

Delta i fizyka cząstek elementarnych (VII): LHC, cząstka Higgsa, stare i nowe problemy, nowe idee

*Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski

Piotr CHANKOWSKI*

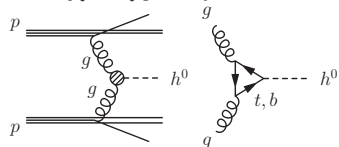
Świetność \mathcal{L} akceleratora to wielkość charakteryzująca prawdopodobieństwo „spotkania się” dwóch cząstek z przeciwbieżnych wiązek. W LHC w jednostce czasu dochodzi do n zderzeń biegnących naprzeciw siebie wzdłuż osi z „paczek” uformowanych z protonów. Jeśli $\rho_1(\mathbf{b}, z_1)$ i $\rho_2(\mathbf{b}, z_2)$ (gdzie $\mathbf{b} = (x, y)$) są rozkładami gęstości protonów w dwu zderzających się paczkach, to

$$\mathcal{L} = n \int d^2\mathbf{b} \int dz_1 dz_2 \rho_1(\mathbf{b}, z_1) \rho_2(\mathbf{b}, z_2).$$

n może zależeć od czasu, np. wskutek przerwy w działaniu akceleratora (zob. także Δ_{08}^1). Przekrój czynny σ procesu $pp \rightarrow X \rightarrow X_{\text{fin}}$ pomnożony przez $\int_{t_1}^{t_2} dt \mathcal{L}(t)$ daje liczbę zdarzeń $pp \rightarrow X \rightarrow X_{\text{fin}}$, które powinny zostać wytworzone w przedziale czasu $\Delta t = t_2 - t_1$. Liczba zarejestrowanych takich zdarzeń (zakładając, że teoria na podstawie której obliczono σ , jest słuszną) zależy jeszcze od efektywności rejestracji stanu X_{fin} przez detektor (Δ_{00}^5). Jego identyfikację utrudniają inne procesy dające taki sam stan końcowy X_{fin} (lub nawet tylko „podobny”) – mówimy wtedy o tle zakłócającym identyfikację procesu $pp \rightarrow X \rightarrow X_{\text{fin}}$.

ATLAS, CMS i Alice są detektorami pokrywającymi prawie cały kąt bryłowy wokół punktu przecięcia wiązek zderzających się cząstek. Geometria detektora LHCb jest asymetryczna – została dobrana tak, by wygodnie było badać fizykę mezonów B (odcinek V). ATLAS i CMS i LHCb wykorzystują zderzenia przede wszystkim pp ; Alice bada (głównie) zderzenia ciężkich jonów Pb Pb.

Głównym procesem produkcji cząstki Higgsa h^0 w LHC jest fuzja gluonów wyemitowanych przez kwarki tworzące zderzające się protony:



Sprzężenie dwóch gluonów do h^0 jest generowane głównie przez diagramy pętlowe z ciężkimi kwarkami t i b .

Według Modelu Standardowego cząstka Higgsa o masie 125 GeV rozpada się najchętniej na pary kwarków $b\bar{b}$, $c\bar{c}$ lub na parę ciężkich leptonów $\tau^-\tau^+$. Cząstki te jednak rozpadają się dalej, tworząc stany końcowe X_{fin} mające duże tło i przez to trudno je poprawnie identyfikować. Z tego powodu cząstkę h^0 zarejestrowano najpierw poprzez jej rozpad na dwa fotony, objawiający się wznórkami (zob. odcinek IV o odkryciach J/ψ i Υ) na wykresie liczby przypadków dwufotonowych w funkcji masy niezmienniczej dwóch fotonów oraz w rozpadzie ZZ^* rozpadających się dalej na dwie pary leptonów (Δ_{12}^{10} , Δ_{13}^7).

