

Delta i fizyka cząstek elementarnych (II): Nie każdy wie, jak działa Model Standardowy

Piotr CHANKOWSKI*

Pisząc Δ_{XY}^n , odwołujemy się do numeru n Deltę z roku 19XY lub 20XY. Pełna lista przewidywanych artykułów jest na stronie www.deltami.edu.pl.

Z izotropowością przestrzeni wiąże się symetria względem obrotów. Oznacza to np., że jeżeli identycznym piłkom nadamy takie same prędkości, ale skierowane w różnych kierunkach, to ruch jednej piłki można przekształcić na ruch drugiej, dokonując odpowiedniego obrotu. Wszystkie możliwe takie obroty tworzą grupę SO(3); jest ona generowana przez trzy podstawowe obroty wokół trzech dowolnie wybranych, wzajemnie prostopadłych osi. W związku z tym mówimy, że grupa obrotów ma trzy generatory. Pod działaniem obrotu wektor położenia piłki $\mathbf{r} = (x_1, x_2, x_3)$ przechodzi w wektor \mathbf{r}' , którego składowe (x'_1, x'_2, x'_3) wyrażają się przez (x_1, x_2, x_3) i parametry θ^a (których jest trzy – tyle, ile generatorów grupy) określające obrót: $x'_i = \sum_{j=1}^3 R_{ij}(\theta)x_j$. Mówi się, że pod wpływem obrotu składowe wektora położenia mieszają się. Wyrazem izotropowości przestrzeni jest to, że $\mathbf{r}(t)$ i $\mathbf{r}'(t)$ spełniają to samo równanie II zasady dynamiki Newtona, które tym samym jest niezmiennicze względem przekształceń $\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r}'$.

Pole grawitacyjne Ziemi łamie jawnie symetrię SO(3); w przybliżeniu, w którym można je uważać za jednorodne (reprezentowane przez wektor \mathbf{g}), symetriami pozostają obroty wokół osi pionowej; grupa obrotów w trzech wymiarach jest jawnie naruszona do grupy SO(2) obrotów wokół osi równoległych do pola grawitacyjnego. Jeśli jednak rozpatrujemy rzuty piłki z dużą prędkością i trwające krótki czas Δt , (takie, że $|\mathbf{g}| \ll |\mathbf{v}|/\Delta t$), to można uznać, że symetria obrotowa jest prawie dokładna – wpływ pola \mathbf{g} na ruch piłki jest mały.

Najprostszą teorią z cechowaniem jest elektrodynamika kwantowa. Grupą jej lokalnych symetrii jest U(1)_{EM}. Równania elektrodynamiki są niezmiennicze względem mnożenia pól fermionów przez czynnik $e^{-iQ\theta}$, gdzie Q jest ładunkiem cząstki będącej kwantem tego pola, a θ może zależeć od punktu czasoprzestrzeni, jeśli odpowiedniemu przekształceniu ulega także pole fotonu. Ponieważ fotony nie oddziałują między sobą, siła oddziaływania przenoszona przez nie słabnie wraz z oddalaniem się od siebie wymieniających fotony fermionów (Δ_{91}^7).

Każdemu kwarkowi przypisuje się liczbę barionową $1/3$, a każdemu antykwarkowi $-1/3$. Proton, neutron, cząstka Λ^0 itd., mają liczbę barionową $+1$, a antyproton -1 . Mezony mają liczbę barionową równą zeru. Dotąd nie zaobserwowano w laboratorium reakcji, w której sumaryczna liczba barionowa cząstek końcowych byłaby inna niż cząstek początkowych.

W poprzednim odcinku omówiliśmy najważniejsze cechy Modelu Standardowego oddziaływań cząstek elementarnych. Tutaj, zgodnie z zapowiedzią, postaram się pokazać bogactwo struktury teoretycznej ukrytej za prostym fenomenologicznym opisem cząstek i ich oddziaływań.

