A paritássértésre utaló kísérletek

Nem teljes verzió.

1. A részecskék paritása

A paritás operátora (P) egy három változós függvénre hat. Ez a függvény egy fizikai rendszer hullámfüggvényének térbeli része. A hullámfüggvény térbeli részének értelmezési tartománya a fizikai tér, itt vesz fel komplex értékeket. A paritásoperátor hatásának eredménye az a függvény, ami akkora értéket (komplex szám) vesz fel bármely $\underline{r}$ pontban, mint amit az eredeti függvény felvett a $-\underline{r}$ pontban.

$$P\Psi(\underline{r}) = \Psi(-\underline{r})$$

Ez egy tükrözési tulajdonság, hiszen az $\underline{r}$ pont a középpontos tükörképe a $-\underline{r}$ pontnak. Egy fizikai rendszer hullámfüggvényei mindig sajátfüggvényei a paritás operátorának, ha a Hamilton-operátor a tértükrözésre nézve invariáns. Ez általában fennáll. Sajátérték ± 1 lehet, hiszen P^2 operátor az identitással megegyezik.

Az elemi részecskéknek is van paritása, hiszen van hullámfüggvényük is. A hullámfüggvény kiterjedése nem pontszerű, annak ellenére, hogy például az elektron töltését gyakran gondoljuk pontszerűnek. Az elemi részecskéknek van egy belső (nem a hullámfüggvényük térbeli részéből származó) paritása. A normál elemi részecskék belső paritása pozitív, de az antirészecskéik belső paritása negatív! Például negatív belső paritású a pozitron, $\mu^+, \bar{u}$. Az összetett részecskék paritása a bennük lévő elemi részecskék paritásai és a mozgásuk tértükrözési tulajdonsága alapján alakul ki. Az egy normál és egy antirészecskéből álló rendszerek paritása negatív alapállapotban. Ilyen például a pozitrónium atom, vagy a π-mezon. Negatív paritású lehet például a többi mezon is, melyekben egy kvark és antikvark hoz létre egy erősen kölcsönható gluon-mezőt. A π-mezonok és a K-mezonok is negatív paritásúak, egyben a spinjük 0 (pszeudoskalár részecskék).

Ha egy rendszer két részecskéből áll, és ezek nem hatnak kölcsön, akkor a rendszer kétrészecskés hullámfüggvénye a két egyrészecskés hullámfüggvény szorzata. Ilyenek a bomlásokból kirepülő részecskék, például. $\Psi(\underline{r}_1, \underline{r}_2) = \Phi(\underline{r}_1)\Phi(\underline{r}_2)$. A kétrészecskés hullámfüggvényre hattassuk a paritás operátorát:

$$P\Psi(\underline{r}_1, \underline{r}_2) = P\left(\Phi(\underline{r}_1)\Phi(\underline{r}_2)\right) = \Phi(-\underline{r}_1)\Phi(-\underline{r}_2) = \pi_1\Phi(\underline{r}_1)\pi_2\Phi(\underline{r}_2) = \pi\Psi(\underline{r}_1, \underline{r}_2)$$

Ezért $\pi = \pi_1\pi_2$, azaz független részecskékből álló rendszer paritását úgy határozhatjuk meg, hogy az egyes részecskék paritásait összeszorozzuk. A paritás multiplikatív mennyiség.

2. Paritássértés gyanúja a kaon bomlásakor

A paritássértés gondolatát először Yang és Lee vetette fel 1956-ban. Szerintük a paritás megmaradása a gyenge kölcsönhatásban még nem volt azelőtt tesztelve kísérletben. Gondolatuk a negatív kaon bomlásából indult ki. [1] [2]

A negatív kaon K^- $\bar{u}s$ kvarkokból áll. Spinje 0. Ez azt jelenti, hogy az anti-up kvark és a ritka kvark spinje ellentétesen állnak. Bomlásai közül a müonra történő bomlásnak van legnagyobb valószínűsége. Ekkor a

