

Oddziaływania silne

(chromodynamika kwantowa, dżety, gluony ...)

- Uwięzienie koloru
- Potencjał QCD na małych i dużych odległościach
- Dżety
 - fenomenologiczny mechanizm powstawania dżetów
 - przypadki dwudżetowe w anihilacji e^+e^-
 - dżety gluonowe w anihilacji e^+e^-
- Eksperymentalne dowody na istnienie koloru
- Pomiary α_s

Uwięzienie koloru

- Kwarki i gluony nie występują jako cząstki swobodne i są zawsze uwięzione w hadronach
- **Uwięzienie koloru jest wynikiem samoodziaływania gluonów**

Samoodziaływanie gluonów mających ładunek kolorowy powoduje, że linie sił pola kolorowego zbliżają się do siebie tworząc strunę.

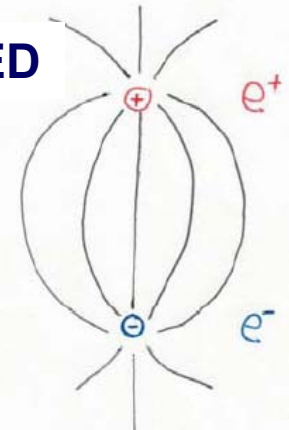
Struna posiada pewne napięcie/naprężenie (tension) i przy oddalaniu się od siebie kwarka i antykwarka magazynowana jest w niej energia potencjalna.

QCD



Linie pola kolorowego m-dzy kwarkami

QED



Linie pola elektrycznego 2 ładunków o przeciwnych znakach

Energia magazynowana na jednostkę długości struny jest w przybliżeniu stała



Energia potencjalna oddziaływania 2 kwarków rośnie liniowo z odległością

$$V(r) \propto r$$

- separacja 2 kwarków wymaga nieskończonej energii → **uwięzienie kwarków** w neutralnych kolorowo hadronach

Fenomen uwięzienia koloru (kwarków i gluonów) nie został ściśle udowodniony

Potencjał QCD na małych i dużych odległościach

Energia potencjalna oddziaływania kwark - kwark ma dwa człony :

(odzwierciedlające zachowanie α_s dla procesów silnych zachodzących na małych i dużych odległościach)

- człon typu kulombowskiego a / r r – odległość m-dzy kwarkami
- człon liniowy $k r$ a, k stałe

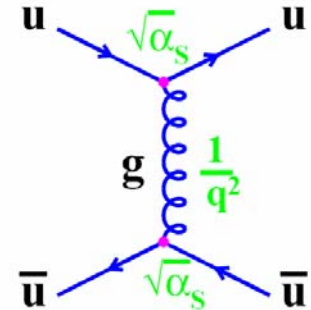
$$V(r) = a / r + k r = - 4/3 \alpha_s / r + k \cdot r$$

Człon typu kulombowskiego, $- 4/3 \alpha_s / r$, dominuje na małych odległościach i wynika z wymiany jedno gluonowej

Jest podobny do potencjału kulombowskiego dla ładunków punktowych

$V_{em} = - \alpha_{em} / r$. Czynniki $- 4 / 3$ wynika z wkładów od 8 gluonów,

uśrednionych po 3 kolorach kwarków i podzieleniu przez 2 (ze względów historycznych).

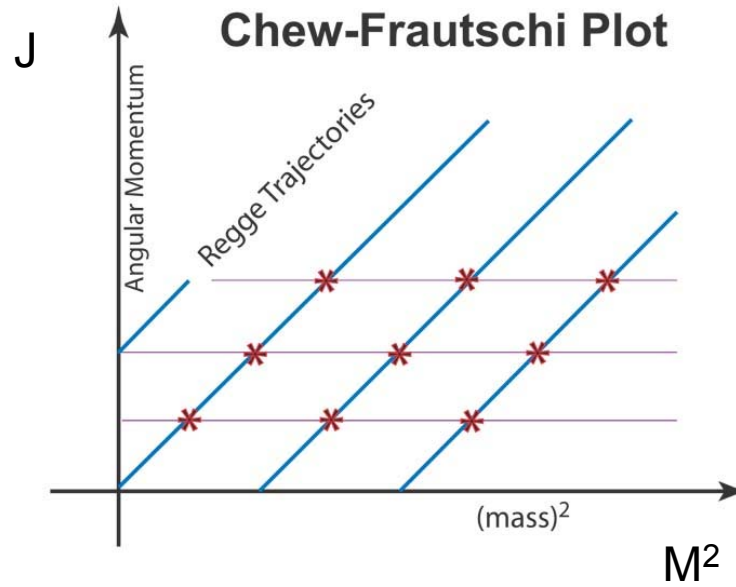


Człon liniowy w r , $k r$, dominuje na dużych odległościach i jest związany z uwięzieniem kwarków i gluonów w hadronach

Gęstość energii na jednostkę długości struny oszacowana z rozmiarów i mas hadronów:

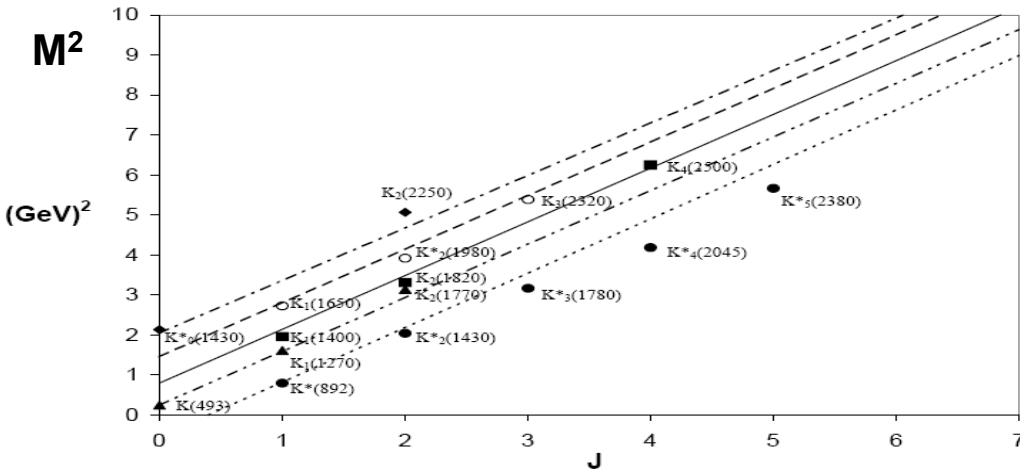
$$M_p \sim 1 \text{ GeV}, \text{ promień protonu } r_p \sim 1 \text{ fm} \rightarrow k \sim 1 \text{ GeV} / \text{fm}$$

W modelu strunowym liniowa zależność V_{QCD} od r jest uzasadniona obserwowaną dla rezonansów barionowych i mezonowych zależnością m -dzy spinami cząstek i kwadratami ich mas (zob. podręcznik Perkinsa).



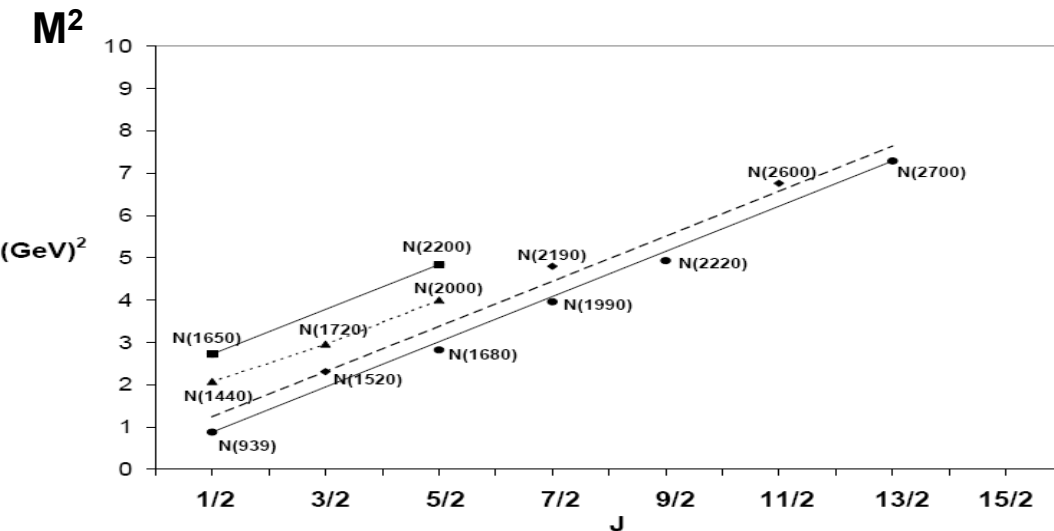
- występowanie rezonansów mezonowych i barionowych o takim samym izospinie, parzystości ładunkowej, dziwności itd., różniących się spinem J i masą M
- **Liniowa zależność wartości spinu rezonansu od kwadratu masy M** (trajektorie Reggego na wykresie Chew - Frautschiego)

Trajektorie Reggego dla rezonansów mezonowych ($q\bar{q}$) i barionowych (qqq)



Mezony K składające się z kwarka dziwnego ($S = \pm 1$) i kwarka lekkiego (u lub d)
o $J^P = 0^-, 1^+, 2^-, 3^+, \dots$

Mezony K^* składające się z kwarka dziwnego ($S = \pm 1$) i kwarka lekkiego (u lub d)
o $J^P = 0^+, 1^-, 2^+, 3^-, \dots$



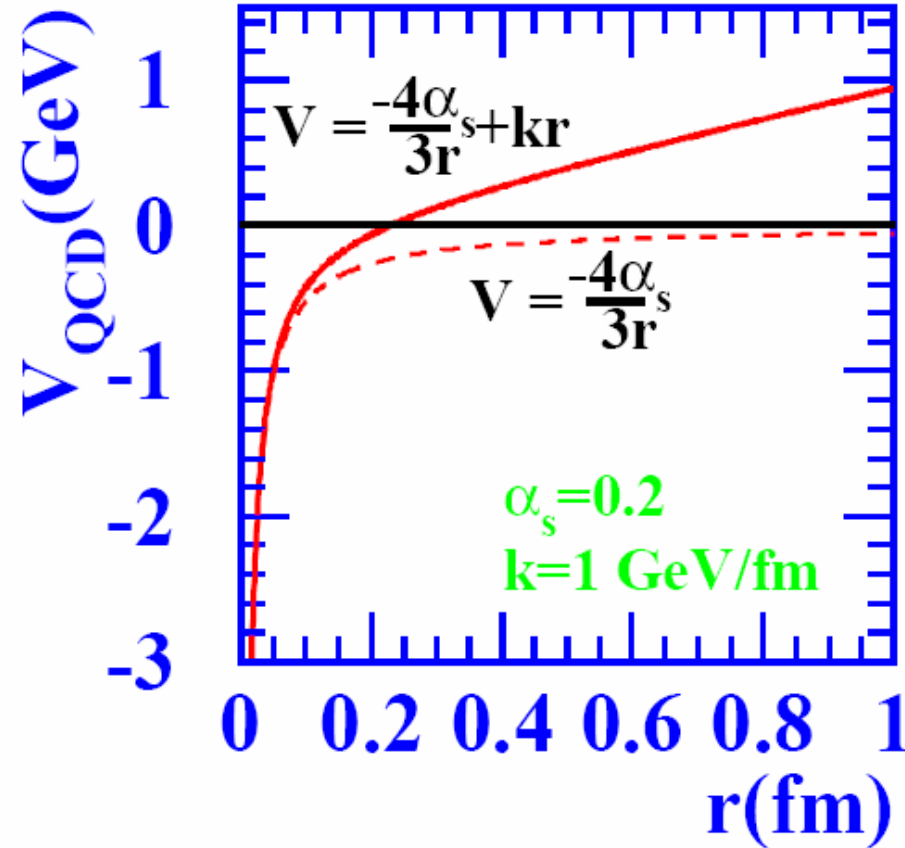
Bariony N o izospinie $1/2$ składające się z trzech kwarków pierwszej generacji $\{u, d\}$ (dziwność $S = 0$)
Na jednej z trajektorii znajduje się proton i neutron $N(939)$

$$V_{\text{QCD}} = -\frac{4}{3} \alpha_s / r + kr$$

Taki potencjał uwzględnia dość dobrze efekt uwięzienia kwarków w hadronach



Poprawny opis widma mas wzbudzonych stanów hadronów, mezonów i barionów ;
w szczególności poziomów energetycznych czarmonium ($c\bar{c}$) i bottomonium ($b\bar{b}$), stanów związanych ciężkich kwarków.



