

1.6. Stany o określonej skrętności: zachowanie skrętności

Dla bezmasowego fermionu o dodatniej energii mamy $E = |\mathbf{p}|$, zatem równanie (1.19a) daje

$$\frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}}{|\mathbf{p}|} \chi = -\chi. \quad (1.21)$$

Wielkość

$$H = \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}}{|\mathbf{p}|} = -1 \quad (1.22)$$

nazywa się *skrętnością*. Określa ona znak rzutu spinu cząstki $j_z = \pm \frac{1}{2} \hbar$ na kierunek ruchu cząstki (wzdłuż osi z). Współrzędna z -owa spinu i wektor pędu $\mathbf{p}$ wyznaczają skrętność linii śrubowej, jak to pokazano na rysunku 1.5. $H = +1$ odpowiada śrubie prawoskrętnej (RH), a $H = -1$ śrubie lewoskrętnej (LH).

Funkcja χ , będąca rozwiązaniem równania (1.19a), odpowiada cząstce o dodatniej energii, spolaryzowanej lewoskrętnie, ale może również opisywać cząstkę o ujemnej energii $-E$ i pędzie $-\mathbf{p}$. Zatem $-E\chi = -\boldsymbol{\sigma} \cdot (-\mathbf{p})\chi$ czyli $H = \boldsymbol{\sigma} \cdot (-\mathbf{p})/|\mathbf{p}| = +1$. Taki stan jest interpretowany, tak jak wcześniej, jako antycząstka. Wynika stąd, że (1.19a) może opisywać zarówno cząstkę lewoskrętną, jak i prawoskrętną antycząstkę, a drugie rozwiązanie (1.19b) może opisywać cząstkę prawoskrętną lub antycząstkę lewoskrętną.

Skrętność jest dobrze określona i lorentzowsko niezmienniczą wielkością dla cząstek bezmasowych, z tego prostego powodu, że cząstki te poruszają się z prędkością światła c . Jeśli zatem dokonamy transformacji Lorentza do innego układu odniesienia poruszającego się względem układu wyjściowego z prędkością $v < c$, to zmiana skrętności jest niemożliwa. Jak to omawiamy dalej, neutrina mają bardzo małe, a być może nawet zerowe masy, i są dobrze opisywane przez jedno z dwóch równań Weyla. Jednak rozwiązania równania Diraca (1.20) z różną od zera masą *nie* są stanami własnymi skrętności, ale pewnymi kombinacjami funkcji odpowiadających dodatniej i ujemnej skrętności. Jedynie przy ultrarelatywistycznych energiach można z dobrym przybliżeniem opisywać masywne fermiony (np. elektrony) za pomocą równań Weyla.

W przypadku oddziaływań związanych z polami *wektorowymi* lub *pseudowektorowymi*, tzn. takimi, które związane są z wymianą bozonów wektorowych lub pseudowektorowych, *skrętność przy energiach relatywistycznych jest zachowana*. Wynika to stąd, że takie oddziaływania nie powodują mieszania lewo- i prawoskrętnych rozwiązań równań Weyla. Oznacza to na przykład, że spolaryzowany lewoskrętnie lepton, podlegający rozpraszaniu w wyniku takich oddziaływań, w stanie końcowym również będzie spolaryzowany lewoskrętnie, niezależnie od kąta rozproszenia, jeśli tylko ma ultrarelatywistyczną energię. Z drugiej strony oddziaływania *skalarne* nie zachowują skrętności i mieszają stany lewo- i prawoskrętne. W równaniu Diraca członem reprezentującym oddziaływanie typu skalarnego jest człon masowy. Jego obecność powoduje, że masywne leptony poruszające się z prędkościami v mniejszymi od c są superpozycjami stanów

lewo- i prawoskrętnych. W teorii oddziaływań elektroslabych omawianej w rozdziale ósmym elementarne leptony i bozony początkowo są cząstkami bezmasowymi. Ich masy pojawiają się dopiero w wyniku oddziaływania z wszechobecnym polem skalarnym, z którym wiążą się cząstki skalarne, tzw. bozony Higgsa.

