

Katarzyna Grebieszko

Wydział Fizyki Politechniki Warszawskiej

Zakład Fizyki Jądrowej

Pracownia Reakcji Ciężkich Jonów

"Fizyka zderzeń ciężkich jonów"

semestr letni 2024/2025

Wykład 7

1. Podstawy chromodynamiki kwantowej, stała sprzężenia oddziaływań silnych, asymptotyczna swoboda. Plazma kwarkowo-gluonowa.
2. Diagram czasowo-przestrzenny ewolucji zderzenia ciężkojonowego (tzw. Model Małego Wybuchu). Model Worka (MIT bag model).

Oddziaływania międzykwarkowe (silne) – wymiana gluonów; gluonów jest 8 (oktet gluonów), każdy gluon niesie jednostkę koloru i antykoloru

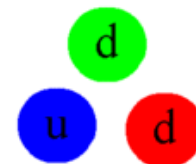
Kwantowa teoria oddziaływań kolorowych – *quantum chromodynamics* (QCD, zaproponowana w pracy Fritzsche, Gell-Mann, Leutwyler, Physics Letters B 47, 365 (1973))

z SU(3): 3 x 3 kombinacje kolorowe → oktet i singlet

$3 \otimes 3 = 8 \oplus 1$ → z SU(3): 3 x 3 kombinacje kolorowe → oktet i singlet

oktet gluonów $\bar{B}R, \bar{B}G, \bar{R}B, \bar{R}G, \bar{G}B, \bar{G}R,$
oraz $(1/\sqrt{2})(R\bar{R} - G\bar{G}), (1/\sqrt{6})(R\bar{R} + G\bar{G} - 2B\bar{B})$

singlet $(1/\sqrt{3})(R\bar{R} + G\bar{G} + B\bar{B})$ nie niesie żadnego koloru

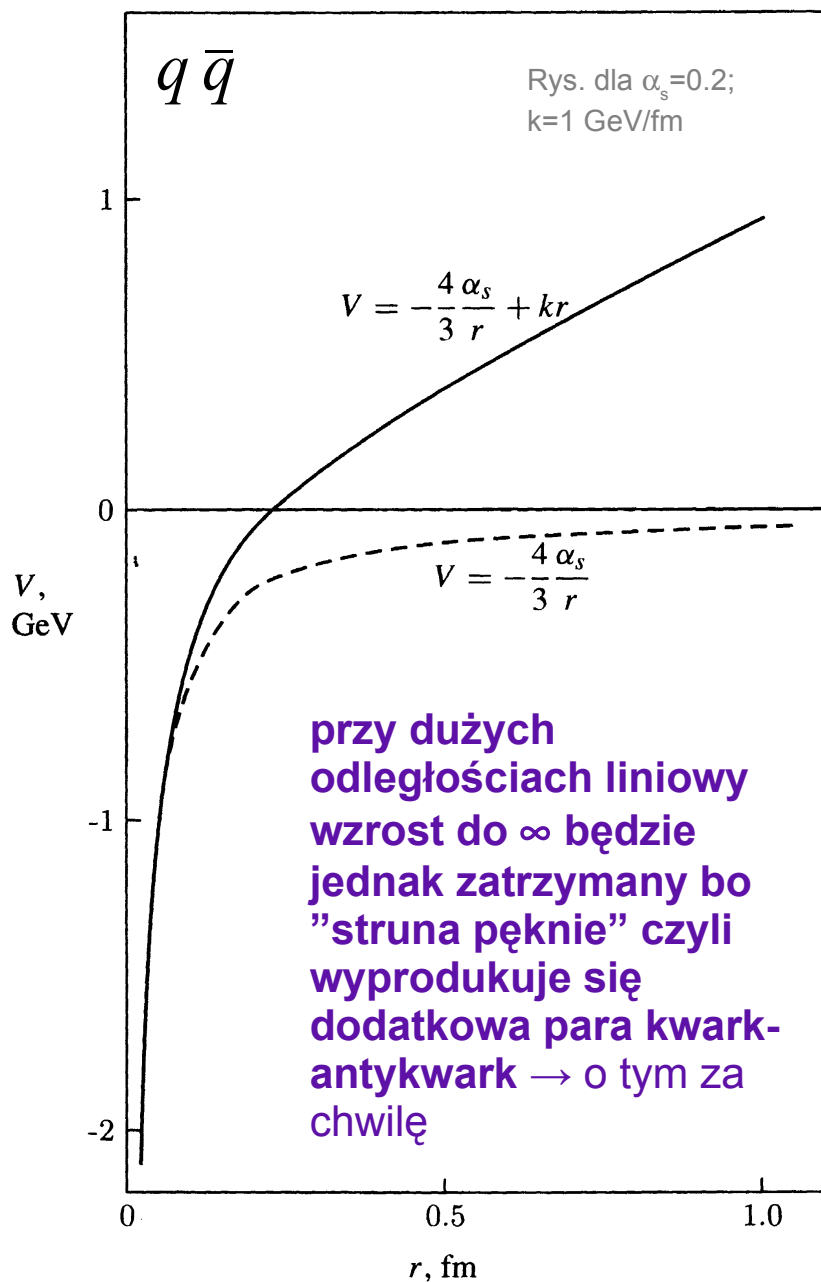


https://pl.wikipedia.org/wiki/Oddzia%C5%82ywanie_silne

Potencjał międzykwarkowy:

1. na małych odległościach ma charakter kulombowski podobnie jak w przypadku elektromagnetyzmu
2. na dużych odległościach musi wzrastać do nieskończoności, żeby uwięzić kwarki w hadronie

Potencjał postaci $V = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + kr$ dobrze tłumaczy poziomy energetyczne stanów związanych **czarmonium** i **bottomonium** (**q anty-q**)



Potencjał międzykwarkowy ma wyraz malejący z odległością oraz wyraz rosnący z odległością

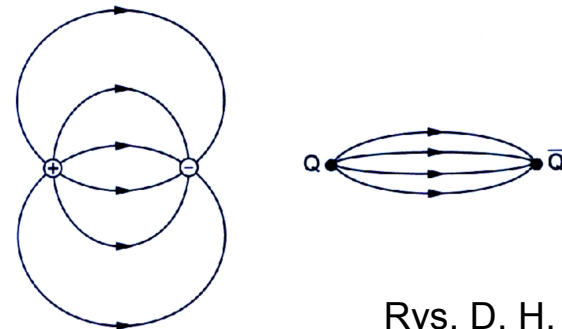
Na małych odległościach – potencjał jak kulombowski ($\sim 1/r$) **$V = -C \alpha_s / r$**

Dla $q\bar{q}$ w bezbarwnym stanie w mezonie $C=4/3$ Związane z tzw. *color factors*
Dla qq w bezbarwnym stanie w barionie $C=2/3$

Na dużych – model struny ($\sim r$)

Wartości parametrów tych wyrazów są dopasowywane na podstawie obserwacji poziomów tj. stanów związanych kwarków; z doświadczenia $k = 0.87 \text{ GeV/fm}$ (D. H. Perkins)

Rys. dolny: linie pola elektrycznego dwóch ładunków o przeciwnych znakach (lewy, QED) i linie pola kolorowego między kwarkami (prawy, QCD) – ściągane w strunę przez samo-oddziaływanie gluonów niosących ładunek kolorowy



Rys. D. H. Perkins

$4/3$ bo w QCD 8 gluonów, uśredniamy po 3 kolorach kwarków = $8/3$. Całość / 2 (względny historyczny – powiązanie α_s z kwadratem silnego ładunku kolorowego)
 $V_{EM} = -\alpha/r$ (jeden „kolor” fotonu i jeden ładunek fermionu)

Dygresje (z wykładu 2):

*próżnia pełna jest
obiektów wirtualnych !*

1. Próżnia

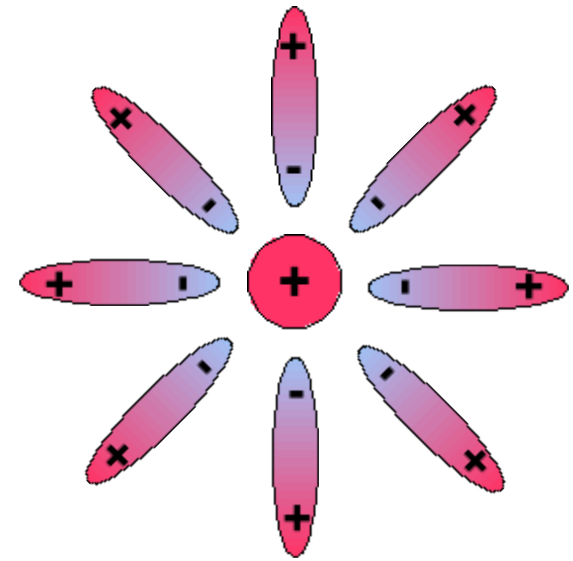
- a) próżnia klasyczna to całkowity brak materii
- b) mechanika kwantowa pozwala na pozorne złamanie zasady zachowania energii (zgodnie z $\Delta E \Delta t \cong \hbar$). Z nicności może wyłonić się wirtualna cząstka, jeżeli po chwili ponownie zniknie. Proces ten nazywany jest **fluktuacją kwantową** i zachodzi tak szybko, że nie jest dla nas zauważalny. Zgodnie z mechaniką kwantową najdoskonalsza próżnia klasyczna wypełniona jest oceanem wirtualnych cząstek, które stale pojawiają się i znikają.
- c) w szczególności mogą tworzyć się **wirtualne pary cząstka – antycząstka**

2. Cząstki:

- a) **rzeczywiste** – mogą się swobodnie propagować nawet na makroskopowych odległościach
- b) **wirtualne** – istnieją tylko w krótkich chwilach danych przez zasadę nieoznaczoności
- c) cząstka rzeczywista zawsze otoczona jest przez chmurę obiektów wirtualnych (nie da się jej izolować)

Efekt polaryzacji ośrodka (dielektryka)

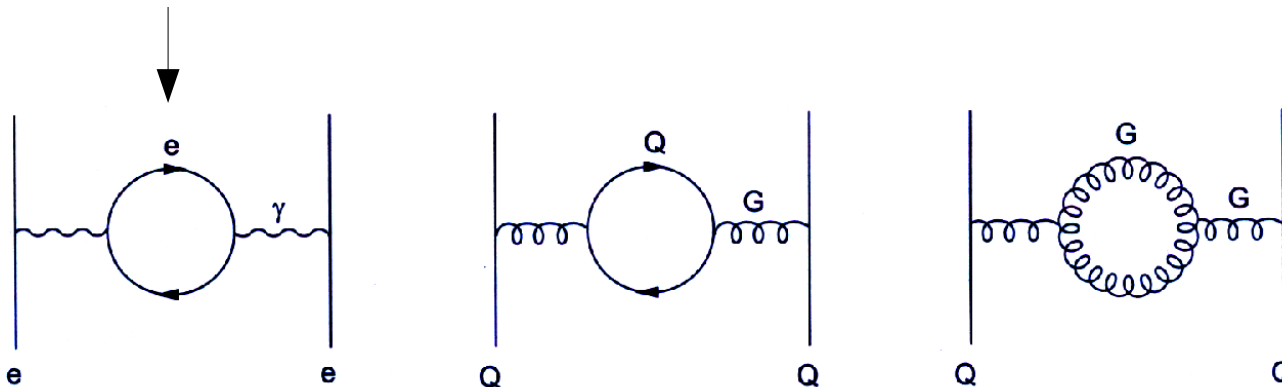
Ładunek próbny (jak najbardziej rzeczywisty!) w dielektryku działa na odległościach większych od odl. międzymolekularnych słabiej niż potencjał kulombowski w próżni (ekranowanie ładunku)



Co to jest efekt polaryzacji próżni?

Przykład z QED (lewy rys.):

Nawet w próżni ładunek próbny nieustannie emituje i pochłania wirtualne fotony, które mogą produkować krótkożyjące pary elektron-pozyton, które z kolei wywołują efekt ekranowania nazywany efektem polaryzacji próżni



Rys. D. H. Perkins

Diagramy pętlowe z efektem polaryzacji próżni w QED (lewy) i QCD (środkowy, prawy). Prawego (ale z fotonami) nie ma w QED !!!

Efektywne stałe sprzężenia w QED i QCD

Dotychczas α i α_s nazywaliśmy stałymi sprzężenia^{*)} (*coupling constant*)

Obecność kwantowej próżni (możliwość produkcji cząstek wirtualnych) powoduje, że zarówno α jak i α_s nie są stałymi tylko „**efektywnymi stałymi sprzężenia**” (biegnące/bieżące stałe sprzężenia; *running coupling constant*) **a ich wartości zależą od mas i przekazów pędu w danym procesie**

Przy zmieniającym się przekazie pędu zmieniamy odległość z jakiej „patrzymy” na ładunek a więc zmieniamy ilość wirtualnych cząstek jakie obserwujemy razem z rzeczywistym ładunkiem. **Wartość biegnących stałych sprzężenia zależy od ilości takich wirtualnych cząstek, które mogą działać ekranująco (QED i QCD) bądź antyekranująco (QCD)**

Antyekranowanie ładunku kolorowego w QCD (w przeciwieństwie do ekranowania z QED) to nie zasłanianie tylko wręcz rozciąganie ładunku na większe odległości (związane z tym że gluony w QCD są również nośnikami ładunku kolorowego)

^{*)} stała sprzężenia ustala „magnitudę” siły, np. $F = GMm/r^2$, $F = kq_1q_2/r^2$

**Uwzględnienie biegnięcia stałej sprzężenia to
wyrażenie α przy pewnej wartości q^2 przez α przy innej wartości np. przy $q^2 = \mu^2$**

tzew. równanie grupy renormalizacyjnej (rozwinięcie w szereg):

$$\frac{1}{\alpha(\mu^2)} = \frac{1}{\alpha(q^2)} + \beta_0 \ln\left(\frac{q^2}{\mu^2}\right) + \dots \quad [\text{wzór 1}]$$

$\beta_0 = \frac{1}{12\pi} (4 n_f - 11 n_b)$ zależy od liczby typów cząstek, jakie mogą pojawić się w diagramach pętlowych opisujących polaryzację próżni (n_b dla bozonów i n_f dla fermionów)

QED: brak pętli z fotonami, $n_b = 0$, przy dużych energiach liczba rodzin fermionów $n_f = 3$, ostatecznie $\beta_0 = \frac{1}{\pi}$

QCD: z SU(3) mamy $n_b = 3$, czyli przy $n_f = 3$ otrzymamy $\beta_0 = -\frac{7}{4\pi}$

$$\alpha_{em}(q^2) = \alpha(q^2) = \frac{\alpha(\mu^2)}{\left[1 - \frac{1}{\pi} \alpha(\mu^2) \ln\left(\frac{q^2}{\mu^2}\right)\right]}$$

teoria podaje zależność $\alpha(q^2)$ ale pod warunkiem że my z doświadczenia mamy jakąś wartość $\alpha(\mu^2)$

$$\alpha_s(q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{\left[1 + \frac{7}{4\pi} \alpha_s(\mu^2) \ln\left(\frac{q^2}{\mu^2}\right)\right]}$$

można zapisać: $\alpha_s(q^2) = \frac{1}{B \ln(q^2/\Lambda^2)}$

gdzie $B = -\beta_0$

$$\Lambda^2 = \mu^2 \exp\{-1/B \alpha_s(\mu^2)\}$$

wzory z D. H. Perkins

parametr Λ wynosi około 0.2 GeV

Uwaga: W literaturze pojawiają się również inne wartości Λ (PRD 85 (2012) 014005

[arXiv:1108.3501]; NP 90 (2016) 1 [arXiv:1604.08082]) np. $\Lambda \approx 0.25$ GeV [PRD 85 (2012) 014005]

$q \uparrow$ ($r \downarrow$) $\alpha \uparrow$
 α rośnie (b. powoli) z
 przekazem pędu

jeśli $\alpha = 1/137$ (przy $\mu = 1$ MeV) to dla energii
 blisko Z^0 (q około 100
 GeV) $\alpha(M_Z) = 1/129$

**Stała sprzężenia („siła”) oddziaływań
 EM spada ze wzrostem odległości a
 silnych rośnie ze wzrostem odległości !**

$q \uparrow$ ($r \downarrow$) $\alpha_s \downarrow$
 α_s maleje ze wzrostem
 przekazu pędu

(typowe dla tzw.
 nieabelowych teorii pola,
 gdzie kwanty pola są
 również jego nośnikami)

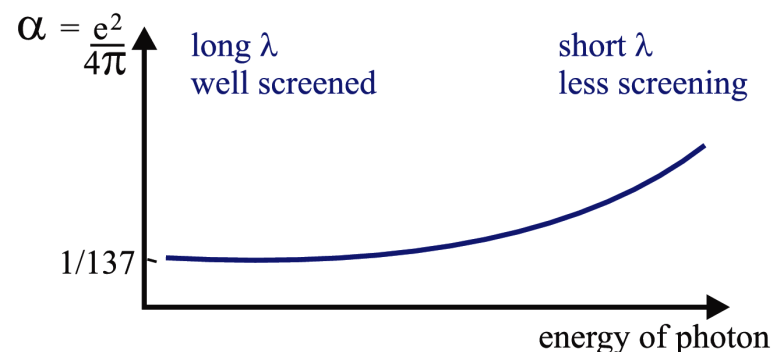
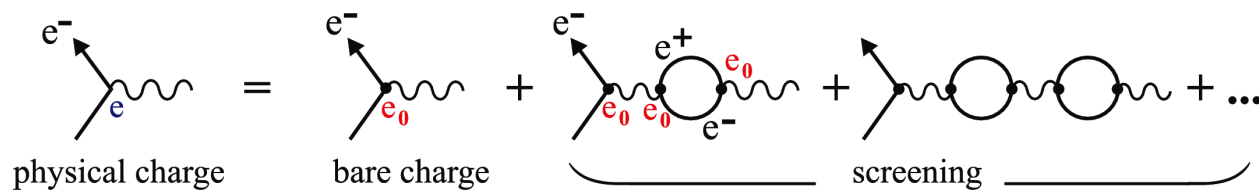
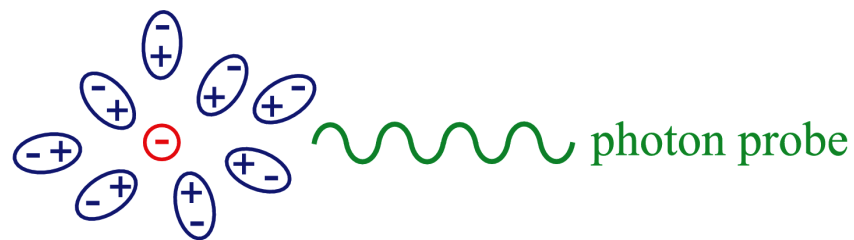
$$\alpha_s(q = M_Z = 91 \text{ GeV}) \approx 0.118$$

QED

Efekty polaryzacji próżni (np. pary e^+e^-) ekranują goły ładunek elektronu $\Rightarrow$ stała sprzężenia rośnie z energią

Im krótsza długość fali próbującego fotonu tym bardziej dostrzega on goły ładunek elektronu

$\alpha(0)$ wzięte z eksperymentu tradycyjnie jako $1/137$

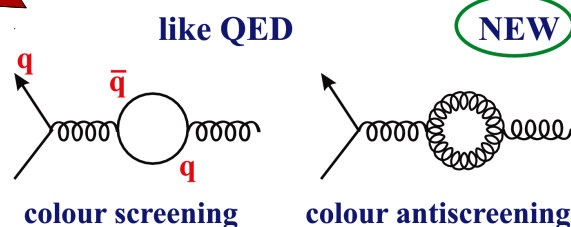


QCD

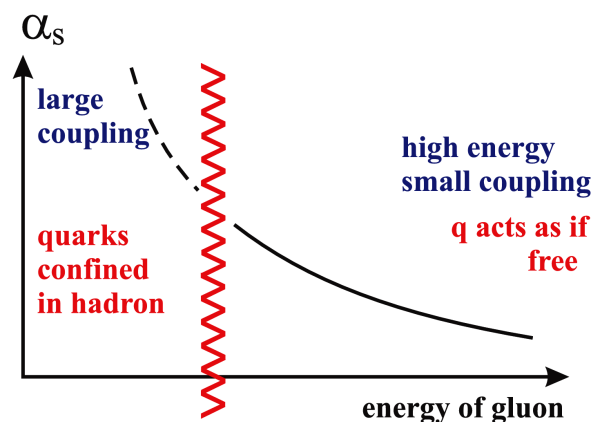
1. Diagramy polaryzacji próżni (jak w QED) dają efekt ekranowania ładunku kolorowego

2. Dodatkowo nowe wierzchołki (pętle) gluonowe (efekt antyekranowania)

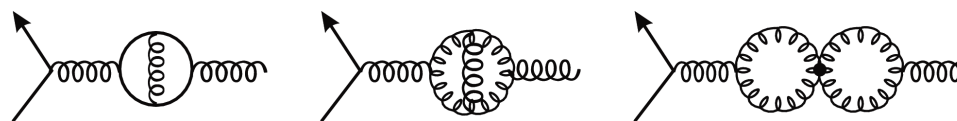
Efekt 2) dominuje nad efektem 1)



$$b_0 = -n_f/6\pi + 33/12\pi$$



możliwe również takie diagramy $\rightarrow$



Jeszcze jedna nieco inna ale bardzo często używana formuła na stałą sprzężenia oddziaływań silnych:

$$\alpha_s(Q^2) \equiv \frac{g_s^2(Q^2)}{4\pi} = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \ln(Q^2 / \Lambda_{QCD}^2)}$$

zwłaszcza w pracach dot. ciężkich jonów ;-)

gdzie N_f to liczba aktywnych zapachów kwarków (typów) przy danym Q

Q - przekaz czteropędu

Λ_{QCD} - parametr skali (*QCD scale parameter*)

$\Lambda_{QCD} \approx 0.2 \text{ GeV}$

czyli liczba zapachów z $m_q \leq Q$

Z równania wynika, że stała sprzężenia jest mała dla $Q^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$

