

Czy cząstka Higgsa została odkryta?

Wielki Zderzacz Hadronów (ang. Large Hadron Collider – LHC) jest bezprecedensowym przedsięwzięciem badawczym, jego skala jest ogromna i niespotykana dotychczas w historii nauki. Jest to największy na świecie akcelerator cząstek (hadronów), znajduje się w Europejskim Ośrodku Badań Jądrowych CERN w pobliżu Genewy. LHC przyspiesza i zderza wiązki protonów. Po latach wysiłków i oczekiwań, 4 lipca 2012 roku na wspólnym seminarium w CERN i konferencji “ICHEP 2012” odbywającej się w Melbourne, naukowcy pracujący przy eksperymencie CMS (ang. Compact Muon Solenoid) i ATLAS przedstawili wstępne wyniki poszukiwań bozonu Higgsa oparte na danych doświadczalnych zebranych do czerwca 2012 roku [1]. Poinformowano o odkryciu nowego bozonu (cząstki o spinie całkowitym) o masie około 125-126 GeV/c². Jest bardzo prawdopodobne, że zarejestrowana cząstka jest poszukiwanym bozonem Higgsa. Dwa dni wcześniej, w ośrodku badawczym Fermilab, pod Chicago, ogłoszono wyniki badań prowadzonych przez grupy doświadczalne CDF i D0 w akceleratorze Tevatron (akcelerator i zderzacz protonów i antyprotonów), które również poinformowały [2] o obserwacji nadwyżki przypadków zgodnej z hipotezą o istnieniu nowej cząstki o masie w przedziale 115-135 GeV/c².

Dobrze jest umieścić te doniesienia w szerszym kontekście historycznym. Przypomnijmy, 16 grudnia 1994 Rada CERN zatwierdziła rozpoczęcie projektu LHC, akceleratora mającego zderzać przeciwbieżne wiązki protonów o całkowitej energii 14 TeV/c². Zdecydowano, że budowa LHC ruszy po zakończeniu pracy akceleratora LEP, w którym badano cząstki produkowane w zderzeniach e^+e^- . 2 listopada 2000 zamknięto LEP, a w jego tunelu znalazł miejsce Wielki Zderzacz Hadronów. Po 8 latach, 10 września 2008 uruchomiono akcelerator LHC, wpuszczając wiązkę protonów w kierunku zgodnym z ruchem wskazówek zegara, a następnie powtórzono eksperyment z wiązką biegnącą w przeciwną stronę. Te pierwsze, testowe wiązki nie były przyspieszane w LHC i miały energię „jedynie” 450 GeV/c². Niestety radość z długo oczekiwanego uruchomienia LHC trwała krótko, bo już 19 września 2008, w podczas testów mocy (odbywających się bez wiązki) nastąpiło zwarcie na wadliwie wykonanym połączeniu elektrycznym między dwoma nadprzewodzącymi magnesami. Powstały łuk elektryczny doprowadził do stopienia się złącza i rozszczenia magnesów. Związana z tym implozja doprowadziła do wyzwolenia się dużej energii, która zniszczyła lub uszkodziła blisko 60 magnesów (w większości 22-tonowych dipoli). Nastąpił wyciek kilku ton ciekłego helu do tunelu. Naprawienie awarii trwało około 14 miesięcy i 20 listopada 2009 LHC wznowił działanie. W marcu 2010 uzyskano wiązki o energii 3.5 TeV/c² i wkrótce zaobserwowano pierwsze zderzenia protonów (energia zderzenia 7 TeV/c²). Grupy doświadczalne CMS i ATLAS nastawione na poszukiwanie cząstek Higgsa rozpoczęły zbieranie danych. (Oprócz CMS i ATLAS, przy LHC działają dwie mniejsze grupy ALICE i LHCb oraz małe TOTEM, LHCf i MoEDAL). Już w grudniu 2011 ogłoszono, że detektory CMS i ATLAS obserwują wzrost liczby przypadków, które mogą być interpretowane jako rozpady cząstki Higgsa o masie w przedziale 124–125 GeV/c². Sygnał ten mógł jednak, równie dobrze, być efektem tzw. tła (wrócimy do tego poniżej) i nie oznaczać odkrycia nowej

cząstki. 4 lipca 2012 roku ogłoszono, że obserwowane wzmocnienie sygnału jest jednak konsekwencją istnienia nowego bozonu o masie $125.3 \pm 0.6 \text{ GeV}/c^2$ (dane CMS).

