Katarzyna Grebieszkow

Wydział Fizyki Politechniki Warszawskiej Zakład Fizyki Jądrowej Pracownia Reakcji Ciężkich Jonów

"Fizyka zderzeń ciężkich jonów" semestr letni 2024/2025

Wykład 12

Fluktuacje dynamiczne (niestatystyczne) i korelacje (krotność cząstek, stosunki cząstek, pęd poprzeczny, etc.).

Dotychczasowe wykłady pokazały, że w fizyce zderzeń ciężkich jonów bardzo często stosuje się podejście statystyczne (termodynamiczne), ale rozważmy sytuację ...

Człowiek z psem na spacerze Statystycznie mają po trzy nogi



Wniosek: nie w każdej sytuacji podejście statystyczne ma sens!



"Mocno wyidealizowane" przykłady fluktuacji niestatystycznych

Fluktuacje <u>niestatystyczne</u> (nazywane często również dynamicznymi) = wszystkie fluktuacje minus fluktuacje statystyczne (liczba cząstek ≠ ∞)

Fluktuacje niestatystyczne mogą występować w:

1. Charakterystykach kinematycznych produkowanych cząstek (p_{τ} , kąt azymutalny, energia, etc.)

2. **Charakterystykach globalnych** (średni pęd poprzeczny, krotność cząstek, stosunki krotności cząstek)

Mogą objawiać się **np.** jako:

1. Nieusprawiedliwione statystycznie maksima (piki) w rozkładach

2. Poszerzone rozkłady w stosunku do przewidywań bez fluktuacji niestatystycznych (np. rozkład średniego pędu poprzecznego w przypadku porównany do takiego samego rozkładu ale z przypadków tzw. "mieszanych") Duże <u>niestatystyczne</u> (dynamiczne) fluktuacje mogą być np. sygnaturą QGP (szczegóły za chwilę)

Ale interesujące nas niestatystyczne (dynamiczne) fluktuacje muszą być oddzielone od dominujących fluktuacji statystycznych lub/i geometrycznych

Zaproponowano wiele metod w tym metody oparte o analizy przypadek po przypadku (event-by-event) – metody te pozbywają się wkładu od fluktuacji statystycznych i często również geometrycznych i pozostawiają samą część związaną z dynamiką zderzeń – czyli to co nas interesuje

Metody **event-by-event** (z samej nazwy) porównują jak dana charakterystyka np. średni pęd poprzeczny, K/ π , krotność ujemnych, etc, zmienia się między kolejnymi przypadkami (zderzeniami)

a) próbka z podobnymi zderzeniami – małe/zerowe fluktuacje 'e-by-e'

b) próbka z różnymi typami zderzeń (np. QGP powstaje tylko w niektórych zderzeniach a w innych nie) – duże fluktuacje 'e-by-e' (dynamiczne)

Po co badać fluktuacje?

I. Mogą być sygnaturą uwolnienia (onset of deconfinement)

Blisko przejścia fazowego równanie stanu (EOS) zmienia się gwałtownie i może to spowodować <u>zmiany</u> różnego typu fluktuacji (w funkcji energii)

II. Mogą pomóc zlokalizować punkt krytyczny silnie oddziałującej materii

Analogia do krytycznej opalescencji – zwiększone fluktuacje blisko punktu krytycznego





Rozpraszanie światła lasera na fluktuacjach gęstości ośrodka (University of Cambridge); http://www.msm.cam.ac.uk/doitpoms/tlplib/solid-solutions/videos/laser1.mov

Po co badać fluktuacje dynamiczne

(przy wykorzystaniu metod event-by-event)?

I. Zbliżamy się do granicy zmiany faz...

 Zwiększamy energię zderzenia; stan początkowy (tuż po zderz.) coraz bardziej zbliża się do granicy faz. W pewnym momencie (b. blisko granicy) może być tak, że w danej próbce zderzeń tylko w niektórych była tworzona QGP a w innych jeszcze nie. Zwiększamy energię...



Charakterystyki tych dwóch **rożnych grup (klas) przypadków** (*plasma events & normal events*) mogą być różne → zwiększone fluktuacje event-by-event (dynamiczne) dla systemów blisko przejścia fazowego



2. Może być też tak, że **QGP** jest **tworzona** tylko **w jakimś procencie objętości systemu** i ten procent może się zmieniać od przypadku do przypadku

3. Przy przejściu 1. rodzaju mamy fazę mieszaną z koegzystencją dwóch faz hadronowej i partonowej (uwaga na wyjątki: np. w fazie mieszanej AB fluktuacje krotności mogą być większe niż fluktuacje w A i B osobno ale już np. fluktuacje T powinny spaść bo dla fazy mieszanej T=const. z definicji) Uwaga: niestety efekty hadronizacji i oddziaływań w stanie końcowym mogą rozmyć potencjalny efekt pochodzący od QGP

II. ... hadronizujemy oraz <u>wymrażamy</u> blisko punktu krytycznego QCD

Zwiększone fluktuacje dynamiczne np. w średnim p_T i N (krotność) dla systemów hadronizujących i <u>wymrażających</u> blisko punktu krytycznego (przyp. w punkcie krytycznym przejście fazowe II rodzaju)

Z wykładów 8 i 9 wiemy, że po diagramie fazowym można poruszać zmieniając energię lub/i rozmiar systemu (fity w HGM, F. Becattini i inni, PR C73, 2006, 044905) i dlatego:

Niemonotoniczna zależność fluktuacji w średnim p_T, N, etc. w funkcji kontrolnych parametrów takich jak energia, centralność, rozmiar zderzanych jonów może pomóc zlokalizować tzw. secondorder critical end-point, o ile jest to punkt (obszar) w którym wymrażamy. M. Stephanov, K. Rajagopal, E. V. Shuryak, Phys. Rev. D60, 114028, 1999 czerwone kwadraty – dane SPS (wymr. chemiczne)



Schemat(!) fluktuacji dynamicznych w funkcji energii i rozmiaru systemu; wzmocnione fluktuacje w związku z istnieniem punktu krytycznego Fluktuacje w pobliżu punktu krytycznego (CP, CEP) są w analogii do fenomenu tzw. **krytycznej opalescencji** obserwowanej w większości cieczy (woda też)

Opalescencja krytyczna – rozpraszanie światła zachodzące na fluktuacjach gęstości ośrodka. W pobliżu stanu krytycznego opalescencja krytyczna narasta. Zjawisko to wynika ze wzrostu wielkości **fluktuacji gęstości**

Jeśli płyn ochładza się ale tak, że przechodzi blisko punktu krytycznego zmienia się z przeźroczystego w opalescentny i znowu w przeźroczysty jeśli odpowiednio zbliżamy się a następnie przekraczamy punkt krytyczny. To niemonotoniczne zachowanie jest z powodu rozpraszania światła na długozasięgowych fluktuacjach gęstości

W fizyce zderzeń ciężkich jonów: <u>niemonotoniczna</u> zależność fluktuacji dynamicznych w funkcji kontrolnych parametrów takich jak energia, centralność, rozmiar zderzanych jonów pojawi się wtedy, gdy zmiany tych parametrów powodują, że punkt wymrożenia jest dalej, bliżej i znowu dalej od punktu (obszaru) CP

Dodatkowo pamiętamy, że punkt krytyczny może być raczej obszarem krytycznym – dogodne z eksperymentalnego punktu widzenia

Liquid at the Critical Point



Cyclohexane-Aniline

W okolicy punktu krytycznego: długozasięgowe fluktuacje w gęstości barionowej (potwierdzane również przez obliczenia na sieciach)



Jeśli efekt punktu krytycznego rozciąga się na obszar krytyczny o $\sigma(\mu_B)$ i $\sigma(T)$ to nie musimy "celować" b. dokładnie w CP



quark number susceptibility: $\chi_q \equiv \partial n_q / \partial \mu_q$, T₀ – temperatura krytyczna dla $\mu_q = 0$ ($\mu_B = 3\mu_q$)

Fluktuacje gęstości barionowej (χ_q/T^2) mają maksima powyżej pewnych wartości μ_q . Jest to znak tego że fluktuacje rosną w miarę zbliżania się do punktu krytycznego (CP) w płaszczyźnie (μ ,T)

Rys. C. R. Allton, PR D68, 014507 (2003) oraz C. R. Allton et al. Nucl. Phys. B Proc. Suppl. 141 (2005) 186-190



Podobne wyniki uzyskiwane były w ramach obliczeń na sieciach przez różnych autorów

Rys. górny: C. R. Allton et al. Phys. Rev. D68, 014507 (2003) oraz C. Miau and C. Schmidt, PoS (LATTICE 2007) 175

light quark number density fluctuations (susceptibility) from a two-flavour lattice calculation

Rys. dolny z arXiv:0909.0601 oraz arXiv:0807.1610

Lattice calculations show change in quark number susceptibilities



Karsch, PoS CPOD07, 026 and PoS Lattice 2007, 015

Direct connection to number fluctuations $\chi \sim \left< N^2 \right>$

Step seen for light and strange quarks

Smooth transition at $\mu_{\rm B} = 0$

Light quark number susceptibility diverges at the critical point

Light and strange quark susceptibility from a 3flavour lattice calculation at baryochemical potential $\mu_B = (3\mu_q) = 0, T_c, \text{ and } 2T_c$ Czyli:

1. Granicy przejścia fazowego szukamy badając zależność fluktuacji dynamicznych od energii

2. Punktu krytycznego szukamy badając zależność od energii lub/i rozmiaru systemu (jeden z bardzo ważnych punktów programu NA61/SHINE \rightarrow wykład 8, 9)

Rys. M. Gaździcki – Osiągnięcie granicy przejścia fazowego (lewy) oraz hadronizacja i wymrażanie blisko punktu krytycznego (prawy)



Uzupełnienie dotyczące poszukiwania punktu krytycznego

Punkt krytyczny znajduje się (z definicji) na granicy faz (koniec szarej, grubej linii – pop. strona)
Przy poszukiwaniu CR interesuis pos przypadak adv system badronizuje (OCR - badrony)

• Przy poszukiwaniu CP interesuje nas przypadek gdy system hadronizuje (QGP \rightarrow hadrony) blisko punktu krytycznego

Przewidziano teoretycznie (Phys. Rev. D60, 114028 (1999)), że fluktuacje z powodu CP będą widoczne wtedy gdy dodatkowo system wymraża się blisko CP – maksimum efektu oczekujemy jeśli praktycznie nie ma fazy hadronowej przed wymrożeniem tzn. punkt hadronizacji jest identyczny z punktem wymrażania (CP ≈ hadronizacja ≈ wymrażanie)
Dane jednak sugerują, że im większy system (A) tym dłuższa jest faza hadronowa przed wymrożeniem chem. (T wymrażania spada ze wzrostem A). Aby więc zbliżyć punkt wymraż. chem. do punktu hadronizacji (a więc i do CP) trzeba badać systemy małe (ale nie za małe aby działała termodynamika) → program NA61/SHINE (skan z energią dla lżejszych systemów)



Hipotetyczne punkty wymrożenia chemicznego obliczone z parametryzacji w F. Becattini at al., Phys. Rev C73, 044905 (2006) niebieskie punkty – istniejące dane (NA49) Uwaga: to czy punkty wymr. chem. dla p+p (lub b. lekkich jonów) w ogóle powinny znaleźć się na diagramie fazowym nie jest takie oczywiste. <u>Do niedawna</u> uważano, że ciężko tu mówić o osiąganiu równowagi systemu a dla p+p nawet o istnieniu jakiegokolwiek systemu po zderzeniu (cząstki praktycznie natychmiast się rozlatują)

Co powoduje niezerowe <u>fluktuacje dynamiczne</u> (mierzone przy użyciu metod typu przypadek po przypadku)

Zmiany/fluktuacje charakterystyk od przypadku do przypadku:

- fluktuacje z powodu istnienia różnych klas przypadków (np. zderzenia z i bez QGP w tej samej próbce zderzeń)
- fluktuacje energii zdeponowanej na produkcję cząstek. <u>Idea:</u> początkowa gęstość energii może zmieniać się od przypadku do przypadku (e-by-e) i to powoduje fluktuacje różnych parametrów termodynamicznych np. fluktuacje temperatury (T), ciśnienia, entropii, dziwności, składu cząstek (np. K/π) od przypadku do przypadku

Dwucząstkowe korelacje wewnątrz tego samego przypadku (stat. kwantowe: Bose-Einstein i Fermi-Dirac, Coulomb, rozpady rezonansów) ale liczba par cząstek/rezonansów też może się zmieniać od przypadku do przypadku

Inne międzycząstkowe korelacje (wiele cząstek) wewnątrz tego samego przypadku (kolektywny przepływ, produkcja jetów i mini-jetów, korelacja średnie p_τ czyli M(p_τ) vs. N w N+N), ale krotność, liczba dżetów może się zmieniać od przypadku do przypadku

Dlatego też b. często zmienne mierzące flukt. dynam. (e-by-e) nazywa się *correlation measures* – bo mierzą również korelacje między cząstkami a nie tylko potencjalne różnice między przypadkami

Trywialne fluktuacje geometryczne np. fluktuacje parametru zderzenia od przypadku do przypadku / liczby partycypantów (ale większość metod z lepszym lub gorszym skutkiem stara się tego akurat pozbyć poprzez odpowiednie zdef. zmiennej korelacyjnej), akceptancja detektora

Efekty praw zachowania (energii, pędu, ładunku, liczby barionowej i dziwności)

Bardzo istotna uwaga:

Tutaj w wykładzie zdefiniowano:

fluktuacje = fluktuacje statystyczne + fluktuacje dynamiczne (niestatystyczne)

Czyli do fluktuacji dynamicznych zaliczono wszystkie wymienione na pop. stronie

Ale ciężko się nie zgodzić, że np. efekty detektorowe nie mają nic wspólnego z dynamiką

Dlatego czasami definiuje się: fluktuacje niestatystyczne = <u>fluktuacje dynamiczne</u> + fluktuacje geometryczne (wraz z efektami akceptancji detektora)

W niektórych źródłach fluktuacjami dynamicznymi nazywa się tylko potencjalne efekty związane z QGP (np. fluktuacje gęstości energii przy przejściu fazowym I rodzaju, fluktuacje w punkcie krytycznym – przejście II rodzaju) a efekty typu BE, flow, jety traktuje się jako "znane efekty fizyczne"

My zwykle trzymać się będziemy ustalonej na początku konwencji tj. fluktuacje = fluktuacje statystyczne + fluktuacje dynamiczne (niestatystyczne) fluktuacje dynamiczne = efekty QGP, BE, flow, jety, rezonanse, geometria, etc.

pamiętając przy tym co kryje się za słowem "dynamiczne"

Przypadki mieszane (*mixed events*) – jako referencja do przypadków rzeczywistych

 Konstruowane na podstawie przypadków rzeczywistych tj. krotności cząstek, rozkłady krotności, rozkłady inkluzywne (np. p_τ, kąt) takie same jak w rzeczywistych przypadkach

 W danym przypadku mieszanym każda cząstka pochodzi z innego przypadku rzeczywistego (czyli w jednym przypadku mieszanym nigdy nie znajdą się dwie cząstki które oryginalnie były w tym samym przypadku rzeczywistym)

To powoduje zabicie jakichkolwiek korelacji między cząstkami!

- Ale kształty rozkładów inkluzywnych np. pęd, pęd poprzeczny oraz rozkład krotności jest taki sam jak w danych
- Tak zdefiniowane <u>przypadki mieszane zawierają tylko fluktuacje</u> <u>statystyczne</u> więc są bardzo dobrą referencją przy szukaniu fluktuacji niestatystycznych (dynamicznych)
- Ten rodzaj mieszania stosuje się w wielu analizach fluktuacji typu e-by-e

Uwaga: taki rodzaj mieszania przypadków to zupełnie inna metoda niż ta używana np. w korelacjach HBT czy w wyznaczaniu tła kombinatorycznego do szukania cząstek krótkożyciowych (tam – całą listę cząstek jednego typu mieszało się z listą cząstek tego samego lub innego typu ale pochodzącą z innego rzeczywistego przypadku)

Event-by-event fluktuacje w stosunku krotności cząstek (tzw. fluktuacje chemiczne)

Stosunki krotności hadronów: charakteryzują kompozycję chemiczną fireballa; nie są zaburzone poprzez oddziaływania w stanie końcowym o ile patrzymy na wielkości zachowane (liczba barionowa, dziwność)

W każdym <u>pojedynczym przypadku</u> (zderzeniu) liczony jest stosunek K/ π (naładowane kaony do naładowanych pionów) i te liczby przedstawione są na histogramie (następna strona). To nie jest takie proste, bo:



Uwaga: to nie jest to samo co $\langle K \rangle / \langle \pi \rangle$ pokazujące strukturę "horn" (wykład 10) – tam uśrednione po przypadkach a <u>tu fluktuacje</u> czyli jak K/ π zmienia się między kolejnymi zderzeniami



← przykład histogramu K/π dla danych
 NA49 (Pb+Pb, top SPS)
 Jeśli punkty (dane) dają histogram
 szerszy niż przypadki mieszane (linia)
 to jest to sygnatura obecności
 fluktuacji dynamicznych

Jak tę różnicę w szerokościach II ilościowo oszacować?