Podstawowymi obiektami, którymi operuje kwantowa teoria oddziaływań cząstek są pola. Kluczową rolę w sformułowaniu Modelu Standardowego odgrywają jednak przede wszystkim symetrie (Δ_{93}^7). Są one różnego rodzaju. Na przykład równania tej teorii nie ulegają zmianie, jeśli trzy pola każdego z kwarków odpowiadające trzem kolorom potraktujemy jak (zespolone) składowe wektora i dokonamy jego „obrotu” w pewnej abstrakcyjnej przestrzeni koloru. Tworzona przez wszystkie takie obroty grupa SU(3)_c symetrii „kolorowej” (to właśnie oznacza indeks c – chodzi o niepomieszenie różnych, choć w sensie matematycznym izomorficznych grup, które pełnią jednak zupełnie inne role) jest generowana przez 8 podstawowych „ruchów”, czyli ma ona 8 generatorów. W teorii pola istnieje jeszcze dodatkowa możliwość polegająca na tym, że wszystkie pola kwarkowe jednocześnie obracamy w przestrzeni koloru o „kąt”, który nie jest stały, lecz zmienia się od punktu do punktu czasoprzestrzeni. Okazuje się, że równania mogą nadal być niezmiennicze względem takich lokalnych obrotów, jeśli oprócz obracanych pól istnieją jeszcze inne pola, po jednym na każdy generator grupy, które obracają się jednocześnie z tymi w odpowiedni sposób. W przypadku grupy koloru tymi dodatkowymi polami są właśnie pola gluonów. Teoria, której równania wykazują symetrię względem takich lokalnych obrotów pól, nazywa się fachowo teorią z cechowaniem. Będąca częścią Modelu Standardowego teoria oddziaływań kwarków i gluonów, zwana chromodynamiką kwantową (QCD), która w zasadzie opisuje wszystkie zjawiska związane z oddziaływaniami silnymi (a więc i właściwości olbrzymiej liczby rezonansów barionowych i mezonowych oraz ich oddziaływania), jest zatem teorią z grupą cechowania SU(3)_c. Symetria cechowania jednoznacznie wyznacza strukturę elementarnych oddziaływań kwarków z gluonami i gluonów między sobą. Symetria ta realizuje się w świecie kwarków ściśle, co oznacza np. że kwarki różniące się tylko kolorem mają taką samą masę, a amplitudy rozpraszania kwarków o różnych kolorach można jedno z drugich otrzymać przez odpowiednie przekształcenie. Ponieważ symetria cechowania QCD jest ściśła, gluony muszą być cząstkami o masie równej zeru.

Ważną cechą oddziaływania gluonów jest to, że oddziaływania te stają się tym silniejsze, im dalej od siebie znajdują się kwarki wymieniające między sobą gluony. W duchu zasady nieoznaczoności Heisenberga ($\Delta_{99}^9, \Delta_{99}^{12}$) oznacza to, że kwarki oddziałują tym silniej, im mniejszy jest przekaz pędu i energii pomiędzy nimi. Skutkiem tego jest zjawisko uwięzienia kwarków (Δ_{91}^9) – nie są one nigdy obserwowane jako cząstki swobodne i zawsze tworzą układy związane, które nazywa się hadronami (cząstki oddziałujące silnie); względem grupy koloru są one tym, czym elektrycznie obojętne atomy względem grupy U(1)_{EM} elektromagnetyzmu. Układami takimi mogą być albo $q\bar{q}$, czyli mezony, albo qqq ($\bar{q}\bar{q}\bar{q}$), czyli bariony (antybariony). Ostatnio okazało się (Δ_{15}^9), choć sygnały były już wcześniej (Δ_{15}^3), że możliwe są także układy $qqq\bar{q}$. Hadrony (bariony, antybariony i mezony) są więc wszystkie układami złożonymi (w tym sensie nie są one prawdziwie elementarne).

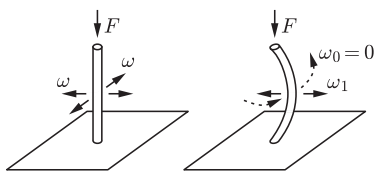
Jeśli pominąć masy kwarków i rozpatrywać QCD oddzielnie od reszty Modelu Standardowego, staje się ona teorią, której wszystkie przewidywania zależą od wartości jednego parametru bezwymiarowego, jakim jest stała sprzężenia g_s , wyznaczana doświadczalnie. Wartość tę można za pomocą teorii przetłumaczyć na pewną skalę energii (lub, zgodnie ze wzorem $E = mc^2$, masy) Λ_{QCD} , która ustanawia bezwzględny miarę energii dla oddziaływań silnych. Okazuje się, że $\Lambda_{\text{QCD}} \approx 200$ MeV.

