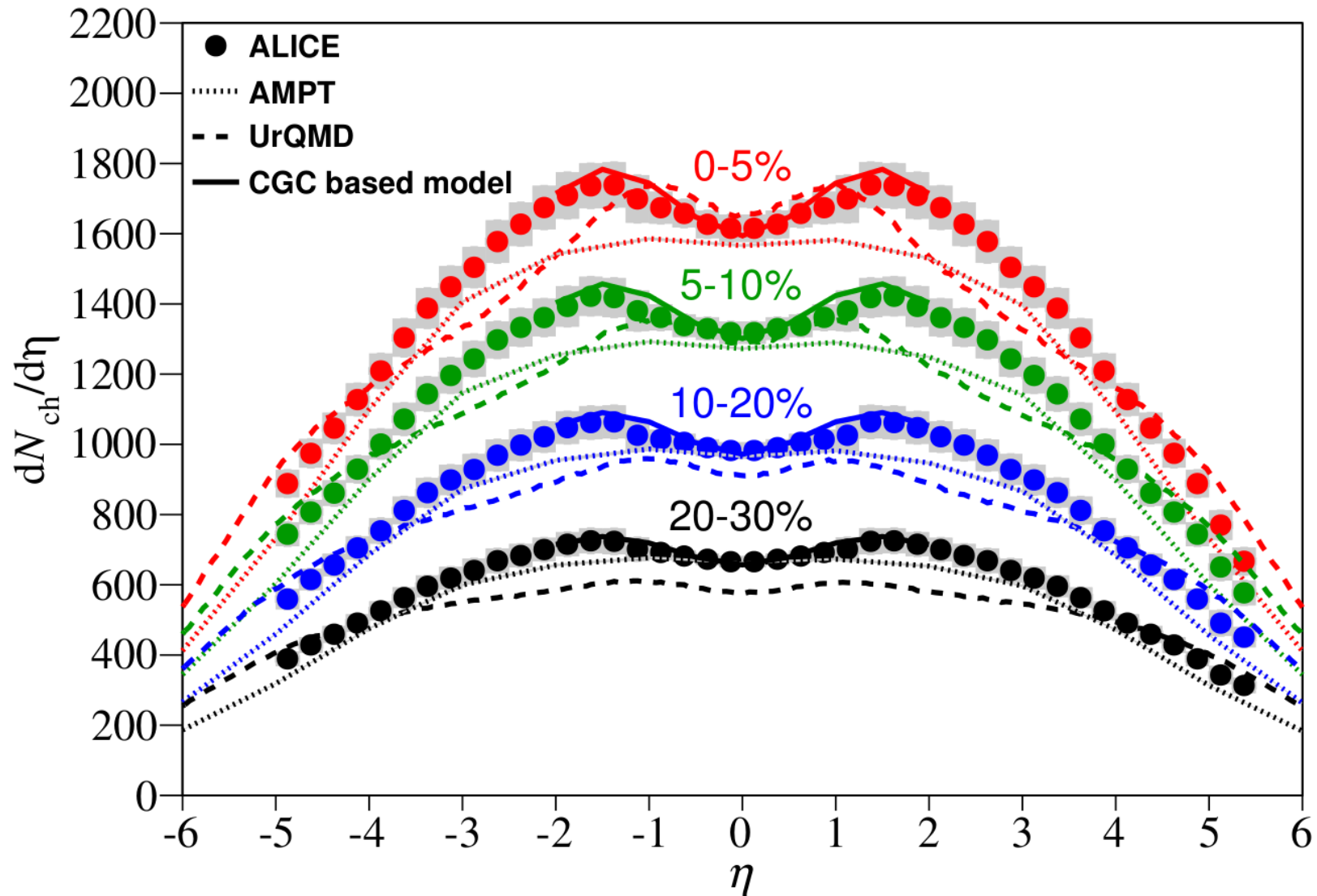


obliczenia
dla różnych
 \sqrt{s} (p+anty_p)
lub
 $\sqrt{s_{NN}}$ (A+A)



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

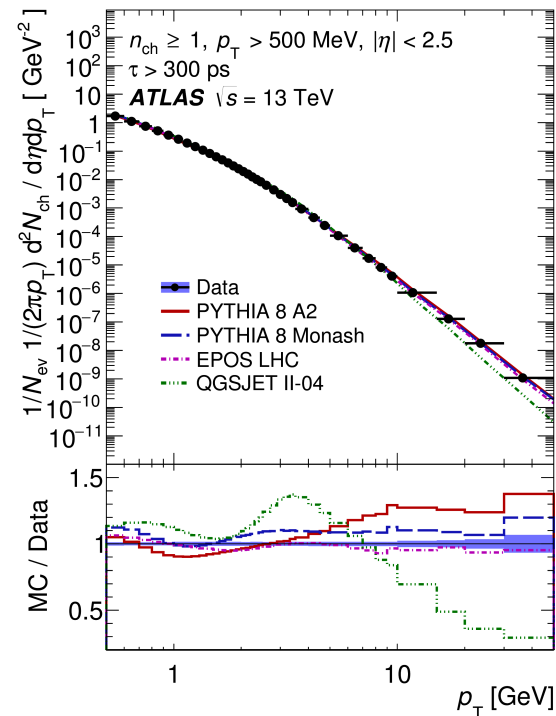
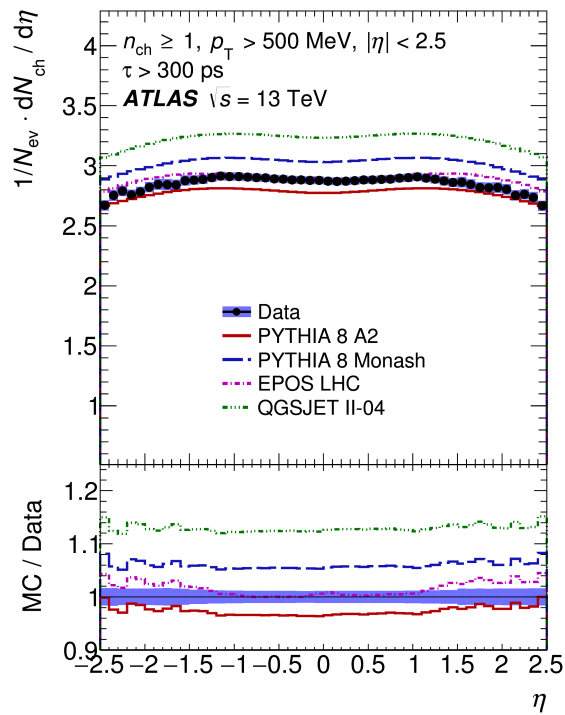
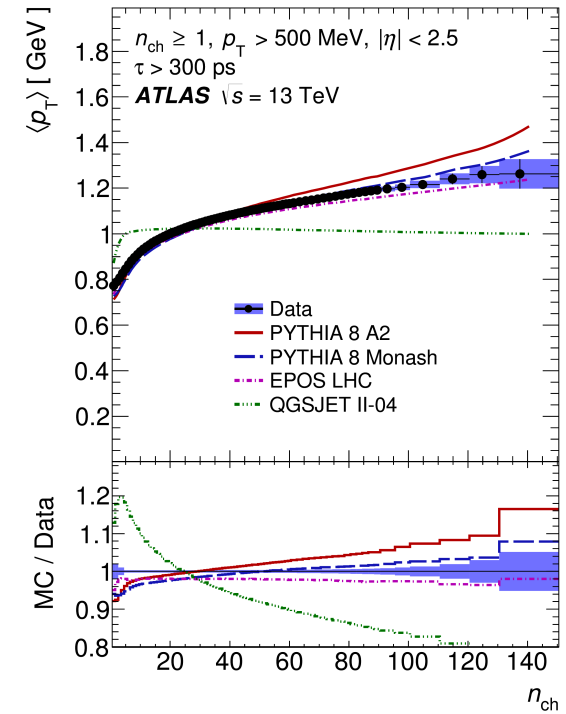
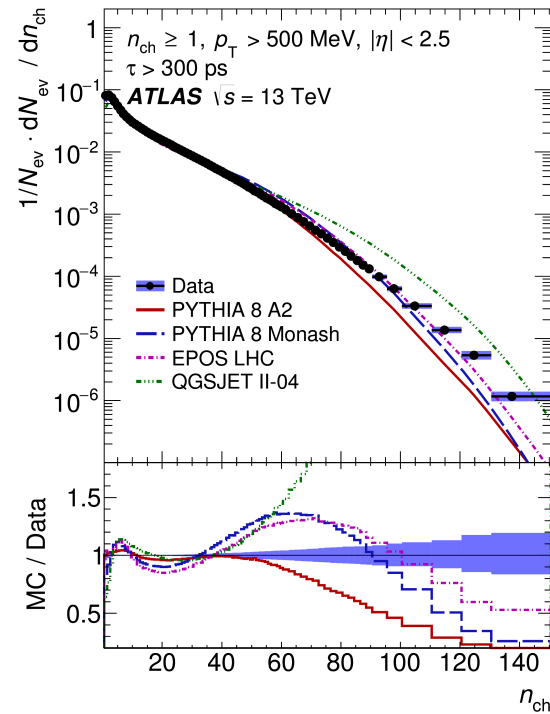
Porównanie z **UrQMD**, **AMPT** (Rys. z arXiv:1304.0347v4)



