Zamiesanie było doimentne. [...]
Do powietrza, pustaci, wody, ziemi, cyfr i atomów dosły jesce nosiónka.
Ludziska se fcieli ocy wydropać, pytajęcy o to, co naprowde Jest.

Jaś pedzioł: po pierwse: nic nima;
po drugie: nawet jakby co było, toby sie tego nie dało poznać;
po trzecie: nawet jakby sie dało poznać, toby sie tego nie dało dalej przekozać.
Kie jeden widzi to, a drugi tamto, to co powies? Powies, ze oba śpióm i majóm myłki na śnisku?
Godajom, ze prowda idzie ino przez sóm rozum?
A jo wóm powiem, ze jak okiem i uchym prowdy nie chycis, to jej rozumym nie wyrusos.

Józef Tischner *Historia filozofii po góralsku*

Słowa Jaśka Antoła z Bańskiej (przez Greków przezwanego Gorgiaszem) przez dwa tysiące lat najlepiej oddawały stan wiedzy o istocie, strukturze i historii tego *co naprowde Jest*. Dopiero na przełomie XIX i XX wieku zaczęliśmy poznawać fundamentalną budowę materii. Zanim jeszcze świat naukowy uznał realność atomów (m.in. dzięki pracom Einsteina i Smoluchowskiego nad ruchami Browna), dostrzeżono zjawiska (Röntgen, Becquerel, Curie, Rutherford), które okazały się świadczyć o jeszcze głębszej strukturze mikroświata. Mijające stulecie przesunęło horyzont naszego poznania w stopniu przekraczającym wszelkie wyobrażenie badaczy sprzed wieku. Decydujące znaczenie miało odkrycie mechaniki kwantowej. Trudno znaleźć dziedzinę nauk ścisłych, w której teoria kwantów nie przyczynia się lub wręcz nie decyduje o postępie. Podobnie trudno wskazać aspekt życia codziennego ignorujący wynalazki oparte na wykorzystaniu praw mechaniki kwantowej. Poznawanie tego *co naprowde Jest* nie zatrzymało się jednak na samym odkryciu świata kwantów. Wysiłek kilku pokoleń teoretyków i doświadczalników skrystalizował się w postaci tzw. **standardowego modelu cząstek elementarnych**.

Czy wbrew opinii Gorgiasza da się to jakoś *przekozać?* Postanowiliśmy spróbować.

Zamierzeniem tego numeru *Delty* jest właśnie popularne wprowadzenie w problematykę fizyki cząstek. Zaczynamy od przyspieszonego kursu historii rozwoju idei prowadzących do obecnego stanu wiedzy i do pytań, na które wciąż poszukujemy odpowiedzi. W następnym artykule uwypuklona została rola symetrii jako przewodniczki po tajemnicach mikroświata. Czy ukryta symetria próżni objawia się jako masa znanych cząstek? Zanim do głosu dojdą doświadczalnicy, szkicujący strategię poszukiwania odpowiedzi na postawione przez teoretyków pytania, przedstawiamy (str. 12–13) tabelaryczny opis modelu standardowego. W samej części eksperymentalnej kreślimy plany polowania na cząstkę Higgsa, poszukiwaną żywą skamielinę ukrytej symetrii. W końcu zaglądamy w najbardziej niedostępne miejsca kryjące aparaturę fizyków cząstek: pod ziemię, pod wodę i pod lód bieguna południowego.

Jeżeli uda nam się rozbudzić Waszą ciekawość, to zapraszamy na stronę edukacyjną warszawskiej grupy eksperymentu CMS `http://info.fuw.edu.pl/HEP/cms/edu`, gdzie obejrzeć można nie tylko hipertekstową wersję tego numeru *Delty*, ale także znaleźć odsyłacze do najciekawszych stron poświęconych fizyce cząstek (również po polsku).

P.Z.

Fizyka cząstek elementarnych

Jan KALINOWSKI i Stefan POKORSKI

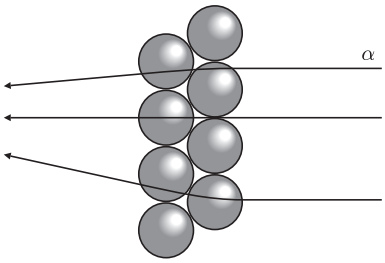
W tym numerze stosujemy powszechnie używany w relatywistycznej fizyce kwantowej układ jednostek, w którym za jednostkę działania przyjmujemy stałą Plancka $\hbar$, a prędkość światła w próżni c – za jednostkę prędkości. Wówczas $\hbar = c = 1$ i wszystkie wielkości fizyczne mogą być wyrażone za pomocą jednej tylko jednostki, na przykład energii, korzystając z relacji $\hbar c = 1 = 0{,}197$ GeV·fm. I tak, 1 fm $= 10^{-13}$ cm $= 5{,}076$ GeV^{-1}. Na potrzeby tego artykułu wystarczy pamiętać, że 0,2 fm odpowiada w przybliżeniu energii 1 GeV. Masa protonu w tym układzie jednostek wynosi 0,937 GeV.

peta	P	10^{15}	femto	f	10^{-15}
tera	T	10^{12}	piko	p	10^{-12}
giga	G	10^{9}	nano	n	10^{-9}
mega	M	10^{6}	mikro	μ	10^{-6}
kilo	k	10^{3}	mili	m	10^{-3}

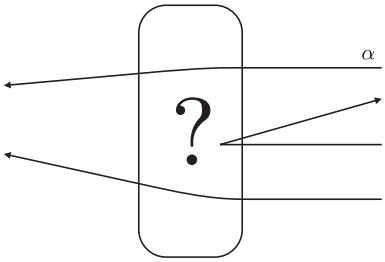
Badanie otaczającego nas świata i dążenie do zrozumienia podstawowych praw nim rządzących było zawsze głównym zadaniem fizyki. Przez wiele stuleci zajmowanie się badaniem struktury materii traktowane było jako swoista gimnastyka umysłowa. W ciągu mijającego wieku nastąpił kolosalny postęp w badaniu zjawisk zachodzących na coraz mniejszych odległościach (to znaczy przy coraz wyższych energiach), od 10^{-8} cm – typowej skali dla fizyki atomowej, poprzez fizykę jądrową (10^{-12}–10^{-13} cm) do fizyki cząstek elementarnych badającej zjawiska przy skali 10^{-13}–10^{-16} cm.

