



Po co nam LHC?

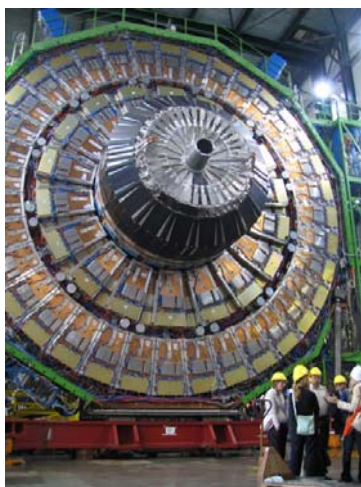
Michał Przaszałowicz

Instytut Fizyki UJ

1. Świat cząstek

Z końcem ubiegłego roku rozpoczął pracę nowy akcelerator cząstek LHC, czyli Wielki Zderzacz Hadronów (z angielskiego Large Hadron Collider). Zbudowany za niewyobrażalną kwotę ponad 6 miliardów franków szwajcarskich ma przynieść odpowiedzi na fundamentalne pytania nurtujące ludzkość: jakie są podstawowe składniki materii i jakie rządzą nimi prawa? To pytanie jest ciągle aktualne, choć z drugiej strony bardzo wiele już wiemy na ten temat.

Nasza obecna wiedza dotycząca struktury materii pochodzi z wielkich akceleratorów budowanych systematycznie od czasów powojennych w różnych częściach świata. Podstawową zasadą fizyczną, na której opierają się te badania, jest szczególna teoria względności Einsteina, a w szczególności wynikająca z niej relacja między energią E a pędem \vec{p} , którą można zapisać w następujący sposób:



$$E = \sqrt{\vec{p}^2 c^2 + m^2 c^4}, \quad (1)$$

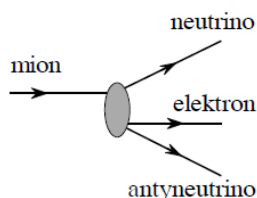
gdzie m jest masą spoczynkową cząstki, natomiast c jest stałą równą prędkości światła w próżni. Relacja (1) zwana jest w skrócie relacją równoważności masy i energii, ponieważ dla cząstki spoczywającej, czyli cząstki o zerowym pędzie ($\vec{p} = 0$), redukuje się ona do słynnej formuły $E = mc^2$. Ze wzoru (1) wynika, że jeśli przyspieszymy do dużych prędkości lekkie cząstki (np. elektrony czy protony) nadając im duży pęd, to zgromadzona w miejscu zderzenia energia będzie wystarczająca do wyprodukowania innych cząstek o masie znacznie większej niż masa elektronu czy protonu, ale o mniejszym pędzie tak, aby energia przed i po zderzeniu była taka sama. Dlatego właśnie potrzebujemy akceleratorów, które będą w stanie nadawać elektronom czy protonom coraz większy pęd, a zatem i energię, która w procesie zderzenia zamieni się na nowe, nieznanne cząstki. Taka przemiana jednych cząstek w inne zachodzi zawsze zgodnie z prawami zachowania energii i pędu, a także ładunku elektrycznego, ale jej

szczegółowy opis możliwy jest tylko w ramach tak zwanej kwantowej teorii pola.

Zanim spróbujemy przybliżyć czytelnikowi, czym jest kwantowa teoria pola i jakie z niej wynikają oczekiwania dotyczące potencjalnych odkryć, których można dokonać w LHC, spróbujmy w kilku słowach podsumować naszą wiedzę dotyczącą znanych nam cząstek, dawniej zwanych elementarnymi. Dziś przymiotnik „elementarny” odnosi się tylko do kilku podstawowych cegiełek materii, gdyż liczba obecnie znanych cząstek sięga setek. Jednakże materia, która nas otacza składa się jedynie z trzech typów cząstek: protonów i neutronów, które tworzą jądra atomowe oraz elektronów, które krążą po orbitach wokół jąder. Pozostałe cząstki, które systematycznie odkrywano w XX wieku, są wytwarzane sztucznie.