Przypominamy, że symbol Δ_{pq}^n oznacza odwołanie do *Delta n/pq*; np. Δ_{02}^7 to *Delta 7/2002*, a Δ_{89}^3 to *Delta 3/1989*. Poprzednie odcinki elementarza cząstek elementarnych można znaleźć na stronie deltami.edu.pl

W 2009 r. po wielu latach przygotowań – udział w takim przedsięwzięciu wypełnia dziś niemal całą karierę fizyka-doświadczalnika – uruchomiony został (Δ_{08}^9 , Δ_{09}^{11} , Δ_{10}^3) w CERN-ie akcelerator LHC zderzający przeciwbieżne wiązki protonów i mający, według powszechnych oczekiwań (Δ_{05}^1), umożliwić dokonanie zasadniczych odkryć w fizyce wysokich energii. Istotną charakterystyką LHC jest uzyskiwana w nim bardzo duża świetność rzędu $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (tak duża świetność jest nieosiągalna w przypadku zderzeń $p\bar{p}$ z powodu oczywistych komplikacji z wytwarzaniem i gromadzeniem antyprotonów). Dzięki temu nawet mające bardzo mały przekrój czynny zdarzenia (produkcja jakichś cząstek) mają szansę zostać zarejestrowane (jeśli tylko pozwala na to zachowanie energii).

Pierwszym etapem przeprowadzonych w LHC badań było, jak to ujmowano, ponowne „odkrycie” fizyki Modelu Standardowego, tj. zarejestrowanie znanych i zbadanych już (we wcześniejszych eksperymentach, takich jak Tevatron) procesów i sprawdzenie, że wszystko się zgadza z istniejącymi już danymi (Δ_{11}^1). Potwierdziło to gotowość LHC i czterech głównych zespołów doświadczalnych, dysponujących czterema różnymi detektorami: ATLAS, CMS, LHCb i Alice (zob. ich zdjęcia na okładce Δ_{05}^1) do eksploracji nowych terytoriów i, w pierwszym rzędzie, do poszukiwania bozonu Higgsa (Δ_{10}^9 , Δ_{11}^7), tj. badania mechanizmu naruszenia elektrosłabej symetrii cechowania (zob. odc. I, II i III).

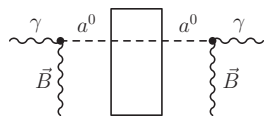
Pierwsze doniesienia o możliwym zarejestrowaniu nowej cząstki pojawiły się w grudniu 2011 roku (Δ_{12}^2). Oficjalne ogłoszenie odkrycia odbyło się w lipcu 2012 r. (Δ_{12}^{10}). Do zamknięcia pierwszego etapu działania LHC (z energią zderzeń protonów wynoszącą 7, a potem 8 TeV) wykonano wiele pomiarów właściwości nowo odkrytej cząstki. Pomiaru te są kontynuowane. Ważnym testem jest bezpośrednie sprawdzenie jej sprzężeń do bozonów W^\pm i Z^0 , co na razie nie jest w pełni osiągalne.

Jak pisałem na samym początku tego cyklu, odkrycie cząstki Higgsa można uznać za zwieńczenie całego długiego, opisanego w tych artykułach, rozdziału badań nad strukturą materii. Uzyskana zgodność z przewidywaniami Modelu Standardowego jest bowiem na tyle dobra (Δ_{13}^7), że niezależnie od ewentualnych przyszłych odkryć Model Standardowy pozostanie spójną (tj. spełniającą wszystkie wymogi fizyczne) teorią poprawnie opisującą oddziaływania kwarków, leptonów i bozonów cechowania o energiach nie przewyższających skali Fermiego ($G_F^{-1/2} \approx 250 \text{ GeV}$).