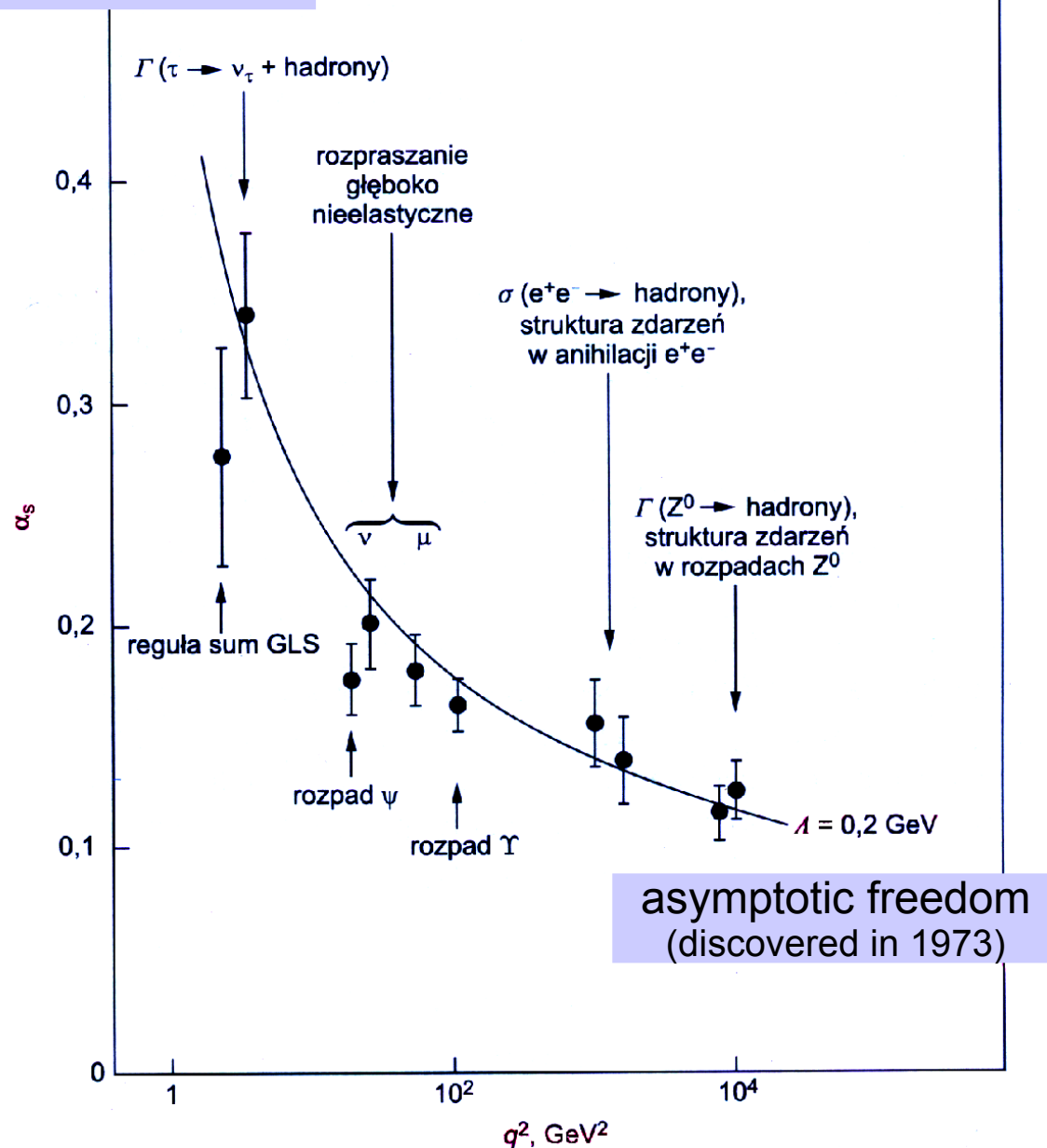
=> reakcje z dużymi przekazami pędu można traktować perturbacyjnie

QCD ma wiele sukcesów w opisie produkcji jetów (duże Q)

=> reakcje z małymi przekazami pędu - QCD nie działa; modele fenomenologiczne

Uwaga: ostateczne wzory na $\alpha(q^2)$ na oraz $\alpha_s(q^2)$ mogą nieco różnić się między autorami / publikacjami np. dlatego, że w obliczeniach brane są pod uwagę różne ilości / typy diagramów pętlowych (np. w QED niektórzy uwzględniają jedynie pętle z e^+ i e^- a niektórzy liczą dla wszystkich rodzin fermionów)

confinement



Stała sprzężenia oddziaływań silnych wyznaczona w różnych procesach

Krzywa ciągła – przewidywania teoretyczne dla $\Lambda = 0.2 \text{ GeV}$

Stała sprzężenia mała dla małych odległości ($< \sim 1 \text{ fm}$) – pQCD

Stała sprzężenia duża dla dużych odległości ($> \sim 1 \text{ fm}$) – npQCD



Gross



Politzer



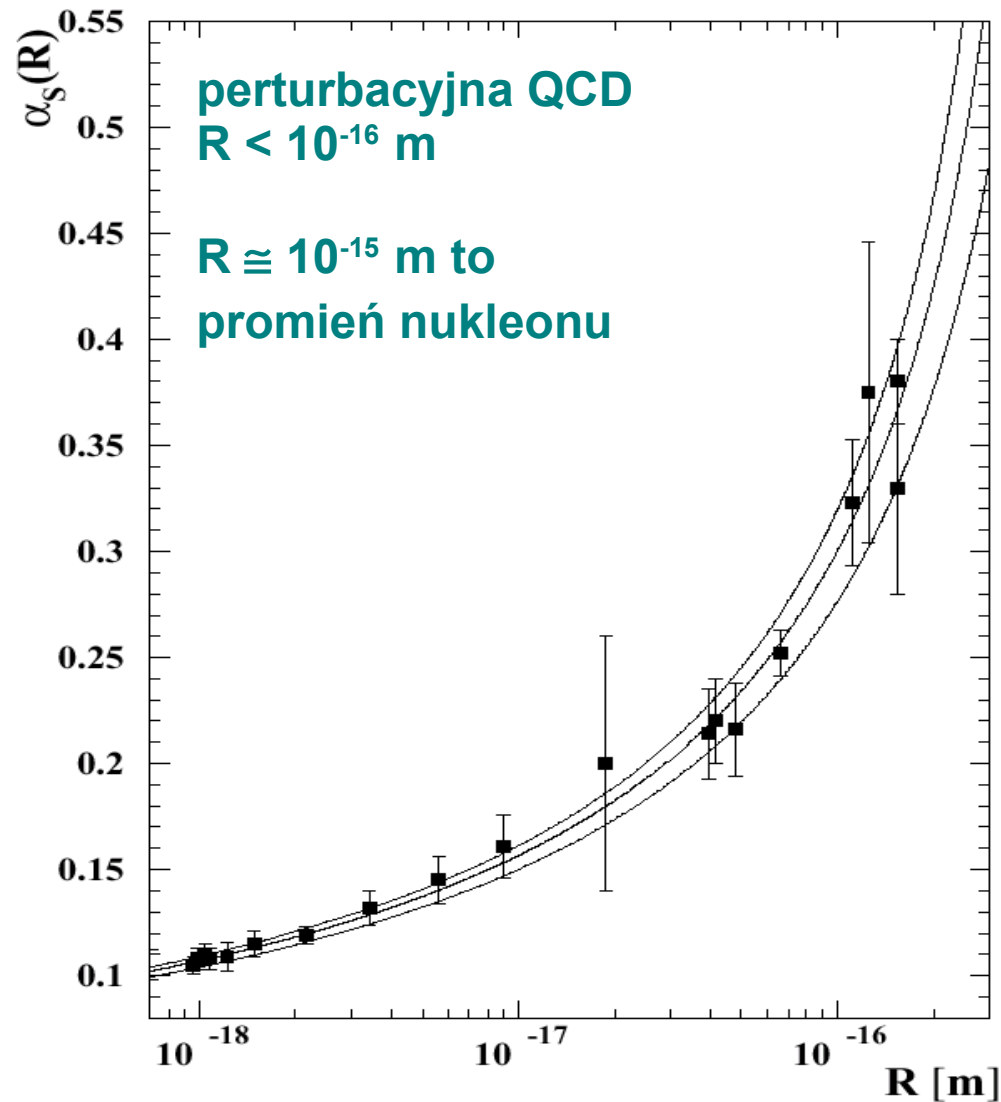
Wilczek



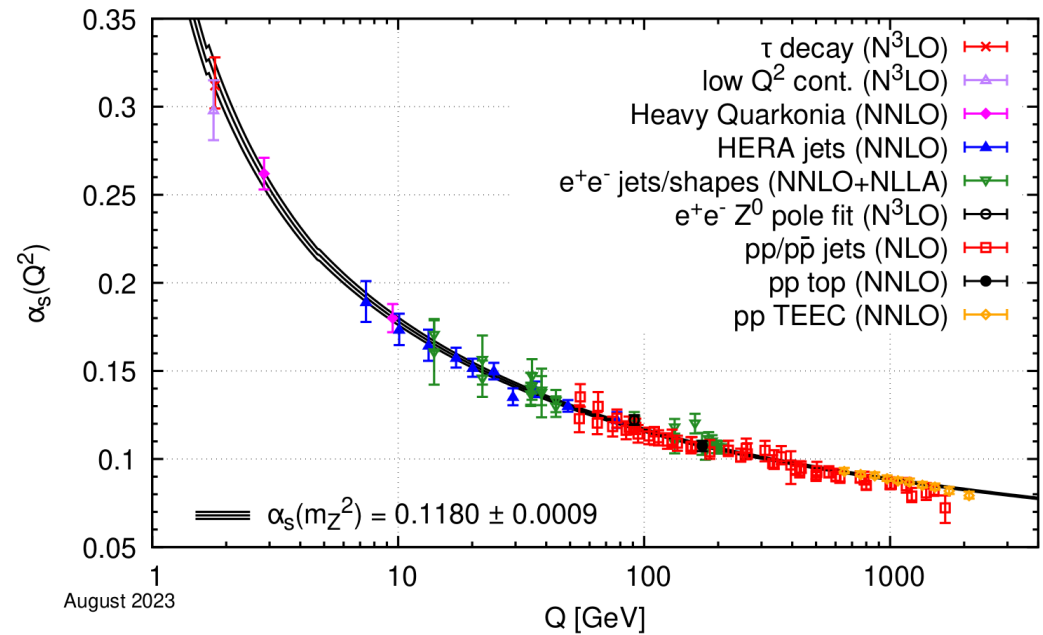
Nagroda Nobla z Fizyki w 2004 roku

„for the discovery of **asymptotic freedom** in the theory of the strong interaction”

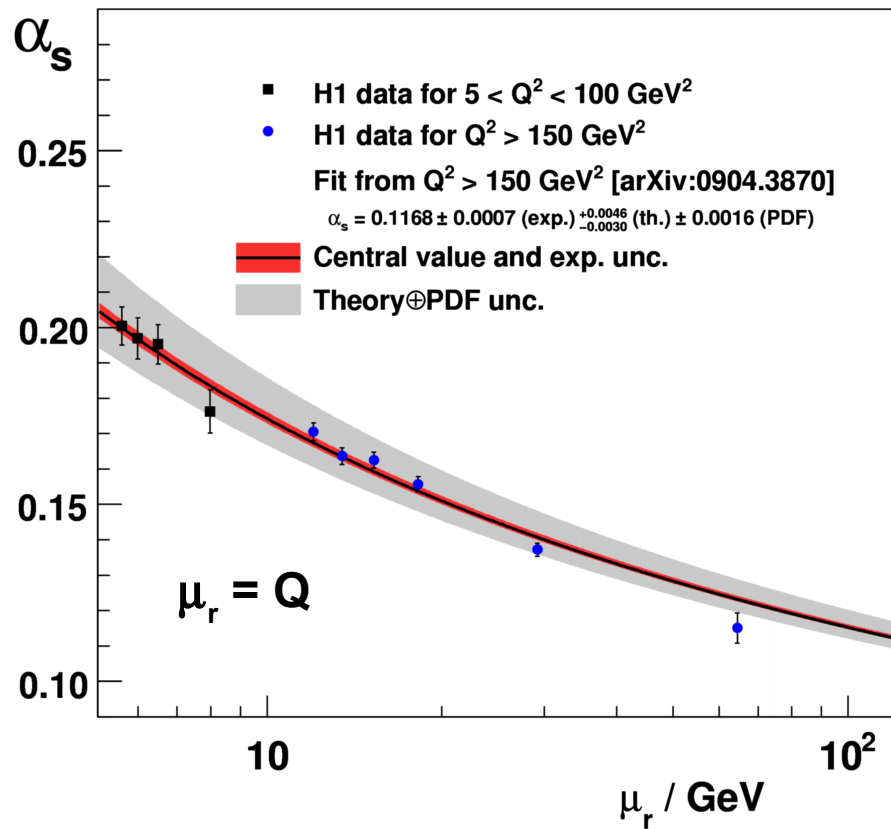
Oddziaływanie pomiędzy
kwarkami staje się bardzo
silne dla dużych odległości R



Rys. prawy: PDG 2024



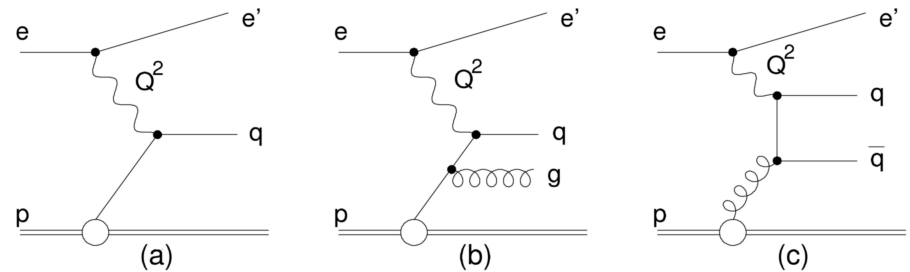
α_s from Jet Cross Sections in DIS



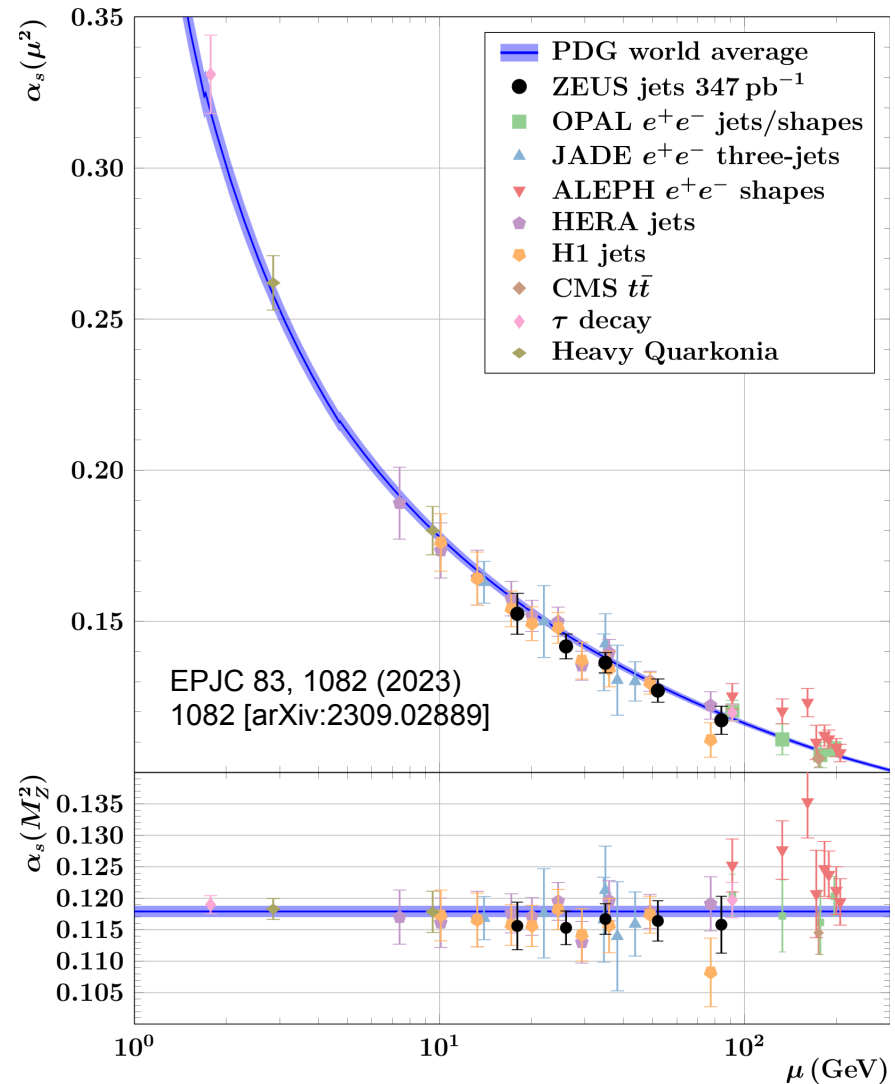
Stała sprzężenia oddziaływań silnych
 wyznaczona m.in. w eksperymencie H1
 (przy akceleratorze HERA) na podstawie
 procesów jak na rysunku z prawej

Rys. (lewy) z arXiv:1005.5561

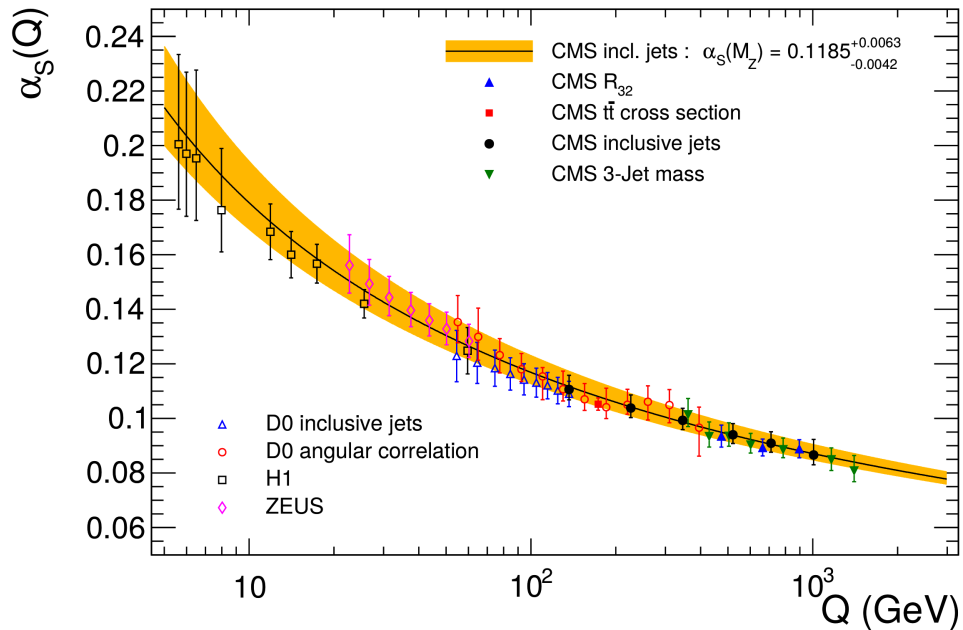
Przypomnienie: oznaczenie q^2 czy Q^2 jest
 kwestią konwencji (tak samo jak definicja);
 tu w rozpraszaniu kwadrat przekazu
 czteropędu jest > 0