Podstawową cechą tych cząstek jest to, że rozpadają się na cząstki lżejsze, zawsze zgodnie z zasadą relatywistyczną zachowania energii, zasadą zachowania ładunku elektrycznego i prawami kwantowej teorii pola. Czasy życia cząstek sięgają od kilku minut do ułamków sekundy. W istocie stabilny jest tylko elektron, bowiem nie istnieje lżejsza od niego cząstka o tym samym ładunku i proton, który nie rozpada się ze względu na prawa kwantowej teorii pola. Już neutron, który jest nieco cięższy od protonu może rozpaść się na proton, elektron i antyneutrino. W rozpadzie tym (zwanym rozpadem beta) zachowana jest energia i całkowity ładunek. Swobodny neutron „żyje” średnio 15 minut. Szczęśliwie neutrony wewnątrz większości jąder atomowych nie mogą się rozpaść, gdyż mechanika kwantowa nie pozwala „upchnąć” w tych jądrach dodatkowego protonu, który powstałby w wyniku rozpadu beta. Tam gdzie jest to możliwe, jak np. w jądrach uranu, mamy do czynienia z samoczynnym rozpadem promieniotwórczym. Zauważmy, że gdyby neutrony w jądrach rozpadały się tak, jak neutrony swobodne, po 15 minutach większość jąder by się rozleciała i Wszechświat składałby się w zasadzie jedynie z wodoru (proton + elektron). Wszechświat wyglądałby zupełnie inaczej, ale nas by przy tym nie było.

Innym przykładem rozpadu beta jest rozpad cząstki zwanej mionem – odkrytej w roku 1936 przez laureata Nagrody Nobla Carla Andersona – patrz rys. 1, która w zasadzie ma wszystkie cechy takie jak elektron, z tym tylko, że jest 200 razy cięższa (dlaczego? – nie wiadomo).



Rys. 1. Rozpad beta mionu. Mion rozpada się na elektron, neutrino i antyneutrino. Średni czas życia mionu wynosi $2,2 \times 10^{-6}$ sekundy, co w skali kwantowej jest czasem dość długim

Odkrycie nowych cząstek to jeden z celów badawczych LHC. Jest wiele hipotez, jakie to mogłyby być cząstki, jednakże jedna z nich uważana jest za „pewniaka”. Jest to tzw. cząstka Higgsa, która odcisnęła swoje ślady na wynikach wielu eksperymentów w fizyce cząstek i jest – jak się wydaje – w zasięgu ręki. Piszemy „jak się wydaje”, gdyż – jak to postaramy się wytłumaczyć – wszystko wskazuje na to, że cząstka Higgsa rzeczywiście istnieje, ale jako że fizyka jest nauką doświadczalną, ostateczną pewność uzyskamy, kiedy „zobaczymy” ją w jednym z eksperymentów prowadzonych w LHC. Znamy wiele właściwości cząstki Higgsa, ale nie znamy najważniejszej z nich: mianowicie masy. Jesteśmy tutaj w sytuacji zbliżonej do tej, w której był Krzysztof Kolumb pod koniec XV w. Kolumb wierzył i miał na to szereg argumentów, że płynąc na zachód dopłyne się w końcu do Indii. Jednakże blisko pięciokrotnie niedoszacował odległości: według jego obliczeń Japonia powinna leżeć mniej więcej tam, gdzie naprawdę jest Meksyk. Popełnił błąd, ale odkrył Amerykę! Spróbujmy więc zobaczyć, dlaczego wierzymy, że cząstka Higgsa istnieje i dlaczego nie wiemy, jaka jest jej masa.

2. Symetria cechowania

W fizyce teoretycznej posługujemy się zarówno klasyczną jak i kwantową teorią pola. Powszechnie znanym przykładem klasycznej teorii pola jest elektrodynamika. Elektryczność i magnetyzm badano intensywnie w XIX wieku formułując znane nam wszystkim prawa: Gaussa, Ampéra i inne. Prawa te zebrał w roku 1861 w jeden układ czterech równań James Clerk Maxwell. Pozwalają one na wyliczenie wartości pola elektrycznego \vec{E} i magnetycznego \vec{B} w zależności od rozkładu ładunków statycznych i prądów, czyli ładunków będących w ruchu.

Powstanie zwartej grupy czterech równań Maxwella jest przykładem ideału, do jakiego dąży się w fizyce teoretycznej. Rozproszona wiedza dotycząca zjawisk, które początkowo wydają się niezwiązane (np. związek elektryczności z magnetyzmem wykazał dopiero w roku 1820 Hans Christian Ørsted) daje się ująć w czterech linijkach. A tak naprawdę dwa z równań Maxwella są tożsamościami matematycznymi, tak więc treść fizyczną mają tylko dwa z nich.

