

Katarzyna Grebieszko

Wydział Fizyki Politechniki Warszawskiej

Zakład Fizyki Jądrowej

Pracownia Reakcji Ciężkich Jonów

”Fizyka zderzeń ciężkich jonów”

semestr letni 2023/2024

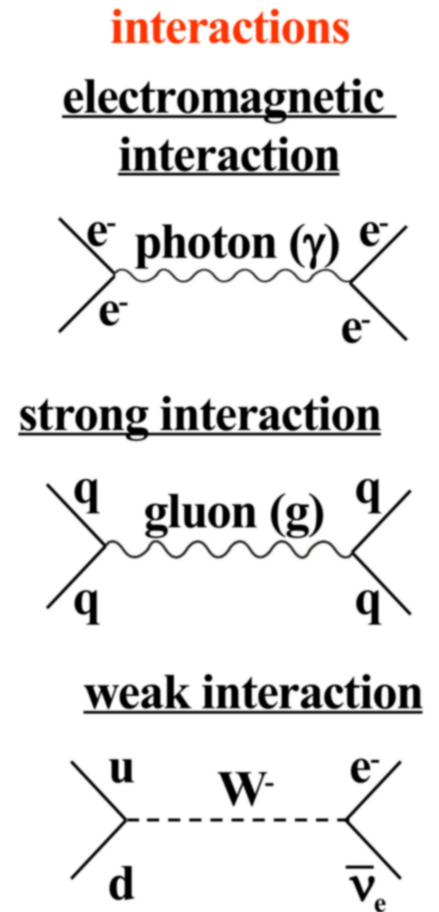
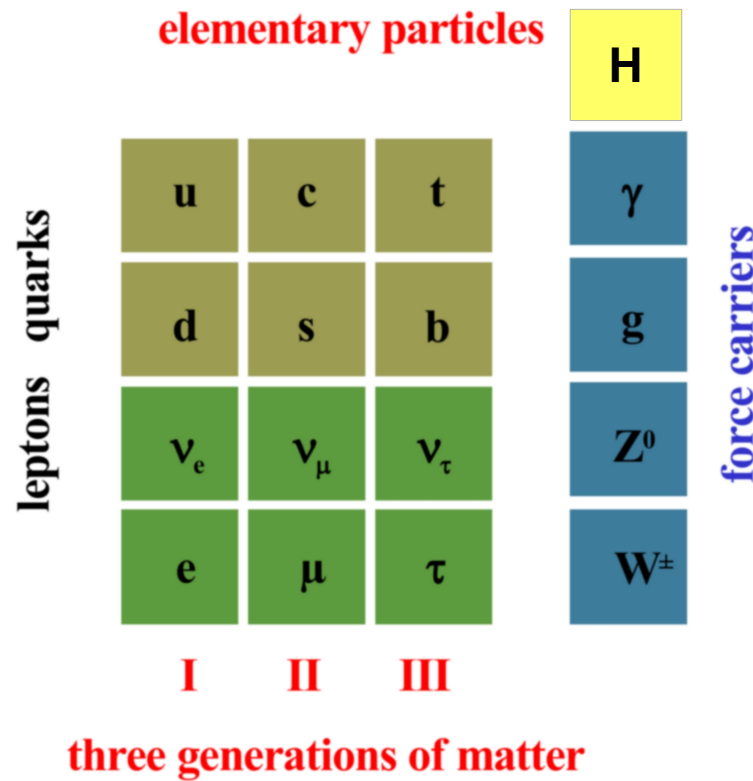
## Wykład 3

1. Model Standardowy i unifikacja oddziaływań.
2. Interdyscyplinarność relatywistycznych zderzeń ciężkich jonów.
3. Zmienne kinematyczne ( $p_L$ ,  $p_T$ ,  $y$ ,  $\eta$ ,  $m_T$ ,  $x_F$ ).

# Model Standardowy

(teoria cząstek i ich oddziaływań) obejmuje:

1. Cząstki elementarne
2. Oddziaływania silne
3. Oddziaływania elektromagnetyczne
4. Oddziaływania słabe (w tym łamanie CP i macierz CKM)
5. Unifikację 3. i 4. do elektroślabych
6. Spontaniczne łamanie symetrii i mechanizm Higgsa  $\Rightarrow$  pochodzenie mas



## Poza Modelem Standardowym są (m.in.):

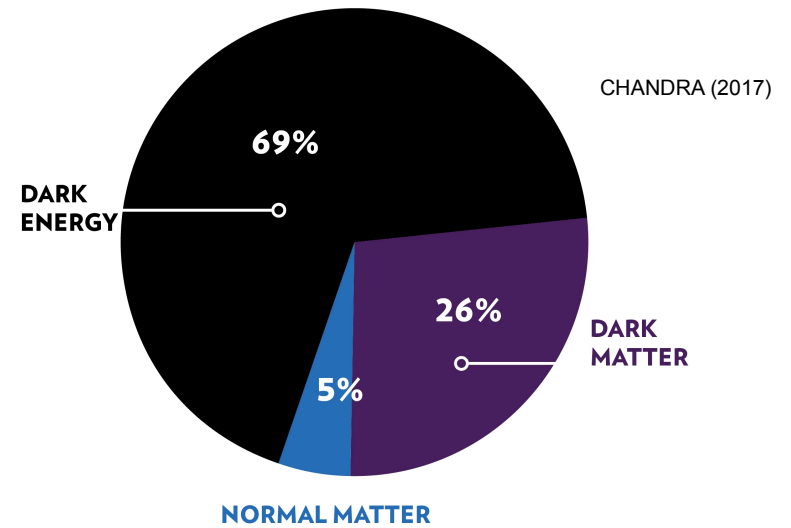
1. Supersymetria (SUSY)  $\rightarrow$  Supersymetryczny Model Standardowy (MSSM): wprowadzenie partnerów supersymetrycznych (bozony  $\leftrightarrow$  fermiony) i dwóch pól Higgsa (5 bozonów Higgsa) co pozwala na unifikację elektroślabych i silnych
2. Teorie wielkiej unifikacji (GUT)
3. Rozpad protonu i poszukiwanie leptokwarków
4. Masy i oscylacje neutrin

# Ograniczenia Modelu Standardowego:

1. Nie obejmuje (kwantowego) opisu oddziaływań grawitacyjnych co ogranicza jego ważność do energii poniżej skali Plancka  $M_p \cong 10^{19}$  GeV
2. Przyjmuje bezmasowość neutrin (a są dowody na ich oscylacje!)
3. Mało elegancki – co najmniej 19 parametrów dowolnych (3 stałe sprzężenia, masy (6 dla kwarków + 3 dla leptonów), 3 kąty mieszania (w parametryzacji macierzy CKM), 2 fazy CP, 2 sprzężenia Higgsa), te parametry brane są z danych eksp.
4. Nie tłumaczy dlaczego jest akurat 6 zapachów kwarków i leptonów (3 rodziny kwarków i leptonów)
5. Nie wyjaśnia „ciemnej materii” i dużej asymetrii między materią i antymaterią
6. Nie wyjaśnia dlaczego ładunek jest skwantowany i dlaczego  $Q_p = Q_e$

**Ale i tak nie mamy nic lepszego...  
(a może teoria strun??)**

ENERGY DISTRIBUTION  
OF THE UNIVERSE



## Rozkład energii/masy we Wszechświecie

**normalna, widzialna materia (barionowa)** (~5%) – gwiazdy, mgławice, planety, my...

**ciemna materia** (~26%) – jej obecność stwierdzamy poprzez jej wpływ na ruchy gwiazd i galaktyk; szacuje się że 90% ciemnej materii to materia niebarionowa

**ciemna energia** (~69%) – z przyspieszającej ekspansji Wszechświata; związana jest z „tajemniczą siłą odpychania” działającą przeciwnie jak grawitacja

## Unifikacja wszystkich oddziaływań – ideał do którego dążymy:

Trochę historii:

1. J. C. Maxwell (XIX w.) **elektryczność + magnetyzm**

= **elektromagnetyzm** (→ równania Maxwella)

2. Glashow, Weinberg i Salam (1961–68)

**elektromagnetyczne + słabe = elektroslabe**

Oddziaływania słabe są dlatego słabe, że wiążą się z wymianą bozonów W i Z o ogromnych masach. To powoduje, że słabe mają bardzo krótki zasięg (praktycznie kontaktowe)

W uproszczeniu przyjmujemy, że sprzężenia bozonów W i Z do kwarków i leptonów dane są przez tę samą liczbę – ładunek słaby ( $g$ ), wtedy dla oddziaływań słabych (lewy) i dla elektromagnetycznych (prawy):

$$f_{SŁABE}(q^2) = \frac{g^2}{q^2 + M_{W,Z}^2}$$

$$f_{EM}(q^2) = \frac{e^2}{q^2}$$

f – amplituda rozpraszania (wykład 2)

„Stara” teoria oddziaływań słabych Fermiego (1934): dla  $q^2 \ll M_{W,Z}^2$

amplituda jest niezależna od  $q^2$  (oddziaływanie ma charakter kontaktowy) →

wyjaśnienie jądrowego rozpadu  $\beta$  czyli oddziaływania między czterema

fermionami ze stałą sprzężenia  $G \equiv g^2/M_{W,Z}^2 \cong 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$  (w jednostkach  $\hbar=c=1$ )

$10^{-5}$  – z pomiaru szybkości rozpadów  $\beta$

**Teoria oddziaływań elektroślabych** (Glashow, Weinberg i Salam): stała sprzężenia  $g$  bozonów  $W$  i  $Z$  do leptonów i kwarków powinna być taka sama jak dla fotonu tzn.  $\mathbf{g} \equiv \mathbf{e} \Rightarrow$

dla  $q^2 \gg M_{W,Z}^2$  słabe i elektromagnetyczne mają tę samą siłę

Dokładniejsze obliczenia z uwzględnieniem czynników liczbowych, kątów mieszania, etc. dają:

$$\frac{e}{2\sqrt{2}\varepsilon_0} = g_W \sin \Theta_W = g_Z \cos \Theta_W$$

RÓWNANIE UNIFIKACJI EM i słabych

$$\cos \Theta_W = \frac{M_W}{M_Z}$$

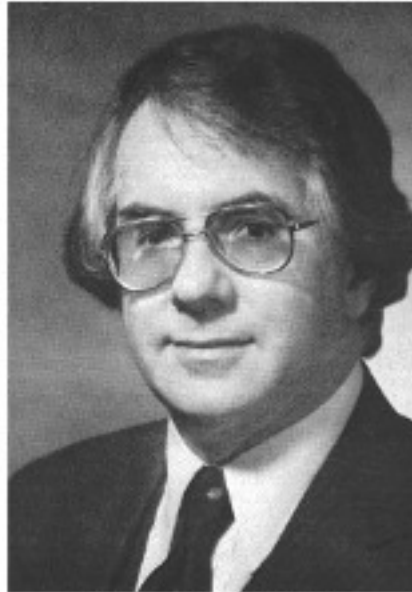
$\Theta_W$  – kąt Weinberga

$$\sin^2 \Theta_W \approx 0.23 \quad - \text{brane z danych; tu podane dla energii przy } Z^0$$

Masy nośników oddziaływania słabego można uzyskać z informacji o oddziaływaniach elektromagnetycznych, z siły oddziaływania słabego i z równania unifikacji elektroślabych !!



James C. Maxwell



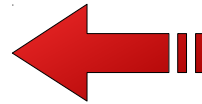
Sheldon L. Glashow



Steven Weinberg



Abdus Salam



Twórcy teorii o unifikacji oddziaływań

1. Elektromagnetycznych
2. Elektrosłabych

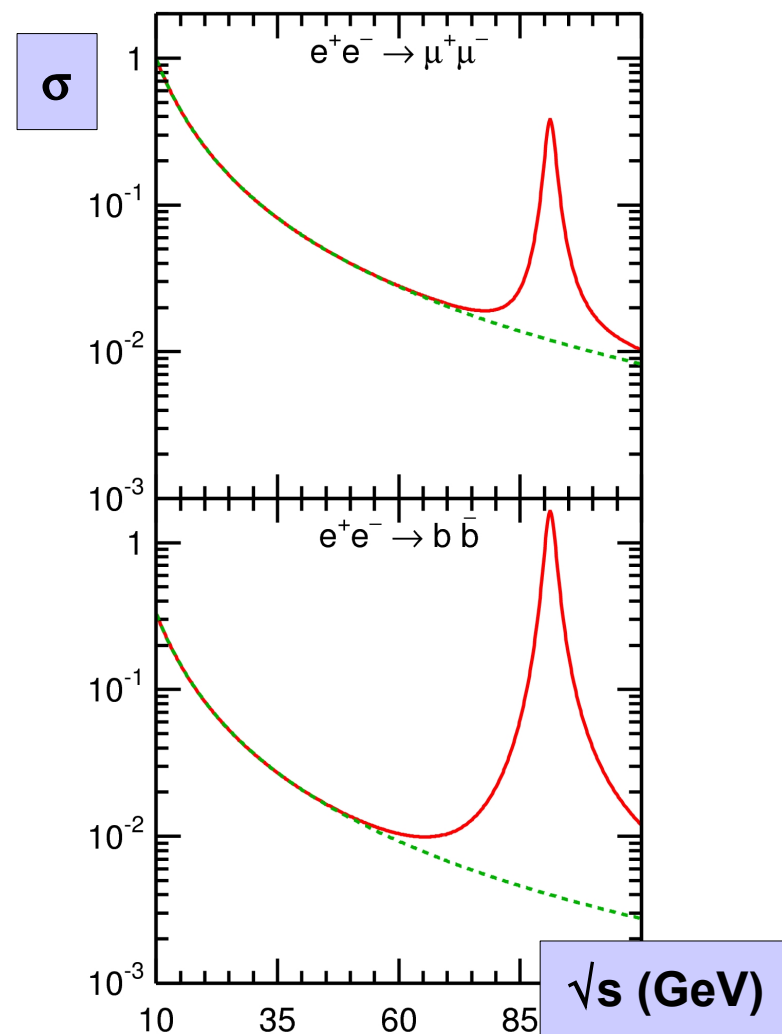
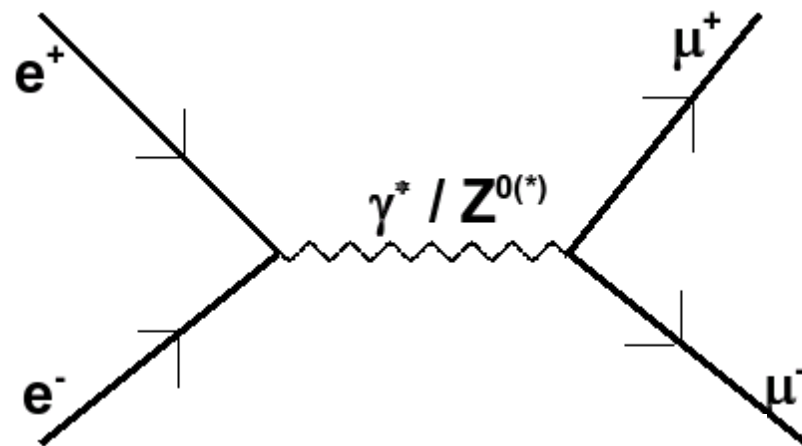
1979 – Glashow, Salam i Weinberg – Nagroda Nobla za swój wkład w rozwój teorii oddziaływania elektrosłabego, na 4 lata przed odkryciem bozonów W i Z!

potwierdzeniem teorii oddziaływań elektrosłabych było **odkrycie bozonów W i Z w CERNie w 1983 roku**

→ rok później pierwsza w historii CERN nagroda Nobla (dwaj pracujący tam fizycy, Carlo Rubbia i Simon van der Meer) – odkrycie w eksperymentach UA1 i UA2 (akcelerator Sp $\bar{p}$ S, energia rzędu 600 GeV w środku masy)

Przykład unifikacji na diagramie Feynmana  
anihilacja elektronu i pozytonu (np. dawny  
akcelerator LEP w CERN) a następnie  
produkcja pary mionów

1. Nie jesteśmy w stanie stwierdzić czy  
reakcja zaszła przez wirtualny foton czy  
wirtualne  $Z^0$  – to jedynie rozważania  
statystyczne
2. Przy  $q^2 \ll M_Z^2$  szansa na oddziaływanie  
przez  $Z^0$  jest znacznie mniejsza (oddziaływania  
elektromagnetyczne mają większe przekroje czynne)
3. Przy dużych energiach czyli  $q^2 \geq M_Z^2$   
wkłady zarówno od fotonu jak i od  $Z^0$  są  
niezaniedbywane (trzeba to uwzględnić w  
liczeniu przekrojów czynnych)
4. Przy energiach rzędu masy  $Z^0$  (LEP)  
możliwe było **fizyczne wyprodukowanie**  
**prawdziwej masy rezonansu  $Z^0$**  i jego  
rozpad np. na parę mionów lub kwarków  
(jest to dowód na istnienie bozonu  $Z^0$ )



Jedną z podstawowych zagadek Modelu Standardowego jest **problem asymetrii oddziaływań elektroslabych**: siły elektromagnetyczne mają daleki zasięg a słabe są prawie kontaktowe (wynika to z mas nośników obu oddziaływań, patrz pop. strony)

Hipoteza: siły te są symetryczne tylko ich symetria jest „złamana”

**Mechanizm Brouta-Englerta-Higgosa**  
(Englert–Brout–Higgs–Guralnik–Hagen–Kibble)  
**odpowiada za: spontaniczne łamanie symetrii oddziaływań elektroslabych**



(1928-2011)



**Mamy dodatkowe oddziaływanie – oddziaływanie Higgosa.** Pole Higgosa wypełnia całą przestrzeń i nadaje masy cząstkom m.in. bozonom W i Z. Nadanie masy z kolei ogranicza zasięg oddziaływaniom słabym.

Symetria oddziaływań elektroslabych – jest związana z dowolnością wyboru np. które leptony są elektronami a które neutrinami lub która cząstka jest bozonem Z a która fotonem. Przy złamanej symetrii jeśli „ktoś” nazwie cząstkę np. elektronem to z tym wyborem muszą zgodzić się wszyscy.