[1] T.D. Lee, C.N. Yang, Physical Review, Vol. 104 Nr. 1. (1956) pages 254–258. "Question of Parity Conservation in Weak Interactions". klikk

[2] Chen Ning Yang and Tsung Dao Lee, 33 és 29 évesek voltak amikor a cikk megjelent.

ritka kvark gyenge kölcsönhatással átalakul egy u-kvarkba, majd ez az $\bar{u}$-val annihilálódik, a W^- pedig elbomlik egy μ^- és $\tilde{\nu}_\mu$ lepton párra. A második és harmadik legvalószínűbb folyamat 20,66%-os ill. 5,59%-os valószínűségekkel (elágazási arány) a következő folyamatok:

$$K^- \to \pi^- + \pi^0 \qquad\qquad K^- \to \pi^- + \pi^+ + \pi^-.$$

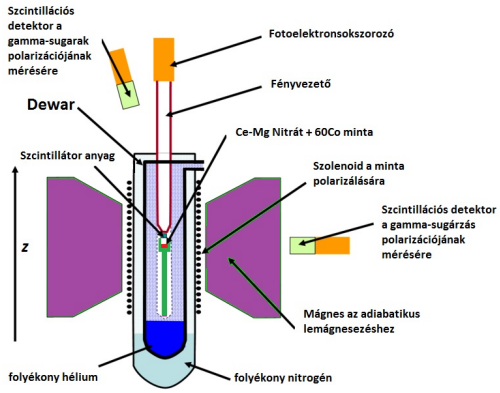
A második bomlásban a pi-mezonok szögeloszlását is megmérték, és az derült ki, hogy a három részecske izotróp módon keletkezik a bomlásban a tömegközépponti rendszerben. Ezért az általuk elvitt pályaperdület 0. Az $\ell = 0$ pályaperdületű mozgás paritása $(-1)^\ell$, ami jelen esetben $+1$. így a második bomlásban a három részecske saját paritását és a relatív mozgás hullámfüggvényének paritását összeszorozva $\pi = (-1)(-1)(-1)(+1) = -1$-et kapunk. Ellenben a bal oldalon feltüntetett bomlás során, amikor két részecske keletkezik, akkor $\pi = (-1)(-1)(+1) = +1$ lesz a keletkezett részecskék összes paritása. A kaon paritása bármi is legyen, az egyik bomlásban (a 2 vagy a 3 részecske bomlásban) a paritás nem azonos a kaon paritásával. A kaon egyébként -1 paritású, ezért a két-részecske bomlás esetében felmerült a gyanú arra, hogy a paritás nem marad meg. A π-mezonok paritásáról a következő cikkben leírtakból tudjuk, hogy -1. Chinowsky, W.; Steinberger, J. (1954). "Absorption of Negative Pions in Deuterium: Parity of the Pion". Physical Review. 95 (6): 1561–1564. klikk

Ebben a bomlásban a K^- ritka kvarkja gyenge kölcsönhatás során átalakul egy u-kvarkká és egy W^- bozonná, ami hadronikusan bomlik el egy $d\bar{u}$ kvark-párra. Így összesen négy kvark lesz a gyenge átalakulás után: $\bar{u}u\bar{u}d$. Ezek két mezont alkotnak: $\bar{u}u \to \frac{\bar{u}u+\bar{d}d}{\sqrt{2}} = \pi_0$ és $\bar{u}d = \pi^-$. A W-bozon keletkezése során a gyenge kölcsönhatás hat, és a paritás meg nem maradását ehhez a gyenge kölcsönhatáshoz kapcsoljuk.

A paritás sérülését más gyenge kölcsönhatási folyamatokban kísérletileg tesztelték 1956-os év környékén az USA-ban. Az egyik kísérletet a Columbia Egyetem Nevis Ciklotron Laboratóriumában New Yorkban Leon Lederman és munkatársai végezték, a másikat Wu kisasszony vezetésével Washington D.C-ben a NIST laboratóriumában (National Institute of Standards). Wu szintén a Columbia Egyetem munkatársa volt. Ez utóbbi kísérletet mutatjuk be először.