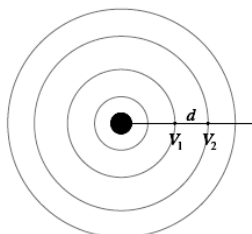
Równania te nie tylko ujmują w eleganckie ramy znane już prawa, ale mają także moc przewidywania nowych zjawisk. Zafascynowany teorią elektromagnetyzmu Heinrich Hertz przeprowadził w latach 1885–1889 doświadczenia, w wyniku których potwierdził istnienie elektromagnetycznych fal radiowych przewidzianych przez teorię Maxwella. Należy pamiętać, że w myśl teorii Maxwella także światło jest falą elektromagnetyczną (różni je od fal radiowych tzw. *częstotliwość* lub, mówiąc inaczej, *długość fali*).

Okazuje się, że w opisanym wyżej redukcjonizmie można posunąć się jeszcze dalej. Zamiast równań można napisać *jedno wyrażenie*, jedną funkcję zwaną funkcją Lagrange’a, z której według ścisłych reguł matematycznych można

równania Maxwella wyprowadzić. Ta metoda znana jest także w mechanice klasycznej. Pozwala ona na wyprowadzenie równań ruchu skomplikowanych układów mechanicznych (np. sprzęgniętych ze sobą wahadełek, czy ciężarków pozawieszanych na ruchomych bloczkach) z odpowiedniej funkcji Lagrange'a. Studenci fizyki uczą się tego na drugim roku studiów.

Zaproponowanie funkcji Lagrange'a jest w zasadzie próbą konstrukcji teorii fizycznej. Czym więc kierować się przy wyborze funkcji Lagrange'a? Jest oczywiście szereg reguł, których należy się trzymać. Bardzo ważną rolę spełniają różnorakie symetrie, które znamy z obserwacji i które nasza teoria powinna respektować. Na przykład prawa fizyki nie powinny się zmieniać, jeśli układ fizyczny przesuniemy w pustej przestrzeni. Powinny także zachowywać swoją postać, jeśli układ fizyczny będziemy obserwować z układu odniesienia, który porusza się względem układu fizycznego ze stałą prędkością. Z tej *niezmienniczości* względem zmiany układu współrzędnych wynika szczególna teoria względności Einsteina. W dalszej części skupimy się jednak na zupełnie innej bardzo ważnej symetrii, mianowicie tzw. symetrii cechowania, która nie jest związana ze zmianą układu współrzędnych.

Aby opisać oddziaływanie dwóch ładunków wygodnie jest wprowadzić potencjał elektrostatyczny. Wówczas siła oddziaływania jest proporcjonalna do pochodnej potencjału (czyli do natężenia pola elektrycznego \vec{E}). Jeśli ktoś nie jest biegły w zaawansowanej matematyce, może sobie wyobrazić, że siła jest proporcjonalna do różnicy potencjałów w dwóch bliskich sobie punktach, podzielonych przez odległość między tymi punktami, jak to zilustrowano na rys. 2. To trochę tak, jak obliczenie prędkości: należy zmierzyć położenie pojazdu w dwóch bliskich sobie chwilach, odjąć od siebie i podzielić przez czas, który upłynął między pierwszym a drugim pomiarem. Ponieważ w obu przypadkach mamy do czynienia z różnicą (potencjału lub położenia) nieistotna jest znajomość *samego* potencjału czy położenia.



Rys. 2. Wartość natężenia pola elektromagnetycznego wytworzonego przez ładunek cząstki w spoczynku wyliczamy odejmując od siebie wartości potencjału (szare okręgi odpowiadają liniom stałego potencjału) zmierzone w bliskich punktach i dzieląc tę różnicę przez odległość między nimi: $|\vec{E}| \sim (V_2 - V_1) / d$. Na rysunku odległość d jest przesadnie duża, aby otrzymać dobry wynik, musimy zdążyć z d do zera. Pole skierowane jest wzdłuż promienia przechodzącego przez centrum ładunku, natomiast zwrot zależy od tego czy ładunek jest dodatni czy ujemny