Symetria oddziaływań elektroslabych wymuszałaby aby wszystkie cząstki przenoszące oddziaływanie były bezmasowe. **Złamana symetria nadaje masy bozonom W i Z (takie że  $M_W/M_Z = \cos\Theta_w$ ) a foton pozostawia bezmasowy.**

Mechanizm B-E-H (lub E-B-H-G-H-K) ma pewne problemy: opisuje jak można uzyskać masę ale nie przewiduje jej wartości. Teoria nie określa też masy nośnika oddział. – bozonu Higgosa.



## ... Wychodzimy poza Model Standardowy

Pytanie:

**Czy da się zunifikować wszystkie 3 typy oddziaływań (elektromagnetyczne, słabe i silne)?**

Skąd taki pomysł?

**Obserwacja że tzw. „stałe” sprzężenia wcale nie są takie stałe tylko zależą od energii !**

np. w oddziaływaniach silnych  $\alpha_s(q = M_Z = 91 \text{ GeV}) \approx 0.118$ ; wartość tej „stałej” spada z energią  $\rightarrow$  wykład 7

np. w oddziaływaniach elektromagnetycznych  $\alpha$  (w zjawiskach atomowych) = 1/137 a w akceleratorze LEP rosła do 1/128

Na tej podstawie powstał pomysł wielkiej unifikacji –  
**teorie GUT (*Grand Unified Theory*)**

używając jednostek Heavisidea-Lorentza  $\epsilon_0 = \mu_0 = \hbar = c = 1$

Wprowadza się 3 stałe sprzężenia:  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ , gdzie tylko  $\alpha_3$  to „czysta” stała sprzężenia związana tylko z oddział. silnym a  $\alpha_1$  i  $\alpha_2$  należą do oddział. elektrosłabego

$$\alpha_1 = (5/3)g^2 / 4\pi$$

$$\alpha_2 = g^2 / 4\pi$$

$$\alpha_3 = \alpha_s = g_s^2 / 4\pi$$

$$\alpha \equiv \alpha_{EM} = (e^2 / 4\pi\epsilon_0 \hbar c) = e^2 / 4\pi$$

$$(e = g \sin\Theta_W)$$

$$\sin^2\Theta_W = g^2 / (g^2 + g'^2)$$

dodatkowo:

$$g = 2\sqrt{2} g_W$$

$$g' = 2\sqrt{2} g_Z$$

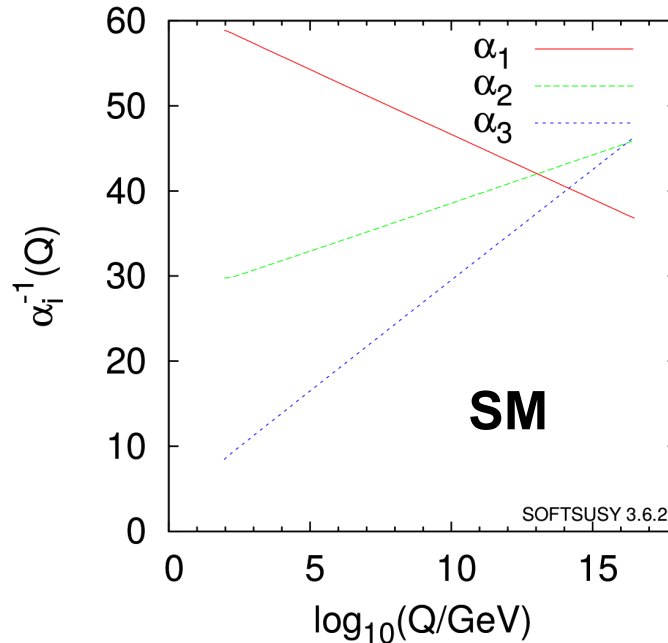
$$\text{stad } e = g \sin\Theta_W = 2\sqrt{2} g_W \sin\Theta_W$$

Użyte w PDG 2022 (z PDG 2018):

$$\alpha_{EM}^{-1}(m_Z) = 127.955 \pm 0.010$$

$$\sin^2\Theta_W(m_Z) = 0.23122 \pm 0.00003$$

$$\alpha_s(m_Z) = 0.1181 \pm 0.0011$$



Rys. PDG 2022

← Zależność  $1/\alpha_i$  od energii; ekstrapolacja 14 rzędów wielkości – ZGROZA!!! Tyle rzeczy może dziać się po drodze!

**Parametry wejściowe do tej ekstrapolacji to różne wartości  $\alpha_s, \alpha_{EM}, \sin^2\Theta_W$  mierzone przy niskich energiach**

Warunek unifikacji: przy jakiejś wysokiej energii (rzędu  $10^{15}$  GeV)  $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \alpha_{GUT}$

**... ale i tak nie przecinają się w jednym punkcie**

Energia rzędu  $10^{15}$  GeV – nieosiągalna w laboratoriach; akcelerator musiałby mieć obwód większy od równika!

Żeby stałe sprzężenia (poprzednia strona) przecinały się w jednym punkcie wprowadzono brakującą łąkę: **SUPERSYMETRIĘ**  
 tzw. **Sypersymetryczny Model Standardowy (SMS)**

**Cząstki supersymetryczne – rozważane jako dobry kandydat na ciemną materię**

**Supersymetryczny Model Standardowy** (np. wersja: *Minimal Supersymmetric Standard Model*):  
 Wprowadza dla każdej cząstki partnera supersymetrycznego o „przeciwnym” spinie:  
 dla bozonu fermion a dla fermionu bozon („brat bliźniak” różni się spinem o -1/2)

przykłady:

**elektron → selektron**

**kwark → skwark** (np. top → stop)

**tau → stau**

**bozon W → wino**

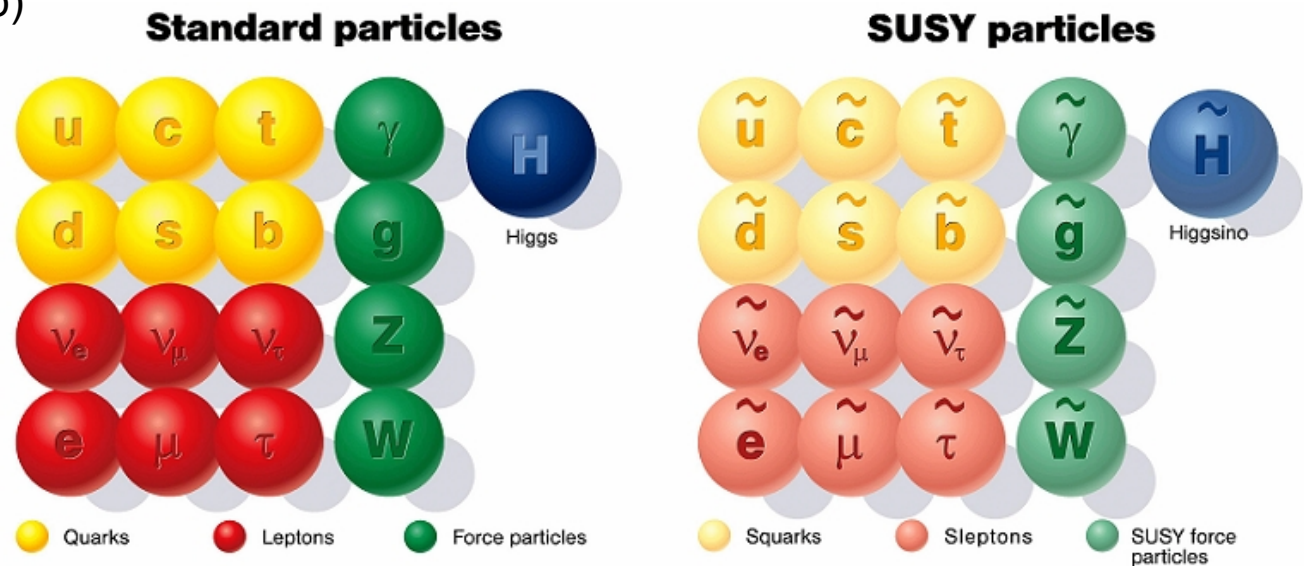
**foton → fotino**

**neutrino → sneutrino**

przykład produkcji skwarka i antyskwarka i następnie rozpad skwarka:

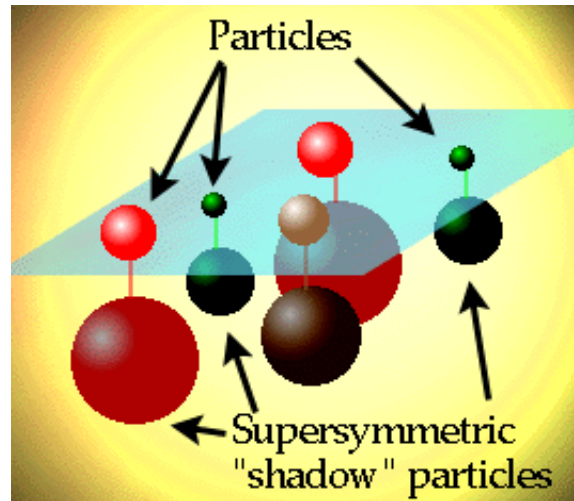
$$q + \bar{q} \rightarrow \tilde{q} + \tilde{\bar{q}}$$

$$\tilde{q} \rightarrow q + \tilde{\gamma} \text{ (fotino)}$$



Na początku wydawało się, że cząstki z MS i cząstki supersymetryczne muszą mieć te same masy ale wtedy już dawno byłyby zauważone (jak przez lata nie zauważyć np. selektronu o masie elektronu a jedynie o innym spinie?) czyli  $\Rightarrow$

**supersymetria nie może być symetrią ścisłą** bo gdyby tak było wymagałoby to takich samych mas cząstek SUSY i tych z MS)



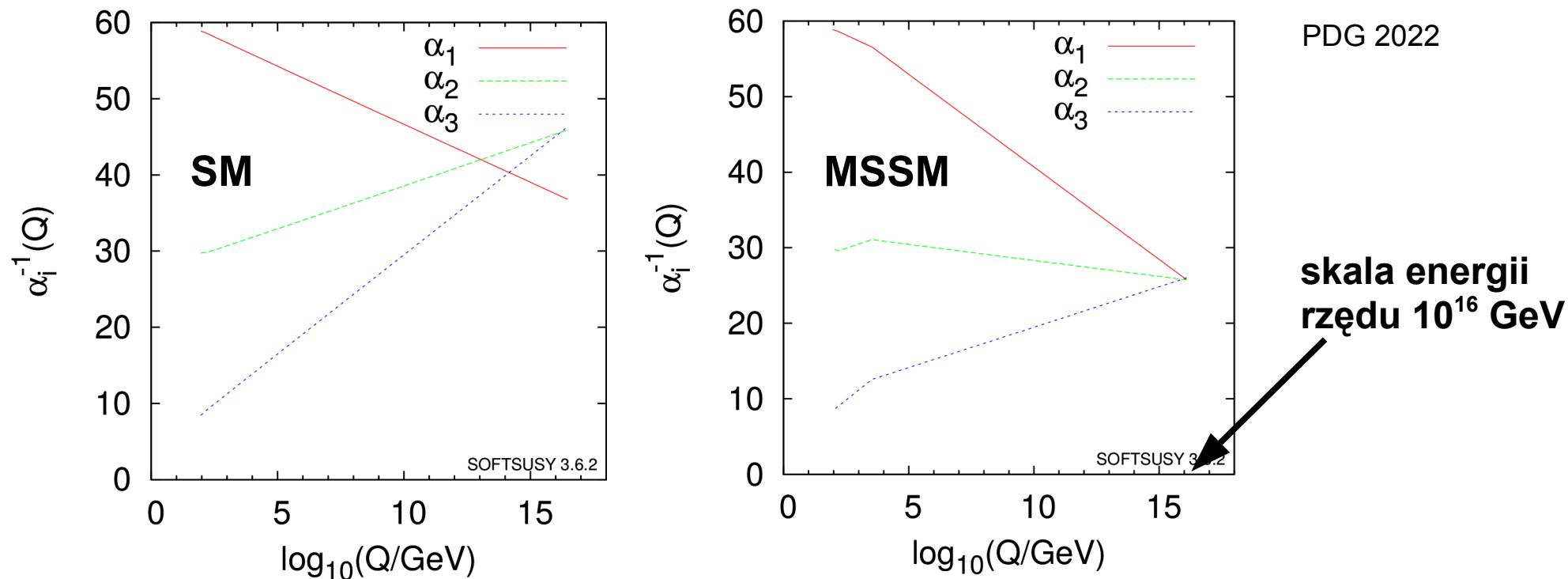
MSSM  $\rightarrow$   
8 pól Higgsa oraz  
5 bozonów Higgsa:  
 $h^0, H^0, A^0, H^+, H^-$

H – skalary  
A – pseudo-  
skalar

cząstek supersymetrycznych  
na razie nie znaleziono wśród lekkich obiektów  
ale możliwe są cząstki supersymetryczne o  
masie zbliżonej do masy Z ( $\rightarrow$  poszukiwania w LHC)

Są hipotezy, że w skład ciemnej materii mogą  
wchodzić **neutralina** (= wymieszany stan kwantowy:  
fotino, zino, higgsino) – najlżejsze cząstki SUSY (powinny być trwałe!)

Po dodaniu supersymetrii do Modelu Standardowego siły 3 oddziaływań (elektromagnetyczne, silne i słabe) mogłyby spotkać się w jednym punkcie przy bardzo dużej energii (prawy rysunek)



Rys. Unifikacja w modelach GUT: bez supersymetrii (lewy, *non-SUSY GUTs*) i z supersymetrią (prawy, *SUSY GUTs*)

Supersymetryczny model (cząstki z MS oraz supersym.) daje  $\alpha_{\text{GUT}} \sim 1/24$  przy energii  $\sim 2 \times 10^{16}$  GeV

W dalszym ciągu (w modelach GUT) nie umiemy dołączyć grawitacji !!  
Problemy ze sformułowaniem kwantowej teorii grawitacji

Na dzień dzisiejszy rozwiązaniem wydaje się być tzw. „teoria strun”, ale MS przestałby być już potrzebny...

Do unifikacji oddziaływań EM, słabych i silnych potrzeba energii rzędu  $10^{16}$  GeV (tu działają teorie GUT), żeby dołączyć grawitacyjne (kwantowa grawitacja) trzeba byłoby zbliżyć się do masy Plancka czyli rzędu  $10^{19}$  GeV

**Uwaga: obie te energie ( $10^{16}$  i  $10^{19}$  GeV) mogą być obniżone jeśli mamy dodatkowe wymiary przestrzenne! Ekstra-wymiarów poszukuje LHC**

Tak więc być może oddziaływania grawitacyjne staną się silne już przy skali TeV (LHC) i niektóre zderzenia parton+parton utworzą mikroskopowe czarne dziury (oczekuje się że będą bardzo niestabilne, szybko rozpadające się na jety, leptony i fotony poprzez promieniowanie Hawkinga).

Masa Plancka  $M_p = \sqrt{\hbar c / G_N} = 1.2 \cdot 10^{19}$  GeV

Krem przeciwsłoneczny rozdawany na jednej z konferencji w Australii



Przykład pierwszego modelu GUT i jego proponowane obserwacje:

**Minimalny Model SU(5) – Georgi i Glashow (1974)** grupa symetrii oddziaływań elektroslabych  $SU(2) \times U(1)$  oraz grupa symetrii kolorowej  $SU(3)$  byłyby podgrupami większej grupy symetrii  $SU(5)$

1. W modelu podstawowe multiplety zawierałyby zarówno leptony jak i kwarki
2. **Model przewiduje zamianę kwarków w leptony i odwrotnie (wewnątrz multipletów) za pomocą**
3. tzw. **leptokwarków** – masywne (masa  $\sim 10^{14}$  GeV) bozony Y (ładunek  $-1/3|e|$ ) i X (ładunek  $-4/3|e|$ )
4. bozony X i Y posiadają ładunek kolorowy – w sumie 12 różnych cząstek tego typu
5. do tego 8 gluonów z  $SU(3)$  i  $W^{+/-}$ , Z,  $\gamma$  z  $SU(2)$  i  $U(1)$  co daje razem 24 bozony cechowania !
6. Model (poprzez istnienie tzw. multipletów kwarków i leptonów) daje wyjaśnienie równości ładunku protonu i elektronu – wcześniej zagadka
7. Model ten przewiduje rozpad protonu (w wyniku wymiany bozonów X i Y)

**przypomnienie: w Modelu Standardowym proton jest cząstką stabilną!**

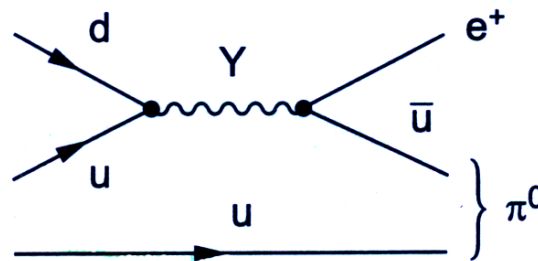
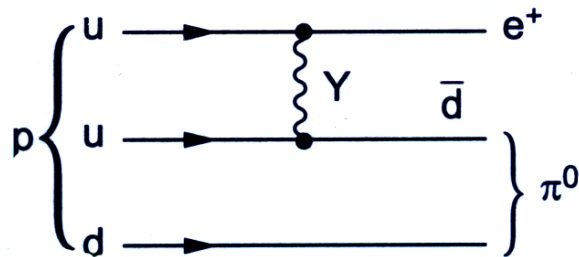
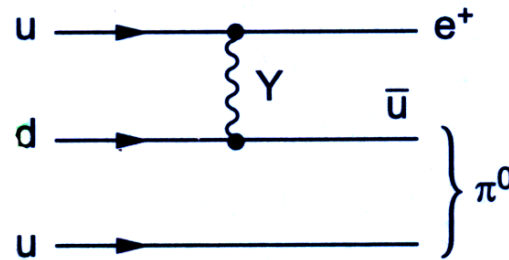
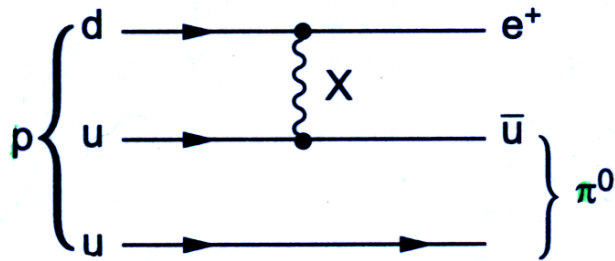
**8. Ten model posiada również swoją wersję supersymetryczną – żeby lepiej dopasować energię przecięcia się krzywych**



Modele GUT zakładają rozpad protonu

Rys. Przykłady diagramów rozpadu protonu w modelu SU(5) Georgi i Glashow (w wyniku wymiany bozonów X i Y – leptokwarków)

Rys. D. H. Perkins



Uwaga: oprócz modeli teoretycznych opartych o symetrię SU(5) rozwijanych jest również wiele innych modeli np. w oparciu o SO(10) – zarówno z supersymetrią jak i bez; przykłady: tabela 3. i referencja 2. w Autiero et al. JCAP 0711 (2007) 011

1. W przypadku niesupersymetrycznego modelu SU(5) (1974) szacowany czas życia protonu to  $10^{30\pm 1}$  lat (D. H. Perkins)

2. Supersymetryczny model z grupą SU(5) daje znacznie dłuższy czas życia protonu; dodatkowo możliwość rozpadów protonu przez wymianę higgsin (tu czas może być mniejszy lub większy) tak więc w tej wersji czas życia protonu pozostanie kwestią doświadczalną

tak czy inaczej i bez względu na model:

$$\tau_p > 10^{16} \text{ lat}$$

(bo gdyby był mniejszy to już powoli zaczynalibyśmy się rozpadać...)