3. A Wu-kísérlet

A Wu-kísérlet a paritás sérülését mutatta ki. A kísérletben ^{60}Co atomokat párhuzamos állapotba hozták. A $\beta-$bomlásban a kilépő elektronok időegységre jutó számát mérték két esetben. Egyik amikor a Co-atomok spinje felfelé állt, a másik esetben amikor lefelé. A két eset között kimutatták a különbséget.



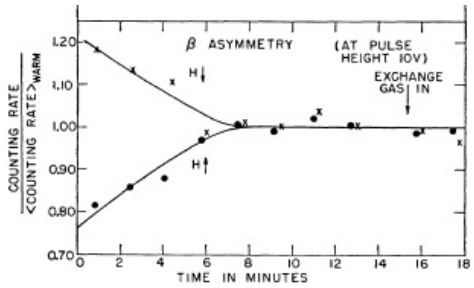
1. ábra. A Wu-kísérlet

A kísérletben használt ^{60}Co-nak több előnye van:

- egyrészt ferromágneses anyag, a használt külső mágneses tér hatására az atomok egymást segítve kollektíven azonos irányba állítják a spinjeiket,
- másrészt radioaktív, $\beta-$bomlással bomlik, aminek felezési ideje elég nagy
- a $\beta-$bomlás Gamow-Teller típusú, azaz az atommag spinje eggyel változik

A kísérlet egyik legnagyobb kihívása a Co-atomok polarizálása, amit nagyon alacsony 3 mK hőmérséklet mellett külső 2,3 T homogén mágneses térrel hoztak létre. Az alacsony hőmérsékletet adiabatikus lemágnesezéssel érték el a NIST (National Istitute for Standards and Technology) alacsony hőmérsékletű laboratóriumában.

Wu-kísérlet publikációja



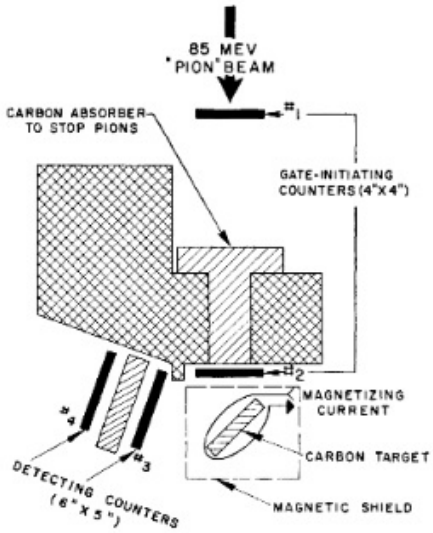
2. ábra. A Wu-kísérlet eredménye

Wu kísérlet a NIST honlapon

Horváth Dezső írása (Wigner)

A kísérlet eredményei arra mutatnak, hogy a Co-atomok spinjével ellentétes irányban lépnek ki az elektronok, az antineutrínók pedig velük párhuzamosan. Ennek fordítottja a kísérleti bizonytalanságon belül nem következik be.

4. A Lederman-kísérlet



3. ábra. A Lederman-kísérlet

klikk

5. A Goldhaber-kísérlet

A Goldhaber-kísérlet publikációja

Maurice Goldhaber, Lee Grodzins és Andrew Sunyar a Brookhaven National Laboratory munkatársai által 1957-ben publikált nagyon érdekes és trükkös kísérlet megmutatta, hogy a ^{152m}Eu atommag elektron befogásakor keletkező (+1 leptonszámú) elektron-neutrínónak -1 a helicitása. A $+1$ helicitású elektron-neutrínóra nem volt szükség a kísérleti adatok értelmezéséhez. [3] [4]

