



Mechanizm BEH i związany z nim skalarny bozon



Wykład noblowski Francois Englerta
(Wolny Uniwersytet w Brukseli, Belgia), 8 grudnia 2013¹

1. Wprowadzenie: długo- i krótkozasięgowe oddziaływania

Fizyka, tak jak ją rozumiemy dzisiaj, próbuje interpretować różne zjawiska jako szczególne przejawy sprawdalnych praw ogólnych. Od swego początku w Renesansie, przede wszystkim dzięki rewolucyjnym ideom Galileusza, podejście takie okazywało się metodą wyjątkowo skuteczną; do tego stopnia, iż, po zdumiewających osiągnięciach z pierwszej połowy dwudziestego wieku, można było nawet wyrazić przypuszczenie, że wszystkie zjawiska, zachodzące poczynając od skali atomowej, aż po krańce obserwowanego wszechświata, podlegają tylko dwóm fundamentalnym i znanym prawom: klasycznej ogólnej teorii względności - einsteinowskiemu uogólnieniu newtonowskiej grawitacji – i kwantowej elektrodynamice, czyli kwantowej wersji maxwellowskiej teorii elektromagnetycznej.

Oddziaływania grawitacyjne i elektromagnetyczne są oddziaływaniami długozasięgowymi. Oznacza to, że działają one między obiektami które są jedne od drugich dowolnie bardzo oddalone. Postęp w zrozumieniu takiej fizyki stosowalnej do wielkich skal można z pewnością przypisać temu, że efekty takich oddziaływań można dostrzegać bez pośrednictwa wysoce skomplikowanych urządzeń technicznych. Odkrycie struktur subatomowych ujawniło jednak istnienie innych oddziaływań fundamentalnych, które są krótkozasięgowe, tzn. są pomijalnie słabe na dużych skalach odległości. We wczesnych latach sześćdziesiątych nie było jeszcze spójnej interpretacji teoretycznej krótkozasięgowych oddziaływań fundamentalnych: ani „oddziaływań słabych” odpowiedzialnych za rozpady radioaktywne ani „silnych oddziaływań” odpowiedzialnych za powstawanie struktur jądrowych.

Robert Brout i ja [1] oraz, niezależnie, Peter Higgs [2] skonstruowaliśmy mechanizm pozwalający ująć fundamentalne krótkozasięgowe oddziaływania w ramy teorii. Rober Brout odszedł w roku 2011 i zostawił mnie samego, bym opowiedział naszą historię. Wytlumaczę więc, w jaki sposób doszliśmy do zaproponowania tego mechanizmu i jak czyni on możliwym skonstruowanie spójnych wewnętrznie fundamentalnych teorii krótkozasięgowych oddziaływań oraz tworzenie się mas cząstek elementarnych. Stał się on kamieniem węgielnym Modelu Standardowego, a ostatnio został potwierdzony przez wspaniałe odkrycie – odkrycie w CERNie skalarnego bozonu, którego istnienie jest jego konsekwencją. Przekonało nas to, iż spójne sformułowanie oddziaływań krótkozasięgowych wymaga wspólnego pochodzenia zarówno długo-, jak i krótkozasięgowych oddziaływań.

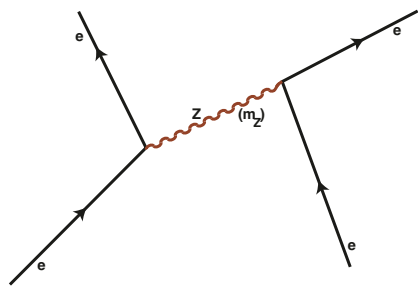
Choć zarówno klasyczna ogólna teoria względności i kwantowa elektrodynamika są teoriami długozasięgowych oddziaływań i są zbudowane w oparciu o bardzo szerokie symetrie, zwane „lokalnymi”, mają bardzo odmienne struktury: w odróżnieniu od klasycznej ogólnej teorii względności, długozasięgowa elektrodynamika kwantowa jest w pełni spójna na poziomie kwantowym i została na tym poziomie eksperymentalnie potwierdzona; w szczególności przez udane sprowadzenie chemii do znanej fizyki. Oczywista okoliczność, że dobra teoria oddziaływań krótkozasięgowych powinna być spójna jako teoria kwantowa, w sposób naturalny skłaniała nas do przyjęcia za model odpowiadających im oddziaływań długozasięgowych uogólnienia elektrodynamiki kwantowej znanego jako teoria Yanga–Millsa.

Kwantowymi składnikami fal elektromagnetycznych są „fotony” – bezmasowe elektrycznie obojętne cząstki podróżujące z prędkością światła. Konsekwen-

1. Opublikowano w języku polskim za zgodą Nobel Foundation
©The Nobel Foudation 2013

cją ich bezmasowego charakteru jest to, że odpowiadające im fale mogą być spolaryzowane jedynie w kierunkach prostopadłych do kierunku swojej propagacji. Właściwości te są najwyraźniej zabezpieczone przez lokalną symetrię, gdyż symetria taka nie przeżywa jawnego włączenia do teorii wyrazów masowych. Teoria Yanga–Millsa jest zbudowana w oparciu o podobne symetrie lokalne, tylko rozszerzone tak, by dopuścić kilka oddziałujących bezmasowych kwantowych składników, zarówno neutralnych jak i naładowanych. Te bezmasowe obiekty są zwane wektorowymi bozonami cechowania (często po prostu bozonami cechowania).

Aby w ramach teorii Yanga–Millsa przetworzyć oddziaływania długozasięgowe w krótkozasięgowe, wystarczyłoby nadać bozonom cechowania masę, czyli zrobić coś, co jak właśnie powiedzieliśmy, jest najwyraźniej niedozwolone przez lokalne symetrie tej teorii. Porzucając na chwilę ten wątek, przypomnijmy najpierw, dlaczego cząstki masywne przenoszą w ogólności oddziaływania krótkozasięgowe.



Rys. 1. Masywna cząstka przenosząca oddziaływanie krótkozasięgowe.

Rysunek 1 przedstawia diagram Feynmana. Jego odwołujący się do intuicji wygląd skrywa ściśle określone matematyczne treści. Obrazuje on, jeśli przyjąć, że czas płynie od dołu do góry rysunku, rozpraszanie dwóch elektronów będące skutkiem wymiany masywnej cząstki oznaczanej Z o masie m_Z . Według fizyki klasycznej proces taki nie może zachodzić, gdyż pojawienie się cząstki Z pogwałciłoby zachowanie energii. Zgodnie z mechaniką kwantową jest on jednak dopuszczalny, jeśli przeciąg czasu, w trakcie którego energia nie jest zachowana, jest rzędu \hbar/mc^2 . Proces pokazany na rysunku 1 reprezentuje w najniższym rzędzie rachunku zaburzeń oddziaływanie, którego zasięg jest ograniczony do odległości rzędu $\sim \hbar/mc$.