**a dokładniej...**

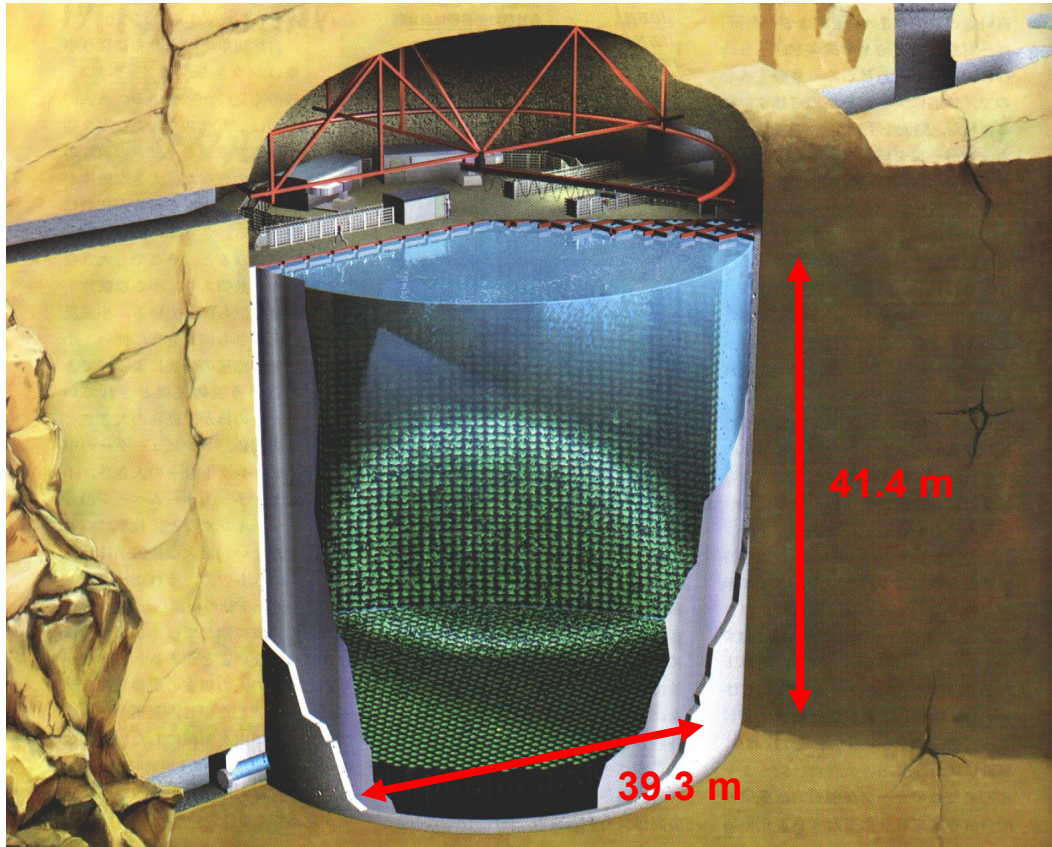
**Eksperyment Super-Kamiokande** (podziemny walec z 50 tys. ton wody)

poszukuje rozpadu protonu np. w kanale  $p \rightarrow e^+ \pi^0$

11 tysięcy fotopowielaczy do rejestracji promieniowania Czerenkowa od pozytonów

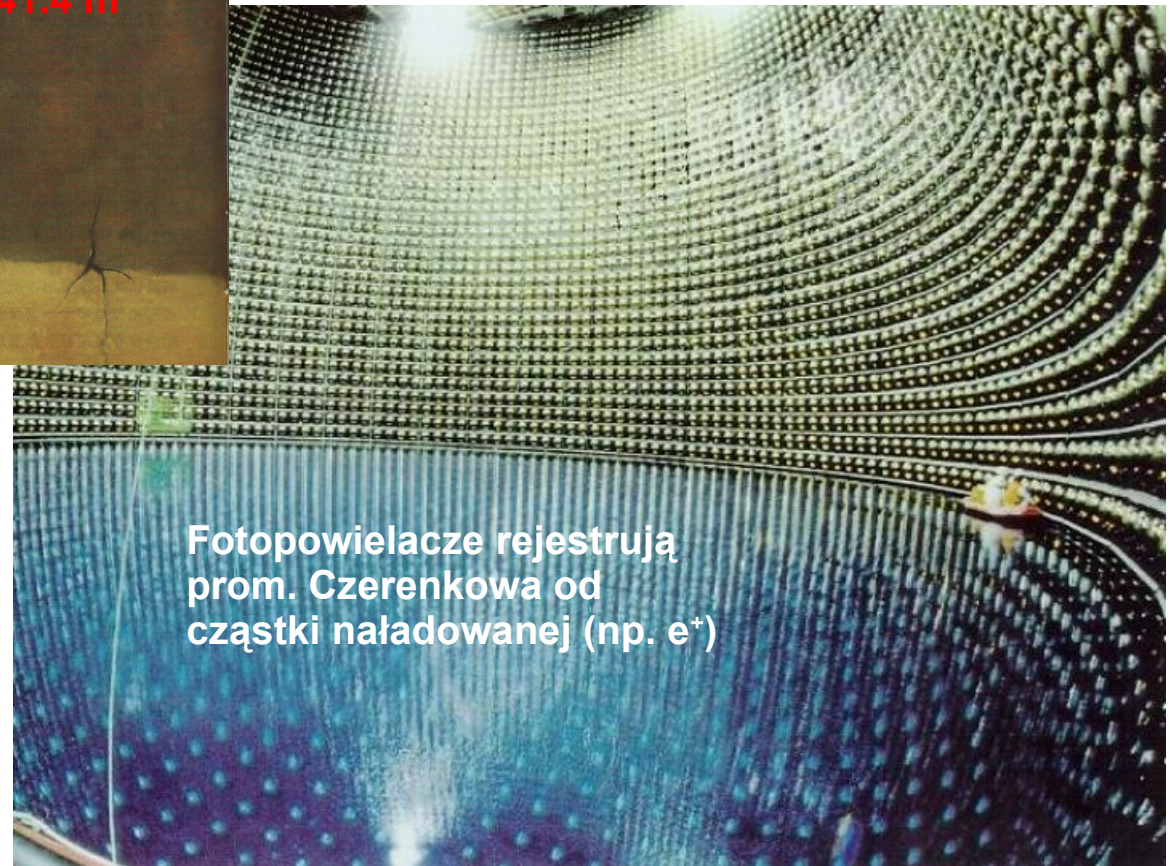
# Super-Kamiokande (1996 ↑) (odkrył oscylacje neutrin w 1998)

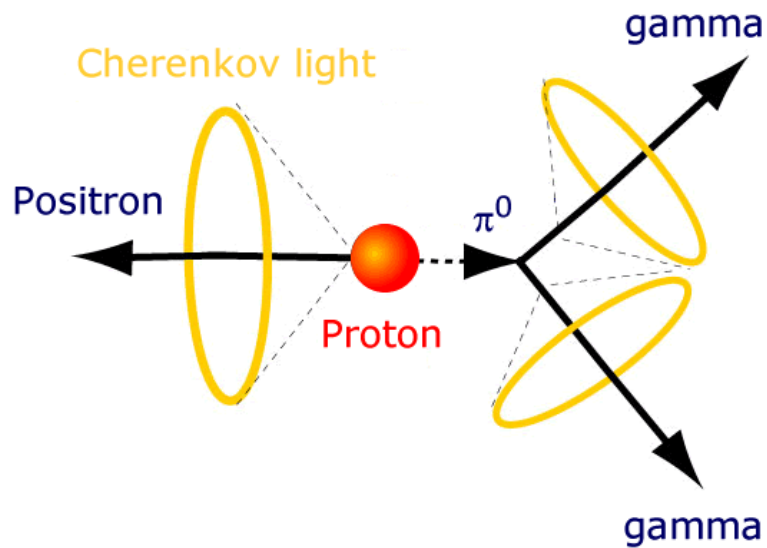
wcześniej → Kamiokande (1983–1995);  
3 000 ton wody (16 x 15.5 m)



50 000 ton ultraczystej wody (od 2020 roku SK-Gd; +10 ton gadolinu  $Gd_2(SO_4)_3$ ),  
11146 fotopowielaczy (rys. górny, prawy) na ścianach. Zdjęcie zbiornika podczas napełniania – w środku ktoś pływa sobie pontonem...

XII 2019 zaakceptowano budowę największego w historii detektora neutrin Hyper-Kamiokande (~2027 ↑); 260 000 ton wody; 600 mln \$; zob. arXiv:2005.13641, 2009.00794





Jeden z przewidywanych kanałów rozpadu protonu (obs. w Super-Kamiokande)

## Dotychczas nie zarejestrowano żadnego kandydata na rozpad protonu w kanale $p \rightarrow e^+ \pi^0$ !!!

Publikacja z 2012 roku:  $\tau_p > 8.2 \times 10^{33}$  lat dla kanału  $p \rightarrow e^+ \pi^0$  ( $\tau_p/B > 1.29 \times 10^{34}$  yrs) oraz  $\tau_p > 6.6 \times 10^{33}$  lat dla kanału  $p \rightarrow \mu^+ \pi^0$  ( $\tau_p/B > 1.08 \times 10^{34}$  yrs); zob. też inne kanały rozpadów w Phys. Rev. D 85 (2012), 112001. Publikacja z 2017 roku (Phys. Rev. D 95 (2017), 012004):  $\tau_p/B > 1.6 \times 10^{34}$  yrs dla kanału  $p \rightarrow e^+ \pi^0$  oraz  $\tau_p/B > 7.7 \times 10^{33}$  yrs dla kanału  $p \rightarrow \mu^+ \pi^0$ .

Publikacja z **2020 roku** (Phys. Rev. D 102 (2020) 11, 112011) podaje:

$\tau_p/B > 2.4 \times 10^{34}$  yrs dla kanału  $p \rightarrow e^+ \pi^0$  oraz

$\tau_p/B > 1.6 \times 10^{34}$  yrs dla kanału  $p \rightarrow \mu^+ \pi^0$

Czas ten znacznie odbiega od przewidywań – niesupersymetryczny model SU(5) (Georgi i Glashow) można było uznać za obalony (stało się tak zresztą już w latach 80-tych – eksp. IMB, Kamiokande, kiedy  $\tau_p/B$  wyszło  $>$  rzędu  $10^{32}$  lat). Obalono również kilka innych prostych modeli GUT.

Ale uwaga: istnieją modele które dają większe czasy życia protonu, np. niektóre oparte o SO(10) dają czasy życia rzędu  $10^{34}$  lat



# Mamy obecnie wiele propozycji teorii unifikacji, lecz potrzebujemy danych doświadczalnych aby zdecydować która z nich – jeśli którakolwiek – poprawnie opisuje природę

TABLE II. Estimates of predicted proton lifetimes in various GUTs

Model class	References	Lifetime [years]	Ruled out?
Minimal SU(5)	Georgi & Glashow [21]	$10^{30} - 10^{31}$	yes
Minimal SUSY SU(5)	Dimopoulos & Georgi [22]; Sakai & Yanagida [23]	$10^{28} - 10^{34}$	yes
SUGRA SU(5)	Nath, Chamseddine & Arnowitt [24]	$10^{32} - 10^{34}$	yes
SUSY (MSSM/ESSM) SO(10)/G(224)	Babu, Pati & Wilczek [25]	$2 \cdot 10^{34}$	yes
SUSY (MSSM/ESSM, $d = 5$ ) SO(10)	Lucas & Raby [26]; Pati [27]	$10^{32} - 10^{35}$	partially
SUSY SO(10) + U(1) <sub>R</sub>	Shafi & Tavartkiladze [28]	$10^{32} - 10^{35}$	partially
SUSY ( $d = 5$ ) SU(5) – option I	Hebecker & March-Russell [29]	$10^{34} - 10^{35}$	partially
SUSY (MSSM, $d = 6$ ) SU(5) or SO(10)	Pati [27]	$\sim 10^{34.9 \pm 1}$	partially
Minimal non-SUSY SU(5)	Doršner & Fileviez-Pérez [30]	$10^{31} - 10^{38}$	partially
Minimal non-SUSY SO(10)		—	no
SUSY (CMSSM) flipped SU(5)	Ellis, Nanopoulos & Walker [31]	$10^{35} - 10^{36}$	no
GUT-like models from string theory	Klebanov & Witten [32]	$\sim 10^{36}$	no
Split SUSY SU(5)	Arkani-Hamed <i>et al.</i> [33]	$10^{35} - 10^{37}$	no
SUSY ( $d = 5$ ) SU(5) – option II	Alciati <i>et al.</i> [34]	$10^{36} - 10^{39}$	no

T. Ohlsson, Nucl. Phys. B 993 (2023) 116268 [arXiv:2306.02401]

Natomiast ograniczenia doświadczalne dają (dane z różnych eksperymentów: Kolar Gold Field, NUSEX, FREJUS, SOUDAN, IMB, Super(Kamiokande) )



Nowe eksperymenty: Hyper-Kamiokande, DUNE, JUNO, THEIA, ESSnuSB (badanie oscylacji neutrin, poszukiwanie rozpadu protonu)

D. Croon *et al.*, arXiv:1903.04977 + S-K, PRD 102 (2020) 11, 112011 [arXiv:2010.16098]:

$$\tau(p \rightarrow e^+ \pi^0) > 2.4 \times 10^{34} \text{ yrs}$$

$$\tau(p \rightarrow \mu^+ \pi^0) > 1.6 \times 10^{34} \text{ yrs}$$

$$\tau(p \rightarrow \nu K^+) > 5.9 \times 10^{33} \text{ yrs}$$

G. Senjanović, arXiv:0912.5375 (review):

$$\tau(p \rightarrow e^+ K^0) > 1.0 \times 10^{33} \text{ yrs}$$

S-K, PRD 106 (2022) 7, 072003 [arXiv:2208.13188]:

$$\tau(p \rightarrow \mu^+ K^0) > 3.6 \times 10^{33} \text{ yrs}$$

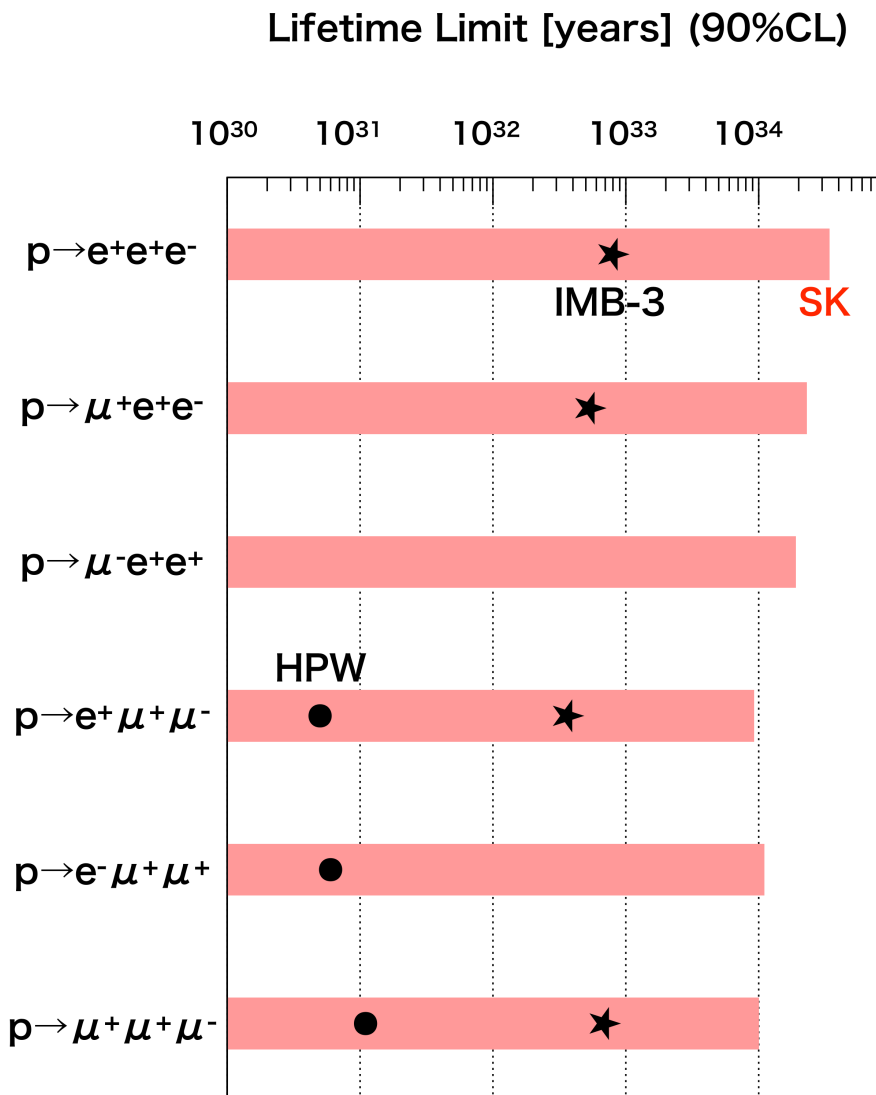
Przewidywano również możliwość rozpadu protonu na leptony