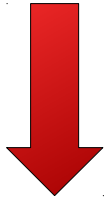
Wyniki ATLAS (LHC) p+p, $\sqrt{s} = 13$ TeV

Porównanie z różnymi modelami

(Rys. z arXiv:1602.01633)



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



p+p, $E_{c.m.} = 27$ GeV

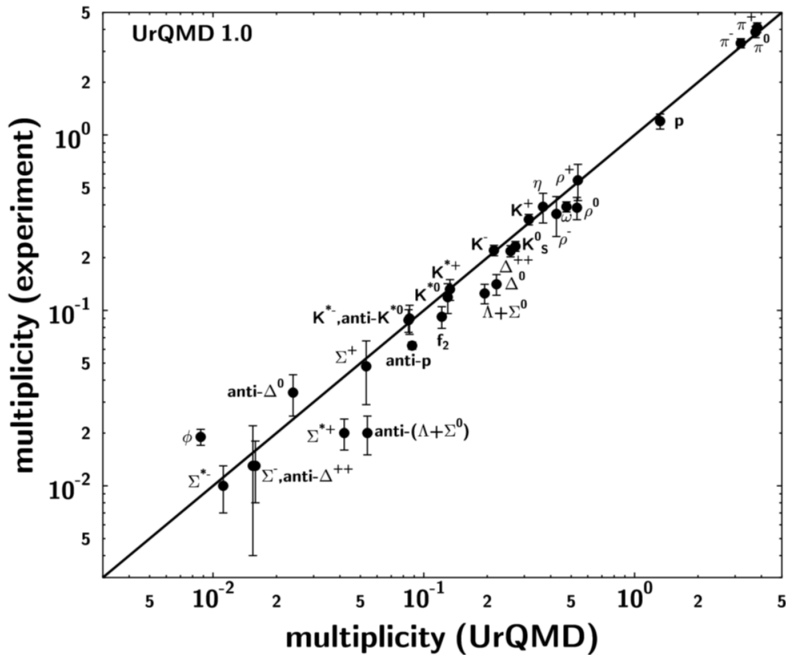
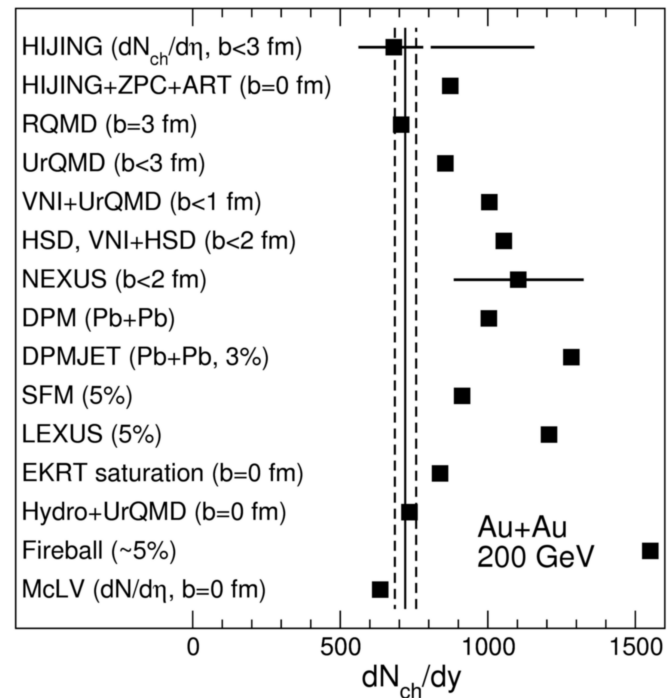
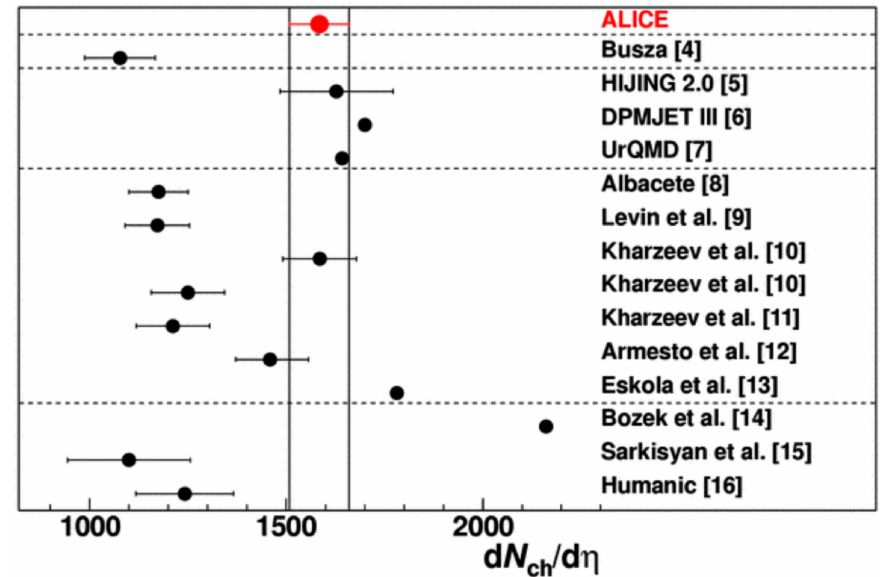


Figure 3.18: Data [144, 145, 146] vs. UrQMD particle multiplicities in proton-proton reactions at a c.m. energy of 27 GeV.

