Fizyka zderzeń relatywistycznych ciężkich jonów

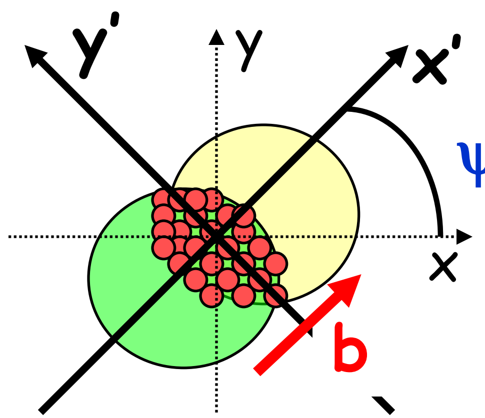
Wykład 1: AA: Motywacja, cele fizyczne, akceleratory, eksperymenty
Wykład 2: Plazma kwarkowo-gluonowa
Wykład 3: Geometria zderzenia, stan początkowy-gęstość energii, produkcja entropii
Wykład 4: Ewolucja systemu – efekty kolektywne
Wykład 5: Procesy z dużym przekazem pędu
Wykład 6: Model saturacji. Kolorowy 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

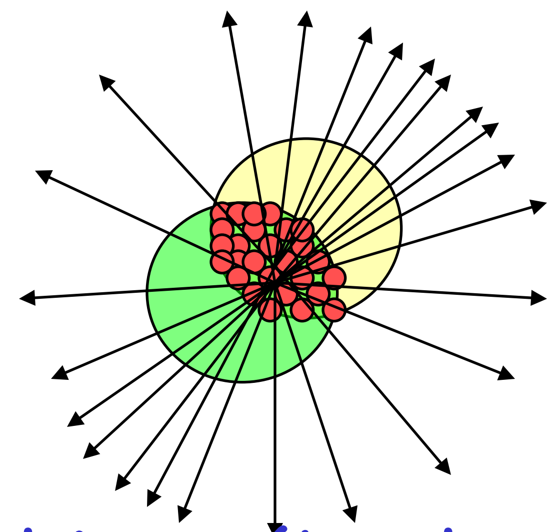
Plan

- Anizotropie w rozkładach kątow azymutalnych
- Wypływ eliptyczny, kierunkowy
- Metody pomiaru wypływu eliptycznego
- Wyniki doświadczalne
- Początkowa asymetria przestrzenna
- Opis hydrodynamiczny
- Nowy stan materii: idealna ciecz

Efekty kolektywne – wypływ eliptyczny

Widok zderzenia w płaszczyźnie prostopadłej do płaszczyzny reakcji ($x' \equiv \vec{b}$, $z \equiv$ oś wiązki):



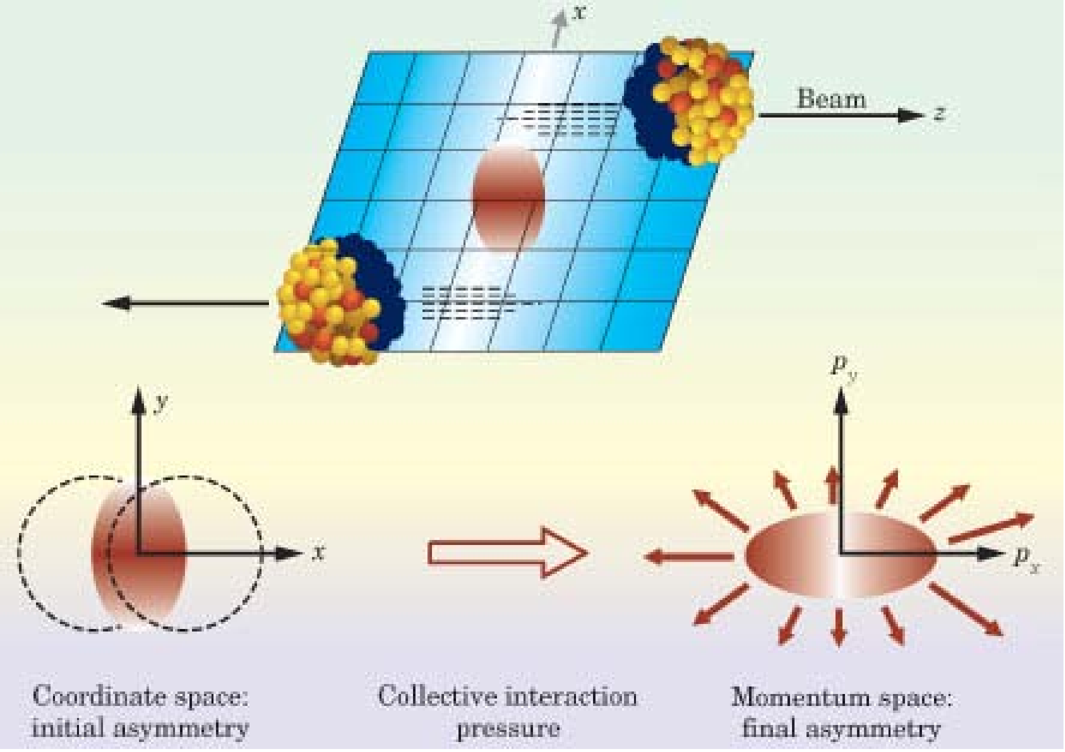


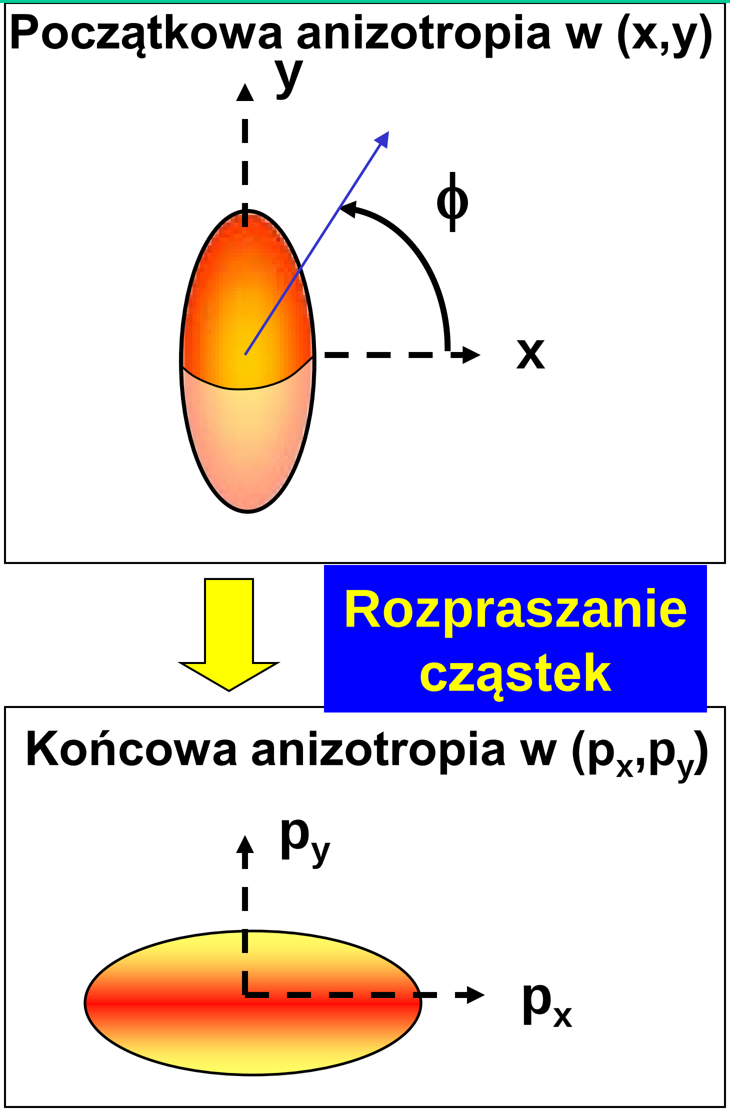
Początkowa deformacja w układzie współrzędnych

Rozpraszanie cząstek

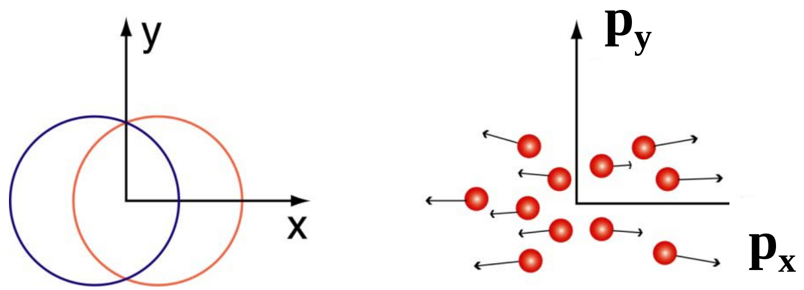
Asymetria azymutalna w rozkładach pędów „przepływ eliptyczny"

Kolektywny wypływ ('flow') cząstek





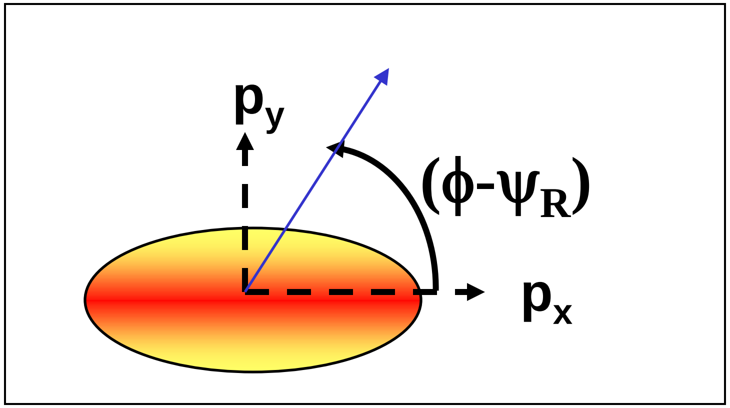
Badanie asymetrii- motywacja



- czuła na wczesne etapy ewolucji systemu
  (gradienty ciśnienia przy maksymalnej kompresji materii)
- czuła na równanie stanu, które rządzi ewolucją systemu
  ('miękkie' równanie stanu dla QGP)
- wielkość czuła na stopień osiągniętej równowagi
  (wtórne rozproszenia cząstek)
- czuła na straty energii partonów w gęstym ośrodku
  (rozproszenia partonów o dużych pędach poprzecznych zależą od przebytej drogi)

Kolektywny wypływ ('flow') cząstek

Pomiar końcowej anizotropii azymutalnej



Rozwinięcie Fourierowskie rozkładów kątów azymutalnych:

$$dN/d(\phi - \psi_R) = N_0\,(1 + 2v_1\cos(\phi - \psi_R) + 2v_2\cos(2(\phi - \psi_R)) + \ldots)$$

Izotropowy poprzeczny wypływ

Wypływ eliptyczny- elliptic flow, v_2

Wypływ kierunkowy-directed flow, v_1:

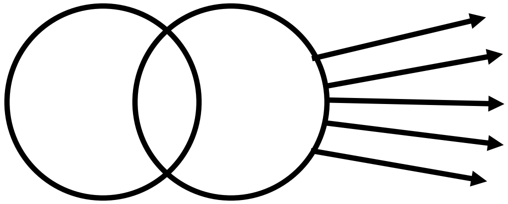
$$v_1 = \langle \cos(\phi - \psi_R) \rangle \equiv \left\langle \frac{p_x}{p_T} \right\rangle$$

$$v_2 = \langle \cos 2(\phi - \psi_R) \rangle \equiv \left\langle \left(\frac{p_x}{p_T}\right)^2 - \left(\frac{p_y}{p_T}\right)^2 \right\rangle$$

Trzy rodzaje 'wypływów'

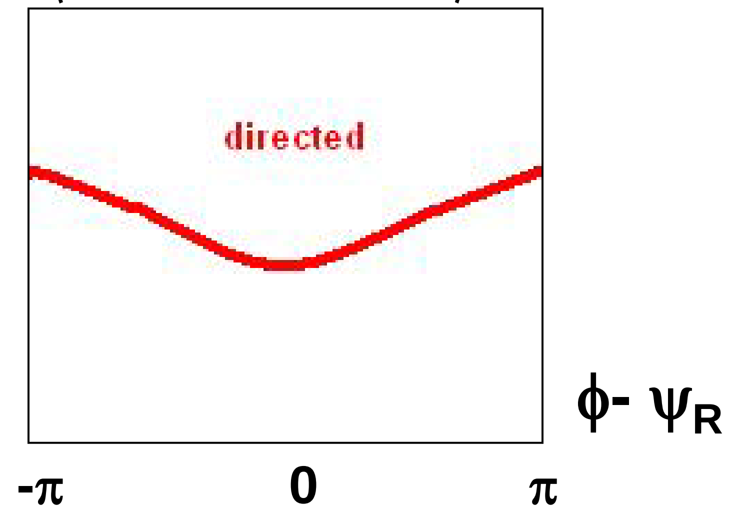
- Izotropowy wypływ radialny (z rozkładów p_T)

- Anizotropowy wypływ ukierunkowany:

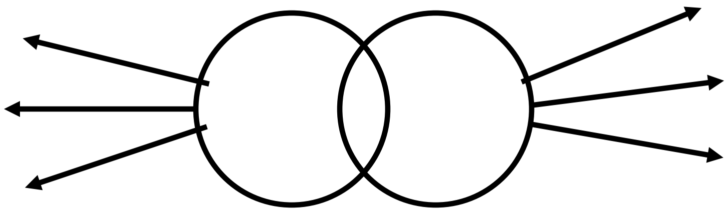


Obszar fragmentacji pocisku

$$v_1 = \langle \cos(\phi - \psi_R) \rangle >> 0$$



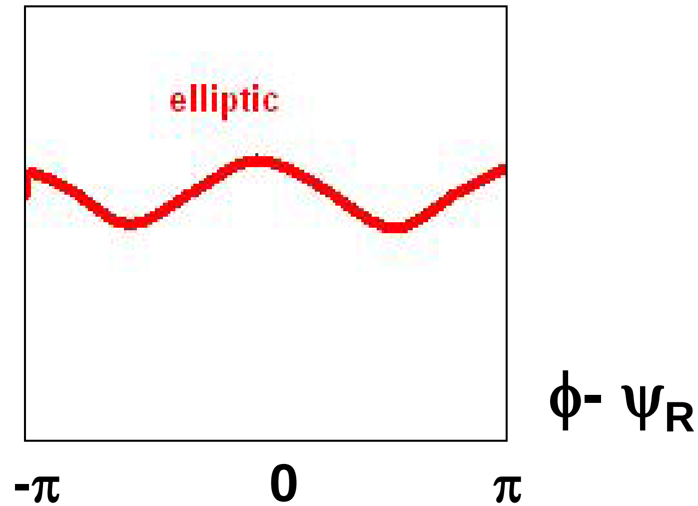
Anizotropia eliptyczna

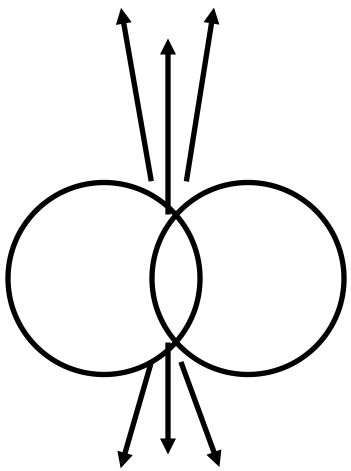


$\langle \cos 2(\phi-\psi_R) \rangle > 0$

Do płaszczyzny reakcji 'IN-PLANE'