→ Hambye, Heeck, „Proton decay into charged leptons”, Phys. Rev. Lett. 120 (2018) no.17, 171801

**Wyniki Super-Kamiokande** dotyczące poszukiwania rozpadu protonu na trzy leptony Phys. Rev. D 101 (2020) 5, 052011 [arXiv:2001.08011]

Modes	Lifetime limit ( $\times 10^{34}$ years) at 90% CL
$p \rightarrow e^+ e^+ e^-$	3.4
$p \rightarrow \mu^+ e^+ e^-$	2.3
$p \rightarrow \mu^- e^+ e^+$	1.9
$p \rightarrow e^+ \mu^+ \mu^-$	0.92
$p \rightarrow e^- \mu^+ \mu^+$	1.1
$p \rightarrow \mu^+ \mu^+ \mu^-$	1.0

(w tabeli podano czasy życia podzielone przez *branching ratio*)



Porównanie z wcześniejszymi eksperymentami HPW oraz IMB-3

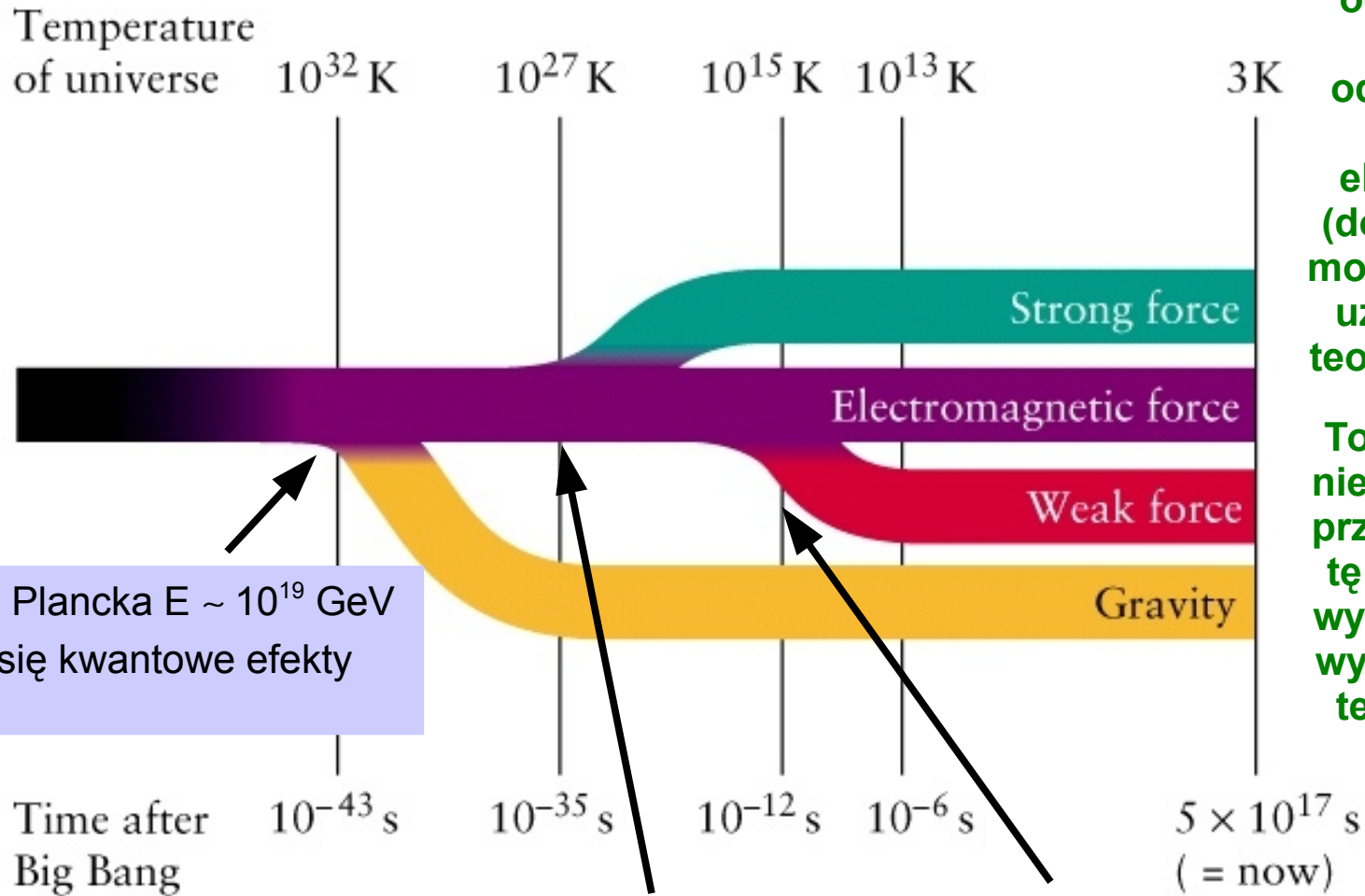
Zgodnie z **hipotezą Wielkiego Wybuchu** (wykład 8) na początku ewolucji Wszechświata wszystkie cztery typy oddziaływań były zunifikowane.

Z czasem kolejno odłączały się grawitacja, silne i na koniec podział elektroslabych na elektromagnetyczne i słabe.

**Dla niskich energii (prawa strona rysunku) każde z oddziaływań opisujemy oddzielną teorią: OTW, teor. Fermiego, QED, QCD (czyli oddział. są rozdzielone)**

**Uwaga: począwszy od energii LEP (w c.m.s. rzędu 100 GeV) nie ma potrzeby używać oddzielnie teorii Fermiego (do oddział. słabych) oraz elektrodynamiki (do oddział. EM) a można/powinno się używać wspólnej teorii elektroslabej.**

**To jednak jeszcze nie oznacza, że np. przekrój czynny na tę samą reakcję z wymianą fotonu i z wymianą  $Z^0$  będzie ten sam już przy energii LEP**



skala (masa) Plancka  $E \sim 10^{19}$  GeV istotne stają się kwantowe efekty grawitacyjne

skala energii  $E_{\text{GUT}} \sim 10^{15} - 10^{16}$  GeV tu działają teorie wielkiej unifikacji (GUT)

skala energii  $E \sim 10^2$  GeV (akcelerator LEP w CERN)

# Interdyscyplinarność relatywistycznych zderzeń ciężkich jonów

## Fizyka cząstek elementarnych (fizyka wysokich energii)

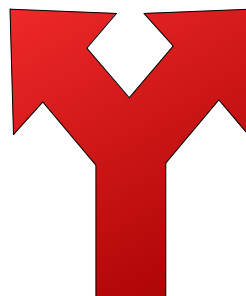
sondujemy strukturę obiektów  
bierzemy jak najmniejszą cząstkę  
(np. punktowy elektron) i uderzamy  
w proton (badanie struktury, produkcji  
nowych cząstek np. Higgsa)

**ideologia: jak najbardziej punktowy  
obiekt i jak najwyższe energie**

## Fizyka jądrowa

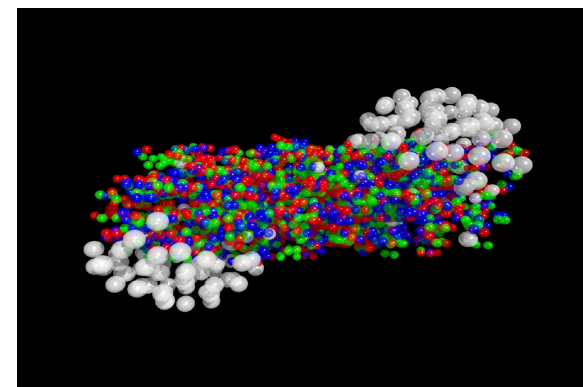
badamy jądra atomowe z naciskiem na  
poznanie ich struktury np. model  
powłokowy, ruchy Fermiego, również  
spontaniczne przemiany jądrowe  
(rozpady). Jeśli zderzamy to przy  
niższych energiach.

**ideologia: obiekty rozciągnięte (jądra)  
ale przy raczej niskich energiach**



## Fizyka zderzeń relatywistycznych jąder (jonów)

jądra atomowe są nam potrzebne głównie jako  
narzędzie do uzyskania np. plazmy kwarkowo-  
gluonowej (QGP); typowe efekty jądrowe przy  
prędkościach bliskich 'c' bywają zaniedbywane





# Interdyscyplinarność fizyki zderzeń relatywistycznych jonów

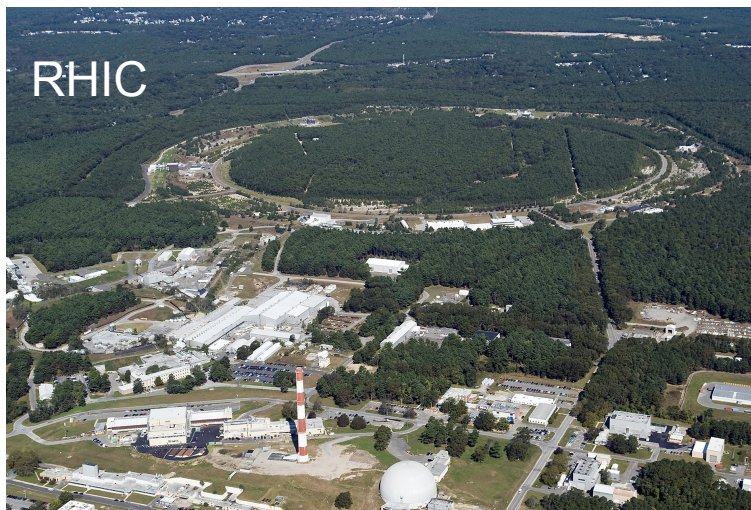
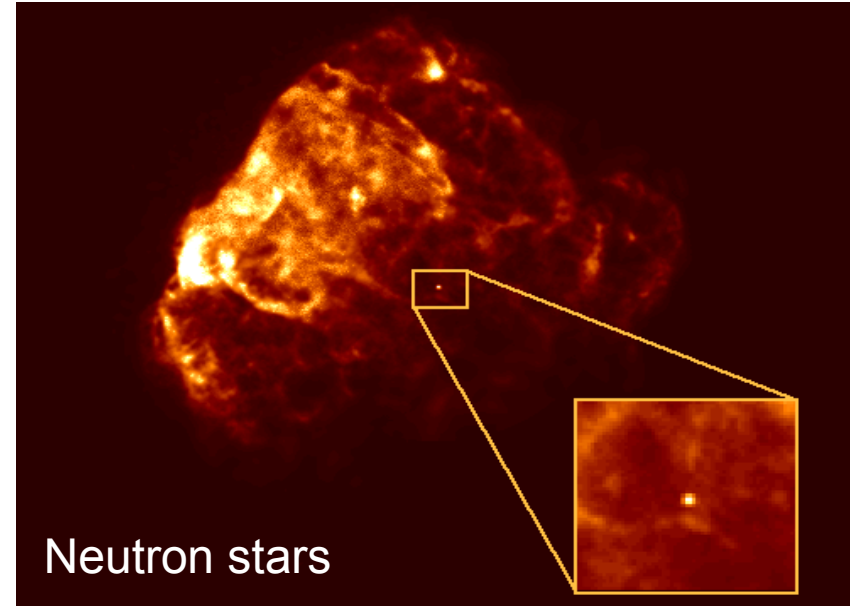
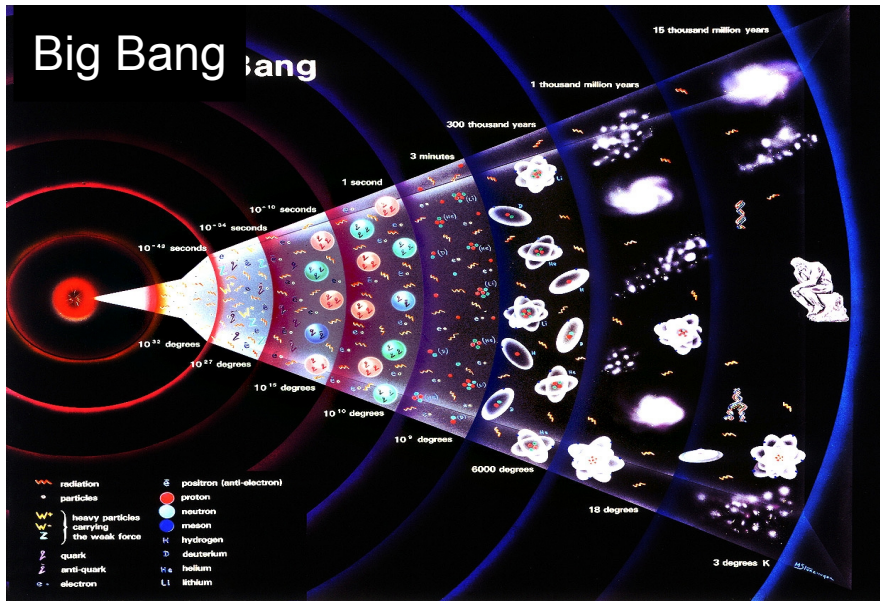
## Fizyka zderzeń ciężkich jonów ma powiązania z:

1. Fizyką cząstek elementarnych (fizyka wysokich energii)
2. Fizyką jądrową
3. Fizyką statystyczną, hydrodynamiką → mechanika ośrodków ciągłych (modele)
4. Termodynamiką (np. model worka)
5. Mechaniką kwantową, kwantową teorią pola (np. pQCD,  $\alpha_s$ )
6. Astrofizyką, kosmologią

- w modelach tempo stygnięcia i ekspansji Wszechświata zależy od liczby typów kwarków i leptonów
- dynamika supernowych zależy od liczby typów neutrin i ich oddziaływań
- badania nad łamaniem CP mogą wyjaśnić asymetrię między materią i antymaterią w obecnym Wszechświecie
- wiedza o naturze cząstek i oddziaływań fundamentalnych wpływa na nasze poglądy na rozwój Wszechświata
- Duża część materii we Wszechświecie to tzw. ciemna materia. Hipoteza: cząstki supersymetryczne (głównie najbliższe *neutralina*), a więc obserwacje astronomiczne mogą doprowadzić do nowych koncepcji w fizyce cząstek elementarnych
- QGP w jądrach gwiazd neutronowych
- hadronizacja wczesnego Wszechświata

# Gdzie szukać QGP (uwolniony stan kwarków i gluonów):

1. Zaraz po Wielkim Wybuchu – ale to tylko raz i dość dawno temu ;-)
2. Jądra gwiazd neutronowych i kolapsujące supernowe – kto by tam tyle czekał...
3. Akceleratory ciężkich jonów (SPS, RHIC, LHC) – mamy tyle ile chcemy



## FIZYKA W SKALI ENERGII

1. **Duże przekazy pędu** ( $q^2 > \text{około } 10 \text{ GeV}^2 \Rightarrow \text{małe odległości } r < 0.1 \text{ fm}$ )

- \* perturbacyjna QCD (możemy stosować rachunek zaburzeń QCD)
- \* rozpraszanie głęboko nieelastyczne (DIS) – elektroślabe
- \* fizyka dużych  $p_T$ , produkcja jetów
- \* hadroprodukcja  $l^+ l^-$

2. **Średnie przekazy pędu** ( $0.01 < q^2 < 10 \text{ GeV}^2 \Rightarrow \text{odległości } 0.1 < r < 1 \text{ fm}$ )

- \* fizyka kwarkonium (stany związane kwark-antykwar)

3. **Małe przekazy pędu** ( $q^2 < \text{około } 0.01 \text{ GeV}^2 \Rightarrow \text{duże odległości } r > 1 \text{ fm}$ )

- \* nieperturbacyjna QCD  $\rightarrow$  modele
- \* spektroskopia lekkich hadronów
- \* ewolucja jetów

**współczesna fizyka zderzeń ciężkich jonów (np. RHIC) bada wszystkie ww. zakresy energii**

**proces twardy – oddziaływanie z dużym przekazem  $q^2$ , na poziomie partonowym, daje się policzyć przy pomocy rachunków perturbacyjnych. Procesy twarde występują zarówno w QCD jak i WGS**

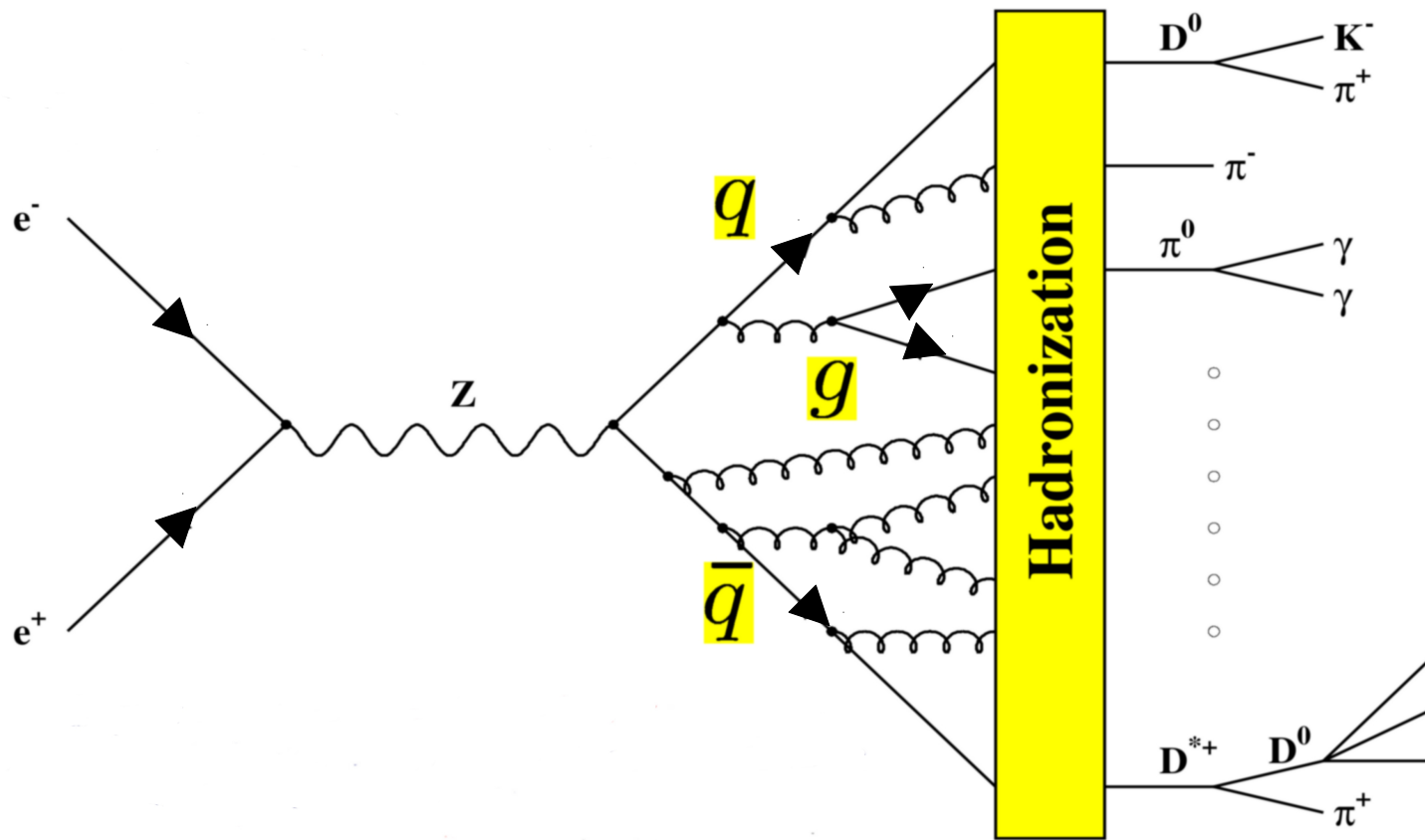
## ODDZIAŁYWANIA SILNE (QCD)

$\rightarrow$  **miękkie** (nieperturbacyjne):  $\sigma_{\text{tot}}(hh)$ ,  $\sigma_{\text{el}}(hh)$ , rozkłady krotności,  $d\sigma/dy$ , spektroskopia hadronów, funkcje fragmentacji, ...

