

16 Ciężkie kwarki

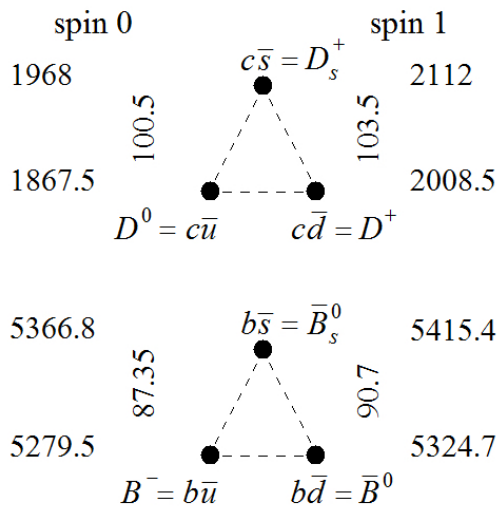
Oprócz kwarków lekkich podlegających (przybliżonej) symetrii SU(3) mamy jeszcze kwarki ciężkie: charm (powabny) o masie rzędu 1.28 GeV i ładunku 2/3, bottom (czasami też określane jako beauty) o masie 4.66 GeV i ładunku $-1/3$, oraz kwark top o masie 173 GeV. Kwark t jest silnie niestabilny, bardzo szybko się rozpada i nie tworzy stanów związanych. Z kolei kwarki c i b mogą tworzyć tzw. kwarkonia, czyli cząstki typu $c\bar{c}$ i $b\bar{b}$ oraz cząstki typu $q\bar{Q}$ (lub $\bar{q}Q$, gdzie $Q = c, b$ natomiast $q = u, d, s$). Cząstki te odkryto w anihilacji e^+e^- na foton, który rozpadał się następnie na parę $Q\bar{Q}$ w stanie o spinie 1: $J/\psi(3096) = c\bar{c}$ oraz $\Upsilon(9460) = b\bar{b}$ (wymowa: *upsilon*).¹ Nie są to jednak najlżejsze cząstki tego typu. Najlżejsze to cząstki o spinie 0 $\eta_c(2983)$ oraz $\eta_b(9399)$. Cząstki złożone z ciężkiej pary kwark-antykwarck nazywamy kwarkoniami. Spektrum kwarkoniów można próbować obliczyć korzystając z równania Schrödingera, przy czym istnieją różne modele potencjału oddziaływania między kwarkami.

Odkrycie kwarku c było w zasadzie oczekiwane. Wskazówki co do jego istnienia pochodziły z procesów związanych z oddziaływaniami słabymi, którymi zajmujemy się w dalszym ciągu wykładu. Pierwszej obserwacji cząstki J/ψ dokonały niezależnie dwie grupy fizyków amerykańskich: grupa pod kierownictwem Burtona Richtera prowadząca eksperyment w laboratorium SLAC (ang. *Stanford Linear Accelerator Center*) w Kalifornii oraz grupa pod kierownictwem Samuela Tinga w BNL (ang. *Brookhaven National Laboratory*) na Long Island pod Nowym Jorkiem (stąd dwie różne nazwy tej cząstki, które używane są do dzisiaj). Richter i Ting zostali laureatami nagrody Nobla w roku 1976. Z kolei odkrycie kwarku b było zupełnym zaskoczeniem. Pierwszej obserwacji cząstki Υ dokonano w laboratorium Fermilab (ang. *Fermi National Laboratory*) pod Chicago w zderzeniach protonów z antyprotonami. Grupą eksperymentalną prowadzącą te badania kierował Leon Lederman, laureat nagrody Nobla z roku 1988, ale nie za odkrycie kwarku b , ale za odkrycie neutrino mionowego. Kwark b był pierwszą cząstką z trzeciej rodziny (generacji) cząstek elementarnych. Jego towarzysz kwark t (od ang. *top*) został odkryty w roku 1995 także w Fermilabie. Trzecią rodzinę domykają lepton τ (odkryty w roku 1975 przez grupę Martina Perla w SLAC) i stowarzyszone z nim neutrino (zaobserwowane w roku 2000 w Fermilabie).

16.1 Mezony

Mezony z jednym kwarkiem c i jednym antykwarkiem q (lub odwrotnie) nazywają się mezonami D , a mezony z (anty)kwarkiem b oznaczamy jako B . Dołączając do ciężkiego kwarku lekki antykwark, który należy do antytrypletu grupy SU(3), możemy spiny kwarku lekkiego i ciężkiego złożyć na spin 0 lub 1 (te ostatnie oznacza się gwiazdką: D^* lub B^*). Spektrum najlżejszych mezonów zawierających ciężkie kwarki pokazane jest na Rysunku 16.1. Zauważyć można następujące cechy: różnice mas między mezonami zawierającymi kwark dziwny a mezonami zawierającymi kwarki u i d (lub antykwarki, nie rozróżniamy tu tych przypadków ze względu na równość mas cząstek i antycząstek) nie zależy od spinu