Zachowanie skrętności jest słuszne w granicy relatywistycznej dla dowolnych oddziaływań, które transformują się względem transformacji Lorentza jak wektory lub pseudowektory, zatem stosuje się do oddziaływań silnych, słabych i elektromagnetycznych, które są wynikiem wymiany bozonów wektorowych lub pseudowektorowych. Dlatego w procesach rozpraszania przy wysokich energiach, np. kwarka przez kwark lub leptonu przez kwark lub lepton, cząstka spolaryzowana lewoskrętnie pozostanie lewoskrętna, a cząstka spolaryzowana prawoskrętnie pozostanie prawoskrętna. Ten fakt, w połączeniu z zachowaniem momentu pędu, w wielu procesach określa rozkłady kątowe, co omawiamy w dalszej części książki.

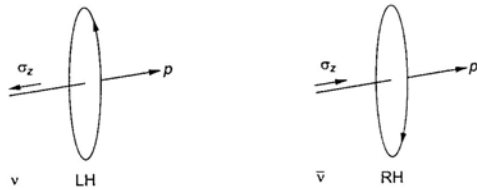
1.7. Leptony

Masy znanych leptonów lub ograniczenia na ich wielkość są zebrane w tabeli 1.4. Wyrażone są w jednostkach energii, eV lub MeV, tzn. podana jest odpowiednia wartość energii spoczynkowej mc^2 . Jak już wcześniej podkreślaliśmy, leptony μ i τ są cięższymi, niestabilnymi wersjami elektronu. Mion μ odkryto w promieniowaniu kosmicznym w 1937 roku. Miony są produktami rozpadu mezonów o krótkim czasie życia, mających spin całkowity i produkowanych w oddziaływaniach protonów występujących w pierwotnym promieniowaniu kosmicznym. Lepton τ po raz pierwszy zaobserwowano w doświadczeniach akceleratorowych w 1975 roku. Trzem „zapachom” naładowanych leptonów towarzyszą trzy zapachy leptonów obojętnych (neutrino). Górne ograniczenia na masy neutrino są małe w porównaniu z masami naładowanych leptonów, z którymi są wspólnie produkowane w oddziaływaniach słabych. W modelu standardowym przyjmuje się, że neutrina są bezmasowe.

Naładowane leptony biorą udział zarówno w oddziaływaniach elektromagnetycznych, jak i słabych, podczas gdy neutrina oddziałują tylko słabo. Spośród wszystkich fundamentalnych fermionów neutrina są wyjątkowe w tym sensie, że są całkowicie spolaryzowane podłużnie: obserwuje się jedynie stany z rzutem spinu na kierunek ruchu.

Tabela 1.4. Masy leptonów w jednostkach energii mc^2

Zapach	Masa leptonu naładowanego	Masa leptonu obojętnego
e	$m_e = 0,511 \text{ MeV}$	$m_{\nu_e} \leq 10 \text{ eV}$
μ	$m_\mu = 105,66 \text{ MeV}$	$m_{\nu_\mu} \leq 0,16 \text{ MeV}$
τ	$m_\tau = 1777 \text{ MeV}$	$m_{\nu_\tau} \leq 18 \text{ MeV}$

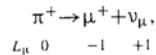


Rys. 1.5. Neutrino jest lewoskrętne, a antyneutrino prawoskrętne

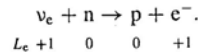
$j_z = -\frac{1}{2}\hbar$, co odpowiada czystemu stanowi ze skrętnością $H = -1$ (wzór (1.22)). Jak już wyjaśniliśmy powyżej, pęd i spin cząstki wyznaczają skrętność, jak to pokazano na rysunku 1.5; w przypadku neutrino ν mówimy, że jest lewoskrętne, a jego antychąstka, czyli antyneutrino $\bar{\nu}$, jest prawoskrętne. Zatem obie cząstki opisuje pierwsze rozwiązanie Weyla (1.19a).

Jak już wcześniej wyjaśnialiśmy, stany o dokładnie określonej skrętności są możliwe jedynie w przypadku cząstek ściśle bezmasowych, ze względu na niezmienniczość lorentzowską. Z tego samego powodu bezmasowe neutrino nie może mieć magnetycznego momentu dipolowego. Gdyby bowiem miało taki moment, to w zewnętrznym polu magnetycznym spin cząstki mógłby ulec odwróceniu.

