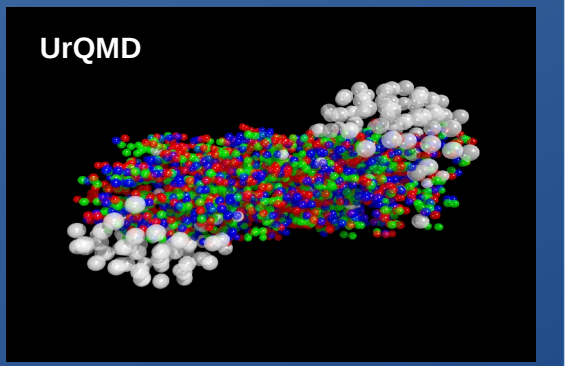
Katarzyna Grebieszkow
Politechnika Warszawska
Wydział Fizyki
katarzyna.grebieszkow@pw.edu.pl

Badanie diagramu fazowego silnie oddziałującej materii

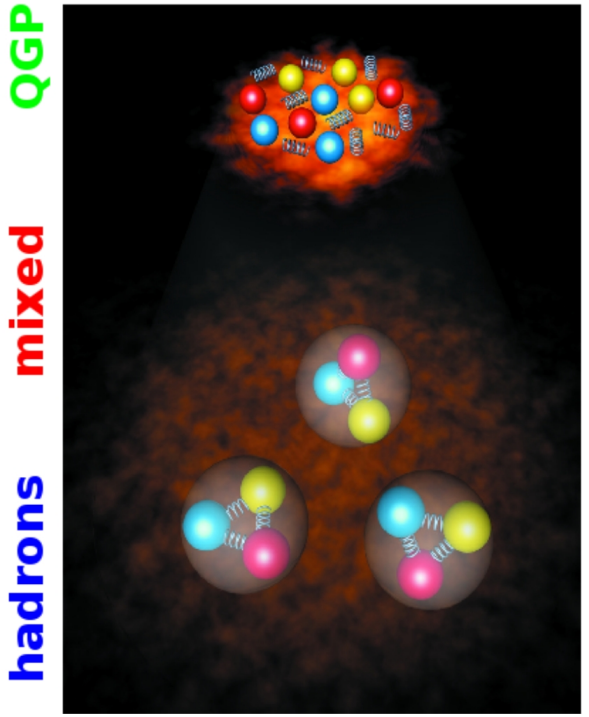
48. Zjazd Fizyków Polskich
Gdańsk, 1–7 września 2023 r.



Podziękowania dla Organizatorów 48. Zjazdu Fizyków Polskich oraz dla projektu WUT ID-UB (konkurs wewnętrzny IDUB-POB-FWEiTE-3) Ministerstwa Nauki i Szkolnictwa Wyższego

Fazy wody

Rys. https://fy.wikipedia.org/wiki/Wetter



Rys. M. Gaździcki

Large Hadron Collider (CERN)

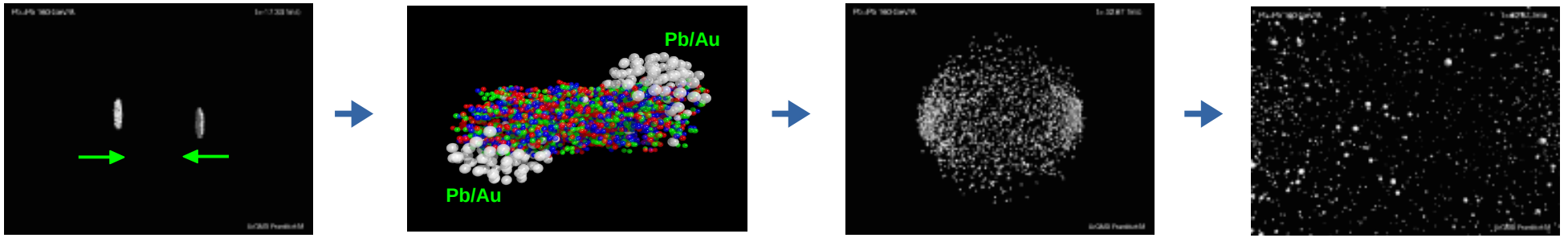
Relativistic Heavy Ion Collider (BNL)

Super Proton Synchrotron (CERN)

Alternating Gradient Synchrotron (BNL)

Fazy silnie oddziałującej materii

Dlaczego chcemy badać zderzenia ciężkich jonów przy wysokich energiach?



Rys. symulacje UrQMD

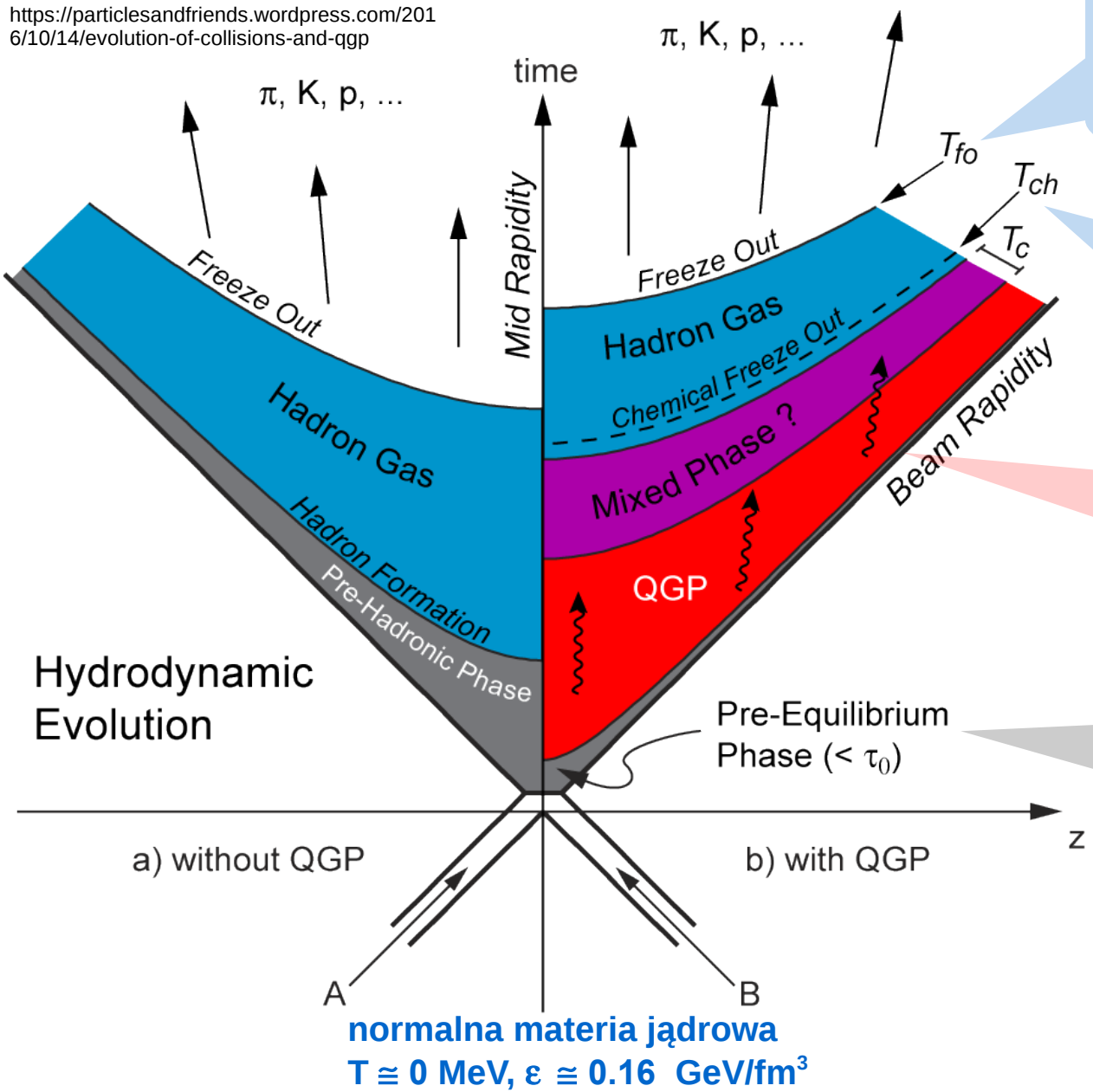
Chcemy tworzyć i badać własności plazmy kwarkowo-gluonowej (QGP) oraz własności przejścia między QGP a gazem hadronów (HG)

Plazma kwarkowo-gluonowa – system uwolnionych kwarków i gluonów (partonów); istniał najprawdopodobniej tuż po Wielkim Wybuchu

Ewolucja zderzenia ciężkojonowego, czas życia systemu, czas między wymrożeniami

Ewolucja zderzenia ciężkich jonów

https://particlesandfriends.wordpress.com/2016/10/14/evolution-of-collisions-and-qgp



normalna materia jądrowa
$T \cong 0$ MeV, $\varepsilon \cong 0.16$ GeV/fm^3

$T \sim 90$–140 MeV, $\varepsilon \sim 0.05$ GeV/fm^3
wymrożenie termiczne
(kinetyczne) – ustalone pędy cząstek
(koniec oddziaływań elastycznych);
rozpady są nadal możliwe

$T \sim 150$–170 MeV, $\varepsilon \sim 0.6$ GeV/fm^3
wymrożenie chemiczne –
ustalony skład chemiczny
(koniec oddziaływań nieelastycznych)

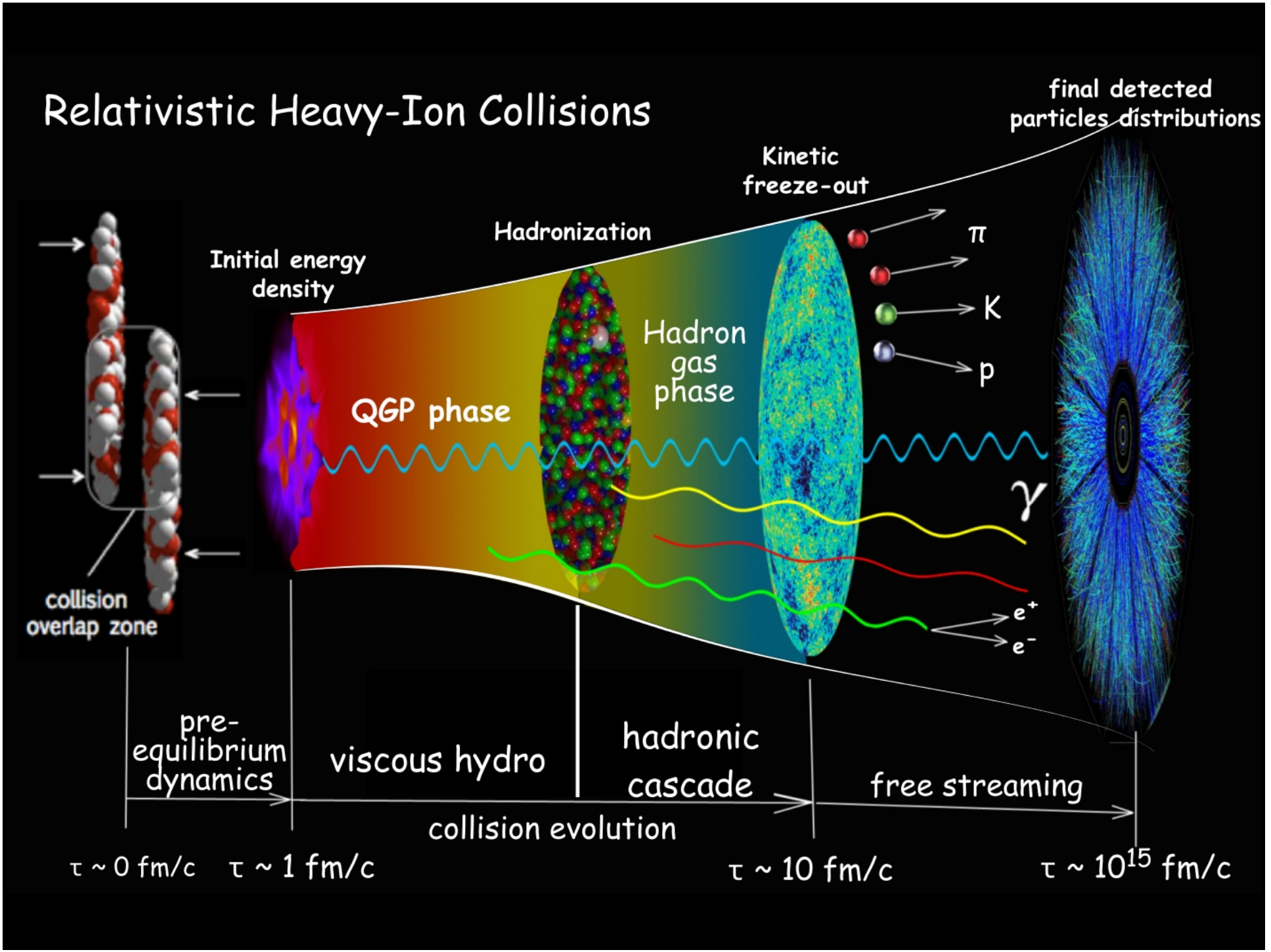
$T \sim 230$–600 MeV (SPS–LHC)
$\varepsilon \sim 3$ GeV/fm^3 (SPS),
$\varepsilon > 5/15$ GeV/fm^3 (RHIC/LHC)
czas życia QGP przed
hadronizacją ~ kilka fm/*c*

formacja partonów i termalizacja
czas formacji $\tau_0 \sim 1$ fm/*c* dla „top SPS”
oraz ~ 0.6 fm/*c* dla „top RHIC”

Cząstki rejestrowane w stanie końcowym np. mezony: π^+ (u anty-d), π^- (d anty-u), K^+ (u anty-s), K^- (s anty-u), bariony: p (uud), Λ (usd), ...

Temperatura spada w trakcie ekspansji $\Rightarrow$ $T_{chem} \geq T_{term}$

1 fm/*c* = $3.3 \cdot 10^{-24}$ s
1 GeV = $1.2 \cdot 10^{13}$ K

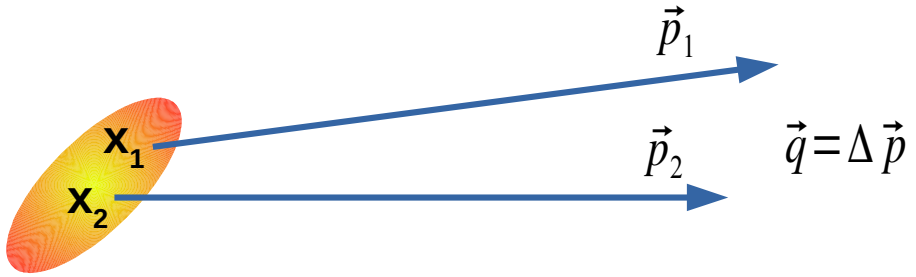


Rys. C. Shen, U. Heinz, Nucl. Phys. News 25 (2015) 2, 6-11

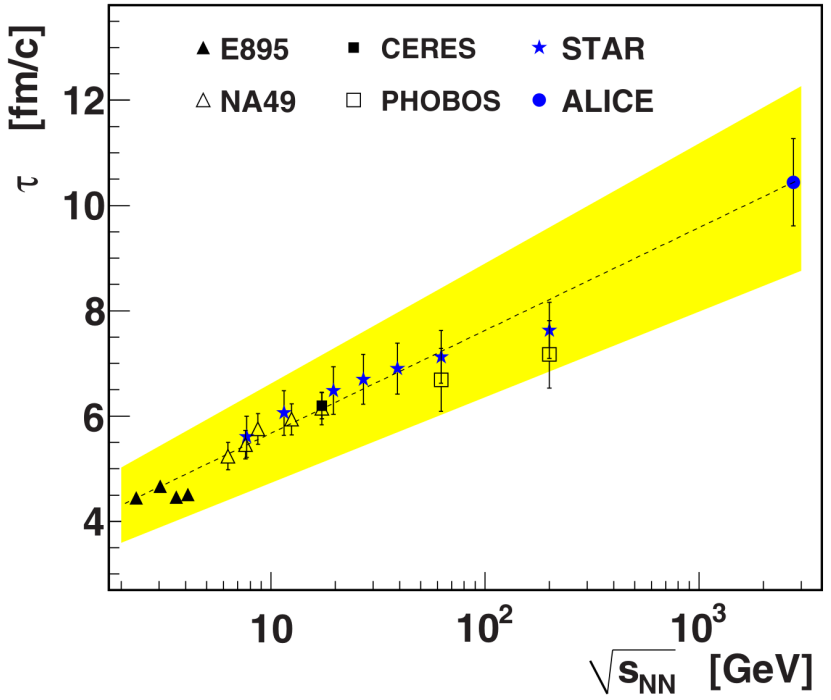
Skale czasowe

Czas życia systemu

Czas życia systemu (*decoupling time*) oszacowywany na postawie pomiarów korelacji cząstek o pędach $\mathbf{p}_1$ i $\mathbf{p}_2$ emitowanych z punktów $\mathbf{x}_1$ i $\mathbf{x}_2$. Eksperymentalnie mierzymy tzw. **funkcję korelacyjną** co pozwala na poznanie rozmiarów źródła emisji oraz czasu trwania emisji, dzięki pomiarowi wektora **q** (różnicy pędów)



Pomiar **rozmiarów źródeł rzędu 10^{-15} m** oraz **czasów emisji rzędu 10^{-23} s** – nie da się tego zrobić żadnymi „klasycznymi” metodami

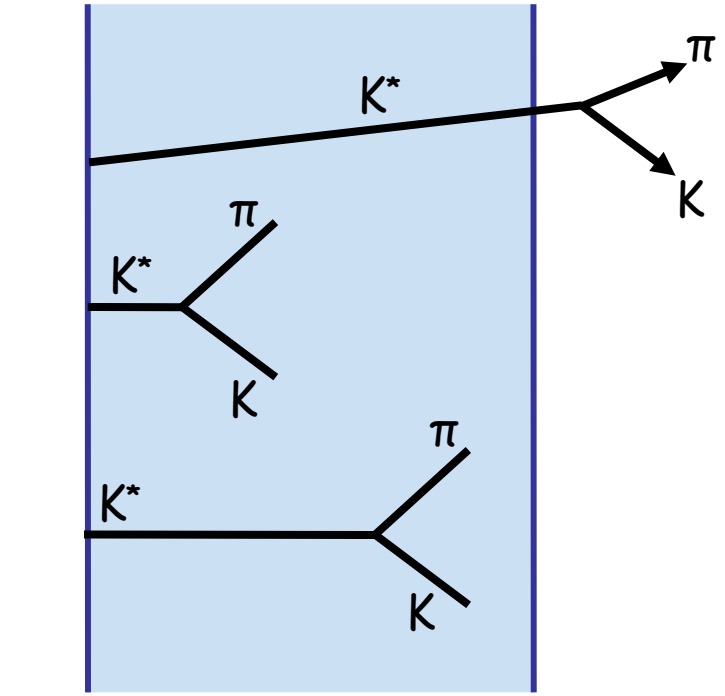


Fireball („kula ognista”) tworzony w trakcie zderzenia jonowego **żyje nawet powyżej 10 fm/*c***

Czas liczony przy użyciu R_{long} (zasięg korelacji wzdłuż osi wiązki) oraz T_{term} (temperatura wymrożenia termicznego); żółta banda – zakres obliczeń dla $T_{term} = 120 \pm 20$ MeV

STAR, Phys. Rev. C 92 (2015) 1, 014904

Czas między wymrożeniami



Rys. mod. z NA61/SHINE

- Czas życia mezonu K^* ($\approx$ 4 fm/*c*) porównywalny z oczekiwanym czasem pomiędzy wymrożeniami →
- Niektóre **rezonanse mogą się rozpadać wewnątrz fireballa**; pędy ich produktów rozpadu mogą być modyfikowane ze względu na rozpraszania elastyczne → problemy z eksperymentalną rekonstrukcją rezonansu za pomocą masy niezmienniczej →
- **Tłumienie obserwowanej produkcji K^***
- Zakładając brak procesów regeneracji (rys.) czas pomiędzy wymrożeniami może być określony z (STAR, Phys. Rev. C 71 (2005) 064902):

$$\frac{K^*}{K}(\text{kinet}) = \frac{K^*}{K}(\text{chem}) \cdot e^{\frac{-\Delta t}{\tau}}$$

użyte stosunki w Pb+Pb lub Au+Au

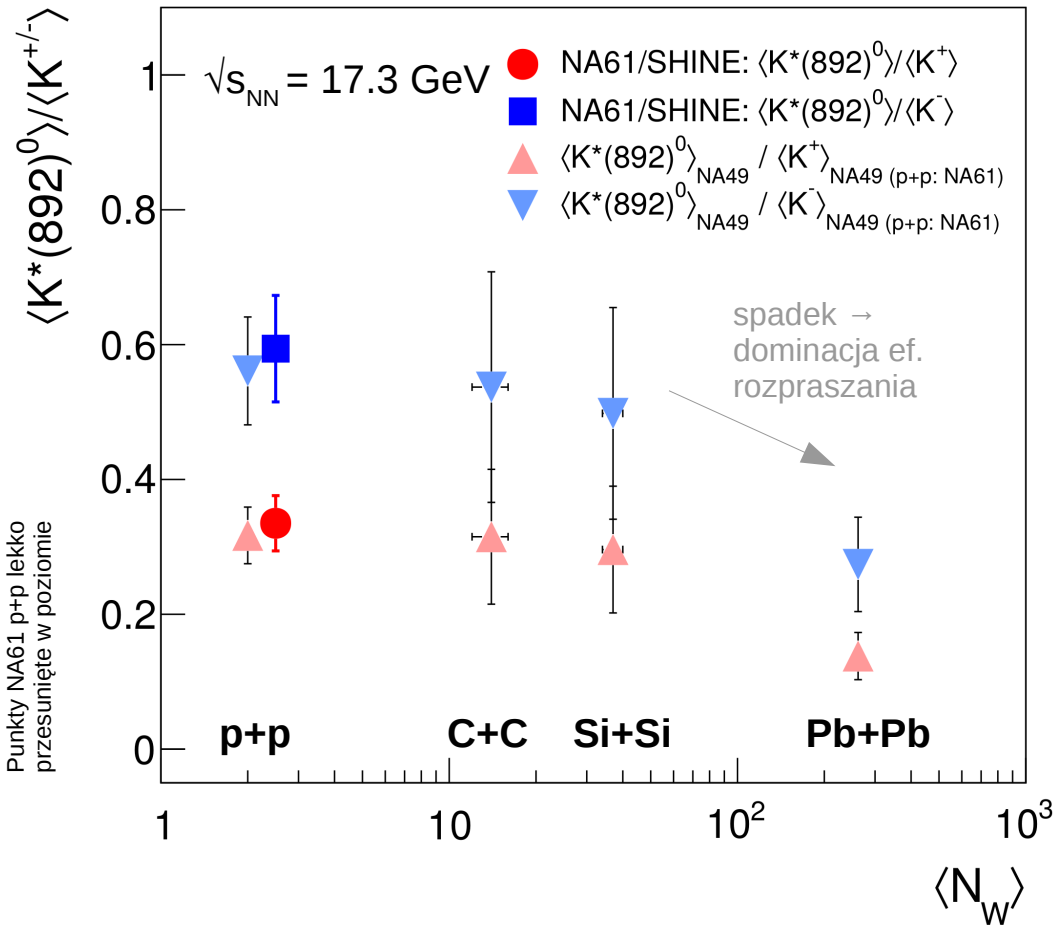
użyte stosunki w p+p

Δt – czas pomiędzy wymrożeniem chemicznym i kinetycznym

τ – czas życia $K^*(892)^0$ = 4.17 fm/*c*; Particle Data Group, Prog. Theor. Exp. Phys. 2022 (2022), 083C01

Idea zakłada, że warunki wymrożenia chemicznego w p+p i Pb+Pb/Au+Au są takie same

Zależność stosunku $K^*(892)^0$ do naładowanych kaonów dla $\sqrt{s_{NN}}$ = 17.3 GeV



NA61/SHINE, Eur. Phys. J. C 80 (2020) 5, 460

Zakładając:

- straty $K^*(892)^0$ przed kinetycznym wymrożeniem są z powodu efektów rozpraszania
- brak procesów regeneracji

czas pomiędzy wymrożeniem chemicznym i termicznym (Δt) w układzie spocz. rezonansu:

- 3.7 ± 1.2 fm/*c* dla $K^*(892)^0/K^+$
- 3.2 ± 1.2 fm/*c* dla $K^*(892)^0/K^-$

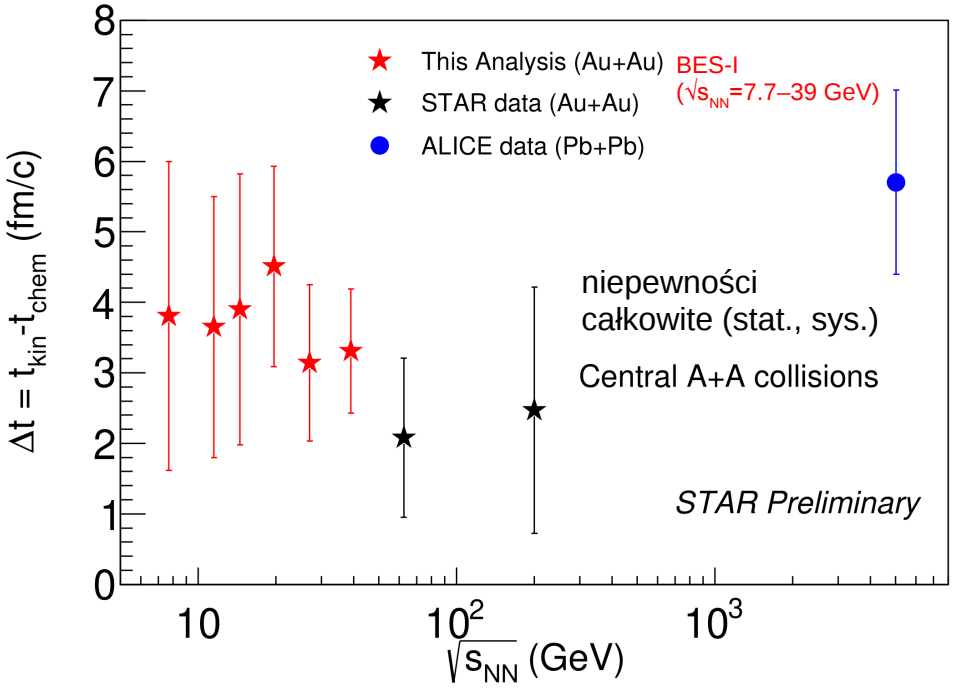
Oszacowany **czas pomiędzy wymrożeniem chemicznym i termicznym** w układzie środka masy zderzenia (oszacowania z pracy NA61/SHINE, Eur. Phys. J. C 80 (2020) 5, 460):

- **4.6–5.3 fm/*c*** dla centralnych **Pb+Pb przy SPS** ($\sqrt{s_{NN}}$ = 17.3 GeV)
- **3.5 fm/*c*** dla centralnych **Au+Au przy RHIC** ($\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV)
- **3.9 fm/*c*** dla centralnych **Pb+Pb przy LHC** ($\sqrt{s_{NN}}$ = 2760 GeV)

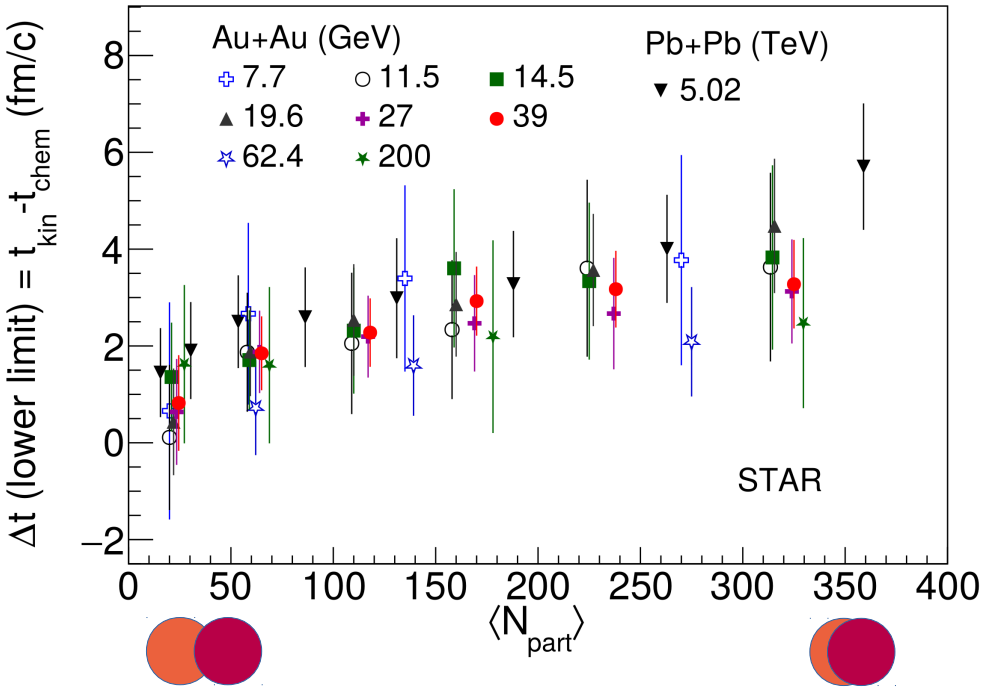
Zależność czasu pomiędzy wymrożeniami od energii zderzenia i od centralności

na podstawie (K^{*0}+anty-K^{*0})/(K^{+}+K^{-})