Jako że lokalne symetrie wyraźnie zabraniają wprowadzenia do teorii masywnych bozonów cechowania, zwracamy naszą uwagę na klasę teorii, w których stan [podstawowy] układu nie respektuje zasad symetrii, którym podlega dynamika. Zdarza się to często w fizyce statystycznej przemian fazowych [3]. Nie ma w tym nic zaskakującego, gdyż z reguły rozważania energetyczne pokazują, iż stan podstawowy lub nisko nad nim le-

żące stany wzbudzone układu wielu ciał wykazują uporządkowanie. Zmienna kolektywna, taka jak namagnesowanie, przybierając niezerową wartość oczekiwaną definiuje pewien parametr porządku, choć na mocy symetrii (we wspomnianej teorii Landaua wynikającej z izotropowości) zakodowanej w sformułowaniu teorii powinna ona zniknąć. Jest to przykład spontanicznego łamania symetrii SSB (*Spontaneous Symmetry Breaking*), które jest powszechne w statystycznej teorii przemian fazowych drugiego rodzaju. Czy masa bozonów cechowania mogłaby powstawać w wyniku analogicznego łamania symetrii? Pytanie to w sposób naturalny wynikło z przełomowej pracy Yoichiro Nambu, który pokazał [4–6], że efekt SSB można przenieść ze statystycznej teorii przemian fazowych do dziedziny relatywistycznej kwantowej teorii pola, stanowiącej matematyczne ramy analizy świata cząstek elementarnych.

Prowadzi to do jeszcze głębszego pytania: czy SSB może być czynnikiem powodującym przekształcanie się oddziaływań długozasięgowych przenoszonych przez bezmasowe pola cechowania w krótkozasięgowe oddziaływania przenoszone przez pola masywne, bez podważania dobrego kwantowego zachowania, które charakteryzuje najprostszą teorię Yanga–Millsa, czyli elektrodynamikę kwantową.

Jak zobaczymy, odpowiedzią na oba pytania jest „tak” pod warunkiem, że pojęcie SSB zostanie zastąpione bardziej subtelnym: mianowicie pojęciem mechanizmu BEH (czyli mechanizmem: Brouta, Englerta i Higgsa) [1,2]. Aby przygotować omówienie tego mechanizmu przypomnę najpierw, jak SSB można przenieść z teorii przemian fazowych na grunt relatywistycznej kwantowej teorii pola.

2. Spontaniczne łamanie symetrii

2.1. Spontaniczne łamanie symetrii przy przemianie fazowej

Rozpatrzmy układ materii skondensowanej, którego dynamika jest niezmiennicza względem operacji tworzących ciągłą grupę symetrii. Gdy temperatura spadnie poniżej krytycznej, symetria może się obniżyć z powodu przejścia układu do jakiejś fazy uporządkowanej. Złamanie wyjściowej symetrii w punkcie przemiany jest zawsze zdarzeniem nieciągłym, ale parametr porządku jako funkcja temperatury może narastać w sposób ciągły. W takim przypadku przemiana jest drugiego rodzaju.² Łamanie symetrii przy przemianie fazowej dru-

2. Dziś przemiany fazowe klasyfikuje się raczej jako pierwszego rodzaju i ciągłe (bez dzielenia tych drugich na drugiego rodzaju, trzeciego itp.) bo taka klasyfikacja lepiej pasuje do rzeczywistości (przyp. tłum.).

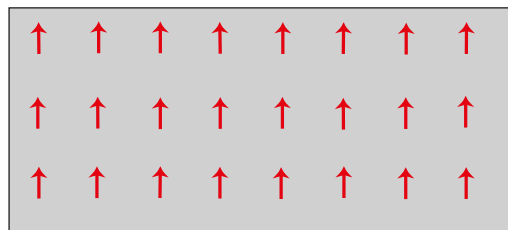
giego rodzaju charakteryzuje [zjawiska takie jak]³ np. ferromagnetyzm, nadciekłość, czy nadprzewodnictwo.

Omówię najpierw ferromagnetyczną przemianę fazową, która ilustruje trzy ogólne cechy SSB w fazie niskoenetycznej; pojawiają się one w punkcie, w którym zachodzi przemiana. Są to: degeneracja stanu podstawowego, pojawienie się „modu bezmasowego”, w przypadku, gdy dynamika ma *ciągłą* grupę symetrii, oraz wystąpienie „modu masywnego” odzwierciedlającego „sztywność” parametru porządku.

Przy braku zewnętrznego pola magnetycznego i [przy pominięciu] efektów powierzchniowych, substancja ferromagnetyczna poniżej punktu Curie wykazuje globalną orientację namagnesowania, mimo iż dynamika układu jest w oczywisty sposób niezmiennicza względem obrotów: hamiltonian układu jest niezmienniczy względem działania pełnej grupy obrotów. Jest to właśnie SSB.

Układ wykazujący ferromagnetyzm jest zbudowany z mikroskopijnych atomowych magnesików (w uproszczonych modelach, takich jak model Heienberga, są nimi obiekty o spinie 1/2), których wzajemne oddziaływania starają się ustawić sąsiednie spiny równoległe. Globalna orientacja nie występuje w wysokich temperaturach, w których dominuje burzący porządek ruch termiczny. Poniżej krytycznej „temperatury Curie” dominującą rolę odgrywa natomiast energia i układ wykazuje globalne namagnesowanie: równoległe ustawienie sąsiednich spinów rozpropagowuje się, doprowadzając do makroskopowego namagnesowania. Wyróżnia ono pewien kierunek, który w nieskończonym, całkowicie izolowanym ferromagnetyku jest arbitralny. Łatwo można udowodnić, iż w przypadku układu nieskończonego każde dwie możliwe orientacje definiują dwa wzajemnie ortogonalne⁴ stany podstawowe oraz, że lokalne wzbudzenia ponad tymi stanami podstawowymi są również wzajemnie ortogonalne. Cała przestrzeń Hilberta rozpada się tym samym na nieskończenie wiele rozłącznych przestrzeni Hilberta. To właśnie jest degeneracja stanu podstawowego (rysunek 2).

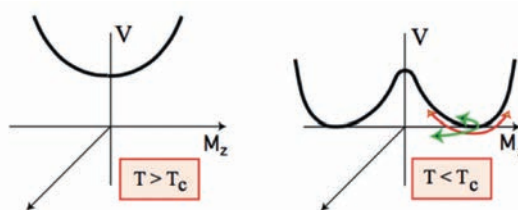
Termodynamiczny potencjał efektywny V , którego minimum, przy braku zewnętrznego pola magnetycznego, wyznacza namagnesowanie, jest pokazany na rysunku 3. Powyżej punktu Curie T_C namagnesowanie \vec{M} jest równe zero. Poniżej punktu Curie na wykresie potencjału na płaszczyźnie (V, M_z) pojawia się podwójne minimum, które w kierunkach M_x i M_y tworzy całą do-



Rys. 2. Klasyczne przedstawienie stanu podstawowego ferromagnetyka.

linę. Każdy punkt tej doliny definiuje jeden zdegenerowany stan podstawowy; wszystkie one odpowiadają tej samej wartości $|\vec{M}|$.