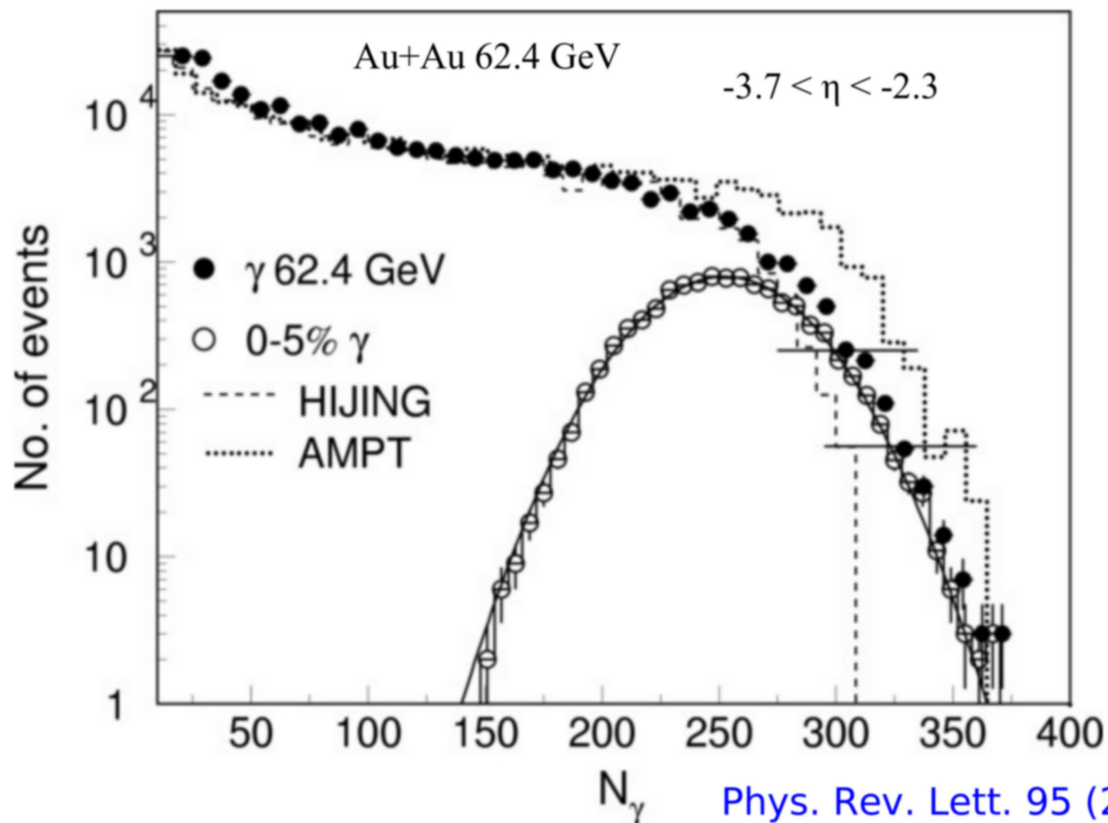


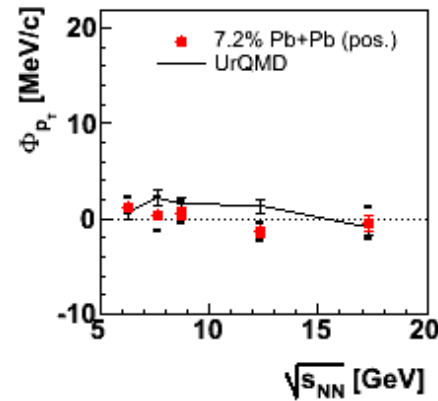
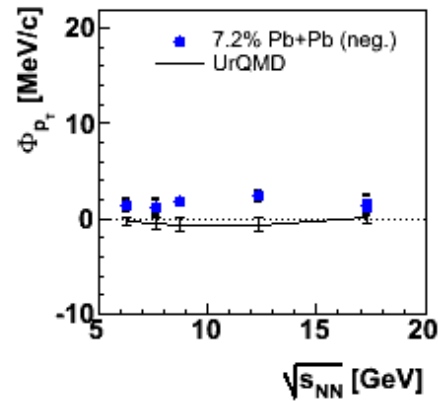
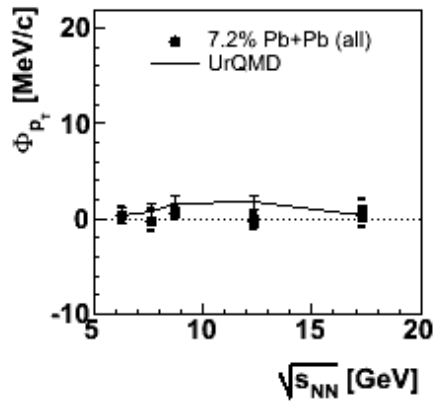
Jak różne modele (nie tylko mikroskopowe) radzą sobie z przewidywaniem krotności cząstek dla danych przy RHIC (górny, arXiv:0707.0328) oraz przy LHC 2.76 TeV (dolny, arXiv:1201.4264)



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-rapidity
Zamknięte koła – minimum bias, otwarte – zderzenia centralne

Multiplicity Distribution





UrQMD – wersja 1.3
 ← tu brak „nowej” fizyki

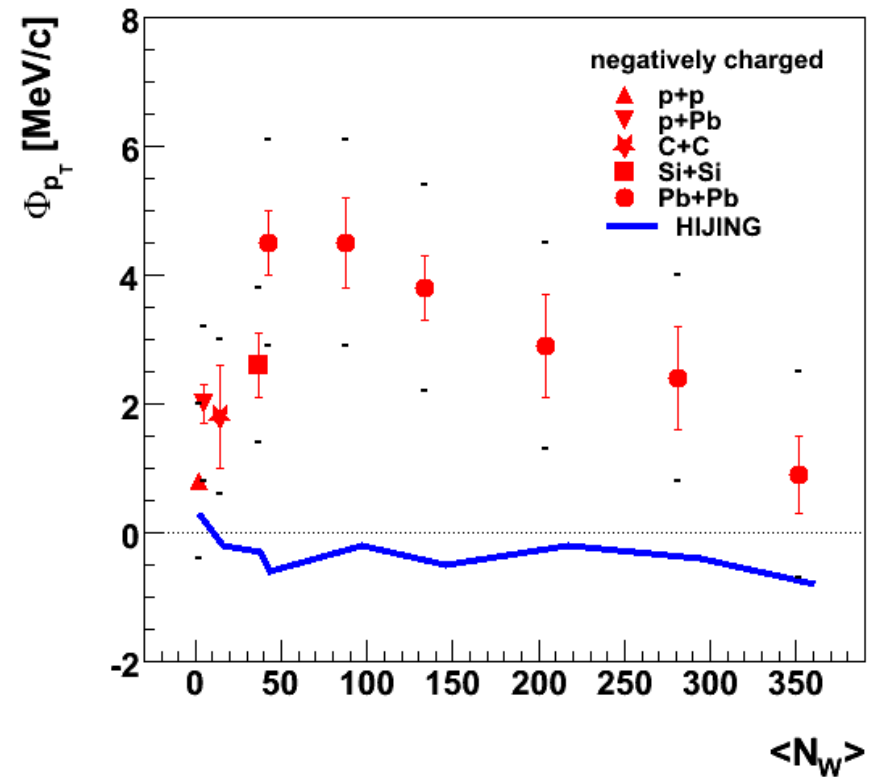
Korelacje / fluktuacje

Zmienna Φ_{p_T} mierzy fluktuacje dynamiczne w pędzie poprzecznym (wykład 12)

Jeśli A+A jest superpozycją niezależnych zderzeń N+N to Φ_{p_T} dla A+A jest takie samo jak Φ_{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)

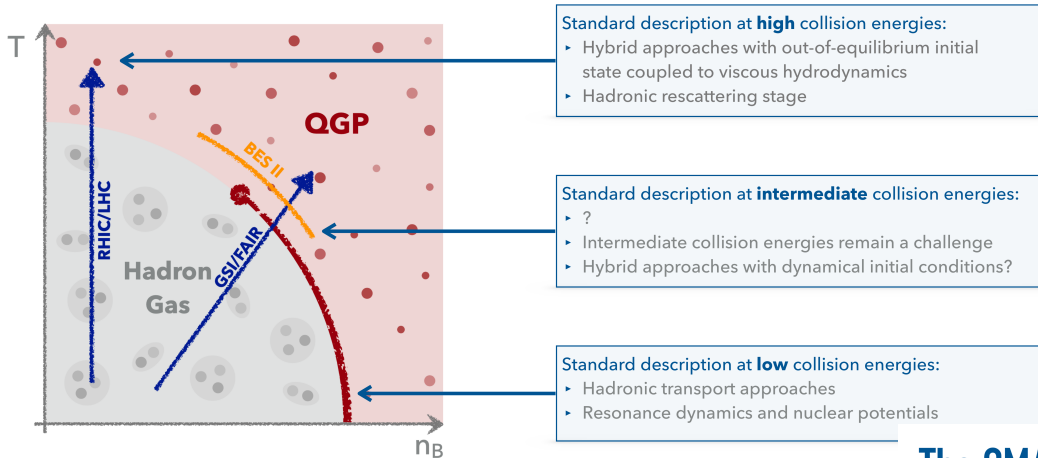
Istnieje również cała lista modeli „hybryd”