(wysokie energie)





$\langle \cos 2\,(\phi-\psi_R) \rangle < 0$

Od płaszczyzny reakcji 'OUT-OF-PLANE'

(niskie energie)

Wyznaczenie płaszczyzny reakcji ψ_R

Korelacja pojedynczej, każdej cząstki z płaszczyzną reakcji indukuje korelacje pomiędzy cząstkami:

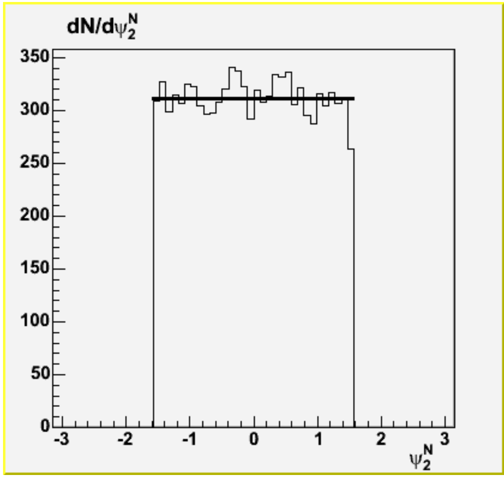
$$\psi_n = \frac{1}{n}\left(\tan^{-1}\frac{\sum_i w_i \sin\phi_i}{\sum_i w_i \cos\phi_i}\right)$$

ψ_n – kąt płaszczyzny przypadku, przybliżenie prawdziwej płaszczyzny reakcji

w_i – wagi uwzględniające niepełną akceptancję

$$v_n^{obs} = \left\langle \cos\left[n\left(\phi - \psi_n\right)\right]\right\rangle$$

Test poprawności: płaski rozkład kątów ψ_n



Wyznaczenie płaszczyzny reakcji

Ale: skończona liczba cząstek $\Rightarrow$
ograniczona dokładność wyznaczonej płaszczyzny przypadku

Poprawka na zdolność rozdzielczą:

$$\boxed{v_n = v_n^{obs} / \langle \cos n(\psi_n - \psi_R) \rangle}$$

- Dwa pod-przypadki o tej same liczbie cząstek: ψ_n^a ψ_n^b
  - Założenie; tylko korelacje związane z płaszczyzną reakcji

$$\langle \cos n(\psi_n^a - \psi_n^b) \rangle = \langle \cos n(\psi_n^a - \psi_R) \rangle \langle \cos n(\psi_n^b - \psi_R) \rangle$$

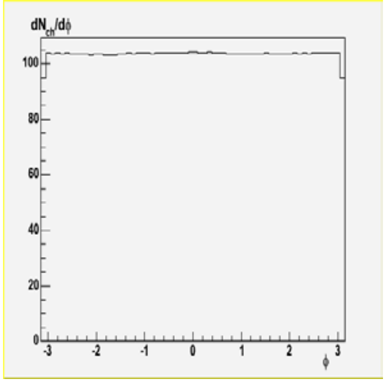
Poprawka:

$$\langle \cos n(\psi_n^a - \psi_R) \rangle = \sqrt{\langle \cos n(\psi_n^a - \psi_n^b) \rangle}$$

$$\boxed{v_n = \frac{\langle \cos n(\varphi - \psi_n) \rangle}{\sqrt{\langle \cos n(\psi_n^a - \psi_n^b) \rangle}}}$$

Pomiar współczynnika v_2

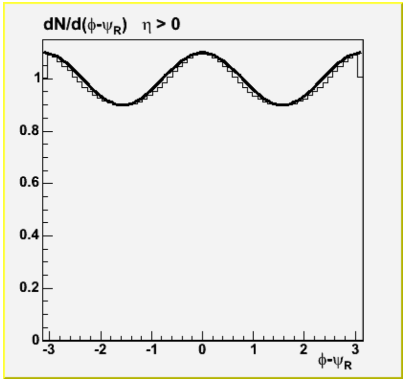
W doświadczeniu mierzymy kąty $\varphi = p_y/p_x$



Przybliżenie ψ_R przez ψ_2:

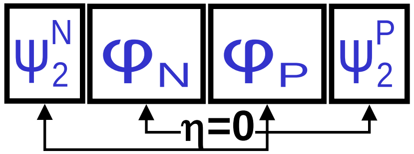
$$\psi_2 = 0.5 \cdot \tan^{-1}\left(\frac{\sum \sin(2\varphi_i)}{\sum \cos(2\varphi_i)}\right), \quad i = 1,\ldots N_{meas}$$

$$v_2\ (\psi_2) = \langle \cos[2(\varphi - \psi_2)] \rangle$$



Oszacowanie zdolności rozdzielczej w oparciu o ψ_2 wyznaczone w dwóch symetrycznych zakresach η (N:η<0; P:η>0):

$$res \equiv \left\langle \cos[2(\psi_2^N - \psi_2^P)] \right\rangle$$



Poprawka na zdolność rozdzielczą

$$v_2^{Res.Corr.} = v_2(\psi_2)/\sqrt{res}$$

Pomiar współczynnika v_2 w oparciu o korelacje dwucząstkowe

Nie wymaga znajomości płaszczyzny reakcji

1. Rozkład różnic $\Delta\varphi=\varphi_i-\varphi_k$ dla każdej pary cząstek (i,k)
2. Wyznaczenie dwu-cząstkowej funkcji korelacji:

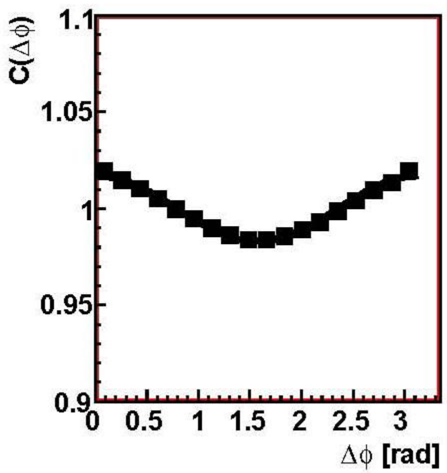
$$C(\Delta\varphi) = \frac{N_{corr}(\Delta\varphi)}{N_{uncorr}(\Delta\varphi)}$$

N_{corr} – rozkład $\Delta\varphi$ dla par cząstek z tego samego przypadku

N_{uncorr} – rozkład $\Delta\varphi$ dla par cząstek, każda cząstka z innego przypadku
przypadku

$$C(\Delta\varphi) \propto 1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n^2 \cos(n\Delta\varphi)$$

$$C(\Delta\varphi) \propto 1 + 2v_2^2 \cos(2\Delta\varphi)$$



Pomiar współczynnika v_2 : inne metody

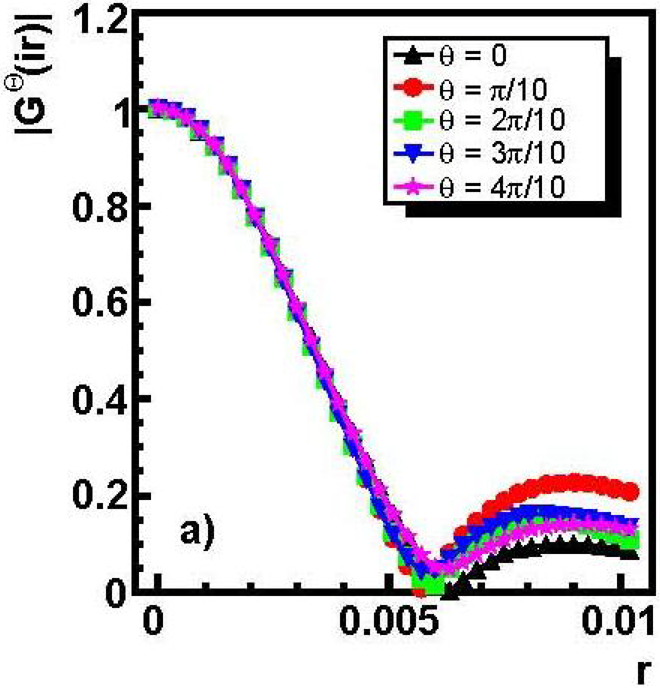
Szukamy efektów kolektywnych →
korelacje pomiędzy wieloma cząstkami

<u>Kumulanty wyższego rzędu:</u>

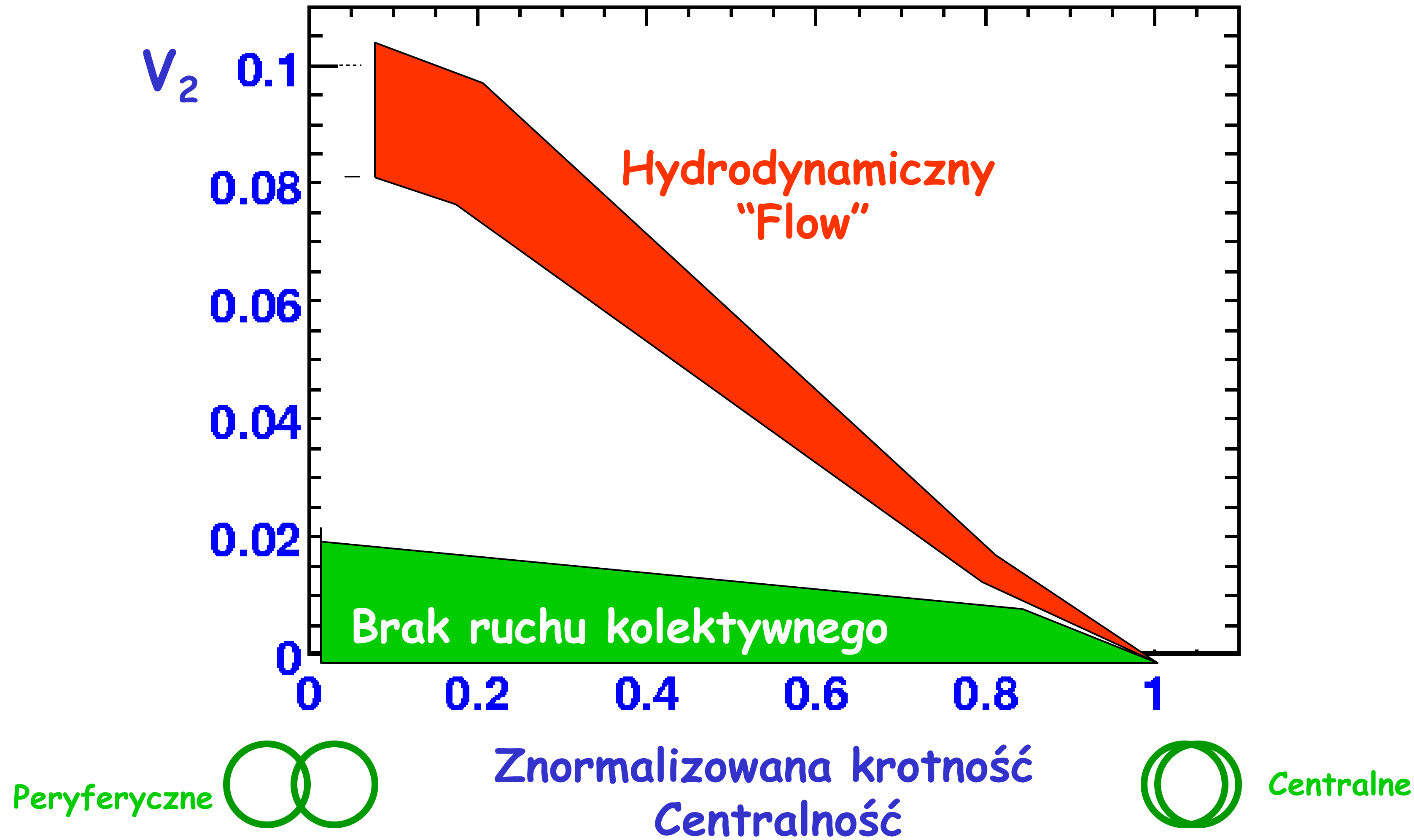
np. korelacje pomiędzy 4 cząstkami z odjętymi korelacjami 3- i 2-cząstkowymi