¹Liczby w nawiasach oznaczają masy w MeV



Rysunek 16.1: Najlżejsze mezony z jednym ciężkim kwarkiem. Masy podane są w MeV. Dla dubletów izospinowych przyjęto masy średnie. Na rysunku podano także wartości różnic mas między cząstkami zawierającymi kwark dziwny i cząstkami zawierającymi kwark u lub d .

mezonu, ale trochę się zmienia w zależności od otoczenia lekkich kwarków, w przypadku mezonów B jest około 10 % mniejsza niż w przypadku mezonów D . Z kolei rozszczepienia spinowe wynoszą (dla uproszczenia nazwy cząstek oznaczają ich masy w MeV):

$$\begin{aligned}
 D^* - D &= 141, \\
 D_s^* - D_s &= 144, \\
 B^* - B &= 48,6 \\
 B_s^* - B_s &= 45,2.
 \end{aligned}
 \tag{16.1}$$

Widzimy, że różnica w rozszczepieniach spinowych jest około 3 razy mniejsza odla mezonów B niż dla mezonów D . Aby zrozumieć tę różnicę przypomnijmy sobie, jak wyglądało oddziaływanie spinu elektronu w przypadku elektrodynamiki, np. w dla atomu wodoru. Oddziaływanie dwóch spinów opisywane jest hamiltonianem $\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2$, a współczynnik proporcjonalności dany jest przez wielkość zwaną magnetonem Bohra, który w przypadku elektronu proporcjonalny jest do $1/m_e$. Oznacza to, że stosunek rozszczepień magnetycznych powinien być w przybliżeniu równy

$$\frac{D^* - D}{B^* - B} = \frac{D_s^* - D_s}{B_s^* - B_s} = \frac{m_b}{m_c}.
 \tag{16.2}$$

Patrząc na podane w tablicach cząstek masy kwarków b i c ($m_b \simeq 4,18$ GeV, $m_c \simeq 1,27$ GeV) widzimy dość dobrą zgodność tych rozszczepień z hipotezą oddziaływań spin-spin ze współczynnikiem odwrotnie proporcjonalnym do masy kwarku ciężkiego.

Znany jest jeden mezon $B_c^+ = c\bar{b}$ o masie 6275 MeV.

16.2 Bariony

Dużo bardziej interesująca jest sytuacja dla barionów. Znamy obecnie wiele barionów typu Qqq , a ostatnio eksperyment LHCb w CERNie odkrył cząstkę Ξ_{cc}^{++} (3621). Wcześniej eksperyment SELEX z Fermilabu ogłosił odkrycie cząstki Ξ_{cc}^+ (3519). Tak duża różnica mas między tymi cząstkami, które różnią się tylko zamianą kwarku d na u , nie jest możliwa do wytłumaczenia teoretycznego. Dziś powszechnie uważa się, że eksperyment SELEX był błędny.

Ponieważ dwa lekkie kwarki mogą utworzyć albo $\bar{\mathbf{3}}$ o spinie 0, albo $\mathbf{6}$ o spinie 1, dodanie kwarku Q powoduje, że powinniśmy mieć jeden antytryplet o spinie 1/2 i dwa prawie zdegenerowane sextety o spinie 1/2 i 3/2. Rzeczywiście takie struktury obserwujemy.

Bariony charmowe o spinie 1/2 należące do antytrypletu mają następujące masy (MeV) w przypadku kwarku c :

$$\Lambda_c^+(cud) : 2287$$

$$\Xi_c^0(cds) : 2471 \quad \Xi_c^+(cus) : 2468 \quad (16.3)$$

oraz kwarku b :

$$\Lambda_b^0(bud) : 5619$$

$$\Xi_b^-(bds) : 5794 \quad \Xi_b^0(bus) : 5792 \quad (16.4)$$

Zauważmy, że różnica mas między cząstkami Λ a cząstkami Ξ (dla tych ostatnich przyjmijmy średnią arytmetyczną) wynosi (w MeV)

$$\begin{aligned} \Xi_c - \Lambda_c &= 182,5 \\ \Xi_b - \Lambda_b &= 174 \end{aligned}$$

a więc rozszczepienia te są w dobrym przybliżeniu (w każdym razie znacznie lepszym niż dla mezonów) równe.

Sextet charmowy o spinie 1/2 ma następujące masy

$$\Sigma_c^0(cdd) : 2454 \quad \Sigma_c^+(cud) : 2453, \quad \Sigma_c^{++}(cuu) : 2454$$

$$\Xi_c^{\prime 0}(csd) : 2578 \quad \Xi_c^{\prime +}(csu) : 2576$$

$$\Omega_c^0(css) : 2695$$

i o spinie 3/2

$$\Sigma_c^{*0} : 2518.5 \quad \Sigma_c^{*+} : 2517.5, \quad \Sigma_c^{*++} : 2518$$

$$\Xi_c^{*0} : 2646 \quad \Xi_c^+ : 2646$$

$$\Omega_c^{*0} : 2766$$

W sektorze kwarków b sytuacja jest mniej jasna. Dla spinu 1/2 mamy

$$\Sigma_b^-(bdd) : 5815 \quad \Sigma_b^0(bud) : "5813", \quad \Sigma_b^+(buu) : 5811$$