$\rightarrow$  **twarde** (perturbacyjne): np. produkcja jetów (czyli np. pary kwark-antykwar)

## ODDZIAŁYWANIA ELEKTROŚLABE (WGS)

$\rightarrow$  **twarde** (perturbacyjne): m.in. precyzyjne testy Mod. Stand., f. struktury, produkcja Z, W, produkcja leptonów  $l^+ l^-$  w zderzeniach partonów (z hadronów) czyli proces Drella-Yana



QCD nie radzi  
sobie z  
procesem  
hadronizacji !

Co, jakimi sposobami i dla jakich energii możemy obliczyć:

1. **Oddziaływanie elektroslabe** – produkcja  $Z$  z anihilacji elektron+pozyton oraz utworzenie pary kwark+antyskwark → można obliczyć ściśle
2. **Kaskada partonowa** w wyniku emisji gluonów i tworzenia par kwark+antyskwark → 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

# Zmienne kinematyczne ( $p_L, p_T, y, \eta, m_T, x_F$ )

## Transformacja Lorenzta (przypomnienie)

$E, p_x, p_y, p_z$  to wartości zmierzone w układzie laboratoryjnym (LAB)

A w innym układzie (prim), poruszającym się z prędkością  $\beta c$  wzdłuż osi 'z':

$$p'_x = p_x$$

$$p'_y = p_y$$

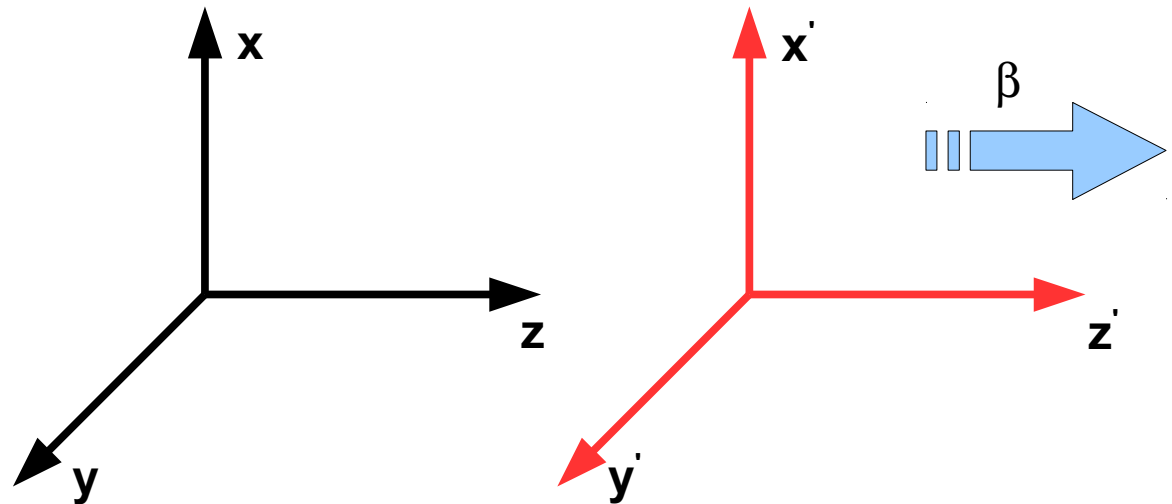
$$p'_z = \gamma(p_z - \beta E)$$

$$E' = \gamma(E - \beta p_z)$$

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

$$\beta = \frac{v}{c}$$

wszystko co jest na osi y i x (w tym przykładzie!)  
jest niezmiennikiem transformacji Lorenzta



Jeśli układem 'prim' jest układ związany z poruszającą się  
cząstką o masie spoczynkowej 'm' i  $\beta$  (cząstki) =  $v/c$  to:

$$E = \gamma m; \quad p = \gamma \beta m; \quad p = \beta E; \quad \text{gdzie } \beta \leq 1; \quad \gamma \geq 1$$

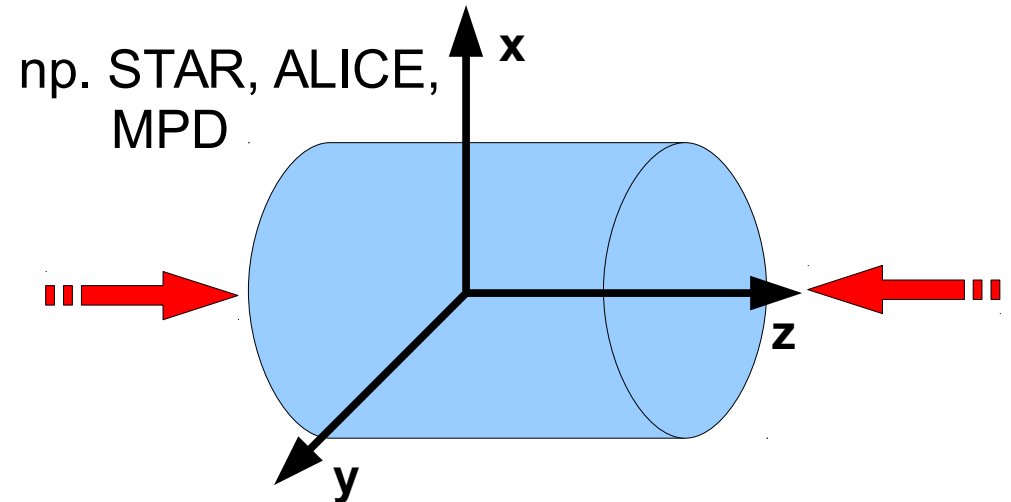
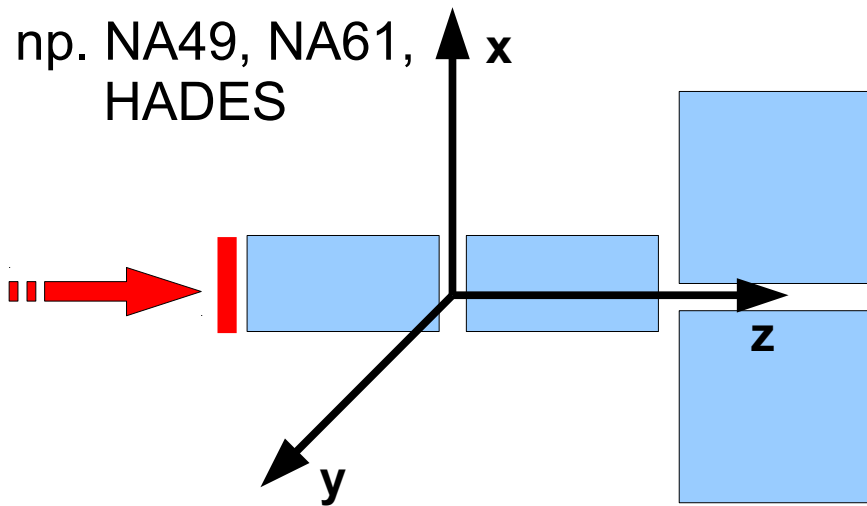
dla ultrarelatywistycznej cząstki:

$$\gamma \gg 1; \quad \beta \approx 1; \quad E \approx p$$

$$(E = \gamma m c^2; \quad p = \gamma m v = \gamma \beta m c; \quad p = \beta E/c)$$

W eksperymentach wysokich energii bardzo często przyjmuje się układ gdzie **wyróżnionym kierunkiem jest 'z'** – kierunek osi wiązki a 'x' i 'y' są do niego prostopadłe. Wygodne układy odniesienia:

1. Układ laboratoryjny (LAB) – lepszy do eksperymentów ze stacjonarną tarczą
2. Układ środka masy (CMS, CM) – lepszy do zderzaczy (kolajderów)



Jeśli w kolajderze środek układu ustawimy w środku detektora to układ LAB pokrywa się z układem CMS (przy takich samych wiązках i o tej samej energii)

W eksperymentach ze stacjonarną tarczą układ środka masy porusza się wraz z ruchem cząstki w wiązce (ale prędkość układu CMS jest mniejsza niż prędkość wiązki)

Z definicji **układ środka masy**: inercjalny układ odniesienia, w którym suma pędów wszystkich cząstek wynosi zero (przed i po zderzeniu)

$$\sum_i^N \vec{p} = 0$$

## Względem układu LAB układ CMS

1. Spoczywa w kolajderze

2. Porusza się wzdłuż osi 'z' w eksperymencie ze stacjonarną tarczą

Tak czy inaczej wszystko co na osiach 'x' i 'y' to niezmienniki transformacji Lorentza

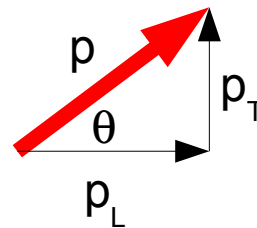
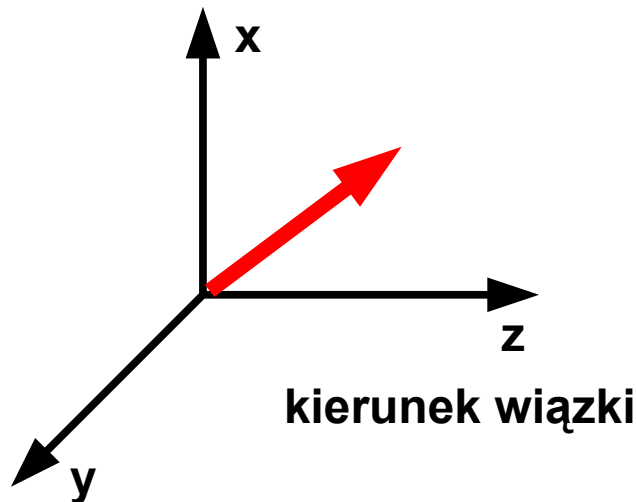
Najczęstsze oznaczenia:

**Wielkości pisane bez gwiazdki – to te mierzone w LAB**

**Wielkości pisane z gwiazdką – to te mierzone w CMS**

choć w kolajderach zwykle CMS = LAB więc gwiazdka często jest pomijana

Pęd podłużny i poprzeczny w stosunku do osi wiązki  
oznaczenia wektora często są pomijane  $|\vec{p}| \equiv p$



kąt azymutalny  
w płaszczyźnie (x,y)

zakres 0 – 2  $\pi$

liczony np. =atan2(py,px)

$$p = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}$$

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

$$p_L = p_z$$

$$p_T = p_T^* \text{ - niezmiennik}$$

$$p_T = p \sin(\theta) = p_T^*$$

$$p_L = p \cos(\theta) \neq p_L^*$$

$$\varphi = \arctg \frac{p_y}{p_x}$$

$$E^2 = m^2 + p^2 \quad \text{energia całkowita cząstki (nie jest niezmiennikiem!)} \quad (E^2 = m^2 c^4 + p^2 c^2)$$

W zderzeniach dwóch obiektów często wykorzystuje się wielkość:

$$\sqrt{s^*} = \sqrt{s} = \sqrt{(\sum E)^2 - (\sum \vec{p})^2} - \text{energia dostępna w środku masy (jest niezmiennicza)}$$

pojedyncza cząstka w swoim układzie dysponuje energią:

$$\sqrt{s} = \sqrt{E^2 - \vec{p}^2} = \sqrt{(m^2)} = m \quad (\text{energia spoczynkowa cząstki})$$

$$m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2} = m_T^* \quad - \text{masa poprzeczna (niezmiennik transf. Lorentza)}$$

$$\frac{dm_T}{dp_T} = \frac{d}{dp_T} \sqrt{m^2 + p_T^2} = \frac{p_T}{\sqrt{m^2 + p_T^2}} = \frac{p_T}{m_T} \Rightarrow m_T dm_T = p_T dp_T$$

$$\frac{dN}{m_T dm_T} = \frac{dN}{p_T dp_T}$$



ograniczenie kinematyczne: nie można otrzymać cząstki o nieskończonym pędzie (E)

$p_{Lmax}^*$  - maksymalny dostępny pęd cząstki  $\approx \frac{\sqrt{s_{NN}}}{2}$  (dla zderzeń jądrowych)

$p_L^*$  - pęd faktycznie realizowany przez cząstkę

(oba w układzie CMS)

$x_F = \frac{p_L^*}{p_{Lmax}^*}$  - zmienna x Feynmana

jest to charakterystyka czysto podłużna.

Za to zmienną łączącą cechy podłużne i poprzeczne jest rapidity.

## RAPIDITY (POSPIESZNOŚĆ) cząstki

$y$  - rapidity liczone w układzie laboratoryjnym (LAB)

$y^*$  - rapidity liczone w układzie środka masy (CMS)

$y_{CMS}$  - rapidity układu środka masy liczone w układzie LAB

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_L}{E - p_L} = \operatorname{arctanh}(p_L / E) = \operatorname{arctanh}(v_L)$$

może się przydać:

$$p_L = m_T \sinh(y)$$

$$E = m_T \cosh(y)$$

rapidity transformuje się ADDYTYWNIIE między układami LAB i CMS

$$y = y^* + y_{CMS}$$

$$y^* = y - y_{CMS}$$

w kolajderach CMS=LAB i układ CMS nie porusza się względem LAB ( $\beta_{wzgl} = 0$ )

więc  $y = y^*$

w eksperymentach ze stacjonarną tarczą trzeba transformować

$$y_{CMS} = \frac{1}{2} \ln \frac{E_{CMS} + p_{L,CMS}}{E_{CMS} - p_{L,CMS}} = \frac{1}{2} \ln \frac{E_{CMS} + p_{CMS}}{E_{CMS} - p_{CMS}} = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \quad \text{bo: } p_{CMS} = \beta E_{CMS}$$

$$\text{Prędkość układu CMS (w LAB)} \vec{\beta} = \frac{\sum \vec{p}}{\sum E} = (\text{pocisk} + \text{tarcza w spocz.}) = \frac{p_{\text{pocisku}}}{E_{\text{pocisku}} + m_{\text{tarczy}}}$$

przykład: przy top SPS (pęd 158A GeV/c, stacj. tarcza)  $\beta$  wiązki (p/E) jest 0.99998  
 co daje prędkość  $\beta$  układu CMS w układzie LAB około 0.994 (wzór pop. strona)  
 co daje  $y_{CMS}$  (rapidity układu CMS liczone w układzie LAB) równe 2.91

jesli używamy kątów emisji, to:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{\sqrt{m^2 + p^2} + p \cos \theta}{\sqrt{m^2 + p^2} - p \cos \theta}$$

$\theta$  – kąt biegunowy  
 (polar angle)  
 w układzie LAB

gdy cząstki są bardzo szybkie (duże p, E) czyli  $p \gg m$ , wtedy:

$$y \approx \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \quad - \text{zależy wyłącznie od kąta emisji}$$

$$y \approx \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} = \frac{1}{2} \ln \frac{2 \cos^2 \frac{\theta}{2}}{2 \sin^2 \frac{\theta}{2}} = -\ln \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}$$

jest to nazywane pseudorapidity

$$\eta = -\ln \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \quad - \text{rozkład } \eta \text{ jest rozkładem kątowym}$$

pomiar jedynie kątów a nie pędów i mas  
 – bardzo wygodne dla **detektorów bez**  
 pomiaru pędu (**bez pola magnetycznego**)

dla tych którzy jednak wolą pędy a nie kąty:  $\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{p + p_L}{p - p_L}$

zarówno rapidity jak i pseudorapidity mają rozkłady podobne do Gaussowskich  
 pseudorapidity jest wygodniejsze jeśli nie potrafimy identyfikować cząstek (masa)

Uwaga! Niebezpieczeństwo używania pseudorapidity dla cząstek lecących idealnie do przodu (ale w naszych eksperymentach prawdopodobieństwo zarejestrowania a nawet wyprodukowania takich cząstek jest znikome), bo gdy  $\theta \rightarrow 0$   $\eta \rightarrow \infty$

Dotychczas – tzw. **charakterystyki kinematyczne cząstek** (liczone oddzielnie dla każdej cząstki)