Pomiar poziomów energetycznych dla rodzin mezonów Ψ i Y pozwala na testowanie potencjału oddziaływania kwarków.

Dla ciężkich kwarków uzasadnione jest przybliżenie posługujące się **nierelatywistycznym równaniem Schrödingera z potencjałem $V_{\text{QCD}} = a/r + kr$** .

Chromodynamika kwantowa na sieciach

Lattice QCD

(przybliżenie dyskretnej czasoprzestrzeni)



nadzieja na widmo mas i własności hadronów z QCD

?

Dżety

zderzenia cząstek wysokich energii



produkcja dżetów
skolimowanych przestrzennie
strumieni cząstek o dużej energii

Dżety są "śladami" kwarków i gluonów

produkowanych w twardych procesach zachodzących na b. małych odległościach
(opis procesu przez perturbacyjną QCD)



Wyprodukowane partony inicjują końcową kaskadę kwarkowo – gluonową
(perturbacyjna faza rozwoju kaskady QCD)

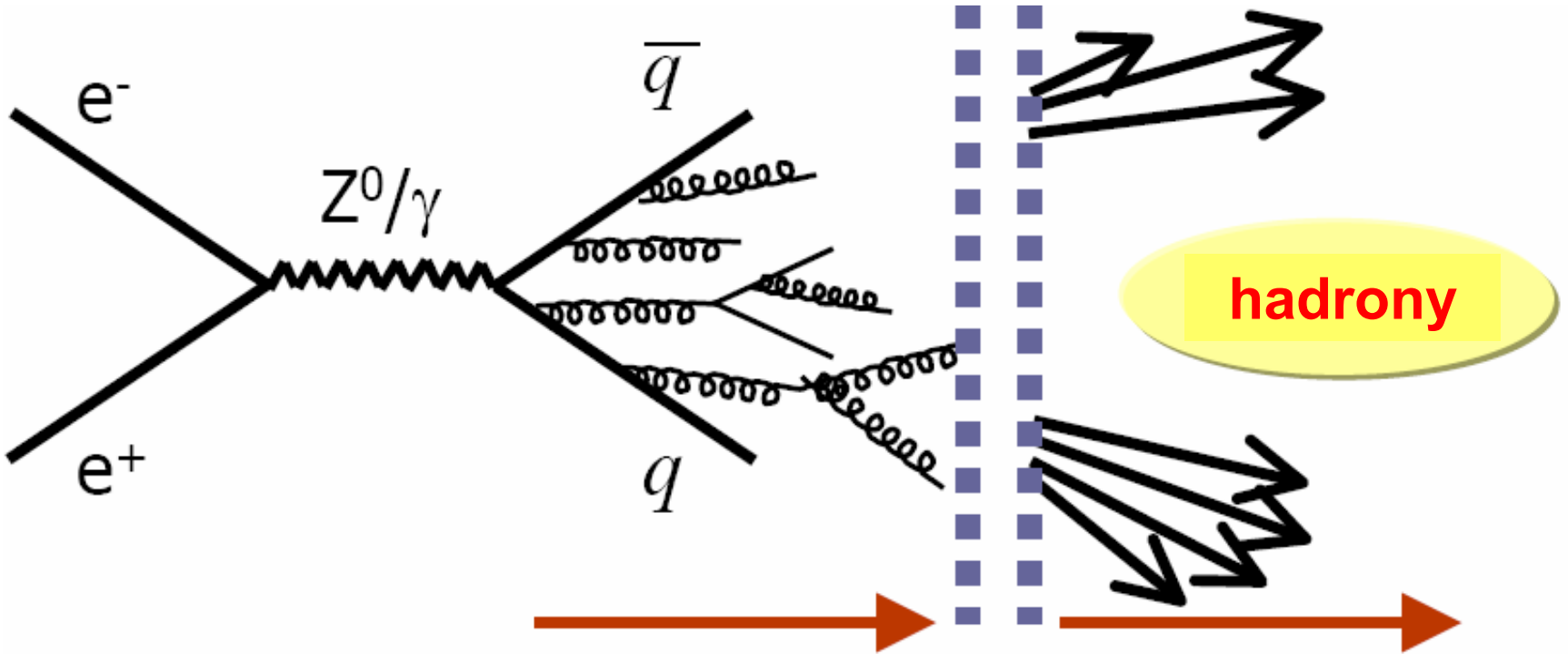


Hadronizacja

partonowy stan końcowy materializuje się w postaci obserwowanych hadronów
(procesy nieperturbacyjne zachodzące przy małym przekazie pędu,
związane z uwięzieniem partonów w polu sił kolorowych)

Opis przy pomocy modeli fenomenologicznych

$$e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{hadrony}$$



Proces twardy $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$
(oddziaływanie elektrosłabe)

+

$\alpha_s < 1$, faza perturbacyjna

Rozwój kaskady kwarkowo-gluonowej

Poziom partonowy

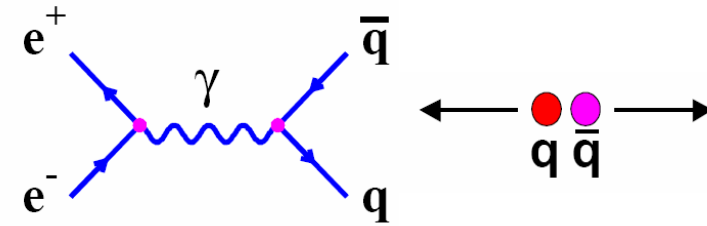
$\alpha_s \geq 1$

Faza nieperturbacyjna

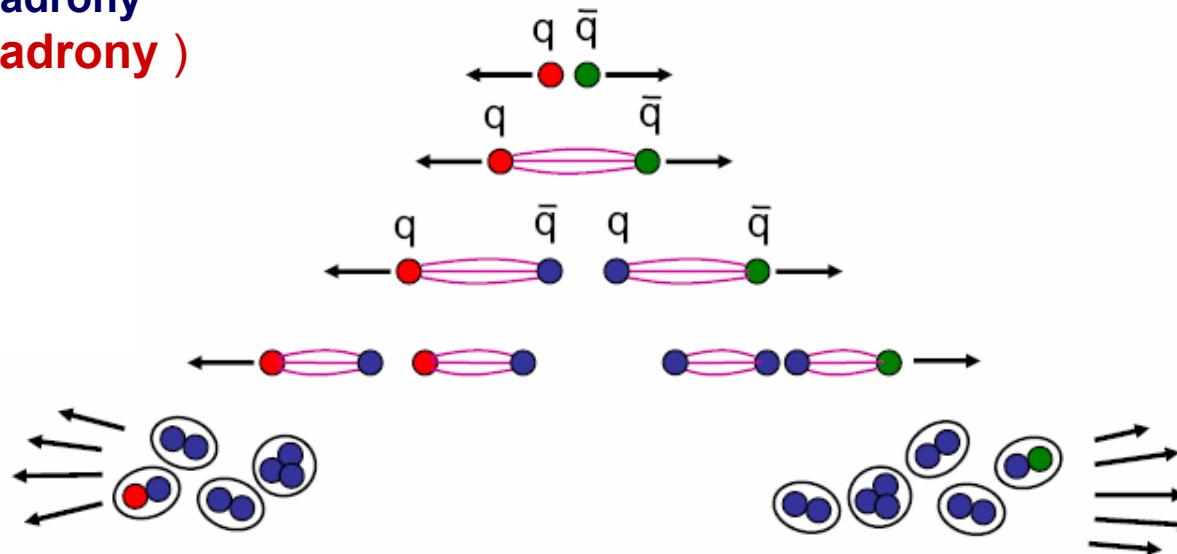
Hadronizacja partonów

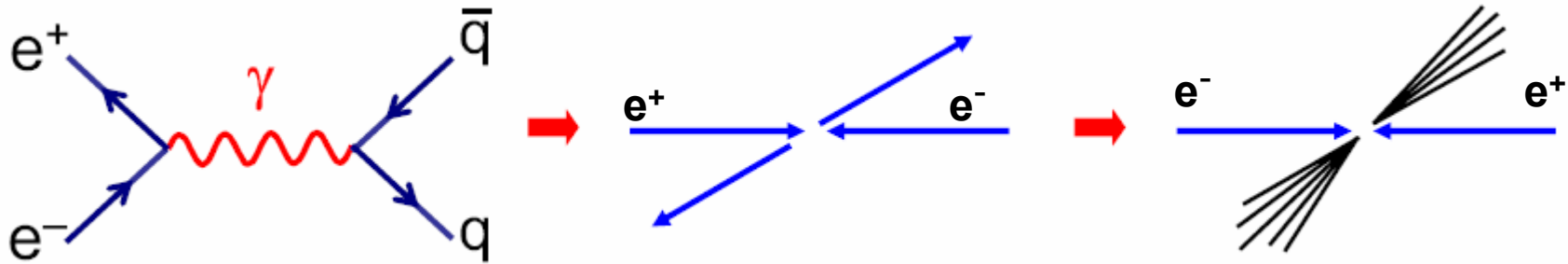
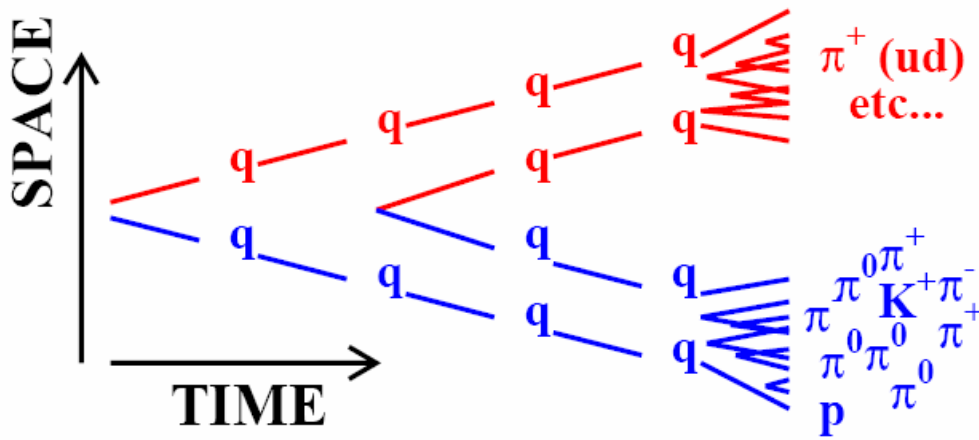
Jak powstają dżety ??