W ustalonym minimum, powiedzmy takim, w którym $\vec{M} = M^z \vec{I}_z$, krzywizna potencjału efektywnego jest miarą odwrotności podatności [magnetycznej], która wyznacza energię fluktuacji o nieskończenie długiej fali. Energia takiej fluktuacji jest analogiem masy cząstki w relatywistycznej fizyce cząstek. Odwrotność podatności jest zerowa w kierunkach poprzecznych w stosunku do [wektora \vec{M}] parametru porządku i dodatnia w kierunku doń równoległym. Podatność w kierunku poprzecznym daje więc „bezmasywny” mod poprzeczny charakterystyczny dla złamanej symetrii: są to „fale spinowe”, których kwantowymi składnikami są oddziałujące bozony zwane „magnonami”. Podatność „podłużna”, tj. w kierunku równoległym do \vec{M} , odpowiada „masywnym” modom podłużnym (mogą one być niestabilne), które odpowiadają fluktuacjom parametru porządku. W odróżnieniu od modu bezmasowego, który istnieje tylko przy spontanicznym złamaniu symetrii ciągłej, gdy istnieje cała dolina [minimów], mod masywny towarzyszy każdemu SSB, ciągłemu albo dyskretnemu, i jest miarą sztywności uporządkowanej struktury.



Rys. 3. Kształt termodynamicznego potencjału efektywnego ferromagnetyka powyżej i poniżej punktu Curie.

Struktura [potencjału] pokazana na rysunku 3 jest typowa dla wielu przemian fazowych drugiego rodzaju i prowadzi do podobnych konsekwencji. W przypadku nadprzewodnictwa zachodzi jednak dodatkowe zjawisko. Symetria fazy kwantowej jest złamana przez kondensat par elektronowych związanych siłą przyciągającą pochodzącą od wymiany fononu [pomiędzy elektronami znajdującymi się] w pobliżu powierzchni Fermiego. Kondensacja prowadzi do powstania na po-

3. sformułowania w nawiasach kwadratowych [] pochodzą od tłumacza (przyp. red.).

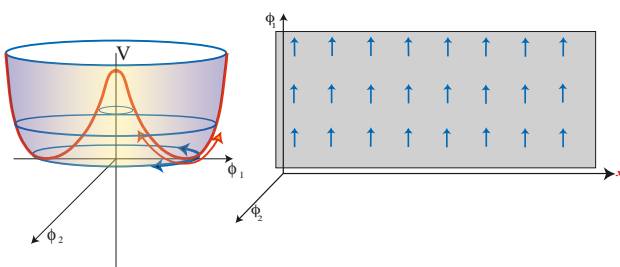
4. W sensie iloczynu skalarnego w p. Hilberta.

wierzchni Fermiego przerwy w widmie energii. W nadprzewodnikach neutralnych przerwę tę wypełniłby mod bezmasowy, co prowadziłoby do wszystkich ogólnych cech charakteryzujących SSB. Jednak występowanie długi zasięgowych oddziaływań coulombowskich modyfikuje ten obrazek. *Mod bezmasowy przestaje istnieć*: staje się on częścią oscylacji gęstości elektronów, czyli „masywnego” modu plazmowego. Jak stanie się to jasne dalej, jest to prototyp mechanizmu BEH [7,4,8]

2.2. Spontaniczne łamanie symetrii w ramach w teorii pola

Spontaniczne łamanie symetrii zostało wprowadzone do relatywistycznej kwantowej teorii pola przez Nambu [4] w analogii do teorii BCS nadprzewodnictwa. Problemem badanym przez Nambu oraz Nambu wraz z Jona-Lasinio [6] było spontaniczne łamanie symetrii $U(1)$ działającej na pola bezmasowych fermionów, będącej skutkiem dowolności wyboru względnej (chiralnej) fazy pomiędzy rozprzęgniętymi lewymi i prawymi składowymi tych pól. Chiralnie niezmiennicze oddziaływania nie mogą w ramach rachunku zaburzeń spowodować, że fermion stanie się masywny, ale mogą być tego przyczyną, jeśli występuje (nieperturbacyjny) kondensat fermionów: kondensat taki łamie bowiem spontanicznie symetrię chiralną. Nambu [5] pokazał, że takiemu spontanicznemu łamaniu symetrii towarzyszy istnienie bezmasowego pseudoskalara. Bezmasowość ta jest interpretowana jako granica chiralna właściwości pionu (którego masa, mierzona skalą mas hadronów, jest bardzo mała). Taka interpretacja pionu stanowiła przełom w naszym rozumieniu fizyki oddziaływań silnych. Bezmasowy pseudoskalar jest teoriopolowym odpowiednikiem „bezmasowego” modu fal spinowych w ferromagnetyzmie. W ramach modelu przedstawionego w pracy [6] pokazane zostało, iż SSB prowadzi także do powstania masywnego skalarnego bozonu - odpowiednika „masywnego modu”, który przy przemianie fazowej „mierzy” sztywność parametru porządku w fazie, w której symetria jest spontanicznie złamana.

Znaczenie tego, iż z SSB wiąże się istnienie zarówno bozonu bezmasowego, jak i masywnego dobrze ilustruje prosty model zaproponowany przez Jeffrey’ego Goldstone’a [9]. Pokazany na rysunku 4 potencjał



Rys. 4. Spontaniczne łamanie symetrii w modelu Goldstone’a.

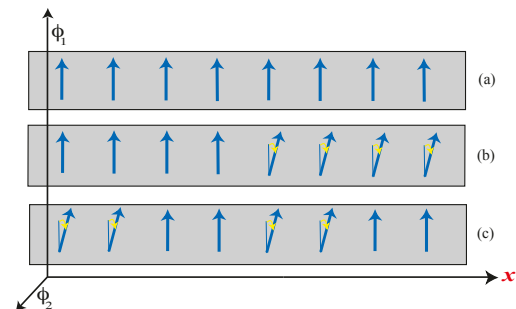
$V(\phi_1, \phi_2)$ [tego modelu] jest niezmienniczy względem obrotów w płaszczyźnie rzeczywistych pól (ϕ_1, ϕ_2) , lub, co równoważne, jest niezmienniczy względem tworzących grupę $U(1)$ zmian fazy zespolonego pola $\phi = (\phi_1 + i\phi_2)/\sqrt{2}$. Symetria ta jest spontanicznie złamana przez wartość oczekiwaną $\langle \phi \rangle$, którą pole ϕ przyjmuje w minimum potencjału wyróżniając jakiś kierunek na płaszczyźnie (ϕ_1, ϕ_2) , powiedzmy [kierunek pola] ϕ_1 . Czyli, pisząc $\phi = \langle \phi \rangle + \varphi$,

$$\phi_1 = \langle \phi \rangle + \varphi_1, \quad (2.1)$$

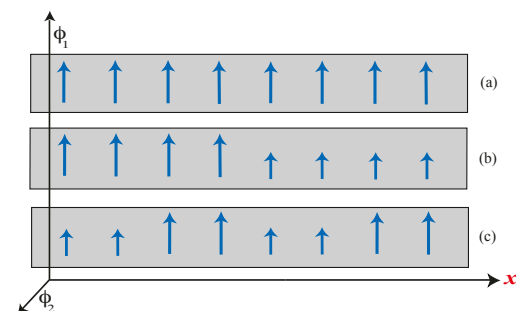
$$\phi_2 = \varphi_2. \quad (2.2)$$

Jeśli pola φ_1 i φ_2 są małe, możemy utożsamić kwantowe fluktuacje φ_1 wspinające się po zboczach potencjału z modem masywnym, który mierzy sztywność wybranego przez wartość $\langle \phi_2 \rangle$ stanu podstawowego ze spontanicznie złamaną symetrią, a fluktuację kwantową φ_2 w prostym kierunku (w kierunku doliny) z bezmasowym modem charakterystycznym dla SSB.