A. Sahoo (for STAR), Acta Phys. Polon. Supp. 16 (2023) 1-A132



STAR, Phys. Rev. C 107 (2023) 3, 034907

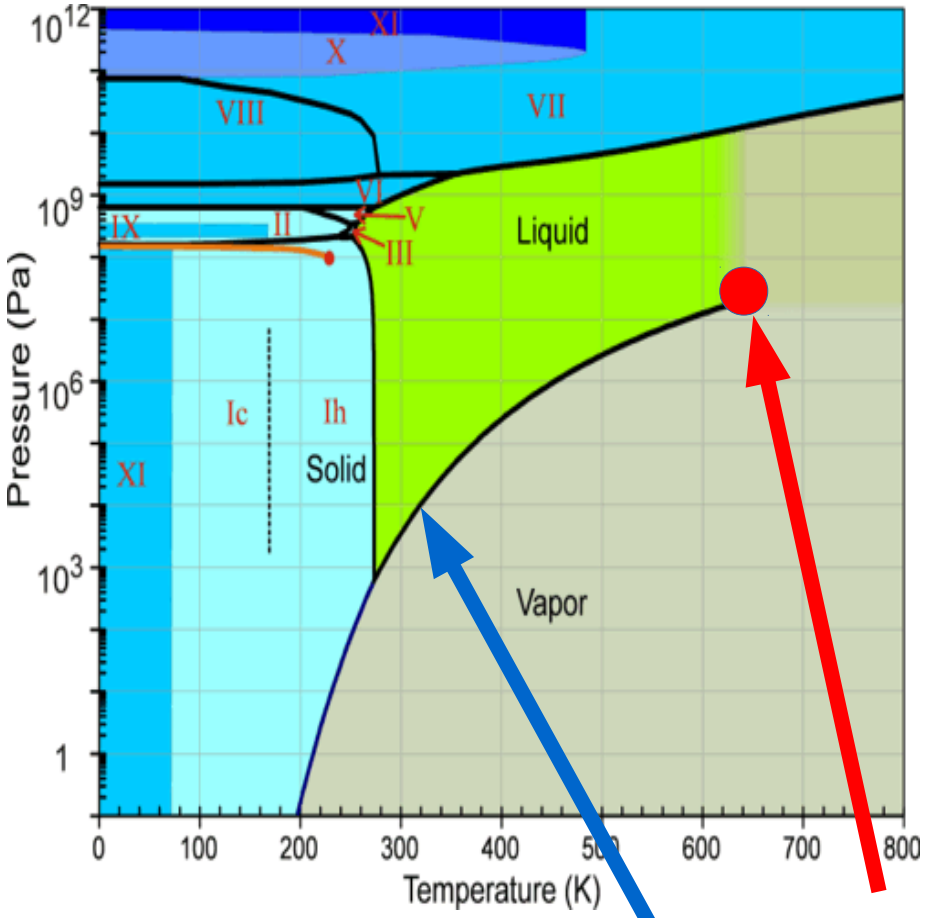


- **Czasy między wymrożeniami ~ kilka fm/*c***
- Czas dla wyższych energii RHIC mniejszy niż dla niższych energii (ogromne niepewności!) sugeruje, że **efekty regeneracji mogą zacząć odgrywać znaczącą rolę dla wyższych energii**
- Regeneracja może zachodzić również przy SPS → **otrzymane Δt powinno być traktowane jako dolny limit czasu między wymrożeniami**
- Dla danej energii **dłuższe czasy dla bardziej centralnych zderzeń**

Zob. też pracę przeglądową S. Das et al., Int. J. Mod. Phys. E 31 (2022) 12 (Cu+Cu, Au+Au przy $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 oraz 200 GeV; p+p, p+Pb, Pb+Pb przy różnych energiach LHC) oraz ALICE, arXiv:2308.16115 (p+p, p+Pb, Xe+Xe, Pb+Pb przy 5.02/5.44 TeV)

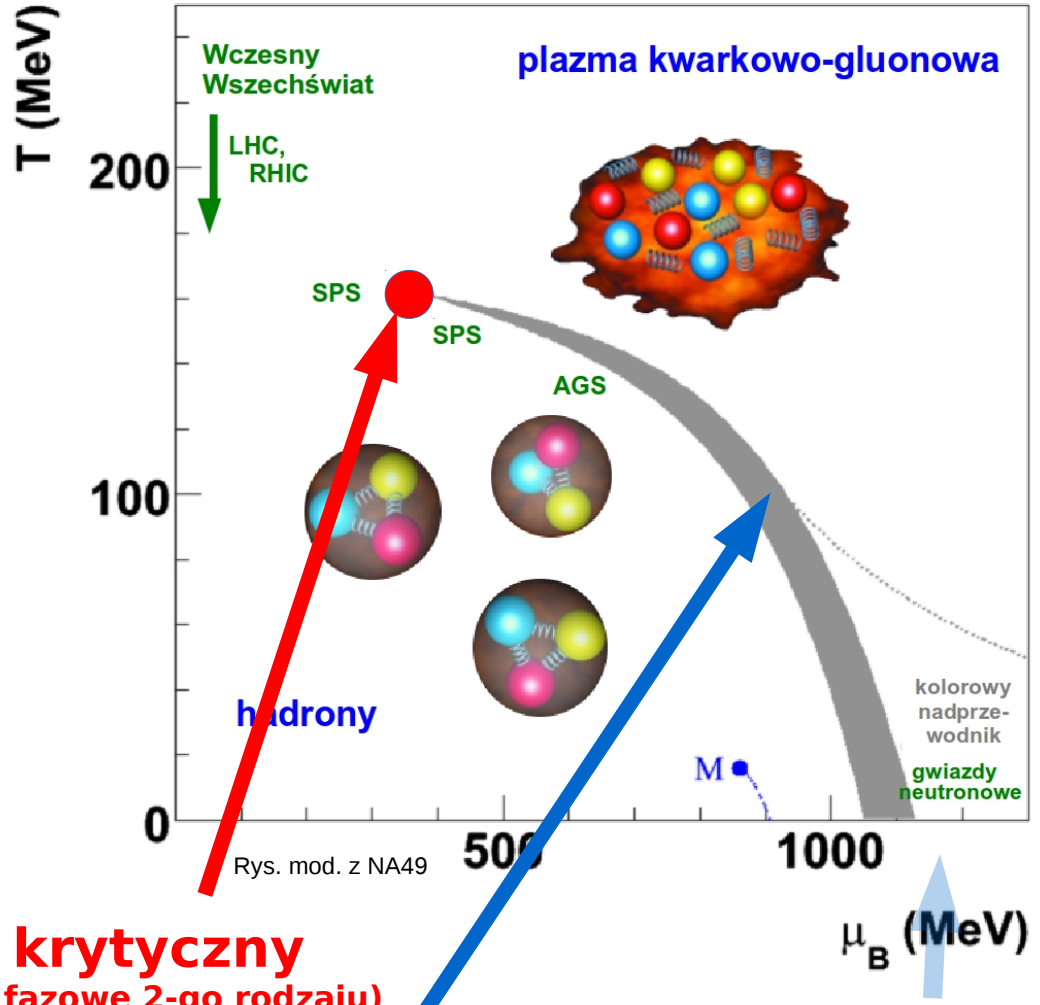
Diagram fazowy silnie oddziałującej materii, energia przejścia fazowego

Diagram fazowy wody jest dobrze poznany



https://mini.physics.sunysb.edu/~marivi/TEACHING-OLD/PHY313/doku.php?id=lectures:6

Właściwości przejścia między gazem hadronowym a QGP wciąż trzeba odkryć

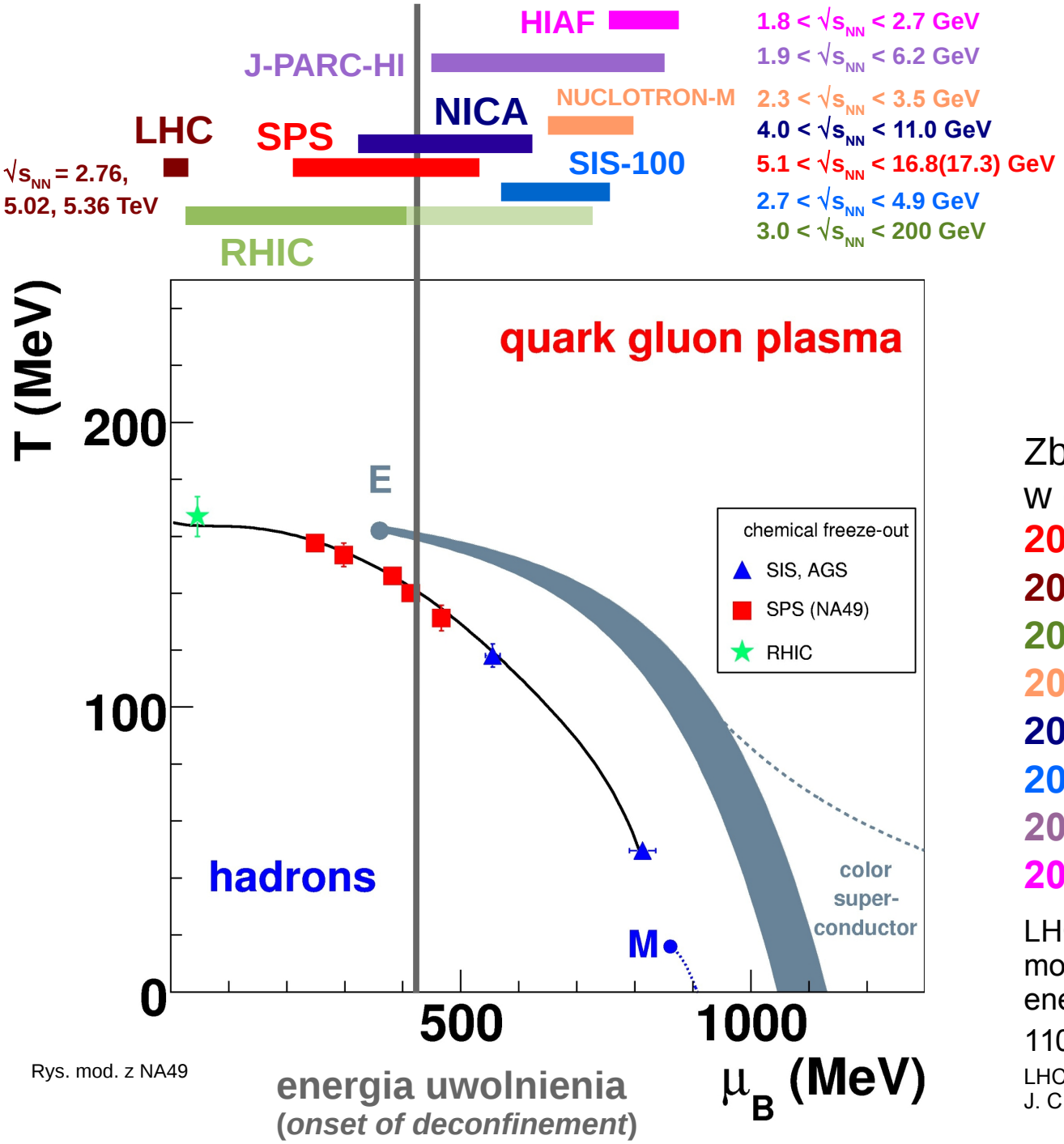


Punkt krytyczny
(przejście fazowe 2-go rodzaju)

Przejście fazowe 1-szego rodzaju

μ_B – odzwierciedla gęstość netto-barionów

gwiazdy neutronowe ~ 4–10ρ_0
ρ_0 ~ 10^{14} g/cm^3 (norm. mat. jądrowa)
T ~ 10^5 – 10^9 K

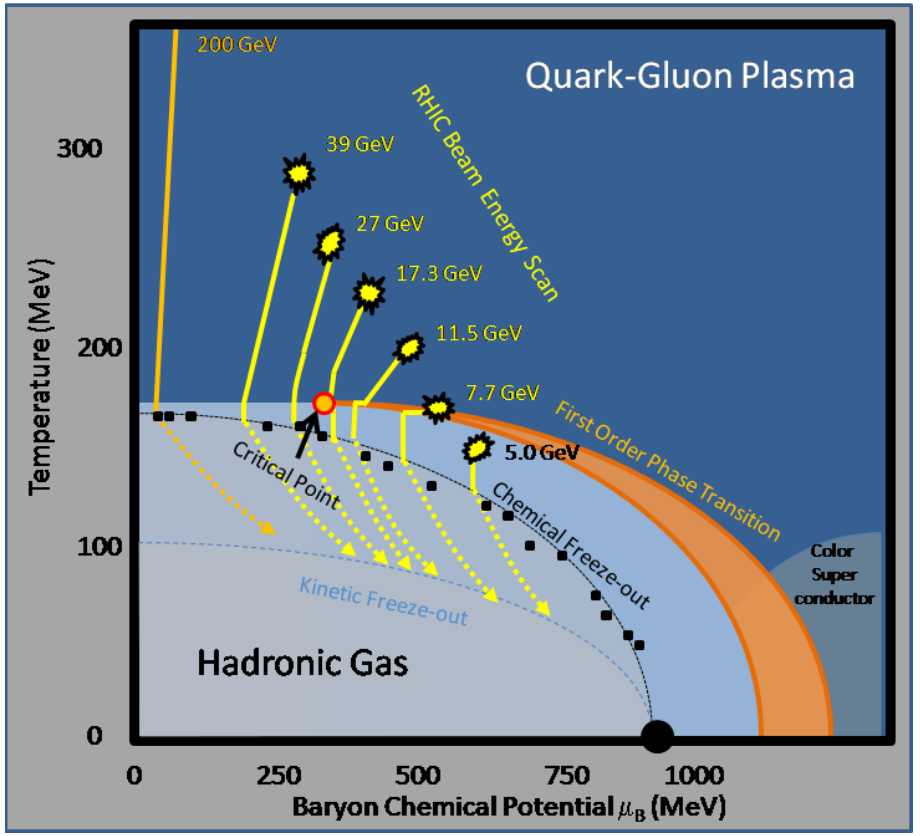


Rys. mod. z NA49

CERN **SPS: NA61/SHINE** $\sqrt{s_{NN}}$ = 5.1–17.3 GeV, $\mu_B \sim$ 540–220 MeV; + planowany NA60+ $\sqrt{s_{NN}} \sim$ 6–17.3 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 ↗
2009 (p) ↗, **2010 (Pb)** ↗
2010–2021 BES (Au)
2018 (Ar, Kr), 2022 (Au) ↗
2023 ↗
2025 ↗ HADES przy SIS-18 od 2003
2026 ↗
2024 ↗

LHCb działa od niedawna 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) → 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



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

Żółte obszary – **punkty wczesnej fazy**;
ich temperatura np. z widma pędowego produkowanych fotonów „bezpośrednich”

Czarne punkty – **wymrożenie chemiczne**;
temperatura, chemiczny potencjał barionowy z dopasowań krotności różnych cząstek lub stosunków krotności cząstek w ramach modeli gazu hadronowego (np. F. Becattini, J. Manninen, M. Gaździcki, Phys. Rev. C 73 (2006) 044905)

Krotność (N) – liczba cząstek (danego typu) na zderzenie

Końcówki żółtych krzywych – **wymrożenie termiczne/kinetyczne**; temperatura oraz prędkość poprzecznej ekspansji źródła z dopasowań pędów poprzecznych/mas poprzecznych w ramach modeli Blast-Wave (np. E. Schnedermann, J. Sollfrank, U. Heinz, Phys. Rev. C 48 (1993) 2462–2475)

$\sqrt{s_{NN}}\uparrow$ $\mu_B\downarrow \Rightarrow$ punktu krytycznego (CP) należy szukać powyżej energii uwolnienia

$\sqrt{s_{NN}}$ (CP) > $\sqrt{s_{NN}}$ (OD) ≅ 7.6 GeV

na podstawie wyników NA49 (zob. dalej)

Energia uwolnienia (OD, *onset of deconfinement*) – **najniższa** (graniczna) **energia wystarczająca do utworzenia układu partonowego**; energia zderzenia dla której wczesna faza znajduje się na linii przejścia fazowego

Kolektywny przepływ materii

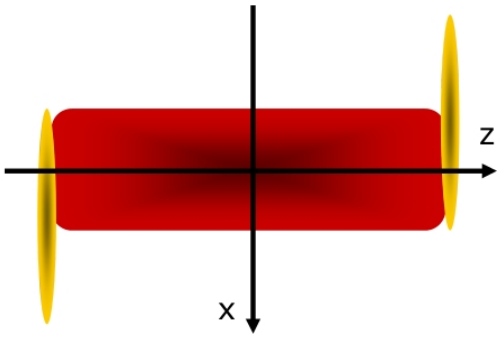
Ilustracja zderzenia ciężkich jonów

Rys. T. Hirano et al., Lect. Notes Phys. 785 (2010) 139-178

$$v_1 = \left\langle \frac{p_x}{p_T} \right\rangle$$

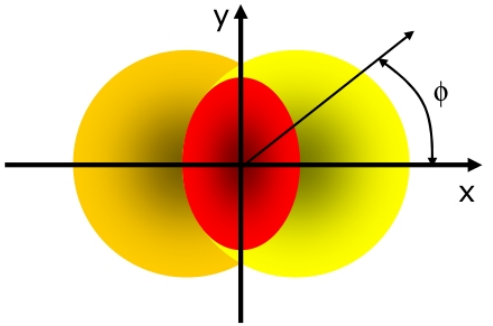
$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$$

$$v_2 = \left\langle \frac{p_x^2 - p_y^2}{p_x^2 + p_y^2} \right\rangle$$



z – kierunek wiązki/wiązek

(a) In the reaction plane



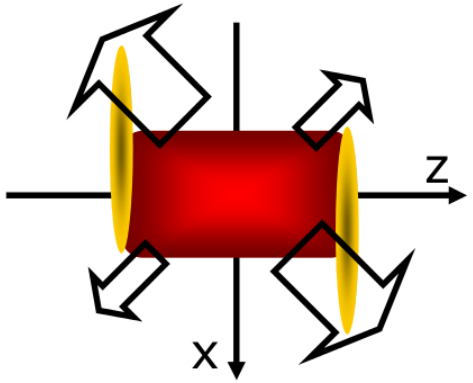
$$\phi = \operatorname{atan} \frac{p_y}{p_x}$$

← płaszczyzna reakcji (R)

(b) In the transverse plane

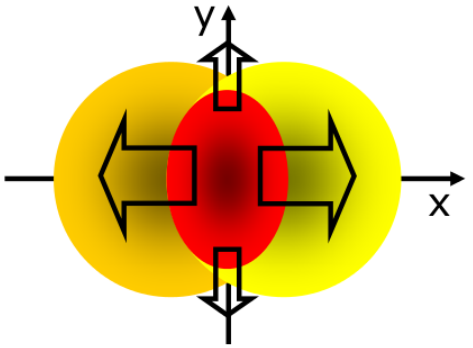
Anizotropowy przepływ poprzeczny

Preferowany kierunek emisji cząstek (tu piony) – zaznaczony grubszą strzałką



(a) First harmonic v_1

przepływ skierowany



(b) Second harmonic v_2

przepływ eliptyczny

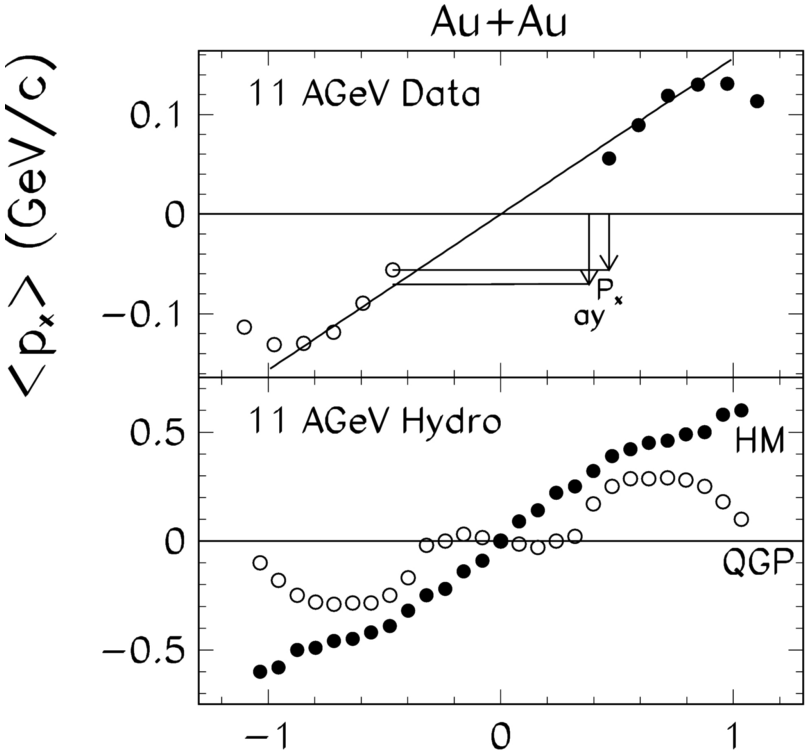
$$E\frac{d^3N}{dp^3} = \frac{1}{2\pi}\frac{d^2N}{p_T dp_T dy}\left(1 + 2v_1\cos(\phi - \Phi_R) + 2v_2\cos[2(\phi - \Phi_R)] + \ldots\right)$$

Przepływ skierowany a energia uwolnienia

Przepływ skierowany v_1 powinien być **wrażliwy na przejście fazowe pierwszego rodzaju** (*softening of EoS*) L. Csernai, D. Rohrich, Phys. Lett. B 458 (1999) 454; H. Stoecker, Nucl. Phys. A 750 (2005) 121-147; J. Brachmann et al., Phys. Rev. C 61 (2000) 024909. Oczekiwane: **niemonotoniczne zachowanie** (dodatnie→ujemne→dodatnie) **dv_1/dy protonów w funkcji energii wiązki** – "kolaps przepływu protonów"

Przewidywania modelu hydrodynamicznego:

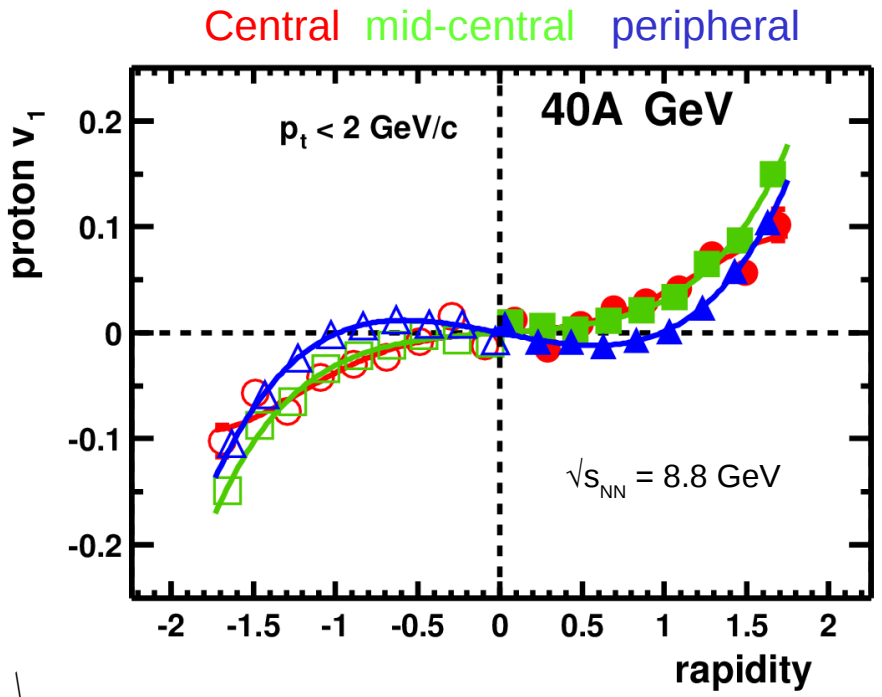
$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_L}{E - p_L}$$



QGP: idealne hydro z przejściem fazowym 1-szego rodzaju; L. Csernai, D. Rohrich, Phys. Lett. B 458 (1999) 454

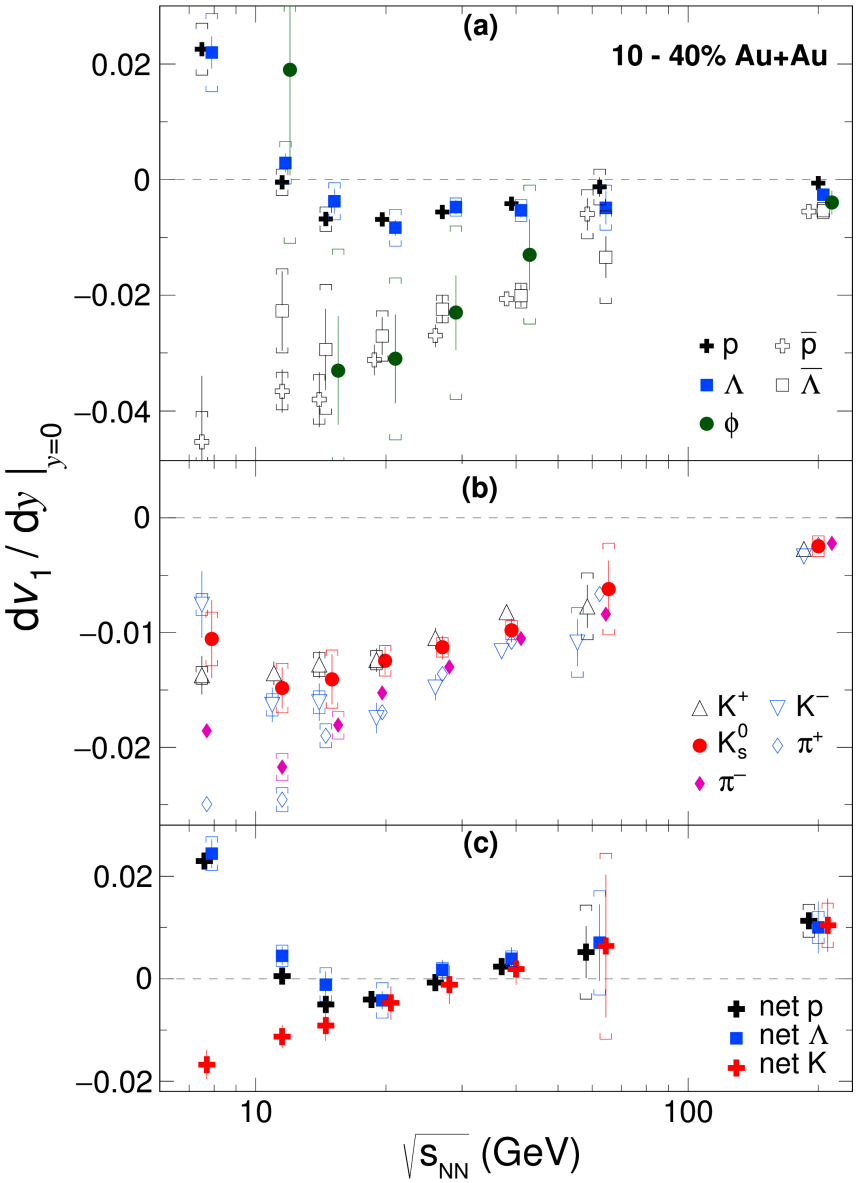
$$v_1 = \left\langle \frac{p_x}{p_T} \right\rangle$$

v_1 protonów w NA49 przy pośrednich energiach SPS. „Antyprzepływ" protonów w mid-rapidity; czy może być związany z energią przejścia fazowego do QGP?



