

Symetria materii – materia symetrii

Maria KRAWCZYK

„Symetria – rozumiana czy to w szerokim, czy w wąskim sensie, w zależności jak zdefiniujemy to pojęcie – jest tą ideą, za pomocą której człowiek w ciągu wieków starał się zrozumieć i ustanowić porządek, piękno i doskonałość”. Są to słowa Hermana Weyla, fizyka niemieckiego, który w 1918 roku wprowadził pojęcie *symetrii cechowania* do współczesnej fizyki. W tym samym roku Emma Noether, pracując zresztą na tym samym co Weyl wydziale Uniwersytetu w Getyndze, udowodniła twierdzenie o związkach symetrii z odpowiednimi *prawami zachowania*.

Symetria oznacza niezależność (niezmienniczość) struktury geometrycznej, układu czy wielkości fizycznej poddanych działaniu pewnych przekształceń. Może realizować się niezależnie w różnych punktach (czasoprzestrzeni), mówimy wtedy o symetrii *lokalnej* lub, gdy przekształcenia dotyczą układu jako całości, mamy do czynienia z symetrią *globalną*.

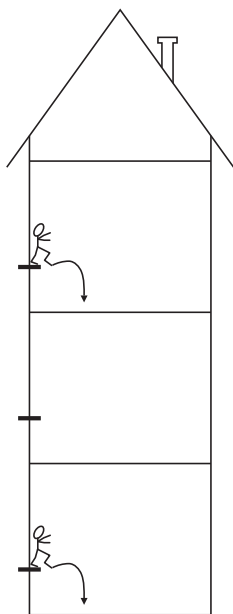
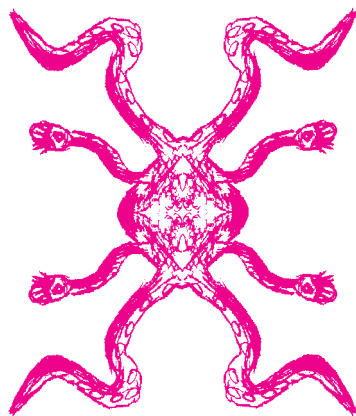
Symetria cechowania czy niezmienniczość cechowania, początkowo nazywana przez Weyla „niezmienniczością pręta pomiarowego”, wiąże się z niezależnością układu fizycznego od zmiany „skali” (wycechowania) przyrządu pomiarowego. W wersji globalnej – zmiana kalendarza czy skali temperatury, czy wreszcie położenie zerowego południka nie zmienia odstępów czasu, ciepła potrzebnego do ogrzania cieczy do wrzenia czy długości podróży. Zmiana nominału pieniędzy nie zmienia faktu, że jeden samochód jest dwa razy droższy od drugiego. Przychody i rozchody, zyski i straty przedsiębiorstwa są globalnie niezmiennicze ze względu na zmianę „miarki” ekonomicznej, jaką jest pieniądz. Wszystkie te symetrie, gdyby miały zachodzić lokalnie, byłyby nie do przyjęcia, prowadząc do chaosu.

W świetle tych przykładów trudno wyobrazić sobie, żeby jakikolwiek układ fizyczny mógł mieć niezmienniczość cechowania typu lokalnego. I rzeczywiście, taka niezmienniczość nie może się zrealizować, jeżeli w rozważanym układzie nie będzie dodatkowego czynnika, którego zmienność lokalna będzie kompensować lokalne zmiany innego elementu układu. Pojawiają się w naturalny sposób oddziaływania między elementami układu i wynikające stąd ściśle związki między formą oddziaływania a istnieniem symetrii lokalnej.