W wysokoenergetycznym procesie anihilacji e^+e^- powstaje para kwark – antykwark, połączona liniami sił pola kolorowego (struna)



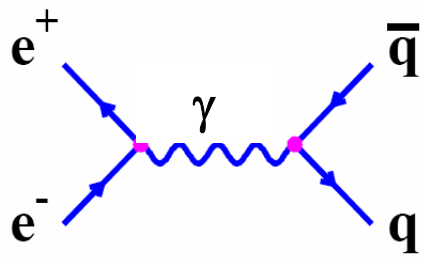
- Wraz z oddalaniem się kwarków od siebie, **energia pola kolorowego zmagazynowana w strunie rośnie liniowo z odległością m-dzy kwarkami.**
- Kiedy energia zmagazynowana w strunie $> 2 m_q$, korzystna energetycznie jest emisja gluonu przez kwark i kreacja dodatkowej pary kwark-antykwark (**pęknięcie struny i powstanie pary kwark - antykwark**)
- Emisja gluonów przez kwarki i kreacja par $q\bar{q}$ z energii potencjalnej pola kolorowego ($E = mc^2$) powtarza się tak długo, aż powstanie wiele kwarków z małymi względnymi pędami, które utworzą "białe" hadrony (**fragmentacja partonów w hadrony**)



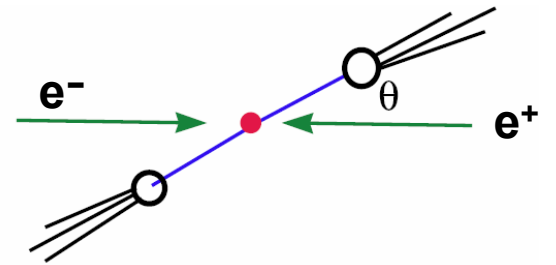


- Pary kwark-antykwarq wykreowane z energii potencjalnej struny mają duże pędy podłużne oraz małe pędy poprzeczne w kierunku pierwotnej pary $q\bar{q}$
- Pędy poprzeczne hadronów z fragmentacji (hadronizacji) kwarków i gluonów są również ograniczone

**Hadrony są skolimowane przestrzennie wokół kierunku pierwotnej pary $q\bar{q}$
 → na zderzaczach obserwujemy dwa dżety o przeciwnych kierunkach
 ("back – to – back")**



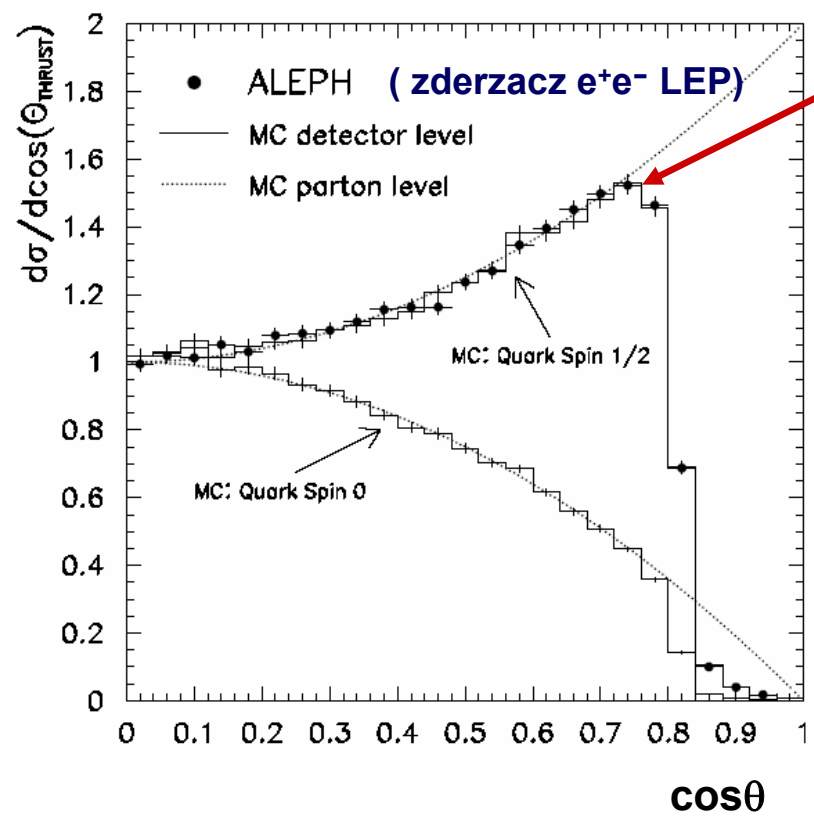
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{hadrony}$



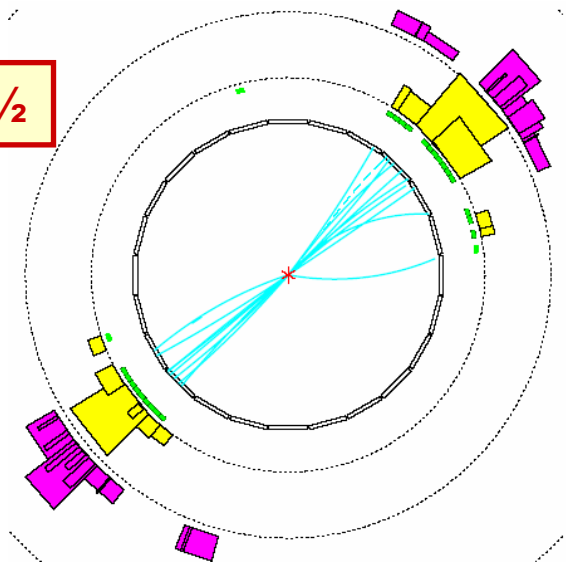
Rozkład kątowny dżetów odp. rozkładowi kątowemu pary $q\bar{q}$

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} \propto \frac{\alpha_{em}^2}{E_e^2} (1 + \cos\theta)$$

człon $(1 + \cos\theta)$ wynika ze sprzężenia γ do pary punktowych cząstek o spinie $1/2$



Kwarki mają spin $1/2$



Przypadek z 2 dżetami zarejestrowany w detektorze na zderzacz e^+e^- LEP

♣ b. czysta sygnatura eksperymentalna

Eksperymentalne dowody na istnienie koloru :

- istnienie barionów : Δ^{++} (uuu), Ω^- (sss)
- pomiar $R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrony}) / \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$
- pomiar $\Gamma (\pi^0 \rightarrow 2\gamma)$
- + wiele innych ...

Istnienie barionu Ω^- (sss)

- ▶ Ω^- (sss) jest barionem o spinie $3/2$ ($L=0$) składającym się z 3 kwarków dziwnych o jednakowym ustawieniu spinów ($s\uparrow s\uparrow s\uparrow$)
- ▶ $\psi(s\uparrow s\uparrow s\uparrow) = \psi(x) \psi(\text{spin}) \psi(\text{zapach})$ – przy zamianie dwóch dowolnych kwarków przestrzenne, spinowe i zapachowe części funkcji falowej są symetryczne
- ▶ Całkowita funkcja falowa $\psi(\Omega^-)$ powinna być asymetryczna (układ 3 kwarków – fermionów) \rightarrow dotychczasowy stopień swobody dla kwarków, kolor

$$\psi(\Omega^-) = \psi(s\uparrow s\uparrow s\uparrow) \psi(\text{kolor})$$

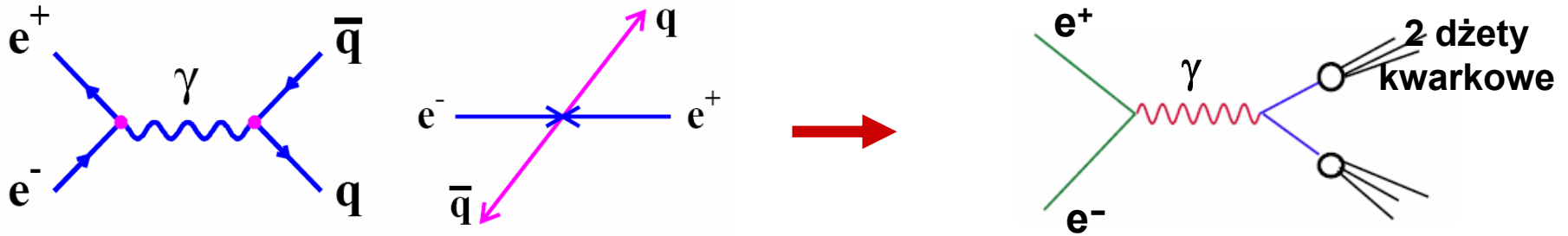
kolorowa część funkcji falowej jest antysymetryczna w kolorach kwarków

$$\Psi_{\text{barion}}(\text{kolor}) = 1/\sqrt{6} (\mathbf{rgb} + \mathbf{gbr} + \mathbf{brg} - \mathbf{grb} - \mathbf{rbg} - \mathbf{bgr})$$

$$\text{Pomiar } R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrony}) / \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$$

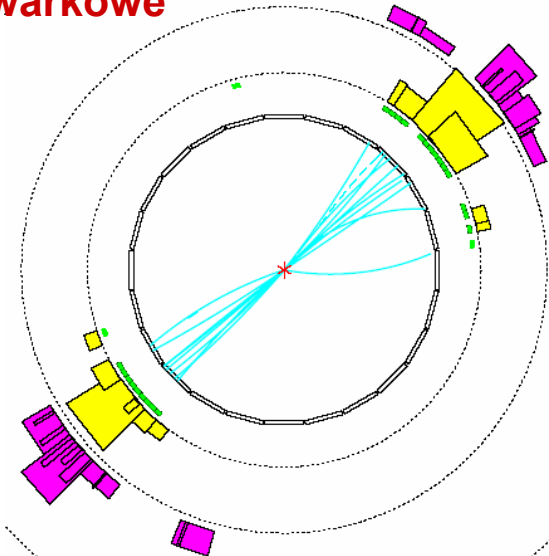
Model kwarkowo - partonowy: przy wysokich energiach proces $e^+e^- \rightarrow \text{hadrony}$ przebiega w 2 etapach :

- produkcja pary kwark - antykwark : $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$



- "fragmentacja" pary kwark - antykwark na hadrony \rightarrow 2 dzęty kwarkowe

$$q\bar{q} \rightarrow 2 \text{ dzęty kwarkowe}$$



Hadrony w dżecie (anty)kwarkowym są skolimowane w kierunku pierwotnego (anty)kwarka \rightarrow

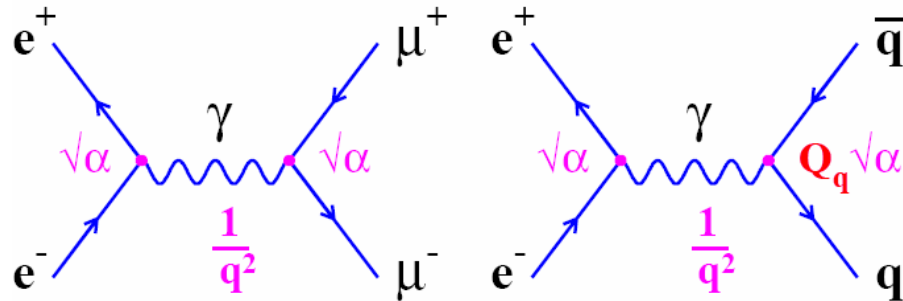
w procesie anihilacji e^+e^- obserwujemy więc 2 przeciwnie skierowane dżety ("back-to-back")