NA49, Phys. Rev. C 68 (2003) 034903

Wyniki STAR BES (Beam Energy Scan) – zależność dv_1/dy od energii

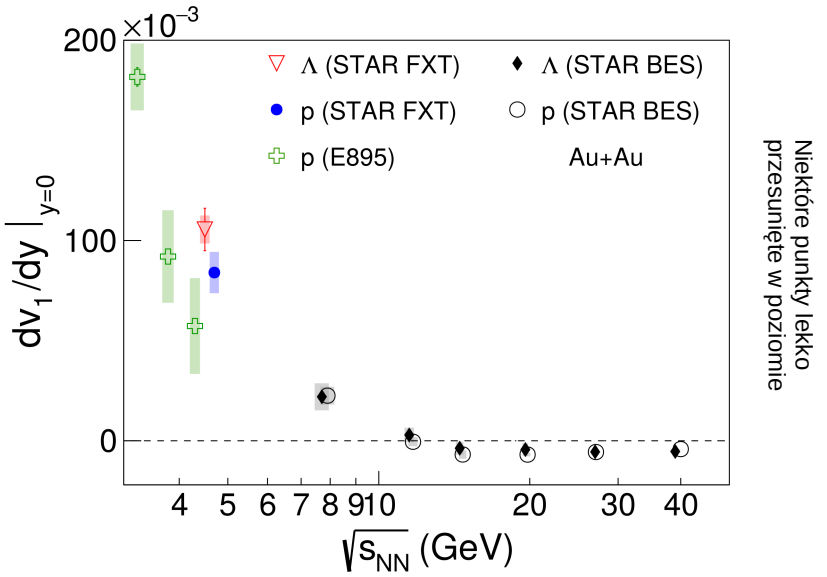


STAR, Phys. Rev. Lett. 120 (2018) 6, 062301; zob. również starsze wyniki w STAR, Phys. Rev. Lett. 112 (2014) 16, 162301

- **Nachylenia v_1 dla protonów i netto-protonów** zmieniają znaki przy niższych energiach i **wykazują minimum przy 10–20 GeV** (minimum: 14.5 GeV dla netto-protonów; **zmiana znaku przy energii 11.5 GeV**)
- **Podobne zachowanie dla Λ oraz p**

→ Zgodne z modelami hydro z przejściem fazowym (1-szego rodzaju)

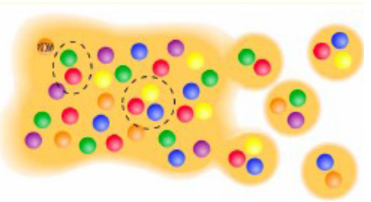
STAR „fixed target” ($\sqrt{s_{NN}}$ = 4.5 GeV) → STAR, Phys. Rev. C 103 (2021) 3, 034908; zob. również STAR „fixed target” ($\sqrt{s_{NN}}$ = 3 GeV) → STAR, Phys. Lett. B 827 (2022) 137003



Przepływ eliptyczny a energia uwolnienia

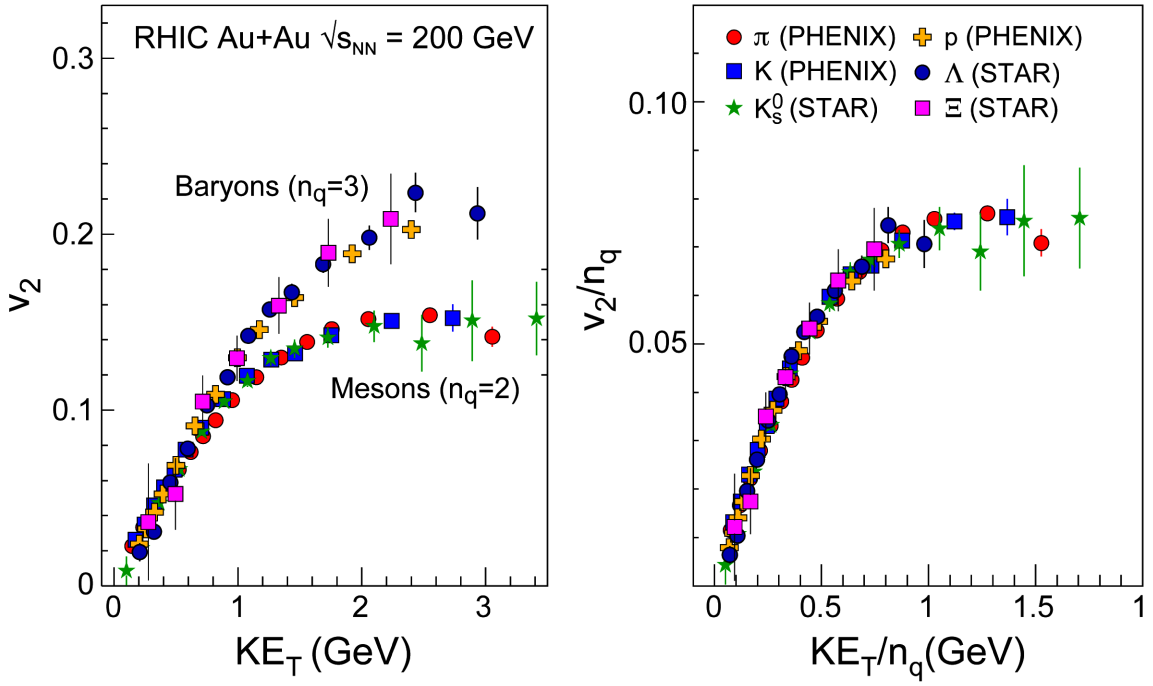
Czy materia płynie jako QGP (kwarki i gluony) czy dopiero jako hadrony?
Przepływ eliptyczny v_2 dla wyższych energii powinien skalować się z liczbą kwarków konstytuentnych (n_q) – **skalowanie NCQ**

W koalescencyjnych modelach hadronizacji (zakładają fazę QGP!) jeśli v_2^q to przepływ eliptyczny kwarka, to mezony „zabierają" sobie $2v_2^q$ a bariony $3v_2^q$:



$$v_2^{MEZON}(p_T) \approx 2v_2^q(p_T/2)$$
$$v_2^{BARION}(p_T) \approx 3v_2^q(p_T/3)$$

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



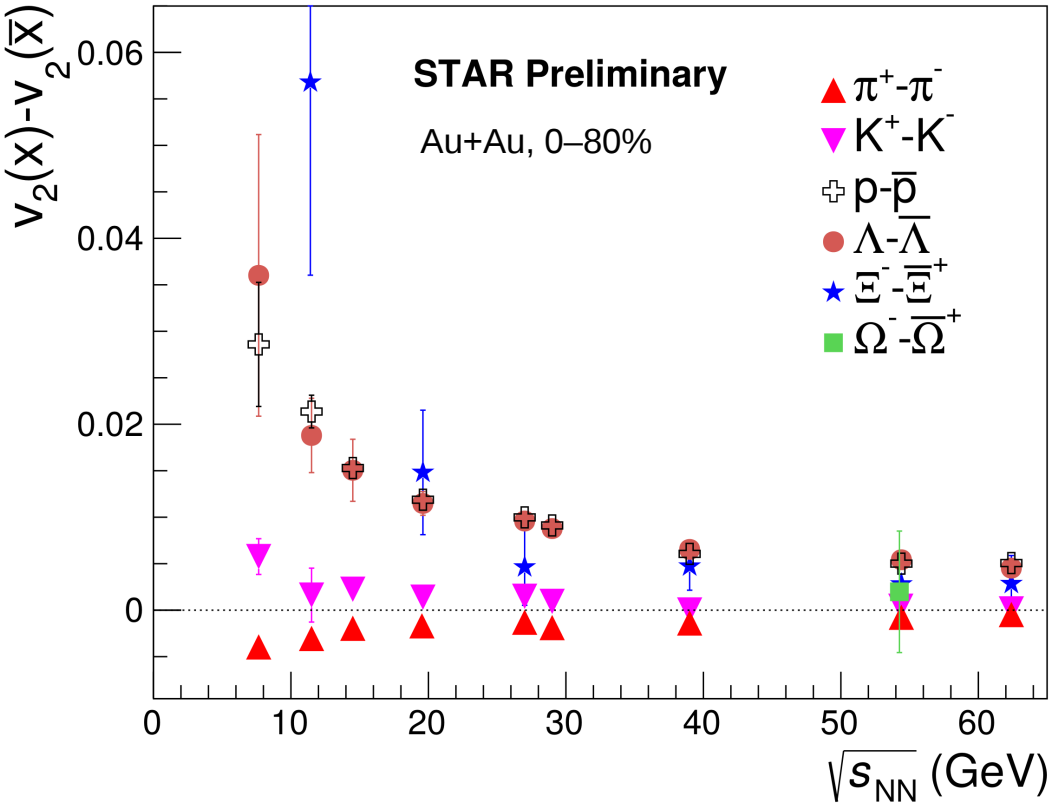
RHIC, Au+Au, $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV

v_2 skaluje się z n_q – dowód na **kolektywność partonową** (przepływ jest oryginalnie rozwijany na poziomie kwarkowym; kwarki płyną w QGP)

Kolektywność partonowa – jedna z **kluczowych sygnatur QGP przy najwyższych energiach RHIC**

U. Heinz, Phys. Scripta 78 (2008) 028005

Obserwacja **łamania skalowania v_2 z NCQ przy niższych energiach** (STAR BES) jako **metoda szacowania energii uwolnienia**



RHIC (STAR BES), Au+Au

Dla niższych energii różnica między v_2 cząstki i antycząstki → **„wyłączenie" sygnatury QGP**

Łamanie kolektywności partonowej przy niższych energiach może być interpretowane jako zmiana stopni swobody w układzie → **opuszczanie obszaru QGP**

K. Nayak (for STAR), Nucl. Phys. A 1005 (2021) 121855; w tym starsze wyniki ze STAR, Phys. Rev. Lett. 110 (2013) 14, 142301 oraz STAR, Phys. Rev. C 93 (2016) 1, 014907

Skalowanie v_2 z n_q – faworyzuje partonowe stopnie swobody

Łamanie skalowania v_2 z n_q – faworyzuje hadronowe stopnie swobody

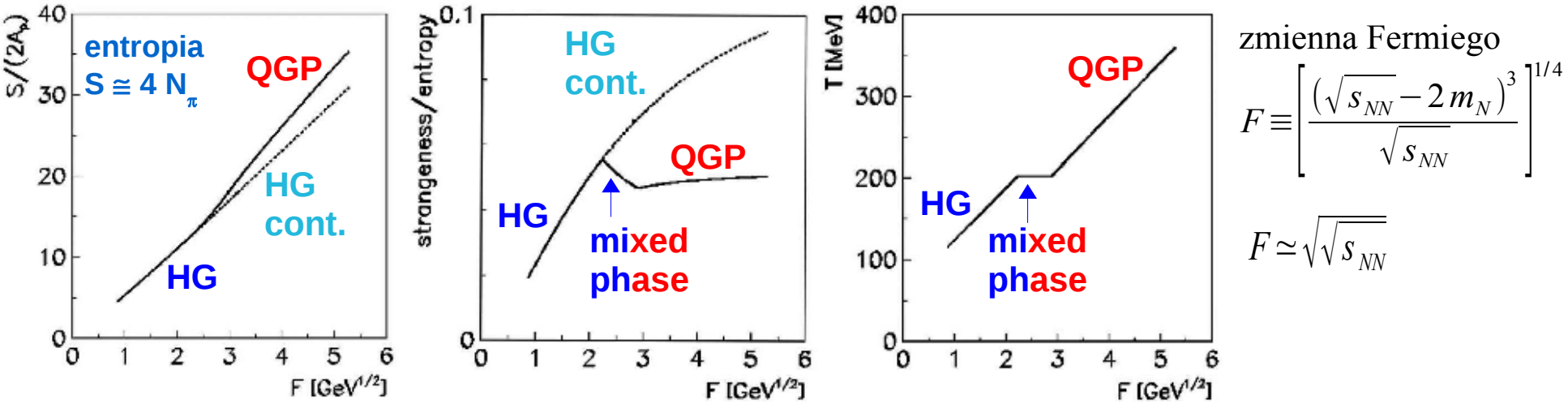
Model Statystyczny Wczesnej Fazy (SMES) a energia uwolnienia

Czy możemy jeszcze dokładniej oszacować próg energetyczny dla uwolnienia?

Motywacja: **S**tatistical **M**odel of the **E**arly **S**tage (SMES)

M. Gaździcki, M. Gorenstein, Acta Phys. Polon. B 30 (1999) 2705

"kink" **"horn"** **"step"**



zmienna Fermiego

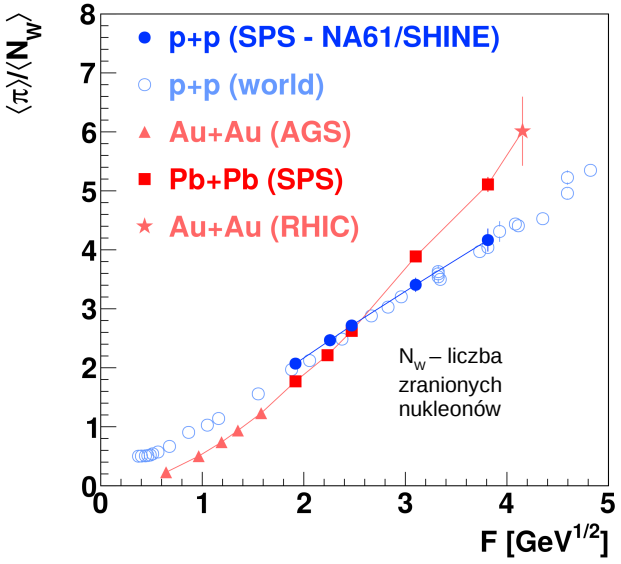
$$F \equiv \left[\frac{\left(\sqrt{s_{NN}} - 2m_N\right)^3}{\sqrt{s_{NN}}} \right]^{1/4}$$

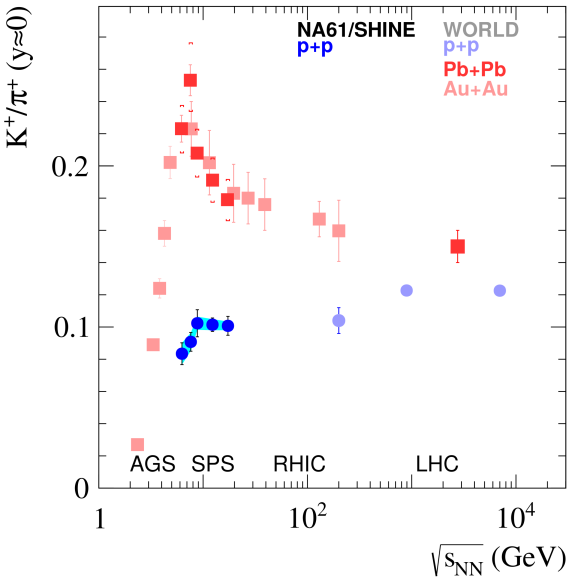
$$F \simeq \sqrt{\sqrt{s_{NN}}}$$

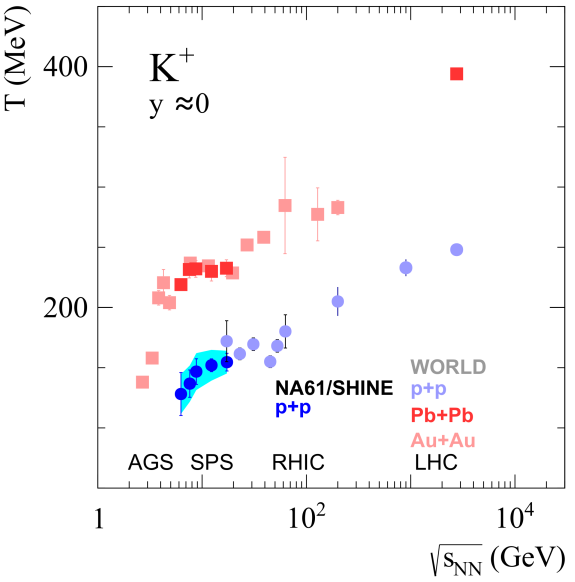
- Przejście fazowe (pierwszego rodzaju) do QGP między energiami „top AGS" a „top SPS" $\sqrt{s_{NN}} \approx 7$ GeV
- Liczba wewnętrznych stopni swobody (*ndf*) wzrasta HG → QGP (aktywacja partonowych stopni swobody)
- Całkowita entropia i całkowita dziwność są takie same przed i po hadronizacji (nie może się zmniejszyć QGP → HG)
- Masa nośników dziwności zmniejsza się HG → QGP ($m_{\Lambda, K, ...} > m_s$)
- Stała temperatura i ciśnienie w fazie mieszanej

Energia uwolnienia (Pb+Pb) znaleziona przez NA49 (NA49, Phys. Rev. C 77 (2008) 024903)

Interpretacja NA49 potwierdzona przez wyniki STAR BES (RHIC, Au+Au) oraz ALICE (LHC, Pb+Pb)







kink: wzrost entropii
Piony mierzą entropię we wczesnej fazie. W **SMES**: $\langle\pi\rangle/N_w \sim (ndf)^{1/4}$
Zmiana nachylenia w okolicach $\sqrt{s_{NN}}$ = 7.6 GeV; brak zmiany nachylenia w p+p

$$\langle\pi\rangle = 1.5\left(\langle\pi^+\rangle + \langle\pi^-\rangle\right) \qquad F \simeq \sqrt{\sqrt{s_{NN}}}$$

horn: spadek mas nośników dziwności (wzrost → saturacja) **i stosunku dziwności do entropii** (spadek)
Ostry pik obserwowany dla $\sqrt{s_{NN}}$ = 7.6 GeV; załamanie w p+p → PRC 102 (2020) 1, 011901

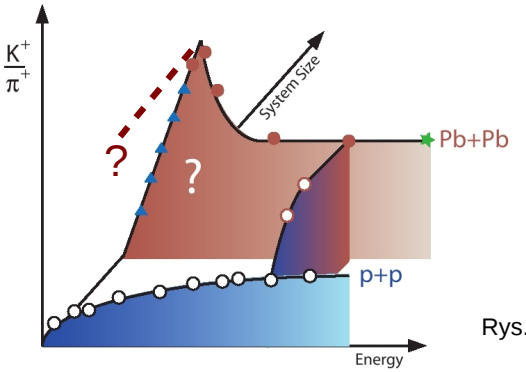
step: stałe T oraz p w fazie mieszanej
Odwrotny parametr nachylenia w widmach m_T: **silny wzrost w AGS, plateau w SPS, wzrost dla RHIC**; plateau w p+p → PRC 102 (2020) 1, 011901

$$\frac{dN}{m_T\, dm_T} = C \exp\left(-\frac{m_T}{T}\right)$$

NA61/SHINE, Eur. Phys. J. C 74 (2014) 3, 2794 (lewy)
NA61/SHINE, Phys. Rev. C 102 (2020) 1, 011901 (środkowy, prawy)

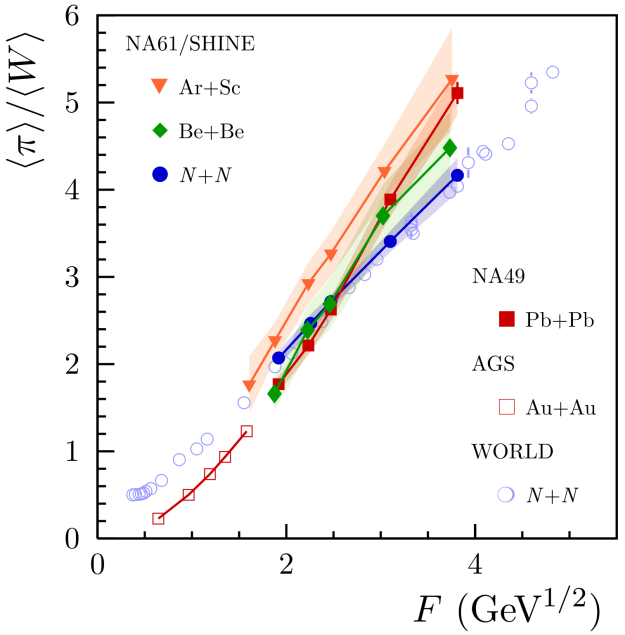
Poszukiwanie sygnatur uwolnienia dla lżejszych systemów (p+p, Be+Be, Ar+Sc, Xe+La)

Badanie własności uwolnienia – jeden z programów NA61/SHINE (skan z pędem wiązki p_{beam}= 13*A* – 150*A*/158 GeV/*c* ⇔ $\sqrt{s_{NN}}$ = 5.1 – 16.8/17.3 GeV

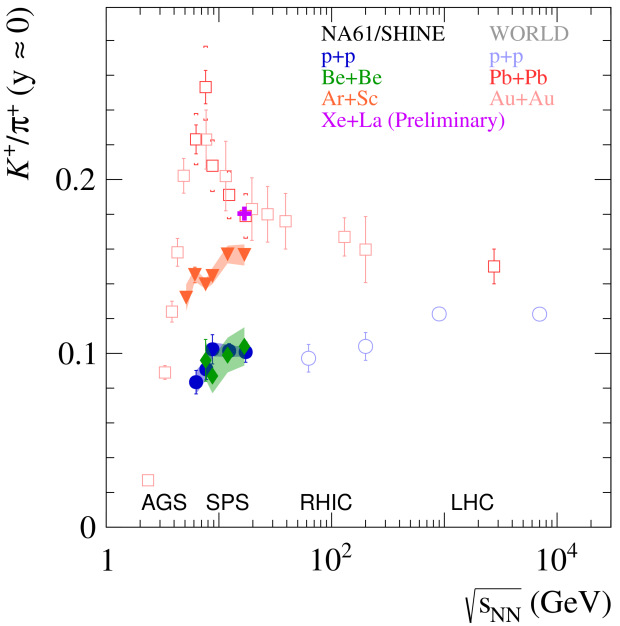


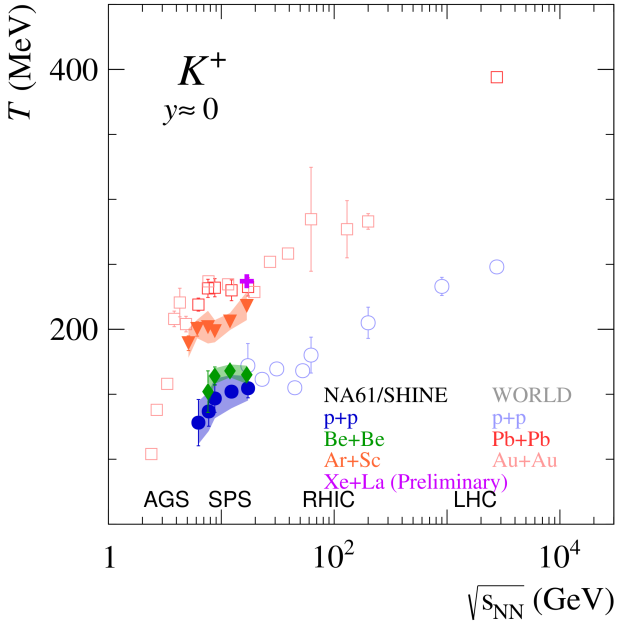
Rys. M. Gaździcki

NA61/SHINE, Eur. Phys. J. C 81 (2021), 397



P. Podlaski (for NA61/SHINE), Quark Matter 2023 (slajdy); O. Panova (for NA61/SHINE), Quark Matter 2023 (plakat); Ar+Sc: NA61/SHINE, arXiv:2308.16683





kink

- Be+Be blisko Pb+Pb dla niższych energii; bliżej p+p dla wyższych energii SPS
- Ar+Sc – dla niższych energii systematycznie wyżej niż N+N, Be+Be czy Pb+Pb; dla wysokich en. SPS blisko Pb+Pb

horn, step

- Be+Be zbliżone do p+p, Ar+Sc wyżej
- Brak struktury horn w Ar+Sc
- Wyniki **Xe+La** będą kluczowe!

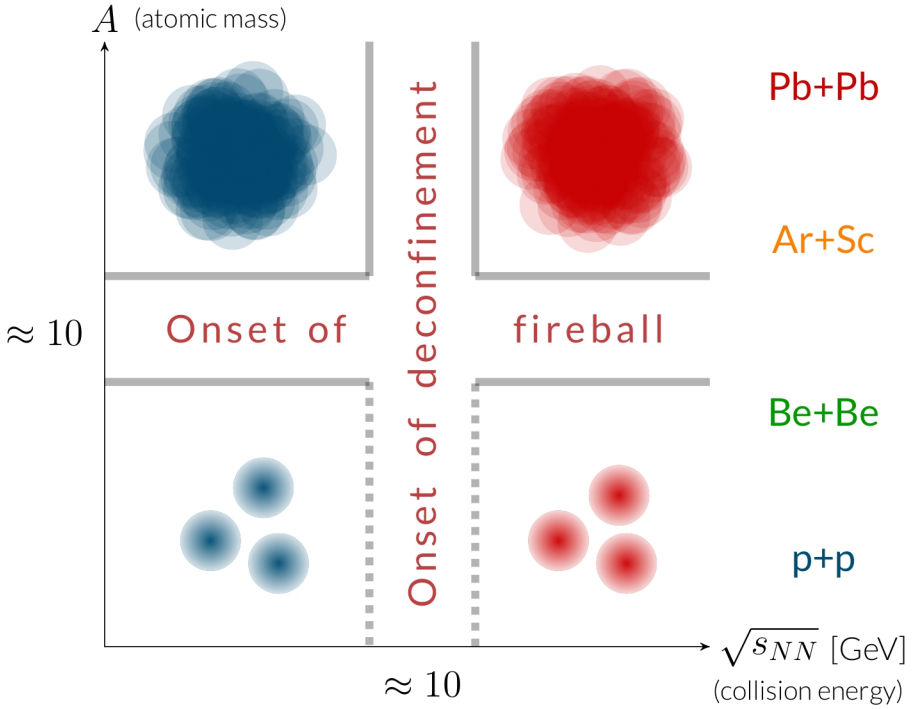
p+p ≈ Be+Be ≠ Ar+Sc ≤ Pb+Pb/Au+Au

Na podstawie obserwacji NA61/SHINE: dwa „onsety” w zderzeniach A+A

Onset of deconfinement ≡ początek formacji QGP. Czy możliwy dla lekkich A+A?