Zanim zajmiemy się bozonem Higgsa, Czytelnikowi należy się pewne, krótkie, przypomnienie na temat Modelu Standardowego (MS) oddziaływań elektroślabych. Jest on zunifikowaną, kwantową teorią pola opisującą oddziaływania elektromagnetyczne (elektrodynamika kwantowa) i słabe (odpowiedzialne za procesy rozpadu, np. za rozpad mionu $\mu^- \rightarrow \nu_\mu e^- \bar{\nu}_e$).

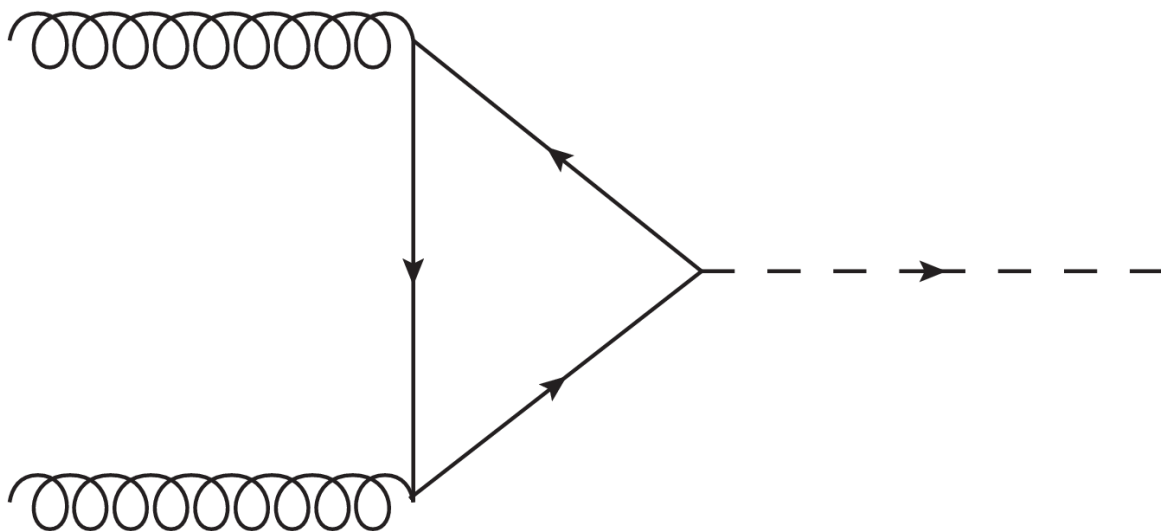
W ramach MS można, posługując się rachunkiem zaburzeń, obliczyć prawdopodobieństwa rozpadów cząstek, czy też oczekiwaną liczbę cząstek produkowanych w procesach zderzeń, np. w zderzeniach wiązek protonów, tak jak to ma miejsce w LHC.

Pierwowzorem MS była elektrodynamika kwantowa, piękna kwantowa teoria pola sprawdzona z ogromną precyzją w wielu doświadczeniach. W elektrodynamice kwantowej istnieją fotony, o których możemy mówić, że pośredniczą w przenoszeniu oddziaływań elektromagnetycznych: naładowane cząstki „wymieniają” jeden lub kilka fotonów i na skutek tego odpowiednio oddziałują ze sobą. Oddziaływania elektromagnetyczne mają bardzo długi zasięg, jest to możliwe dzięki założeniu, że masa spoczynkowa fotonu jest zerowa. Elektrodynamika ma piękną własność symetrii, która gwarantuje zerową masę fotonu: jest to tzw. symetria cechowania. Symetrią cechowania elektrodynamiki jest grupa $U(1)$, warunek symetrii oznacza w tym przypadku, że faza funkcji falowej elektronu (czy innej naładowanej cząstki) może ulegać zmianie zależnej od punktu w czasoprzestrzeni, $\psi(x) \rightarrow e^{i\theta(x)}\psi(x)$, bez żadnych konsekwencji fizycznych. Fizycy teoretycy bardzo lubią symetrie ponieważ dostarczają one wyjaśnienia obserwowanych faktów: zamiast powiedzieć, że masa fotonu jest zerowa mówimy, że masa fotonu jest zerowa ponieważ przyroda ma symetrię cechowania. Najczęściej symetrie mają dodatkowe konsekwencje, a nie tylko wyjaśniają znane wcześniej fakty. Właśnie upodobanie do symetrii leży u podstaw MS oddziaływań elektroślabych. Powstał on jako próba rozszerzenia idei symetrii cechowania znanej z elektrodynamiki na oddziaływania słabe. Wiązało się to z hipotezą istnienia bozonów pośredniczących „przenoszących” oddziaływania słabe, tak jak foton przenosi oddziaływania elektromagnetyczne. Również tym razem skorzystano z założenia o symetrii cechowania, tym razem musiała być ona nieco bardziej skomplikowana: grupą symetrii zunifikowanej teorii oddziaływań elektroślabych jest nieprzemienne grupa $SU(2) \times U(1)$ podczas gdy grupą symetrii elektrodynamiki jest przemienne grupa $U(1)$. Taka teoria przewiduje istnienie trzech bozonów pośredniczących (W^+ , W^- , Z) odpowiedzialnych za przenoszenie oddziaływań słabych oraz fotonu (γ) odpowiedzialnego za oddziaływania elektromagnetyczne. Znalezienie grupy symetrii cechowania niezbędnej do opisu oddziaływań elektroślabych nie wystarczyło jednak do zbudowania pełnej, wewnętrznie spójnej oraz zgodnej z danymi doświadczalnymi teorii. Problem polegał na tym, że założenie o symetrii cechowania prowadziło do wniosku, że bozony pośredniczące w oddziaływaniach słabych będą miały zerową masę (tak jak foton w elektrodynamice), a zatem oddziaływania będą miały nieskończony zasięg. Jednak wiadomo było z doświadczeń, że zasięg oddziaływań słabych musi być skończony, rzędu $10^{-17} - 10^{-16} \text{ m}$. Problem wydawał się nie do przewyciężenia, wyglądało na to, że piękna idea symetrii cechowania, która tak skutecznie pozwoliła się realizować w elektrodynamice