Typowy przypadek $e^+e^- \rightarrow \text{hadrony}$ z 2 dżetami w stanie końcowym zarejestrowany w detektorze na zderzacz e^+e^- LEP

$$\text{Pomiar } R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrony}) / \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$$

Porównanie przekrojów czynnych na 2 procesy elektromagnetyczne :

$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ i $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ (w stanie początkowym i końcowym cząstki punktowe)



Stany końcowe $\mu^+\mu^-$ i $q\bar{q}$ różnią się masami i ładunkami, ponadto **każdy kwark może występować w 3 kolorach** ($\alpha \equiv \alpha_{em}$)

Założenie: masy cząstek w stanie końcowym (mionów i kwarków) są zaniedbywalne
 → tylko różnica w ładunkach elektrycznych ($|Q_\mu| = 1$, $|Q_q| = 1/3$ lub $2/3$)

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrony})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = \underset{\uparrow}{\mathbf{3}} \sum_i Q_i^2 [1 + \Delta]$$

czynnik wynikający z koloru kwarków

Q_i – ładunek kwarka (w jednostkach ładunku elektronu)

$[1+\Delta]$ – poprawki QCD uwzględniające rzeczywiste i wirtualne emisje gluonów

Suma rozciąga się na wszystkie zapachy kwarków, takie że energia w układzie środka masy zderzacza $\sqrt{s} = E(e^+e^-) < 2m_q$

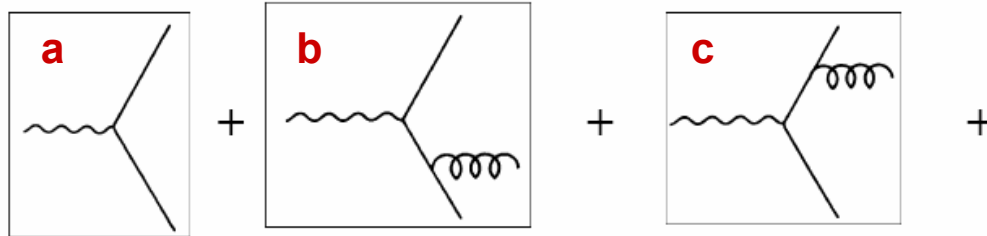
Amplitudy dla różnych kolorów kwarków dodają się niekoherentnie

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrony})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = 3 \sum_i Q_i^2 [1 + \Delta]$$

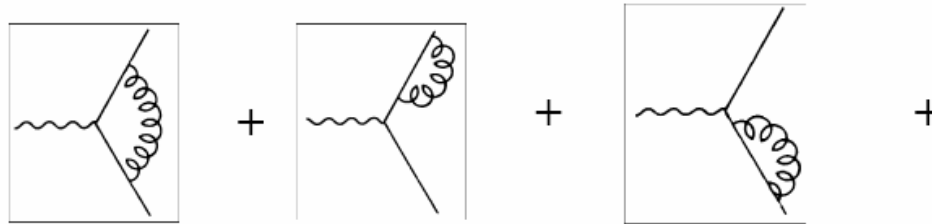
$$[1+\Delta] = (1 + \alpha_s(Q^2) / \pi + \dots)$$

poprawki QCD uwzględniające rzeczywiste i wirtualne emisje gluonów

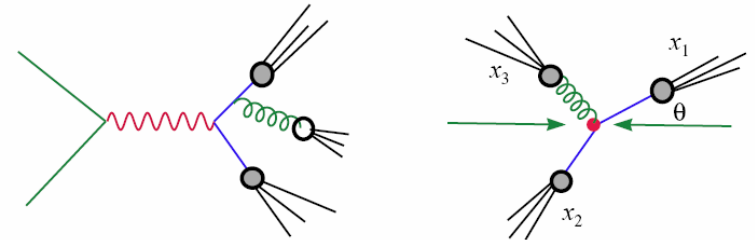
rzeczywiste
emisje gluonów



Poprawki
wirtualne



Diagramy b i c odpowiadają produkcji
3 dżetów w stanie końcowym



Energia w układzie środka masy zderzacza : $S = (p_{e^+} + p_{e^-})^2$

p_e – czteropęd leptonu

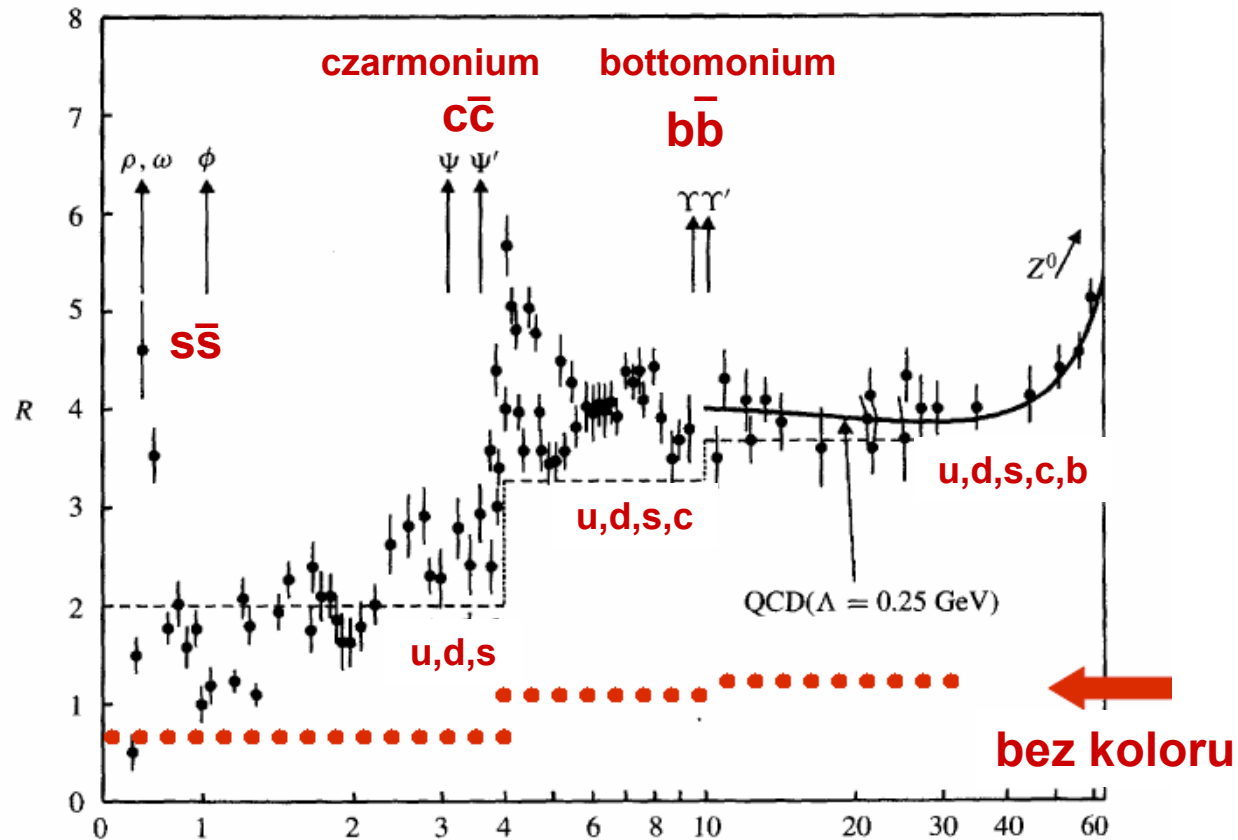
Energia	Stosunek R
$\sqrt{s} > 2m_s \sim 1 \text{ GeV}$	$3\left(\frac{4}{9} + \frac{1}{9} + \frac{1}{9}\right) = 2$ u,d,s
$\sqrt{s} > 2m_c \sim 4 \text{ GeV}$	$3\left(\frac{4}{9} + \frac{1}{9} + \frac{1}{9} + \frac{4}{9}\right) = 3\frac{1}{3}$ u,d,s,c
$\sqrt{s} > 2m_b \sim 10 \text{ GeV}$	$3\left(\dots + \frac{1}{9}\right) = 3\frac{2}{3}$ u,d,s,c,b
$\sqrt{s} > 2m_t \sim 350 \text{ GeV}$	$3\left(\dots + \frac{4}{9}\right) = 5$ u,d,s,c,b,t

Pomiar R w obszarze $\sqrt{s} = 0 - 60$ GeV

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrony})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$$

W obszarze $\sqrt{s} = Mc^2$ odp. produkcji rezonansów wektorowych ($J^P = 1^-$) przekrój czynny $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrony})$ wykazuje zachowanie rezonansowe opisane krzywą Breit-Wignera:

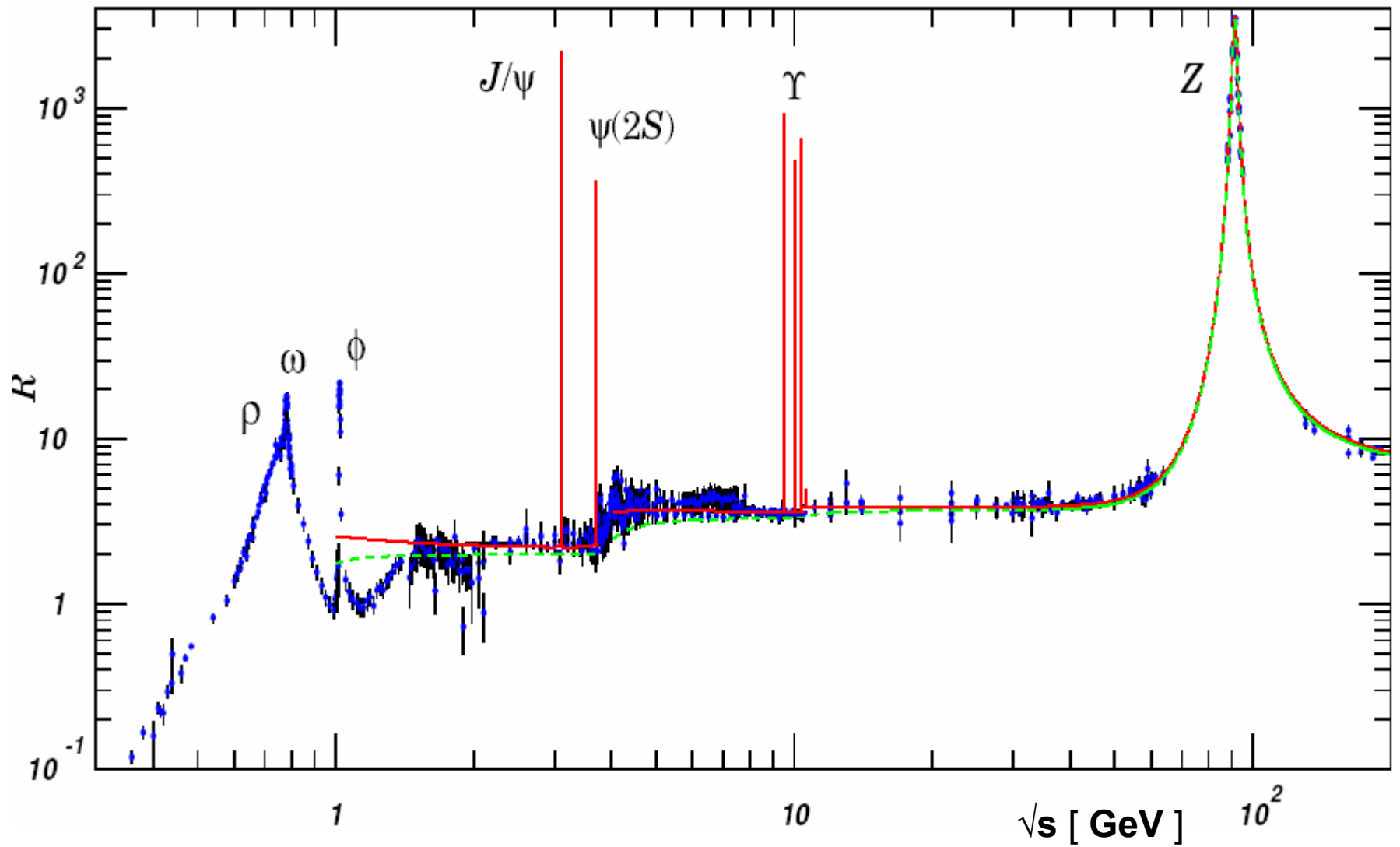
- $\sqrt{s} \leq 1$ GeV formacja ρ, ω, ϕ
- $\sqrt{s} \geq 3$ GeV formacja $J/\psi, \eta_c$
- $\sqrt{s} \sim 10$ GeV formacja Υ



