

Fizyka zderzeń relatywistycznych ciężkich jonów

Wykład 1: AA: Motywacja, cele fizyczne, akceleratorzy, eksperymenty

Wykład 2: Plazma kwarkowo-gluonowa

Wykład 3: Geometria zderzenia, stan początkowy-gęstość energii,
produkcja entropii

Wykład 4: Ewolucja systemu – efekty kolektywne

Wykład 5: **Procesy z dużym przekazem pędu**

Wykład 6: Model saturacji. Kolorowy Kondensat Szklany

Wykład 7: Korelacje HBT (doc. M. Kowalski)

Wykład 8: Eksperyment PHOBOS przy akceleratorze RHIC

Wykład 9: Eksperyment ALICE przy akceleratorze LHC (doc.M. Kowalski)

Wykład 10: Fizyka ciężkich jonów w eksperymencie ATLAS (LHC)

Wykład 11: LHC – okno na Mikroświat

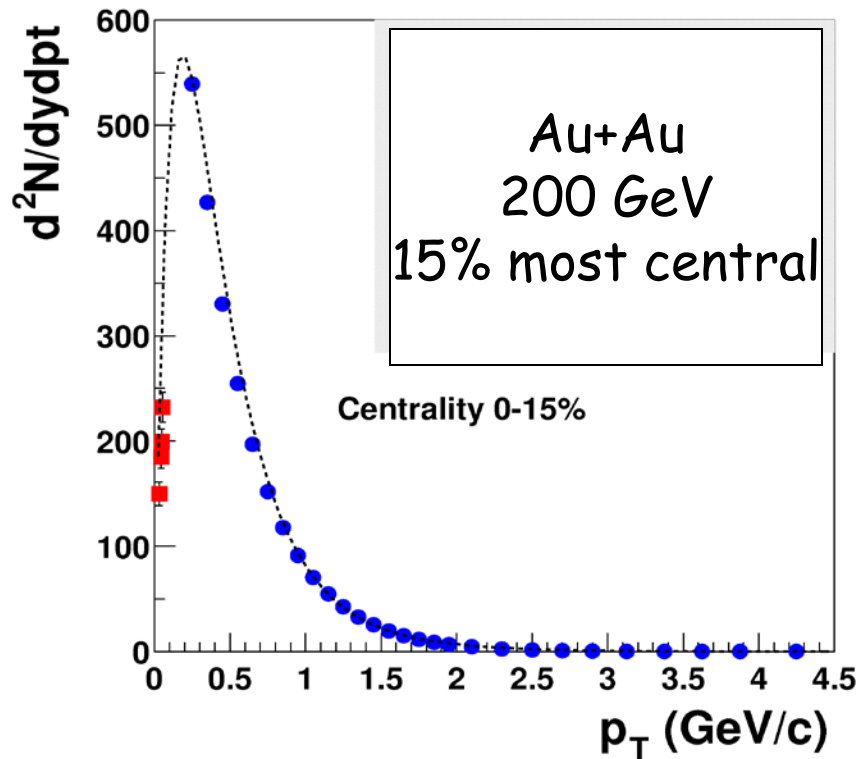
Plan

- Wprowadzenie, definicje
- Wyniki doświadczalne
(głównie z eksperymentów przy akceleratorze RHIC)
 - Efekty stanu początkowego, czy końcowego?
 - Zależność od rodzaju cząstki
 - Zależność od rapidity
 - Zależność od energii
- Podsumowanie

Gęstość cząstek w funkcji p_T

$$A+A \rightarrow X(p_T, y)$$

$$d^2N/(dp_T dy)$$



$$\langle p_T \rangle \approx 0.5 \text{ GeV}/c$$

Większość produkowanych cząstek ma małe pędy poprzeczne!

$\sim 99\%$ cząstek ma $p_T < 2 \text{ GeV}/c$

Niezmienne przekroje czynne

Przekroje czynne niezmiennicze względem transformacji Lorentza:

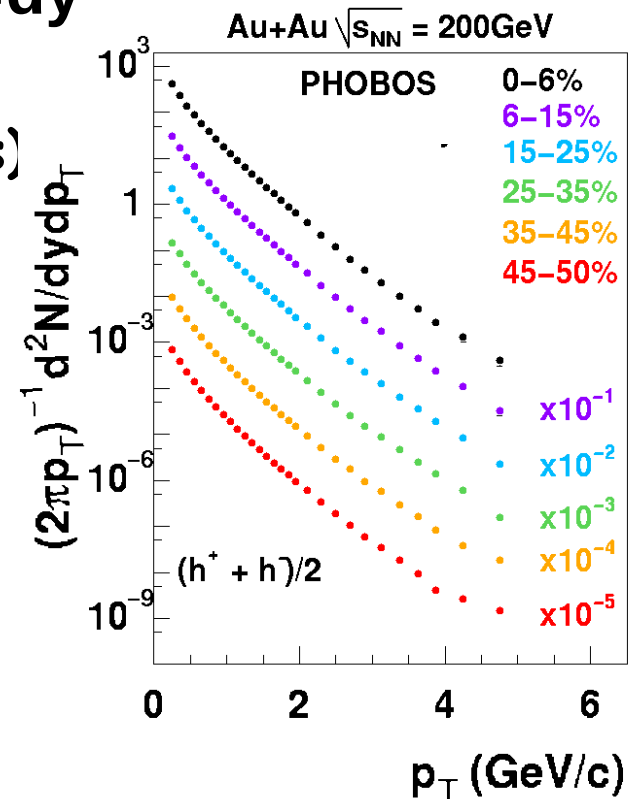
$$\sigma^{\text{inv}} = E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{E}{p_T} \frac{d^3\sigma}{d\phi dp_T dp_L} = \frac{1}{p_T} \frac{d^3\sigma}{d\phi dp_T dy}$$

Niezmienne gęstości cząstek (particle yields)

$$E \frac{d^3N}{dp^3} = \frac{E}{p_T} \frac{d^3N}{d\phi dp_T dp_L} = \frac{1}{p_T} \frac{d^3N}{d\phi dp_T dy}$$

Po wycałkowaniu po kącie ϕ :

$$E \frac{d^3N}{dp^3} = \frac{2\pi}{p_T} \frac{d^2N}{dp_T dy}$$



Inne definicje

Poprzeczne składowe pędów cząstek:

Masa poprzeczna:

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$$

$$m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$$

Podłużne składowe pędów cząstek:

Rapidity (pospieszność):

$$p_L = p_z \quad y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right)$$

Zmienna x Feynmana:

$$x_F = \frac{p_z}{p_{z,\max}}$$

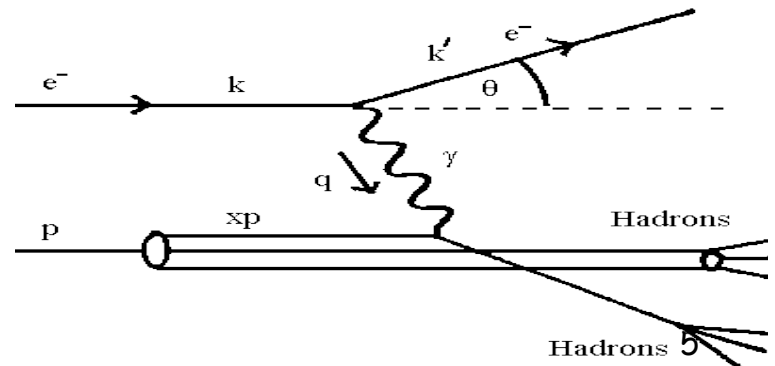
$$y \approx \eta = -\ln \tan(\theta/2), \quad \cos \theta = p_z / p \quad p \gg m$$

$$y \approx \ln(x_F)$$

Przekaz czteropędu:

$$q = k - k'$$

$$Q^2 = 2(EE' - \vec{k} \cdot \vec{k}') - m^2 - m'^2$$



Procesy z dużym przekazem pędu

$$p_T \geq 2 \text{ GeV}/c \text{ (umownie)}$$

- Twarde rozproszenia (hard scattering processes)
- Zderzenia 'punktowe' o skali długości $1/p_T \leq 0.1 \text{ fm}$
- Występują wcześnie
 - $\Rightarrow$ czułe na własności materii we wczesnej fazie ewolucji systemu
- Przekroje czynne mogą być 'teoretycznie' obliczone
 - $\Rightarrow$ perturbacyjna Chromodynamika Kwantowa (pQCD),
lub QCD z klasycznymi polami

Badanie:

Szukanie modyfikacji produkcji cząstek o dużych p_T w AA, w stosunku do prostszych układów zderzenia, pp i pA (dA)

Produkcja cząstek o dużych p_T w zderzeniach p+p

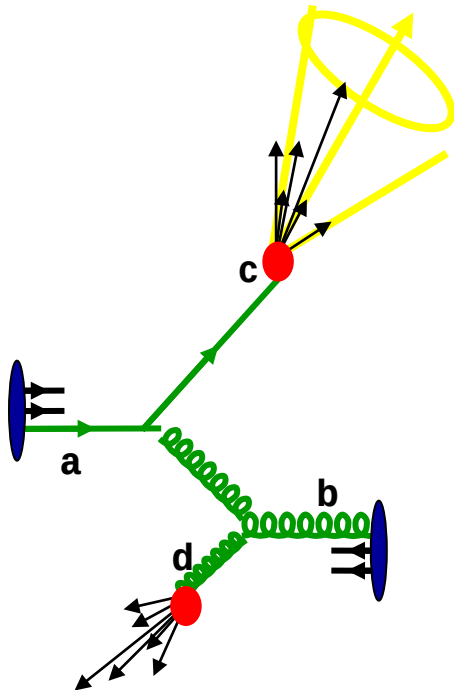
p+p: twarde rozproszenia w 'próżni' QCD

PDF - Funkcje rozkładu partonów (q i g)
Parton Distribution Functions
(dane z procesów głęboko-nieelastycznych - DIS)
 $f(x, Q^2)$

Przekrój czynny na twarde rozproszenie (pQCD)
 $\sigma(ab \rightarrow cd)$

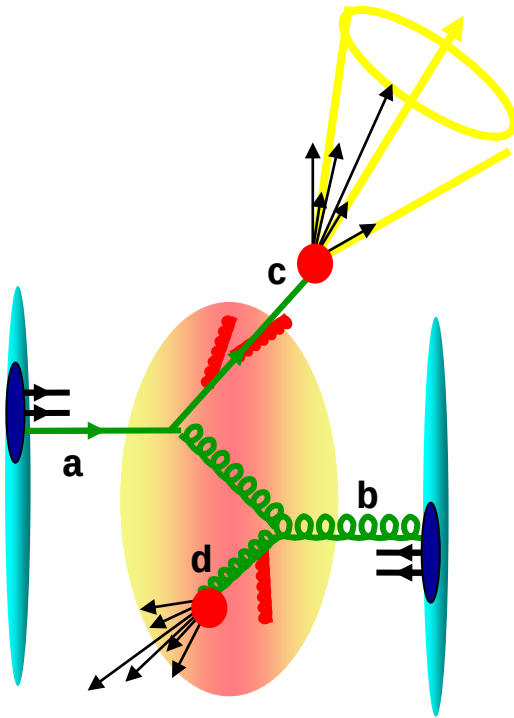
FF - funkcje fragmentacji
Fragmentation Function (dane z e^+e^-)
 $D_{h/c}(z_c, Q_c^2)$

$$\frac{d\sigma_{pp}^h}{dy d^2p_T} = K \sum_{abcd} \int dx_a dx_b f_a(x_a, Q^2) f_b(x_b, Q^2) \frac{d\sigma}{d\hat{t}}(ab \rightarrow cd) \frac{D_{h/c}^0}{\pi z_c}$$



Produkcja cząstek o dużych p_T w zderzeniach $A+A$

$A+A$: twarde rozproszenia w 'gorącym/gęstym' ośrodku QCD



PDF-Funkcje rozkładu partonów
Efekt Cronina
Cieniowanie, efekt EMC
Saturacja gluonów (CGC)?

Efekty stanu początkowego

Przekrój czynny na twarde rozproszenie

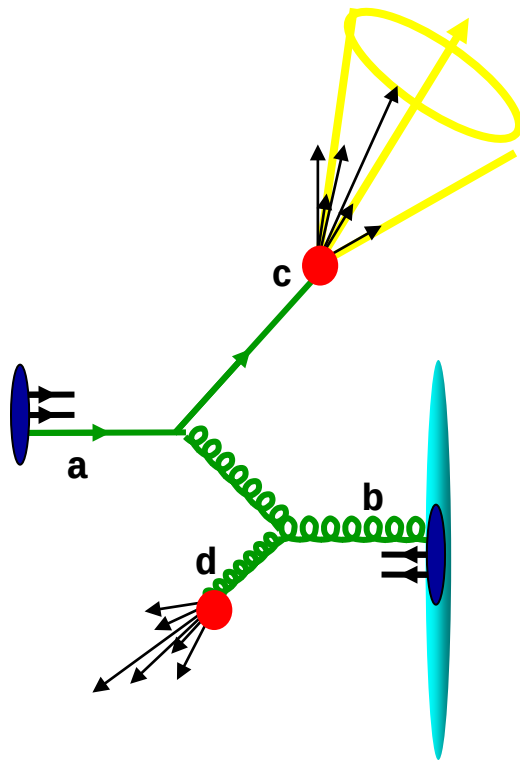
FF - funkcje fragmentacji
Straty energii partonów (QGP?)
Wtórne rozproszenia hadronów

Efekty stanu końcowego

CGC- Color Glass Condensate - Kolorowy Kondensat Szklany

Produkcja cząstek o dużych p_T w zderzeniach $p(d)+A$

$p(d)+A$: twarde rozproszenia w 'zimnym' ośrodku QCD



PDF-Funkcje rozkładu partonów
Efekt Cronina
Cieniowanie, efekt EMC
Saturacja gluonów (CGC)?

Efekty stanu początkowego

Przekrój czynny na twarde rozproszenie

FF - funkcje fragmentacji
~~Straty energii partonów (QGP?)~~
~~Wtórne rozproszenia hadronów~~

~~Efekty stanu końcowego~~

Produkcja cząstek o dużych p_T

Dla procesów z dużym przekazem pędu obowiązuje faktoryzacja QCD: każde zderzenie nukleon-nukleon może być źródłem twardego rozproszenia.