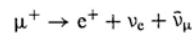
Fakt istnienia różnych zapachów neutrino został potwierdzony w 1962 roku w doświadczeniach z wysokoenergetycznymi neutrino produkowanymi w akceleratorach. Do wytworzenia wiązki neutrino wykorzystano rozpady pionów wyprodukowanych w wysokoenergetycznych zderzeniach protonów, czyli dokładnie ten sam mechanizm, który odpowiada za powstawanie neutrino w promieniowaniu kosmicznym. Produktami rozpadu są miony i neutrino. Okazało się, że wytworzone w ten sposób neutrino produkują w wyniku oddziaływań słabych tylko miony, ale nigdy nie produkują elektronów. W celu formalnego opisu takiego zachowania przypisuje się leptonom odpowiednie liczby leptonowe L_e, L_μ, L_τ , równe $+1$ dla każdego leptonu i -1 dla każdego antyleptonu odpowiedniego zapachu. Liczby te podlegają prawu zachowania. Na przykład rozpad dodatnio naładowanego pionu można zapisać jako



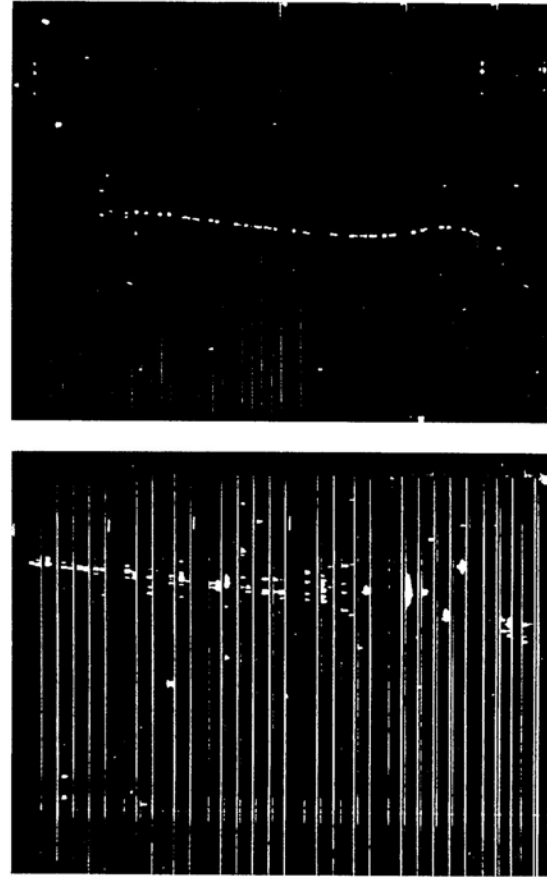
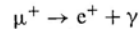
a oddziaływanie neutrino elektronowego z nukleonem jako



Rozpad



jest dozwolony przez prawo zachowania liczby leptonowej, natomiast rozpad



Rys. 1.6. Oddziaływania wiązki neutrino o energii około 1 GeV, padającej z lewej strony, zarejestrowane podczas eksperymentu w laboratorium CERN za pomocą dużej komory iskrowej. W komorze tej trajektorie cząstek ukazują się jako ciągi wyładowań zachodzących między metalowymi płytami. Wyładowania w komorze iskrowej, zwane wyładowaniami Geigera, to przebiecia w gazie występujące po przyłożeniu odpowiednio wysokiego napięcia. Górna ilustracja pokazuje proces z udziałem neutrino mionowego ν_μ , w wyniku którego powstaje wtórny mion, który przenika przez wiele płyt, zanim się zatrzyma. Dolna ilustracja pokazuje proces z udziałem neutrino elektronowego ν_e , w trakcie którego powstaje elektron. Elektron ten generuje rozproszone ślady iskrowe charakterystyczne dla kaskady elektromagnetycznej, istotnie różne od prostego toru mionu. (Dzięki uprzejmości CERN Information Services)

jest wykluczony (ograniczenie na stosunek rozgałęzień dla tego procesu wynosi $\leq 10^{-9}$). Przykłady oddziaływań neutrin mionowych i elektronowych pokazane są na rysunku 1.6.

Bezmasowość neutrin i ścisłe zachowanie zapachu leptonów są obecnie często kwestionowane, głównie za sprawą tzw. „problemu neutrin słonecznych”. Istnieje coraz większa liczba danych wskazujących na to, że w odpowiednio długich skalach czasowych prawo zachowania liczb leptonowych może nie być spełnione, np. dla odległości L i energii neutrin E takich, że $L/E \geq 1000 \text{ m} \cdot \text{MeV}^{-1}$, co umożliwia przekształcanie się neutrin jednego zapachu w neutrina innych zapachów w wyniku tzw. „oscylacji” (patrz podrozdział 9.7).