Jak tę różnicę w szerokościach (histogram dla mieszanych i dla danych rzeczywistych) ilościowo oszacować? Liczymy σ dla rozkładu K/ π

relative width $\sigma = RMS / Mean \cdot 100 [\%]$ $\sigma_{data} = RMS_{data} / Mean_{data} \cdot 100 [\%]$ $\sigma_{mixed} = RMS_{mixed} / Mean_{mixed} \cdot 100 [\%]$

RMS – standardowe odchylenie

$$\sigma_{dyn} = \sqrt{\sigma_{data}^2 - \sigma_{mixed}^2}$$

Uwaga: uwzględniając, że rozkład dla danych może być węższy (a nie szerszy) niż rozkład dla przypadków mieszanych można zmodyfikować:

$$\sigma_{dyn} = \sqrt{\sigma_{data}^2 - \sigma_{mixed}^2} \quad \Rightarrow \quad \sigma_{dyn} = sign(\sigma_{data}^2 - \sigma_{mixed}^2)\sqrt{\left|\sigma_{data}^2 - \sigma_{mixed}^2\right|}$$

Uwaga: w przeciwieństwie do <u>uśrednionych</u> i poprawionych na akceptancję $\langle K \rangle / \langle \pi \rangle$ (wykład 10) tutaj w metodzie event-by-event NIE robi się poprawek akceptacyjnych

Zależność fluktuacji event-by-event w K/ π oraz p/ π od energii

3.5% najbardziej centralnych Pb+Pb



K/ π : dodatnie fluktuacje dynamiczne

Wzrost dla niskich energii SPS, nie odtwarzany przez UrQMD, HSD "łapie" trend ale NIE odtwarza wyższych energii SPS

NA49: PR C79, 044910 (2009) HSD: PR C79, 024907 (2009)



p/ π : ujemne fluktuacje dynamiczne

Odtwarzane przez modele hadronowe i zrozumiane jako korelacje z powodu rozpadów rezonansów nukleonowych

NA49: PR C79, 044910 (2009) HSD: J. Phys. G36, 125106 (2009)

Zależność fluktuacji event-by-event w K/p od energii Interesujący wynik. Powiązanie z OD (onset of deconfinement) jeszcze nieznane



K/p: fluktuacje dynamiczne zmieniają znak w okolicy OD (onset of deconfinement)

Ujemne plateau przy wyższych energiach SPS, skok do dodatnich wartości przy najniższych energiach SPS – zachowanie to nie jest opisywane przez modele hadronowe (UrQMD i HSD)

NA49: PR C83, 061902 (2011) [arXiv:1101.3250] HSD: J. Phys. G36, 125106 (2009)

Skalowanie fluktuacji w stosunku krotności cząstek

σ_{dyn} może być rozseparowane [PR C81, 034910 (2010)] na

- wyrażenie związane z siłą korelacji
- wyrażenie zależne wyłącznie od krotności

W przypadku niezmiennych np. w funkcji energii korelacji (niezmienna siła korelacji) oczekujemy:

$$\sigma_{dyn} \propto \sqrt{\frac{1}{\langle A \rangle} + \frac{1}{\langle B \rangle}} \qquad A, B = N_K, N_\pi, N_p, \dots$$



Zaproponowane skalowanie działa bardzo dobrze dla fluktuacji w K/ π oraz p/ π

Zmiana znaku dla fluktuacji K/p wyklucza jakiekolwiek proste skalowanie oparte o średnie krotności Powyższe skalowanie zakładało niezmiennicze korelacje ⇒ korelacje pomiędzy kaonami i

protonami muszą zmieniać się wraz z energią!

mult. scaling: Koch, Schuster PR C81, 034910 (2010); Schuster, arXiv:1107.1579

Porównanie wyników NA49 z wynikami STAR (BES)



p/π: zgodność między NA49 i STAR

ciemno zielone punkty – dane z Beam Energy Scan (BES) $7.7 < \sqrt{s_{_{NN}}} < 200 \text{ GeV}$

Wartości dla STAR przeliczone ze STAR $\nu_{\mbox{\tiny dyn}}$

 $\mathbf{v}_{dyn} \approx sgn(\sigma_{dyn})\sigma_{dyn}^2$

STAR (stare dane+BES): QM 2009 + QM 2011

Rys. T. Schuster, QM 2011



Stosunki krotności zawierające kaony (K/ π , K/p): inna zależność od energii dla NA49 i STAR; Dodatkowo wyniki BES K/ π są niżej niż te opublikowane przez STAR wcześniej

Przyczyna rozbieżności NA49/STAR została później odkryta. Główny jej wkład to różnice w akceptancji → zob. slajdy dodatkowe lub A. Rustamov, arXiv:1303.5671 oraz NA49, PR C89, 054902 (2014) [arXiv:1310.3428]



Obserwacje: zależność od energii fluktuacji e-by-e w stosunkach hadronów:

 p/π – odtwarzany przez modele hadronowe (SPS) zrozumiane jako wpływ rozpadu rezonansów K/ π – wzrost dla niskich energii (ale STAR nie potwierdza z powodu innej akcept.*)

Fluktuacje zarówno w K/π jak i p/π są odtwarzane w prostym modelu skalowania z krotnością zaakceptowanych w analizie cząstek

Ciekawy efekt we fluktuacjach chemicznych:

K/p – zmiana znaku (ale STAR nie potwierdza z powodu innej akcept.*)) która wyklucza skalowanie oparte o średnie krotności cząstek

^{*)} Uwaga: wyniki analiz fluktuacji stosunków cząstek w STAR były również funkcją czasu. Przykład: Fluktuacje p/ π dla 3 najwyższych energii STAR pierwotnie miały ujemne wartości (QM 2009), następnie σ_{dyn} (%) była rzędu +4 (T. J. Tarnowsky, WWND 2011), natomiast na QM 2011 wartości powróciły poniżej zera... Ważne: używana od wielu lat w kilku eksperymentach **zmienna** σ_{dyn} **nie jest zbyt dobrze skonstruowana tj. zależy od N**_w (\rightarrow patrz skalowania zmiennej σ_{dyn} z krotnościami). Obecnie "na rynku" dostępne są inne zmienne z których część to tzw. silnie intensywne zmienne, które w modelu superpozycji (np. model zranionych nukleonów) nie zależą od N_w oraz od fluktuacji N_w (w modelach termodynamicznych nie zależą od objętości oraz fluktuacji objętości systemu). Przykładem jest zmienna Φ . Jej badanie to badanie "prawdziwych" fluktuacji dynamicznych a nie fluktuacji związanych z geometrią

$$\Phi_{ij} = \frac{\sqrt{\langle N_i \rangle \langle N_j \rangle}}{\langle N_i \rangle + \langle N_i \rangle} \cdot \left[\sqrt{\Sigma[N_i, N_j]} - 1 \right]$$

$$\Sigma[N_i, N_j] = C_{\Sigma}^{-1} [\langle N_i \rangle \omega[N_j] + \langle N_j \rangle \omega[N_i] - 2(\langle N_i N_j \rangle - \langle N_i \rangle \langle N_j \rangle)]$$
$$C_{\Sigma} = \langle N_i \rangle + \langle N_j \rangle$$

← Dla niezależnej produkcji cząstek $\Phi_{i,j} = 0$ Silnie intensywna zmienna: w WNM $\Phi_{i,j}$ niezależna od N_w i fluktuacji N_w

Dodatkowo: zaproponowano później nową metodę poprawiania zmiennych fluktuacyjnych na efekty związane z nieidealną identyfikacją cząstek (tzw. metoda identyczności, identity method). W metodzie tej nie są wymagane skomplikowane fity event-by-event dE/dx (robi się jedynie globalny fit dE/dx czyli dla wszystkich cząstek ze wszystkich zderzeń). Nie jest również wymagane tworzenie przypadków mieszanych (jak dla zmiennej σ_{dyn}). Metoda ta pozwala obliczać różne zmienne fluktuacji chemicznych: Φ_{ij} , v_{dyn} , ω_i (skalowana wariancja rozkładu krotności) i wiele innych

Metoda identity: Gaździcki, Grebieszkow, Maćkowiak, Mrówczyński, PR C83, 054907 (2011); Gorenstein, PR C84, 024902 (2011); Rustamov, Gorenstein, PR C86, 044906 (2012)

Fluktuacje chemiczne przy użyciu Φ: p+p (NA61/SHINE) i centralne Pb+Pb (NA49)



• $\Phi_{\pi(p+\bar{p})}$ oraz $\Phi_{\pi+p}$ < 0 najprawdop. z powodu zasady zachowania pędu i rozpadów rezonansów (PR C70, 064903 (2004)). Podobna tendencja dla NA61 p+p i NA49 Pb+Pb

• W p+p $\Phi_{\pi K}$ > 0 prawdopodobnie z powodu zasady zachowania dziwności ($\Phi_{\pi+K+}$ bliskie 0

potwierdza tę interpretację). Dla p+p $\Phi_{\pi \kappa}$ trochę wzrasta z energią; taki efekt nie widoczny dla Pb+Pb

• Bardzo słaby wzrost $\Phi_{(p+\bar{p})K}$ z energią w p+p (dla Pb+Pb spadek ale znacznie słabszy niż dla zmiennej σ_{dyn} !!) (część z wysokimi pędami usunięta z NA49 Pb+Pb). Dla obu systemów $\Phi_{(p+\bar{p})K}$ przecinają zero przy pośrednich energiach SPS. Brak zal. od energii dla Φ_{pK+}

• Końcowe wyniki dla p+p ale w zmiennej Σ w pracy NA61/SHINE, Eur. Phys. J. C 81 (2021) 5, 384 [arXiv:2009.01943]; zmienna Φ pokazana w arXiv:2009.01943v1



Opis użytej akceptancji: https://edms.cern.ch/document/1237791/1

Rys. KG (NA61), PoS CPOD2013 (2013) 004

Event-by-event fluktuacje w średnim pędzie poprzecznym (na przypadek)

Średni pęd poprzeczny jest powiązany z temperaturą systemu. Fluktuacje w średnim p_{τ} mogą być wrażliwe m.in. na fluktuacje temperatury

Można patrzeć na histogramy średniego pędu poprzecznego w przypadku $M(p_T)$ i porównywać dane z przypadkami mieszanymi. Tak się też robi ale jeśli fluktuacje dynamiczne są bardzo małe to ciężko cokolwiek zobaczyć i byłaby to mało dokładna metoda dlatego wprowadza się różne zmienne (np. Φ_{PT}) które tę "ilość" fluktuacji dynamicznych obliczą



Rozkłady średniego pędu poprzecznego M(p_⊤) (wszystkie naładowane) dla danych i przypadków "mieszanych" – dane top SPS, NA49

Porównanie dla danych i sztucznie generowanych przypadków "mieszanych" (tylko fluktuacje statystyczne). Odstępstwa = fluktuacje dynamiczne w systemie

Inna metoda pomiaru fluktuacji dynamicznych w średnim p₋

oparta na analizie przypadek po przypadku (event-by-event)

Zmienna korelacyjna $\Phi_{_{PT}}$

 $(\Phi_{_{PT}} \text{ correlation measure})$

 $Φ_{PT}$ = wszystkie fluktuacje - fluktuacje

statystyczne = fluktuacje dynamiczne ale pozbywa się niektórych efektów flukt. geometrycznych (np. flukt. parametru zderzenia) bo:

• jeśli A+A jest superpozycją niezależnych N+N $\Rightarrow \Phi_{_{PT}} (A+A) = \Phi_{_{PT}} (N+N)$

• jeśli system składa się z cząstek emitowanych niezależnie od siebie (żadnych międzycząstkowych korelacji) $\Rightarrow \Phi_{_{PT}} = 0$ (np. równowaga systemu)

Dla pojedynczej cząstki: $z_{p_T} = p_T - \bar{p_T}$ $\bar{p_T}$ - uśrednienie po jednocząstk. rozkł. inkluzywnym Zmienna dla danego przypadku $Z_{p_T} = \sum_{i=1}^{N} (p_{T_i} - \bar{p_T})$ gdzie sum. przebiega po cząstkach w danym przypadku Ostatecznie $\Phi_{p_T} = \sqrt{\frac{\langle Z_{p_T}^2 \rangle}{\langle N \rangle}} - \sqrt{z_{p_T}^2}$ $\langle \dots \rangle$ - uśrednienie po przypadkach



 Φ_{PT} <u>mierzy magnitudę fluktuacji</u> <u>dynamicznych</u> ale brak informacji o ich źródle (np. czy fluktuacje temperatury, korelacje BE, korelacje z powodu flow, etc.). Do znalezienia pochodzenia fluktuacji – korelacje dwucząstkowe w zmiennej 'x', dla zainteresowanych: Phys. Rev. C70, 034902 (2004) lub slajdy dodatk.



Uwaga: każda z tych zmiennych (magnituda fluktuacji dynamicznych którą mierzą) <u>zależy</u> (i to różnie zależy) od różnych czynników m.in. akceptancja detektora (np. szerokość przedziału rapidity), rozdzielczość rekonstrukcji śladów, często również centralność

Dlatego też porównywanie <u>magnitudy</u> fluktuacji dynamicznych (nawet używając tej samej zmiennej) między różnymi eksperymentami z różną akceptacja np. w kącie azymutalnym lub co gorsza w różnych przedziałach rapidity (mid-rapidity oraz forward-rapidity) nie ma większego sensu.... Mimo tego takie rysunki też się pojawiają **Wyniki** – zależność Φ_{PT} od rozmiaru systemu (dane NA49 przy top SPS)

- Użyte dane: p+p, C+C, Si+Si oraz 6 centralności Pb+Pb przy energii 158 GeV/nukleon pocisku (top SPS)
- Naładowane cząstki pochodzące z przedniego obszaru pośpieszności 4.0 < y_π < 5.5 (czyli 1.1 < y^{*}_π < 2.6) oraz 0.005 < p_τ < 1.5 GeV/c (założona masa pionu przy liczeniu rapidity, bez identyfikacji cząstek), ograniczona akc. w kącie azymut.



Zmienna $\Phi_{_{PT}}$ – znacząca **niemonotoniczna zależność** $\Phi_{_{PT}}$ **od rozmiaru systemu** (dla wszystkich trzech kombinacji ładunkowych

Niezgodność z modelem superpozycji (tam takie samo Φ_{PT} dla A+A i N+N) oraz z

modelem większej równowagi dla A+A w porównaniu z N+N (wtedy byłaby niezerowa wartość dla p+p która malałaby dla centralnych A+A w wyniku osiągania równowagi poprzez wtórne oddziaływania)

Pierwszy eksperyment na świecie który zaobserwował niemonotoniczną zależność od rozmiaru systemu!

Punkt krytyczny?? Jeszcze do tego wrócimy na dalszych slajdach ...

Porównanie danych NA49 (top SPS) z modelem strunowym HIJING Czarne linie (HIJING) – takie same cięcia kinematyczne jak NA49, kąt azymutalny ograniczony jak w NA49 Szare linie (HIJING) – takie same cięcia kinematyczne jak NA49, kąt azymutalny pełen (płaski rozkład) w przeciwieństwie do NA49 (przy okazji widać – por. szarej i czarnej linii - jak ograniczona akceptancja, tu w kącie azymutalnym, może wpływać na mierzone wartości)



W modelu HIJING brak zależności od rozmiaru systemu bo w modelu A+A = superpozycja niezależnych N+N a w takim przypadku Φ_{PT} powinno być takie same dla wszystkich systemów

Co na to inne eksperymenty?