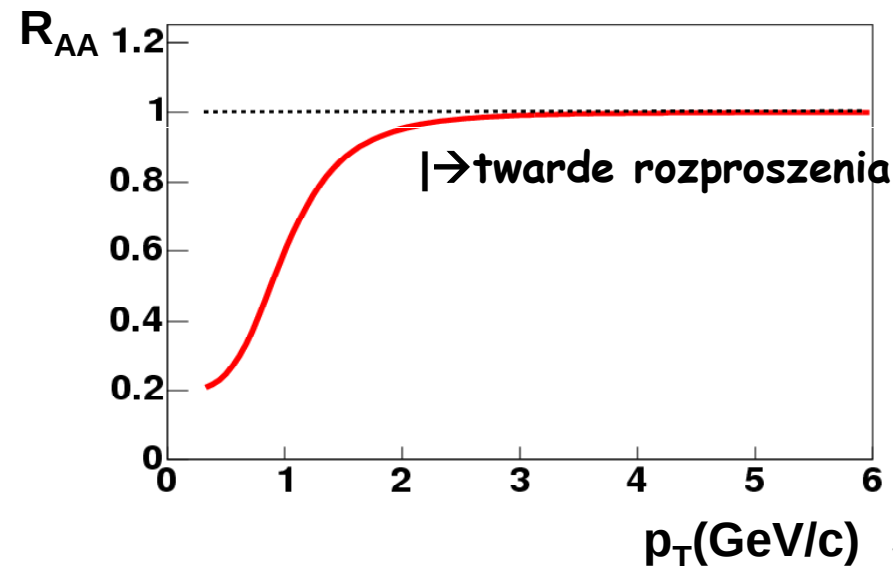
**Czynnik modyfikacji
jądrowej:**
'gęsta materia QCD'/'próżnia QCD'

$$R_{AA} = \frac{d^2N_{AA} / dp_T dy}{\langle N_{coll} \rangle d^2N_{pp} / dp_T dy}$$

N_{coll} - liczba zderzeń N - N

$R_{AA}=1$ (skalowanie z N_{coll})
Brak efektów jądrowych

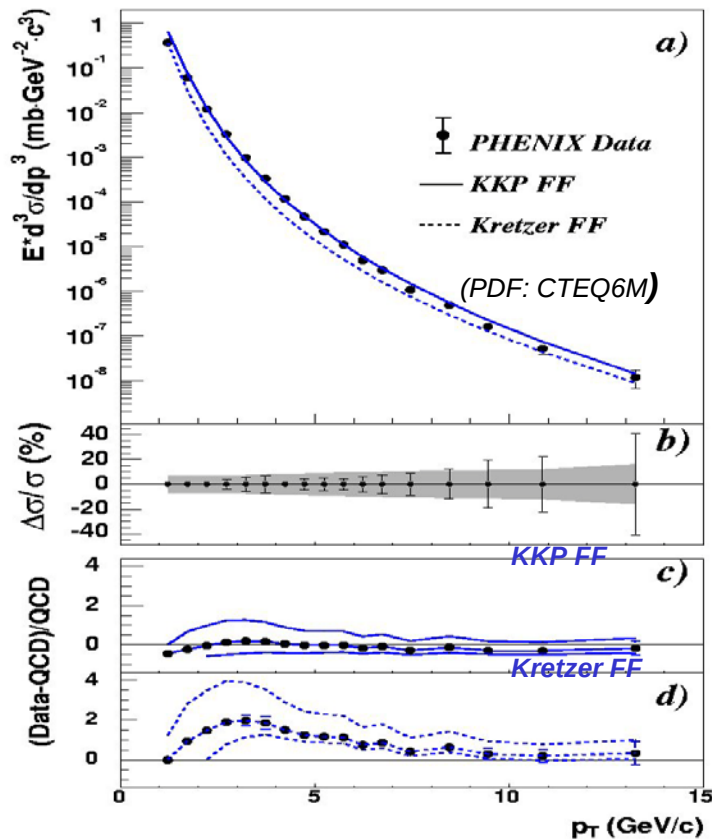
Musimy znać $d^2N_{pp}/dp_T dy$



Referencyjne widma p_T : p+p dla $\sqrt{s}=200$ GeV

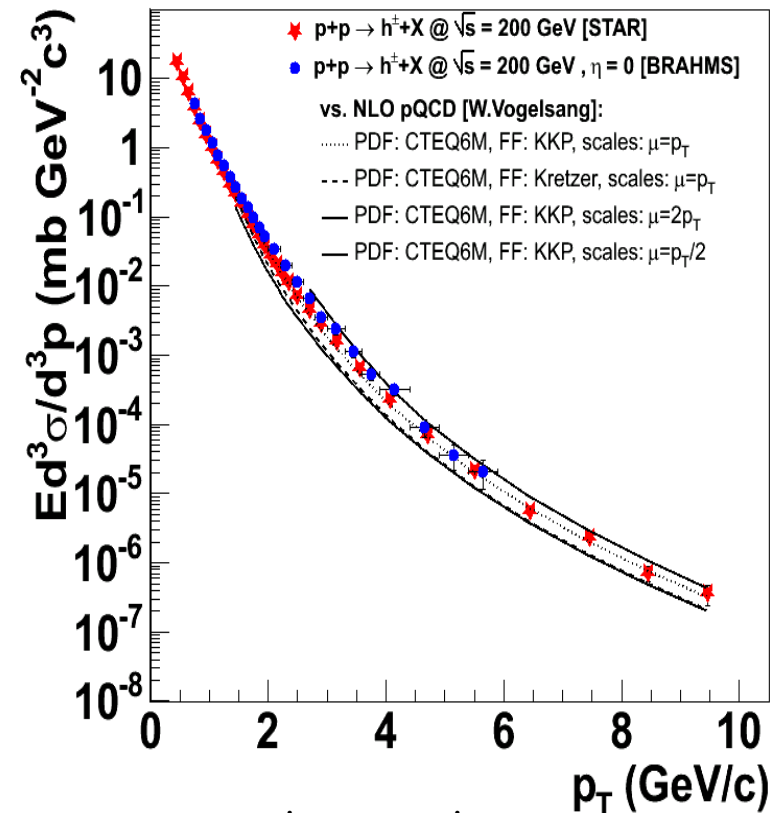
Bardzo dobre dane referencyjne, zgodne z NLO pQCD!

$$p+p \rightarrow \pi^0 X$$



S.S. Adler (PHENIX) PRL91,241803(2003)

$$p+p \rightarrow h^\pm X \text{ (NSD)}$$



NLO - Next to Leading Order
NSD - No Single Diffraction

Porównanie rozkładów p_T : $A+A$ i $p+p$

Czynnik modyfikacji jądrowej:
'gęsta materia QCD'/'próżnia QCD'

$$R_{AA} = \frac{d^2N_{AA} / dp_T dy}{\langle N_{coll} \rangle d^2N_{pp} / dp_T dy}$$

Liczba punktowych zderzeń nukleonów
jest proporcjonalna do funkcji grubości
jądrowej: $T_{AA}(b) = N_{coll}(b) / \sigma_{pp}$

Przewiduje się tłumienie produkcji cząstek o dużych p_T ze względu
na straty energii partonów przechodzących przez gęstą, kolorową
materię (J.D.Bjorken,1982)



Takie tłumienie jest bezpośrednią eksperymentalną miarą gęstości
kolorowych ładunków ośrodka przez który przechodzi parton!

ALE

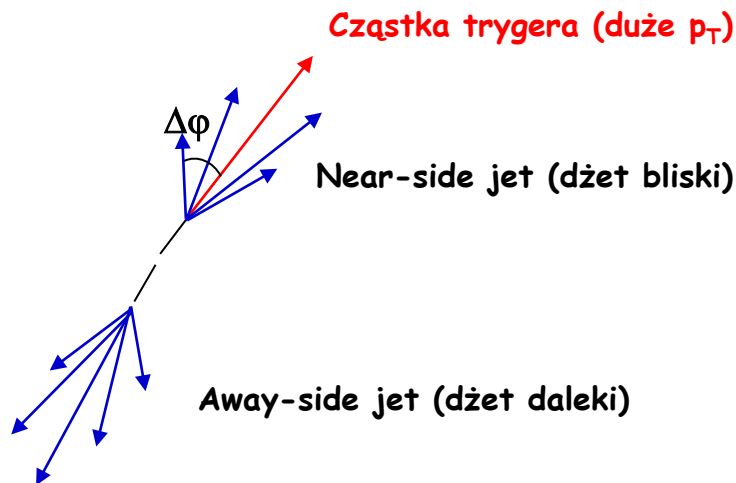
Jeżeli stan początkowy NIE JEST niekoherentną superpozycją funkcji
struktury nukleonów, ale jest ograniczony przez procesy fuzji
gluon-gluon, prowadzące do saturacji gluonów, to także oczekujemy
tłumienia produkcji cząstek o dużych p_T .

Porównanie korelacji typu dżet-dżet: A+A do p+p

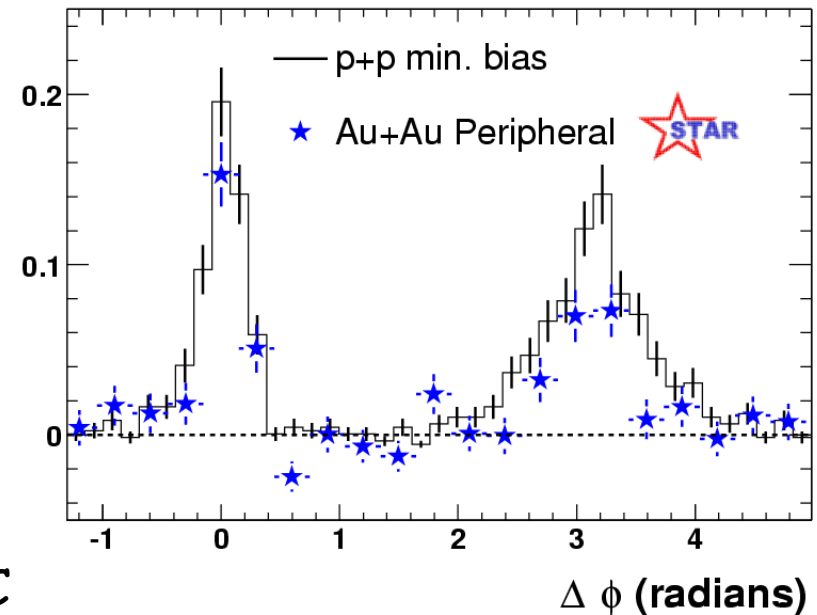
Dwu-cząstkowe korelacje (typu dżet-dżet)
w kącie azymutalnym:

Korelacje cząstki trygera (typowo $p_T^{\text{trig}} = 4-6 \text{ GeV}/c$)
ze stowarzyszonymi cząstkami ($p_T < p_T^{\text{trig}}$)

$$dN_{\text{pair}} / d\Delta\phi$$



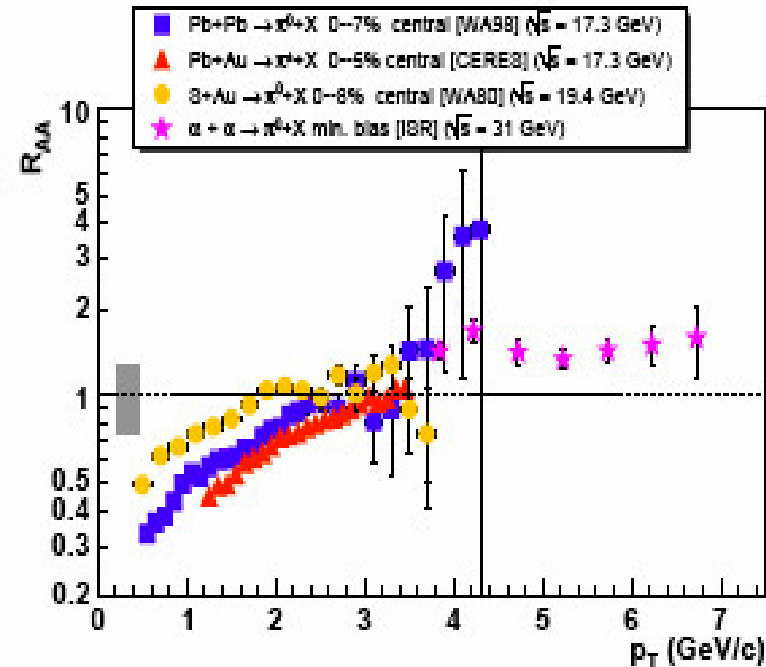
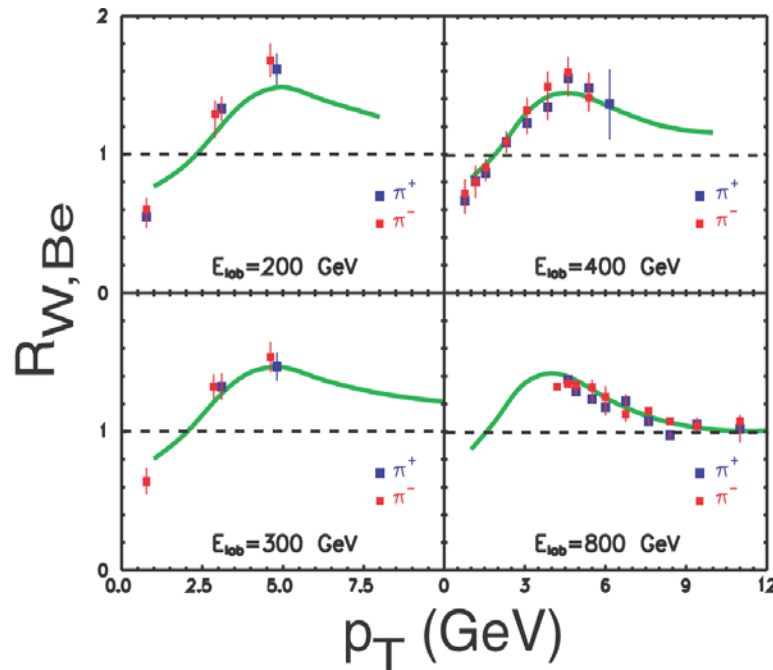
W zderzeniach Au+Au przy energiach RHIC
nie jest możliwa pełna rekonstrukcja dżetów
ze względu na duże tło 'miękkich' cząstek



Adler et al.(STAR), PRL90:082302 (2003)