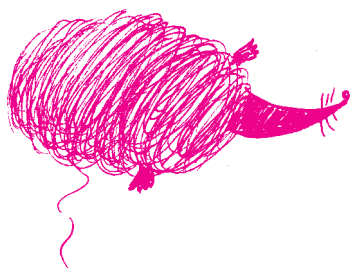
Sukces ten nie oznacza oczywiście końca badań w fizyce wysokich energii. Model Standardowy jest teorią bogatą i bardzo skomplikowaną. Wiele jego aspektów opisanych jakościowo w odcinku II wciąż wymaga głębszego zbadania. Przede wszystkim konieczne jest lepsze zrozumienie dynamiki oddziaływań kwarków i gluonów, odpowiedzialnej za formowanie się hadronów. Dzięki szybkiemu wzrostowi w ostatnich dekadach mocy obliczeniowej komputerów pomocne są tu obliczenia numeryczne, w których tworzącą kontinuum czasoprzestrzeń, na której zdefiniowane są pola kwantowe, redukuje się do dyskretnej i skończonej sieci punktów. Obliczenia takie potwierdzają poprawność chromodynamiki kwantowej jako teorii oddziaływań silnych i pozwalają praktycznie wyznaczyć niektóre wielkości konieczne do analizy fizyki zapachu i łamania CP (odcinek V). Same jednak nie zastępują zrozumienia analitycznego. Konieczne jest też lepsze zrozumienie, poprzez pomiary różnego rodzaju rozkładów partonów struktury nukleonu, w tym roli gluonów i kwarków w tworzeniu całkowitego spinu nukleonu (który musi wynosić $\frac{1}{2}\hbar$). Zagadnienia te są badane w eksperymencie COMPASS w CERN-ie (rozpraszanie mionów produkowanych przez synchrotron protonowy na tarczy spolaryzowanych nukleonów) oraz w akceleratorze RHIC w Brookhaven, jedynym na świecie mogącym zderzać wiązki spolaryzowanych protonów. Jeszcze innym zagadnieniem, badanym eksperymentalnie (w COMPASS-ie, w laboratorium Jeffersona w USA w zderzeniach e^- z tarczą oraz w zderzeniach pp w LHC) i teoretycznie, są procesy produkcji konkretnych hadronów (tzw. procesy

Obecnie zarejestrowano już większość pozostałych kanałów rozpadu h^0 oraz zmierzono względne częstości ich występowania, a także przekroj czynny produkcji h^0 . Są one zgodne z przewidywaniami Modelu Standardowego. W szczególności analiza kątownego rozkładu produktów rozpadu $h^0 \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow \ell^+ \ell^- \ell^+ \ell^-$ wyklucza w zasadzie inne niż 0^+ kombinacje s^P spinu s i parzystości wewnętrznej P odkrytego rezonansu. (Skądinąd rozpad h^0 na dwa fotony wyklucza – na mocy twierdzenia Landaua–Yanga, zob. odcinek IV – spin $s = 1$.)

Sama niezmienniczość względem cechowania dopuszcza występowanie w równaniach chromodynamiki kwantowej wyrazu, którego obecność naruszałaby jawnie zachowanie parzystości kombinowanej CP (dokładniej, wyraz ten łamie samo P). Bezwymiarowy parametr θ , mnożący ten wyraz, wiąże się z nietrywialną topologicznie strukturą stanu podstawowego układu pól gluonowych (i kwarkowych). Negatywne wyniki pomiaru elektrycznego momentu dipolowego neutronu (który może być różny od zera tylko, gdy parzystość CP jest łamana) narzuca ograniczenie $|\theta| < 10^{-10}$ (samo łamanie CP w oddziaływaniach kwarków z bozonami W^\pm daje niemierzalnie mały moment dipolowy neutronu). Zrozumienie, dlaczego wartość θ jest tak mała, to wciąż aktualny problem fizyki wysokich energii. Jedną z propozycji teoretycznych jest zastąpienie θ dynamicznym skalarnym polem kwantowym, którego potencjał wymusza zerowanie się jego wartości próżniowej (efektywny parametr θ jest wtedy równy zeru). Jedną z konsekwencji takiego mechanizmu byłoby istnienie bezspinowej cząstki a^0 zwanej aksjonem, bardzo lekkiej (o masie $10^{-5} \div 10^{-3}$ eV), bo będącej bozonem NG (podobnie jak mezony π – zobacz odcinek III) dodatkowej globalnej symetrii $U(1)_{PQ}$ złamanej spontanicznie i zarazem naruszonej jawnie przez topologicznie nietrywialną strukturę próżni. Ponieważ aksjon oddziaływałby niemal wyłącznie elektromagnetycznie, w silnym polu elektromagnetycznym mogłaby zachodzić poprzez sprzężenie $a^0 \gamma \gamma$ konwersja fotonu w aksjon lub na odwrót (tzw. proces Primakoffa). Na tym efekcie opierają się próby wykrycia aksjonów. Np. eksperyment OSQAR w CERN-ie próbuje zarejestrować przechodzenie światła przez gruby blok metalu dzięki konwersji fotonu w aksjon i następnie jego rekonwersji w silnym polu zapasowych magnesów LHC.