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

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

Do zderzeń ciężkich jonów przy pośrednich i wysokich energiach

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

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
- Particulation of fluid elements

+

SMASH

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

SMASH = Simulating Many Accelerated Strongly-interacting Hadrons

Weil et al.: Phys. Rev. C 94 (2016)

Dobry opis dla energii GSI-FAIR

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

Weil et al.: PRC 94 (2016)

DOI: 10.5281/zenodo.3484711

Cooper and Frye: Phys.Rev.D 10 (1974)

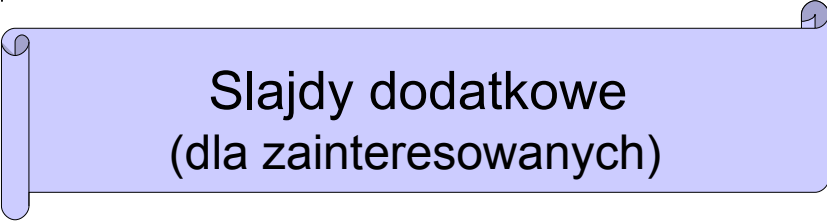
Huovinen et al.: Eur. Phys. J A 48 (2012)

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



Slajdy dodatkowe
(dla zainteresowanych)

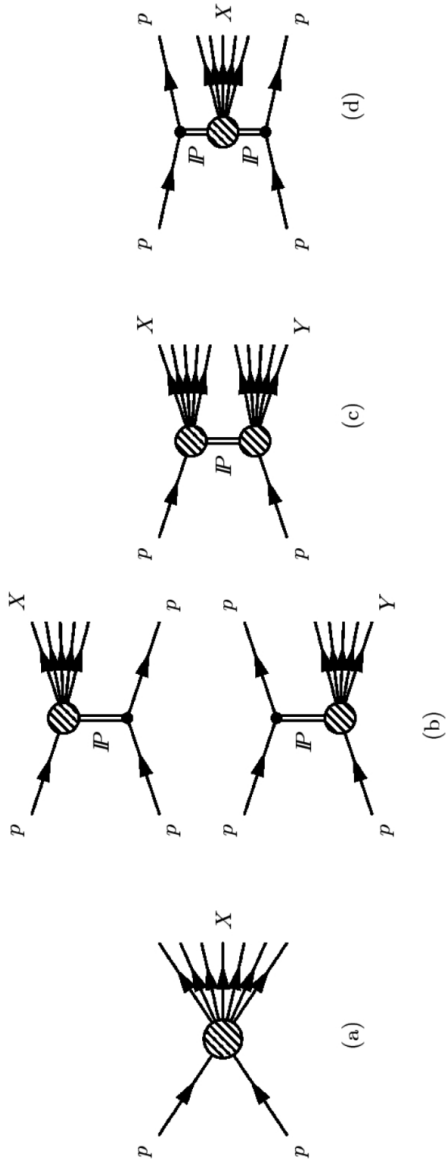


Figure 1: Schematic diagrams of (a) nondiffractive, $pp \rightarrow X$, and diffractive processes with (b) single dissociation, $pp \rightarrow Xp$ or $pp \rightarrow p\bar{p}$, (c) double dissociation, $pp \rightarrow XY$, and (d) central diffractive, $pp \rightarrow p\bar{X}p$; $X(Y)$ represents a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