A helicitás az elemi részecskék azon tulajdonsága, ami megmutatja, hogy a sajátperdületük és az impulzusuk relatív iránya milyen. $h = \frac{\vec{s}\vec{p}}{|\vec{s}|\cdot|\vec{p}|}$. A relativisztikus kvantummechanika szerint az 1/2 spinű és (hipotetikusan) nulla tömegű részecskék helicitás sajátállapotok, $+1$ és -1 sajátértékkel. Meg kell említeni, hogy a helicitás csak akkor ilyen egyszerű, ha a részecske a vákumbeli fénysebességgel tud csak haladni, azaz 0 a (nyugalmi) tömege. A foton ilyen, a neutrínó csak majdnem. A nem nulla nyugalmi tömegű részecskéknél el lehet képzelni, hogy ha lassabban haladnak a c-nél, akkor ha átmegyünk egy náluk gyorsabban mozgó koordinátarendszerbe, akkor a sebességük-iránya megváltozna. De a forgásé nem változik, ezért a helicitás is megváltozna. Emiatt csak a fénysebességgel haladó részecskékre jó paraméter a helicitás. Egy kicsit jobb mennyiség a „kezesség", ami megmondja, hogy jobb vagy bal kezes a részecske, de ebbe most nem bonyolódunk bele, és úgy tekintjük, hogy a neutrínók tömege 0. (1957-ben is még így gondolták.)

A neutrínó helicitása magában foglalja az impulzus és a perdület mennyiségeket is, ezért a perdület és a

[3] Maurice Goldhabernek érdekes élete volt. Az Osztrák-Magyar Monarchia területén született, a mai Ukrajna területén lévő Lvovban. 2011-ben 100 éves és 23 napos korában halt meg New York államban. Doktori témavezetője James Chadwick, a neutron felfedezője volt. Ő volt a Brookhaven National Laboratory igazgatója 1961-től 12 éven át.

[4] Lee Grodzins, később az MIT professzora lett. 1998-as nyugdíjba vonulásakor a saját kutatási-fejlesztési cégében dolgozott tovább, melynek neve Niton Corporation. Niton a radon radioaktív nemesgáz kezdetekben használt neve, és a cég radondetektorokon kívül számos alkalmazott nukleáris módszert és detektort fejlesztett.

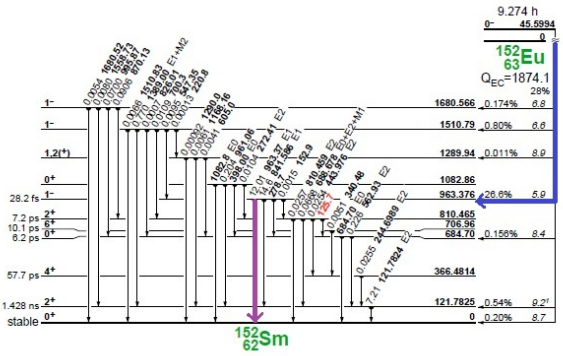
lendület megmaradását is érdemes követni, amikor a neutrínó helicitását vizsgáljuk. A Goldhaber-kísérletben egy olyan radioaktív bomlást vizsgáltak, amelyben a detektálhatatlan neutrínó perdülete és lendülete meghatározható volt a később keletkező detektálható részecskék alapján. A kísérletben a neutrínó helicitását a bomlás után keletkező foton helicitásából követték vissza, és olyan egyszerű esetet kellett találni, amiben ez lehetséges volt.