*Wydział Fizyki,
Uniwersytet Warszawski



Kondensat pola (lub pól), które pod działaniem grupy symetrii przekształca się w jakiś nietrywialny sposób, narusza tę symetrię spontanicznie, gdyż wyróżnia w przestrzeni pól pewien kierunek. Analogia do pola grawitacyjnego \mathbf{g} naruszającego symetrię obrotów nie jest tu jednak właściwa: podczas gdy \mathbf{g} jest czynnikiem zewnętrznym, niezależnym od dynamiki ruchu, kondensat jest właśnie skutkiem dynamiki. Ponadto w przestrzeni pól istnieje całe continuum równoważnych kierunków (a więc równoważnych stanów próżni), które kondensat mógłby „wybrać”; symetria nie jest więc całkowicie zniesiona, lecz raczej „ukryta”, o czym świadczy występowanie w takim przypadku bezmasowych bozonów NG, czyli wzbudzeń pola o dowolnie małej energii.

Mechanicznym analogiem spontanicznego naruszenia symetrii jest stojący na twardym podłożu jednorodny elastyczny pręt, na który działa idealnie pionowo siła.



Jeśli pręt uderzymy prostopadle w połowie jego wysokości, jak na lewym rysunku, zacznie on drgać wokół położenia pionowego z pewną częstotliwością, która nie zależy od płaszczyzny drgań. Drganie jest tu analogiem cząstki, a częstotliwość drgań analogiem masy cząstki. Jeśli jednak pionowa siła jest bardzo duża, położeniem równowagi jest kształt pokazany na prawym rysunku. Wygięcie pręta może leżeć w dowolnej płaszczyźnie. Częstotliwości drgań wokół każdego z takich położen równowagi są dwie: jedna z nich, równa zero, odpowiada obrotowi wybruszenia wokół osi pionowej – obrót ten to właśnie analog bozonu NG.

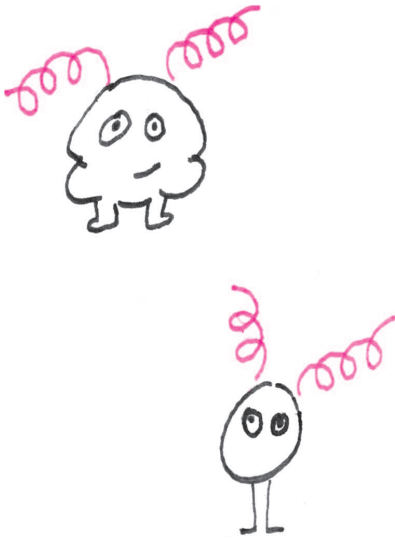
Dokładnym analogiem roli, jaką w stosunku do grupy obrotów pełni (w przypadku krótkotrwałych ruchów z dużą prędkością początkową) ziemskie pole grawitacyjne \mathbf{g} , jest za to sytuacja, w której równania teorii kwantowej są prawie niezmiennicze względem jakichś przekształceń – wyrazy równań łamiące pełną ich niezmienniczość są w jakimś sensie małe. Oba sposoby naruszenia symetrii mogą czasem w kwantowej teorii pola współwystępować: przybliżona symetria równań może być zarazem naruszona spontanicznie.