Wyobraźmy sobie, że mamy termometr, co do którego nie jesteśmy pewni, czy jest dobrze wyskalowany. Nawet, jeżeli termometr zawsze pokazuje o 2 stopnie więcej niż jest w rzeczywistości, możemy całkiem dokładnie określić, o ile stopni zmieniła się temperatura w ciągu godziny, gdyż do tego potrzebna jest nam znajomość różnicy temperatur. Analogia z termometrem jest o tyle chybiobna, że zazwyczaj dużo bardziej interesuje nas dokładna wartość temperatury w danej chwili, niż szybkość jej zmian. Z kolei dla naszego samopoczucia ważniejsza jest szybkość zmian ciśnienia niż jego wartość bezwzględna. W przypadku elektrodynamiki interesują nas wyłącznie różnice potencjału, wartość potencjału w danym punkcie jest nieistotna. Ta własność została podniesiona do rangi symetrii, która nazywa się *symetrią cechowania* (w znaczeniu *wyskalowania*, tak jak to próbowaliśmy wyjaśnić na przykładzie termometru). Oznacza to, że potencjał możemy dowolnie wyskalować, tzn. zadeklarować arbitralnie, że tu i teraz potencjał jest równy zero, a siła oddziaływania (a więc coś, co naprawdę można zmierzyć) między ładunkami od tego wyboru nie zależy. I nie chodzi tu o niedokładny przyrząd pomiarowy („termometr”), ale o własność opisu matematycznego oddziaływań elektromagnetycznych.

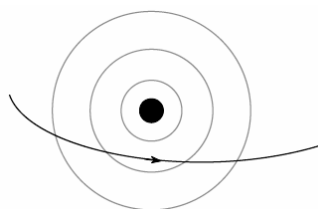
Symetria cechowania wraz z narzuceniem na funkcję Lagrange’a żądania zgodności ze szczególną teorią względności (czyli symetrii związanej ze zmianą układu współrzędnych) prowadzi do równań Maxwella. Wszystkie własności ładunków, prądów, magnesów i ich wzajemne oddziaływania są wynikiem tych dwóch symetrii. Dlatego symetrie w fizyce są „święte” i powszechnie uważa się, że odkrycie symetrii stojącej za pewną klasą zjawisk fizycznych jest w gruncie rzeczy synonimem zrozumienia tej klasy zjawisk.

3. Kwantowa teoria pola

Dotychczas mówiliśmy o tak zwanej klasycznej teorii pola. To, co nas teraz będzie interesowało, to rozpraszanie cząstek, na początek elektronu na protonie. Ponieważ proton jest 2000 razy cięższy od elektronu, z dobrym przybliżeniem możemy go potraktować jako nieruchome źródło pola elektrycznego, które zakrzywia tor elektronu, tak jak to pokazuje rys. 3. Jednakże taki opis rozpraszania zakłada, że oddziaływanie między protonem a elektronem jest *natychmiastowe*. Przesuwając proton, przesuwamy równocześnie związany z nim „na sztywno” potencjał. Pozostaje to jednak w sprzeczności z teorią względności, według której informacja o zmianie położenia protonu dotrze do elektronu nie od razu, ale z pewnym opóźnieniem.

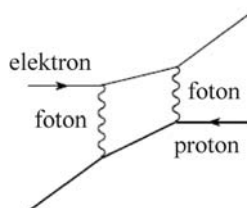
Choć problem natychmiastowego oddziaływania można obejść na gruncie teorii klasycznej, naturalnym sposobem jego uwzględnienia jest kwantowa teoria pola: formalizm matematyczny łączący w sobie mechanikę kwantową i szczególną teorię względności. Kwantową teorię pola wykląda się na niektórych specjalizacjach studiów fizyki na 4. lub 5. roku, nie sposób więc tutaj przedstawić nawet w zarysie choćby tylko jej podstawy. Na szczęście przycho-

dzi nam tu z pomocą wymyślona przez amerykańskiego fizyka, laureata Nagrody Nobla Richarda Feynmana, graficzna reprezentacja procesów rozpraszania. Proces rozpraszania nie polega na zakrzywianiu się toru jednej cząstki poruszającej się w potencjale drugiej, tak jak to przedstawiliśmy na rys. 3, ale na wymianie między cząstkami rozpraszającymi się, tzw. *cząstki pośredniczącej*, która w kwantowej teorii pola zastępuje klasyczny potencjał, tak jak pokazano to na rys. 4, gdzie zderzające się cząstki oznaczono linią ciągłą, zaś cząstkę pośredniczącą linią falistą. Cząstka taka propaguje się między np. protonem a elektronem w skończonym czasie, a więc oddziaływanie nie jest natychmiastowe. Cząstka pośrednicząca może wymieniać się wiele razy między elektronami czy protonami, podobnie jak piłka, którą wymieniają między sobą koszykarze przeprowadzając atak dwójką na kosz przeciwnika.