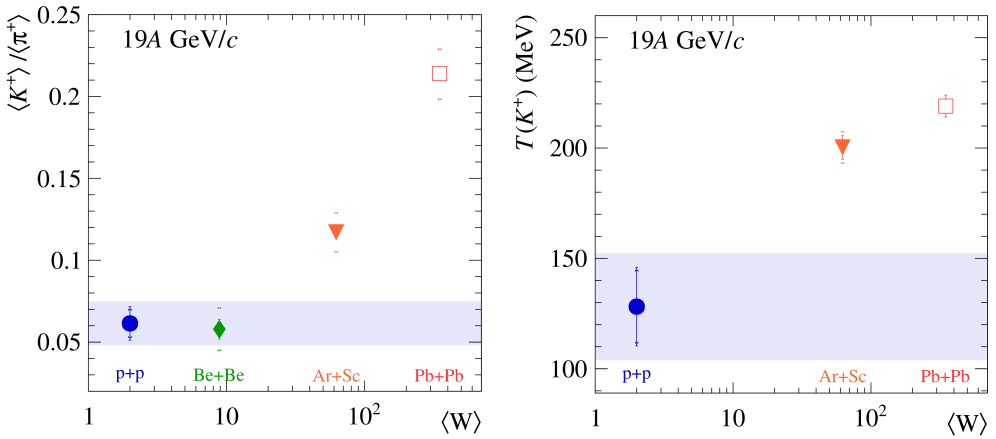
Onset of fireball ≡ początek formowania się dużego obiektu (klastra), który rozpada się statystycznie → gwałtowne zmiany obserwabli przy przechodzeniu z małych (**p+p**, **Be+Be**) do pośrednich i dużych (**Ar+Sc**, **Xe+La**, **Pb+Pb**) systemów

Rys. NA61/SHINE, CERN-SPSC-2018-008



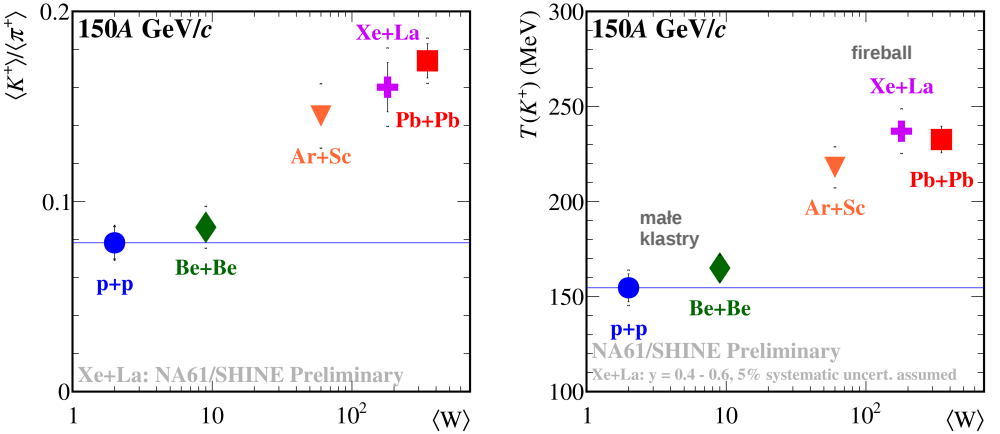
Propozycja diag. A vs $\sqrt{s_{NN}}$; zob. też inną w E. Andronov, M. Kuich, M. Gaździcki, Universe 9 (2023) 2, 106

$\sqrt{s_{NN}}$ = 6.1/6.3 GeV



NA61/SHINE, arXiv:2308.16683

$\sqrt{s_{NN}}$ = 16.8/17.3 GeV

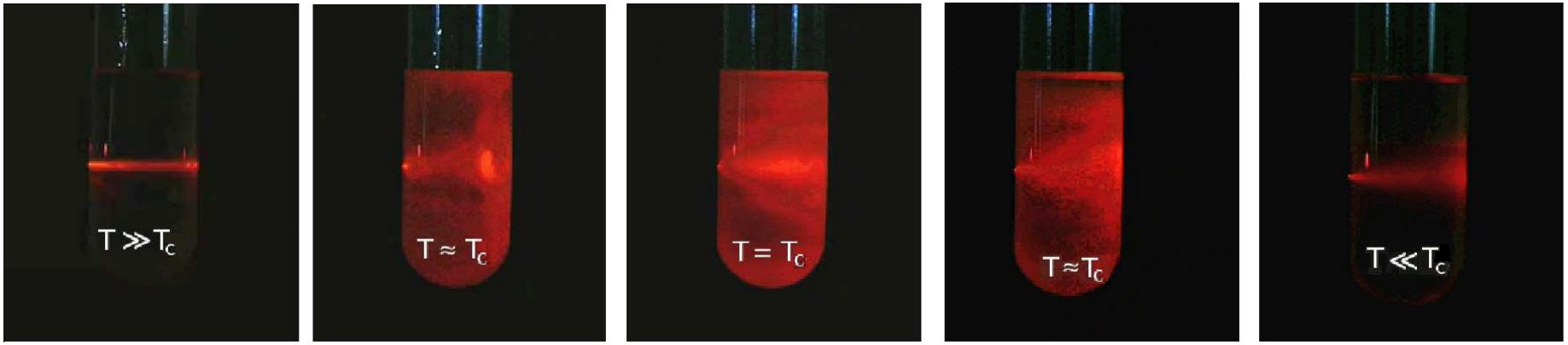


O. Panova (for NA61/SHINE), Quark Matter 2023 (plakat)

Zderzenia B+B, O+O, Mg+Mg (⟨W⟩ ≡ ⟨N_W⟩ dla 0–10% centralnych: 10.6, 18.8, 31.6) przy energiach $\sqrt{s_{NN}}$ = 5.1, 7.6, 16.8 GeV planowane w NA61/SHINE → NA61/SHINE, CERN-SPSC-2023-022, SPSC-P-330-ADD-14

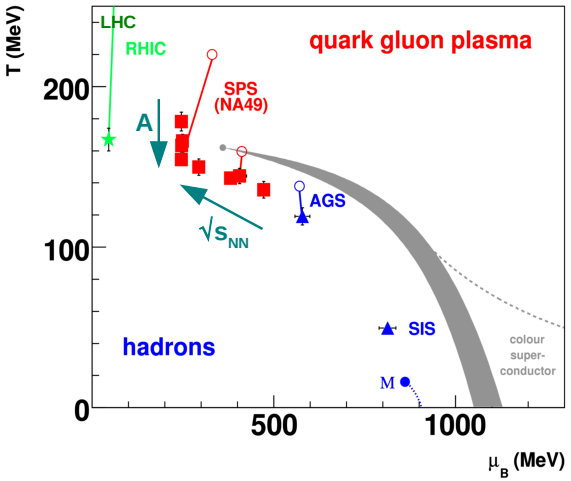
Poszukiwanie punktu krytycznego silnie oddziałującej materii

Fluktuacje mogą pomóc zlokalizować punkt krytyczny silnie oddziałującej materii (analogia do krytycznej opalescencji – rozpraszanie światła zachodzące na fluktuacjach gęstości ośrodka; w pobliżu stanu krytycznego opalescencja krytyczna narasta)

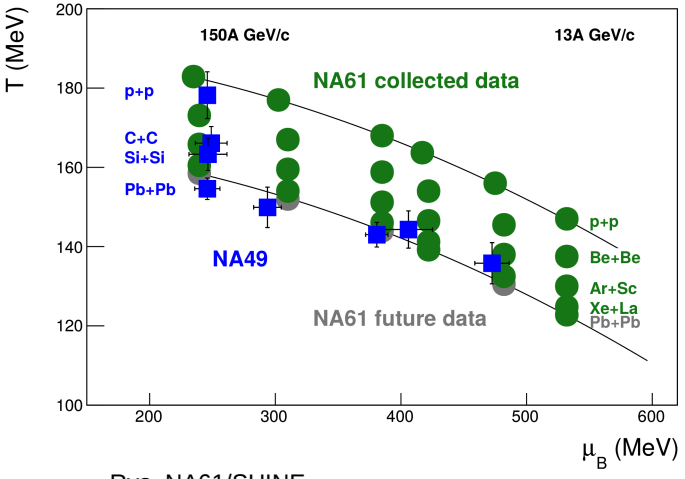


Rys. Rozpraszanie światła lasera na fluktuacjach gęstości ośrodka (University of Cambridge); http://www.msm.cam.ac.uk/doitpoms/tlplib/solid-solutions/videos/laser1.mov

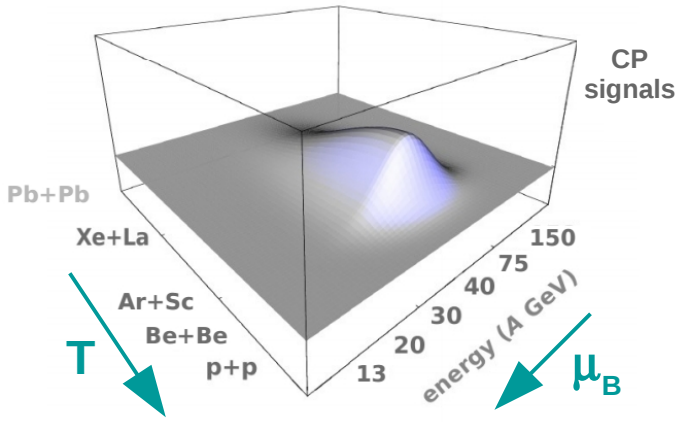
CP może prowadzić do wzrostu / zmian fluktuacji, jeśli wymrożenie systemu następuje blisko niego. **Strategia poszukiwania CP** – szukanie **niemonotonicznego zachowania w zmiennych fluktuacyjnych** (np. *hill of fluctuations*)



Rys. NA49; punkty: F. Becattini, J. Manninen, M. Gaździcki, Phys. Rev. C 73 (2006) 044905



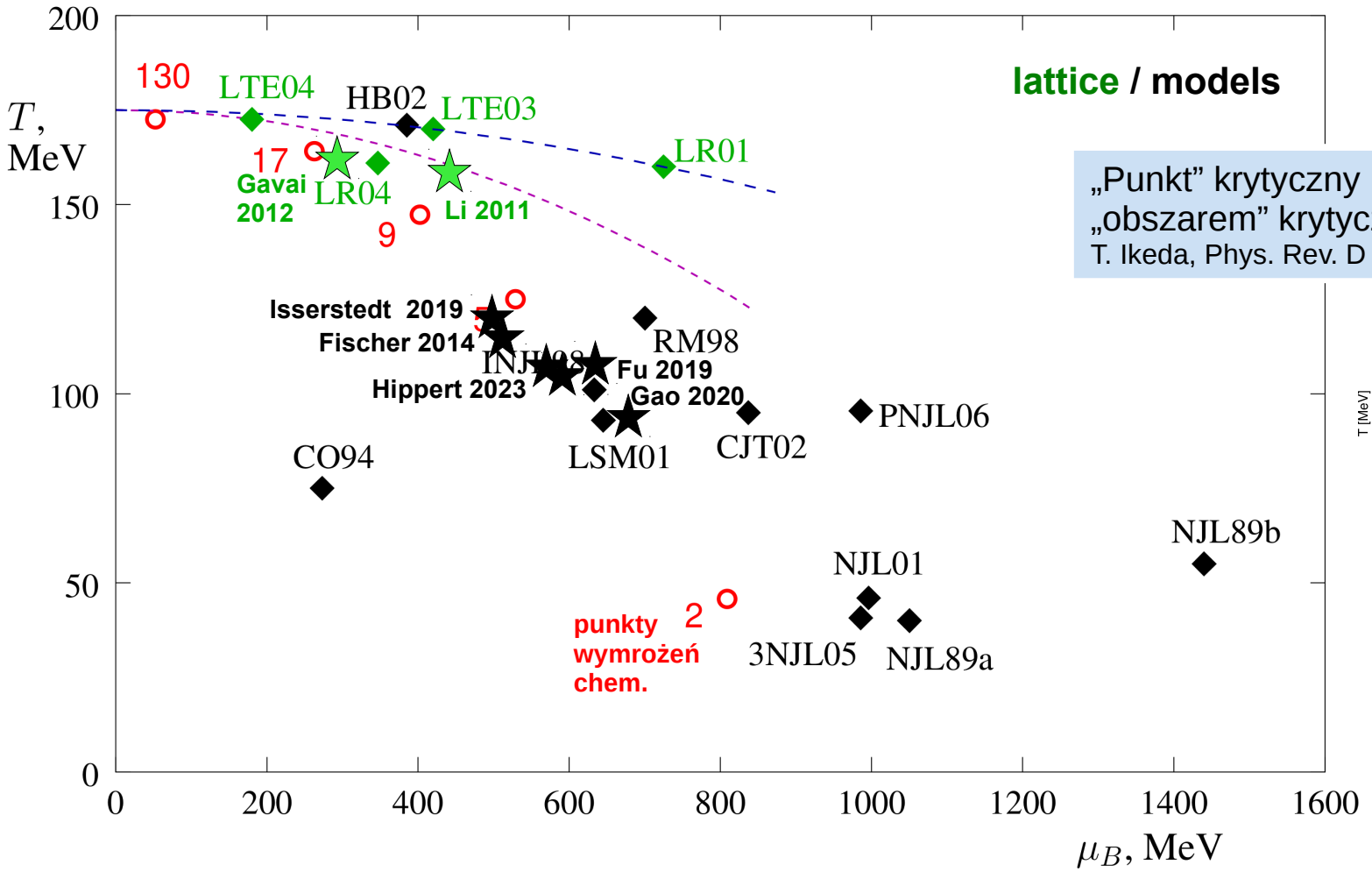
Rys. NA61/SHINE
p+p – CE (μ_B wzięte z ekstrapolacji);
C+C, Si+Si – SCE; Pb+Pb – GCE



Rys. M. Gaździcki, P. Seyboth, Acta Phys. Polon. B 47 (2016) 1201

Kompilacja wybranych(!) danych dotyczących położenia punktu krytycznego

Brak spójnych przewidywań teoretycznych dotyczących położenia (a nawet istnienia) CP w płaszczyźnie (T, μ_B) $\Rightarrow$ potrzebna współpraca teoretyków i eksperymentatorów



M. Stephanov, PoS LAT2006 (2006) 024 + nowsze punkty (dodane „nieco na oko” przez KG)

Fluktuacje w pędzie poprzecznym i krotności

Silnie intensywna zmienna Σ (tu użyta do fluktuacji P_T i N)

→ zob. M. Gaździcki, M. Gorenstein, M. Maćkowiak-Pawłowska, Phys. Rev. C 88 (2013) 2, 024907

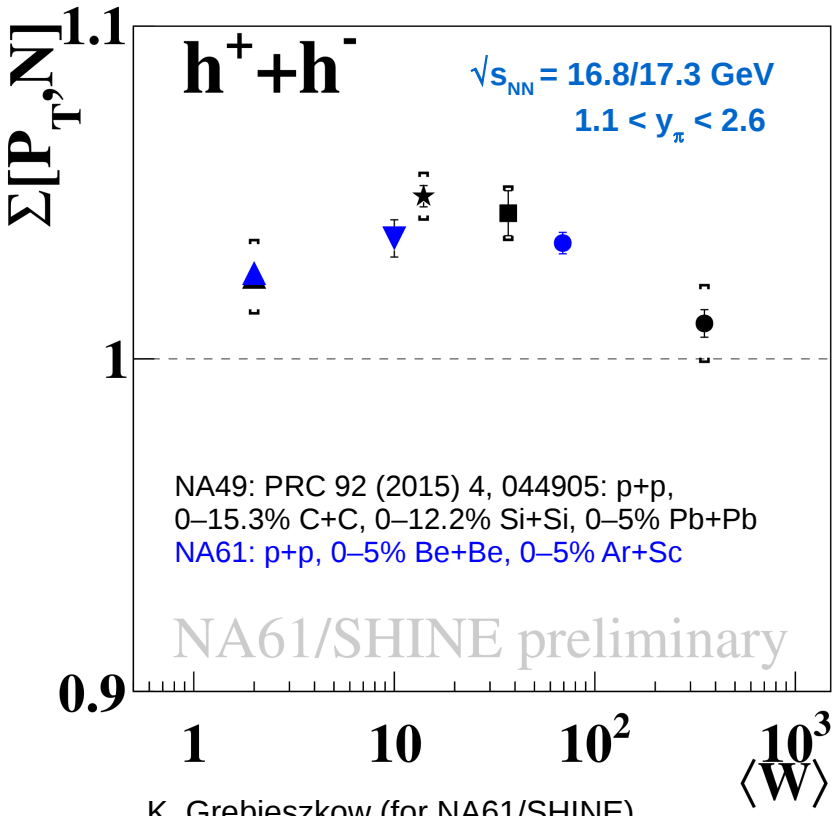
$$\Sigma[P_T, N] = \frac{1}{\omega[p_T]\langle N\rangle}\left[\langle N\rangle\,\omega[P_T] + \langle P_T\rangle\,\omega[N] - 2\left(\langle P_T N\rangle - \langle P_T\rangle\langle N\rangle\right)\right]$$

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

$$P_T = \sum_{i=1}^{N} p_{Ti} \qquad \omega[P_T] = \frac{\langle P_T^2\rangle - \langle P_T\rangle^2}{\langle P_T\rangle} \qquad \omega[p_T] = \frac{\overline{p_T^2} - \overline{p_T}^2}{\overline{p_T}} \qquad \omega[N] = \frac{\langle N^2\rangle - \langle N\rangle^2}{\langle N\rangle}$$

$\langle \ldots \rangle$ - uśrednianie po zderzeniach

$\overline{\ldots}$ - uśrednianie po wszystkich cząstkach

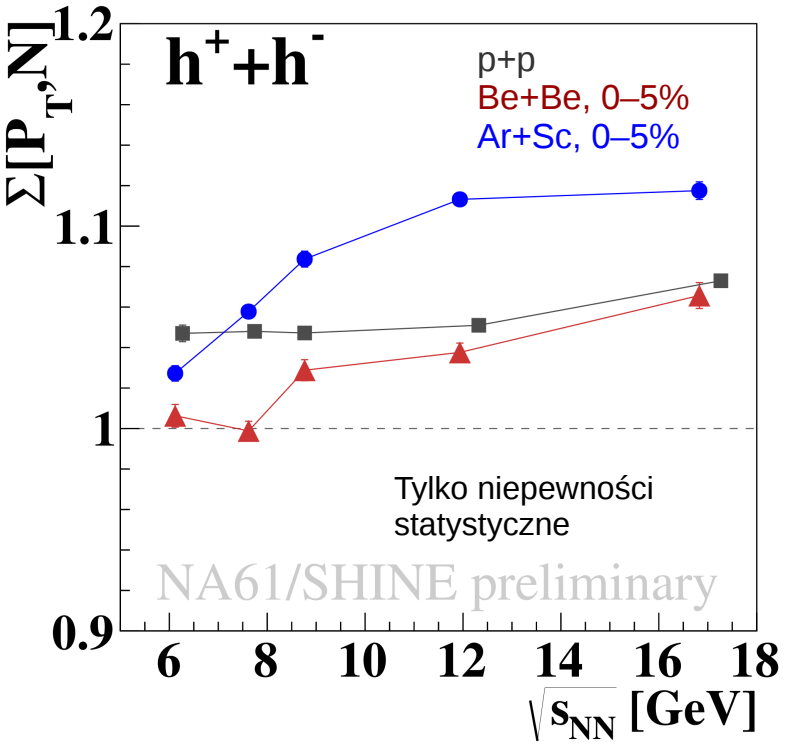


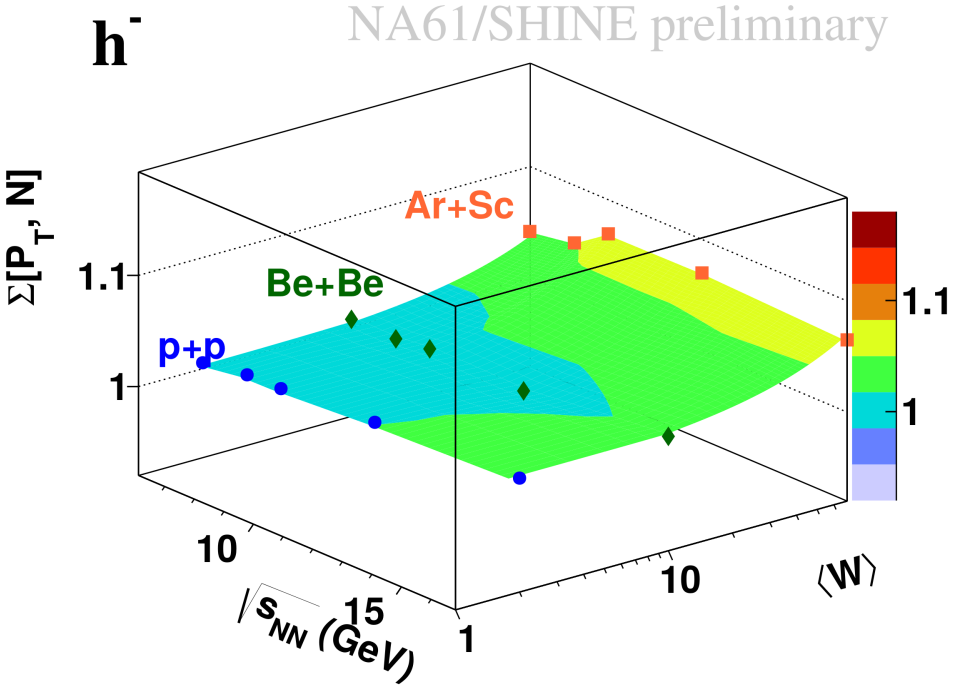
K. Grebieszkow (for NA61/SHINE), PoS EPS-HEP2017 (2017) 167

- **NA49: niemonotoniczne zachowanie** $\Sigma[P_T, N]$ **w funkcji rozmiaru systemu dla** $\sqrt{s_{NN}}$ = 17.3 GeV (maks. w C+C oraz Si+Si)
- Fluktuacje krotności ω[N] pokazują podobne maksimum → zob. K. Grebieszkow (for NA49), Nucl. Phys. A 830 (2009) 547C-550C; PoS EPS-HEP2009 (2009) 030
- Punkty **NA61/SHINE** (p+p, Be+Be, Ar+Sc przy 17.3 oraz 16.8 GeV) **pokazują spójny trend** → wyniki Xe+La i Pb+Pb z NA61/SHINE będą kluczowe

Zależność fluktuacji w P_T i N od energii zderzenia i od rozmiaru systemu

Wyniki NA61/SHINE; większa akceptancja **($0 < y_\pi < y_{beam}$)**





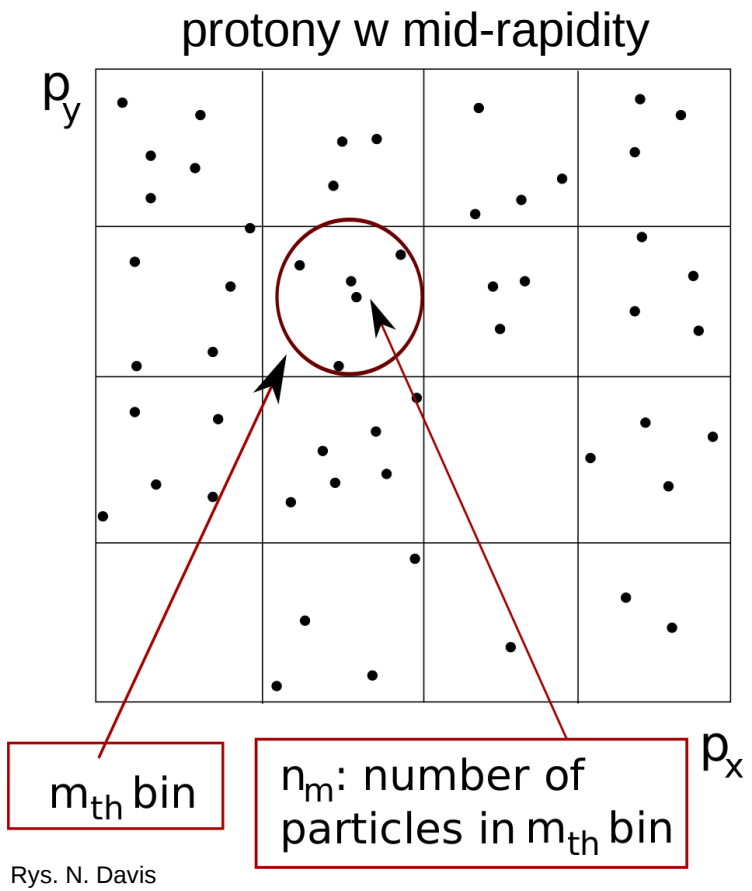
E. Andronov (for NA61/SHINE), Acta Phys. Polon. Supp. 10 (2017) 449-453; K. Grebieszkow (for NA61/SHINE), PoS EPS-HEP2017 (2017) 167

- Wzrost p+p/Be+Be → Ar+Sc widoczny aż dla trzech najwyższych energii...
- 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)
- Jak dotąd w NA61/SHINE **nie ma widocznych struktur, które można by powiązać z punktem krytycznym** → wyniki Xe+La i Pb+Pb będą kluczowe

Intermitencja protonów

Intermitencja – migotanie, lokalne „zgęstki”, miara fluktuacji gęstości, analog krytycznej opalescencji; przewiduje się, że rośnie blisko CP. Analiza **lokalnych fluktuacji gęstości barionowej** poprzez pomiar skalowanych momentów faktorialnych $F_r(M)$ z rozmiarem komórki ↔ liczbą komórek w przestrzeni 2D (p_x, p_y)

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



Rys. N. Davis

2D moment faktorialny r-tego rzędu:

$$F_r(M) = \frac{\left\langle \frac{1}{M^2}\sum_{m=1}^{M^2} n_m(n_m-1)\ldots(n_m-r+1) \right\rangle}{\left\langle \frac{1}{M^2}\sum_{m=1}^{M^2} n_m \right\rangle^r}$$

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:

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

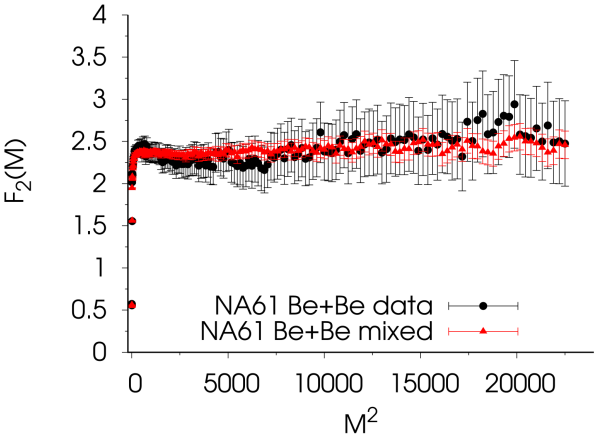
dla protonów w CP: $\phi_2 = 5/6$

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

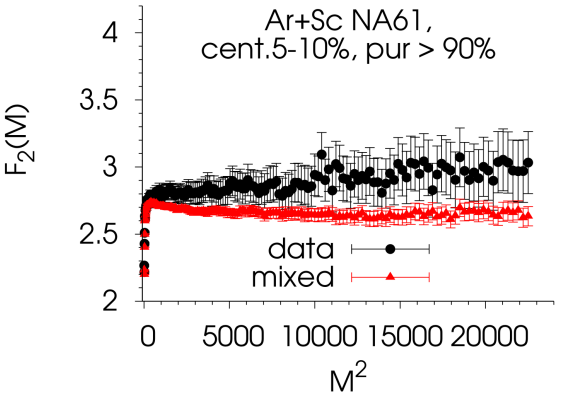
Intermitencja protonów w NA61/SHINE oraz NA49 dla $\sqrt{s_{NN}}$ = 16.8/17.3 GeV

NA61/SHINE preliminary

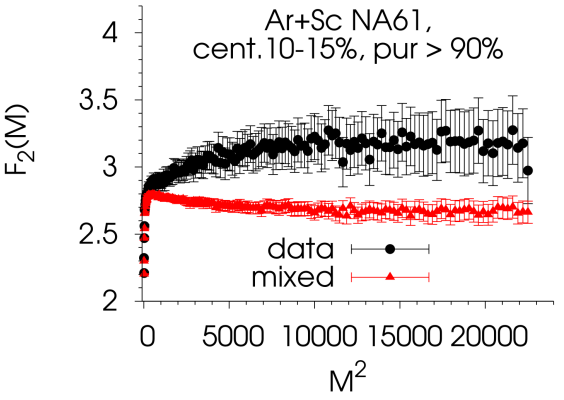
NA61, Be+Be, 0–12%



NA61, Ar+Sc, 5–10%



NA61, Ar+Sc, 10–15%

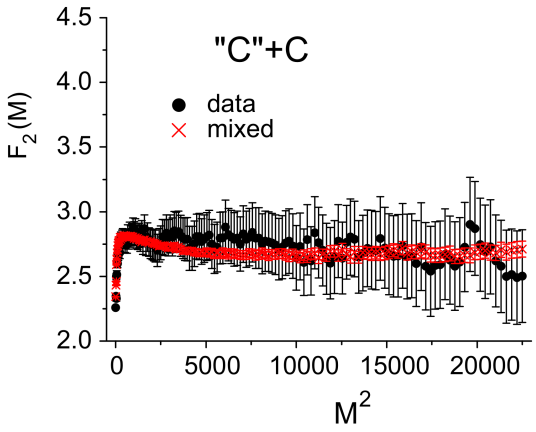


NA61/ SHINE

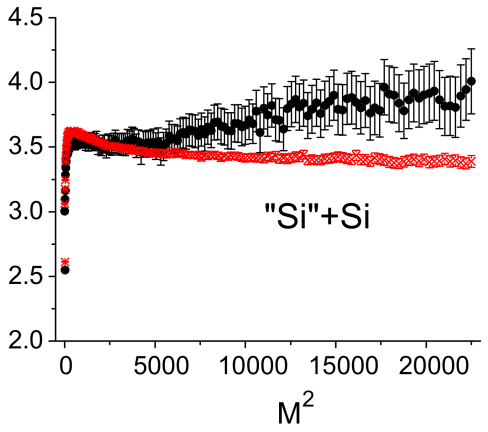
N. Davis (for NA61), PoS CORFU2018 (2019) 154

Rys. z KG (for NA61), PoS CORFU2018 (2019) 152

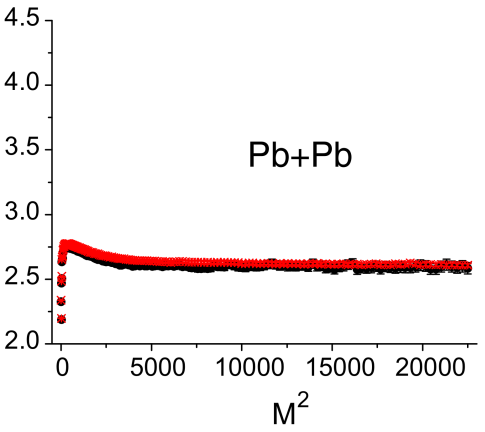
„C”+C, 0–12%



„Si”+Si, 0–12%



Pb+Pb, 0–10%



NA49

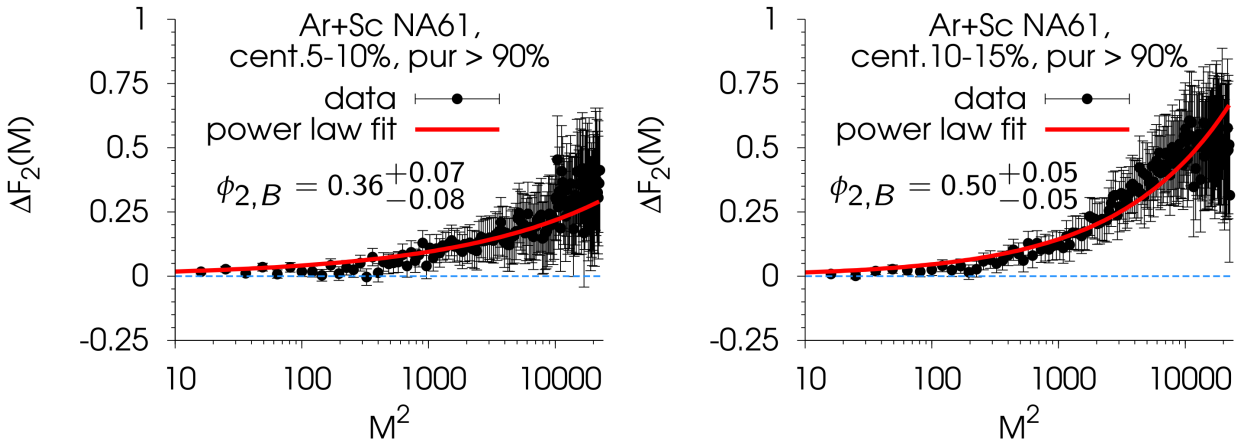
Eur. Phys. J. C 75 (2015) 12, 587

Fragmentacyjna wiązka „C”: mieszanka jonów z Z=6 oraz 7; wiązka „Si”: mieszanka jonów z Z=13, 14, 15

- **Sygnał intermitencji protonów** w pośrednich systemach **Ar+Sc** oraz **„Si”+Si**
- Brak sygnału w lekkich (Be+Be, „C”+C) oraz ciężkich (Pb+Pb) systemach

Intermitencja protonów w NA61/SHINE dla Ar+Sc przy $\sqrt{s_{NN}}$ = 16.8 GeV

NA61/SHINE preliminary



Fit: $\Delta F_2(M) = \exp(C) \cdot (M^2)^{\phi 2}$ gdzie C = -4.84, ϕ_2 = 0.36 dla 5–10% oraz C = -5.40, ϕ_2 = 0.49 dla 10–15%

NA61/SHINE

N. Davis (for NA61/SHINE), PoS CORFU2018 (2019) 154; rys. z KG (for NA61/SHINE), PoS CORFU2018 (2019) 152

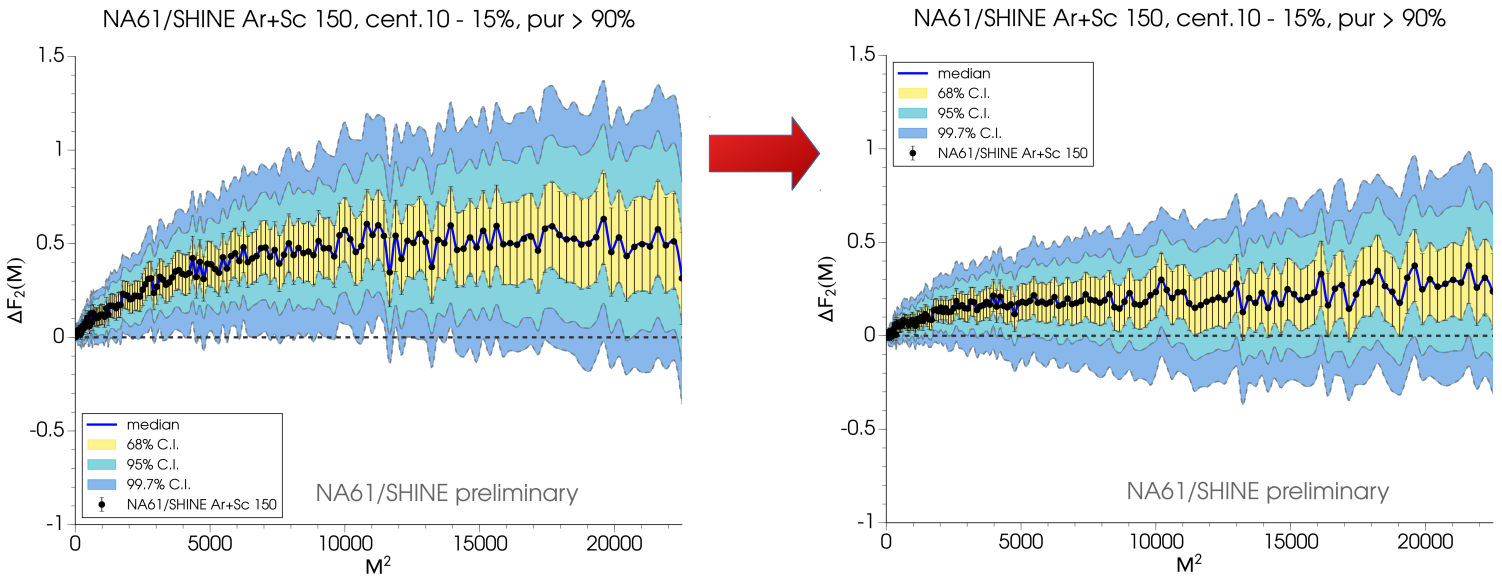
Sygnał intermitencji protonów w pośrednim systemie **Ar+Sc** (dla pośrednich centralności)

Ale ...