Najwcześniej zrozumiano, że za siły wiążące elektrony (których odkrycie w 1897 r. przypisuje się J.J. Thomsonowi; *Delta* 11/1997) z jądrem atomowym (odkrytym przez E. Rutherforda w 1911 r.; margines na następnej stronie) odpowiedzialne są oddziaływania elektromagnetyczne. Poprawne wyjaśnienie stabilności atomów i widma ich promieniowania elektromagnetycznego doprowadziło do rewolucji w fizyce i stworzenia w latach 20. mechaniki kwantowej. Idee kwantowe do pola elektromagnetycznego pierwszy zastosował M. Planck w 1900 r., a w 1905 r. A. Einstein zapostulował istnienie fotonów, kwantów pola elektromagnetycznego, które zostały odkryte przez A. Comptona w 1922 r. Sformułowana pod koniec lat 20. relatywistyczna teoria oddziaływań elektromagnetycznych pozwoliła na poprawne opisanie przez O. Kleina

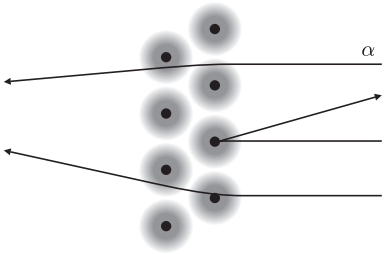
Wiodącą postacią pionierskiego okresu doświadczalnego badania struktury materii był **Ernest Rutherford.** Najpierw, badając stopień pochłaniania promieniowania wykrytego przez Becquerela, stwierdził istnienie trzech coraz bardziej przenikliwych jego składowych: α, β i γ. Następnie wykazał, że promieniowanie α jest strumieniem podwójnie dodatnio naładowanych ciężkich materialnych cząstek, które po zneutralizowaniu stają się atomami helu.



Krokiem do największego odkrycia było zatrudnienie cząstek α do pracy badawczej. Po skierowaniu ich na cienką folię ze złota okazało się, że jedna na 20 000 poruszających się z prędkością 15 000 km/s cząstek α odbija się od folii jak od ściany!



Prawie dwa lata Rutherford przegryzał się przez ten zaskakujący wynik, by w momencie olśnienia zrozumieć, co on oznacza. Cała masa i dodatni ładunek atomu musi być skupiony w obszarze o rozmiarach 10 000 razy mniejszych od rozmiarów atomu!



W ten sposób odkryto jądro atomowe. Wyjaśnianie tej zaskakującej budowy atomu doprowadziło do powstania mechaniki kwantowej.

i Y. Nishinę rozpraszania fotonów na elektronach (czyli rozpraszania Comptona), oddziaływania elektron-elektron (C. Møller), czy też anihilacji układu cząstka-antycząstka w parę fotonów (P.A.M. Dirac).

Umownie przyjmuje się, że **fizyka cząstek elementarnych**, wyodrębniła się z fizyki jądrowej, jako oddzielna dziedzina nauki, pod koniec lat 40. wraz z odkryciem mezonu π (pionu). Istnienie tej cząstki przewidział w 1935 r. japoński fizyk H. Yukawa. Była ona konieczna do wyjaśnienia krótkiego zasięgu sił jądrowych wiążących protony i neutrony w jądrze atomowym. Z zasięgu tych sił, rzędu 10^{-13} cm, Yukawa oszacował masę cząstki π na około 250 mas elektronu. Podobnie jak foton przenoszący oddziaływania elektromagnetyczne między naładowanymi elektrycznie cząstkami, piony były nośnikiem oddziaływań silnych wiążących nukleony (protony i neutrony) w jądrze atomowym. Cząstki uczestniczące w oddziaływaniach silnych nazwano hadronami w odróżnieniu od leptonów – cząstek oddziałujących tylko słabo i elektromagnetycznie (od greckiego *leptos* – drobny). Teorię oddziaływań słabych, odpowiedzialnych za promieniotwórczość β jąder atomowych i rozpad neutronu $\mathrm{n} \to \mathrm{p}\mathrm{e}^-\bar{\nu}$, zaproponował E. Fermi w 1933 r. Podstawowym założeniem teorii Fermiego było punktowe oddziaływanie czterech cząstek – neutronu (n) i produktów jego rozpadu: protonu (p), elektronu (e^-) i neutrina (ściślej antyneutrina $\bar{\nu}$; kreseczka nad symbolem oznacza antycząstkę). Fermi skorzystał z hipotezy W. Pauliego (z 1930 r.) o istnieniu neutrina – bezmasowej i neutralnej elektrycznie cząstki potrzebnej do uratowania zasady zachowania energii, pędu i momentu pędu w rozpadach β. Elektron i neutrino są leptonami, gdyż nie biorą udziału w oddziaływaniach silnych. Mion, odkryty wcześniej od pionu i początkowo wzięty za cząstkę Yukawy, też okazał się leptonem. Nie był on „potrzebny” z punktu widzenia teorii Fermiego. Co więcej, pod wieloma względami był identyczny z elektronem, z wyjątkiem masy – ma masę około 200 razy większą od elektronu i jest nietrwały. W drugiej połowie lat 40. lista cząstek elementarnych była więc bardzo krótka i zawierała: foton – nośnik sił elektromagnetycznych, hadrony, w skład których wchodziły: proton, neutron i piony, oraz leptony zawierające elektron, neutrino i mion.