Czynnik modyfikacji jądrowej w zderzeniach p+A i A+A przy niższych energiach

Efekt Cronina obserwowany w p+A. Wzmocnienie obserwowane w A+A z SPS* i ISR

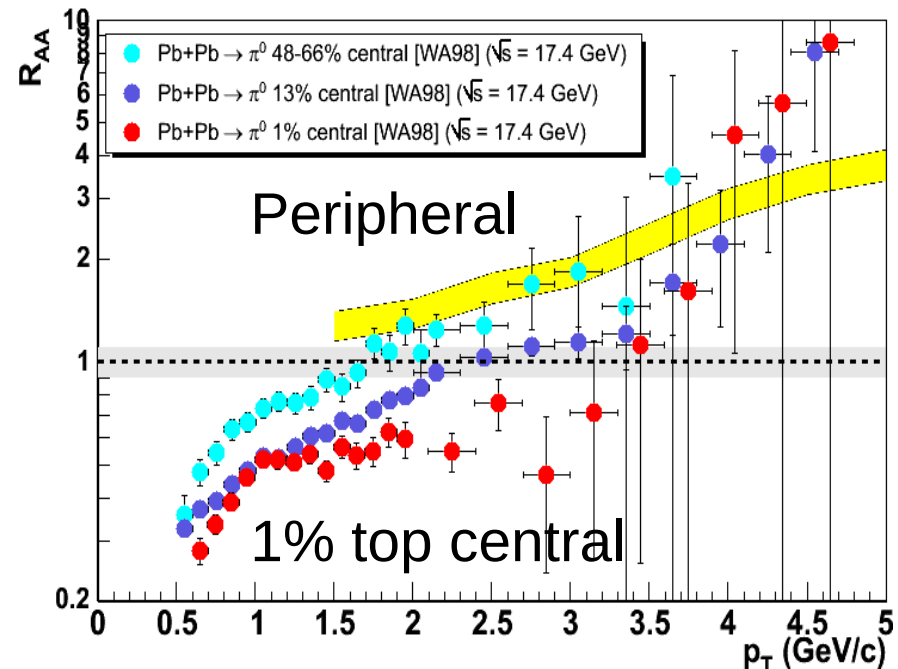
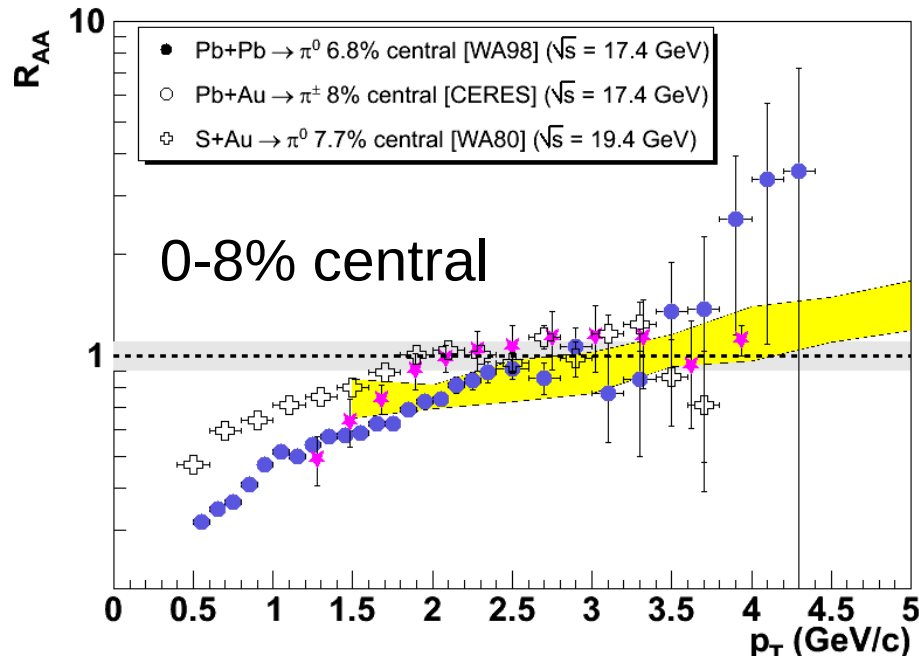


$R > 1$: Poszerzenie widma p_T na skutek wielokrotnych rozprośnień partonów przechodzących przez materię jądrową przed twardym zderzeniem.

*Użycie lepszych danych referencyjnych $p+p \rightarrow \pi^0 X$ daje tłumienie dla $p_T=2-3$ GeV/c dla zderzeń super centralnych.

R_{AA} dla danych z CERN-SPS

Lepsze dane referencyjne: $p+p \rightarrow \pi^0$ dla $\sqrt{s_{NN}} = 17.3 \text{ GeV}$



[D.d'Enterria nucl-ex/0403055]

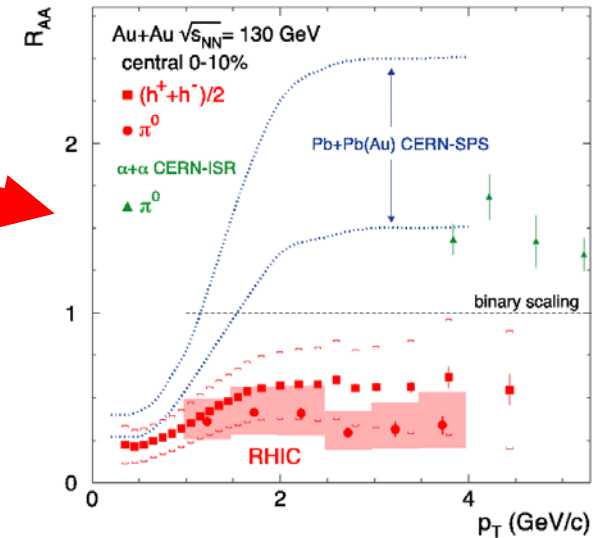
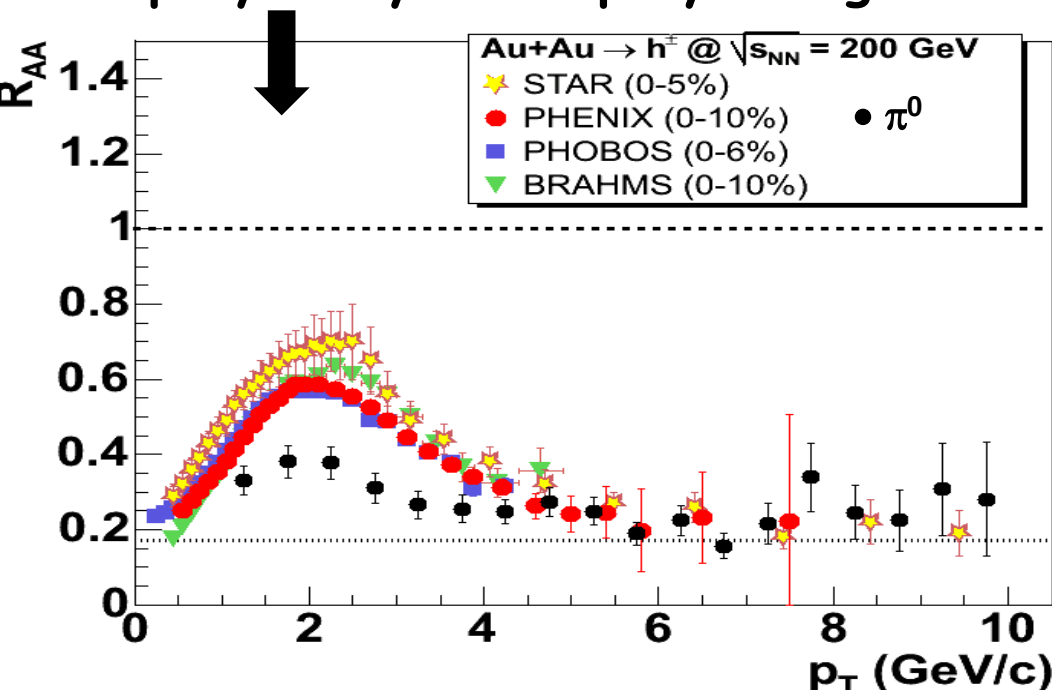
Wzmocnienie w peryferycznych a
tłumienie w 1% najbardziej centralnych zderzeń?

Tłumienie pojawia się (onset) przy energii $\sqrt{s_{NN}} \approx 20 \text{ GeV}$?

Tłumienie odkryte przy energiach RHIC

Pierwszy pomiar został zrobiony przez eksperyment PHENIX w Au+Au przy 130 GeV (PRL 88, 022301(2001))

Później potwierdzony przez inne eksperymenty RHIC przy energii 200 GeV.

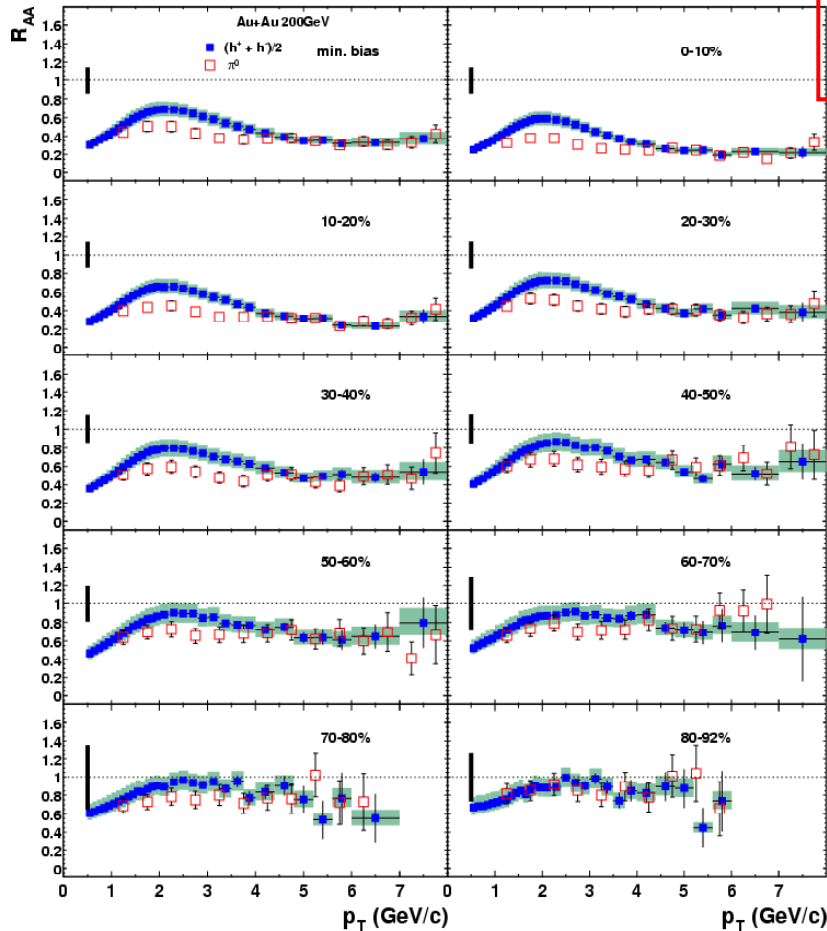


$$R_{AA} \ll 1$$

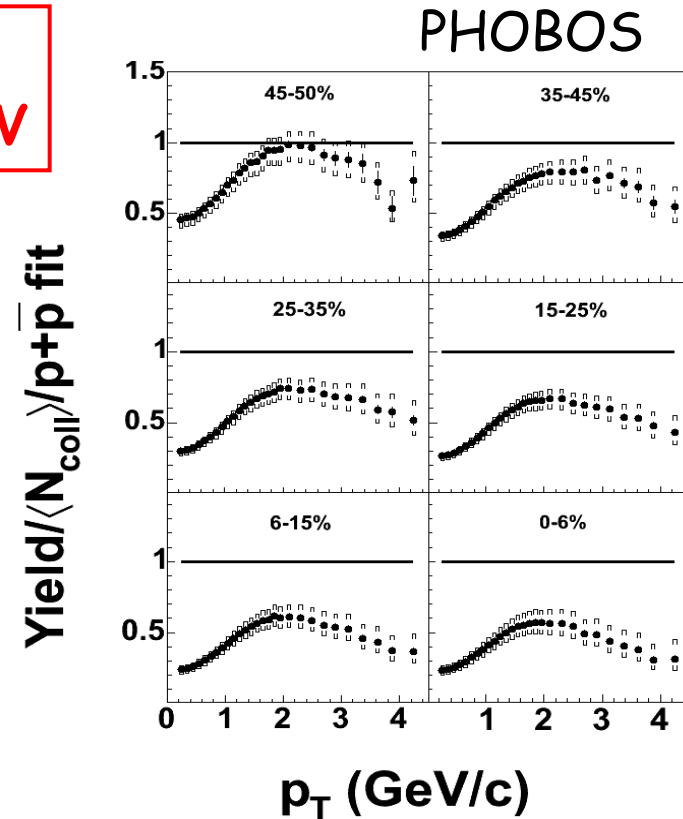
Silniejsze tłumienie dla π^0 niż dla naładowanych hadronów $h^\pm$.

R_{AA} - Zależność od centralności zderzenia

PHENIX, Phys. Rev. C69(2004)034910



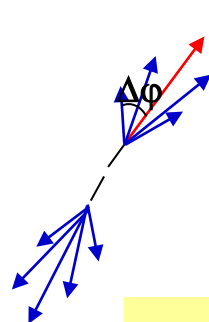
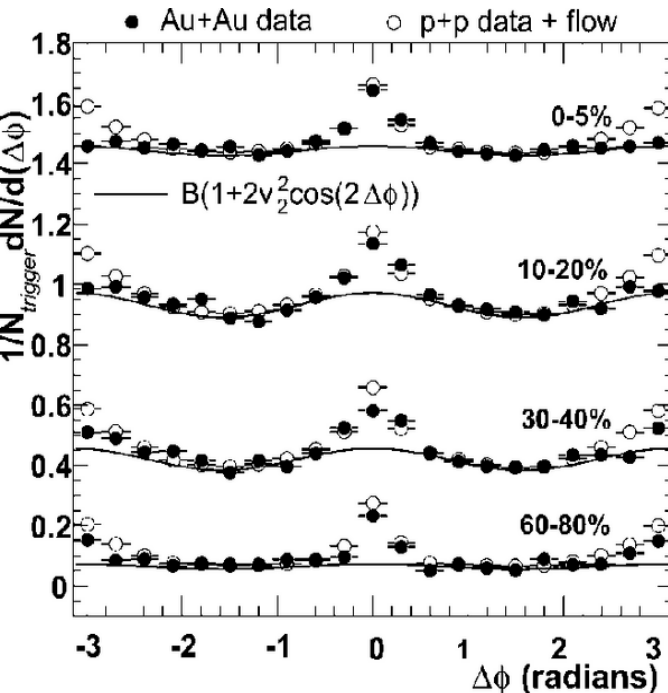
Au+Au
 $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV



• Tłumienie systematycznie
rośnie z centralnością

• $R_{AA} \approx 0.25$ at $p_T > 4$ GeV/c dla najbardziej centralnych zderzeń Au+Au

Dwu-cząstkowe korelacje w $\Delta\phi$



Cząstka trygera (duże p_T)

STAR, PRL 90(2003)082302

$$4 < p_T^{\text{trigger}} < 6 \text{ [GeV/c]}$$

$$2 < p_T^{\text{associated}} < p_T^{\text{trigger}} \text{ [GeV/c]}$$

Korelacje dla małych $\Delta\phi \sim 0$:

- Podobne w p+p i Au+Au dla wszystkich centralności

Cząstki o dużych p_T w Au+Au pochodzą z procesów twardych rozproszeń.

