

Aktualności (nie tylko) fizyczne

Szukanie igły w stogu siana można potraktować jako wyzwanie. Zwłaszcza jeżeli *standardowa teoria stogów siana* przewidywałaby np. obecność średnio jednej igły w stogu. Przed podjęciem wyzwania warto oszacować swoje szanse. Załóżmy, że poszukujemy igły białej w źdźbło siana. Narzucającym się sposobem odnalezienia zguby byłoby przejrzanie wszystkich źdźbeł stogu. Ile ich jest? Z dokładnością do czynnika $e^{\pm\pi}$ ta ładna liczba mnoga wynosi 10^7 . Przeglądając jedno źdźbło na sekundę potrzebowalibyśmy więc około trzech miesięcy na wykonanie zadania. Wygląda nieźle. Szkopuł w tym, jak w ciągu sekundy uzyskać pewność co do obecności igły w źdźbło?

Z takim zadaniem postanowili zmierzyć się fizycy z eksperymentu E787 przy akceleratorze AGS (Alternating Gradient Synchrotron) w ośrodku BNL w Brookhaven w Stanach Zjednoczonych. Poszukiwaną igłą był bardzo rzadki rozpad naładowanego kaonu na pion, neutrino i anty-neutrino $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$.

Dodatni kaon jest stanem związanym anty-kwarku dziwnego \bar{s} i kwarku górnego u . Jego średni czas życia wynosi około 10 ns, co wystarcza do przebycia od kilku do kilkudziesięciu metrów w detektorze. Za rozpad kaonu odpowiedzialne są oddziaływania słabe, czyli te same, które powodują rozpad jąder radioaktywnych czy też reakcje termojądrowe we wnętrzu naszego Słońca. Rozpady poprzez oddziaływania słabe są „słabe”, ponieważ nośnikiem tych oddziaływań jest naładowany bozon pośredniczący W^\pm o masie kilkadziesiąt razy większej od masy protonu. Cząstka ta pojawia się w rozpadach słabych jako stan wirtualny, a wtedy jej zasięg – zgodnie z zasadą nieoznaczoności – jest bardzo mały, co odpowiada małym amplitudom przejścia i długim (jak na niestabilne cząstki elementarne) czasom życia.

W przypadku poszukiwanego rozpadu kwark \bar{s} musi przejść na kwark \bar{d} o tym samym ładunku. Tego typu oddziaływania, tzw. neutralne prądy zmieniające zapach, są w pierwszym przybliżeniu zabronione w Modelu Standardowym. Mogą zachodzić tylko przez tzw. diagramy pętlowe. W języku grafów Feynmana mówimy, że kwark \bar{s} przechodzi w parę wirtualnych cząstek tW^+ , a następnie jedna z nich (ale nie wiadomo która) emituje wirtualny neutralny bozon pośredniczący Z^0 (rozpadający się na parę $\nu\bar{\nu}$), tak że „odchudzona” para tW^+ może połączyć się w kwark \bar{d} . Jak widać, poszukiwany rozpad wymaga wyprodukowania aż trzech wirtualnych, a nominalnie bardzo ciężkich cząstek. Przewidywane

prawdopodobieństwo wybrania przez kaon akurat tego kanału rozpadu wynosi 10^{-10} .

Gdyby zastosować tempo przeszukiwania z przykładu ze stogiem, sukcesu należałoby spodziewać się już za jakieś... cztery tysiące lat. Ponieważ niełatwo znaleźć stabilne źródło finansowania na czterdzieści wieków, więc naukowcy z E787 skrócili czas oglądania swoich „źdźbeł”. Eksperyment został zaprojektowany tak, że średnio co mikrosekundę w jednej z małych cel w centralnej części detektora zatrzymywał się jeden kaon. Ponieważ neutrino uciekały z detektora bez śladu, więc sygnaturą poszukiwanego rozpadu był pojedynczy naładowany ślad wychodzący z tej samej celi po czasie zgodnym ze średnim czasem życia kaonu. Ślad ten musiał zostać zidentyfikowany jako pion poprzez sekwencyjny rozpad dodatniego pionu na dodatni mion i neutrino mionowe $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, a następnie mionu na pozyton i odpowiednie neutrino $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$.

Aby wyeliminować tło związane z ucieczką innych cząstek przez minimalne nieszczelności detektora (co mogłoby imitować rozpad z neutrinami) lub z bardzo mało prawdopodobną błędną identyfikacją (np. wzięciem za pion mionu z dominującego rozpadu $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$), wybrano szczególne „okno” energii pionu odpowiadające sytuacji, w której pion leci w kierunku przeciwnym do pary neutrino o małym kącie rozlotu. Wtedy pęd pionu jest z jednej strony większy niż w innych rozpadach wielociałowych, a z drugiej strony, mniejszy niż w bezpośrednim dwuciałowym rozpadzie kaonu na (lżejszy od pionu) mion i neutrino mionowe. Decydującym o sukcesie aspektem eksperymentu było mierzenie energii pionu na trzy niezależne sposoby (pomiar zakrzywienia toru w polu magnetycznym, pomiar kalorymetryczny i pomiar zasięgu). Pozwoliło to nie tylko na obniżenie spodziewanego tła do poziomu $0,08 \pm 0,03$ przypadku w całej próbce, ale również na precyzyjne sprawdzenie poprawności metody.

Efektywność selekcji wyznaczono na 0,2%, przebadano $1,5 \cdot 10^{12}$ kaonów i w tym sianie... znaleziono jedną igłę. Wyznaczone prawdopodobieństwo rozpadu $4,2^{+9,7}_{-3,5} \cdot 10^{-10}$ jest najmniejszym dotychczas zmierzonym niezerowym stosunkiem rozgałęzienia. Jest on zgodny z przewidywaniami Modelu Standardowego. Może być interpretowany jako pomiar prawdopodobieństwa przejścia kwarku t w kwark d oraz nakłada istotne ograniczenia na możliwe rozszerzenia Modelu Standardowego, w których rozpad mógłby zachodzić poprzez inne stany wirtualne.

Piotr ZALEWSKI

na podstawie *Physics Today, Phys. Rev. Lett.* 79, 2204, 1997