nie daje się zastosować w oddziaływaniach słabych. Rozwiązanie właśnie tego problemu zawdzięczamy polu Higgsa, a bardziej precyzyjnie mechanizmowi Higgsa, został on zaproponowany w latach 60-tych przez F. Englerta i R. Brouta, P.W. Higgsa, i G. Guralnika, C. Harena, i T. Kibblea [3]. Mechanizm ten jest oparty o zjawisko spontanicznego łamania symetrii, w tym przypadku łamaną symetrią jest właśnie symetria cechowania $SU(2) \times U(1)$. Spontaniczne łamanie symetrii ma miejsce w przypadku, gdy teoria (dokładniej jej działanie $S = \int d^4x L$) jest niezmiennicza ze względu na daną transformację, jednak stan o najniższej energii (stan próżni) nie jest niezmienniczy. W przypadku symetrii $SU(2) \times U(1)$ musimy pamiętać o tym, że po spontanicznym złamaniu symetrii nasza teoria powinna być niezmiennicza ze względu na symetrię cechowania elektrodynamiki, $U(1)$. Innymi słowy wyjściowa symetria $SU(2) \times U(1)$ nie może być złamana „do końca”; symetria cechowania odpowiedzialna za oddziaływania elektromagnetyczne musi pozostać nienaruszona. Spontaniczne łamanie symetrii zostało zrealizowane poprzez wprowadzenie do teorii dodatkowego skalarnego (o spinie 0) pola (zwanego właśnie polem Higgsa) będącego dubletem (oznacza, to że pole transformuje się zgodnie z 2-wymiarową reprezentacją grupy $SU(2)$). Takie pole ma dwie rzeczywiste składowe górne oraz dwie rzeczywiste składowe dolne, w sumie cztery dodatkowe rzeczywiste pola (podobnie jak spinowa funkcja falowa elektronu). Oddziaływanie tego pola ze sobą (poprzez tzw. potencjał pola skalarnego) powoduje, że możliwa jest sytuacja, w której konfiguracja pola zgodna z symetrią Lorentza (jest to konieczny warunek ponieważ nie chcielibyśmy naruszyć szczególnej teorii względności) o najmniejszej energii nie jest niezmiennicza ze względu na transformację symetrii teorii – czyli ma miejsce spontaniczne naruszenie symetrii (stan o najniższej energii nie jest niezmienniczy ze względu na transformacje symetrii teorii). Okazuje się, że żądanie symetrii cechowania teorii prowadzi do takich oddziaływań pomiędzy bezmasowymi (podobnie jak foton) bozonami cechowania, a polem Higgsa, że w ich wyniku pola cechowania uzyskują masę. Innymi słowy, główna trudność na drodze do budowy zunifikowanej teorii oddziaływań elektroślabych została przewyżczona – bozony pośredniczące uzyskały masę! Okazuje się, że trzy z owych czterech rzeczywistych składowych dubletu pola Higgsa znikają z teorii stając się podłużnymi składowymi pól cechowania. Do opisu masywnego pola wektorowego potrzebne są trzy rzeczywiste funkcje, zatem żaden stopień swobody nie zginął: wprawdzie trzy rzeczywiste pola zniknęły z teorii, ale jednocześnie trzy, początkowo bezmasowe pola (dwa stopnie swobody) uzyskały masę (trzy stopnie swobody). W rezultacie, MS przewiduje istnienie zaledwie jednego (fizycznego) pola Higgsa, i co za tym idzie cząstki Higgsa (kwant pola Higgsa) i dlatego jest w pewnym sensie modelem minimalnym (najprostszym). Hipoteza o nadawaniu masy bozonom cechowania poprzez mechanizm Higgsa była odważnym pomysłem, wkrótce okazało się, że posiada on ogromną przewagę nad innymi koncepcjami. Otóż, w 1972 roku, Martinus J. G. Veltman wraz ze swoim doktorantem Gerardusem 't Hooftem pokazali [4], że teorie ze spontanicznym naruszeniem symetrii cechowania są renormalizowalne. Praca ta była na tyle fundamentalna, że w 1999 roku obaj panowie otrzymali za nią Nagrodę Nobla. W wielkim uproszczeniu, własność renormalizowalności polega na tym, że w teoriach renormalizowalnych można stosować rachunek zaburzeń, a w efekcie obliczać precyzyjnie prawdopodobieństwa rozpadów czy przekroje czynne. Natomiast w teoriach nierenormalizowalnych, w rachunku zaburzeń pojawiają się rozbieżności (nieskończoności)