Dzisiejszy opis sił fundamentalnych działających w mikroświecie opiera się na *zasadzie cechowania*, która wiąże niezmienniczość względem lokalnej zmiany fazy funkcji falowych *fermionów* z istnieniem odpowiedniego typu sił i odpowiednim charakterem kompensujących transformacji dla cząstek przenoszących te oddziaływania – *bozonów cechowania*. Dla oddziaływań elektromagnetycznych oznacza to związek zmiany opisu (fazy) funkcji falowej elektronu ze zmianą cechowania potencjału pola elektromagnetycznego, a w konsekwencji i cechowania fotonu – bozonu cechowania tych oddziaływań. Przekształcenia symetrii dla rozważanych oddziaływań tworzą grupę unitarną $U(1)$. Trudno przecenić znaczenie symetrii lokalnych przy opisie fundamentalnych sił.

Jak wynika z twierdzenia Noether, z każdą symetrią wiąże się zachowana wielkość fizyczna. Niezmienniczość procesów fizycznych zachodzących w określonych punktach czasoprzestrzeni (tzn. określonym miejscu i określonej chwili czasu) względem przesunięć w czasie i w przestrzeni, czy też obrotów przestrzennych, związana jest z zachowaniem energii i pędu oraz odpowiednio momentu pędu. Podobnie dla tzw. *symetrii wewnętrznych* niezmienniczość względem przekształceń symetrii implikuje zachowanie odpowiednich wielkości charakteryzujących cząstki elementarne (są to tzw. *liczby kwantowe*). I tak, zachowanie ładunku elektrycznego związane jest z symetrią $U(1)$ dla oddziaływań elektromagnetycznych, o której była mowa wyżej.

Wydawać by się mogło, że jedynie ścisła symetria ma sens – symetria jest albo jej nie ma. Jednak jeżeli na tle pewnej symetrii obserwujemy jedynie drobne odstępstwa (mówimy wtedy o *przybliżonej* symetrii), to nadal jest to użyteczne pojęcie, co więcej – odstępstwa od symetrii też muszą mieć swoje fizyczne przyczyny, a nawet swoją własną symetrię. Fizyka polega w równym stopniu na poszukiwaniu praw zachowania i symetrii, jak i odstępstw od nich.



Najprostszym przykładem symetrii cechowania jest dowolność wyboru miejsca zerowego potencjału grawitacyjnego (lub elektrostatycznego). Konsekwencje skoku z okna na parterze i na drugim piętrze są takie same. Oczywiście pod warunkiem, że się skacze do wewnątrz!

Masy cząstek elementarnych

Problem mas w fizyce cząstek *elementarnych* jest jednym z centralnych tematów badawczych zarówno od strony teoretycznej, jak i doświadczalnej. Jeżeli chodzi o masy cząstek *fundamentalnych* (kwarków, leptonów, bozonów cechowania), to nie obserwujemy właściwie żadnej regularności. Można zapytać za Y. Nambu: zamiar czy pomyłka Boga? Czy brak regularności jest dowodem na brak dalszego ciągu coraz to mniejszych struktur mikroświata, czy raczej faktem świadczącym o tym, że stoją za tym oddziaływania respektujące najmniej symetrii, a może obie te przyczyny razem? Przyjrzyjmy się oddziaływaniom elektroślaby (EW od ang. *electro-weak*), które, jak się uważa, są odpowiedzialne za masy cząstek fundamentalnych.

Wiemy, że oddziaływania EW wykazują niezmienniczość względem lokalnej grupy (cechowania) przekształceń unitarnych $SU(2) \times U(1)$, z których pierwsza jest grupą nieabelową (co oznacza, że wynik złożenia dwóch przekształceń zależy od kolejności wykonywania). Związane z tym bozony cechowania W^+ , W^- , Z^0 i foton muszą być zgodnie z powyższą niezmienniczością bezmasowe, podobnie jak i uczestniczące w oddziaływaniu fundamentalne fermiony – kwarki i leptony. Człony masowe nie mogą się wprost pojawić w opisie, gdyż łamią wyjściową symetrię. Ale tu napotykamy oczywisty kłopot – znamy masy kwarków i naładowanych leptonów oraz bozonów W^+ , W^- , Z^0 i na pewno są one różne od zera. Rozciągają się od 0,5 MeV (elektron) do 80,2 i 91,2 GeV dla bozonów W^+ , W^- , Z^0 i 175 GeV dla kwarku t. Co więcej, gdybyśmy próbowali obliczyć w teorii $SU(2) \times U(1)$ prawdopodobieństwo procesów rozpraszania bozonów cechowania na sobie, uwzględniając „na siłę” ich masy, okazałyby się, że tak otrzymane wyrażenia dla energii zderzenia rzędu 1 TeV reprezentują prawdopodobieństwa większe od 1.