Klęska urodzaju

Kiedy wydawało się, że lista cząstek elementarnych jest już zamknięta (wliczając mion), na przełomie lat 40. i 50. rozpoczęła się długa seria odkryć wielu nowych, „niechcianych” cząstek elementarnych. Serię tę rozpoczęło odkrycie mezonu K (kaonu), następnie odkryto barion Λ i później posypało się jak z rękawa. Ze względu na dziwną własność produkowania się tych cząstek parami (KK lub KΛ) w zderzeniach zwykłych cząstek (nukleonów i pionów) nazwano te cząstki dziwnymi i przypisano im liczbę kwantową nazwaną dziwnością (oznaczaną S od ang. *strangeness* – nie należy jej mylić ze spinem oznaczanym przez s). Rozwój techniki akceleratorowej i metod rejestracji cząstek przyczynił się do odkrycia w latach 50. i 60. mnóstwa nowych cząstek. Grupa hadronów powiększyła się o mezony ρ, ω, η, ϕ, K^*, rezonanse barionowe Δ i hiperonowe Σ, Ξ, Ω i wiele innych. Stwierdzono też, że w słabych oddziaływaniach mionów uczestniczą innego rodzaju neutrina niż w słabych oddziaływaniach elektronów. Mamy więc do czynienia z neutrinami elektronowymi ν_e i mionowymi ν_μ i ich antycząstkami. Jasne się stało, że potrzebne były nowe kryteria klasyfikacji cząstek i nowe pomysły teoretyczne, żeby zrozumieć źródło ich wielkiej różnorodności.

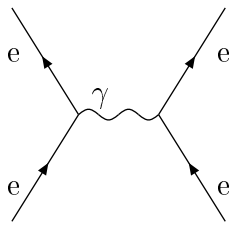
Elektrodynamika kwantowa

Koniec lat 40. przyniósł też istotny postęp w zrozumieniu elektrodynamiki kwantowej. Już w roku 1930 R. Oppenheimer i T. Walker zauważyli, że próba dokładniejszego opisu oddziaływań elektronu z polem elektromagnetycznym prowadziła do nonsensownych wyników. W rachunkach pojawiały się rozbieżności. Dopiero w 1947 roku H. Bethe i nieco później R. Feynman, S. Tomonaga, J. Schwinger i F. Dyson pokazali, że przez modyfikację pojęcia (renormalizację) fizycznej masy i fizycznego ładunku elektrycznego elektronu można usunąć w konsekwentny sposób wszystkie nieskończoności z teorii. Doprowadziło to do sformułowania elektrodynamiki kwantowej (QED od ang.

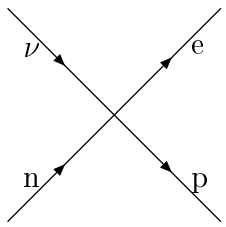
Kwarki i leptony (oraz ich antycząstki) mają połówkowy (w jednostkach stałej Plancka $\hbar = h/2\pi$) wewnętrzny moment pędu, tzw. spin $s = \hbar/2$, foton i bozony pośredniczące W^+, W^- i Z^0 spin jeden, $s = \hbar$, a cząstki Higgsa spin zero.

Cząstki o spinie połówkowym podlegają statystyce Fermiego–Diraca i nazywamy je **fermionami**, a cząstki o spinie całkowitym (0 lub 1) podlegają statystyce Bosego–Einsteina i nazywamy je **bozonami**.

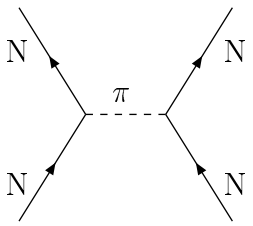
Podstawową cechą fermionów jest podleganie **zakazowi Pauliego**: dwa fermiony nie mogą być w tym samym stanie kwantowym (patrz margines na str. 4).
Układ trzech (nieparzystej liczby) fermionów jest też fermionem, a dwóch (parzystej liczby) fermionów jest bozonem. Dzięki temu z fermionów można budować materię: z kwarków nukleony, z nukleonów jądra, z elektronów krążących wokół jądra atomy. Gdyby zakaz Pauliego nie obowiązywał, to wszystkie elektrony w atomie znalazłyby się w najniższym stanie i atomy różniłyby się tylko masą, a nie własnościami chemicznymi.



Rys. 1. Oddziaływanie elektronów przez wymianę fotonu.



Rys. 2. Rozpad neutronu w teorii Fermiego.



Rys. 3. Oddziaływanie nukleonów przez wymianę pionów.

Quantum Electrodynamics). Feynman stworzył jednocześnie bardzo wygodny język obrazkowy tzw. diagramów Feynmana, w którym pewnym elementarnym wyrażeniom matematycznym przyporządkował symbole graficzne. Z tych symboli graficznych można następnie budować bardziej skomplikowane struktury odpowiadające dowolnym procesom fizycznym z udziałem elektronów i fotonów i w prosty sposób znajdować odpowiadające im wyrażenia analityczne. W QED elementarnymi symbolami są: linia ciągła ze strzałką reprezentująca elektron, linia falista reprezentująca foton i wierzchołek reprezentujący oddziaływanie fotonu z elektronem, w którym linia falista dotyka linii ciągłej. Łącząc te symbole można dostać np. diagram przedstawiony na rysunku 1 odpowiadający rozpraszaniu elektronu na elektronie w tzw. najniższym rzędzie rachunku zaburzeń (w pierwszym przybliżeniu), czyli przez wymianę jednego fotonu. (W następnym rzędzie należy uwzględnić wszystkie grafy z 4. wierzchołkami.)

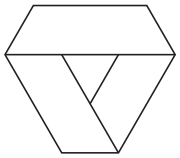
Oczywiście podjęto próby budowy teorii oddziaływań słabych i silnych w języku kwantowej teorii pola na wzór QED. W teorii Fermiego elementarnym oddziaływaniem jest punktowe oddziaływanie czterech fermionów, a więc rozpadowi neutronu odpowiadałby diagram przedstawiony na rysunku 2 (wychodzące z reakcji rozpadu antyneutrino jest reprezentowane przez linię wchodzącą dla neutrina). Z kolei oddziaływanie nukleonów (N), zachodzące przez wymianę pionu, reprezentowałby diagram z rysunku 3. Powyższe próby jednak nie powiodły się z różnych powodów. W teorii Fermiego diagram z rysunku 2 reprezentuje nie tylko proces rozpadu neutronu, ale również (w innym obszarze kinematycznym) np. proces rozpraszania neutrina na neutronie $\nu n \to pe^-$. Okazuje się, że wraz ze wzrostem energii początkowej neutrina prawdopodobieństwo zajścia tego procesu rośnie za szybko, łamiąc od pewnej energii warunek unitarności teorii, innymi słowy zasadę zachowania prawdopodobieństwa. Z kolei w teorii oddziaływań silnych sprzężenia hadronów okazywały się zbyt duże, żeby można było zastosować rachunek zaburzeń, niezastąpioną metodę rachunkową w kwantowej teorii pola. Co więcej, mnogość hadronów wymagałaby wprowadzenia do takiej teorii dużej liczby pól i stałych sprzężenia.