1.8. Kwarki

Masy kwarków o różnych zapachach są zebrane w tabeli 1.5 i przedstawione na rysunku 1.7. Jak już wcześniej stwierdziliśmy, kwarki nie występują jako cząstki swobodne

Tabela 1.5. Konstituentne masy kwarków

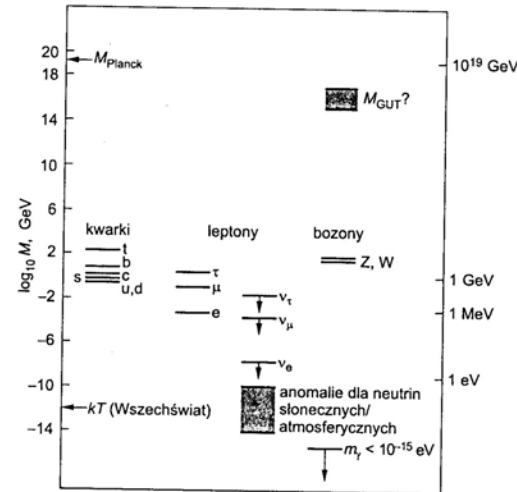
Zapach	Liczba kwantowa	Masa spoczynkowa, GeV/c^2
górny lub dolny	—	$m_u \simeq m_d \simeq 0,31$
dziwny	$S = -1$	$m_s \simeq 0,50$
powabny	$C = +1$	$m_c \simeq 1,6$
b	$B = -1$	$m_b \simeq 4,6$
t	$T = +1$	$m_t \simeq 180$

i z tego powodu definicja ich masy jest obciążona pewną dowolnością, ponieważ musi ona zależeć od wielkości potencjału oddziaływania wiążącego kwarki np. w protonie. Liczby podane w tabeli 1.5 mają charakter jedynie orientacyjny. Zauważmy przede wszystkim, że stwierdzono występowanie w przyrodzie jedynie dwóch typów kombinacji kwarków:

$$\begin{aligned} \text{barion} &= QQQ & (\text{stan trzykwarkowy}), \\ \text{mezon} &= Q\bar{Q} & (\text{para kwark-antykwar}). \end{aligned} \quad (1.23)$$

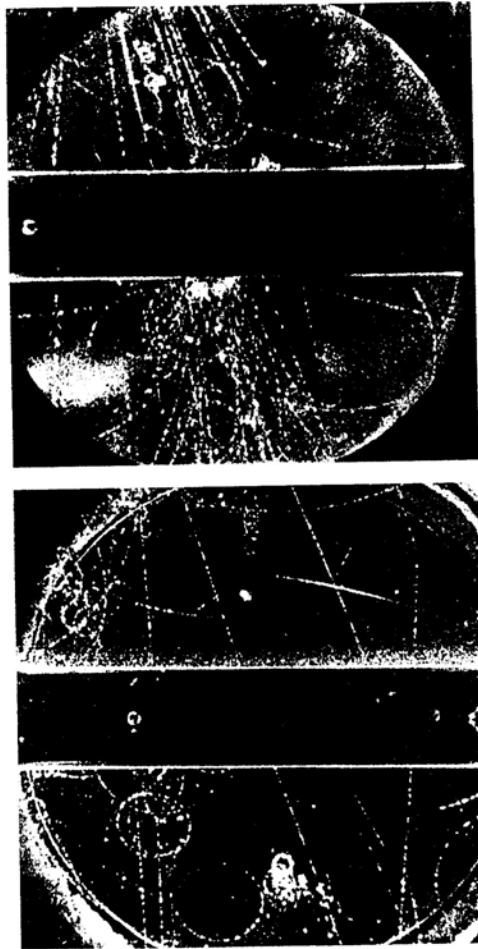
Te silnie oddziałujące układy kwarków nazywane są ogólnie *hadronami*. Jak zobaczymy, fakt, iż obserwuje się tylko dwa typy układów kwarków, można wyjaśnić za pomocą teorii oddziaływań między kwarkami, tzw. chromodynamiki kwantowej (ang. *quantum chromodynamics* — QCD).

Zasada zachowania liczby fermionów (podrozdział 1.4) stosuje się oczywiście zarówno do leptonów, jak i barionów. Oznacza to, że leptony i bariony mogą powstawać lub znikać jedynie w parach, tzn. jako lepton i antylepton oraz barion i antybarion.