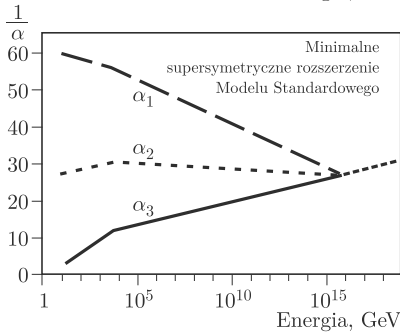
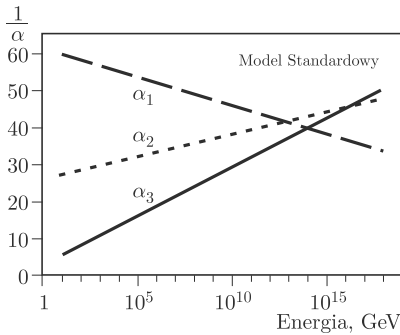
Niewykluczone jest też, że to właśnie aksjony tworzą ciemną materię Wszechświata.



ekskluzywne), głównie mezonów (π , ρ , ϕ , w rozpraszaniu leptonów i J/ψ , Υ w zderzeniach pp). Teoretyczne obliczenia wykorzystujące sieci są tu niemożliwe i wykorzystywane są różne zaawansowane matematyczne metody kwantowej teorii pola. Wreszcie dziedziną burzliwie rozwijającą się w ostatnich latach, zarówno eksperymentalnie (RHIC, LHC oraz SPS) jak też i teoretycznie, jest badanie zderzeń ciężkich jonów, w których to zderzeniach na krótką chwilę powstaje materia hadronowa o wielkiej gęstości i wysokiej temperaturze (tj. średniej energii na cząstkę), czyli warunki, jakie panują we wnętrzach gwiazd lub jakie miały miejsce na wczesnych etapach ewolucji Wszechświata (oczekuje się, że w takich warunkach powinien powstawać nowy stan materii, tzw. plazma kwarkowo-gluonowa, (Δ_{05}^{10})). Jest to bardzo obszerna i fascynująca dziedzina, leżąca na styku fizyki wysokich energii, fizyki statystycznej, a także relatywistycznej hydrodynamiki.

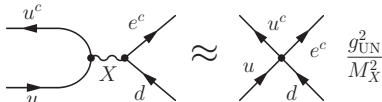
Oprócz tych obszarów badań, które od strony teoretycznej w zasadzie w całości obejmowane są przez Model Standardowy, pozostaje wiele zagadnień, które wymagają modyfikacji tej teorii (czyli stworzenia teorii ogólniejszej). Po pierwsze, sama struktura Modelu Standardowego nasuwa istotne pytania o charakterze teoretycznym. Wymienić tu należy pytanie o pochodzenie struktury grupy cechowania (w tym o kwantyzację ładunku elektrycznego w jednostkach $\frac{1}{3}e$) i chiralnego charakteru oddziaływań bozonów cechowania z fermionami, o wyraźnie hierarchiczne widmo mas tych ostatnich i takich charakter elementów macierzy CKM (odcinek I), a także pytanie o liczbę generacji. Nierozstrzygnięte nadal pozostaje pytanie o charakter neutrino (odcinek VI) oraz pochodzenie ich mas i macierzy PMNS. Wreszcie, bez odpowiedzi pozostaje wciąż pytanie, dlaczego oddziaływania silne zachowują parzystość kombinowaną CP. Jeszcze jednym istotnym problemem Modelu Standardowego, jaki dostrzegają teoretycy, jest stabilność skali Fermiego (zob. niżej). Problem stanowi też za duży (o 120 rzędów wielkości!) wkład próżniowych fluktuacji kwantowych pól Modelu Standardowego do stałej kosmologicznej (Δ_{08}^5 , Δ_{06}^{10} , Δ_{11}^{12} , Δ_{12}^{10}). W tle wszystkich tych pytań pozostaje zawsze ostateczny cel teoretycznych badań w fizyce wysokich energii, jakim jest stworzenie jednej teorii wszystkich oddziaływań z grawitacyjnymi włącznie (Weinberga sen o teorii ostatecznej).