Czegoś wyraźnie brakuje w naszym opisie – nie tylko członów masowych dla występujących cząstek, ale, być może, również jakichś składników fundamentalnych. Istotnie, dodanie do składu pól fundamentalnych cząstki *skalarnej*, z siłą sprzężenia do fermionów i bozonów proporcjonalną do ich mas, regularyzuje niefizyczne zachowanie obliczonych przekrojów czynnych w granicy dużych energii zderzenia ('t Hooft i Veltman). Fakt, że te hipotetyczne obiekty sprzęgają się proporcjonalnie do mas cząstek, nasuwa myśl, iż może będzie to droga do wyjaśnienia ich widma – skoro bowiem siła oddziaływania (czytaj *stała sprzężenia*) jest proporcjonalna do masy, to odwracając rozumowanie, masa jest proporcjonalna do siły oddziaływania! Mechanizm Higgsa polega na takim właśnie sposobie „nadawania” mas, w wyniku specyficznego oddziaływania cząstek z polem skalarnym.

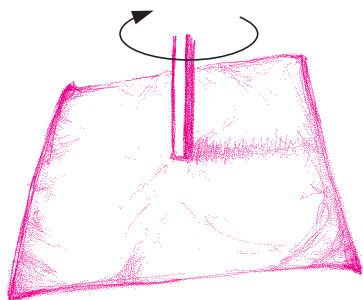
Autorzy modelu oddziaływań elektroślaby (Salam, Glashow, Weinberg i inni) szacując nieznaną wtedy masy pośredniczących cząstek W^+ , W^- , Z^0 na około 30 mas protonów, byli zakłopotani, że nazywają tak ciężkie obiekty cząstkami elementarnymi. Niezwykła też była idea nadania im mas, którą zaproponowali – idea *spontanicznego łamania (naruszenia) symetrii* znana w fizyce ciała stałego. Tak wprowadzone masy są zgodne z postulowanymi powyżej, niezbędnymi do konsyistentnego opisu teoretycznego oddziaływań. Warto raz jeszcze podkreślić, że żadna standardowa w kwantowej teorii pola metoda uwzględnienia tych mas nie wchodzi w grę, jeśli chcemy zachować lokalną niezmienniczość cechowania, na której oparty jest tzw. model standardowy fizyki cząstek elementarnych (potwierdzany doświadczalnie z coraz większą precyzją).

Ukryta symetria

Spontaniczne łamanie symetrii realizuje się, gdy stan układu nie przejawia symetrii stojących za nim teorii (równań). Oznacza to na ogół, że stany są zdegenerowane i jedynie ich pełny zbiór (multiplet) reprezentuje wyjściową symetrię (Nambu). Jeżeli tego typu rozwiązania (stany) są energetycznie korzystne, to do nich właśnie będzie dążył układ fizyczny. Obserwując stany fizyczne, nie zawsze można rozpoznać symetrię układu – dlatego też nazwa *ukryta symetria* lepiej oddaje sens rozpatrywanego zjawiska niż spontaniczne łamanie (naruszenie) symetrii.

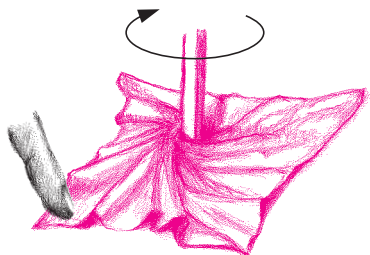
Jak wytłumaczyć przedszkolakowi różnicę między globalną a lokalną symetrią cechowania?