Przykład chromodynamiki kwantowej pozwala poznać jeszcze jeden sposób, w jaki symetria może realizować się w kwantowej teorii pola. Gdyby masy kwarków były ściśle zerowe, wszystkie kwarki (tego samego koloru) o tej samej skrętności byłyby zupełnie identyczne – nie byłoby sposobu, by odróżnić np. lewoskrętny czerwony kwark s od lewoskrętnego czerwonego u , d , c , b lub t . Wprawdzie masy kwarków t , b i c trudno uznać za zerowe, ale masy kwarków u i d , a nawet s , można uznać za pomijalne w porównaniu ze skalą Λ_{QCD} . W tej granicy równania chromodynamiki są niezmiennicze względem globalnych (tj. takich samych w każdym punkcie czasoprzestrzeni) obrotów dokonywanych w przestrzeni rozpinanej przez trzy lewochiralne pola lewoskrętnych kwarków (obroty pól odpowiadających różnym kolorom są takie same) i niezależnych globalnych obrotów w przestrzeni rozpinanej przez trzy prawochiralne pola prawoskrętnych kwarków. Grupą symetrii równań chromodynamiki jest wtedy $SU(3)_L \times SU(3)_R \times U(1)_V \times U(1)_A$. Czynniki $U(1)_V$ odpowiada niezmienniczości równań względem pomnożenia lewo- i prawochiralnych pól wszystkich kwarków (także tych ciężkich) przez wspólny globalny czynnik fazowy $e^{-i\alpha}$. W czystej chromodynamice symetria ta jest ścisła. Konsekwencją jej jest zachowywanie liczby barionowej we wszystkich reakcjach uwarunkowanych oddziaływaniami silnymi (i elektromagnetycznymi). Nie jest ono jednak, ściśle rzecz biorąc, symetrią całego Modelu Standardowego, ale w warunkach laboratoryjnych procesy, w których liczba barionowa nie byłaby zachowana, są praktycznie niemożliwe; były one jednak częste w wysokich temperaturach, jakie panowały we wczesnym wszechświecie i musiały odegrać ważną rolę w powstaniu obserwowanej dziś przewagi materii nad antymaterią.

Przyjmuje się jednak, że nawet przy ściśle zerowych masach kwarków u , d i s nie cała zapachowa symetria jest odzwierciedlona w świecie fizycznych hadronów i w ich oddziaływaniach silnych. Jej część musi być „popsuta” przez dynamiczne formowanie się, wskutek oddziaływań silnych, przenikającego całą przestrzeń stałego kondensatu pól reprezentujących związane pary lewoskrętnych kwarków i prawoskrętnych antykwarków, gdyż inaczej musiałyby istnieć dodatkowe multiplety hadronów, które w rzeczywistości nie istnieją. Kondensat ten jest właściwością kwantowego stanu o najniższej energii układu pól kwarkowo-gluonowych. O takiej sytuacji mówi się, że część symetrii równań jest *spontanicznie naruszona* przez stan próżni (zob. Δ_{84}^8 , Δ_{93}^7).

W ramach relatywistycznej kwantowej teorii pola dowodzi się, że konsekwencją spontanicznego naruszenia niezmienniczości względem klasy przekształceń odpowiadających jakiemuś generatorowi grupy symetrii jest istnienie jednej cząstki bezmasowej o spinie zero, tzw. bozonu Nambu–Goldstone’a (NG). Wskutek istnienia kondensatu liczba „dobrych” generatorów symetrii globalnej QCD zmniejsza się o dziewięć. Można by się więc spodziewać istnienia wśród hadronów dziewięciu bezmasowych i bezspinowych stanów związanych par kwark-antykwark, czyli mezonów, będących bozonami NG. Ponieważ w rzeczywistości masy kwarków nie są ściśle zerowe, mezony te również nie powinny być całkiem bezmasowe, ale wyraźnie lżejsze niż inne hadrony. I rzeczywiście: istnieje oktet mezonów: trzy piony π^0 , π^\pm , cztery kaony K^0 , \bar{K}^0 , K^\pm oraz mezon η , które są wyraźnie lżejsze niż pozostałe hadrony, ale brak dziewiątego lekkiego mezonu. Rozumowanie oparte na przybliżonej symetrii jest słuszne, ale symetria równań QCD odpowiadająca czynnikowi $U(1)_A$ jest tylko pozorna: likwiduje ją bowiem występowanie specyficznie kwantowego efektu, czyli tzw. anomalii, i dlatego dziewiąty lekki mezon nie istnieje. Podobna anomalia powoduje, że w pełnym Modelu Standardowym, tj. po uwzględnieniu oddziaływań kwarków z bozonami W^\pm i Z^0 , pozorna staje się symetria $U(1)_V$ i liczba barionowa nie jest ściśle zachowaną wielkością (pozostaje jednak taką w zwykłych warunkach laboratoryjnych).