Rys. 1.7. Widmo mas leptonów i kwarków. Wartości podane dla neutrin to górne ograniczenia z pomiarów bezpośrednich — eksperymenty związane z neutrinami słonecznymi i atmosferycznymi (patrz rozdział 9) wskazują na jeszcze niższe wartości. Na rysunku zaznaczono też inne ważne skale masowe: skalę elektrosłabą (Fermiego) rzędu 100 GeV, reprezentowaną przez masy bozonów $W^\pm$ i Z^0 ; masę Plancka, rzędu 10^{19} GeV — oczekuje się, że przy energiach tego rzędu oddziaływania grawitacyjne staną się silne (patrz rozdział 2); oraz wartość $kT \simeq 1$ MeV, odpowiadającą promieniowaniu reliktoowemu o temperaturze $T = 2,7$ K, wypełniającemu dzisiejszy Wszechświat

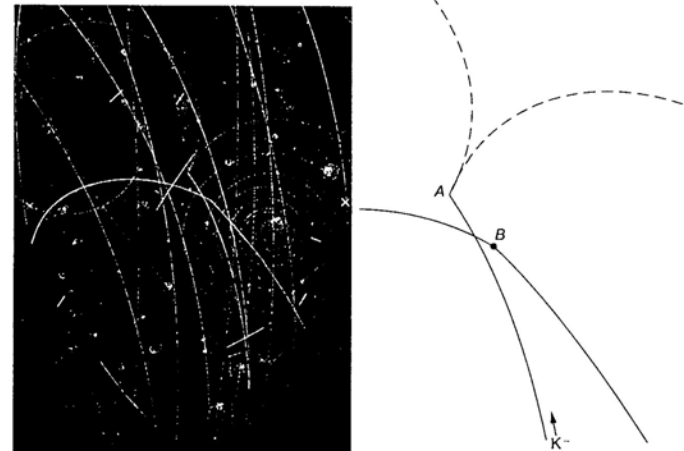
Fakt, iż masa protonu ($= uud$), wynosząca $m_p c^2 = 938,27$ MeV, jest niemal taka sama jak masa neutronu ($= udd$), równa $m_n c^2 = 939,57$ MeV, wskazuje, że możemy zdefiniować efektywną „konstituentną” masę lekkiego kwarka $m_u \simeq m_d \simeq m_N/3$. Ta do dziś nie wyjaśniona równość mas kwarków u i d została sformalizowana w postaci hipotezy o *symetrii izospinowej*, którą omawiamy w rozdziale 3. (W istocie symetria ta została zaproponowana na długo przed odkryciem kwarków). Kwark dziwny s wchodzi w skład *cząstek dziwnych*, odkrytych w promieniowaniu kosmicznym w latach pięćdziesiątych. Ich dziwne zachowanie stało się zrozumiałe, kiedy zdano sobie sprawę z tego, że w oddziaływaniach silnych cząstki te są produkowane w *parach* o przeciwniej „dziwności”. Odkrycie kwarka c było wynikiem zarejestrowania w 1974 roku mezonów o dużych masach i składzie $\psi = c\bar{c}$. Odkrycie kwarka b było konsekwencją zaobserwowania jeszcze cięższych mezonów $\Upsilon = b\bar{b}$ w 1977 roku. Ostatni i najcięższy na liście kwarków — kwark t — zaobserwowano w 1995 roku; jego wyprodukowanie było możliwe dopiero po zbudowaniu akceleratorów z przeciwbieżnymi wiązkami pp o odpowiednio wysokiej energii.



Rys. 1.9. Pierwsze „przypadki typu V” zarejestrowane w komorze mgłowej przez Rochester’a i Butler’a w 1947 roku. Na górnym zdjęciu widać przypadek „V obojętnego” (widelki widoczne są kilka milimetrów poniżej metalowej płyty); przypuszczalnie był to rozpad $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$. Dolne zdjęcie przedstawia przypadek „V naładowanego” (widelki widoczne po prawej stronie u góry obrazu) — był to przypuszczalnie rozpad, który dziś zapisalibyśmy jako $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$