Rys. 3. Klasyczny opis rozpraszania. Elektron odchyła się w polu elektrycznym spoczywającego protonu. Ponieważ proton jest znacznie cięższy od elektronu, można z dobrym przybliżeniem traktować go jako nieruchome źródło pola elektrycznego

Każdemu z diagramów (noszących nazwę diagramów Feynmana) pokazanych na rys. 4 odpowiada ściśle pewne wyrażenie matematyczne, dzięki któremu możemy wyliczyć, jak zmieniają się tory cząstek (a dokładnie mówiąc, z jakim to się stanie prawdopodobieństwem).



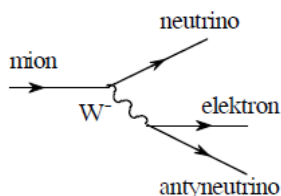
Rys. 4. Kwantowy opis rozpraszania. Między elektronem a protonem wymieniane są cząstki pośredniczące: fotony. Na rysunku pokazano wymianę dwóch fotonów, w rzeczywistości trzeba uwzględnić sumę nieskończonej liczby wymian

Otóż wspomniana w poprzednim rozdziale symetria cechowania narzuca bardzo silne ograniczenia na własności cząstki pośredniczącej, czyli w przypadku elektrodynamiki, fotonu. Foton jest bezmasowy, może poruszać się zatem tylko z prędkością światła, jest nienaładowany (ma ładunek zero), natomiast

„sprzęga” się tylko do cząstek naładowanych, czyli nie może się wymieniać między cząstkami neutralnymi, w szczególności dwa fotony nie mogą wymienić między sobą innego fotonu. Są to własności bardzo nietrywialne i wszystkie wynikają z jednej symetrii: symetrii cechowania. Elektrodynamika kwantowa, jako teoria pola oparta na symetrii cechowania, ma także bardzo ważne własności matematyczne, którymi na ogół nie są obdarzone modele teoretyczne oparte na funkcji Lagrange’a, nieposiadającej symetrii cechowania.

4. Spontaniczne łamanie symetrii cechowania

Na początku wspomnieliśmy o rozpadzie beta neutronu czy mionu. Jak opisać taki rozpad teoretycznie? Jest oczywiste, że nie może to być rozpad elektromagnetyczny (a więc zachodzący za pośrednictwem fotonu), gdyż neutrino, jako cząstki neutralne nie oddziałują z fotonem. W latach trzydziestych ubiegłego stulecia propozycję teoretycznego opisu rozpadu beta zaproponował wybitny fizyk włoski Enrico Fermi. Niestety, model Fermiego jest matematycznie niekonsystentny i szybko stało się jasne, że może być stosowany tylko w bardzo ograniczonym zakresie. Powstało zatem pytanie, czy można uogólnić znaną z elektrodynamiki symetrię cechowania, tak aby dało się opisać oddziaływanie z neutrino. Taką teorię zaproponowano w roku 1955. Różniła się ona od elektrodynamiki tym, że wprowadzono nie jeden, ale trzy potencjały, które można było dowolnie „wycechować”. W języku kwantowej teorii pola oznacza to, że mamy trzy bezmasowe cząstki pośredniczące: dwie elektrycznie naładowane: W^\pm i jedną, podobnie jak foton, elektrycznie obojętną: W^0 . Teoria ta przewiduje, że rozpad beta zachodzi przez emisję cząstki W , która następnie rozpada się, tak jak to pokazano na rys. 5.