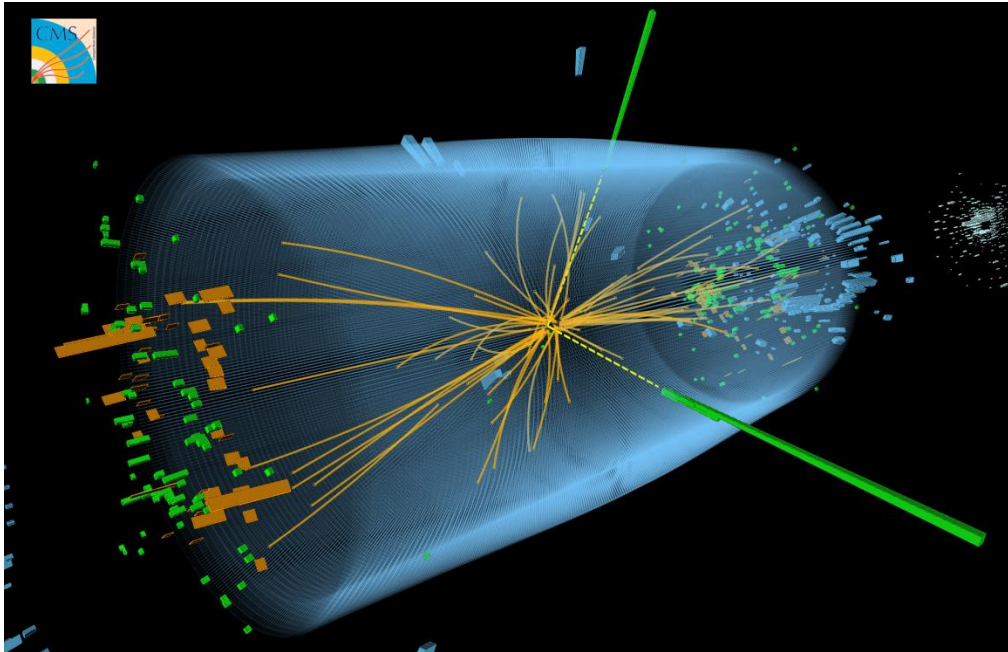
utrudniające (bądź uniemożliwiające) prowadzenie obliczeń. Bez wchodzenia w szczegóły dotyczące renormalizacji trzeba podkreślić, że jest to własność zdecydowanie pożądana, a teorie renormalizowalne są uważane za teorie fundamentalne, w przeciwieństwie do tzw. teorii efektywnych (które zazwyczaj są nierenalizowalne). W szczególności elektrodynamika kwantowa jest renormalizowalną kwantową teorią pola, a jak pamiętamy to właśnie elektrodynamika była inspiracją i wzorem dla twórców zunifikowanej teorii oddziaływań elektroślabych. Warto przypomnieć, że masy bozonów pośredniczących mogły być wprowadzone do modelu bez spontanicznego naruszenia symetrii i bez mechanizmu Higgsa: masa bozonu wektorowego może być po prostu pragmatycznie dopisana do Lagrangianu. Takie „dopisanie” jest jednak zabiegiem całkowicie sprzecznym z piękną ideą symetrii cechowania, gdyż wyraz masowy łamie tę symetrię w sposób jawny (w przeciwieństwie do spontanicznego naruszenia symetrii). W związku z tym, jeśli obserwowany w LHC bozon rzeczywiście okaże się bozonem Higgsa, który nadaje masy bozonom pośredniczącym W^+ , W^- , Z będzie to spektakularną ilustracją wyższości estetyki nad pragmatyzmem: Natura po raz kolejny okazałaby się piękna.