Po drugie, w miarę pogłębiania się zrozumienia związków fizyki wysokich energii z kosmologią i astrofizyką (Δ_{05}^3), stało się jasne, że jakkolwiek wyniki wszystkich eksperymentów laboratoryjnych są, jak dotąd, dobrze ujmowane przez Model Standardowy, istnieją fakty fizyczne, których teoria ta nie uwzględnia. Przede wszystkim z analizy modeli kosmologicznych wynika, że 23% gęstości energii Wszechświata (Δ_{08}^5) stanowi tzw. ciemna, bo nieświecąca, materia (Δ_{86}^7 , Δ_{00}^6 , Δ_{03}^{10} , Δ_{03}^{12} , Δ_{04}^7 , Δ_{07}^1 , Δ_{07}^2 , Δ_{12}^{11} , Δ_{13}^6). Panuje też powszechne przekonanie, że energię tę stanowią tworzące otoczki galaktyk (tzw. galaktyczne halo) jakieś stabilne (lub o czasie życia rzędu wieku Wszechświata) cząstki bardzo słabo oddziałujące ze zwykłą materią (możliwe są jednak i inne interpretacje danych – zob. Δ_{08}^5). Istnienia takich cząstek Model Standardowy w ogóle nie przewiduje. Innym ważnym zagadnieniem kosmologicznym, w oczywisty sposób wiążącym się z fizyką wysokich energii, jest problem bariogenezy, czyli powstania we Wszechświecie nadwyżki materii (o dodatniej liczbie barionowej) nad antymaterią (Δ_{10}^{12}). Jak pisałem (odcinek III), aby podczas zachodzącej w miarę stygnięcia Wszechświata (wskutek jego kosmologicznej ekspansji) anihilacji materii i antymaterii oprócz fotonów (i neutrino) pozostała jeszcze pewna ilość materii (z której powstały galaktyki i wszystko, z czym mamy do czynienia!), muszą, na jakimś etapie ewolucji Wszechświata, być spełnione trzy warunki Sacharowa (Δ_{02}^{12}). Spełnienie tych warunków musi być z kolei konsekwencją teorii opisującej oddziaływania elementarne przy energiach odpowiadających temu etapowi ewolucji Wszechświata, czyli panującej w nim wtedy temperaturze T . Model Standardowy przewiduje wprowadzić niezachowanie liczby barionowej w wysokich temperaturach (odcinek II), kłopot sprawiają jednak dwa pozostałe warunki Sacharowa. Jeśli przyjąć, że teoria ta jest słuszna w całym zakresie energii, to jedynym etapem ewolucji Wszechświata, na którym mogłaby powstać nierównowaga termodynamiczna, jest przemiana fazowa, w której powstaje kondensat pola Higgsa. Okazuje się jednak, że gdy masa cząstki Higgsa wynosi 125 GeV, przemiana ta zachodzi bardzo łagodnie i zaburzenie równowagi termodynamicznej jest za słabe. Co więcej, nawet gdyby masa cząstki Higgsa nie była tak duża i przemiana fazowa byłaby dostatecznie

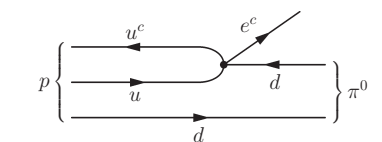


Zbieganie się stałych sprzężenia Modelu Standardowego i jego supersymetrycznej wersji.

Najprostszą teorią wielkiej unifikacji jest teoria z grupą cechowania $SU(5)$. Przewiduje ona, że lewochiralne pola kwantowe q kwarków, q^c antykwarków, l leptonów i l^c antyleptonów (zob. margines w odcinku II) każdej generacji tworzą tylko dwa multiplety grupy cechowania: w skład jednego wchodzi pola $d_c^c, d_n^c, d_z^c, e^-, \nu_e$, a w drugi pola $u_c^c, u_n^c, u_z^c, u_c, u_n, u_z, d_c, d_n, d_z, e^c$. Ponieważ emisja lub absorpcja wirtualnego (lub rzeczywistego) bozonu X cechowania grupy $SU(5)$ powoduje przejście jednego pola w inne pole tego samego multipletu, możliwe są przejścia kwarka w lepton (por. margines w odcinku II o pochodzeniu stałej Fermiego G_F),



których amplitudy są odwrotnie proporcjonalne do kwadratu masy bozonu X i mogące objawiać się jako rozpad protonu.