- R rośnie skokowo wraz z \sqrt{s} – pomiary zgodne z przewidywaniami, przy założeniu, że kwarki mają ułamkowy ładunek i są obdarzone kolorem
- opis obszaru $\sqrt{s} \leq 11$ GeV skomplikowany ze względu na formację stanów czarmonium i bottomonium

Pomiar R - silna ewidencja na istnienie koloru

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrony})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$$



Eksperymentalne dowody na istnienie koloru :

Pomiar szerokości rozpadu $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$

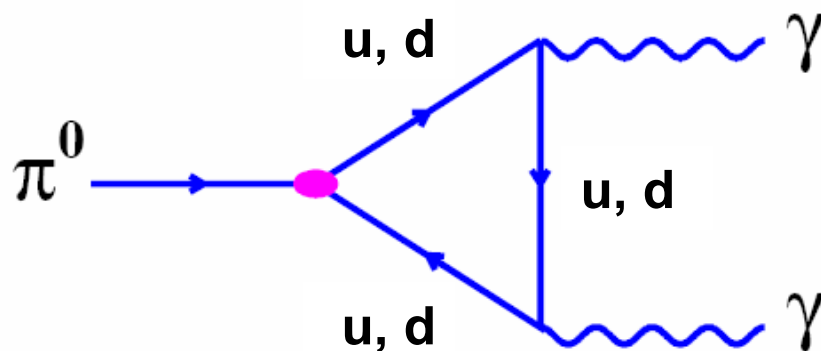
- W latach 1949-1973 teoretyczne problemy z obliczeniem poprawnej szybkości rozpadu dominującego kanału rozpadu $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$
- 1973-74 Gell-Mann i Fritzsch (wraz z innymi) obliczyli poprawnie szerokość rozpadu π^0 - rachunki QCD, **3 kolory**

Diagram trójkątny

Kolory kwarków nierozróżnialne

→ koherentne dodawanie amplitud

$$\pi^0(140) = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$$



Teoria : $\Gamma (\pi^0 \rightarrow 2\gamma) = 7.73 (N_c/3)^2 \text{ eV}$, N_c - liczba kolorów, jakie może mieć kwark

Eksperyment : $\Gamma (\pi^0 \rightarrow 2\gamma) = 7.7 \pm 0.6 \text{ eV} \rightarrow N_c = 2.99 \pm 0.12$

Poprawny opis obserwowanej szerokości rozpadu dla 3 kolorów kwarków

Dżety gluonowe w anihilacji e^+e^-

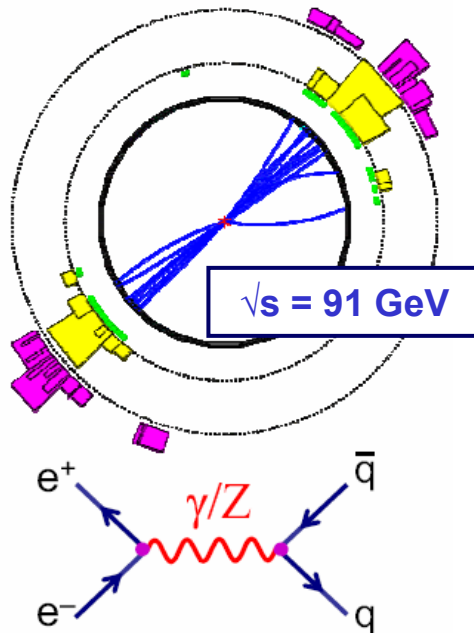
Przy bardzo wysokich energiach w procesie anihilacji $e^+ + e^- \rightarrow$ hadrony obserwujemy

podstawowy proces
 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow 2$ dżety

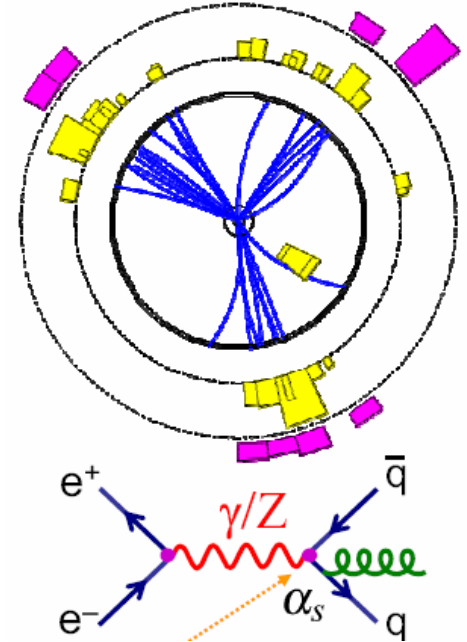
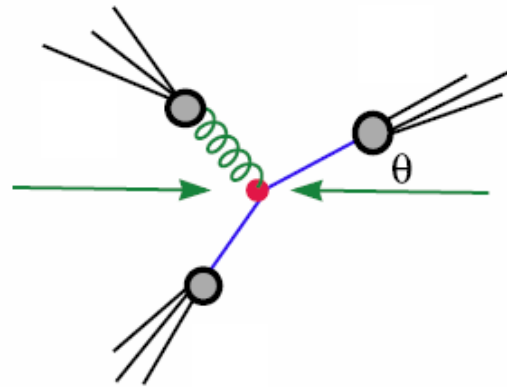
zdarzenia wielodżetowe

emisja "twardego"
gluonu przez kwark
 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g \rightarrow 3$ dżety

OPAL at LEP (1989-2000)



Częstość przypadków trójdżetowych jest określona przez α_s
(\rightarrow pomiar α_s)

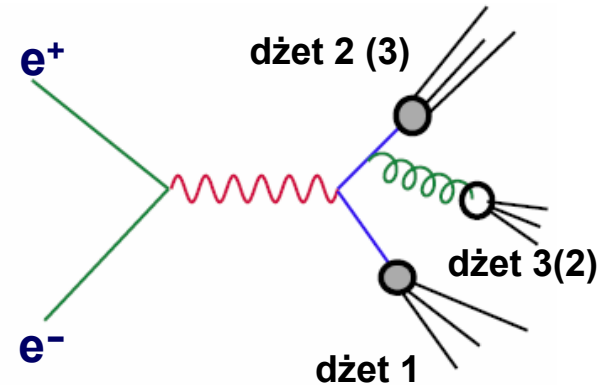


Częstość przypadków trójdżetowych jest zgodna z przewidywaniami QCD

Analiza rozkładów kątowych produkowanych dżetów – czuła na spiny partonów

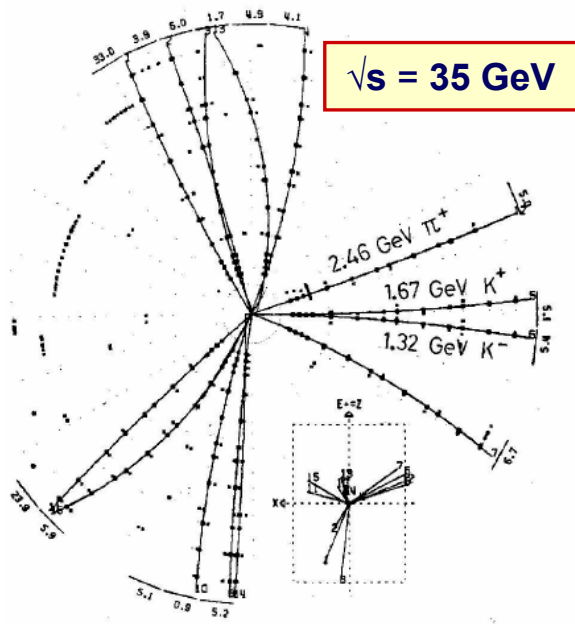
Odkrycie gluonów w DESY

1979 – eksperymenty przy akceleratorze PETRA w DESY potwierdziły przewidywania QCD

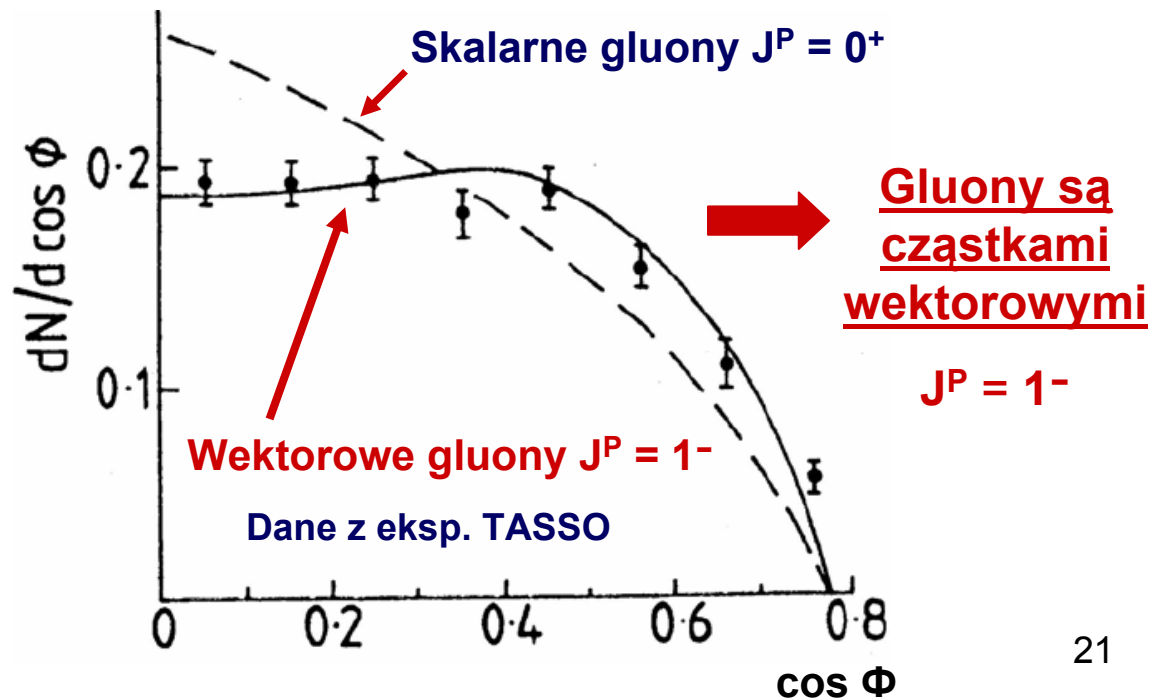


- uporządkowanie dżetów względem energii $E_1 > E_2 > E_3$
- transformacja do układu środka masy (CM) dżetów 2 i 3 ($p_2^* + p_3^* = 0$, p_i^* – pęd dżetu)
- układ CM - obliczenie kąta Φ dżetu 1 względem linii dżetów 2 i 3 (zakładamy, że dżet 1 o max. energii odp. (anty)kwarkowi, który nie wyemitował gluonu; linia dżetów 2-3 jest w przybliżeniu linią lotu gluonu)