Ponieważ anomalia psuje symetrię $U(1)_A$, a kondensat narusza spontanicznie część pozostałej (przybliżonej) globalnej symetrii QCD, wszystkie hadrony grupują się w multiplety przybliżonej, ale nienaruszonej spontanicznie grupy $SU(3)_V$ generowanej przez takie same obroty pól lewo- i prawochiralnych



Spontaniczne naruszenie (przybliżonej) symetrii chiralnej $SU(2)_L \times SU(2)_R$ chromodynamiki do symetrii $SU(2)_V$ izospinu ma bardzo ważne konsekwencje: powoduje ono, że nawet w granicy zerowych mas kwarków nie istniałyby, oprócz oktetu bozonów NG, bezmasowe (lub niemal bezmasowe) hadrony. Masy wszystkich hadronów zbudowanych z bezmasowych kwarków u, d z konieczności byłyby proporcjonalne do wspomnianej skali Λ_{QCD} . Czasem formuluje się to mówiąc, że dzięki spontanicznemu naruszeniu tej symetrii kwarki efektywnie stają się masywne i ich wygenerowane w ten sposób masy, tzw. „masy konstytuenty”, są rzędu kilkuset MeV, czyli w przypadku kwarków u i d dużo większe niż te, które uzyskują one dzięki naruszeniu symetrii cechowania zunifikowanych oddziaływań elektromagnetycznych i słabych.

Masa większości otaczającej nas „widzialnej” (tj. oddziałującej elektromagnetycznie) materii, na którą składają się głównie masy jąder atomów, czyli protony i neutrony, nie ma swego źródła w spontanicznym naruszeniu symetrii $SU(2)_W \times U(1)_Y$: jest ona wytworzona przez skomplikowaną wewnętrzną dynamikę oddziaływań silnych prowadzącą do spontanicznego naruszenia symetrii globalnej chiralnej $SU(2)_L \times SU(2)_R$.

Rozpad mionu według Modelu Standardowego i według oddziaływania punktowego opisywanego teorią FFG, którą przybliży Czytelnikom w kolejnym odcinku:



$$\mathcal{A}_{\text{SM}} = \mathcal{A}_{\text{FFG}} + \mathcal{O}(|q^2|/M_W^2).$$

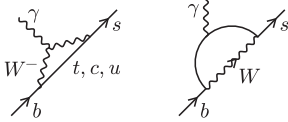
Amplitudy procesów rzadkich są zawsze reprezentowane przez diagramy Feynmana z zamkniętymi pętlami.

kwarków. Symetria ta jest psuta tylko przez różnice mas kwarków (byłaby ona ścisła, gdyby kwarki u, d i s miały dokładnie równe masy). Oczywiście, ponieważ masa kwarka s jest sporo większa niż kwarków u i d , znacznie lepiej widoczne jest grupowanie się hadronów w multiplety grupy izospinu $SU(2)_V$ – wszystkie cząstki tych multipletów (np. p i n , czy π^+ , π^0 i π^-) mają niemal równe masy. (Różnica mas π^\pm i π^0 jest praktycznie w całości spowodowana efektami oddziaływań elektromagnetycznych, a nie bardzo małą różnicą mas kwarków u i d ; ta odgrywa jednak rolę w wyjaśnianiu różnicy mas p i n).