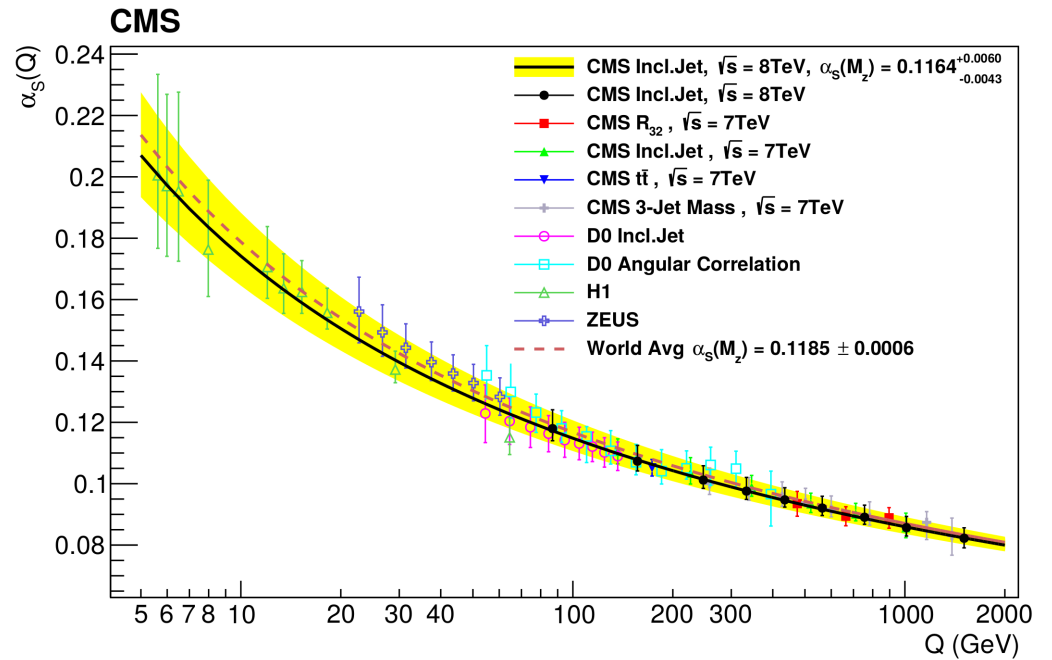
ZEUS



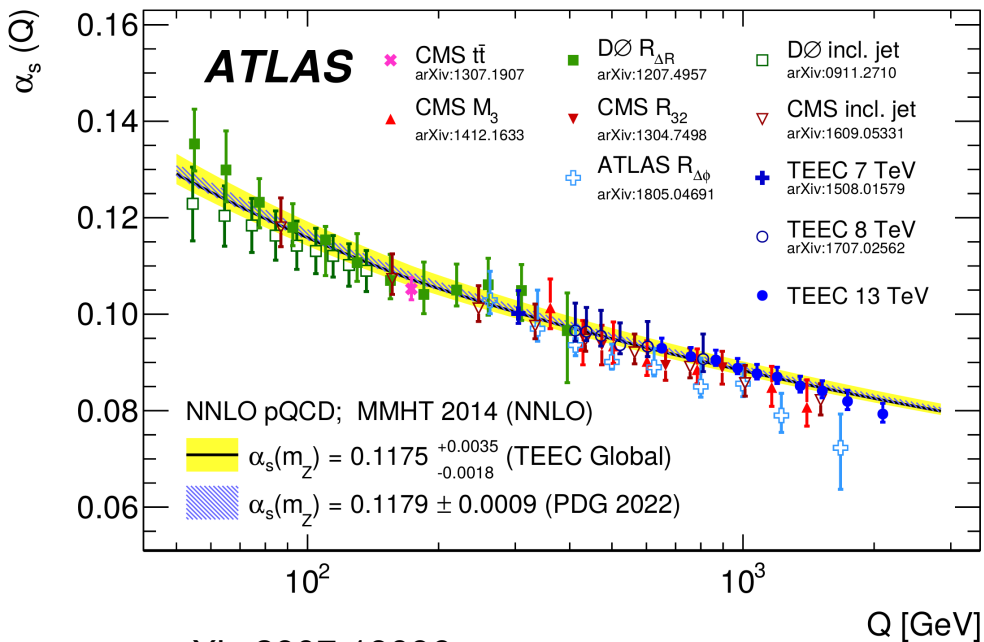
Wyniki z LHC



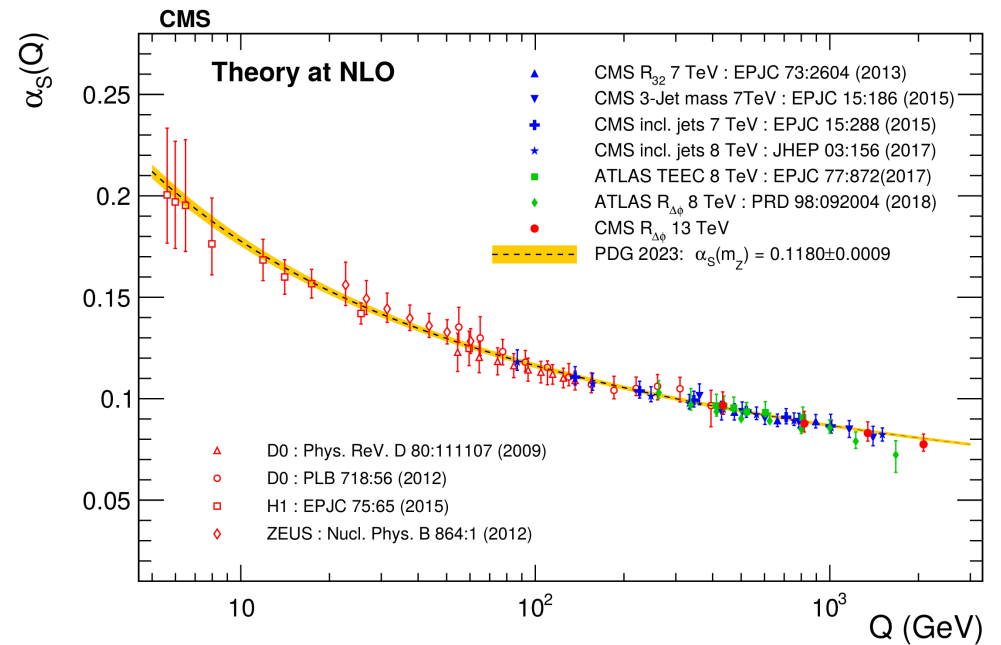
arXiv:1509.04380



arXiv:1811.11801



arXiv:2307.13096

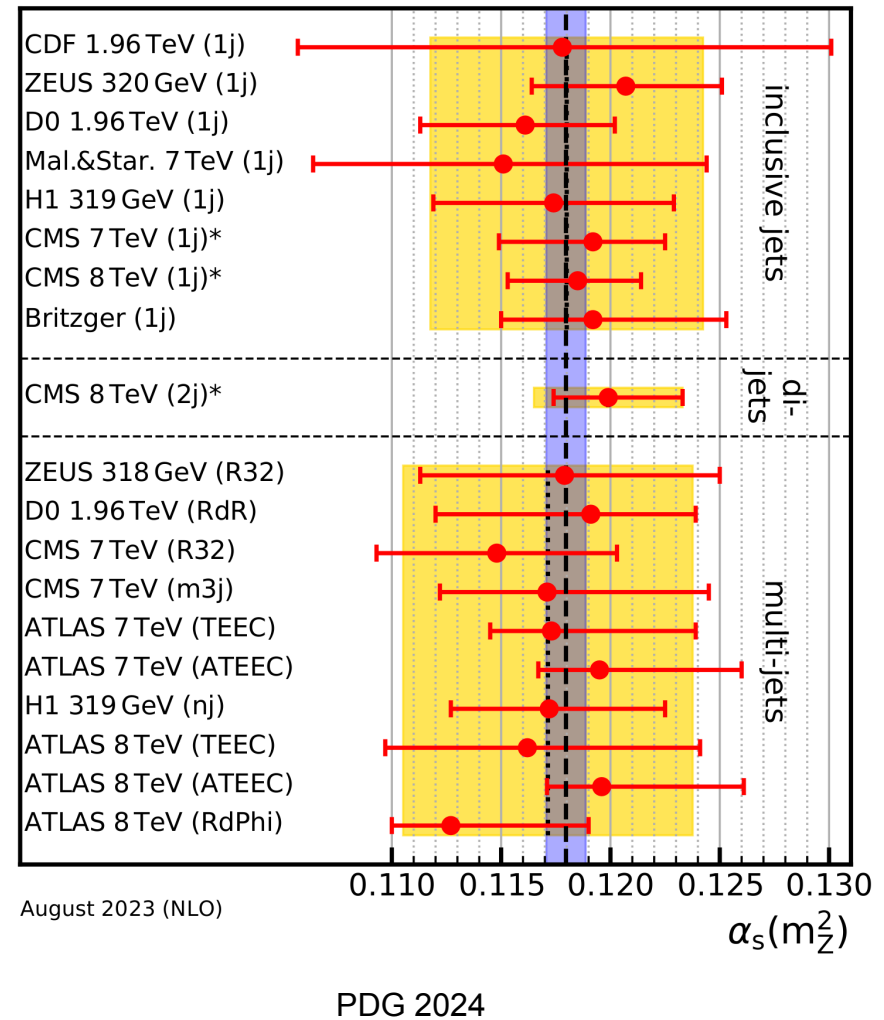
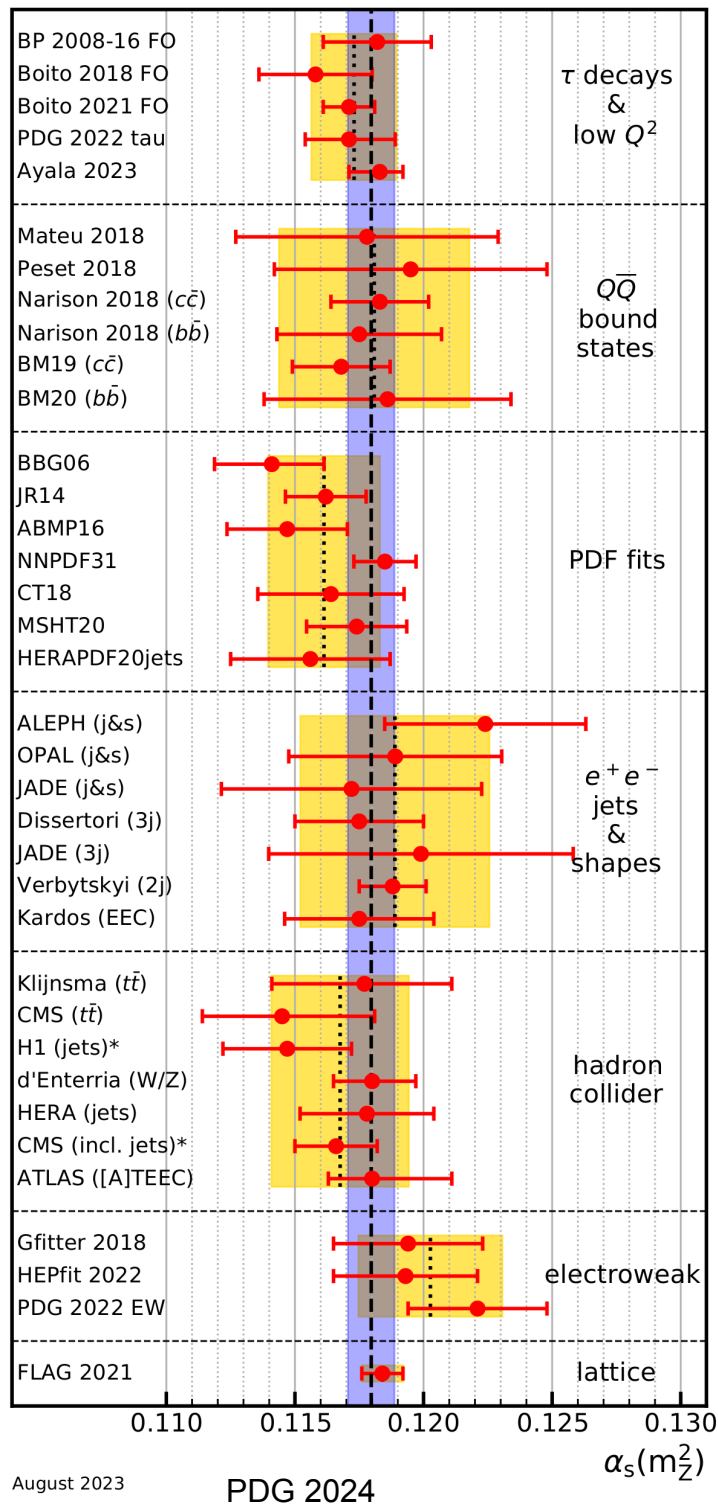


CMS, arXiv:2404.16082

Kluczowe pomiary do dalszych obliczeń QCD
(m.in. do otrzymania zależności $\alpha_s(q^2)$) to pomiar
stałej sprzężenia przy konkretnej energii.

Średnia ogólnowiatowa z PDG 2024:

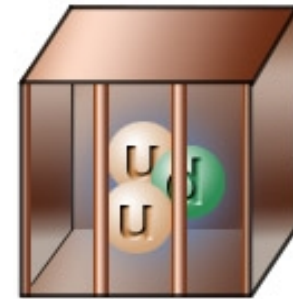
$$\alpha_s(\mu = M_Z) \text{ lub } \alpha_s(\mu^2 = M_Z^2) = 0.1180 \pm 0.0009$$



Asymptotyczna swoboda i uwięzienie

Dla asymptotycznie dużych q^2 efektywna stała sprzężenia $\alpha_s(q^2) \rightarrow 0$ to znaczy, że przy dużych energiach kwarki zachowują się jak cząstki swobodne. Efekt ten nazywa się **asymptotyczną swobodą**

Przy małych wartościach q^2 , $q \sim \Lambda$, $\alpha_s(q^2)$ staje się bardzo duża i rozwinięcie perturbacyjne ([wzór 1]) przestaje mieć sens. Jest to obszar tak zwanego **uwięzienia kwarków** przy dużych odległościach (tu pQCD nie działa)



Rys. PA

W QCD (podobnie jak w QED) ważną rolę odgrywa rozwinięcie perturbacyjne, które można stosować tylko dla $q^2 \gg \Lambda^2$

Na dużych odległościach QCD jest bezsilna !!!

duże q^2 , małe odległości ($r \sim 1/q$) $\rightarrow$ to procesy „twarde”, perturbacyjne; można stosować rachunek zaburzeń QCD

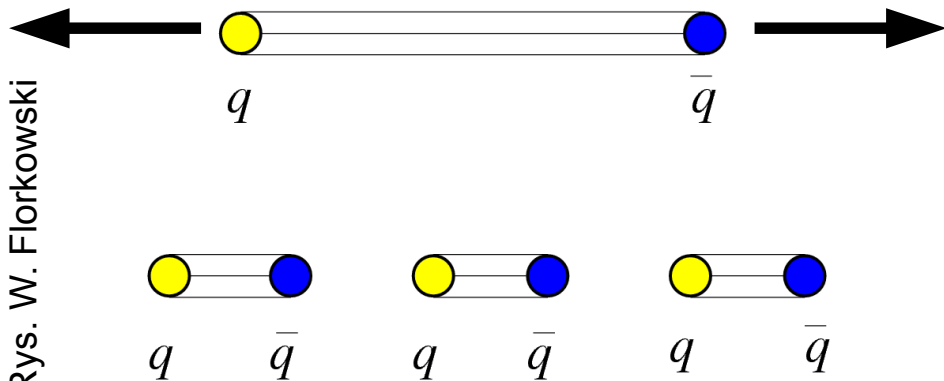
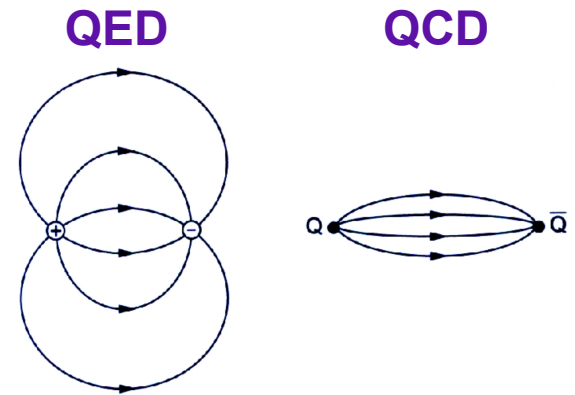
małe q^2 ($\leq 1 \text{ GeV}^2$), duże odległości $\rightarrow$ to procesy „miękkie”, nieperturbacyjne; nie można stosować rachunku zaburzeń QCD, zamiast tego mamy modele, opis fenomenologiczny

Konsekwencje uwięzienia kwarków:

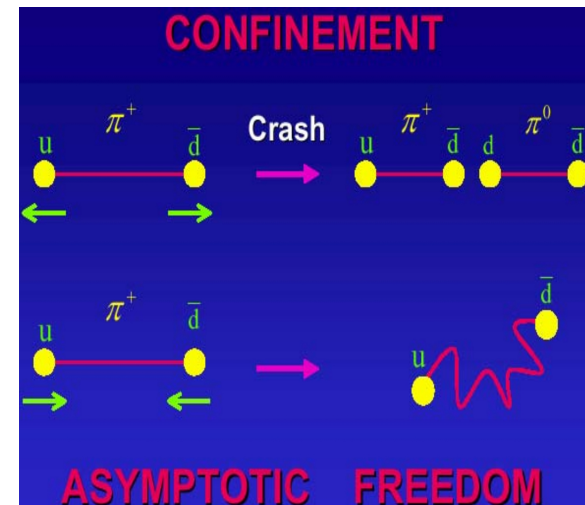
W QCD pole dipola jest spłaszczone do tuby (struny)
w związku z samo-oddziaływaniem gluonów

Struna ma pewne napięcie a energia zmagazynowana
w polu struny jest proporcjonalna do jej długości

Gdy kwarki oddalają się od siebie energia zgromadzona w strunie (polu) rośnie
aż osiągnie wartość $2m_q$ – wtedy korzystniejsze jest „pęknięcie” struny i
nagromadzona energia (zgodnie z $E=mc^2$) materializuje się w postaci pary
kwark-antykwarek



Rys. W. Florkowski



Rys. z wykł.
T. Lesiak

Prawdopodobnie tak to właśnie wygląda przy produkcji pary kwarków (q , anty- q) np. w wyniku
anihilacji e^+e^- i przy następującym po nim procesie hadronizacji. Kaskadowe pękanie kolejnych
generacji strun aż zabraknie energii do pęknięcia

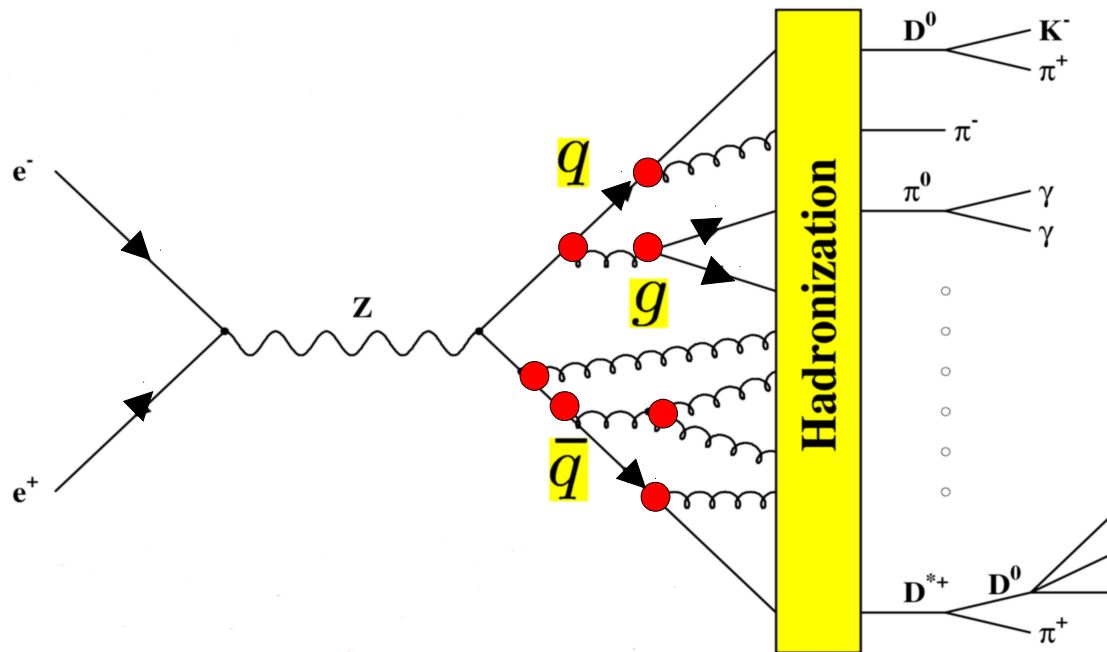
Oddziaływania silne (opisywane QCD)

1. Istnieją 3 ładunki kolorowe RGB (i 3 antykolory) i **naładowane kolorowo bozony pośredniczące (gluony)**
2. Gluony oddziałują i z kwarkami i z innymi gluonami
3. **Oddziaływania silne** kwark-(anty)kwark w mezonach i barionach **są przyciągające**
4. Siła oddziaływań silnych kwark-kwark jest większa na dużych odległościach między kwarkami
5. **Swoboda asymptotyczna** – osłabienie sił kolorowych wraz ze zbliżaniem się kwarków. **Kwarki będące nieskończenie blisko siebie** (próbkowane przez nieskończenie twardy gluon; $q^2 \rightarrow \infty$) **oddziałują nieskończenie słabo**
6. **Problem uwięzienia** kwarków w hadronach (nie dowiedzione analitycznie w QCD) – cecha silnego wzrostu siły oddziaływania kolorowego przy oddaleniu się kwarków. **Nie można obserwować swobodnego obiektu o nieskompensowanym kolorze**

Oddziaływania elektromagnetyczne (opisywane QED)

1. Istnieje 1 ładunek 'e' i jeden antyładunek (razem $+-$) i **nienaładowany (elektrycznie obojętny) foton**
2. Fotony nie sprzęgają się ze sobą (oddziałują tylko z naładowanymi cząstkami)
3. Oddziaływania elektromagnetyczne są przyciągające lub odpychające (zależnie od kombinacji znaków ładunków)
4. Siła oddziaływań między dwoma ładunkami maleje ze wzrostem odległości między nimi

Przypomnienie z wykładu 3:



1. **Oddziaływanie elektroślabe** – produkcja $Z^{0(*)}$ oraz utworzenie pary kwark+antykwar → można obliczyć ściśle (rachunek zaburzeń)

2. **Kaskada partonowa** → dopóki energia partonów (kwarków i gluonów) jest wysoka stosujemy rachunek zaburzeń QCD czyli pQCD

3. **Hadronizacja** kwarków i gluonów w hadrony → obszar nieperturbacyjny, nie da się stosować rachunku zaburzeń QCD (npQCD) → tylko modele fenomenologiczne

4. **Rozpady niestabilnych hadronów** → obliczenia ściśle ale również modele

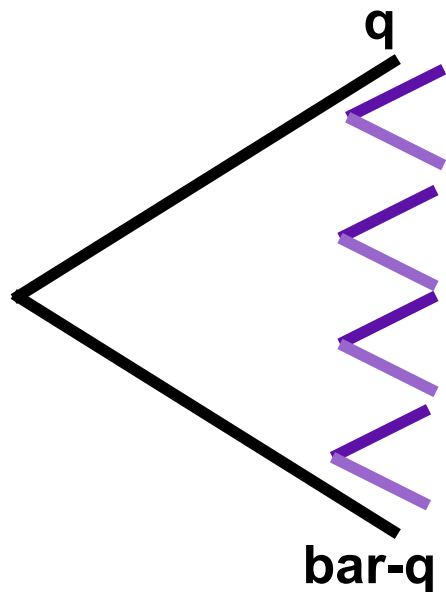
Dlaczego nie da się perturbacyjnie (pQCD):

- Obliczenia perturbacyjne – dla małych wartości $\alpha_s(q^2)$
- Na diagramie czerwone kropki to stałe $\alpha_s(q^2)$; wartość α_s zależy od przekazu pędu
- W którymś momencie (kolejna generacja produkcji par kwarków / gluonów) pędy partonów stają się małe $\Rightarrow \alpha_s(q^2)$ staje się bardzo duża $\Rightarrow$ rozwinięcie perturbacyjne (patrz [wzór 1]) przestaje mieć sens (rozwinięcie perturbacyjne można stosować jedynie dla $q^2 \gg \Lambda^2$)

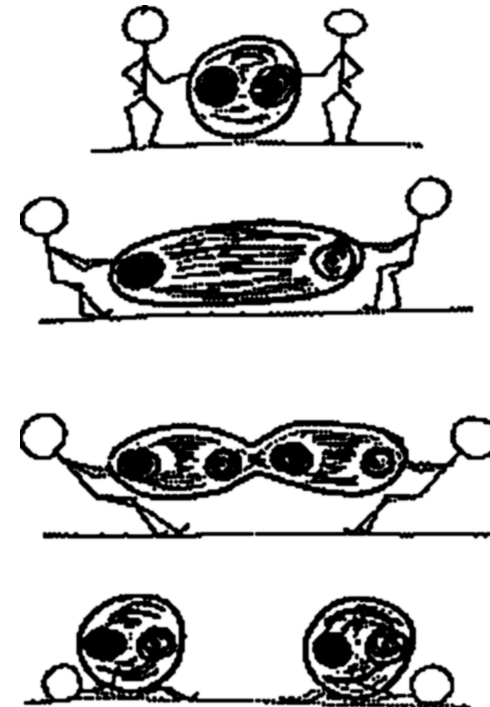
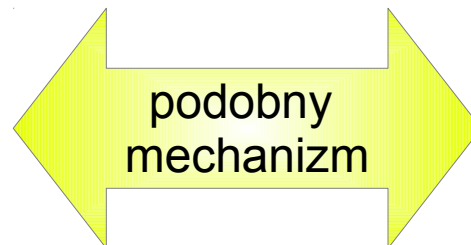
W sytuacjach gdy nie da się stosować pQCD stosujemy **modele fenomenologiczne** (szczegóły: wykład 5)

Układ np. kwark-antykwarek opisujemy przez pękanie kolektywnego stanu nazywanego **STRUNĄ** → są różne sposoby pękania struny (czyli tzw. **fragmentacji strun**)

Większość mikroskopowych modeli Monte Carlo opisuje oddziaływania przez produkcję i fragmentację strun; model fragmentacji struny zawiera m.in. funkcję opisującą jak „pęka” struna. **Hadronizacja wyprodukowanej** (w wyniku oddziaływań np. elektroslabych) **pary kwark-antykwarek również opisywana jest przy założeniu, że między partonami tworzy się struna z energią**

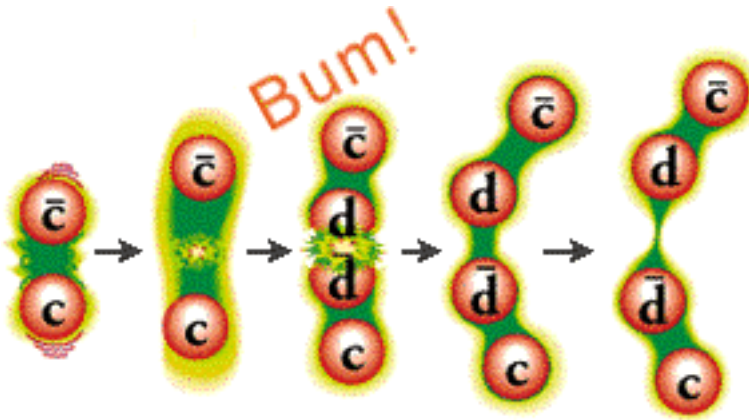


Pomiędzy parą
kwark-antykwarek
tworzy się struna
→ pękanie struny
to produkcja
nowych par
(lub cząstek)



Przechodzimy do plazmy kwarkowo-gluonowej...