**Charakterystyki globalne (przypadku)** – dla każdego „eventu” jedna wartość

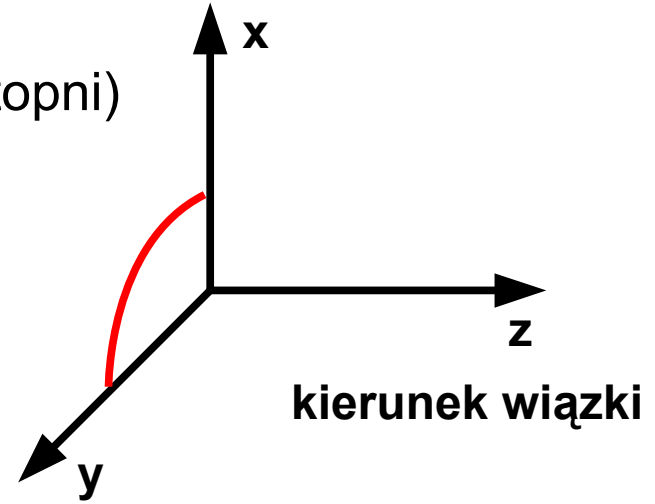
1. Krotność (= liczba cząstek danego typu na zderzenie) wszystkich cząstek, częściej krotność naładowanych
2. Krotność ujemnych (lub dodatnich)
  - **ujemne** – w zderzeniach ciężkich jonów dominują  $\pi^-$
  - **dodatnie** – głównie  $\pi^+$  oraz **protony**
  - antybariony (np. antyproton) produkują się zawsze razem z barionami (z.z.l.b.)
3. Krotność kaonów (pionów, protonów...)
  - 90% cząstek w zderzeniu stanowią piony
  - 75% dziwności jest niesionej przez kaony
  - dziwne mogą powstawać tylko z antydzicznymi (z. zach. dziwn. w oddz. silnych)
4. Średni pęd poprzeczny (określa „temperaturę” w zderzeniu)
5. Energia poprzeczna (miara centralności)  $E_T = \sum (E_i \sin\theta_i)$
6. Energia w kalorymetrze np. VETO (miara centralności)

**A jak wyglądają rozkłady kinematyczne?**



## 1. Kąt azymutalny –

w idealnych detektorach rozkład płaski (np. 0-360 stopni)  
izotropowa produkcja w kącie azymutalnym  
... ale są ciekawe efekty fizyczne np. przepływ  
kolektywny (flow) → wykład 11



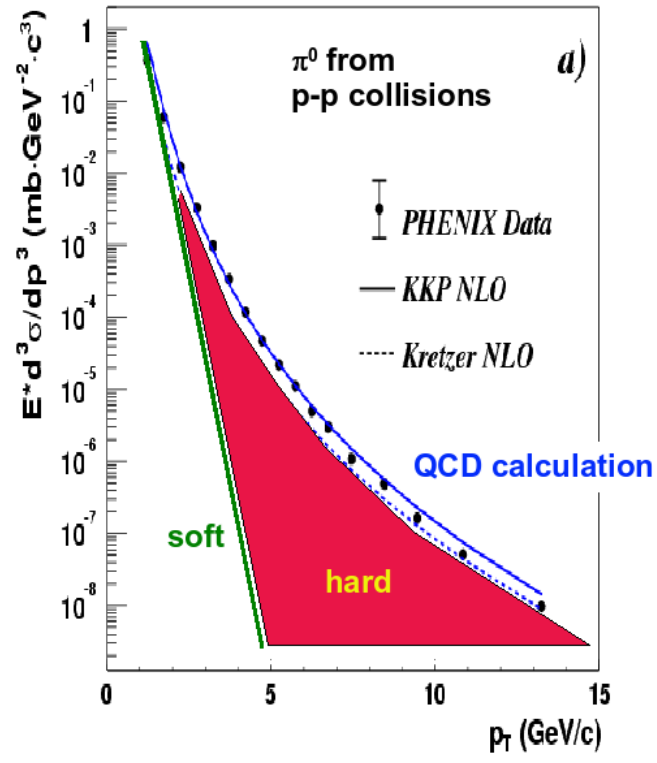
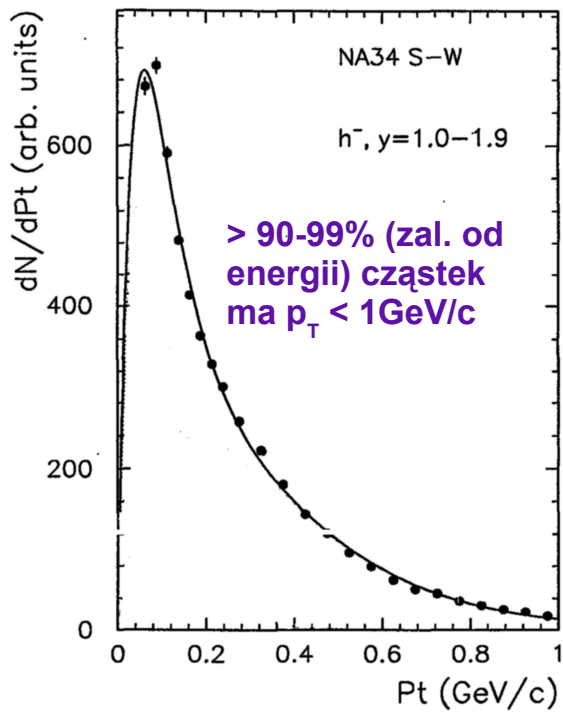
## 2. Rozkład pędu poprzecznego

a) **dla cząstek pochodzących z „miękkich procesów”** czyli z tzw. produkcji termicznej (statystycznej) – rozkład eksponencjalny. Taki rozkład ma większość (> 90%) cząstek produkowanych w zderzeniu (np. piony, kaony).

b) **dla cząstek pochodzących z „twardych” procesów** czyli wchodzących w skład jetu hadronowego (z „twardego” oddziaływania i produkcji np. pary  $q\bar{q}$  i następującej po nim hadronizacji) rozkład  $p_T$  opisujemy potęgowo (ogon rozkładu dużo bardziej podniesiony niż w przypadku funkcji eksp.)

c) całkowity rozkład pędu poprzecznego – jest sumą a) i b) czyli **rozkład przy niskich  $p_T$  jest zdominowany przez procesy miękkie a przy wyższych  $p_T$  (już powyżej 1–2 GeV/c) przez cząstki pochodzące z jetów hadronowych**

Średni pęd poprzeczny cząstek w zderzeniu ciężkojonowym (przy energiach SPS, RHIC) to około 300–500 MeV/c i słabo rośnie z energią

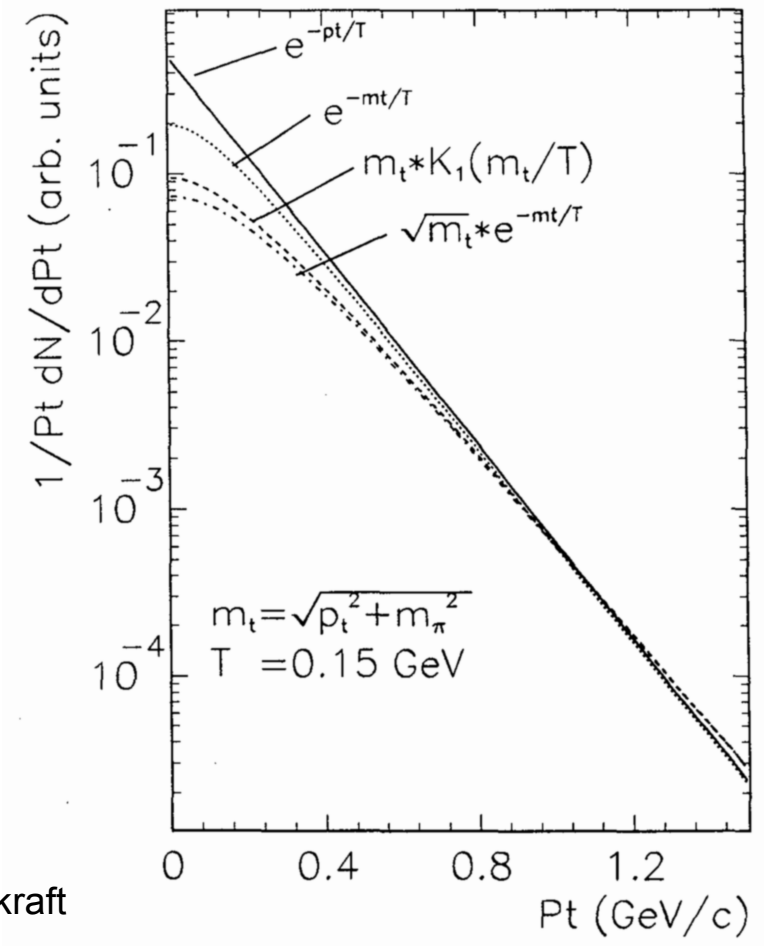


## Rozkład pędu poprzecznego

$p_T < 1$  GeV/c – głównie “soft component”  
 $p_T > 1$  (kilka) GeV/c – głównie “hard component”

Dla cząstki o np.  $p_T = 10$  GeV/c jest o rzędy wielkości bardziej prawdopodobne, że pochodzi z jetu hadronowego a nie z jakiegoś procesu miękkiego

Zarówno rozkład  $p_T$  jak i  $m_T$  można przedstawić w skali logarytmicznej; wtedy wygląda niemal jak prosta. Różne funkcje używane do dopasowania rozkładu  $p_T$

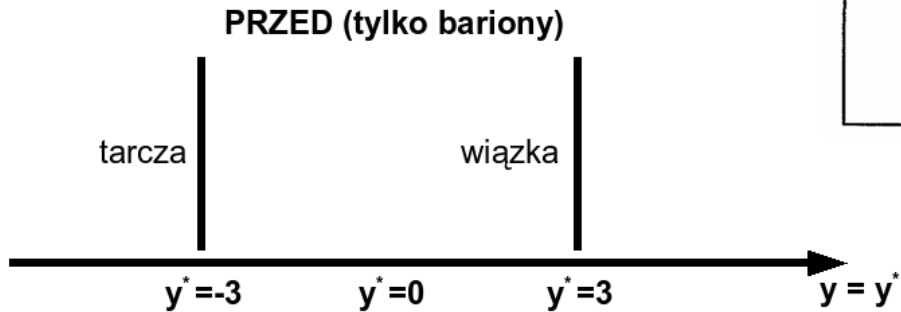


Rys. Schukraft

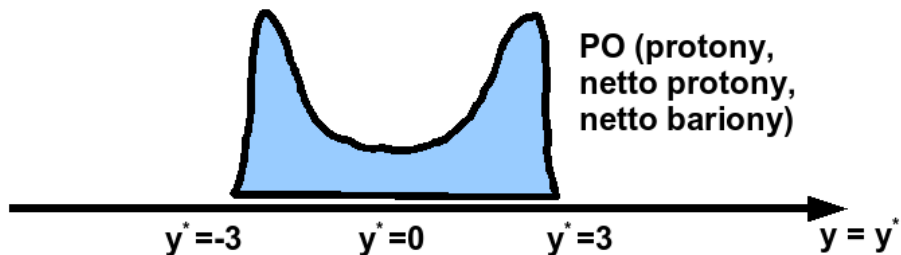
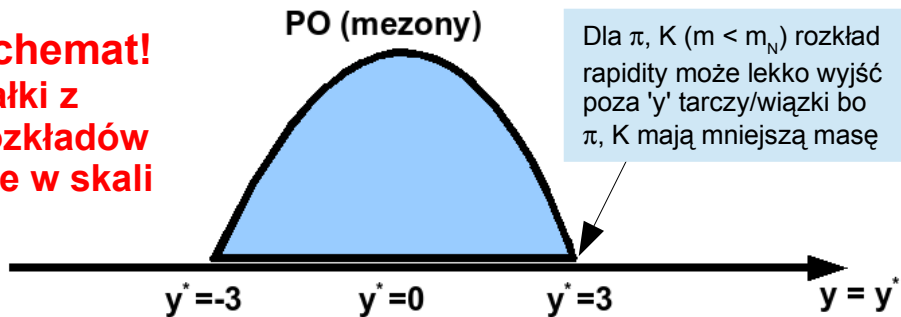
### 3. Jak wyglądają rozkłady rapidity

$y_{\text{CMS}} \approx 3$  (a więc  $y^*$  wiązki/tarczy  $\pm 3$ ) jest tylko przykładem dla top SPS; dla top RHIC  $y^*$  wiązki/tarczy wynosi około  $\pm 5.3$

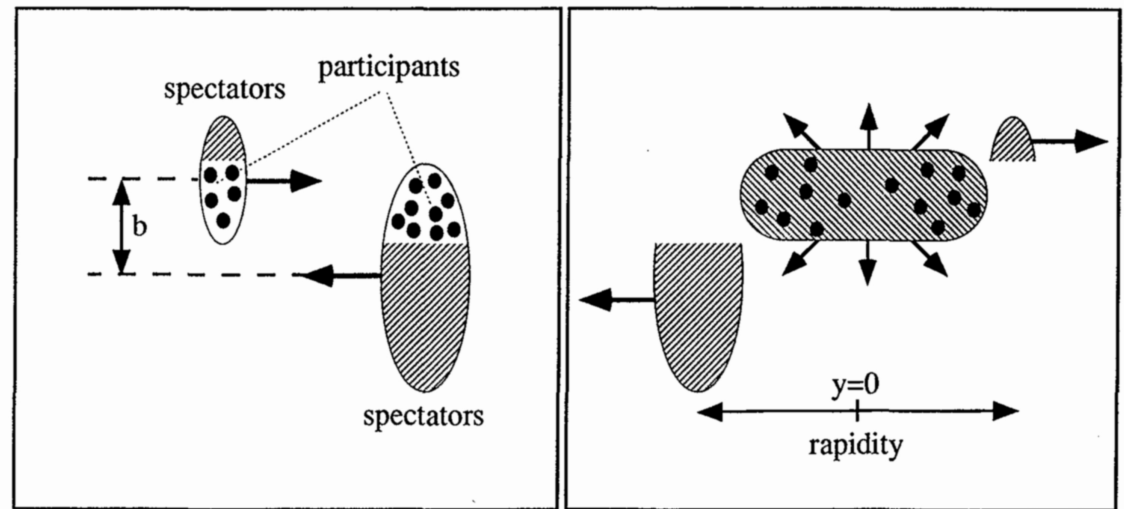
**ZDERZACZ – tylko w układzie CMS**



**schemat!  
całki z  
rozkładów  
nie w skali**



**backward-rapidity    mid-rapidity    forward-rapidity**

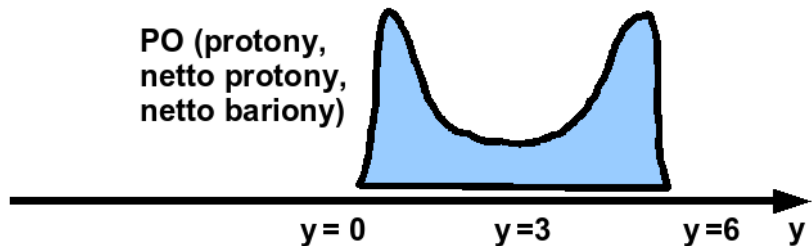
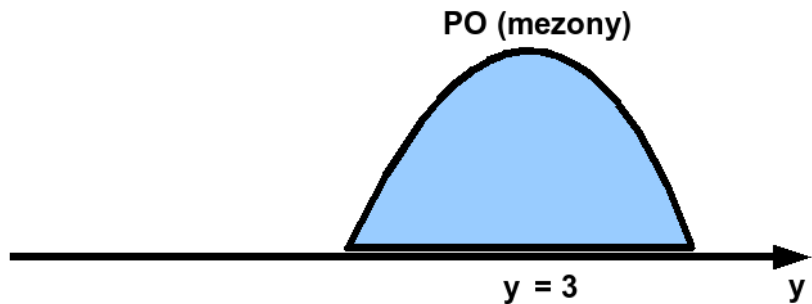
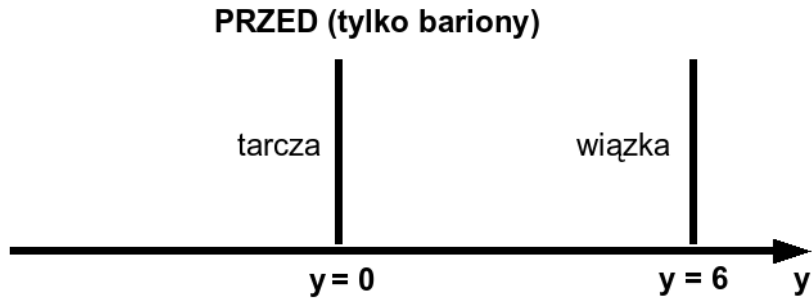


Przed – wiązka i tarcza mają ustalone rapidity (możliwe jedynie b. małe rozmycie ze względu na pęd Fermiego w jądrze)

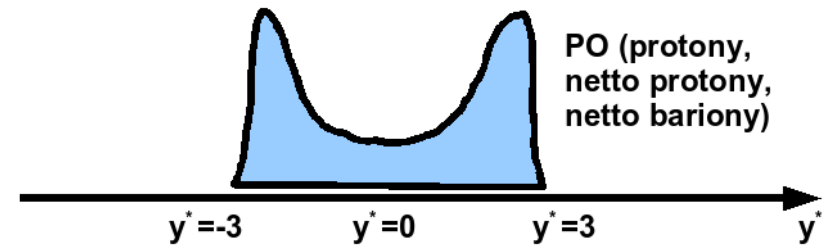
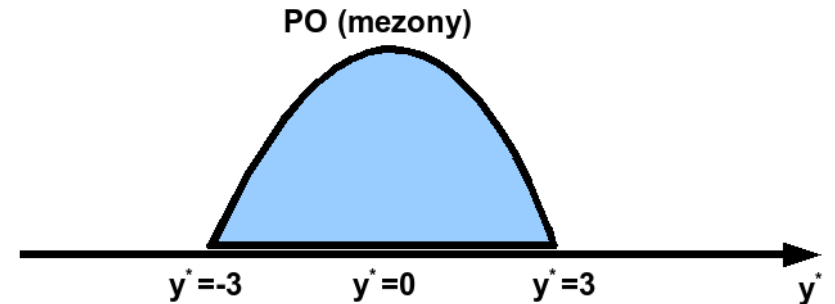
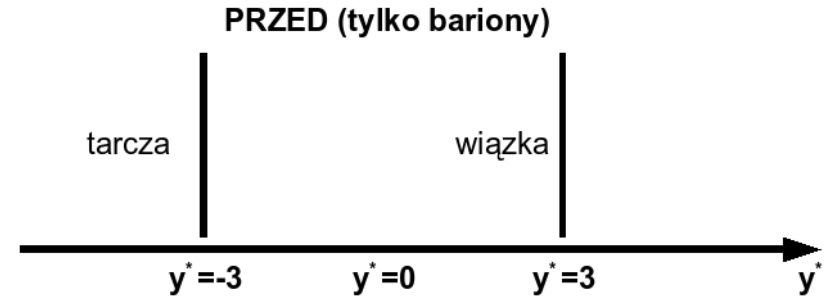
1. Im większa energia zderzenia tym większe rapidity wiązki i tarczy  $|y| \Rightarrow$
2. Tym bardziej oddalają się od siebie piki na dolnym rysunku
3. Im większa energia tym bardziej rośnie Gauss dla mezonów (w szerokość i wysokość)
4. Im bardziej centralne zderzenia tym bardziej „zasypywana” jest dziura na dolnym rysunku (uwaga: dotyczy energii AGS, dla SPS – szczegóły w wykładzie 6)

# W eksperymentach ze stacjonarną tarczą mamy do wyboru 2 układy odniesienia

## EKSP. STACJONARNEJ TARCZY – w układzie LAB



## EKSP. STACJONARNEJ TARCZY – w układzie CMS



**schemat!**  
całki z  
rozkładów  
nie w skali

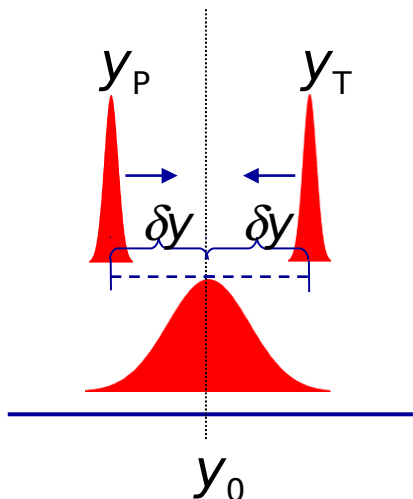
Spektatorzy z wiązki i tarczy (bez jakichkolwiek oddziaływań) są ulokowani wokół rapidity wiązki (tarczy) z rozmyciem  $\pm 0.3$  (do 0.5). Nowo powstałe bariony (np. z rezonansów) są bliżej środka dziury na dolnych rysunkach. Mezony produkują się również głównie w centralnym obszarze.