Ilyen a ^{152m}Eu metastabil atommag, aminek 9,27 óra a felezési ideje, és a brookhaveni reaktorban állították elő európium-oxid besugárzásával. Ez az atommag 0^- spin-paritású, és elektron-befogással bomlik, a bomlás után kirepül egy neutrínó és egy gerjesztett ^{152}Sm* atommag keletkezik, ami visszalöködik. A gerjesztett ^{152}Sm* ezután legerjesztődik a 0^+ spin-paritású alapállapotba, és kibocsát egy elektromos dipól multipolaritású γ-fotont. A 4. ábrán látható a két lépés kék és lila nyilakkal ábrázolva. A kibocsátott γ-foton két féle energiájú lehet. A lilával jelölt 963 keV-es, és a jelöletlen 842 keV-es. Százalékos relatív hozamuk 12% és 14,6%. A többi legerjesztődési csatorna elhanyagolható valószínűségű. A fotonok detektálása olyan lesz, hogy csak a 963 keV-es foton fog beütéseket szolgáltatni, ezt később látjuk majd.

Ez a 963 keV-es γ-foton meg tudja mutatni a neutrínó helicitását, ha a visszalöködő gerjesztett szamárium atommag lendületvektora nem változik meg számottevően mielőtt legerjesztődik. Ez azt jelenti, hogy ezalatt nem veszíti el az energiáját a közegben, és nem térül el számottevően az iránya a kirepülési iránytól. A gerjesztett leányelem (^{152}Sm*) állapot élettartamát Lee Grodzins mérései alapján ismerték. A Physical Review ugyanazon számában publikálta. Az átlagos élettartam a mérések szerint $3 \cdot 10^{-14}$ s, azaz 30 attoszekundum. Az elektronbefogáskor 911 keV energia szabadul fel. A lendület és energia megmaradása alapján a visszalöködő atommagnak $E_0^2/2mc^2$ energia jut, ha a másik részecske 0 nyugalmi tömegű. Ez kb. 911 keV$\cdot\frac{0{,}911}{141588} \simeq$ 5,9 eV. Az ilyen atommag sebessége $v = 0,0003 \cdot c = 9 \cdot 10^4$ m/s. Az átlagos élettartam alatt ekkor $27 \cdot 10^{-10}$ métert, azaz 27 Å-öt tud megtenni. Ez néhányszor 10 réteg atom egy szilárd testben. A hatótávolságához képest ez rövid távolság, ezért a legerjesztődés elég hamar következik be. Ebben a kérdésben a szerzők nem tudtak ismert adatokra alapozni, ezért szilárd és oldat halmazállapotú mintán is elvégezték a kísérletet a nagyobb megbízhatóság kedvéért.

A két lépéses rakció a következő:

$$e^- + {}^{152m}\text{Eu} \rightarrow {}^{152}\text{Sm}^* + \nu_e \rightarrow {}^{152}\text{Sm} + \gamma + \nu_e$$



4. ábra. A metastabil ^{152m}Eu atommag bomlási sémája. Forrás Table of Isotopes.

A kezdő állapotban a kísérletben használt 0^- spin-paritású ^{152m}Eu atommagnak mind a perdülete, mind a lendülete 0. A lendülete 0, hiszen nyugalomban van (a hőmozgás erejéig). A perdülete 0, hiszen egy álló, 0 spinű atommagról van szó (lásd: 4. ábra és nudat2 webes adatbázis). Az elektron az s pályákról tud

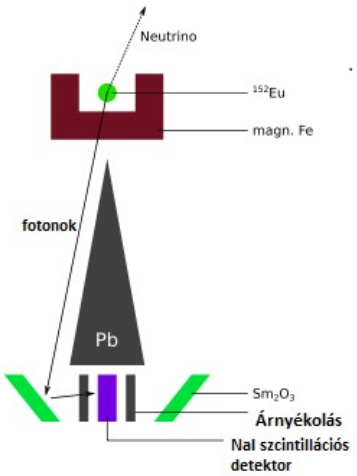
befogódni, mert a nagyobb mellékkvantumszámú pályáknak csomósíkja van az origóban. Ezért ilyenkor az elektron perdülete csak a saját spinje, ami 1/2-es típusú, és a pályaperdülete 0.

