Katarzyna Grebieszkow

Wydział Fizyki Politechniki Warszawskiej Zakład Fizyki Jądrowej Pracownia Reakcji Ciężkich Jonów

"Fizyka zderzeń ciężkich jonów" semestr letni 2024/2025

Wykład 10

Podstawowe sygnatury plazmy kwarkowo-gluonowej:

- 1. Produkcja fotonów bezpośrednich,
- 2. Produkcja par leptonów (dileptonów) o małych masach,
- 3. Tłumienie (ukrytego) powabu (ekranowanie Debye'a),
- 4. Wzmocnienie produkcji dziwności,
- 5. Produkcja cząstek w Modelu Statystycznym Wczesnej Fazy (SMES).

QUARK - GLUON - PLASMA SIGNATURES



WE'VE SHOWN THAT THE RECENT UNEXPLAINED BEHAVIOR IS DIFFERENT THAN THE PREVIOUS UNEXPLAINED BEHAVIOR.

©1994 Tom Swanson

"You want proof? I'll give you proof!"

QGP nie da się badać bezpośrednio (ze względu na uwięzienie) i nie istnieje jedna i jednoznaczna sygnatura jej pojawienia się \rightarrow zbiór sygnatur pośrednich

Możemy jedynie badać cząstki wyprodukowane w stanie końcowym i zarejestrowane przez detektor. Takie cząstki "wróciły" z fazy QGP poprzez proces hadronizacji, dlatego:

Proponowane sygnatury QGP powinny "przetrwać" proces hadronizacji tj. nie ulec (znaczącej) zmianie od momentu wyprodukowania w QGP do rejestracji → obserwable "niewrażliwe" na hadronizację np. dynamiczne obserwable lub cząstki które po wyprodukowaniu w QGP mogą być zmodyfikowane tylko poprzez oddziaływania elektromagnetyczne lub słabe. Zaproponowane sygnatury np.:

- 1. Wzmocnienie dziwności (strangeness enhancement)
- 2. Tłumienie (ukrytego) powabu (charmonium suppression);

obecnie wiemy, że tłumienie dotyczy wszystkich kwarkoniów (ale jest zależne od temperatury QGP)

- 3. Produkcja fotonów bezpośrednich (direct photons)
- 4. Produkcja par leptonowych (*low-mass* dileptons)
- 5. Dynamiczne fluktuacje od przypadku-do-przypadku (event-by-event fluctuations)

i wiele innych (zob. też sygnatury QGP / uwolnienia w wykładach 11, 12, 13)

Większość cząstek produkowanych w zderzeniu to hadrony; jedynie mała część to fotony i leptony

I. Hadrony oddziałują silnie podczas ekspansji \rightarrow mniej informacji o początkowym stanie, ale informacja o dynamice (entropia, temperatury, przepływy, rozmiary źródeł, potencjał chemiczny, dziwność, ...)

II. Fotony oraz leptony \rightarrow wyprodukowane <u>np</u>. w początkowym stadium nie oddziałują albo rzadko w trakcie ewolucji układu (bo wartość stałej sprzężenia oddz. EM jest mała – w porównaniu do α_s). Nie uczestniczą w oddziaływaniach silnych (podczas procesu hadronizacji) czyli niosą informację bezpośrednio z punktu swojej produkcji (czyli np. z QGP)

⇒ Wyprodukowane fotony właściwie momentalnie uciekają z obszaru oddziaływania i lecą prosto do detektora

Nawet przy najwyższych temperaturach i kompresjach osiąganych w zderzeniach ciężkich jonów średnia droga swobodna fotonu jest typowo $10^2 - 10^4$ fm \rightarrow znacznie więcej niż rozmiar fireballa (arXiv:0801.4256)

Fotony produkowane są w czasie całego życia fireballa (możliwy więc wkład od fazy przed QGP (ze zderzeń twardych), fazy QGP, fazy mieszanej i fazy gazu hadronowego). Nas najbardziej interesują te produkowane w QGP

prompt photons (natychmiastowe) – powstają w początkowych procesach twardych przed ewentualnym stanem QGP i równowagą (ich wkład da się policzyć z <u>pQCD</u>). Rozkład p_⊤ potęgowy



thermal photons (termiczne) – z nazwy: powstają w źródle po termalizacji czyli począwszy od QGP w górę. Powstają zarówno w QGP np. $gq \rightarrow \gamma q$ jak i w HG np. $\pi \rho \rightarrow \gamma \rho$, $\pi \pi \rightarrow \gamma \rho$ oraz w fazie mieszanej ale najintensywniejsza produkcja jest w najgorętszej fazie. Rozkład p_T eksponencjalny

decay photons (z rozpadów) – powstają w wyniku elektromagnetycznych rozpadów hadronów w późniejszym okresie: $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ (BR=98.8%), $\eta \rightarrow \gamma \gamma$ (BR=39.4%), $\eta \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ (BR=32.6%) oraz $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ (BR=23%) i dalej π^0 na fotony, $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 \gamma$ (BR=100%), etc. Tego typu fotony stanowią większość fotonów obserwowanych w eksperymencie

Produkcja fotonów bezpośrednich



ale bez tła czyli bez fotonów (z HG) z rozpadów EM "długo"życiowych hadronów (np. $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ lub $\eta \rightarrow \gamma \gamma$)

Fotonów bezpośrednich jest b. mało (jedynie kilka procent wszystkich fotonów produkowanych w zderzeniu bo reszta to te z rozpadów)

Przykładowe procesy powstawania fotonów bezpośrednich

1. przykładowe diagramy na poziomie partonowym (np. w QGP) Fotony bezpośrednie mogą powstawać w reakcjach (anty)kwarków i gluonów gq $\rightarrow \gamma$ q (rozpraszanie Comptona kwarków), qq $\rightarrow \gamma$ g, qq $\rightarrow \gamma\gamma$ (anihilacja), qq $\rightarrow \gamma$ qq, q \rightarrow q γ (promieniowanie hamowania), etc. **W QGP głównym procesem produkcji** <u>termicznych</u> fotonów bezpośrednich jest rozpraszanie Comptona gq $\rightarrow \gamma$ q



Nasz cel: zmierzyć fotony bezpośrednie (ich spektrum pędowe)

Dlaczego: żeby zobaczyć czy jest nadwyżka fotonów termicznych (ściślej: interesują nas te z QGP a nie z HG) nad fotonami natychmiastowymi (pQCD). Ta nadwyżka fotonów termicznych emitowanych przez QGP w stanie równowagi termicznej niesie informacje bezpośrednio z QGP (niewielki stopień oddziaływania fotonów z materią podczas przelotu)

A więc: rozkłady pędowe fotonów termicznych z QGP odzwierciedlają rozkłady pędu kwarków i gluonów w plaźmie i dlatego

Znajomość spektrum fotonów termicznych <u>z QGP</u> (thermal radiation) = bezpośredni pomiar temperatury QGP !!! *)

dotychczas (wykład 9) mierzyliśmy jedynie temperaturę obu freeze-outów (po hadronizacji, oddziaływaniach) a nie plazmy

(kształt rozkładu jest dany przez prawa promieniowania Ciała Doskonale Czarnego, zob. również wykład 9^{**})

*) uwaga: termiczne promieniowanie (*thermal radiation*) od fotonów nie jest unikalną sygnaturą QGP bo kształt rozkładu jest dany przez prawa promieniowania CDC – zawiera informację o temperaturze a nie o naturze składników (QGP czy hadrony). Fotony bezpośrednie nie są więc typową sygnaturą plazmy

**) w przeciwieństwie do oddziałujących silnie hadronów fotony odprzęgają się zaraz po wyprodukowaniu i nie podlegają (dalszym) efektom związanym z kolektywną ekspansją (dla chętnych ciekawostka np. arXiv:1509.07758, 2504.02955, 1511.00306 duże v₂ dla γ bezp.), oddz. wtórnymi i hadronizacją QGP

Ale wyznaczenie temperatury QGP jest <u>ekstremalnie</u> trudne, bo:

- 1. Fotonów w zderzeniu produkuje się mało w stosunku do hadronów
- Sama identyfikacja fotonów nie jest znowu taka prosta wykorzystuje się mechanizmy konwersji (w TPC) kalorymetry elektromagnetyczne (EMC)
- Wśród wszystkich fotonów produkowanych w zderzeniu dominują te z rozpadów hadronów. Samych fotonów bezpośrednich jest bardzo mało (kilka procent wszystkich fotonów)



5. Największy problem: nawet jeśli uda nam się zidentyfikować i "wydzielić" próbkę fotonów bezpośrednich to **z tej próbki należałoby umieć "wyciągnąć" same termiczne fotony (***thermal photons***) – o ile nadwyżka termiczna nad pQCD w ogóle będzie widoczna – i to w dodatku te pochodzące z QGP a nie z HG** (bo fotony termiczne są emitowane z różnych faz ewolucji układu, nie tylko z samej QGP)

tu kończą się możliwości eksperymentalne a zaczynają modele...

Istnieją modele teoretyczne (hydrodynamiczne, obliczenia pQCD, lattice QCD) pokazujące w których obszarach p_τ jakie procesy produkcji fotonów bezpośrednich dominują

- Dane trzeba porównywać z przewidywaniami tych modeli
- Można oszacować obszar p_τ gdzie sygnał termiczny od QGP jest najczystszy i

(po odjęciu od całego widma wkładu od pQCD) w tym obszarze wyznaczyć temperaturę efektywną (zob. dalej) jako odwrotny parametr nachylenia

Teoretyczne spektrum fotonów <u>bezpośrednich</u> dla RHIC dla obszaru niskich pędów poprzecznych



Wysokie p_{T} (dla RHIC $p_{T} > 5-6$ GeV/c) są zdominowane przez fotony natychmiastowe (prompt) z twardych oddziaływań (pQCD)

wkład od promieniowania termicznego (QGP+HG) widoczny jako nadwyżka nad fotonami pQCD dla p_T < około 4 GeV/c ale:

fotony z p_{τ} < 1 GeV/c – tu dominuje sygnał od rozpraszania hadronów (<u>HG</u>)

Zakres spektrum termicznych fotonów $1 < p_T < 2 \text{ GeV/c}$ to głównie emisja z <u>fazy</u> <u>mieszanej</u> [nucl-th/9410005]

nucl-th/9410005, hep-ph/981028: **Najczystszy** sygnał od termicznych fotonów <u>z QGP</u> oczekiwany jest dla 2 < p_T < 5 GeV/c Widmo fotonów bezpośrednich (po odcięciu fotonów z rozpadów)

Wyniki dla p+p przy top RHIC Wyniki dla d+Au przy top RHIC



W zderzeniach **p+p i d+Au widmo fotonów** <u>bezpośrednich</u> (po odcięciu fotonów od rozpadów hadronów) z grubsza **pokrywa się z widmem fotonów natychmiastowych czyli z obliczeniami pQCD**

Fotonów termicznych (jako nadwyżki nad pQCD) nie widać. Jest to zgodne z oczekiwaniami bo spodziewaliśmy się promieniowania od gorącego źródła (i w ogólności jego istnienia) raczej przy A+A a nie p(d)+A czy p+p

Ciekawostka: <u>centralne</u> p+Au (200 GeV) wydają się pokazywać oznaki lekkiego wzmocnienia dla niskich $p_{\tau} \rightarrow$ zob. R. Esha (for PHENIX), PoS HardProbes2023 (2024) 068 [arXiv:2309.04993]

Wyniki dla Au+Au przy top RHIC (PHENIX)

Spektrum fotonów **bezpośrednich** (**punkty PHENIX**) porównane do spektrum fotonów natychmiastowych (NLO pQCD) – niebieska linia i do różnych przewidywań hydrodynamicznych zakładających promieniowanie termiczne z QGP z temp. początkową T_0 =300–600 MeV (w czasie około 0.2–0.5 fm/c po zderzeniu)



Rysunek pokazuje (?) obecność takiego **termicznego wzmocnienia** (**powyżej** wkładu od natychmiastowych – **pQCD**) **dla niskich pędów poprzecznych**

1. po odcięciu od widma wkładu od pQCD można byłoby wyznaczyć temperaturę efektywną jako odwrotny parametr nachylenia w zakresie p_{T} około 2 do 4–5 GeV/c

 2. lub po odcięciu wkładu od pQCD porównać z modelami hydrodynamicznymi Różowa krzywa: połączenie termicznego promieniowania z QGP (modele hydrodynamiczne) z obliczeniami pQCD dla natychmiastowych fotonów. Nadwyżka w postaci promieniowania termicznego widoczna dla niższych p_τ

Modele hydrodynamiczne dość dobrze odtwarzają dane zakładając "wkład termiczny" o temp. 300–600 MeV (w czasie około 0.2–0.5 fm/c po zderzeniu) \rightarrow znacznie powyżej T_{crit} na przejście fazowe



PR C81, 034911 (2010) [arXiv:0912.0244]



Au+Au przy top RHIC (PHENIX)

Wyniki na tej stronie: fotony bezpośrednie były mierzone <u>pośrednio</u> poprzez pomiar <u>fotonów</u> <u>wirtualnych</u> a nie rzeczywistych! Mierząc γ^* pośrednio mierzymy γ (szczegóły w dodatkach)



Dla zainteresowanych: fotony bezpośrednie mierzone poprzez γ* w zderzeniach Cu+Cu (top RHIC) w pracy: PHENIX, arXiv:1805.04066

← Spektrum pędu poprzecznego fotonów bezpośrednich w porównaniu z modelem zakładającym temperaturę QGP (QGP w stanie początkowym, tuż po termalizacji, bo QGP może "żyć" kilka fm/c) $T_0 = 350$ MeV. Poprzeczne przyśpieszenie powierzchni fireballa $a_T = 0.12$ c²/fm

arXiv:1108.2131

Wyniki dla A+A przy SPS

Spektra fotonów bezpośrednich były mierzone również przy SPS



pracach (np. w nucl-ex/0702025) podawało się, że z powodu ogromnych niepewności systematycznych nie jesteśmy w stanie stwierdzić czy w widmie fotonów bezpośrednich w ogóle obecne są fotony promieniowania termicznego czyli nadwyżka nad natychmiastowymi (prompt, pQCD). Te wątpliwości dotyczyły zarówno danych SPS jak i RHIC (chodziło o mierzone wcześniej fotony rzeczywiste). Więc co dopiero mówić o wyznaczaniu temperatury plazmy... Ostatnie wyniki dotyczące pomiarów fotonów wirtualnych i rzeczywistych wyglądają nieco lepiej

Porównanie dla A+A przy top RHIC oraz przy LHC

Uwaga: tutaj niżej fotony bezpośrednie były mierzone <u>pośrednio</u> poprzez pomiar fotonów wirtualnych a nie rzeczywistych! Mierząc γ^* pośrednio mierzymy γ . Szczegóły w dodatkach



 $0-40\% \text{ Pb-Pb}, \sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$ ALL-PREL-27968 $0-40\% \text{ Pb-Pb}, \sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$ ALL-PREL-27968 $0-40\% \text{ Pb-Pb}, \sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$ ALL-PREL-27968 $0-40\% \text{ Pb-Pb}, \sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$ ALL-PREL-27968 $0-40\% \text{ Pb-Pb}, \sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$ ALL-PREL-27968 $0-40\% \text{ Pb-Pb}, \sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$ ALL-PREL-27968 $0-40\% \text{ Pb-Pb}, \sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$ ALL-PREL-27968 $0-40\% \text{ Pb-Pb}, \sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$ ALL-PREL-27968 $0-40\% \text{ Pb-Pb}, \sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$ ALL-PREL-27968

Pierwsze wyniki dla LHC: nadwyżka ma *inverse slope* dla zderzeń centralnych $T_{eff} = 304 \pm 51$ (stat+sys) MeV (0-40%)

dla **top RHIC (PHENIX)** PRL 104 (2010) 132301; PR C81, 034911 (2010) nadwyżka nad p+p jest typu eksp. w p_T z *inverse slope* dla zderzeń centr. $T_{eff} = 221 \pm 19(stat) \pm 19(sys)$ MeV (0-20%) (wartość T_{eff} reprezentuje temperaturę systemu uśrednioną po czasowoprzestrzennej ewolucji zderzenia. Zgodnie z modelami hydro ta uśredniona temperatura odpowiada T początkowej $T_{init} \approx 300$ (do 600) MeV po czasie termalizacji $\tau_0 = 0.6$ (do 0.15) fm/c