Korelacje przód-tył $\Delta\phi \sim \pi$:

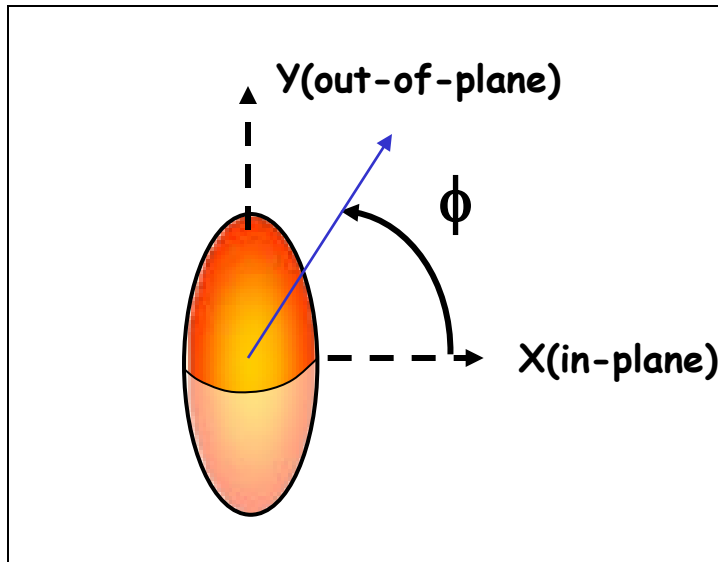
- Podobne w p+p i peryferycznych Au+Au
- Znacząco mniejsze w centralnych Au+Au

Partony z twardych rozproszeń lub produkty ich fragmentacji oddziałują z gęstą materią.

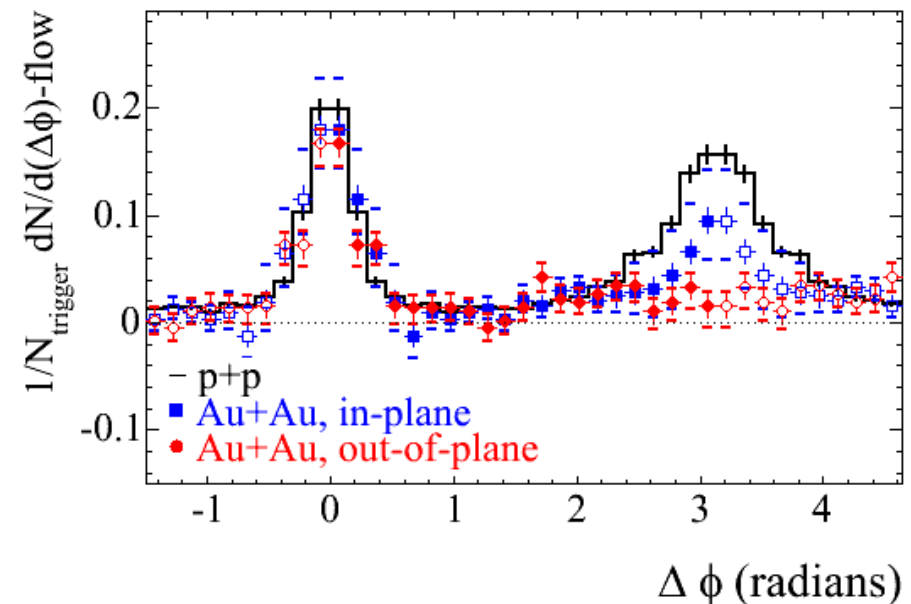
Dwu-cząstkowe korelacje w $\Delta\phi$

STAR, PRL 90(2003)082302

Początkowa anizotropia przestrzenna w (x,y)



$$4 < p_T^{\text{trigger}} < 6 \text{ [GeV/c]}$$
$$2 < p_T^{\text{associated}} < p_T^{\text{trigger}} \text{ [GeV/c]}$$



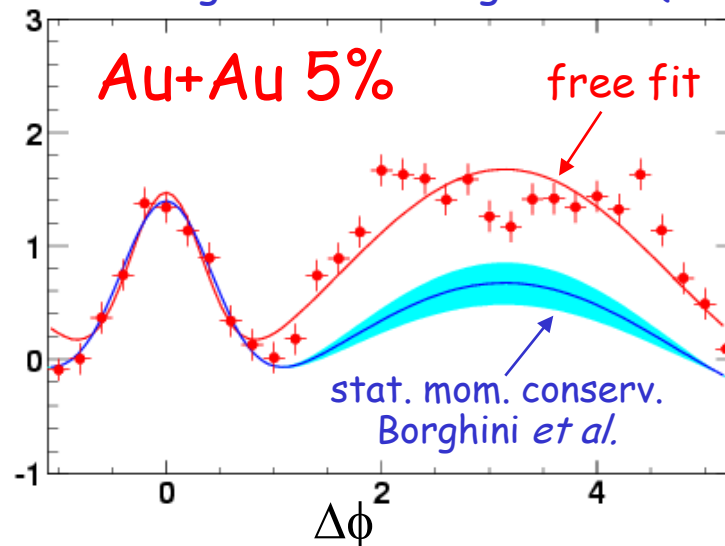
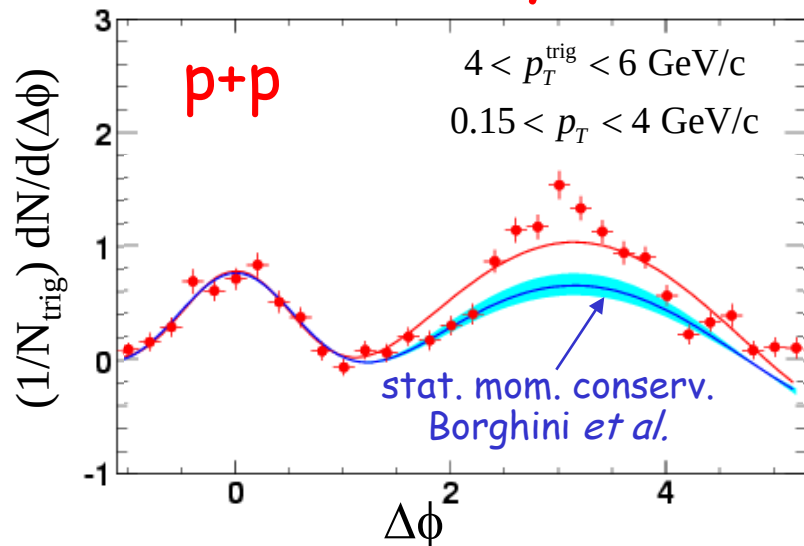
Korelacje przód-tył $\Delta\phi \sim \pi$ zależą od długości drogi przebytej w ośrodku: Silniejsze tłumienie (większe straty energii) w kierunku y (out-of-plane) niż w kierunku x (in-plane).

Dwu-cząstkowe korelacje w $\Delta\phi$

Niższy próg w p_T dla cząstek stowarzyszonych
(poprzednio 2 a teraz 0.15 GeV/c)

$$4 < p_T^{\text{trigger}} < 6 \text{ [GeV/c]} \\ 0.15 < p_T^{\text{associated}} < 4 \text{ [GeV/c]}$$

STAR Preliminary Fit to near side: const. + gaussian + Borghini-cos(fixed)



Cząstki stowarzyszone o małym p_T :

$\Delta\phi \sim 0$ - **typowe dla dżetów**

$\Delta\phi \sim \pi$ - szeroki rozkład w $\cos(\Delta\phi)$ spodziewany z zasady zachowania pędu; $\langle p_T \rangle$ maleje z centralnością, aż do $\langle p_T \rangle_{\text{bulk}}$

Równowaga pomiędzy cząstkami produkowanymi termicznie a cząstkami produkowanymi w twardych procesach?

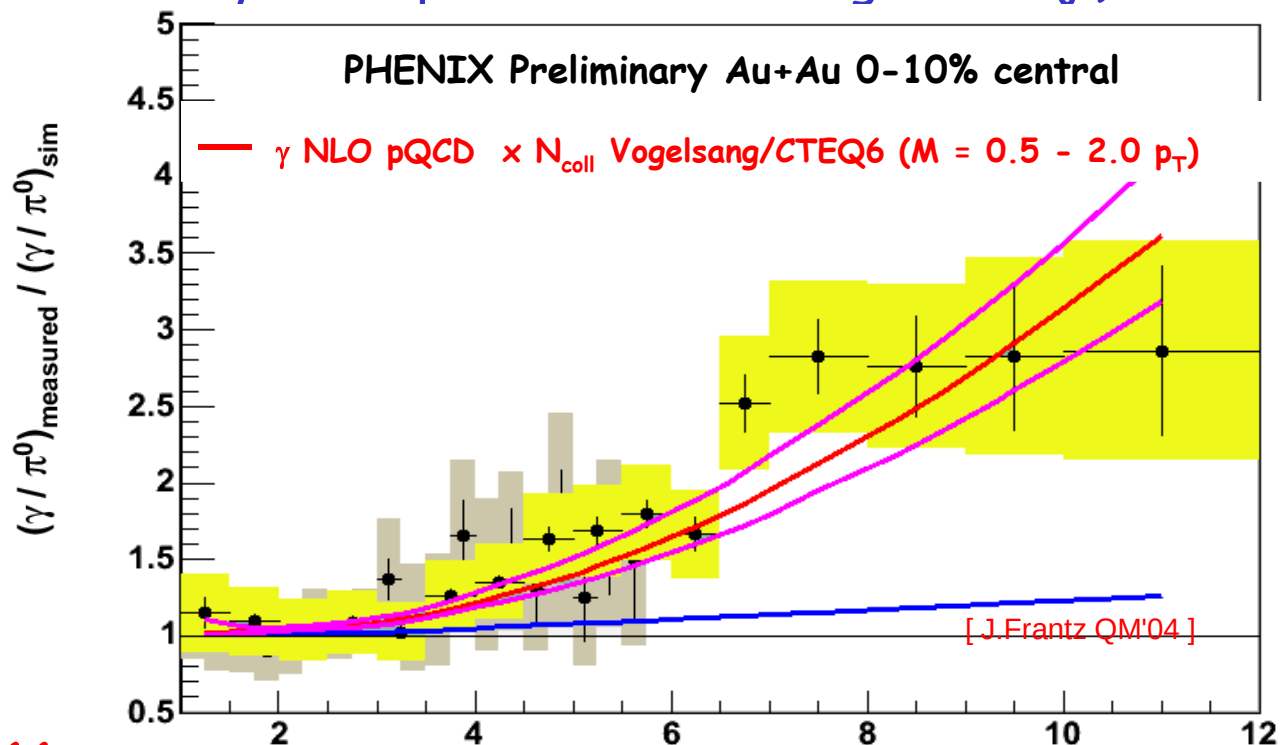
Bezpośrednie fotony z centralnych zderzeń Au+Au

- Bezpośrednie (direct) fotony nie są modyfikowane przez gorący/gęsty ośrodek

(mały przekrój czynny: brak wtórnych rozprośnień; brak fragmentacji)

Dzięki tłumieniu π^0 o dużych p_T tło jest znacząco zredukowane. pions.

$$[\gamma / \pi^0]_{\text{meas}} / [\gamma / \pi^0]_{\text{bckgr}} = \gamma_{\text{meas}} / \gamma_{\text{bckgr}}$$



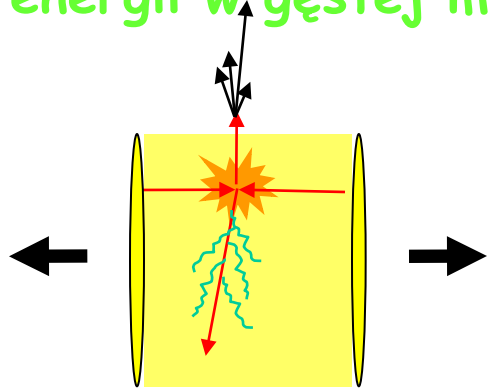
- Bardzo dobra zgodność z rachunkami NLO pQCD, bez tłumienia, dla p+p przeskalowanych przez N_{coll} !
- pQCD dobrze opisuje twarde rozproszenia w centralnych zderzeniach Au+Au

Tłumienie produkcji cząstek o dużych p_T

centralne Au+Au:

Efekt stanu końcowego:

Straty energii w gęstej materii ?



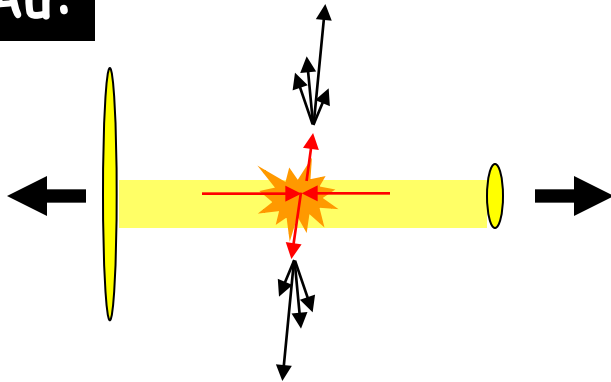
Czy efekty związane ze stanem początkowym?