Eksperyment JADE



$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g \rightarrow 3 \text{ dżety}$



Stałą sprzężenia oddziaływań silnych, α_s , mierzymy w wielu pomiarach fizyki cząstek elementarnych

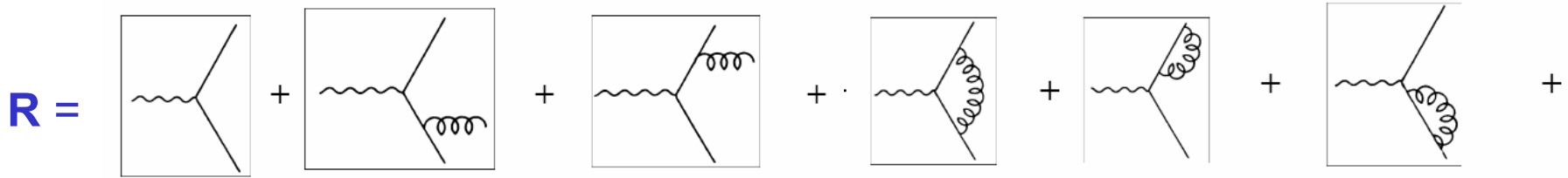
- produkcja dżetów w anihilacji e^+e^- , pomiar R
- precyzyjny pomiar szerokości rozpadu Z^0 na hadrony, $Z^0 \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{hadrony}$, $\Gamma(Z^0 \rightarrow \text{hadrony})$ - uwzględnienie poprawek QCD
- głęboko nieelastyczne rozpraszanie lepton – nukleon
piękne wyniki ze zderzacza e-p HERA : łamanie skalowania, produkcja dżetów ...
- szerokości mezonów wektorowych z rodziny J/ψ i upsilon,
stanów związanych ciężkich kwarków $c\bar{c}$ i $b\bar{b}$ (ciężkie kwarkonia)
- pomiary w zderzeniach hadron – hadron
inkluzywna produkcja fotonów (prompt photons) $pp, p\bar{p} \rightarrow \gamma + X$
produkcja dżetów – $\sigma(p\bar{p} \rightarrow \text{dżety})$
- hadronowe rozpady ciężkiego leptonu τ ; $\Gamma(\tau \rightarrow \nu_\tau + \text{hadrony})$

Pomiary α_s :

Pomiar R w anihilacji e^+e^-

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrony})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = 3 \sum_i Q_i^2 (1 + \alpha_s(Q^2) / \pi + \dots)$$

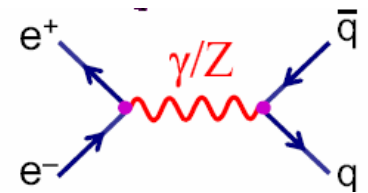
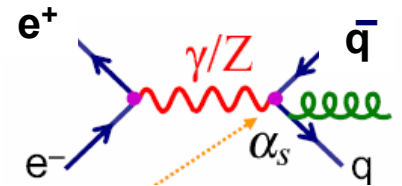
poprawki QCD uwzględniające
(wirtualne) emisje gluonów



Produkcja dżetów w anihilacji e^+e^-

Pomiar stosunku zdarzeń wielodżetowych np.

$$R_{32} = \sigma(3 \text{ dżety}) / \sigma(2 \text{ dżety}) = \sigma(q\bar{q}g) / \sigma(q\bar{q}) \sim \alpha_s$$

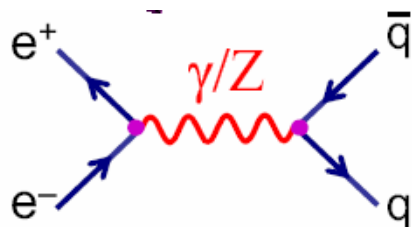


Pomiar R_{32} jest miarą prawdopodobieństwa emisji gluonu,
proporcjonalną do α_s

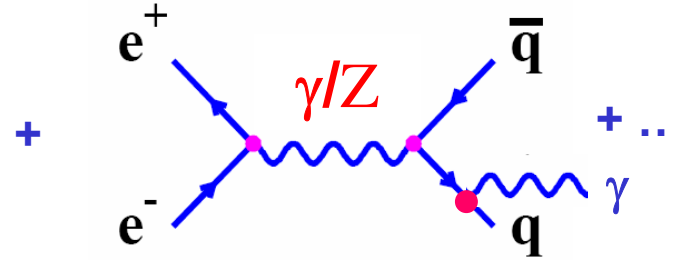
Pomiary α_s :

Szerokość rozpadu Z^0 na hadrony $\Gamma(Z^0 \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{hadrony})$

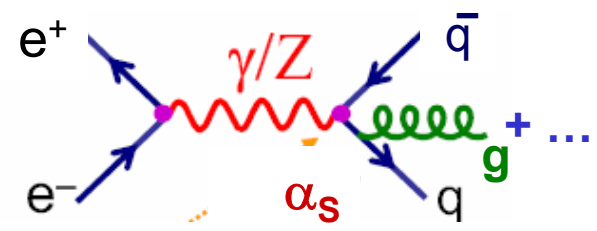
para kwark – antykwark : $u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}, c\bar{c}, b\bar{b}$



interferencja γ/Z^0



poprawki QED
(emisje fotonów)



poprawki QCD
(emisje gluonów)

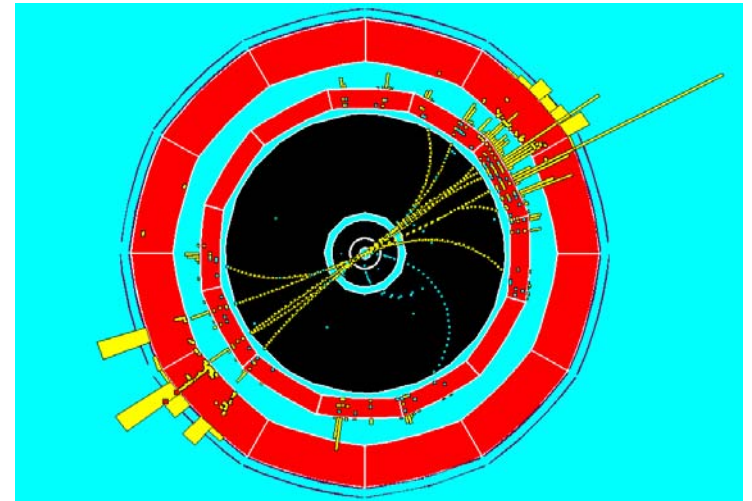
$$\Gamma(Z^0 \rightarrow q\bar{q}) \propto \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}} (c_A^2 + c_V^2) + \Delta_{EW/QCD}$$

G_F – stała Fermiego

Sprzężenia aksjalne i wektorowe

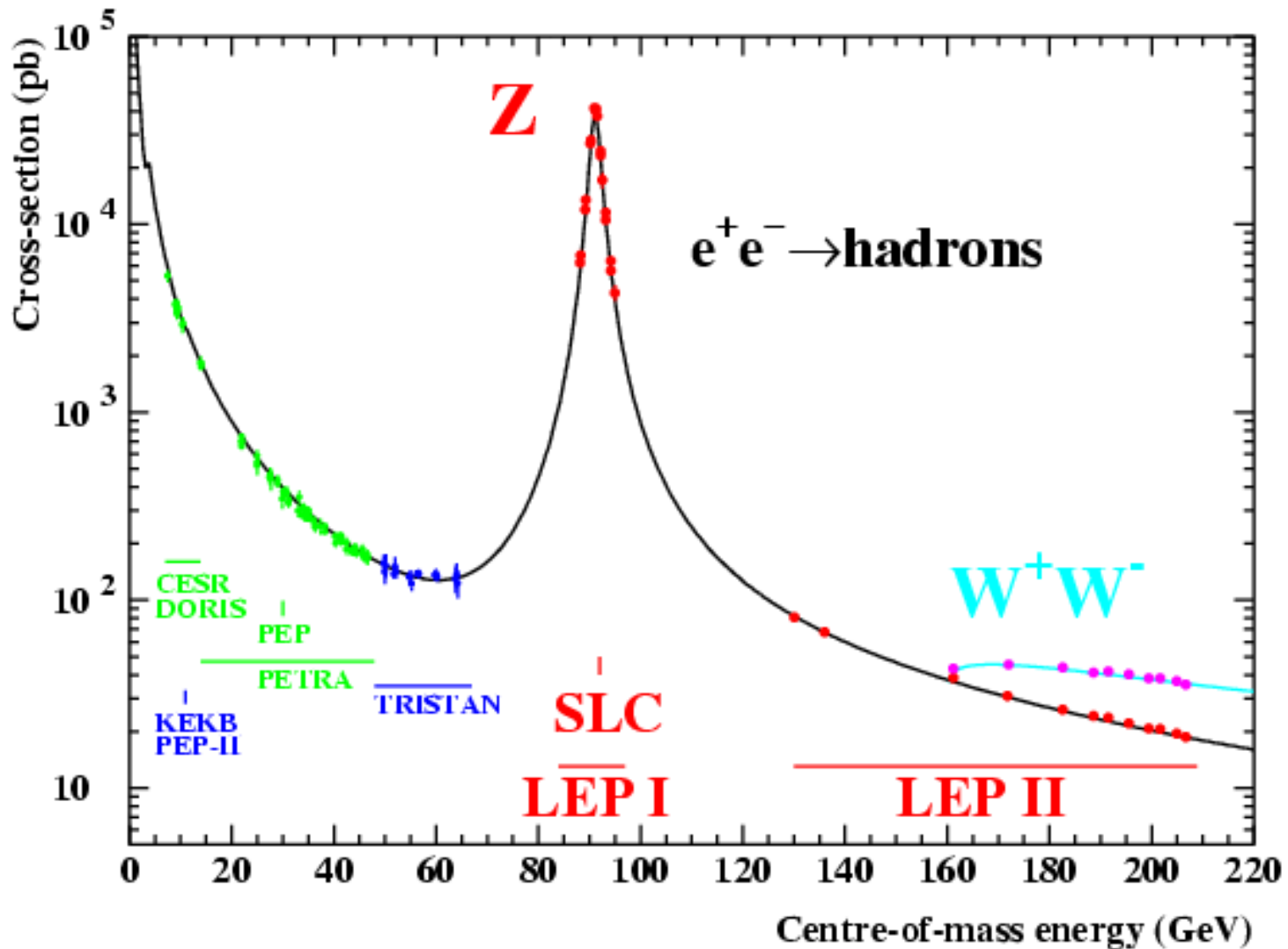
Poprawka QCD $\Delta_{QCD} = 3(1 + \alpha_s / \pi + \dots)$

Eksp. ALEPH na zderzaczach e^+e^- LEP



Rozpad bozonu $Z^0 \rightarrow$ hadrony
(dwa dżety kwarkowe)

Przekrój czynny na formację bozonu pośredniczącego Z^0 w funkcji energii w układzie środka masy w anihilacji e^+e^-



Pomiary α_s : Głęboko nieelastyczne rozpraszanie lepton – nukleon

(ang. Deep Inelastic Scattering, DIS)

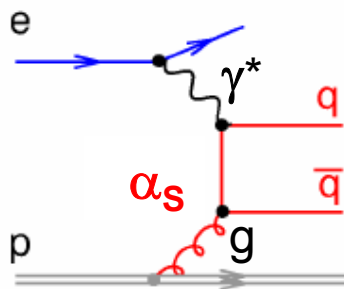
łamanie skalowania, produkcja dżetów ...