- Punkty dla różnych M są skorelowane
- Późniejsze wyniki (z lepszą statystyką) pokazały słabszy sygnał intermitencyjny

CPOD **2018**, ICNFP 2019, 143k zderzeń

QM **2019**, 208k zderzeń

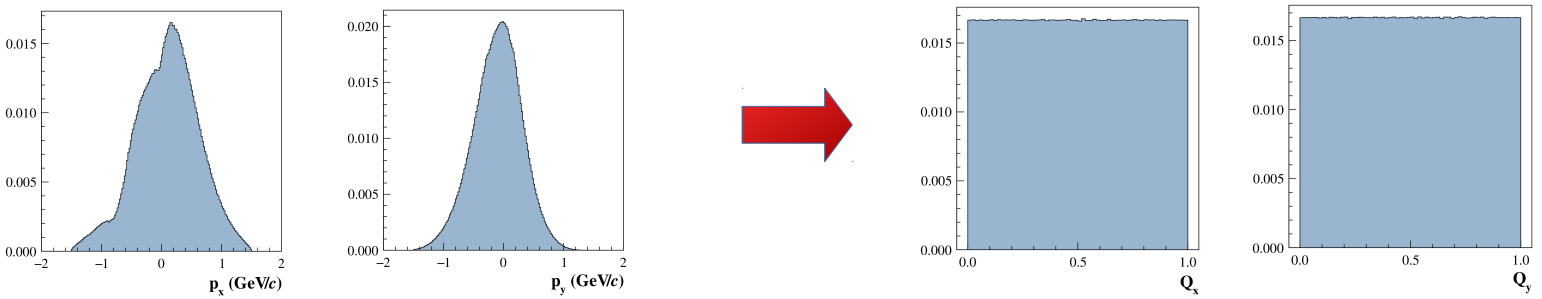


Rys. z M. Maćkowiak-Pawłowska (for NA61/SHINE), Nucl. Phys. A 1005 (2021) 121753. Szczegóły analiz: N. Davis, Acta Phys. Polon. Supp. 13 (2020) 4, 637-643

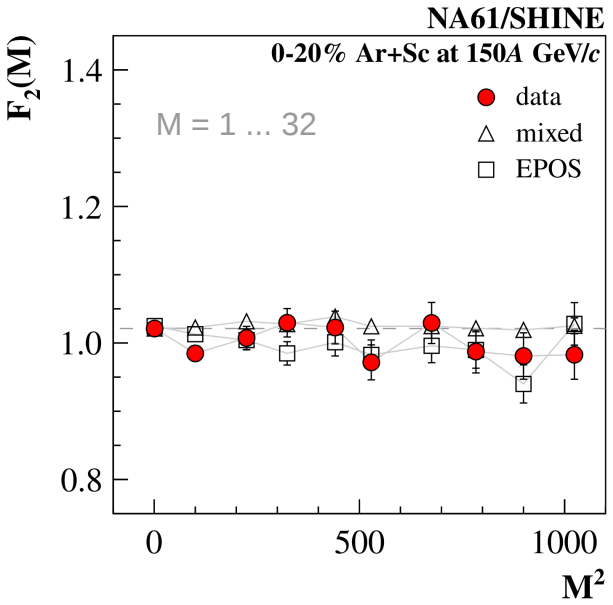
Zob. też pracę przeglądową: N. Antoniou et al., Nucl. Phys. A 1003 (2020) 122018

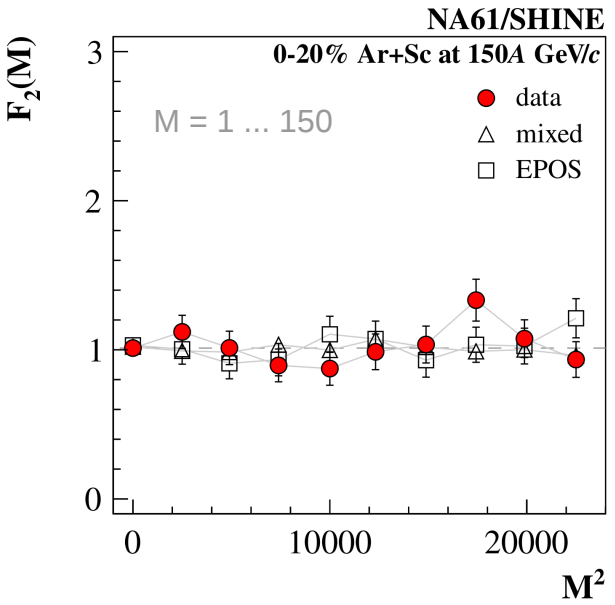
Intermitencja protonów (zmienne kumulatywne, nieskorelowane punkty)

- **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) → 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

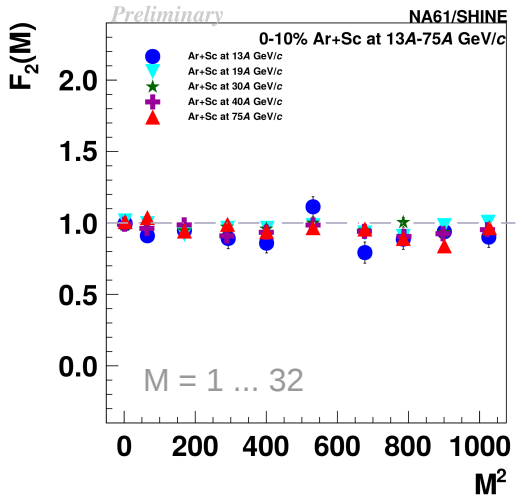
NA61/SHINE, arXiv:2305.07557 (zaakceptowane przez EPJC)

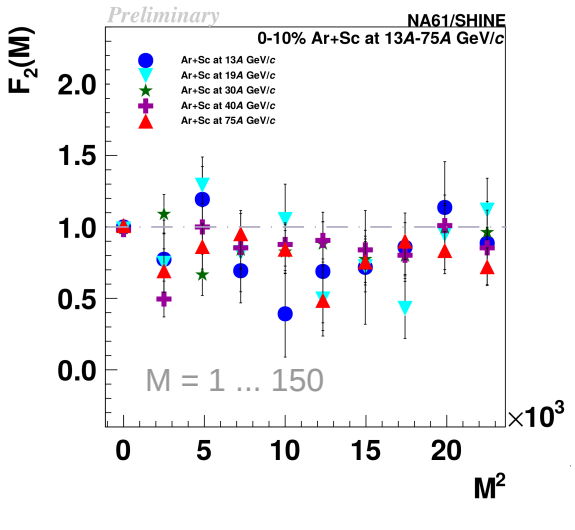
W pracy pokazano również centr. 0–5%, 5–10%, 10–15%, 15–20% oraz analizy w zmiennych niekumulatywnych

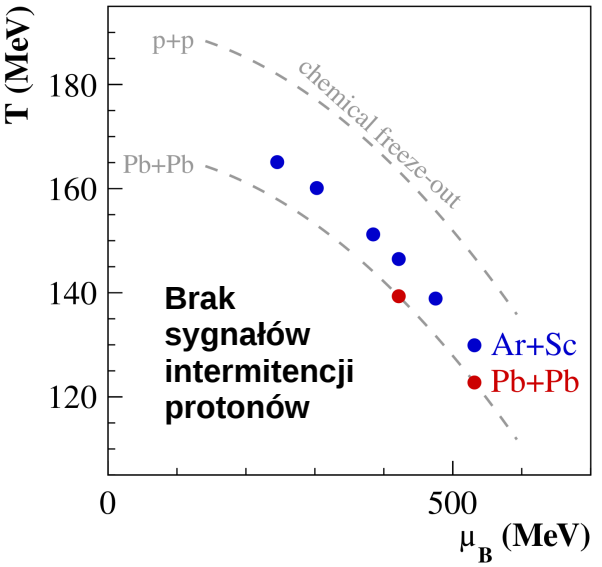
Pozostałe energie SPS ($\sqrt{s_{NN}}$ = 5.1 – 11.9 GeV) **zderzeń Ar+Sc** oraz dwie energie **Pb+Pb** ($\sqrt{s_{NN}}$ = 5.1 GeV i 7.6 GeV) **również nie pokazują efektów intermitencji protonów**

zmienne kumulatywne

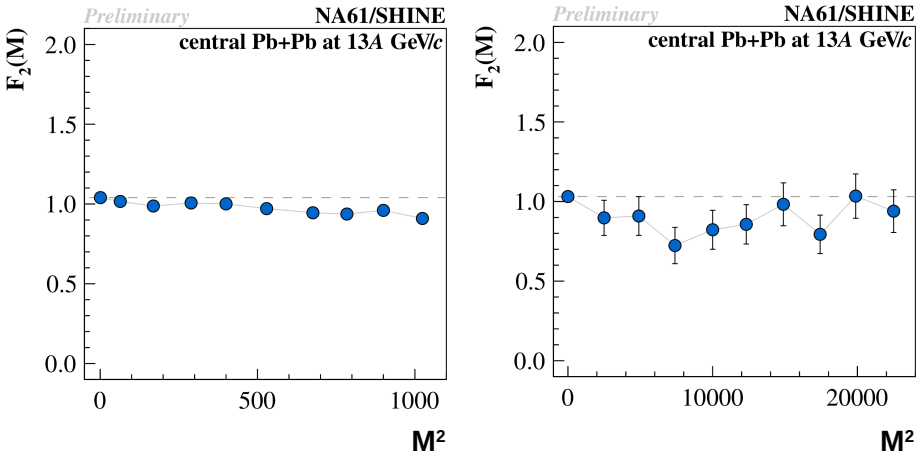
NA61/SHINE, CERN-SPSC-2022-034, SPSC-SR-319;
zob. też H. Adhikary (for NA61/SHINE), EPJ Web Conf. 274 (2022) 06008



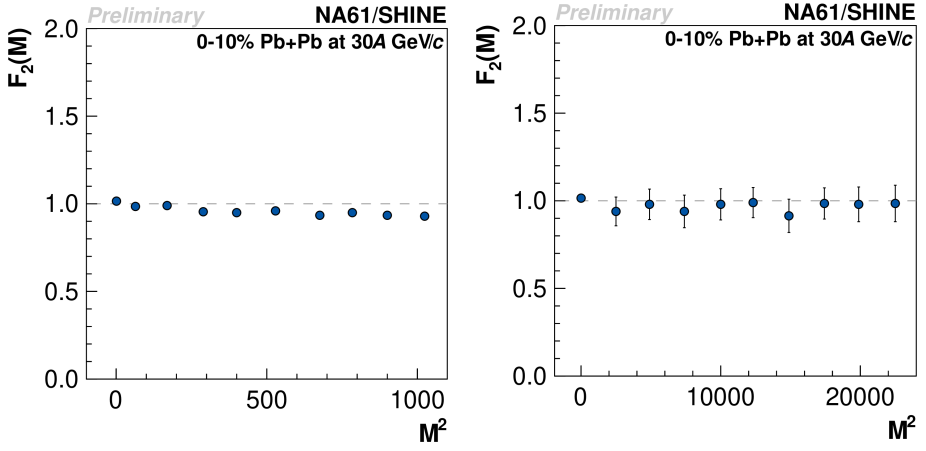




NA61/SHINE, CERN-SPSC-2022-034, SPSC-SR-319



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



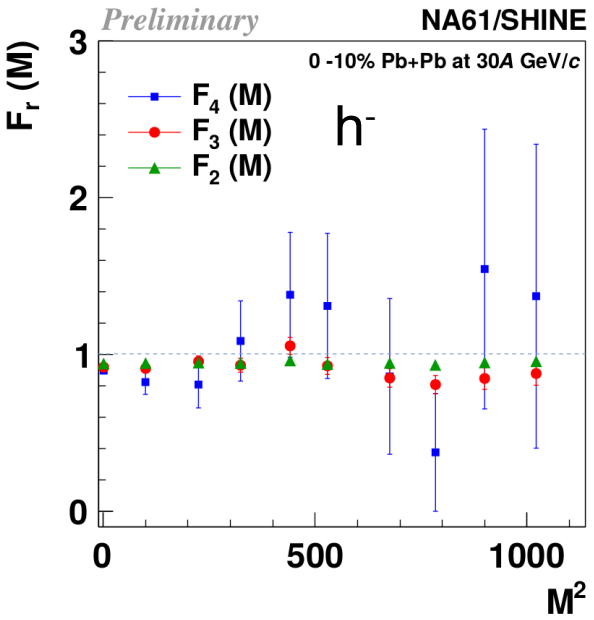
Intermitencja hadronów – w tym wyższe momenty

- **NA61/SHINE: intermitencja ujemnych hadronów** (π^-, K^-, anty-p, ...), zmienne kumulatywne, niezależne punkty – **brak znaczących efektów intermitencyjnych dla ^{208}Pb+^{208}Pb przy $\sqrt{s_{NN}}$ = 7.6 GeV** → NA61/SHINE, CERN-SPSC-2022-034, SPSC-SR-319; zob. też H. Adhikary (for NA61/SHINE), arXiv:2308.04254

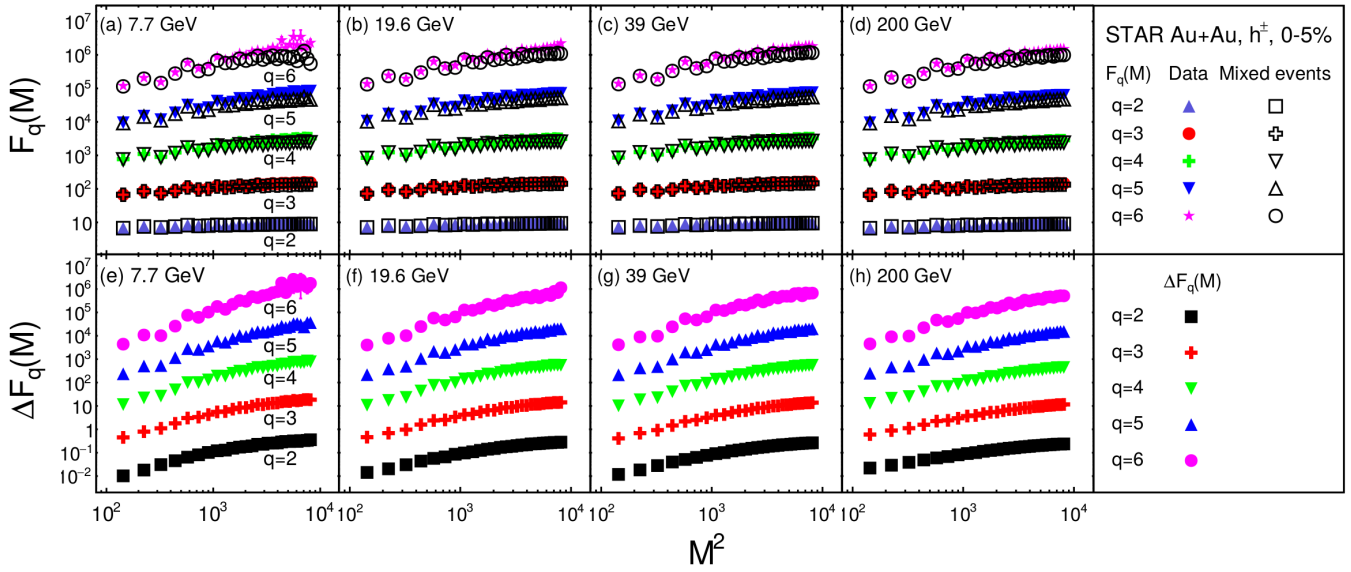
- **STAR: intermitencja naładowanych hadronów** ($\pi^\pm$, $K^\pm$, p, anty-p), zmiennie niekumulatywne, zależne punkty – **efekty intermitencyjne dla ^{197}Au+^{197}Au przy $\sqrt{s_{NN}}$ = 7.7 – 200 GeV** → STAR, arXiv:2301.11062

Potrzebne wyjaśnienie różnic między eksperymentami!!

zmienne kumulatywne (Q_x, Q_y)



zmienne niekumulatywne (p_x, p_y)



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

Wyższe momenty rozkładów netto(protonów)

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

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

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

$$\langle (\delta N)^2 \rangle_c \propto \xi^2$$
$$\langle (\delta N)^3 \rangle_c \propto \xi^{4.5}$$
$$\langle (\delta N)^4 \rangle_c \propto \xi^7$$

$$\langle (\delta N)^n \rangle = \langle (N - \langle N \rangle)^n \rangle$$

kumulanty:

$$\langle (\delta N)^2 \rangle_c = \langle (\delta N)^2 \rangle$$
$$\langle (\delta N)^3 \rangle_c = \langle (\delta N)^3 \rangle$$
$$\langle (\delta N)^4 \rangle_c = \langle (\delta N)^4 \rangle - 3 \langle (\delta N)^2 \rangle^2$$

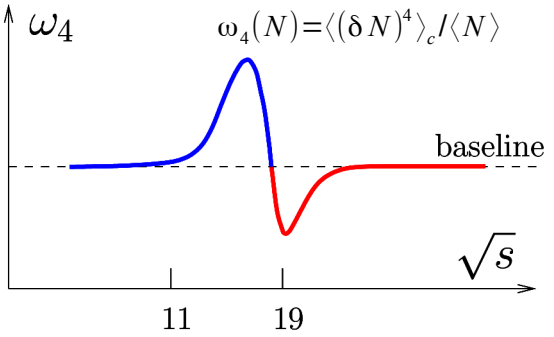
M. Stephanov, Phys. Rev. Lett. 107 (2011) 052301

- Wyższe momenty zachowanych liczb kwantowych (i = B – liczba barionowa, Q – ładunek, S – dziwność) pozwalają na bezpośrednie porównanie z teorią – *lattice QCD* (podatności)

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

Niemonotoniczne zachowanie się tych zmiennych (np. fluktuacji netto-protonów) **może być silną przesłanką za punktem krytycznym**

Oczekiwane w modelach **„oscylacje" dla CP:**



M. Stephanov, CPOD 2013 (slajdy)

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

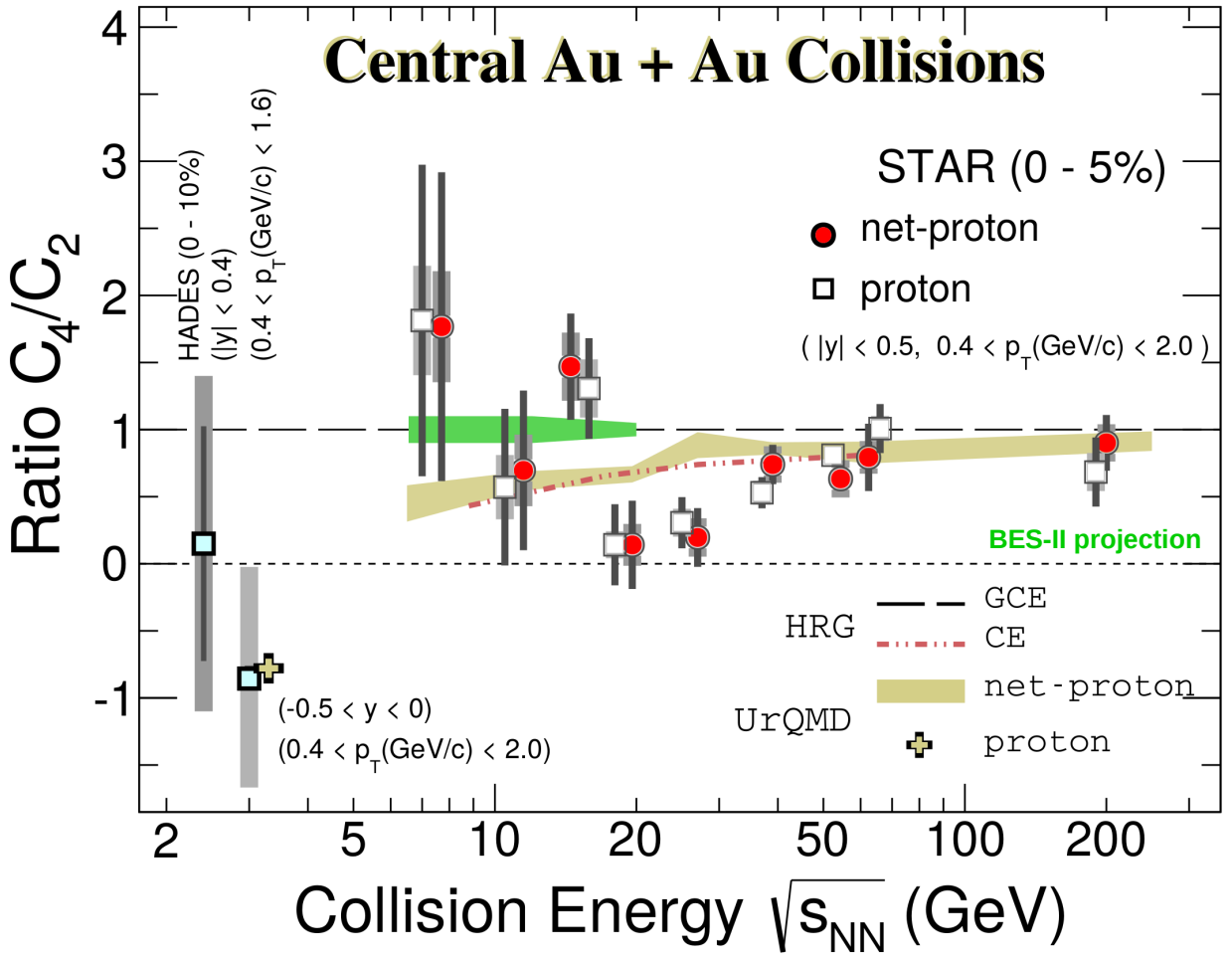
STAR, Phys. Rev. Lett. 128 (2022) 20, 202303; wyniki HADES z Phys. Rev. C 102 (2020) 2, 024914

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)

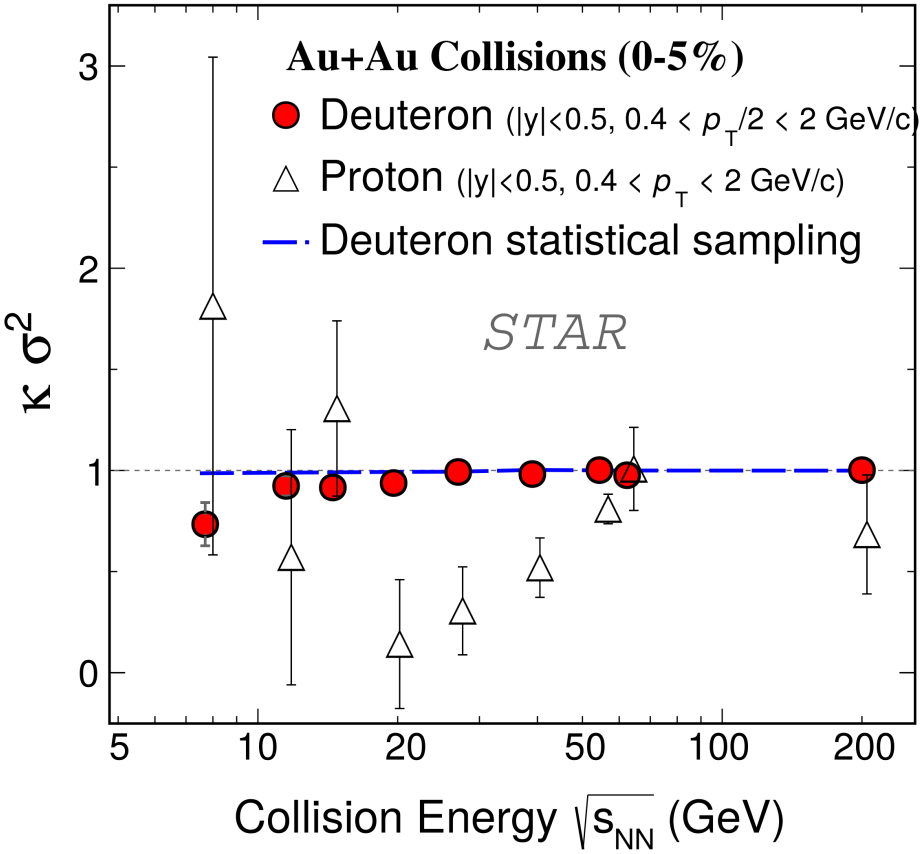
C_4/C_2 dla 3 GeV – fluktuacje wynikające z zachowania liczby barionowej; wskazują na reżim energetyczny zdominowany przez interakcje hadronowe (zob. też A. Rustamov, EPJ Web Conf. 276 (2023) 01007 → CE dla 3 GeV około zera → zgodne z eksp.)