Model kwarkowy

Mnogość obserwowanych hadronów, w analogii do mnogości związków chemicznych, sugerowała istnienie bardziej fundamentalnych składników materii. Już w latach 30. stwierdzono, że silne oddziaływania protonów i neutronów są identyczne, tzn. nie zależą od ładunku hadronu. Aby uwzględnić ten fakt, W. Heisenberg wprowadził pojęcie izospinu do opisu protonu i neutronu jako dwóch różnych stanów ładunkowych jednej cząstki – nukleonu. Przejściu protonu w neutron i odwrotnie odpowiada obrót w abstrakcyjnej przestrzeni izospinu. Takie obroty (reprezentowane przez unitarne macierze 2×2) nie mają wpływu na oddziaływania. Mówimy, że oddziaływania wykazują symetrię względem grupy SU(2) izospinu. Analizując właściwości hadronów i ich oddziaływań, M. Gell-Mann i Y. Ne'eman wysunęli hipotezę o niezmienniczości oddziaływań silnych względem grupy SU(3), która jest rozszerzeniem symetrii izospinowej uwzględniającym dziwność. Okazało się, że mezony grupują się w singlety i oktety, a bariony w singlety, oktety i dekuplety grupy SU(3). Aby wyjaśnić, dlaczego tylko te reprezentacje grupy SU(3) występują w przyrodzie, Gell-Mann i G. Zweig w 1964 r. zaproponowali model kwarkowy, w którym wszystkie hadrony zbudowane są z kwarków i antykwarków: mezony są układem kwarku i antykwarku, a bariony układem trzech kwarków. Wszystkie kwarki mają ułamkowe ładunki elektryczne mierzone w jednostkach ładunku elektronu. Do wyjaśnienia wszystkich znanych wówczas hadronów wystarczyło istnienie trzech rodzajów kwarków różniących się tzw. zapachem (po ang. *flavour*): górnego (u), dolnego (d) i dziwnego (s), i ich antykwarków. Na przykład, skład kwarkowy π^+, K^-, p i Λ jest następujący: $\pi^+ = u\bar{d}$, $K^- = \bar{u}s$, $p = uud$, $\Lambda = uds$. Model kwarkowy przewidywał ponadto istnienie nowych cząstek, np. układu sss. Odkrycie hiperonu Ω^- o własnościach zgodnych z przewidywaniami dla układu sss przyczyniło się do popularyzacji modelu kwarkowego. Brakowało jednak dynamicznej teorii oddziaływań kwarków.

Teoria Yanga–Millsa

Różnica w „upodobaniach socjalnych” fermionów i bozonów jest podobna do różnicy pomiędzy „zwykłymi” wstęgami papieru i wstęgami Möbiusa. Tych drugich nie da się poszerzyć przez doklejenie drugiego prostokątnego paska papieru tej samej długości.



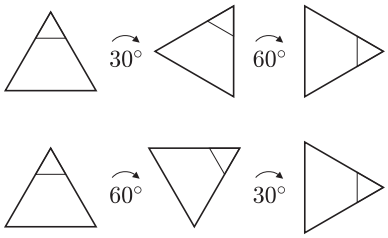
Pojęcie niezmienniczości (symetrii) w fizyce ma bardzo ważne konsekwencje. Istnienie symetrii teorii pociąga za sobą istnienie praw zachowania. Na przykład, niezmienniczość względem przesunięć w czasie i przestrzeni implikuje zachowanie energii i pędu, a symetria względem obrotów przestrzennych – momentu pędu. Istotną cechą elektrodynamiki kwantowej jest symetria względem grupy U(1) transformacji cechowania polegających na wyborze dowolnej fazy zespolonej pola elektronowego. Konsekwencją tej symetrii jest prawo zachowania ładunku elektrycznego. Żądanie, aby wybór fazy mógł być dowolny w dowolnym punkcie czasoprzestrzeni (mówimy wówczas o lokalnej symetrii cechowania), prowadzi do pojawienia się w teorii bezmasowego pola bozonowego o spinie 1 – fotonu. Okazuje się również, że renormalizowalność QED jest w nierozerwalny sposób związana z lokalnością symetrii cechowania, a więc z bezmasowym fotonem.

W 1954 r. C.N. Yang i R. Mills rozpatrzyli teorię niezmienniczą względem lokalnych transformacji cechowania grupy izospinu SU(2). Grupa U(1) charakteryzuje się tym, że jest jeden podstawowy typ transformacji – mówimy, że grupa U(1) ma jeden generator. Dla grupy SU(2) dowolna transformacja może być zdefiniowana za pomocą trzech generatorów, podobnie jak obrót w trzech wymiarach może być złożony z trzech obrotów względem osi x, y i z. Tak jak w QED, konsekwencją żądania lokalności symetrii cechowania jest istnienie bezmasowych bozonów cechowania o spinie 1, przy czym każdemu generatorowi odpowiada jeden bozon. Nieabelowość grupy SU(2), tzn. nieprzemienność transformacji cechowania, powoduje jednak istotną różnicę w porównaniu do QED. Mianowicie bozony cechowania sprzęgają się nie tylko z polami fermionowymi (jak foton z elektronem), ale też bezpośrednio ze sobą.