Pole Higgsa nadaje masę bozonom cechowania, natomiast jego wzbudzenia, to właśnie cząstki Higgsa (podobnie jak fotony są kwantami pola elektromagnetycznego). W wysokoenergetycznych zderzeniach cząstek, np. protonów w LHC, można produkować cząstki Higgsa. W ramach MS dominujący mechanizm produkcji cząstek Higgsa w LHC polega na oddziaływaniu dwóch gluonów (każdy pochodzący z jednego protonu) w wyniku którego powstaje bozon Higgsa. Gluony są kolejnym przykładem bozonów cechowania, tym razem są to cząstki przenoszące oddziaływania silne. W tym przypadku grupą symetrii cechowania jest $SU(3)$, bozonów pośredniczących jest 8, i podobnie jak w przypadku elektrodynamiki, są one bezmasowe, a symetria cechowania pozostaje tym razem nienaruszona. Diagram Feynmana ilustrujący proces produkcji pokazany jest na rys. 1.



Rys.1 Dominujący mechanizm produkcji bozonów Higgsa w LHC, tzw. fuzja gluonowa. "Sprężynki" oznaczają gluony (pochodzące z protonów), linie ciągłe to „wirtualne” kwarki (główny wkład pochodzi od kwarku top), przerywana linia oznacza cząstkę Higgsa.

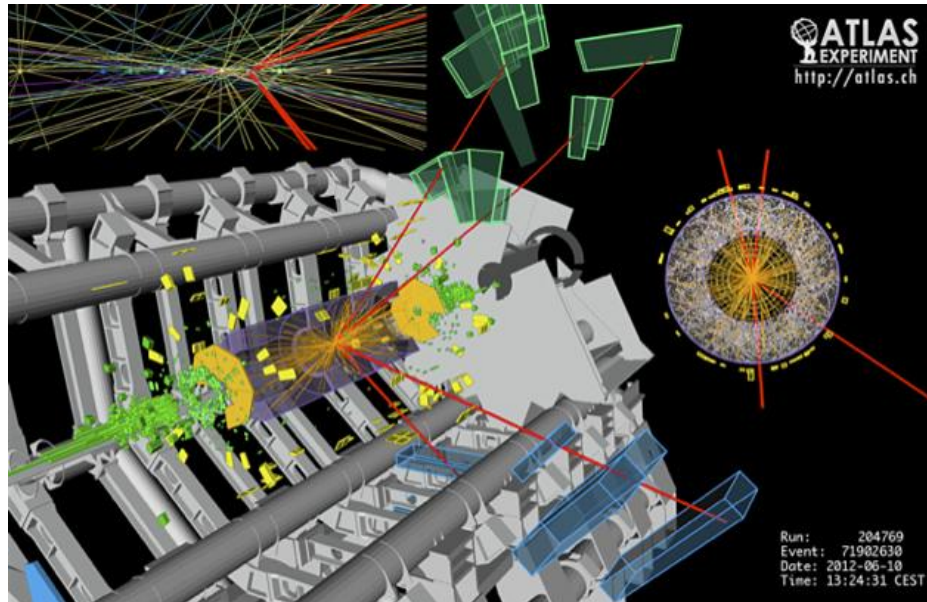
Model Standardowy przewiduje, że bozon Higgsa żyje bardzo krótko, po czym rozpada się na wiele innych, dobrze znanych cząstek. W LHC badano pięć podstawowych kanałów rozpadu. W trzech kanałach rozpad następuje na pary bozonów ($\gamma\gamma$, ZZ , W^+W^-), a w dwóch na pary fermionów: kwarków ($b\bar{b}$) lub leptonów ($\tau^+\tau^-$). Kanały $\gamma\gamma$, ZZ , W^+W^- są bardzo dogodne do poszukiwań bozonu Higgsa o masie około $125 \text{ GeV}/c^2$ i jednocześnie są bardziej czułe niż kanały kwarkowe ($b\bar{b}$) lub leptonowe ($\tau^+\tau^-$). Największa precyzja pomiarów jest możliwa w kanałach $\gamma\gamma$ i ZZ . W kanale $H \rightarrow \gamma\gamma$ masa rozpadającej się cząstki jest wyznaczana z energii i kierunków dwóch wysokoenergetycznych fotonów rejestrowanych przez kalorymetr elektromagnetyczny, rys. 2.