Uwaga: bezpośrednie fotony w LHC dla p+p (7 TeV) oraz peryferycznych Pb+Pb (2.76 TeV) NIE pokazują nadwyżki dla małych $p_T \rightarrow$ wszystko zgodne z pQCD (NLO)

Nowe wyniki dla Au+Au przy top RHIC (PHENIX)

W PHENIX obecnie powrót do (ulepszonych) pomiarów fotonów bezpośrednich rzeczywistych (a nie wirtualnych) → wyniki dla różnych centralności PHENIX, PR C91 (2015), 064904 [arXiv:1405.3940]

 T_{eff} = 239 ± 25(stat) ± 7(sys) MeV (0-20% Au+Au, √s_{NN} = 200 GeV)

subtract the N_{coll} scaled p+p yield to isolate the "thermal" yield

Dla

zainteresowanych: wyniki PHENIX





Zob. też wyniki dla Au+Au przy 39 i 62.4 GeV \rightarrow PHENIX, PRC 107 (2023), 024914 [arXiv:2203.12354]

Nowe próbki danych z 2014 roku (oraz porównanie różnych metod otrzymywania fotonów bezpośrednich)

Rys. z PHENIX, Phys. Rev. C 109 (2024) 4, 044912 [arXiv:2203.17187]

2014 conversion method PRC 91, 064904 (conversion) PRL 104, 132301 (virtual γ) PRL 109, 152302 (calorimeter)

• Przy wysokich p_T dane Au+Au zgodne z p+p przeskalowanymi przez N_{coll} oraz z pQCD

Wzmocnienie dla małych p_T w
Au+Au przy wszystkich pokazanych centralnościach



Nowe wyniki dla Pb+Pb przy LHC (ALICE)

Mid-rapidity, Pb+Pb, $\sqrt{s_{_{NN}}} = 2.76$ TeV, rzeczywiste fotony; obszar p_T > ok. 5 GeV/c zgodny z pQCD



T_{eff} = 297 ± 12(stat) ± 41(sys) MeV (0-20% Pb+Pb, √s_{NN} = 2.76 TeV)

zakres fitu: $0.9 < p_T < 2.1 \text{ GeV/c}$; po odcięciu wkładu pQCD

Alternatywny pomiar: "slope" otrzymany bez odcięcia fotonów pQCD: $T_{eff}^{no subtr.} = 304 \pm 11(stat) \pm 40(sys)$ MeV



ALICE, arXiv:1509.07324



Dla zainteresowanych: pomiar fotonów bezpośrednich w p+p przy energii 2.76 oraz 8 TeV (brak znaczącej nadwyżki fotonów bezpośrednich) \rightarrow ALICE, PR C99 (2019) 024912 [arXiv:1803.09857]. Podobnie brak nadwyżki w obszarze "termicznym" dla p+Pb przy 5.02 TeV \rightarrow zob. arXiv:1910.01981. Pomiary w zderzeniach p+p nieelastycznych oraz p+p o wysokich krotnościach (dla 13 TeV) \rightarrow zob. ALICE, arXiv:2411.14366

Przy przeliczaniu T_{eff} na T_0 (przy użyciu modeli) trzeba wziąć pod uwagę spadek temperatury QGP w czasie ewolucji oraz poprzeczną ekspansję systemu – wyprodukowane fotony nie podlegają już efektom wspólnego przepływu, ale zostały wyprodukowane w różnych czasach, przez medium o różnych wartościach β_T (na początku ewolucji przepływ radialny jest mały ale rośnie aż do momentu wymrożenia)

Porównanie z modelami – wszystkie pokazane tu zakładają formację QGP + wkład od fotonów pQCD. Przykładowe czasy termalizacji i temperatury początkowe fireballa w różnych modelach hydrodynamicznych dla **0-20%** centr. Pb+Pb:

1. van Hees et al. (model hydro) $T_0 = 0.2 \text{ fm/c}, T_0 = 682 \text{ MeV}$

2. Chatterjee et al. (model hydro) $T_0 = 0.14 \text{ fm/c}, T_0 \approx 740 \text{ MeV}$

3. Paquet et al. (model hydro) $T_0 = 0.4$ fm/c, $T_0 = 385$ MeV

4. Linnyk et al. (PHSD – model transportu – mikroskopowy. Główne źródło fotonów – promieniowanie hamowania przy rozpraszaniu hadronów) Porównanie danych ALICE z innym modelem hydrodynamicznym (Yong-Ping Fu, Qin Xi, arXiv:1705.02576):



Uwaga: nowe wyniki ALICE dla Pb+Pb 5.02 TeV (preliminary) oraz ulepszone dla Pb+Pb 2.76 TeV (preliminary) \rightarrow zob. np. H. S. Scheid (for ALICE), J. Phys. Conf. Ser. 2586 (2023) 1, 012015 [arXiv:2211.11934]; A. Marin (for ALICE), PoS HardProbes2023 (2024) 061 [arXiv:2308.02401]; J. Jung (for ALICE), 2505.03669

Produkcja dileptonów (low-mass dileptons)

Leptony, tak jak i fotony, nie oddziałują silnie; tak jak i dla fotonów ich średnia droga swobodna jest większa niż rozmiar systemu powstałego po zderzeniu

Rozważając spektrum dileptonów mamy na myśli <u>przynajmniej</u> * dwa obszary masowe:

1. Region o niskiej masie niezmienniczej pary leptonów Low Mass Region (LMR) (< 1–1.5 GeV) – w tych okolicach znajdują się lekkie mezony wektorowe (ρ , ω , ϕ)

2. Masy niezmiennicze w okolicach (i powyżej) 3 GeV (HMR) – produkcja m.in. cząstki J/ ψ w celu badania przewidzianego w QGP tłumienia powabu

1. Przykłady powstawania dileptonów w QGP (arXiv:1207.7028): $q \bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow l^+ l^-$ 2. Przykłady powstawania dileptonów w fazie hadronowej: oddz. hadronów z antyhadronami, np. $\pi^+\pi^- \rightarrow \rho \rightarrow l^+ l^$ rozpady leptonowe: $\pi^0 \rightarrow l^+ l^- \gamma$, $\rho \rightarrow l^+ l^-$, $\omega \rightarrow l^+ l^-$, $\phi \rightarrow l^+ l^-$, Drell-Yan, etc.

Na początek pary dileptonów o małych masach niezmienniczych



*) czasami wyróżnia się też obszar "przejściowy" (IMR) między 1. a 2.; z tego obszaru można wyznaczać również temperaturę QGP → zob. np. STAR, arXiv:2402.01998

Produkcja par leptonowych w zakresie małych mas niezmienniczych

Rozkład masy niezmienniczej pary leptonów (e⁺e⁻) **Zderzenia p+A przy SPS**

Co to jest tzw. <u>cocktail plot</u>?

Spektrum masy niezmienniczej par leptonów w p+A jest dość dobrze opisywane przez "cocktail plot" czyli sumę wkładów od elektromagnetycznych rozpadów różnych hadronów

Dane p+Au (wiązka również 450 GeV) są tak samo dobrze zgodne z "cocktail plot" – oba rysunki można znaleźć w b. dobrej i polecanej pracy przeglądowej **I. Tserruya**, **arXiv:0903.0415**



Produkcja par leptonowych w zakresie małych mas niezmienniczych

Rozkład masy niezmienniczej pary leptonów (e⁺e⁻) **Zderzenia p+p przy RHIC**

cocktail plot – b. dobrze zgodny z danymi p+p



PHENIX, PRC 81 (2010) 034911 [arXiv:0912.0244] oraz praca przeglądowa o dileptonach arXiv:2005.14589



Y. Guo (for STAR), WWND 2014

Nadwyżka par leptonowych w zakresie małych mas

niezmienniczych (*low-mass dilepton enhancement*) zmierzona przez CERES (przy SPS)

Rozkład masy niezmienniczej pary leptonów (e⁺e⁻) **Zderzenia A+A**

Produkcja par leptonów z małymi masami niezmienniczymi w <u>zderzeniach A+A (A jest</u> duże np. Pb, Au) jest wzmocniona w stosunku do cocktail plot – czarna linia (tj. przewidywania dotyczące rozpadów neutralnych rezonansów wzięte z danych p+p i p+A)

To wzmocnienie najbardziej widoczne w obszarze mas niezm. 200–600 MeV



Skąd się bierze ta nadwyżka par leptonowych w zakresie małych mas?

<u>Większość</u> modeli teoretycznych podaje, że głównym wkładem jest anihilacja pionów

 $\pi^{+} \pi^{-} \rightarrow \rho \rightarrow e^{+} e^{-}$

wtedy byłaby widoczna struktura rezonansowa przy 780 MeV (od anihilacji pionów) – czegoś takiego nie

zaobserwowano w danych. Problem da się rozwiązać jeśli dodatkowo założy się że:



Vector Dominance Model: produkcja dileptonów przez anihilację pionów

własności mezonu p w gęstej materii muszą być zmodyfikowane – tylko przy

takim założeniu można w ramach modeli teoretycznych (hydrodynamiczne, transportu) prawidłowo odtworzyć widmo mas dileptonów!

W szczególności modele proponują: w gęstej materii jądrowej mezon <u>p może mieć</u> 1. wieksza szerokość lub

2. mniejszą masę

niż w "próżni" (dropping masses, broadening width)

W ogólności: w gęstej materii jądrowej **mogą zmieniać się własności różnych rezonansów hadronowych** ρ, ω, φ (*in-medium modifications*): masy (przesunięcie maksimum, tzw. scenariusz Brown-Rho), szerokości, stosunki rozgałęzień (stałe sprzężenia) **jako konsekwencja odzyskania symetrii chiralnej.** Uwaga: wystarczy <u>zbliżać się</u> do granicy przejścia fazowego (czyli również ≈ przejścia chiralnego) żeby zaobserwować efekt modyfikacji rezonansów

Jeśli rozpad rezonansów hadronowych następuje wewnątrz tego gęstego medium można zaobserwować takie modyfikacje rezonansów

Od wielu lat^{*)} próbuje się powiązać modyfikacje własności hadronów (masy, szerokości) w medium jądrowym z częściowym przywróceniem symetrii chiralnej \rightarrow takie analizy mogą być pomocne w zrozumieniu pochodzenia mas hadronów

*) R. Pisarski, Phys. Lett 110B, 155 (1982); G. E. Brown, M. Rho, Phys. Rev. Lett. 66, 2720 (1991) and Phys. Rep. 269, 333 (1996)

Przypomnienie: spontanicznie łamana symetria chiralna oddziaływań silnych zostaje przywrócona \Leftrightarrow kwarki tracą swoją masę "konstytuentną" i pozostaje im jedynie "goła" masa generowana poprzez oddziaływanie Higgsa w Modelu Standardowym. Ten efekt jest najbardziej widoczny dla kwarków *u* i *d* i słabiej dla kwarka *s* (rysunek).







Top SPS – modyfikacje własności mezonu ρ – krzywa czerwona i niebieska w gęstym medium – wydają się dość dobrze wyjaśniać otrzymane wyniki arXiv:0802.2679 niebieska – model ze zmniejszoną masą ρ czerwona – model z poszerzoną szerokością ρ


Widmo dileptonów po odcięciu "hadronic cocktail" (bez ρ)

niebieska (Brown, Rho, 1991) – model ze zmniejszoną (przesuniętą) masą ρ Czerwona (van Hees i Rapp 2007, Rapp i Wambach 2000) – model z poszerzoną szerokością ρ w obecności gęstego medium (tu poprzez oddziaływania)

Późniejsze, poprawione (statystyka!) dane CERES (arXiv:0802.2679) pozwoliły w miarę dobrze zdecydować który model (zwiększona szerokość czy zmniejszona masa ρ) lepiej opisuje dane przy top SPS



Wzmocnienie (nad cocktail plot) jest dobrze odtwarzane przez modele zakładające silne poszerzenie ρ (broadening of the ρ spectral function). Dane raczej wykluczają scenariusz ze zmniejszoną masą ρ (dropping mass) Rys. arXiv:0802.2679

Uwaga: modyfikacje własności mezonów ρ , ϕ , ω w ogólności **mogą** być powiązane z przejściem chiralnym (efekt widoczny gdy mezon rozpada się w medium). Poszerzenie ρ da się jednak wyjaśnić również poprzez alternatywne modele zakładające oddziaływania mezonu ρ z barionami i anty-barionami w gęstym fireballu (oddz. głównie blisko przejścia fazowego)



Nadwyżka dieletronów widoczna jest również przy zderzeniach lżejszych obiektów (S+Au) przy top SPS (200A GeV wiązki; w środku masy około 19 GeV na parę nukleonów)

Brak piku dla ρ i φ. W roku 1996 rysunek był interpretowany jako przesunięcie masy rezonansów, wzmocniona produkcja η' ale później ustalono, że to poszerzenie rezonansów w związku ze zderzeniami w produkowanej, gęstej materii

Rys. z arXiv:0903.0415

Bardzo dobre jakościowo dane **NA60** (dla **In+In**) PRL 96 (2006), 162302, arXiv:0805.4153 Lewy: rozkład **masy niezmienniczej pary mionów** $\mu^+\mu^-$ (dużo lepsza rozdzielczość – więcej punktów niż dane CERES dla par elektronów (poprzednie strony), ale jakościowo podobny wynik) Prawy: rozkład masy niezmienniczej po odcięciu wkładu hadronowego (cocktail) ale z zachowaniem wkładu od ρ ; nałożone modele



Dane A+A przy SPS pokazują wzmocnienie w widmie dileptonów o niskich masach. Interpretacje dość zgodnie sugerują anihilację pionów z <u>pośrednim rezonansem ρ </u>, gdzie własności ρ są zmodyfikowane w medium (*in-medium modifications*) co może być powiązane z odzyskaniem symetrii chiralnej

Dane A+A przy SPS faworyzują poszerzenie ρ

1. Jest to zgodne z modelami <u>hadronowymi</u> przewidującymi poszerzenie funkcji spektralnej ρ w miarę zbliżania się do granicy przejścia fazowego/chiralnego

(przypomnienie z wykładu 8: różne obliczenia na sieciach nie dają na razie jednoznacznej odpowiedzi na pytanie czy uwolnienie i odzyskanie symetrii chiralnej (wyzbycie się mas konstytuentnych) są w tym samym miejscu diagramu fazowego, czy może najpierw jest uwolnienie a później odzyskanie symetrii, a może odwrotnie tj. najpierw odzyskanie symetrii chiralnej a dopiero później przejście do QGP). Zgodnie z modelami to poszerzenie powinno gwałtownie wzrastać blisko oczekiwanej granicy przejścia fazowego/chiralnego między gazem hadronowym a QGP (poszerzenie powinno w pewnym momencie zamienić się w całkowite rozpuszczenie (*melting*) danego rezonansu)

2. Z kolei obliczenia w modelach <u>kwarkowych</u> powinny niedługo dostarczyć komplementarnego obrazka kiedy zbliżamy się do granicy przejścia fazowego/chiralnego ale od góry (od strony QGP)

Nadwyżka par leptonowych w zakresie małych mas niezmienniczych (*low-mass dilepton enhancement*) zmierzona przez STAR (przy RHIC)

Rozkład masy niezmienniczej pary leptonów (e⁺e⁻) **Zderzenia A+A**

Tak samo jak przy SPS, przy RHIC nadwyżka par leptonowych (w stosunku do produkcji ze znanych elektromagnetycznych rozpadów hadronów) w okolicach małych mas niezmienniczych



Figure 6: (Color Online) Di-electron spectra in Au+Au collisions from 19.6, 62.4 and 200 GeV from STAR. Comparisons to model calculations with a broadened spectral function are also shown.