Saturacja gluonów:

Mniejsza gęstość partonów ($g+g \rightarrow g$)

Color Glass Condensate

d + Au:



W zderzeniach d+Au, efekty stanu początkowego takie jak dla Au+Au, ale brak efektów stanu końcowego. Brak tłumienia w zderzeniach d+Au oznacza, że tłumienie w Au+Au jest efektem stanu końcowego - straty energii partonów.

d+Au przy energii 200 GeV: eksperyment kontrolny

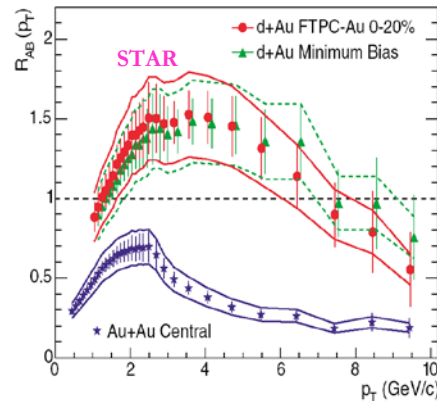
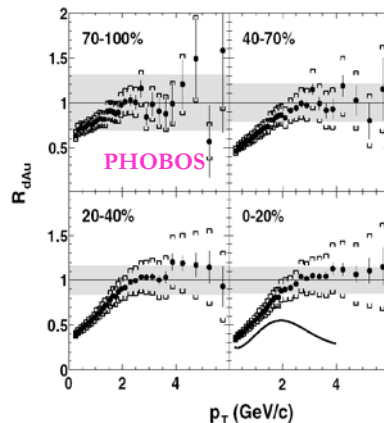
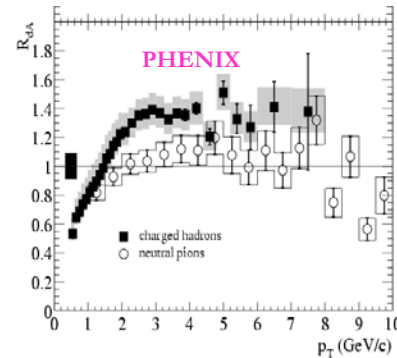
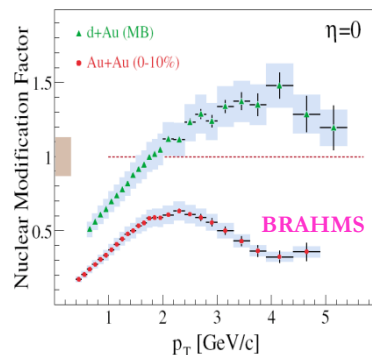
Interpretacja zjawiska tłumienia

Efekt stanu początkowego czy końcowego?

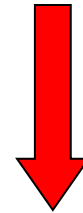
Saturacja gęstości gluonów

Straty energii w gęstym ośrodku

Aby rozstrzygnąć wyłączamy efekty stanu końcowego
⇒ zderzenia d+Au



Nie obserwujemy
tłumienia w d+Au!



Tłumienie w Au+Au
jest efektem stanu
końcowego.

Interpretacja teoretyczna zjawiska tłumienia

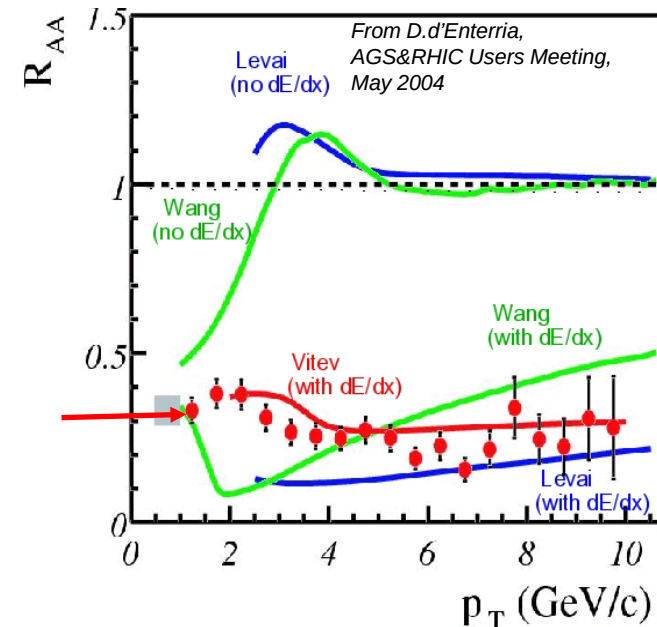
Wymrażanie dżetów (jet quenching):

partony przechodzące przez kolorową materię tracą energię przez promieniowanie gluonów

(wymaga dużych gęstości energii i dużych gęstości gluonów)

M. Gyulassy, P. Levai, I. Vitev, X.-N. Wang

Tłumienie jest konsystentne ze scenariuszem zakładającym wymrażanie dżetów.



Nieelastyczne rozproszenia hadronów po fragmentacji

Obliczenia w ramach modelu transportu: W. Cassig, K. Gallmeiser, C. Greiner (NPA735,277)

Tylko ok..1/3 hadronów z fragmentacji rozprasza się nieelastycznie, .
Za mało aby opisać silny efekt tłumienia w centralnych zderzeniach Au+Au.

Formacja plazmy kwarkowo-gluonowej?

Aby wnioskować, w oparciu o obserwowane tłumienie produkcji cząstek o dużych pędach poprzecznych, o formacji QGP musimy znać ilościowe odpowiedzi na następujące pytania:

- Czy faktoryzacja rzeczywiście obowiązuje w obecności gęstego ośrodka?
- W jakim stopniu są modyfikowane funkcje fragmentacji ?
- Jakie są niepewności modelowe w opisie zachowania gęstości energii w szybko rozszerzającym się układzie?
- Jaki jest ułamek energii traconej w fazie partonowej, a jaki w fazie hadronowej?

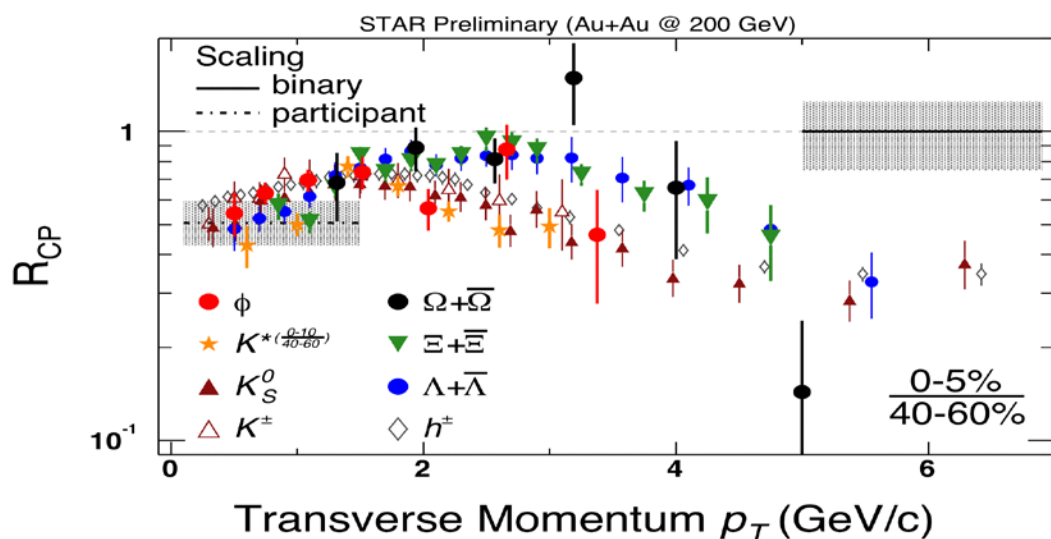
Zależność od rodzaju cząstki

Ograniczony zakres p_T : $2 < p_T < 5 \text{ GeV}/c$

Brak dobrych danych referencyjnych dla p+p

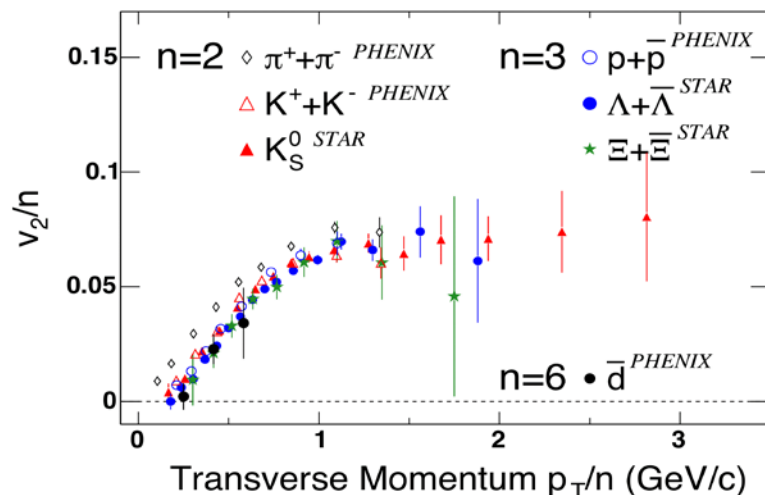
R_{CP} = Centralne/Peryferyczne A+A

$$R_{CP} = \frac{\langle N_{coll}^P \rangle}{\langle N_{coll}^C \rangle} \frac{d^2 N_{AA}^C / dp_T d\eta}{d^2 N_{AA}^P / dp_T d\eta}$$



Tłumienie różne dla barionów i mezonów

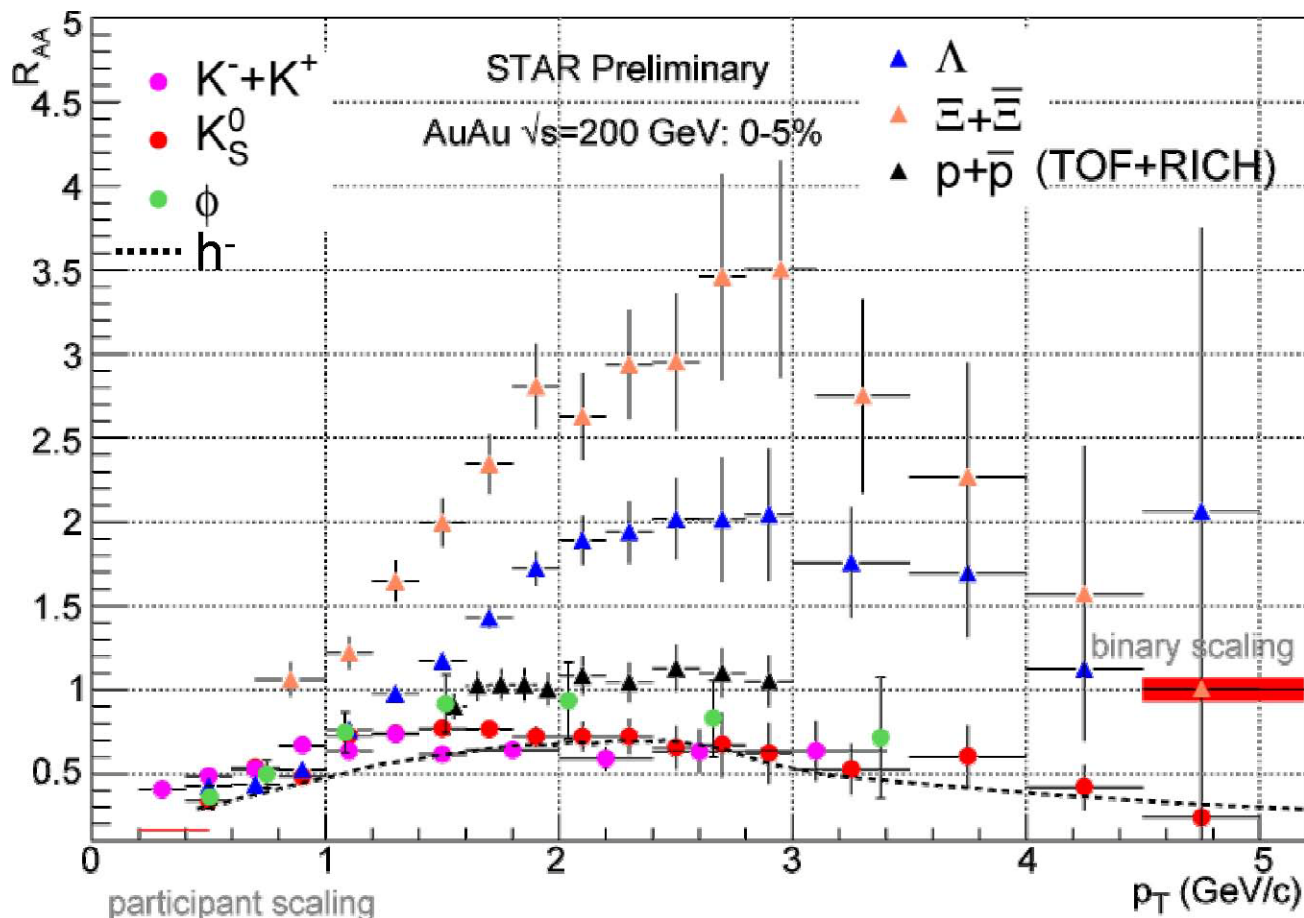
Universalny wpływ eliptyczny na kwark



⇒ Rekombinacja
(koalescencja kwarków)

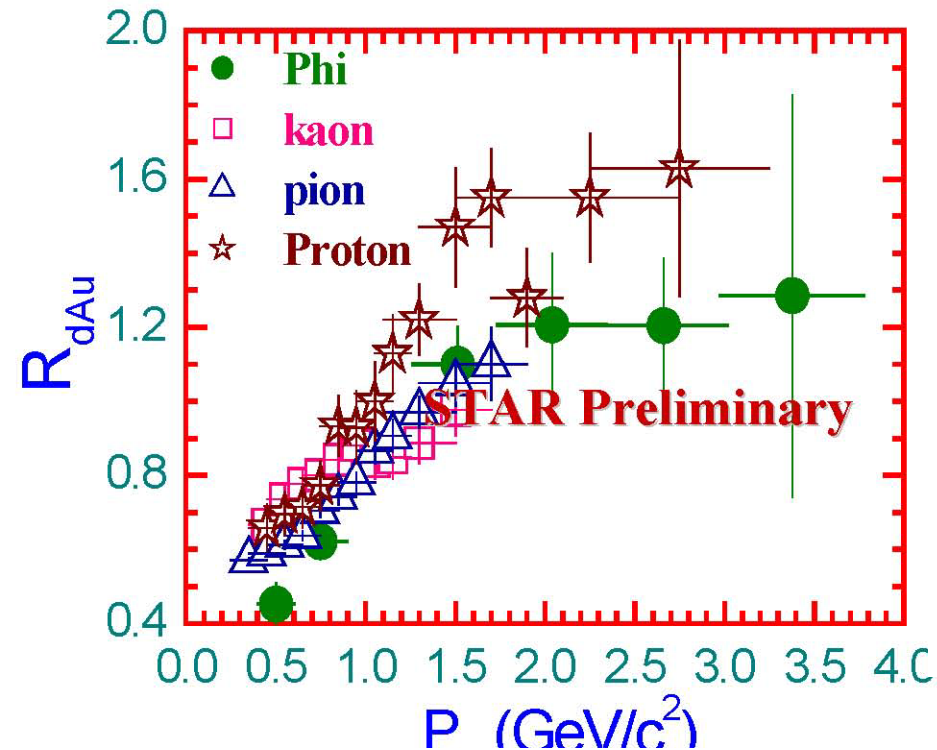
Zależność od rodzaju cząstki

R_{AA}



W R_{AA} widać rozszczepienie $p/\Lambda/\Xi$, którego nie było dla R_{CP} .
Związane to jest z użyciem danych referencyjnych $p+p$!