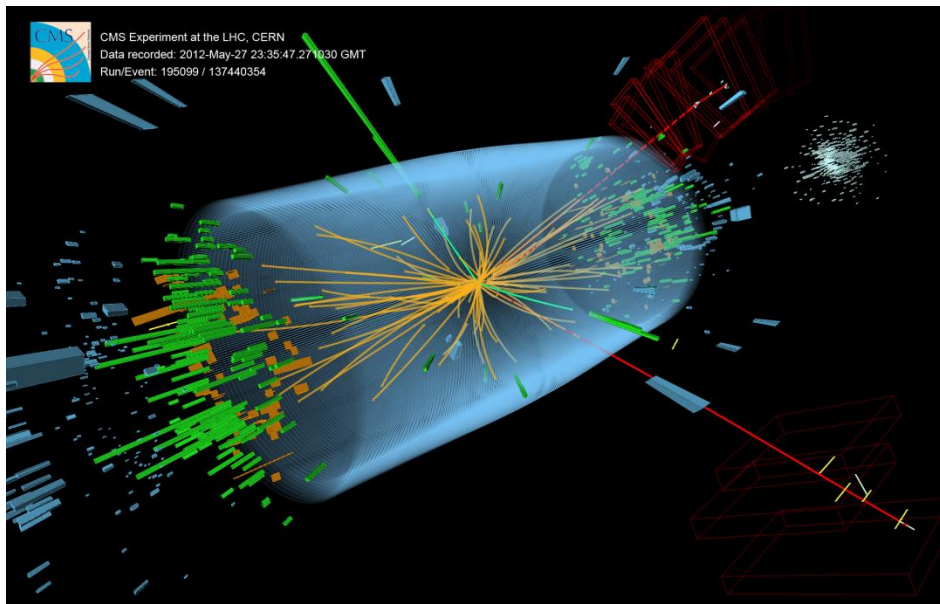
Rys.2 Przypadek rozpadu cząstki Higgsa na dwa fotony ($H \rightarrow \gamma\gamma$) zarejestrowany w 2012 przez CMS. Fotony oznaczone są przerywanymi żółtymi liniami i zielonymi „słupkami”. Obraz otrzymany dzięki uprzejmości CERN (Copyright by CERN).

Natomiast w kanale $H \rightarrow ZZ$ masa jest wyznaczana z rozpadów dwóch bozonów Z na dwie pary elektronów, dwie pary mionów lub parę elektronów i parę mionów, rys. 3 i 4. Cząstki te są obserwowane w kalorymetrze elektromagnetycznym, wewnętrznym detektorze śladowym i komorach mionowych. Należy zdać sobie sprawę z tego, że nie jest możliwe zaobserwowanie cząstek żyjących tak krótko jak bozon Higgsa lub bozony pośredniczące, jedyne co możemy zrobić to „zobaczyć” produkty ich rozpadów na cząstki żyjące dłużej. Oznacza to, że zazwyczaj istnieją procesy, które prowadzą do takich samych stanów końcowych (tych, które obserwujemy, np. $\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$) zachodzące w tych samych zderzeniach wiązek protonowych, w których poszukujemy cząstki Higgsa, zachodzące jednak bez udziału cząstek Higgsa, jest to tzw. tło. Na przykład, nawet gdyby nie było cząstki Higgsa, moglibyśmy jednak obserwować pewną liczbę par $\mu^+\mu^-$, przy czym pary te powstałyby w wyniku procesów, w których nie uczestniczą cząstki Higgsa. Spryt fizyków doświadczalnych (wspomaganych przez teoretyków) polega właśnie na umiejętnym oddzieleniu sygnału pochodzącego od rozpadów bozonu Higgsa (zajęcie praktykowane przez Kopciuszka, jednak współczesne narzędzia są nieco bardziej zaawansowane). Na rys. 5 tło zaznaczono czerwoną przerywaną

linią, gołym okiem wyraźnie widać sygnał znacznie przewyższający przewidywania dla tła. Zmierzona masa nowej cząstki to $125.3 \pm 0.6 \text{ GeV}/c^2$ (dane CMS). Warto podkreślić, że spin obserwowanej cząstki nie jest dotychczas znany, jedyne co można powiedzieć, to że spin 1 jest wykluczony, ze względu na to, że cząstki o spinie 1 nie mogą się rozpadać na dwa fotony (tzw. twierdzenie Yang-Landaua).