<u>Szukanie 'zer' funkcji generacji korelacji wielocząstkowych</u>

Metoda Lee-Yang Zeroes

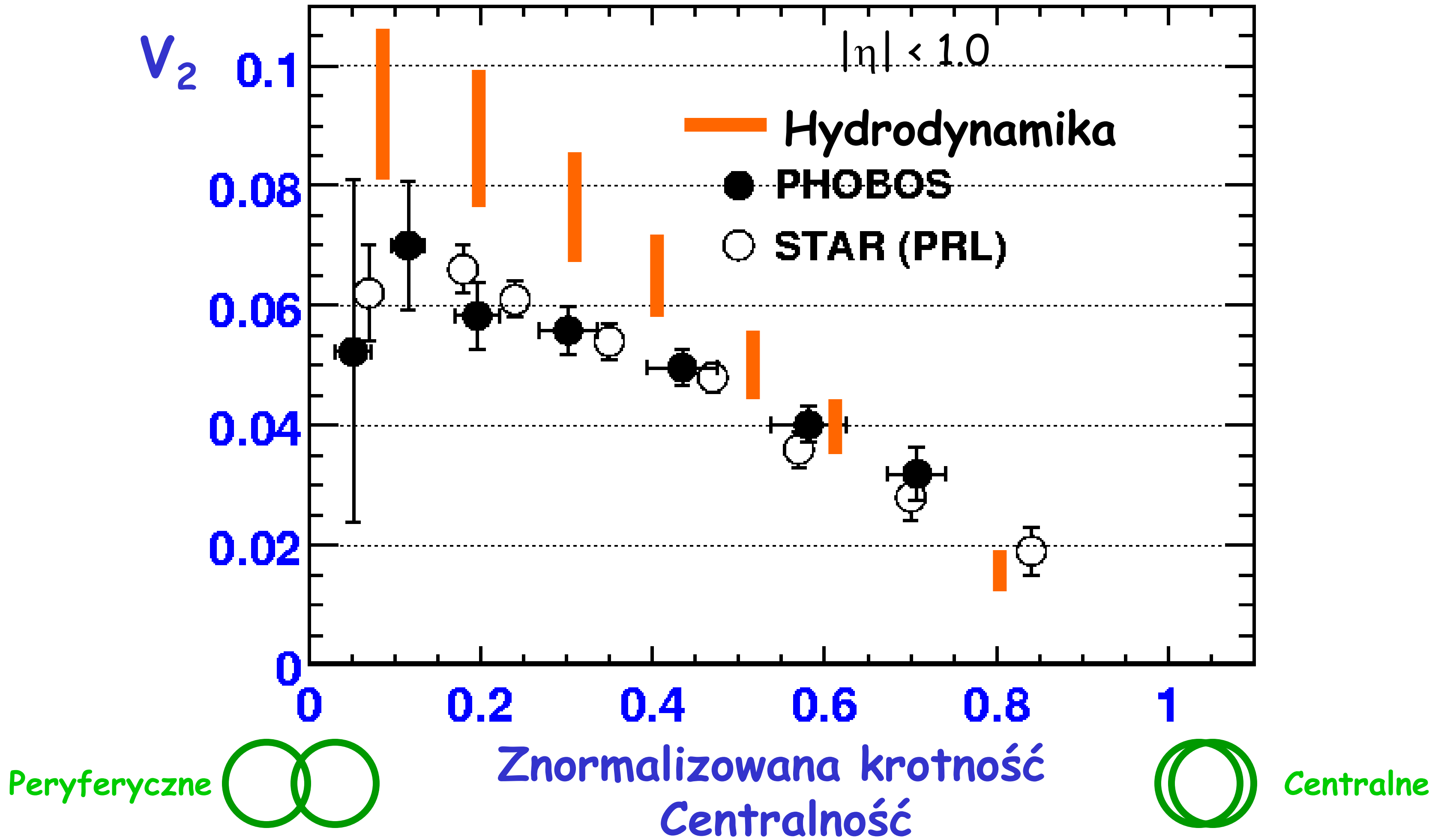


Eliptyczny wypływ - oczekiwania



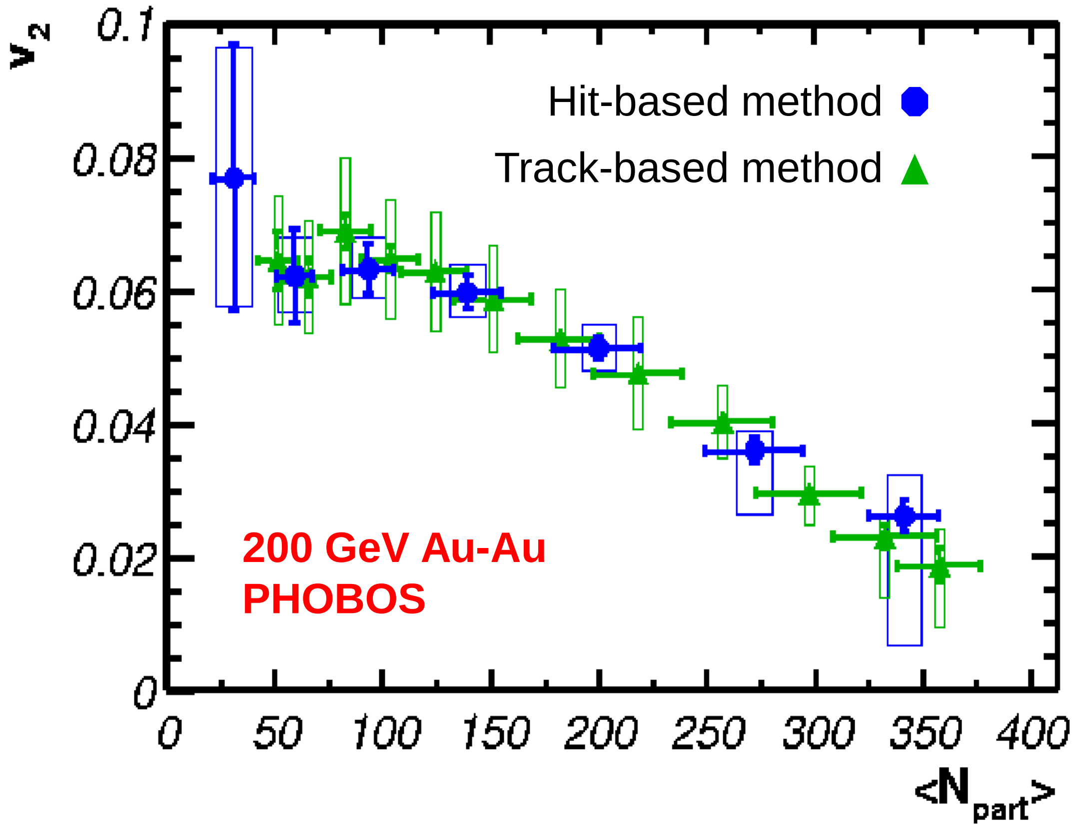
Eliptyczny wypływ - pomiary

Zależność od centralności zderzenia Au+Au E_{CM}=130 GeV/n

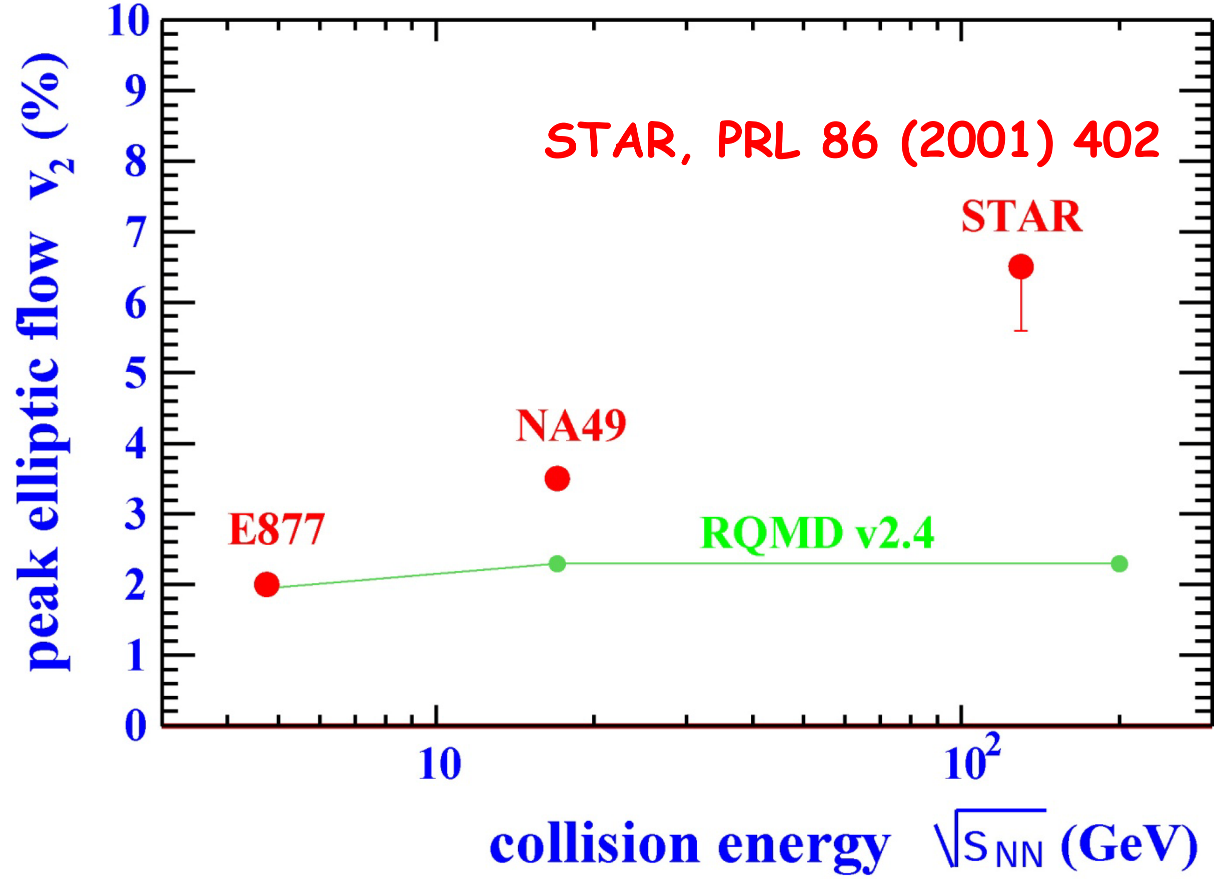


Eliptyczny wypływ - pomiary

Zależność od centralności zderzenia Au+Au E_{CM}=200 GeV/n



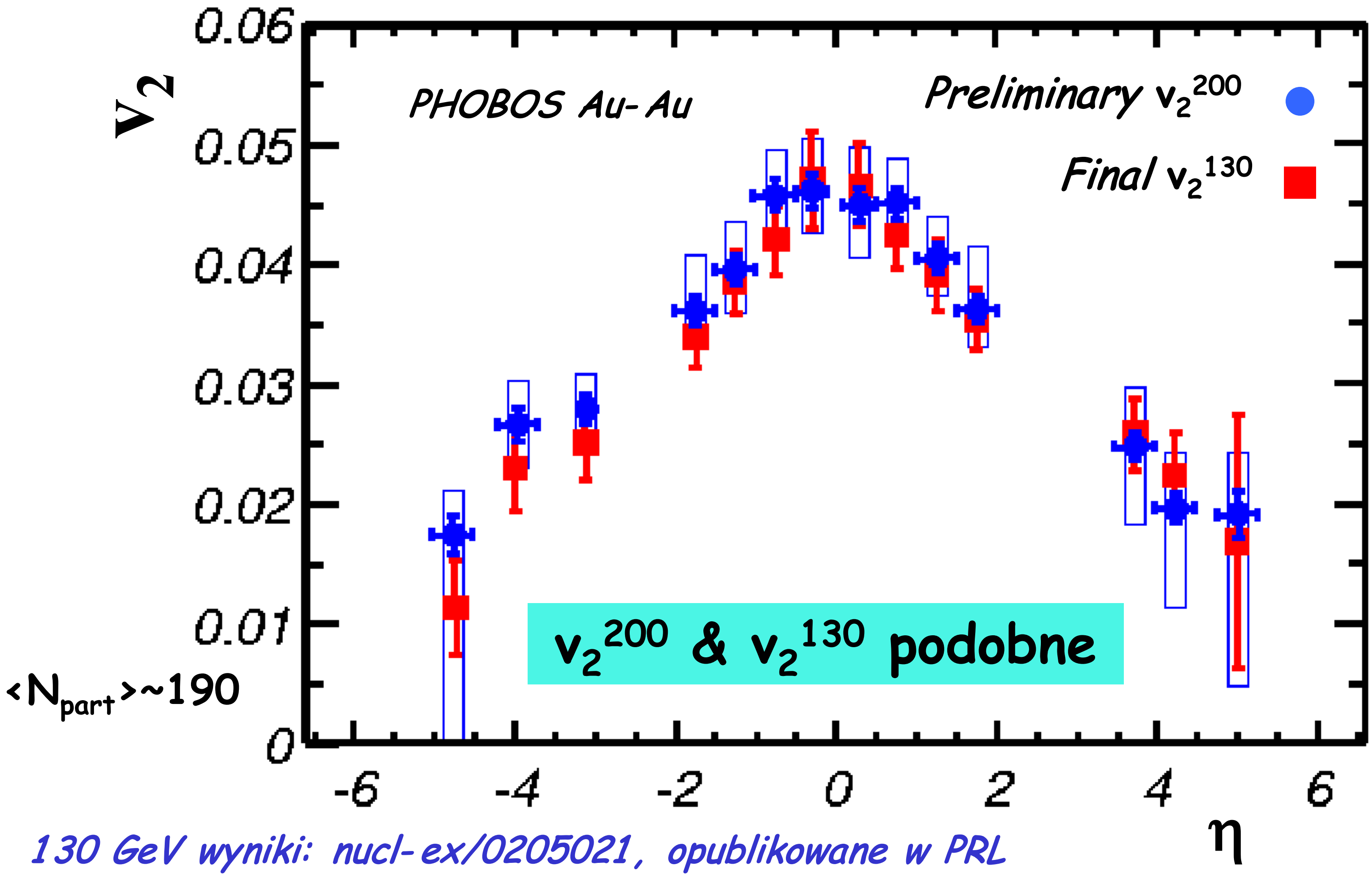
Eliptyczny wypływ – zależność od energii



Ruch kolektywny największy przy energii RHIC

Wyższy stopień termalizacji układu osiągany przy energii RHIC niż w SPS/AGS

Eliptyczny wypływ - zależność od η



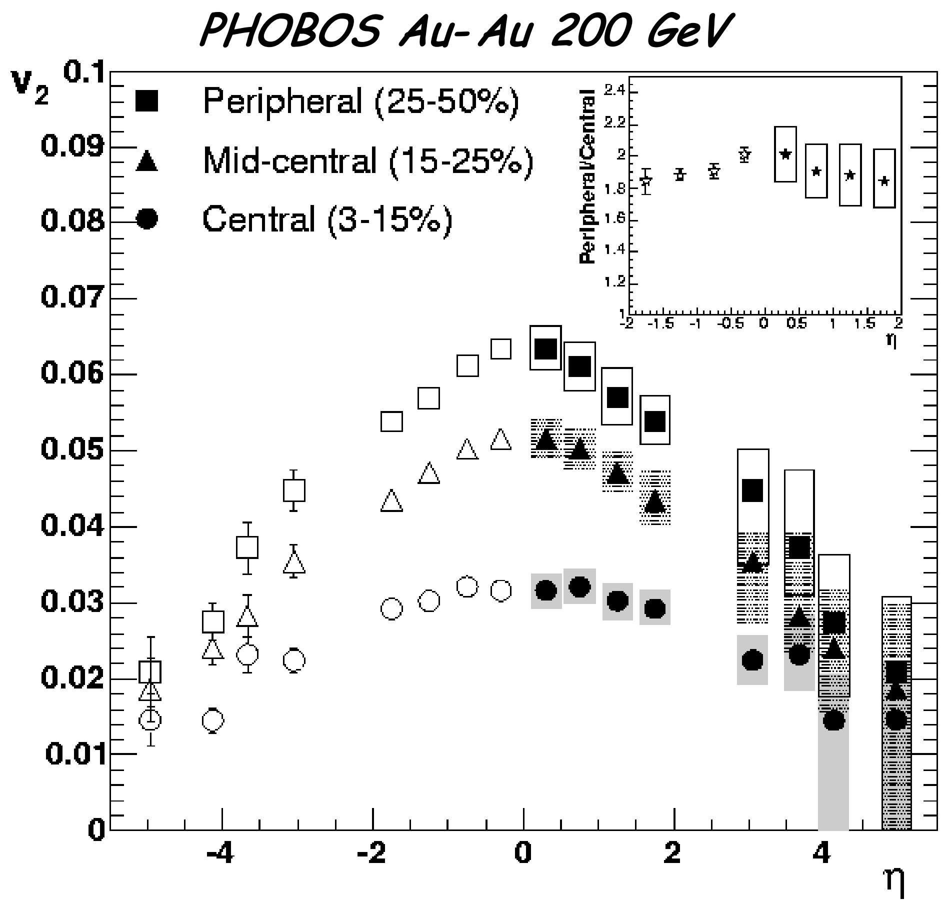
130 GeV wyniki: nucl-ex/0205021, opublikowane w PRL

v_2 spada ze wzrostem |η|!