- STAR: **minimum w $\kappa\sigma^2$ (C_4/C_2) przy energii około 20 GeV → 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 $\sqrt{s_{NN}}$ > 3 GeV**

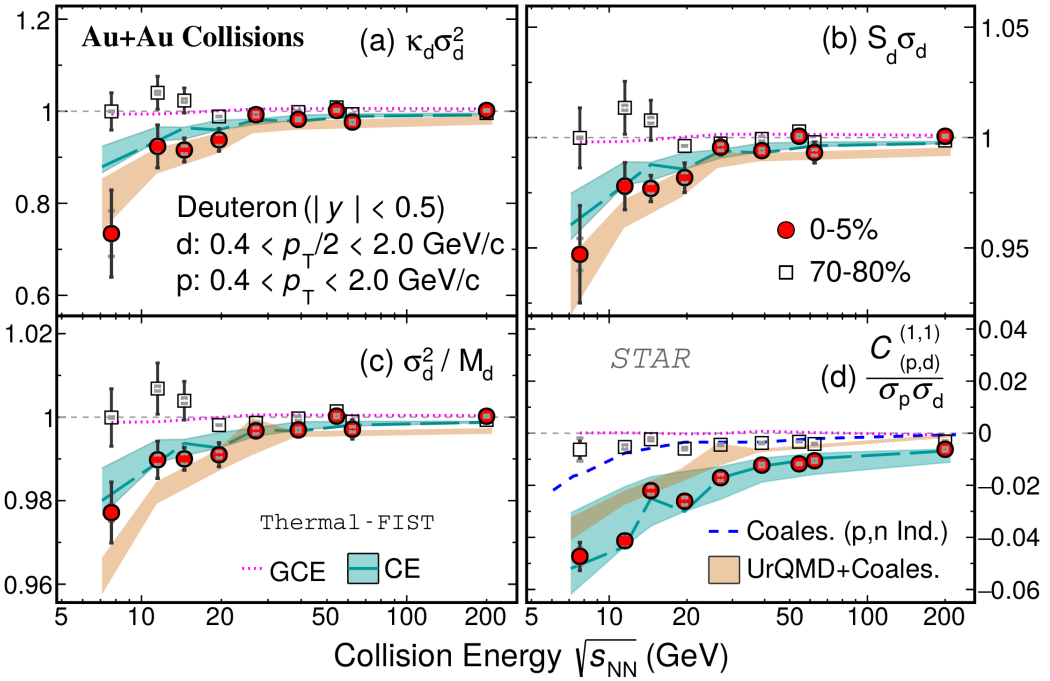
Fluktuacje deuteronów (pn)

STAR, arXiv:2304.10993



$$\frac{C^{(1,1)}_{(p,d)}}{\sigma_p \sigma_d} = \frac{\langle N_p N_d \rangle - \langle N_p \rangle \langle N_d \rangle}{\sigma_p \sigma_d}$$

Stosunki kumulant dla deuteronów oraz współczynnik korelacji między liczbą protonów i deuteronów



- 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 netto-barionów w mid-rapidity ze spadkiem energii); dla wysokich energii zgodne z Poissonem (1)
- Współczynnik korelacji Pearsona protony-deuterony ujemny → N_p i N_d są antyskorelowane

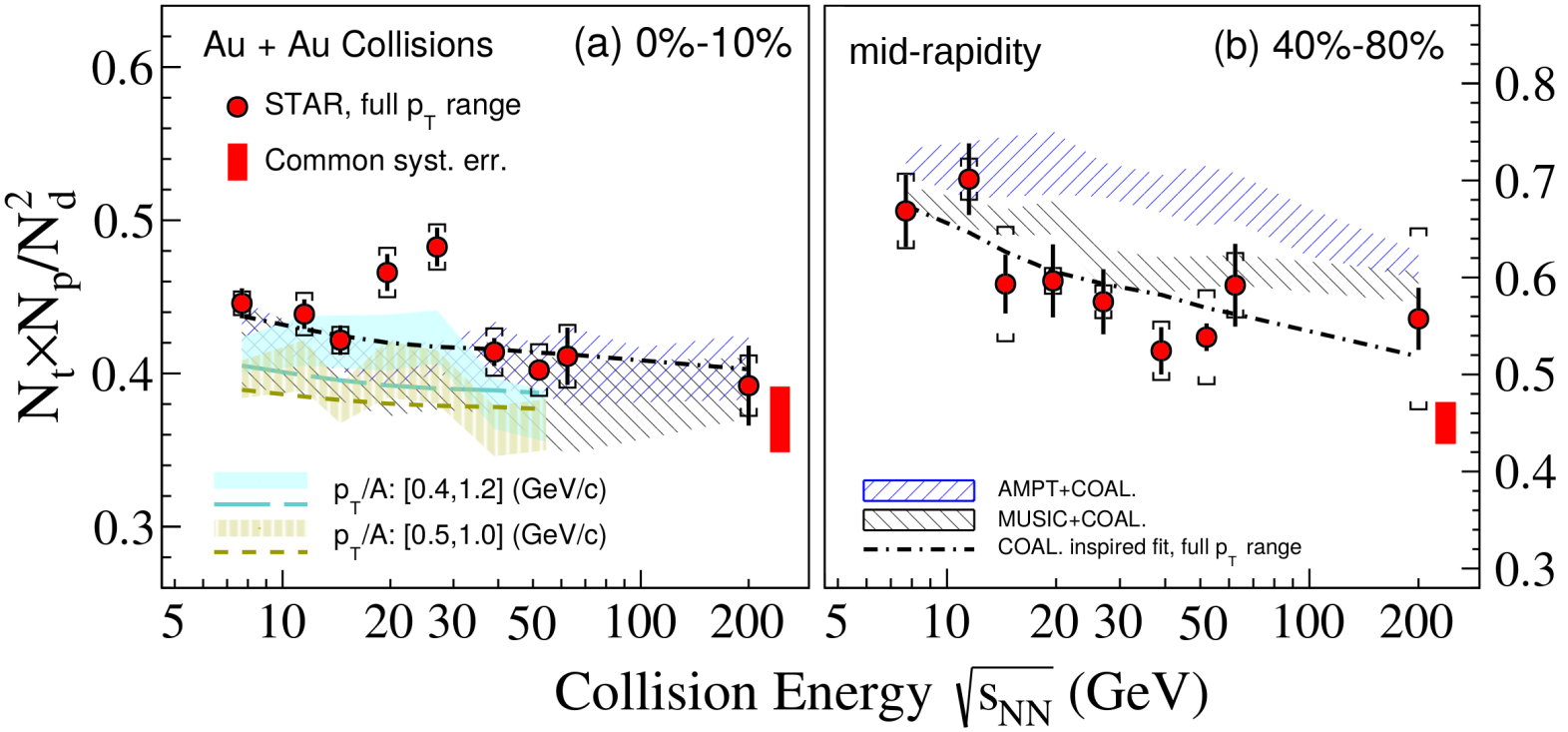
Fluktuacje gęstości neutronów

Fluktuacje gęstości neutronów (*neutron density fluctuations*, **Δn**) → 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^2_d jest wrażliwy na fluktuacje gęstości neutronów $\Delta n=\langle(\delta n)^2\rangle/\langle n^2\rangle$**

$N_t*N_p/N^2_d \approx 0.29\ (1+\Delta n)$

STAR, Phys. Rev. Lett. 130 (2023) 202301



- **Maksimum** dla **$\sqrt{s_{NN}}$ = 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

Podsumowanie

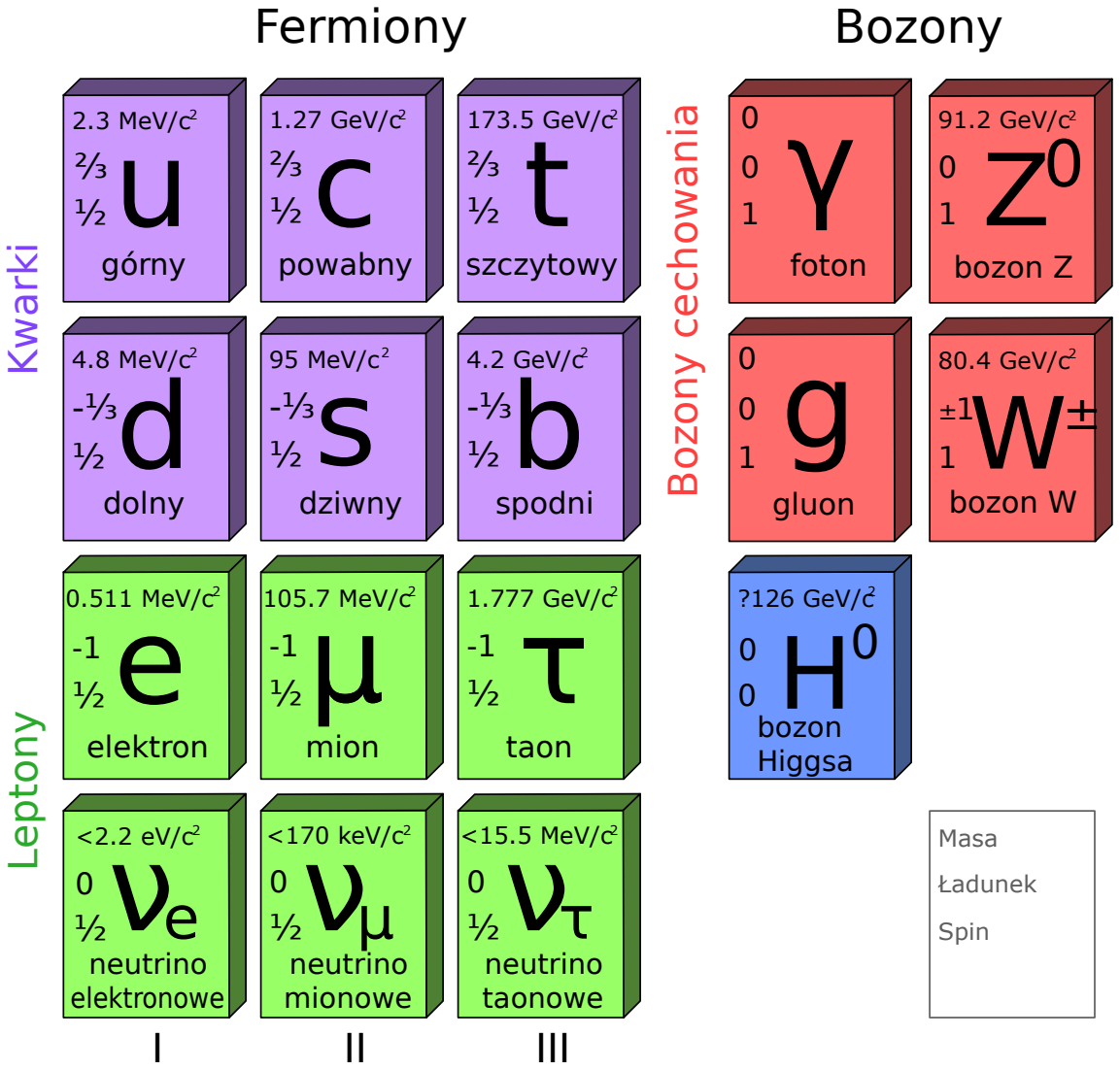
- Dolny limit **czasu między wymrożeniami dla Pb+Pb/Au+Au** (energie SPS, RHIC, LHC) to **kilka fm/*c***. Dalsze analizy na danych m.in. STAR z BES-II (zderzacz: Au+Au 7.7 < $\sqrt{s_{NN}}$ < 54.4 GeV, O+O $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV; FXT (fixed target): Au+Au 3.0 < $\sqrt{s_{NN}}$ < 13.7 GeV) oraz lżejsze systemy (Be+Be, Ar+Sc, Xe+La) na danych NA61/SHINE (5.1 GeV < $\sqrt{s_{NN}}$ < 16.8 GeV)

- **Energia uwolnienia** (*onset of deconfinement*) dla systemów **Pb+Pb/Au+Au** to **$\sqrt{s_{NN}}$ około 7.6 GeV. Dla jak lekkiego systemu możliwe jest przejście do QGP?** → skan z energią dla Xe+La (dane zebrane w NA61/SHINE) i przyszłe plany NA61/SHINE (B+B, O+O, Mg+Mg o wysokiej stat., 2028 ↗)

- **Punkt krytyczny. Czy istnieje? Gdzie jest zlokalizowany?** Zbiór obserwabli (pokazano wybrane) potwierdzających i zaprzeczających jego istnieniu w eksperymentach przy SPS i RHIC BES; rozbieżności między eksperymentami → potrzebne dalsze analizy m.in. na danych zebranych w STAR BES-II (w tym FXT) oraz w NA61/SHINE

Slajdy dodatkowe

Cząstki elementarne



jednostka energii (eV)
= 1.602 x 10^{-19} J
(energia jaką zyskuje elektron po przejściu różnicy potencjałów 1 V)

jednostka pędu (eV/*c*)

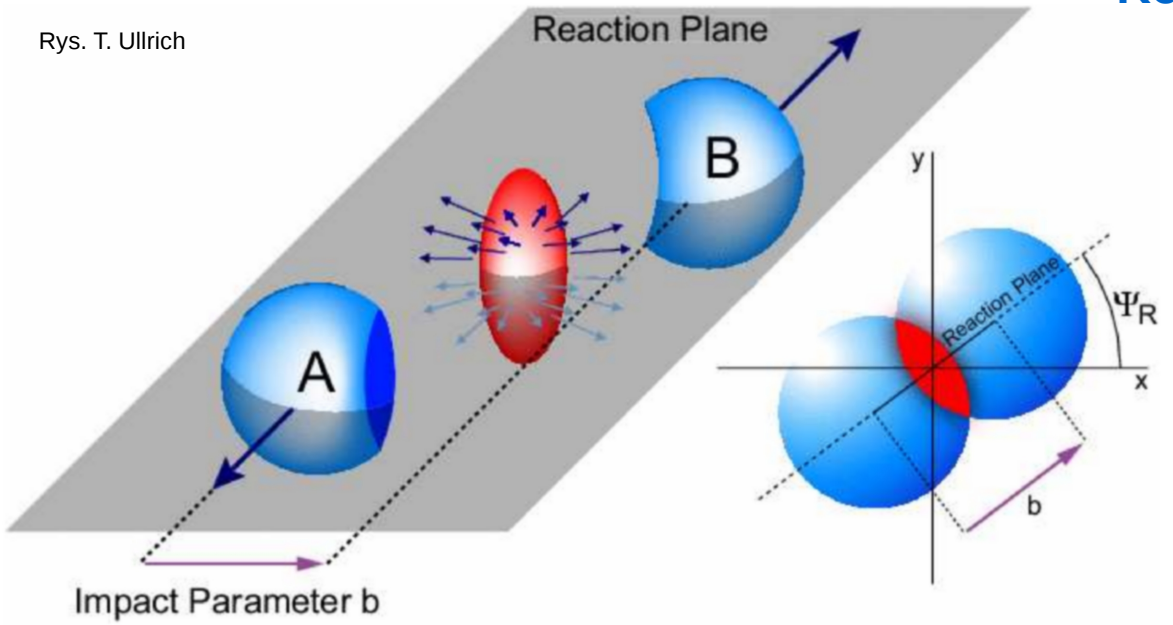
jednostka masy (eV/c^2)
= 1.783 x 10^{-36} kg

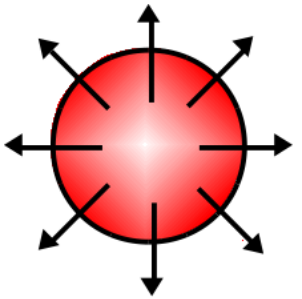
1 keV = 10^3 eV
1 MeV = 10^6 eV
1 GeV = 10^9 eV

Dla fermionów mamy odpowiednie antycząstki
(mają ładunki elektryczne o przeciwnych znakach)

Rys. https://pl.m.wikipedia.org/wiki/Plik:Czastki_elementarne_modelu_standardowego.svg
uwaga: aktualne wartości mas (Particle Data Group 2022) mogą się minimalnie różnić

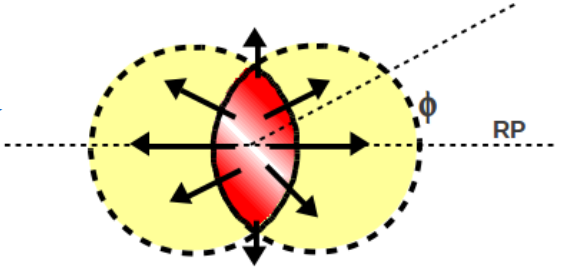
Kolektywność w zderzeniach A+A





$$\phi = \operatorname{atan} \frac{p_y}{p_x}$$

- Przepływ radialny dla centralnych (b=0) zderzeń
- Przepływ anizotropowy dla niecentralnych (b≠0) zderzeń



$$E\frac{d^3N}{dp^3} = \frac{1}{2\pi}\frac{d^2N}{p_T dp_T dy}\left(1 + 2v_1\cos(\phi - \Phi_R) + 2v_2\cos[2(\phi - \Phi_R)] + \ldots\right)$$

emisja izotropowa (1 reprezentuje przepływ radialny)

przepływ skierowany (*directed flow*)

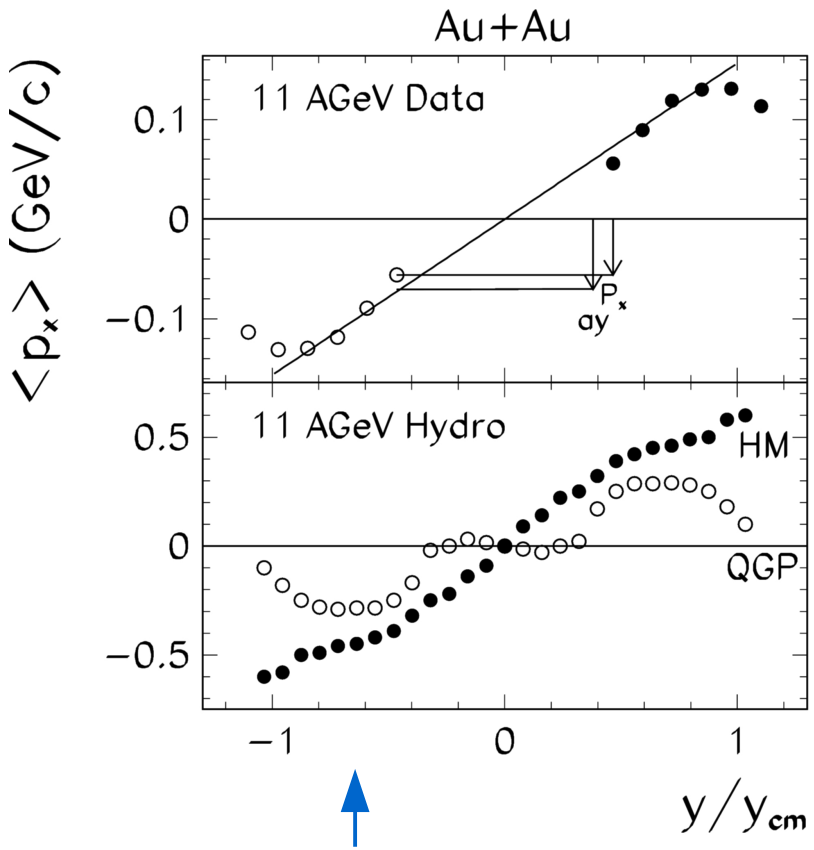
przepływ eliptyczny (*elliptic flow*)

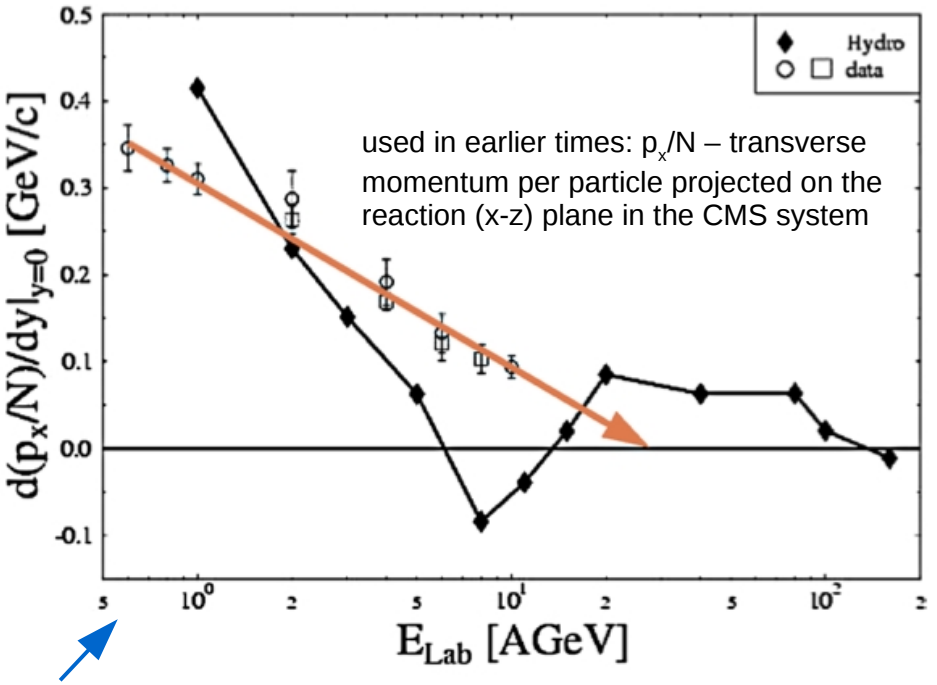
Początkowa anizotropia przestrzenna + rozpraszania → gradienty ciśnień → **anizotropia w przestrzeni pędu** (więcej cząstek „in-plane” niż „out-plane”)

Współczynniki Fouriera:

$$v_n = \langle \cos[n(\phi - \Phi_R)] \rangle$$

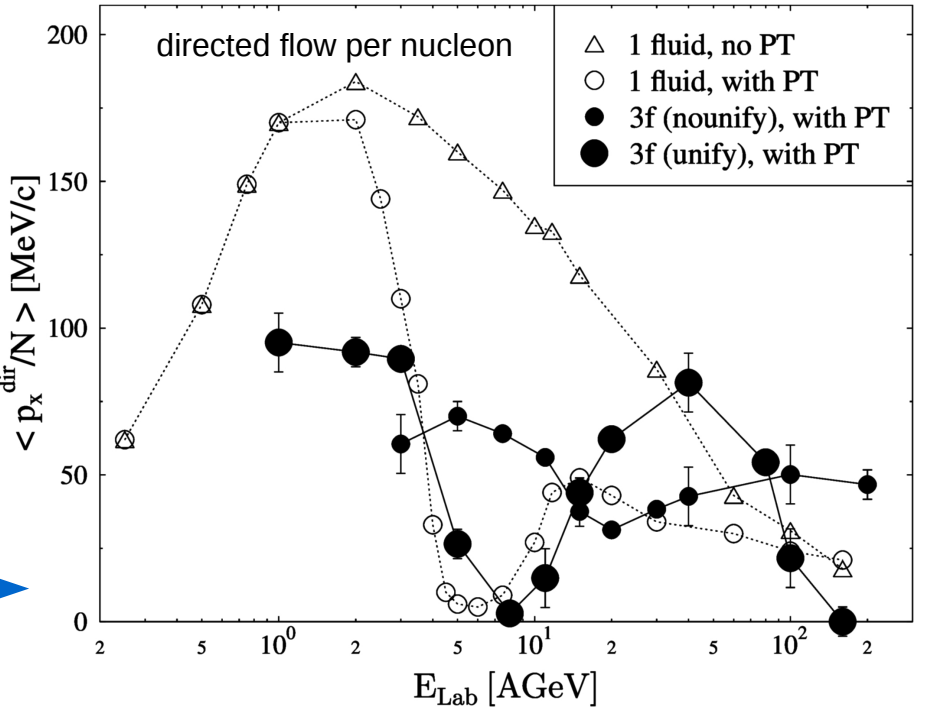
Przewidywania modeli hydrodyn.





Dane SIS i AGS (protony) porównane z symulacjami hydrodyn. na siatkach 3D. H. Stoecker, Nucl.Phys. A 750 (2005) 121-147

Przepływ skierowany w idealnej hydrodynamice z hadronowym (HM) oraz QGP równ. stanu (*EoS*). "Antyflow" (ujemne nachylenie) w przepływnie protonów widoczne w przypadku przejścia 1-szego rodzaju. L. Csernai, D. Rohrich, Phys. Lett. B 458 (1999) 454

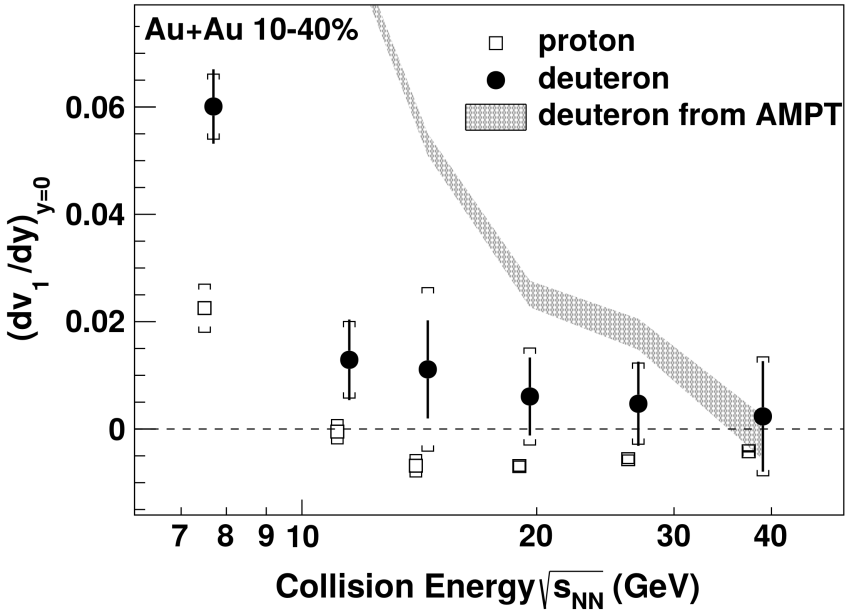


$\langle p_x^{dir}/N \rangle$ dla Au+Au przy b=3 fm. Trójkąty – czysto hadronowe EoS, koła – EoS z przejściem fazowym (PT)

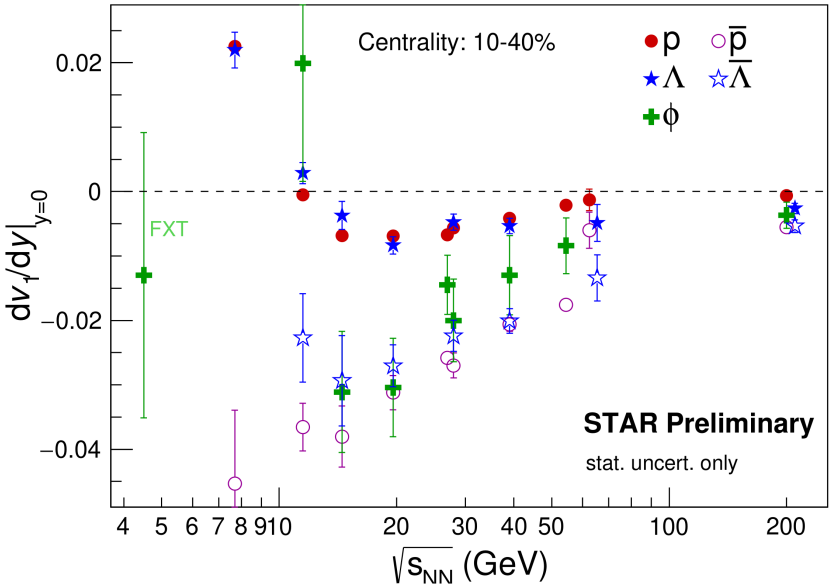
Solid lines – three-fluid model, with (large circles) or without (small circles) dynamical unification. J. Brachmann et al., Phys. Rev. C 61 (2000) 024909

Przepływ skierowany (v_1) oraz eliptyczny (v_2) – wyniki STAR (RHIC)

STAR, Phys. Rev. C 102 (2020) 4, 044906

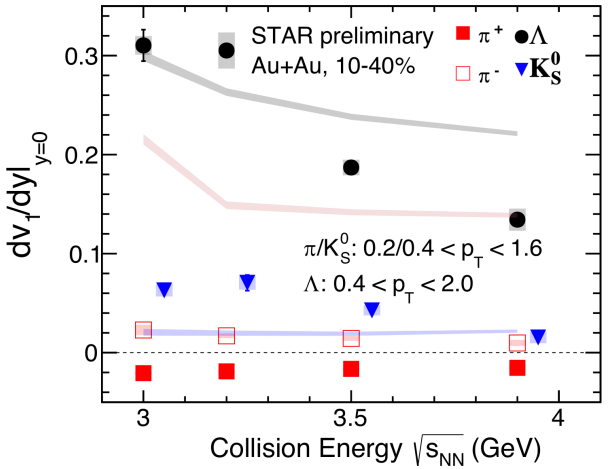


K. Nayak (for STAR), Nucl. Phys. A 1005 (2021) 121855

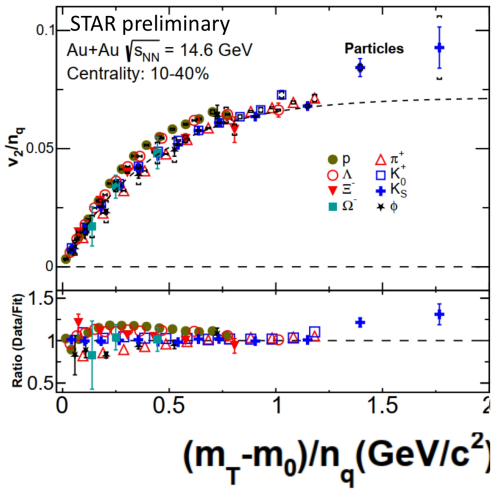


d, t, ^{3}He, ^{4}He dla Au+Au przy 3 GeV (STAR FXT) → zob. STAR, Phys. Lett. B 827 (2022) 136941