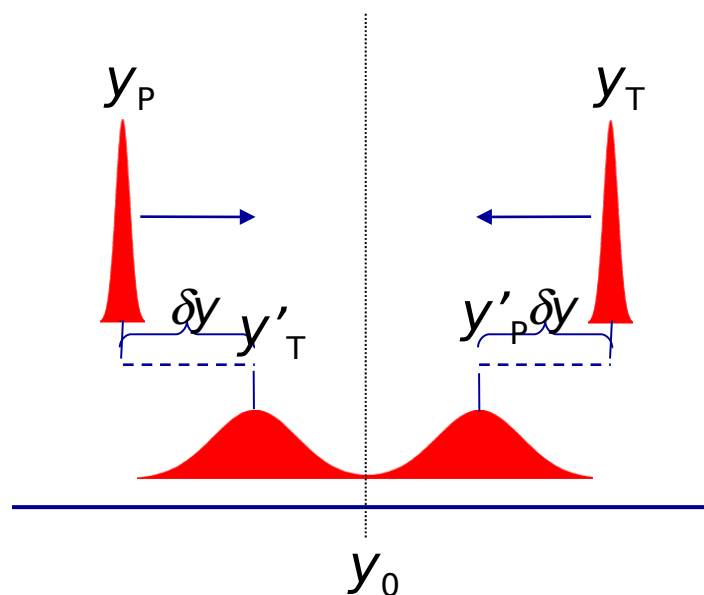
Uwaga: stopień oddalenia dwóch maksimum na rozkładach dla **netto barionów (netto-protonów)** od rapidity wiązki i tarczy niesie informacje o stopniu hamowania (*stopping*) w zderzeniu (więcej na wykładzie 6)

$\delta y$  - rapidity shift

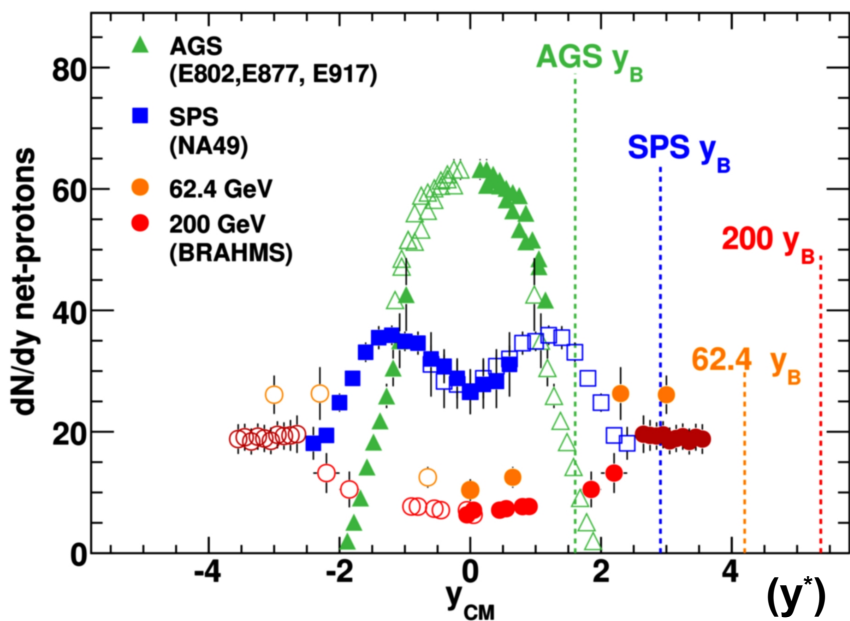
full stopping



transparency



Rys.  
Milica Utvic

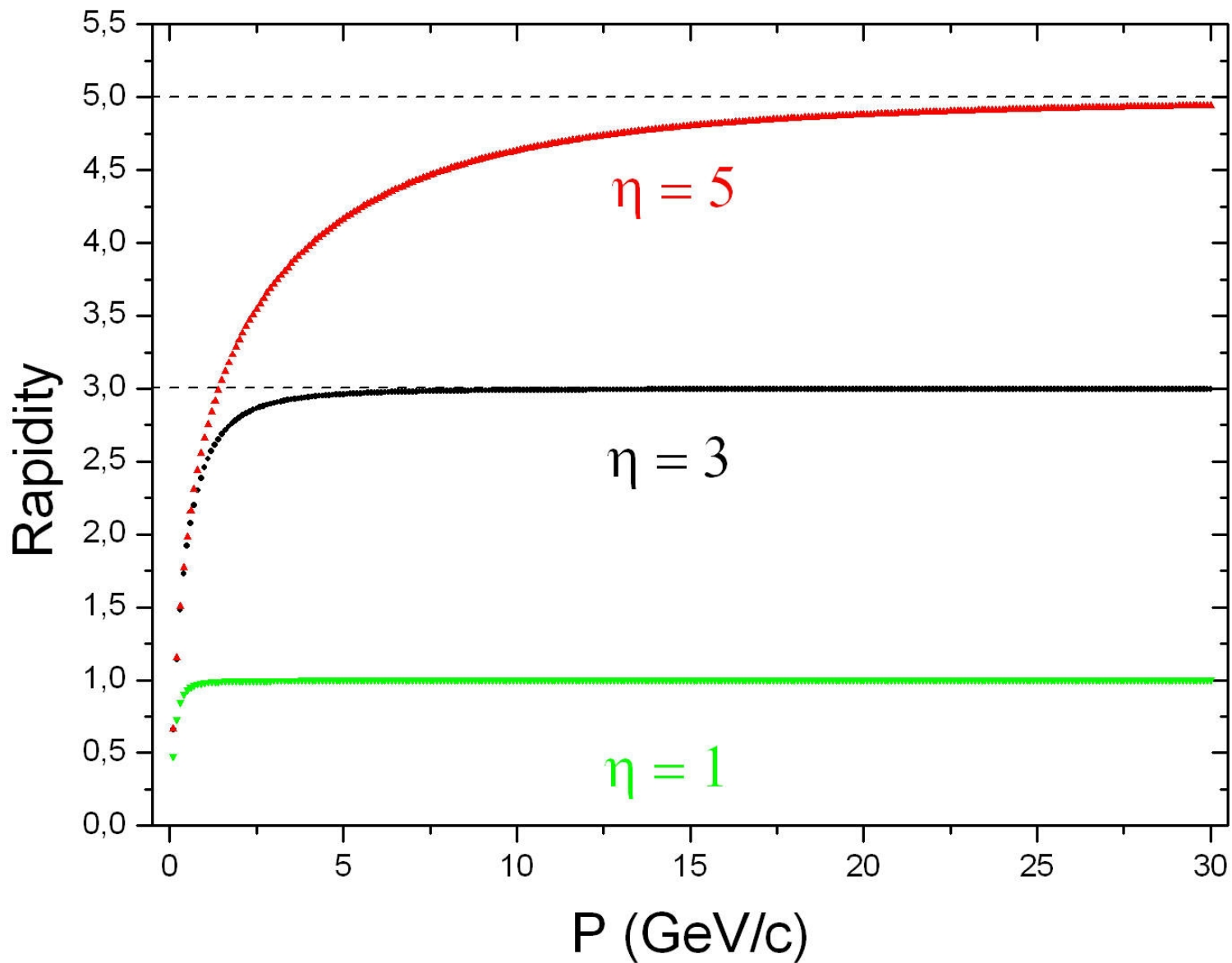


← zależność od energii w centralnych zderzeniach Pb+Pb i Au+Au (zmiana kształtu przy energiach SPS);  
liniami zaznaczono rapidity pocisku  $y_B \equiv y_{P(\text{pocisk})}$

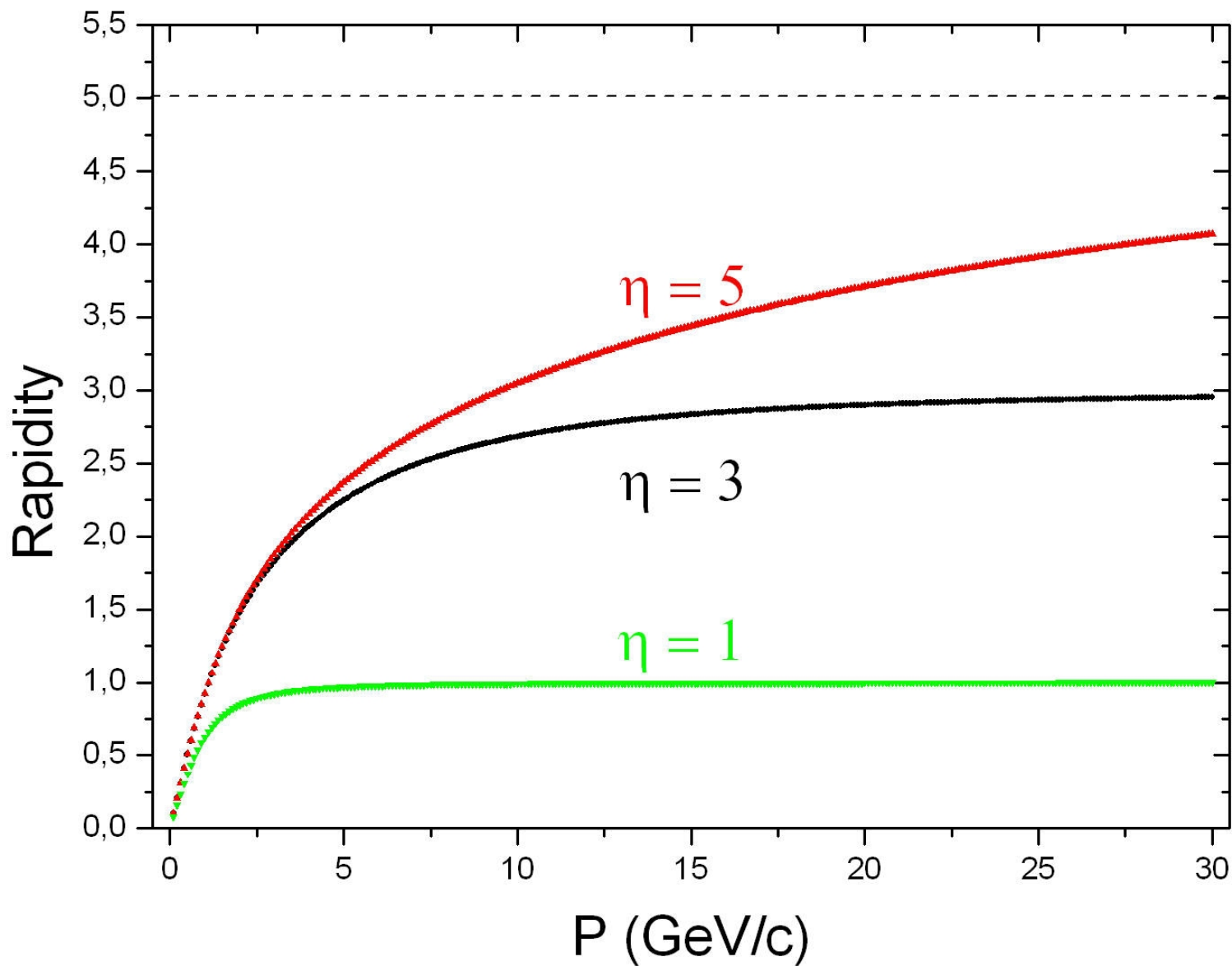
**net baryons → baryon stopping**

**net baryons ~ net protons**

Różnice między rapidity i pseudorapidity – dla **PIONÓW** (Rys. AKW)

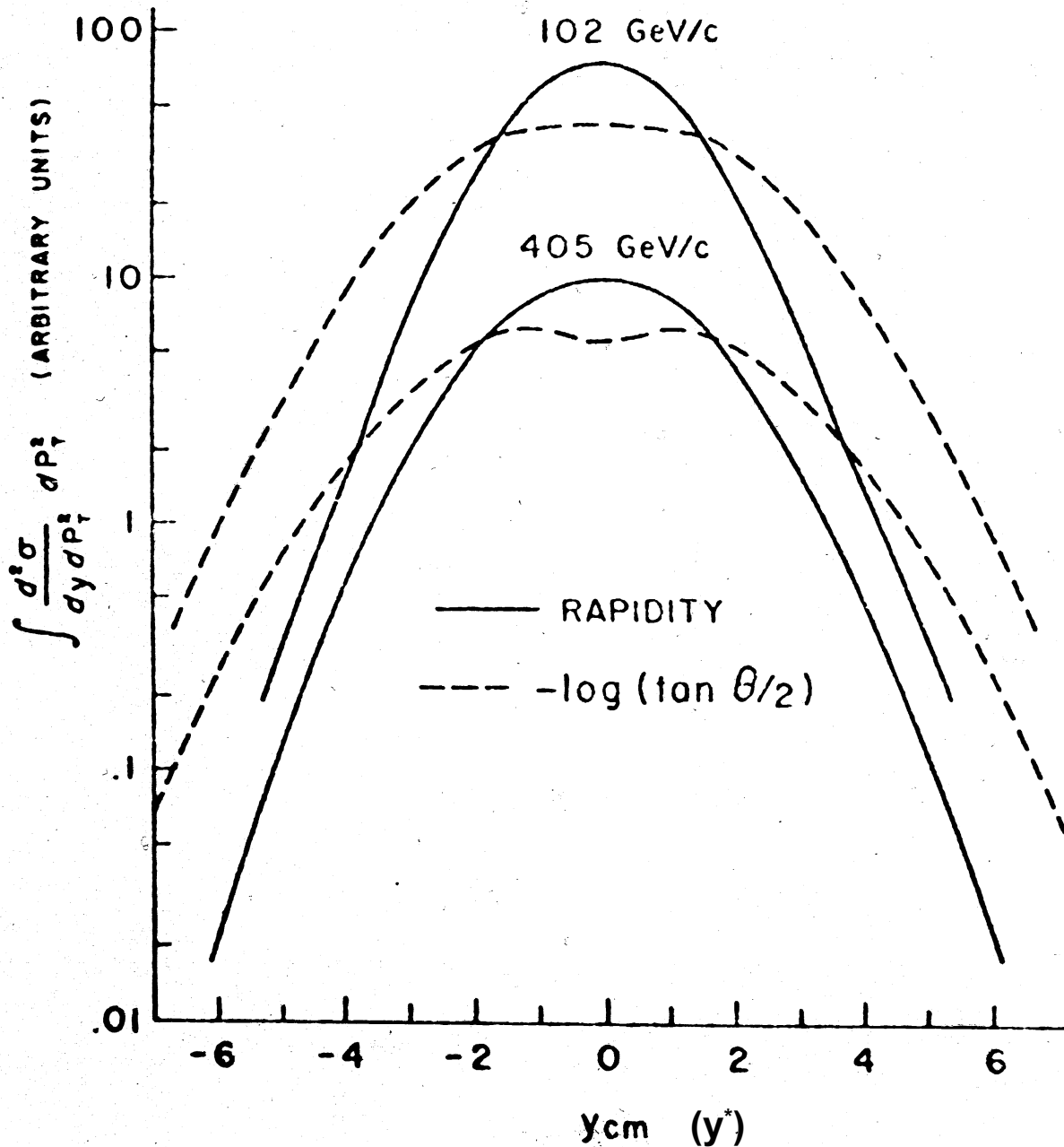


Różnice między rapidity i pseudorapidity – dla **PROTONÓW** (Rys. AKW)



# Różnice między rapidity i pseudorapidity

(Rys. AKW)



## Obliczenia Monte-Carlo

$$\exp[-(y^2/a) - (p_T/b)]$$

$$a = \log(s/4m_p^2)$$

$$b = 160 \text{ MeV}/c$$

Rozkład pseudorapidity jest szerszy, cząstki są „wypychane” na zewnątrz do większych  $\eta$  bo