Czas życia protonu (odwrotnie proporcjonalny do kwadratu modułu amplitudy rozpadu) byłby więc proporcjonalny do M_X^4 , a zatem bardzo długi. Mimo to jest on według zwykłych teorii unifikacji za krótki w porównaniu z ograniczeniami doświadczalnymi. Jest on jednak wystarczająco długi w supersymetrycznych wariantach unifikacji, ponieważ skala, przy której zbiegają się trzy stałe sprzężenia (zobacz rysunek u góry tej strony), jest wyższa, co oznacza, że masa M_X jest większa.

gwałtowna, łamanie CP, jakie przewiduje Model Standardowy, jest niewystarczające (ściślej, łamanie CP w oddziaływaniach fermionów z polem Higgsa jest zbyt małe). Model Standardowy nie przewiduje też istnienia żadnego pola, którego ewolucja w czasie mogłaby być przyczyną inflacji (Δ_{01}^7), która przez ostatnie 30 lat stanowiła jeden z fundamentów współczesnej kosmologii (ostatnio podnoszą się jednak głosy podające w wątpliwość ten etap kosmologicznej ekspansji Wszechświata).

Wymienione wyżej problemy od wielu lat stanowiły (początkowo te o charakterze teoretycznym) i nadal stanowią (dziś przede wszystkim te mające charakter faktów fizycznych) inspirację dla wielu powstałych już za istnienia *Delty* nowych koncepcji teoretycznych, z których kilka postaram się tu przybliżyć.

Jedną z pierwszych była wysunięta niemal równo z narodzinami *Delty*, czyli krótko po sformułowaniu Modelu Standardowego, idea wielkiej unifikacji ($\Delta_{91}^{10}, \Delta_{92}^3$). Istotą jej jest to, że oddziaływania silne, słabe i elektromagnetyczne są w rzeczywistości tylko niskoenergetycznymi przejawami jednego i tego samego oddziaływania opisywanego teorią z jedną prostą grupą cechowania, np. $SU(5)$ (24 generatory, czyli 24 bozony pośredniczące) lub $SO(10)$ (45 bozonów pośredniczących) i mającej wobec tego tylko jedną stałą sprzężenia g_{un} (zamiast trzech g_s, g_w i g_Y). Obserwowana przy niskich energiach różnica w charakterze oddziaływań (silne, słabe i elektromagnetyczne) byłaby skutkiem spontanicznego naruszenia tej jednej grupy cechowania przez jakiś kondensat $V \sim 10^{14} \div 10^{16}$ GeV do jej podgrupy $SU(3)_c \times SU(2)_W \times U(1)_Y$, a tejsze przez kondensat $v = 246$ GeV. Unifikacja wyjaśniałaby kwantyzację ładunku elektrycznego kwarków i leptonów. Co więcej, opisany w odcinku VI mechanizm huśtawki generujący pożądane masy neutrin szczególnie dobrze pasuje do teorii wielkiej unifikacji z grupą $SO(10)$.

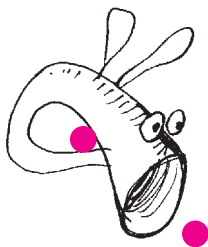
Sugestywnym argumentem na rzecz koncepcji wielkiej unifikacji jest wyraźne zbliżanie się przy skali Q_{un} , którą można utożsamiać z V , trzech „biegnących” stałych sprzężenia $\bar{g}_s(Q), \bar{g}_w(Q)$ i $\bar{g}_Y(Q)$ (odcinek III) do mniej więcej wspólnej wartości (którą należałoby utożsamiać z $\bar{g}_{un}(Q)$). Q_{un} jest rzędu 10^{14} GeV (10^{16} GeV w supersymetrycznych wariantach wielkiej unifikacji).