1. Z jednej strony mamy **kwarki uwięzione w hadronach** (mezonach i barionach). Próba „wyrwania” kwarka skończy się ewentualnie produkcją nowej pary kwark-antykwarek (na to zużyjemy energię) → to tak jak z próbą odcięcia jednego bieguna od magnesu

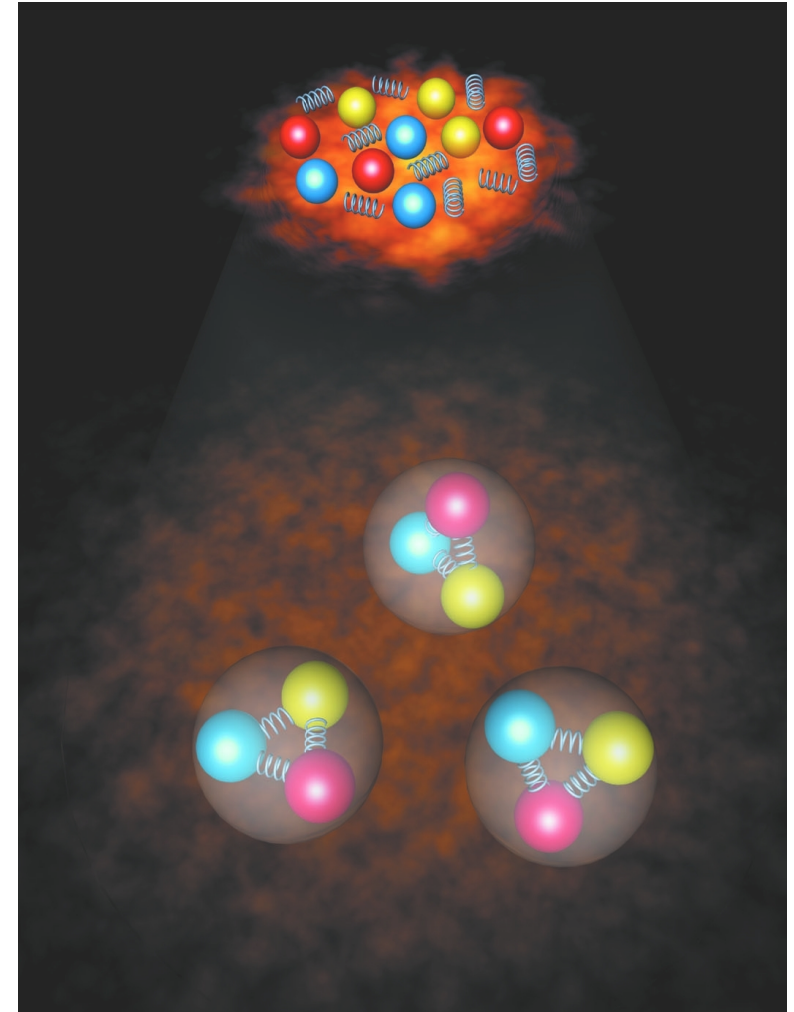


2. Z drugiej strony kwarki są **kwazi-swobodne** przy dużych transferach (cztero-)pędu



1. **Musi istnieć możliwość przejścia** (*transition*) między tymi dwoma reżimami

2. Jak oprócz metod rozdzielania „uwolnić” kwarki ?



Superdense Matter: Neutrons or Asymptotically Free Quarks?

J. C. Collins and M. J. Perry

*Department of Applied Mathematics and Theoretical Physics, University of Cambridge,
Cambridge CB3 9EW, England*

(Received 6 January 1975)

We note the following: The quark model implies that superdense matter (found in neutron-star cores, exploding black holes, and the early big-bang universe) consists of quarks rather than of hadrons. Bjorken scaling implies that the quarks interact weakly. An asymptotically free gauge theory allows realistic calculations taking full account of strong interactions.

We first give arguments leading to this idea. It is commonly believed that hadrons consist of quarks⁵⁻⁷ despite the apparent nonexistence of free quarks.⁸ There are two main reasons for this belief. First, a quark model explains^{5,6} many properties of the hadron spectrum, and of strong-interaction decays. Secondly we have Bjorken scaling⁷ in the deep inelastic scattering of leptons by nucleons. Basically, this indicates that hadrons consist of pointlike objects (partons) which interact weakly with each other when close together. Analysis of the data indicates that partons are the fractionally charged spin- $\frac{1}{2}$ Gell-Mann-Zweig quarks. Since free quarks are not observed,⁸ it is assumed that they are permanently bound in hadrons⁹ by a mechanism as yet unknown, but much speculated on.

A neutron has a radius¹⁰ of about 0.5–1 fm, and so has a density of about $8 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$, whereas the central density of a neutron star^{1,2} can be as much as 10^{16} – $10^{17} \text{ g cm}^{-3}$. In this case, one must expect the hadrons to overlap, and their individuality to be confused. Therefore, we suggest that matter at such high densities is a quark soup.

**Pierwszy pomysł, że może
istnieć coś takiego jak zupa
kwarkowa (nazwana później przez
E. V. Shuryaka, Phys. Lett. B 78, 150 (1978),
Phys. Rept. 61, 71 (1980),
plazmą kwarkowo-gluonową QGP)**

Prog. Theor. Phys. Vol. 44 (1970), No. 1

Hydrostatic Equilibrium of Hypothetical Quark Stars

Naoki ITOH

*Department of Physics, Kyoto University
Kyoto*

March 24, 1970

Ambartsumyan and Saakyan¹⁾ initiated the study of the degenerate superdense gas of elementary particles taking into account various hyperons. Afterwards many authors²⁾ have investigated hyperon stars further either by adding newly discovered elementary particles or by assuming some interactions between these elementary particles. A primitive and straightforward question then arises: What state occurs at the density higher than hyperon stars? No one can answer this question now, as our knowledge of strong interaction physics is very incomplete.

with the mass m . One quantum state can be occupied by less than or equal to q para-fermions. Putting $q=1$, we have the usual fermion case. The ratio of the limiting momentum p_0 to mc , $x \equiv p_0/mc$, is related to the number density of para-fermions, n , by

$$n = q \frac{8\pi m^3 c^3}{3h^3} x^3. \quad (1)$$

The pressure is given by

$$P = q \frac{\pi m^4 c^5}{3h^3} f(x) \quad (2)$$

with the function

$$f(x) = x(2x^2 - 3)(x^2 + 1)^{1/2} + 3 \sinh^{-1} x. \quad (3)$$

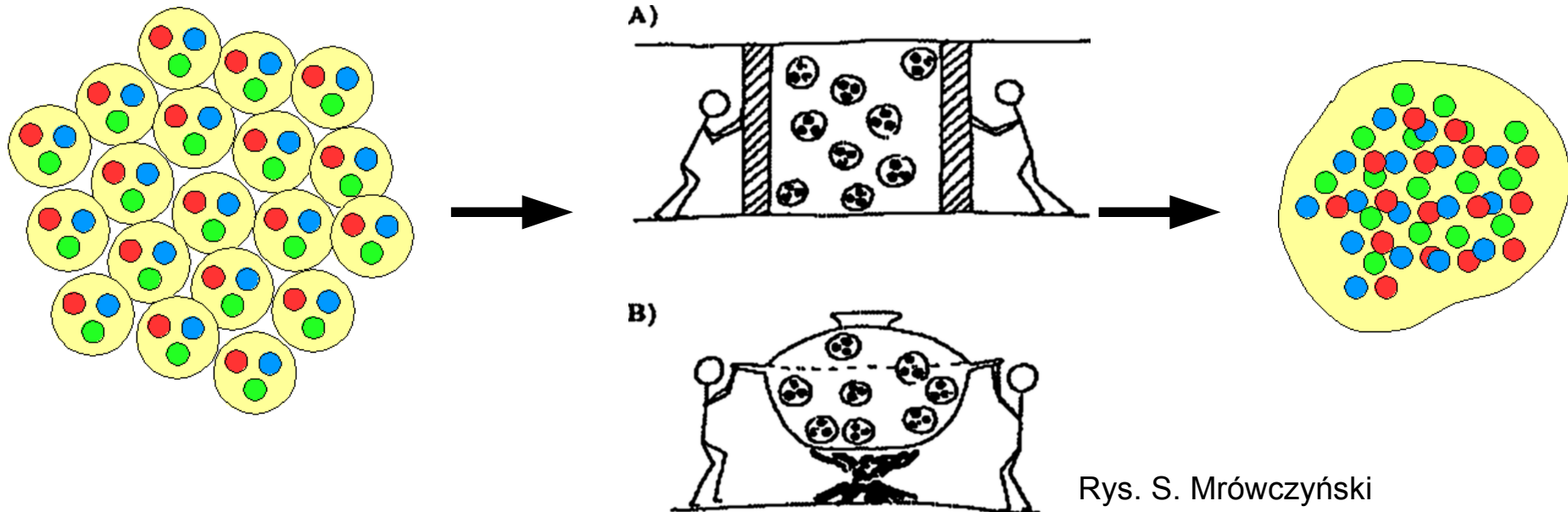
The internal energy of the gas U_{kin} is given by

**Uwaga: nawet nieco wcześniej istniały
rozważania dot. np. gwiazd kwarkowych
skład. się z kwarków u, d i s.
Naoki Itoh "Hydrostatic Equilibrium of
Hypothetical Quark Stars" Prog. Theor.
Phys., 44, 291-292 (1970)**

Plazma kwarkowo-gluonowa – to system kwarków i gluonów które nie są uwięzione wewnątrz hadronów ale mogą propagować się w całej objętości zajmowanej przez system. Przypomina zjonizowany gaz atomów (zamiast elektronów i jonów mamy kwarki i gluony, zamiast atomów – hadrony)

Na logikę (lub podążając za J. Collins, M. Perry): „uwięzienie” powinno zanikać jeśli odległość między hadronami staje się zbliżona do rozmiaru hadronu, bo: hadrony zaczynają się „przekrywać” w przestrzeni. Wiążący potencjał QCD między dwoma kwarkami jest ekranowany (*screening*) przez obecność innych hadronów $\Rightarrow$ potencjał zaczyna działać na dużo mniejszych (niż w próżni) odległościach. Kwarki przestają „pamiętać” do którego hadronu należały. Następuje przejście fazowe i powstaje plazma kwarkowo-gluonowa (QGP)

Jak uzyskać materię hadronową o tak dużej gęstości ???
Ściskamy lub podgrzewamy



Rys. S. Mrówczyński

A) Ściskamy materię jądrową (jak w gwiazdach neutronowych) – liczba barionowa (niesiona przez neutrony i protony) jest zachowana i nie może zaniknąć (neutrony i protony to najlżejsze bariony). Nukleony zatem też nie mogą zaniknąć $\Rightarrow$ zaczynają się „przekrywać”

Nukleony mają promień $r_N \cong 1$ fm. Nukleon potrzebuje dla siebie miejsca $V_N \cong (4\pi/3)r_N^3 \Rightarrow$ graniczna gęstość materii hadronowej $\rho_c = 1/V_N = 0.24 \text{ 1/fm}^3 \cong 1.5 \rho_0$ gdzie $\rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$ (barion/fm³) jest tzw. normalną gęstością jądrową (gęstość w centrum jądra atomowego) $\Rightarrow$ jest to gęstość gdy nukleony stykają się; powyżej tej gęstości zaczynają się coraz bardziej przekrywać.

Uwaga: sporo źródeł podaje, że przejście do QGP możliwe jest już dla gęstości barionowych przekraczających $2\text{--}3 \rho_0$ ($\rightarrow$ diagramy fazowe wykład 8)

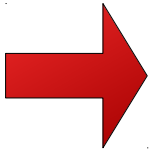
B) Podgrzewamy materię jądrową (lub gaz hadronowy) – w przeciwieństwie do liczby barionowej, leptonowej (zachowane) **liczba cząstek nie musi być zachowana**.

Jeśli temperatura gazu stanie się porównywalna z masą cząstki to dalsze podgrzewanie prowadzi nie tylko do wzrostu energii kinetycznej cząstek ale do wzrostu liczby cząstek.

Uwaga: wzrost liczby cząstek nie może naruszać zasad zachowania np. produkują się pary cząstka-anty-cząstka (barion-antybarion dla zach. l. b.), cząstki typu γ , π^0 już temu nie podlegają. Najczęściej produkują się lekkie pary kwark-antykwar a z nich dalej piony

- „Uwolnienie” przewidziane w latach 70-tych było zaproponowane na fali nowo odkrytej „asymptotycznej swobody”
- Plazma miała być rozwiązaniem pQCD na asymptotycznie dużych Q^2 lub T
- Dlatego QGP była widziana jako rozrzedzony gaz słabo związanych partonów (wQGP, *weakly coupled QGP*)
- Powyższy obrazek może być prawdą dla skali energii GeV lub TeV

ale



- Wiadomo od czasu prac R. Hagedorna (lata 60-te), że nie obserwuje się hadronów w temperaturach powyżej około 160 MeV $\Rightarrow$ przejście fazowe między materią hadronową i uwolnieniem najprawdopodobniej jest dla temperatur podobnych lub nieco powyżej czyli 160–170 MeV. Taka dość niska temperatura sugeruje, że stan QGP musi się rozciągać (w dół) na obszar $Q^2 \ll 1 \text{ GeV}^2$ czyli obszar npQCD; bardzo daleko od obszaru asymptotycznej swobody

- Czyli trzeba pamiętać, że obszar QGP to nie jedynie rozrzedzony gaz partonów (więcej szczegółów przy wykładzie o flow)

Z powodu problemów „miękkiej” QCD własności materii hadronowej (zarówno zbudowanej z hadronów jak i QGP) są słabo znane przy “umiarkowanych” temperaturach. Sytuacja zmienia się gdy T (**systemu**) $\gg \Lambda_{\text{QCD}}$

W szczególności temperatura determinuje średnie przekazy pędu $\langle Q^2 \rangle = cT^2$ w oddziaływaniach kwarków i gluonów ('c' jest bezwymiarową stałą)

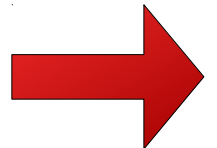
Oczekuje się osiągnięcia asymptotycznej swobody (mała stała sprzężenia, działa pQCD) dla $T \gg \Lambda_{\text{QCD}}$. Wtedy plazma kwarkowo-gluonowa jest jak „słabo” związany gaz bezmasowych kwarków i gluonów (relatywistyczny gaz idealny)

Uwaga: asymptotyczna swoboda jest dla dużych Q^2 czyli małych odległości $\Rightarrow$ nie tylko duże T ale i duże gęstości barionowe (bo wtedy odległości też są małe) dadzą asymptotyczną swobodę

Szczegółowe obliczenia QCD (lattice, wykład 8) pokazują, że obszar asymptotycznej swobody naprawdę może być osiągany dla limitu bardzo wysokich temperatur czyli $\alpha_s \rightarrow 0$ dla $T \rightarrow \infty$ (uwaga: tego efektu nadal nie widać dla QGP tworzonej przy RHIC i LHC)

skoro QCD przewiduje, że przy wysokich gęstościach energii można przejść do QGP, to

Czy QGP można uzyskać w laboratorium ?



Czy QGP można uzyskać w laboratorium ?

Wiemy, że potrzebujemy materii o dużej gęstości (kompresji)

Wiemy, że możemy ścisnąć lub podgrzać

Ale jak to zrobić eksperymentalnie???

Materia jądrowa może być skompresowana na dwa różne sposoby:

1. **Bardzo szybkie ściśnięcie które prowadzi do silnego podgrzania**



→ zderzenia ciężkich jonów przy wysokich energiach

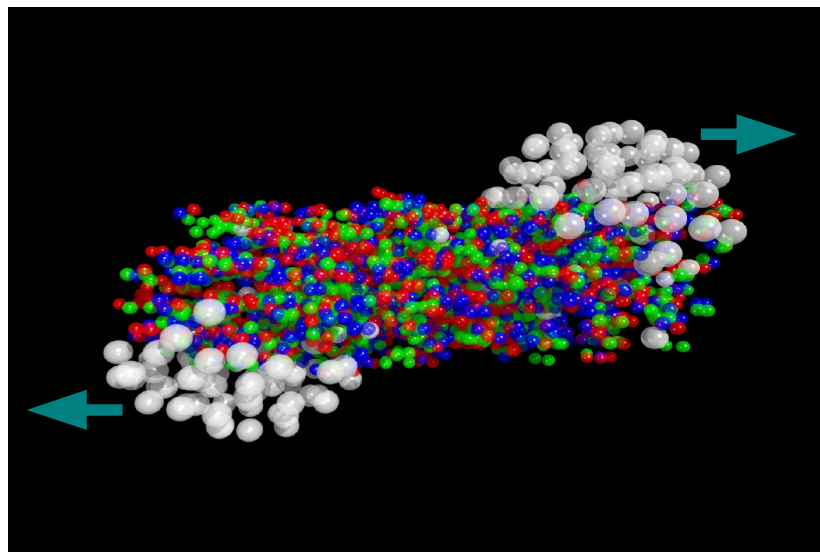
2. **Powolne ściskanie (*cold compression*) → powstaje „zimna” materia o bardzo dużych gęstościach barionowych** → ten typ kompresji jest niemożliwy do osiągnięcia w laboratorium

Uwaga: materia o bardzo dużych gęstościach barionowych (zgodnie z niektórymi modelami nawet takimi jak w jądrach gwiazd neutronowych – zob. diagram fazowy w wykładzie 8), ale o znacznie wyższych niż gwiazdy neutronowe temperaturach, być może będzie powstawać w eksperymentach jądrowych o niższych energiach (HADES, CBM)

Little Bang – próba otrzymania QGP w zderzeniach ciężkich jonów (jąder) np. Pb, Au przy wysokich energiach. Jony przyspieszane są do prędkości bliskiej prędkości światła!

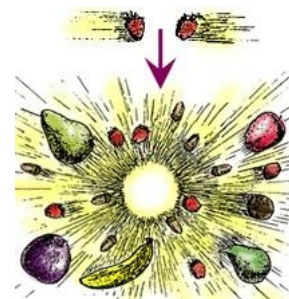
Szare kulki – nukleony (p, n)
w jądrze; kolorowe małe kulki
– kwarki (w 3 kolorach)

Plazma kwarkowo-gluonowa
jako CAŁOŚĆ jest kolorowo
obojętna – nie ma tu sprzeczności
z brakiem nieskompensowanego
ładunku kolorowego we Wszechświecie



Rys. symulacja
UrQMD

Z ogromnej energii zderzenia (zgodnie z $E=mc^2$)
produkują się nowe kwarki (nie tylko u i d ale i dużo
cięższe s, c, ...), np. fluktuacja gluonu na q anty-q



Rys. PA

Rozpoczyna się **ekspansja** (układ rozpryskuje się na wszystkie strony)

Kolejny etap (w czasie trwania ekspansji) – łączenie się swobodnych kwarków w
kolorowo obojętne hadrony (**hadronizacja**) – już nie tylko protony i neutrony (!) ale
głównie lekkie piony. Dalej trwa ekspansja + ochładzanie...