Unifikacja oddziaływań słabych i elektromagnetycznych

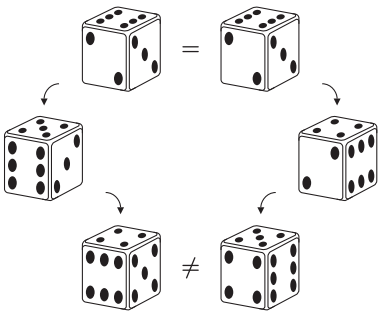
Teoria Yanga–Millsa przez wiele lat była swoistą ciekawostką teoretyczną, gdyż nie można było jej wykorzystać do budowy teorii oddziaływań silnych z lokalną symetrią izospinową z tego prostego powodu, że nie ma w przyrodzie bozonów cechowania odpowiadających izospinowi – pamiętajmy, że piony mają spin 0 (i masę niezerową). Paradoksalnie, nieabelowe teorie z symetrią cechowania zostały najpierw wykorzystane do budowy teorii oddziaływań słabych. Należało przyjąć, że tak naprawdę oddziaływanie czterofermionowe w rozpadzie β neutronu nie jest punktowe, tylko zachodzi przez wymianę cząstki pośredniczącej (rys. 4). Struktura oddziaływania Fermiego wymusza, aby te cząstki pośredniczące między linią hadronową i leptonową miały spin 1 i przenosiły ładunek. Mamy więc co najmniej dwa bozony, W^+ i W^-, które mogłyby być bozonami cechowania. Pojawia się jednak problem – zasięg tego oddziaływania jest bardzo mały, „prawie punktowy”, co oznacza, że masa tych bozonów musi być bardzo duża.

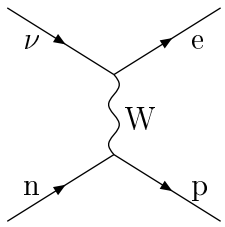
Grupa U(1) to grupa obrotów na płaszczyźnie zespolonej izomorficzna z grupą obrotów na płaszczyźnie euklidesowej. Jest ona grupą przemienną (abelową).



Podobieństwo bozonów W^+ i W^- do fotonów (z wyjątkiem masy) sugerowało możliwość sformułowania jednej zunifikowanej teorii oddziaływań słabych i elektromagnetycznych. Przeszkodą była niezerowa masa bozonów W^+ i W^-, gdyż, jak pamiętamy, renormalizowalność QED wynikała z bezmasowości fotonu. Aby obejść ten problem, S. Weinberg i A. Salam wykorzystali mechanizm spontanicznego naruszenia symetrii cechowania zaproponowany przez P. Higgsa w 1964 r. Mechanizm ten polega na wprowadzeniu do teorii dodatkowych pól skalarnych o spinie 0 (tzw. pól Higgsa) bez naruszenia symetrii cechowania. Dobierając odpowiednio oddziaływanie pól Higgsa ze sobą, można otrzymać podstawowe rozwiązanie o najniższej energii, tzw. stan próżni, który nie ma tej symetrii. W ten sposób stany fizyczne budowane z próżni nie mają symetrii i bozony cechowania mogą mieć niezerową masę, chociaż teoria jest dalej niezmiennicza względem symetrii cechowania. Zunifikowana teoria oddziaływań elektrosłabych została sformułowana w latach 1967–68, przy czym podstawą tej unifikacji była nieabelowa grupa cechowania SU(2)×U(1), rozpatrywana już wcześniej przez S. Glashowa w 1960 roku. Grupa SU(2) nie była przy tym grupą izospinu oddziaływań silnych, ale nowej wielkości nazwanej izospinem słabym. Ponieważ grupa SU(2)×U(1) ma 4 generatory, więc odpowiadają jej 4 bozony

Grupa SU(2) jest grupą nakrywającą grupy obrotów w $\mathbb{R}^3$. Tu wynik złożenia transformacji zależy od kolejności ich wykonania.



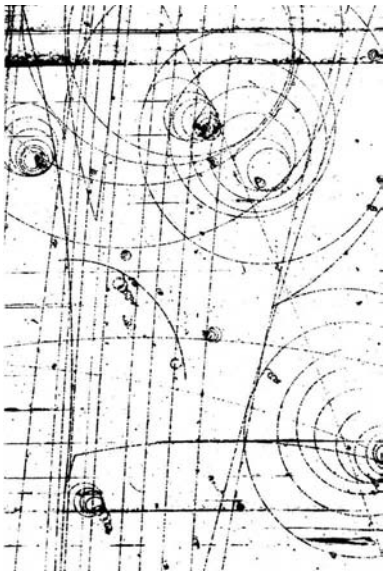


Rys. 4. Rozpad neutronu w teorii GSW.

cechowania. Na skutek spontanicznego złamania tej symetrii, tak aby teoria pozostała jawnie niezmiennicza jedynie względem grupy U(1) elektromagnetyzmu, tylko jeden bozon – foton – pozostaje bezmasowy, a trzy W^+, W^- i Z^0 otrzymują masę około 100 razy większą niż masa protonu. Renormalizowalność teorii Glashowa, Salama i Weinberga (GSW) została udowodniona przez G. 't Hoofta i M. Veltmana w latach 1971–72, co w ubiegłym roku uhonorowano Nagrodą Nobla. Istnienie bozonów cechowania W^+, W^- i Z^0 zostało ostatecznie potwierdzone doświadczalnie w 1983 roku. Po mechanizmie Higgsa z dubletu pól skalarnych pozostaje jeden fizyczny bozon o spinie 0 i masie różnej od zera – tzw. bozon Higgsa. Do pełnego sukcesu teorii GSW brakuje więc odkrycia bozonu Higgsa, którego masa jest wolnym parametrem teorii.