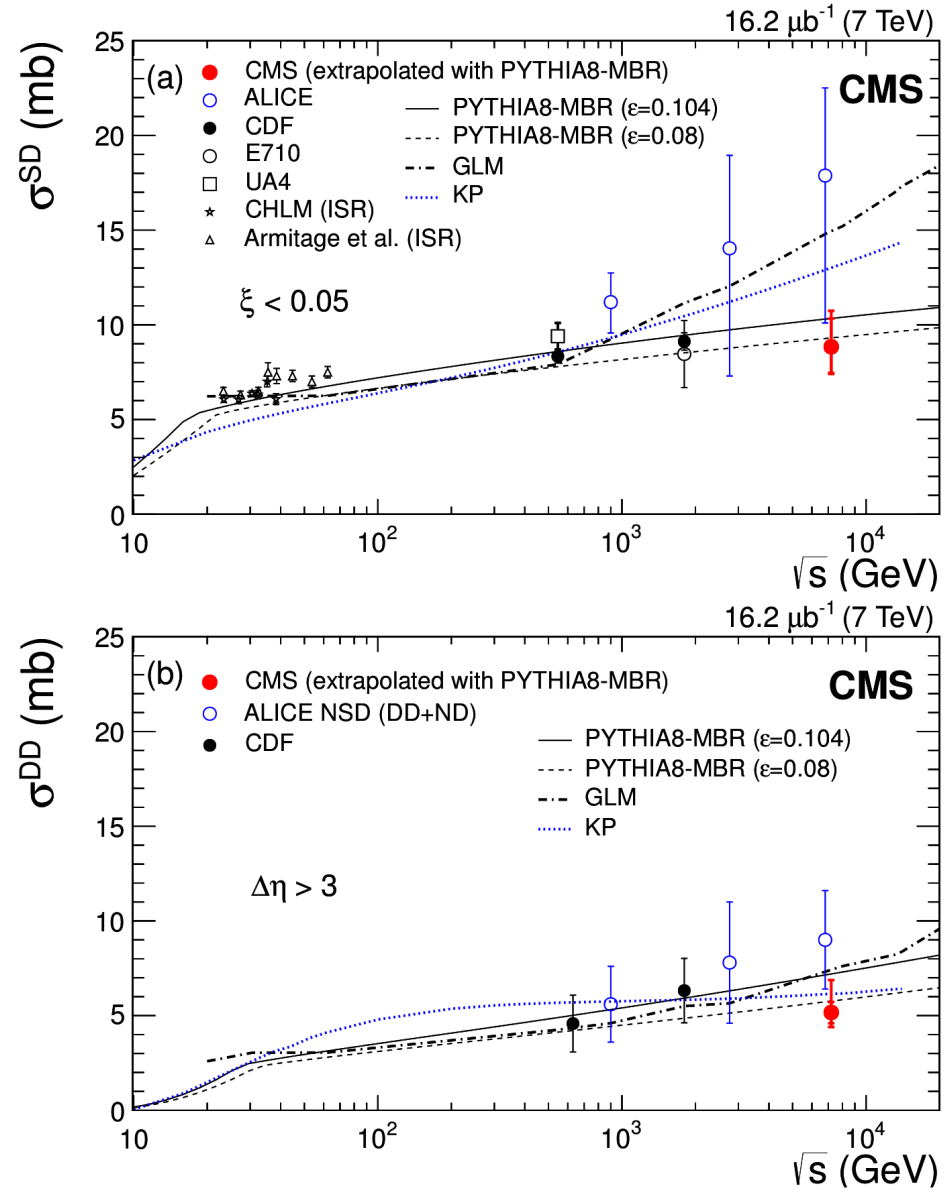
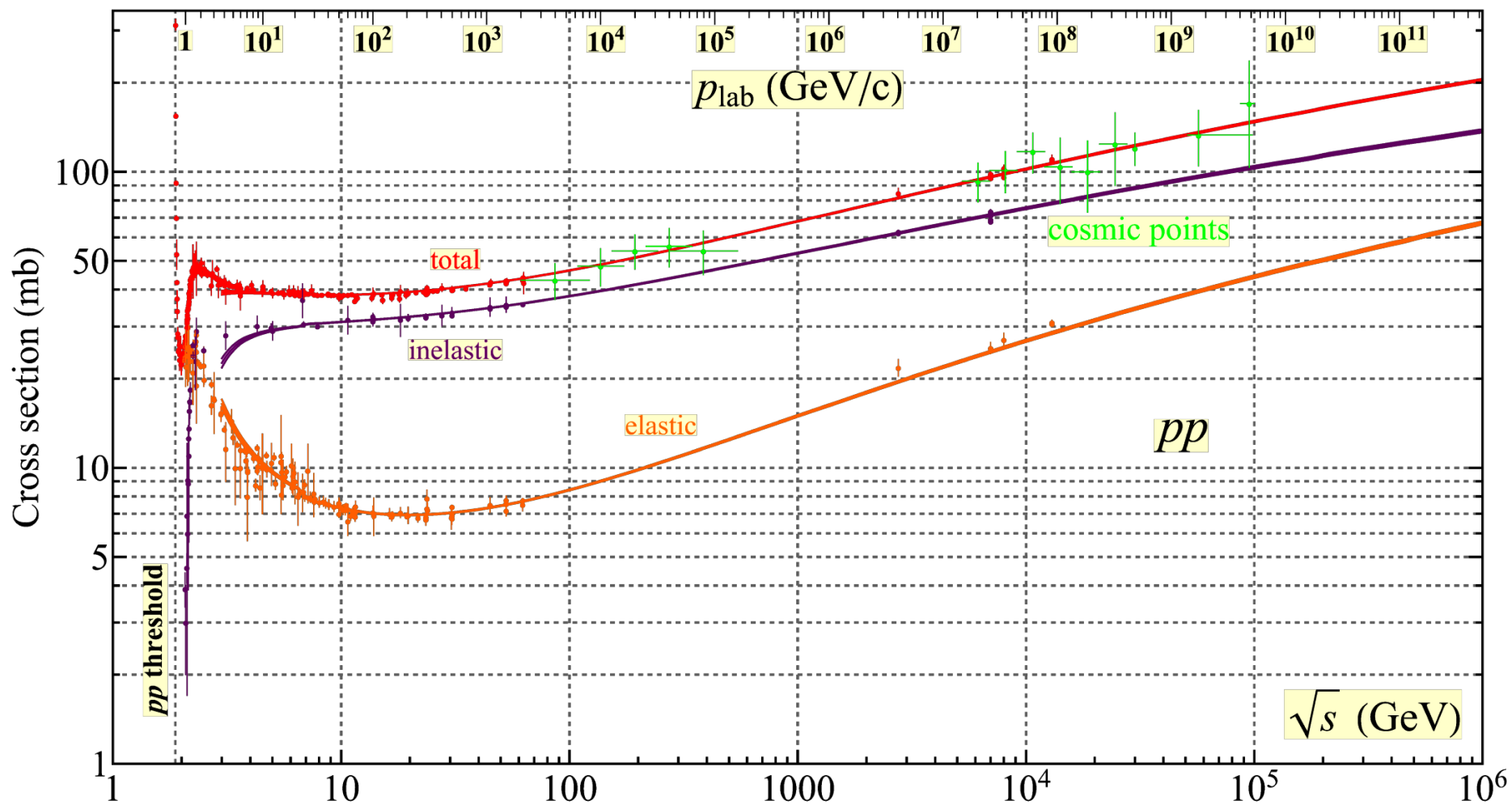
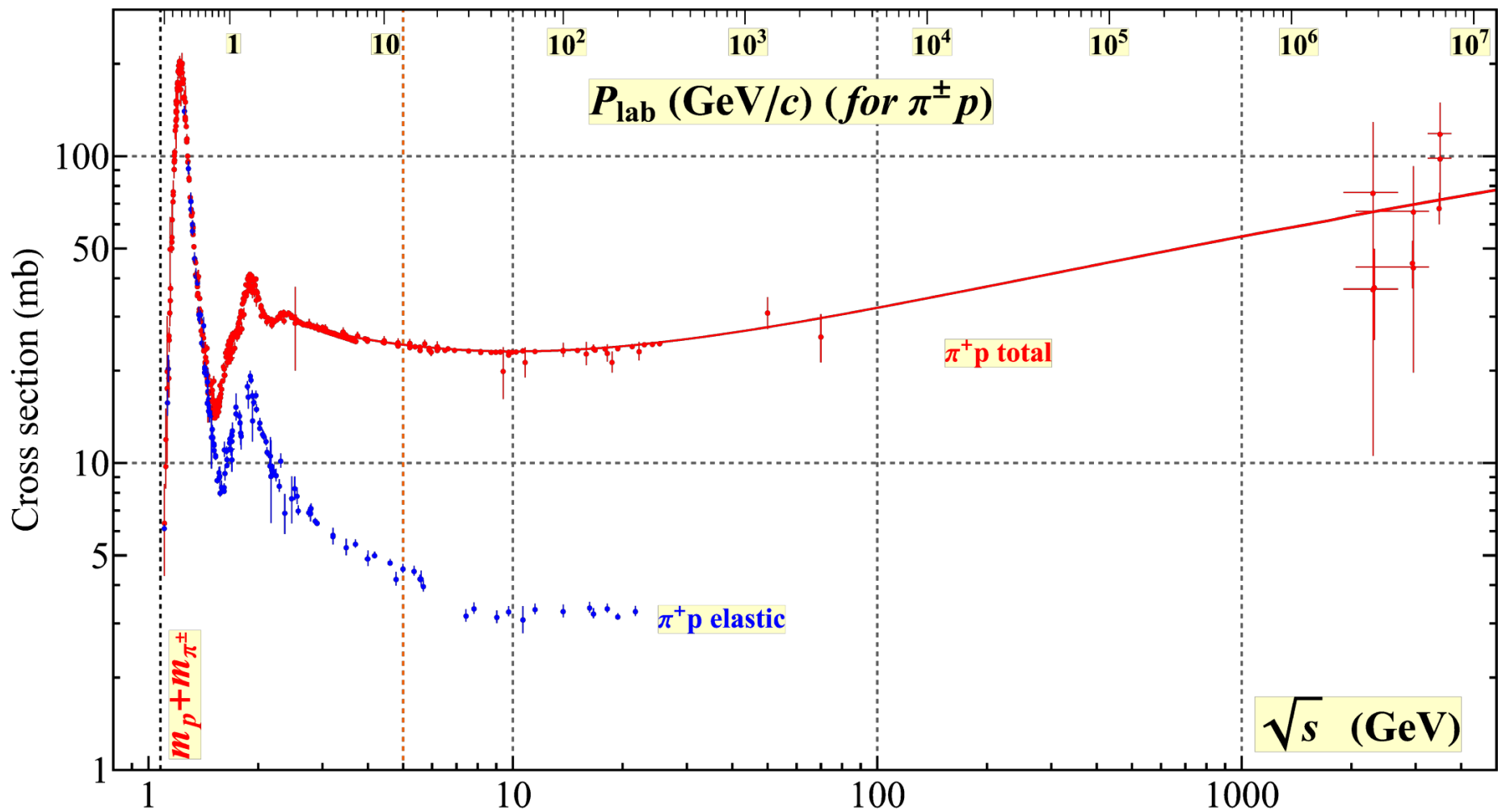


Figure 11: Diffractive cross sections as a function of collision energy measured in pp and $p\bar{p}$ collisions [3, 31-36] compared to PYTHIA 8 MBR ($\epsilon = 0.08, 0.104$) and other model predictions [37-39]: (a) total SD cross section for $\xi < 0.05$, and (b) total DD cross section for $\Delta\eta > 3$. 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