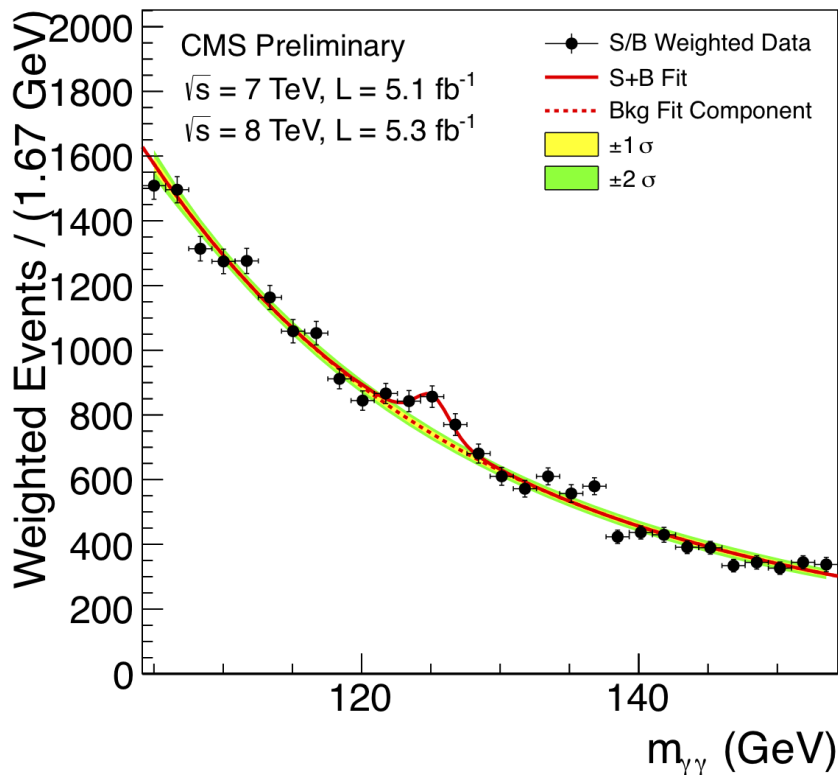


Rys. 3 Przypadek produkcji i następującego po niej rozpadu cząstki Higgsa na parę bozonów pośredniczących ZZ rozpadających się z kolei na miony (czerwone linie): $H \rightarrow ZZ \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$, zarejestrowany przez ATLAS w 2012 roku. Obraz otrzymany dzięki uprzejmości CERN (Copyright by CERN).



Rys. 4 Przypadek rozpadu cząstki Higgsa na dwa neutralne bozony pośredniczące ZZ ($H \rightarrow ZZ$) zarejestrowany w 2012 przez CMS. Jeden z bozonów Z rozpada się na parę $e^+ e^-$ (grube zielone linie), natomiast drugi rozpada się na parę $\mu^+ \mu^-$ (czerwone linie). Obraz otrzymany dzięki uprzejmości CERN (Copyright by CERN).

W tytule tego artykułu znajduje się znak zapytania. To co nie budzi żadnych wątpliwości, to niezależna obserwacja dokonana przez dwie grupy doświadczalne (CMS i ATLAS) sygnału na poziomie 5σ (5 odchyleń standardowych) pochodzącego od rozpadającego się obiektu o spinie całkowitym. Jak wspomniałem wcześniej, obserwacja dokonana w LHC jest również potwierdzona przez nieco mniej precyzyjne pomiary przeprowadzone w Tevatron w kanale rozpadu $b\bar{b}$. Prawdopodobieństwo fluktuacji tła, które mogłoby wywołać obserwowane w LHC sygnały jest niewiarygodnie małe, wynosi ono około jeden do trzech milionów. Można przyjąć, że nowy bozon został odkryty. Jednak NIE oznacza to jeszcze, że obserwowana cząstka jest bozonem Higgsa, a w szczególności, że jest bozonem Higgsa przewidzianym przez MS!



