Katarzyna Grebieszkow

Wydział Fizyki Politechniki Warszawskiej Zakład Fizyki Jądrowej Pracownia Reakcji Ciężkich Jonów

"Fizyka zderzeń ciężkich jonów" semestr letni 2023/2024

Wykład 13

Produkcja jetów w zderzeniach jądrowych:

- 1. Czynnik modyfikacji jądrowej,
- 2. Korelacje dwucząstkowe w kącie azymutalnym.

Jet: zlokalizowana (skierowana w jedną stronę) grupa cząstek pochodząca z fragmentującego partonu (kwarka lub gluonu) **o wysokiej energii (pędzie); spray hadronów**

dijet w zderzeniach e⁺ + e⁻

 $e^+e^-(wymiana \gamma^*, Z^{0(*)}) \rightarrow q \bar{q} \rightarrow hadrony$

Detektor DELPHI przy LEP w CERN – zderzenie elektron+pozyton (QED)

fragmentacja powstałych kwarków w hadrony







Wysokoenergetyczne kolorowe cząstki (q, anty-q) wyprodukowane w zderzeniu oddalają się od siebie i ulegają fragmentacji (zgodne z modelem strunowym; fragmentację opisuje np. model PYTHIA) aż dochodzą do stanu końcowego składającego się z pozbawionych koloru hadronów

Dijet w zderzeniach p+p

Gdy energia zderzenia p+p / N+N staje się wysoka to coraz częściej zamiast miękkiego oddział. zdarza się twarde rozpraszanie (duże przekazy Q²) na poziomie pojedynczych partonów (nadlatujące kwarki lub gluony)

Proces jest dwuetapowy:

1. powstanie pary <u>np.</u> kwark-antykwark (mają duże pędy)

2. fragmentacja na hadrony (hadronizacja)
 Przekrój na produkcję jetów gwałtownie rośnie ze wzrostem energii zderzenia! ⇒ jeden z głównych i pierwotnych powodów zbudowania RHIC
 Produkcję jetów można policzyć z pQCD







uwaga: twarde rozpraszanie dotyczy nie tylko kwarków ale i gluonów (generalnie partonów)

Leading Particle

Jety w zderzeniach A+A



q, g \rightarrow hadrony (hadronizacja)

Jety (pęki hadronów) w zderzeniach A+A powstają w wyniku procesów twardych N+N (p+p, p+n, n+n)

na początku ewolucji układu (o ile energia w ogóle jest wystarczająca) tzw. dijety powstają w wyniku gg → gg, qg → qg, gg → q anty-q

Badanie produkcji jetów → m.in. testowanie teorii oddziaływań silnych (QCD)

Jest jednak problem...

Jak wśród wielu zderzeń N+N tworzących zderzenie A+A znaleźć takie które miały oddziaływanie twarde (jest ich mało, czasami wcale) i jak w tym gąszczu znaleźć cząstki pochodzące z takich dwóch skolimowanych jetów? Czyli jak wśród tysięcy cząstek z miękkich oddziaływań znaleźć niewielki procent tych z jetów?



 Przy SPS "twarde" zderzenia możliwe właściwie tylko w pierwotnym zderzeniu (w bardzo wczesnym stadium)

- Przy RHIC/LHC możliwe "twarde" zderz. również w czasie oddziaływań wtórnych
- Przy SPS najcięższe pary kwarków jakie mogą powstać w twardym oddziaływaniu to c anty-c (czyli np. q bar-b \rightarrow c anty-c)



Uzupełnienie:

Minijety – pary partonów w przeciwnych kierunkach ale z niższym p_⊤ (≥ 2 GeV) czyli dolny limit na procesy twarde. Produkcja minijetów może być (ciągle) otrzymana z pQCD. Ciężko je odróżnić od cząstek z oddziaływań miękkich. Ich produkcję symuluje np. HIJING



Ciekawostka: przy energiach LHC jest możliwa (choć bardzo rzadko) produkcja więcej niż jednej pary jetów w pojedynczym zderzeniu p+p

Jak można badać jety w zderzeniach A+A?

Przypomnienie z początkowych wykładów:



bulk = soft scattering (małe q², poziom hadronowy(?), ale one przecież też składają się z partonów, brak opisu w pQCD, modele strun)

tail = hard scattering (duże q², poziom partonowy)

Ale podział między twardymi i miękkimi procesami nie jest łatwo i sztywno definiowalny

W zderzeniach p+p (dotyczy to także A+A) zarówno miękkie jak i twarde procesy mają największe prawdopodobieństwa przy małych/średnich p_{τ} ale

 p_{τ} poniżej 1 GeV/c – prawie wyłącznie miękkie

 p_{τ} powyżej 1–2 GeV/c – prawie wyłącznie twarde ⇒

małe/średnie p_{T} (do kilku GeV) = procesy miękkie + twarde

duże (powyżej kilka GeV/c) p_{τ} = już tylko same twarde

⇒ jeśli interesują nas twarde oddziaływania (np. badanie jetów) to skupiamy się na wysokich p_{τ}

Dla cząstki o np. $p_{\tau} = 10$ GeV/c jest o rzędy wielkości bardziej prawdopodobne, że pochodzi z twardego procesu a nie z jakiegoś miękkiego

Jeśli interesuje nas badanie cząstek pochodzących z jetów hadronowych (cząstki z fragmentacji wysokoenergetycznych partonów) \rightarrow idziemy do dużych pędów poprzecznych

Nas interesuje badanie jetów w A+A i porównywanie ich ze zderzeniami p+p czy p+A. Jak to zrobić? Na pierwszy rzut oka niewiele widać...



Żeby porównać spektra p+p, p+A z tymi z A+A wprowadza się czynnik modyfikacji jądrowej (nuclear modification factor) R Nuclear Modification Factor:

$$R_{AA}(p_T) = \frac{1}{N_{coll}^{AA}} \frac{d^2 N^{AA} / dy dp_T}{d^2 N^{pp} / dy dp_T}$$

 $R_{AA}(p_{T}) = \frac{1}{N_{coll}^{AA}} \frac{(Invariant yield)_{AA}}{(Invariant yield)_{pp}}$

 $R_{AA}(p_{T})$ binary scaling $R_{AA} = 1 \text{ (twarde)}$ R_{AA} < 1 (miękkie)
particip. scaling $0 \quad 2 \quad 4 \quad 6 \quad p_{T}$

Przypomnienie:

Miękkie procesy – skalują się z N_w, N_{part} (*participant scaling, wounded scaling*) **Twarde procesy** (m.in. produkcja jetów) – skalują się z N_{coll} (*binary collisions scaling*)

Czego się spodziewamy? Zgodnie z definicją R_{AA}:

 $R_{AA}(p_T)$ < 1 dla cząstek których produkcja skaluje się z liczbą partycypantów (zranionych nukleonów) czyli dla cząstek z miękkich oddziaływań $R_{AA}(p_T)$ = 1 dla cząstek których produkcja skaluje się z liczbą zderzeń binarnych czyli dla cząstek z twardych oddziaływań (np. pochodzących z jetów) ⇒ w miarę wzrostu p_T (wzrost wkładu od jetów i zanikanie kontrybucji od miękkich procesów) R_{AA} powinno się saturować na wartości 1 Oprócz R_{AA} wprowadza się również R_{CP} dla porównania danych centralnych i peryferycznych

$$R_{CP}(p_T) = \frac{d^2 N^{CENTRAL} / dy dp_T / N_{coll}^{CENTRAL}}{d^2 N^{PERIPHERAL} / dy dp_T / N_{coll}^{PERIPHERAL}}$$

Ciekawostka: pomiar R_{CP} zamiast R_{AA} pozwala minimalizować efekty takie jak Cronin (patrz kolejne slajdy)

$$R_{CP}(p_{T}) = \frac{N_{coll}^{PERIPH}}{N_{coll}^{CENTRAL}} \frac{(Invariant yield)_{CENTRAL}}{(Invariant yield)_{PERIPH}}$$

• We wzorze na R_{AA} symbol A oznacza dowolne jądro więc można zapisać dla A=deuteron + B=złoto R_{dAu}

$$R_{AA} = \frac{\text{"hot/dense QCD medium "}}{\text{"QCD vacuum "}}$$
$$R_{p(d)A} = \frac{\text{"cold QCD medium "}}{\text{"QCD vacuum "}}$$

 $N_{coll} = N_{binary}$

• Uwaga: można również spotkać nieco inne wzory:

$$R_{AA}(p_{T}) = \frac{1}{T_{AA}(b)} \frac{d^{2} N^{AA} / dy dp_{T}}{d^{2} \sigma^{pp} / dy dp_{T}} \qquad \mathbf{T}_{AA} \quad (\text{lub } \mathbf{T}_{AB}) \text{ to tzw. nuclear thickness function} \\ \mathbf{T}_{AA} = \langle \mathbf{N}_{coll} \rangle / \mathbf{\sigma}_{inel}^{p+p}$$

Czego się spodziewaliśmy i co dostaliśmy (przy top RHIC):



Wyjaśnienie:

R_{AA}(p_T > około 2 GeV/c) > 1 np. dla naład. hadronów dla d+Au przy RHIC ale i w

niektórych przypadkach dla A+A tylko że przy niższych energiach (np. SPS) oraz dla bardzo peryferycznych Au+Au przy RHIC to tzw. efekt Cronina (przy SPS efekt Cronina gra większą rolę)

R_{AA}(duże p_T) = 1 brak efektów jądrowych, np. peryferyczne Au+Au przy RHIC

R_{AA}(duże p_T) < 1 efekt medium jądrowego (efekt tłumienia jetów w gęstej materii jądrowej), centralne Au+Au przy RHIC</p>



Wyniki uzyskane przez PHOBOS (top RHIC) – czynnik modyfikacji jądrowej w funkcji p₋ dla d+Au

rysunek dla **naładowanych hadronów**, $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ (top RHIC) nucl-ex/0306025 (dość stare dane, duże błędy, mały zakres p_T)

 R_{dAu} dla d+Au (i peryferyczne i centralne) saturuje się w okolicach 1 już przy p_T = około 2 GeV/c

 \Rightarrow skalowanie z liczbą zderzeń binarnych rzeczywiście ma sens przy wyższych pędach poprzecznych



Wyniki uzyskane przez BRAHMS (top RHIC) – dla Au+Au

• podobna zależność dla peryferycznych Au+Au i danych d+Au (pop. strona) – saturacja dla dużych pędów poprzecznych

 podobne zachowanie i dla mid-rapidity i dla forward-rapidity (muszą być te same mechanizmy produkcji)

centralne Au+Au wykazują odchylenie od skalowania z liczbą oddziaływań binarnych: R_{AuAu}(duże p_T) < 1

Podobne wyniki uzyskano we wszystkich czterech eksperymentach przy RHIC; tu dane PHENIX dla d+Au i centralnych Au+Au

Tu dodatkowo <u>b. dobrze</u> (dla naładowanych hadronów) widać tzw.

efekt Cronina czyli wzrost czynnika modyfikacji jądrowej powyżej 1 dla średnich/wyższych p_τ

 $R_{dAu}(p_T > około 2 \text{ GeV/c}) > 1$

Zob. też wyniki π^0 PHENIX dla p+Au, d+Au oraz ³He+Au (MB, centralne, peryferyczne) \rightarrow McGlinchey (for PHENIX), NPA 967 (2017) 19-26 [arXiv:1704.04568]

Zob. też π^0 i ϕ dla p+Al, p+Au, d+Au, ³He+Au (różne centralności) \rightarrow PHENIX, PRC 105 (2022) 6, 064902 [arXiv:2111.05756]; PHENIX, PRC 106 (2022) 1, 014908 [arXiv:2203.06087]

Zob. też π^{\pm} , K[±], (p+anty-p)/2 dla centralnych p+Al, d+Au, ³He+Au oraz Cu+Au, Au+Au, U+U \rightarrow PHENIX, PRC 109 (2024) 5, 054910 [arXiv:2312.09827]



Efekt Cronina (np. dla p+A, d+Au) – jest najprawdopodobniej spowodowany <u>początkowym</u> (jeszcze przed zderzeniem twardym parton+parton) wielokrotnym niskopędowym rozpraszaniem elast. (*multiple low-momentum scattering*) partonu (z nukleonu pocisku) na innych nukleonach tarczy, które spotka przed właściwym oddziaływaniem twardym \rightarrow U. Heinz

To rozpraszanie "transportuje" energię z ruchu wzdłuż osi wiązki na ruch poprzeczny i dlatego zwiększona produkcja cząstek ze średnimi/i wysokimi p_{T} (czyli przed właściwym oddział. twardym parton ma już jakieś niezerowe p_{T} a nie tylko p_{L} z wiązki)







Dane PHENIX (+ STAR) dla d+Au i centralnych Au+Au

Różnica między naładowanymi hadronami oraz neutralnymi pionami oraz mezonem η

 R_{AA} dla dużych p_T pokazuje to samo tłumienie dla π⁰ oraz η mimo że masa η jest jest sporo większa niż masa π⁰ ⇒ partonowa natura tłumienia?!