Inne eksperymenty: $\sigma_{pT, dyn}$, $\Delta \sigma_{pT}$, Σ_{pT} , F_{pT} , Σ_{pT} (%) – można przeliczać na Φ_{PT} ale nie muszą mieć własności Φ_{PT} . Dodatkowo zależność zmiennych flukt. od cięć kinematycznych i akceptacyjnych (dlatego najlepsze są porównania wewnątrz tego samego eksperymentu)



STAR przy RHIC

(min. bias Au+Au, $\sqrt{s_{_{NN}}} = 130 \text{ GeV}$), mid-rapidity, pełen kąt azymutalny

CERES przy SPS (158A GeV, Au+Pb), *mid-rapidity, pełen kąt azymutalny*; zależność od centralności. Analizy zrobiono również dla 40A i 80A GeV (nie pokazane na rys., ale podobna magnituda Φ_{pT})



 $F_{pT}(\%)$ – procentowa różnica standardowego odchylenia rozkładu $M(p_T)$ dla danych i przypadków "mieszanych"

PHENIX przy RHIC

min. bias Au+Au, √s_{NN} = 200 GeV, *mid-rapidity, ograniczony kąt azymutalny*





Dlaczego? Przecież punkty wymrożenia chemicznego dla top SPS i top RHIC są dość mocno oddalone od siebie na diagramie fazowym. Więc jeśli przyjąć, że niemonotoniczne zachowanie to być może punkt krytyczny przy SPS to co obserwujemy przy top RHIC??

Możliwe wyjaśnienie niemonotonicznej zależności fluktuacji w średnim p_T przy RHIC: jety + tłumienie jetów (patrz też wykład 13)

Obserwacja: PHENIX i CERES obserwują większy wkład do fluktuacji dynamicznych w p_T przy wyższych p_T. Jety jako źródło korelacji?

(MeV/c) Przekrój czynny na produkcje NA49 Preliminary jetów w SPS 100 200 300 <N dużo mniejszy: brak interpretacji (MeV/c) dla C+C i Si+Si 60 w NA49 \Rightarrow ten 0^{±40} model wyjaśnia jedynie dane 20 przy RHIC STAR 0 100 200 300 Ф_г (MeV/c) 5 PHENIX 0 N_{part} 400 200 100 300

Jety dostarczają cząstek o wysokim p_T **skorelowanych** w pędzie poprzecznym (to podnosi wartości zmiennych korelacyjnych)

PHENIX: symulacja "miękkich"
procesów z odtworzeniem rozkładów
p_T i N + jety z modelu PYTHIA
a) taki sam procent jetów bez
względu na centralność (kreskowane)
b) ilość jetów dla bardziej
centralnych A+A zmniejszona
zgodnie z hipotezą "tłumienia" jetów w
gęstej materii jądrowej (ciągła linia)



Efekt gaszenia jetów (ang. "*jet quenching*") w centralnych A+A czyli w gęstej materii (QGP) Podsumowując: niemonotoniczna zależność fluktuacji w średnim pędzie poprzecznym w funkcji rozmiaru zderzanego systemu może być:

Przy SPS – z powodu hadronizacji i wymrażania blisko p. kryt. (CP)
 Przy RHIC – z powodu produkcji jetów i ich tłumienia wzrastającego przy przejściu do najbardziej centralnych danych A+A

Jak na razie poza potencjalnym punktem krytycznym nie ma żadnych zadowalających wyjaśnień tego zachowania przy SPS (i to nas cieszy → program NA61/SHINE)

1. Próbowano sprawdzić (Phys. Rev. C70, 034902 (2004)) czy nie jest to np. flow (analizy w NA49, CERES, STAR, PHENIX) bo flow zachowuje się podobnie (brak dla p+p, duże wartości dla peryferycznych A+A i małe dla centralnych A+A). Symulacje Monte Carlo z odtworzeniem flow w NA49 – odpowiedź negatywna, otrzymane duże wartości Φ_{PT} dla peryferycznych Pb+Pb <u>nie</u> są z powodu flow

2. Korelacje Bose-Einsteina (ogólnie krótkozasięgowe) również nie wyjaśniają i mają wpływ na wartości $\Phi_{_{PT}}$ jedynie dla najbardziej centralnych danych

3. Efekt fluktuacji temperatury (od przypadku do przypadku) również nie wyjaśnia danych (Phys. Rev. C70, 034902 (2004))

A co z zależnością fluktuacji dynamicznych w pędzie poprzecznym od energii?


Wyniki cd. – zależność $\Phi_{_{PT}}$ od energii (dane NA49 przy SPS)

- 7.2% najbardziej centralnych Pb+Pb przy pędach wiązki 20A, 30A, 40A, 80A i 158A GeV/c $\Rightarrow \sqrt{s_{_{NN}}}$ = 6.27, 7.62, 8.73, 12.3 i 17.3 GeV
- Dodatkowe cięcie: $y_{p}^{*} < y_{beam}^{*} 0.5$ (pozbycie się obszaru spektatorów pocisku)
- Wszystkie cząstki naładowane z forward-rapidity 1.1 < y_π* < 2.6 (założona masa pionu) oraz 0.005 < p_τ < 1.5 GeV/c



Brak znaczącej zależności Φ_{DT} od energii

to nas cieszy już znacznie mniej...

- Brak oczekiwanych efektów/anomalii związanych ze zbliżaniem się do granicy przejścia fazowego (Φ_{ρτ}nie jest na to wrażliwe ? Hadronizacja, oddział. rozmyły efekt?)
- Żadnych sygnatur wymrażania blisko punktu krytycznego (punkt krytyczny może być gdzie indziej → patrz zal. od rozmiaru systemu oraz program NA61/SHINE)
- Dane odtwarzane przed model UrQMD

Co na to inne eksperymenty?



<u>Przy SPS</u> (porównanie CERES i NA49): słaba (jeśli w ogóle) zależność Φ_{nT} od energii

Uwaga: <u>ilościowe</u> porównanie NA49 i CERES praktycznie niemożliwe bo inna akceptancja w obu eksperymentach (NA49: forward-rapidity, ograniczony kat azymutalny, CERES: mid-rapidity, pełna akceptancja w kącie azymutalnym) CERES: Nucl. Phys. A727, 97 (2003)

Porównanie RHIC z SPS (STAR i CERES): silny wzrost Φ_{pT} od energii top SPS do energii RHIC prawdopodobnie z powodu zwiększonej z energią produkcji (mini-)jetów STAR: J. Phys. G33, 451 (2007)

STAR: najbardziej centralne dane z i bez poprawek na SSC (HBT, Coulomb). Na rys. dane CERES zostały <u>ekstrapolowane</u> liniowo do akceptancji STAR Uwaga: na osi pionowej Φ_{pT} lub $\Delta \sigma_{ptn}$. Przy SPS nie ma znaczących różnic między Φ_{pT} i $\Delta \sigma_{ptn}$ a przy RHIC jedynie kilka procent różnicy

Podsumowując: inne eksperymenty badając zal. flukt. dyn. w p_{τ} od energii również nie widzą efektów granicy przejścia fazowego lub/i punktu krytycznego

Event-by-event fluktuacje w krotności cząstek



a my szukamy odstępstw czyli dynamicznych (np. prawy rys.)

Przewiduje się, że dla wybranej do tej analizy akceptancji NA49 (forward-rapidity) przy najw. energii SPS fluktuacje w pobliżu punktu krytycznego (obliczenia inspirowane QCD) powinny powiększyć skalowaną wariancję o około $\Delta \omega = 0.2$ dla wszystkich naładowanych cz. (czyli obser. $\omega = 1+0.2$) i około $\Delta \omega = 0.1$ dla cząstek jednego znaku (Phys. Rev. D60, 114028, 1999 and private communication 2009). Uwaga: to przewidywania dla bardziej realistycznego $\xi = 3$ fm bo dla $\xi = 6$ fm byłyby 4x wyższe

Jest jednak "mały" problem:

Fluktuacje w krotności są bardzo wrażliwe na fluktuacje geometrii zderzenia (fluktuacje 'b', liczby partycypantów) i dlatego spora część mierzonej eksperymentalnie wartości ω może być z powodu fluktuacji geometrycznych

Wyniki – zależność fluktuacji w krotności (ω) od centralności (dane NA49 przy top SPS) NA49, PR C75, 064904 (2007) [nucl-ex/0612010]



Cząstki pochodzące z przedniego obszaru pośpieszności 1.1 < y_{π}^* < 2.6, ograniczona akc. w kącie azymut.

 ω w funkcji <u>ustalonej</u> liczby partycypantów z pocisku N_p^{part} (cięcie na energię mierzoną przez kal. VETO, ale brak ograniczeń na liczbę partycypantów tarczy)

Zmienna () – maksimum dla najbardziej peryferycznych danych Pb+Pb

Punkt krytyczny?? Ale uwaga: tu tylko część sygnału może pochodzić od CP a duży procent w dalszym ciągu od fluktuacji geom. (liczby part. tarczy) Uzupełnienie:

Skalowana wariancja rozkładu krotności jest b. wrażliwa na fluktuacje geometrii zderzenia (fluktuacje 'b' – centralności) ale to jest oczywisty efekt który nas nie interesuje. Na rys. (pop. strona) większość efektu może pochodzić od tych fluktuacji. Ile (o ile w ogóle) od potencjalnego punktu krytycznego – ciężko określić

Żeby wydzielić interesujący nas efekt (fluktuacje dynamiczne np. z powodu QGP, CP) potrzebujemy precyzyjnej kontroli fluktuacji geometrycznych

czyli np. w NA49 wybieranie przypadków z **ustaloną** liczbą partycypantów pocisku N_p^{proj} (w NA49 mierzone w kalorymetrze VETO)

Dane NA49 są poprawione na rozdzielczość kalorymetru VETO i na skończony rozmiar binu energii mierzonej w kal. VETO

Mimo "wyeliminowania" fluktuacji liczby partycypantów z pocisku (ustalone N_p^{proj}), dla peryferycznych danych znaczący wkład do ω może pochodzić również od fluktuacji liczby partycypantów tarczy (szczegóły w V. P. Konchakovski et al., Phys. Rev. C73, 034902 (2006) oraz 3 następne slajdy) – a tego nie dało się mierzyć/ustalić w NA49 Zmienna Φ_{pT} (z definicji) jest pod tym względem dużo "czystsza"

Cel NA61/SHINE: wybierać jak najdokładniej jak najwęższe przedziały centralności A+A (→ dlatego NA61 ma unowocześniony detektor: Projectile Spectator Detector – lepsza rozdzielczość niż VETO w NA49, z dokładnością do 1 nukleonu!!)

Porównanie – fluktuacje event-by-event w pędzie poprzecznym i krotności

 $Φ_{PT}$ (silnie intensywna) – mierzy fluktuacje w średnim p_T metodą przypadek po przyp.

dla pojedynczej cząstki $z_{p_T} = p_T - \bar{p_T}$ $\bar{p_T}$ - średnia inkluzywna dla jednego zderzenia $Z_{p_T} = \sum_{i=1}^{N} (p_{T_i} - \bar{p_T})$ (sumowanie przebiega po cząst. z danego zderz.) $\Phi_{p_T} = \sqrt{\frac{\langle Z_{p_T}^2 \rangle}{\langle N \rangle}} - \sqrt{z_{p_T}^2}$ **ω (intensywna)** – mierzy fluktuacje krotności metodą przypadek po przyp.

Skalowana wariancja rozkładu krotności $\omega = \frac{V(N)}{\langle N \rangle}$ gdzie wariancja $V(N) = \langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2$

W Modelu Zranionych Nukleonów (WNM; $N_s \equiv N_w$) / modelach superpozycji

 $\Phi_{_{PT}} (N_{_{S}} \text{ źródeł}) = \Phi_{_{PT}} (1 \text{ źródło})$ $\Phi_{_{PT}}$ nie zależy od N_w oraz fluktuacji N_w

 $\langle ... \rangle$ - uśrednienie po zderzeniach

 $\Phi_{_{\rm PT}}$ = 0

Dla systemu składającego się z niezależnie emitowanych cząstek (brak korelacji):
$$\begin{split} & \omega \left(\mathsf{N}_{\mathsf{S}} \, \acute{\mathsf{z}} \mathsf{r} \acute{\mathsf{o}} \mathsf{d} \mathsf{e}^{\mathsf{i}} \right) = \omega \left(1 \, \acute{\mathsf{z}} \mathsf{r} \acute{\mathsf{o}} \mathsf{d} \mathsf{o} \right) + \langle \mathsf{n} \rangle \, \omega_{\mathsf{W}} \\ & \langle \mathsf{n} \rangle - \acute{\mathsf{s}} \mathsf{r}. \, \mathsf{k} \mathsf{r} \mathsf{o} \mathsf{t} \mathsf{n}. \, \mathsf{cz} \mathsf{q} \mathsf{s} \mathsf{t} \mathsf{e} \mathsf{k} \, \mathsf{z} \, \mathsf{pojedyn}. \, \acute{\mathsf{z}} \mathsf{r} \acute{\mathsf{o}} \mathsf{d} \mathsf{i} \mathsf{n} \mathsf{n}. = \langle \mathsf{N} \rangle_{\mathsf{A} + \mathsf{A}} / \langle \mathsf{N}_{\mathsf{W}} \rangle \\ & \omega_{\mathsf{W}} - \mathsf{fluktuacje} \, \mathsf{w} \, \mathsf{N}_{\mathsf{W}} \, \left(\mathsf{zar} \acute{\mathsf{o}} \mathsf{wno} \, \mathsf{N}_{\mathsf{W}}^{\mathsf{proj}} \, \mathsf{jak} \, \mathsf{i} \, \mathsf{N}_{\mathsf{W}}^{\mathsf{targ}} \right) \\ & \mathbf{\mathfrak{O}} \, \, \mathsf{silnie} \, \mathsf{zależy} \, \mathsf{od} \, \mathsf{fluktuacji} \, \mathsf{N}_{\mathsf{W}} \end{split}$$

Dla rozkładu krotności Poissona:

$$\omega = 2$$

Tak więc pierwotne dane NA49 dotyczące fluktuacji krotności i pędu poprzecznego pokazały ciekawe wyniki:



NA49 (i NA61/SHINE) to eksperymenty ze stałą (stacjonarną) tarczą

- N_{part}^{proj} można ustalić (energia spektatorów mierzona w Forward Calorimeter np. VETO)
- N_{part}^{targ} <u>nie</u> może być mierzone a fluktuacje tej wielkości mogą być wytłumiane jedynie poprzez wybór bardzo centralnych zderzeń (bez peryferycznych)



Dlatego też fluktuacje krotności (ω) pokazywane na dalszych slajdach są mierzone dla 1% (!) najbardziej centralnych zderzeń.

Nie musimy być aż tak restrykcyjni jeśli chodzi o fluktuacje w pędzie poprzecznym ($\Phi_{_{\rm PT}}$)

ω_{part} targ</sub> – fluktuacje w liczbie partycypantów tarczy dla ustalonej wartości N_{nart} proj

Konchakovski et al., PR C73, 034902 (2006), and private communication

Ważna informacja: dla analiz fluktuacyjnych peryferyczne zderzenia ciężkich jonów (np. Pb+Pb) to nie to samo co centralne zderzenia lekkich jonów (C+C, S+S, etc.)!

Wyniki cd. – zależność fluktuacji krotności – skalowana wariancja ω

od energii (dane NA49 przy SPS) Phys. Rev. C78, 034914 (2008)



Porównanie NA49 i PHENIX

Uwaga: tutaj dane NA49, też 1% najbardziej centralnych, (Phys. Rev C78, 034914 (2008)) pokazane są **w obszarze mid-rapidity** (poprzednia strona pokazywała forward-rapidity gdzie akceptancja NA49 jest dużo lepsza)

Skalowana wariancja krotności dla naładowanych cząstek

Rys. z J. Mitchell (PHENIX), arXiv:1211.6139

Dane PHENIX oraz NA49 nie pokazują(?) sygnatur punktu krytycznego w zależności fluktuacji krotności od energii



Co dostaliśmy:

1. Niemonotoniczna zależność fluktuacji w średnim p_T oraz krotności w funkcji rozmiaru systemu dla $\sqrt{s_{_{NN}}}$ = 17.3 GeV

2. Brak znaczącej zależności od energii

Może tak spróbować <u>ilościowo</u> powiązać 1. z punktem krytycznym??