$$\Xi_b'^-(bsd) : 5935 \quad \Xi_b'^0(bsu) : "5935"$$

$$\Omega_b^-(bss) : 6048$$

gdzie liczby w cudzysłowie oznaczają, że masy te nie zostały zmierzone, ale przyjęte jako równe zmierzonym partnerom izospinowym (lub ich średnim masom). W sektorze o spinie 3/2 sytuacja jest jeszcze mniej jasna:

$$\Sigma_b^{*-} : 5835 \quad \Sigma_b^{*0} : "5833", \quad \Sigma_b^{*+} : 5832$$

$$\Xi_b^{*-} : 5955 \quad \Xi_b^{*0} : "5955"$$

$$\Omega_b^{*-} : "6068"$$

Założyliśmy $\Xi_b^{*0} = \Xi_b^{*-}$. Wtedy rozszczepienie $\Xi - \Sigma$ dla obu multipletów spinowych wynosi 122 MeV. W multiplicie $s = 1/2$ rozszczepienie $\Omega - \Xi$ wynosi 116 MeV. Zakładając to samo rozszczepienie dla $s = 3/2$ wyliczyliśmy masę Ω_b^{*-} , która nie jest znana.

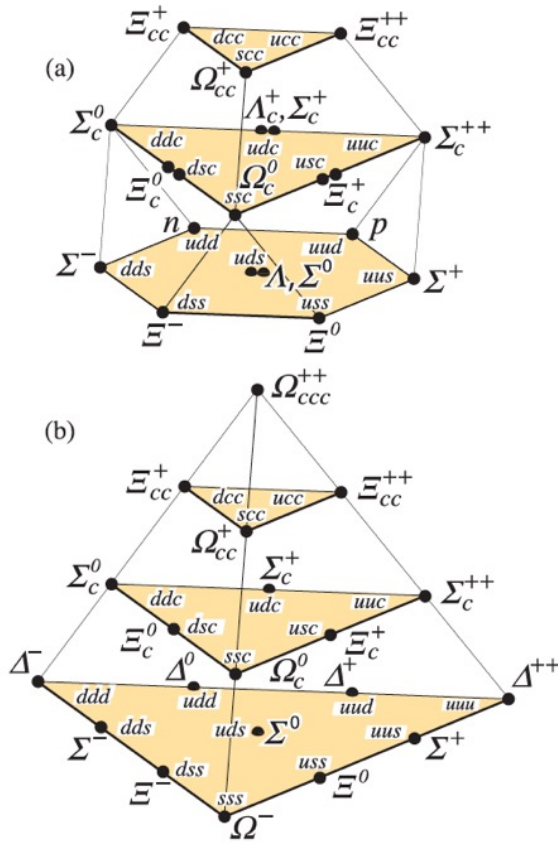
Patrząc na rozszczepienia między poszczególnymi „szczepkami” sextetów znajdujemy

$$\Omega - \Xi \simeq \Xi - \Sigma \simeq 120 \text{ MeV} \quad (16.5)$$

niezależnie od spinu i tego, czy patrzymy na bariony z kwarkiem b czy c . Równość rozszczepień w danym multiplicie jest konsekwencją twierdzenia Eckarta-Wignera dla reprezentacji $\mathbf{6}$, natomiast fakt że są one różne w $\mathbf{6}$ i $\bar{\mathbf{3}}$, a także w dekuplocie dla lekkich barionów, nie powinien dziwić, gdyż nieredukowalne elementy macierzowe mogą (i na

ogół są) różne dla różnych reprezentacji. Rozszczepienia spinowe skalują się podobnie jak w przypadku mezonów jako stosunki odwrotności mas ciężkich kwarków. Te obserwacje leżą u podstawy symetrii ciężkokwarkowej (ang. *heavy quark symmetry*), która mówi, że w granicy $m_Q \rightarrow \infty$ stany o różnych spinach powinny mieć równe masy, a lekkie kwarki w takich cząstkach nie powinny odczuwać czy są związane z kwarkiem b czy c .

Oczywiście masa kwarku c jest tak duża, że trudno mówić o symetrii SU(4) dla spektrów cząstek z kwarkiem powabnym. Niemniej jednak warto przyjrzeć się, jak wygląda klasyfikacja barionów z punktu widzenia grupy SU(4). W grupie SU(4) mamy trzy jednocześnie diagonalizowalne generatory oraz podgrupę SU(3), tak jak w przypadku grupy SU(3) mieliśmy podgrupę izospinową SU(2). Zatem diagramy wagowe dla grupy SU(4) będą przypominać trójwymiarowe piramidy z nową liczbą kwantową C odpowiadającą liczbie kwarków c (podobnie jak hiperładunek Y odpowiada liczbie kwarków dziwnych). Poszczególne szczyble w tych piramidach to dyskutowane wyżej reprezentacje SU(3), tak jak jest to pokazane na Rysunku 16.2.



Rysunek 16.2: Dwie dwudziestowymiarowe reprezentacje grupy SU(4). Diagram (a) pokazuje multiplet, który zawiera oktett SU(3), a diagram (b) multiplet, który zawiera dekuplet SU(3). Źródło: Particle Data Group 2020.