Wystarczy położyć serwetkę na gładkim stole. Serwetkę można obracać jako całość bez zmiany jej kształtu.



Jest to przykład **globalnej symetrii cechowania**. Wszystkie proste na serwetce tak samo zmieniają swój kierunek.

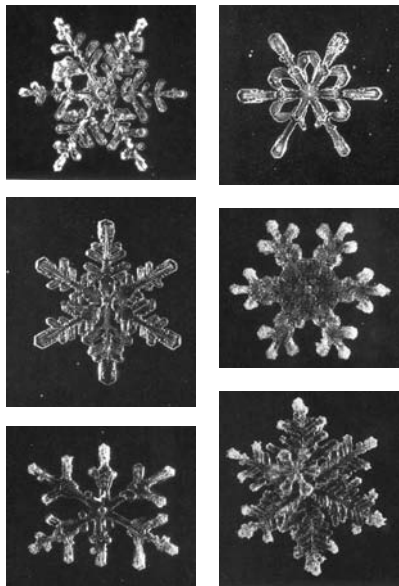
Niech teraz dziecko przytrzyma serwetkę palcem, a drugą ręką niech próbuje ją obracać.



Byłby to przykład **lokalnej symetrii cechowania**, gdyby nie pojawiające się fałdy.

Żeby serwetka miała lokalną symetrię cechowania należałoby te „fałdy” uwzględnić w opisie serwetki. W ten sposób żądanie zachowania lokalnej symetrii cechowania powoduje pojawienie się „bozonów cechowania”. Ich obecność świadczy o tym, że nawet odległe punkty serwetki coś wiedzą o sobie.

Jak widać żądanie lokalnej symetrii cechowania ma daleko dalej idące konsekwencje niż żądanie jedynie symetrii globalnej (choć same nazwy pozornie sugerują, że jest na odwrót).



Symetria jest synonimem piękna. Ale dopiero spontanicznie złamana symetria jest naprawdę piękna!

Najbardziej znanym przykładem układu ze spontanicznie złamaną symetrią jest ferromagnetyk, w którym, jak wykazał Heisenberg w 1928 r., oddziaływanie elementarnych dipoli magnetycznych nie zależy od kierunku. Jednak poniżej temperatury Curie następuje spontaniczny podział ferromagnetyka na obszary (domeny), w których dipole ustawione są w określonym kierunku.

Nadprzewodnictwo, czyli zjawisko znikania w niektórych materiałach oporu elektrycznego w niskich temperaturach, w rzeczywistości jest spontanicznym łamaniem symetrii cechowania oddziaływań elektromagnetycznych. Nambu, a następnie Goldstone zajmowali się tymi zagadnieniami i chcieli te idee odnieść do świata cząstek elementarnych. Goldstone próbując wyjaśnić różnicę mas elektronu i mionu, cząstek poza tym identycznych, czyli obserwowaną w przyrodzie asymetrię, założył mechanizm spontanicznego łamania symetrii. Rozważał on pewien model z globalną symetrią cechowania i postulował istnienie pola (skalarne) wypełniającego całą przestrzeń, źródło spontanicznej asymetrii, które przez oddziaływanie z cząstkami bezmasowymi nadaje im masę. Cząstka zyskuje masę (jeśli tak można powiedzieć – „nabiera masy”) tak, jak bibuła wciąga atrament (przykład Veltmana). Jak się okazało, w tym podejściu pojawia się neutralna i bezmasowa cząstka (*skalar Goldstone’a*, a właściwie *skalar Nambu–Goldstone’a*), co nie jest do zaakceptowania, gdyż takie bezmasowe cząstki miałyby długozasięgowe oddziaływanie, nieobserwowane w rzeczywistości.