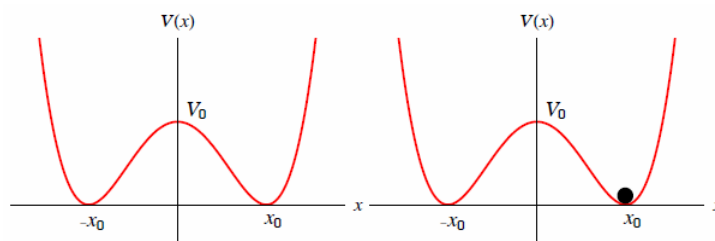


Rys. 5. Kwantowy opis rozpadu beta mionu. Mion rozpada się na neutrino i cząstkę pośredniczącą W^- , która następnie rozpada się na elektron i antyneutrino

Niestety, otrzymane z tej teorii prawdopodobieństwa rozpadu nie są zgodne z doświadczeniem. Szybko zorientowano się, że dałoby się uzyskać dobry opis danych doświadczalnych, gdyby cząstki W miały masę. Jednakże symetria cechowania nie pozwala, aby cząstki pośredniczące miały masę. To, co było wielkim sukcesem w elektrodynamice, stało się nagle istotną przeszkodą. Zaczęto się więc zastanawiać, jak uratować symetrię, która gwarantuje poprawne własności teorii i jak się jej pozbyć, żeby cząstki pośredniczące nie były bezmaso-

we. Z jednej strony chcemy więc zjeść ciasteczko, a z drugiej, ciągle je mieć. Co nie jest możliwe w przypadku ciasteczka, jest jednak możliwe w kwantowej teorii pola.

Pomysł jest w zasadzie prosty i można go wytłumaczyć na przykładzie cząstki poruszającej się w symetrycznym potencjale $V(x)$ o dwu minimach, takim jak na rys. 6. Potencjał ten ma symetrię ze względu na odbicie względem osi pionowej, którą można zapisać jako transformację zamieniającą $x \rightarrow -x$. Nasz potencjał ma własność $V(x) = V(-x)$. Kiedy jednak w potencjale tym znacznie porusza się cząstka, sytuacja wygląda już inaczej. Wyobraźmy sobie, że do rynny uformowanej, tak jak potencjał V wrzucamy kulkę. Kulka będzie oscylować przechodząc przez oba minima tam i z powrotem. Ponieważ jednak w przyrodzie występuje tarcie i inne siły oporu, po pewnym czasie cząstka zatrzyma się w jednym z minimów. To, w którym minimum się zatrzyma, jest w zasadzie zdarzeniem losowym. Ponieważ cząstka spoczywa w minimum potencjału, ma więc najniższą możliwą energię; taki stan układu fizycznego nazywamy *stanem podstawowym*. O ile jednak potencjał ma symetrię ze względu na odbicie $x \rightarrow -x$, o tyle stan podstawowy nie ma takiej symetrii, ponieważ kulka spoczywa albo w punkcie $x = x_0$, albo w punkcie $x = -x_0$, a nie w obu na raz. Mamy zatem sytuację, w której potencjał posiada pewną symetrię, a stan podstawowy ją łamie. Takie zjawisko nazywamy *spontanycznym* (czyli losowym) łamaniem symetrii.



Rys. 6. W symetrycznym potencjale (rysunek lewy) porusza się cząstka, która po pewnym czasie zatrzymuje się w jednym z minimów (rysunek prawy), łamiąc *spontanicznie* symetrię

Mechanizm spontanicznego łamania symetrii można użyć w kwantowej teorii pola. W tym celu musimy wprowadzić do teorii odpowiednik potencjału V . Oznacza to, że musimy dodać do teorii nowe pola, czyli także nowe cząstki. Matematyczne reguły teorii grup wymagają, aby do teorii z trzema cząstkami pośredniczącymi W^\pm i W^0 dodać cztery nowe pola, zwane od nazwiska ich pomysłodawcy polami Higgsa tak, aby cały układ posiadał wymaganą symetrię cechowania. Jednocześnie stan podstawowy musi łamać tę symetrię w taki sposób, aby cząstki pośredniczące uzyskały masę. Gdyby symetria nie była złamana spontanicznie, mielibyśmy trzy bezmasowe cząstki pośredniczące i cztery

cząstki odpowiadające polu Higgsa. Jednakże stan podstawowy łamie wyjściową symetrię, w wyniku czego mamy trzy masywne cząstki pośredniczące i jedną nową masywną cząstkę zwaną bozonem Higgsa. W ten sposób osiągnęliśmy niemożliwe: mamy ciastko (teoria wyjściowa posiada wymaganą symetrię), chociaż zostało ono zjedzone (symetria została spontanicznie złamana).