Pozostała część Modelu Standardowego opisująca oddziaływania elektromagnetyczne i słabe oraz ich współgranie z oddziaływaniami silnymi jest, podobnie jak QCD, również teorią z cechowaniem, ale grupą cechowania jest tu $SU(2)_W \times U(1)_Y$. Tak jak trzy różne kolory tego samego kwarka mieszają się pod wpływem lokalnych obrotów z grupy $SU(3)_c$ koloru, tak tu pod wpływem lokalnych obrotów z grupy $SU(2)_W$ (zmieniających się od punktu do punktu w czasoprzestrzeni) mieszają się tworzące pary (tzw. dublety) dwa lewochiralne pola (np. dwa lewochiralne pola leptonów ν_e i e^-) lub kwarków (tego samego koloru) typu górnego i dolnego (np. u i d). Podobnie pole Higgsa to cztery mieszające się ze sobą pod wpływem tych obrotów pola. Czynniki $U(1)_Y$ odpowiada niezmienniczości względem pomnożenia pola każdego z fermionów i pola Higgsa przez pewien (zmieniający się w czasoprzestrzeni) czynnik fazowy. Aby równania teorii były niezmiennicze względem takich lokalnych przekształceń, z każdą z czterech takich transformacji stowarzyszone jest pole bozonu pośredniczącego (cechowania) o spinie $1\hbar$. Symetria cechowania jednoznacznie wyznacza ich elementarne oddziaływania z fermionami, z bozonem Higgsa i ich oddziaływania między sobą. Stałymi sprzężenia analogicznymi do stałej g_s oddziaływań silnych są tu g_W i g_Y . Gdyby symetria równań teorii względem tych przekształceń nie była naruszona przez stan próżni (tj. spontanicznie), nie można by było odróżnić np. lewoskrętnego neutrina elektronowego od lewoskrętnego elektronu, a cztery bozony cechowania grupy $SU(2)_W \times U(1)_Y$ byłyby bezmasowe. Wspomniany już kondensat v jednej ze składowych pola Higgsa (symetria cechowania oznacza, że nie jest istotne której!) jest źródłem spontanicznego naruszenia symetrii $SU(2)_W \times U(1)_Y$. Skalę energii wyznaczaną przez wartość kondensatu, $v = 246$ GeV, nazywa się skalą naruszenia tej symetrii, albo skalą Fermiego (używana jest też nazwa „skala elektroslaba”). Naruszenie symetrii $SU(2)_W \times U(1)_Y$ nie jest jednak całkowite: pozostają nienaruszone przekształcenia generowane przez sumę generatora grupy $U(1)_Y$ oraz jednego z generatorów grupy $SU(2)_W$. Odpowiadający tym wciąż „dobrym” przekształceniom bezmasowy bozon o spinie $1\hbar$ jest utożsamiony z fotonem.

W odróżnieniu od omawianego wyżej spontanicznego naruszenia symetrii globalnej $SU(3)_L \times SU(3)_R$ (lub mniej przybliżonej $SU(2)_L \times SU(2)_R$) QCD, analogicznemu naruszeniu symetrii lokalnej (cechowania) nie towarzyszy występowanie bezmasowych bozonów NG; działa w tym przypadku tzw. mechanizm Higgsa polegający na tym, że bozony pośredniczące odpowiadające „złamanym” generatorom grupy stają się masywne, a niedoszłe bozony NG stają się brakującymi masywnymi bozonami pośredniczącymi o skrętności równej zeru. Tak właśnie dzieje się z pozostałymi trzema bozonami pośredniczącymi grupy $SU(2)_W \times U(1)_Y$ – stają się one bozonami W^\pm i Z^0 . Ponieważ źródłem spontanicznego naruszenia symetrii cechowania $SU(2)_W \times U(1)_Y$ jest kondensat pola Higgsa, mechanizmem generującym masy W^\pm i Z^0 jest stałe oddziaływanie tych cząstek z tym kondensatem (pole fotonu z kondensatem nie oddziałuje), przy czym (w pierwszym przybliżeniu) $M_W/M_Z = g_W/\sqrt{g_Y^2 + g_W^2} = \cos\theta_W$. Związek ten jest jednym z ważnych przewidywań teorii. Jak już wspominałem, kwarki i leptoni również stają się masywne wskutek podobnego oddziaływania.

Oddziaływania przenoszone przez bozony W^\pm (oraz Z^0) mają bardzo krótki zasięg (Δ_{80}^s) z powodu bardzo dużej masy tych cząstek. W pierwszym przybliżeniu można je więc traktować jak punktowe z efektywną stałą sprzężenia $G_F \approx g_W^2/M_W^2$ i to właśnie z powodu proporcjonalności G_F do odwrotności



Diagramy procesu $b \rightarrow s\gamma$ (obserwowanego jako rzadki rozpad hadronu pięknego na foton i grupę hadronów o łącznej dziwności równej -1). W ilościowym opisie takich procesów, uwarunkowanych oddziaływaniami kwarków i leptonów z bozonami W^\pm i Z^0 , ważną rolę odgrywają też oddziaływania kwarków z gluonami – bez połączonej teorii oddziaływań elektromagnetycznych, słabych i silnych otrzymanie zgodności z danymi obliczonych na podstawie teorii charakterystyk takich procesów nie byłoby możliwe. Właśnie krótkozasięgowość oddziaływań słabych jest tym czynnikiem, który umożliwia dokładne obliczanie poprawek wnoszonych przez oddziaływania silne do amplitud procesów takich jak pokazany tutaj.