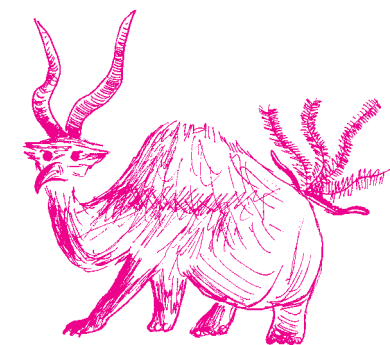
Mechanizm Higgsa

Weinberg był entuzjastą idei spontanicznie łamanych teorii kwantowych, m.in. dlatego, że otwierała ona możliwość istnienia wielu głębszych, ukrytych (a więc do odkrycia!) symetrii. Ale z drugiej strony bezmasowe cząstki Goldstone’a, pojawiające się przy łamaniu symetrii cechowania, nie występują w przyrodzie i trudno było wyjść z impasu przy próbach pogodzenia obu tych idei.

Pierwszy krok na drodze ku pełnej teorii uczynił Schwinger, który zauważył, że łamanie symetrii cechowania typu lokalnego i globalnego to są różne rzeczy i nie zawsze bozon Goldstone’a musi towarzyszyć spontanicznemu łamaniu symetrii. Następny krok uczynił Anderson (zajmujący się fizyką ciała stałego), który wskazał, że nadprzewodnictwo jest przykładem złamanej symetrii, w której nie pojawia się dodatkowa cząstka bezmasowa. Możliwe jest, pisał, że w innych lokalnie symetrycznych teoriach z cechowaniem też jej nie będzie. Niestety, ten kluczowy wynik pozostał nieznanym środowisku fizyków cząstek elementarnych. Wiele osób pracowało niezależnie nad tymi ideami, jak Nambu, Jona-Lasino, wśród nich fizycy ciała stałego, tak jak Brout i Englert. Właściwie to ci ostatni, jako pierwsi (*Physical Review Letters* 13, 1964, 321), przedstawili pełny opis mechanizmu spontanicznego łamania symetrii dla teorii z cechowaniem lokalnym, ale ich prace nie zostały zauważone. Dlatego też zastosowanie mechanizmu spontanicznego łamania symetrii do lokalnych teorii cechowania przypisywane jest Higgsowi, którego wyniki, opublikowane tylko kilka tygodni później, jakoś się przebiły (mimo że Higgs miał kłopot z opublikowaniem ich w *Physics Letters*, jako nieistotnych dla fizyki cząstek elementarnych!).

Połączenie lokalnej symetrii cechowania i spontanicznego łamania symetrii doprowadziło w końcu do uzyskania spójnego obrazu oddziaływań EW, w którym nieobserwowane bezmasowe bozony cechowania po sklejeniu z „niefizycznymi” bezmasowymi skalarami Goldstone’a reprezentują obserwowane masywne bozony wektorowe W^+ , W^- i Z^0 . Widać, że mechanizm Higgsa spełnia swoje zadanie. Dodatkowo przewiduje on istnienie neutralnej, skalarnej cząstki o niezerowej masie – *cząstki Higgsa*. Teoria EW tak skonstruowana ma dobrą strukturę teoretyczną – jest oparta na lokalnej symetrii cechowania, jest renormalizowalna i przewiduje, ze znakomitą zgodnością z doświadczeniem, masy bozonów cechowania – i nie tylko. Niestety, masa cząstki Higgsa jest wolnym parametrem teorii.

Poszukiwania cząstki Higgsa trwają, a obszerne opracowanie naukowe na ten temat nie bez przyczyny nosi tytuł: *The Higgs Hunter Guide*.



Przy opracowaniu korzystałam z następujących źródeł:

- Y. Nambu, *A matter of symmetry*, The Scientific American, May/June 1992, str. 37,
- P.W. Anderson, *A Career in Theoretical Physics*, World Scientific, 1994,
- R.P. Crease, C.C. Mann, *The second creation. Makers of the revolution in twentieth-century physics*, Collider Books, Macmillan Publishing Company, New York, 1986,
- M.J.G. Veltman, *The Higgs Boson*, The Scientific American, November 1986, str. 88.