jętny pion rozpada się w procesie $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ z bardzo krótkim czasem życia (10^{-16} s) i jest źródłem kaskad elektromagnetycznych, które rozwijają się w górnych warstwach atmosfery i tworzą tzw. „miękką” składową promieniowania kosmicznego. Miony mają znacznie dłuższy średni czas życia (2200 ns) i jeśli mają odpowiednio wysoką energię — ok. 2–3 GeV, to przenikają przez atmosferę i część z nich dociera do poziomu morza w postaci „twardej” składowej promieniowania kosmicznego, a pozostałe rozpadają się w locie ($\mu^+ \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^+ + \nu_e$). Razem z naładowanymi pionami miony są odpowiedzialne za pojawienie się neutrin atmosferycznych ν_μ i ν_e i ich antycząstek. Strumień takich neutrin na poziomie morza — o średniej energii ok. 1 GeV — wynosi w przybliżeniu $1 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, natomiast strumień mionów na poziomie morza ma wartość ok. $10^{-2} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Neutrina atmosferyczne omawiamy w punkcie 9.7.2.

Mion odkryto za pomocą komory mgłowej w 1937 roku. Początkowo nazywano go mezotronem i omyłkowo identyfikowano z ciężką cząstką, której istnienie postulował



Rys. 1.10. Przykład ilustrujący zachowanie dziwności w oddziaływaniach silnych i niezachowanie dziwności w oddziaływaniach słabych. Padający mezon K^- zatrzymuje się w punkcie A i oddziałuje silnie z zachowaniem dziwności z protonem z ciekłego wodoru wypełniającego komorę pęcherzykową

$$K^- + p \rightarrow \Lambda + \pi^0 \text{ lub inaczej w języku kwarków } s\bar{u} + uud \rightarrow sud + u\bar{u}.$$

Obojętny pion w tym przykładzie podlega rzadkiemu rozpadowi elektromagnetycznemu $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$. Para $e^+ e^-$ wydaje się wybiegać bezpośrednio z punktu A, ponieważ czas życia obojętnego pionu wynosi zaledwie 10^{-16} s. Cząstka Λ po pokonaniu odległości kilku centymetrów (odpowiadającej czasowi życia 10^{-10} s), rozpada się słabo w punkcie B ze zmianą dziwności

$$\Lambda \rightarrow p + \pi^- \text{ lub w języku kwarków } sud \rightarrow uud + d\bar{u}$$

Yukawa w 1935 roku — bozonem, którego wymiana miała odpowiadać za krótkozasięgowe siły jądrowe (patrz podrozdział 2.2). Ponieważ wiadano, iż promieniowanie kosmiczne może docierać na duże głębokości pod powierzchnią Ziemi — przypuszczalnie były to miony — szybko stwierdzono, że taka identyfikacja jest mało prawdopodobna. Kluczowy test stanowiło doświadczenie przeprowadzone w 1946 roku przez Conversiego, Panciniego i Piccioniego, którzy posłużyli się rozseparowanymi magnetycznie dodatnimi i ujemnymi mionami na poziomie morza. Pokazali oni, że ujemne miony rozpadają się po wyhamowaniu na lekkich jądrach (węgiel), zamiast podlegać absorpcji w jądrach, jak tego należało oczekiwać po ujemnie naładowanych cząstkach Yukawy. Nie mogły to zatem być przewidywane „kwanty oddziaływań silnych”. „Prawdziwą” cząstkę Yukawy — pion — odkryto rok później w doświadczeniach, w których stosowano emulsję jądrową naświetlaną w samolocie i na wysoko położonych terenach górskich. Pokazano, że po wyhamowaniu dodatnie piony zawsze się rozpadają (patrz rysunek 1.8), podczas gdy ujemne piony zawsze podlegały wychwytowi jądrowemu, po czym następował rozpad jądra, na którym nastąpił wychwyt.

W tym samym roku, w którym odkryto pion, uzyskano też pierwsze sygnały o istnieniu „cząstek dziwnych”: zaobserwowano obojętne i naładowane „cząstki V” (patrz rysunki 1.9 i 1.10). W ciągu kilku następnych lat w promieniowaniu kosmicznym odkryto całą gamę cząstek, które nazwano ogólnie mezonami K (np. $K^+ = u\bar{s}$) oraz hiperonami (np. cząstka $\Lambda = uds$, podobna do nukleonu, ale z kwarkiem s zamiast kwarka u lub d). Właśnie to bogactwo nowych cząstek stało się w latach pięćdziesiątych impulsem do budowania ogromnych akceleratorów wysokich energii.