Cechą charakterystyczną „twardych” zderzeń protonów w zderzaczach takich, jak Tevatron lub LHC, jest produkcja cząstek o dużym pędzie poprzecznym w stosunku do osi zderzenia. To właśnie takie zderzenia są najciekawsze, gdy chodzi o poszukiwanie „nowej fizyki”.

dużej masy są one tak „słabe”. Jak powinno być jasne z powyższych rozważań, nie są one jednak na fundamentalnym poziomie istotnie różne od oddziaływań elektromagnetycznych: u podstaw jednych i drugich leży symetria cechowania. W tym sensie są one *zunifikowane* (zob. Δ_{76}^6). Nie jest to jednak unifikacja pełna, ponieważ na grupę symetrii cechowania Modelu Standardowego, związaną z oddziaływaniami elektromagnetycznymi i słabymi, składają się dwa czynniki grupowe: $SU(2)_W$ i $U(1)_Y$, są też dwie niezależne stałe sprzężenia g_W i g_Y . Ładunkiem elektrycznym jest kombinacja $e = g_W g_Y / \sqrt{g_W^2 + g_Y^2}$, a $\sin^2 \theta_W = g_Y^2 / (g_W^2 + g_Y^2)$.

Opisany tu model standardowy (Δ_{03}^{12}) jest teorią bardzo skomplikowaną i bogatą. Daje on jednolity jakościowy, a w wielu przypadkach także znakomity ilościowy opis całego mnóstwa reakcji zachodzących między cząstkami. Szczególnym jego sukcesem jest opis tzw. procesów rzadkich, do których zaliczają się także takie, w których nie jest zachowywana parzystość kombinowana CP (Δ_{81}^3). Także wchodząca w jego skład QCD, mimo iż pewnych interesujących wielkości nie udaje się przy jej użyciu obliczyć analitycznie (np. masy protonu czy przekroju czynnego rozpraszania elastycznego protonu na protonie), słabnięcie wzajemnych oddziaływań kwarków i gluonów na małych odległościach (tj. przy dużych przekazach pędu i energii) pozwala, w połączeniu z fenomenologiczną parametryzacją „zawartości” protonu za pomocą tzw. funkcji struktury, wykorzystać ją do ilościowego opisywania procesów „twardych”, czyli takich, które można traktować jak bezpośrednie zderzenia indywidualnych składników rozpraszanych na sobie dwu protonów. Dzięki temu QCD wraz z całym Modelem Standardowym stała się nieodzownym schematem teoretycznym używanym przy poszukiwaniu nowych cząstek i oddziaływań w akceleratorach takich jak LHC.



Zadania

Redaguje Urszula PASTWA

M 1483. Punkty D i E leżą odpowiednio na bokach BC i CA trójkąta ABC , przy czym $\frac{CE}{EA} = 5$ oraz $\frac{BD}{DC} = 4$. Odcinki AD i BE przecinają się w punkcie S .

W jakim stosunku punkt S dzieli odcinek AD ?

Rozwiązanie na str. 1

M 1484. Znaleźć wszystkie wartości parametru m , dla których wszystkie rozwiązania równania

$$mx^2 + (1 - 4m)x + 9m + 2 = 0$$

są liczbami naturalnymi.

Rozwiązanie na str. 14

M 1485. Obliczyć

$$\sum_{n \geq 0} \binom{n}{k} \frac{1}{3^n},$$

gdzie k jest pewną liczbą naturalną.

Rozwiązanie na str. 16

Przygotował Michał NAWROCKI

F 897. Na stalowy walec o promieniu R naciągnięto ciasny, gumowy pierścień. Siła rozciągająca pierścień wynosi T . Jaką siłę trzeba przyłożyć, aby przesunąć pierścień, bez obrotu, wzdłuż osi walca? Współczynnik tarcia między stalą i gumą wynosi μ . Przyjąć, że siła przesuująca jest rozłożona równomiernie wzdłuż pierścienia.

Rozwiązanie na str. 10

F 898. Z jaką prędkością małą, nieodkształcającą się kulka powinna zbliżyć się do krawędzi A prostokątnej studni o szerokości L i głębokości H , aby w wyniku odbicia od jej dna trafiła dokładnie w jej przeciwną krawędź B (rysunek)? Przyjąć, że ścianki i dno studni są doskonale gładkie, odbicia są doskonale sprężyste i można zaniedbać wszelkie straty energii.

Rozwiązanie na str. 17