R_{AA} dla fotonów bezpośrednich nie jest tłumione (fotony nie oddziałują silnie z medium; tylko oddział. elektromagnetyczne; prawie bez zaburzeń opuszczają medium

Rys. arXiv:0901.0910

Naładowane hadrony, $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$

(top RHIC) nucl-ex/0306024



Naładowane piony,

 $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV (top RHIC)

STAR, PLB 655 (2007) 104 STAR, PRL 97 (2006) 152301

STAR, PRL 91 (2003) 072304

Wzmocnienie Cronina powinno zanikać dla $\textbf{p}_{_{T}}\rightarrow\infty$

Wyniki uzyskane przez STAR – dla Au+Au w porównaniu do d+Au

• centralne Au+Au wykazują odchylenie od skalowania z liczbą oddziaływań binarnych: R_{AuAu} (duże p_T) < 1 czyli tłumienie cząstek o wysokich pędach poprzecznych

- d+Au w obszarze średnich p_T pokazują efekt Cronina
- Na rys. lewym dane minimum d+Au bias przesunięte o 100 MeV/c w prawo żeby było lepiej widać

Na tej stronie tylko (poza symbolami plusa) centralne Au+Au



Silne tłumienie: powyżej p_⊤ około 5 GeV/c tłumienie o czynnik ok. 5 (spadek R_{AA} do ok. 0.2) w porównaniu do superpozycji niezależnych p+p – takiego tłumienia nie zaobserwowano przy SPS ! Supresja jest unikalna dla RHIC (i LHC → zob. dalej)

Hadrony o wysokich p_{τ} w centralnych zderzeniach Au+Au przy top RHIC są tłumione

Efektu tłumienia nie widać dla fotonów bezpośrednich – fotony nie oddziałują silnie z tworzonym medium (uciekają z medium), nie tracą energii przy przejściu przez gęstą materię jądrową ⇒potwierdzenie że jest to efekt w stanie końcowym spowodowany przejściem przez gęste medium

Rys. z arXiv:1102.2495

Tłumienie cząstek o wysokich p_{τ} wzrasta wraz z przejściem do bardziej centralnych (tu nie pokazano) oraz z energią (dla najbardziej centralnych)

Takiego tłumienia cząstek o wysokim p $_{\rm T}$ jak przy top RHIC nie zaobserwowano przy SPS !

Ale z drugiej strony brak widocznego tłumienia przy SPS ($R_{AA} < 1$) może być również z powodu sztucznego zawyżania R_{AA} przez efekt Cronina (do sprawdzenia m.in. w NA61/SHINE)



Top RHIC (200 GeV), centralne Au+Au

żółta linia – teoretyczne obliczenia przy założeniu że parton o wysokim p_{τ} traci energię na wypromieniowanie gluonów (*gluon radiation*) w gęstym medium

- Silne tłumienie (faktor 5), ale
- nie widziane dla fotonów (nie oddziałują silnie z medium) ⇒ tłumienie jest efektem stanu końcowego (strata energii partonu przy przejściu przez gęste medium → zob. dalej)

Gęstość gluonów w medium (y – rapidity) dN^g/dy ≈ 1400 ⇔ T ≈ 400 MeV

d'Enterria, NP A827, 356c (2009)

Prawy: późniejsze wyniki (2009) są jeszcze bardziej dokładne. Tłumienie cząstek o wyższych p_T jest większe dla bardziej centralnych zderzeń (góra, tu 0–5%) Rys. arXiv:0908.1747 (QM 2009)



A co na to ciężkie kwarki ('c' i 'b'):

Przyp.: ciężkie kwarki są produkowane w najwcześniejszej fazie w wyniku procesów perturb. Ciężkie kwarki ('c' i 'b') wydają się również termalizować i pokazują takie samo osłabienie (dla wysokich p_τ) i podobnego rzędu przepływ eliptyczny (wykład 11) jak lekkie



Tu w PHENIX ciężkie kwarki były analizowane pośrednio poprzez tzw. nonphotonic electrons czyli semi-leptonowe rozpady mezonów D i B (np. $D^0 \rightarrow e^+ K^- v_a$)

Ciężkie kwarki ('c' i 'b'): 1. płyną z materią; z tzw. "*bulk matter*" (rys. dolny, wykład 11) prawie tak silnie jak lekkie kwarki

2. są tłumione przy dużych p_T (rys. górny, widać osłabienie niefoton. elektronów dla dużych p_T); uwaga: osłabienia e_{HF} nie widać dla Au+Au przy energii 62.4 GeV (arXiv:1503.01790)

Górny: R_{AA} dla niefotonowych elektronów

(z rozpadów cząstek zaw. kwarki 'c' i 'b') i dla pionów w centralnych Au+Au, top RHIC

Dolny: flow dla niefotonowych elektronów w min. bias Au+Au, top RHIC. Rys. z arXiv:0901.0910; końcowe wyniki: PHENIX, **PR C84 (2011) 044905**

Podobne wyniki są też dla STAR \rightarrow zob. np. B. Trzeciak, arXiv:1409.3410 (WWND 2014)

Bezpośredni pomiar mezonów D (top RHIC)

Dane z roku 2014 \rightarrow pomiar mezonów D z topologii rozpadów: D⁰ (anty-D⁰) $\rightarrow \pi^{+-} K^{-+}$ oraz D⁺⁻ $\rightarrow \pi^{+-} \pi^{+-} K^{-+}$) przy użyciu detektora **Heavy Flavor Tracker** (HFT). Wcześniejsze wyniki D⁰ \rightarrow STAR, PRL 113 (2014), 142301 oraz Erratum: STAR, PRL 121 (2018) 229901

Mezony D, podobnie jak lekkie cząstki oraz HF elektrony (z rozpadów cząstek zawierających kwarki 'c' i 'b'), pokazują efekt tłumienia dla dużych p_{τ}



Oczekiwane straty energii (dla $E_{parton} = const.$) z powodu promieniowania hamowania (*induced* gluon radiation) w gęstym kolorowym medium: $\Delta E_{rad}(g) > \Delta E_{rad}(q_{light}) > \Delta E_{rad}(c) > \Delta E_{rad}(b)$

Ale dla top RHIC tłumienie jest podobne dla lekkich (π) i ciężkich (mezony D^o) cząstek

 D_s^{+-} w STAR \rightarrow zob. M. Nasim (for STAR), arXiv:1801.04164 (CPOD 2017) lub slajdy dodatkowe: dla $p_T > 5$ GeV/c R_{AA} mezonów D_s^{+-} jest podobne jak dla K_s^{0} , dla mniejszych p_T (2.5–4 GeV/c) tłumienie słabsze niż dla K_s^{0} (R_{AA} większe)

Uzupełnienie:

 Mierzone spektra w Pb+Pb (Au+Au) – kombinacja przynajmniej dwóch efektów: Cronina i supresji jetów

 Mierzone spektra w p+A (d+Au) – tylko efekty "zimnej" materii jądrowej czyli m.in. Cronina (wzmocnienie), efekt "shadowing" oraz EMC (modyfikacja rozkładu partonów w nukleonach które są związane w jądrze (A) w porównaniu z rozkładem jaki mają w swobodnym nukleonie)
 Mierzone spektra w p+p – brak zarówno efektów zimnej materii (m.in. Cronina) jak i tłumienia jetów

⇒ Dla pełnego zrozumienia badanie p+A jest również bardzo potrzebne!



Czego na razie dowiedzieliśmy się z badania R_{AA} ?

W zderzeniach centralnych Au+Au przy top RHIC cząstki o dużych p_{τ} są

tłumione. Ale przy dużych p_T są właściwie jedynie cząstki pochodzące z jetów \Rightarrow Jety są tłumione w centralnych zderzeniach Au+Au w porównaniu ze zderzeniami p+p. Jako, że nie obserwuje się tego przy zderzeniach d+Au prawdopodobnie jest to efekt gorącego i gęstego medium przez które przechodzą partony lub już hadrony (cząstki z jetu) – **strata energii partonów(?)/hadronów(?) w gęstej materii**

Próba interpretacji:

Cząstki o wysokim p_T tworzone są z fragmentacji partonów (kwarki lub gluony)

przy skalach czasowych rzędu $\tau_{_{\rm frag}} \thickapprox {\sf E}$ / $\Lambda_{_{\rm QCD}} \ge {\sf R}$

- E energia partonu
- R typowy rozmiar hadronu (rzędu 1 fm)

(arXiv:1304.1452)

Dla energii powyżej 5 GeV skala czasowa fragmentacji jest około 20 fm/c (dużo! Bo np. typowy czas życia QGP to rzędu kilku fm/c). Czyli w zderzeniach ciężkich jonów parton zanim fragmentuje ma szansę przejść przez cały obszar QGP gdzie może tracić energię

W QCD straty energii wysokoenergetycznego partonu (E_{parton}>>1 GeV) tj. kwarka lub gluonu są zdominowane przez promieniowanie gluonów (*induced gluon radiation*) wywołane wielokrotnym rozpraszaniem partonu na ładunkach kolorowych w medium (medium o dużej gęstości ładunku kolorowego) Zaproponowano więc, że to <u>partony</u> przy przejściu przez materię tracą energię/pęd na skutek promieniowania hamowania (emisja gluonów) i dlatego redukcja w dużym p_T (p_T = p sinθ) zarówno samych partonów jak i ich późniejszych fragmentów (hadrony) – <u>tłumienie jetów (jet quenching</u>)



produkcja jetów w wyniku twardego rozpraszania N+N

schemat idei tłumienia jetów w A+A; tłumienie w gęstej materii (QGP) tworzonej przez resztę systemu

Tłumienie spektrum p_T lekkich hadronów przy dużych p_T jest zwykle tłumaczone jako radiacyjne straty energii <u>lekkiego</u> partonu-rodzica przy przejściu przed gęste medium (ww.)