Sens tych fluktuacji jest zilustrowany na rysunkach 5 i 6, pokazujących odpowiednio klasyczne mody falowe φ_2 i φ_1 na klasycznym tle $\langle \phi_2 \rangle$. Odpowiadające im bozony: bezmasowy i masywny są kwantowymi składnikami pokazanych fal.



Rys. 5. Bezmasowy mod φ_2 Nambu-Goldstone’a.



Rys. 6. Masywny skalarny mod φ_1 .

Rysunek 5a pokazuje schematycznie stan o najniższej energii („próżnię”) tego układu: stała, niezerowa wartość $\langle \phi_2 \rangle$ pola ϕ_1 przenika całą czasoprzestrzeń. Z kolei rysunek 5b obrazuje wzbudzenie polegające na obróceniu połowy pól w płaszczyźnie (ϕ_1, ϕ_2) . Kosztuje to tylko tyle energii, ile jest zlokalizowane w pobliżu powierzchni rozdzielającej obrócone pola od wybranej

próżni. Dzięki SSB obrócenie wszystkich pól rzeczywistości nie wymaga w ogóle żadnego wydatku energii: obrócenie takie jest w istocie zastąpieniem wybranej początkowo próżni przez inną, jej równoważną, o tej samej energii. Jest to właśnie charakterystyczna dla SSB *degeneracja próżni*. Rysunek 5c ma ilustrować falę pola φ_2 . Porównując rysunki 5c i 5b widzimy, że gdy długość fali rośnie nieograniczenie jej energia spada do zera i w tej granicy można ją uważać za zmiany pola wzdłuż doliny potencjału z rysunku 4. Kwantowe wzbudzenia niesione przez falę osiągają więc przy zerowym pędzie zerową energię i stąd masa m_{φ_2} jest równa zero. Rysunek 5 można łatwo uogólnić na przypadki bardziej skomplikowanego spontanicznego łamania ciągłych symetrii. Bezmasowe bozony są więc ogólną cechą takiego SSB, cechą którą ujawniło odkrycie przez Nambu [5], że bezmasowy pion jest konsekwencją spontanicznego łamania symetrii chiralnej. Bozony takie będą dalej nazywane bezmasowymi bozonami Nambu–Goldstone’a (bozony NG). Formalne dowody potwierdzające powyższą prostą analizę można znaleźć w literaturze [10].

Rysunek 6 obrazuje w podobny sposób [jak poprzednie rysunki] klasyczną falę odpowiadającą fluktuacjom pól wokół ich wartości próżniowych. Wzbudzenia takie w kierunku φ_1 reprezentują fluktuacje parametru porządku $\langle\varphi_1\rangle$. Są one efektem objętościowym i ich energia nie znika, gdy długość takiej fali rośnie nieograniczenie. Kwantowe wzbudzenia odpowiadające φ_1 są zatem masywne. Na rysunku 4 odpowiadają one wspinaniu się [pola] po stromiznie potencjału. Argumenty te znowu można rozciągnąć na bardziej ogólne warianty SSB (także na przypadki łamania symetrii dyskretnej), tak by uwzględnić fluktuacje parametru porządku. Niezmienniczość lorentzowska wymaga, by takie masywne wzbudzenia były cząstkami skalarnymi.⁵ Były one obecne już w pracy [6] i będą ogólnie nazywane *masywnymi bozonami skalarnymi*.

Podsumowując: pole φ_2 opisuje bozony bezmasowe, φ_1 masywne, a „parametr porządku” $\langle\varphi_1\rangle$ można traktować, jak kondensat bozonów φ_1 .

3. Mechanizm BEH

Powyższe rozważania odnoszą się tylko do spontanicznego łamania ciągłych symetrii globalnych. Globalność oznacza, że operacje symetrii nie zależą od punktu x czasoprzestrzeni. Np. symetriami modelu Goldstone’a są globalne obroty pól z rysunku 5a w płaszczyźnie (φ_1, φ_2) o kąty niezależne od czasoprzestrzennego punktu x (są one przemieszczeniami wzdłuż doliny z rysunku 4): obroty takie nie wymagają żadnego wydatku

energii i po prostu przebiegają przez zdegenerowane próżnie. Teraz zaś omówimy, co się dzieje z SSB, gdy globalna symetria stanie się symetrią lokalną.

3.1. Co się dzieje z bozonami Nambu–Goldstone’a i masy bozonów wektorowych

Uogólniamy globalną symetrię $U(1)$ modelu Goldstone’a do symetrii lokalnej. Teraz kąt obrotu w płaszczyźnie (φ_1, φ_2) z rysunku 5 lub, równoważnie, przemieszczenie wzdłuż doliny z rysunku 4, może być wybrany niezależnie w każdym punkcie x czasoprzestrzeni bez żadnego wydatku energii i bez jakichkolwiek fizycznych efektów. Aby tak mogło być, trzeba wynaleźć nowe pole, przekształcające się tak, by kasować energię, która by była wytworzona przez takie przemieszczenie w jego nieobecności. Pole takie, to „wektorowe pole cechowania” A_μ . Musi ono być polem wektorowym, aby kompensować energię we wszystkich kierunkach przestrzennych i musi przekształcać się w odpowiedni sposób przy obrotach w płaszczyźnie (φ_1, φ_2) ; przekształcenie takie nazywa się przekształceniem cechowania i prowadzi do olbrzymiej dowolności w wyborze pola A_μ odpowiadającej dowolnym „wewnętrznym” obrotom w różnych punktach przestrzeni. Konsekwencją takiej symetrii cechowania jest to, że fale są spolaryzowane w kierunkach prostopadłych do kierunku swojego rozchodzenia się, a ich kwantowe składniki muszą być wprowadzone jako bezmasowe obiekty.

Lokalna symetria $U(1)$ jest najprostszą teorią z cechowaniem; jest to grupą symetrii elektrodynamiki kwantowej. Przy lokalnym uogólnieniu modelu Goldstone’a (tzw. operacji jego „przecechowania”) wprowadzenie potencjału z rysunku 4 bardzo istotnie wpływa na „potencjał elektromagnetyczny” A_μ .

Tak jak w modelu Goldstone’a przedstawionym w paragrafie 1.2, Yang–Millsowska faza ze spontanicznie złamaną symetrią realizuje się, gdy występuje niezerowa wartość oczekiwana pola $\phi = (\varphi_1 + i\varphi_2)/\sqrt{2}$, którą wybieramy w kierunku pola φ_1 . Tak więc

$$\phi = \langle\phi\rangle + \varphi, \quad (3.1)$$

z $\varphi_1 = \langle\phi\rangle + \varphi_1$ i $\varphi_2 = \varphi_2$. Tak jak poprzednio wydaje się, iż polom φ_1 i φ_2 odpowiadają bezmasowy bozon NG i masywny skalar bozon.