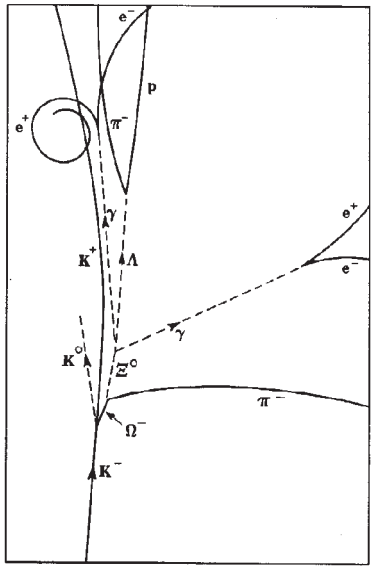
Chromodynamika kwantowa

Istotnym elementem modelu GSW jest model kwarkowy dla hadronów. Przełomowym okresem dla tego modelu i dla teorii cząstek elementarnych były lata 1972–74. Rok 1972 to, jak już wspomnieliśmy, ostateczne udowodnienie renormalizowalności modelu GSW. W 1973 roku H. Politzer, D. Gross i F. Wilczek wykazali, że w nieabelowych teoriach pola, na skutek samosprzężenia bozonów cechowania, efektywna siła oddziaływania maleje ze wzrostem energii (równoważnie – z maleniem odległości) i zwrócili uwagę na znaczenie tego faktu dla oddziaływań silnych. Pozwalało to zrozumieć, dlaczego w rozpraszaniu elektronów na nukleonach przy dużych przekazach energii hadrony wyglądają jak zbiór swobodnych kwarków (bo siła oddziaływania maleje do zera, tzw. swoboda asymptotyczna), a nie można mimo to odseparować pojedynczego kwarku (bo siła oddziaływania rośnie ze wzrostem odległości). Jako grupę lokalnych transformacji cechowania dla oddziaływań silnych przyjęto $SU(3)_c$ koloru, nowej liczby kwantowej, którą niosą tylko kwarki i bozony cechowania grupy $SU(3)_c$. Każdy z kwarków występuje w trzech kolorach oraz mamy 8 bezmasowych bozonów cechowania, które nazwano gluonami (ang. *glue* – klej). Założenie, że hadrony nie mają koloru, tłumaczy, dlaczego wszystkie hadrony są układami kwark-antykwark lub układami trzech kwarków i dlaczego nie istnieją izolowane kwarki (tzw. uwięzienie kwarków). Zbudowana na wzór QED ze ścisłą, lokalną symetrią cechowania kwantowa teoria kwarków i bezmasowych gluonów nosi obecnie nazwę chromodynamiki kwantowej QCD (od ang. *Quantum Chromodynamics*). Koncepcja uwięzienia kwarków ciągle czeka na udowodnienie w ramach QCD.



Historyczne zdjęcie z 200 centymetrowej wodorowej komory pęcherzykowej zainstalowanej w Brookhaven przedstawiające pierwszą obserwację potrójnie dziwnego barionu Ω^- przewidzianego przez model kwarkowy.

Poniżej redukt tego zdjęcia eksponujący poszczególne rozpady.



I wreszcie rok 1974, w którym odkryta została cząstka J/Ψ przez zespoły kierowane przez B. Richtera i S. Tinga. Zinterpretowano ją jako układ $c\bar{c}$. Wkrótce po tym odkryto hadrony powabne D, Λ_c itp., w których kwarkom u, d, s towarzyszył kwark c. Odkrycia te potwierdziły wysuniętą wcześniej (J. Bjorken, S. Glashow, 1964 r.) hipotezę o istnieniu czwartego rodzaju kwarków, tzw. kwarków powabnych c. W 1970 roku S. Glashow, I. Illiopulos i L. Maiani (GIM) wykazali konieczność istnienia czwartego kwarku w modelu GSW, aby wyjaśnić obserwowane doświadczalnie silne tłumienie sprzężenia bozonu Z^0 zmieniającego zapach kwarku.

Odkrycie kwarku c było ważnym argumentem za modelem kwarkowym. Spowodowało to, że już nie hadrony, ale kwarki na równi z leptonami zostały uznane za fundamentalne cegiełki materii. Kwark c powiększał liczbę zapachów kwarków do czterech (u, d, c, s), co doskonale odpowiadało liczbie leptonów (e, ν_e, μ, ν_μ). Co więcej, kwarki c i s pod wieloma względami przypominają kwarki u i d, tak jak leptony μ i ν_μ przypominają e i ν_e. Wprowadzony został nawet termin „generacji" fermionów: do pierwszej generacji zaliczamy u, d, e i ν_e, do drugiej c, s, μ i ν_μ.

Łamanie symetrii *CP* i trzecia generacja fermionów

W zasadzie na tym mogłaby skończyć się teoria cząstek elementarnych, gdyby nie problem łamania symetrii *CP*. W latach 1956–57 odkryto (T. Lee, C. Yang i T. Wu) niezachowanie parzystości *P* i brak niezmienniczości względem sprzężenia cząstka-antycząstka *C* oddziaływań słabych. Było to bardzo zaskakujące odkrycie, jako że wszystkie teorie klasyczne oraz kwantowe

W wielkim skrócie obecna sytuacja doświadczalna jest następująca: mamy trzy generacje fermionów

kwarki		leptony	
u	d	e	ν_e
c	s	μ	ν_μ
t	b	τ	ν_τ

12 bozonów cechowania (o spinie 1): osiem gluonów g , trzy masywne bozony cechowania W^+, W^- i Z^0, foton γ oraz przewidujemy istnienie bozonu Higgsa H o spinie 0.

Oddziaływania opisywane są przez kwantową teorię pola niezmienniczą względem lokalnych transformacji cechowania grupy $SU(3)_c \times SU(2) \times U(1)$. Każdy z kwarków występuje w trzech kolorach; mamy więc 8 fermionów (i 8 antyfermionów) w każdej generacji. Grupa $SU(3)_c$ odpowiedzialna jest za oddziaływania silne kwarków i gluonów, dla których kolor jest tym, czym ładunek elektryczny dla QED. Z punktu widzenia oddziaływań silnych kwarki różniące się zapachem są nierozróżnialne. Z kolei kwarki różniące się kolorem są nierozróżnialne dla oddziaływań elektrosłabych opisywanych grupą $SU(2) \times U(1)$. Trzy z czterech bozonów cechowania tej grupy, W^+, W^- i Z^0, uzyskują masę na skutek mechanizmu Higgsa, a czwarty – foton – pozostaje bezmasowy. Skład fundamentalnych cząstek zamyka bozon Higgsa H, na którego odkrycie czeka niecierpliwie całe środowisko fizyków cząstek elementarnych. Zbiór kilkuset cząstek elementarnych został zredukowany do 24 fermionów (i 24 antyfermionów) i 13 bozonów, których masy i stałe sprzężenia są swobodnymi parametrami teorii ustalanymi doświadczalnie.

oddziaływań elektromagnetycznych i silnych są niezmiennicze względem odbić przestrzennych i zamiany ładunków cząstek. Odkrycie to wymusiło odpowiednią modyfikację teorii Fermiego oddziaływań słabych, ale bez większych zmian w strukturze teorii. Cechą tej zmodyfikowanej teorii była niezmienniczość względem jednoczesnej transformacji P i C, tzw. parzystości kombinowanej CP. Jednak w 1962 roku J. Cronin i inni odkryli naruszenie CP w rozpadach mezonów K. Naruszenie to jest niewielkie (w odróżnieniu od maksymalnego łamania oddzielnie C i P), ale problem leżał w tym, że w teorii z dwiema generacjami fermionów nie można złamać symetrii CP.