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

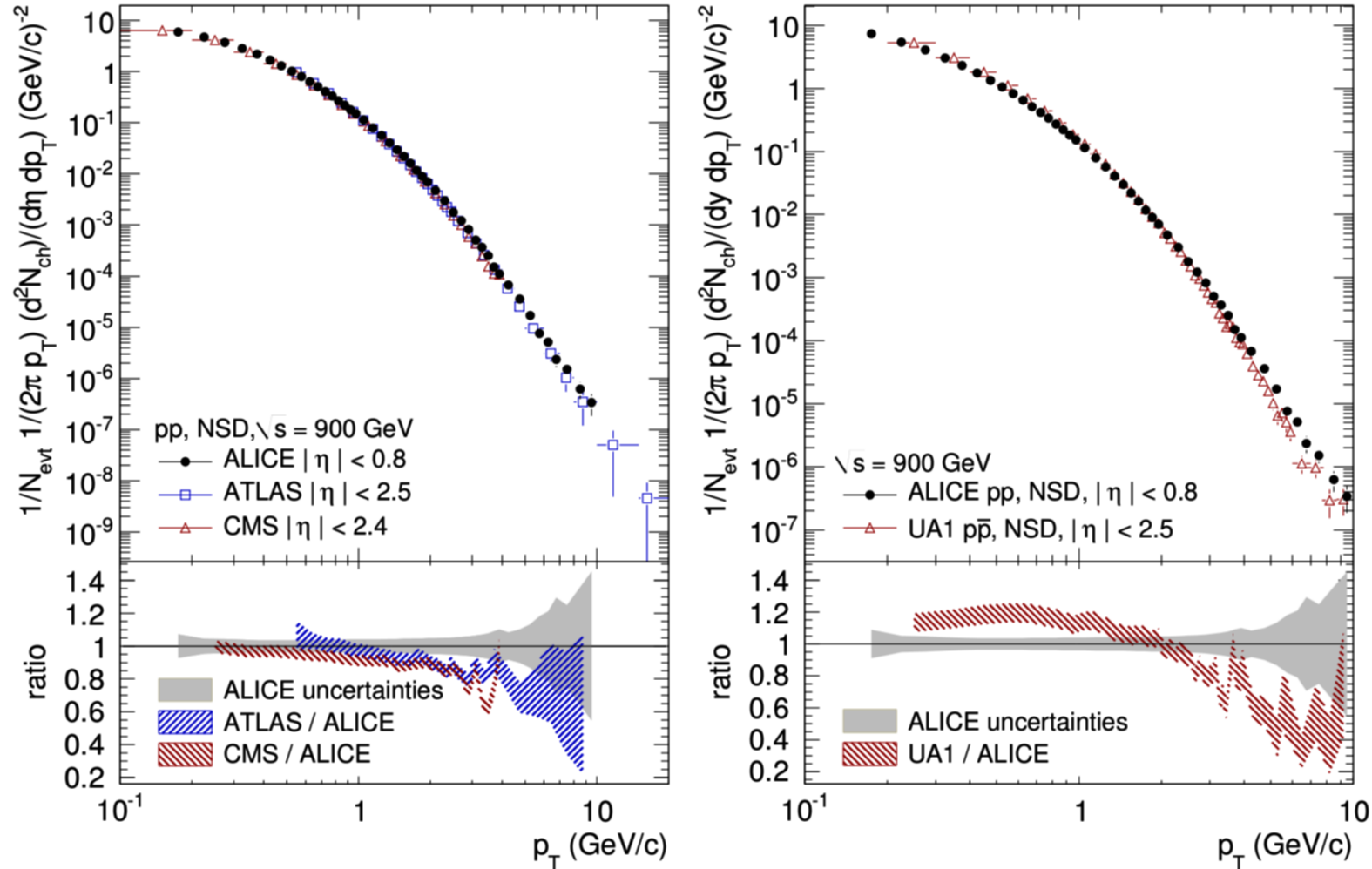
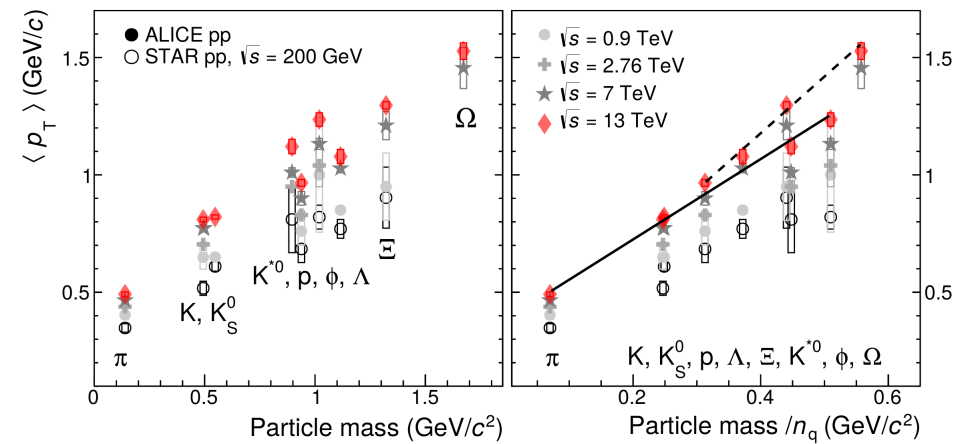
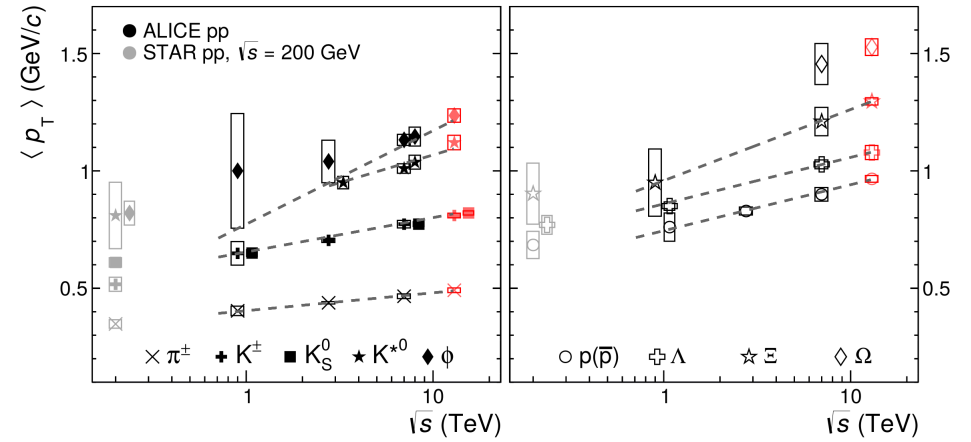
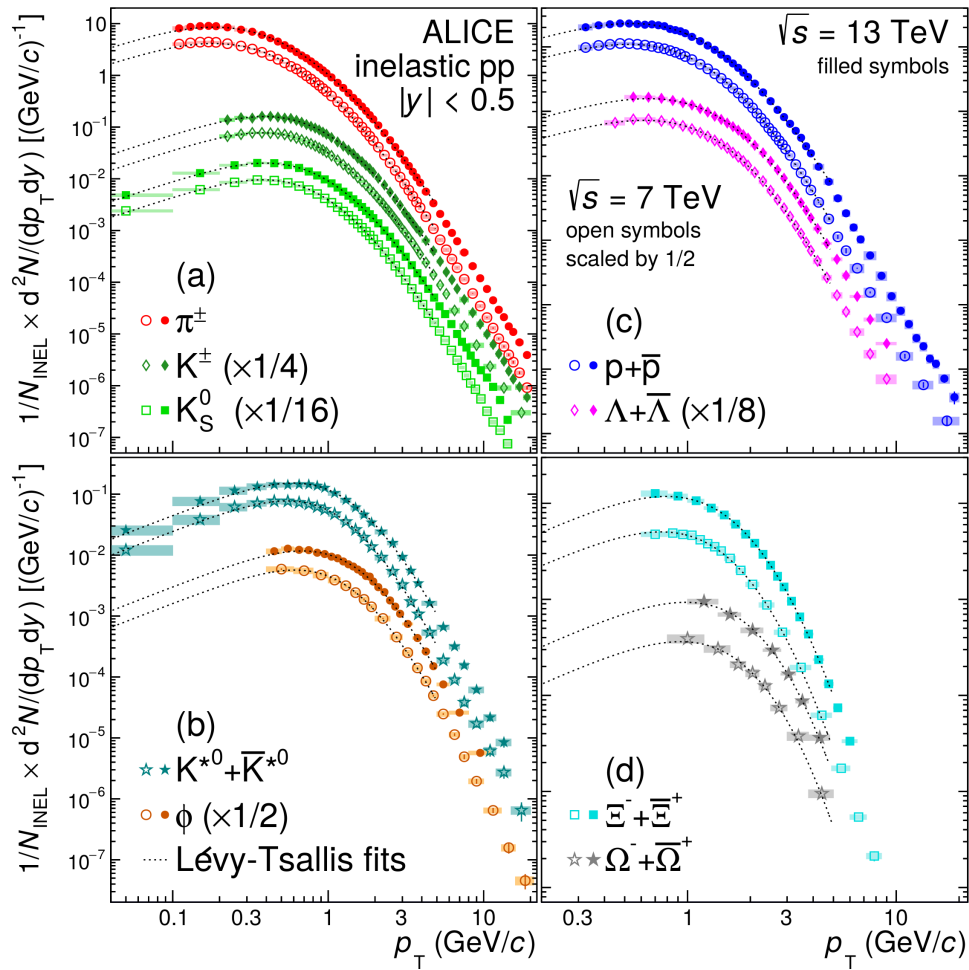