A neutrínó a bomláskor egy d_1 irányban kirepül, akkor a gerjesztett szamárium $-d_1$ irányban, azonos lendület nagysággal lökődik vissza. A befogásban keletkező $^{152}\mathrm{Sm}^*$ spinje 1-es. A d_1 irányban írjuk fel a perdület vetületének megmaradását. Kezdetben az 1s elektron spinje vagy 1/2 vagy $-1/2$ $\hbar$ vetületű lehet. A bomlás után a gerjesztett szamárium 1-es és a neutrínó 1/2-es spinjeinek vetülete ki tudja adni a $\pm 1/2\hbar$ értéket. A γ-bomlásra is igaz a perdület harmadik komponensének megmaradása a d_1 egyenesre. Ekkor a 0 spinű alapállapotú szamárium, a foton és a neutrínó van jelen. Mind a két lépésben a relatív mozgás pályaperdületei az adott energiánál nem tudják elérni az 1 $\hbar$ értéket, mert a rendszer tömegközéppontja és az atommag tömegközéppontja nagyon közel van a kirepülő részecskék nagyon kis tömege miatt. Ezért csak a sajátperdületekkel kell számolni. A γ-foton perdülete 1, de a vetület csak ± 1 lehet, 0 nem. Ezért két eset lehetséges: 1-1/2=1/2 vagy -1+1/2=-1/2. Mindkét esetben a foton és a neutrínó perdülete ellentétes irányú. A 0 nyugalmi tömegek miatt, ha mindkét részecskét helicitás sajátállapotnak tekintjük, akkor a perdület és a lendület egy irányúak, és ezért az is igaz, hogy a neutrínó és a foton lendülete is egy irányban van, de az impulzusmegmaradás miatt ellentétesek. Emiatt a helicitásuk azonos.

$$h(\gamma) = h(\nu_e)$$

Ezért elég a fotonok helicitását megmérni. A fotonok helicitását könnyű úgy elképzelni, hogy felbontjuk az elektromágneses hullámot cirkulárisan polarizált komponensekre. Balra és jobbra cirkulárisan poláros foton keveréke minden lehetséges esetet kiad. A balra cirkulárisan poláros foton helicitása -1, a jobbra csavarodóé $+1$.

Goldhaber és munkatársai az európium forrást egy mágnesezhető vasból készült tartályba helyezték. Egy elektromágnes volt a tartály alsó, elég vastag lapja. Ebben az áram irányának beállításával felfelé és lefelé mutató erős mágneses teret lehetett létrehozni. A következő trükk az, hogy a kétféle cirkulárisan polarizált foton szóródása eltérő intenzitású egy adott irányú mágneses térben. Ha a mágneses tér párhuzamos a foton perdületével, akkor kisebb a szóródás valószínűsége. $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\uparrow\downarrow) > \frac{d\sigma}{d\Omega}(\uparrow\uparrow)$. Az erős mágneses tér a vele ellentétes spinű fotonokat kiszórja, ezzel ki tudjuk válogatni az egyik polarizációt a mágneses tér beállításával. A felfelé irányuló mágneses tér esetén és a lefelé mutató mágneses tér esetén is megvizsgálva a beütéseket, a két különböző polarizációjú fotonok, és így a különböző helicitású neutrínók, részaránya megmérhetők.



5. ábra. A Goldhaber-kísérlet

A fotonok detektálására Goldhaber és munkatársai a rezonancia-szórás jelenségét használták fel. Ez azt jelenti, hogy egy atommagot elnyel egy fotont, az felugrik egy gerjesztett állapotába, majd a legerjesztődéskor

kibocsátott fotont detektáljuk. Ezesetben ki tudjuk válogatni, hogy csak egy jól meghatározott energiájú (rezonáló) fotonok esetén legyenek beütések. Az 5. ábra alsó részén található zölddel jelzett anyag szamárium oxid (Sm_2O_3), amiben ugyanolyan ^{152}Sm atommagok vannak, mimt ami a fotonokat a felső tartályban kibocsátotta.