Dane A+A przy RHIC również faworyzują poszerzenie ρ



Dane A+A przy RHIC dla wszystkich energii są zgodne z poszerzeniem ρ

← Nowsze dane pokazane na QM 2014

N. Xu, arXiv:1408.3555 (QM 2014); P. Huck, arXiv:1409.5675 (QM 2014); S. Shi, arXiv:1409.8371 (ICNFP 2014)

Dla zainteresowanych: wyniki STAR, top RHIC, U+U oraz Au+Au dla $p_T^{ee} < 0.15$ GeV/c w pracy: STAR, PRL 121 (2018), 132301 [arXiv:1806.02295]

200 GeV Au+Au, STAR: arXiv:1504.01317



Wyniki STAR z 2015 (widma dielektonów poprawione na akceptancję dla Au+Au przy $\sqrt{s_{NN}}$ = 19.6 oraz 200 GeV) \rightarrow STAR, PL B750 (2015) 64 [arXiv:1501.05341]

Również zgodne z poszerzeniem ρ

W tym modelu (różowa linia) początkowa temperatura T_0 =224 MeV oraz τ_0 =0.8 fm/c (dla 19.6 GeV)



Znormalizowana nadwyżka dileptonów może być użyta do oszacowania czasu życia systemu, zgodnie z: R. Rapp and H. van Hees, arXiv: 1411.4612

Znormalizowana (przez dN_{ch}/dy przy mid-rap. – żeby wyeliminować efekt objętości) nadwyżka w produkcji dielektronów przy małych masach (LMR) jest proporcjonalna do całkowitego czasu życia gorącego, gęstego medium (arXiv: 1411.4612) Czas życia systemu jest większy dla centralnych niż dla peryf. zderzeń (zob. 200 GeV: 0-10%, 10-40%, 40-80%)



FIG. 6. (color online) Integrated yields of the normalized dilepton excesses for $0.4 < M_{ll} < 0.75 \text{ GeV}/c^2$ as a function of $dN_{\rm ch}/dy$.

arXiv:1501.05341: "We note that the lifetime might be model dependent. It is important to have the calculated lifetimes from other models to verify this proportionality."

Dodatkowe punkty na prawym rys. (inne energie, sys.) → zob. arXiv:1512.09329 (QM 2015) lub slajdy dodatkowe

Wyniki STAR z 2018 (pozostałe

energie Au+Au: $\sqrt{s_{NN}} = 27, 39, 62.4 \text{ GeV}$) \rightarrow Rys. z pracy STAR, arXiv:1810.10159

Również zgodne z poszerzeniem p

Dla zainteresowanych: kolejny update wyników STAR → arXiv:2004.01801 (QM 2019, przeglądowy) Poprawiona na akceptancję nadwyżka → Dla tej samej centralności (0-80%) jej zależność od energii jest słaba




Podsumowując: wyniki doświadczalne dla eksperymentów ciężkojonowych przy SPS i RHIC – dla obszaru mas niezm. < 1 GeV mamy nadwyżkę leptonów \Rightarrow poszerzenie szerokości rezonansu p. To dość ważny wynik bo niektóre modele hadronowe (poniżej T_c) zawierają przybliżenie do odzyskania symetrii chiralnej w miarę zbliżania się do T_c od dołu (R. Rapp, nucl-th/0608022)

Lekkie mezony wektorowe LVM (Low Mass Vector Mesons) bada się celem szukania sygnałów odzyskania symetrii chiralnej (zmiana masy, szerokości, BR, ilości produkowanych LVM) nie tylko w zderzeniach ciężkich jonów ale również w tzw. "zimnej" materii jądrowej np. p+A, γ +A (chiralna symetria może być np. odzyskana w A+A ale jedynie częściowo obecna w "zimnej" materii jądrowej). Otrzymuje się całe spektrum różnych wyników i wniosków i nie ma jednego modelu który je wszystkie opisuje \rightarrow dla zainteresowanych arXiv:0809.3880 tabelka:

- D Dropping of the mass
- B Broadening of the width
- E Enhancement of the production rate

Experi- ment	$ ho {GeV \over fm^3}$	LVM of study	$p, p_T \ rac{GeV}{c}$	Main effect
CB-TAPS E325 CLAS TAGX NA60 CERES STAP	~ 0.1 ~ 0.15 ~ 0.15 ~ 0.15 ≤ 1.5 $\sim 1-2$	$egin{aligned} & \omega & \ & ho, \omega, \phi & \ & ho & \ & ho & \ & ho, (\omega?) & \ & ho & \ & ho & K^* & \end{aligned}$	$\leq 0.5 \\ \leq 1.0 \\ \geq 0.8 \\ \leq 0.35 \\ \leq 2.0 \\ \leq 0.5 \\ < 1.5 \end{cases}$	D D, noB noD D, noB B & E B & E D
PHENIX	\sim 1-5 \sim 1-5	ρ, κ below ρ	≤ 1.5 n/a	E

Pomiar dielektronów przy LHC

p+p i p+Pb przy LHC zgodne z "coctail plot"

Uwaga: specjalne dane p+p (13 TeV) z mniejszym polem B (dostępne mniejsze p_{T,ee}) – lekka nadwyżka (1.6 σ) w obszarze 0.15 < m_{ee} < 0.6 GeV/c² \rightarrow ALICE, PRL 127 (2021) 4, 042302 [arXiv:2005.14522]





Pb+Pb (2.76 TeV) na razie w zasadzie też...

Bailhache, PoS EPS-HEP2017 (2017) 153 i slajdy:

• "results at $\sqrt{s_{_{NN}}}$ =2.76 TeV compatible with hadronic

cocktail within uncertainties;

• no sensitivity yet for excess in the ρ region"

"No sensitivity yet for possible thermal radiations from QGP and hadron gas

Run-3 (upgrades) will allow more significant measurements"

p+p (7 TeV): ALICE, JHEP 1809 (2018) 064 [arXiv:1805.04391] p+p (13 TeV): ALICE, PL B788 (2019) 505 [arXiv:1805.04407]; zob. też nowe dane 13.6 TeV w A. Schmah (for ALICE), Quark Matter 2025 p+Pb (5.02 TeV): ALICE, PRC 102 (2020), 055204 [arXiv:2005.11995] (tam też pokazane p+p 5.02 TeV)

Pb+Pb (2.76 TeV): ALICE, PR C99 (2019) 024002 [arXiv:1807.00923] Nadwyżka w obszarze: $0.15 < m_{ee} < 0.7 \text{ GeV/c}^2$ wynosi

1.40 ± 0.28 (stat.) ± 0.08 (syst.) ± 0.27 (cocktail)

Pomiar dielektronów przy LHC

Pb+Pb (5.02 TeV)

0-10% centralne Pb+Pb (5.02 TeV): ALICE, arXiv:2308.16704

Nadwyżka w obszarze: $0.18 < m_{ee} < 0.5 \text{ GeV/c}^2$ wynosi 1.42 ± 0.12 (stat.) ± 0.17 (syst.) ± 0.12 (cocktail) lub 1.44 ± 0.12 (stat.) ± 0.17 (syst.) $^{+0.17}_{-0.21}$ (cocktail) dla dwóch różnych definicji "coctail"

W pracy nadwyższa określana jest jako "hint for an excess"



Ciekawostka dla zainteresowanych: peryferyczne Pb+Pb (5.02 TeV) pokazują wyraźne wzmocnienie, ale z powodu oddziaływań $\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-$ (γ z silnych pól EM generowanych przez jądra Pb); zob. ALICE, JHEP 06 (2023) 024 [arXiv:2204.11732]

Stany kwarkonium

Kwarkonia – mezony składające się z ciężkiego kwarka i antykwarka, o tym samym zapachu. To czy kwark 's' jest ciężki może być dyskusyjne, ale przykłady:

ukryta dziwność: np. ϕ

ukryty powab (stany czarmonium):

ukryte piękno (stany **bottomonium**):

Quarkonia:

heavy quark bound states stable under strong decay

heavy: charm ($m_c \simeq 1.3 \text{ GeV}$), beauty ($m_b \simeq 4.7 \text{ GeV}$)

stable: $M_{c\bar{c}} \leq 2M_D$ and $M_{b\bar{b}} \leq 2M_B$

$$\eta_{c}^{}$$
, J/ ψ , $\chi_{c}^{}$, ... \leftarrow badanie przy SPS, RHIC

 $\eta_{b}, Y, \chi_{b}, ... \leftarrow badanie przy RHIC ale dopiero w LHC jest odpowiednia ich ilość$

Dlaczego interesuje nas badanie czarmonium i bottomonium:

1. Ciężkie kwarki, z powodu dużej masy, powstają najczęściej na początku ewolucji układu $(\tau_c \sim 1/2m_c \sim 0.1 \text{ fm/c})$ w wyniku oddz. twardych (partonowych) ($Q^2 \ge 4m_{c[b]}^2$, arXiv:1308.2973)

 Stany te mają m.in. leptonowe kanały rozpadów (na parę leptonów o przeciwnych znakach). Leptony nie oddziałują silnie; ich średnia droga swobodna jest większa niż rozmiar systemu; prawie bez zaburzeń opuszczają system i "udają się" bezpośrednio do detektora

3. W roku 1986 zaproponowano, że produkcja stanów czarmonium powinna być osłabiona w scenariuszu z QGP \rightarrow tłumienie powabu ukrytego

Przypomnienie z wykładu 1 o czarmonium:



PDG 2024

Kanały rozpadów $J/\Psi(1S)$

$J/\Psi \rightarrow hadrons$	BR = 87.7 %
$J/\Psi \rightarrow e^+ e^-$	BR = 5.97 %
$J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	BR = 5.96 %

Przykład innych stanów czarmonium (zawierających c oraz anty-c) to cząstki χ_c (masy: 3415, 3511, 3556 MeV)

Rozszczepienie stanów czarmonium (rezonanse zbudowane z c i anty-c):

 $J^{PC} = 1^{--} \qquad \psi (1S) \equiv J/\psi \qquad M = 3097 \text{ MeV} \\ \psi (2S) \equiv \psi' \qquad M = 3686 \text{ MeV}$

następne (słabo widoczne) mają masy (MeV): 3774, 4040, 4191, 4222, 4374, 4415, 4641 (do nich nie ma już notacji spektroskopowej 1S, 2S itp.) Stany czarmonium powstają głównie w wyniku **oddziaływań twardych** na początku ewolucji układu. J/ ψ powstaje w wyniku fuzji partonów $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$ oraz $gg \rightarrow c\bar{c}$ (**dominuje fuzja gluonów**) oraz w 30-40% z rozpadów wzbudzonych stanów ψ ' oraz χ_c Dygresja: znane od lat w fizyce ekranowanie Debye'a

W otoczeniu wielu innych ładunków elektrycznych potencjał Coulombowski V(r), który "czują" elektrony na powłokach, jest zmodyfikowany zgodnie ze wzorem:

 $V'(r) = V(r) \exp(-r/r_{D})$ gdzie $V(r) \sim e^2/r$

r – odległość od jądra atomowego $r_{_{D}}$ – promień ekranowania Debye'a

lm większa gęstość ładunku tym krótszy staje się zasięg siły między dwoma ładunkami \rightarrow

Jako rezultat ekranowania Debye'a najbardziej zewnętrzne elektrony zostają uwolnione ze swoich atomów (powstają jony) i materiał staje się przewodnikiem elektrycznym

Jest to tzw. przejście Motta – izolator staje się przewodnikiem

Osłabienie produkcji powabu ukrytego jako sygnatura QGP (charmonium suppression)

Matsui i Satz (Phys. Lett. B178 (1986), 416) – w obecności QGP kolorowy ładunek kwarków jest ekranowany (zasłaniany) przez inne kwarki i gluony – podobnie do efektu ekranowania Debye'a i dlatego w szczególności oddziaływania między kwarkiem c i anty-c (np. cząstka J/ ψ , ψ ') stają się słabsze, prowadząc do "rozpuszczenia" (*melting*) / dysocjacji wyprodukowanej (w twardym oddziaływaniu) pary c i anty-c z której nie może już powstać cząstka J/ ψ . Końcowy efekt \rightarrow osłabienie produkcji cząstek J/ ψ w scenariuszu z plazmą (QGP)



Przejście fazowe do QGP → tłumienie produkcji cząstki J/ψ – utworzona para (c anty-c) nie może "przetrwać" jako cała cząstka w środowisku QGP

Jak to się dzieje?

V(r) – potencjał oddziaływania



Jakościowy obrazek:

W próżni: potencjał oddziaływań między c i anty-c rośnie wraz z odległością między kwarkami (wykład 7)

Oczywiście przy bardzo dużych odległościach liniowy wzrost potencjału do ∞ będzie jednak zatrzymany bo "struna pęknie" czyli ze zmagazynowanej energii zostanie wytworzona dodatkowa para kwark antykwark (wykład 7)

W przypadku uwolnienia (QGP) swobodnie poruszające się ładunki kolorowe zasłaniają wiążący potencjał c anty-c \Rightarrow

W QGP: dla r < r_D potencjał rośnie a dla większych odległości saturuje się \rightarrow łatwo wtedy "oderwać" c od anty-c (trzeba na to pewnej <u>skończonej</u> energii a nie nieskończonej jak w przypadku bez QGP)

 $r_{_{D}}$ – promień ekranowania Debye'a dla medium



W ogólności kształt potencjału V(r) = V(r, T) a więc i promień ekranowania Debye'a $r_p = r_p(T)$ zależą od temperatury. **Promień ekranowania kolorowego r_n(T) jest**

odwrotnie proporcjonalny do gęstości ładunku kolorowego a więc spada ze wzrostem temperatury

Gdy **r_D(T) < r_i(q anty-q)** kwark i antykwark nie mogą być dłużej związane więc stan ten ulega dysocjacji

r_i(q anty-q) to promień wiązania danego stanu q anty-q (odległość między kwarkiem i antykwarkiem)

- W ogólności efekt rozpuszczania dotyczy wszystkich stanów czarmonium i bottomonium
- Odległość między kwarkiem i antykw. w cząstce J/ ψ to około 0.45–0.50 fm \Rightarrow
- Silne tłumienie (dysocjacja) J/ψ będzie występować gdy r_D< r(J/ψ)</p>

 W roku 1986 uważano, że cząstka J/ψ powinna rozpuszczać się przy temperaturze rzędu 1.2–1.3 T_c (takie temperatury plazmy mogły być osiągane przy energiach SPS) – uwaga(!) w roku 1986 były to raczej jakościowe a nie ilościowe przewidywania

Jak eksperymentalnie identyfikować cząstkę J/ Ψ

Cząstkę J/ψ najczęściej bada się w kanale rozpadu na parę leptonów (miony lub elektrony), tak więc jest to również badanie spektrum dileptonów tylko o większych masach niezmienniczych niż na początkowych stronach (tutaj masy

niezmiennicze w okolicy masy J/ψ)



Rozkład masy niezmienniczej pary mionów w eksperymencie NA60 (top SPS czyli $\sqrt{s_{_{NN}}} = 17.2$, dane In+In) Rys. arXiv:0706.4361 lub NA60, PRL 99, 132302 (2007) 1. Oczekiwane kontrybucje od rezonansów ψ i J/ ψ , continuum złożone z przypadków DY i semi-mionowe rozpady mezonów D oraz kombinatoryczne tło z rozpadów pionów i kaonów \rightarrow symulacje Monte Carlo oparte o funkcje rozkładu partonów z PYTHIA i GRV94LO 2. Tło kombinatoryczne (otrzymane z próbki par takiego samego znaku) – wpływ zaniedbywalny **Do czego często porównuje się (normalizuje) produkcję cząstki J/ψ ?** Trzeba znaleźć **proces, który nie będzie zaburzony przez obecność QGP ale też da nam parę leptonów w stanie końcowym.** Najlepszy kandydat to bardzo dobrze poznany teoretycznie i doświadczalnie proces Drella-Yana

The Drell-Yan Process

Proces Drella-Yana – produkcja par leptonów w wyniku twardych elektromagnetycznych oddziaływań hadronów (oddziaływania na poziomie partonowym)

Produkcja pary np. mionów w procesie Drella-Yana jest proporcjonalna do N_{coll} tak samo jak produkcja ciężkich kwarków (czyli np. cząstki J/ψ) – ta zależność była sprawdzona również eksperymentalnie

⇒ proces DY jest dobrą referencją do produkcji J/ψ (oba to procesy twarde)

Produkcja J/ ψ jest więc bardzo często normalizowana do Drella-Yana (DY) – proces twardy, EM, nie zaburzony przez oddziaływania w stanie końcowym w medium. Dodatkowo $\sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY}$ jest wolny od błędów systematycznych z powodu nieefektywności eksperymentalnych i scałkowanej świetlności

Przewidziano **tłumienie cząstki J/** ψ w zderzeniach w których oczekiwane jest przejście do plazmy (QGP) czyli np. w **centralnych A+A** przy wysokich energiach, ale to nie znaczy, że np. w p+A czarmonium wcale nie będzie tłumione kiedy porównać np. do p+p

Będzie, ale nie tak bardzo jak oczekiwano dla A+A w przypadku osiągnięcia QGP w zderzeniu. **W gazie hadronowym** (np. w p+A) J/ ψ może być tłumione <u>m.in.</u> przez oddziaływania z innymi mezonami i nukleonami (efekt w stanie końcowym):