Późniejsze dane dot. tłumienia hadronów o ciężkich zapachach^{*)} (nucl-ex/0510047, nuclex/0511005) sugerują, że dla <u>ciężkich</u> kwarków czysto radiacyjne straty energii mogą być niewystarczające żeby wytłumaczyć wielkość tłumienia ^{**}) ⇒ dla ciężkich kwarków mogą być dodatkowe (oprócz radiacyjnych) straty energii poprzez elastyczne zderzenia partonów (collisional energy loss)

Wydaje się (np. arXiv:0802.4364) że wkład do strat energii partonu pochodzący od zderzeń może być tylko około 20% nawet dla ciężkich kwarków

*) hadrony o ciężkich zapachach pochodzą m.in. z hadronizacji (w ramach jetu) wyprodukowanej pary ciężkich kwarków (q bar-q)

**) przy tej samej energii partonu im większa masa kwarka tym mniej ma strat radiacyjnych; straty rad.
 dla kwarka 'c' są rzędu 25% mniejsze niż dla kwarków lekkich a kwarka 'b' nawet 75% mniejsze (arXiv:0902.2011)



lewy: radiacyjne straty energii partonu Zgodnie z QCD straty radiacyjne

 $\Delta E_{rad}(g) > \Delta E_{rad}(q)$

Dodatkowo mamy tłumienie promieniowania gluonów przy małych kątach "dead-cone effect" *); kąt jest zależny od masy co ostatecznie daje: **straty radiacyjne**

$$\Delta E_{rad}(g) > \Delta E_{rad}(q \ lekki) > \Delta E_{rad}(c) > \Delta E_{rad}(b)$$

prawy: straty energii poprzez oddziaływania Rys. z arXiv:0902.2011

^{*)}zob. np. ALICE, Nature 605 (2022) 7910, 440-446, Nature 607 (2022) 7920, E22 (erratum) [arXiv:2106.05713]



Dla lekkich cząstek cd.:

Żeby uzyskać w modelach taki efekt tłumienia cząstek o wysokich p_T jak w danych przy top RHIC trzeba założyć gęstość gluonów w ośrodku (ekspandująca plazma) dN^g/dy \approx 1100 ± 300 (niektórzy podają \approx 1400) co odpowiada początkowej gęstości energii ε ~ 15 GeV/fm³

(wartości dla SPS byłyby $dN^g/dy \approx 400 \pm 100$)



Magnituda strat energii partonu na promieniowanie hamowania gluonów (przez to nie mogą już wyprodukować cząstek o wysokim p_r) zależy od gęstości gluonów w medium (dN^g/dy) przez które przechodzą

Przykłady R_{AA} dla energii poniżej top RHIC (przed programem BES)

Przekrój czynny na produkcję jetów przy SPS jest dużo niższy niż przy RHIC – dla wysokich p_T praktycznie brak cząstek, mimo tego robiło się analizy w CERES, WA98, NA49 zarówno R_{AA} jak i korelacji dwucząstkowych w kącie azymutalnym (patrz dalej)



SPS z N_{part} = 63 R_{AA} liczony dla π^{0} nucl-ex/0701060

Cu+Cu zmiana zachowania R_{AA} przy przejściu do niskich energii





← Rys. arXiv:0902.2011

Porównanie z modelem ze stratami energii partonów w QGP (różne początkowe gęstości gluonów)

RHIC PHENIX BES, Au+Au

 R_{AA} dla neutralnych pionów: tłumienie dla dużych p_T (> 6 GeV/c) neutralnych pionów podobne dla $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 i 62.4 GeV i mniejsze dla 39 GeV

Mitchell (for PHENIX), PoS CPOD 2013, 003 [arXiv:1308.2185]

RHIC STAR BES, Au+Au

 R_{CP} naładowanych hadronów: tłumienie jetów zanika przy niskich energiach (brak gęstego medium) \rightarrow tzw. wyłączenie sygnatury QGP, "turn-off" of QGP signature

Efekty partonowe stają się mniej istotne dla niższych energii i zaczynają dominować efekty zimnej materii jądrowej (Cronin)



Kumar (for STAR), MPL A28, 1330033 (2013) [arXiv:1311.3426] Wyniki HIJING (Sumbera (for STAR), arXiv:1312.2718) z <u>wyłączonym</u> efektem tłumienia jetów ale z uwzględnionym efektem Cronina Update wyników z punktami dla 14.5 GeV. Powyżej p_{τ} około 3 GeV/c:

- tłumienie dominuje dla energii 39 GeV w górę
- efekt Cronina dominuje dla energii poniżej 27 GeV

Ze względu na nakładanie się efektów wzmocnienia i tłumienia ciężko określić dokładną energię na przejście do QGP. Dodatkowe wyniki STAR (zob. arXiv:1512.09215; arXiv:1512.09329; STAR, arXiv:1707.01988) pokazujące zależności produkcji cząstek od centralności (próba wydzielenia samych efektów tłumienia z dostępnych danych) sugerują energię przejścia do QGP jako $\sqrt{s_{NN}}$ > około 14.5 GeV ale użyta metoda nie pozwala wykluczyć możliwości że QGP jest tworzona również przy energii 7.7 i 11.5 GeV



R_{AA} dla LHC (eksperyment ALICE) oraz RHIC



<u>Naładowane</u> cząstki w Pb+Pb przy √s_{NN} = 2.76 TeV

```
W minimum (p_T = 6-7 GeV/c)
R<sub>AA</sub> w LHC < R<sub>AA</sub> w RHIC
```

silniejsze tłumienie, większe straty energii, gęściejsze medium w LHC

Dla centralnych Pb+Pb w LHC R_{AA} osiąga minimum dla p_T 6–7 GeV/c; później wzrost, który był przewid. dla LHC przez niektóre modele teor. Jakościowe i ilościowe wyjaśnienie R_{AA} dla LHC (uwaga: dot. tych nieco starszych wyników, zob. arXiv:1111.2685), w tym wzrostu dla dużych p_T pokazane np. w arXiv:1012.5648, 1104.4162 (straty energii jetu + shadowing tj. modyfikacje rozkładu partonów), arXiv:1105.0191 (DGLAP + PYTHIA + ..., dodatkowo pokazano jak α_s spada przy przejściu od RHIC do gorętszej QGP w LHC). Zob. też slajdy dodatkowe z bardziej aktualnymi modelami

R_{AA} dla LHC (2.76 TeV, eksperyment ALICE, ATLAS) cząstki naładowane



0.2

1

0 - 5 %

 10^{2}

• ATLAS, |η|<1.0

CMS, |η|<1.0
 ALICE, |η|<0.8

p_{_} [GeV]

10

Tłumienie cząstek o wysokich p_T widoczne nawet dla zderzeń peryferycznych, chociaż tutaj R_{AA} większe niż w centralnych

Bardzo duży zakres p_T mierzony przez ATLAS i CMS !

R_{AA} dla LHC (2.76 TeV, eksperyment ALICE) piony (naładowane i neutralne)





ALICE, Eur. Phys. J. C74 (2014) 3108

Analogiczny rys. dla 5.02 TeV \rightarrow zob. M. Sas (for ALICE), arXiv:2008.02039

Tłumienie cząstek o wysokich p_T widoczne nawet dla zderzeń peryferycznych, chociaż tutaj R_{AA} większe (R_{AA} około 0.7 dla najbardziej peryferycznych)

R_{AA} dla LHC (2.76 TeV – eksp. ALICE, por. z RHIC, SPS)

Mezony π^{0} **oraz** η (π^{0} oraz η dla 5.02 TeV \rightarrow zob. M. Sas (for ALICE), NP A 1005 (2021) 121849 [arXiv:2008.02036])



ALICE, PR C98 (2018), 044901 [arXiv:1803.05490]
R_{AA} dla LHC (2.76 TeV, ALICE) rożne cząstki



• Wysokie p_{T} (> 6–10 GeV/c) – tłumienie podobne dla wszystkich cząstek

• Dziwne hadrony (lambdy, K_s^0) pokazują mniejsze tłumienie dla niższych i pośrednich p_T (uwaga: tutaj dodatkowe efekty związane m.in. ze wzmocnieniem produkcji dziwności w gorącej materii, które to wzmocnienie częściowo kompensuje straty energii dla kwarków dziwnych). Tak czy inaczej R_{AA} dla lambd jest mniejsze niż przy RHIC

ALICE, PR C93 (2016), 034913 [arXiv:1506.07287]



Zob. też wyniki (π , K, p) dla 5.02 TeV (0–5% oraz 60–80%) w ALICE, PR C101 (2020) 4, 044907 [arXiv:1910.07678]



CMS, Eur. Phys. J. C72 (2012) 1945 [arXiv:1202.2554]

Tu pomiar cząstek w CMS aż do p_τ ok. 100 GeV/c !!

(ATLAS mierzy cząstki naładowane nawet do 150 GeV/c \rightarrow arXiv:1504.04337)

 R_{AA} pokazuje minimum (ok. 0.13) w okolicy 5–7 GeV/c, później wzrost ale nawet przy p_T około 100 GeV/c mamy silną supresję produkcji cząstek czyli R_{AA} na poziomie 0.4–0.5

W obserwowanym minimum: R_{AA} w LHC < R_{AA} w RHIC

większe straty energii i gęściejsze medium w LHC; gęstość medium wzrasta ze wzrostem energii

Wyniki LHC: przejście w energii 2.76 TeV \rightarrow 5.02 TeV praktycznie nic już nie zmienia w R_{AA} tj. tłumienie jest na podobnym poziomie, podobna zależność od p_T

Rys. z CMS, JHEP 1704 (2017) 039 [arXiv:1611.01664] \leftarrow zob. też inne centralności w tej pracy. Podobne wyniki (w tym zal. od centr.) w ALICE \rightarrow Gronefeld (for ALICE), arXiv:1609.07334 lub nast. strona



R_{AA} dla cząstek naładowanych (LHC) lub dla naładowanych hadronów (SPS i RHIC)

Uwaga: takie samo R_{AA} dla różnych energii zderzenia nie oznacza takich samych strat energii (bo spektra robią się "twardsze" dla wyższych energii). Czyli podobne R_{AA} dla dwóch energii LHC (Pb+Pb przy 2.76 TeV i 5.02 TeV) oznaczać może większe straty energii w przypadku 5.02 TeV

Cząstki **naładowane**, różne centralności: **przejście w energii 2.76 TeV** \rightarrow **5.02 TeV praktycznie nic już nie zmienia w** R_{AA}



Wyniki oddzielnie dla pionów, kaonów i protonów również nie pokazują różnic między 2.76 TeV a 5.02 TeV → zob. slajdy dodatkowe

Dla zainteresowanych: wyniki ALICE dla Xe+Xe przy 5.44 TeV pokazane są w pracy: ALICE, Phys. Lett. B788 (2019) 166 [arXiv:1805.04399] (dla danego $p_T R_{AA}$ są nieco większe dla Xe+Xe, 5.44 TeV niż dla Pb+Pb, 5.02 TeV \rightarrow mniejsze tłumienie jetów w Xe+Xe)

Zob. też wyniki CMS dla Xe+Xe \rightarrow CMS, JHEP 1810 (2018) 138 [arXiv:1809.00201]

Zob. też wyniki ATLAS dla p+Pb (5.02 TeV), Xe+Xe (5.44 TeV), Pb+Pb (5.02 TeV) \rightarrow ATLAS, JHEP 07 (2023) 074 [arXiv:2211.15257]

Zob. też wyniki ALICE dla większej liczby binów centralności (5.02 TeV) → ALICE, Phys. Lett. B 793 (2019) 420 [arXiv:1805.05212]