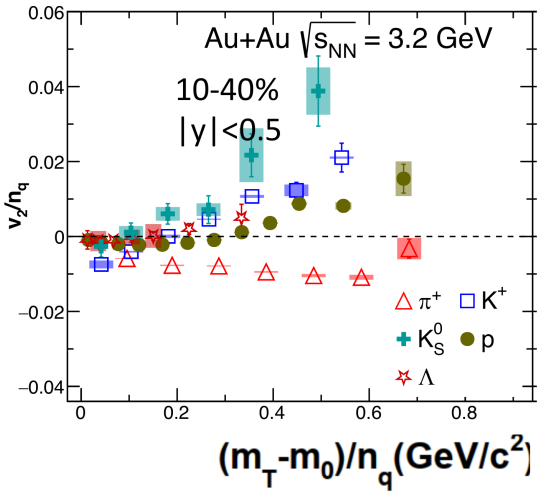
$_{\Lambda}{}^3$H, $_{\Lambda}{}^4$H dla Au+Au przy 3 GeV (STAR FXT) → zob. STAR, Phys. Rev. Lett. 130 (2023) 21, 212301



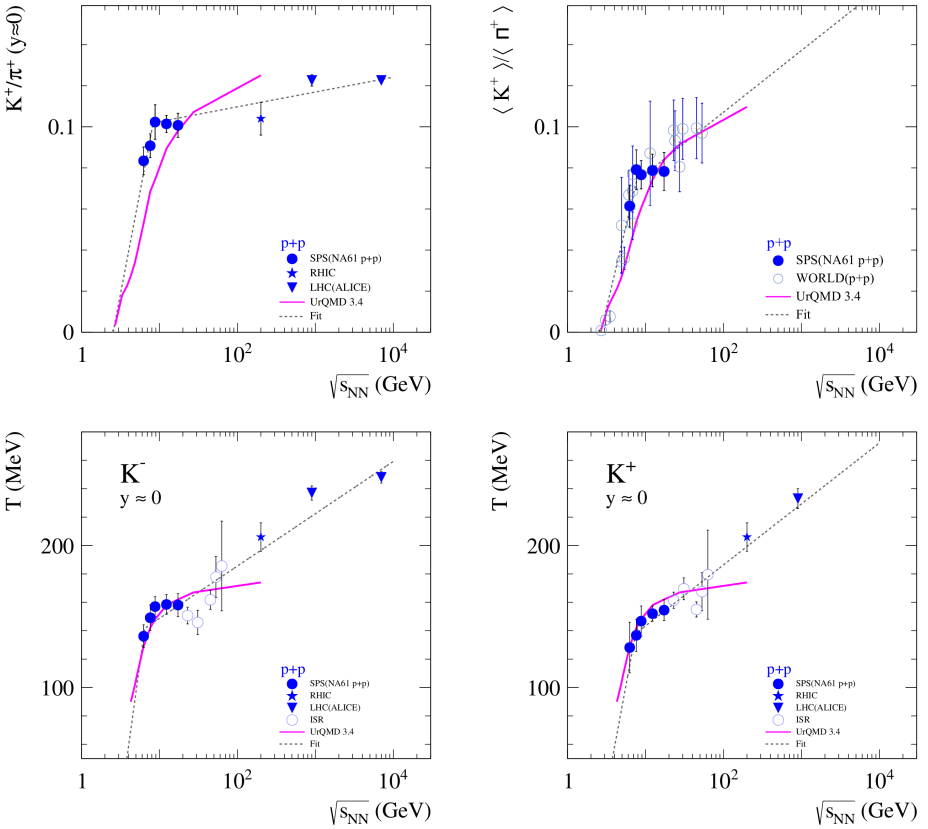
NCQ scaling 14.6 GeV



NCQ scaling breaks 3.2 GeV



R. Reed (for STAR), Quark Matter 2023 (slajdy)



Proton-proton interactions and onset of deconfinement

- Rates of increase of K^+/π^+ and T change sharply in p+p collisions at SPS energies
- The fitted change energy is ≈ 7 GeV – close to the energy of the onset of deconfinement ≈ 8 GeV
- Model assuming change from resonances to string production mechanism show similar trend; the sharpness of the break is not reproduced by the model

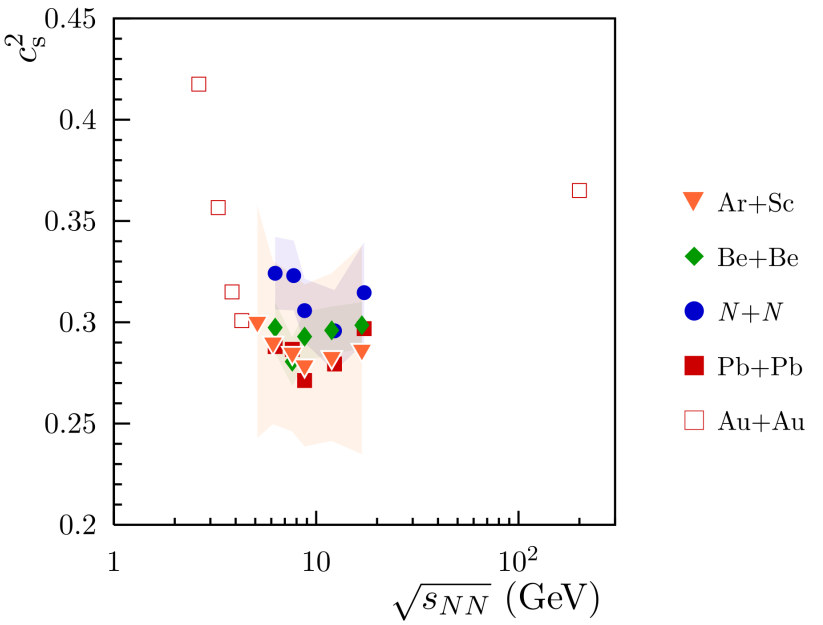
NA61/SHINE, Phys. Rev. C 102 (2020) 1, 011901

Minimum („**dale**”) w prędkości dźwięku c_s (***softest point of EoS***) w Pb+Pb/Au+Au w okolicach 7–8 GeV. Takie zachowanie było przewidziane m.in. dla przejścia fazowego 1-go rodzaju (z fazą mieszaną)

Model hydrodynamiczny Landau'a
(E. Shuryak, Yad. Fiz. 16 (1972) 395-405):

$$\sigma_y^2(\pi^-) = \frac{8}{3}\frac{c_s^2}{1-c_s^4}\ln\left(\sqrt{s_{NN}}/2m_p\right)$$

Poniżej dla p+p (ozn. N+N) ze średniego rozkładu dla pionów ujemnych i dodatnich; dla reszty A+A z pionów ujemnych



NA61/SHINE, Eur. Phys. J. C 81 (2021), 397

Strongly intensive measures Δ and Σ (here applied to P_T and N fluctuations)

→ Phys. Rev. C 88 (2013) 2, 024907

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

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

$\Delta = \Sigma = 0$ for no fluctuations

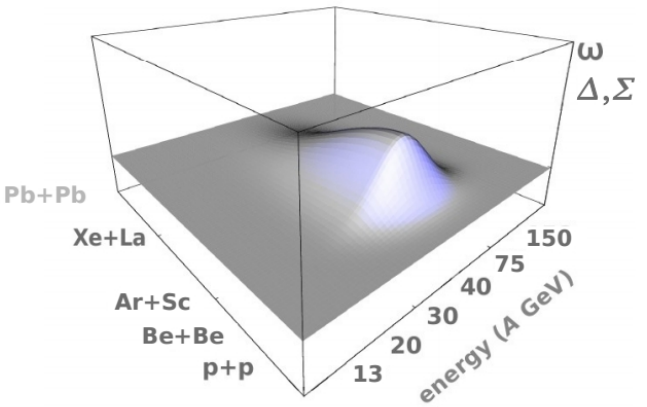
$\Delta = \Sigma = 1$ for Independent Particle Model

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

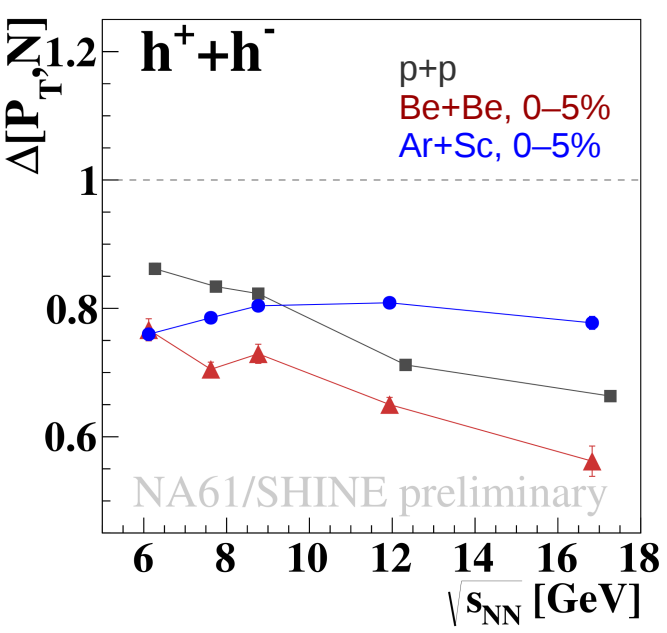
- $\Delta[P_T, N]$ uses only first two moments: $\langle N\rangle$, $\langle P_T\rangle$, $\langle P_T^2\rangle$, $\langle N^2\rangle$
- $\Sigma[P_T, N]$ uses also correlation term: $\langle P_T N\rangle - \langle P_T\rangle\langle N\rangle$

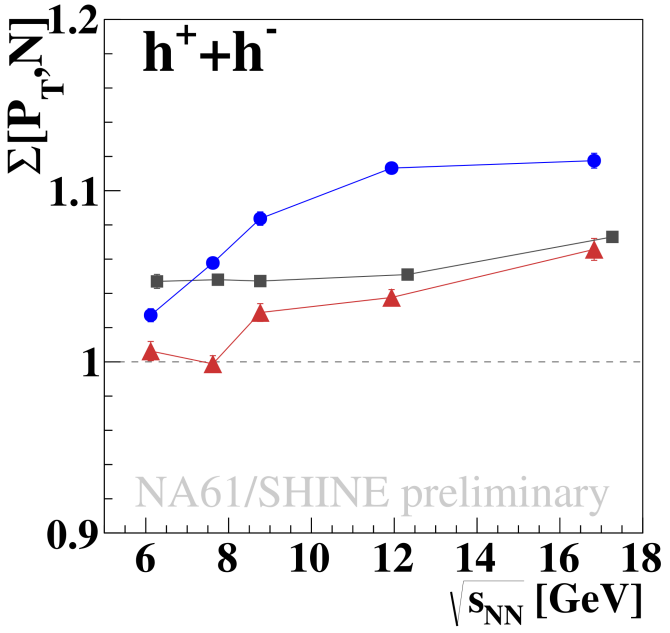
thus Δ and Σ can be sensitive to several physics effects in different ways

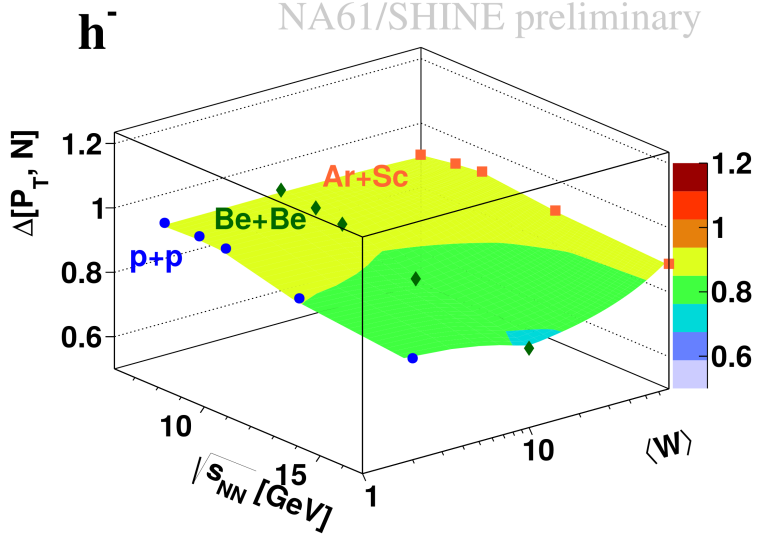
Expected: non-monotonic behavior of CP signatures

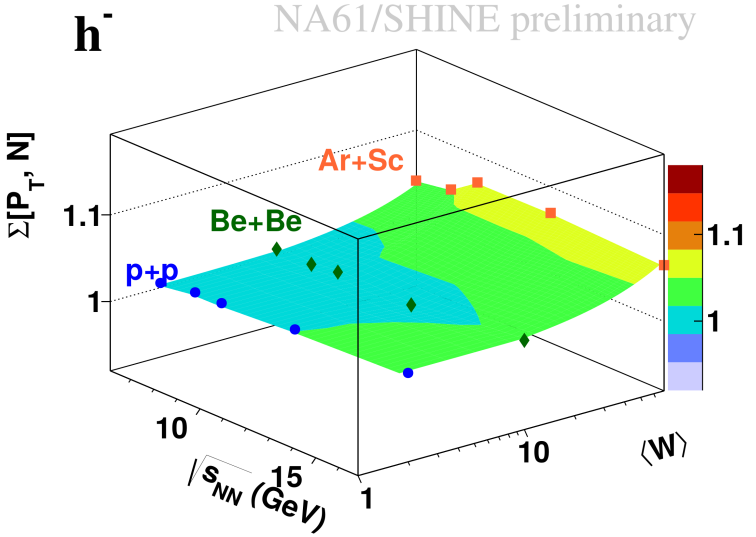


2016: fluctuations in Ar+Sc, Be+Be and p+p within the same acceptance $0 < y_\pi < y_{beam}$







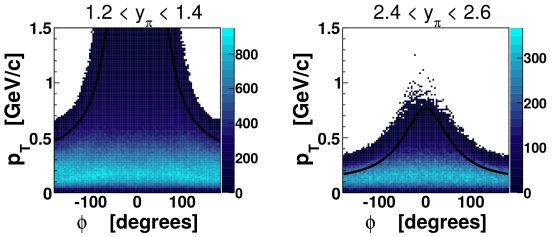


- $\Delta[P_T, N] < 1$ and $\Sigma[P_T, N] \geq 1$ for all systems; may be due to BE stat. (PL B730, 70, 2014; PR C88, 024907, 2013; PL B439, 6, 1998; PL B465, 8, 1999) and/or P_T/N vs N anti-correlation (PR C89, 034903, 2014)
- Increase of Δ and Σ deviation from 1 with energy may be due to increasing 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

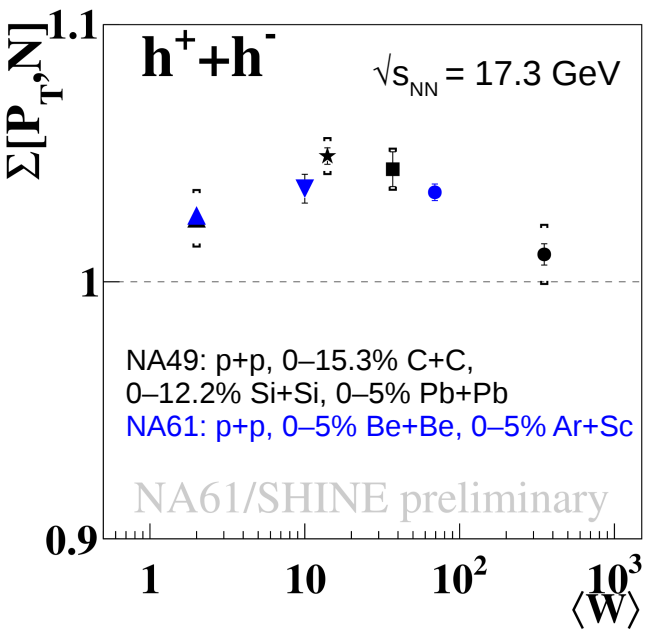
Comparison to NA49 A+A at 158*A* GeV/*c* within NA49 two different acceptances

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



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

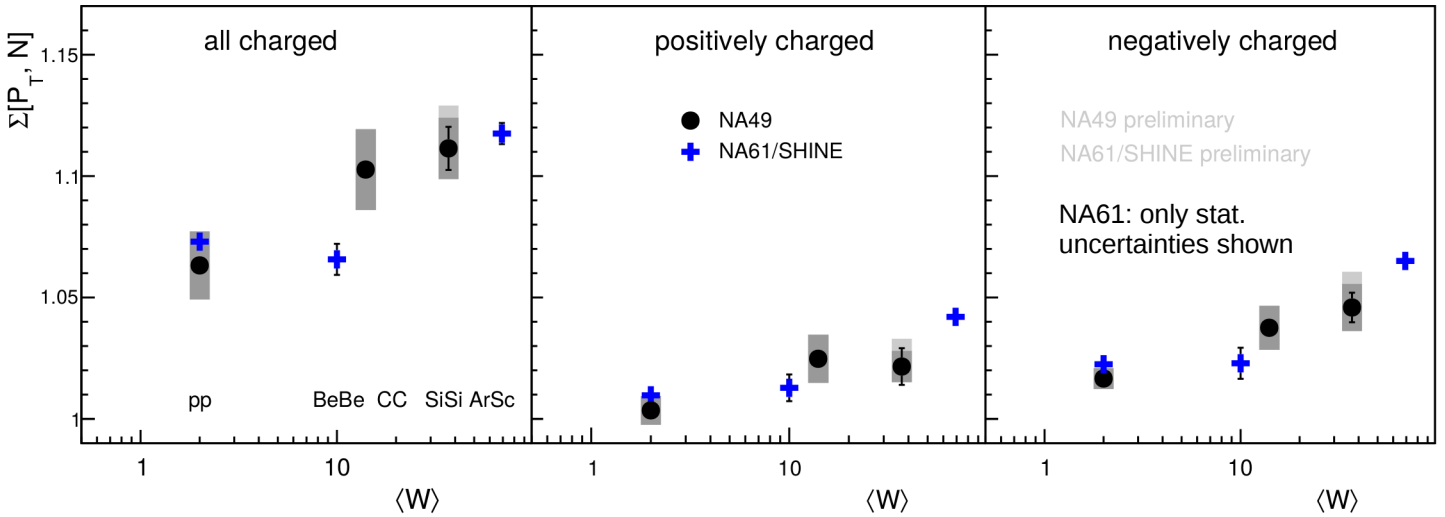
$1.1 < y_\pi < 2.6$



System size dependence of $\Sigma[P_T, N]$ at 150/158*A* GeV/*c*: **NA49 and NA61 points show consistent trends**. $\Delta[P_T, N]$ (not shown here) is more centrality width sensitive (points are scattered)

NA49: preliminary (PoS EPS-HEP2017 (2017) 167)

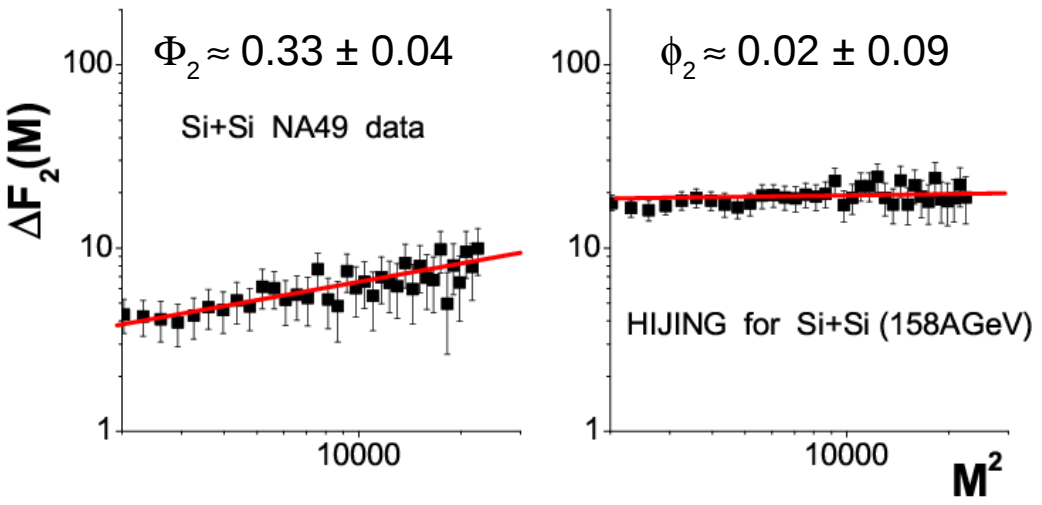
$0 < y_\pi < y_{beam}$

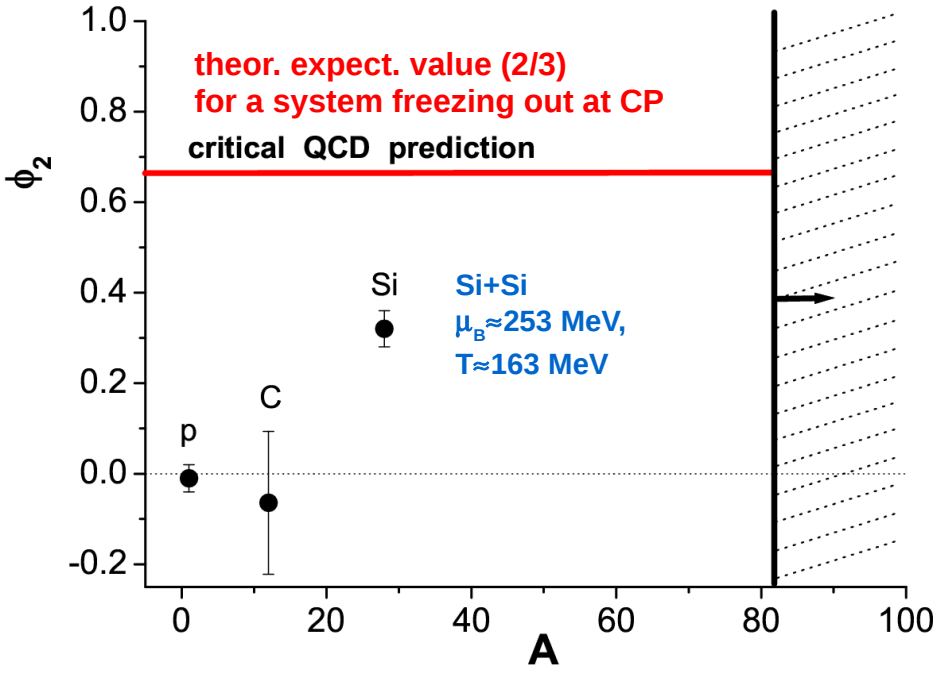


- Fluctuations are larger for larger rapidity interval
- **Increase of Σ from p+p to Ar+Sc/Si+Si**. We are waiting for Xe+La and Pb+Pb results from NA61

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

Zależność intermitencji di-pionów ($\pi^+\pi^-$) od rozmiaru systemu dla $\sqrt{s_{NN}}$ = 17.3 GeV





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

Dla każdego zderzenia tworzymy **wszystkie możliwe pary** z $m_{\pi+\pi-}$ w małym oknie kinematycznym powyżej progu mas dwóch pionów

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

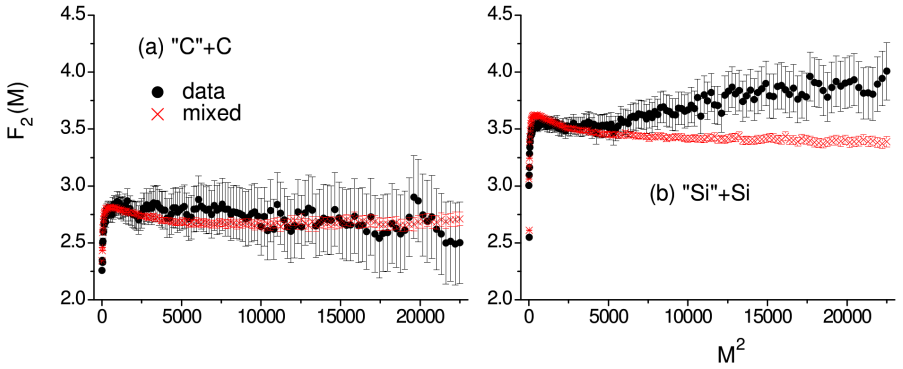
$$\Delta F_2 \sim \left(M^2\right)^{\phi_2}$$

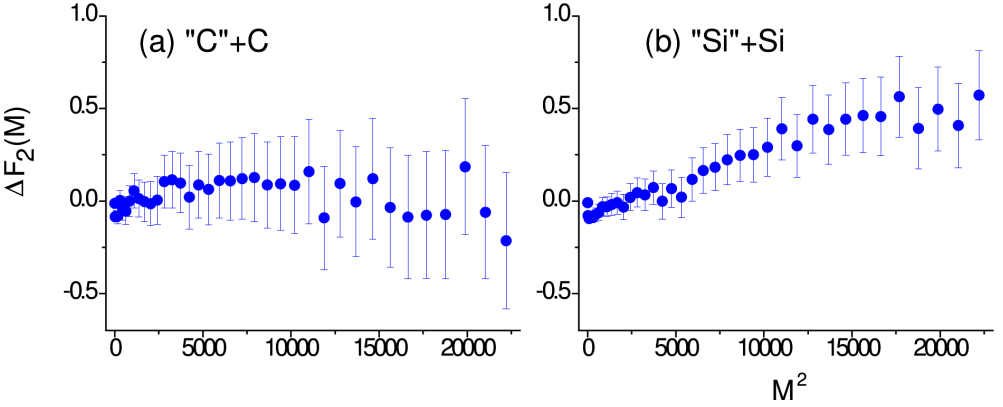
Dla Si+Si ΔF_2 mierzy fluktuacje które są znacznie wyższe niż te otrzymane w modelu HIJING

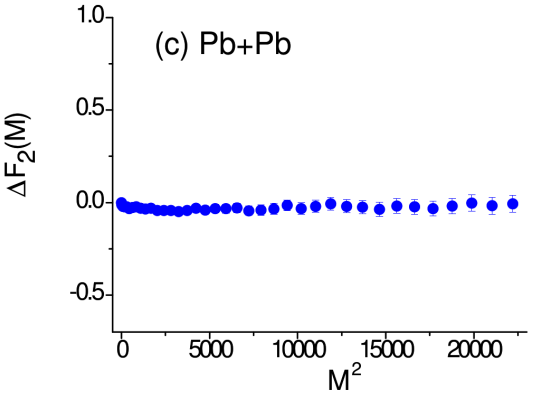
NA49, Phys. Rev. C 81 (2010) 064907

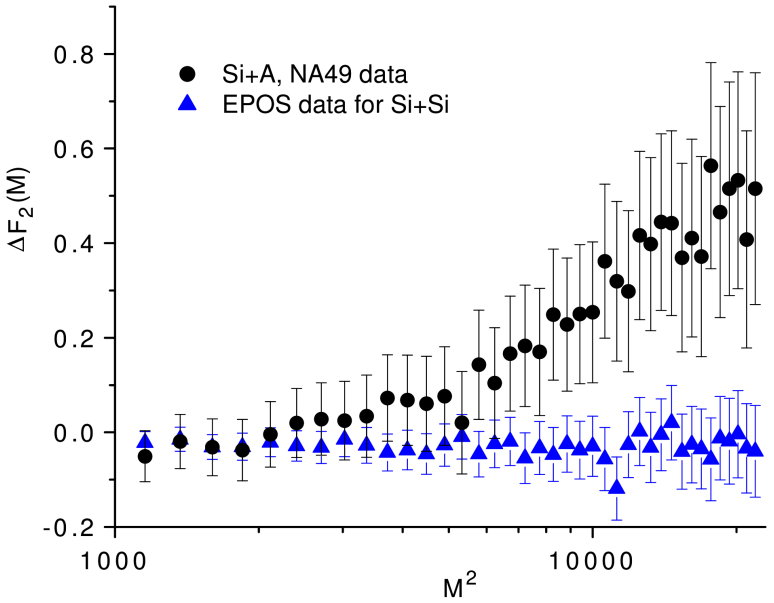
Fluktuacje w momencie wymrożenia w systemie Si+Si są zbliżone wielkością do tych przewidywanych dla punktu krytycznego (odbieganie od modelu tj. $\phi_{2,max} \approx 0.33 \pm 0.04$ zamiast 2/3, może być z powodu wymrażania Si+Si w pewnej odległości od CP)

Zależność intermitencji protonów od rozmiaru systemu dla $\sqrt{s_{NN}}$ = 17.3 GeV









NA49, Eur. Phys. J.C 75 (2015) 12, 587

Wartość NA49 dla A+Si (A=Si, Al, P):

$\phi_2 = 0.96\ ^{+0.38}_{-0.25}$ (stat.) ± 0.16 (sys.)