 $J/\psi + h \rightarrow D + \bar{D} + X$ $J/\psi + \pi \rightarrow D + \bar{D}$

lub poprzez modyfikacje rozkładu partonów w jądrze (efekt początkowy (*initial*) np. efekt zasłaniania partonów w środowisku jądrowym – *shadowing*), etc. \Rightarrow tłumienie w <u>p+A</u> (w porównaniu z nietłumionymi wartościami z p+p) – dostarcza ważnej referencji, opisując oczekiwaną absorpcję J/ ψ w tzw. "zimnej" lub "normalnej" materii jądrowej (*Cold Nuclear Matter*) – tzw. "*normal suppression*". Dobrym odniesieniem mogą okazać się też zderzenia LEKKICH A+A – czyli tam gdzie plazmy raczej się nie spodziewamy

Tłumienie w A+A – badanie absorpcji w gorącej materii jądrowej (tam gdzie spodziewamy się przejścia do QGP)

Produkcję czarmonium badano przy <u>SPS</u> w NA38, NA50, NA51 i później w NA60 (następca NA50) w zderzeniach p+A, A+A (S+U, Pb+Pb, In+In)

Wyniki: Osłabienie produkcji powabu ukrytego – sztandarowy wynik NA50 najsilniejsze osłabienie dla najbardziej centralnych Pb+Pb

zal. od centralności (NA50):

(dane przy najwyższej energii SPS)

Różne krzywe – przewidywania dotyczące tłumienia powabu ukrytego poprzez absorpcję w "normalnej materii jądrowej" (*nuclear absorption*) – zderzenia nieelast. z otaczającą materią Punkty odbiegające od krzywych – **"anomalne" tłumienie – nie da się wyjaśnić przez "normalne" efekty jądrowe; widoczne dla dużych ε** Produkcja cząstki J/ ψ bywa pokazywana nie tylko w funkcji E_T czy gęstości energii ale również w funkcji średniej drogi L (zmienna Glaubera) jaką musi przejść cząstka J/ ψ w materii jądrowej

Pokazany tu przekrój czynny na absorpcję w **normalnej (zimnej) materii jądrowej** był około 4.2 mb – linie czerwone pokazują taką normalną absorpcję. **Dla L > 8 fm** punkty nie mieszczą się na krzywej absorpcji → musi być inny (**dodatkowy**) **mechanizm tłumienia: ekranowanie Debye'a w QGP ??**

Ciekawa uwaga: ekranowanie Debye'a powoduje zmniejszenie produkcji J/Ψ, ψ (dysocjacja) ale jednocześnie powinna zwiększyć się produkcja open charm (mezony D)

J/Ψ suppression at the SPS:

- suppression beyond absorption in cold nuclear matter
- additional absorption sets in earlier for Ψ ' than J/ Ψ
- remarkable scaling with L (thickness of traversed nuclear matter)

P.Seyboth: Recent Results from Nucleus-Nucleus Collisions at the CERN SPS QM2008 - Jaipur, India, February 4-10, 2008

arXiv:0706.4361

Nowsze dane SPS

Porównanie produkcji J/ψ w zderzeniach In+In (czerwone kółka) z NA60 i starsze Pb+Pb (zielone trójkąty) z NA50. Punkty dla In+In i Pb+Pb nakładają się na siebie dla tych samych wartości liczby partycypantów

Produkcja J/ψ w In+In oraz Pb+Pb w funkcji liczby partycypantów (centralność)

1. "Expected" – gdy absorpcja w <u>zimnej</u> materii jądrowej jest jedynym aktywnym mechanizmem tłumienia (tzw. "*nuclear absorbtion scenario*")

2. W obszarze 50 < N_{part} < 100 pojawia się anomalne (dodatkowe) tłumienie produkcji

3. Jeśli ustalić ten punkt na N_{part} = 80 to odpowiada to gęstości energii (Bjorkena)

 $\epsilon_{r} = 1.5 \text{ GeV/fm}$ (używając $\tau_{0} = 1 \text{ fm/c}$ i krotności cząstek naład. w funkcji centralności z modelu VENUS)

Uwaga: problem !!!

Do roku 2009 uważano, że przekrój na <u>absorpcję</u> J/ ψ oraz ψ w <u>zimnej</u> materii jądrowej (p+A) NIE zależy od energii

Na postawie danych p+A SPS (NA50) przy energiach wiązki protonów 400/450 GeV wyznaczono:

 $\sigma_{_{abs}}~(dla~J/\psi)$ = 4.2 \pm 0.5 mb

 σ_{abs} (dla ψ)= 7.7 \pm 0.9 mb

Te przekroje wyznaczone z danych p+A (400/450 GeV) były następnie ekstrapolowane do A+A używając modelu Glaubera ale **NIE zakładano zależności od energii** więc używano tych samych przekrojów do danych Pb+Pb czy In+In przy niższych energiach tj. 158A GeV ($\sqrt{s_{_{NN}}}$ = 17.3 GeV)

W roku 2009 eksperyment NA60 zbadał **produkcję J/ψ w p+A przy energii 158A GeV** (zob. arXiv:0907.5004, QM 2009) i przy tych samych ograniczeniach kinematycznych (tak żeby mieć poprawną referencję dla danych Pb+Pb i In+In przy tej samej energii). Nowe dane NA60 dla p+A pokazują:

σ_{abs} (dla J/ψ przy 158A GeV) = 7.6 ± 0.7 (stat.) ± 0.6 (sys.) mbσ_{abs} (dla J/ψ przy 400A GeV) = 4.3 ± 0.8 (stat.) ± 0.6 (sys.) mbczyli <u>spadek</u> σ_{abs} ze wzrostem energii a nie niezależność !!

Rys. (prawy) arXiv:0907.5004 (Nucl Phys A830, 345c (2009)), arXiv:0907.3682 (QM2009) z założonym σ_{abs} (dla J/ ψ przy 158A GeV) = 7.6 ± 0.7 (stat.) ± 0.6 (sys.) mb i <u>dodatkowo</u> poprawnie liczony efekt zasłaniania partonów (*shadowing*) (arXiv:0907.5004, 0907.3682) przy przejściu p+A \rightarrow A+A

• nowo policzone σ_{abs} (dla J/ ψ) jest większe więc tłumienie J/ ψ jest mniejsze

ullet przy tym nowym przekroju nie widać żeby dane In+In pokazywały anomalną supresję J/ ψ

• dane Pb+Pb (najbardziej centralne N_{part} > 200) nadal pokazują takie anomalne tłumienie J/ ψ

Po pierwszych wynikach uzyskanych z SPS pojawiły się również: <u>Alternatywne do QGP</u> wyjaśnienia tłumienia powabu – różnego rodzaju modele absorpcji (absorpcja przez *"co-moving hadrons", "co-moving mesons*" czyli przez wiele produkowanych hadronów w stanie końcowym) cząstki J/Ψ w materii jądrowej – gęstej ale wciąż na poziomie hadronowym

 $J/\psi + \pi \rightarrow D + \overline{D}$ $J/\psi + h \rightarrow D + \overline{D} + X$

Prace m.in. A. Capella, D. Sousa, Eur. Phys. J. C30, 117 (2003) \Rightarrow da się odtworzyć **anomalne** tłumienie J/ Ψ bez wprowadzania QGP, tak więc J/ Ψ wydaje się być kontrowersyjną sygnaturą plazmy, ale:

Kłopot: żeby odtworzyć taki jak w danych poziom tłumienia J/ Ψ , zakładane w modelach gęstości "gazu hadronowego" są tak duże, że ciężko uwierzyć, że pion w dalszym ciągu pozostanie pionem...

Anomalne tłumienie produkcji cząstki J/ Ψ (swojego czasu) stało się sztandarowym wynikiem przy SPS (jedna z najbardziej spektakularnych sygnatur QGP). **Skoro J/\Psi jest silnie tłumiona przy najwyższych energiach SPS (dla najbardziej centralnych danych) to przy RHIC to tłumienie powinno być jeszcze większe.... pewnie w ogóle J/\Psi już nie będzie...**

Gdy tymczasem....

Eksperyment PHENIX (koniec zbierania danych w 2016) – <u>dedykowany</u> był do badania głównie kwarkoniów przez kanały rozpadów na parę leptonów (dileptony) – elektronów bądź mionów

Śledzenie cząstek naładowanych: DC (Drift Chamber), PC1, PC2, PC3 **Identyfikacja elektronów:**

- detektor Czerenkowa RICH
- kaskada w EMCal

Identyfikacja mionów: detektory mionowe Identyfikacja fotonów:

- kaskada w EMCal
- Lead scintillator calorimeter (PbSc)
- Lead glass calorimeter (PbGI)

PHENIX przy RHIC – zmierzył produkcję J/ ψ w zderzeniach Au+Au przy $\sqrt{s_{_{NN}}}$ (na parę nukleonów) = **200 GeV**. Tłumienie również większe niż spodziewana "normalna" absorpcja jądrowa, ale:

PHENIX mógł mierzyć czarmonium w kanałach rozpadów na ee oraz μμ dla zderzeń pp, pA i AA

Cząstka J/Ψ w RHIC jest tłumiona...

ale – co zadziwiające – na podobnym poziomie jak przy SPS !!! Krzywe – przewidywania modeli zakładające, że tłumienie J/ Ψ powinno być dużo większe dla RHIC niż dla SPS

Dodatkowa niespodzianka: przy mid-rapidity efekt tłumienia okazał się słabszy niż przy forwardrapidity!

Spodziewalibyśmy się raczej odwrotnie bo przy mid-rapidity jest gęstsza materia, łatwiej o Debye'owskie ekranowanie...

Taka zależność od rapidity może sugerować słuszność mechanizmu rekombinacji (następne strony)

Rys. z arXiv:1103.6269; PHENIX, PR C84, 054912 (2012)

Tak więc...

Dla danych przy midrapidity brak zależności od energii (SPS vs. RHIC)

ale nieoczekiwana zależność od rapidity

Późniejsze wyniki **PHENIX** dla **U+U** – system cięższy niż Au+Au $(\varepsilon_{\rm Bj} = 6.15 \, {\rm GeV/fm^3})$

Tłumienie J/ψ (dla najbardziej centralnych) nieco mniejsze niż w Au+Au → silniejszy mechanizm rekombinacji (koalescencji) ? (zob. dalej)

A. lordanova (for PHENIX), DIS 2014 Rys. dolne: arXiv:1509.05380 oraz praca przeglądowa arXiv:2105.11656

Dlaczego tłumienie przy RHIC jest niższe niż początkowo zakładano? Dwie możliwe interpretacje:

1. Rekombinacja (regeneracja)

Spodziewano się, że tłumienie będzie znacznie silniejsze przy RHIC niż przy SPS bo 10x większa energia zderzenia, 2-3x większa gęstość gluonów (J/ ψ produkuje się z dużym stopniu z fuzji gluonów)

Z drugiej strony w tak gęstym ośrodku pary c anty-c (wyprodukowanych par c anty-c jest sporo) mogą się ponownie "złapać" w późniejszym stadium i odtworzyć cząstkę J/ψ kompensując efekt silnego tłumienia przy RHIC. Końcowe krotności J/ψ to połączenie (balans) silnego tłumienia z rekombinacją – w efekcie mamy "umiarkowaną" produkcję J/ψ przy RHIC – czyli podobną (właściwie przez przypadek) do tej przy SPS

Jeśli ta interpretacja jest prawdziwa to najprawdopodobniej przy LHC będzie wzmocnienie produkcji J/ ψ w stosunku do SPS i RHIC

Przy RHIC (Au+Au, 200 GeV) liczba par (c anty-c) na zderzenie jest około 13, przy LHC wyszło około 115 (centralne Pb+Pb przy 2.76 TeV) (I. Das, QM 2015). Ciekawostka: te same liczby dla par (b anty-b) to odpowiednio 0.1 oraz 3

Silniejsze tłumienie w RHIC przy forward rapidity jest argumentem za rekombinacją (bo przy mid-rapidity jest więcej kwarków c i anty-c potrzebnych do rekombinacji)

2. Sekwencyjne tłumienie (sequential melting)

W roku 1986 uważano, że cząstka J/ψ powinna rozpuszczać się przy temperaturze rzędu 1.2 T_c (przewidywania raczej jakościowe a nie ilościowe)

Nowsze obliczenia na sieciach pozwoliły policzyć energię swobodną F₁(r) pary kwarków w zależności od temperatury

F₁ między dwoma statycznymi ciężkimi
kwarkami jako funkcja ich rozseparowania.
Linia ciągła jest dla T=0 (wzrost prowadzący do "uwięzienia")
Punkty – dane przy wyższych temperaturach

Gdy F₁ robi się stała ze wzrostem odległości to wiążąca siła zanika

Przy małych odległościach F₁ nie ulega znacznym modyfikacjom (w porównaniu z linią dla T=0) przy zmianie temperatury; zmiany widoczne jedynie dla większych odległości

Nieco inny rysunek: energia wewnętrzna pary kwarków w funkcji odległości rozseparowania r [fm] dla różnych temperatur

> Powyżej pewnej temperatury da się rozdzielić kwarki (trzeba na to pewnej <u>skończonej</u> energii a nie nieskończonej jak w przypadku dla T=0)

r – odległość między kwarkiem i antykwarkiem (odległość rozseparowania)

Lattice Q-barQ Free Energy

F = U - TS

U – energia wewnętrzna S – entropia

F = -T In Z Z – funkcja partycji

 $U = -T^2 (\partial [F/T] / \partial T)$

S = - (∂F/∂T)

Lattice QCD podaje zwykle zależność energii swobodnej F₁(r)

od temperatury (energia wewnętrzna U(r) jest później z tego przeliczana; uważa się, że właściwy potencjał V(r) jest gdzieś pomiędzy F₁(r) i U(r))

Rys. z arXiv:0908.0746, arXiv:1611.01533, arXiv:2005.08277 (przegladowe)

Prawdopodobieństwa przetrwania lub dysocjacji danego stanu można liczyć na przynajmniej dwa sposoby:

1. Lepsza (modelowo niezależna ale i trudniejsza) metoda to bezpośrednie obliczenia na sieciach (robione dopiero od roku 2001/2003; obliczenia trudniejsze dla stanów bottomonium). Liczy się funkcje korelacyjne kwarkoniów co przekłada się na funkcje spektralne (spectral functions) przy danych temperaturach (patrzymy przy jakiej temperaturze dany stan mezonowy, czyli maksimum w funkcji spektralnej, zanika)

2. Obliczenia w ramach modeli potencjału (od czasów Matsui & Satz) – rozwiązywanie równania Schrodingera ale obecnie potencjał brany jako F₁(r) (lub rzadziej jako pośrednio liczony U(r)) z obliczeń na sieciach (tutaj też jako ostatecznych obserwabli używa się funkcji spektralnych dla stanów kwarkonium)

zob. prace przegl.: A. Mocsy, arXiv:0908.0746; R. Rapp et al. arXiv:0807.2470; A. Bazavov et al., arXiv:0904.1748; L. Kluberg and H. Satz arXiv:0901.3831; A. Rothkopf, arXiv:1912.02253; J. Zhao et al., arXiv:2005.08277

2. Sekwencyjne tłumienie (*sequential melting*) cd. wyjaśnienia Późniejsze obliczenia (w tym na sieciach) pokazały, że mocno związane J/ ψ i Y rozpuszczają się dopiero przy T \ge 2T_c (J/ ψ około 2T_c a Y nawet 4T_c) – wcześniej myślano, że wymagana temperatura do rozpuszczenia J/ ψ jest niższa... a słabiej związane χ_c i ψ (2S) dysocjują już w okolicach T_{c(crit)}

state	J/ψ	χ_c	ψ'	Υ	χ_b	Υ'	χ_b'	Υ"
mass [GeV]	3.10	3.53	3.68	9.46	9.99	10.02	10.26	10.36
r_0 [fm]	0.50	0.72	0.90	0.28	0.44	0.56	0.68	0.78

r₀ – odległość rozseparowania (między kwarkiem i antykwarkiem)

Tabele z pracy hep-ph/0602245

Y(1S)=Y

Y(2S)=Y

Y(3S)=Y"

Quarkonium Spectroscopy from Non-Relativistic Potential Theory

czarmonium

bottomonium

state	$\mathrm{J}/\psi(1S)$	$\chi_c(1\mathrm{P})$	$\psi'(2S)$	$\Upsilon(1S)$	$\chi_b(1P)$	$\Upsilon(2S)$	$\chi_b(2P)$	$\Upsilon(3S)$
T_d/T_c	2.10	1.16	1.12	> 4.0	1.76	1.60	1.19	1.17

Quarkonium Dissociation Temperatures

Model potencjału ale tu użyto U(r) jako potencjału w r-niu Schrodingera (zob. też arXiv:0901.3831) – te ww. wyniki dość dobrze zgadzały się z tymi z bezpośrednich pomiarów na sieciach (zob. hep-ph/0609197)

2. Sekwencyjne tłumienie (sequential melting) cd. interpretacji danych RHIC

Oprócz wkładu od produkcji bezpośredniej (60%) znacząca ilość cząstek J/ ψ (40%) pochodzi z rozpadów wzbudzonych stanów ψ czyli ψ (2S) (10%) oraz χ_c (30%) – tzw. *feed-down contribution* \rightarrow pokazane przez eksp. HERA-B (Phys. Lett. B561, 61-72 (2003))

Może więc my nie osiągnęliśmy wcale $2T_c$ więc samo J/ ψ nie jest tłumione ani przy SPS ani przy RHIC a jedynie jego wkłady (typu *feed-down*) od rozpadów wyższych stanów χ_c i ψ ' są tłumione w QGP

Czyli przy SPS i RHIC – rozpuszczają się wyższe stany stany χ_c i ψ ale przy SPS i RHIC – początkowo wyprodukowane J/ ψ pozostają "nienaruszone"

Jeśli ta interpretacja jest prawdziwa to najprawdopodobniej przy LHC (bardzo duże temperatury) będzie osłabienie produkcji J/ ψ w stosunku do SPS i RHIC

Wykonywano wiele dodatkowych analiz (np. tłumienie J/ ψ dla różnych obszarów rapidity – w RHIC dla forward-rapidity otrzymano większe tłumienie niż dla mid-rapidity) żeby wybrać między scenariuszem 1. i 2. ale

być może dopiero LHC (aż do najwyższych energii) – przewidywane temperatury znacznie większe niż 2T_c – rozstrzygnie ostatecznie która z interpretacji jest właściwa (regeneracja czy sekwencyjne tłumienie albo jakaś ich <u>kombinacja!</u>) i zweryfikuje ideę zaproponowaną przez Matsui i Satz w 1986 roku !!