Zależność od rodzaju cząstki - R_{dA}

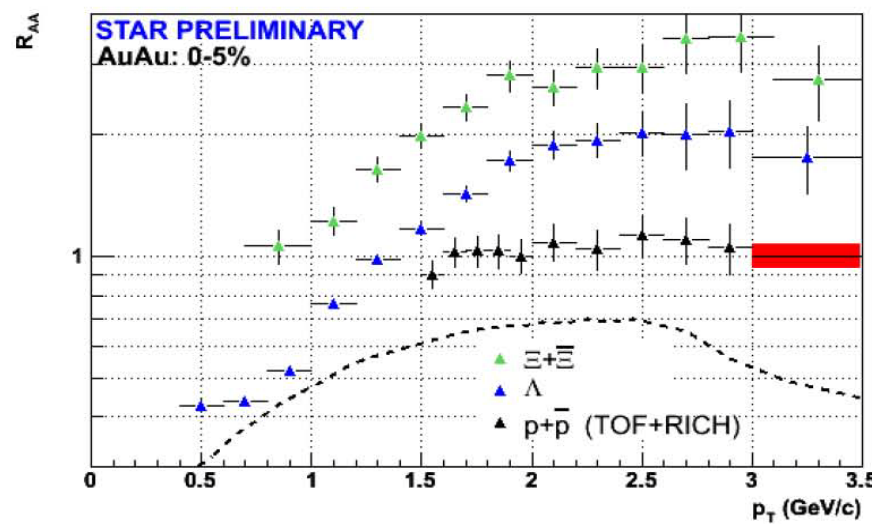
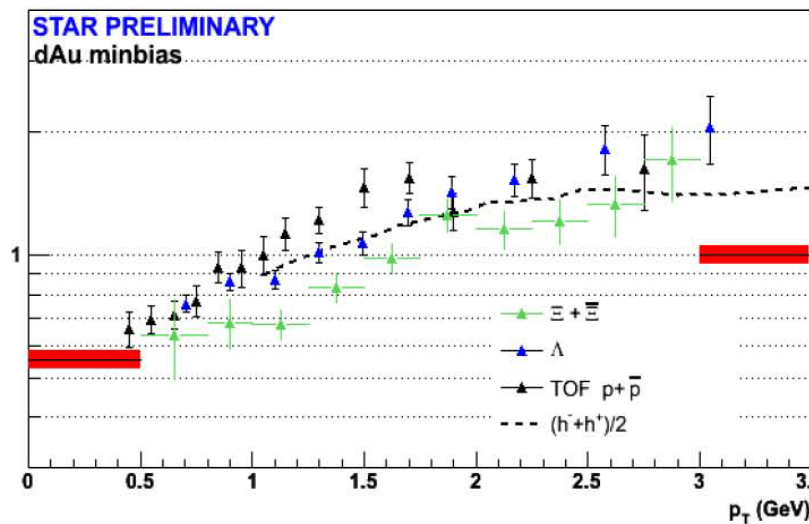


$$R_{dAu}(p) > R_{dAu}(\pi, K, \phi)$$

$R_{dAu}(\phi)$ jest porównywalne
raczej do R dla K niż dla p

→ To nie masa, ale skład kwarkowy jest ważny

Zależność od rodzaju cząstki - R_{dA} vs. R_{AA}

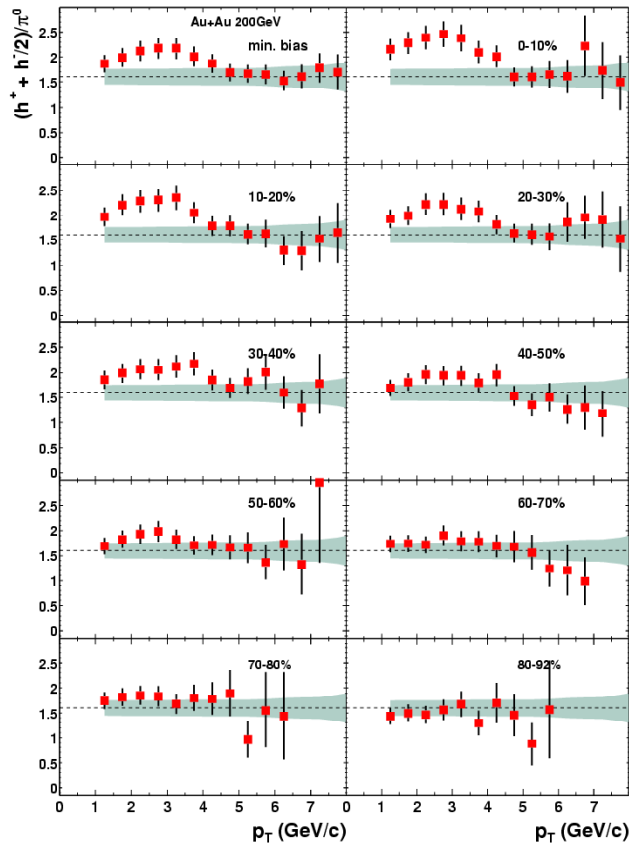


Wydaje się, że w d+Au też jest rozszczepienie barionów ale uporządkowanie jest przeciwne do tego obserwowanego w Au+Au.

Zależność od rodzaju cząstki

$$2 < p_T < 5 \text{ GeV}/c$$

PHENIX, PR C69(2004)034910



Anomalny skład hadronów

$$h^\pm = M^\pm + B^\pm$$

$$M^\pm \approx 2\pi^0$$

$$h^\pm/2\pi^0 \approx 1 + B^\pm/M^\pm$$

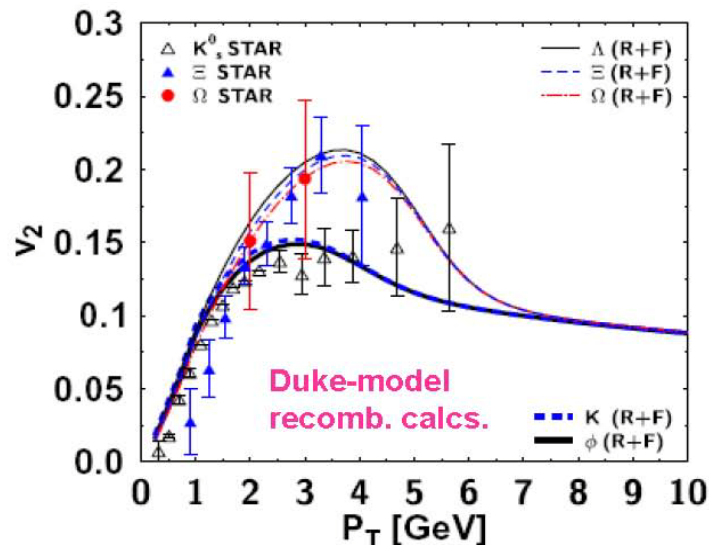
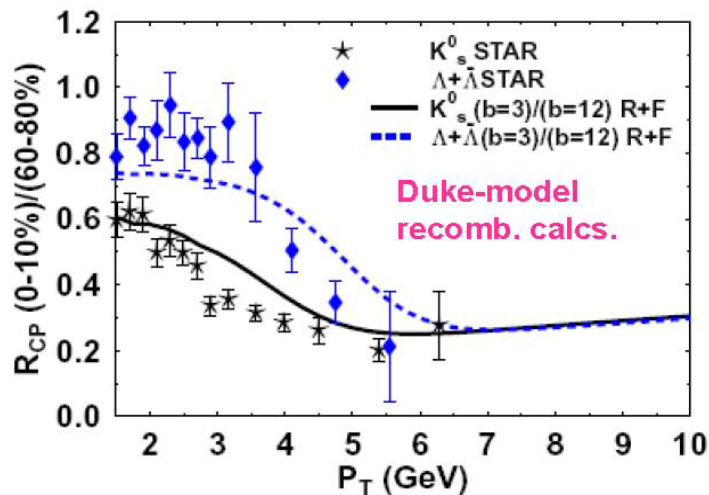
$$h^\pm/2\pi^0 \sim 1.6 \text{ w p+p}$$

$$\sim 1.8 \text{ w d+Au?}$$

$$\sim 2.5 \text{ w centralnych A+A}$$

⇒ Rekombinacja
(koalescencja kwarków)

Porównanie do modeli koalescencji/rekombinacji kwarków

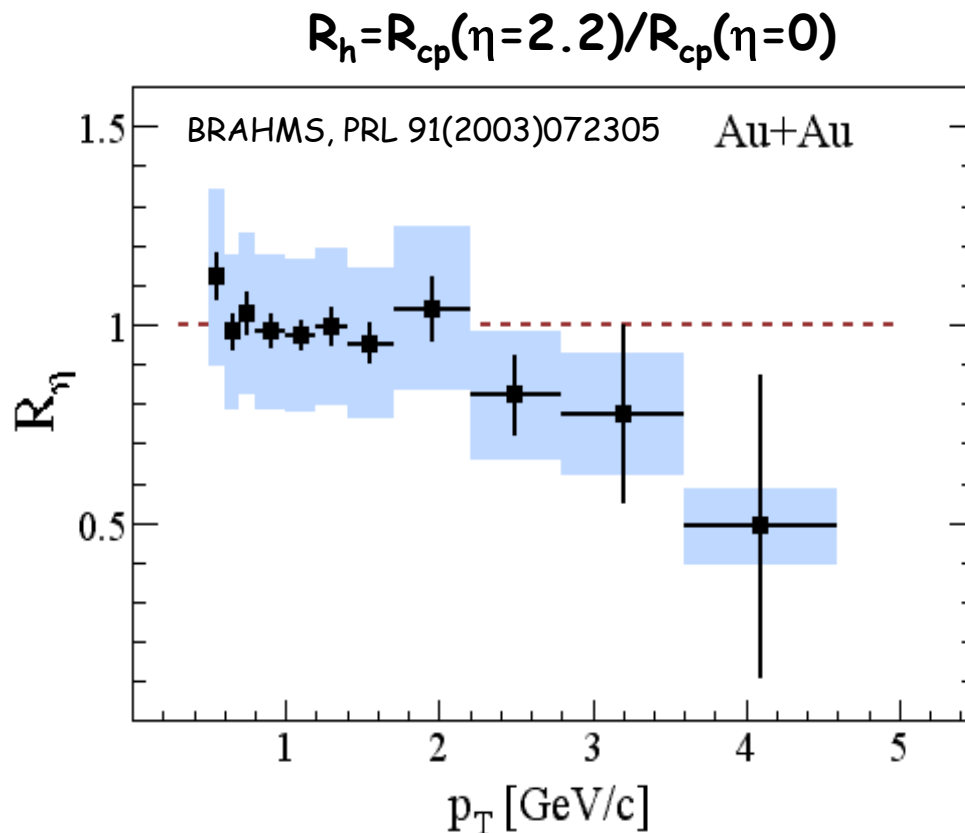


Modele koalescencji kwarków dobrze opisują v_2 oraz w miarę zadowalająco R_{CP} .

Ale nie potrafią przewidzieć zależności od centralności zderzenia czy też korelacji w $\Delta\phi$.

Zależność od rapidity dla zderzeń Au+Au

$R_{CP}(\eta)$ dla Au+Au



Silniejsze tłumienie dla dużych η (do przodu).
Piony są silnie tłumione, a protony są wzmacniane.

Zależność od rapidity dla zderzeń d+Au

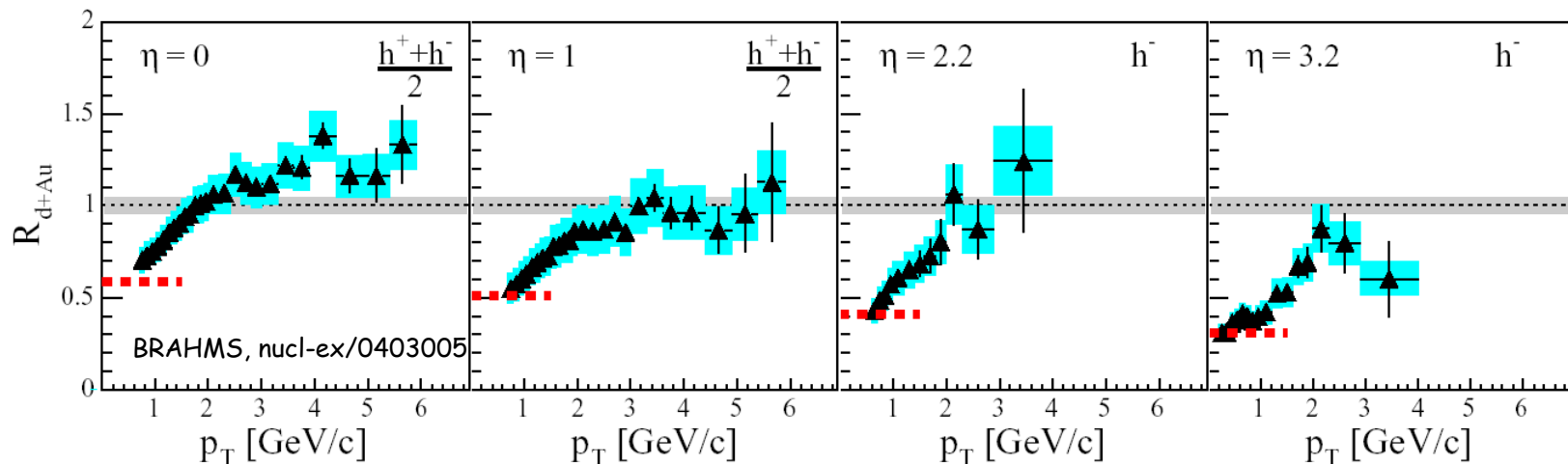
$R_{dA}(\eta)$ in d+Au - szukanie efektów saturacji gluonów

High p_T at $y \approx 0$: $x(\text{Au}) \sim 10^{-2}$

Low p_T at $y \gg 0$: $x(\text{Au}) \sim 10^{-4}$

$$x_2 = (m_T/\sqrt{s}) e^{-y}$$

Pomiary dla dużych y dla zderzeń d+A pozwalają badać małe x w A!