5. Czy w LHC odkryjemy cząstkę Higgsa?

Oparta na powyższym mechanizmie teoria rozpadu beta jest znakomicie zgodna z doświadczeniem. Jednakże wszystkie mierzalne wartości są bezpośrednio czułe jedynie na wielkość odpowiadającą położeniu minimum potencjału V , czyli na wartość x_0 , natomiast nie zależą one praktycznie od V_0 – wartości potencjału w zerze. A właśnie masa bozonu Higgsa jest bezpośrednio związana z V_0 ! Mamy więc wyjątkowo perfidną konspirację: wiemy, że cząstka Higgsa istnieje, ale nie potrafimy podać precyzyjnego przewidywania na jej masę. Co prawda, różne przewidywania teoretyczne zależą pośrednio od masy Higgsa i na tej podstawie można przypuszczać, że cząstka Higgsa zostanie odkryta w LHC.

Trzeba jednak pamiętać, że potencjał Higgsa, który gwarantuje spontaniczne łamanie symetrii cechowania mógłby mieć zupełnie inny kształt, mógłby być bardziej skomplikowany niż przy standardowym wyborze, który podyktowany jest tylko prostotą. W takiej sytuacji mielibyśmy nie jedną, ale kilka cząstek Higgsa. Może się też okazać, że opis łamania symetrii cechowania za pomocą potencjału Higgsa jest tylko opisem efektywnym bardziej złożonego mechanizmu, podobnie jak teoria Fermiego była przybliżeniem teorii opartej na łamaniu symetrii cechowania. Jesteśmy zaiste w sytuacji, w jakiej znalazł się Krzysztof Kolumb: wiemy, że płynąc z Europy na zachód dopłyniemy do Azji, ale nie wiemy, w jakiej Azja znajduje się odległości. Może okazać się, że jest tam, gdzie – jak się nam wydaje – powinna być, może się jednak okazać, że jest dużo dalej. Wówczas możemy natrafić na pusty ocean, ale może się też okazać, że po drodze odkryjemy Amerykę. Każdy z tych scenariuszy rozszerzy naszą wiedzę o świecie cząstek i o podstawowych prawach natury. Czas pokaże, co się wydarzy.

Postscriptum

W powyższym artykule, w którym starałem się pokazać, jak istotną rolę w zrozumieniu praw fizyki odgrywają symetrie, nie udało się uniknąć wielu uproszczeń. Mam nadzieję, że uproszczenia te pozwoliły łatwiej zrozumieć istotę podniesionych problemów. Wydaje mi się jednak, że warto wskazać, gdzie tych uproszczeń dokonano. A więc symetria cechowania dotyczy zarówno potencjału elektrostatycznego $V(\vec{r}, t)$ jak i wektorowego potencjału magnetycznego $\vec{A}(\vec{r}, t)$. Zgodnie z teorią względności oba te potencjały są w zasadzie jednym „obiektem” fizycznym, tzw. *czteropotencjałem*. Mówiliśmy o dowolno-

ści wycechowania potencjału (w istocie czteropotencjału), ale nie powiedzieliśmy, że to dowolne wycechowanie dotyczy każdego punktu w przestrzeni oddzielnie, jest więc *lokalne*, a nie *globalne*. Globalna symetria cechowania nie prowadzi do pojawienia się cząstek pośredniczących.

Mówiąc o kwantowej teorii pola skupiliśmy się na problemie natychmiastowości oddziaływania, a pominęliśmy bardzo ważny aspekt niezachowania liczby cząstek. W ramach kwantowej teorii pola można bowiem obliczyć prawdopodobieństwo procesu, w którym w wyniku zderzenia dwóch cząstek, jak to ma miejsce w eksperymentach w akceleratorach, powstają niejednokrotnie dziesiątki lub setki innych cząstek.