Uwaga: tym razem dla fluktuacji krotności ω (zal. od rozmiaru systemu i od energii) skupimy się tylko na **1%** najbardziej centralnych C+C, Si+Si, Pb+Pb i p+p i wyrzucamy dane peryferyczne ze względu na możliwe fluktuacje liczby partycypantów tarczy (pop. slajdy)

Przewidywania teoretyczne dotyczące punktu krytycznego (dla $Φ_{DT}$ i ω)

Magnituda fluktuacji w CP Stephanov, Rajagopal, Shuryak PR D60, 114028 (1999) & private comm. z parametrem modelu tzw. długością korelacji w systemie ξ która spada dla mniejszych systemów

ξ(Pb+Pb) = 6 fm do ξ(p+p) = 2 fm
ξ(Pb+Pb) = 3 fm do ξ(p+p) = 1 fm

W magnitudzie przewidywanego sygnału (kolejne slajdy) został uwzględniony efekt ograniczonej akceptancji NA49 (wybór jedynie forward-rapidity oraz problemy z akceptancją w kącie azymutalnym) bo dla pełnej akceptancji sygnał od CP byłby większy

Szerokość regionu krytycznego w płaszczyźnie (T, μ_B) w oparciu O Hatta, Ikeda PR D67, 014028 (2003) $\sigma(\mu_B) \approx 30$ MeV oraz $\sigma(T) \approx 10$ MeV

Punkty wymrożenia chemicznego, T(A, \sqrt{s}_{NN}) oraz $\mu_B(A, \sqrt{s}_{NN})$ Z Beccatini, Manninen, Gaździcki PR C73, 044905 (2006)



Zależność od energii dla centralnych Pb+Pb: Fluktuacje w średnim p_T (PR C79, 044904 (2009)), fluktuacje krotności (PR C78, 034914 (2008))



 Brak znaczącej zależności od energii przy SPS

 Dane nie dostarczają sygnatury punktu krytycznego.
Wymrożenie za daleko od CP?

Położenie CP_1 : $\mu_B(CP_1) = 360 \text{ MeV}$ $T(CP_1) \approx 147 (T_{chem} \text{ dla}$ Pb+Pb przy $\mu_B = 360 \text{ MeV}$)

Base-lines dla przewidywań na CP_1 (krzywe) to średnie wartości $\Phi_{_{DT}}$ (ω) dla 5 energii

Zależność od rozmiaru systemu przy 158A GeV ($\sqrt{s_{NN}} = 17.3 \text{ GeV}$): Fluktuacje w średnim p_T (PR C70, 034902, 2004)), fluktuacje krotności (p+p – PR C75, 064904 (2007); Pb+Pb – PR C78, 034914 (2008); C+C, Si+Si - B. Lungwitz, PhD thesis)



• Maksimum Φ_{PT} i ω obserwowane dla Si+Si oraz C+C (dla Φ_{PT} również dla peryferycznych Pb+Pb)

 Wzrost ~ nawet dwa razy większy dla wszystkich naład. niż dla ujemnie naład. (zgodne z przewidywaniami dla CP)

• Dane zgodne z przewidywaniami CP₂

Położenie CP_2 : $\mu_B(CP_2) \cong 250 \text{ MeV} =$ $\mu_B(A+A \text{ przy } 158A \text{ GeV})$ T $(CP_2) = 178 \text{ MeV} =$ T_{chem} (p+p)

Wniosek z analiz fluktuacji w średnim pędzie poprzecznym i krotności:

Niemonotomiczna zależność w funkcji T_{chem} z maksimum dla lżejszych systemów Si+Si, C+C, peryferyczne Pb+Pb przy najwyższej energii SPS

Uwaga: to maksimum w C+C/Si+Si *nie* oznacza że założony punkt krytyczny jest dla tych lekkich systemów (C+C, Si+Si); założyliśmy go tam gdzie jest wymrożenie chem. dla zderzeń p+p przy najwyższej energii SPS ale teoretyczna magnituda fluktuacji w tym punkcie jest obniżona ze względu na mniejszą długość korelacji (ξ) w lżejszych systemach; w ogólności założono wzrost ξ ze wzrostem *A*

Jeśli traktujemy te wyniki jako potencjalną sygnaturę punktu krytycznego to powinien być on położony przy T \approx 178 MeV i $\mu_B \approx$ 250 MeV

Co dalej? **Program NA61/SHINE** (szukanie punktu krytycznego)



Strategia: skan energetyczny z lekkimi jonami **Możliwy rezultat:** maksimum fluktuacji ("*hill of fluctuations*")

Intermitencja (w NA49)

Intermitencja – migotanie, lokalne "zgęstki", miara fluktuacji gęstości, analog krytycznej opalescencji; przewiduje się, że rośnie blisko CP. NA49 badał intermitencję w pędzie poprzecznym par pionów o niskich masach ($\pi^+\pi^-$ tzw. di-piony) oraz w protonach i porównywał wyniki z modelem zakładającym fluktuacje w punkcie krytycznym. Szczegóły w Antoniou et al. Nucl. Phys. A761, 149 (2005); NA49, PR C81, 064907 (2010)



Zależność intermitencji di-pionów (π⁺π⁻) od rozmiaru systemu dla 158A GeV √s_{NN} = 17.3 GeV



Wartości ϕ_2 dla p+p, C+C (0-10%), oraz Si+Si (0-10%)

 ΔF_2 – drugi moment faktorialny po odcięciu kombinatorycznego tła (przy użyciu przyp. mieszanych)

 $\Delta F_2 \sim (M^2)^{\phi_2}$

Dla Si+Si ΔF_2 mierzy fluktuacje które są znacznie wyższe niż te otrzymane w modelu HIJING

NA49, Phys. Rev. C81, 064907 (2010)

Fluktuacje w momencie wymrożenia w systemie Si+Si są zbliżone wielkością do tych przewidywanych dla punktu krytycznego (odbieganie od modelu tj. $\phi_{2,max} \approx 0.33 \pm 0.04$ zamiast 2/3, może być z powodu wymrażania Si+Si w pewnej odległości od CP)

Zależność intermitencji protonów od rozmiaru systemu dla 158A GeV vs_{NN} = 17.3 GeV



teoretycznie oczekiwaną wartością (5/6 = 0.833..) dla systemu wymrażającego w CP

NA49, Eur. Phys. J. C75, 587 (2015)

Podsumowanie poszukiwań punktu krytycznego w NA49 Zależność od rozmiaru systemu (p+p, C+C, Si+Si, Pb+Pb) dla top SPS



 \rightarrow silna motywacja dla

przyszłych eksperymentów

Nucl. Phys. A830, 547C-550C (2009) Acta Phys. Polon. B 43, 609 (2012) NA49, Eur. Phys.J. C75, 587 (2015) **RHIC BES** badał m.in. korelacje w p_T, fluktuacje chemiczne (Sahoo, slajdy z WWND 2014 oraz arXiv:1407.1554) -> brak niemonotonicznego zachowania. Wyniki z fluktuacji na podstawie tzw. wyższych momentów rozkładów \rightarrow zob. dalej





Poszukiwanie punktu krytycznego w NA61 Obszerny skan w pełnym obszarze energii SPS (pęd wiązki 13A-150/158A GeV/c) przy użyciu jąder o małych i pośrednich masach. Pierwszy raz w historii kiedy taki skan 2D (energia, rozmiar systemu) został przeprowadzany

Poszukiwanie np. maksimum sygnatury CP (hill of fluctuations) jeśli system wymraża blisko CP









Strategia szukania punktu krytycznego przy SPS – punkt krytyczny może prowadzić do wzrostu fluktuacji w N i p_T, etc. pod warunkiem, że freeze-out następuje blisko niego. Istniejące wyniki z NA49 oraz planowane w NA61/SHINE mogą pokazać wzgórze (*"hill" of fluctuations*) na gładkim tle

Uwaga: inne akceptancje azymut. dla skaningu z energią i z rozm. syst.







Stan danych NA49 (fluktuacje w p_T) Uwaga: różne skale kolorowe, punkty nie zawierają niepewności, rys. z arXiv:0707.4608

Plany NA61/SHINE:

1. Uwolnienie

dla jakich lżejszych niż Pb+Pb systemów mamy już sygnatury (*kink*, *horn*, *step*, etc. wykład 10) a dla jakich jeszcze nie?

2. Punkt krytyczny

poszukiwanie wzmocnienia sygnału (różne obserwable)



Pb+Pb Xe+La Ar+Sc Be+Be p+p 13 eneron Pb+Pb Ke+La Ar+Sc Be+Be p+p 13 eneron HB

Ween Site

Pb+Pb

p+p

Energy

 $\frac{K^+}{\pi^+}$

1000

beam momentum (A GeV/c)



Uwaga: upgrady detektora NA61/SHINE pozwalają rozszerzyć analizy flukt. również na obszar mid-rapidity (mierzone wartości zmiennych flukt. są wtedy sporo większe). Wyżej pokazano wyniki NA61/SHINE przycięte do akceptancji NA49 (jedynie forward-rapidity 1.1 < y^{*} $_{\pi}$ < 2.6 oraz w dość mocno zawężonym kącie azymutalnym). Resztę wyników NA61/SHINE pokazano np. w https://www.ujk.edu.pl/homepages/mryb/10thworkshop/files/slides/grebieszkow.pdf

Nowsze (2016) wyniki NA61/SHINE – dodatkowo Be+Be oraz Ar+Sc (0-5%)

(uwaga: akceptancja większa niż w NA49), w zmiennej podobnej do Φ_{nT}

Zależność od energii dla danych p+p oraz Be+Be i Ar+Sc również nie pokazuje maksimum oczekiwanego dla CP

$$\Phi_{p_{T}} = \sqrt{\overline{p_{T}} \omega(p_{T})} \left[\sqrt{\Sigma[P_{T}, N]} - 1 \right]$$

 $P_T = \sum_{i=1}^{N} p_{T,i}$ (w danym zderzeniu)

 $\Sigma[P_T, N] = 0$ oznacza brak fluktuacji $\Sigma[P_T, N] = 1$ oznacza niezależną produkcję cząstek

> Tu akcept. mniejsza niż po lewej: forward-rapidity (1.1 < y_{π}^* < 2.6)





Lewy: Nucl. Phys. A 967 (2017) 35-42 [arXiv:1704.08071] (QM 2017) Prawy: PoS CPOD2014, 054, 2015 [arXiv:1503.01619] oraz slajdy konf.

Wyniki (2016) NA61/SHINE: porównanie p+p, Be+Be, Ar+Sc w tej samej akceptancji w rapidity $0 < y_{\pi}^* < y_{beam}$ (uwaga: akceptancja w kącie azymutalnym jest większa dla większych energii co może powodować wzrost mierzonych wartości flukt. ze wzrostem energii)



E. Andronov, K. Grebieszkow, CPOD 2016 slides (arXiv:1610.05569, 1608.01538)

• Brak niemonotonicznego zachowania z energią dla p+p, Be+Be i Ar+Sc. Wzrost odbiegania Σ od 1 ze wzrostem energii może być z powodu wzrastającej akceptancji azymutalnej (ale dla danej energii taka sama akceptancja dla wszystkich systemów)

 Jeśli popatrzeć na najwyższą energię to widać wzrost przy przejściu od p+p i Be+Be do Ar+Sc :) Ale uwaga: ten wzrost (zob. h⁻ bo najczystsza próbka – głównie piony ujemne) jest widoczny i dla niskich i dla wysokich energii SPS czyli być może jednak nie ma to związku z punktem krytycznym :(

Porównanie NA61/SHINE z NA49 (A+A) w akceptancji NA49: $1.1 < y_{\pi}^* < 2.6$, $y_p < y_{beam} = 0.5$



NA49: PR C92, 044905 (2015)





Skan z energią – wąska akceptancja azymutalna

E. Andronov, K. Grebieszkow (for NA61/SHINE), CPOD 2016 slides (arXiv:1610.05569, 1608.01538)

- Skan z energią: wyniki NA49 Pb+Pb oraz NA61/SHINE Ar+Sc są podobne
- Skan z rozmiarem systemu przy 150/158A GeV/c (top SPS dla A+A): punkty NA49 i NA61 pokazują spójny trend. Czy ta "górka" ma związek z punktem krytycznym??
- Zob. też wyniki NA49 (p+p, C+C i Si+Si przy 158A GeV/c) w $0 < y_{\pi}^* < y_{beam} \rightarrow PoS EPS-HEP2017$ (2017) 167 lub slajdy dodatkowe

Skan z rozmiarem systemu przy top SPS – szeroka akceptancja azymutalna



K. Grebieszkow (for NA61/SHINE), PoS EPS-HEP2017 (2017) 167

Intermitencja (wyniki NA61/SHINE)

Analiza lokalnych fluktuacji gęstości barionowej poprzez pomiar skalowanych momentów faktorialnych F,(M) z rozmiarem komórki ↔ liczbą komórek w przestrzeni 2D (p,, p)

A. Białas, R. Peschanski, Nucl. Phys. B 273 (1986) 703-718;

L. Turko, Phys. Lett. B 227 (1989) 149-152;

F. Diakonos et al., PoS CPOD2006 (2006) 010



2D moment faktorialny r-tego rzędu:

$$F_{r}(M) = \frac{\left\langle \frac{1}{M^{2}} \sum_{m=1}^{M^{2}} n_{m}(n_{m}-1) \dots (n_{m}-r+1) \right\rangle}{\left\langle \frac{1}{M^{2}} \sum_{m=1}^{M^{2}} n_{m} \right\rangle^{r}}$$

 M^2 – liczba binów (komórek) (M binów w p_x oraz M binów w p_y)

Po odcięciu tła kombinatorycznego (mieszane przypadki) drugi moment faktorialny powinien się skalować (dla $M \gg 1$) zgodnie z:

 $\Delta F_2(M) \sim (M^2)^{\phi_2}$

dla protonów w CP: $\phi_2 = 5/6$

N. Antoniou et al., Phys. Rev. Lett. 97 (2006) 032002

Intermitencja protonów w NA61/SHINE: Ar+Sc oraz Be+Be przy 150A GeV/c



Fit: $\Delta F_2(M) = \exp(C) \cdot (M^2)^{\phi^2}$ gdzie C = -4.84, $\phi_2 = 0.36$ dla 5–10% oraz C = -5.40, $\phi_2 = 0.49$ dla 10–15%

- Możliwa oznaka efektów intermitencyjnych w średnio-centralnych Ar+Sc → pierwsza możliwa sygnatura CP w NA61/SHINE (uwaga: niepewności stat. F₂ oraz ΔF₂ są silnie skorelowane, wynik nadal zależny od efektów det. – "purity" identyfikacji, niepewności sys. w trakcie liczenia)
- Brak sygnału intermitencji w Be+Be

Intermitencja protonów – porównanie NA61/SHINE i NA49 przy 150(8) A GeV/c



Sygnał intermitencji protonów w pośrednich systemach Ar+Sc oraz "Si"+Si

Brak sygnału w lekkich (Be+Be, "C"+C) oraz ciężkich (Pb+Pb) systemach

"Kij w mrowisko" – wyniki NA61/SHINE z 2019 roku (lepsza statystyka, ale wyniki nadal mają status "preliminary") pokazują słabszy sygnał intermitencyjny niż wyniki z 2018 roku o mniejszej statystyce

Intermitencja protonów, semi-centralne Ar+Sc, 150A GeV/c ($\sqrt{s_{NN}}$ = 16.8 GeV)

CPOD 2018, ICNFP 2019, 143k eventów

QM 2019, 208k eventów



Dodatkowo ważna informacja: punkty dla różnych M są skorelowane!