Najbardziej spektakularnym przewidywaniem teorii wielkiej unifikacji jest niestabilność protonu (Δ_{86}^{10}). Różne warianty tych teorii przewidują różne kanały rozpadu protonu (np. $p \rightarrow \pi^0 e^+$ lub $p \rightarrow K^+ \bar{\nu}$ itp.). Eksperymentalne poszukiwania takich rozpadów nie zostały dotąd uwieńczone powodzeniem (Δ_{98}^9); podniosły one jednak znacznie dolną granicę czasu życia protonu. Obecnie wynosi ona około 10^{33} lat! Innym ważnym przewidywaniem Wielkiej Unifikacji jest wiążące się z kwantyzacją ładunku poprzez znany argument Diraca istnienie (bardzo masywnych) monopoli magnetycznych (o monopolach zob. $\Delta_{76}^1, \Delta_{84}^3, \Delta_{91}^4$). Wielka Unifikacja miałaby też konsekwencje kosmologiczne (Δ_{91}^{10}).

Unifikacja stanowiłaby dodatkowy argument za wystąpieniem inflacyjnego etapu ekspansji Wszechświata: byłby on konieczny, by wydatnie zmniejszyć (wobec negatywnych wyników ich poszukiwań) liczbę (w jednostce objętości) monopoli magnetycznych, które musiałyby powstać w trakcie generującej kondensat V przemiany fazowej „kosmicznej zupy”, gdy temperatura T Wszechświata spadła poniżej V . Mimo iż teorie unifikacji przewidują spełnienie na tym etapie ewolucji Wszechświata warunków Sacharowa, konieczna z powodu problemu monopoli inflacja zlikwidowałaby też każdą nadwyżkę barionów nad antybarionami, jaka mogłaby powstać bezpośrednio w nierównowagowym procesie rozpadu na kwarki i leptony ciężkich bozonów X .

Kluczem do problemu bariogenezy mogłyby być ciężkie sterylne neutrina, których istnienia wymagają niektóre warianty teorii Wielkiej Unifikacji, gdyby ich masy były na tyle mniejsze od mas bozonów X , by mogły one powstać w wyniku następującego po inflacji ponownego rozgrzania się Wszechświata (do temperatury niższej niż M_X) i osiągnięcia przezeń ponownie (przybliżonej) równowagi termicznej. Proces ich znikania z „kosmicznej zupy” cząstek poprzez rozpad na kwant pola Higgsa i zwykły lepton, zachodzący gdy temperatura Wszechświata spadła poniżej ich masy, jest procesem nierównowagowym. Co więcej, rozpady te na ogół nie zachowują parzystości kombinowanej CP. W efekcie, po zniknięciu sterylnych neutrin powstawałaby we Wszechświecie nadwyżka leptonów nad antyleptonami, której część później, w temperaturze, w której zachodzi elektroslaba przemiana

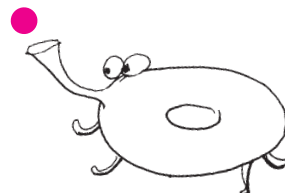
W kontekście fizyki neutrin oraz problemu bariogenezy bardzo interesujące są teorie z grupą cechowania $SO(10)$, w których wszystkie lewochiralne pola jednej rodziny kwarków i leptonów oraz dodatkowe lewochiralne pole neutrina sterylnego (zob. odcinek VI) tworzą jeden tylko multiplet $SO(10)$. Skutkiem spontanicznego naruszenia symetrii $SO(10)$ przez kondensat V jest powstanie w równaniach teorii wyrazu, który nadawałby neutrinom sterylnym masy rzędu V , które są niezbędne do działania mechanizmu huśtawki.



fazowa (w trakcie której powstaje naruszający symetrię $SU(2)_W \times U(1)_Y$ kondensat v), byłaby przetworzona na nadwyżkę barionów. Mechanizm taki nazywa się bariogenezą poprzez leptogenezę.