Rys. 5 Zaobserwowane przez CMS w roku 2011 i 2012 przypadki rozpadów cząstki Higgsa (odpowiednio znormalizowane) na parę fotonów, $H \rightarrow \gamma\gamma$, w funkcji masy niezmienniczej $\gamma\gamma$. Przerwana czerwona linia oznacza przewidywanie w przypadku nieistnienia cząstki Higgsa. W okolicy masy 125 GeV widać wyraźne wzmocnienie sygnału znacznie przewyższające błędy doświadczalne. Obraz otrzymany dzięki uprzejmości CERN (Copyright by CERN).

Biorąc pod uwagę statystyczne i systematyczne niepewności, wyniki uzyskane przez CMS i ATLAS w różnych kanałach rozpadu są zgodne (niesprzeczne) z oczekiwaniami dla bozonu Higgsa w ramach MS. Wprawdzie widać pewne dodatkowe (w stosunku do MS) wzmocnienie sygnału w kanale $H \rightarrow \gamma\gamma$, jednak nie jest to sygnał wystarczająco silny aby można było już teraz powiedzieć, że obserwowana cząstka nie jest bozonem Higgsa przewidzianym przez MS. Dopiero zebranie większej ilości danych pozwoli ustalić, czy ma

ona wszystkie własności standardowego bozonu Higgsa, czy też niektóre z jej własności nie pasują do MS, co oznaczałoby istnienie nowej fizyki poza MS. Teoretycy, jak zwykle w takich przypadkach, już teraz starają się dopasować swoje ulubione uogólnienia MS do, ewentualnie potwierzonego, silniejszego sygnału w kanale $H \rightarrow \gamma\gamma$. Naturalnym kandydatem na fizykę poza MS jest jego supersymetryczna wersja, czy też proste modele które zakładają istnienie nie jednego (jak w MS), ale dwóch dubletów pól Higgsa. Wobec istnienia wielu fermionów (kwarków i leptonów) i wielu cząstek wektorowych (czyli bozonów o spinie 1, np. γ, W^+, W^-, Z), wydaje się, że istnienie większej liczby cząstek skalarnych byłoby jak najbardziej naturalne. Taka sytuacja ma miejsce w większości uogólnień MS. Miejmy nadzieję, że już wkrótce pomiary pozwolą skonstruować (bądź wybrać wśród istniejących) właściwą fundamentalną teorię oddziaływań elektrosłabych.

Akcelerator LHC pracuje bardzo wydajnie i do końca roku 2012 spodziewamy się ponad trzykrotnego powiększenia zebranej próbki danych. Dzięki temu będzie możliwe dokładniejsze zbadanie natury obserwowanej nowej cząstki. Jeśli jest ona rzeczywiście bozonem Higgsa z MS, jej własności i wynikające z nich konsekwencje dla MS będą poddane szczegółowym badaniom. Jeśli jednak cząstka ta nie jest standardowym bozonem Higgsa, CMS i ATLAS będą poszukiwały innych przejawów fizyki spoza MS. Może to oznaczać istnienie dodatkowych nieznanych cząstek, które mogą być w zasięgu LHC. Bez względu na to, co w najbliższym czasie usłyszymy z CERN, niewątpliwie wkraczamy w ekscytujący i od dawna oczekiwany okres badań nad strukturą oddziaływań fundamentalnych.

Literatura

Seminarium "Latest update in the search for the Higgs boson" w CERN 4.VII.2012:

- a. J. Incandela, <http://cms.web.cern.ch/news/observation-new-particle-mass-125-gev>, <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=197461>
- b. F. Gianotti, <http://www.atlas.ch/news/2012/latest-results-from-higgs-search.html>, <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=197461>
2. TEVNPH Working Group, "Updated Combination of CDF and D0 Searches for Standard Model Higgs Boson Production with up to 10 fb⁻¹ of Data", http://tevnpwg.fnal.gov/results/SM_Higgs_Summer_12/index.html, arXiv:1207.0449v2 [hep-ex] http://www.fnal.gov/pub/presspass/press_releases/2012/Higgs-Tevatron-20120702.html
3. F. Englert and R. Brout, "Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons", Phys.Rev. Lett. 13 (1964) 321–323, P.W. Higgs, "Broken symmetries and the masses of gauge bosons", Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 508–509, G. Guralnik, C. Hagen, and T. W. B. Kibble, "Global conservation laws and massless particles", Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 585–587,
4. G. 't Hooft and M. Veltman "Regularization and Renormalization of Gauge Fields". Nuclear Physics B 44: 189–219, 1972,

*Bohdan Grzadkowski
Instytut Fizyki Teoretycznej
Wydział Fizyki
Uniwersytet Warszawski*