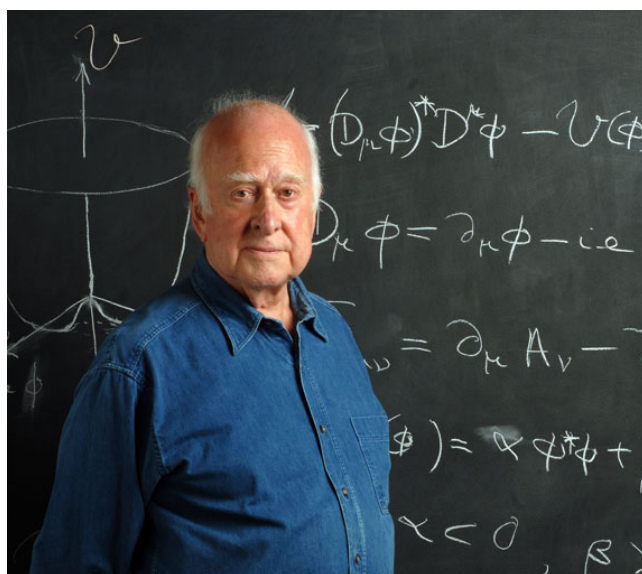
Uprościliśmy opis łamania symetrii w przypadku oddziaływań słabych: w istocie oprócz wspomnianej cząstki pośredniczącej W^0 mamy drugą cząstkę neutralną B^0 . Cząstki te mieszają się tworząc bezmasowy foton i masyną cząstkę Z^0 , która jest nieco cięższa niż cząstki naładowane W^\pm . W istocie omawiana teoria cechowania wraz z mechanizmem Higgsa stanowi przykład unifikacji (a więc zamiany dwóch rozłącznych teorii w jedną) oddziaływań słabych i elektromagnetycznych.

Na koniec chciałbym się odnieść do pewnych stwierdzeń pojawiających się w środkach masowego przekazu, że być może po odkryciach dokonanych w LHC będzie trzeba przepisać podręczniki fizyki. Wydaje się, że jest to stwierdzenie znacznie przesadzone. Staralem się to wyjaśnić w ostatnim akapicie: być może tzw. mechanizm Higgsa jest tylko uproszczonym opisem rzeczywistości, jednakże zgodność obecnej teorii oddziaływań elektromagnetycznych i słabych z doświadczeniem nie zostawia wątpliwości, że jest to opis poprawny. Jest moim zdaniem prawie pewne, że w wyniku przeprowadzonych w LHC eksperymentów, podręczniki fizyki się zmienią, ale nie trzeba ich będzie pisać od nowa.

CERN to jedno z największych międzynarodowych laboratoriów badawczych na świecie. Nazwa CERN (z francuskiego Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) odnosi się do powołanej w 1952 roku komisji, której zadaniem było utworzenie europejskiego ośrodka fizyki jądrowej prowadzącego na najwyższym poziomie badania doświadczalne dotyczące struktury materii. Ostatecznie, kiedy w roku 1954 ośrodek ten powstał, komisja została rozwiązana, ale nazwa funkcjonuje do dziś. W mieszczącym się w okolicach Genewy po obu stronach granicy francusko-szwajcarskiej laboratorium pracuje dziś około 2500 naukowców, inżynierów, techników i pracowników administracji. Ponadto około 8000 badaczy z 85 krajów uczestniczy w badaniach prowadzonych w CERNie, nie będąc tam formalnie zatrudnionymi. CERN jest finansowany przez 20 krajów europejskich – w tym Polskę – które określa się jako kraje członkowskie. Ponad 30 krajów ma status obserwatorów.
Źródło: <http://public.web.cern.ch/public/en/About/About-en.html>

Peter Higgs jest obecnie emerytowanym profesorem fizyki Uniwersytetu w Edynburgu. Urodził się w roku 1929 w Newcastle. Studiował w King's College, University of London, gdzie w roku 1954 otrzymał tytuł doktora fizyki. W roku 1964, pracując już na Uniwersytecie w Edynburgu opublikował kilka krótkich prac, w których dyskutował o spontanicznym łamaniu symetrii cechowania. Podobne studia w tym samym czasie prowadzili dwaj fizycy belgijscy Francois Englert i Robert Brout. Higgs o ich badaniach dowiedział się od recenzenta swojej drugiej pracy, którym był niedawny laureat Nagrody Nobla Yoichiro Nambu. Idea generacji masy cząstek pośredniczących poprzez łamanie symetrii cechowania „wisiła” wówczas w powietrzu, wielu innych fizyków było bardzo blisko jej sformułowania. Jednakże to od prac Higgsa wzięła się nazwa tego zjawiska określanego jako *mechanizm Higgsa*, a związana z tym cząstka została nazwana *bozonem Higgsa*.

Źródło: <http://www2.ph.ed.ac.uk/peter-higgs/>



Peter Higgs