Eliptyczny wypływ – zależność od η

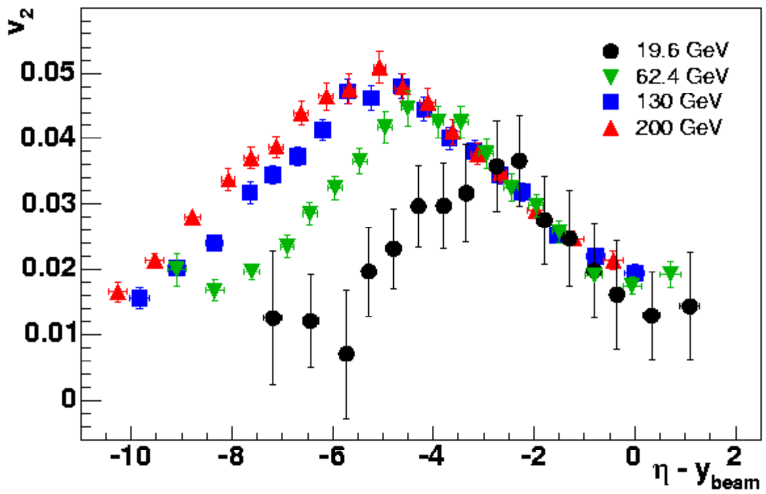
Różne centralności
Au+Au E_{CM}=200 GeV/n

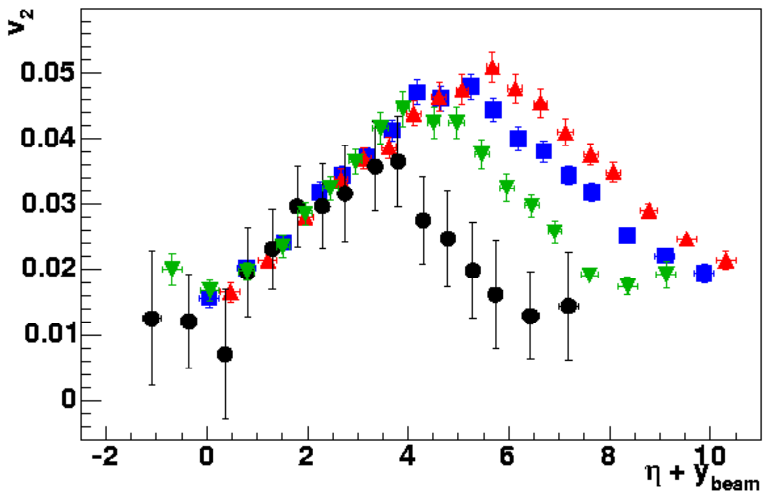
→ Podobny kształt

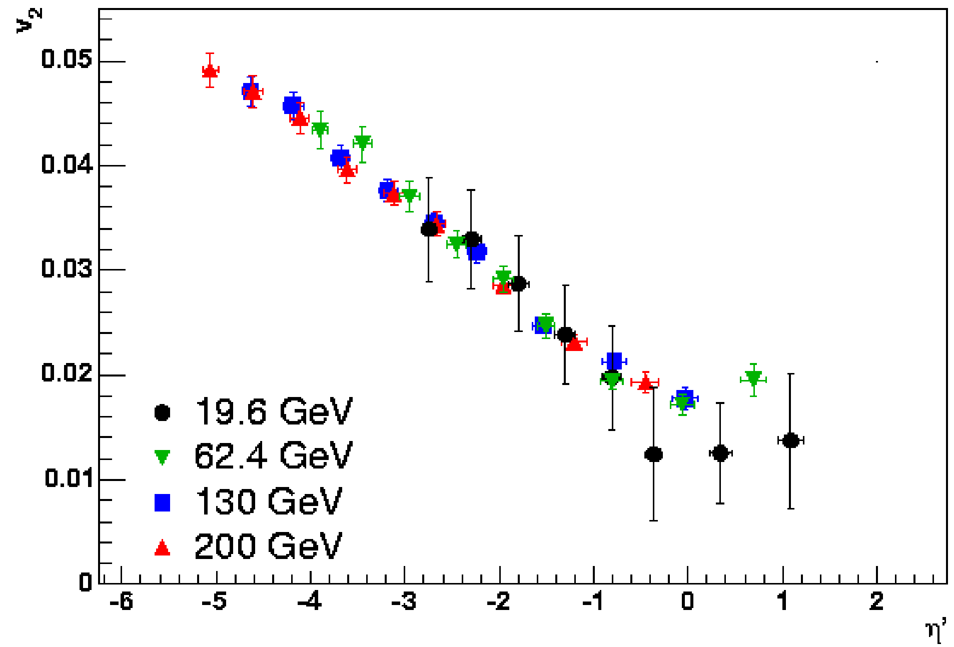


Eliptyczny wypływ – zależność od η i energii

W układzie spoczynkowym jednego z jąder Au+Au





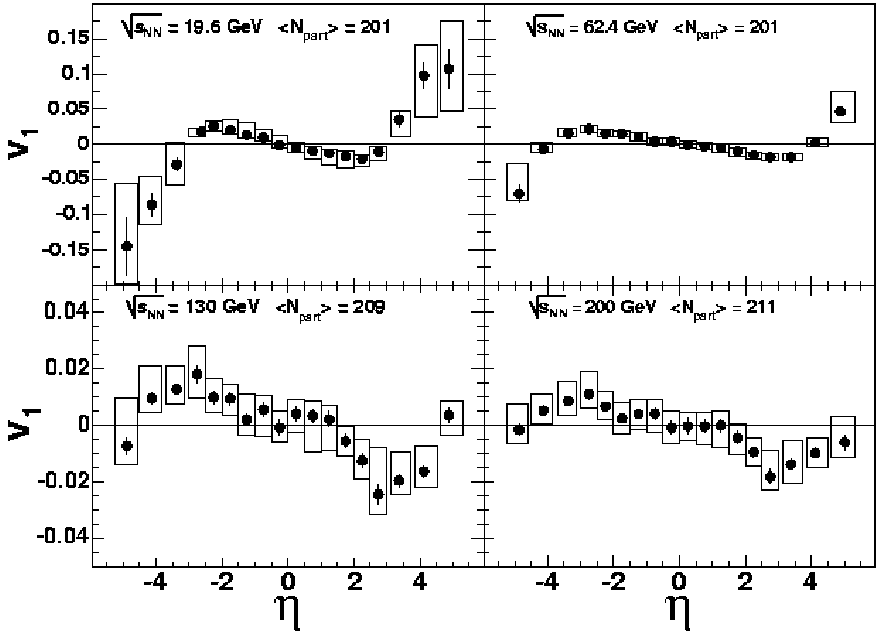


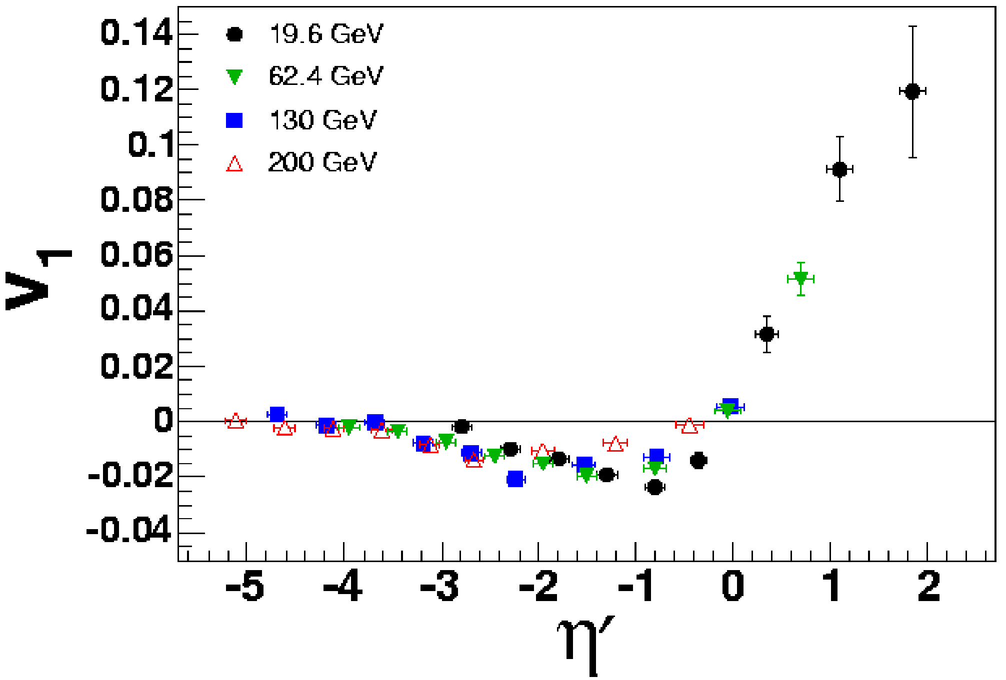
v_2 skaluje się (nie zależy od energii) w szerokim zakresie $\eta' = |\eta| - y_{beam}$

Kierunkowy wypływ – zależność od η i energii

$v_1(\eta)$ Au+Au PHOBOS

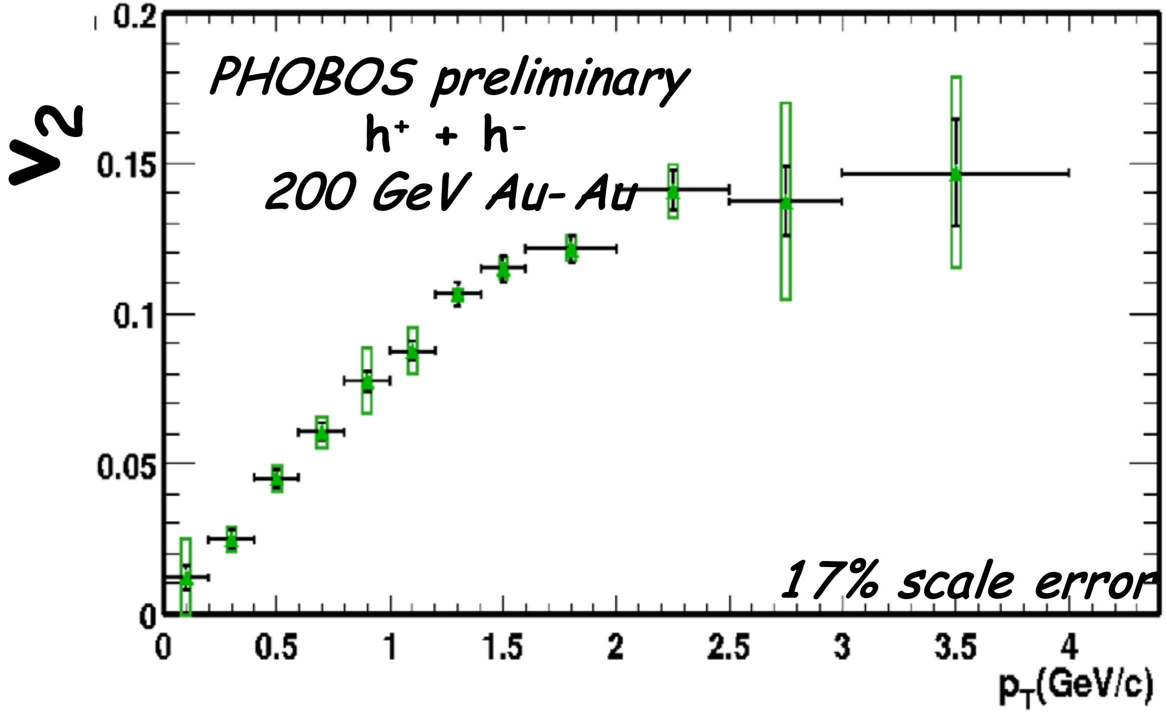
W układzie spoczynkowym jednego z jąder





v_1 także skaluje się (nie zależy od energii) w szerokim zakresie $\eta' = |\eta| - y_{beam}$

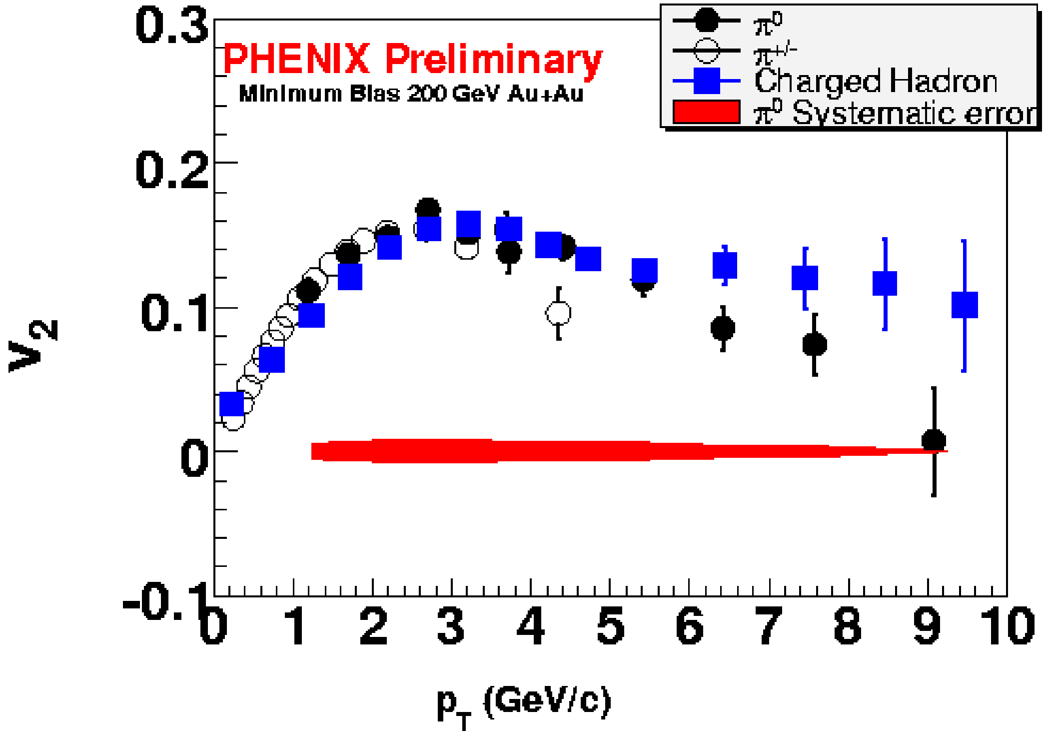
Eliptyczny wypływ – zależność od p_T



$0<\eta<1.5$

- Obserwowane wysycenie v_2 dla p_T > 2 GeV/c
- Wzrost z p_T aż do 2 GeV/c zgodny z hydrodynamiką
- Nie-równowagowe wkłady:jety ('unquenched') → malenie z p_T
- Asymetryczne straty energii partonów: wzrost v_2 z p_T
- Wysycenie: Konkurencyjne działanie obu efektów
  - Konieczny opis modelowy aby rozwikłać wkłady od obu efektów