γ bezpośrednie, bozony Z, bozony W[±]

(nie oddziałują silnie) w Pb+Pb przy 2.76 TeV PLB 710 (2012) 256 PLB 715 (2012) 66 PAS-HIN-13-004 EPJC 72 (2012) 1945 JHEP 05 (2012) 063



Raphael Granier de Cassagnac (for CMS), QM 2014

Fotony w Pb+Pb przy 5.02 TeV

CMS, JHEP 07 (2020) 116 [arXiv:2003.12797]





Tłumienie ciężkich kwarków ('c') w Pb+Pb przy LHC (2.76 TeV)

Mezony powabne przy LHC są tłumione na podobnym poziomie (dla <u>dużych</u> p_T) co lekkie cząstki (obserwacja podobna do obserwacji przy RHIC). QCD przewidywała mniejsze tłumienie dla ciężkich zapachów (z powodu mniejszych strat radiacyjnych) → na razie tylko kwarki 'b' (3 strony wcześniej i nast. strony) potwierdzają te przewidywania QCD

■ Mezony D pokazują, że jest jakiś dodatkowy mechanizm tracenia energii poza stratami radiacyjnymi na promieniowanie hamowania gluonów. Modele opisują R_{AA} mezonów D zakładając dla ciężkich kwarków straty radiacyjne + straty na zderzenia → zob. np. arXiv:1510.00825 (SQM 2015) lub dla 5.02 TeV ALICE, arXiv:2110.09420



 R_{AA} dla lekkich cząstek i mezonów D są <u>w granicach niepewności</u> na podobnym poziomie (zob. też mezony D w Pb+Pb przy 5.02 TeV → slajdy dod. lub CMS, arXiv:1609.05138; ALICE, arXiv:1804.09083 oraz arXiv:2110.09420) v₂ (wykł. 11) też podobne → **termalizacja kwarków powabnych** w gorącym medium?

Tłumienie ciężkich kwarków ('c' z porównaniu z 'b') w Pb+Pb przy LHC

Ciężkie mezony D są tłumione na podobnym poziomie co cząstki naładowane (pop. strona) ale tłumienie piękna ('b') jest mniejsze niż tłumienie powabu ('c') $R_{AA}(D) \sim R_{AA}(\pi) \leq R_{AA}(B \rightarrow J/\psi)$

Non-prompt J/ψ – from B decays



Zgodnie z przewidywaniami QCD: straty radiacyjne tym większe im lżejszy kwark $\Delta E(c) > \Delta E(b) \rightarrow R_{AA}(D) < R_{AA}(B)$

Sygnał większych strat energii dla powabu niż piękna



Rys. z pracy przeglądowej F. Gelis, Rept. Prog. Phys. 84 (2021) 5, 056301 [arXiv:2102.07604]

Tłumienie ciężkich kwarków ('c' z porównaniu z 'b') w Pb+Pb przy LHC

Elektrony pochodzące z rozpadów kwarków 'b' oraz 'c+b'. W obszarze 2–3 < p_τ < 5–6 GeV/c (dla 2.76 TeV) tłumienie jest mniejsze dla elektronów z kwarków 'b' niż dla elektronów z kwarków 'b'+'c' czyli wniosek taki sam jak na poprzedniej stronie: tłumienie piękna ('b') jest mniejsze niż tłumienie powabu ('c'), zgodnie z przewidywaniami QCD



ALICE, JHEP 07 (2017) 052 [arXiv:1609.03898]. Dla zainteresowanych: c, b \rightarrow e dla <u>niskich</u> p_Tw pracy: ALICE, JHEP 10 (2018) 061 [arXiv:1805.04379]

Przy niższych p_T w tłumieniu widoczna hierarchia mas (zgodne z QCD)

Zob. też wyniki ATLAS c $\rightarrow \mu$ oraz b $\rightarrow \mu$ w Pb+Pb, 5.02 TeV w ATLAS, PLB 829 (2022) 137077 [arXiv:2109.00411]

Uwaga: nowe wyniki PHENIX (top RHIC, 200 GeV, pomiar elektronów z HF) rozróżniają $R_{AA}(b \rightarrow e)$ od $R_{AA}(c \rightarrow e) \rightarrow zob$. PHENIX, PRC 93 (2016), 034904 [arXiv:1509.04662] oraz PHENIX, PRC 109 (2024), 044907 [arXiv:2203.17058]. Elektrony z hadronów z kwarkiem 'b' są mniej tłumione (R_{AA} większe) niż te z hadronów z kwarkiem 'c'. Jakościowo zgodne z obserwacjami w LHC !

Nowe wyniki STAR (STAR, EPJC 82 (2022) 12, 1150 [arXiv:2111.14615]) również pokazują, że przy energiach RHIC kwarki 'b' tracą mniej energii w medium niż kwarki 'c' \rightarrow hierarchia mas dla strat energii partonu w gęstym medium



Hierarchia mas dla strat energii w Pb+Pb przy 5.02 TeV → wyniki CMS, Phys. Rev. Lett. 123 (2019) 022001 [arXiv:1810.11102]

Wyższe R_{AA} dla kwarków 'b' niż dla kwarków 'c' (mniejsze tłumienie piękna niż powabu) aż do p_{τ} około 10–15 GeV/c



Zob. też podobny rys. w pracy przeglądowej T. Niida, Y. Miake, arXiv:2104.11406 (gdzie dodatkowo pokazane są fotony)

Kwarki 'b' mierzone poprzez:

 Pomiar B⁺⁻ (ale tu tylko dla wysokich p_T)

• J/ ψ pochodzące z rozpadów 'b' hadronów • D^o pochodzące z rozpadów 'b' hadronów $R_{AA}(B \rightarrow D)$ (najnowszy

pomiar); analogiczne, czyli $R_{AA}(B \rightarrow D)$, wyniki ALICE (dla p_T od 1 GeV/c; 0–10%, 30–50%) \rightarrow zob. ALICE, JHEP 12 (2022) 126 [arXiv:2202.00815]

Zob. też pierwsze wyniki dla B_s^0 \rightarrow CMS, Phys. Lett. B 796 (2019) 168

$\mathsf{Podobny} \ (\mathsf{lewy}) \ \mathsf{rysunek} \ Pb+Pb \ przy \ 5.02 \ TeV \to wyniki \ \mathsf{ALICE} \ i \ \mathsf{CMS}$

W obszarze wyższych p_{T} (czyli poza wpływem przepływu radialnego, modyfikacji w mechanizmach hadronizacji) obserwujemy wyższe R_{AA} dla kwarków 'b' (non-prompt J/ ψ) niż dla kwarków 'c' (mezony D, prompt J/ ψ) \rightarrow mniejsze tłumienie piękna niż powabu



(z rozpadów b-hadronów) w Pb+Pb przy 5.02 TeV \rightarrow ALICE, arXiv:2204.10386

p+Pb w LHC (w porównaniu do Pb+Pb)



 Ciężkie mezony D w zderz. p+Pb również nie pokazują tłumienia (różne centralności p+Pb w ALICE, JHEP 1608 (2016) 078; brak znaczącej zal. od centr.) Zob. też wyniki dla niższych p_τ: LHCb, JHEP 1710 (2017) 090

Tłumienie cząstek o wysokich p_T w centralnych i peryf. Pb+Pb nie jest z powodu efektów początkowych (*initial-state effects*) ale raczej z powodu oddział. w stanie końcowym w gorącym medium (QGP jest "nieprzezroczyste" dla energetycznych partonów)

- Tłumienie cząstek o wysokich p_T
 obserwowane nawet dla peryferycznych Pb+Pb gdzie (N_{coll}) jest jedynie dwa razy większe niż (N_{coll}) w p+Pb
- Cząstki naładowane w p+Pb nie pokazują tłumienia (podobna obserwacja dla d+Au przy top RHIC); w ALICE R_{pPb}≈1 aż do p_T≈50 GeV/c (ALICE, EPJ C74 (2014), 3054 [arXiv:1405.2737])



Rys. z ALICE, JHEP 01 (2022) [arXiv:2110.09420]. Zob. też wcześniejsze wyniki w ALICE, PRL 113, 232301 (2014) [arXiv:1405.3452]; ALICE, JHEP 1603 (2016) 081 [arXiv:1509.06888]

Kwarki 'b' w p+Pb przy LHC



Jak jeszcze można badać (di)jety: Korelacje dwucząstkowe w kącie azymutalnym

• Wybieramy w przypadku (zderzeniu) cząstkę o największym pędzie poprzecznym ale z przedziału (RHIC) między <u>np.</u> 4–6 GeV/c (cząstka tryger, wyzwalacz) i kombinujemy ją (liczmy $\Delta \phi$) ze wszystkimi cząstkami tzw. *associated* czyli również z wysokimi p_T ale nie tak jak cząstka trygerująca (czyli jedna cząstka tryger + wiele towarzyszących)

• Ciekawostka: wiodący hadron w top RHIC (leading hadron) niesie zwykle około $\frac{1}{2}$ pędu poprzecznego pierwotnego partonu czyli dla ww. cięcia oba partony musiały mieć p_T około 10 GeV/c

Procedurę powtarzamy dla kolejnych przypadków (uwaga: w niektórych analizach bierze się więcej niż jedną cząstkę trygerującą w przypadku (zderzeniu) – o ile się takich więcej w przypadku znajdzie, czyli nie ograniczamy się do jednego dijetu w zderzeniu ale szukamy też innych)
 Robimy rozkład różnicy kąta azymutalnego (używając wielu zderzeń)
 Jedno maximum pochodzi od jednego jetu a drugie maksimum od drugiego



 $4 < p_T(trig) < 6 \text{ GeV/c}$ $2 < p_T(assoc) < p_T(trig) \text{ GeV/c}$

Rys. np. w nucl-th/0610042 (przeglądowa)



 W zderzeniach p+p i d+Au obserwuje się oba jety lecące w przeciwnych kierunkach
 W centralnym zderzeniu A+A cząstki z jednego jetu zaniknęły !!
 Ta supresja jest

Eksperyment STAR

efektem stanu końcowego. Zgodne z oczekiwaniem dla straty energii partonu (away parton) w "kolorowym" medium



Co więcej:

Tłumienie jetów zależy od geometrii. Gdy patrzymy 1. "In-plane" (mniej materii do przejścia dla partonu/jetu) – efekt tłumienia słabszy 2. "Out-of-plane" (więcej materii do pokonania przez parton a następnie jet) – efekt tłumienia silniejszy, czyli

Tłumienie proporcjonalne do długości materii przebywanej przez partony!



Zob. też STAR, Chin. Phys. C 45 (2021) 4, 044002 [arXiv:1010.0690]

Uwagi techniczne:



1. Tło odcina się najczęściej korzystając z przypadków mieszanych tj. cząstkę trygerującą kombinuje się z cząstkami towarzyszącymi ale NIE z tego samego przypadku

2. Przepływ eliptyczny (wykład 11) komplikuje pomiar jetów \Rightarrow tło jest dodatkowo zmodulowane funkcją cosinus; tego efektu również się pozbywa. Są różne procedury, ale najczęściej potrzebne są wartości v₂ z niezależnych analiz – i to w obu obszarach p_T (dla cząstek trygerujących i dla towarzyszących)



Rys. Axel Drees

Idea tłumienia jetów – wnioski z analizy korelacji dwucząstkowych

Twarde zderzenia p+p produkują np. dwa jety naprzeciw siebie (back-to-back) ale w A+A obecność gęstej materii jądrowej modyfikuje własności jetów

Wyprodukowane partony (kwarki lub gluony) o dużych pędach/energiach tracą energię poprzez emisję gluonów (promieniowanie hamowania) lub/i zderzenia w gęstym ośrodku powstałym po wysokoenergetycznym zderzeniu Au+Au, Pb+Pb

Efekt tłumienia jetu najlepiej widoczny jeśli para (back-to-back) partonów wyprodukowana jest tuż przy powierzchni fireballa.