 $M.\,J.\,Tannenbaum:\, "the claim of the QGP discovery from J/<math display="inline">\psi\, \text{suppression}$ at the SPS was, at best, premature"

Uwaga: **aktualnie bada się** (zarówno w RHIC jak i LHC) **wszystkie** (możliwe przy danej energii i statystyce) **stany czarmonium i bottomonium**, bo:

Bardzo ciekawa perspektywa: spektrum stanów kwarkonium może służyć jako termometr dla temperatury wczesnej fazy (QGP) Rys. H. Satz hep-ph/0609197

Produkcja J/ψ w LHC – Pb+Pb przy 2.76 TeV

Dla centralnych danych R_{AA} w obu przedziałach rapidity jest większe (czyli mniejsze tłumienie J/ψ) dla LHC niż dla RHIC → argument za rekombinacją
 W samym LHC tłumienie jest mniejsze dla mid-rapidity niż dla forward → argument za rekombinacją

ALICE bada J/ ψ używając kanału rozpadu na e⁺e⁻ (mid-rapidity) oraz na $\mu^+\mu^-$ (forward-rapidity)

ALICE: arXiv:1311.0214 oraz arXiv:1506.08804 PHENIX: PR C84, 054912 (2011) Rys. z L. Manceau (for ALICE), DIS 2014 Im bardziej zbliżamy się do midrapidity tym tłumienie jest słabsze (R_{AA} większe) \rightarrow argument za rekombinacją

Podsumowując:

Dla LHC dużą rolę zaczyna pełnić mechanizm regeneracji (jest istotniejszy dla małych p_T i dla mid-rapidity). To co widzimy w danych to rodzaj balansu między rozpuszczaniem stanów czarmonium a ich regeneracją

Nowsze (2015), dodatkowe wyniki pokazujące, że w LHC mechanizmy regeneracji grają istotną rolę

dla małych p_T (więcej zależności od p_T – dla różnych centralności oraz od rapidity w arXiv:1506.08804; podobne wyniki dla 5.02 TeV \rightarrow arXiv:1705.05810)

Uwaga: dla bardzo peryferycznych zderzeń (małe N_{part}) mogą być jeszcze inne efekty prod. J/ ψ (poza mech. regeneracji) \rightarrow zob. ALICE: PRL 116 (2016), 222301 [arXiv:1509.08802] oraz arXiv:1510.08315 lub slajdy dodatkowe Mechanizm rekombinacji kontrybuuje głównie przy niskich p_T bo wyniki STAR i CMS (poniżej) pokazują, że dla dużych p_T tłumienie J/ ψ jest jednak systematycznie silniejsze w LHC \rightarrow tak jak wynikałoby z <u>samej</u> przewidywanej dysocjacji w QGP

STAR, Phys. Lett. B 797 (2019) 134917 [arXiv:1905.13669]

mid-rapidity, wysokie p_T

Do głębszego zrozumienia oraz weryfikacji różnych modeli produkcji kwarkoniów wymagane są pomiary w zimnej materii jądrowej (CNM) czyli p+Pb. Np. **dane zebrane w 2013** roku (p+Pb i Pb+p, 5.02 TeV); wyniki np. Hadjidakis (for ALICE), arXiv:1405.1177; Manceau (for ALICE), DIS 2014; ALICE, arXiv:1503.07179; ATLAS, arXiv:1709.03089

Dane z 2016 roku (8.16 TeV) → ALICE, JHEP 1807 (2018) 160 [arXiv:1805.04381]; JHEP 09 (2020) 162 [arXiv:2004.12673]; JHEP 07 (2023) 137 [arXiv:2211.14153]

LHCb, Phys.Lett. B774 (2017) 159-178 [arXiv:1706.07122]

Dane z 2016 roku (5.02 TeV) → ALICE, JHEP 06 (2022) 011 [arXiv:2105.04957]

Kiedy przy użyciu wyników z p+Pb próbuje się "odjąć" od R_{PbPb} efekty CNM, obserwuje się jeszcze mniejsze tłumienie (a nawet wzmocnienie) przy niskich

 $\mathbf{p}_{T} \rightarrow \text{rys. z pracy ALICE, JHEP 06 (2015) 055}$ [arXiv:1503.07179]

Wyniki ALICE dla Pb+Pb (oraz p+p) przy $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$ (prawie maksymalna energia LHC)

R_{AA}dla J/Ψ przy **forward-rapidity** jest rzędu 15% większe (mniejsze tłumienie) dla 5.02 TeV w porównaniu do starszych danych dla 2.76 TeV

ALICE: PL B766 (2017), 212 [arXiv:1606.08197] – prawy górny i lewy; PLB 849 (2024) 138451 [arXiv:2303.13361] – prawy dolny; zob. też ALICE, JHEP 2002 (2020) 041 [arXiv:1909.03158] lub slajdy dod. (Pb+Pb, 5.02 TeV)



Dla zainteresowanych: wyniki CMS dla Pb+Pb przy 5.02 TeV (wyższe pędy poprzeczne) pokazane są w pracy: CMS, arXiv:1712.08959 (lub slajdy dodatkowe). Wyniki ATLAS (również wysokie p_T) w pracy: ATLAS, arXiv:1805.04077



Ciekawostka (dla zainteresowanych):

- Tłumienie Y(1S) ma podobną magnitudę dla RHIC i LHC (rys. lewy)
- \rightarrow przypomina to historię J/ ψ (porównanie SPS i RHIC)
- Wyniki Y(1S) pokazują (dla 2.76 TeV) silniejsze tłumienie przy forward-rapidity niż w mid-rapidity (rys. prawy) → przypomina obserwacje dla J/ψ przy RHIC. Uwaga: dla 5.02 TeV ten efekt jest mniejszy → zob. ALICE, Phys. Lett. B 822 (2021) 136579 [arXiv:2011.05758]



Dla stanów bottomonium, nawet przy energiach LHC, efekty rekombinacji powinny być małe → czystsza próbka do badania sekwencyjnego tłumienia

Y(1S) jest b. silnie związany \rightarrow

Nucl. Phys. A982 (2019) 29 (QM 2018) (lewy) Nucl. Phys. A967 (2017) 208 (QM 2017) (prawy)

Wyniki STAR Au+Au, 200 GeV, |y|<1, Y(1S), Y(2S) + por. z LHC Pb+Pb, 5.02 TeV \rightarrow zob. STAR, PRL130 (2023) 11, 112301 [arXiv:2207.06568]

Czy stany kwarkonium mogą być termometrem QGP ??



Jakościowo \rightarrow im słabiej związany stan tym mniejsze R_{AA} (łatwiej rozpuścić).

Ilościowo → ciężkie w interpretacji bo trzeba uwzględniać nie tylko mechanizm sekwencyjnego tłumienia (poprzez mechanizm ekranowania Debye'a) ale i mechanizm regeneracji, który może wpływać na produkcję tych wszystkich cząstek (upsylony mogą być czystszą próbką do badania ekranowania bo rekombinacja (b anty-b) jest mała). Do tego trzeba brać pod uwagę poprawki na feed-down

Rys. lewy (arXiv:1301.7550; 1305.5560); Moon & Abdulsalam (for CMS), QM 2014) zawiera nieco starsze wyniki niż rys. prawy (Yen-Jie Lee (for CMS), QM 2017; T. Nidda, Y. Miake, arXiv:2104.11406). Rys. prawy również w pracy przeglądowej o bottomoniach: Hu, Leonardo, Liu, Haytmyradov, arXiv:1708.02913

Późniejsze wyniki CMS – poprawiony algorytm rekonstrukcji mionów + wysokie statystyki referencyjnych danych p+p (2.76 TeV) CMS, PLB 770 (2017) 357 [arXiv:1611.01510]



Wyniki CMS dla 5.02 TeV (hierarchia tłumienia stanów Y) CMS, PRL 133 (2024) 2, 022302 [arXiv:2303.17026]; zob też wcześniejsze wyniki w CMS, PL B790 (2019) 270 [arXiv:1805.09215]



Problem 1:

Bardzo istotne jest zrozumienie "normalnej" absorpcji kwarkonium w zimnej materii jądrowej → dedykowane "runy" przy LHC ze zderzeniami p+Pb. Efekty "normalnej" absorpcji są obecnie badane również dla stanów bottomonium

Problem 2:

Zachowanie kwarkoniów z teoretycznego punktu widzenia również nie jest oczywiste

a) obliczenia na sieciach sugerowały rozpuszczanie ψ oraz χ_c już powyżej temperatury

uwolnienia T_c a rozpuszczenie J/ψ dopiero blisko 2T_c

b) <u>większość</u> (nie wszystkie!) modeli potencjału</u> (przegląd w Mocsy, arXiv:0811.0337; zob. też Burnier, Kaczmarek, Rothkopf, arXiv:1509.07366) sugeruje rozpuszczanie J/ψ znacznie bliżej T_c czyli przy znacznie niższych temperaturach (np. już nieco powyżej T_c)

*) w arXiv:0807.2470 argumentują, że branie jako potencjału V(r) w równaniu Schrodingera wartości F₁(r) (V=F)
 (z lattice) prowadzi do niskich temperatur dysocjacji J/ψ podczas gdy użycie jako potencjału wartości U(r) (V=U=F+TS)
 daje temp. dysocjacji porównywalne z tymi z bezpośrednich obliczeń na sieciach (czyli rzędu 2T_c)

State	$J/\psi(1S)$	$\chi_c(1P)$	$\psi(2S)$	$\Upsilon(1S)$	$\chi_b(1P)$	$\Upsilon(2S)$	$\chi_b(2P)$	$\Upsilon(3S)$
$T_d/T_c(V=U)$	2.1	1.16	1.12	>4.0	1.76	1.6	1.19	1.17
$\overline{T_d/T_c(V=F)}$	1.21	<1.0	<1.0	3.0	1.12	1.08	1.0	<1.0

J. Zhao et al., arXiv:2005.08277 (przeglądowa)

Table 6: The quarkonium dissociation temperatures calculated by non-relativistic potential model with internal energy U [9] and free energy F.

Kij(e) w mrowisko: późniejsze obliczenia **lattice** (Lorenz et al., PoS LATTICE2019 (2020) 207 [arXiv:2002.00681]; PRD 104 (2021) 11, 114508 [arXiv:2108.13693]) sugerują, że czarmonium (J/ ψ) rozpuszcza się już przy T_c, a jedynie bottomonium (Y) może przetrwać do ~1.5T_c. Kolejne obliczenia lattice (Bazavov et al., PRD 109 (2024) 7, 074504 [arXiv:2308.16587]) pokazują, że wbrew powszechnym oczekiwaniom, rzeczywista część potencjału ReV(r) <u>nie</u> jest ekranowana dla temperatur 153 MeV \leq T \leq 352 MeV

Wzmocnienie produkcji dziwności jako sygnatura QGP zaproponowane przez J. Rafelski i B. Muller (1982)

przykładowe cząstki dziwne i ich zawartości kwarkowe (q – lekki kwark): $\phi(s\bar{s}), \ K(q\bar{s}), \ \overline{K}(\bar{q}s), \ \Lambda(qqs), \ \overline{\Lambda}(\bar{q}\bar{q}\bar{s}), \ \Xi(qss), \ \overline{\Xi}(\bar{q}\bar{s}\bar{s}), \ \Omega(sss), \ \overline{\Omega}(\bar{s}\bar{s}\bar{s})$



Ilość dziwności produkowanej w zderzeniach stała się obiecującą sygnaturą QGP, bo zawartość dziwności przeżywa hadronizację ze względu na długie czasy słabych rozpadów (głównie w rozpadach słabych dziwność mogłaby być tracona; wpływ silnych procesów anihilacji s anty-s jest mniejszy) ⇒ dlatego rozpatrując zderzenie kwarki dziwne można traktować jako "stabilne"

Przewidziano wzmocnienie produkcji cząstek zawierających kwark 's' w przypadku powstania QGP, bo:

1. przykładowe reakcje odpowiedzialne za tworzenie dziwności w gazie hadronowym:

$\pi + N \rightarrow \Lambda + K$	$\sqrt{s} \ge 500 MeV$
$p + p \rightarrow p + \Lambda + K^+$	$\sqrt{s} \simeq 670 MeV$
$p+p \rightarrow p+p+\Lambda + \overline{\Lambda}$	$\sqrt{s} \simeq 2.23 GeV$

cząstki dziwne są szczególnie interesujące bo początkowa zawartość dziwności w zderzanych jądrach jest bardzo mała (netto dziwność = 0) \Rightarrow prawie cała obserwowana dziwność to ta nowo wyprodukowana

2. przykładowe reakcje w QGP (fuzja glonów, anihilacja par \Rightarrow próg energetyczny na produkcję dziwności w QGP jest dużo niższy:

$$g + g \rightarrow s \,\overline{s} \qquad q + \overline{q} \rightarrow s \,\overline{s}$$
$$\sqrt{s} \simeq 2 \, m_s \simeq 300 \, MeV^{*)}$$

redukcja efektywnej masy kwarka dziwnego (przy przejściu do QGP) jest z powodu częściowego odzyskania symetrii chiralnej

*) aktualna wartość m_s to nawet mniej tj. około 93 MeV (PDG 2024)

wyprodukowane w plaźmie kwarki 's' nie zanikają (proces anihilacji s+anty-s można zaniedbać) ⇒ dziwność przeżywa hadronizację. Kwarki 's' są w momencie hadronizacji zamieniane na cząstki dziwne

Pb+Pb, NA49



wzmocnienie widoczne już dla S+S ! czyli dla lekkich systemów

Wzmocnienie dziwności przy przejściu p+p, p+A do A+A o czynnik około 2, to wzmocnienie silniejsze dla cząstek zawierających więcej niż jeden kwark dziwny

NA49/NA35 Pb+Pb, S+A Total Strangeness Enhancement



Wróblewski factor

Wzmocnienie w stosunku do produkcji cząstek w p+Be (dodatkowo wyniki przeskalowane w przy użyciu liczby zranionych nukleonów)



Dodatkowo, efekt zgodny z przewidywaniami:

większe wzmocnienie dla cząstek wielokrotnie dziwnych – tym większe im większa zawartość kwarka 's'

Tego typu wyniki (m.in. dziwność, J/ψ) pozwoliły na ogłoszenie "odkrycia QGP" w CERN – konferencja prasowa 10 lutego 2000 roku

Ale zawsze istnieją alternatywne wyjaśnienia ...