Łamanie skalowania w DIS, określające odchylenie funkcji struktury protonu od prostego modelu kwarkowo – partonowego ze swobodnymi partonami (kwarkami)

→ pierwsze pomiary α_s

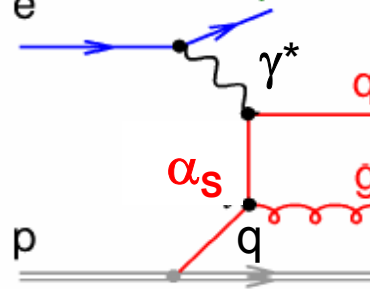
fuzja bozonowo-gluonowa

Boson Gluon Fusion



Rozpraszanie QCD Comptona

QCD Compton



Procesy w rzędzie $O(\alpha_s)$, fuzja bozonowa-gluonowa i rozpraszanie QCD Comptona, przyczyniają się do łamania skalowania funkcji struktury protonu i produkcji 2 twardech dżetów w hadronowym stanie końcowym

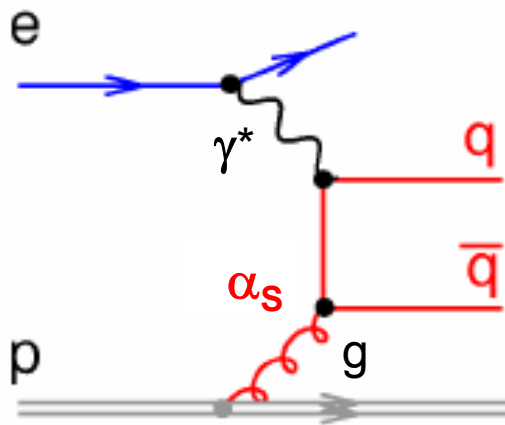


Zależność od α_s

(i gęstości kwarków i gluonów protonie)

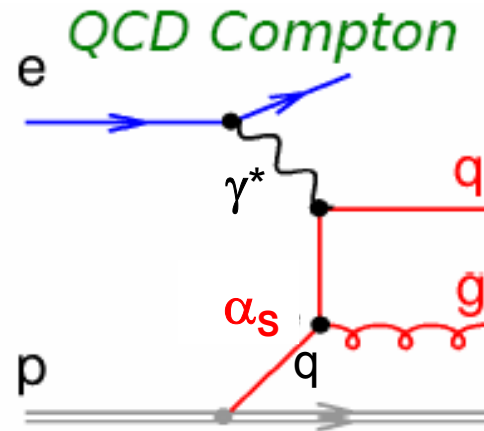
Pomiary α_s :

fuzja bozonowo-gluonowa



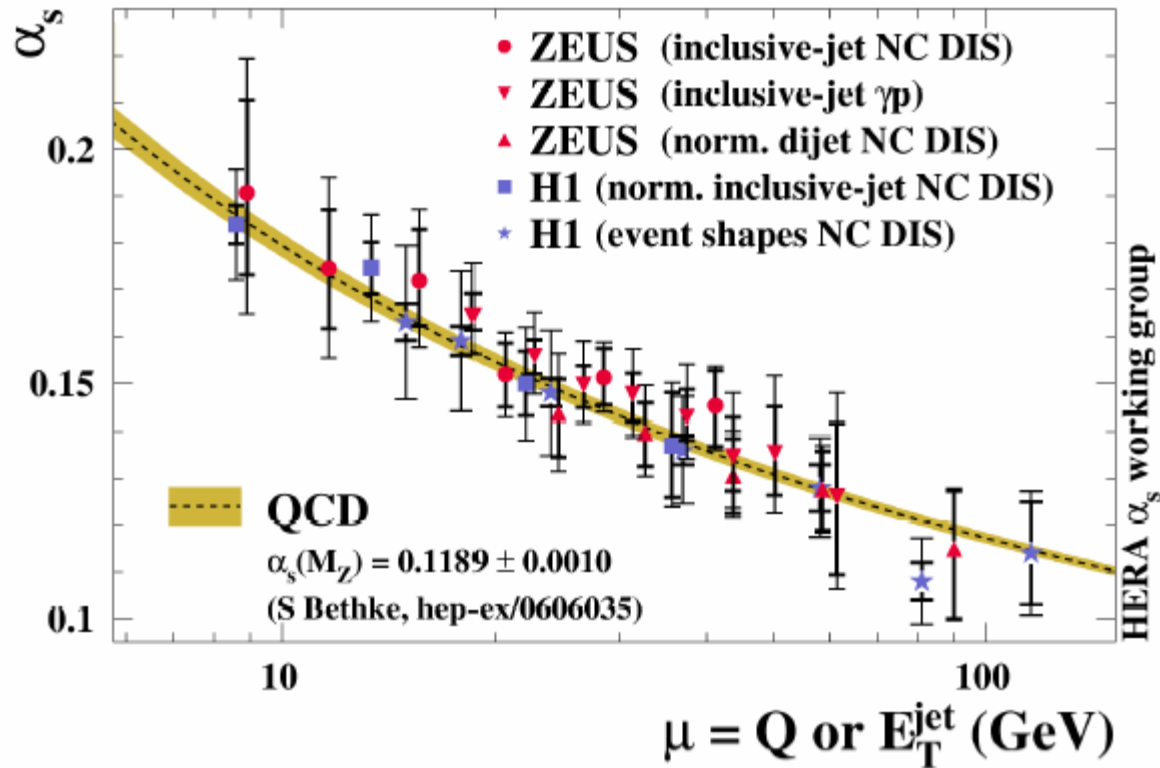
Gluon g z protonu rozszczepia się na parę kwarków ($q\bar{q}$) o dużych pędach poprzecznych, po czym jeden z kwarków absorbuje wirtualny foton γ^* .

rozpraszanie QCD Comptona



Emisja gluonu g przez kwark q (z protonu) w stanie początkowym poprzedza absorpcję przez ten kwark wirtualnego fotonu γ^* .

Pomiary α_s w procesach DIS z produkcją dżetów na zderzaczu e-p HERA



- zależność α_s od skali energii μ
(μ = przekaz czteropędu Q lub energia poprzeczna dżetu E_T
→ **biegnąca stała sprzężenia**
(zmierzona w jednym eksperymencie; H1 lub ZEUS)
- zależność α_s od skali energii zgodna z przewidywaniami QCD



Pomiary α_s w procesach DIS na zderzaczu e-p HERA

Wartość α_s
ekstrapolowana do skali odp. mase
bozonu pośredniczącego Z^0

Uśredniona światowa wartość $\alpha_s(M_Z)$
(current world average 2009)

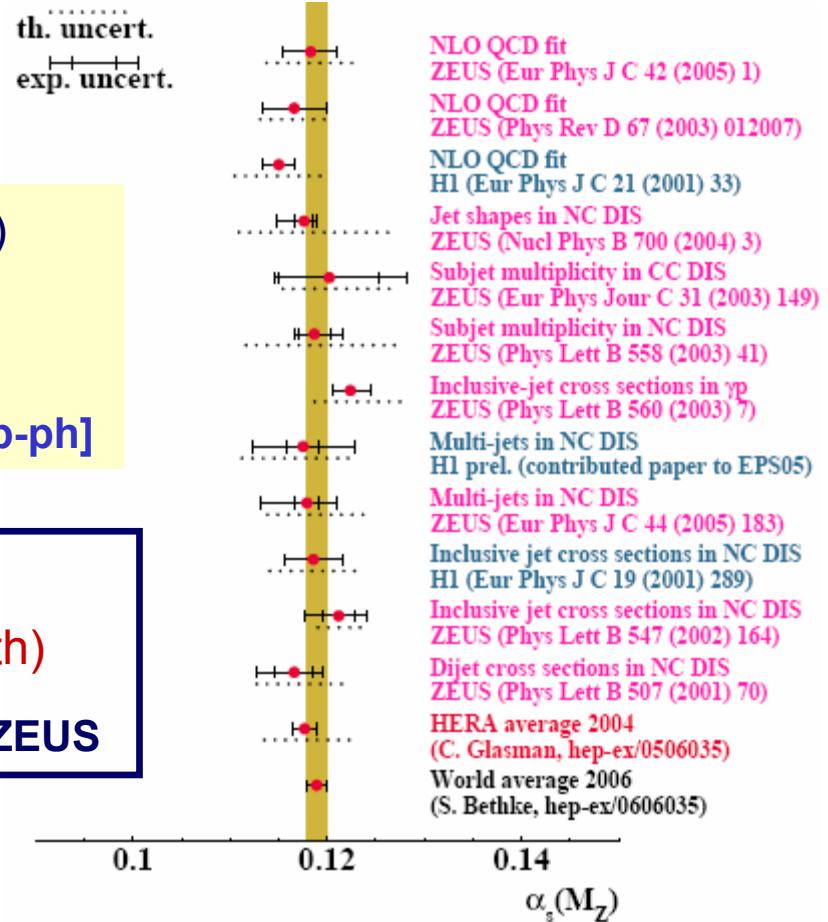
$$0.1184 \pm 0.007$$

S. Bethke, arXiv:0908.1135[hep-ph]

HERA (2007)

$$\alpha_s(M_Z) = 0.1198 \pm 0.0019 \text{ (exp)} \pm 0.0026 \text{ (th)}$$

Uśredniona wartość α_s z pomiarów eksp. H1 i ZEUS



Pomiary α_s ze zderzacza HERA z obserwabli związanych z dżetami
są tak samo precyzyjne jak z bardziej inkluzywnych pomiarów
(pomiar α_s z łamania skalownia funkcji struktury protonu – punkty "NLO QCD fit")
i zgodne ze średnią światową

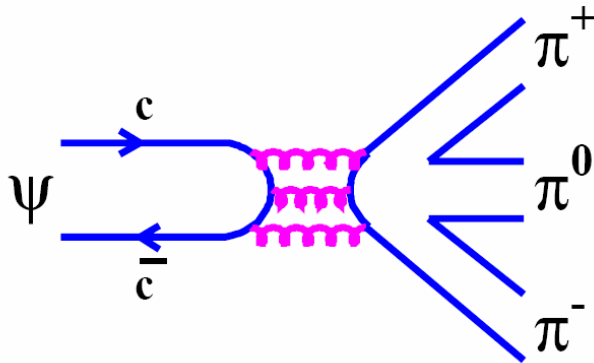
Materiał na stronach 31 – 33 nie jest wymagany do egzaminu