Jednak spojrzenie na rysunek 5 pokazujący mod NG od razu ujawnia, iż rysunki 5b i 5c różnią się od rysunku 5a tylko o lokalne obroty i wobec tego w lokalnym modelu Goldstone’a apokazane na nich konfiguracje pól są ze sobą powiązane. Nie są one związane z wydatkiem energii, a zatem bozon NG znikł: odpowiadające mu fluktuacje w kierunku doliny są tylko innym (przetransformowanym) sposobem scharakteryzowania tej samej niezmienniczej względem cechowania

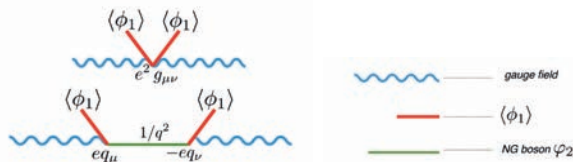
5. Tzn. o spinie zero – przyp. tłumacza.

próżni. Nietrudno zauważyć, iż argument ten pozostaje słuszny w przypadku każdej lokalnej cechowania, a zatem *bozony NG nie przeżywają operacji podniesienia globalnej spontanicznie złamanej symetrii do rangi symetrii lokalnej*. Próżnia nie jest już po takiej operacji zdegenerowana i, mówiąc ściśle, nie ma czegoś takiego, jak spontaniczne łamanie symetrii cechowania. Powód, dla którego faza, w której istnieje niezerowa wartość oczekiwana pola skalarnego jest [mimo to] często nazywana fazą z SSB jest taki, że korzysta się z rachunku zaburzeń, by przy zerowej wartości sprzężenia do pola cechowania (czyli, gdy spontaniczne łamanie globalnej symetrii zachodzi) wybrać konfigurację pola skalarnego; ten *preferowany* wybór jest jednak tylko wygodnym wyborem.

Nieistnienie bozonów NG jest więc natychmiastową konsekwencją lokalnej symetrii. Argument powyższy [11] został znacznie później sformalizowany [12], ale formalne dowody nie oparte bezpośrednio na niezmienniczości próżni względem operacji cechowania podano [13,14] już w roku 1964.

Można już teraz jakościowo zrozumieć konsekwencje zniknięcia bozonów NG. Oczywiście nie można oczekiwać, że stopnie swobody reprezentowane przez pole NG ϕ_2 mogą zniknąć. Z powodu jego sprzężenia z polem cechowania należy spodziewać się, że gdy znika bozon NG, związane z nim stopnie swobody zostają jakoś przeniesione na pole cechowania. Może tak się dziać jedynie poprzez uzupełnienie poprzecznych polaryzacji pola cechowania o polaryzację podłużną. Jak już wcześniej wspominałem, istnienie takiej polaryzacji jest jednak wzbronione, gdy pole jest bezmasowe. Zatem sprzężenie „niedosłanego” bozonu NG do pola cechowania musi czynić to pole masywnym! Na tym właśnie polega istota mechanizmu BEH.

Powyższe jakościowe rozważania można ukonkretnić [1] rozpatrując diagramy Feynmana obrazujące propagację pola cechowania A_μ w próżni, w której występuje niezerowa wartość oczekiwana pola skalarnego, powiedzmy $\langle \phi_1 \rangle \neq 0$. Propagacja ta jest pokazana w najniższym rzędzie na rysunku 7 (czas na nim biegnie horyzontalnie); oddziaływanie pola A_μ z kondensatem $\langle \phi_1 \rangle$ skutkuje polaryzacją próżni. Pierwszy diagram pokazuje oddziaływanie pola cechowania z kondensatem, które jest lokalne, drugi natomiast oddziaływanie nielokalne powodowane propagacją bozonu NG. e jest tu stałą sprzężenia wektorowego pola cechowania do mate-



Rys. 7. Oddziaływanie pola cechowania z kondensatem.

rii, q_μ zaś jest czteropędem (q_0 jest energią, a \vec{q} pędem), $q^2 = q_0^2 - \vec{q}^2$; tensor $g_{\mu\nu}$ ma niezerowe elementy tylko, gdy $\mu = \nu$: 1, -1, -1, -1. Oba diagramy dodają się do siebie dając

$$\Pi_{\mu\nu} = (g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / q^2) \Pi(q^2), \quad (3.2)$$

gdzie

$$\Pi(q^2) = e^2 \langle \phi_1 \rangle^2. \quad (3.3)$$

Drugi czynnik we wzorze (3.2) nie znika, gdy $q^2 = 0$. W kwantowej teorii pola oznacza to, że pole cechowania uzyskało masę

$$M_V^2 = e^2 \langle \phi_1 \rangle^2. \quad (3.4)$$

Pierwszy czynnik jest, gdy $q^2 = M_V^2$, rzutem $g_{\mu\nu}$ na przestrzeń rozpinaną przez polaryzację, która, jak to było jakościowo wyjaśnione wyżej, musi być trójwymiarowa, gdy pole wektorowe jest masywne. Poprzeczność tego czynnika (tj. jego znikanie, gdy zostanie on zwięzony z czterowektorem q^μ) jest przejawem tzw. „tożsamości Warda”, która wyraża to, że lokalna symetria cechowania nie jest w istocie złamana; czynnik ten jest analogiczny do podobnego czynnika występującego w elektrodynamice kwantowej - istotny fakt, który skomentujemy w następnym paragrafie.

Uogólnienie powyższych wyników na bardziej skomplikowane symetrie prowadzi (przy rzeczywistych polach) do macierzy masy

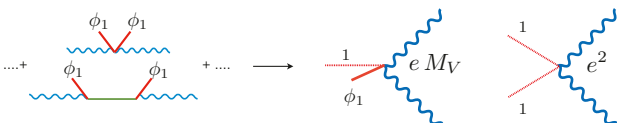
$$(M_V^2)^{ab} = -e^2 \sum_{A,B,C} \langle \phi^B \rangle T^{aBC} T^{bCA} \langle \phi^A \rangle, \quad (3.5)$$

w której T^{aBC} jest rzeczywistym antysymetrycznym macierzowym generatorem stowarzyszonym z polem cechowania A_μ^a , a $\langle \phi^A \rangle$ oznacza wartość oczekiwaną [rzeczywistego pola skalarnego ϕ^A]. W takich przypadkach niektóre z pól cechowania mogą pozostać bezmasowe. Weźmy jako przykład, zamiast niezmienniczości modelu Goldstone’a na okręgu w płaszczyźnie (ϕ_1, ϕ_2) , niezmienniczość na sferze w trójwymiarowej przestrzeni (ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3) , złamaną przez $\langle \phi_1 \rangle \neq 0$. W tym przypadku z obrotami na sferze są stowarzyszone trzy pola cechowania i podczas gdy pola A_μ^2 i A_μ^3 stają się masywne, pole A_μ^1 pozostaje bezmasowe. Można to zrozumieć w następujący sposób: gdyby symetria była globalna, generatory obrotów wokół kierunków 2 i 3 przemieszczałyby $\langle \phi_1 \rangle$ co, jak na rysunku 5, skutkowałoby istnieniem odpowiednich bozonów NG; związane z nimi stopnie, gdy symetria jest lokalna, przenoszą się na masywne pola cechowania A_μ^2 i A_μ^3 , umożliwiając im przybieranie trzeciej polaryzacji. Generator obrotów wokół kierunku 1 nie wpływa na wartość oczekiwaną $\langle \phi_1 \rangle \neq 0$ i obroty takie nie powodują zatem, w przypadku, gdy symetria jest globalna, powstania bozonu NG i z tego powodu pole A_μ^1 pozostaje bezmasowe.