Rys. z M. Maćkowiak-Pawłowska (for NA61/SHINE), Nucl. Phys. A 1005 (2021) 121753. Szczegóły analiz: N. Davis, Acta Phys. Polon. Supp. 13 (2020) 4, 637-643. Zob. też pracę przeglądową: N. Antoniou et al., Nucl. Phys. A 1003 (2020) 122018

Analiza w tzw. zmiennych kumulatywnych (NA61/SHINE) nie pokazuje efektów intermitencji protonów w danych Ar+Sc przy 150A GeV/c (√s_{NN} = 16.8 GeV)

• Zmienne kumulatywne w pędzie poprzecznym. Używanie komponentów pędu poprzecznego p_x i p_y wprowadza zależność od rozkładu p_T . Niejednostajne rozkłady p_x i p_y zostały więc zamienione na jednostajne (kumulatywne) odpowiedniki Q_x , Q_y (przypadki mieszane nie są już potrzebne) \rightarrow zob. S. Samanta, T. Czopowicz, M. Gaździcki, Nucl. Phys. A 1015 (2021) 122299



Punkty na rys. (dla różnych M) są statystycznie niezależne (nieskorelowane)
każdy punkt otrzymany dla oddzielnej podgrupy zderzeń



Brak efektów intermitencji protonów w danych Ar+Sc przy $\sqrt{s_{_{NN}}}$ = 16.8 GeV

NA61/SHINE, Eur.Phys.J.C 83 (2023) 9, 881 [arXiv:2305.07557]

W pracy pokazano również centr. 0–5%, 5–10%, 10–15%, 15–20% oraz analizy w zmiennych niekumulatywnych Pozostałe energie SPS ($\sqrt{s_{NN}}$ = 5.1 – 11.9 GeV) zderzeń Ar+Sc oraz dwie energie Pb+Pb ($\sqrt{s_{NN}}$ = 5.1 GeV i 7.6 GeV) również nie pokazują efektów intermitencji protonów



zmienne kumulatywne





NA61/SHINE, CERN-SPSC-2021-027, SPSC-SR-298



Intermitencja hadronów – w tym wyższe momenty (NA61/SHINE i STAR)

• NA61/SHINE: intermitencja ujemnych hadronów (π^- , K⁻, anty-p, ...), zmienne kumulatywne, niezależne punkty – brak znaczących efektów intermitencyjnych dla ²⁰⁸Pb+²⁰⁸Pb przy $\sqrt{s_{NN}}$ = 7.6 GeV \rightarrow NA61/SHINE, CERN-SPSC-2021-027; zob. też H. Adhikary (for NA61/SHINE), arXiv:2308.04254 oraz Xe+La przy $\sqrt{s_{NN}}$ = 16.8 GeV \rightarrow NA61/SHINE, CERN-SPSC-2024-030

• STAR: intermitencja naładowanych hadronów (π^{\pm} , K[±], p, anty-p), zmiennie niekumulatywne, zależne punkty – efekty intermitencyjne dla ¹⁹⁷Au+¹⁹⁷Au przy $\sqrt{s_{_{NN}}}$ = 7.7 – 200 GeV – STAR, Phys. Lett. B 845 (2023) 138165 [arXiv:2301.11062]

Wyjaśnienie różnic między eksperymentami: podejrzewane są korelacje krótkozasięgowe typu BE (obecne w pomiarach STAR) → zob. V. Reyna (for NA61/SHINE), CPOD 2024 (analizy w zmiennych kumulatywnych są wrażliwe na CP ale niewrażliwe na korelacje typu HBT)



Zob. też pracę przeglądową o intermitencji → Z. Liu, Mod. Phys. Lett. A 37 (2022) 13, 2230009 [arXiv:2203.01490]

Wyższe momenty rozkładów krotności

 Wyższe momenty mierzą odbieganie rozkładu od Poissona/Gaussa, czyli niegaussowskie/nie-poissonowskie fluktuacje (S – mierzy asymetrię, κ – spłaszczenie / kształt piku)

Skewness

Kurtosis

The coefficient of Skewness is a measure for the degree of symmetry in the variable distribution (Sheskin, 2011).



wariancja: $\sigma^{2}[N] = \langle (N - \langle N \rangle)^{2} \rangle$ skalowana wariancja: $\omega[N] = \sigma^{2}[N] / \langle N \rangle$ skośność: $S[N] = \langle (N - \langle N \rangle)^{3} \rangle / \sigma^{3}[N]$ kurtoza: $\kappa[N] = \langle (N - \langle N \rangle)^{4} \rangle / \sigma^{4}[N] - 3$

The coefficient of Kurtosis is a measure for the degree of tailedness in the variable distribution (Westfall, 2014).



https://www.medcalc.org/manual/skewnesskurtosis.php

• Wyższe kumulanty są bardziej wrażliwe (niż $\sigma^2 \operatorname{czy} \omega$) na fluktuacje w CP – na tzw. długość korelacji (*correlation length* ξ); w CP (przejście 2-go rodzaju) $\xi \to \infty$



M. A. Stephanov, PRL107, 052301 (2011)

 $\langle (\delta N)^n \rangle = \langle (N - \langle N \rangle)^n \rangle$ kumulanty: $\langle (\delta N)^2 \rangle_c = \langle (\delta N)^2 \rangle$ $\langle (\delta N)^3 \rangle_c = \langle (\delta N)^3 \rangle$ $\langle (\delta N)^4 \rangle_c = \langle (\delta N)^4 \rangle - 3 \langle (\delta N)^2 \rangle^2$ Wyższe momenty zachowanych liczb kwantowych (i = B – liczba barionowa, Q – ładunek, S – dziwność) pozwalają na bezpośrednie porównanie z teorią – lattice QCD (podatności)

$$S \sigma \approx \frac{\chi_i^3}{\chi_i^2}$$
 $\kappa \sigma^2 \approx \frac{\chi_i^4}{\chi_i^2}$

 $S \cdot \sigma$ oraz $\kappa \cdot \sigma^2$ pozwalają pozbyć się efektów objętości (zmienne intensywne, ale nie silnie-intensywne) Niemonotoniczne zachowanie się tych zmiennych (np. fluktuacji netto-protonów) może być silną przesłanką za punktem krytycznym

Moments of the conserved charge distributions (such as the mean (M), standard deviation (σ) , skewness (S) and kurtosis (κ)) have been proposed as important observables for the signature of the QCD critical point in the current wisdom. The higher-moments of conserved charge distributions are related to the respective higher order thermodynamical susceptibilities and also ξ of the system [15, 17]. In order to cancel the undetermined volume term in the higher-moments, ratio (or product) like σ^2/M , $S\sigma$, and $\kappa\sigma^2$ are used. The signature of non-monotonicity of these observables is expected if there is a nearby critical point in QCD phase transition. Recently, the STAR experiment reported net-charge [18] and net-proton [19] results from the BES program.





Nie widać żadnej niemonotonicznej zależności od energii dla wyższych momentów nettoładunku

Jako referencji można użyć rozkładu Skellam – rozkład zmiennej losowej, zdefiniowanej jako różnica dwóch niezależnych zmiennych losowych z których każda (tu h⁺ oraz h⁻) podlega rozkładowi Poissona

Fluktuacje netto-ładunku $(N \equiv h^+ - h^-)$


Fluktuacje netto-ładunku oraz netto-kaonów



Rys. z pracy przeglądowej: X. Luo, S. Shi, N. Xu, Y. Zhang, arXiv:2004.00789



Zob. też prace przeglądowe na temat ww. i innych zmiennych w RHIC BES \rightarrow arXiv:1701.02105, 1808.03996

Fluktuacje netto-protonów

 $(N \equiv N_p - N_{antv-p})$ "w zastępstwie" netto-barionów

Starsze, opublikowane wyniki STAR (Phys. Rev. Lett. 112 (2014) 32302) miały zbyt duże niepewności i były robione w małym zakresie $p_T \rightarrow$ nie było widać znaczącej niemonotonicznej zależności. Nowsze dane STAR dla netto-protonów z większym zakresem p_T (0.4–0.8 GeV/c \rightarrow 0.4–2.0 GeV/c) pokazują min. w $\kappa\sigma^2$ przy energii około 20 GeV \rightarrow CP powinien być niżej

Uwaga: nowszy (2015) punkt dla 14.5 GeV nie pasuje zbyt dobrze... Lepsza statystyka została zebrana w BES-II (od 2019 roku)



V. Skokov, Quark Matter 2012

Oczekiwane w modelach

"oscylacje" dla CP:

Luo (for STAR), arXiv:1512.09215 (QM 2015)



Fluktuacje netto-protonów ($N \equiv N_p - N_{anty-p}$)

"w zastępstwie" netto-barionów



Wyniki STAR (RHIC) oraz HADES (SIS-18) dla netto-protonów

STAR, PRL 126 (2021) 9, 092301 [arXiv:2001.02852v3]; zob. też STAR, PRC 104 (2021) 2, 024902 [arXiv:2101.12413]. Uwaga: zmiana położeń punktów STAR między arXiv:2001.02852v1 (na rys. HADESa – PRC 102 (2020) 2, 024914) i arXiv:2001.02852v2/v3 (rys. wyżej). Punkt HADES z PRC 102 (2020) 2, 024914

Najnowsze (opublikowane...)

Kumulanty: $C_1 = \langle N \rangle$; $C_2 = \sigma^2$; $C_3 = S\sigma^3$; $C_4 = \kappa\sigma^4$

Zmienne *intensywne*: $C_3/C_2 = S\sigma$ oraz $C_4/C_2 = \kappa\sigma^2$

STAR dla $\sqrt{s_{_{NN}}}$ = 7.7 – 200 GeV (mod zderzacza) oraz $\sqrt{s_{_{NN}}}$ = 3 GeV (mod stała tarcza, FXT)

 C_4/C_2 dla 3 GeV – fluktuacje wynikające z zachowania liczby barionowej; wskazują na reżim energetyczny zdominowany przez interakcje hadronowe (zob. też A. Rustamov, EPJ Web Conf. 276 (2023) 01007 \rightarrow CE dla 3 GeV około zera \rightarrow zgodne z eksp.)

Fluktuacje netto-protonów oraz protonów

STAR, Phys. Rev. Lett. 128 (2022) 20, 202303 [arXiv:2112.00240]



• STAR: minimum w $\kappa\sigma^2$ (C₄/C₂) przy energii około 20 GeV \rightarrow CP powinien być niżej

 Centralne zderzenia Au+Au pokazują spadek również przy przejściu od niskich energii RHIC BES (7.7 GeV) do energii SIS-18 (2.4 GeV) i BES FXT (3 GeV). Punkt krytyczny, jeśli istnieje, jest dla √s_{NN} > 3 GeV

Fluktuacje netto-protonów – ostatnie wyniki

STAR, arXiv:2504.00817; S. Radhakrishnan (for STAR), Quark Matter 2025



Wyniki STAR BES-II pokazują dużo słabszy efekt w porównaniu z wynikami BES-I

Lewy: takie same warunki wyboru centralności dla BES-I i BES-II (Refmult3)

Poniżej: efekt minimum (ale słabszy niż w BES-I) widać po użyciu innej metody wyboru centralności (Refmult3X). Na rys. pokazano BES-II (7.7– 27 GeV z RefMult3X) oraz BES-I (39–200 GeV z RefMult3)

"Two choices of centrality. Refmult3: Charged particle multiplicity excluding protons measured within $|\eta| < 1.0$. Refmult3X: Charged particle multiplicity excluding protons measured within $|\eta| < 1.6$ " A. Pandav (for STAR), CPOD 2024



Fluktuacje netto-protonów – ostatnie wyniki dla STAR "fixed-target"

 $\sqrt{s_{NN}}$ = 3.2, 3.5, 3.9 GeV (BES-II) pokazane na Quark Matter 2025

Wyniki C_4/C_2 dla 3.2, 3.5, 3.9 GeV zgodne z modelem UrQMD, odchylenia pojawiają się dla wyższych energii (zob. poprzedni slajd)



Fluktuacje deuteronów (pn)







• STAR: deuterony nie pokazują niemonotonicznego zachowania w funkcji energii

- Zderzenia centralne: ujemne wartości stosunków kumulant (dla niskich energii) prawdopodobnie z powodu globalnego zachowania liczby barionowej (wzrost liczby nettobarionów w mid-rapidity ze spadkiem energii); dla wysokich energii zgodne z Poissonem (1)
- Współczynnik korelacji Pearsona protony-deuterony ujemny $\rightarrow N_{_{D}}$ i $N_{_{d}}$ są antyskorelowane

Fluktuacje gęstości neutronów

Fluktuacje gęstości neutronów (neutron density fluctuations, Δn) \rightarrow zob. K. Sun et al., Phys. Lett. B 774 (2017) 103-107; zob. też K. Sun et al., Phys. Lett. B 816 (2021) 136258

obliczone na bazie informacji o produkcji **lekkich jąder: p, d, t**. Stosunek produkcji $N_t^*N_p/N_d^2$ jest wrażliwy na fluktuacje gęstości neutronów $\Delta n = \langle (\delta n)^2 \rangle / \langle n^2 \rangle$ $N_t^*N_p/N_d^2 \approx 0.29 (1+\Delta n)$



• Maksimum dla √s_{NN} = 19.6 i 27 GeV (0–10% centralne Au+Au). Sygnał CP?

• W obliczeniach modelowych CP lub przejście fazowe 1-szego rodzaju nie są uwzględnione

Fluktuacje gęstości neutronów cd.

odłożone punkty dla niższych energii (FOPI, E864, oraz STAR dla √s_{NN} = 3 GeV)
 ostatnie obliczenia modelu AMPT, uwzględniające przejście fazowe pierwszego rodzaju, mogą odtworzyć rosnący trend dla niskich energiach

STAR, Phys. Rev. C 110 (2024) 5, 054911 [arXiv:2311.11020]



Podsumowanie:

Sygnały fluktuacyjne (niemonotoniczne zachowanie) które być może mogą być związane z istnieniem punktu krytycznego na diagramie fazowym:

1. NA49: zwiększone fluktuacje w p_T oraz krotności dla Si+Si przy $\sqrt{s_{_{NN}}} = 17.3 \text{ GeV}$ 2. NA49: sygnał intermitencji (pary $\pi^{+}\pi^{-}$ oraz protony) dla Si+Si przy $\sqrt{s_{_{NN}}} = 17.3 \text{ GeV}$ 3. NA61/SHINE: sygnał intermitencji (protony) dla Ar+Sc przy $\sqrt{s_{_{NN}}} = 16.8 \text{ GeV}$ Uwaga: lepsza statystyka (2019) daje słabszy sygnał... Brak sygnału przy użyciu zmiennej kumulatywnej 4. STAR (BES): minimum fluktuacji (wyższe momenty) netto-protonów w Au+Au przy $\sqrt{s_{_{NN}}}$ około 20 GeV \rightarrow CP powinien być niżej (ale z dod. pracy: $\sqrt{s_{_{NN}}} > 3 \text{ GeV}$). Niemonotoniczne zachowanie dużo słabiej widoczne dla wyników z BES-II 5. STAR (BES): maksium fluktuacji (drugie momenty) gęstości neutronów w Au+Au przy $\sqrt{s_{_{NN}}} = 19.6 \text{ i } 27 \text{ GeV}$

Uwaga: energie 17.3 (16.8) GeV oraz 20 GeV są bardzo bliskie !

W NA61/SHINE w planach/realizacji m.in. analiza wyższych momentów rozkładu nettoładunku i netto-protonów w Be+Be i Ar+Sc. W STAR dostępne już wyniki z jeszcze wyższych momentów (C_5 , C_6) netto-protonów (i protonów) w Au+Au \rightarrow zob. S. Esumi (for STAR), CPOD 2021; Y. Zhang (for STAR), arXiv:2108.03800 (SQM 2021); STAR, Phys. Rev. Lett. 130 (2023) 8, 082301 [arXiv: 2207.09837]; STAR, Phys. Rev. C 107 (2023) 2, 024908 [arXiv:2209.11940]

Eksperymenty w tym planowane (przy SPS, RHIC, NUCLOTRON-M, NICA, SIS-100, HIAF, J-PARC-HI, LHC)

Facility	SPS	RHIC	NUCLOTRON-M	NICA	SIS-100	HIAF	J-PARC-HI	LHC	SPS
Laboratory	CERN Geneva	BNL Brookhaven	JINR Dubna	JINR Dubna	FAIR GSI Darmstadt	IMP Huizhou	KEK & JAEA Tokai	CERN Geneva	CERN Geneva
Experiment	NA61/SHINE	STAR PHENIX (< 2016)	BM@N	MPD	HADES, CBM HADES runs at SIS-18	CEE	JHIST	ALICE CMS ATLAS LHCb	NA60+
(Start of) data taking	2009 (p) 2011 (ions)	2010 – 2021 (Au) (BES)	2018 (Ar, Kr) 2022 (Au)	2025	CBM: 2028/29	2027	2029/30	2009 (p) 2010 (Pb)	2029/30
cms energy (GeV/(N+N))	5.1 – 17.3 16.8 (ions)	7.7 (3) – 200 (FT)	2.3 – 3.5 (for Au)	4 – 11	2.7 – 4.9 (for Au)	1.8 – 2.7	1.9 – 6.2	up to 5500 14000 (p+p)	6 – 17
Physics	CP & OD	CP & OD	HDM	HDM, OD & CP	HDM	HDM	HDM, OD & CP	PDM	CP & OD

- CP critical point
- OD onset of deconfinement, mixed phase, 1st order phase transition
- HDM hadrons in dense matter
- PDM properties of deconfined matter

Plany na świecie dotyczące m.in. poszukiwania CP (stan na rok 2024/25)



CERN SPS: NA61/SHINE $\sqrt{s_{NN}} = 5.1-$ 17.3 GeV, $\mu_B \sim 540-220$ MeV; + planowany NA60+ $\sqrt{s_{NN}} \sim 6-17$ GeV, $\mu_B \sim 440-220$ MeV CERN LHC: ALICE, CMS, ATLAS, LHCb BNL RHIC: STAR, PHENIX (< 2016) JINR NUCLOTRON-M: BM@N JINR NICA: MPD GSI FAIR SIS-100: HADES, CBM KEK&JAEA J-PARC-HI: JHIST(?) IMP HIAF: CEE+