Wtedy jeden parton jest obserwowany (po hadronizacji) a drugi parton – *away parton* – traci energię przy przejściu przez medium (wyprodukowane z niego po hadronizacji cząstki mają również mniejszą energię) → jet "rozpuszcza się" wśród innych cząstek z miękkich oddziaływań i nie da się już więcej wydzielić cząstek pochodzących z jetu

Jety badają własności gęstej materii formowanej w zderzeniach. Bardzo często mówi się o nich jako o *penetrating probes* a analizy nazywa: *jet tomography*





Wyniki korelacji dwucząstkowych w kącie azymutalnym oraz R_{AA} (top RHIC) pojawiły się w Phys. Rev. Lett. (nawet na okładce) a tłumienie jetów traktowane jest jako druga (poza przepływem eliptycznym skalowanym przez n_g) sygnatura QGP przy RHIC



Ciekawostka: tłumienie cząstek o wysokim p_T było przewidziane już wiele lat temu (1982): J. D. Bjorken, FERMILAB-PUB-82-59-THY, J. D. Bjorken, Phys. Rev. D27, 140 (1983); X. N. Wang et al. Phys. Rev. Lett. 68, 1480 (1992); M. Gyulassy et al. Phys. Lett. B243, 432 (1990) Ważne uzupełnienie: Silnemu tłumieniu cząstek o wysokich p_T (jety) towarzyszy wzmocnienie (i poszerzenie maksimum w $\Delta \phi$) produkcji cząstek o niskim p_T. Cząstki z jetu nie mogą po prostu zaniknąć – zasada zachowania energii i pędu – (czyli materia ich jednak tak po prostu nie "zjada" – *away-jet* nie został do końca zaabsorbowany przez medium)

Przechodzący przez medium parton traci tak dużo swojej energii/pędu, że nie jest w stanie wyprodukować fragmentów z $p_{T} > np. 2 \text{ GeV/c} - a$ takie bierzemy pod uwagą w korelacjach (rys. lewy). Dlatego "fragmenty" partonu (hadrony) mają mniejszą E, p (czyli również mniejsze p_{T} ; p_{T} =p sin θ) i stają się nieodróżnialne od cząstek z miękkich procesów (są widoczne przy mniejszych p_{T} i w szerszym kącie azymutalnym niż dla p+p – prawy rysunek)



Uwaga: dla mniejszych energii oprócz strat radiacyjnych (pr. hamowania) partonów mamy jako źródło strat energii dodatkowo zderzenia partonów / cząstek z jetu. To najprawdopodobniej jest przyczyną dodatkowego efektu (poza obniżeniem p_T) tj. szerszego rozkładu kąta emisji

Fig. 5. Measurements of two-particle angular correlations in Au + Au, d + Au and p + p collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ in the presence of a trigger particle with $p_T^{(t)}$ under the condition $4 < p_T^{(t)} < 6 \text{ GeV/c}$, and an associated particle with $p_T^{(a)}$: panel a) for $2 < p_T^{(a)} < p_T^{(c)} = 200 \text{ GeV}$, and panel b) for $0.15 < p_T^{(a)} < 4 \text{ GeV/c}$. The non-correlated background and the flow background were subtracted 30.

Rys. w nucl-ex/0611008 lub w arXiv:0901.0910 (w tej drugiej podano w opisie zły zakres $p_T^{assoc.}$), PRL 95 (2005) 152301

prawy: 4 < p_T^{trig} < 6 GeV/c 0.15 < p_T^{assoc} < 4 GeV/c Czyli po dokładniejszym spojrzeniu na dane top RHIC:

Wniosek: *away-side jet* tak naprawdę nie zaniknął!! A jedynie stracił energię więc zawiera cząstki o niższych p_T a maksimum korelacyjne od *away-side jetu* jest znacznie szersze niż w danych p+p czy d+Au

No to popatrzmy jeszcze raz dokładniej na te zmniejszone zakresy p_ cząstek towarzyszących (p_ ^ assoc)

.. no może bez przesady nie aż tak niskie jak **0.15 < p_{\tau}^{assoc} < 4 GeV/c** (głównie *bulk matter*), można nieco wyższe. Przy okazji można obniżyć nieco p_{τ} cząstek trygerujących

Drugi jet (*away-side jet*, przy $\Delta \phi = \pi$) pojawia się ponownie (!) jeśli obniżymy p_T towarzyszących cząstek

W danych najb. peryferycznych wygląda to tak samo jak w p+p, dla bardziej centralnych *away-side jet* staje się szerszy i dla najb. centralnych ma wgłębienie (?!) przy $\Delta \phi = \pi$



(mid-rapidity) Rys. z nucl-ex/0603003 $2.5 \le p_{-}(trig) \le 4 \text{ GeV/c}$

2.5 < p_⊤(trig) < 4 GeV/c 1 < p_⊤(assoc) < 2.5 GeV/c

Powyżej: wyniki już po pozbyciu się efektów flow różne linie – niepewności związane z wycięciem flow

Jeszcze inne przykłady wgłębienia przy $\Delta \phi = \pi$ czyli **2 maksima przy**

$\Delta \phi = \pi \pm 1.1$ radiana

STAR (po prawej): "półtwarde" hadrony (semihard hadrons) z 1 < p_τ(assoc) < 2.5 GeV/c

mierzone w danych Au+Au i d+Au w stosunku do hadronu trygerującego w dwóch różnych przedziałach p_T Rys. z nucl-ex/0611012



Rozkłady już po odcięciu efektów od flow Rys. np. w nucl-ex/0701069





Rozkład kątowy cząstek (dookoła osi wiązki) produkowanych w p+p i Au+Au w stosunku do kierunku hadronu "trygerującego"

p+p – typowa struktura dwujetowa

Au+Au – coś przypominającego stożek Macha wokół pierwotnego kierunku partonu



Najbardziej peryferyczne nie pokazują tego wgłębienia. Rys. arXiv:0802.3552



Wyjaśnienie (swojego czasu najczęstsze, najbardziej spekulatywne, najbardziej spektakularne ale zgodne z danymi) tej struktury dwóch maksimów (wgłębienia przy $\Delta \phi = \pi$):

Manifestacja <u>kolektywnej</u> odpowiedzi medium na przejście wysokoenergetycznego ("twardego") partonu może mieć naturę hydrodynamiczną: straty energii partonu mogą pojawić się jako stożek Macha (*mach-cone; inne nazwy: sonic-boom, conical emission, conical flow, shock waves, mach-cone shock waves*)

Jako, że produkowane **partony** poruszają się z prędkością znacznie większą niż prędkość dźwięku c_s w medium – jest możliwe powstanie tego stożka (taki odpowiednik w QCD). Czyli strata energii partonu (i w konsekwencji jetu) "podróżuje" przez medium w formie stożka Macha – stożek dookoła kierunku partonu

Ale fala uderzeniowa (*shock wave*) typu Macha to jedno z wyjaśnień (najczęstsze), inne to np. fala uderzeniowa typu Czerenkowa (*Cerenkov gluon radiation*) lub tzw. ugięty jet (*deflected jet*) – ten ostatni wykluczany przez 3-cząstkowe korelacje → ogólnie 3-cząstkowe korelacje próbują wyjaśnić powody takiej struktury i rozróżniać między różnymi proponowanymi scenariuszami



© G. Stansbery - www.AIRSHOWPICS.com - Pensacola Beach FL 12 July 2002

okregi – emitowane przez ciało fale dźwiękowe



Schematy ruchu ciała z prędkością niższą niż prędkość dźwięku (lewy), prędkością dźwięku (środkowy) i prędkością ponaddźwiękową (prawy). Po przekroczeniu przez poruszające się ciało prędkości dźwięku (w danym ośrodku) tworzy się stożek Macha (mach-cone) – wygląda to jak fala za motorówką na wodzie

Zwiększając prędkość pojedyncze fale dźwiękowe zaczynają gromadzić się z przodu ciała i dla prędkości ponaddźwiękowych (*supersonic*) nakładają się na siebie tworząc powierzchnię stożka. W momencie gdy ta powierzchnia stożka dociera do obserwatora na ziemi ten słyszy głośne uderzenie (sonic boom) → poniżej







T-38 shock waves (NASA) prędkość 1.1 Macha

Kąt stożka Macha zależy od prędkości

obiektu (w stosunku do prędkości dźwięku w danym materiale) – im większa prędkość tym węższy stożek Uwaga: promieniowanie Czerenkowa wygląda bardzo podobnie (patrz dodatki)

Po prawej: jak to wygląda przy RHIC

Parton traci energię w medium i ta energia może się propagować w postaci fal dźwiękowych (dla naddźwiękowych partonów pojedyncze fale ułożą się we wspólny stożek Macha) (Rys. Fuqiang Wang)



pocisk o prędkości 2.45 Macha



away-side jet axis

Zaobserwowana w danych top RHIC struktura (emisja cząstek pod kątem Θ_{M}) może być konsekwencją emisji dźwięku przez ponaddźwiękowy wysokopędowy parton propagujący się w QGP



 $cos(\Theta_{M}) = c_{s}/v_{parton}$ czyli Θ_{M} = arccos (c_{s}/v_{parton}) gdzie Θ_{m} = kat Macha określony pr

 Θ_{M} – kąt Macha określony przez prędkość dźwięku w medium c_s – prędkość dźwięku w medium v_{parton} (v_{parton} > c_s) – prędkość źródła dźwięku **Przy RHIC** mamy do czynienia z ultrarelatywistycznymi partonami / jetami – czyli poruszającymi się z prędkością praktycznie równą prędkości światła czyli $\cos(\Theta_{M}) \approx c_{s}/c$

W RHIC: 2 maksima przy $\Delta \phi \approx \pi \pm 1.1$ -1.3 radiana

 $\Delta \phi = \pi \pm \Theta_{\rm M}$

Jeśli wyjaśnienie typu stożek Macha (potwierdzane przez 3-cząstkowe korelacje) jest słuszne to pozycja kątowa maksimum może być użyta do wyznaczenia prędkości dźwięku w medium !

Ogólne równanie stanu (EOS) – przypadek relatyw.

 $c_{s}^{2} = \partial P / \partial \epsilon |_{adiabatic}$ (dla c=1) P - ciśnienie, ϵ - gęstość energii

pomiar prędkości dźwięku w medium = badanie EOS

W hydrodynamice prędkość dźwięku dla **ultrarelatywistycznego fluidu** jest prostą stałą proporcjonalności pomiędzy ciśnieniem fluidu i gęstością energii $P=c_s^2 \epsilon$

$$\langle c_s \rangle = \cos(\Theta_M) - \text{pop. strona} \text{ (dla c=1)}$$

średnia prędkość dźwięku (uśrednienie po czasie, bo może się zmieniać!!) w medium. Biorąc przy RHIC

 $\Theta_{_{\rm M}} \approx$ 1.1 (kąt fali uderzeniowej Macha), mamy:

 $\langle c_{_{S}} \rangle \approx 0.45$

Porównanie:

1. dla gazu złożonego z rezonansów i hadronów otrzymuje się $\langle c_{_s} \rangle \approx 0.35$

2. dla <u>idealnego gazu</u> (idealna QGP) $\epsilon \approx 3P$ czyli c_s \approx

 $1/\sqrt{3} \approx 0.577$ (wartości wzięte z nucl-ex/0611012)

 $\cos(\Theta_{M}) = c_{s}/v$



 $\cos(\theta_{M}) = c_{s}$

Rys. (pocisk w wodzie) – dla cząstek poruszających się szybciej niż prędkość dźwięku w medium produkuje się fala uderzeniowa (*shock wave*) z charakterystycznym kątem

Co jeszcze badano?