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

S. Gupta, AEPSHEP 2014, 219-238 [arXiv: 1508.01136]

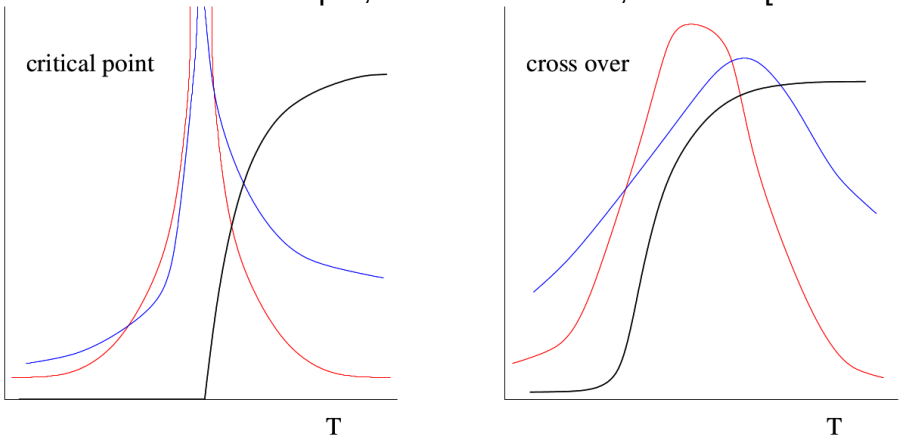
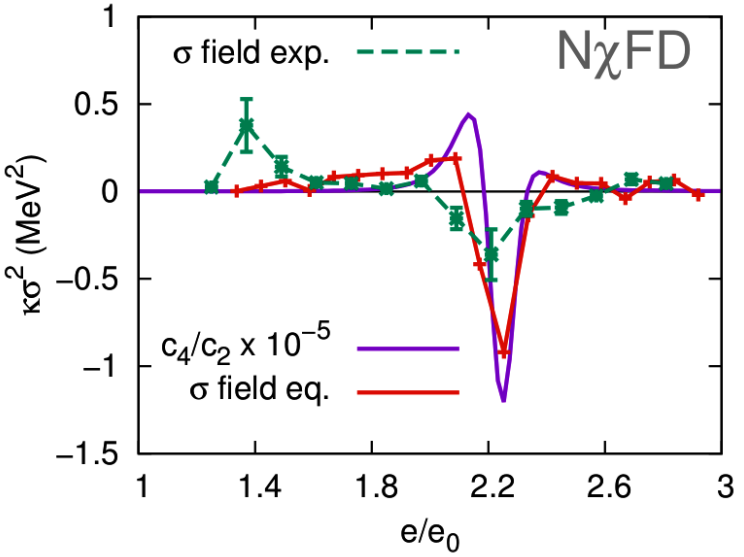


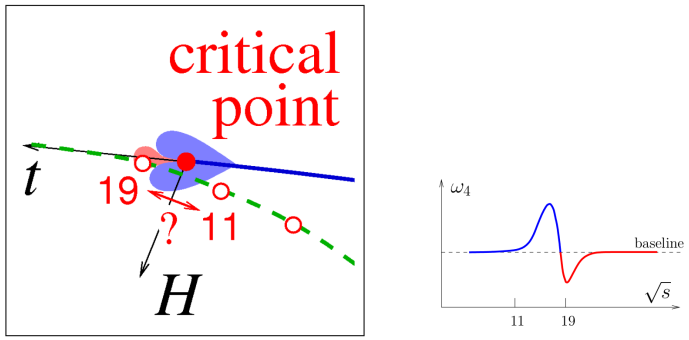
Figure 1: At a critical point order parameters change abruptly, and specific heats and susceptibilities may have singularities. The location of the singularity is unique. At a crossover there are no singularities. The order parameters may have a large continuous change. It is possible that specific heats 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.



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)"

A scenario



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

← 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

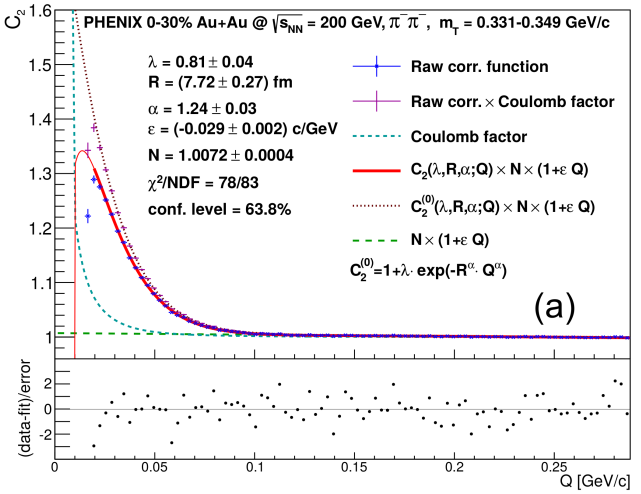
Pomiary femtoskopowe

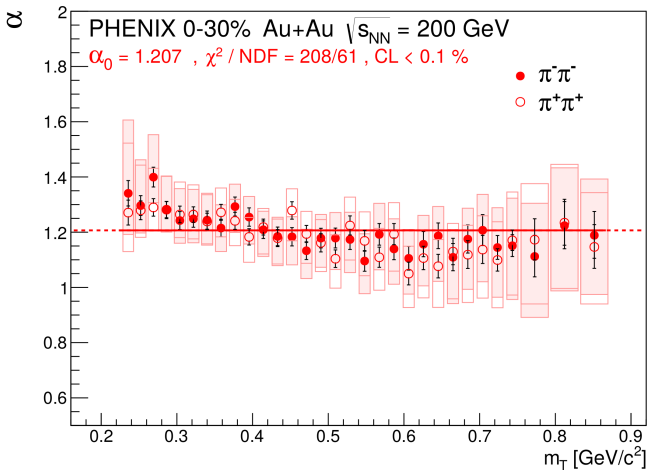
Do fitów funkcji korelacyjnej używa się np. **kształtu Levy'ego: $C(q) = 1 + \lambda \cdot \exp(-(qR)^{\alpha})$**, gdzie

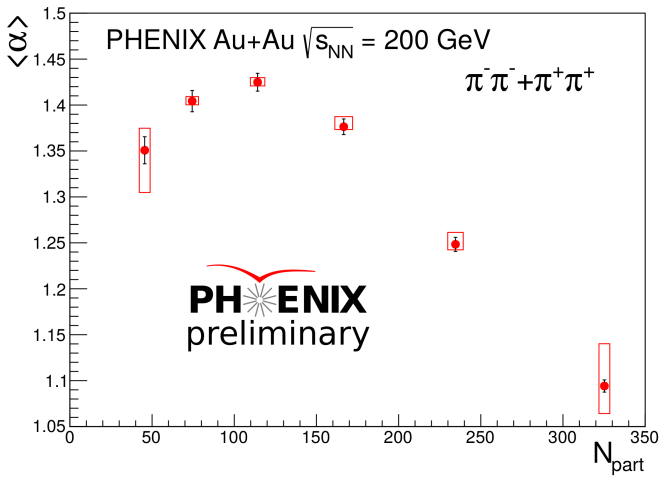
$\alpha = 1$: rozkład Cauchy'ego,

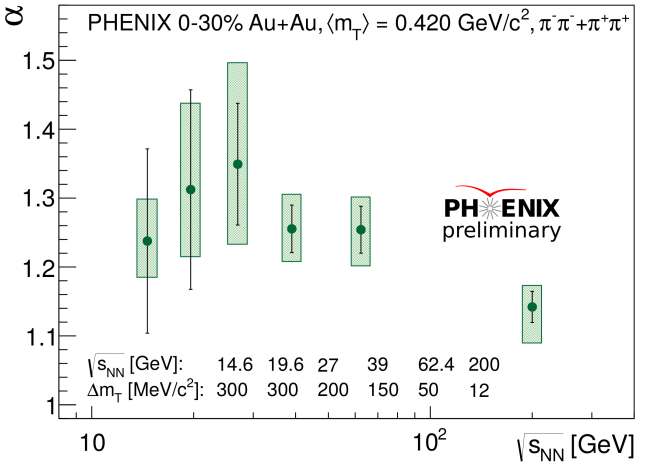
$\alpha = 2$: źródło Gaussowskie,

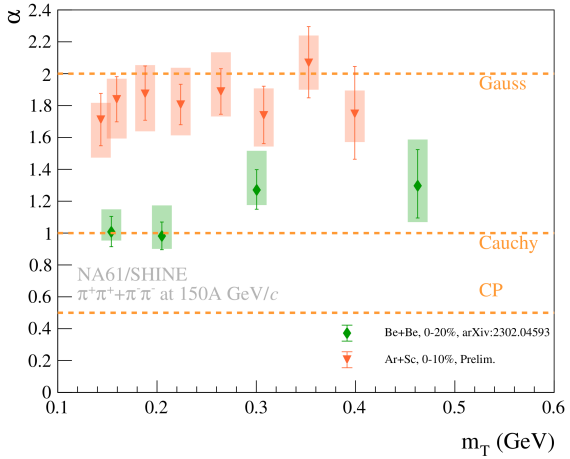
$\alpha = 0.5$ (lub niżej) w przypadku punktu krytycznego (nie obserwowane w danych)

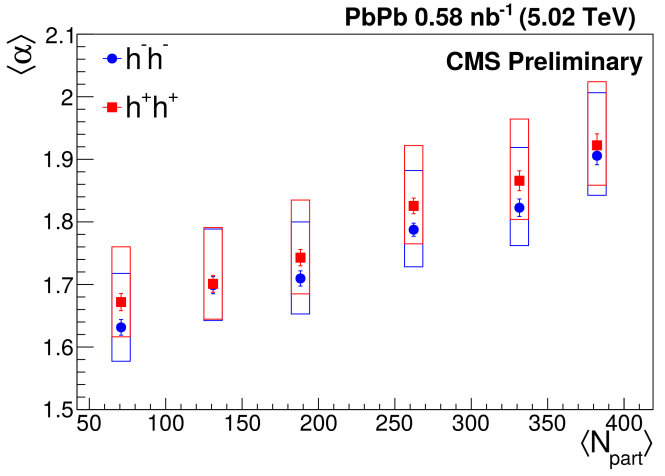






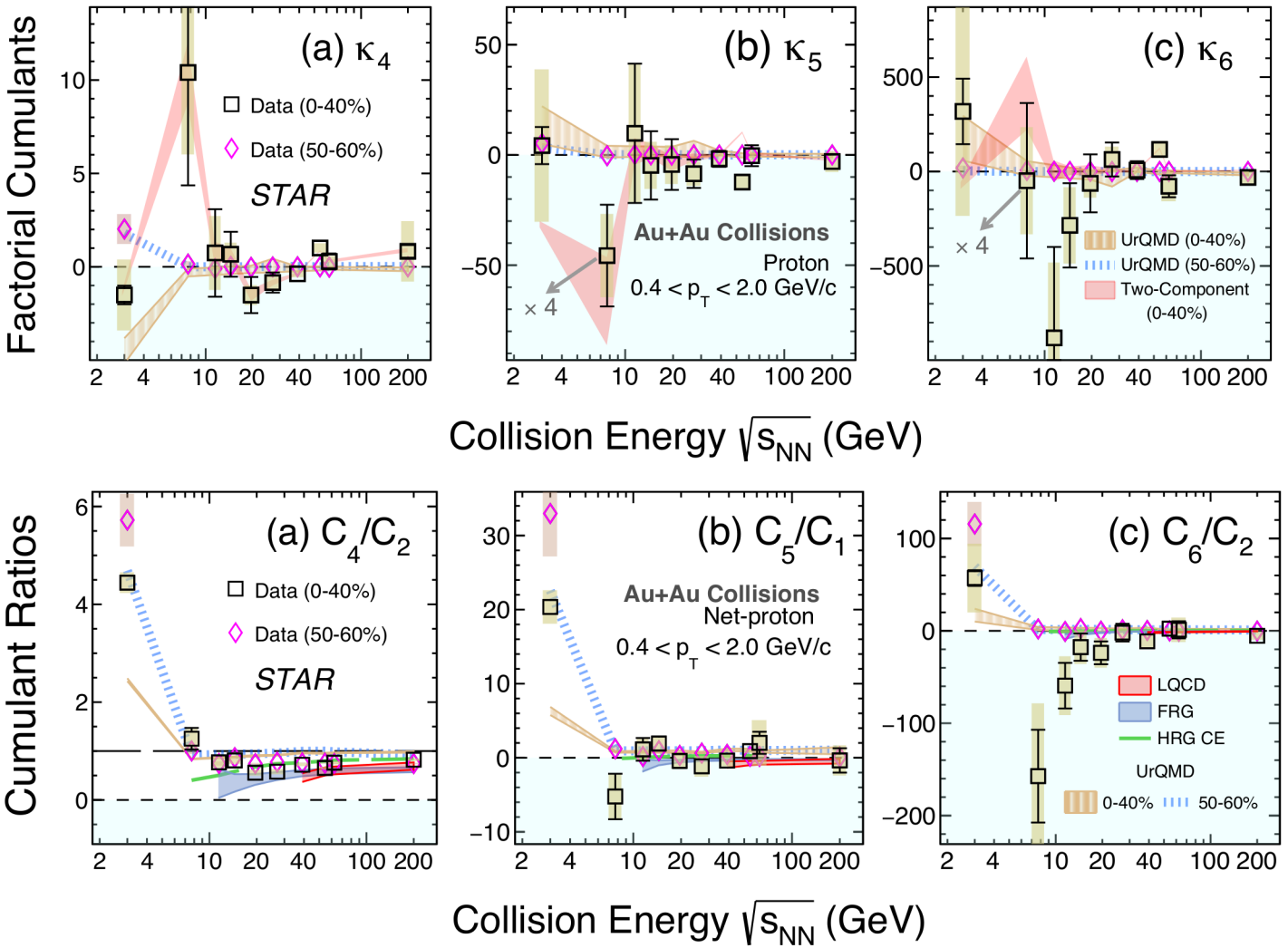






Rys. z pracy przeglądowej S. Lokos, Acta Phys. Polon. Supp. 15 (2022) 3, 30 (górne, dolny prawy) oraz (dolny lewy) z B. Porfy (for NA61/SHINE), Quark Matter 2023 (slajdy)

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.

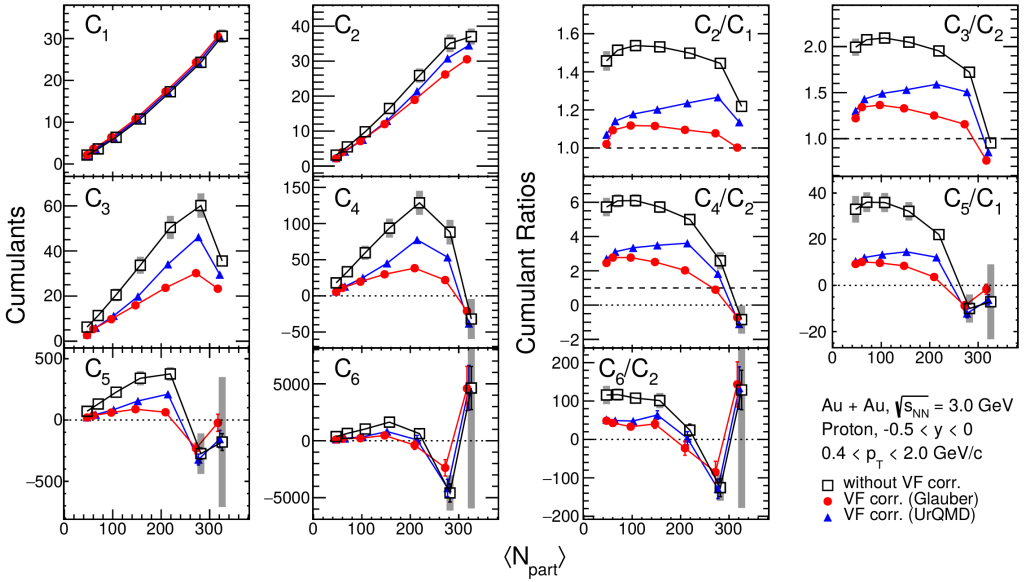


STAR, Phys. Rev. Lett. 130 (2023) 8, 082301; text from arXiv:2207.09837

„The negative sign of C_6/C_2 is consistent with QCD calculations ($\mu_B \leq 110$ MeV) that include a crossover quark-hadron transition (...)

Proton factorial cumulants κ_4, 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."

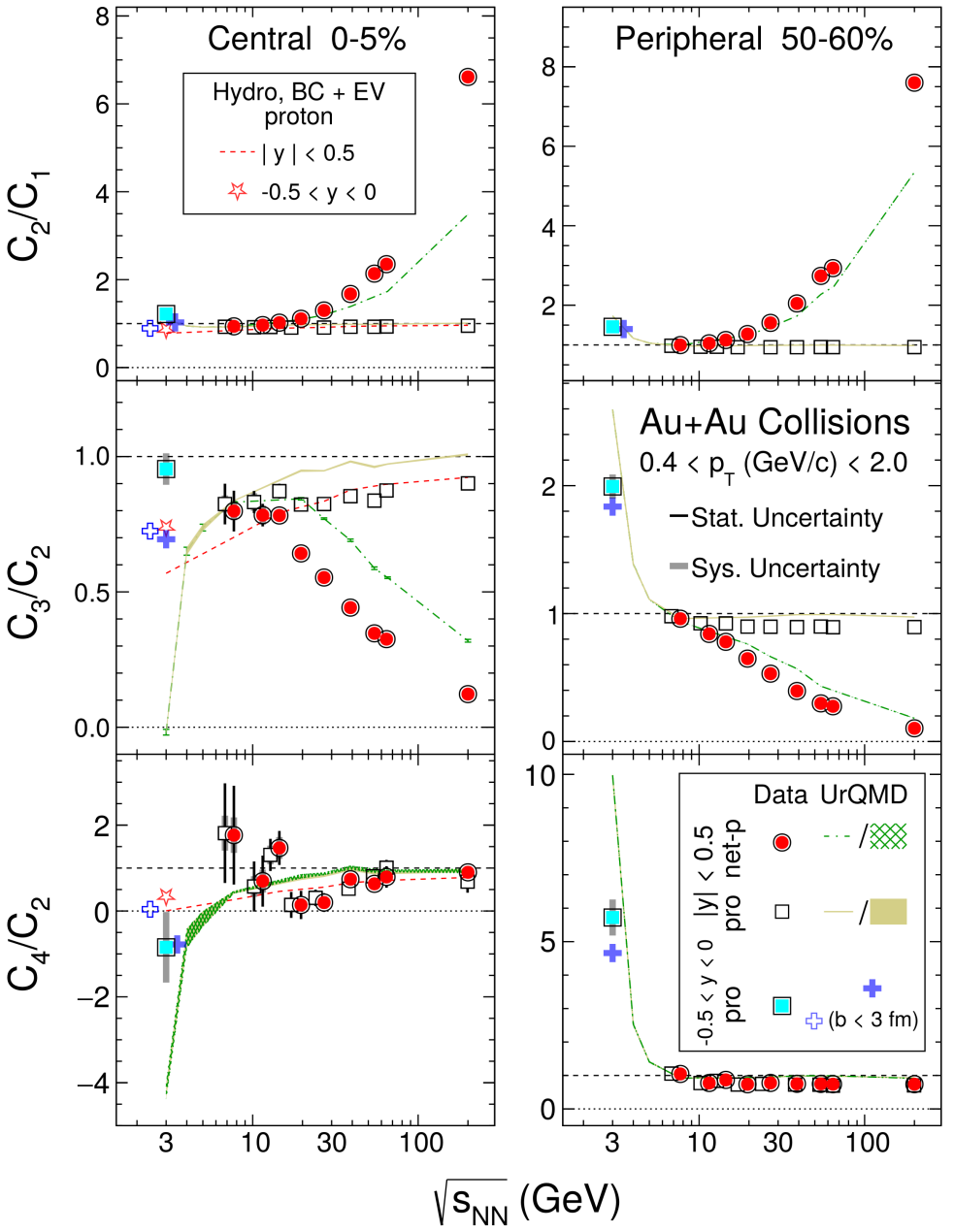
STAR, Phys. Rev. C 107 (2023) 2, 024908;
text from arXiv:2209.11940



„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."

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



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 GeV

Be+Be przy $\sqrt{s_{NN}}$ = 5.1, 6.1, 7.6, 8.7, 11.9, 16.8 GeV

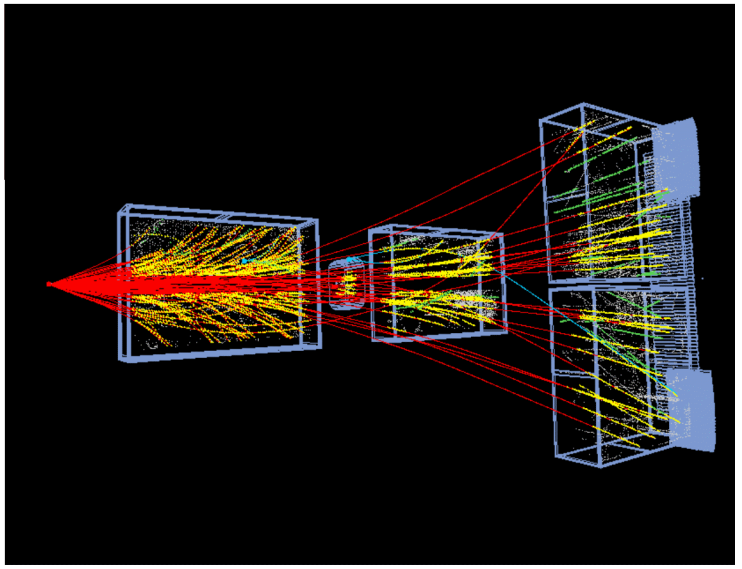
Ar+Sc przy $\sqrt{s_{NN}}$ = 5.1, 6.1, 7.6, 8.7, 11.9, 16.8 GeV

Xe+La przy $\sqrt{s_{NN}}$ = 5.1, 6.1, 7.6, 8.7, 11.9, 16.8 GeV

Pb+Pb przy $\sqrt{s_{NN}}$ = 5.1, 7.6 GeV oraz niska stat. 16.8 GeV

W realizacji w NA61/SHINE (> 2022):

Pb+Pb przy $\sqrt{s_{NN}}$ = 8.8, 16.8 GeV (wysoka stat.)



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

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 $\sqrt{s_{NN}}$ = 22.5, 62.4, 200 GeV

U+U przy $\sqrt{s_{NN}}$ = 193 GeV

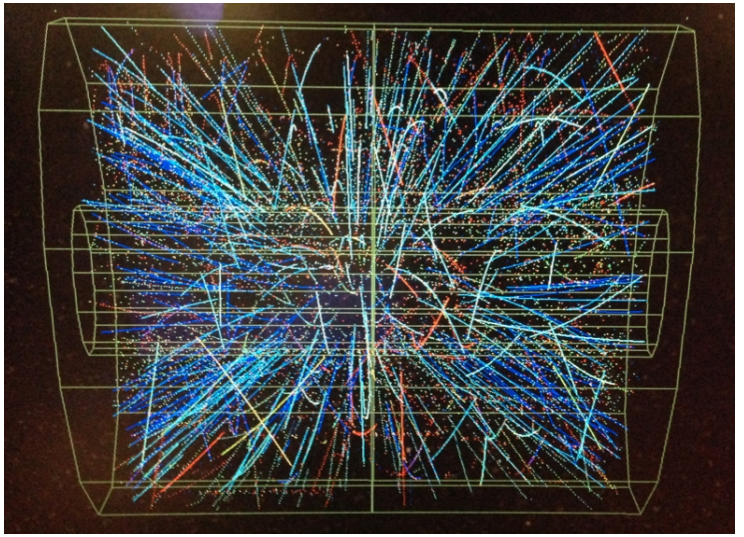
p+p przy $\sqrt{s_{NN}}$ = 510 GeV

p+p, p+Al, p+Au, ^{3}He+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:

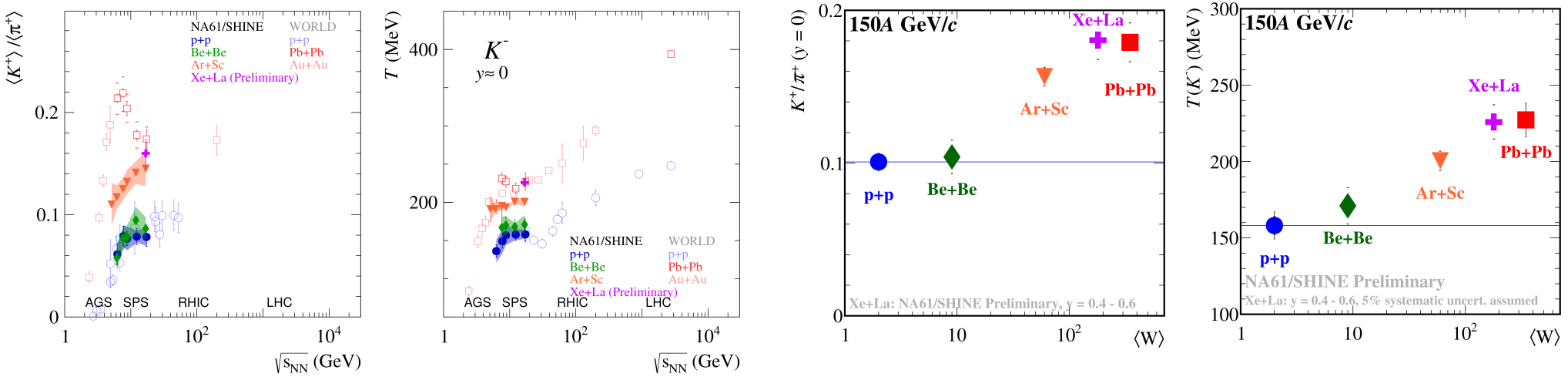
Au+Au przy $\sqrt{s_{NN}}$ = 3.0, 3.2, 3.5, 3.9, 4.5, 5.2, 6.2, 7.2, 7.7, 9.2, 11.5, 13.7 GeV



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

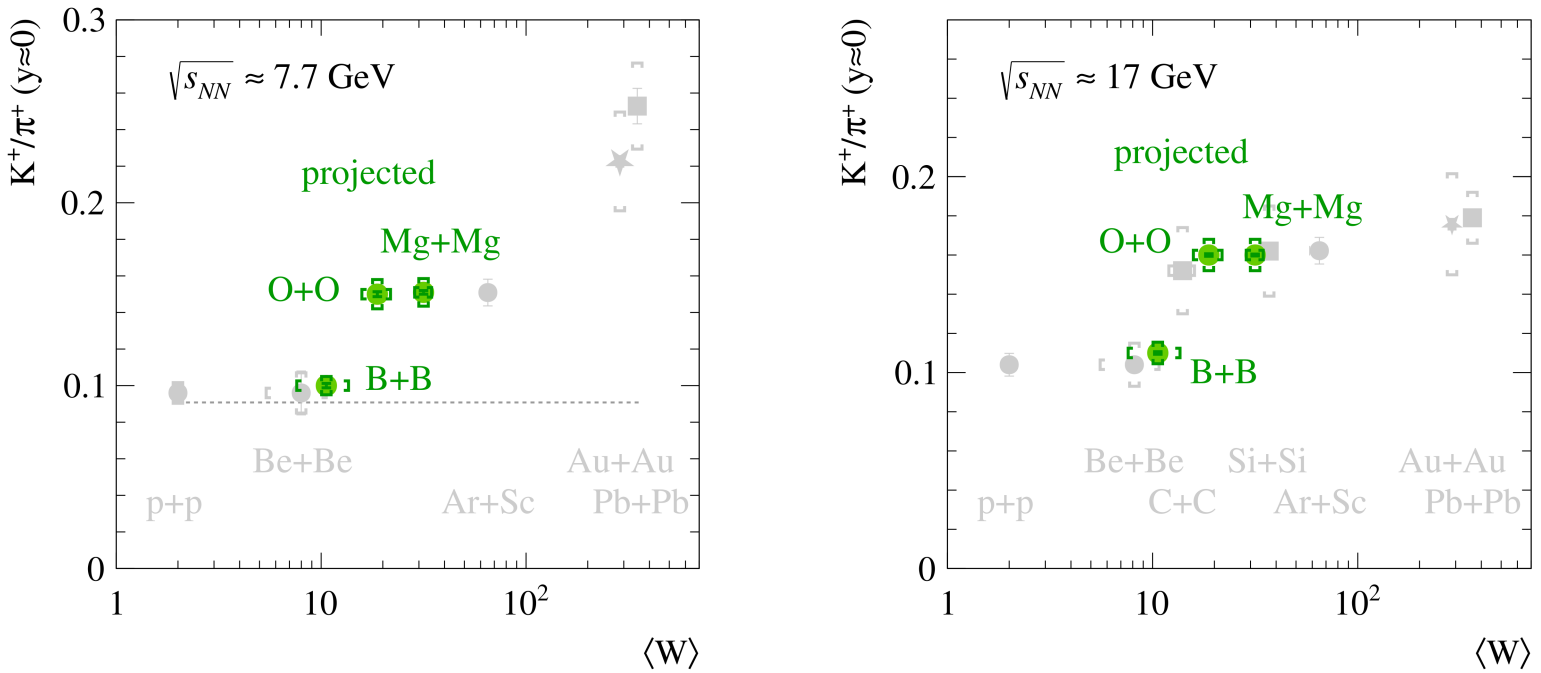
onset of deconfinement

onset of fireball ($\sqrt{s_{NN}}$ = 16.8/17.3 GeV)



P. Podlaski (for NA61/SHINE), Quark Matter 2023 (slajdy); O. Panova (for NA61/SHINE), Quark Matter 2023 (plakat)

Zderzenia $^{10}B+^{10}B$, $^{16}O+^{16}O$, $^{24}Mg+^{24}Mg$ (wiązki pierwotne) przy energiach $\sqrt{s_{NN}}$ = 5.1, 7.6, 16.8 GeV planowane w NA61/SHINE:



NA61/SHINE, CERN-SPSC-2023-022, SPSC-P-330-ADD-14

(rys. pokazuje starsze „preliminary” wyniki z Ar+Sc)