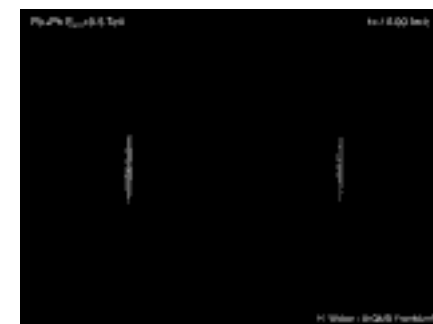
Na zakończenie – ustają oddziaływania między hadronami (**wymrożenie**)

Ekspansja → układ dosłownie rozpryskuje się na wszystkie strony (z prędkością poprzeczną większą niż $0.5 c$ – mierz. w momencie tzw. wymrożenia) tzw. **“explosive type of expansion”**

Przy dużych energiach (akcelerator LHC w CERN) widać na symulacji jeszcze większe niż w SPS Lorentzowskie spłaszczenie zderzanych jąder atomowych. Liczba produkowanych cząstek jest również większa



Rys. symulacje
UrQMD



Wyprodukowane cząstki w stanie końcowym (piony, kaony, protony, lambda,) a dokładnie ich

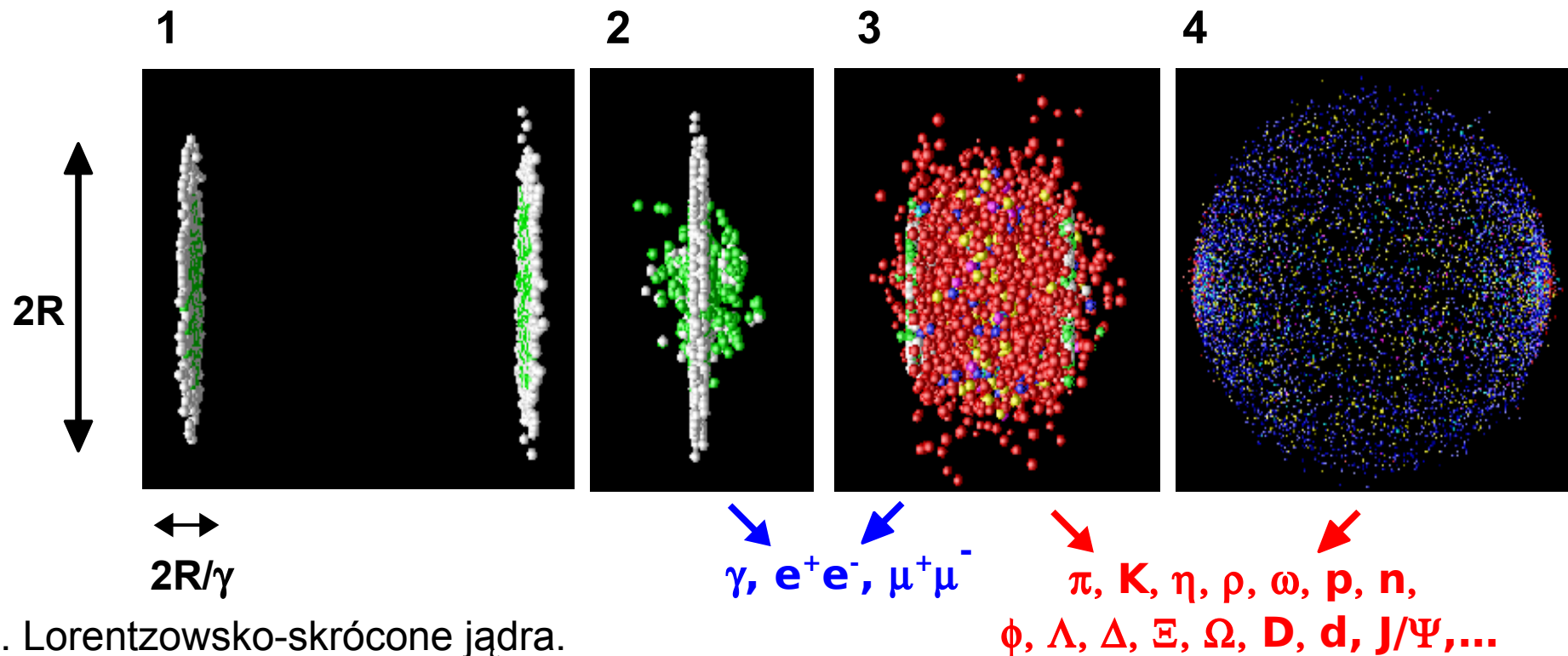
1. ilości / względne stosunki produkcji
2. charakterystyki kinematyczne (rozkłady pędowe, kątowe)

niosą informacje o stanie początkowym – czy w bardzo wczesnej fazie powstała QGP czy nie

Jest to więc proces poszlakowy !!!

Plazmy nigdy bezpośrednio nie zaobserwujemy (bo nie można złapać pojedynczych kwarków – uwięzienie)

W zderzeniach ciężkojonowych przy wysokich energiach 90% produkowanych cząstek to piony; kaony niosą 75% dziwności w zderzeniu



$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad \beta = \frac{p}{E}$$

$$\text{LHC (np. protony): } \beta = \frac{7 * 1000 \text{ GeV}}{\sqrt{(7 * 1000 \text{ GeV})^2 + (0.938 \text{ GeV})^2}}$$

W **LHC wiązka protonów** w układzie LAB będzie miała maks. pęd = 7 TeV (7 x 1000 GeV) tak więc:
 $\beta = 0.999999991 \Rightarrow \gamma = 7463$

W **LHC wiązka jąder ołowiu** (dla jąder założona $m_N = 0.939 \text{ GeV}$) w układzie LAB będzie mieć maks. pęd = 2.75 TeV na nukleon (energia zderzenia w środku masy to 5.5 TeV na parę nukleonów) tak więc:
 $\beta = 0.99999994 \Rightarrow \gamma = 2929$

W **RHIC (najwyższa energia) wiązka jąder złota** ma w układzie LAB pęd = 100 GeV na nukleon (energia zderzenia w środku masy to 200 GeV na parę nukleonów) tak więc:
 $\beta = 0.999956 \Rightarrow \gamma = 107$

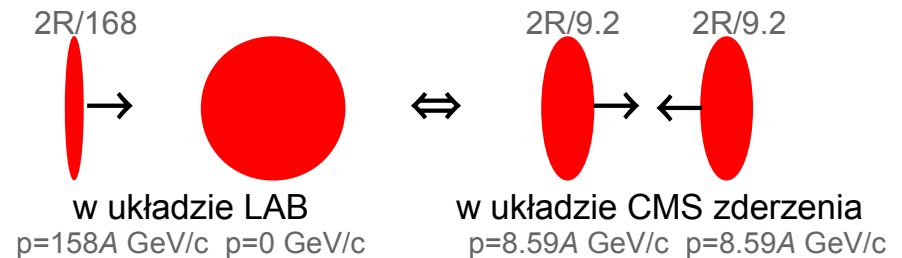
W **SPS (najwyższe energie) wiązka ołowiu** ma w LAB pęd = 158 GeV na nukleon (uwaga: w środku masy jest jedynie ok. 17.3 GeV bo przy SPS są eksp. na stacjonarnej tarczy)
 $\beta = 0.99998 \Rightarrow \gamma = 168$

Niższe energie np. **wiązka o pędzie**

w LAB = 15 GeV (AGS) daje: **$\beta = 0.998 \Rightarrow \gamma = 16$**

AGS z energiami wiązek 11–15 GeV miał $\sqrt{s_{NN}}$ około 4–5 GeV bo tam były eksperymenty na stacjonarnej tarczy a nie zderzacze. Gdyby tę samą co top-AGS (nieco niżej niż low-SPS) **energię w środku masy $\sqrt{s_{NN}}$ około 4–5 GeV** chcieć uzyskać **w kolajderze to jedna wiązka** musiałaby mieć tylko np. 2.5 GeV. Wtedy wystarczyłoby (dla pędu wiązki 2.5 GeV) **$\beta = 0.936 \Rightarrow \gamma = 2.8$**

Uwaga!
 Przykład dla SPS
 $\sqrt{s_{NN}} = 17.28 \text{ GeV}$



Trochę danych liczbowych przy top SPS

Czas przenikania – kiedy jądra przechodzą przez siebie to dla SPS **około 1–2 fm/c** czyli $3\text{--}7 \cdot 10^{-24}$ s.

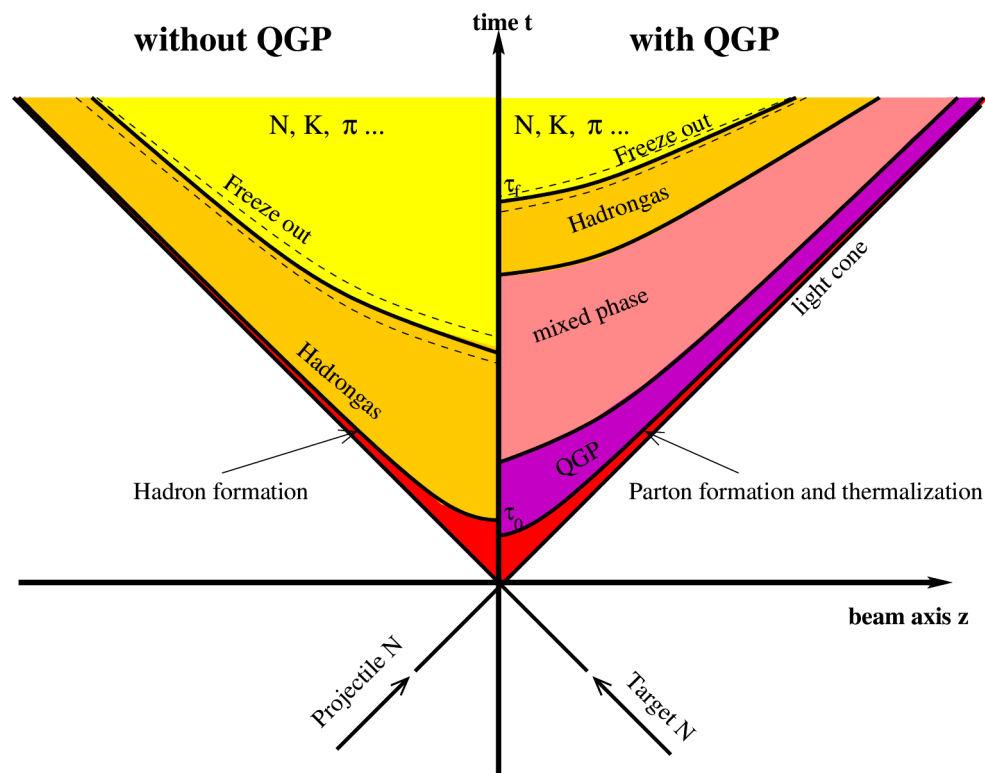
W tym czasie w semi-centralnych zderzeniach Si+Si każdy z 41 uczestniczących nukleonów oddziałuje 2.5 raza. **W zderzeniu centralnym Pb+Pb** (5% najbardziej centralnych, $0 < b < 3.4$ fm) **każdy z około 360 nukleonów uczestniczących** (Glauber: $\langle N_w \rangle = 352$, modele $\langle N_{\text{part}} \rangle \cong 366$; dla ściśle centralnych tj. $b=0$ fm byłoby $2A=2 \times 208$ nukleonów) **oddziałuje 4–5 razy** (liczby z modelu geometrycznego biorące pod uwagę przekroje z p+p; te liczby zależą od A i od parametru zderzenia)

Wtórne oddziaływania wyprodukowanych hadronów zajmują dodatkowo rzędu 10 fm/c

Wielokrotne zderzenia pierwotne są w bardzo krótkim czasie 1–2 fm/c $\Rightarrow$ bez dalszych testów widzimy że naiwny model superpozycji niezależnych (!) N+N jest wątpliwy bo produkcja cząstek z pierwszego zderzenia nie jest skończona (a nawet niekoniecznie rozpoczęta) kiedy już zaczyna się drugie zderzenie

Różnica między zderzeniami N+N i A+A – w N+N produkty (kwarki lub hadrony) utworzone w pierwotnych zderzeniach mogą natychmiast „uciec” z obszaru oddziaływania; w A+A nie mogą bo rozpraszają się na sobie $\Rightarrow$ możliwość utworzenia gęstej, silnie oddziałującej materii $\Rightarrow$ szansa utworzenia QGP czyli odtworzenia warunków z Wielkiego Wybuchu

Ewolucja czasowo-przestrzenna zderzenia ciężkojonowego 2 możliwe scenariusze reakcji (z plazmą i bez QGP)



Rys. I-K Yoo

Przy energiach RHIC τ_0 może być ≤ 1 fm/c
(*rapid thermalization*)

W top LHC dla Pb+Pb gęstość energii w początkowej
fazie jest > 100 x normalna materia jądrowa

“cold nuclear matter”

* czerwony obszar – ew. zmiana liczby stopni swobody (QGP) i osiąganie równowagi termicznej – τ_0 **czas formacji plazmy** przyjęty jako 1 fm/c czyli $3.3 \cdot 10^{-24}$ s

* **temperatura QGP: ~ 230 MeV (SPS), do 600-700 w LHC** (5–6 rzędów wielkości cieplej niż we wnętrzu Słońca; **1 GeV = 1.2×10^{13} K**), **gęstość energii przy SPS około 3 GeV/fm³** (20 razy normalna materia jądrowa); **dla RHIC $\epsilon > 5$ GeV/fm³, dla LHC $\epsilon > 15$ GeV/fm³**)

* **czas życia „kuli ognistej”** (materia po zderzeniu, w szczególności QGP) to **kilka fm/c** (np. czas życia QGP w RHIC przed hadronizacją to około 5–7 fm/c)

* **chemiczne „wymrożenie”**

$T \cong 150\text{--}170$ MeV czyli $\epsilon \leq 1$ GeV/fm³

* **termiczne „wymrożenie”**

$T \cong 90\text{--}130$ MeV czyli $\epsilon \cong 0.05$ GeV/fm³

uwaga: te T, ϵ to tylko przykłady, dokładniej na wykł. 8 i 9

Materia jądrowa w stanie spoczynku:

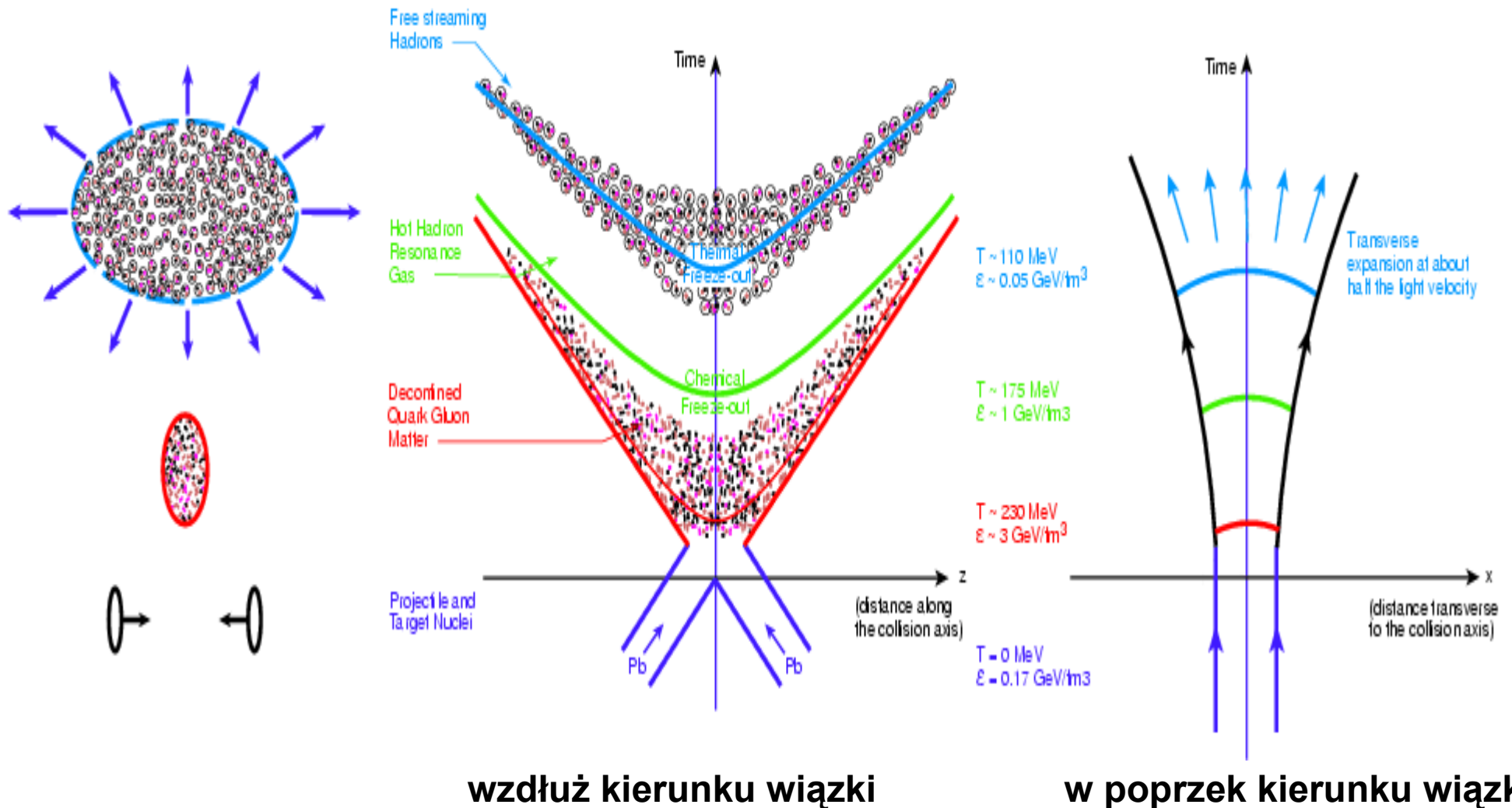
$T \cong 0$ MeV, $\epsilon \cong 0.15$ GeV/fm³ (0.13–0.17)

w jądрах w st. wzbudz. lub r. o niskiej en. $T < 10\text{--}20$ MeV

Ewolucja czasowo-przestrzenna zderzenia ciężkojonowego

w kierunku podłużnym jest szybsza niż w kierunku poprzecznym;
poprzeczna ekspansja źródła ma średnią prędkość rzędu 0.4 – 0.66 c (SPS – LHC)

Uwaga: wartości liczbowe (na rys.) dotyczą danych przy akceleratorze SPS



* **kula ognista „fireball”** – obszar (po zderzeniu) zajmowany przez materię o wysokiej gęstości energii

* **chemiczne „wymrożenie”** – ustają procesy nieelastyczne prowadzące do produkcji nowych cząstek czyli skład chemiczny produktów zostaje ustalony. Procesy elastyczne z wymianą pędów ciągle są możliwe. **Uwaga: rezonanse** (rozpadające się silnie) **mogą się produkować i rozpadać między dwoma wymrożeniami**

Oprócz procesów elast., pomiędzy dwoma wymrożeniami możliwe są procesy typu:

1. $\pi + \pi \rightarrow \rho \rightarrow \pi + \pi$ lub $\pi + N \rightarrow \Delta \rightarrow \pi + N$ lub $\pi + K \rightarrow K^* \rightarrow \pi + K$ etc.

(wymiany ładunku też możliwe)

2. silne rozpady cięższych rezonansów – zwiększają populację stabilnych hadronów

* **termiczne (kinetyczne) „wymrożenie”** – ustają procesy wymiany pędów – oddziaływania elastyczne (zamrożenie charakterystyk kinematycznych wyprodukowanych cząstek). **Przejście od mocno do słabo związanego systemu.**

Rozpady: nawet po termicznym wymrożeniu cząstki mogą rozpadać się np. w wyniku procesów silnych, EM – rezonanse lub słabych (np. rozpady Λ , kaonów; jeśli detektor jest wystarczająco długi to widzimy i rozpady pionów)

Kinetyczny freezeout jest wtedy gdy średnia droga swobodna hadronów staje się tego samego rzędu co rozmiar systemu

System cały czas ekspanduje i zmniejsza temperaturę, wymrożenie termiczne

następuje po chemicznym $\Rightarrow T_{\text{chem}} \geq T_{\text{therm}}$

Wymrozenie a rezonanse:

Uwaga: bardzo ważne jest rozróżnienie między cząstkami produkowanymi bezpośrednio a cząstkami produkowanymi z rozpadów (np. krótkożyciowych rezonansów)

Rezonanse rozpadające się silnie – czasy życia rzędu kilku fm/c ($1 \text{ fm/c} = 3.3 \times 10^{-24} \text{ s}$)

Resonances measured in STAR

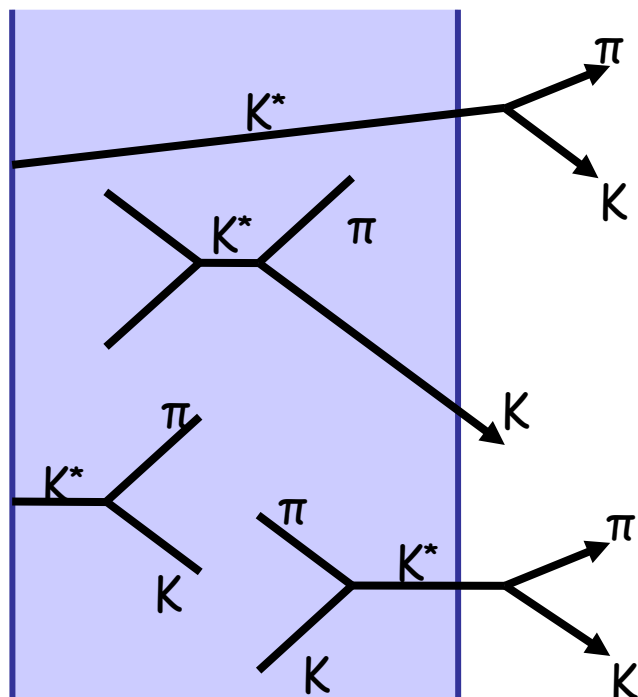
Resonance	K*(892)	$\rho(770)$	$f_0(980)$	$\phi(1020)$	$\Delta(1232)$	$\Lambda(1520)$	$\Sigma(1385)$
Decay channel	K π	$\pi \pi$	$\pi \pi$	K K	p π	p K	$\Lambda \pi$
Branching Ratio %	~100	~100	dominant	49.2	>99	22.5	88.2
Width [MeV]	50.7	150	40 to 100	4.46	~120	15.6	35.8
Life time [fm/c]	4	1.3		40	~1.6	13	5.6

Uwaga:
najbardziej
aktualne
wartości
liczbowe
są w PDG

- Tożsamości cząstek produkowanych bezpośrednio są ustalane w momencie wymrożenia chemicznego**
- Rezonanse mogą rozpadać się silnie nawet po wymrożeniu chemicznym i termicznym, co więcej mogą powstawać po wymrożeniu chemicznym**
- Szacuje się że więcej niż 50% pionów pochodzi nie z produkcji bezpośredniej ale z rozpadów rezonansów

Zła wiadomość:

Eksperymentalnie nie da się odróżnić pionów bezpośrednich od rezonansowej produkcji (można jedynie wycinać całe obszary kinematyczne gdzie rezonanse dają największy wkład)



Chemical
freeze-out

Kinetic
freeze-out

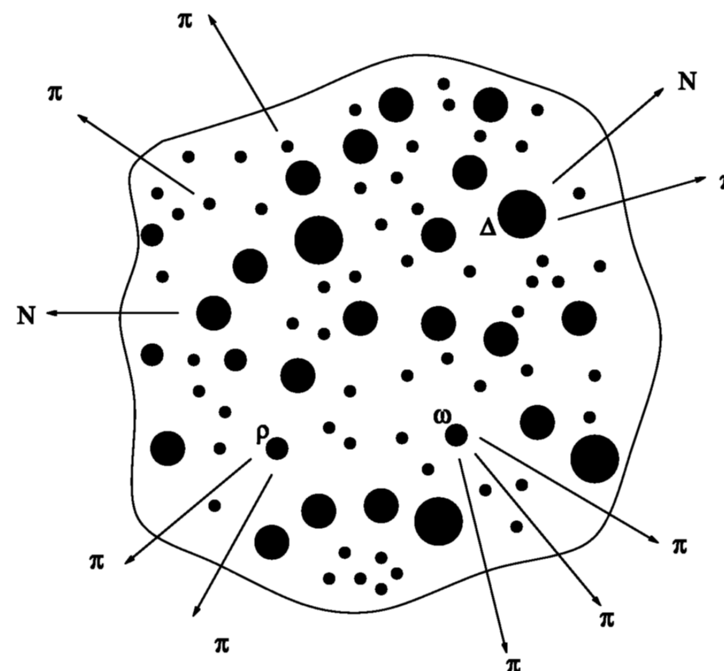
time

końcowe krotności hadronów =

**cząstki pierwotne (obecne w
gorącym fireballu) +**

**cząstki wtórne z rozpadów
rezonansów**

← zarówno rozpad jak i nawet produkcja rezonansów jest możliwa między dwoma wymrożeniami



Rys. W. Florkowski

Szacuje się, że więcej niż 50% pionów pochodzi nie z produkcji bezpośredniej ale z rozpadów rezonansów – głównie $\rho(770 \text{ MeV})$ i $\omega(782 \text{ MeV})$

$$N_{\pi}^{\text{tot}} \approx N_{\pi} + 2N_{\rho} + N_{\Delta} + N_{K^*} + \dots$$

z ω już tak prosto nie można (nie można zrobić $3N_{\omega}$) bo $\text{BR}(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) =$ tylko 89% więc ω ma też inne kanały rozpadów

Procesy rezonansowe (po wymroźeniu chemicznym) typu:

$\pi + \pi \rightarrow \rho \rightarrow \pi + \pi$ lub $\pi + N \rightarrow \Delta \rightarrow \pi + N$ lub $\pi + K \rightarrow K^* \rightarrow \pi + K$ etc.