Mechanizm BEH może zatem w ramach jednej teorii unifikować długo- i krótkozasięgowe oddziaływania, pozostawiając niezłamaną pewną podgrupę przekształceń symetrii (np. obroty wokół kierunku 1): stowarzyszone z tą podgrupą pola cechowania pozostają bezmasowe.

3.2. Los masywnego bozonu skalarnego

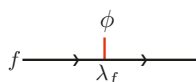
Rzut oka na rysunek 5 wyjaśnia, że rozciąganie (klasycznego) pola skalarnego jest niezależne od lokalnych obrotów pola ϕ w płaszczyźnie (ϕ_1, ϕ_2) . Przekłada się to na to, że wartość bezwzględna pola ϕ jest niezmiennicza względem cechowania. Skalarne bozony przeżywają zatem operację „przecechowania” symetrii i ich klasyczna analiza jest identyczna z podaną przy okazji omawiania modelu Goldstone’a w paragrafie 1.2. Sprzężenie skalarne bozonu ϕ_1 do masywnego pola cechowania wynika z rysunku 7, przyjmując, że czas biegnie na nim horyzontalnie, i korzystając ze związku (3.1), otrzymuje się dwa wierzchołki pokazane na rysunku 8, na którym ciężkie linie faliste po prawej stronie reprezentują propagatory masywnych pól cechowania. Sprzężenie odpowiadające wierzchołkowi wynika ze wzoru (3.4).



Rys. 8. Sprzężenie skalarne bozonu ϕ_1 do masywnych bozonów cechowania.

3.3. Masy fermionów

Sprzęgnijmy pola Yanga–Millsa do bezmasowych fermionów w sposób respektujący symetrię Yanga–Millsa. Sprzężenie takie zachowuje symetrię chiralną bezmasowych fermionów. Powstanie mas fermionów wymaga więc SSB. W teorii Nambu spontanicznego łamania symetrii chiralnej prowadzi to do istnienia bozonów NG, które tu są „zjadane” przez masywne pola cechowania. Można to osiągnąć odpowiednio sprzęgając do fermionów pola skalarnie, których wartości oczekiwane łamią symetrię. Mechanizm powstawania mas fermionów jest zobrazowany na rysunku 9.



Rys. 9. Powstawanie mas fermionów $m_f = \lambda_f \langle \phi \rangle$ dzięki ich sprzężeniu λ_f do pola skalarnego ϕ .

3.4 Dlaczego taki mechanizm jest niezbędny?

Wzór (3.2) jest wyrazem tego, że, w przeciwieństwie do wyrazu masowego, wprowadzanego „ręcznie” *ab initio*, masa powstająca dzięki mechanizmowi BEH nie

niszczy lokalnej symetrii. Wzór ten pozostaje słuszny także w wyższych rzędach rachunku zaburzeń i ma tę samą formę, co tensor polaryzacji próżni w elektrodynamice kwantowej. Tak jak w tamtej teorii oznacza ona, że w cechowaniach kowariantnych propagator wektorowego bozonu cechowania tłumi kwantowe fluktuacje, co wskazuje, że teoria jest renormalizowalna [15]. Jest jednak wysoce nietrywialnym zagadnieniem wykazanie, iż przyczynki od niefizycznych cząstek nie psują tej postaci, i stąd udowodnienie kwantowej spójności we wszystkich rzędach [rachunku zaburzeń takiej teorii] jest bardzo trudnym problemem. To że rzeczywiście jest ona spójna zostało pokazane przez ’t Hoofta i Veltmana [16] (zob. także pracę [17]).

Kwantowa spójność mechanizmu BEH jest głównym powodem odniesienia przezeń sukcesu. Wyniki precyzyjnych eksperymentalnych pomiarów mogły zostać przewidziane teoretycznie i przewidywania te zostały rzeczywiście potwierdzone. Wewnętrzna spójność mechanizmu BEH odegrała też istotną rolę przy analizie produkcji skalarnego bozonu w LHC i jego rozpadów, co umożliwiło potwierdzenie szczegółowej słuszności tego mechanizmu.

3.5. Dynamiczne łamanie symetrii

Będące źródłem masy wektorowych bozonów cechowania łamanie symetrii może być także powodowane formowaniem się kondensatu fermionów. Nazywa się to *dynamicznym łamaniem symetrii*. Jeśli [w ten sposób] złamana spontanicznie symetria globalna zostanie przez wprowadzenie pól cechowania podniesiona do rangi symetrii lokalnej, z fizycznego spektrum tak jak poprzednio znikną bezmasowe bozony NG i ich wchłonięcie przez pola cechowania spowoduje masywność tychże. W odróżnieniu od łamania symetrii przez kondensat pola skalarnego, w takim przypadku, jeśli teoria jest renormalizowalna, jest [jednak] bardzo trudno zapewnić masywność fermionów.

3.6 Teoria elektroslaba i Model Standardowy

Sukcesem mechanizmu BEH, który robi największe wrażenie, jest teoria elektroslaba, czyli teoria oddziaływań słabych i elektromagnetycznych [18] zastosowana do wszystkich cząstek modelu standardowego, tj. do wszystkich znanych cząstek. Są nimi: a) fermiony, których listę przedstawia rysunek 10, b) wektorowe bozony cechowania γ , W^+ , W^- , Z przenoszące elektromagnetyczne i słabe oddziaływania, c) osiem „gluonów” – wektorowych bozonów cechowania związanych z grupą $SU(3)$ „koloru”, przenoszących oddziaływania silne oraz *last but not least* d) jeden masywny skalarny bozon, który został niedawno odkryty i utożsamiony ze skalem przewidywanym przez mechanizm BEH.

particles (charge)					
$e (-1)$	$\nu_e (0)$	$u u u (\frac{2}{3})$	$d d d (-\frac{1}{3})$	+ antiparticles	
$\mu (-1)$	$\nu_\mu (0)$	$c c c (\frac{2}{3})$	$s s s (-\frac{1}{3})$		
$\tau (-1)$	$\nu_\tau (0)$	$t t t (\frac{2}{3})$	$b b b (-\frac{1}{3})$		

Rys. 10. Fermionowe składniki modelu standardowego.

Pierwszy rząd rysunku 10 zajmują podstawowe składniki atomu, czyli elektron oraz trzy „górne” i trzy „dolne” kwarki, z których, gdy są związane gluonami, zbudowany jest proton i neutron; do cząstek tych dołączone jest neutrino elektronowe. Drugi i trzeci rząd rysunku 10 zostały skompletowane jako przewidywania teoretyczne [19], [20]; hipotezy te zostały następnie potwierdzone eksperymentalnie. Kolor został wprowadzony w latach sześćdziesiątych. Cząstki występujące na rysunku 10 w pierwszej i drugiej kolumnie są nazywane leptonami. Do każdego fermionu z tabelki z rysunku 10 należy oczywiście dołożyć odpowiadający mu antyfermion.