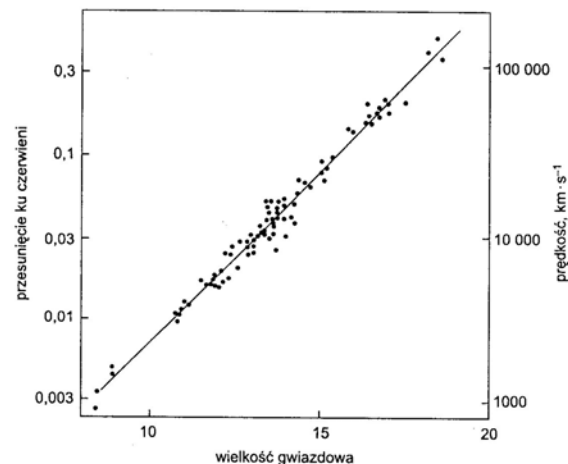
Ciekawe, że badania promieniowania kosmicznego nadal mają wpływ na fizykę cząstek elementarnych. Przykładem może być odkrycie „anomalii zapachowej” w stosunkach liczby neutrin ν_e do ν_μ produkowanych w sposób naturalny w atmosferze, omawiane w rozdziale 9.

1.9.2. Fizyka cząstek elementarnych i kosmologia

W ostatnich dziesięcioleciach badania w dziedzinie fizyki cząstek elementarnych zbliżyły się znacznie do badań nad kosmologią i ewolucją Wszechświata. Powszechnie przyjmuje się, że Wszechświat pojawił się 10–15 mld lat temu w wyniku ekspansji zapoczątkowanej Wielkim Wybuchem. Temperatura T cząstek i promieniowania zmniejszała się — przynajmniej we wczesnych etapach — według prawa

$$kT = \text{const} \cdot \frac{1 \text{ MeV}}{t^{1/2}}, \quad (1.24)$$

gdzie k jest stałą Boltzmanna, a t czasem ekspansji Wszechświata w sekundach. Dowód potwierdzający słuszność hipotezy o Wielkim Wybuchu będący współczesną wersją diagramu zaproponowanego przez Hubble’a w 1929 roku przedstawiony jest na rysunku 1.11. Rysunek ten pokazuje, że średnia prędkość oddalania się dwóch obiektów



Rys. 1.11. Diagram Hubble’a ilustrujący związek między przesunięciem ku czerwieni światła emitowanego przez odległe galaktyki w pewnym zakresie długości fal oraz ich wielkością gwiazdową (duża wielkość gwiazdowa odpowiada galaktykom o małej jasności). Przesunięcie ku czerwieni można interpretować jako efekt Dopplera związany z ucieczką galaktyk, przy czym jasność „standardowej galaktyki” jest odwrotnie proporcjonalna do kwadratu odległości od niej. Linia prosta na rysunku ilustruje związek otrzymany przy założeniu, że prędkość ucieczki jest proporcjonalna do odległości, jak to wynika z modelu Wielkiego Wybuchu

od siebie jest proporcjonalna do odległości między nimi, co dowodzi równomiernej ekspansji we wszystkich kierunkach.

Stała po prawej stronie równania (1.24) jest liczbą bliską jedności, której dokładna wartość zależy — jak to pokażemy w rozdziale 10 — od liczby różnych typów kwarków i leptonów. Zatem liczba fundamentalnych fermionów określa tempo ekspansji i ochładzania się wczesnego Wszechświata. Z tego powodu uważa się, że cięższe kwarki i leptony, tak rzadkie w dzisiejszym zimnym Wszechświecie, musiały odgrywać kluczową rolę we wczesnych etapach ewolucji kosmosu. Wiedza o naturze cząstek fundamentalnych i ich oddziaływań, którą zyskujemy dzięki doświadczeniom z zakresu fizyki wysokich energii, ma zasadniczy wpływ na nasze poglądy na rozwój Wszechświata. Okazuje się na przykład, że ważne wielkości, np. pierwotny stosunek masy helu do masy wodoru (którego wartość ma duży wpływ na późniejszą ewolucję gwiazd), zależą w istotny sposób od liczby różnych typów leptonów.

O ile cięższe leptony naładowane μ i τ nie odgrywają dziś wielkiej roli w skali kosmicznej, to w przypadku bardziej stabilnych neutrin ν_e , ν_μ , ν_τ może być inaczej. Ilość bardzo ciężkich pierwiastków we Wszechświecie jest według obecnych poglądów