Wyjaśnienie wzmocnienia dziwności w A+A w stosunku do zderzeń elementarnych (p+anty-p i e^++e^-): z natury <u>A+A polega na wielokrotnych oddziaływaniach każdego</u> <u>nukleonu</u> \Rightarrow wielokrotne kolizje nukleonów zarówno z nukleonami jak i nowo wyprodukowanym cząstkami \Rightarrow więcej sposobności żeby zwiększyć zawartość dziwności nawet poprzez kanały hadronowe Nowsze wyniki (top SPS i top RHIC) arXiv:1001.1699 (SQM2009)

Faktor wzmocnienia w funkcji zawartości kwarków 's' przy mid-rapidity ($|y| \le 0.5$)

Uwaga: NA57 używa jako referencji p+Be zamiast p+p



widoczna hierarchia: większe wzmocnienie dla cząstek wielokrotnie dziwnych

 tym większe im większa zawartość kwarka 's'

$$E = \left(\frac{Yield}{\langle N_W \rangle}\right)_{A+A} / \left(\frac{Yield}{2}\right)_{p+p}$$



CERN – konferencja prasowa 10 lutego 2000 roku (L. Maini – Dyrektor Generalny CERN)

- tuż przed pojawieniem się pierwszych danych z RHIC

"We now have evidence of a new state of matter where quarks and gluons are not confined (...) The challenge now passes to the Relativistic Heavy Ion Collider at the Brookhaven National Laboratory and later to CERN's Large Hadron Collider."

"a compelling evidence now exists for the formation of a new state of matter at energy densities about 20 times larger than in the center of atomic nuclei and temperatures about 100000 times higher than in the center of the sun"

→ wnioski były oparte o 3 główne obserwable eksperymentalne: wzmocnienie dziwności, anomalne tłumienie J/Ψ, produkcja par leptonowych o małych masach ("rozpuszczanie" ρ). Te 3 sygnały najbardziej przypominały przewidywane cechy QGP: termalizacja, uwolnienie, odzyskanie symetrii chiralnej

To oświadczanie było poprzedzone 15-letnimi analizami w wielu eksperymentach ciężkojonowych przy CERN SPS (NA44, NA45, NA49, NA50, NA52, WA97 / NA57 i WA98)

... "czystych" dowodów jednak nie było ...

zaproponowane i zaobserwowane sygnatury QGP w większości przypadków dały się wyjaśnić również przy użyciu konwencjonalnych modeli ... chociaż zwykle były to różne modele dla różnych sygnatur ...





Późniejsze wyniki – przy SPS i RHIC również pokazały tym większe wzmocnienie produkcji cząstek dziwnych im więcej kwarków 's' (anty-s) zawiera cząstka



Ciekawostka: wzmocnienie dla A+A przy top SPS jest na podobnym poziomie (a nawet bywa wyższe) jak przy top RHIC

Podobne wyniki co na pop. stronie NA57 pokazał również NA49



 wzmocnienie produkcji przy przejściu do bardziej centralnych

pokazane tu wzmocnienie jest silniejsze dla SPS niż dla RHIC!

• wyniki LHC (ALICE, PL B728, 216 (2014) – następna strona) potwierdzają, że relatywne wzmocnienie wielokrotnie dziwnych cząstek rośnie ze wzrostem N_w ale spada (!!) ze wzrostem energii top SPS \rightarrow RHIC \rightarrow LHC



Mitrovski (for NA49) CPOD 2008



Rys. prawy:

Kompilacja z późniejszymi wynikami NA49 dla skaningu z energią pokazała, że:

 wzmocnienie dziwności w centralnych danych A+A jest obserwowane dla wszystkich energii, począwszy od AGS !!

 to wzmocnienie jest nawet silniejsze dla niższych energii; a przy energiach AGS nie spodziewamy się produkcji QGP...

no to jak prosta obserwabla wzmocnienia dziwności ma być sygnaturą QGP ??



Dotychczasowe obserwacje:

 Gęstości energii i temperatury (wykład 9) osiągane w eksperymentach przy SPS wydają się pozwalać na produkcję QGP we wczesnym stadium zderzenia 2. Wyniki SPS dotyczące m.in. produkcji ukrytego powabu (*J*/Ψ), dziwności, wzmocnienia dileptonów o małych masach, etc. doprowadziły do ogłoszenia na konferencji prasowej w CERN odkrycia nowego stanu materii – QGP

3. Pytanie: czy te sygnatury były wystarczające skoro:

a) w świetle późniejszych danych z RHIC produkcja ukrytego powabu (J/Ψ) jest na podobnym poziomie przy SPS i RHIC
 b) dziwność przy SPS była wzmocniona już dla danych S+S (λ_s), czy tam też spodziewamy się plazmy?? → wzmocnienie dziwności pojawiające się w zderzeniach A+A nie może być traktowane jako jednoznaczna i unikalna sygnatura plazmy!

4. Pytanie: jeśli mimo ww. niejasności wierzyć, że przejście do QGP ma miejsce przy energiach SPS to przy jakiej DOKŁADNIE energii?

Odpowiedź daje Model Statystyczny Wczesnej Fazy (Statistical Model of the Early Stage, SMES) oraz wyniki z eksperymentu NA49 M. Gaździcki, M. Gorenstein, Acta Phys. Polon. B30, 2705 (1999)

Założenia modelu:

• Przejście do QGP ma miejsce między energiami AGS a top SPS $\sqrt{s_{_{
m NN}}}$ około 7 GeV

 ${\scriptstyle \bullet}$ Zakłada się przejście fazowe I rodzaju w całym obszarze $\mu_{_{\rm B}}$ (do obliczeń

wykorzystano "model worka"; założone równanie stanu gdzie mamy tylko przejście fazowe I rodzaju)

• Fazy: confinement \rightarrow mixed phase \rightarrow deconfinement (charakterystyczne dla przejścia I rodzaju). Temperatura fazy mieszanej (temperatura hadronizacji) to $T_c = 200 \text{ MeV}$ (parametr modelu)

• Kwarki i gluony w początkowej fazie są w równowadze termicznej

 Liczba wewnętrznych stopni swobody (g) wzrasta przy uwolnieniu (QGP) z powodu aktywacji partonowych stopni swobody

 Entropia w stanie końcowym jest proporcjonalna do całkowitej liczby pionów (w zderzeniach wysokich energii, ciężkojonowych entropia jest niesiona głównie przez piony)

 Całkowita liczba utworzonych kwarków dziwnych (ogólnie ciężkich zapachów) oraz całkowita entropia są takie same przed i po hadronizacji (założenie modelu)! – wytworzona w QGP entropia nie może ulec zmniejszeniu przy ponownym przejściu do stadium hadronów Niewrażliwość na procesy ekspansji i hadronizacji ⇒ analiza produkcji cząstek w stanie końcowym niesie informację o początkowym stadium (*early stage*) Model SMES daje jakościowe i ILOŚCIOWE przewidywania dotyczące produkcji pionów, kaonów

Przykłady przewidywań:

1. **Struktura typu "kink"** – całkowita entropia do liczby nukleonów uczestniczących w zderzeniu A+A w funkcji energii (zmienna F) \rightarrow powinna wzrastać liniowo z energią (F). Nachylenie tego wzrostu powinno być proporcjonalne do $g^{1/4}$, gdzie g jest efektywną liczbą wewn. stopni swobody w początkowej fazie. Liczba g jest większa w QGP niż w gazie hadronowym \Rightarrow wzrost nachylenia prostej przy przejściu do QGP

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

2. **Struktura typu "step"** – temperatura w funkcji energii. Zgodnie z przybliżeniem hydrodynamicznym temperatura w "czystych" fazach uwięzienia lub uwolnienia (poza obszarem przejścia fazowego) powinna wzrastać z gęstością energii (czyli również z energią zderzenia). Dla mieszanej fazy nie powinna zależeć od energii. W SMES zakłada się, że wewnątrz obszaru przejścia fazowego T (hadronizacji, fazy mieszanej) = $T_c = 200 \text{ MeV} \Rightarrow$ może się przekładać na "plateau" w zależności temperatury wymrożenia termicznego (lub *inverse slope* w rozkładzie m_T) od energii (F) **SMES przewiduje przejście fazowe dla 2.23 < F < 2.90 GeV**^{1/2} (p_{lab} 30A–64A GeV/c) **Jeśli założyć T** 170–200 MeV to przejście fazowe dla p_{lab} 15A–60A GeV/c

... i najbardziej spektakularna:

3. **Struktura typu "horn"** – stosunek dziwności do entropii w funkcji energii \rightarrow powinien mieć ostre maksimum w okolicy energii przejścia fazowego (niskie energie SPS) • przewidywania SMES dla **idealnego gazu bezmasowych cząstek**: dziwność/entropia = ¼ g_s/g, gdzie g i g_s to odpowiednio całkowita i dziwności liczba stopni swobody. Oczekuje się g_s/g około 0.5 dla fazy hadronowej i 0.22 dla QGP \Rightarrow przejście od fazy bezmasowych hadronów do bezmasowych kwarków (QGP) to <u>spadek</u> stosunku dziwność/entropia o czynnik około 2

• dla masowych cząstek/kwarków już nie jest tak prosto → numeryczne obliczenia biorące pod uwagę:

- zmianę liczby stopni swobody
- zmianę (redukcję) masy nośników dziwności w QGP ($m_{K,\Lambda} \rightarrow m_s$)

dają ostatecznie: **gwałtowny wzrost dziwność/entropia z energią dla niskich energii z maksimum na początku fazy mieszanej** (wzrost dla T < T_c bo nośniki dziwności mają duże masy). Wzrastająca w fazie mieszanej zawartość QGP prowadzi do **spadku stosunku dziwność/entropia aż do wartości charakterystycznej dla QGP. Dla wyższych energii (już czysta QGP)** z powodu niskiej masy kwarka 's' **jedynie bardzo słaba zależność dziwność/entropia od energii** (dla małych mas nośników dziwności m_s < T, produkcja dziwności jest w przybliżeniu proporcjonalna do entropii i dlatego dziwność/entropia w QGP jest prawie niezależny od energii)

Przewidywania modelu SMES dotyczące produkcji entropii (piony), dziwności oraz temperatury







Zakładamy proporcjonalność krotności pionów do entropii we wczesnym stadium. Krotność pionów w funkcji F

zmienia nachylenie pomiędzy AGS i top SPS (około 30A GeV). Kąt nachylenia bezpośrednio związany z liczbą stopni swobody \Rightarrow zmiana liczby stopni swobody \Rightarrow QGP

Dane N+N – kąt nachylenia cały czas taki sam mimo wzrostu energii

Dane z NA49 PR C77, 024903 (2008) [arXiv:0710.0118]

 $\langle \pi \rangle = 1.5 (\langle \pi^{+} \rangle + \langle \pi^{-} \rangle)$

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

AGS SPS





Weryfikacja struktury "kink" w NA49 oraz interpretacji SMES przez eksperymenty STAR i ALICE



Punkt ALICE: krotności pionów na postawie pomiarów krotności cząstek naładowanych. Szczegóły w: Rustamov, https://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confld=144745



Produkcja kaonów dodatnich w stosunku do pionów dodatnich w zależności od energii dla akceptancji 4π oraz w okolicy mid-rapidity; żaden z dostępnych (na rys.) modeli nie opisuje prawidłowo danych (pojawił się również "update" modelu stat. gazu hadronowego (Andronic et al. arXiv:0812.1186) który opisuje trend z danych ale uwzgl. w fitach również niemierzone (!) a jedynie ekstrapolowane ciężkie rezonanse (powyżej 3 GeV) oraz mezon σ który traktowany jest przez PDG 2008 jako kontrowersyjna (hipotetyczna) cząstka. Zob. również inne modele HRG: arXiv:1904.00959, 2108.10320 oraz model SU(3) PNJL: PR C99 (2019), 045201 opisujące "horn")

HSD:Bratkovskaya et al.:PRC 69 (2004) 054907 UrQMD:Bleicher et al.:arXiv:0805.0567 RQMD:Sorge et al.:NPA 498 (1989) 567 Hadron Gas:Cleymans et al.:PRC 60 (1999) 054908

Dane z NA49 arXiv:0710.0118



W 2010 pojawiła się praca J. K. Nayak et al. arXiv:1006.2972 w której struktura niemonotoniczna "horn" w $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ jest opisywana w ramach modelu mikroskopowego. Żeby tę strukturę opisać **model zakłada powstawanie fazy partonowej dla energii zderzenia powyżej** $\sqrt{s_{NN}} = 8.76$ GeV (scenariusz II). Jeśli taki stan partonowy nie jest zakładany to model pokazuje jedynie monotoniczny wzrost (scenariusz I). Uwaga: niemonotoniczna zależność w funkcji energii pokazana również dla Λ/π (zob. arXiv:1101.3187)



Od dekady "horn" jest odtwarzany również przez mikroskopowy model PHSD uwzględniający przejście fazowe (uwolnienie) do QGP oraz odzyskanie symetrii chiralnej. Rys. prawy z arXiv:1607.04073







$$E_{s} = (\langle \Lambda \rangle + \langle K + \overline{K} \rangle) / \langle \pi \rangle$$

E_s zawiera wkład od głównych nośników kwarków **s i anty-s** (a nie tylko od anty-s jak dla K⁺) więc najlepiej odzwierciedla proporcjonalność do strangeness/entropy

Żaden z modeli nie zakładających QGP nie opisuje prawidłowo E_s w danych A+A!

 E_{ς} przy RHIC nie pokazane bo nie obliczono całkowitej krotności hiperonów Λ

Uwaga: zarówno $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ jak i E_s są w przybliżeniu proporcjonalne do całkowita dziwność do entropii więc pokazują "horn", natomiast $\langle K^- \rangle / \langle \pi^- \rangle$ jest dodatkowo wrażliwy na gęstość barionową systemu i nie pokazuje "hornu". Szczegóły dla zainteresowanych w arXiv:0710.0118 (oraz w slajdach dodatkowych)

Rezultaty otrzymane przez NA49 są dobrze odtwarzane przez STAR (w ramach tzw. programu Beam Energy Scan); na QM 2011 pokazano również pierwszy punkt dla LHC który był zgodny z tendencją widoczną dla niższych energii i potwierdzał, że gwałtowne zmiany w produkcji hadronów widoczne są jedynie dla niskich energii SPS



Rys. prawy: ostateczne wyniki dla danych z BES (2017)

Rys. lewy: A. Rustamov, https://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confld=144745

 Wyniki zgadzają się z przewidywaniami SMES czyli istnieniem przejścia do QGP (*onset of deconfinement*) dla pośrednich energii SPS
 Powyżej energii uwolnienia (pomiędzy energiami 17.3 GeV i 2 760 GeV !!) mamy tylko gładkie zmiany własności QGP ze wzrostem energii



Wyniki eksperymentalne (Pb+Pb / Au+Au) zgodne z modelem SMES
 Zależność przewidywana przez J. Rafelskiego i B. Mullera niezgodna z danymi eksperymentalnymi dla zderzeń ciężkich jonów



Uczciwość nakazuje przypomnieć: to nie jest temperatura (ani samego fireballa ani nawet wymrożenia) tylko parametr nachylenia czyli: • dla A+A – temperatura wymrożenia kinetycz. (energia termiczna – lokalny, losowy ruch cząstek) + przepływ radialny

 dla p+p – temperatura wymrożenia (zakładając że p+p nie pokazują efektów kolektywnych tj. flow)

... ale wierzymy że ten *inv. slope* "T" w jakiś sposób odzwierciedla sytuację z wczesnej fazy zderzenia (fireball)



"Temperatura" (*inverse slope* parameter w rozkładzie m_{T})



Uwaga: model SMES założył fazę mieszaną (temperatura hadronizacji) z T_c = 200 MeV więc porównanie temperatur z modelem nie ma sensu ;-) (Ta temperatura może przekładać się na "temperaturę" (slope) wymrożenia termicznego)

... ale istnieją **ilościowe przewidywania modeli hydrodynamicznych** z dołożonym przejściem fazowym (I rodzaju) – zgadzają się z danymi NA49 !





NA49: PR C77, 024903 (2008) [arXiv:0710.0118] Modele hydro: Hama et al., Braz. J. Phys. 34, 322 (2004) Pomiary przy mid-rapidity dane Pb+Pb oraz Au+Au otwarte punkty – ujemnie naład. cząstki, zamknięte – dodatnio naład. cząstki





Rozkłady dla różnych typów cząstek pokazują tę samą strukturę: plateau przy energiach SPS (*mixed phase*?)