R_{dAu} - Tłumienie widać dla dużych η
Model saturacji gluonów opisuje R_{dAu} , R_{CP} vs. η

D. Kharzeev, Y.V. Kovchegov, K. Tuchin, hep-ph/0405054

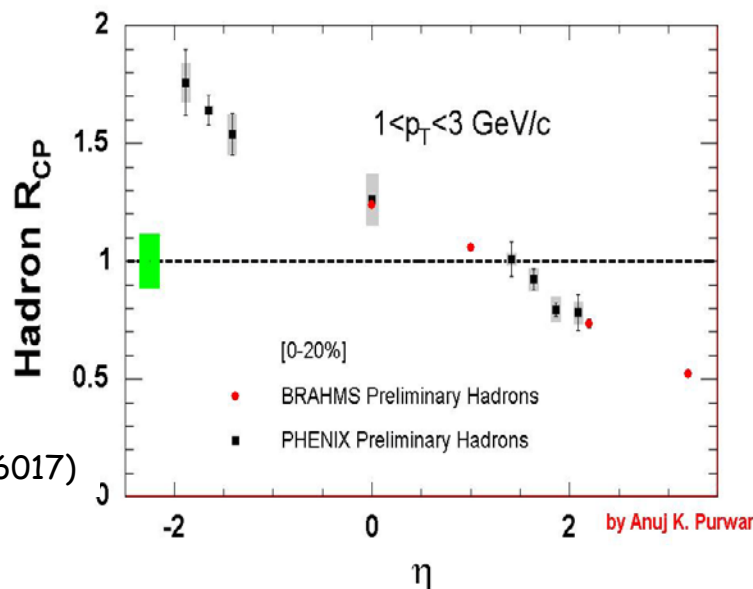
Zależność od rapidity dla zderzeń d+Au

ALE

Modyfikacja pQCD (z uwzględnieniem cieniowania jądrowego oraz wtórnych rozprośnień) także opisuje dane dla d+Au

e.g. G.G. Barnafoldi, G. Papp, P. Levai, G. Fai, nucl-th/0404012

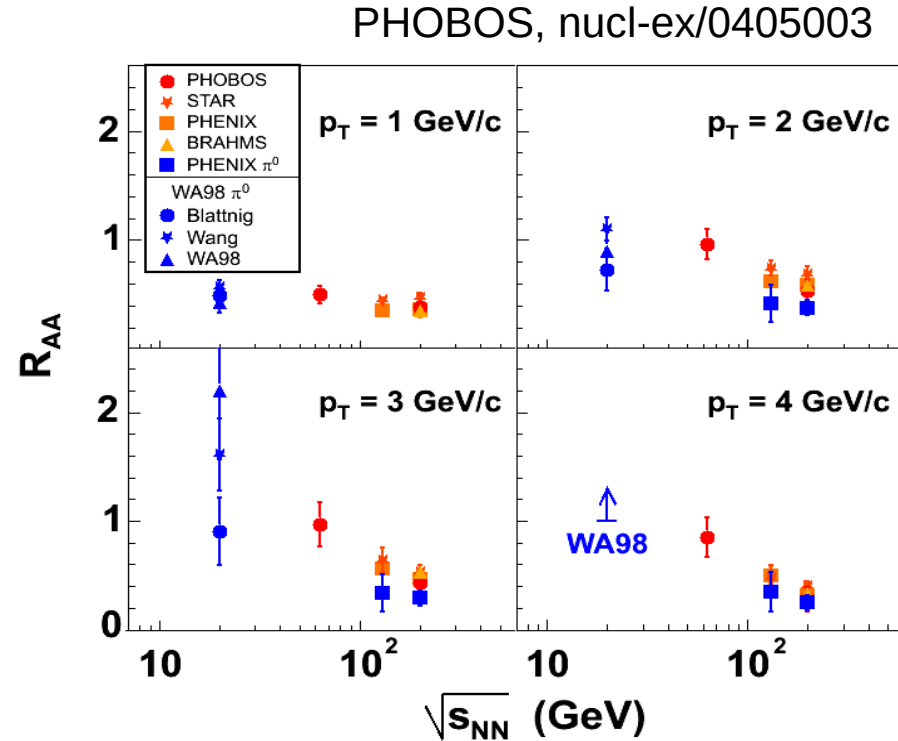
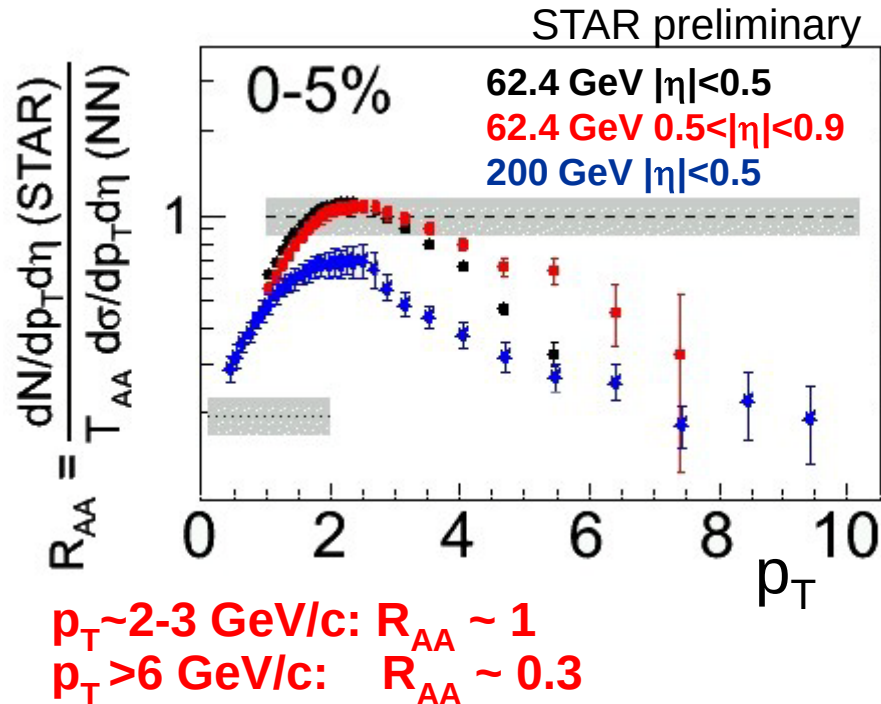
A jak wytłumaczyć dane z eksperymentu PHENIX dla $\eta < 0$?



(Także PHOBOS, nucl-ex/0406017)

Zależność od energii

R_{AA} dla Au+Au przy $\sqrt{s_{NN}} = 200$ i 62.4 GeV



Nie widać wyraźnego progu, raczej gładka zależność od energii
 Dane dla Au+Au i p+p przy $\sqrt{s_{NN}} \sim 20-30$ GeV at RHIC?

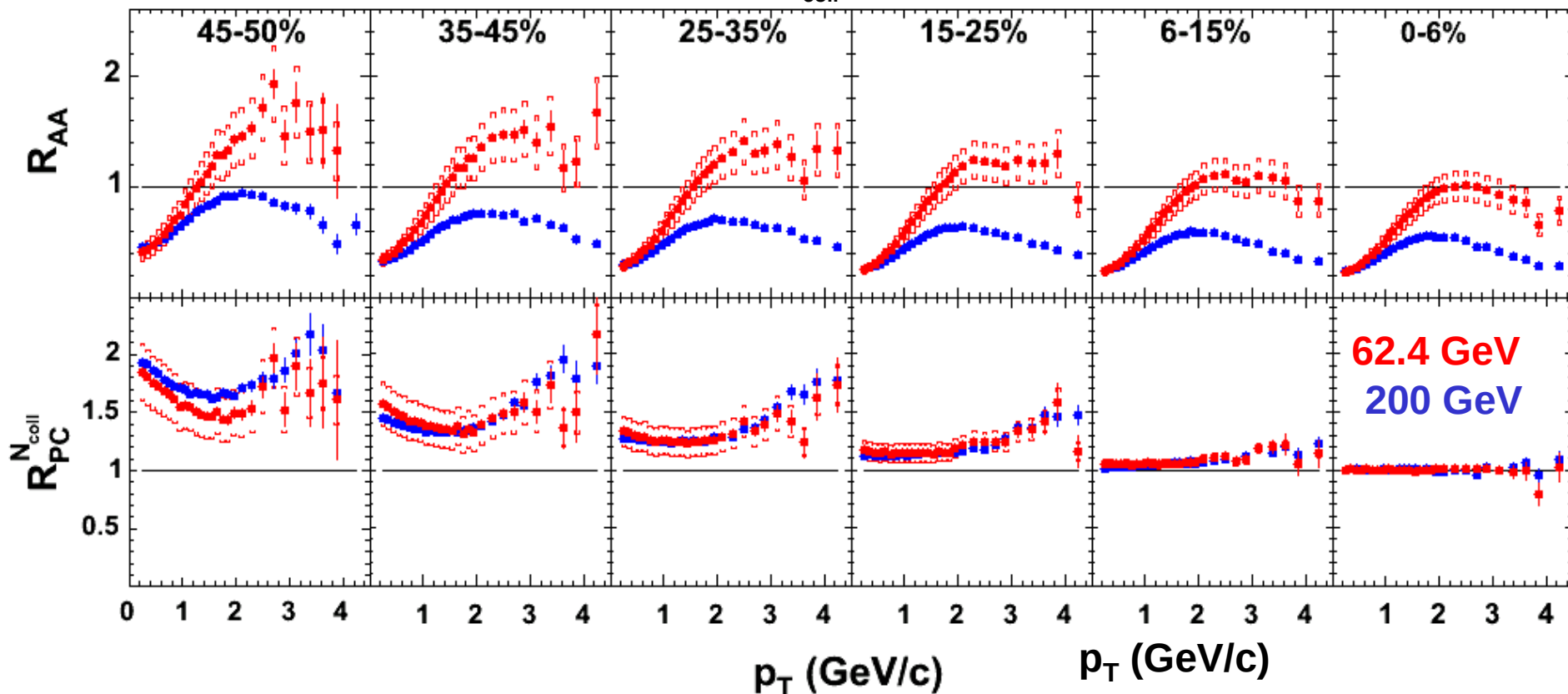
Faktoryzacja $R_{AA}(\sqrt{s_{NN}}, \text{centralność})$

Dla $b < 10.5$ fm:

Centralność $\Rightarrow N_{\text{coll}}$

$$R_{AA}^{N_{\text{coll}}} = R_{PC}^{N_{\text{coll}}} (N_{\text{coll}}, p_T) \cdot f(\sqrt{s_{NN}}, p_T)$$

$$R_{PC}^{N_{\text{coll}}} = \frac{\langle N_{\text{coll}}^C \rangle}{\langle N_{\text{coll}}^P \rangle} \frac{d^2 N_{AA}^P / dp_T d\eta}{d^2 N_{AA}^C / dp_T d\eta}$$

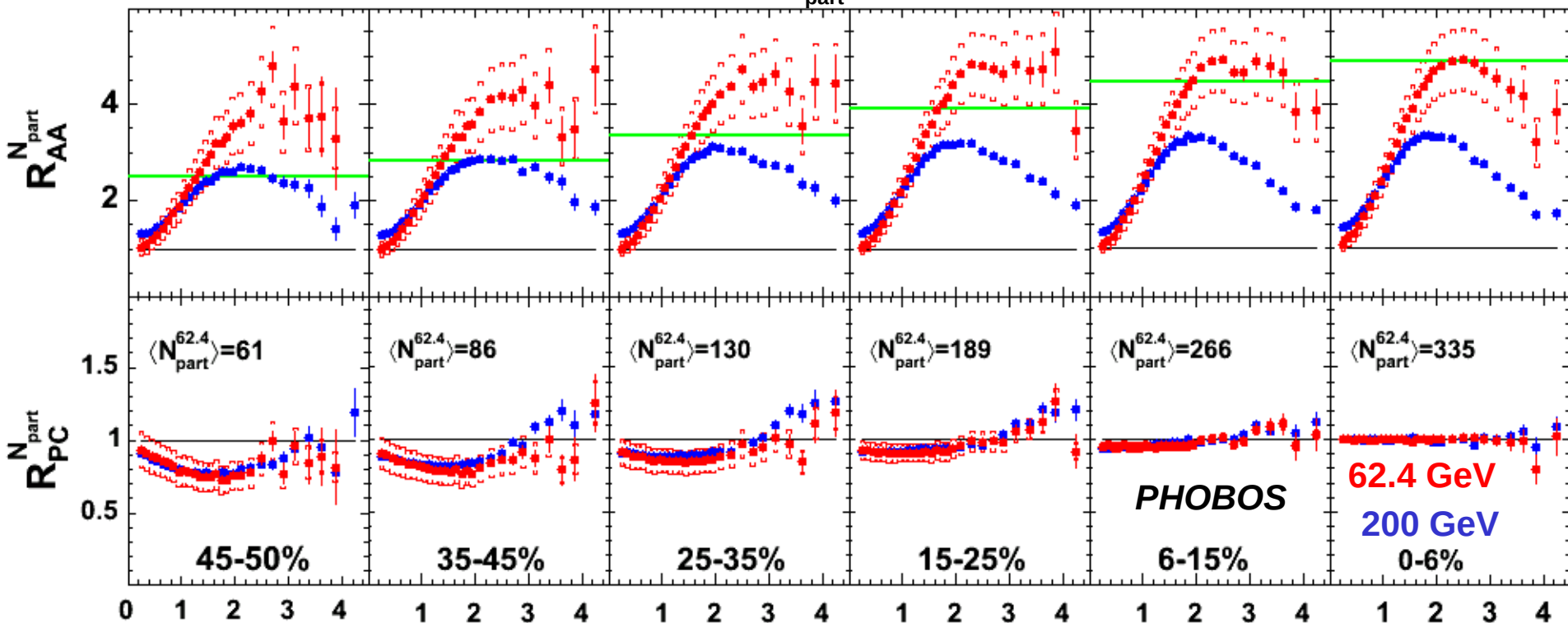


Faktoryzacja $R_{AA}(\sqrt{s_{NN}}, \text{centrality})$

Dla $b < 10.5$ fm: $R_{AA}^{N_{part}} = R_{PC}^{N_{part}}(N_{part}, p_T) \bullet f(\sqrt{s_{NN}}, p_T)$