Jeszcze zanim kwark c został odkryty, w 1974 r. M. Kobayashi i T. Maskawa zauważyli, że model z trzema generacjami fermionów dopuszcza możliwość złamania symetrii CP. Odkrycie przez M. Perla w 1976 r. nowego typu leptonu τ (taonu) zostało więc przyjęte jako zwiastun nowej, trzeciej generacji kwarków i leptonów. I rzeczywiście, piąty kwark b (piękny) został odkryty przez L. Ledermana, który w 1977 r. zaobserwował produkcję cząstki Υ interpretowanej jako układ $b\bar{b}$. Historia zatoczyła więc koło. Mechanizm GIM wymagał skompletowania trzeciej generacji, to jest istnienia szóstego kwarku t (top) i neutrina taonowego ν_τ. Kwark t został wreszcie odkryty w 1994 r., a ν_τ ciągle czeka na bezpośrednie potwierdzenie (pośrednich dowodów nie brakuje).

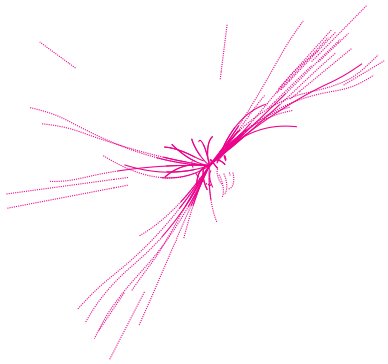
Teoria powyższa, nazywana skromnie modelem standardowym (MS), w wielu swoich aspektach została potwierdzona doświadczalnie z dokładnością na poziomie promila w zjawiskach zachodzących na odległościach rzędu 10^{-13}–10^{-16} cm, to jest do skali energii rzędu 100 GeV. Sformułowanie modelu standardowego jest niewątpliwie wielkim sukcesem fizyki cząstek elementarnych.

Czy to już koniec?

Z pewnością nie. Nie wiemy przecież, czy zjawiska zachodzące na skalach mniejszych niż 10^{-16} cm (a więc przy wyższych energiach niż skala oddziaływań elektrosłabych 100 GeV) są poprawnie opisane przez MS, tak jak nie wiedzieliśmy, że poniżej 10^{-8} cm nie stosują się prawa fizyki klasycznej. Co więcej, fizycy zadają sobie pytania, dlaczego MS jest taki, jaki jest. Dlaczego fermiony grupują się w generacje, dlaczego grupą symetrii jest $SU(3)_c \times SU(2) \times U(1)$, dlaczego tylko wybrane reprezentacje tej grupy są realizowane w przyrodzie, czy mechanizm Higgsa rzeczywiście jest odpowiedzialny za generację mas cząstek, dlaczego masa elektronu wynosi 0,000511 GeV, a kwark t ma masę około 175 GeV? Pytania te można mnożyć. Chociaż MS jest matematycznie spójną teorią, to niewątpliwie zagadkowa jest konieczność renormalizacji masy bozonu Higgsa z fantastyczną dokładnością typu 10^{-30} rząd po rzędzie w rachunku zaburzeń (tzw. problem dopasowania, ang. *fine tuning*). Szczególnie problem dopasowania nie daje spokoju fizykom. „Naturalne” usunięcie tego problemu wiązałoby się z istnieniem nowych zjawisk przy energii rzędu 1000 GeV = 1 TeV. Ostatnie doniesienia o odkryciu oscylacji neutrin, przechodzenia jednego typu neutrin w drugie, również sugerują konieczność rozszerzenia MS.

Poza tym MS ignoruje kompletnie oddziaływania grawitacyjne. Co prawda, te oddziaływania są bardzo słabe i w zbadanym zakresie odległości i energii można je pominąć, ale warto uzmysłowić sobie, że „siła” oddziaływań w teoriach kwantowych na skutek renormalizacji zależy od skali, na której je badamy. Na przykład na odległościach 1 fm = 10^{-13} cm (w jednostkach energii odpowiada to skali 1 GeV, a więc rzędu masy nukleonu) oddziaływania słabe są około 1000 razy słabsze niż elektromagnetyczne. „Słabość” oddziaływań słabych wynika z dużej masy bozonów cechowania. Dla energii rzędu 100 GeV, powyżej masy bozonów W^+, W^- i Z^0, „siły” tych oddziaływań są porównywalne. Dlatego też mówimy o zunifikowanej teorii oddziaływań elektrosłabych.

Powyższe pytania zmuszają fizyków do szukania teorii bardziej fundamentalnej niż MS. W tych poszukiwaniach można wyróżnić trzy kierunki: modele technikolorowe, supersymetria i dodatkowe wymiary. Każdy z tych kierunków inaczej podchodzi do problemu dopasowania i unifikacji wszystkich rodzajów oddziaływań.



Przypadek $e^+e^- \to q\bar{q}g$ zarejestrowany przez detektor DELPHI. Wyraźnie widoczne są trzy strugi (dżety) śladów zainicjowane przez kwark, antykwark i gluon.

Rozwiązanie zadania M 916.
Przypuśćmy, że taki trójkąt ABC istnieje. Możemy założyć, że jeden z wierzchołków – np. A – pokrywa się z początkiem układu współrzędnych. Traktując punkty w $\mathbb{R}^2$ jako liczby zespolone, możemy zapisać warunek na równoboczność trójkąta ABC jako $c_1 + \mathrm{i}c_2 = (b_1 + \mathrm{i}b_2)(\cos 60^\circ + \mathrm{i}\sin 60^\circ)$, gdzie $B = (b_1, b_2)$, $C = (c_1, c_2)$. Tak więc $c_1 = \frac{1}{2}b_1 - \frac{\sqrt{3}}{2}b_2$ oraz $c_2 = \frac{1}{2}b_2 + \frac{\sqrt{3}}{2}b_1$. Ale $\frac{\sqrt{3}}{2}$ jest liczbą niewymierną, z czego otrzymujemy $b_1 = b_2 = 0$, czyli $A = B$. Sprzeczność.