Wszystkie fermiony są chiralne i ich chiralne składowe mają inne grupowe liczby kwantowe. Są więc one, tak jak wektorowe bozony cechowania, bezmasowe, gdy nie działa mechanizm BEH, tj. gdy nie występuje kondensat pola skalarnego. Istnienie kondensatu $\langle \phi \rangle \neq 0$ czyni masywnymi bozony W^+ , W^- , Z i wszystkie fermiony z wyjątkiem trzech chiralnych neutrin, które w konwencjonalnym modelu standardowym nie mają swoich odpowiedników o przeciwnej chiralności. Foton i gluony pozostają bezmasowe; [oddziaływania przenoszone przez] te ostatnie stają się jednak krótkozasięgowe z powodu – jak się to zwykle przedstawia – silnie nieperturbacyjnej próżni (mechanizm za to odpowiedzialny jest w jakiś sposób dualny do mechanizmu BEH).⁶

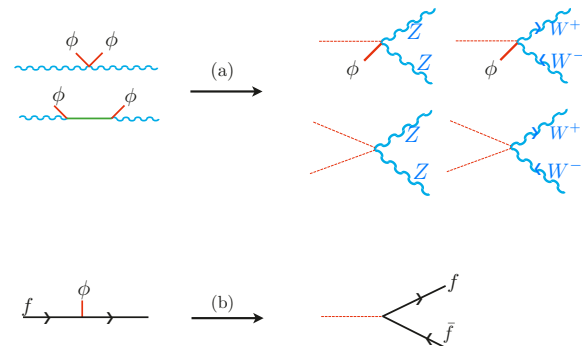
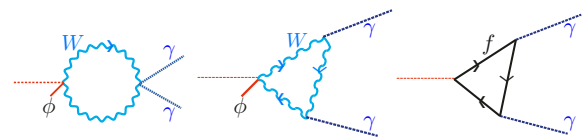
Odkrycie bozonów W i Z w roku 1983 oraz precyzyjne pomiary testujące spójność modelu standardowego jako teorii kwantowej potwierdziły poprawność mechanizmu [BEH]; [mimo to] nie było jednak jasne, czy jest to skutek dynamicznego łamania symetrii, czy skutek istnienia cząstki, którą przy rozpatrywanej skali energii można uznać za elementarny bozon.

6. Mechanizm BEH Modelu Standardowego może także spowodować, że neutrina też staną się masywne, jeśli wprowadzić dodatkowe pola prawochiralnych neutrin lub zrezygnować (co przy obecnym rozumieniu statusu tej teorii nie jest krokiem bardzo dramatycznym) ze ścisłej renormalizowalności tej teorii. Jest to konieczne, ponieważ, jak już wiadomo, neutrina nie są bezmasowe. (przyp. tłum.).

4. Odkrycie

Model standardowy przewiduje istnienie jednego skalarnego bozonu ϕ (oznaczanego czasem H). Sprzęga się on do masywnych bozonów W i Z . Wynika to z rysunku 8, a sprzężenie to jest zobrazowane na rysunku 11a. Sprzężenie tego bozonu do elementarnych fermionów wynika w podobny sposób ze sprzężeń pokazanych na rysunku 9, tak jak to pokazuje rysunek 11b. Jego sprzężenie do bezmasowego fotonu jest czysto kwantowym efektem, nawet w najniższym rzędzie wymagającym pętli, takich jak to zostało pokazane na rysunku 12.

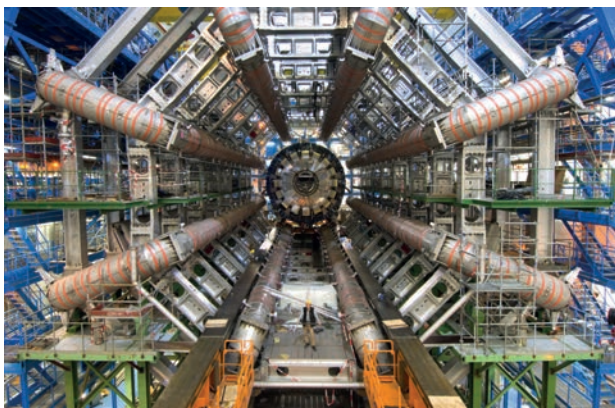
Przebiegający pod granicą francusko-szwajcarską tunel skrywający LHC jest zaznaczony na fotografii pokazanej na rysunku 13. Tunel ten, tworzący okrąg o długości 27 km, którego wewnątrz jest pokazane na fotografii 14, mieści dwie rury, otoczone chłodzonymi nadciekłym helem nadprzewodzącymi elektromagnesami prowadzącymi; rurami tymi w przeciwnych kierunkach bieżą protony. Fotografie 15 i 16 przedstawiają detektory ATLAS i CMS, które są umieszczone w komorach na przeciwległych końcach średnicy [okręgu tworzo-

Rys. 11. Sprzężenie skalarnego bozonu ϕ do masywnych bozonów cechowania i do elementarnych fermionów.Rys. 12. Sprzężenie skalarnego bozonu ϕ do fotonów.

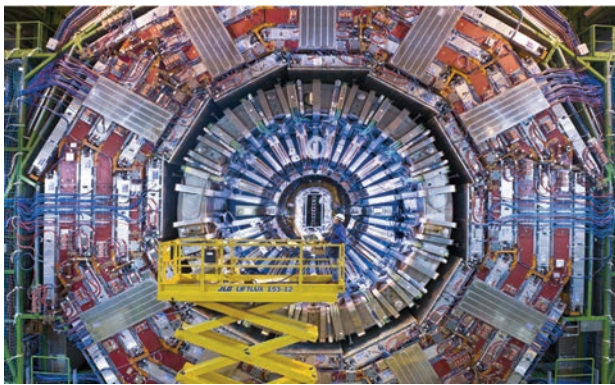
Rys. 13. Szkic umiejscowienia LHC.



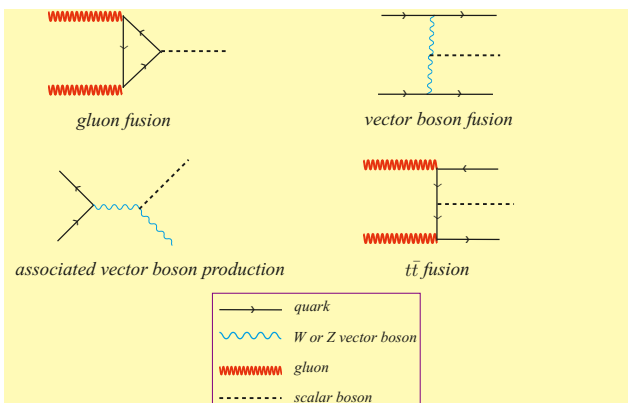
Rys. 14. Dipole magnesów LHC.