Wnioski: eksperyment NA49 znalazł granicę przejścia fazowego gaz-hadronowy \leftrightarrow QGP (QGP jest osiągana począwszy od pośrednich energii SPS w górę czyli dla top SPS, RHIC, LHC ...)



Ciekawy efekt! "Cień" struktur (albo "załamanie") odkrytych w Pb+Pb/Au+Au (horn, step) wydaje się być widoczny również dla p+p (NA61/SHINE)



Jeszcze jeden przykład, że coś ciekawego dzieje się przy pośrednich energiach SPS:



Minimum ("dale") w prędkości dźwięku c_s (softest point of EoS) w Pb+Pb/Au+Au w okolicach 30A GeV. Takie zachowanie było przewidziane m.in. dla przejścia fazowego 1-go rodzaju (z fazą mieszaną). Ciekawostka: dane NA61/SHINE pokazują, że dale może (spore niepewności) być widoczny również dla zderzeń p+p



Obliczenia na sieciach również pokazują minimum prędkości dźwięku w okolicy temperatury przejścia do QGP

← Rys. z pracy 1207.5999 (oryginalnie z S. Borsanyi et al. JHEP 1011, 077 (2010), arXiv:1007.2580)

$$c_s^2 = dp/d \varepsilon$$

p - ciśnienie

ε - gęstość energii





Nowsze i dokładniejsze obliczenia (drobniejsze sieci, większe N_t), S. Borsanyi, Z. Fodor, C. Hoelbling, S. D. Katz, S. Krieg, K. K. Szabo, PL B730, 99 (2014) [arXiv:1309.5258]

Many years ago, when the first ideas how to look for quark-matter were born, *it seemed that the energy threshold to deconfinement could be low.* (...). Just a little push and squeeze with *a few GeV beam* could perhaps be sufficient to lead to deconfinement. *This is where we are today, after a long and dramatic excursion to the very high RHIC energies.* (...) The simplest of all possible observables, the K^+/π^+ ratio shows a threshold between 20 and 30 A GeV projectile energy.

Let us cross our fingers that RHIC can and will run at a few GeV per beam. The existent detectors would in this environment produce very precise and have nearly full coverage in phase space for the data on strange hadron production, including resonances. This would with certainty resolve any doubt about QGP, both its formation and threshold as function of centrality and reaction energy. This will further lead to detailed understanding of the phases of QCD. This work will complement the LHC based study of perturbative QGP.

Program RHIC Beam Energy Scan był trakcie realizacji w latach 2010–2021

Plany na świecie dotyczące m.in. badania przejścia fazowego (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

Slajdy dodatkowe (dla zainteresowanych)

60

D
Początkowe slajdy – pomiar <u>rzeczywistych</u> fotonów bezpośrednich Ale jakikolwiek proces produkujący rzeczywisty foton może również tworzyć wirtualny foton \Rightarrow bada się również **spektra fotonów** bezpośrednich <u>wirtualnych</u> powstających **np.** w procesie **q+g** \rightarrow **q** + $\gamma^* \rightarrow$ **q** + **e**⁺**e**⁻ czyli mierzymy γ^* poprzez produkty rozpadu – parę e⁺e⁻

PHENIX – pomiar par e⁺e⁻ dla m_{e+e-}< 300 MeV/c² i 1 < p_T < 5 GeV/c przy najwyższej energii RHIC. **Dla Au+Au obserwuje się nadwyżkę par e⁺e⁻ nad źródłami hadronowymi** (rys. poniżej, prawy) i tę nadwyżkę przelicza się na ilość fotonów wirtualnych (nast. strony, przeliczenie – wzór 1 w arXiv:0804.4168)



linie – wkład od znanych źródeł hadronowych (*hadronic cocktail*)

Zakładamy (!!), że ta nadwyżka dla Au+Au jest wyłącznie z powodu konwersji fotonu wirtualnego na parę e⁺e⁻

Rysunki: arXiv:0804.4168v2, arXiv:0804.4309, QM 2008

Mając liczbę fotonów bezpośrednich wirtualnych przelicza się je na liczbę fotonów bezpośrednich rzeczywistych korzystając z:

Rys.



szczegóły wzoru w PHENIX, Nucl. Phys. A 774, 731 (2006)

Czyli mierząc γ^* pośrednio mierzymy γ . Dla p+p i d+Au – opisywane pQCD; dla Au+Au nadwyżka opisywana termiczne (termiczne fotony bezpośrednie)



Co to takiego
$$\gamma^{*}_{inclusive}$$
?
 $\gamma^{*}_{inclusive} = \gamma^{*}_{dir} + \gamma^{*}_{decays}$
 γ^{*}_{decays} np. z rozpadów Dalitza π^{0} (η^{0})
czyli wtedy gdy jeden foton jest
wirtualny $\pi^{0} \rightarrow \gamma^{*} \gamma \rightarrow e^{+}e^{-} \gamma$



Fotony bezpośrednie dane PHENIX arXiv:0804.4168v2



kolorowe krzywe dla p+p – obliczenia NLO pQCD kreskowane – fit potęgowy (ew. przeskalowany przez T_{AA} dla Au+Au); T_{AA} = $\langle N_{coll} \rangle / \sigma^{NN}_{inel}$ *Glauber nuclear overlap function* (pozwala porównywać różne systemy) **ciągłe czarne krzywe** – **eksponencjalny** (termiczne źródło!) + **potęgowy** (przeskalowany z p+p) **fit; parametrem tego fitu jest T – inverse slope części eksponencjalnej** (około 221 MeV)

Dla zderzeń Au+Au ta nadwyżka nad p+p jest typu eksponencjalnego w $p_T z$ inverse slope dla zderzeń centralnych $T_{eff} \approx 221 \text{ MeV}$ (rys. poniżej)



Uwaga: W pracach arXiv:0804.4168v1, arXiv:0804.4309, arXiv:0805.4644, arXiv:0903.0415 podano (powołując się na nowe prace teoretyczne), że w zderzeniach Au+A przy (top) RHIC termiczne fotony z fazy <u>partonowej</u> są dominującym źródłem fotonów bezpośrednich dla 1 < p_{T} < 3 GeV/c **cd.** dla zderzeń Au+Au ta nadwyżka nad p+p jest typu eksponencjalnego w p_T z inverse slope dla zderzeń centralnych T_{eff} (lub ozn. T_{avg}) = 221 ± 19(stat) ± 19(sys) MeV – arXiv:0804.4168v2 (T_{eff} reprezentuje temperaturę systemu uśrednioną po czasowo-przestrzennej ewolucji zderzenia. Uwaga: model gazu hadronowego / blast wave model (wykład 9) zakłada emisję <u>wszystkich</u> cząstek w momencie wymrożenia chemicznego / termicznego, natomiast ww. fotony są emitowane w czasie całego życia fireballa)

Jeśli mierzone fotony bezpośrednie w Au+Au mają pochodzenie termiczne to inverse slope T_{eff} ma związek z początkową temperaturą T_{init} gęstej materii



Znormalizowana nadwyżka dileptonów może być użyta do oszacowania czasu życia systemu, zgodnie z: R. Rapp and H. van Hees, arXiv:1411.4612

Wyniki na podstawie widm dielektronów w STAR (RHIC)



arXiv:1512.09329 (QM 2015)

Fig. 5. (Left) Acceptance-corrected di-electron excess invariant-mass spectra normalized by dN_{ch}/dy in minimum-bias Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 27, 39, 62.4$ and 200 GeV [26] and U+U collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 193$ GeV. Model calculations (red solid) with a broadened ρ spectral function which is the sum of QGP radiation contribution and in hadronic medium broadening [27] [28] is shown. (Right) Integrated di-electron excess invariant-mass spectra ($0.4 < M_{ll} < 0.75$ GeV/c) normalized by dN_{ch}/dy in different collision species and at different collision energies [26] [29] compared to the theoretical calculations of the fireball lifetimes [27].

Rys. z R.-A. Tripolt, arXiv:2001.11232 (QM 2019, przeglądowy)



"... data points reflect the life-time of the system, which gradually increases towards higher collision energies. Also this observable can be used to indicate a phase transition. In particular, a critical point is expected to show up as a peak in this excitation function since extra radiation will be generated when the system lives longer around such a second-order phase transition."



FIG. 1. The continuum limit of the singlet free energy F_S (left) and of the free energy $F_{Q\bar{Q}}$ (right). On the right and left, the black band and symbols show the T = 0 static $Q\bar{Q}$ energy V_S ; (right) the light gray band shows F_S at high temperatures and very short distances, where finite temperature effects are smaller than the statistical errors. The horizontal bands correspond to the $r \to \infty$ limit of F_S and $F_{Q\bar{Q}}$, i.e., $2F_Q$. The subtraction of $T \ln 9$ in the right panel is due to the normalization convention used for $F_{Q\bar{Q}}$ as discussed in the text.

Lattice QCD

A. Bazavov et al. Phys.Rev. D98 (2018), 054511 [arXiv:1804.10600]

Zob. też A. Bazavov, J. Weber, Prog. Part. Nucl. Phys. 116 (2021) 103823 [arXiv:2010.01873]



FIG. 2. The effective coupling obtained from the singlet free energy in the continuum limit and compared to the vacuum result (black band).

Quarkonia, the bound states of heavy quark-antiquark pairs have been played an important role for the understanding of the Quark-Gluon Plasma (QGP), particularly after the proposition by Matsui and Satz [1] that the suppression of quarkonium can be an important signal of the formation of QGP. One way to understand the propagation of quarkonia inside the plasma is by defining a thermal static quark-antiquark potential [2, 3]. The potential is defined by the following expression,

$$V(r,T) = i \lim_{t \to \infty} \frac{\partial \log W_T(r,t)}{\partial t}.$$
(1)

Here $W_T(r,t)$ is a thermal averaged Wilson loop in real-time. The potential is only defined if the above limit exists. At zero temperature, the existence of a potential follows from the transfer matrix argument. At finite temperature, however, the existence of the above limit is a non-trivial condition. In leading order Hard Thermal Loop (HTL) perturbation theory it has been found that a potential can be defined and in contrast to zero temperature the finite temperature potential is complex [2]. The real and imaginary part of the potential for $r \sim 1/m_D$ is given by ,

$$V_{re}(r) = -\frac{g^2 C_F}{4\pi} \left(\frac{e^{-m_D r}}{r} + m_D \right)$$

$$V_{im}(r) = \frac{g^2 C_F}{4\pi} T \int_0^\infty dz \, \frac{2z}{\left(z^2 + 1\right)^2} \left[1 - \frac{\sin z m_D r}{z m_D r} \right].$$
(2)

Here g is the QCD coupling constant at scale T and $C_F = 4/3$ for QCD. The real part is the Debye screened version of Coulomb potential with a Debye mass m_D , whereas the imaginary part is approaching zero at short distances and saturates at a long distance.

The singlet free energy $F_s(r, T)$ (black points) and real part of potential $V_{rs}(r, T)$ as function of r Bala, Kaczmarek, Larsen, Mukherjee, Parkar, Petreczky, Rothkopf, Weber, "The complex potential from 2+1 flavor QCD using HTL inspired approach", arXiv:2112.00664



Statystyczna hadronizacja (*statistical hadronization model*) Model alternatywny tłumaczący produkcję czarmonium

A. Andronic, QM 2014

Pary (c, anty-c) są rozpuszczone w QGP tak jak i lekkie kwarki. Kwarki powabne termalizują z całym systemem !

 Wszystkie obserwowane hadrony powabne są formułowane w momencie wymrożenia chemicznego a ich produkcje (krotności) mogą być obliczone w oparciu o całkowity przekrój czynny dla powabu (zob. różne przekroje → linie przerywane, czarne) oraz model termiczny (parametry termiczne). Niepewności modelu są z powodu nieznanego przekroju na produkcję (c, anty-c).



Both model categories reproduce the data $...d\sigma_{c\bar{c}}/dy$ values rather different: midrapidity: Stat. Hadr.: 0.3-0.4 mb

Transport: 0.5-0.75 mb (TAMU), 0.65-0.8 mb (Tsinghua)

Statistical hadronization model

Braun-Munzinger, Stachel, PLB 490 (2000) 196; NPA 789 (2006) 334, PLB 652 (2007) 259 all charm quarks are produced in primary hard collisions ($t_{c\bar{c}} \sim 1/2m_c \simeq 0.1 \text{ fm/c}$) ...survive and thermalize in QGP (thermal, but not chemical equilibrium) charmed hadrons are formed at chemical freeze-out together with all hadrons ("generation") ...no J/ ψ survival in QGP (full screening)

if supported by data, J/ψ looses status as "thermometer" of QGP ...and gains status as a powerful observable for the phase boundary

Charmonium in the statistical hadronization model



the generic prediction by the model is confirmed by data ALICE, arXiv:1311.0214 establishes charmonium as an ultimate observable of the phase boundary

A. Andronic, QM 2014



Figure 5. The centrality dependence of the nuclear modification factor of J/ψ production at the LHC. The model is compared to ALICE data [41], [42] at forward rapidity (2.5 < y < 4, upper panel for $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ and 5.02 TeV and lower-left panel for the ratio of the 2 energies) and at midrapidity (lower-right panel, for $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV and with predictions for 40 TeV [43]).

In this letter, we report on the measurement of J/ψ production in hadronic Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 2.76 TeV at very low $p_{\rm T}$ ($p_{\rm T} < 0.3 \,{\rm GeV}/c$). We find an excess in the yield of J/ ψ with respect to expectations from hadroproduction within suppression/regeneration scenarios. A plausible explanation is that the excess is caused by coherent photoproduction of J/ψ . In this process, quasi-real photons generated by the strong electromagnetic field of one of the lead nuclei interact coherently with the gluon field of the other nucleus, to produce a J/ψ . The coherence condition imposes a maximum transverse momentum for the produced J/ψ of the order of one over the nuclear radius, so the production occurs at very low $p_{\rm T}$. Coherent photoproduction is well known in Ultra-Peripheral Collisions (UPC) and has been studied also at the LHC [14, 15]. These measurements give insight into the gluon distribution of the incoming Pb nuclei over a broad range of Bjorken-x values, providing information complementary to the study of J/ψ hadroproduction in p–Pb and Pb–Pb collisions. However, coherent J/ψ photoproduction has never been observed in nuclear collisions with impact parameters smaller than twice the radius of the nuclei. Although the extension to interactions where the nuclei interact hadronically raises several questions, e.g. how the break-up of the nuclei affects the coherence requirement, we find no other convincing explanation. Assuming, therefore, this mechanism causes the observed excess, we obtain the corresponding cross section in the 30-50%, 50-70% and 70-90% centrality classes.

ALICE: PRL 116 (2016), 222301 [arXiv:1509.08802]

Wyniki dla 5.02 TeV \rightarrow zob. ALICE, arXiv:2204.10684

Duża nadwyżka w produkcji J/ ψ przy bardzo niskich p_T (p_T < 0.3 GeV/c). Uwaga: ten punkt to zderzenia peryferyczne (70–90%) !





Dodatkowe wyniki z ALICE dla Pb+Pb przy 5.02 TeV

górne: arXiv:1705.05810 (przeglądowa QM 2017) dolne: arXiv:1811.10881 (lewy) oraz arXiv:2001.11925, arXiv:2002.10793 (prawy)



Wyniki Y(1S) dla Pb+Pb przy 5.02 TeV \rightarrow zob. ALICE, arXiv:1805.04387

ALICE, JHEP 2002 (2020) 041 [arXiv:1909.03158]





Dodatkowe wyniki z ALICE dla Pb+Pb przy 5.02 TeV

ALICE, Phys. Lett. B 805 (2020) 135434 [arXiv:1910.14404]

Uwaga: dane w mid-rapidity o znacznie lepszej precyzji \rightarrow zob. L. van Doremalen (for ALICE), arXiv:2005.06648 \rightarrow zob. I. Lofnes (for ALICE), arXiv:2108.04524



Dodatkowe wyniki z ALICE dla Pb+Pb przy 5.02 TeV

Rys. z ALICE, Phys. Lett. B 849 (2024) 138451 [arXiv:2303.13361]

Prompt oraz non-prompt J/ ψ w Pb+Pb 5.02 TeV (mid-rapidity) \rightarrow zob. ALICE, JHEP 02 (2024) 066 [arXiv:2308.16125]



Wyniki z ALICE dla Xe+Xe przy 5.44 TeV

ALICE, Phys. Lett. B785 (2018) 419-428 [arXiv:1805.04383]

W granicach niepewności wyniki dla Xe+Xe i Pb+Pb są zgodne dla podobnych N_{part}



Zob. W. Shaikh (for ALICE), arXiv:1910.06695 \rightarrow wyniki dla Xe+Xe w mid-rapidity (1 punkt)





Wyniki z CMS dla Pb+Pb przy 5.02 TeV

CMS, arXiv:1712.08959

Dla zainteresowanych: wyniki ATLAS (5.02 TeV) w pracy: ATLAS, arXiv:1805.04077





Figure 5.1: Excitation function of the nuclear modification factor for inclusive- J/ψ production in central Au-Au collisions at RHIC and in Pb-Pb collisions at the SPS and LHC (left panel), and for $\Upsilon(1S)$ and $\Upsilon(2S)$ production in minimum-bias collisions Au-Au and Pb-Pb collisions at RHIC and the LHC, respectively (right panel); TAMU transport model calculations are compared to data from the NA50, STAR, ALICE and CMS collaborations; figures are taken from Ref. [95].