Zbieranie danych (p+p lub A+A) w eksperymentach: 2009 (p), 2011 (jony) / 2029/30 / 2009 (p) /, 2010 (Pb) / 2010–2021 BES (Au) 2018 (Ar, Kr), 2022 (Au) / 2025 / 2028/29 / HADES przy SIS-18 od 2003 2029/30 / 2027 /

LHCb działa również w modzie "fixed target" przy niższych energiach (p+He, p+Ar, $\sqrt{s_{_{NN}}} =$ 86.6 oraz 110.4 GeV; p+Ne $\sqrt{s_{_{NN}}} =$ 68.5 GeV) \rightarrow np. LHCb, Phys. Rev. Lett. 122 (2019) 13, 132002; Eur. Phys. J. C 83 (2023) 6, 541; Eur. Phys. J. C 83 (2023) 7, 625

ALICE 3 zbieranie danych 2035/36 7



Rys. STAR; zob. też https://quark.phy.bnl.gov/~swagato/USQCD oraz G. Odyniec, J. Phys. Conf. Ser. 455 (2013) 012037

Uwaga: zaznaczony CP <u>nie</u> pochodzi z przewidywań Fodor & Katz (2004)

Przewidywane czasy termalizacji przy RHIC $\sqrt{s_{_{NN}}}$ = 5 – 39 GeV to $\tau_{_0}$ ~1.2 – 0.7 fm/c (arXiv:0906.0305)

Porównanie Beam Energy Scan (RHIC) – mod kolajdera oraz NA49 i NA61/SHINE (SPS)

NA61/SHINE:

1. Lekkie i pośrednie jony (ciężki Pb+Pb był już w NA49, zbierany również w NA61). To pozwoli zbliżyć się do linii uwolnienia i do potencjalnego CP 2. Pomiar zidentyfikowanych cząstek w całym przednim obszarze rapidity; pozwala to otrzymać (popr. acc., sym. w mid-rapidity) krotności w 4π . 3. Akceptancja w p_T > 0 MeV/c (efekt fluktuacyjny w CP pochodzi głównie od pionów z małymi p_T tj. < 500 MeV/c, Stephanov, Rajagopal, Shuryak PR D60, 114028 (1999))

4. Akceptancja (zwłaszcza w kącie azymut. pogarsza się ze spadkiem energii) 🙁

5. Bardzo precyzyjny detektor PSD (rozdzielczość do 1 nukleonu) 😳

RHIC:

- 1. Skan energetyczny głównie dla Au+Au
- 2. Większy zakres energii 🙂
- 3. Pomiar w mid-rapidity; jedynie BRAHMS (ale nie uczestniczył w BES) podawał rozkłady zidentyfikowanych cząstek w 4π \bigotimes

4. Akceptancja w p_{T} > ok. 100 MeV/c (rura akcel.!) \bigotimes (w analizie danych z BES-II ma zejść do 60 MeV/c)

5. Akceptancja praktycznie niezmienna z energią 🙂

Zebrane w NA49:

p+p, C+C, Si+Si, Pb+Pb (MB) przy $\sqrt{s_{_{NN}}}$ = 17.3 GeV centralne Pb+Pb przy $\sqrt{s_{_{NN}}}$ = 6.3, 7.6, 8.7, 12.3, 17.3 GeV

Zebrane w prog. jonowym NA61/SHINE (następca NA49): p+p przy $\sqrt{s_{_{NN}}} = 5.1, 6.3, 7.7, 8.8, 12.3, 17.3 \text{ GeV}$ Be+Be przy $\sqrt{s_{_{NN}}} = 5.1, 6.1, 7.6, 8.7, 11.9, 16.8 \text{ GeV}$ Ar+Sc przy $\sqrt{s_{_{NN}}} = 5.1, 6.1, 7.6, 8.7, 11.9, 16.8 \text{ GeV}$ Xe+La przy $\sqrt{s_{_{NN}}} = 5.1, 6.1, 7.6, 8.7, 11.9, 16.8 \text{ GeV}$ Pb+Pb przy $\sqrt{s_{_{NN}}} = 5.1, 7.6 \text{ GeV}$ oraz niska stat. 16.8 GeV **W realizacji w NA61/SHINE (> 2022)**: Pb+Pb przy $\sqrt{s_{_{NN}}} = 16.8 \text{ GeV}$ (wysoka stat.)

Zebrane w STAR (starsze, BES-I, BES-II) collider mode:

Au+Au przy $\sqrt{s_{_{NN}}} = 7.7, 9.2, 11.5, 14.5, 14.6, 17.3, 19.6, 27, 39, 54.4, 62.4, 130, 200 GeV$ $Cu+Cu przy <math>\sqrt{s_{_{NN}}} = 22.5, 62.4, 200 GeV$ U+U przy $\sqrt{s_{_{NN}}} = 193 GeV$ p+p przy $\sqrt{s_{_{NN}}} = 510 GeV$ p+p, p+Al, p+Au, ³He+Au, Cu+Au, Ru+Ru, Zr+Zr, O+O przy $\sqrt{s_{_{NN}}} = 200 GeV$ d+Au przy 19.6, 39, 62.4, 200 GeV **fixed target mode:** Au+Au przy $\sqrt{s_{_{NN}}} = 3.0, 3.2, 3.5, 3.9, 4.5, 5.2, 6.2, 7.2, 7.7, 9.2, 11.5, 13.7 GeV$



NA61/SHINE; Be+Be przy $\sqrt{s_{_{NN}}}$ = 16.8 GeV K. Grebieszkow, DIS 2014 (slajdy)



STAR; Au+Au przy $\sqrt{s_{_{NN}}}$ = 14.5 GeV X. Sun, WWND 2014 (slajdy)

Slajdy dodatkowe (dla zainteresowanych)

60

Ð



Figure 1: At a critical point order parameters change abruptly, and specific heats and susceptibilities may have singularities. The location of the singularity is unique. At a crossover there are no singularities. The order parameters may have a large continuous change. It is possible that specific heats and susceptibilities peak as the temperature changes. The locations of maximum slope of the order parameter, or the peaks of susceptibilities, generally depend on the observable chosen.

A scenario





• Critical region $\Delta \mu_B \sim \mathcal{O}(100 - 150)$ MeV.



H. Petersen, Nucl. Phys. A 967 (2017) 145-152 (QM 2017, przeglądowy)

"Kurtosis as a function of energy density for a trajectory passing close to the critical endpoint in a non-equilibrium chiral fluid dynamics calculation (taken from talk by C. Herold)"

← M. Stephanov, CPOD 2013 (slides)

https://f6fab08c-a-46f4763e-s-sites.googlegroups.com/a/lbl.gov/cpod-2013/scientific-program-1/scientific-talks/0830_Stephanov.pdf

M. Stephanov, Phys. Rev. Lett. 107 (2011) 052301

Ising variables:

- t reduced temperature
- H magnetic field



R. Nishitani (for STAR), CPOD 2021



Fluktuacje netto-ładunku, netto-protonów, netto-kaonów w STAR



Fluktuacje netto-ładunku i netto-kaonów dość dobrze zgodne z UrQMD oraz Skellam; fluktuacje netto-protonów pokazują ciekawy efekt Lewy i środkowy:

J. Xu (for STAR), arXIv:1611.07134 (WWND 2016) Prawy: STAR, PL B785 (2018) 551 [arXiv:1709.00773] Zob. też znormaliz. kumulanty: STAR, arXiv:1903.05370

Zob. też prace przeglądowe na temat ww. i innych zmiennych w RHIC BES → arXiv:1701.02105, 1808.03996

Higher-order moments of net-electric charge distributions



Talk by M. Maćkowiak-Pawłowska

- The ratios of cumulants $\kappa_1[N] = \langle N \rangle$, $\kappa_2[N] = \langle \delta N^2 \rangle$, $\kappa_3[N] = \langle \delta N^3 \rangle$, $\kappa_4[N] = \langle \delta N^4 \rangle - 3 \langle \delta N^2 \rangle^2$; $\langle \delta N^n \rangle = \langle (N - \langle N \rangle)^n \rangle$ are used to search for CP; intensive measures, 0 – for no fluctuations, 1 – for Skellam distribution
- Hint of non-monotonic behavior for κ₃/κ₁ and κ₄/κ₂ in 0-1% Ar+Sc but large uncertainties; critical point? onset of deconfinement?
- Further studies in Ar+Sc require either increasing data statistics or finding more suitable quantities that can be utilized in larger centrality bins; see Sangaline, arXiv:1505.00261

0-1% Ar+Sc: NA61/SHINE, arXiv:2503.22484 p+p: NA61/SHINE, EPJC 84 (2024) 921, EPJC 85 (2025) 341 (erratum)

> slajd: K. Grebieszkow, Quark Matter 2025 wyniki: NA61/SHINE, arXiv:2503.22484

STAR: |y| < 0.5 HADES: |y| < 0.2

 $K_3/K_2 = S \sigma$ oraz $K_4/K_2 = \kappa \sigma^2$

Uwaga: tu pokazane starsze punkty STAR (arXiv:2001.02852v1)

STAR: |y| < 0.5 HADES: |y| < 0.4



BES (7.7 GeV) do energii SIS-18 (2.4 GeV)



STAR, Phys. Rev. Lett. 126 (2021) 9, 092301 [arXiv:2001.02852v3]

Y. Zhang (for STAR), arXiv:2108.03800 (SQM 2021)

"It is predicted that the fourthorder fluctuations will exhibit a non-monotonic energy dependence [8-10] when passing through the critical region. For 5th- and 6th-order cumulants recent calculations from Lattice QCD [11] and the functional renormalisation group approach (FRG) [12] show that they will be negative due to the crossover transition between QGP and hadronic phase. At high baryon density region, on the other hand, they are also sensitive to the first order phase boundary [13]."

net-proton (taken as proxy for net-baryon) distributions generally follow the hierarchy expected from QCD thermodynamics, except for the case of collisions at 3 GeV. The measured values of C_6/C_2 for 0-40% centrality collisions show progressively negative trend with decreasing energy, while it is positive for the lowest energy studied. These observed negative signs are consistent with QCD calculations (for baryon chemical potential, $\mu_B \leq 110$ MeV) which contains the crossover transition range. In addition, for energies above 7.7 GeV, the measured proton κ_n , within uncertainties, does not support the two-component (Poisson+Binomial) shape of proton number distributions that would be expected from a first-order phase transition. Taken in combination, the hyper-order proton number fluctuations suggest that the structure of QCD matter at high baryon density, $\mu_B \sim 750$ MeV at $\sqrt{s_{NN}} = 3$ GeV is starkly different from those at vanishing $\mu_B \sim 24$ MeV at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV and higher collision energies.



STAR, Phys. Rev. Lett. 130 (2023) 8, 082301; text from arXiv:2207.09837

"The negative sign of C_6/C_2 is consistent with QCD calculations ($\mu_B \le 110$ MeV) that include a crossover quarkhadron transition (...)

Proton factorial cumulants κ_{A} ,

 κ_{5}, κ_{6} (0–40%) are presented as sensitive observables to probe a possible first-order phase transition [Phys. Rev. C 100, 051902(R) (2019)]. The measurements indicate the possibility of a sign change at low collision energies, although the uncertainties are large. For energies above 7.7 GeV, the measured proton κ_{n} within uncertainties do not support the two-component (Poisson+Binomial) shape of proton distributions that is expected from a first-order phase transition. Peripheral 50-60% data do not show a sign change with increasing order and are consistent with calculations from the UrQMD model at all energies. The agreement between the presented data and UrQMD at 3 GeV suggests that matter is predominantly hadronic at such low collision energies."

STAR, Phys. Rev. C 107 (2023) 2, 024908; text from arXiv:2209.11940



"Compared to model calculations including Lattice QCD, a hadronic transport model, and a hydrodynamic model, the strong suppression in the ratio of C_4/C_2 at 3 GeV Au+Au collisions indicates an energy regime dominated by hadronic interactions."

"Compared with data from higher energy collisions, the \sqrt{s}_{NN} = 3 GeV cumulant ratios C_2/C_1 , C_3/C_2 , and C_4/C_2 , except C_3/C_2 in central collisions, are well reproduced by UrQMD calculations. This is attributed to effects from volume fluctuations and hadronic interactions. On the other hand, the data and results of both UrQMD and hydrodynamic models of C_4/C_2 in the most central collisions are consistent, which signals the effects of baryon number conservation and an energy regime dominated by hadronic interactions. Therefore, the QCD critical point, if discovered in heavy-ion collisions, could only exist at energies higher than 3 GeV."

 C_4/C_2 , C_5/C_1 , C_6/C_2 netto-protonów dla różnych krotności p+p przy 200 GeV → zob. STAR, PLB 857 (2024) 138966 [arXiv:2311.00934]

Praca z wynikami dla Au+Au przy $\sqrt{s_{_{NN}}}$ = 3 GeV





Rys. STAR, arXiv:2504.00817

Komentarze do wyników STAR:

M. Stephanov, EPJ Web Conf. 314 (2024) 00042 [arXiv:2410.02861]

V. Vovchenko, V. Koch, J. Subatomic Part. Cosmol. 3 (2025) 100053 [arXiv:2504.01368]



Rys. z pracy przeglądowej: X. Luo, S. Shi, N. Xu, Y. Zhang, arXiv:2004.00789; zob. też Y. Zhang (for STAR), arXiv:2002.10677



Zob. też pracę E. Shuryak, J. M. Torres-Rincon, arXiv:2005.14216 gdzie pokazane są wyniki FOPI i ALICE oraz zaproponowane dodatkowe zmienne oparte o krotności ⁴He

Cumulative variables

NA61/SHINE Working days on fluctuations, 4.02.2021

Experimental measures

Volume 252, number 3	PHYSICS LETTERS B	20 December 1990	To define the new variables, let us first discuss the one-dimensional case. Assume that the single-parti- cle distribution in a variable x is measured and given by a (non-negative) function $\rho(x)$. Our new variable X=X(x) is defined as
A new variable to study in A. Bialas ¹ and M. Gazdzicki ² CERN, CH-1211 Geneva 23, Switzerland	ntermittency		$X = \int_{a}^{x} \rho(x) dx / \int_{a}^{b} \rho(x) dx , \qquad (4)$
Received 17 September 1990 It is proposed to study intermittency proper is constant. The construction of such a set of v intermittency due to a accountion of such a set of v intermittency due to a accountion of such a suggested.	ies of particle spectra using the variables of riables is described. It is above that this n icle density. A method of systematic analy	te which the single-particle distribution setted familally reduces distortions of sis of intermittency in here dimensions	where a and b are the lower and upper phase space limits of the variable x. This new "integral" variable has the following, very useful properties: (1) its value for a given particle does not depend on the choice of the original variable x, but is uniquely determined by the shape of the single-particle spectrum, (2) the single particle distribution in the variable X is uniform in the interval from 0 to 1.

- gives a new way to compare meaningfully the data obtained in different experiments
- removes the dependence of the intermittency parameters on the shape of the single-particle distribution
- intermittency index of an ideal critical system described in two dimensions in momentum space was proven to remain approximately invariant after transformation to cumulative variables

11 / 28

Nikos Antoniou, Fotis Diakonis, https://indico.cern.ch/event/818624/



NA61/SHINE Working days on fluctuati

Cumulative variables

Experimental measures

1) normalization:



P(x, y)

0

0

1. Sel 2-3

/ (GeV/c)

-1

 $\rho(x, y)dxdy$

×10⁻³





P(x)

(examples for 0-5% Ar+Sc at 150A GeV/c, $x=p_x$, $y=p_y$) T. Czopowicz (UJK, WUT)

Cumulative variables

Experimental measures



T. Czopowicz (UJK, WUT)

NA61/SHINE Working days on fluctuations, 4.02.2021 13 / 28

T. Czopowicz (UJK, WUT)

Probing QCD critical fluctuations from intermittency analysis in relativistic heavy-ion collisions



Jin Wu, Yufu Lin, Yuanfang Wu, Zhiming Li*

Key Laboratory of Quark and Lepton Physics (MOE) and Institute of Particle Physics, Central China Normal University, Wuhan 430079, China

ARTICLE INFO

Article history: Received 9 February 2019 Received in revised form 22 November 2019 Accepted 19 December 2019 Available online 27 December 2019 Editor: W. Haxton

Phys. Lett. B 801 (2020) 135186 [arXiv:1901.11193]

ABSTRACT

It is shown that intermittency, a self-similar correlation with respect to the size of the phase space volume, is sensitive to critical density fluctuations of baryon numbers in a system belonging to the three-dimensional (3D) Ising universality class. The relation between intermittency index and relative baryon density fluctuation is obtained. We thus suggest that measuring the intermittency in relativistic heavy-ion collisions could be used as a good probe of density fluctuations associated with the QCD critical phenomena. From recent preliminary results on neutron density fluctuations in central Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 7.7, 11.5, 19.6, 27, 39, 62.4$ and 200 GeV at RHIC/STAR, the collision energy dependence of intermittency index is extracted and shows a non-monotonic behavior with a peak at around 20 - 27 GeV, indicating that the strength of intermittency becomes the largest in this energy region. The transport UrQMD model without implementing critical physics cannot describe the observed behavior.