(+ wymiany ładunku) NIE wpływają na skład chemiczny w stanie końcowym (*chemical composition*) ale cząstki pochodzące z rozpadów rezonansów MAJĄ wpływ na rozkłady pędowe końcowych produktów

Temperaturę wymroźenia termicznego wyznacza się z rozkładów pędu poprzecznego (masy poprzecznej) → wykład 9. Uwzględnienie / odrzucenie hadronów z rozpadów rezonansów wpływa na wyznaczanie tej temperatury

Wiadomość na pocieszenie: **badanie produkcji rezonansów np. (K^0/K) może pomóc w określeniu odstępu czasu pomiędzy wymroźeniem chemicznym i termicznym** (zob. C. Blume, Acta Phys. Polon. B 43 (2012) 577-586 [arXiv:1111.7140])

→ przykłady oszacowań (czas między wymroźeniami w układzie środka masy zderzenia):

4.6–5.3 fm/c dla centr. Pb+Pb przy SPS; 3.5 fm/c dla centr. Au+Au przy RHIC; 3.9 fm/c dla centr. Pb+Pb przy LHC → zob. NA61/SHINE, Eur. Phys. J. C 80 (2020) 5, 460 [arXiv:2001.05370]; B. Kozłowski,

PoS ICHEP2024 (2025) 609; zob. też inne oszacowania w STAR, Phys. Rev. C 107 (2023) 3, 034907 [arXiv:2210.02909]

Czy my w ogóle możemy używać parametrów takich jak temperatura ???

Czy my w przypadku systemu mikroskopowego możemy używać języka termodynamiki używanego dla systemów makroskopowych?

Temperaturę można ściśle zdefiniować tylko dla stanów równowagi termicznej bo z termodynamicznego punktu widzenia jest ona wielkością reprezentującą wspólną własność dwóch układów pozostających w równowadze ze sobą

Materia powstała po zderzeniu ciężkich jonów to system mikroskopowy, ale:

1. liczba uczestniczących nukleonów jest duża

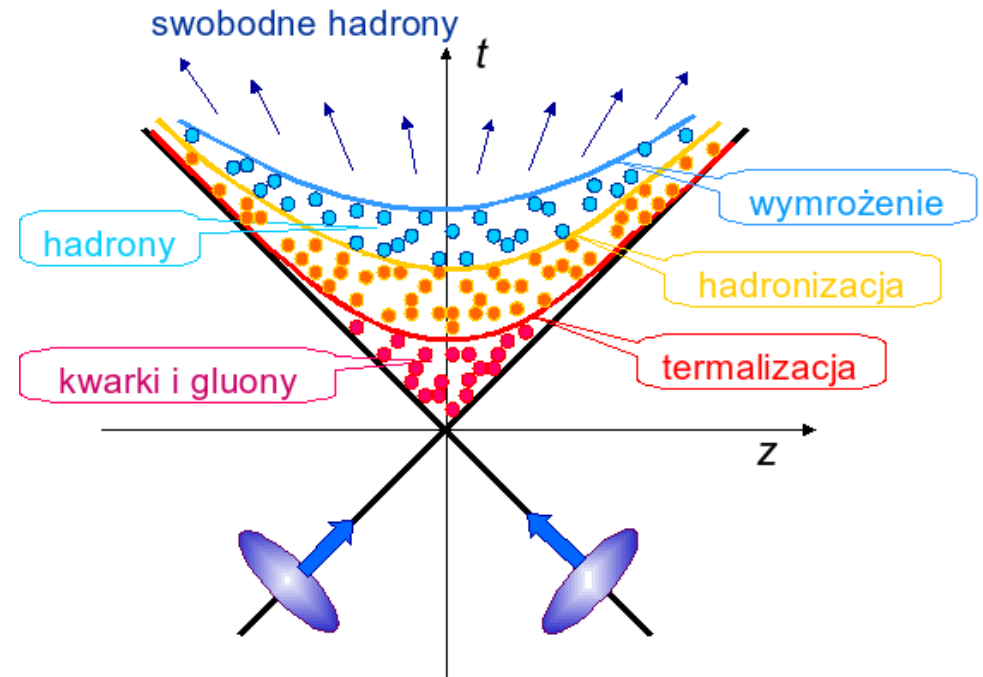
2. ogromna ilość produkowanych cząstek/kwarków i gluonów – z energii zderzenia

3. tysiące obiektów oddziałuje elastycznie lub/i nieelastycznie

4. wymiany pędu $\Rightarrow$

osiągnięcie stanu równowagi
czyli:

Można używać języka termodynamiki



W przypadku równowagi termicznej średnia energia kinetyczna cząstek może być wyrażona poprzez temperaturę

(przykład klasyczny – dla gazu doskonałego: $\langle E_k \rangle = 3/2 kT$, gdzie k – stała Boltzmanna)

Zakładamy, że została osiągnięta równowaga termiczna po zderzeniu.

Argument za termalizacją: (będzie pokazany na wykładzie 9) – różne typy cząstek produkowanych w zderzeniu są emitowane ze źródła o wspólnej temperaturze

Moment wymrożenia – koniec podejścia termodynamicznego (statystycznego) (*the end of statistical system*)

Argumenty przeciw osiągnięciu równowagi:

Globalna równowaga (*global equilibrium*) wymaga takich samych wartości T , gęstości, hydrodynamicznej prędkości w całym obszarze

1) Ale system po zderzeniu NIE jest zamknięty w puszce tylko OD RAZU zaczyna się gwałtownie rozszerzać (głównie wzdłuż kierunku wiązki) $\Rightarrow$ znaczące różnice w hydrodynamicznej prędkości w tym kierunku; nie da się osiągnąć jednorodności w systemie

2) **Czy system ma wystarczająco dużo czasu żeby globalną równowagę osiągnąć?**

Może więc zamiast o globalnej mówić o LOKALNEJ równowadze systemu – dla różnych kawałków (celem fizyki zderzeń ciężkich jonów jest utworzenie takiego stanu uwolnionych kwarków i gluonów w stanie lokalnej równowagi termicznej)

Zgodnie z podejściem termodynamicznym:

Energia dostarczona do systemu



Zerwanie wiązań (np. wyswobodzenie kwarków z ich hadronów)



Utworzenie nowego stanu materii

Takie przybliżenie zakłada istnienie parametrów krytycznych np. krytyczna temperatura lub krytyczna gęstość energii ($\rightarrow$ wykład 8)

Modele używane do opisu wysokoenergetycznych zderzeń A+A:

- **Mikroskopowe** symulacje Monte Carlo (stanowią zwykle ekstrapolację ze zderzeń N+N) → wykład 5
- Ale liczba produkowanych cząstek jest bardzo duża → można używać **makroskopowego** opisu
 - Wiele efektów w zderzeniach A+A da się oszacować stosując zwyczajne **termodynamiczne** lub **statystyczne** rozważania (wymagana równowaga systemu), ale...
 - wyprodukowany system hadronowy nie jest statyczny → potrzebujemy opisu dynamicznego → **relatywistyczna hydrodynamika** (równania hydrodynamiki opisują ewolucję układu – QGP lub gaz hadronowy – **w lokalnej równowadze**. Równania opisują lokalne prawa zachowania energii, pędu, liczby barionowej, dziwności; wymagają równania stanu – które może być wzięte z *lattice QCD* (zob. wykład 8))
 - Wyprodukowana materia „żyje” bardzo krótko i prawie natychmiast zaczyna ekspandować. Czy ma szanse osiągnąć równowagę? → wzrasta zainteresowanie **kinetycznymi teoriami transportu**, które są odpowiednie do opisu nierównowagowych procesów

Kinetyczne teorie transportu – opis dynamiki systemu wielu cząstek nie w równowadze

Rozpraszanie wyprodukowanych partonów lub hadronów prowadzi do równowagi materii. Taki proces może być opisywany w ramach teorii kinetycznej, która radzi sobie z procesami nie w równowadze (stosuje się m.in. w UrQMD i Parton Cascade Model)

Teoria kinetyczna (relatywistyczna) może być zastosowana do opisu tworzenia się QGP (od momentu zderzenia do utworzenia zupy kwarków i gluonów w stanie równowagi) – proces dochodzenia do równowagi

Wprowadza się:

Jednocząstkową funkcję rozkładu (*one-particle distribution function*)

$$f(x,p) = f(t, \mathbf{x}, \mathbf{p})$$

Liczba cząstek ΔN w elemencie przestrzeni fazowej $\Delta^3x \Delta^3p$ w punkcie czaso-przestrzennym $x=(t,\mathbf{x})$

$$\text{jest dana jako } \Delta N = f(x,p) \Delta^3x \Delta^3p$$

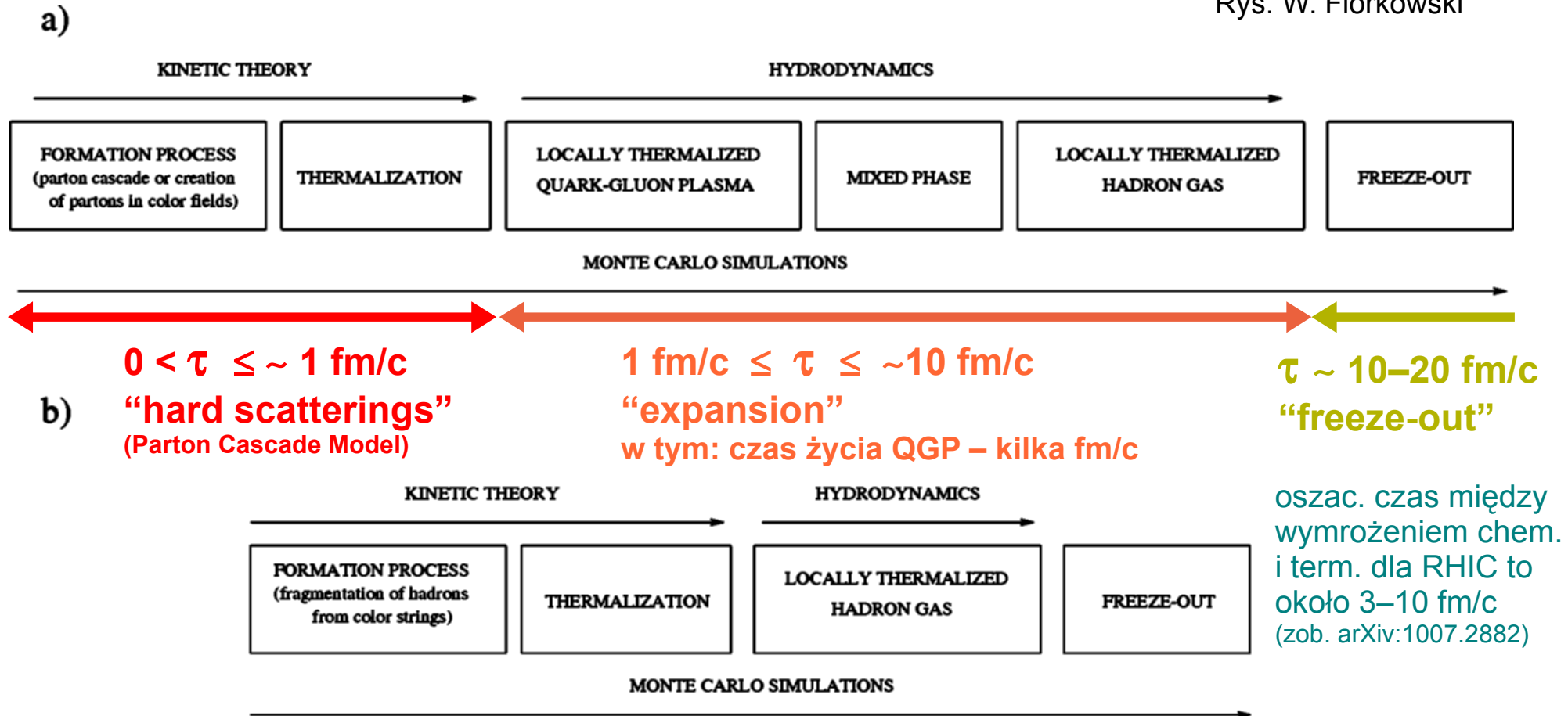
Głównym zadaniem teorii kinetycznej jest znalezienie czasowej ewolucji $f(x,p)$

Stosowane podejścia (od jakiego momentu można ich używać)

a) scenariusz z powstawaniem QGP

b) scenariusz bez powstawania QGP

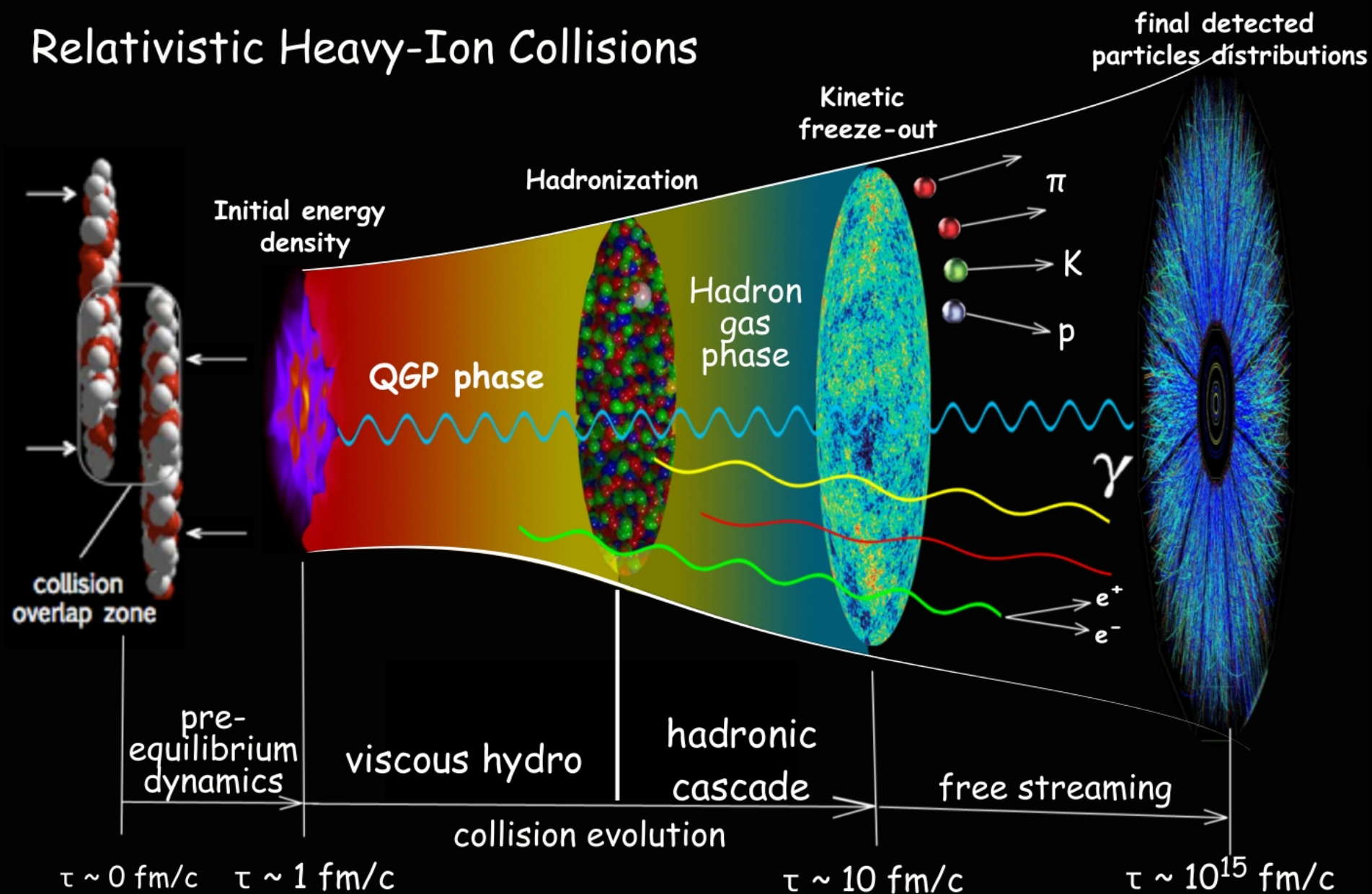
Rys. W. Florkowski



$$1 \text{ fm/c} = 3.3 \cdot 10^{-24} \text{ s}$$

Opis przepływu hydrodynamicznego (flow) zaczyna się gdy system osiąga lokalną równowagę i kończy gdy cząstki zachowują się jak swobodne (ich droga swobodna jest porównywalna z rozmiarem całego systemu)

Relativistic Heavy-Ion Collisions



Analogia plazmy kwarkowo-gluonowej (W. Zajc)

Suppose...

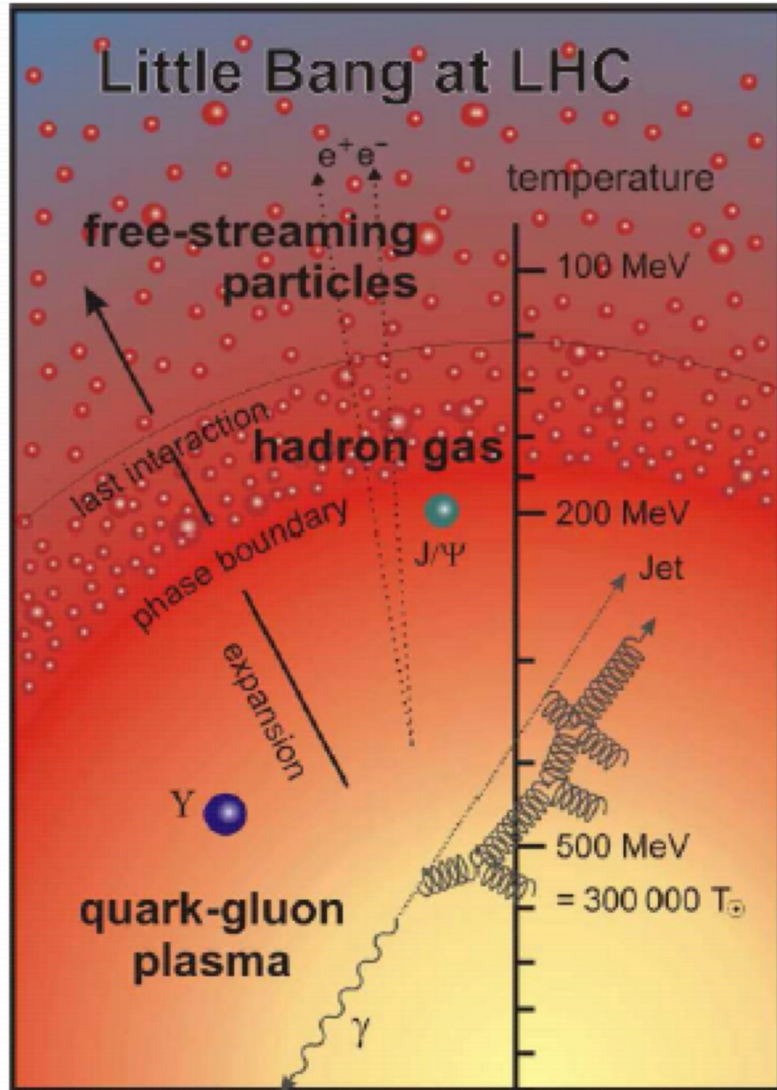
You lived in a frozen world where water existed only as ice
and ice comes in only quantized sizes ~ ice cubes
and theoretical friends tell you there should be a liquid phase
and your only way to heat the ice is by colliding two ice cubes
So you form a “bunch” containing a billion ice cubes
which you collide with another such bunch
10 million times per second
which produces about 1000 IceCube-IceCube collisions per second
which you observe from the vicinity of Mars

Change the length scale by a factor of $\sim 10^{13}$
You're doing physics at RHIC!