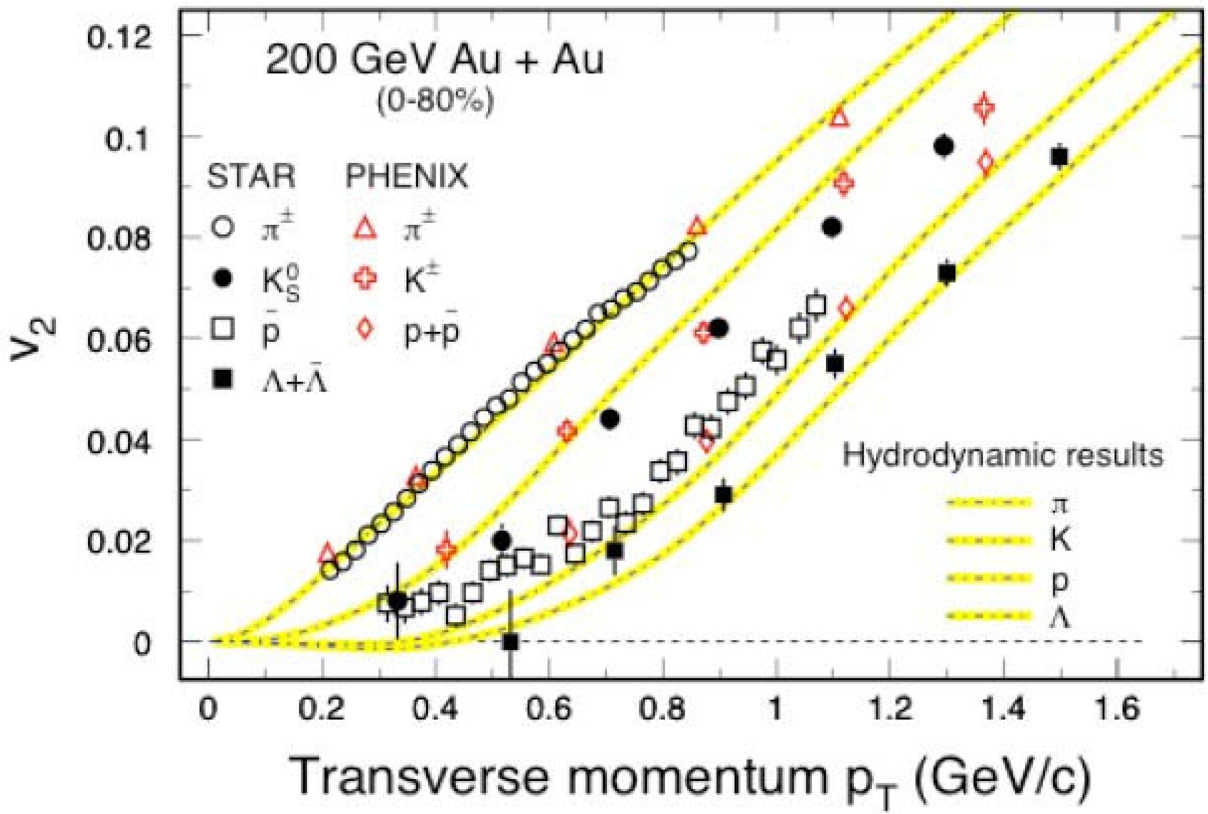
Eliptyczny wypływ – zależność od p_T



v_2 zaczyna maleć przy p_T ~ 6-7 GeV/c

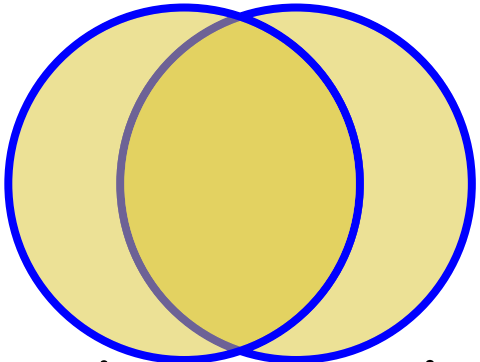
Eliptyczny wypływ – zależność od p_T

Dla zidentyfikowanych cząstek



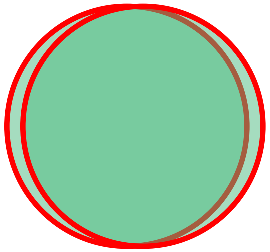
v_2 – zależność od systemu zderzenia

Główny cel: porównanie Au+Au i Cu+Cu



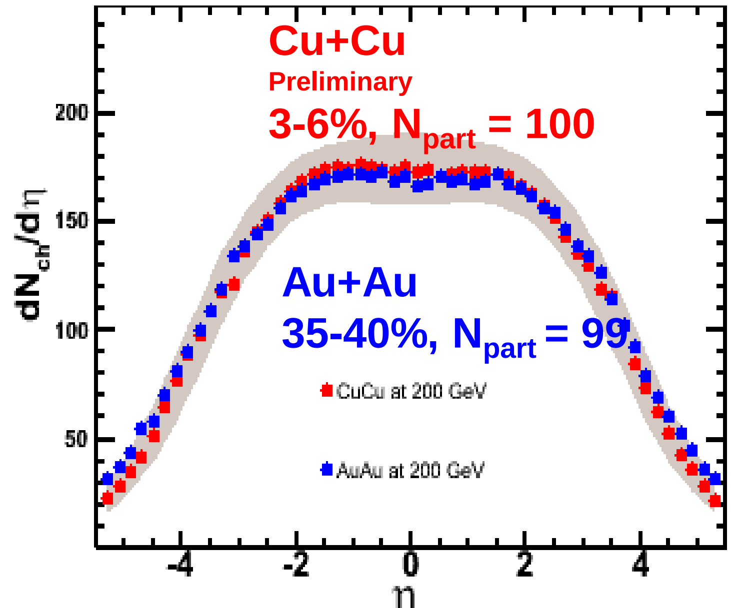
Średnio centralne zderzenie AuAu

W przybliżeniu takie same N_{part}
→Wyraźnie różne Asymetrie przestrzenne



Centralne zderzenie CuCu

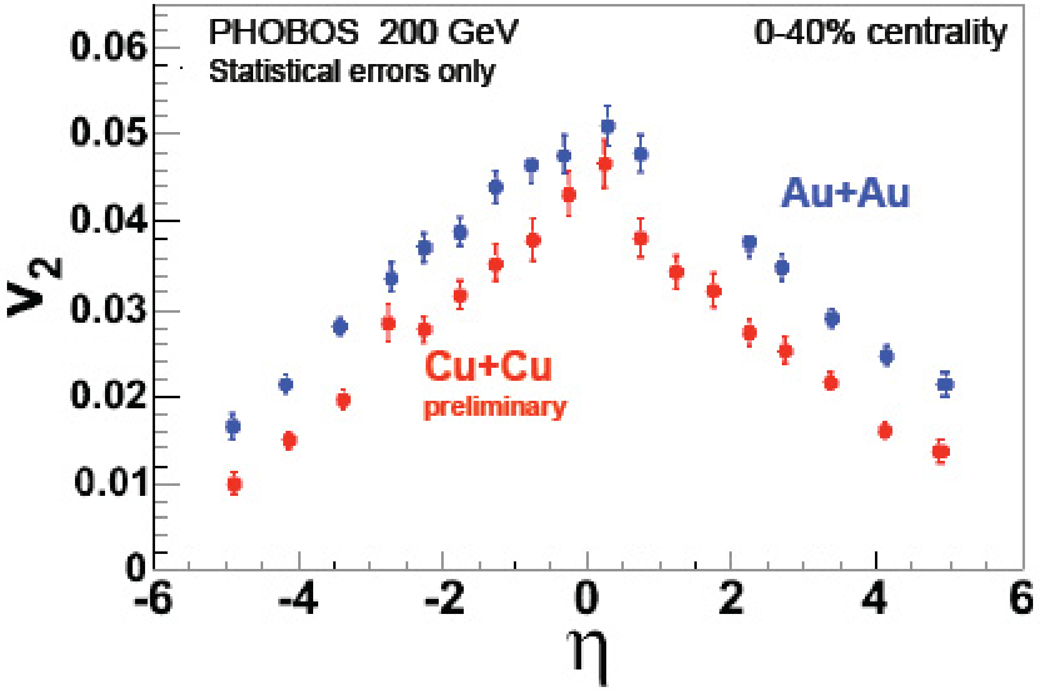
dN/dη
skaluje się z N_{part}



Wy

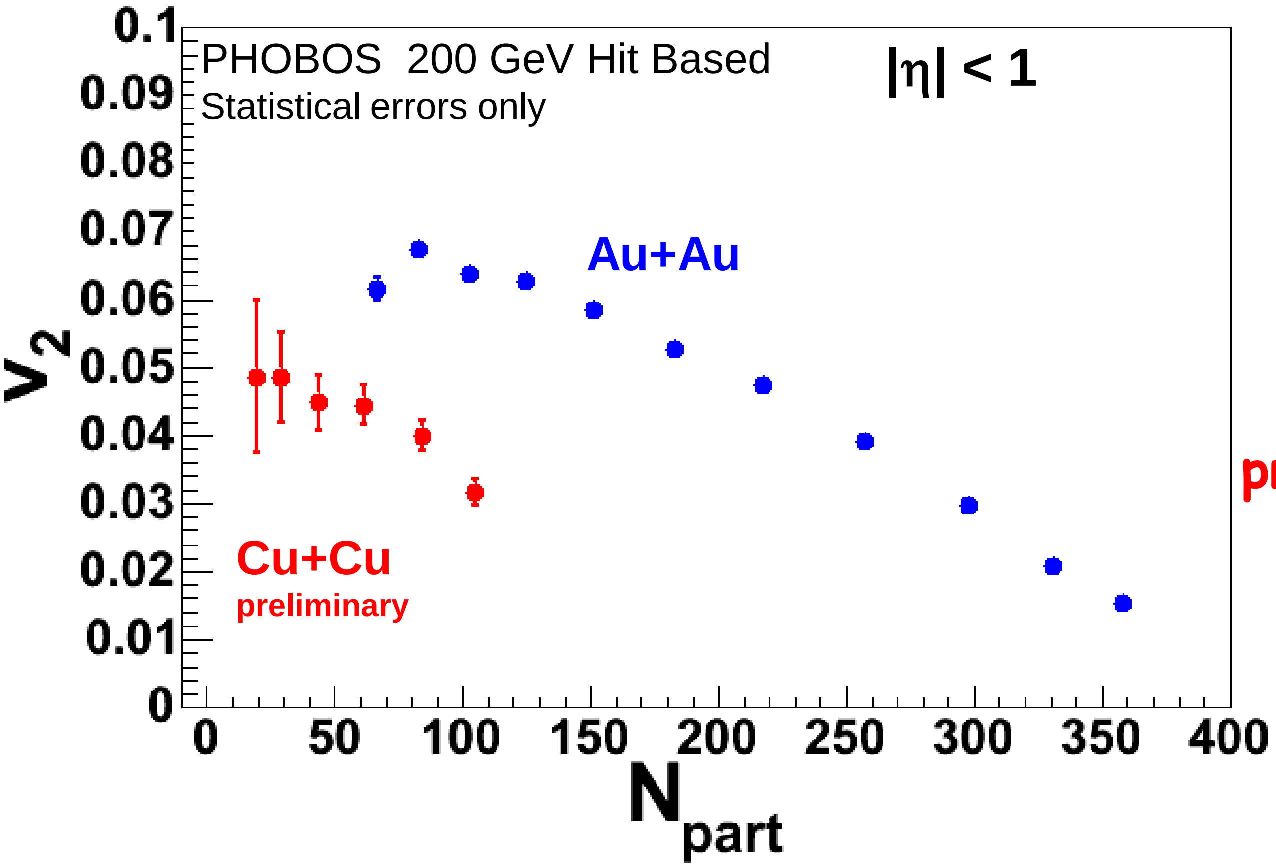
Eliptyczny wypływ – zależność od η

v_2 dla Au+Au i Cu+Cu



Znacząco duży sygnał v_2 dla Cu+Cu

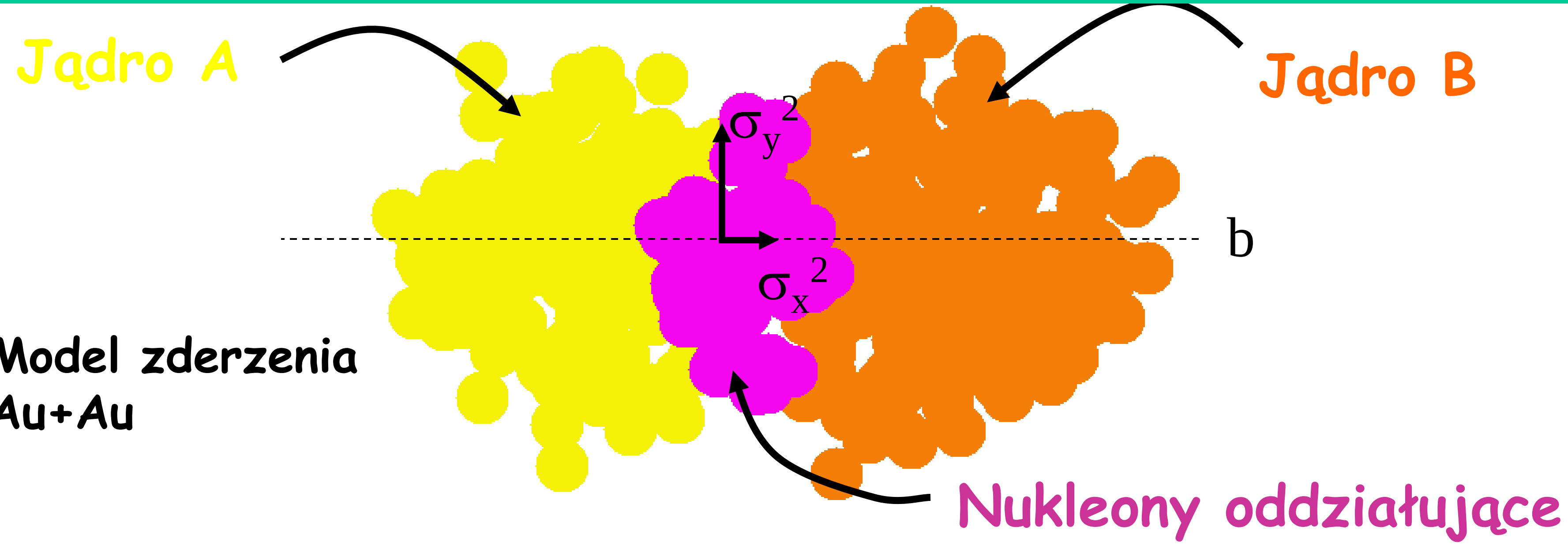
$v_2(N_{part})$ dla $|\eta| < 1$



Zagadka:
mniejszy system jest bardziej wydajny w transformacji początkowej asymetrii przestrzennej w końcową asymetrię pędową!!