© 2019 The Authors. Published by Elsevier B.V. This is an open access article under the CC BY license (http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/). Funded by SCOAP³.





Fig. 12. The collision energy dependence of the intermittency index ϕ_2 in various collision systems. The solid blue and green symbols represent the values from the NA49^{40,41} and NA61 experiments.^{67,68} The red stars are the ϕ_2 indirectly extracted from the measured light nuclei productions in the STAR experiment.⁷⁹ The black circles show the intermittency index of protons from UrQMD model. The black arrow is the theoretic expectation for a critical model.³⁴

Scaled variance ω of multiplicity distribution

- Intensive measure
- For Poisson N distribution ω=1
- In Model of Independent Sources $\omega(N_s \text{ sources}) = \omega(1 \text{ source}) + \langle n \rangle \omega_{Ns}$

 $\langle n \rangle$ – mean multiplicity from a single source; $\omega_{_{Ns}}$ – fluctuations in $N_{_s}$

ω is strongly dependent on N_s fluctuations (it is intensive but not strongly intensive)

- Φ_x measure (ZP C54, 127 (1992)) of fluct. (x=p_T, φ, Q)
 - In MIS: $\Phi_x(N_s \text{ sources}) = \Phi_x(1 \text{ source})$
 - For Independent Particle Model (not corr. emission) $\Phi_{r}=0$
 - In superposition model Φ_x is independent of N_s and N_s fluctuations (strongly intensive)

$$z_{x} = x - \overline{x}; \quad \overline{x} \text{ - inclusive average}$$

event variable $Z_{x} = \sum_{i=1}^{N} (x_{i} - \overline{x})$
$$\Phi_{x} = \sqrt{\frac{\langle Z_{x}^{2} \rangle}{\langle N \rangle}} - \sqrt{\overline{z_{x}^{2}}}$$



p_T and multiplicity fluctuations of non-identified particles

New strongly intensive measures Δ and Σ (here applied to p_{τ} fluct.) \rightarrow PRC 88, 024907 (2013)

$$\Delta[P_T, N] = \frac{1}{\omega[p_T] \langle N \rangle} [\langle N \rangle \omega[P_T] - \langle P_T \rangle \omega[N]] \qquad P_T = \sum_{i=1}^N p_{Ti}$$

$$\Sigma[P_T, N] = \frac{1}{\omega[p_T]\langle N \rangle} [\langle N \rangle \omega[P_T] + \langle P_T \rangle \omega[N] - 2(\langle P_T N \rangle - \langle P_T \rangle \langle N \rangle)$$

 $\Sigma = 0$ brak fluktuacji; $\Sigma = 1$ dla modelu niezależnej produkcji cząstek

$$\omega[P_T] = \frac{\langle P_T^2 \rangle - \langle P_T \rangle^2}{\langle P_T \rangle} \qquad \omega[N] = \frac{\langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2}{\langle N \rangle} \qquad \omega[p_T] = \frac{\overline{p_T^2} - \overline{p_T}^2}{\overline{p_T}}$$

 $\langle ... \rangle$ - uśrednianie po zderzeniach ... - uśrednianie po wszystkich cząstkach

important relation: $\Phi_{p_T} = \sqrt{\overline{p_T}} \omega[p_T] \left[\sqrt{\Sigma[P_T, N]} - 1 \right]$

 $\Delta[P_T, N]$ uses only first two moments: $\langle N \rangle, \langle P_T \rangle, \langle P_T^2 \rangle, \langle N^2 \rangle$

 $\Sigma[P_{T}, N]$ uses also correlation term: $\langle P_{T}N \rangle - \langle P_{T} \rangle \langle N \rangle$

thus Δ and Σ can be sensitive to several physics effects in different ways

Transverse momentum and multiplicity fluctuations

	unit	No fluctuations; N = const. P_{T} = const.	Independent Particle Model (IPM)	Model of Independent Sources (MIS); for example WNM ($N_s \equiv N_w$)
$\Phi_{ m pT}$	MeV/c	$\Phi_{p_T} = -\sqrt{\overline{p_T}} \omega[p_T]$	$\Phi_{\rm pT}$ = 0	Strongly intensive: not dependent on N _s and its fluctuations $\Phi_{pT}(N_s \text{ sources}) = \Phi_{pT}(1 \text{ source})$
$\Delta[P_{T},N]$	dimensionless	$\Delta[P_{T}, N] = 0$	$\Delta[P_{T},N] = 1$	Strongly intensive $\Delta[P_T, N](N_S \text{ sources}) = \Delta[P_T, N](1 \text{ source})$
Σ[Ρ _τ , Ν]	dimensionless	$\Sigma[P_{T}, N] = 0$	Σ[P _T , N] = 1	Strongly intensive $\Sigma[P_T, N](N_s \text{ sources}) = \Sigma[P_T, N](1 \text{ source})$

 Δ and Σ are dimensionless and have scale which allows for a quantitative comparison of fluctuations of different, in general dimensional, extensive quantities

Multiplicity fluctuations

	unit	No fluct.; N = const.	Poisson N distribution	Model of Independent Sources (MIS); for example WNM ($N_s \equiv N_w$)
ω[N]	dimensionless	ω[N] = 0	ω[N] = 1	$\begin{array}{l} \mbox{Intensive: not dependent on } N_{S} \mbox{ but } \\ \mbox{dependent on its fluctuations} \\ \omega[N](N_{S} \mbox{ sources}) = \omega[N](1 \mbox{ source}) + \langle n \rangle \ \omega_{_{NS}} \\ \langle n \rangle \ - \mbox{ mean multiplicity from a single source} \\ \omega_{_{NS}} \ - \mbox{ fluctuations in } N_{_{S}} \end{array}$

"Know your reference"

- What does the elliptic flow coefficient $v_2=0.1$ mean?

- It means that 50% more particles are emitted "in plane" than "out of plane". Huge effect!

- What does the $\Phi_{\rm pT}$ = 10 MeV/c mean ?



- Nothing! We do not know whether it is a large or a small effect. Especially when the magnitudes of Φ_{pT} from several "trivial" effects (BE statistics, resonance decays, etc.) are not estimated

- What does the $\Sigma[P_{T}, N] = 1.1$ mean?

- It means that (for this specific combination of moments $\rightarrow \Sigma$ quantity) we measure 10% deviation from IPM (fluctuations are 10% larger than in IPM)

Similar advantage for $\omega[N] \rightarrow$ here Poisson N distrib. (instead of IPM) used as the reference: $\omega[N] = 0$ for N = const. and $\omega[N] = 1$ for Poisson N distribution. Thus for *any* P(N) distribution: $\omega[N] > 1$ (or $\omega[N] \gg 1$) corresponds to "large" (or "very large") fluctuations of N, $\omega[N] < 1$ (or $\omega[N] \ll 1$) corresponds to "small" (or "very small") fluctuations of N

Δ and Σ measures – keep the advantages of both Φ (they are strongly intensive) and ω (they are properly normalized)

P_{τ} and N fluctuations in inelastic p+p collisions (NA61/SHINE)



Results within the full NA61/SHINE acceptance

 Φ_{pT} and $\Sigma[P_T, N]$ – the same "family" of strongly intensive measures (the same moments used)

 $\Sigma[P_T, N]$ shows fluctuations <u>above</u> IPM predictions and $\Delta[P_T, N]$ <u>below</u> IPM

Possible explanations of $\Sigma[P_T, N] > 1$, $\Delta[P_T, N] < 1$ and $\Phi_{pT} > 0$

- BE statistics → PL B730, 70 (2014); PR C88, 024907 (2013); PL B439, 6 (1998); PL B465, 8 (1999)
- Average p_T per event P_T/N
 versus N correlation in pp → PR C89, 034903 (2014)

P_{τ} and N fluctuations in Be+Be collisions (NA61/SHINE)



No centrality dependence in Be+Be

 No sign of any anomaly that can be attributed to CP (both in p+p and Be+Be)

Be+Be results are corrected for non-target interactions; corrections for detector effects and trigger bias are estimated to be small but are still under investigation

T. Czopowicz, arXiv:1503.01619 (CPOD 2014)

Wyniki (2014) NA61/SHINE – dodatkowo Be+Be dla różnych centralności

(uwaga: akceptancja większa niż w NA49) w zmiennej podobnej do $\Phi_{_{\rm DT}}$

Zależność od energii dla danych p+p oraz Be+Be (różne punkty czerwone to różne centralności Be+Be) również nie pokazuje maksimum oczekiwanego dla CP



all charged

T. Czopowicz, PoS

CPOD2014, 054, 2015

(arXiv:1503.01619)

and conference slides

$$\Phi_{p_T} = \sqrt{\overline{p_T}} \omega(p_T) \Big[\sqrt{\Sigma[P_T, N]} - 1 \Big]$$

 $P_T = \sum_{i=1}^{N} p_{T,i}$ (w danym zderzeniu)

 $\Sigma[P_T, N] = 0$ oznacza brak fluktuacji $\Sigma[P_T, N] = 1$ oznacza niezależną produkcję cząstek

> Tu akcept. mniejsza niż po lewej: forward-rapidity (1.1 < y_{π}^* < 2.6)



Comparison of p₊ fluctuations for NA49 A+A and NA61/SHINE p+p collisions in the same (NA49) acceptance

 $\mu_{\rm B}$ [MeV]



 $\mu_{\rm B}$ [MeV]

Forward-rapidity 1.1 < y^{*}₋ < 2.6; $y_p < y_{beam} - 0.5$

Common (for all energies) limited azimuthal angle

Similar behaviour for Pb+Pb and p+p; difference only for negatively charged particles

Due to smaller acceptance magnitudes of p+p points are smaller then those on prev. page

For NA61/SHINE only stat. uncert. shown

NA49: PR C92, 044905 (2015) oraz Grebieszkow, NP A830, 547C (2009)



• Forward-rapidity $1.1 < y_{\pi}^{*} < 2.6$

• Wide azimuthal angle – nearly as available at 158A GeV/c

Increase of $\Phi_{pT} \sim$ two times larger for all charged than for negatively charged particles (as predicted for CP)

Predictions for $\Sigma[P_T,N]$ and $\Delta[P_T,N]$ at CP not available yet

Details of CP predictions (curves) for Φ_{pT} \rightarrow NP A830, 547C-550C (2009)

For NA61/SHINE only stat. uncert. shown

NA49: PR C92, 044905 (2015) oraz Grebieszkow, NP A830, 547C (2009)
2016: fluctuations in Ar+Sc, Be+Be and p+p within the same acceptance $0 < y_{\pi} < y_{beam}$



• $\Delta[P_T, N] < 1$ and $\Sigma[P_T, N] \ge 1$ for all systems; may be due to BE stat. (PL B730, 70, 2014; PR C88, 024907, 2013; PL B439, 6, 1998; PL B465, 8, 1999) and/or P_T/N vs N anti-correlation (PR C89, 034903, 2014)

- Increase of Δ and Σ deviation from 1 with energy may be due to increasing azimuthal acceptance
- So far there are no prominent structures which could be related to critical point

E. Andronov (for NA61/SHINE), Acta Phys. Polon. Supp. 10 (2017) 449-453; K. Grebieszkow (for NA61/SHINE), PoS EPS-HEP2017 (2017) 167

Comparison to NA49 A+A at 158A GeV/c within NA49 two different acceptances

NA49: Phys. Rev. C 92 (2015) 4, 044905



K. Grebieszkow (for NA61/SHINE), PoS EPS-HEP2017 (2017) 167

System size scan – wide azimuthal acc. (the same for all systems)





Ar+Sc – comparison to NA61/SHINE p+p and Be+Be

within the same acceptance (higher acceptance for higher energies)

• p_T < 1.5 GeV/c

• $0 < y_{\pi} < y_{beam}$ (due to poor azimuthal angle acceptance and stronger electron contamination at backward rapidities)





p+p Be+Be, 0-5% Ar+Sc, 0-5%

only stat. uncert. shown

E. Andronov, K. Grebieszkow, CPOD 2016 slides (arXiv:1610.05569, 1608.01538)

Ar+Sc – comparison to NA61/SHINE p+p and Be+Be within the same acceptance



p+p Be+Be, 0-5% Ar+Sc, 0-5%

- $\Delta[P_{T}, N] < 1$ and $\Sigma[P_{T}, N] \ge 1$ for all systems
- No prominent structures which could be related to CP are visible

E. Andronov, K. Grebieszkow, CPOD 2016 slides (arXiv:1610.05569, 1608.01538) only stat. uncert. shown



Energy scan of P_T and N fluctuations in central Pb+Pb collisions (NA49) – comparison with models



FIG. 4: Energy dependence of $\Delta[P_T, N]$ and $\Sigma[P_T, N]$ for the 7.2% most central Pb + Pb interactions. Statistical uncertainties are denoted by lines, systematic ones by color boxes. Data (points) are compared to predictions of the UrQMD 3.4 (solid lines) and EPOS 1.99 (dashed lines) models with acceptance restrictions as for the data.

NA49 older results (Φ_{DT})

PHYSICAL REVIEW C 79, 044904 (2009)

Points – PR C79, 044904 (2009), UrQMD 1.3 (35k events per energy)





FIG. 16. (Color online) Comparison of Φ_{p_T} as a function of energy from data (data points, corrected for limited two-track resolution) with UrQMD model calculations (black lines) with acceptance restrictions as for the data. The panels represent results for all charged (left), negatively charged (center), and positively charged particles (right).

FIG. 12. (Color online) Φ_{p_T} as a function of energy for the 7.2% most central Pb + Pb interactions. Data points are corrected for limited two-track resolution. Errors are statistical only. Systematic errors are given in Table IV.





FIG. 5: Dependence of $\Delta[P_T, N]$ and $\Sigma[P_T, N]$ versus the mean number of wounded nucleons $\langle N_W \rangle$ on the size of the colliding nuclei (p, C, Si, Pb) and the centrality of Pb+Pb interactions at 158A GeV/c. Statistical uncertainties are denoted by error bars, systematic uncertainties by colored boxes. Data (points) are compared to predictions of the UrQMD 3.4 (solid lines) and EPOS 1.99 (dashed lines) models with acceptance restrictions as for the data.



NA49 older results (Φ_{DT})

FIG. 8. Φ_{p_T} versus mean number of wounded nucleons $\langle N_W \rangle$. Data points were corrected for limited two-track resolution. Errors are statistical only. Systematic error is smaller than 1.6 MeV/c.



FIG. 10. Φ_{p_T} versus mean number of wounded nucleons calculated using the HIJING model with geometrical acceptance cuts included (black lines) and without geometrical acceptance restrictions (gray lines). Results are compared to data (points) corrected for limited two-track resolution (the markers are the same as in Fig. 8). The panels represent: all charged, negatively charged, and positively charged particles. Data points contain both short and long range correlations. The effects of short range correlations are not incorporated in the HIJING model.