Eksperymenty STAR i PHENIX badały korelacje 3-cząstkowe np. STAR (rys): cząstka trygerująca **3 < p_τ(trig) < 4 GeV/c połączona z dwiema cząstkami towarzyszącymi 1 < p_τ(assoc) < 2 GeV/c**

Dostaje się $\Delta \phi_1$ oraz $\Delta \phi_2$ – każda cząsta towarzysząca z cząstką trygera



Analizy korel. 3-cząstkowych (STAR, PHENIX) wydają się faworyzować stożek Macha nad promieniowaniem Czerenkowa czy ugiętym jetem. Późniejsze dane dawały też nieco większe wartości $\Theta_{M} \approx 1.37$ radianów (STAR, korel. 3-cząstk. arXiv:0807.1613, 0805.0622) Oraz $\Theta_{M} \approx 1.2$ radianów (PHENIX, korel. 2-cząstkowe) 1. Dla tych którzy korelacjami 3-cząstkowymi są zainteresowani bardziej – bardzo dobra przekrojowa praca **J. G. Ulery arXiv:0807.1613**

2. Dla zainteresowanych korelacjami 2-cząstkowymi – pełna (kwiecień 2010) kompilacja danych z korelacji 2-cząstkowych (STAR) dla różnych centralności i różnych zakresów p_T^{trig} i p_T^{accoc} jest w pracy arXiv:1004.2377 (patrz też dodatki)

Ciekawostka: efekty "conical flow" zostały zaobserwowane również przez eksperymenty przy SPS – zarówno w korelacjach 2-cząstkowych jak i w 3cząstkowych. Podczas Quark Matter 2008 pokazał to CERES (jeszcze lepiej widoczny away-side jet z wgłębieniem dla $\Delta \phi \approx \pi$ pokazany przez CERES na QM 2009 – arXiv:0907.5573)

Ostatnimi laty, poza "pośrednimi" metodami badania jetów czyli badaniem R_{AA} i $\Delta \phi$ **rozwija się również algorytmy pełnej rekonstrukcji CAŁYCH jetów** (*full jet reconstruction*). Metody te wcześniej stosowane były do zderzeń elementarnych, obecnie stosuje się je również do zderzeń A+A w RHIC oraz LHC \rightarrow patrz dalsze slajdy

Badanie dijetów przy LHC (eksperyment ATLAS)

Przykładowe **zderzenie p+p** – widać oba jety

Przykładowe **zderzenie Pb+Pb** (ale peryferyczne) – widać nadal oba jety





Pierwsze wyniki badania tłumienia jetów przy LHC

Asymetria (w energii) dijetów w Pb+Pb (zderzenie centralne) przy energii w środku masy 2.76 TeV –

dokładnie widać tylko jeden jet, drugi został rozproszony przez materię P. GeV
Tracks
P. With Number: 19045, Event Number: 191404
Data 2 34 n
Data 2

Rys. górny: arXiv:1011.6182, dolny: arXiv:1404.3294


W 2011 (QM) pokazano, że wyższe harmoniczne przepływu kolektywnego (zgodnie z modelami hydro charakteryzują głównie event-by-event fluktuacje stanu/kształtu początkowego) mogą wyjaśnić istnienie dwóch maksimów w dwucząstkowych korelacjach azymutalnych widzianych oryginalnie przy top RHIC (efekt Mach Cone)

LHC – cały kształt dwuczastkowych korelacji azymutalnych jest tłumaczony jako złożenie (interferencja) komponentów flow (głównie v_2 i v_3) **ATLAS 2011**



(→ mierzą głównie fluktuacje stanu początkowego) v, – silna zależność od centralności

na anizotropię geometryczną stanu początkowego?

 $(\rightarrow ql. z powodu zmiennego z centralnością kształtu "migdałka")$





Rys. górne również w pracy przegladowej o flow R. Snellings arXiv:1408.2532

No to jak?

- 1. "Zwykła" hydrodynamika (z fluktuacjami
- w stanie początkowym
- 2. Efekty przechodzenia jetu przez medium

A może:

3. Jet oddziałuje z medium wpływając na mierzone eksperymentalnie wartości v,?

CMS 2012 (i 2013)

0–0.2% !!! najbardziej centralnych CMS, JHEP 1402 (2014) 088 [arXiv:1312.1845]

Obecnie panuje dość powszechna^{*)} zgoda że przepływ eliptyczny (v₂) oraz wyższe harmoniczne w bardzo centralnych zderzeniach są z powodu fluktuacji stanu początkowego

*) T. Trainor twierdzi że są one z powodu mini-jetów i jetów

3

4

5

n

0.04

0.03

0.02

0.01

0.00

2

 v_n {2part, $|\Delta \eta| > 2$ }



Nowe trendy w analizie jetów w zderzeniach jądrowych (2009 ↑, używane również w LHC): pełna rekonstrukcja jetów (full jet reconstruction)

• Wcześniejsze metody (R_{AA} dla dużych p_{T} , korelacje azymutalne dla dużych p_{T}) mierzyły tylko tzw. wiodące fragmenty jetu zamiast całego jetu – pośrednia analiza jetów

• W zderzeniach elementarnych (p+p, e⁺+e⁻) w ciągu ostatnich 20–30 lat powstało wiele bezpośrednich metod tj. algorytmów rekonstrukcji **całego** jetu (pozwalają wyznaczyć kierunek jetu, jego całkowity pęd poprzeczny (suma składowych jetu), ustalić które cząstki należały do danego jetu a które nie, etc.). Przykładowe algorytmy np. w arXiv:0907.4536, arXiv:1106.2516; np. algorytm stożka zakłada że jet jest zlokalizowany w dość wąskim obszarze zmiennych (ϕ , η). Wybieramy cząstki wewnątrz małego promienia stożka R = sqrt($\Delta \phi^2 + \Delta \eta^2$) = np. 0.3 – 0.5

 Niezależnie od algorytmów jety w zderzeniach elementarnych są zwyczajnie widoczne "gołym okiem";-)

Do roku ok. 2009 w zderzeniach A+A (eventy o dużej krotności) nie można było tego stosować; problemy ze statystyką, bardzo duże tło od miękkich procesów

 Na przełomie 2008/2009 rozwinięto nową generację algorytmów szukania całych jetów (można stosować do zderzeń A+A) oraz znacząco podniesiono statystykę danych w RHIC (run z 2007 roku, lepsza świetlność w RHIC). Pozwoliło to po raz pierwszy na rekonstrukcję całych jetów!

Szczegóły algorytmów (w RHIC i LHC) np. w arXiv:0902.2011, arXiv:0905.1917, arXiv:0907.4536, arXiv:0911.4754, arXiv:1005.0022, arXiv:1006.0952, arXiv:1111.1892, arXiv:1305.6400, arXiv:1705.01974.

W LHC pełną rekonstrukcję jetów stosuje się już nagminnie (pomaga wysoka energia zderzenia oraz hermetyczne detektory LHC)

Przykład eventu ze zrekonstruowanym dijetem dla centralnego zderzenia Au+Au (RHIC). Energia poprzeczna dijetu to 21 GeV (arXiv:0905.1917)



Rozkłady pędu poprzecznego jetu przy RHIC (uwaga: całego jetu a nie jak dotychczas pojedynczych hadronów, dlatego wartości sięgają do 40–50 GeV; dla energii Tevatronu oraz LHC pędy poprzeczne jetu osiągają kilkaset GeV)



rekonstrukcja jetów w p+p (STAR) arXiv:1006.0952

Rozkłady pędu poprzecznego jetu przy LHC (5.02 TeV)

ALICE, Phys. Rev. C101 (2020) 3, 034911 [arXiv:1909.09718]



Mając zrekonstruowane jety można wyznaczać również: Czynnik modyfikacji jądrowej dla całych jetów R_{AA}^{jet}

RHIC Cu+Cu, 200 GeV

Rys. lewy: R_{AA}^{jet} wychodzi mniejsze niż jeden; dla 0–20% centralnych Cu+Cu (PHENIX, top RHIC) na podobnym poziomie co czynnik modyfikacji dla samych pionów (dla 0–10%)



Wyjaśnienie: jeśli jety są tłumione (zmniejszona energia, poszerzenie jetu) to mogą przestać spełniać kryteria algorytmu szukania jetów \Rightarrow spadek R_{AA}^{jet} poniżej 1. Dodatkowe analizy (nie pokazane tutaj, zob. arXiv:1006.0952) potwierdzają że profil jetu w A+A jest poszerzony

R_{AA}^{jet} jetów (charged-particle jets) w RHIC Au+Au, 200 GeV

Rys. z Yen-Jie Lee, QM 2014 (summary talk) Charged jets



IR cutoff: 200MeV/c



STAR (górny rys.): czerwone i czarne punkty to wyniki dla różnych algorytmów rekonstrukcji jetów; szara banda to niepewność systematyczna (duża). Rys. z arXiv:1005.0022



Czynnik modyfikacji jądrowej dla całych jetów R_{CP}^{jet} przy LHC (ATLAS, 2.76 TeV)

W centralnych zderzeniach jety są tłumione o czynnik około 2 w porównaniu z peryferycznymi
Brak znaczącej zależności tłumienia od energii jetu



Figure 7. R_{CP} for R=0.4 (left) and R=0.2 (right) jets, as a function of centrality, with 60-80% used as the peripheral sample. In this convention, the most central events are on the left and the most peripheral are on the right.