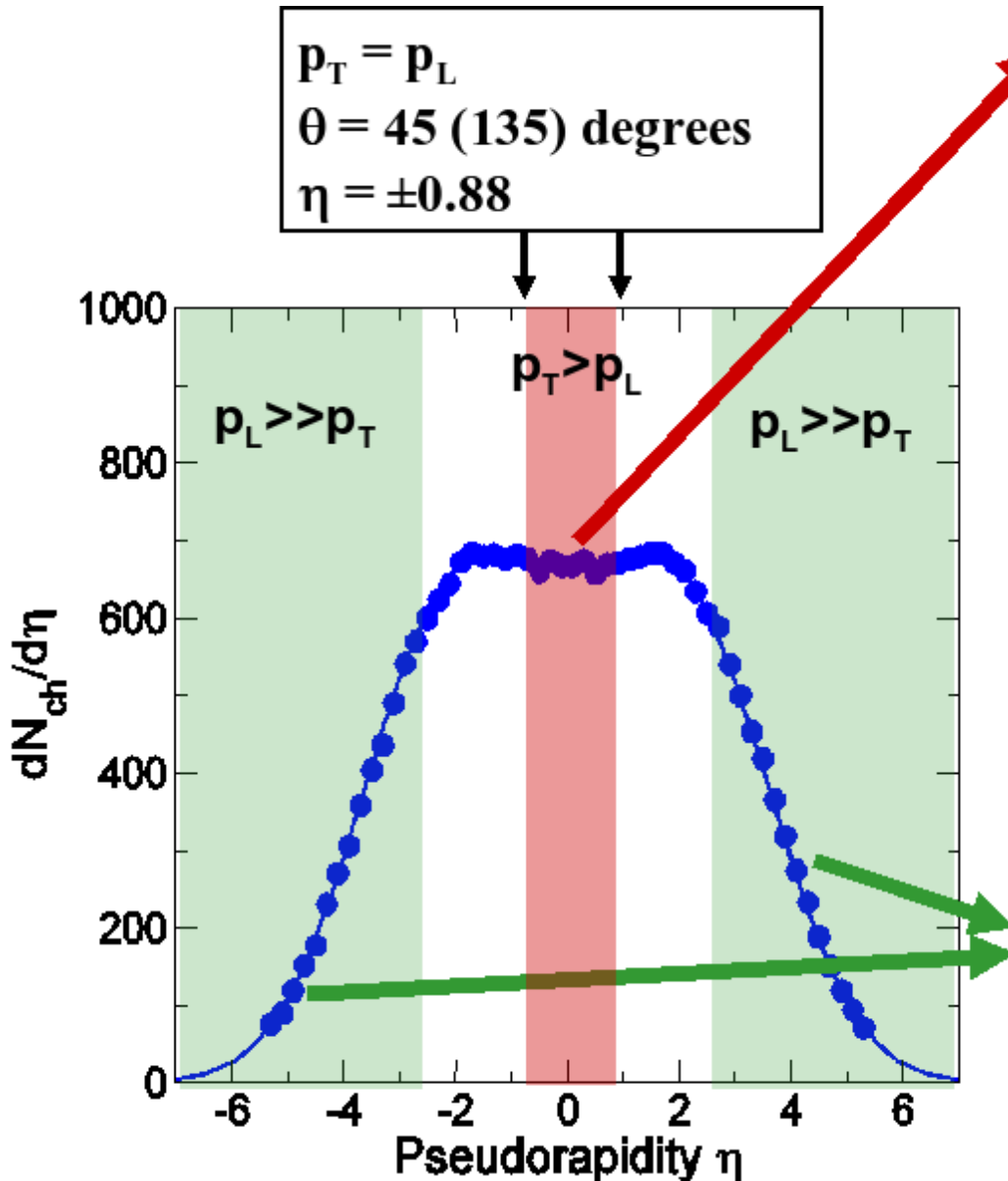
**pseudorapidity jest zawsze większe lub równe rapidity (z definicji zmiennej)**

zagłębienie w  $\eta = 0$  jest właśnie dlatego

w obszarze  $y \approx 0$  mamy niewielką „depresję” w rozkładzie  $dN/d\eta$  w porównaniu z  $dN/dy$

Przydatne informacje:

1. Obszar mid-rapidity jest zapełniany cząstkami z  $p_T > p_L$
2. Obszar backward- i forward-rapidity są obszarami gdzie  $p_L > p_T$  a nawet  $p_L \gg p_T$  (w okolicy rapidity wiązki i tarczy)



**obszar mid-rapidity**

ten obszar ( $dN/dy$  lub  $dN/d\eta$ )  
używany do wyznaczenia  
gęstości energii w modelu  
Bjorkena (wykład 9)

Rys. Francesco Prino

**obszar fragmentacji**

cząstki z  $p_L \gg p_T$   
produkowane w obszarze  
fragmentacji pocisku/tarczy;  
są to cząstki przy kątach  $\theta$  w  
okolicach  $0^\circ$  oraz  $180^\circ$

Wprowadza się często zmienną  $dN_{(ch)}/dy$  (lub  $dN_{(ch)}/dy|_{y=y_{cms}}$ ) oraz  $dN_{(ch)}/d\eta$  (lub  $dN_{(ch)}/d\eta|_{\eta_{max}}$ ) nazywaną czasami gęstością cząstek (zwykle naładowanych) w rapidity/pseudorapidity (*rapidity/pseudorapidity density*) lub krotnością cząstek na przedział rapidity/pseudorapidity (wygodne przy porównywaniu dwóch rozkładów rapidity/pseudorapidity gdzie użyto innych binowań, różne szerokości binu, w rapidity/pseudorapidity). Używa się tego m.in. do wyznaczania gęstości energii (wykład 9)

Jako, że rapidity transformuje się addytywnie między układem CMS i LAB (zwyczajne przesunięcie rozkładu  $y$  o stałą liczbę bez zmiany kształtu) to wartość  $dN/dy$  w okolicy mid-rapidity jest takie samo w układzie CMS i LAB ( $dN/dy$  jest Lorentzowsko niezmiennicze)

Natomiast  $dN/d\eta$  (kształt rozkładu) **NIE** jest takie samo w układzie CMS i LAB – trzeba uważać jeśli porównuje się  $dN/d\eta|_{\eta_{max}}$  w eksperymentach na stacjonarnej tarczy i w zderzaczach.

$$\frac{dN}{d p_T d \eta} = \sqrt{1 - \frac{m^2}{m_T^2 \cosh^2 y}} \frac{dN}{d p_T d y}$$

W związku z tą transformacją w obszarze  $y \approx 0$  mamy niewielką „depresję” w rozkładzie  $dN/d\eta$  w porównaniu z  $dN/dy$   
 Dla b. wysokich energii gdzie  $dN/dy$  ma w mid-rapidity plateau,  $dN/d\eta$  ma małe wgłębienie przy  $\eta \approx 0$ . Uwaga: wgłębienie NIE jest oczekiwane dla bezmasowych cząstek (np. foton)

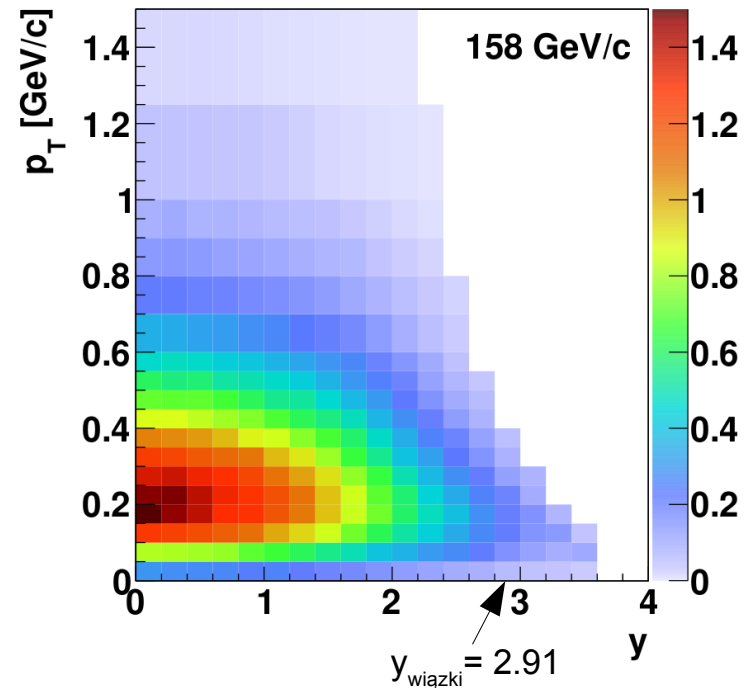
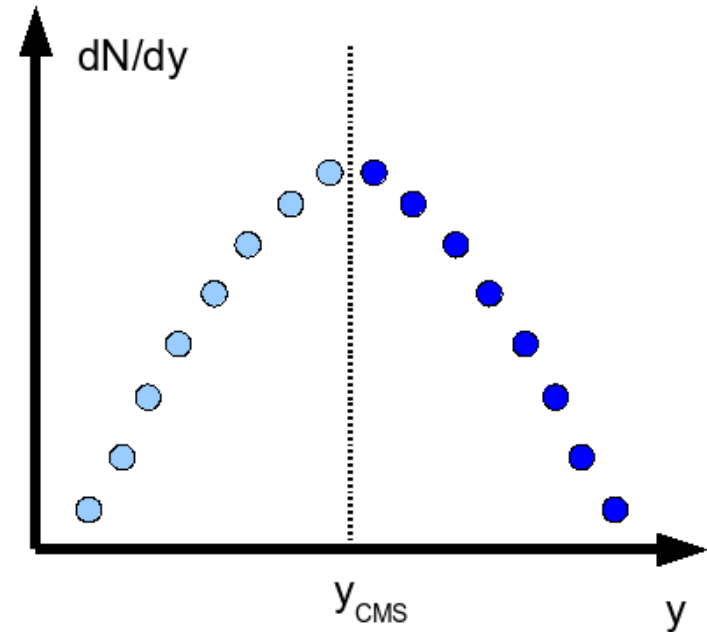
W przypadku zderzeń symetrycznych obiektów p+p, Pb+Pb, Au+Au, S+S etc. rozkład  $y$  jest symetryczny względem  $y_{\text{CMS}}$  w kolajderach  $y_{\text{CMS}} = 0$  czyli symetryczny wokół zera

Zalety: np. detektor ma akceptację tylko po prawej stronie (punkty granatowe) w publikacjach pokazuje się również lewą stronę (jasno niebieskie) ale są to punkty odbite a nie mierzone! Tak się robi np. w eksperymentach na stacjonarnej tarczy.

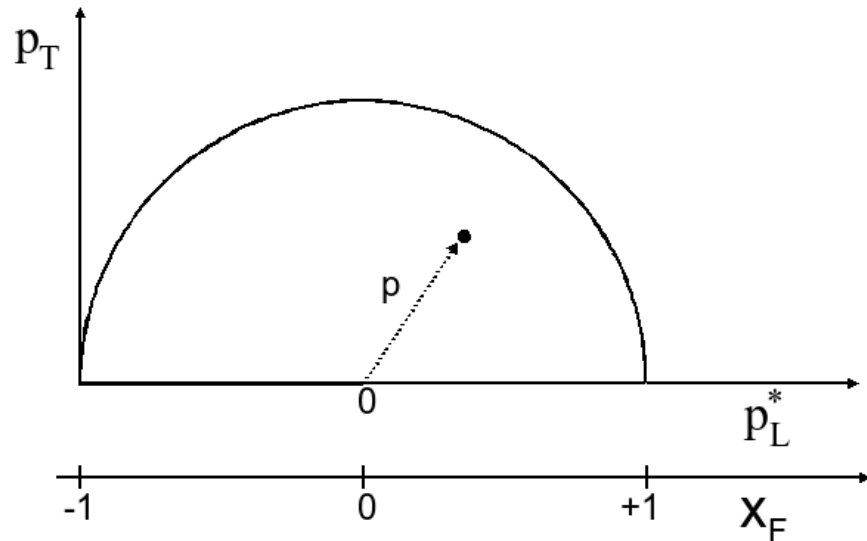
Wiemy jak wyglądają rozkłady pędu poprzecznego i rapidity – a jak to wygląda w przestrzeni 2D? Przykład dla zderzeń elementarnych (p+p, top SPS, dane NA61/SHINE, rozkład dla ujemnie naładowanych pionów)



Rys. z NA61/SHINE, Eur. Phys. J. C74 (2014), 2794 [arXiv:1310.2417]



Dane można również przedstawić na tzw. **wykresie Peyrou** (wykres  $p_L^* - p_T$ )  
 kropki wewnątrz obszaru – pojedyncze cząstki



$$x_F = \frac{p_L^*}{P_{Lmax}^*} \quad - \text{ zmienna } x \text{ Feynmana}$$

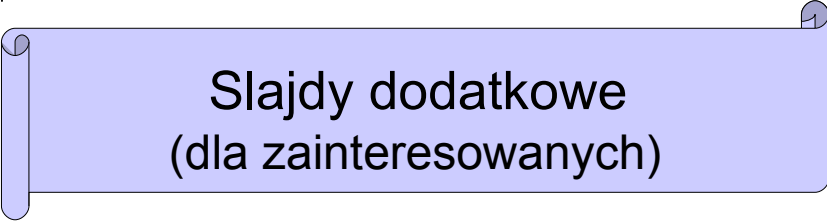
$$x_F \approx \frac{2E}{\sqrt{s}}$$

Rys. AKW

**Do badania obszaru centralnego** (produkcja nowych cząstek w oddziaływaniu)  
 lepsze jest **rapidity  $y$**  (obszar centralny to  $|x_F| \cong 0$ )

**Do badania obszarów fragmentacji** tarczy i pocisku (tam są również nukleony  
 – spektatorzy) lepsza jest **zmienna  $x_F$**  (obszar fragmentacji to  $|x_F| \cong 1$ )



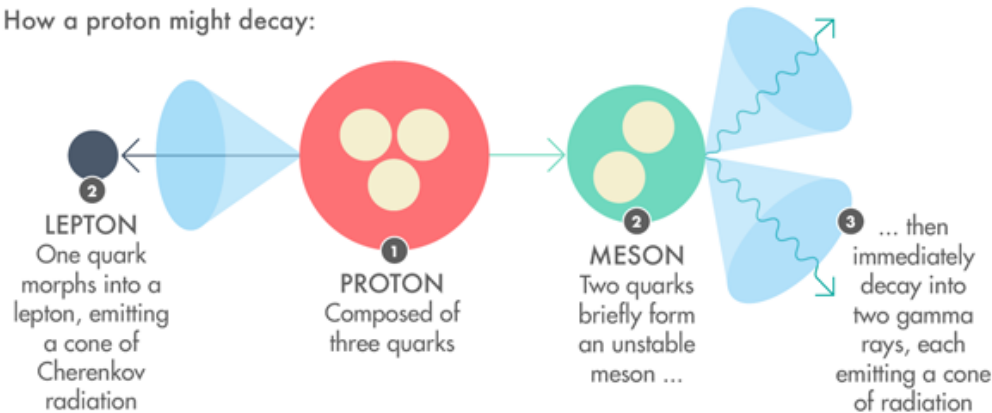


Slajdy dodatkowe  
(dla zainteresowanych)

# A PROTON'S FATE

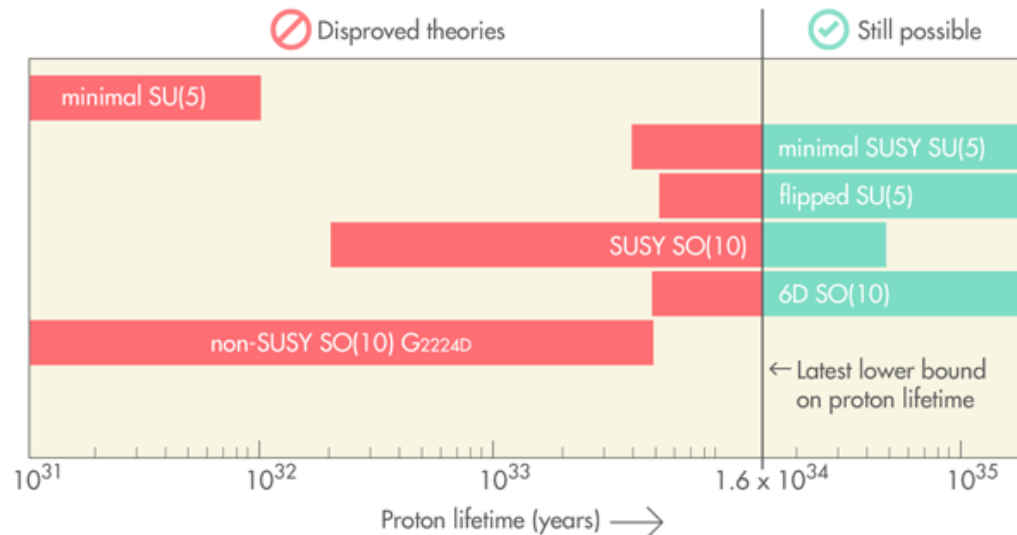
Grand unified theories (GUTs) posit that a single initial fundamental force split into the strong, weak and electromagnetic forces that govern elementary particles today. If this is true, protons should decay when the grand unified force resurfaces, with a quark (the building block of protons) morphing into a corresponding lepton (the class of particles that includes electrons). The outgoing particles would generate three rings of blue light.

How a proton might decay:



## GUT predictions

A selection of GUTs and their predictions for a proton's lifetime when decaying into a positron (the lepton) and a pion (the meson).



<https://www.quantamagazine.org/20161215-proton-decay-grand-unification/> (2016)

**Table 3.** Summary of several predictions for the proton partial lifetimes (years). References for the different models are: (1) [43], (2) [44, 45], (3) [46], (4) [47, 48, 49, 50], (5) [51, 52, 53, 54], (6) [55], (7) [56], (8) [57].

Model	Decay modes	Prediction	References
Georgi-Glashow model	-	ruled out	(1)
Minimal realistic non-SUSY $SU(5)$	all channels	$\tau_p^{upper} = 1.4 \times 10^{36}$	(2)
Two Step Non-SUSY $SO(10)$	$p \rightarrow e^+ \pi^0$	$\approx 10^{33-38}$	(3)
Minimal SUSY $SU(5)$	$p \rightarrow \bar{\nu} K^+$	$\approx 10^{32-34}$	(4)
SUSY $SO(10)$ with $10_H$ , and $126_H$	$p \rightarrow \bar{\nu} K^+$	$\approx 10^{33-36}$	(5)
M-Theory( $G_2$ )	$p \rightarrow e^+ \pi^0$	$\approx 10^{33-37}$	(6)
$SU(5)$ with $24_F$	$p \rightarrow \pi^0 e^+$	$\approx 10^{35-36}$	(7)
Renormalizable Adjoint $SU(5)$	$p \rightarrow \pi^0 e^+$	$\approx 10^{35-36}$	(8)

Autiero et al.,  
JCAP 0711 (2007) 011

Praca przeglądowa na temat stabilności protonu w teoriach GUT → Nath, Perez, Phys. Rept. 441 (2007) 191-317