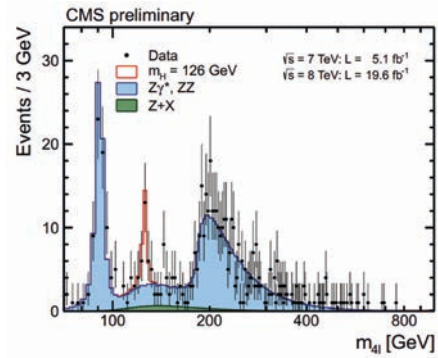
Rys. 15. Detektor ATLAS.



Rys. 16. Detektor CMS.



Rys. 17. Możliwe procesy produkcji skalaru modelu standardowego.



Rys. 18. Rozpad skalarnego bozonu na 4 leptony zachodzący poprzez rozpad na dwa Z.

nego przez tunel]. Zachodzące w ich wnętrzach zderzenia [przeciwbieżnych protonów] zostały wykorzystane przede wszystkim do zarejestrowania i zidentyfikowania skalarnego bozonu modelu standardowego (i ewentualnie innych [podobnych bozonów]). Z końcem roku 2012 zderzenia proton-proton zachodziły z częstością niemal 10^9 na sekundę, a energia protonów osiągnęła 8 TeV. Przy tych energiach do produkcji skalarnego bozonu mogą przyczynić się wszystkie kwarki z rysunku 10 i wiążące je gluony. Dominujący produkcję proces jest zobrazowany na rysunku 17.

Rysunek 18 przedstawia, jako przykład danych zebranych przez CMS i ATLAS, dane dotyczące rozpadu [skalarnego bozonu] na 4 leptony, otrzymane przez grupę CMS przy końcu cyklu eksperymentalnego z 2012 roku. Obszar zaciemniony na niebiesko jest oczekiwanym tłem, tj. tworzą go te rozpad, które przewidywałby model standardowy, gdyby, przy danej całkowitej masie [niezmienniczej czterech leptonów], nie było przyczynku od rozpadów skalarnego bozonu. Czerwona krzywa jest miarą przyczynku, który mógłby być skutkiem rozpadów skalaru na dwa bozony wektorowe Z, które następnie – jak to zostało potwierdzone przez dalszą analizę – rozpadły się na leptony. Należy tu zauważyć, że tylko jedno Z jest rzeczywiste – drugie jest „wirtualne, co oznacza, że taki taki rozpad jest wzbroniony przez zachowanie energii, ale mimo to w teorii kwantowej może dawać przyczynę. Zbadanie innych kanałów rozpadu oraz analiza spinów pokazują, iż charakterystyki odkrytej cząstki są zgodne z właściwościami skalaru przewidywanego przez model standardowy i mającego masę $m_H \approx 125$ GeV. Brak innych cząstek przy podobnych energiach, w połączeniu ze zgodnością danych z analizą opartą na uwzględniających pętle diagramach Feynmana, świadczą o elementarnym charakterze odkrytej cząstki, przynajmniej w badanym zakresie energii. Jest to pierwsza w ogóle odkryta bezspinowa cząstka elementarna [o dodatniej parzystości]. Jej odkrycie podnosi kwestię istnienia supersymetrii złama-

nej przy osiągalnych aktualnie energiach, choć jak dotąd nie ma innych danych, które by świadczyły na korzyść tej hipotezy.

Elementarny charakter skalara eliminuje od razu wiele modeli dynamicznego łamania symetrii i podnosi kwestię możliwej ekstrapolacji [przewidywań teoretycznych] poza zakres osiągalnych obecnie energii, do energii rzędu skali Plancka, przy których efekty grawitacyjne mogłyby odgrywać dominującą rolę. Omówienie tych spekulacji nie wchodzi jednak w zakres tego wystąpienia.

Literatura

- [1] F. Englert i R. Brout, „Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons”, *Phys. Rev. Letters* **13** (1964), 321.
- [2] P. W. Higgs, „Broken symmetries and the masses of gauge bosons”, *Phys. Rev. Letters* **13** (1964), 508.
- [3] L. D. Landau, „On the theory of phase transitions I”, *Phys. Z. Sowjet.* **11** (1937) 26 [JETP **7** (1937) 19].
- [4] Y. Nambu, „Quasi-particles and gauge invariance in the theory of superconductivity”, *Phys. Rev.* **117** (1960), 648.
- [5] Y. Nambu, „Axial vector current conservation in weak interactions”, *Phys. Rev. Letters* **4** (1960) 380.
- [6] Y. Nambu i G. Jona-Lasinio, „Dynamical model of elementary particles based on an analogy with superconductivity I, II”, *Phys. Rev.* **122** (1961) 345, **124** (1961) 246.
- [7] P.W Anderson, „Random-phase approximation in the theory of superconductivity”, *Phys. Rev.* **112** (1958) 1900.
- [8] P.W Anderson, „Plasmons, gauge invariance and mass”, *Phys. Rev.* **130** (1963) 439.
- [9] J. Goldstone, „Field theories with ‘superconductor’ solutions II”, *Il Nuovo Cimento* **19** (1961) 154.
- [10] J. Goldstone, A. Salam i S. Weinberg, „Broken symmetries”, *Phys. Rev.* **127** (1962) 965.
- [11] F. Englert, „Broken symmetry and Yang-Mills theory”, in *50 years of Yang-Mills Theory*, pod red. G. ’t Hoofta, World Scientific (2005) ss. 65-95, hep-th/0406162.
- [12] S. Elitzur, „Impossibility of spontaneously breaking local symmetris”, *Phys. Rev.* **D12** (1975) 3978.
- [13] P. W. Higgs, „Broken symmetries, massless particles and gauge fields” *Phys. Lett.* **12** (1964) 132.
- [14] G. S. Guralnik, C. R. Hagen i T. W. B. Kibble, „Global conservation laws and massless particles” *Phys. Rev. Letters* **13** (1964) 585.
- [15] F. Englert, R. Brout i M. Thiry, „Vector mesons in presence of broken symmetry”, *Il Nuovo Cimento* **43A** (1966) 244; F. Englert, *Proceedings of the 1997 Solvay Conference, Fundamental Problems in Elementary Particle Physics*, Interscience Publishers J. Willey and Sons, s. 18.
- [16] G. ’t Hooft, „Renormalizable lagrangians for massive Yang-Mills fields”, *Nucl. Phys.* **B35** (1971) 167; G. ’t Hooft i M. Vetman „Regularization and renormalization of gauge fields”, *Nucl. Phys.* **B44** (1972) 189.
- [17] B. W. Lee i J. Zinn-Justin, „Spontaneously broken gauge symmetries”, *Phys. Rev.* **D5** (1972) 3121, 3137, 3155.
- [18] S. L. Glashow, „Partial-symmetries of weak interactions”, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579; S. Weinberg, „A model of leptons”, *Phys. Rev. Letters* **19** (1967) 1264; A. Salam, *Proceedings of the 8th Nobel Symposium, Elementary Particle Physics*, pod red. N. Svartholma (Almquist i Wiksell, Sztokholm) s. 367.
- [19] S. L. Glashow, J. Iliopoulos i L. Maiani, „Weak interactions with lepton-hadron symmetry”, *Phys. Rev.* **D2** (1970) 1285.
- [20] M. Kobayashi i T. Maskawa, „CP Violation in the renormalizable theory of weak interactions”, *Prog. Theor. Phys.* **49** (1973) 652.

Przekład Piotr Chankowski