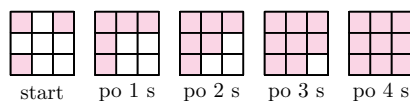
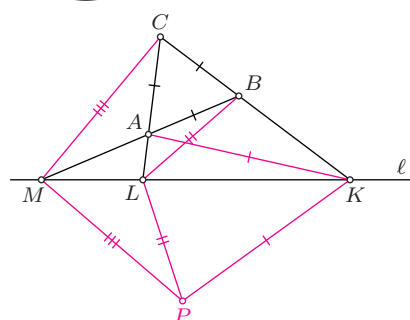
Sama idea wielkiej unifikacji nie ma w zasadzie konsekwencji dla zjawisk badanych w akceleratorach typu LHC. Jednak w jej kontekście szczególnie ostro uwydatnia się problem stabilności skali Fermiego. Zunifikowana teoria powinna wyróżniać dwie skale energii: skalę V naruszenia symetrii unifikującej oraz niższą o rzędy wielkości skalę v naruszenia symetrii $SU(2)_W \times U(1)_Y$. Jeśli ta druga skala jest wyznaczona przez kondensat pola skalarnego, mamy do czynienia z jej niestabilnością zwaną problemem hierarchii - efekty kwantowe (czyli wewnętrzne funkcjonowanie kwantowej teorii pola) mają silną tendencję do zrównywania wartości obu skal v i V . Oznacza to, że wartości wolnych parametrów teorii zunifikowanej musiałyby być „dostrojone” z niebywałą precyzją (niedługo do trzydziestego miejsca po przecinku!), by otrzymać stosunek $v/V \sim 10^{-14}$.

Problem hierarchii pozostaje nawet jeśli idea Wielkiej Unifikacji nie jest słuszna: do podobnej potencjalnej niestabilności skali v prowadzi fakt istnienia z pewnością w przyrodzie (co najmniej) jeszcze jednej fundamentalnej skali energii, jaką jest związana z oddziaływaniami grawitacyjnymi skala wyznaczana przez masę Plancka $M_{Pl} = \sqrt{\hbar c/G} \sim 10^{19}$ GeV (G jest tu stałą Newtona). O pomysłach jego rozwiązania i innych ideach napiszę w ostatnim odcinku.



Zadania

Redaguje Łukasz BOŻYK



M 1519. Przypuśćmy, że dla pewnej dodatniej liczby całkowitej n liczby 2^n oraz $9 \cdot 5^n$ rozpoczynają się w zapisie dziesiętnym tą samą cyfrą. Jaka to cyfra?
Rozwiązanie na str. 1

M 1520. Dany jest trójkąt równoboczny ABC . Prosta ℓ przecina proste BC , CA , AB odpowiednio w punktach K , L , M , różnych od wierzchołków trójkąta. Udowodnić, że istnieje taki punkt P , że $PK = AK$, $PL = BL$, $PM = CM$.
Rozwiązanie na str. 2

M 1521. Początkowo niektóre pola tablicy $n \times n$ są zarażone. Infekcja rozprzestrzenia się w następujący sposób: co sekundę każde niezarażone pole, które ma wspólny bok z dokładnie dwoma zarażonymi polami, staje się zarażone. Jaka jest najmniejsza początkowa liczba zarażonych pól wystarczająca do zainfekowania po pewnym czasie całej tablicy?
Rozwiązanie na str. 2

Przygotował Michał NAWROCKI

F 921. Pilot-amator zbudował lekki, napędzany za pomocą pedałów helikopter o średnicy wirnika $d = 8$ m. Czy uda mu się wznieść, jeżeli jego masa wraz z masą helikoptera wynosi 80 kg? Przyjmując, że kolarz-amator przy długotrwałym wysiłku rozwija moc około 150 W. Masa cząsteczkowa powietrza to $\mu = 29$ g/mol.
Rozwiązanie na str. 9

F 922. Ile wynosi przybliżona częstotliwość bzyczenia lecącego komara, jeżeli długość jego tułowia jest równa długości każdego z dwóch skrzydeł i wynosi $l = 3$ mm, a średnica tułowia jest równa szerokości skrzydła $d = 0,5$ mm. Gęstość powietrza to $\rho_1 = 1,2$ kg/m³, a średnia gęstość komara $\rho_2 = 1000$ kg/m³. Wskazówka: Siłę oporu powietrza R , działającą na skrzydło, możemy oszacować, posługując się analizą wymiarową, przyjmując, że siła ta zależy od gęstości powietrza, prędkości jego strumienia oraz pola powierzchni prostopadłego do niego przekroju poprzecznego: $R = A \cdot f(\rho_1, V, S)$, a współczynnik A dla zakresu prędkości, z jakim mamy do czynienia, to około $1/2$.
Rozwiązanie na str. 9