Centralność $\Rightarrow N_{part}$

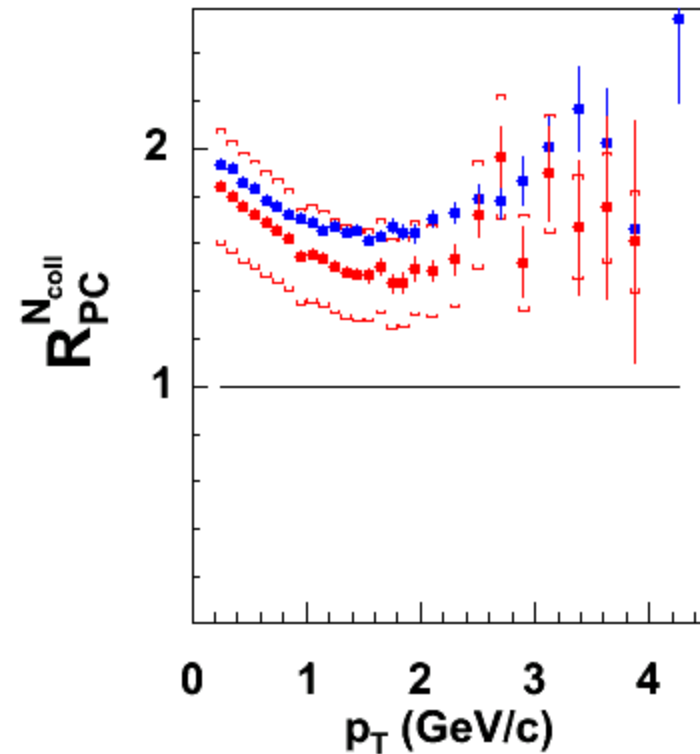
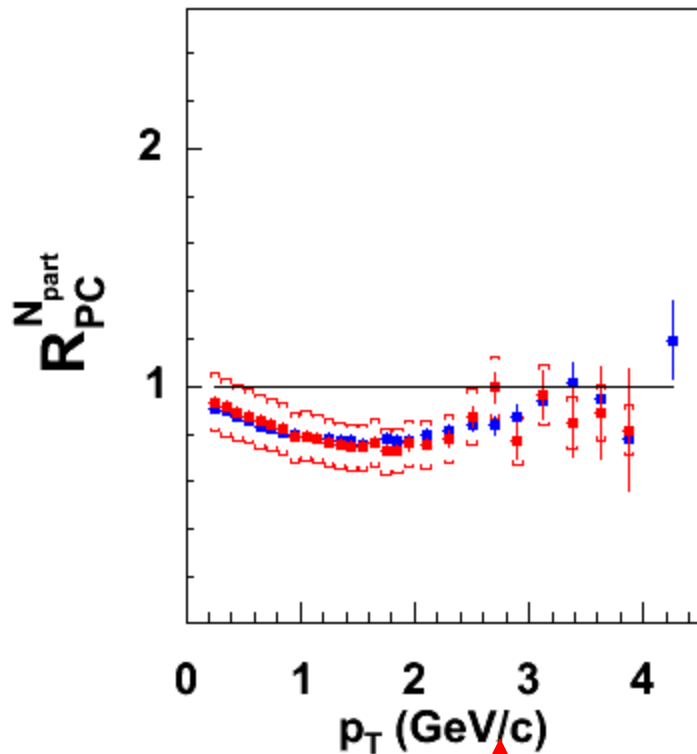
$$R_{PC}^{N_{part}} = \frac{\langle N_{part}^C \rangle}{\langle N_{part}^P \rangle} \frac{d^2 N_{AA}^P / dp_T d\eta}{d^2 N_{AA}^C / dp_T d\eta}$$



Używając N_{part} faktoryzacja jest lepiej spełniona niż w N_{coll} !

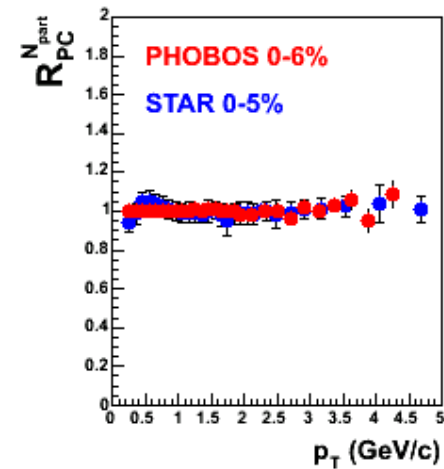
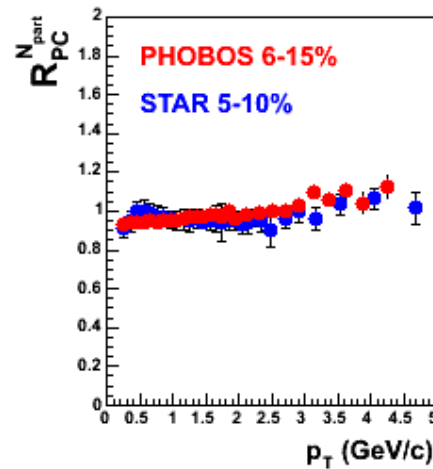
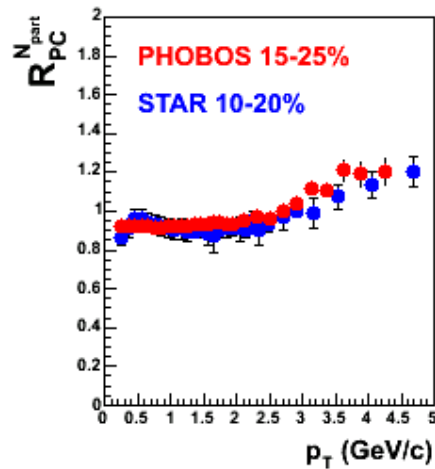
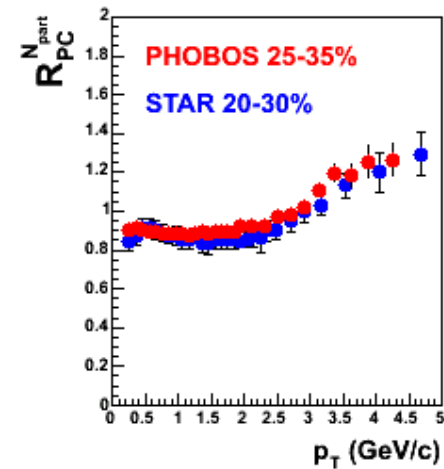
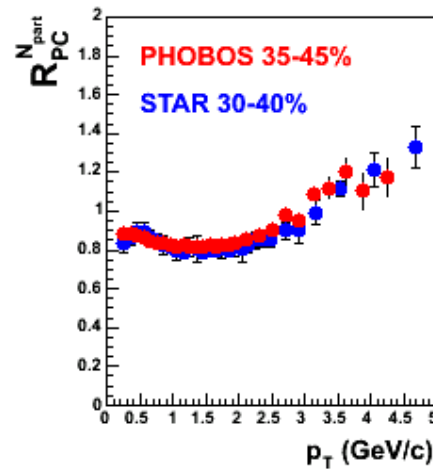
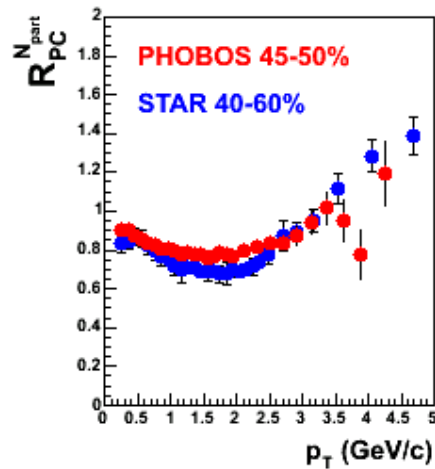
Popatrzmy dokładniej na oddziaływania peryferyczne

PHOBOS (45 - 50 %) 62.4 i 200 GeV



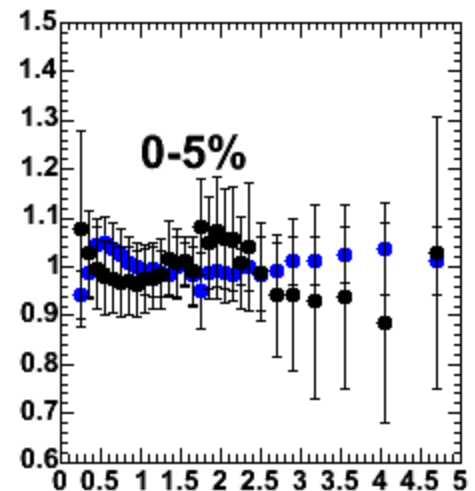
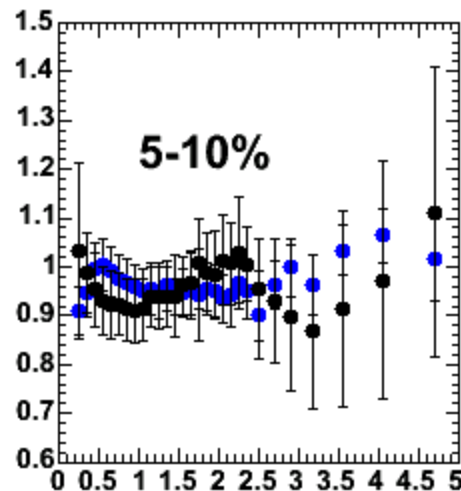
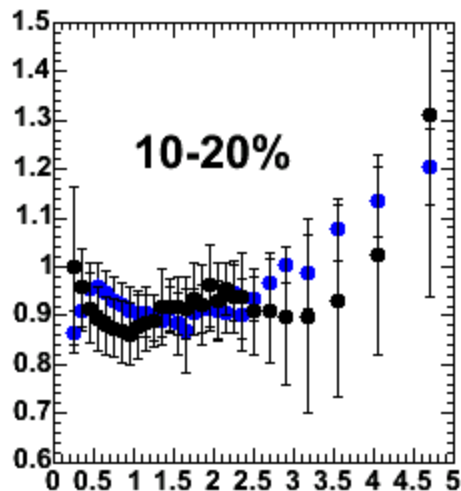
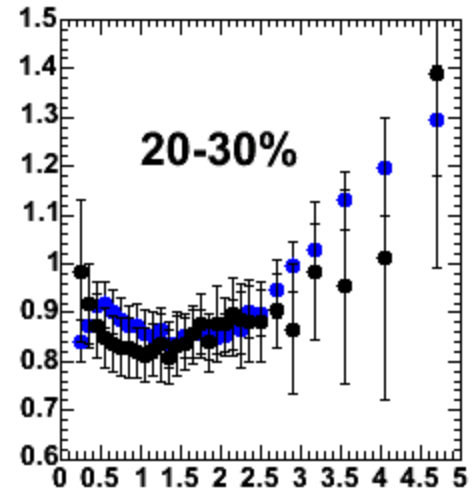
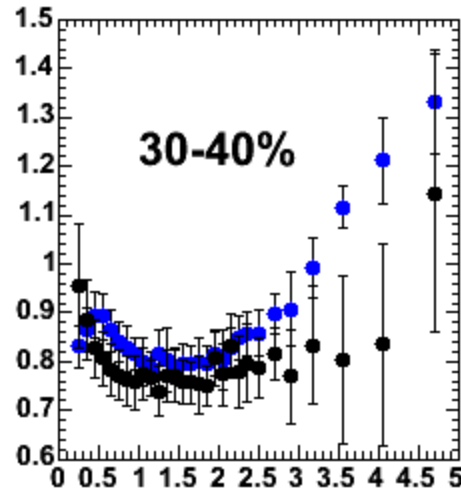
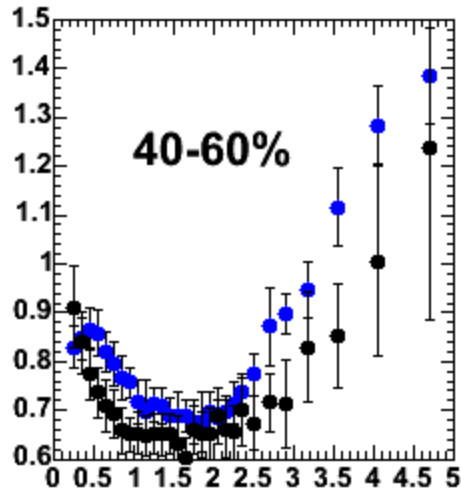
Skalowanie w N_{part} jest 'lepiej' niż skalowanie w N_{coll}

$R_{PC}^{N_{part}}$ vs. p_T , PHOBOS i STAR, 200 GeV



PLB 578297, 2004, PRL 91, 172302, 2003

$R_{PC}^{N_{part}}$ vs. p_T , STAR 130 and 200 GeV



PRL 89, 202301, 2002, PRL 91, 172302, 2003

Podsumowanie

Mnóstwo interesujących wyników z eksperymentów RHIC

- pokrywających zasięg w p_T aż do $\sim 12 \text{ GeV}/c$ (więcej niż 12 rzędów wielkości w σ_{inv})
- wiele efektów zaobserwowano po raz pierwszy

➤ Cząstki o dużych p_T w centralnych zderzeniach Au+Au

- 1) Widma tłumione o czynnik 4-5 w stosunku do p+p przy $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200 \text{ GeV}$; mniejsze tłumienie przy niższej energii - 62.4 GeV
- 2) Dżeto-podobne korelacje dla $\Delta\phi \sim 0$, porównywalne do p+p
- 3) Korelacje dla $\Delta\phi \sim \pi$ silnie zredukowane w porównaniu do p+p, redukcja zależy od długości drogi przebytej w ośrodku
- 4) Skład hadronów niezgodny z funkcjami fragmentacji znanymi z p+p i e^+e^- ; wyraźnie różny stosunek barion/mezon

➤ Cząstki o dużych p_T w zderzeniach d+Au dla $\eta \approx 0$

- 5) Wzmocnienie widm (efekt Cronina)
- 6) Brak redukcji korelacji dla $\Delta\phi \sim \pi$

Możliwe wytłumaczenie obserwacji (1-6):

Straty energii partonów + rekombinacja kwarków w gęstej materii QCD.
Czy to rzeczywiście jest materia złożona ze swobodnych q i g ?

Podsumowanie

- Cząstki o dużych p_T w zderzeniach d+Au dla dużych η
Widma tłumione o czynnik ~ 2

Możliwe wytłumaczenie:

Saturacja gęstości partonów w stanie początkowym