V_2 jest duże nawet dla najbardziej centralnego zderzenia Cu+Cu (o małej asymetrii przestrzennej)!

Ekscentryczność jako miara asymetrii przestrzennej



Model zderzenia Au+Au

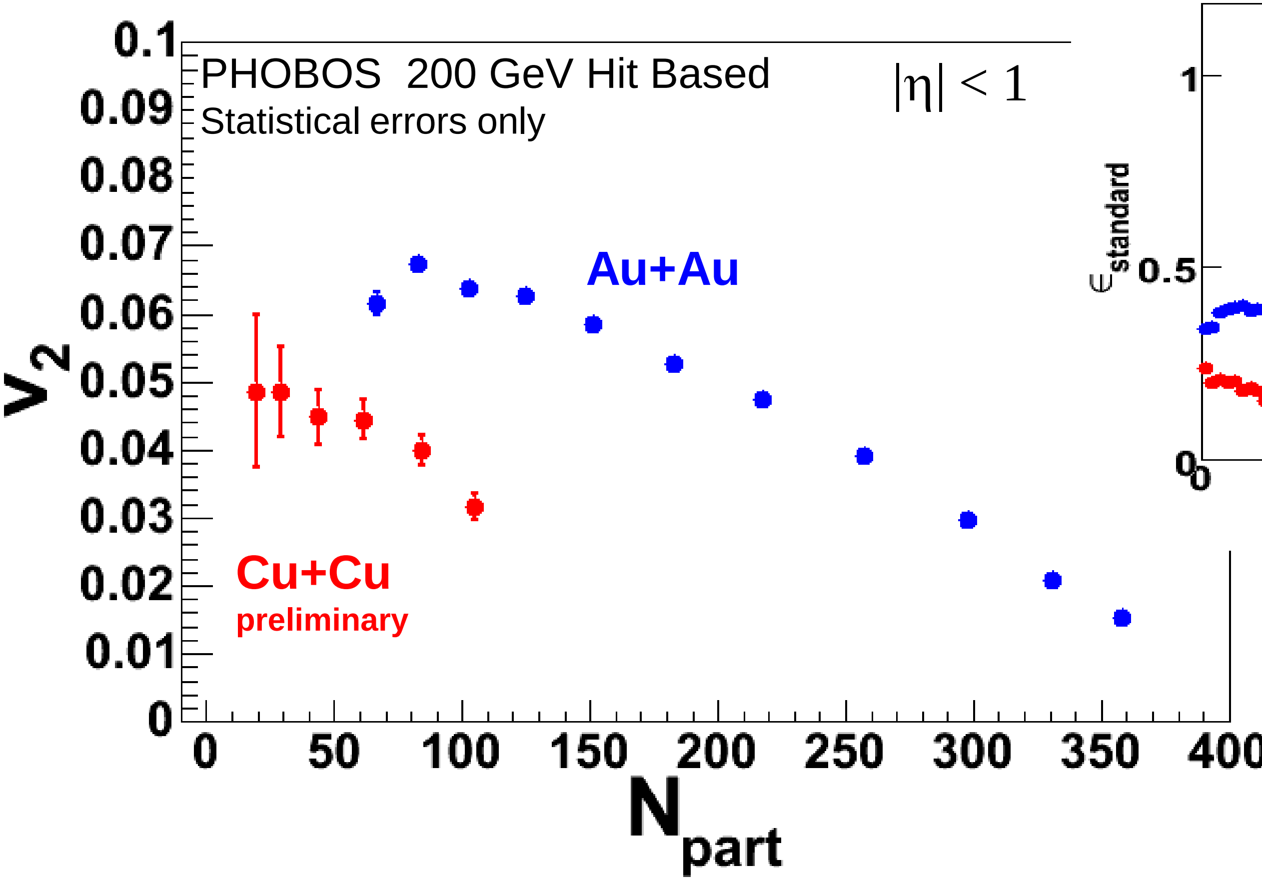
Przyjmując za oś x kierunek parametru zderzenia, definiujemy standardowo ekscentryczność poprzez szerokości rozkładu N_{part} w x i y

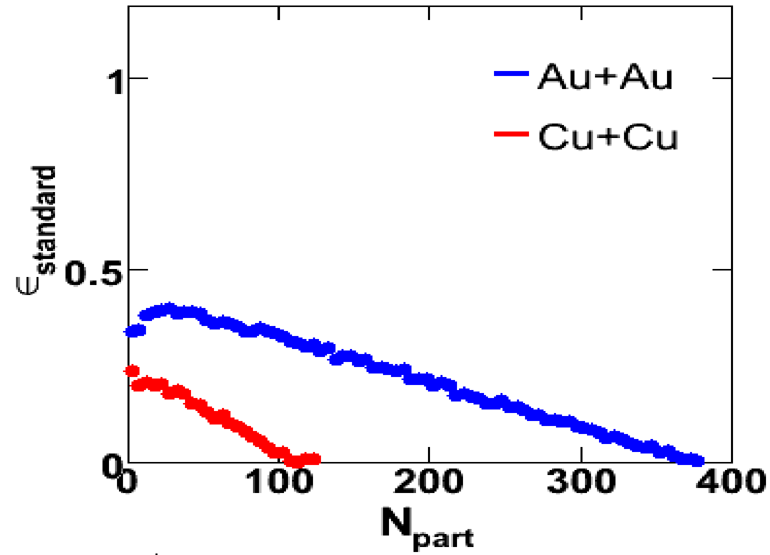
eccentricity

$$\boxed{\varepsilon_{std} = \frac{\sigma_y^2 - \sigma_x^2}{\sigma_y^2 + \sigma_x^2}}$$

$v_2 \sim \varepsilon$

$v_2(N_{part})$ dla $|\eta| < 1$



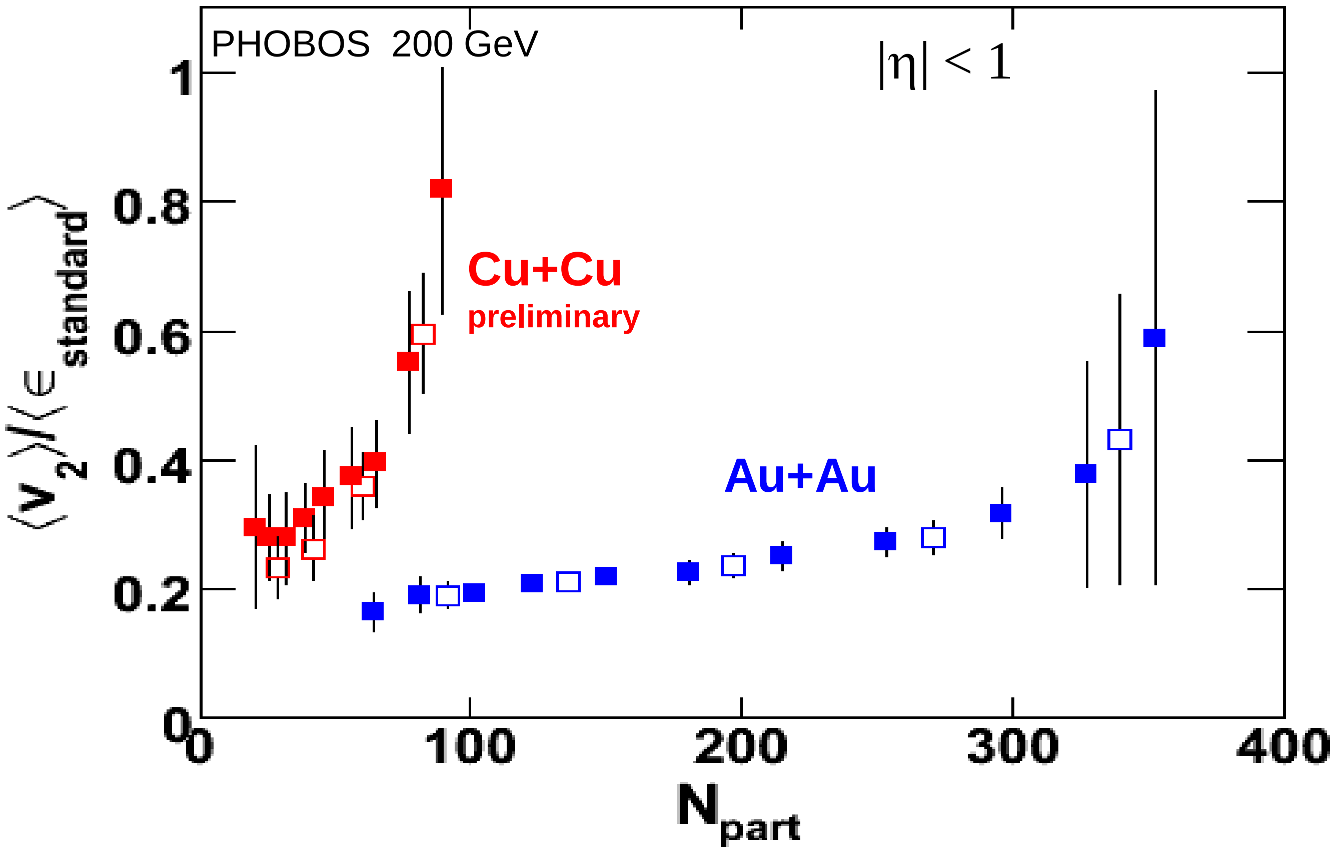


$$\varepsilon_{std} = \frac{\sigma_y^2 - \sigma_x^2}{\sigma_y^2 + \sigma_x^2}$$

Dla Cu+Cu, N_{part} = 100, v_2=0.03 podczas gdy ε=0

Coś jest źle!

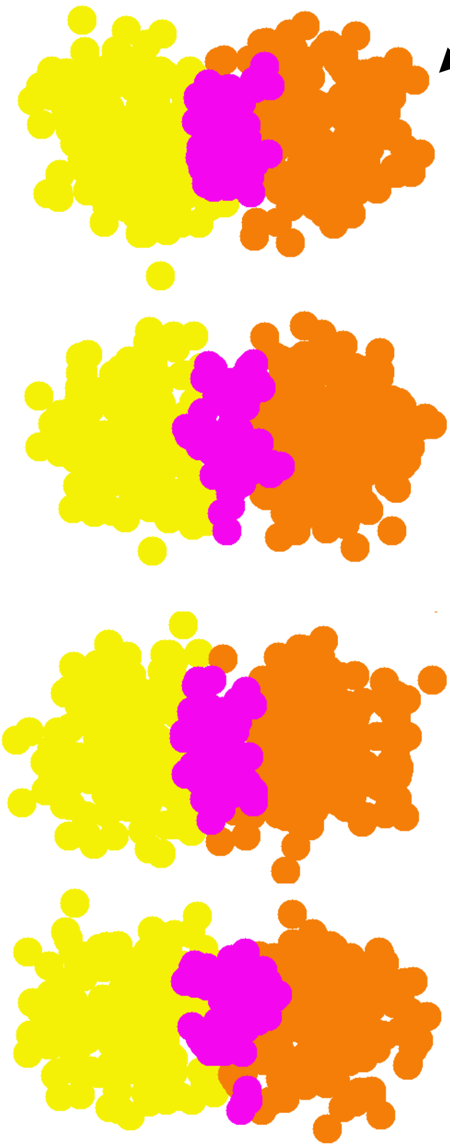
$v_2(N_{part})$ dla $|\eta| < 1$



Dzieląc v_2 przez ε_{std} oba układy zderzenia nie mają żadnych wspólnych cech

→ Sprawdźmy raz jeszcze definicję ekscentryczności

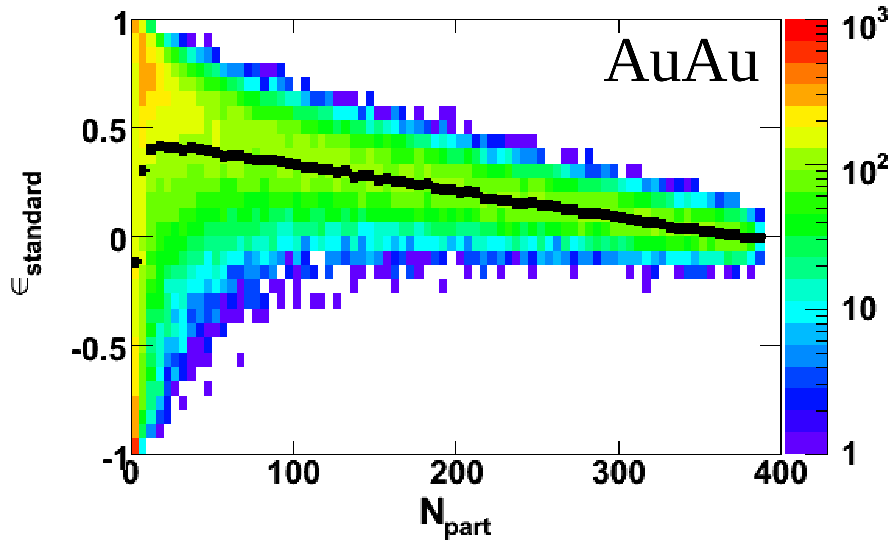
Rozkłady ε



Zderzenia AuAu o tych samych N_{part}

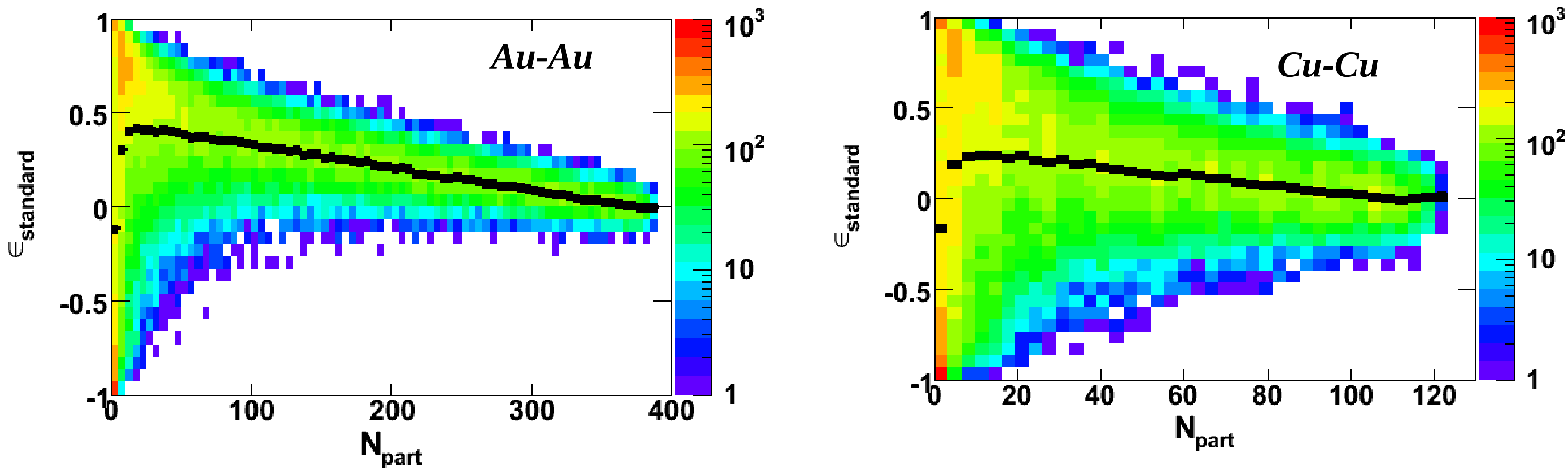
- Zderzenia są modelowane wg. modelu Glaubera dla różnych parametrów zderzenia i następnie sortowane według Npart