Pomiary α_s :

z szerokości mezonów wektorowych ψ , ψ' (stany związane $c\bar{c}$) i Y , Y' ($b\bar{b}$)

$$\Gamma(\Psi \rightarrow 3g \rightarrow \text{hadrony}) \sim 1/M_{cc} \cdot \alpha_s^6 \cdot | \chi(0) |^2$$

$\chi(0)$ - funkcja falowa układu $q\bar{q}$ dla $r = 0$



$$\psi(3100) \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$$

Mezony ψ i ψ' są poniżej progu na rozpady na cząstki z jawnym powabem

$$\psi, \psi' \not\rightarrow \bar{D}D$$

Rozpad na hadrony jest tłumiony przez regułę Okubo-Zweiga-Izuki

Sprzężenie ψ do przynajmniej 3 gluonów

$$\Gamma_h \sim \alpha_s^6$$

rozpad tłumiony

$$\Gamma_h \sim 60 \text{ keV}$$



$$\alpha_s (m_{J/\psi}) \approx 0.2$$

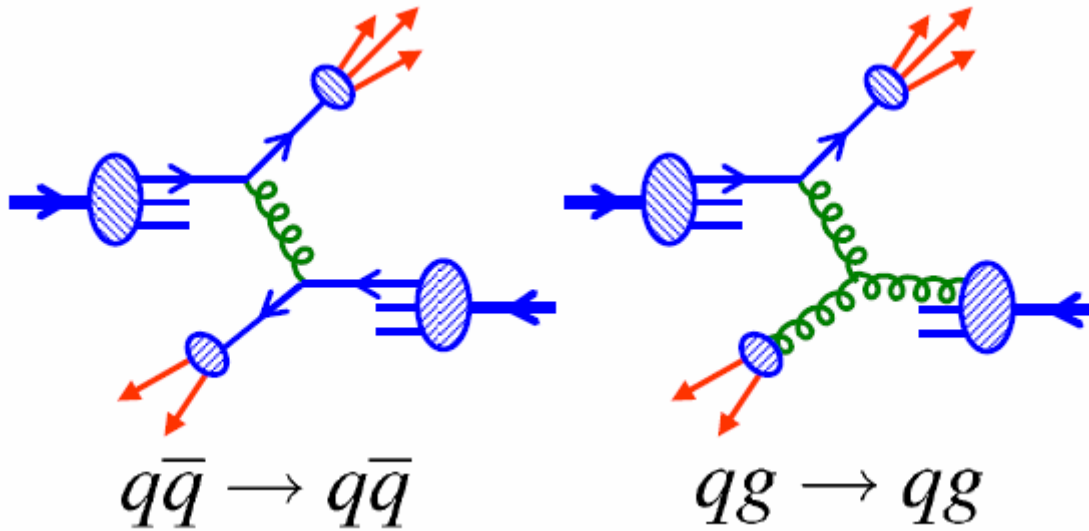
Podobnie można wyznaczyć α_s z pomiarów szerokości $Y(9460)$, którego masa jest poniżej progu na rozpady $B\bar{B}$

$$\alpha_s (m_Y) \approx 0.17$$

Pomiary α_s :

Produkcja dżetów w zderzeniach $p\bar{p}$

diagramy odp. produkcji 2 dżetów w zderzeniach proton-antyproton

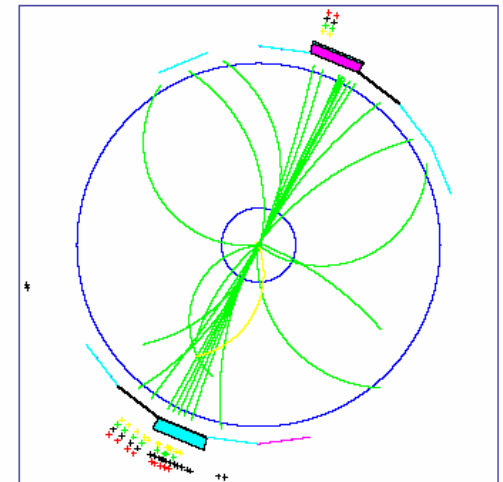


+ ...

Zderzacz $p\bar{p}$ Tevatron
w Fermi National Laboratory
 $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$

Przekrój czynny na produkcję dżetów

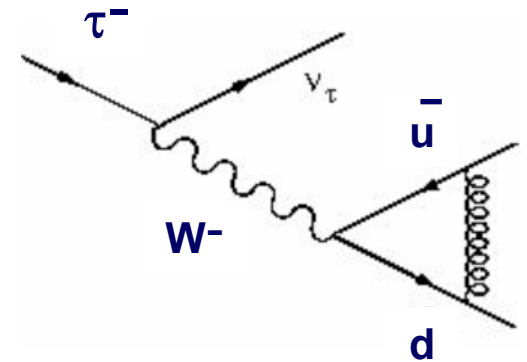
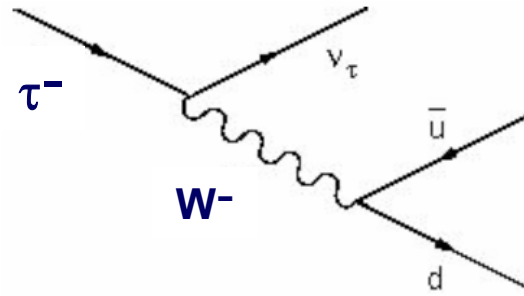
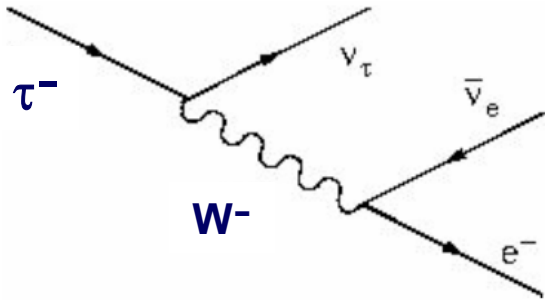
$\sigma(p\bar{p} \rightarrow \text{dżety})$ jest czuły na gęstości kwarków, antykwarków i gluonów w protonie / antyprotonie oraz **zależy od α_s**



Pomiary α_s :

hadronowe rozpady ciężkiego leptonu τ

$$M_\tau = 1776.84 \pm 0.17 \text{ MeV}$$



leptonowy rozpad τ na e lub μ
i odp. (anty)neutrino

hadronowe rozpady τ

δ_{EW} - poprawka
elektrosłaba

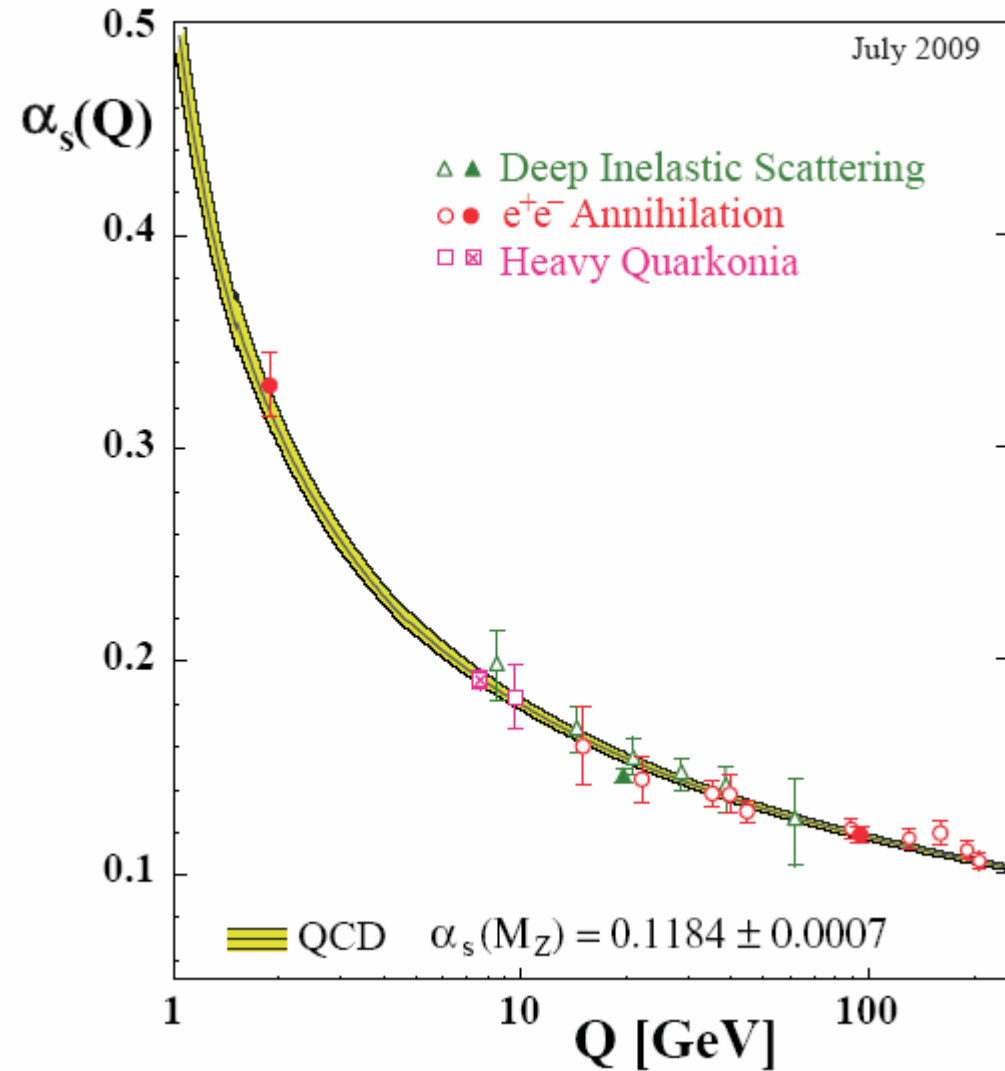
$$R_\tau = \frac{\Gamma(\tau \rightarrow \nu_\tau \text{ hadrony})}{\Gamma(\tau \rightarrow \nu_\tau e \bar{\nu}_e)}$$

$$R_\tau = 3.058 \left[1 + \delta_{EW} + \frac{\alpha_s(m_\tau)}{\pi} + 5.2 \left(\frac{\alpha_s(m_\tau)}{\pi} \right)^2 + 26.4 \left(\frac{\alpha_s(m_\tau)}{\pi} \right)^3 + \dots \right]$$

➔ $\alpha_s(m_\tau) = 0.34 \pm 0.03 \rightarrow \alpha_s(M_Z) = 0.120 \pm 0.003$

eksp. ALEPH
na zderzaczach e^+e^- LEP

$\Gamma(\tau \rightarrow e \nu \bar{\nu})$ – bezpośredni pomiar lub oszacowanie z τ_τ , m_μ i τ_μ ,
przy założeniu uniwersalności leptonów



Zależność α_s od skali energii, otrzymana z pomiarów w różnych eksperymentach, jest zgodna z przewidywaniami QCD

STAŁA BIEGĄCA



Piotr Nowakowski

Biegająca stała sprzężenia α_s

Wartość α_s ekstrapolowana do skali M_Z - zgodność wyników otrzymanych z bardzo różnorodnych pomiarów