Analogia do naszego sposobu na
podgrzanie materii jądrowej i
uzyskanie QGP w laboratorium

Ewolucja kuli ognistej (*fireball*)



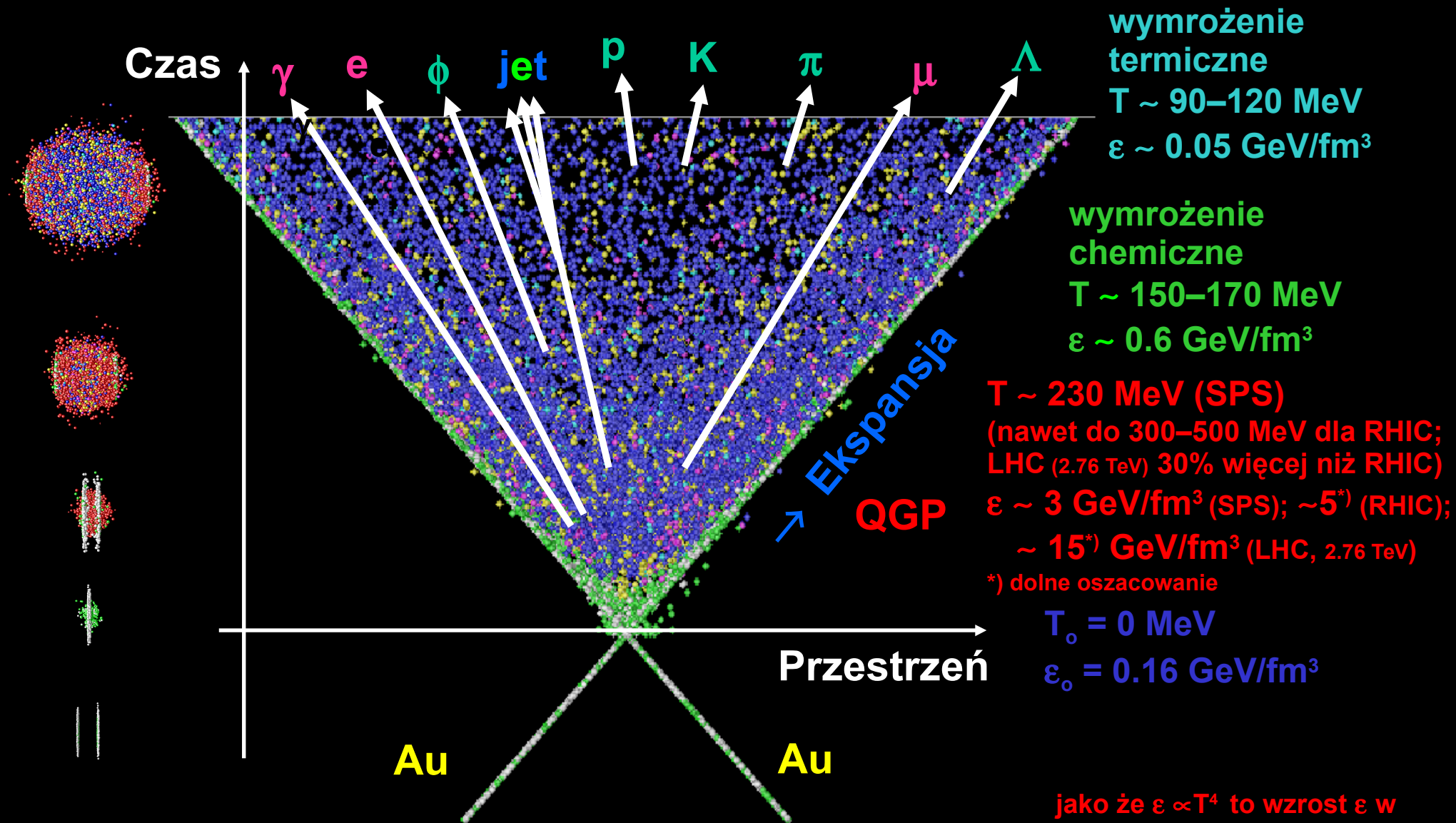
Jeśli energia zderzenia jest wystarczająca żeby utworzyć **ciężkie kwarki np. c, b** (z nich powstają później cząstki takie jak J/ψ , Υ) to z pewnością **powstają one we wczesnej fazie zderzenia** (oddział. twarde z dużym Q^2). To samo dotyczy wysokoenergetycznych jetów (strumieni cząstek) z oddziaływań twardych

Jety przy SPS, ciężkie kwarki – powstają właściwie jedynie w pierwotnych oddziaływaniach nukleonów z pocisku i tarczy (oddziaływania na poziomie ich składowych czyli partonów). Najcięższe wyprodukowane przy SPS pary to c anty-c

przy RHIC – jety możliwe również w oddziaływaniach wtórnych hadronów

Sygnały gorącej fazy: jety, γ bezpośrednio, pary leptonowe (*penetrating probes*)

Informacja o granicy przejścia fazowego ($\rightarrow$ wykł. 8): produkcja hadronów (ich ilości i charakterystyki kinematyczne)

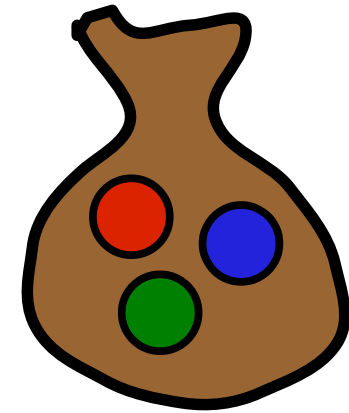


**Sygnatury QGP (szczegóły wykład 10) –
 z jakich etapów zderzenia najczęściej pochodzą**

Model worka (MIT bag model)

Fakt: kwarki uwięzione są w hadronach.

Ale przy dużych gęstościach kwarki zachowują się jak swobodne (QGP) bo nukleony zaczynają „przekrywać się” w przestrzeni



Co by tu zrobić żeby uzyskać dużą gęstość tak, żeby hadrony zaczęły wchodzić na siebie?

- a) można podgrzać – wyprodukować więcej cząstek z energii
- b) lub zwyczajnie ścisnąć

Model worka – pozwala oszacować gęstość energii i temperaturę potrzebną na uzyskanie takiego stanu (QGP)

1. Jeden z wygodnych modeli fenomenologicznych hadronów
2. Kwarki (w hadronie) poruszają się swobodnie wewnątrz worka z którego nie mogą uciec
3. Rozmiar worka określany przez ciśnienie P wywierane na worek przez próżnię
⇒ worek z kwarkami i gluonami przypomina bąbelek próżni w cieczy
4. To ciśnienie jest uniwersalną stałą dla wszystkich hadronów tzw. **stała worka B** i może być oszacowane np. z rozmiarów protonu $B = 234 \text{ MeV fm}^{-3}$

5. W modelu worka QGP byłaby zdefiniowana jako stan materii który wywiera ciśnienie na próżnię przekraczające ciśnienie worka
6. W modelu taki stan QGP mógłby być dowolnie duży i mógłby się składać z dużej liczby kwarków i gluonów
7. Stan równowagi takiego systemu może być opisany językiem termodynamiki

⇒

8. Można próbować ułożyć **równanie stanu** (*Equation Of State*) dla takiego worka czyli zależność między makroskopowymi parametrami jak: ciśnienie, temperatura, gęstość energii, gęstość entropii

Dla gazu nieoddziałujących cząstek energia (gęstość) może być obliczona przez pomnożenie energii przez liczbę (gęstość) cząstek w każdym stanie i zsumowanie po wszystkich możliwych stanach cząstek

Liczba cząstek n_k (*number density*) w danym stanie k jest dana przez rozkład Fermiego-Diraca dla fermionów i Bosego-Einsteina dla bozonów (E_k – energia tego stanu T – temperatura; T w jednostkach energii, pozbycie się stałej Boltzmanna $1/k_B = 1.2 \cdot 10^{10}$ K/MeV)

$$n_k^{FD} = \frac{1}{e^{E_k/T} + 1}$$

$$n_k^{BE} = \frac{1}{e^{E_k/T} - 1}$$

number density (koncentracja)

$n = N/V$

N – całkowita liczba cząstek

$N = \int n \, dV$

Mnożąc wartości n_k przez energię każdego stanu i biorąc limit continuum otrzymujemy **gęstość energii**

$$\varepsilon = \frac{g}{(2\pi)^3} \int E \frac{1}{e^{E/T} \pm 1} d^3 p \quad [\text{wzór1}]$$

Całka przebiega po wszystkich możliwych pędach cząstek. Czynniki g – degeneracja stanów z powodu wewnętrznych stopni swobody (spin, kolor, zapach)

Całka może być obliczona analitycznie dla bezmasowych cząstek. **Poniżej wyniki przy uwzględnieniu gluonów i bezmasowych kwarków u i d** – dość dobre przybliżenia dla dużych temperatur gdy typowe energie kwarków są większe niż ich masy, ale w ogólności równanie stanu zależy od temperatury (niska, wysoka)

$$\varepsilon = \left(\frac{7}{8} g_q + g_g \right) \frac{\pi^2}{30} T^4 \quad [\text{wzór2}]$$

$$\varepsilon = \left(\frac{7}{8} (2 \times 2 \times 6) + (2 \times 8) \right) \frac{\pi^2}{30} T^4 = 37 \frac{\pi^2}{30} T^4$$

**na marginesie:
dla gazu pionów**
 $g_\pi = 3$ (bo π^+ , π^- , π^0)
 $\varepsilon_\pi = 3 (\pi^2/30) T^4 =$
 $= (\pi^2/10) T^4$

g_q i g_g to degeneracja stanów kwarkowych/gluonowych

$g_g = 8 \times 2 = 16$ (kolor $\times$ dwa stany polaryzacji)

$g_q \rightarrow$ każdy zapach ma 6 stanów: 2 stany spinu i 3 stany koloru. Zapachy to u, d, s, c, b, t i antyzapachy

dla dwóch zapachów (uwzględniając antykwarki) mamy:

$$g_q = 2 \times 2 \times 6 = 24$$

czynniki $7/8$ – z różnicy między statystyką BE i FD

Ciśnienie wywierane przez gaz na otoczenie może być obliczone ze wzoru analogicznego do [wzór1] ale brane pod uwagę tylko składowe pędu prostopadłe do powierzchni. Dla relatywistycznych bezmasowych cząstek (relatywistyczny gaz idealny) ciśnienie to 1/3 gęstości energii więc dostajemy:

$$P = \frac{1}{3} \varepsilon = \left(\frac{7}{8} g_q + g_g \right) \frac{\pi^2}{90} T^4$$

W modelu worka **przejście do QGP** pojawia się kiedy ciśnienie gazu kwarkowo-gluonowego staje się równe stałej worka B czyli (dla $B = 234 \text{ MeV fm}^{-3}$) otrzymujemy:

$$\varepsilon_{crit} = 3 B = 702 \frac{\text{MeV}}{\text{fm}^3}$$

a z równania [wzor2]:

$$T_{crit} = 144 \text{ MeV}$$

gęstości energii
osiągane we
współczesnych
zderzeniach A+A są
wystarczające do
utworzenia QGP !

Poniżej przejścia do QGP gaz składa się głównie z pionów (jedynie 3 stany: ujemne dodatnie i neutralne, spin ten sam), degeneracja stanów w gazie pionów = 3 (rzędu 10 razy mniej niż w QGP!) dlatego **gęstość energii wzrasta o faktor rzędu 10 przy przejściu od gazu hadronowego do QGP**

Na zakończenie:

Powszechnie wiadomo, że mamy dwa wymrożenia: chemiczne i termiczne, ale **powstają również generatory przypadków, które zakładają istnienie tylko jednego wymrożenia** (*single freeze-out models*) $T_{\text{chem}} = T_{\text{therm}}$

Przykład:

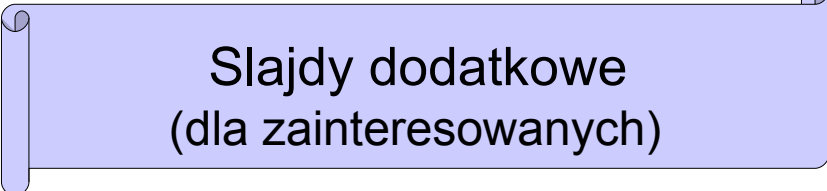
THERMal heavy IoN generATOR

(Broniowski, Florkowski, Kisiel, Tałuć: nucl-th/0504047)



Parametrami modelu nie są energie zderzenia i masy jąder tylko potencjały chemiczne i temperatury (wykład 8, 9) uzyskane bezpośrednio z danych doświadczalnych

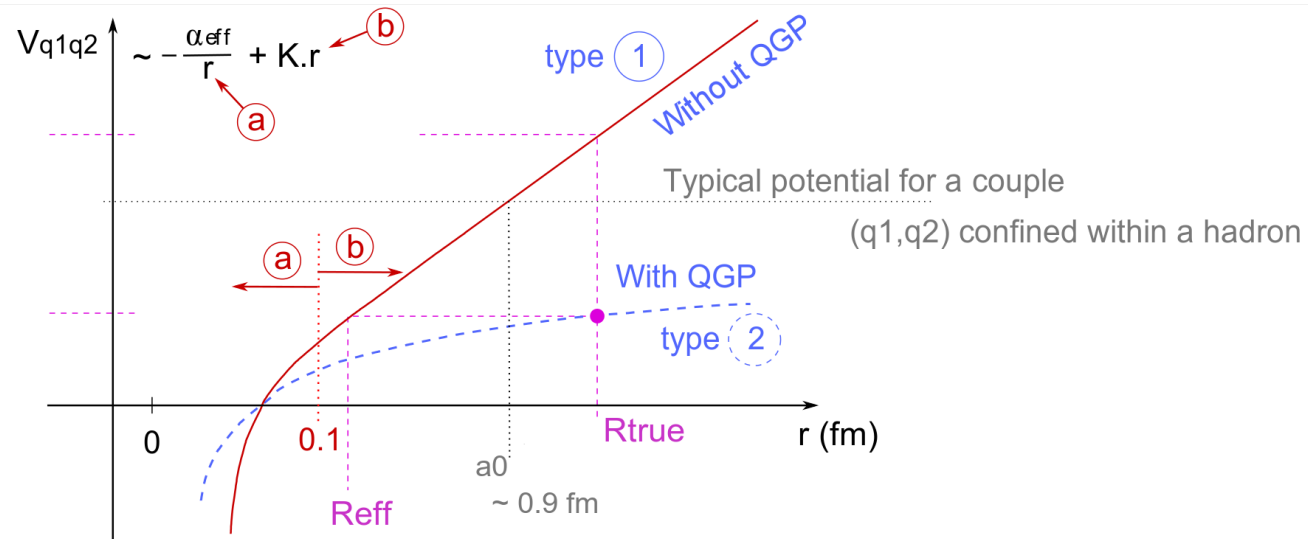
Therminator dość dobrze opisuje dane przy RHIC



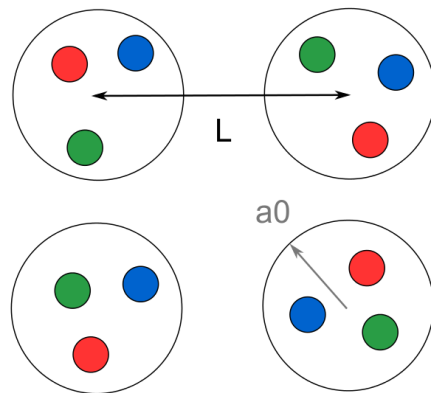
Slajdy dodatkowe
(dla zainteresowanych)

QCD potential between 2 coloured objects as a function of their mutual distance, in nuclear matter and in QGP medium

<https://cds.cern.ch/record/2025217>



type 1 : Confinement



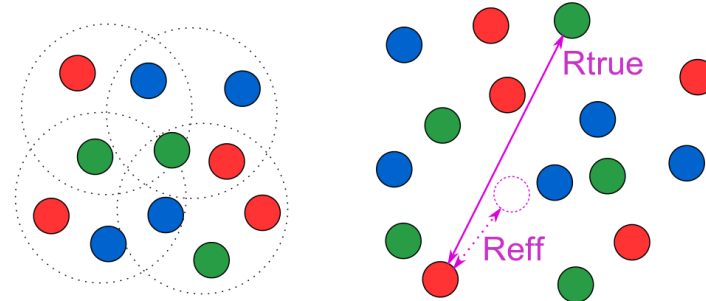
State of surrounding nucleons :

L , inter-hadron distance $\sim 1.8 \text{ fm}$

a_0 , nucleon radius $\sim 0.9 \text{ fm}$

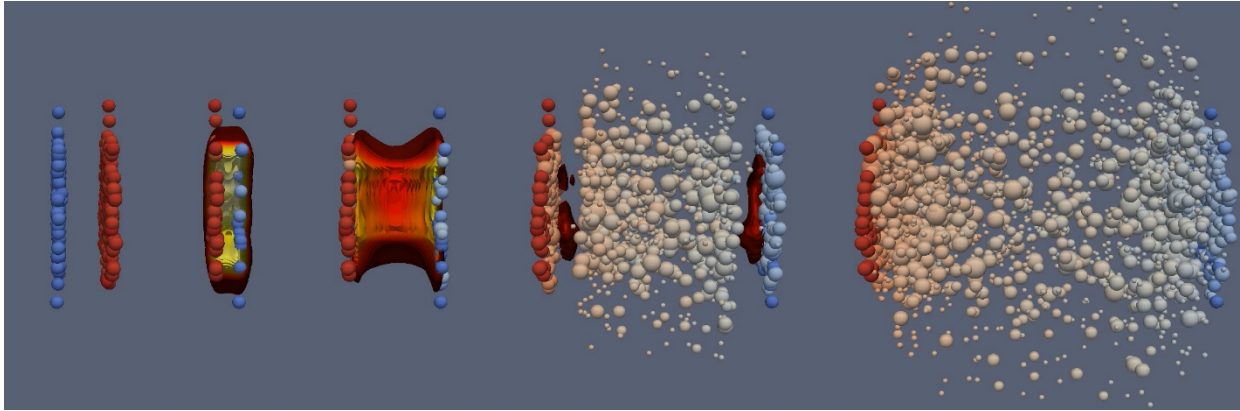
ρ_0 , typical nuclear density $\sim 0.17 \text{ nucleon/fm}^3$

type 2 : Deconfinement



Critical threshold : $L \sim a_0$

$\hookrightarrow \rho_{eff} \sim (1.8/0.9)^3 \cdot \rho_0 \sim 8 \cdot \rho_0$



← ewolucja zderzenia ciężkojonowego

https://webhome.phy.duke.edu/~jp401/music_manual/

The choice of the proper time of initial thermalization τ_{ini} is somewhat more ambiguous. A common choice for the QGP formation time is $\tau_{\text{ini}} \approx 0.6 \text{ fm}/c$ [17]. This choice is appropriate at energies where the colliding Au or Pb nuclei are Lorentz contracted to less than 0.6 fm in the longitudinal direction, which is the case for collision energies $\sqrt{s_{\text{NN}}} \geq 45 \text{ GeV}$. At lower energies, the colliding nuclei are less strongly contracted. We therefore choose the formation time to be at least the transit time of the two nuclei,

$$\tau_{\text{ini}} = \max[0.6 \text{ fm}/c, 2R/\gamma], \quad (5)$$

where γ is the Lorentz factor for a given collision energy in the center-of-mass frame.

top SPS:

$$2R/\gamma = \sim 10 \text{ fm} / \sim 10$$

→

Formation time $\sim 1 \text{ fm}/c$

Au + Au $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV – b = 2 fm – Section view