Rozwiązanie zadania F 523.
Mezon K^0 znajdował się w spoczynku, miał więc tylko energię spoczynkową $965\ m_0c^2$. Dwa mezony π mają razem energię $2 \cdot 1{,}77\ m_\pi c^2$, gdzie m_π jest ich poszukiwaną masą. Stąd

$$m_\pi = \frac{965}{2 \cdot 1{,}77} m_0 = 273 m_0 \ .$$

Rozwiązanie zadania F 524.
Prąd 15 μA to $4{,}7 \times 10^{13}$ cząstek α na sekundę. Rozpadając się, jeden atom radu produkuje jedną cząstkę α, a więc w ciagu sekundy jeden gram radu emituje ΔN cząstek α:

$$\Delta N = \frac{\log 2}{T} N \Delta t \ ,$$

gdzie: T – czas połowicznego rozpadu radu,
N – liczba atomów radu zawartych w jednym gramie
oraz $\Delta t = 1$ s.
Stąd otrzymujemy, że jeden gram radu emituje $3{,}7 \times 10^{10}$ cząstek α, to jest ponad 1000 razy mniej niż cyklotron.

Modele technikolorowe przyjmują, że bozon Higgsa nie jest cząstką punktową i jego struktura powinna się ujawnić przy energii 1 TeV. Koncepcja ta jest bardzo ciekawa, ale natrafia na wiele problemów przy konstrukcji realistycznych modeli. Co więcej, proponowane modele fenomenologiczne wydają się sprzeczne z precyzyjnymi pomiarami.

Znacznie bardziej popularne, i dużo bardziej radykalne, są **teorie supersymetryczne**. W teoriach supersymetrycznych każdej „zwykłej” cząstce MS odpowiada cząstka supersymetryczna różniąca się spinem o 1/2. Innymi słowy, każdemu fermionowi o spinie 1/2 odpowiada bozon o spinie 0 (którego nazwę buduje się przez dodanie przedrostka s do nazwy fermionu, np. selektron, skwark), a każdemu bozonowi o spinie 0 lub 1 – fermion o spinie 1/2 (którego nazwę tworzy się przez dodanie przyrostka ino, np. higgsino, gluino). Supersymetria wymaga więc podwojenia liczby fundamentalnych cząstek, których masy powinny być też rzędu 1 TeV ze względu na problem dopasowania.

Modele supersymetryczne w „łagodny” sposób wychodzą poza MS i są ciągle w bardzo dobrej zgodzie z obserwacjami. Brak jest jednak jednoznacznego potwierdzenia ze strony doświadczenia słuszności idei supersymetrii. Dotychczasowe argumenty za supersymetrią są natury teoretycznej. Przez dodanie higgsina masa bozonu Higgsa zostaje ustabilizowana i nie wymaga *fine tuning*. Supersymetria też pięknie pasuje do idei wielkiej unifikacji (GUT), w której przy wyższych energiach, rzędu 10^{16} GeV, następuje zrównanie sił oddziaływań elektrosłabych i silnych (bez supersymetrii najprostszy model GUT jest wykluczony doświadczalnie). A skala ta jest już bardzo blisko tzw. skali Plancka $M_{Pl} = 1{,}2 \cdot 10^{19}$ GeV, przy której siły grawitacyjne są tego samego rzędu i nie można zaniedbać kwantowych efektów grawitacji. Sądzi się, że modele strun (mające swój rodowód w starej idei dualności, w której cząstki elementarne są rozciągłymi jednowymiarowymi obiektami – strunami) w wersji supersymetrycznej pozwolą na skonstruowanie kwantowej teorii grawitacji i wytłumaczą strukturę modelu standardowego. Poszukiwanie przejawów istnienia cząstek supersymetrycznych jest jednym z najważniejszych punktów programów fizycznych wszystkich eksperymentów.

Na końcu warto wspomnieć o stosunkowo nowym **pomyśle związanym z dodatkowymi wymiarami**. Wspomnieliśmy już, że siła oddziaływania zależy od skali energii, w żargonie mówimy o „biegnącej” z energią stałej sprzężenia. Otóż szybkość tego biegnięcia zależy nie tylko od liczby oddziałujących cząstek, ale również od liczby wymiarów czasoprzestrzeni, w której zachodzą oddziaływania. Jeśli chodzi o oddziaływania elektrosłabe i silne, to wiemy z całą pewnością, że do skali 10^{-16} cm czasoprzestrzeń jest czterowymiarowa. Ale oddziaływania grawitacyjne nie były do tej pory testowane na odległościach rzędu 1 mm i mniejszych. Dlatego też pojawiły się spekulacje, że grawitacja na mniejszych odległościach „czuje” większą liczbę wymiarów niż 4. Wówczas stała grawitacji rosłaby znacznie szybciej i przy skali 1 TeV mogłaby być na tyle silna, że grawitacji nie można byłoby ignorować. Grawitacja rozwiązywałaby wtedy problem *fine tuning*.

U progu nowego stulecia sytuacja jest następująca: wiek XX przyniósł ogromny postęp w zrozumieniu mikroświata, w wyniku czego mamy spójną teorię fizyczną zjawisk zachodzących w skali odległości 10^{-13}–10^{-16} cm. Teoria ta jest najprawdopodobniej teorią efektywną i stanowi jedynie niskoenergetyczne (to znaczy dla energii obecnie dostępnych w laboratoriach) przybliżenie bardziej fundamentalnej teorii. Skala tej bardziej fundamentalnej teorii może być bardzo wysoka, rzędu skali GUT, lub też stosunkowo niska, rzędu 1 TeV (technikolor, dodatkowe wymiary). Wszystkie obecne propozycje wyjścia poza MS przewidują nowe zjawiska przy energii rzędu 1 TeV. Jest też do pomyślenia, że MS jest teorią ostateczną i jego wolnych parametrów nie da się obliczyć. Konstruowane obecnie i planowane nowe akceleratory oraz eksperymenty nieakceleratorowe, pozwalające sięgnąć w głąb na odległości mniejsze niż 10^{-16} cm, dostarczą zapewne istotnych wskazówek do dalszych badań teoretycznych i pozwolą na lepsze zrozumienie fascynującego i nurtującego ludzkość pytania o istotę rzeczy.