Jety są tu rekonstruowane używając algorytmu anty- k_T z rozmiarem jetu R=0.2 lub R=0.4, w oparciu o "wieże" w kalorymetrze wycałkowane po obszarze $\Delta\eta x \Delta \phi = 0.1 \times 10.1$

Czynnik modyfikacji jądrowej dla charged-particle jetów R_{CP}^{jet} przy LHC (ALICE, 2.76 TeV)



centralne

Uwaga: niektóre eksperymenty / publikacje pokazują "*charged jets*" (przy użyciu cząstek naładowanych) a inne całe jety (z komponentem neutralnym)

W najbardziej centralnych zderzeniach (0–10%) jety są tłumione bardziej niż w średnio-centralnych (30–50%)

peryferyczne

arXiv:1601.04462 (przeglądowa)

Full jet reconstruction; R_{AA} jet całych jetówLHC (2.76 TeV)RHIC (200 GeV)



• Tłumienie jetów na podobnym poziomie dla RHIC (\rightarrow patrz centralne Cu+Cu) i dla LHC. Tłumienie jetów o czynnik około 2 (bo R_{AA}^{jet} około 0.5)

• Przypomnienie: tłumienie cząstek o wysokim $p_T (R_{AA} dla cząstek a nie całych jetów) było o czynnik około 5 dla top RHIC (<math>R_{AA} dla dużych p_T było rzędu 0.2$) a dla LHC o czynnik ok. 7 w minimum R_{AA} i o czynnik ok. 2 już po wzroście R_{AA} (dla p_T cząstek rzędu 100 GeV/c, patrz wyniki CMS)

arXiv:1305.6400, 1210.8271



Tłumienie (całych) "inkluzywnych" jetów oraz b-jetów w LHC (2.76 TeV)

(zgodne z przew. QCD)



Czyli dla tak dużych pędów (jety o 100–300 GeV/c) efekt różnicy mas 'b' (rzędu 4.2 GeV/c²) i lekkich (kilka MeV/c²) staje się zaniedbywalny



CMS PAS-HIN-14-007

PRL

 $\frac{1}{3}$

(2014) 13230

400

Tłumienie (całych) "inkluzywnych" jetów oraz b-jetów w LHC (5.02 TeV)

Uwaga: późniejsze wyniki LHC (ATLAS) dla Pb+Pb przy 5.02 TeV wydają się pokazywać, że R_{AA}^{jet} b-jetów jest jednak większe (mniejsze tłumienie) niż R_{AA}^{jet} "inkluzywnych" jetów. Niepewności nadal są duże

ATLAS, EPJC 83 (2023) 5, 438 [arXiv:2204.13530]





Tłumienie hadronów i jetów w LHC

ALICE, arXiv:1405.2737; Grosse-Oetringhaus (for ALICE), OM 2014





Brak tłumienia w p+Pb Silne tłumienie w Pb+Pb

Tłumienie jetów w zderzeniach ciężkich jonów nie jest efektem stanu początkowego

Zob. też wyniki dla zależności od centralności w p+Pb (brak zależności od centralności): ALICE, arXiv:1603.03402

Tłumienie całych jetów (lewy) i hadronów (prawy) w LHC



Brak tłumienia w p+Pb zarówno jetów jak i hadronów (uwaga: ALICE pokazuje saturację R_{pPb} (cząstek naład.) na jedynce, a CMS lekki wzrost → zob. żółte punkty na rys. prawym)
Silne tłumienie zarówno jetów jak i hadronów w Pb+Pb; dla dużych p_T brak (?) silnej zal. od zapachu (R_{AA} jet rzędu 0.5 dla b-jetów i "inkluzywnych" jetów → zob. 3 i 2 str. wcześniej)
Tłumienie jetów w zderzeniach ciężkich jonów nie jest efektem stanu początkowego

R. G. de Cassagnac (for CMS) QM 2014; zob. też M. B. Tonjes (for CMS), arXiv:1409.0429



Tłumienie całych jetów (lewy) oraz hadronów i jetów (dolny) w **LHC**

← średnio centralne (2.76 TeV, 5.02 TeV)

 \leftarrow centralne (2.76 TeV, 5.02 TeV)

ATLAS, Phys. Lett. B790 (2019) [arXiv:1805.05635]

Pb+Pb wyniki LHC: przejście w energii 2.76 TeV \rightarrow 5.02 TeV nie zmienia znacząco R_{AA} jetów



Tłumienie jetów w LHC (2.76 TeV oraz 5.02 TeV)

Rys. z ALICE, Phys. Rev. C101 (2020) 3, 034911 [arXiv:1909.09718]; zob. też wyniki ALICE dla 5.02 TeV z wykorzystaniem MLT (machine learning techniques) \rightarrow ALICE, arXiv:2303.00592



Fig. 8: Jet R_{AA} in 0-10% central Pb–Pb collisions for R = 0.2 (left) and R = 0.4 (right) for all currently published experimental results. Closed markers denote $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, and open markers denote $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV.

Wyniki CMS dla całych jetów w Pb+Pb przy 5.02 TeV → zob. CMS, JHEP 05 (2021) 284 [arXiv:2102.13080]

Slajdy dodatkowe (dla zainteresowanych)

60

D



Porównanie R_{AA} w LHC z różnymi modelami opartymi o radiacyjne straty energii w QGP

arXiv:1304.1452; arXiv:1407.5003

Spectra and RAA at RHIC to LHC



RHIC Au+Au, 200 GeV



Rys. z prac: Mohanty, New J. Phys. 13, 065031 (2011) [arXiv:1102.2495] oraz Connors et al., arXiv:1705.01974

Różnice dla małych p_T; dla dużych wszystkie cząstki tłumione na podobnym poziomie (podobny wniosek dla LHC \rightarrow patrz następna strona)

Wyniki U+U ($\sqrt{s_{_{NN}}}$ = 192 GeV) → zob. PHENIX, Phys. Rev. C 102 (2020) 6, 064905 [arXiv:2005.14686]; A. Hodges (for PHENIX), Nucl. Phys. A 1005 (2021) 121919 [arXiv:2002.11156] (QM 2019)

RHIC Au+Au, 200 GeV



G. David, Rept. Prog. Phys. 83 (2020) 4, 046301 [arXiv:1907.08893] (przeglądowa o fotonach bezpośrednich)

RHIC Au+Au, 200 GeV

Pomiary D_s⁺⁻ w STAR (top RHIC) M. Nasim (for STAR), arXiv:1801.04164 (CPOD 2017)

Dla $p_T > 5$ GeV/c R_{AA} mezonów D_s^{+-} jest podobne jak dla K_s^{0} , dla mniejszych p_T (2.5–4 GeV/c) tłumienie słabsze niż dla K_s^{0} (R_{AA} większe)

 $\mathsf{R}_{_{\mathsf{A}\mathsf{A}}}(\mathsf{K}_{_{\mathsf{S}}}{^{\scriptscriptstyle 0}}) \leq \mathsf{R}_{_{\mathsf{A}\mathsf{A}}}(\mathsf{D}_{_{\mathsf{S}}})$

Lekkie mezony dziwne wydają się bardziej tłumione niż ciężkie D_s





LHC **Pb+Pb**, 2.76 TeV



ALI-DER-143720

LHC Pb+Pb, 5.02 TeV



M. Sas (for ALICE), Nucl. Phys. A 1005 (2021) 121849 [arXiv:2008.02036]

LHC p+Pb, Xe+Xe, Pb+Pb, 5.02/5.44 TeV

ATLAS dla p+Pb (5.02 TeV), Xe+Xe (5.44 TeV), Pb+Pb (5.02 TeV) → ATLAS, JHEP 07 (2023) 074 [arXiv:2211.15257]



cząstki naładowane



1.8

Electrons / muons from HF decays

(from semi-leptonic decays of D and B mesons i.e. $D^0 \rightarrow e^+ K^- v_a$)







LHC, 2.76 TeV



 R_{AA} mionów z HF ATLAS, PR C98 (2018) 044905 [arXiv:1805.05220]

Electrons / muons from HF decays

Pb+Pb

przejście w energii 2.76 TeV \rightarrow 5.02 TeV nie zmienia R_{AA} elektronów / mionów z rozpadów HF

Rys. z pracy arXiv:1705.02800 (QM 2017) oraz dolny lewy z ALICE, PLB 820 (2021) 136558 [arXiv:2011.05718]

Końcowe wyniki c, b \rightarrow e (0–10%, 30–50%, 60–80% Pb+Pb przy 5.02 TeV) \rightarrow zob. ALICE, PLB 804 (2020) 135377 [arXiv:1910.09110] Miony z c i b w Xe+Xe przy 5.44 TeV (różne centralności)

 \rightarrow zob. ALICE, arXiv:2011.06970









LHC **Pb+Pb**, **5.02 TeV**

 $c \rightarrow \mu \text{ oraz } b \rightarrow \mu$

30

ATLAS, Phys. Lett. B 829 (2022) 137077 [arXiv:2109.00411]

Pb+Pb LHC 5.02 TeV (ATLAS)

Pomiar oddzielnie W⁻oraz W⁺

ATLAS, Eur. Phys. J. C79 (2019) 11, 935 [arXiv:1907.10414]

Zob. też jakościowo podobne wyniki w ALICE \rightarrow JHEP 05 (2023) 036 [arXiv:2204.10640]

 R_{AA} bozonów Z⁰ (Pb+Pb, 5.02 TeV) → zob. ATLAS, Phys. Lett. B802 (2020) 135262 [arXiv:1910.13396]

> Figure 14 shows the nuclear modification factor defined via Eq. (2) as a function of $\langle N_{\text{part}} \rangle$ for the production of W^+ and W^- bosons for the combined electron and muon channels. The *pp* measurements used to obtain the R_{AA} factor come from Ref. [28]. All uncertainties are assumed to be uncorrelated between the measurements in the Pb+Pb and *pp* systems, and, therefore, are added in quadrature. As a function of $\langle N_{\text{part}} \rangle$, the nuclear modification factors for both the W^+ and W^- bosons follow the same trend as the normalised production yields. The observed deviations of R_{AA} from unity can be mostly attributed to the isospin effect present in the Pb+Pb system, which results in an enhancement of W^- bosons and a suppression of W^+ bosons relative to the *pp* system. These modifications of W^{\pm} boson production in the Pb+Pb system arise from the larger fraction of valence *d*-quarks in lead nuclei than in protons, since the dominant production mode of W^{\pm} bosons is through $u\bar{d} \to W^+$ and $d\bar{u} \to W^-$ processes.



p+Pb LHC Electrons and mions from HF decays

górny lewy: ALICE, PL B754 (2016) 81 [arXiv:1509.07491]; górny środkowy: ALICE, JHEP 02 (2020) 077 [1910.14399]; górny prawy: ALICE, JHEP 1707 (2017) 052 [arXiv:1609.03898]; dolny lewy i środkowy: ALICE, PL B770 (2017) 459-472 [arXiv:1702.01479]; dolny prawy: ALICE, arXiv:2303.13349

Zob. e⁻z HF w p+p 13 TeV oraz w p+Pb 8.16 TeV (biny krotności) → ALICE, arXiv:2303.13349







Pierwsze wyniki ALICE z **D**_s⁺

ALICE, JHEP 1603 (2016) 082 [arXiv:1509.07287]

ALICE, JHEP 1603 (2016) 081 [arXiv:1509.06888]

15

20

25

Pb-Pb, $\sqrt{s_{_{\rm NN}}} = 2.76 \text{ TeV}, |y| < 0.5$

 p_{T}^{30} (GeV/c)

40

Rys. z LHCb, JHEP 1710 (2017) 090 [arXiv:1707.02750]; Zob. też D^o w p+Pb przy 8.16 TeV \rightarrow LHCb, PRL 131 (2023) 10, 102301 [arXiv:2205.03936]; Zob. też prompt D⁺ oraz D⁺_s w p+Pb przy 5.02 TeV \rightarrow LHCb, JHEP 01 (2024) 070 [arXiv:2309.14206]; Zob. też prompt D⁺ oraz D⁺_s w p+Pb (o różnych krotnościach) przy 8.16 TeV \rightarrow LHCb, arXiv:2311.08490; Zob. też naład. cząstki w p+Pb przy 5.02 TeV \rightarrow LHCb, PRL 128 (2022) 14, 142004 [arXiv:2108.13115] oraz neutralne piony w p+Pb przy 8.16 TeV \rightarrow LHCb, arXiv:2204.10608; dla naładowanych oraz π^{0} osłabienie w forward-rapidity, wzmocnienie w backward-rapidity



Figure 5. Nuclear modification factor R_{pPb} as a function of p_T for prompt D^0 meson production in the (left) backward data and (right) forward data, integrated over the common rapidity range $2.5 < |y^*| < 4.0$ for $p_T < 6 \text{ GeV}/c$ and over $2.5 < |y^*| < 3.5$ for $6 < p_T < 10 \text{ GeV}/c$. The uncertainty is the quadratic sum of the statistical and systematic components. The CGC predictions marked as CGC1 [67] and CGC2 [68] are only available for the forward region.