Produkcja J/ψ w funkcji energii (przy mid-rapidity |y|<1.0) jest podobna dla dla niskich i wysokich energii RHIC (Au+Au przy 39, 62.4, 200 GeV) – balans efektów tłumienia oraz rekombinacji (oba efekty rosną ze wzrostem energii ale działają w przeciwnych kierunkach)

Pokazano również punkt dla SPS (17.3 GeV) oraz LHC (2.76 TeV) Dane STAR – centralność 0–20%, dane ALICE – centralność 0–10%

Rys. z pracy STAR, Phys. Lett. B 771 (2017) 13 [arXiv:1607.07517]; zob. też wyniki STAR BES-II w pracy D. Neff (for STAR), arXiv:2405.20928



Wyniki STAR \rightarrow STAR, Phys. Lett. B 797 (2019) 134917 [arXiv:1905.13669] Zob. też pracę przeglądową arXiv:2105.11656

(prawie) pełen zakres p_T, mid-rapidity

wysokie p_T, mid-rapidity



Wyniki STAR p+Au, d+Au

→ zob. STAR, Phys. Lett. B 825 (2022) 136865 [arXiv:2110.09666]

The CERN lead beam program (1994-2002) at top SPS energy created the conditions and found the signatures predicted for a transient QGP state

- energy density \approx 3 GeV/fm³ at the early stage of the collision (NA49)
- enhancement of the production yields of strange particles factor 2 for total strangeness (NA49) up to factor 10 for Ω hyperons (WA95, NA47)
- anomalous (beyond CNM effects) suppression of J/ψ and ψ states as expected due to screening of the color force (NA50, NA60)
- indications of chiral restoration, manifesting in strong modification of the ρ^0 meson shape (NA45, NA60)

None of the signatures turned out to be unique for the QGP, thus NA49 proposed an energy scan in the SPS range to look for a sharp onset

 only NA49 participated in the complete scan, thus results are restricted to hadron production measurements

P. Seyboth: Onset of Deconfinement and Search for the Critical Point at the CERN SPS Energies
 42. International Symposium on Multiparticle Dynamics, Kielce, 16-21/9/2012

System size dependence of the

strangeness enhancement



 NA61/SHINE results on Ξ give new base-line for strangeness enhancement study in SPS energy range

Magdalena Kuich (University of Warsaw)

Strangeness and onset of deconfinement

CPOD, March 15–19, 2021 13 / 18

The strangeness enhancement factor E

$$E = \frac{2}{\langle N_W \rangle} \frac{dn/dy \left(A + A\right)}{dn/dy \left(p + p\right)},$$

Nucl. Phys. B111 (1976) 461



Strangeness and phase transition



Lightest strangeness carriers:

- relatively heavy kaons $(M > T_c)$ in the confined phase,
- relatively light strange quarks ($m \leq T_c$) in QGP.

Strangeness in Statistical Model of Early Stage tov model



Gaździcki, Gorenstein, Acta Phys.Polon. B30 (1999) 2705

Konaonik, Mar 14 2018



Dynamical Approach by Rafelski-Müller



Rafelski-Müller Dynamical Approach



- Equilibrium value reached in QGP \leftarrow fast strangeness production.
- No enhancement in the confined phase \leftarrow slow strangeness production in whole hadronic region.

Glendenning, Rafelski; Phys. Rev. C 31 (3) (1982) 823 Kuznetsova, Rafelski; Eur. Phys. J. C 51 (2007) 113

Maciei Lewicki (UW



Uwaga: nie wszystkie typy cząstek dziwnych pokazują strukturę typu "horn" – ujemne kaony NIE

Dane z NA49

arXiv:0710.0118

AGS SPS RHIC K⁻/π⁻ (y=0) NA49 **Mid-rapidity** \square NA44 ▲ AGS RHIC 0.2 0.1 10^{2} 10 $_{\rm JN}$ (GeV)

Produkcja kaonów ujemnych w stosunku do pionów ujemnych w zależności od energii dla akceptancji 4π oraz w okolicy mid-rapidity Uwaga: powody różnicy w produkcji $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ (horn) a $\langle K^- \rangle / \langle \pi^- \rangle$ (brak efektu) \rightarrow na następnych stronach

main strangeness carriers

przy energiach SPS (duże gęstości barionowe)

Dlaczego $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ pokazują "horn" a $\langle K^- \rangle / \langle \pi^- \rangle$ już nie?



sensitive to strangeness content only sensitive to strangeness content and baryon density

Różnica w produkcji (K⁺) i (K⁻) – z powodu różnej wrażliwości na gęstość barionową W zderzeniach jądrowych przy SPS hiperony lambda mają znaczący wpływ na produkcję całkowitej dziwności (anty-lambda już nie)

- W oddziaływaniach silnych dziwność produkuje się parami (kwarki s i anty-s)
- Kaony są najlżejszymi dziwnymi hadronami
- Wyprodukowane kwarki anty-s są po równo (reguła Szmuszkiewicza, sym. izospinowa)
 dzielone między K⁺ i K⁰ (antylambdy przy SPS są do zaniedbania), reszty cząstek
- dziwnych z kwarkami anty-s jest bardzo mało (około 5% rozważając "open strangeness")
 kwarki s natomiast muszą być podzielone nie tylko między K⁻ i antyK⁰ ale też lambdy (przy top SPS lambdy potrafią "zabrać" 50% kwarków s)
- Produkcja hiperonów Λ (bariony) zależy nie tylko od wyprodukowanej w systemie dziwności ale też od gęstości barionowej a ta zależy od energii i mocno różni się między SPS i RHIC
- Jako, że to ile wyprodukuje się K⁻ i antyK⁰ zależy od tego ile kwarków s dla siebie wezmą lambdy więc w konsekwencji produkcja K⁻ i antyK⁰ również będzie zależeć nie tylko od ilości kwarków s w systemie ale i od gęstości barionowej chociaż zależność od gęstości barionowej będzie odwrotna niż w przypadku Λ
- Podsumowując: K⁺ i K⁻ mają inne wrażliwości na gęstość barionową
- Dlatego zarówno $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ jak i E_s są w przybliżeniu proporcjonalne (przy SPS ta proporcjonalność jest z dokładnością do 5%) do całkowitej liczby kwarków s i anty-s w stosunku do pionów (piony = miara entropii) czyli proporcjonalne do zaproponowanego przez SMES stosunku całkowita dziwność / entropia. $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ i E_s pokazują więc "horn", natomiast $\langle K^- \rangle / \langle \pi^- \rangle$ jest dodatkowo wrażliwy na gęstość barionową systemu i nie pokazuje "hornu"
- E_s zawiera wkład od głównych nośników kwarków s i anty-s (a nie tylko od anty-s jak dla K⁺) więc najlepiej odzwierciedla proporcjonalność do strangeness/entropy

cd. dlaczego $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ pokazują "horn" a $\langle K^- \rangle / \langle \pi^- \rangle$ już nie?



Strange definitions & approximations

Wanted: experimental measure of strangeness / entropy

Strangeness production:

 $\langle N_{s\overline{s}} \rangle$ – number of $s - \overline{s}$ pairs produced in a collision.

$$\begin{aligned} \mathbf{2} \cdot \langle \mathsf{N}_{\mathsf{s}\overline{\mathsf{s}}} \rangle &= \langle \mathsf{A} + \overline{\mathsf{A}} \rangle + \langle \mathsf{K} + \overline{\mathsf{K}} \rangle + \langle \phi \rangle + \overset{\text{multistrange hyperons}}{& \\ \mathbf{2} \cdot \langle \mathsf{N}_{\mathsf{s}\overline{\mathsf{s}}} \rangle \approx \langle \mathsf{A} \rangle + \langle \mathsf{K} + \overline{\mathsf{K}} \rangle \end{aligned}$$

Entropy production $\propto \langle \pi \rangle$

The experimental ratio defined as:

$$\mathsf{E}_{\mathsf{S}} = \frac{\langle \mathsf{A} \rangle + \langle \mathsf{K} + \bar{\mathsf{K}} \rangle}{\langle \pi \rangle} \qquad \left(\approx \ \frac{2 \cdot \langle \mathsf{N}_{\mathsf{S}\bar{\mathsf{S}}} \rangle}{\langle \pi \rangle} \propto \frac{\mathsf{N}_{\mathsf{S}\bar{\mathsf{S}}}}{\mathsf{S}} \right)$$

Strange definitions

Strangeness production:

 $\langle N_{s\overline{s}} \rangle$ – number of **s**- \overline{s} pairs produced in a collision.

The experimental ratio:

It is convenient to study the ratio E_s in this form, as the identification of charged hadrons is relatively easy.



- Consistent results for s and s quarks.
- Energy dependence of strangeness is changing at 30 AGeV.





- Maximum in strangeness/ π ratio.
- Not reproduced by hadron gas models.
- Can be described assuming the onset of deconfinement.



Michael K. Mitrovski

Critical Point Workshop - Seattle - August 2008

s-quark carriers :

s-quark carriers :



Figure 4: The CE temperature (left) and pressure (right) as function of collision energy are shown by the solid lines. The dashed lines correspond to the GCE result presented in Fig. 2



SMES używał GCE do opisu prod. entropii i dziwności w A+A. Do modelowania p+p potrzeba ścisłego zachowania dziwności (CE)

 \rightarrow zob. takie **rozszerzenie SMES** w pracy Poberezhnyuk, Gaździcki, Gorenstein, arXiv:1502.05650

Podobne struktury oczekiwane dla CE !



Figure 5: (a): The CE $(A_p = 1)$ ratio of entropy densities s_i/s_Q with *i* referring to the W (solid line), Q (horizontal solid line), and mixed (dashed line) phases as a function of the collision energy. The full circles correspond to the beginning and end of the mixed phase given by Eq. (29) and Eq. (30), respectively. (b): The CE strangeness to entropy ratio as a function of the collision energy. The solid line corresponds to $A_p = 1$ and the dashed line to $A_p \gg 1$ which coincides with the GCE results presented in Fig. 3 (b). The dashed-dotted and dotted lines show the CE results for $A_p = 3$ and 5, respectively.

Proton-proton interactions and onset of deconfinement (NA61/SHINE)



 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

Resonance-string model
 (UrQMD) fails to reproduce data

NA61/SHINE, arXiv:1912.10871

Model Statystyczny Wczesnej Fazy (SMES) a energia uwolnienia

Czy możemy jeszcze dokładniej oszacować próg energetyczny dla uwolnienia?

Motywacja: Statistical Model of the Early Stage (SMES)

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



• Przejście fazowe (pierwszego rodzaju) do QGP między energiami "top AGS" a "top SPS" $\sqrt{s}_{_{NN}}\approx7$ GeV

• Liczba wewnętrznych stopni swobody (*ndf*) wzrasta HG \rightarrow QGP (aktywacja partonowych stopni swobody)

• Całkowita entropia i całkowita dziwność są takie same przed i po hadronizacji (nie może się zmniejszyć QGP \rightarrow HG)

- Masa nośników dziwności zmniejsza się HG \rightarrow QGP (m_{A, K, ...} > m_s)
- Stała temperatura i ciśnienie w fazie mieszanej

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 $\langle \pi \rangle = 1.5(\langle \pi^+ \rangle + \langle \pi^- \rangle) \qquad F \simeq \sqrt{\sqrt{s_{MN}}}$ horn: spadek mas nośników dziwności (wzrost→saturacja) i stosunku dziwności do entropii (spadek) Ostry pik obserwowany dla √s_{NN} = 7.6 GeV; załamanie w

 $p\textbf{+}p \rightarrow \text{PRC}$ 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 $p \text{+} p \rightarrow \text{PRC}$ 102 (2020) 1, 011901



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}= $13A - 150A/158 \text{ GeV/}c \Leftrightarrow \sqrt{s_{_{NN}}} = 5.1 - 16.8/17.3 \text{ GeV}$





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
- Struktura step dla wszystkich systemów
- Xe+La dla wszystkich energii wkrótce

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





Kompilacja (2025) wyników NA61/SHINE (p+p, Be+Be, Ar+Sc, Xe+La) i NA49 (C+C, Si+Si, Pb+Pb)

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

onset of deconfinement

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



NA61/SHINE, Eur. Phys. J. C 84 (2024) 4, 416 [arXiv:2308.16683]; Xe+La: O. Panova (for NA61/SHINE), Quark Matter 2023 (plakat)

0.3 ©≈ T(K) (MeV) 250 - 150A GeV/c150A GeV/c K^+/π^+ (y = 200 0.2 ¢ 150 0.1 Xe+La Pb+Pb C+C Xe+La C+C Be+Be Be+Be Ar+Sc Pb+Pb Ar+Sc p+p100 10^{2} 10^{2} 10 $\langle W \rangle$ 10 $\langle W \rangle$

Kompilacja (2025) wyników NA61/SHINE (p+p, Be+Be, Ar+Sc, Xe+La) i NA49 (C+C, Si+Si, Pb+Pb)

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





 $(p+p \approx Be+Be) \leq Ar+Sc \leq (Xe+La \approx Pb+Pb)$

NA61/SHINE p+p, 0-20% Be+Be, 0-10% Ar+Sc and refs. to world data and models: see NA61, EPJC 84 (2024) 416; NA61 0-10% Xe+La (7.6 GeV), 0-20% Xe+La (16.8 GeV), 0-7.2% Pb+Pb (7.6 GeV): NA61 preliminary; $T, K^+/\pi^+(y \approx 0)$ in Xe+La for 0.4 < y < 0.6; T in NA61 Pb+Pb for 0.8 < y < 1.0

K. Grebieszkow (for NA61/SHINE) Quark Matter 2025



Andronov, Kuich, Gaździcki, Universe 9 (2023) 2, 106

PHSD – resonances, strings, and QGP SMASH – resonances and strings

 K^+/π^+ versus $\langle W \rangle$ at 7.7 GeV – smooth increase (resonance region); approaching equilibrium? weakening of canonical suppression? increasing role of chiral symmetry restoration?

 K^+/π^+ versus (W) at 17 GeV – jump from strings to QGP ("onset of QGP fireball"); strings to QGP collapse [Kalaydzhyan, Shuryak, PRC 90 (2014) 014901, PRD 90 (2014) 025031]

Diagram of high-energy nuclear collisions in 2017 (left) and 2022 (right)





Opis ww. danych w ramach modelu statystycznego \rightarrow zob. J. Cleymans et al. arXiv:2010.02714

Ciekawy wynik ALICE (LHC): wzmocniona produkcja multidziwnych hadronów w zderzeniach p+p (oraz p+Pb) o wysokich krotnościach

W zderzeniach p+p o najwyższych krotnościach produkcja multidziwnych cząstek (skalowana do produkcji pionów) osiąga wartości podobne jak w zderzeniach Pb+Pb, czyli tam gdzie jest tworzona QGP

← Nature Physics (2017) doi:10.1038/nphys4111

Poniżej: uaktualnione wyniki ALICE, PR C99 (2019), 024906



... oraz najnowsze wyniki ALICE uwzględniające p+p przy 13 TeV i Pb+Pb przy 5.02 TeV

ALICE, Eur. Phys. J. C 80 (2020) 8, 693 [arXiv:2003.02394]

O. V. Rueda (for ALICE), arXiv:2001.03156





Phys. Rev. Lett. 75, 1040 (1995)

Przejście fazowe materii jądrowej obserwowane przy niskich energiach

nuclear liquid \rightarrow gas phase transition

FIG. 2. Caloric curve of nuclei determined by the dependence of the isotope temperature T_{HeLi} on the excitation energy per nucleon. The lines are explained in the text.