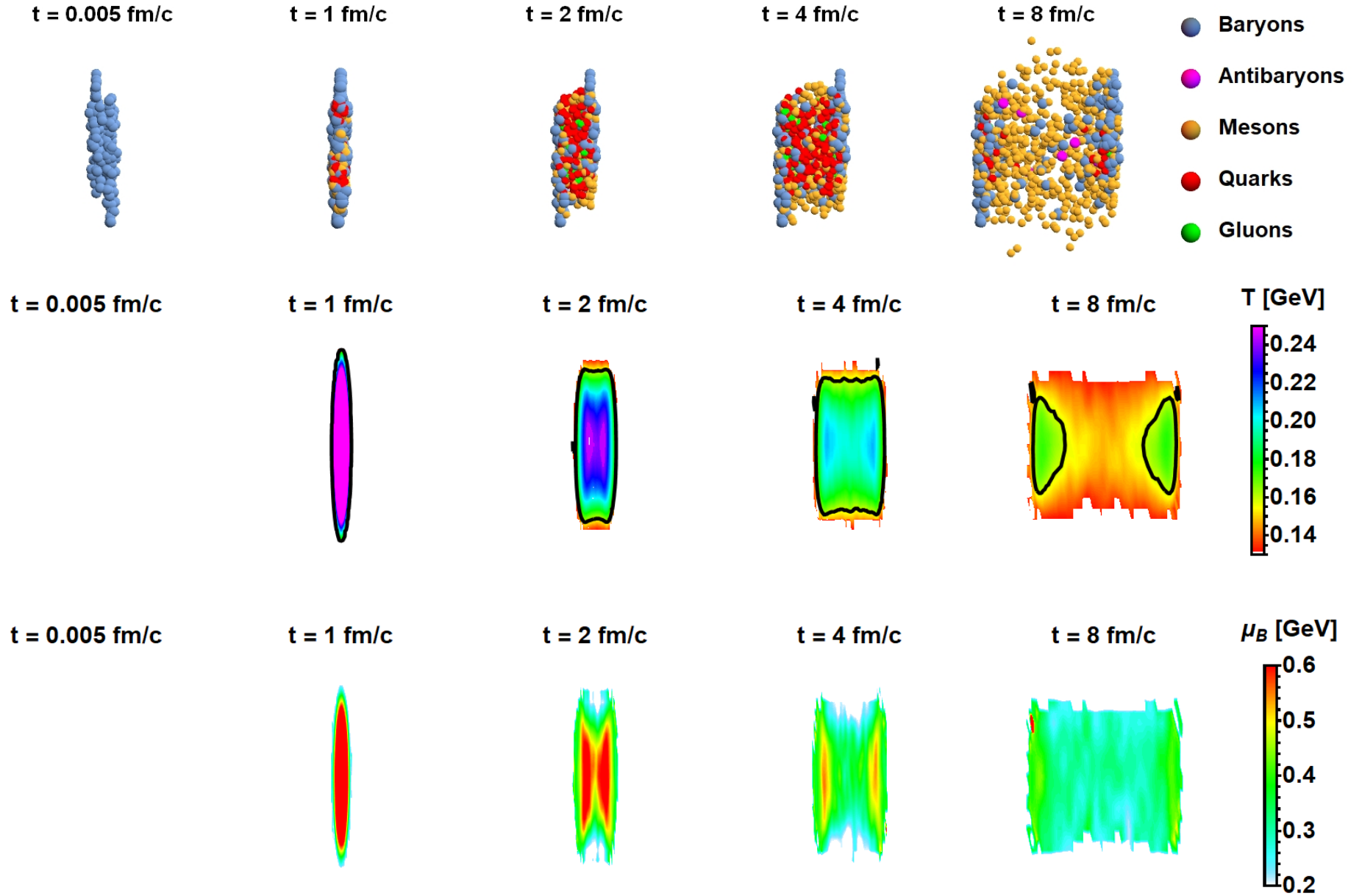


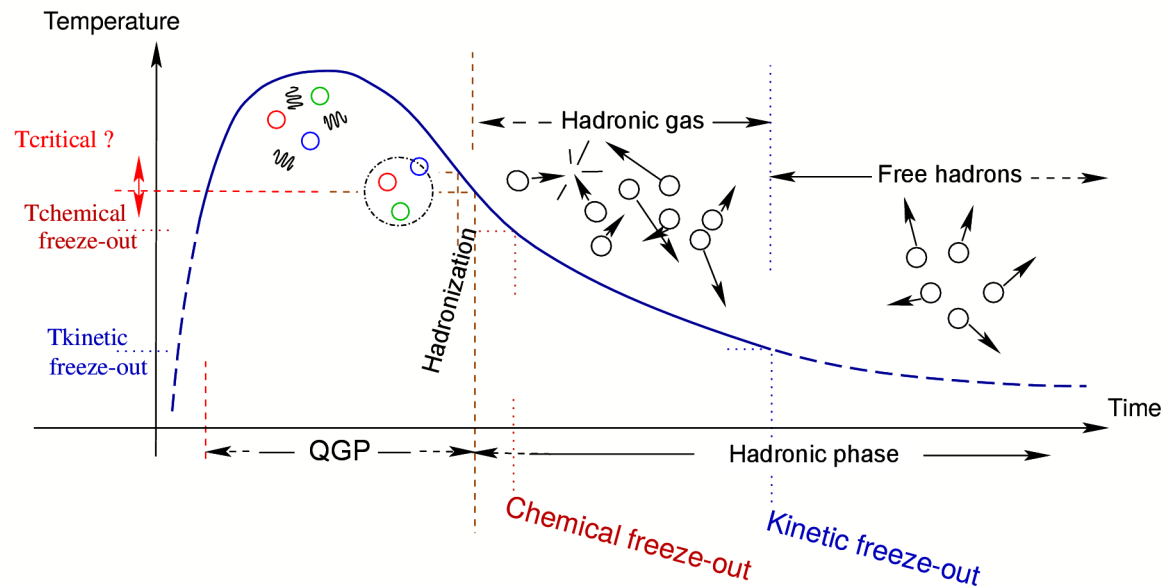
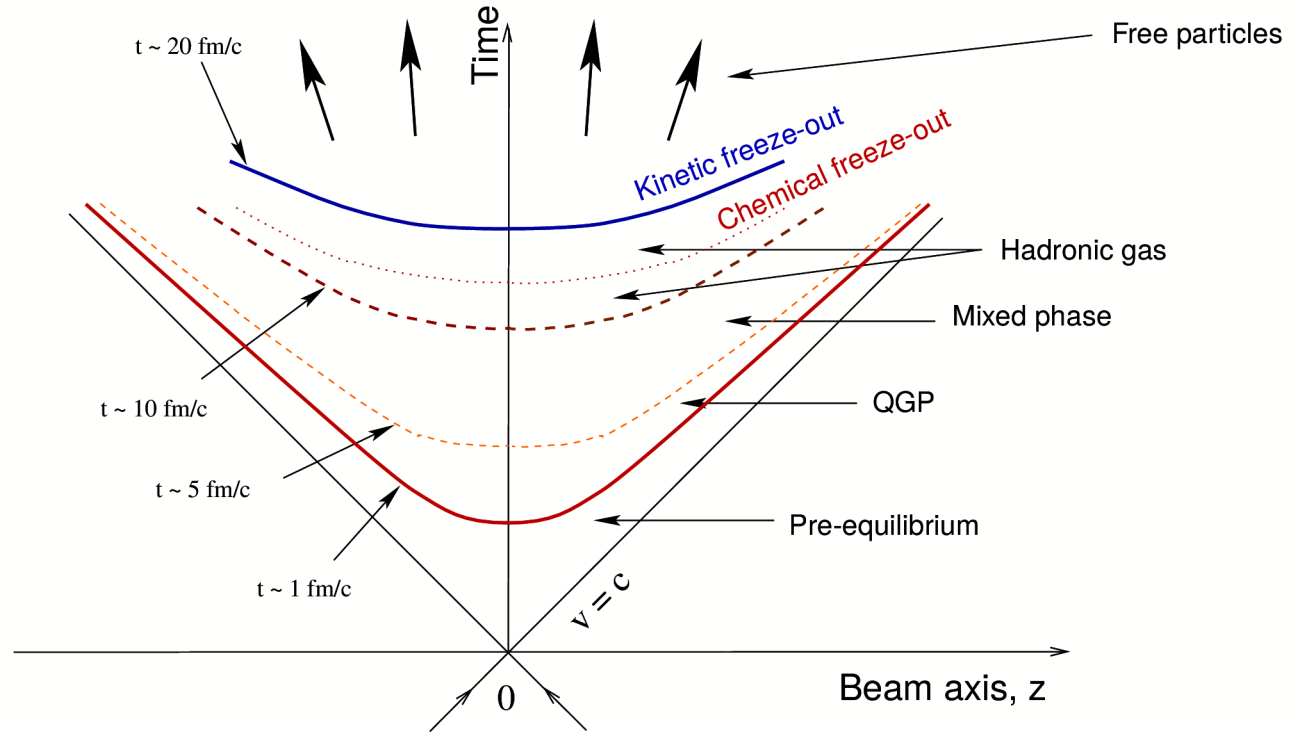
FIGURE 1 Illustration of the time evolution of central Au+Au collisions (upper row, section view) at a collisional energy of $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV within the PHSD (Moreau, 2019). The local temperature T (middle row), baryon chemical potential μ_B (lower row), as extracted from the PHSD for $y \approx 0$. The black lines (middle row) indicate the critical temperature $T_c = 0.158$ GeV.

arXiv:2101.05688

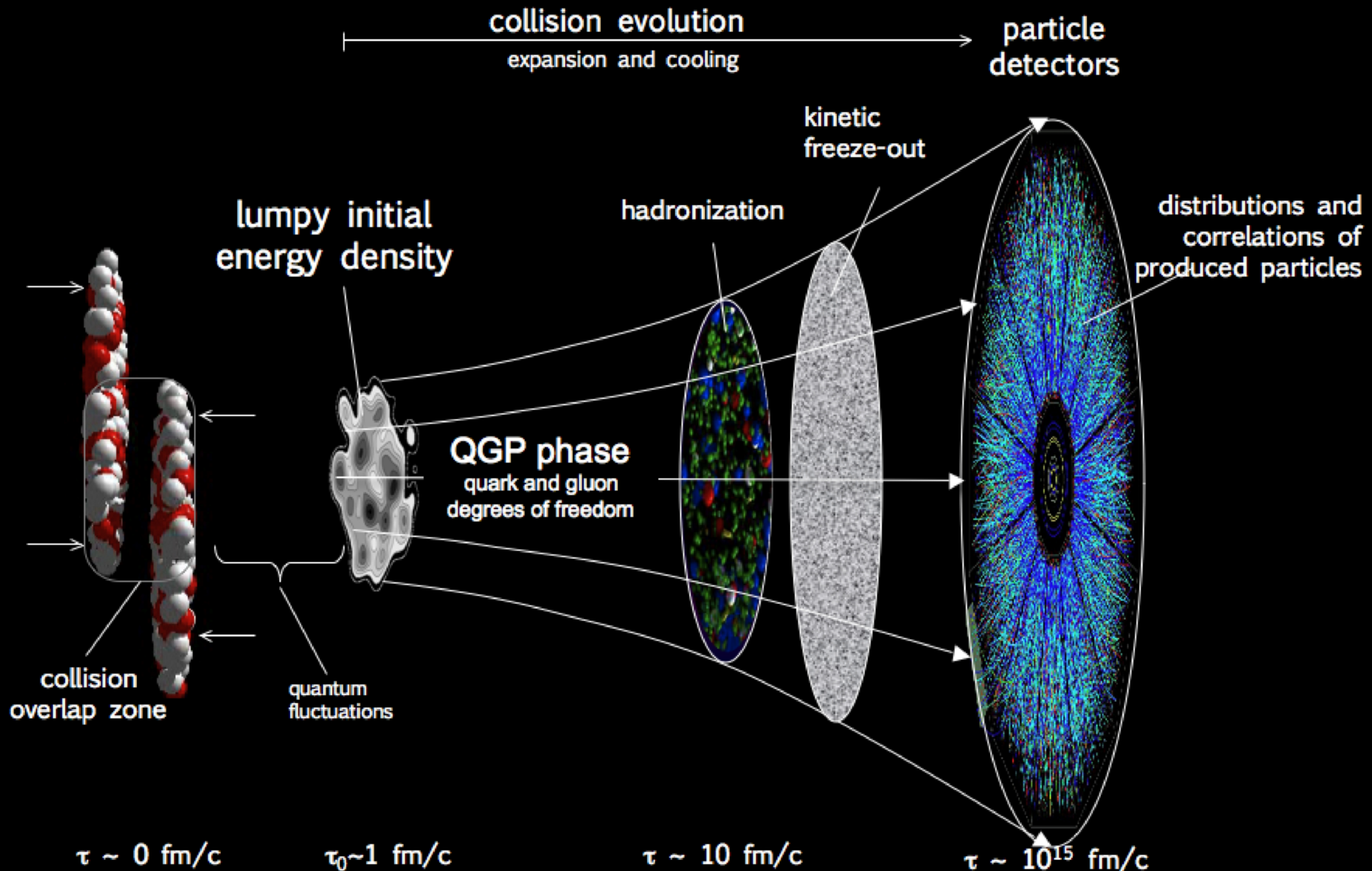
Wartości dla LHC i top RHIC:

Hadronizacja $\tau \sim 10 \text{ fm/c}$
 (uwaga: wymrożenie chemiczne dla top RHIC i LHC następuje praktycznie tuż po hadronizacji)

Wymrożenie termiczne
 $\tau \sim 20 \text{ fm/c}$

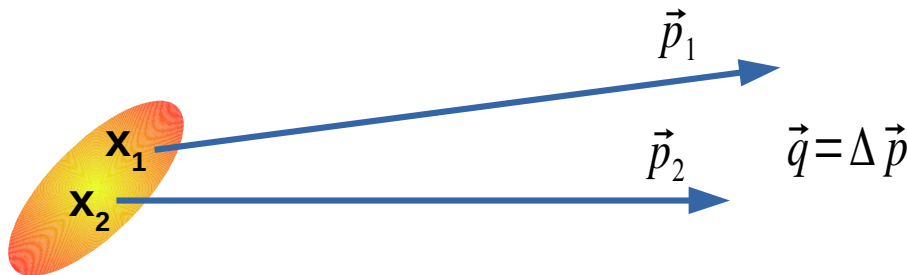


Nuclear collisions and the QGP expansion

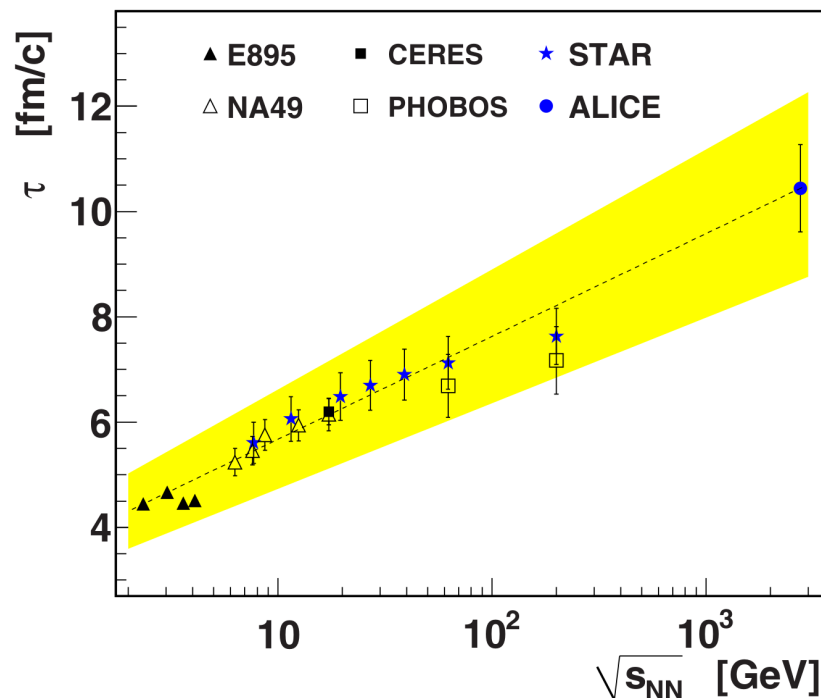


Czas życia systemu

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



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

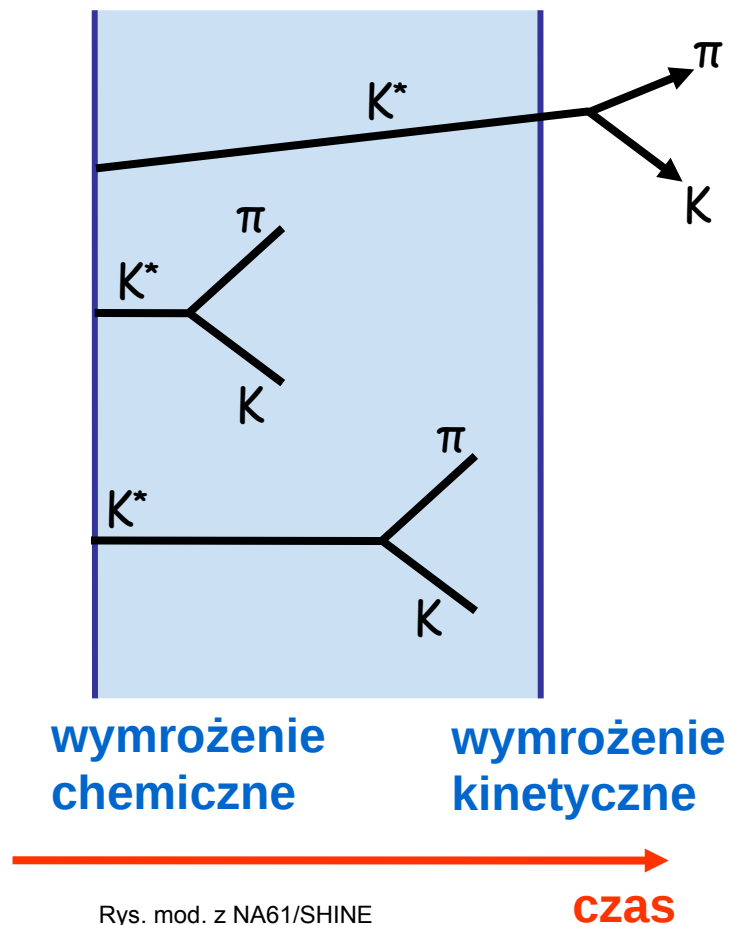


Fireball („kula ognista”) tworzony w trakcie zderzenia jonowego **żyje nawet powyżej 10 fm/c**

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

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

Czas między wymrożeniami



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

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

użyte stosunki w Pb+Pb lub Au+Au

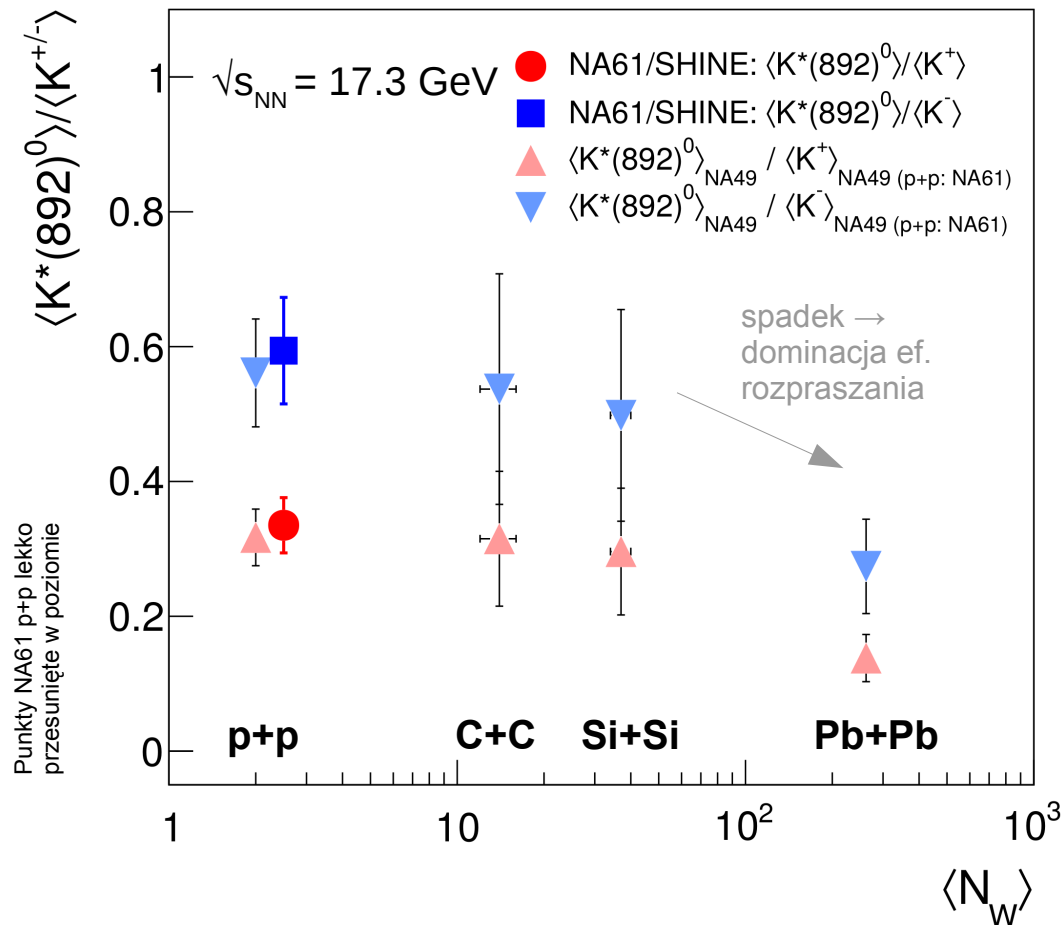
użyte stosunki w p+p

Δt – czas pomiędzy wymrożeniem chemicznym i kinetycznym

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

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

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



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

Zakładając:

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

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

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

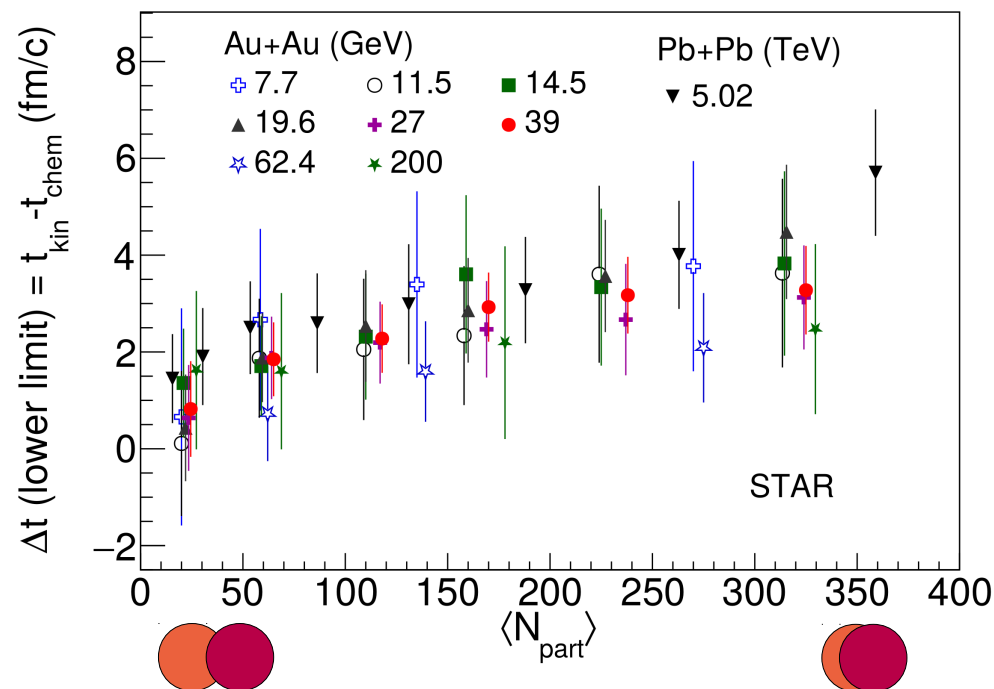
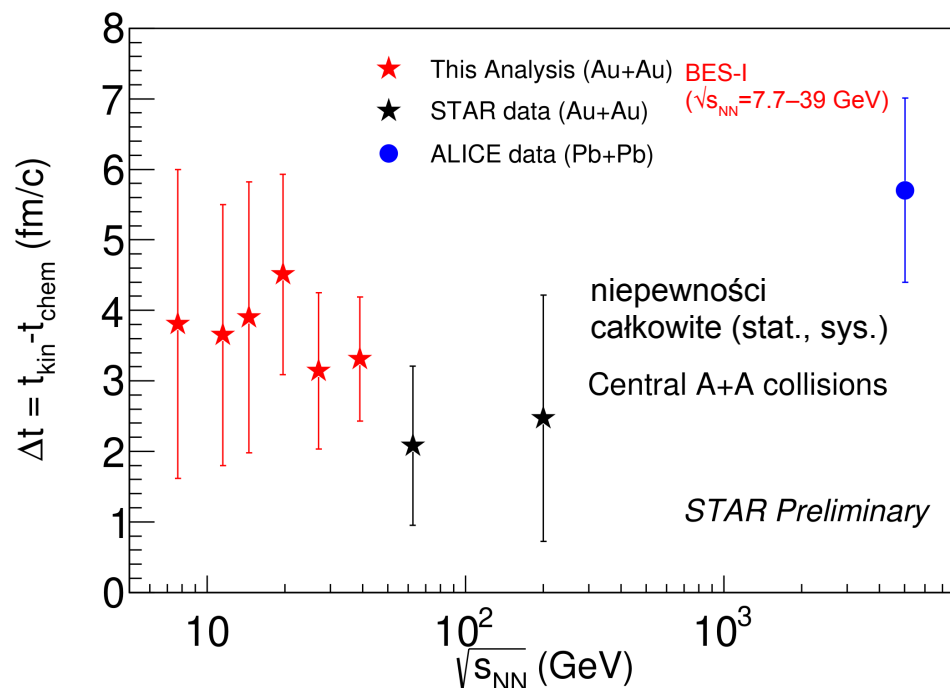
Oszacowany **czas pomiędzy wymrożeniem chemicznym i termicznym** w układzie środka masy zderzenia (oszacowania z pracy NA61/SHINE, Eur. Phys. J. C 80 (2020) 5, 460):

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

Zależność czasu pomiędzy wymrożeniami od energii zderzenia i od centralności na podstawie $(K^{*0} + \text{anty-}K^{*0})/(K^{+} + K^{-})$

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

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



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

Zob. też pracę przeglądową S. Das et al., Int. J. Mod. Phys. E 31 (2022) 12 (Cu+Cu, Au+Au przy $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 62.4$ oraz 200 GeV; p+p, p+Pb, Pb+Pb przy różnych energiach LHC) oraz ALICE, Phys. Rev. C 109 (2024) 1, 014911 (p+p, p+Pb, Xe+Xe, Pb+Pb przy 5.02/5.44 TeV)