σ_{dyn} measure of dynamical particle ratio fluctuations (K/π, p/π, K/p) • E-by-e fit of particle multiplicities required in NA49 • Mixed events used as reference • σ²_{dyn} ∝ 1/N_w (PR C81, 034910 (2010), arXiv:1101.4865) relative width (of K/ π , p/ π , K/p) $\sigma = RMS / Mean \cdot 100 [\%]$ $\sigma_{dyn} = sign(\sigma_{data}^2 - \sigma_{mixed}^2) \sqrt{|\sigma_{data}^2 - \sigma_{mixed}^2|}$ $\sigma_{dyn}^2 \approx |v_{dyn}|$

Intermittency in low mass π⁺π⁻ pair density fluctuations in p_T space

- Proper mass window and multiplicity required
- Mixed events used as reference
- Power-law behavior from σ mode expected: $\Delta F_2 \sim (M^2)^{\phi_2}$
- Critical QCD prediction $\phi_2 = 2/3$

2D transv. momentum factorial moments: $F_{p}(M) = \frac{\langle \frac{1}{M^{2}} \sum_{i=1}^{M^{2}} n_{i}(n_{i}-1) \dots (n_{i}-p+1) \rangle}{\langle \frac{1}{M^{2}} \sum_{i=1}^{M^{2}} n_{i} \rangle^{p}}$

 M^2 - number of cells in p_T space of di-pion $\vec{p}_{T,\pi\pi} = \vec{p}_{T,\pi^+} + \vec{p}_{T,\pi^-}$

 n_i - number of reconstruc. di-pions in *i*-th cell $\Delta F_2(M)$ - combinatorial background subtracted (by use of mixed events) second factorial moment



RHIC STAR BES

N. R. Sahoo, arXiv:1407.1554 and WWND 2014 conference slides

$$\left\langle \Delta p_{t,i} \Delta p_{t,j} \right\rangle = \frac{1}{N_{event}} \sum_{k=1}^{N_{event}} \frac{C_k}{N_k (N_k - 1)} , \ C_k = \sum_{i=1}^{N_k} \sum_{j=1, i \neq j}^{N_k} (p_{t,i} - \langle \langle p_t \rangle \rangle) (p_{t,j} - \langle \langle p_t \rangle \rangle)$$

$$v_{
m dyn}^{M-N} = rac{\langle M(M-1)
angle}{\langle M^2
angle} + rac{\langle N(N-1)
angle}{\langle N^2
angle} - 2rac{\langle MN
angle}{\langle M
angle \langle N
angle}$$

where M and N are multiplicities of different particles species



STAR, PR C92 (2015) no.2, 021901 [arXiv:1410.5375]

Zależność fluktuacji chemicznych od akceptancji – NA49 i porównanie ze STAR



Akceptancja w binie nr 8 (lewy rys., p. czerwony)

NA49, PR C89, 054902 (2014) [arXiv:1310.3428]



[p, π]: brak silnej zależności od akceptancji

[K, π]: przy 20A i 30A GeV silna zależność od akceptancji

[K, p]: przy 20A i 30A GeV silna zależność od akceptancji

Akceptancja wyjaśnia różnice w wynikach NA49 i STAR

- v_{dvn} and thus σ_{dvn} are **not** intensive measures
- ratio fluctuations scale roughly as the inverse of the accepted multiplicity $\sigma_{dvn}^2 \sim 1/\langle N \rangle_{accepted}$
- \Rightarrow rise toward low \sqrt{s} in K/ π fluct. due to low multiplicity rather then due to deconfinement (as originally believed)
- Moreover: all existing chemical fluctuation measures are sensitive to non-perfect particle identification :(



Solution: identity method (\rightarrow see Gaździcki, Grebieszkow, Maćkowiak, Mrówczyński, PR C83, 054907 (2011)). Advantages: e-by-e fits of particle ratios not required (only global dE/dx fits), mixed events as reference not required, effect of limited dE/dx resolution can be corrected in a model independent way

x_i (assumed ID) replaced by identity $w_i(dE/dx) = \rho_i(dE/dx)/\rho(dE/dx)$ measuring the probability that the particle is pion or kaon or proton or electron, etc. Original idea developed and improved in: PR C84, 024902 (2011), PR C86, 044906 (2012) and currently applied to NA49 and NA61/SHINE data (M. Maćkowiak-Pawłowska, A. Rustamov)

Identity method

In experiment chemical fluctuations of multiplicities of identified particles may be distorted by incomplete particle identification



Inclusive dE/dx spectra is sliced in p_{tot} , p_T bins.

The identity method allows to obtain second and third moments (pure and mixed) of identified particle multiplicity distributions corrected for misidentification effect

Using dE/dx fit a particle identity is calculated as:

$$w_i = rac{
ho_i (dE/dx)}{
ho(dE/dx)}$$
,

where ρ_i - function fitted to *i'* th particle type and ρ function fitted to total dE/dx distribution in a given phase-space bin (i: π , p, K)



sum of Gaussian functions is fitted in each phase-space bin.

single particle identity



Event quantity W_i defined as:

$$W_i = \Sigma w_i$$

where summation runs over all particles in an event



Details of identity method: PR C83, 054907 PR C84, 024902 PR C86, 044906

See PR C84, 024902 (2011), PR C86, 044906 (2012) for the details of the matrix used in calculations

Metoda "identity" od niedawna jest również używana w ALICE: zob. arXiv:1512.03372



example for p+p at 17.3 GeV



For perfect particle identification W_i

distribution equals the multiplicity distribution

For particles with larger PID

contamination (like K) W_i distribution gets smoother.

Example for p+p at $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV

event identity measure

Common NA61/SHINE and NA49 acceptance for chemical fluctuations

In order to compare p+p (NA61) and Pb+Pb (NA49) results the common acceptance for the chemical fluctuation analysis was defined.

Low particle multiplicity in p+p interactions limits the acceptance to the region in which track statistics is sufficient for the dE/dx fits.



Colored region marks common acceptance used for comparison of p+p and Pb+Pb results (scattered points indicate acceptance used for Pb+Pb analysis only).

For details see https://edms.cern.ch/document/1237791/1.

Scaled variance of multiplicity distribution in p+p interactions

 $\omega[N_i] \equiv \omega_i$



• $\omega_{p+\overline{p}}$ and ω_{p} < 1 probably due to baryon number conservation. ω_{p} and $\omega_{p+\overline{p}}$ similar (small fraction of antiprotons)

• ω_{κ} > 1 probably due to **strangeness conservation.** $\omega_{\kappa+}$ close to 1 and < ω_{κ} , which suggests that strangeness conservation contributes to ω_{κ}

• Increase of ω_{π} with energy

reflecting increase of ω_{Nch} measured in full phase-space (see PR 351, 161 (2001)). $\omega_{\pi+} < \omega_{\pi}$ possibly due to charge conservation

• ω_{π} and ω_{Nch} similar at higher energies (at lowest energies the fraction of protons is significant)

HSD, EPOS, UrQMD predictions are similar to experimental results



Końcowe wyniki (fluktuacje chemiczne) dla p+p

NA61/SHINE, Eur. Phys. J. C 81 (2021) 5, 384 [arXiv:2009.01943]



Fluktuacje "chemiczne" w ALICE przy użyciu metody "identity" (ale zmienne dotychczasowe)

ALICE, Eur. Phys. J. C79 (2019) 236 [arXiv:1712.07929]

W pracy pokazano też zależność od centralności

Uwaga: inna akceptancja dla różnych eksperymentów



Φ_{PT} (inne zmienne też) <u>mierzy magnitudę fluktuacji dynamicznych</u> ale brak informacji o ich źródle (np. czy fluktuacje temperatury, korelacje BE, korelacje z powodu flow, etc.). Do znalezienia pochodzenia fluktuacji – np. korelacje dwucząstkowe w zmiennej 'x', szczegóły np. w Phys. Rev. C70, 034902 (2004)

Dwucząstkowe korelacje w kumulatywnej zmiennej x

dodatkowo: informacja o źródłach (naturze) fluktuacji dynamicznych $x(i) = \int_{0}^{p_{Ti}} \rho(p_T) dp_T$

metoda zaproponowana przez T. Trainora

 $\rho(p_T)$ – inkluzywny, znormalizowany do 1 rozkład pędu poprzecznego Procedura: dla każdej cząstki p_T \rightarrow x a później tworzy się pary cząstek (x₁, x₂) ale wewnątrz tego samego przypadku (procedura powtarzana dla kolej. przyp.)



Przykłady:

- 1. Gładki rozkład brak fluktuacji dynamicznych
- 2. Struktura fluktuacje dynamiczne
- a) korelacje krótkozasięgowe Bose-Einsteina i Coulomba wzdłuż diagonali
- b) fluktuacje temperatury (e-by-e) kształt "siodłowy"

Przykłady:

Korelacje dwucząstkowe w zmiennej 'x' Krótkozasięgowe korelacje (Bose-Einsteina i Coulomba) – wzmocnienie na diagonali; dane SPS NA49



A jak wyglądałyby fluktuacje temperatury od przypadku do przypadku? Generator losowy fluktuacji w "T" – zrobiony dla centralnych danych Pb+Pb przy 158A GeV T losowana z rozkładu Gaussa z σ_{τ} . Podane są: σ_{τ}/T [%] i $\Phi_{p\tau}$ [MeV/c]



A jak wygląda zależność od rozmiaru systemu dla najwyższej energii SPS? Szczegóły w Phys. Rev. C70, 034902 (2004)

1.6

1.4

1.2

0.8

1.6

1.4

1.2



- Dwucząstkowe korelacje kolorowa skala ta sama
- Długozasięgowe korelacje w p+p na poziomie 40% (ale Φ_{ρτ} dla p+p małe!) które są rozmyte dla cięższych systemów
 - Zamiast tego pojawiają się korelacje krótkozasięgowe czyli związane z przyciąganiem Coulombowskim (pary +-, maksimum przy małych x) oraz korelacje Bose-Einstein'a (pary ++, --, obszar diagonalny ale też małe x)

C+C

×

x



 Inna struktura dla peryferycznych Pb+Pb (tam gdzie maksimum w zależności Φ_{ρτ} od rozmiaru systemu)



Х,







Nie wszystkie zmienne mierzące fluktuacje dynamiczne w p $_{\rm T}$ pokazują taką samą zależność od rozmiaru systemu / energii

Czyli zachowanie zależy od rodzaju wybranej zmiennej Wybór $\Phi_{_{PT}}$ – bo jest silnie intensywna i dlatego, że przewidywania teoretyczne dotyczące punktu krytycznego były robione m.in. dla $\Phi_{_{PT}}$



∖∣s_{NN} (GeV)

 Porównywanie wartości (nawet tej samej zmiennej fluktuacyjnej) pomiędzy eksperymentami o różnych akceptancjach lub/i zakresach kinematycznych jest trudne albo nawet niemożliwe
 Na rys. STAR – dolny, lewy (J. Phys. G33, 451 (2007)) → dane CERES zostały ekstrapolowane (liniowa ekstrapolacja na podst. rys. dół, prawy) do akceptancji STAR ale oba STAR i CERES mierzą przy mid-rapidity

3. Ekstrapolacja danych NA49 do akc. STAR byłaby mało wiarygodna bo byłaby to ekstrapolacja z forward do mid-rapidity



J. Adams et al., Phys.Rev. C72 (2005) 044902

STAR: dodatkowe rysunki z zależnością od rozmiaru systemu oraz energii

J. Phys. G33, 451 (2007) najbardziej centralne zderzenia z i bez poprawek SSC (HBT, Coulomb). Ciągła krzywa proporcjonalna do $\ln(\sqrt{s_{NN}}/10)$

Bada się również fluktuacje flow (v₂) od przypadku do przypadku

Przypomnienie: przepływ eliptyczny charakteryzowany przez v_2 :

$$E\frac{d^{3}N}{dp^{3}} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^{2}N}{p_{T}dp_{T}dy} (1+2v_{1}\cos(\varphi-\Phi_{R})+2v_{2}\cos[2(\varphi-\Phi_{R})]+...)$$
Anisotropic flow in non-central collisions
$$\varphi = atan \frac{p_{y}}{p_{x}}$$
Final momentum asymmetry
$$\varphi = atan \frac{p_{y}}{p_{x}}$$
F

 $\epsilon_x(b) = \frac{1}{\langle y^2 + x^2 \rangle}$ nukleonów partycypantów zrzutowane na osie poprzeczne x i y.

$$\sigma_{xy} = \langle xy \rangle - \langle x \rangle \langle y \rangle$$

Pokazane (po raz pierwszy) na QM 2006: Ogromne (40–50%) fluktuacje event-by-event wielkości v₂ mogą być wyjaśnione przez fluktuacje event-by-event początkowego kształtu (*initial eccentricity fluctuations*) – Glauber Monte Carlo



Ale v₂ to nie jedyne źródło korelacji w kącie azymutalnym

Mamy jeszcze:



4. Korelacje kwantowe 5. ...

Stan na 2008 rok (QM 2008) 1. PHOBOS twierdzi że jest w stanie wydzielić z mierzonych fluktuacji e-by-e v, nonflow efekty (jety, rezonanse, HBT) **QM 2006** nucl-ex/0702036 0.6 Flow ⊕ non-flow (measured fluctuations) $\left< \left< v_2 \right> \left< \left< v_2 \right> \right> \right>$ 0.4 **HIJING non-flow correction is very small** (negligible, < 2%) 0.2 Au+Au 200GeV PHOBOS 200 300 **QM 2008** 100 Npart Ostatecznie: fluktuacje flow poprawione na 0.6 korelacje non-flow non-flow **QM 2008** Au+Au 200 GeV PHOBOS preliminary $\sigma(v^{}_{2})$ / $\langle v^{}_{2} \rangle$ 0.6 Data based non-flow correction 0.4 **Relative Fluctuations** 0.4 0.2 Au+Au 0.2 200GeV Data **PHOBOS Preliminary** 100 200 300 Glauber MC Npart 100 200 300 Npart

2. STAR twierdzi że NIE jest w stanie wydzielić z mierzonych fluktuacji e-by-e v₂ non-flow efektów Stan na 2010 rok

PHOBOS twierdzi że "tak średnio" jest w stanie wydzielić z mierzonych fluktuacji e-by-e v, non-flow efekty (jety, rezonanse, HBT)

tj. jeśli całe fluktuacje flow są na poziomie 40% to po odjęciu efektów non-flow mogą być na poziomie 30–40%...

więcej szczegółów w pracy: arXiv:1002.0534





Rys. z arXiv:1305.2942v1; zob. też inne rysunki w ATLAS, arXiv:1408.4342

Energy dependence (7.2% most central Pb+Pb) of azimuthal fluctuations

Motivation: search for plasma instabilities (PL B314, 118 (1993)), critical point and onset of deconfinement, flow fluctuations (APP B34, 4241 (2003); arXiv:nucl-ex/0312008)

Background effects: resonance decays, momentum conservation, flow, (di-)jets, quantum statistics (APP B31, 2065 (2000), PR C83, 024905 (2011))



Φ_{ϕ} (negative) > 0; different than in UrQMD (1.3) (ϕ in UrQMD rotated by Φ_{R}) Φ_{ϕ} (positive) consistent with zero

This and next two pages: results for forward-rapidity region; limited azimuthal acceptance (for details see PR C70, 034902 (2004) and PR C79, 044904 (2009))

System size dependence (at 158A GeV) of azimuthal fluctuations



Φ_{ϕ} > 0, maximum for peripheral Pb+Pb

UrQMD (3.3) does not reproduce data (ϕ in UrQMD rotated by Φ_R)

The magnitude of Φ_{ϕ} reproduced by the effect of v_1 and v_2 ; the difference between positively and negatively charged particles also reproduced

In MC v_1 and v_2 (for pions and protons at forward-rapidity) taken from PR C68, 034903 (2003); $<N_2>$ and $<N_2>$ from this analysis; effect of limited NA49 acceptance taken into account; percentage of protons in the studied kinematic rage estimated from UrQMD

... only (semi-)central samples (possible flow effects small):

NA49 preliminary





For energy dependence of Φ_{pT} important cut on y_p^* to get rid of artificial effect of event-by-event centrality fluctuations while studying only forward-rapidity \rightarrow for details see separate paper KG, PR C76, 064908 (2007)
Average p_{τ} and multiplicity fluctuations: dependence on phase diagram coordinates

 Φ_{pT} – measures event-by-event p_T fluctuations (Φ_{pT} = 0 \rightarrow no fluct. / correlations; strongly intensive) ω – scaled variance (variance / mean) of multip. distrib. (ω = 0 \rightarrow no fluct., ω = 1 \rightarrow Poisson; intensive) https://www.ujk.edu.pl/homepages/mryb/10thworkshop/files/slides/grebieszkow.pdf \rightarrow other measures in NA49 and NA61



Relative entropy to energy fluctuations (left) in SMES – non-monotonic energy dependence with a maximum at the onset of deconfinement domain [Gaździcki, Gorenstein, Mrówczyński, PLB 585 (2004) 115]

Relative strangeness to energy fluctuations (middle) in SMES – non-monotonic energy dependence with a minimum at the onset of deconfinement domain [Gorenstein, Gaździcki, Zozulya, PLB 585 (2004) 237]

$$R_e \equiv \frac{(\delta S)^2 / S^2}{(\delta E)^2 / E^2} = (1 + p/\varepsilon)^2 \qquad R_s \equiv \frac{(\delta N_s)^2 / N_s^2}{(\delta E)^2 / E^2}$$

S – entropy, E – energy, p – pressure, ε – energy density, N_s – strangeness (total number of all strange and anti-strange particles), $R_{s/e} = R_s/R_e$, $F \approx (s_{\rm NN})^{1/4}$