Przednie pośpieszności, badające obszar małych 'x' Bjorkena (wykład 2), pokazują tłumienie produkcji mezonów D. Mezony D są wrażliwe na gęstość gluonów bo dominujący proces produkcji c ant-c to fuzja gluonów (gg \rightarrow c anty-c). Zmierzone wartości R_{pPb} są zgodne z oczekiwaniami opartymi o różne obliczenia używające nPDF (*nuclear PDF*) oraz w ramach CGC (*Color Glass Condensate*) \rightarrow zob. też C. Loizides, arXiv:2007.00710 (QM 2019). Tłumienie produkcji powabu w obliczeniach z nPDF jest bezpośrednim rezultatem zredukowanej gęstości gluonów przy x < ok. 10⁻² tzw. przesłaniania gluonów (*gluon shadowing*)
Open heavy-flavour production is also studied in p–Pb collisions as a function of the event activity. The ratio $Q_{\rm pPb}^{\rm mult}(p_{\rm T}) = \frac{dN_{\rm pPb}^{\rm mult}/dp_{\rm T}}{\langle N_{\rm coll}^{\rm mult} \rangle dN_{\rm pp}/dp_{\rm T}}$ is used to study the possible multiplicity-dependent modification of the p_T -differential yields in p–Pb collisions with respect to the binary-scaled yields measured in pp collisions. Events are divided in classes based on the energy measured in the Zero Degree Calorimeters located in the Pb-going direction (ZNA). The average number of nucleon-nucleon collisions for the considered ZNA energy event class, $\langle N_{\rm coll}^{\rm mult} \rangle$, is calculated with the hybrid approach described in [12]. Figure 2 demonstrates that the $Q_{\rm pPb}^{\rm mult}$ of prompt D mesons for events with high and low multiplicities is compatible with unity within uncertainties, thus no multiplicity-dependent modification of D-meson production in p–Pb collisions relative to the binary-scaled pp production is observed.

p+Pb LHC



G. Luparello (for ALICE) arXiv:1411.2442

J. F. Grosse-Oetringhaus (for ALICE) arXiv:1408.0414

Zob. końcowe wyniki dla różnych centralności p+Pb w ALICE, arXiv:1602.07240 \rightarrow brak znaczącej zależności od centralnosci

More differential information: Multiplicity dependence of modification

Investigate the scaling of charm production in p-Pb collisions w.r.t. pp collisions



No multiplicity dependent modification of the p_T spectra in p-Pb Similar pattern for D mesons and high- p_T charged particles

MinJung Kweon, Inha University Q

Quark Matter 2014

Zob. też inne definicje Q_{pPb} w A. Toia, arXiv:1410.0481 oraz ALICE, arXiv:1412.6828

I HC

p+Pb

p+Pb LHC

Różnice w R_{pPb} naładowanych <u>hadronów</u> między ALICE i ATLAS+CMS; problemem mógł być brak referencji p+p dla 5.02 TeV (uwaga: CMS od niedawna zaczął używać referencji p+p przy 5.02 TeV \rightarrow zob. wyniki dwa slajdy dalej lub cms, JHEP 1704 (2017) 039 [arXiv:1611.01664])

Z kolei dla całych jetów (rys. prawe) wyniki 3 eksperymentów są zgodne





Cząstki różnego typu

Zob. też cząstki dziwne (K⁰_s, Λ , Ξ , Ω) \rightarrow CMS, PRC 101 (2020), 064906 [arXiv:1910.04812]; π^{0} , η w p+Pb przy 8.16 TeV \rightarrow ALICE, PLB 827 (2022) 136943 [arXiv:2104.03116]



ALICE, PRC 107 (2023) 5, 055201 [arXiv:2110.10042]

p+Pb

LHC



ALICE, PLB 760 (2016) 720-735 [arXiv:1601.03658]

Rys. z ALICE, JHEP 12 (2019) 092 [arXiv:1906.03425] Zob. też wcześniejsze wyniki → ALICE, PR C94 (2016) 054908 [arXiv:1605.07569]



Pb+Pb oraz p+Pb LHC

Porównanie przy tej samej energii: 5.02 TeV

(R_{DA}, R_{AA} dla cząstek naładowanych)





Pb+PbLHCPomiar D⁰ oraz B^{+/-} przy 5.02 TeV (CMS)

Na lewym górnym pokazano 'b' dla 2.76 TeV ale wyniki dla obu energii są podobne:



Pb+Pb LHC

Pomiar mezonów D przy energii 5.02 TeV (ALICE)

ALICE, JHEP 1810 (2018) 174 [arXiv:1804.09083] (w pracy pokazano również inne centralności)







Mezony D⁰, D⁺, D^{*+} dla 5.02 TeV są zgodne z tymi dla 2.76 TeV

 Mezon D_s⁺ (c anty-s) pokazuje nieco większe wartości R_{AA} (ale w granicach niepewności nadal zbliżone) niż nie-dziwne mezony D (cq)

 Dla dużych p_T R_{AA} cząstek naład.
oraz R_{AA} mezonów D (niedziwnych) są podobne





Pb+Pb LHC

Piony, kaony, protony → porównanie 2.76 TeV i 5.02 GeV (ALICE); brak różnic

J. Otwinowski (for ALICE), EPS-HEP 2017

Korelacje dwucząstkowe w kącie azymutalnym – kompilacja wyników STAR, arXiv:1004.2377



FIG. 2: (Color online) Background-subtracted azimuthal angle difference distributions for associated particles with p_T between 1.0 and 2.5 GeV/c and for different ranges of trigger particle p_T , ranging from 2.5 - 3.0 GeV/c (left column) to 6 - 10 GeV/c (right column). Results are shown for Au+Au collisions (solid circles) with different centrality (rows) and d+Au reference results (open circles). The rapidity range is $|\eta| < 1$ and as a result the rapidity-difference $|\Delta \eta| < 2$. Open red squares show results for a restricted acceptance of $|\Delta \eta| < 0.7$, using tracks within $|\eta| < 1$. The solid and dashed histograms show the upper and lower range of the systematic uncertainty due to the v_2 modulation of the subtracted background.

Korelacje dwucząstkowe w kącie azymutalnym – kompilacja wyników STAR, arXiv:1004.2377



FIG. 3: (Color online) Background-subtracted azimuthal angle difference distributions for different p_T^{trig} (columns) and p_T^{assoc} (rows) in 0-12% central Au+Au collisions (solid circles) and d+Au reference results (open circles). The rapidity range is $|\eta| < 1$ and as a result the rapidity-difference $|\Delta \eta| < 2$. Open red squares show results for a restricted acceptance of $|\Delta \eta| < 0.7$, using tracks with $|\eta| < 1$. The solid and dashed histograms show the upper and lower range of the systematic uncertainty due to the v_2 modulation of the subtracted background.

Promieniowanie Czerenkowa – gdy cząstka przekracza prędkość światła w medium Mechanizm promieniowania Czerenkowa jest bardzo podobny do powstawania stożka Macha (dlatego używa się 3-cząstkowych korelacji żeby odróżnić oba scenariusze)

Promieniowanie Czerenkowa: fala uderzeniowa światła (*shock wave of light*) – fala elektromagnetyczna. W materiale światło porusza się z prędkością c/n, gdzie n jest współczynnikiem załamania ośrodka (np. dla wody n = 1.33 czyli światło porusza się około 30% wolniej w wodzie niż w próżni)

Cząstki elementarne np. elektron nie mają większego problemu żeby poruszać się szybciej niż c/n (βc > c/n), bo już energie rzędu kilku MeV wystarczą żeby cząstka miała prędkość zbliżoną do prędkości światła (c)

Rezultat – obserwujemy elektromagnetyczne promieniowanie Czerenkowa (może być zarejestrowane fotopowielaczem)



 $\frac{czoko fali}{\sigma}$ $\frac{c}{n}t$ \frac

Rys. z wykł. T. Lesiak

W top RHIC – mielibyśmy ewentualnie do czynienia z odpowiednikiem w QCD – czyli promieniowaniem <u>gluonów</u> a nie fotonów (*Cerenkov gluon radiation*) – (Koch, Majumder, Wang) Czyli dla stożka Macha (przekraczanie prędkości dźwięku w medium)

 $\begin{array}{l} c_{s}^{}/v_{\text{parton}}^{} = \cos{(\Theta_{\text{M}})} \\ c_{s}^{} - \text{prędkość dźwięku w medium} \\ v_{\text{parton}}^{} - \text{prędkość partonu (około 'c')} \\ \Theta_{\text{M}}^{} - \text{kąt Macha} \end{array}$

a dla promieniowania Czerenkowa (przekraczanie prędkości światła w medium)

 $c_{\gamma}/v_{parton} = \cos(\Theta_{c})$ $c_{\gamma} - prędkość światła w medium$ $<math>\Theta_{c} - kąt$ Czerenkowa Korelacje azymutalne – ciekawe i dość nieoczekiwane rezultaty dla SPS **Przy energiach SPS zmienia się kształt near-side jetu (przejście od maksimum dla top SPS do wgłębienia dla low SPS!).** Pytanie (na razie bez odpowiedzi): **czy to jest w jakiś sposób związanie z energią przejścia fazowego do QGP** (przy niskich energ. SPS, zob. wykład 10) Wiadomość z roku 2011: nowe symulacje w UrQMD zaczęły odtwarzać te struktury... :(





Struktura away-side jetu (prawy górny rysunek) nie zależy od energii...

...tendencja wydaje się utrzymywać dla LHC



ALICE, *centralne* Pb+Pb $\sqrt{s_{NN}}$ = 2.76 TeV



ATLAS, centralne Pb+Pb $\sqrt{s_{_{NN}}} = 2.76 \text{ TeV}$ Bezpośrednia (tj. bez funkcji korelacyjnej) obserwacja tłumienia jetów przy LHC

PRL 105, 252303 (2010)

Di- jet Energy Imbalance

PRL cover (Vol. 105, Iss. 25)



Large energy imbalance between leading (more energetic, J1) and sub-leading jet (J2) in central Pb+Pb collisions is seen at the event by event basis. ATLAS, Phys. Rev. Lett. 105 (2010) 252303

• Di-jet asymmetry factor:
$$A_{J} = \frac{E_{T}^{J1} - E_{T}^{J2}}{E_{T}^{J1} + E_{T}^{J2}}$$

Di-jet Asymmetry



Asymmetry grows for more central events

A. Trzupek







Wyniki dla b-jetów w p+Pb w LHC (ALICE)

Brak tłumienia inkluzywnych jetów oraz b-jetów w p+Pb

ALICE, JHEP 01 (2022) 178 [arXiv:2110.06104]

Inkluzywne jety oraz b-jety (ALICE)

b-jety (ALICE oraz CMS)





Wyniki dla jetów w p+Pb w LHC (ALICE) oraz w d+Au w RHIC (PHENIX)

Brak efektów tłumienia jetów naładowanych (*charged-particle jets*) oraz pełnych jetów (*full jets; z komponentem neutralnym*) w p+Pb oraz d+Au

ALICE, JHEP 05 (2024) 041 [arXiv:2307.10860]



"Full jets are reconstructed with charged and neutral components. It is important to realize that the energy scales of the ATLAS, CMS, PHENIX, and ALICE measurements are different (jets measured by ALICE do not include neutral fragments)"