- Dla każdego Npart tworzymy rozkład ε



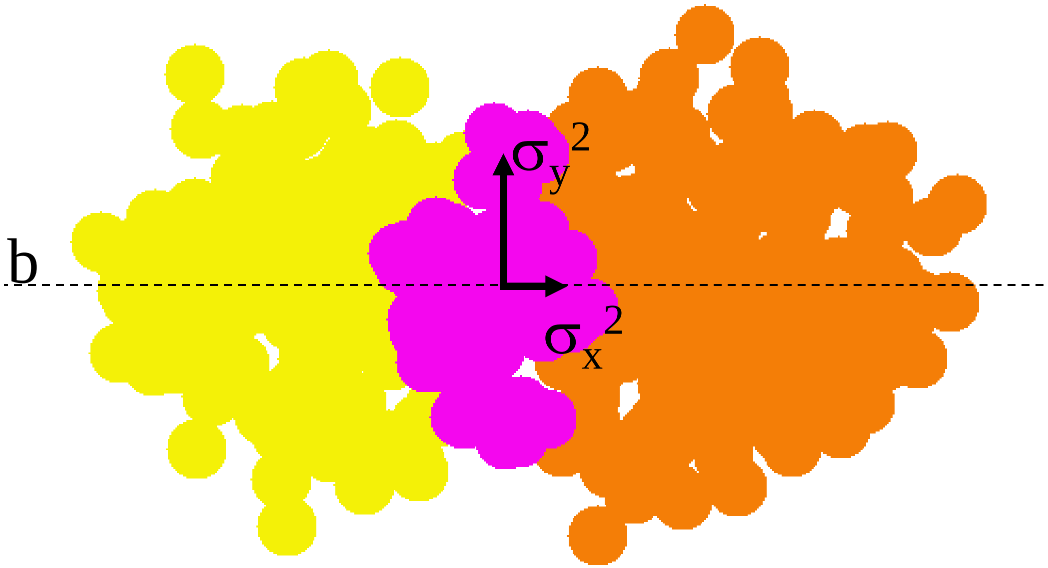
- Czarna linia oznacza <ε>

Rozkłady ε



- Rozkład ε dla Cu+Cu jest znacznie szerszy niż dla Au+Au
- Dla Cu+Cu jest także więcej przypadków o ε < 0

Co znaczy ε < 0?



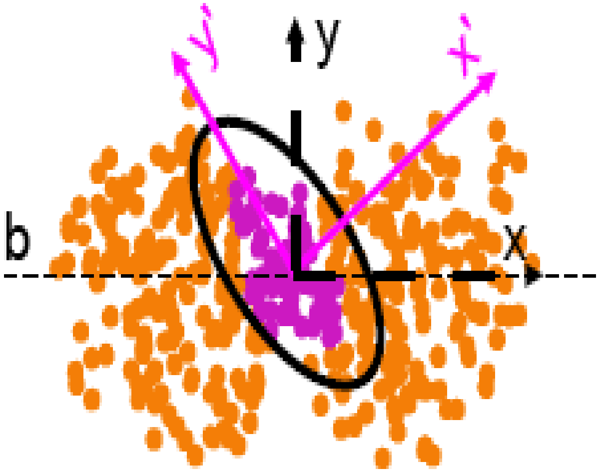
$$\varepsilon = \frac{\sigma_y^2 - \sigma_x^2}{\sigma_y^2 + \sigma_x^2}$$

Ujemna ekscentryczność pojawia się jeżeli $\sigma_x^2 > \sigma_y^2$, na skutek fluktuacji w rozkładach pozycji nukleonów

Mniejszy układ zderzenia (Cu+Cu) jest bardziej czuły na fluktuacje

Nowa definicja ekscentryczności

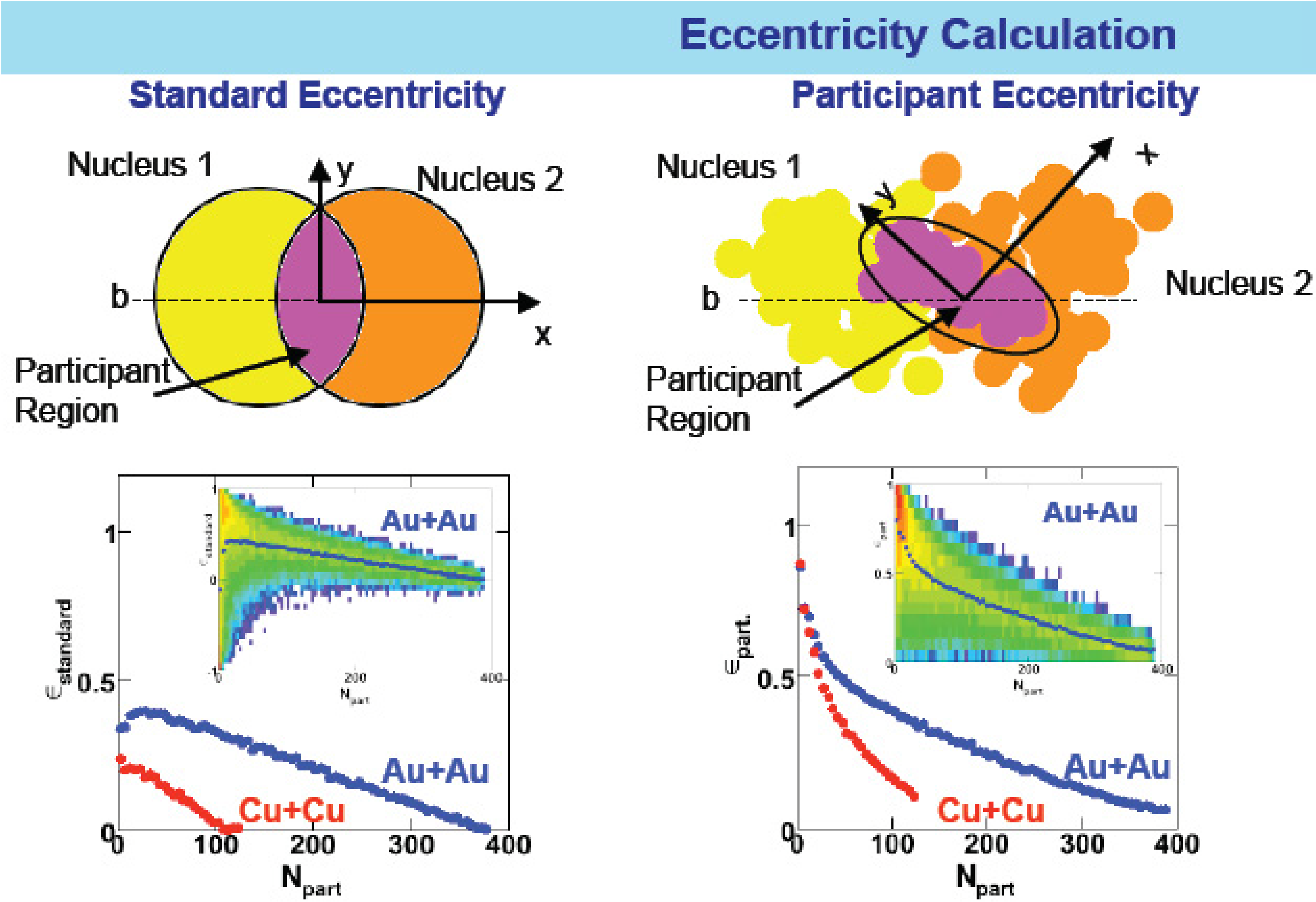
Tak zmienić układ współrzędnych, aby maksymalizować kształt eliptyczny (a principal axis transformation)



$$\varepsilon_{\mathrm{part}} = \frac{\sqrt{(\sigma_y^2-\sigma_x^2)^2+4\sigma_{xy}^2}}{\sigma_x^2+\sigma_y^2}$$

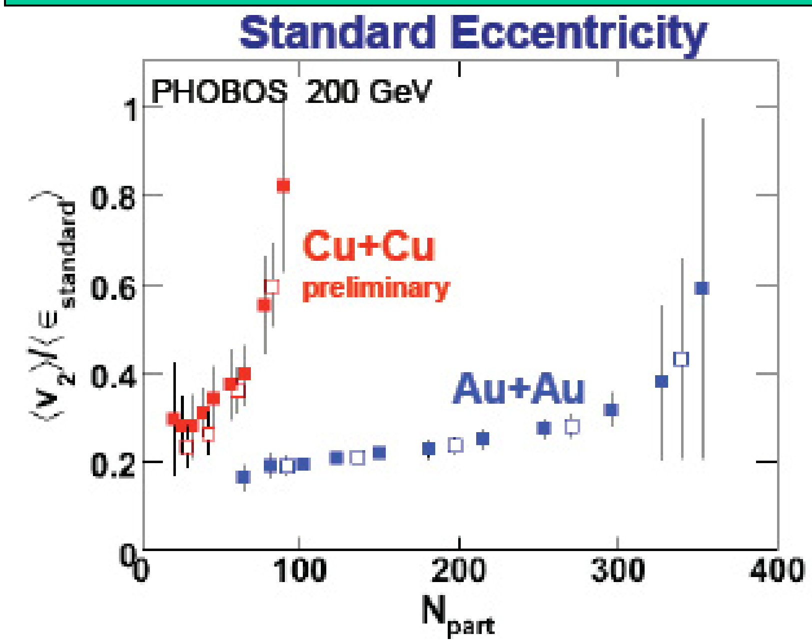
"Participant" eccentricity: ε_{part}

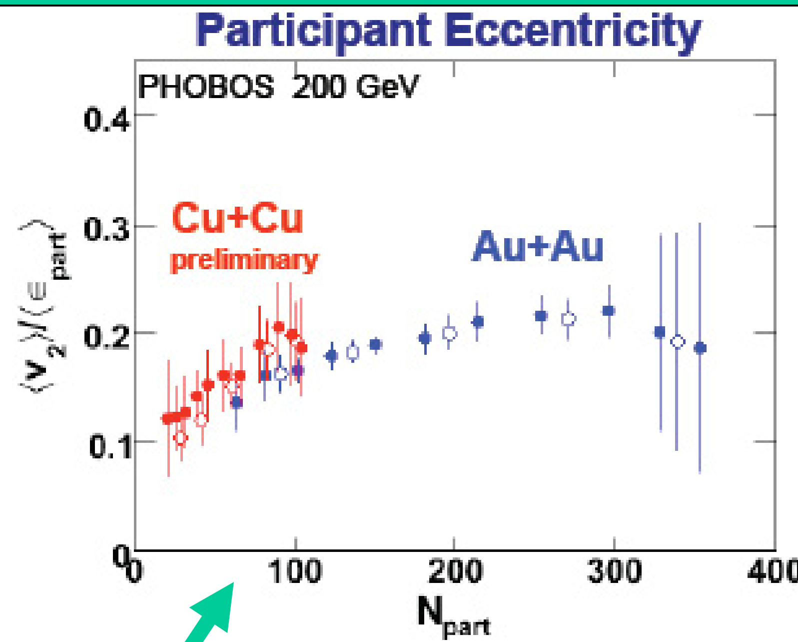
ε_{std} i ε_{part}

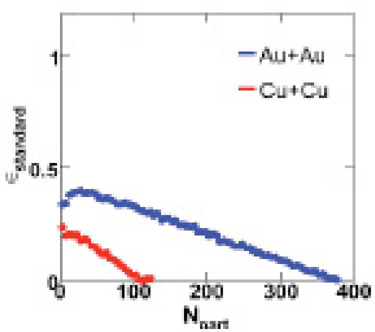


v_2 – zależność od systemu zderzenia

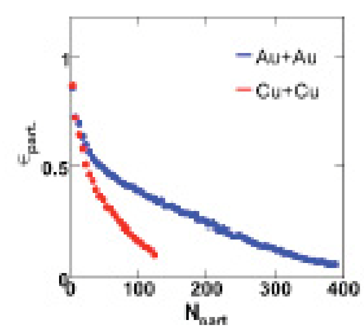
v_2/ε_{std}	v_2/ε_{part}







Participant eccentricity: unifikuje v_2 dla Au+Au i Cu+Cu



Hydrodynamika

- służy do opisu układów składających się z dużej liczby cząstek
- układ jest traktowany jako ośrodek ciągły tj. można zdefiniować „element płynu” jako obszar wielkości znacznie większej niż odległości międzycząsteczkowe
- dynamikę układu rozumie się jako dynamikę elementów płynu
- stosuje się więc opis makroskopowy charakteryzując układ wielkościami termodynamicznymi takimi jak entropia czy energia wewnętrzna jednocześnie używając wielkości klasycznych takich jak pęd w odniesieniu do elementu płynu

Hydrodynamika c.d.