Figure 3: Left panel: Normalized differential primary charged particle yield in NSD pp collisions at $\sqrt{s} = 900$ GeV, averaged in $|\eta| < 0.8$. The ALICE data are compared to results from ATLAS and CMS in pp at the same energy [19, 20]. Right panel: Normalized invariant primary charged particle 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



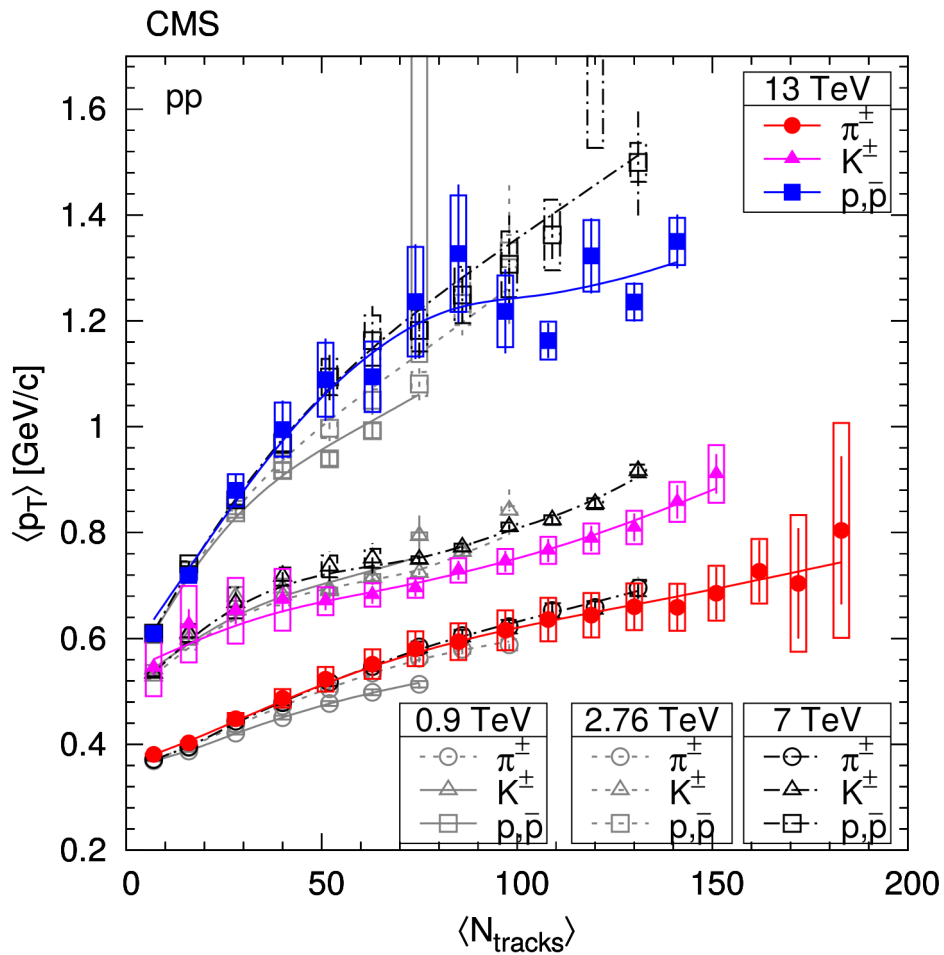
CMS @ LHC

średnie p_T zidentyfikowanych cząstek w p+p

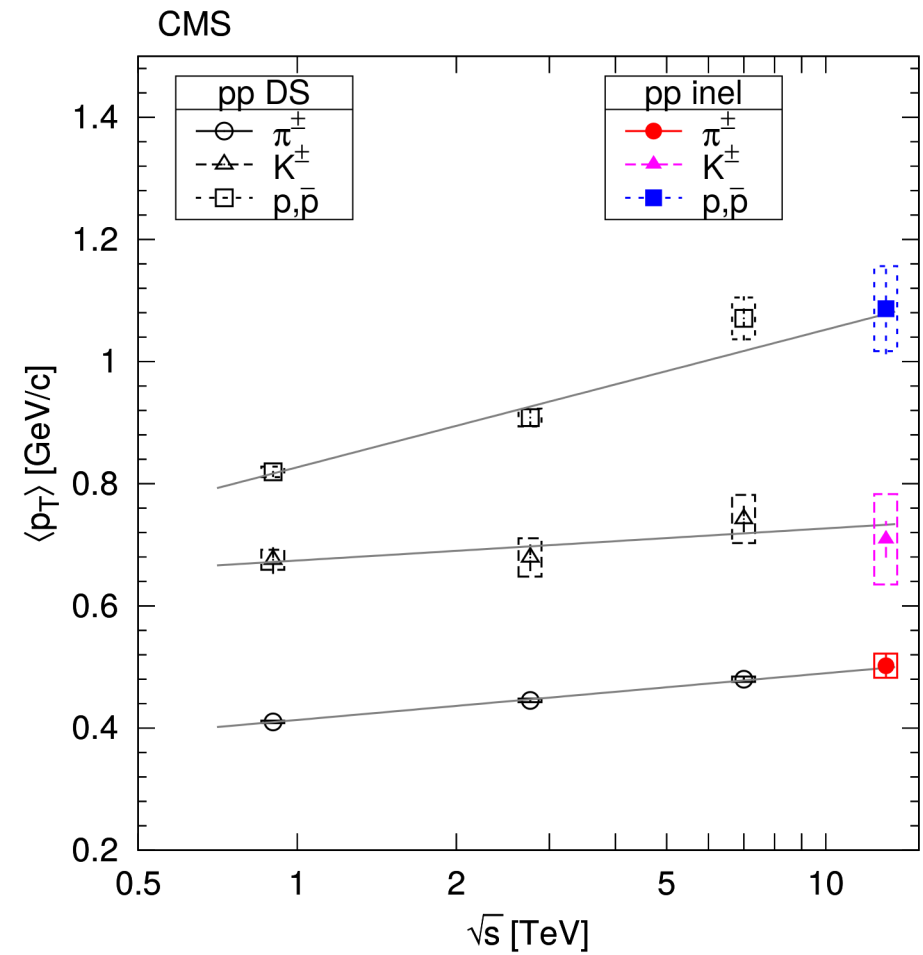
$\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$