Równania opisujące ruch elementów płynu (a właściwie rozkład odpowiedniego pola, np. prędkości) otrzymuje się poprzez wykorzystanie zasad zachowania:

- Prawo zachowania energii i pędu

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0$$

- tensor energii i pędu dla płynu doskonałego

$$T^{\mu\nu} = (\varepsilon + P)\, u^\mu u^\nu - P\, g^{\mu\nu}$$

ε - gęstość energii, P - ciśnienie,

u^μ - czteroprędkość elementu płynu

- relacje termodynamiczne

$$\varepsilon + P = Ts \qquad dP = s\,dT \qquad d\varepsilon = T\,ds$$

Hydrodynamika w zderzeniach ciężkich jonów

- **opisuje początkową ewolucję układu po zderzeniu traktując ekspandujący obszar jako ciecz o właściwościach odpowiednich do etapu ekspansji**
- **poszczególne etapy:**
  - założenie lokalnej równowagi termodynamicznej
  - rozwiązanie numeryczne równań hydrodynamiki relatywistycznej z odpowiednimi warunkami początkowymi i przy odpowiednich założeniach z zadanym równaniem stanu
  - tworzenie cząstek z powstałej hiperpowierzchni za pomocą procedury Coopera i Frye'a

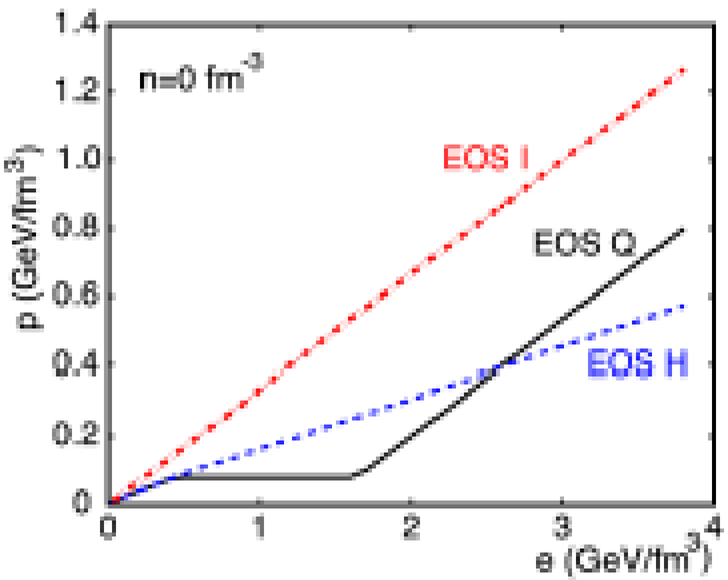
Warunki początkowe – entropia, gęstość (barionowa) są proporcjonalne do rozkładu nukleonów biorących udział w reakcji:

$$s(x, y, \tau_0) = \frac{C_s}{\tau_0} \frac{dN_p}{dx\,dy} \qquad n_B(x, y, \tau_0) = \frac{C_{n_B}}{\tau_0} \frac{dN_p}{dx\,dy}$$

Hydrodynamika: równanie stanu

- równanie stanu
  - EOS I P=e/3: idealny gaz relatywistycznych bezmasowych cząstek
  - EOS Q :uwzględnia masy hadronów i przejście fazowe pomiędzy materią hadronową i plazmą kwarkowo-gluonową
  - EOS H dla małych gęstości energii: gaz rezonansów hadronowych; dla dużych gęstości energii przybliżenie z modelu worków: P=(e-4B)/3

- dla danych warunków początkowych brane jest odpowiednie równanie stanu



Hydrodynamika: przepis na 'freeze-out'

- W miarę jak system rozszerza się i stygnie dochodzi w końcu do sytuacji w której z obszaru hydrodynamicznego zaczynają się rodzić cząstki
- Zdarzenie to traktuje się jako tzw. freeze-out, otrzymując pewną hiperpowierzchnię dla której temperatura równa jest pewnej temperaturze krytycznej (T freeze-out)
- Do hiperpowierzchni otrzymanej dla takiej temperatury stosuję się tzw. recepturę Coopera i Frye'a. Posługując się tą procedurą otrzymuje się rozkłady dla danego (i-tego) rodzaju cząstek

$$E\frac{dN}{d^3p} = \int_\Sigma f(x,p,t)p\cdot d\sigma(x)$$
$$= \frac{d}{(2\pi)^3}\int_\Sigma \frac{p\cdot d\sigma(x)}{\exp\left[(p\cdot u(x)-\mu(x))/T(x)\right]\pm 1},$$

E – energia; p – pęd; f – przestrzeń fazowa; u – cztero-prędkość;
$d\sigma$ – wektor prostopadły do elementu hiperpowierzchni; μ – potencjał chemiczny;
d – czynnik degeneracyjny (=3 dla pionów); T – temperatura freeze-out

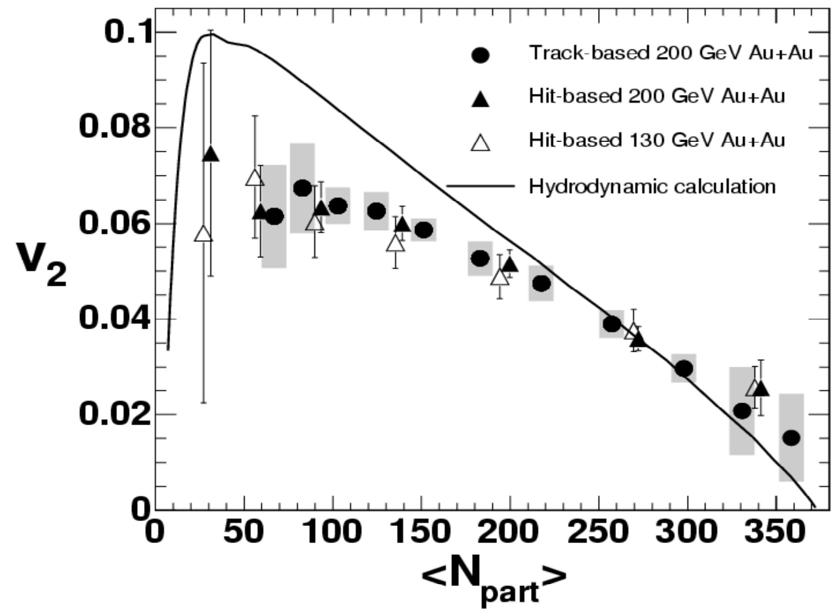
Wypływ eliptyczny

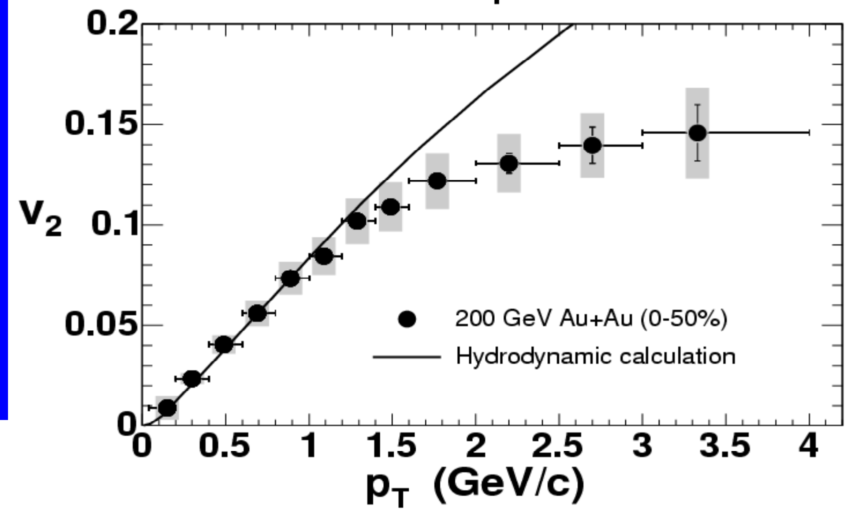
PHOBOS: Au+Au $\sqrt{s_{NN}}$=200 GeV

$v_2 > 0$

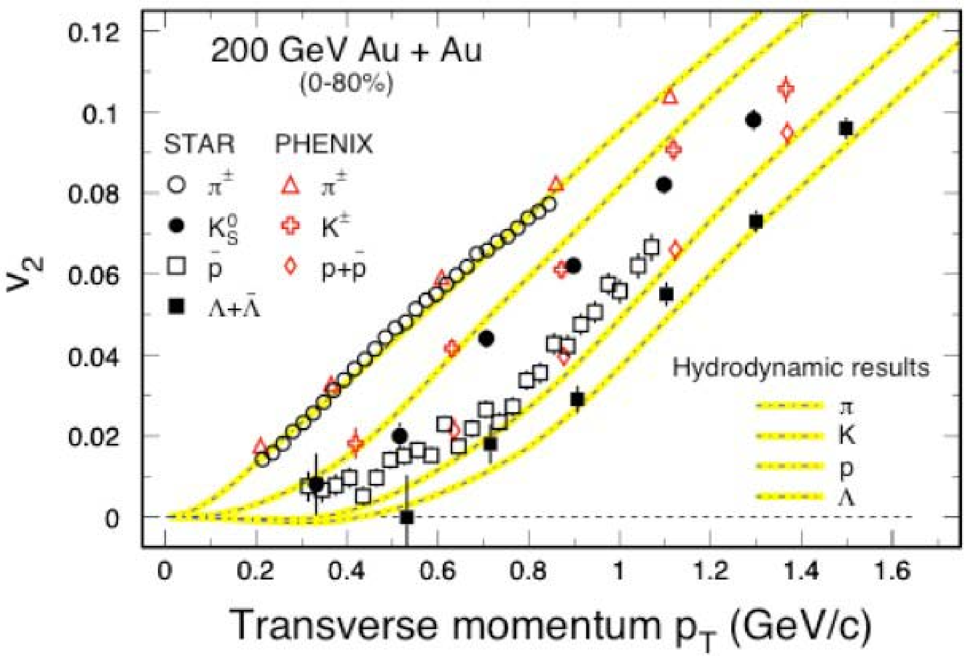
→ Silne oddziaływania między cząstkami we wczesnym etapie ewolucji systemu

Po raz pierwszy przy energiach akceleratora RHIC współczynnik anizotropii jest poprawnie opisany przez modele hydrodynamiczne, zakładające idealny przepływ, lepkość=0 (mfp=0)!!





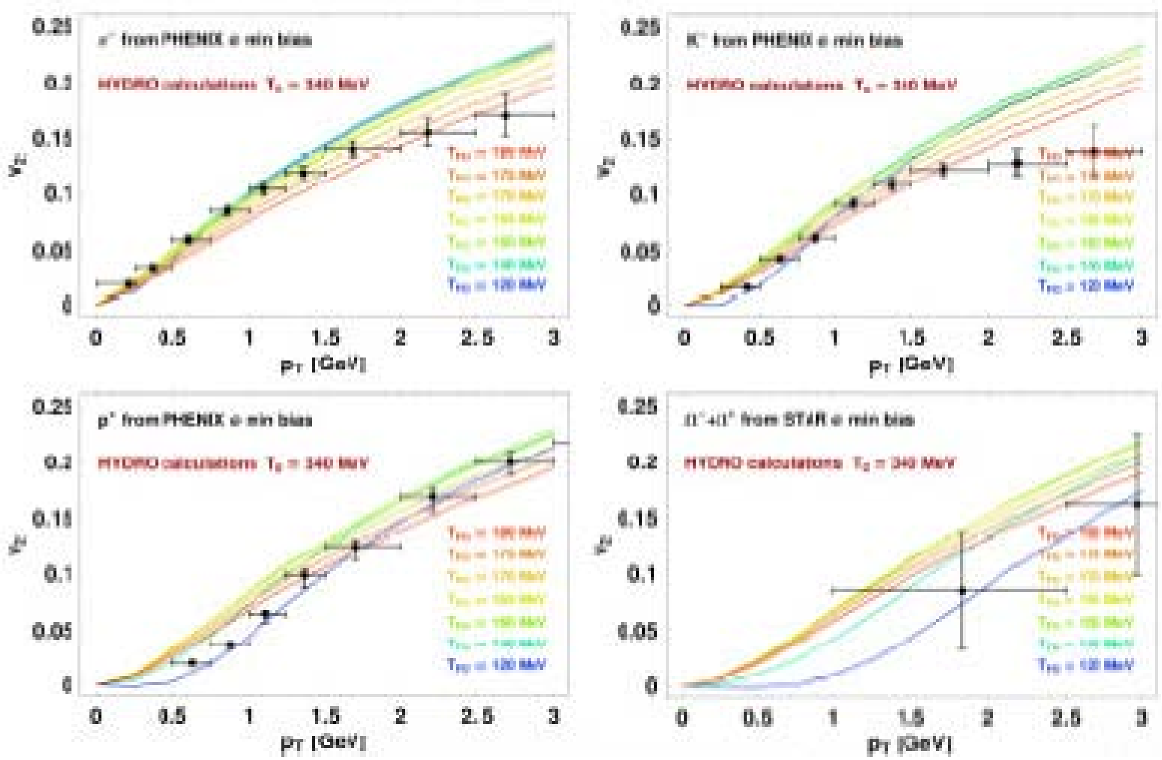
Eliptyczny wypływ – zależność od p_T



Hydrodynamika dobrze opisuje dane dla różnych cząstek przy małych pędach poprzecznych.

To daje silny argument, że nowy stan materii kreowany w zderzeniach ciężkich jonów przy energiach akceleratora RHIC jest silnie-sprzężoną plazmą kwarkowo-gluonową z bardzo szybko ustaloną równowagą termodynamiczną.

Krakowski model hydrodynamiczny

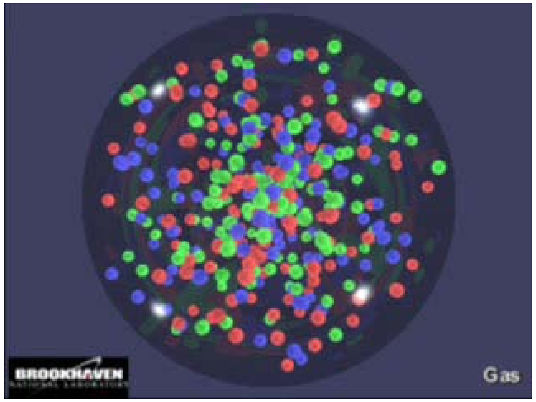


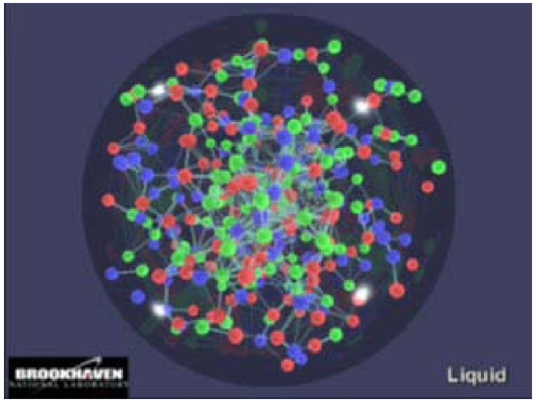
W. Florkowski, M. Chojnacki

Podsumowanie

Zgodność zmierzonych asymetrii azymutalnych z rachunkami 'idealnej' hydrodynamiki, to silny argument, że nowy stan materii kreowany w zderzeniach ciężkich jonów przy energiach akceleratora RHIC jest silnie-sprzężoną plazmą kwarkowo-gluonową , o właściwościach zbliżonych do idealnej cieczy, z bardzo szybko ustaloną równowagą termodynamiczną.

Oczekiwano 'gaz'→





Znaleziono ←'ciecz'