$|y| < 1$

arXiv:1706.10194

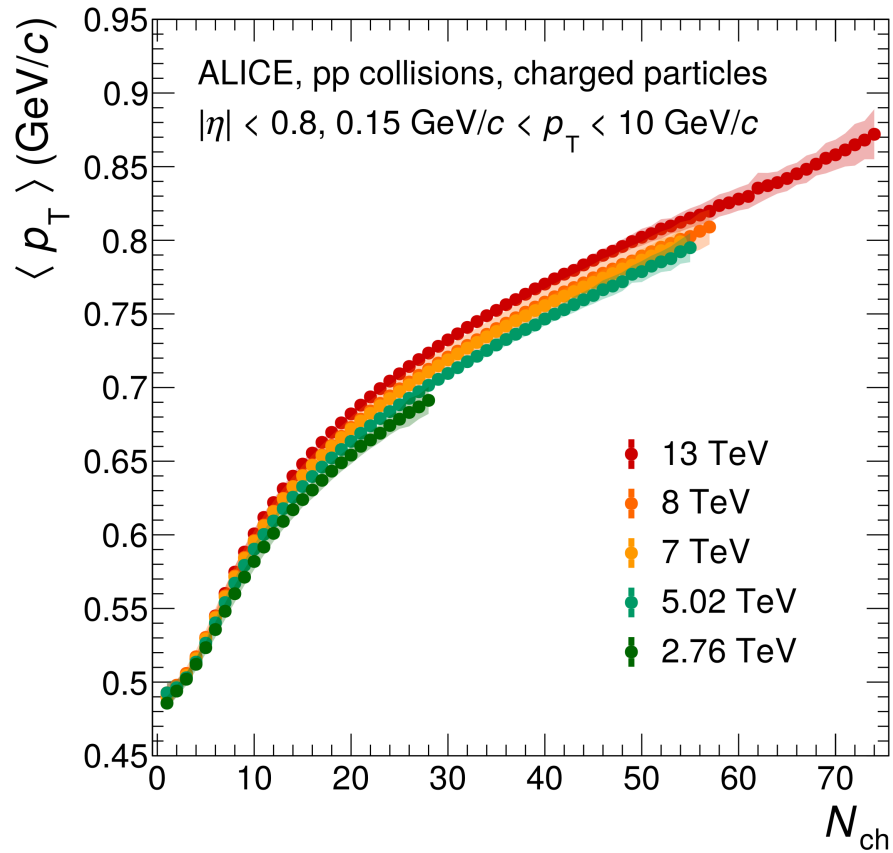


N_{tracks} mierzone w $|\eta| < 1$



LHC

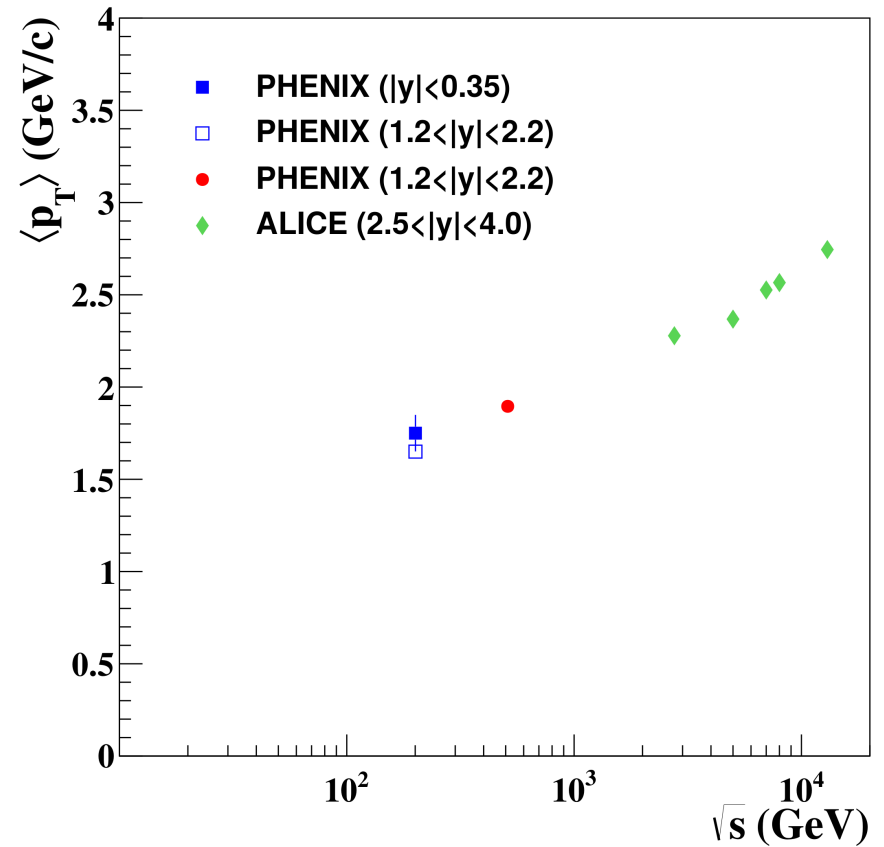
średnie p_T cząstek naładowanych
w zderzeniach p+p



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

RHIC oraz LHC

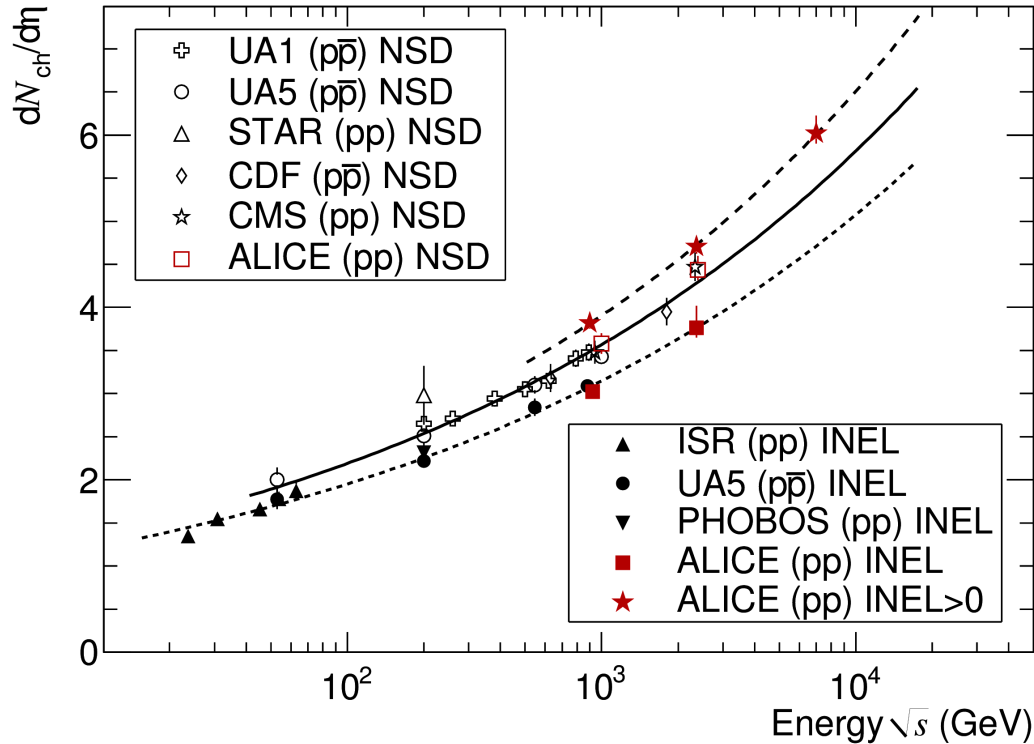
średnie p_T cząstek J/ψ
w zderzeniach p+p



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

