

AZ ELEMI RÉSZEK KÖLCSÖNHATÁSAIRÓL*

(Összefoglaló referátum)

MARX GYÖRGY

Célunk áttekintést adni az elemi részek kölcsönhatásairól. Az alábbiakban nem foglalkozunk az elemi részek általános, mindegyik részecsketípusra közös problémáival, hanem csak azokat a törvényszerűségeket tárgyaljuk, melyek az egyes elemi részek speciális kölcsönhatásainak leírására alkalmasak.

*

A kvantumelmélet kiépítésének befejeződése, 1930 óta a fizikai kutatás eredményei közül elvi szempontból a legfigyelemreméltóbbaknak az elemi részek nagy számban való felfedezése és azok nagy átalakulási készségének felismerése mondható. E téren a felfedezések olyan gyors ütemben követik egymást, hogy az elemi részecskékre vonatkozó tudásunk szinte hónapról hónapra változik. 1930-ban kizárólag elektronokból és protonokból felépítettnek képzeltük az anyagot, ismertük ezen kívül a bizonyos szempontokból az elemi részecskék közé sorolható fotont is. 1940-ig az ismert elemi részek száma 3-ról 8-ra, 1950-ig 14-re emelkedett, ma pedig 20 körül járunk. Az I. táblázatban csak

I. TÁBLÁZAT

Jel	Név	Felfed. éve	Tömeg	Spin	Tölt.	Élettartam (sec)	Bomlás-termékek	Irodalom
γ	foton	1905	0	1	0	∞	—	—
ν	neutrínó	1931	0?	$1/2$	0	∞	—	1, 2.
e^-	elektron	1897	1	$1/2$	—	∞	—	3.
e^+	pozitron	1932	1	$1/2$	+	∞	—	3.
μ^-	μ -mezon	1937	212	$1/2$	—	$2,15 \cdot 10^{-6}$	$e^- + \nu + \nu?$	4, 5.
μ^+	μ^+ mezon	1937	212	$1/2$	+	$2,15 \cdot 10^{-6}$	$e^+ + \nu + \nu?$	4, 5.
π^0	π -mezon	1949	270?	0	0	$10^{-14}?$	$\gamma + \gamma$	6, 7.
π^+	π -mezon	1947	274	0	+	$1,6 \cdot 10^{-8}$	$\mu^+ + \nu$	4, 5, 8.
π^-	π -mezon	1947	274	0	—	$1,6 \cdot 10^{-8}$	$\mu^- + \nu$	4, 5.
τ^0	τ -mezon	1947	796?	0?	0	$10^{-10}?$	$\pi^+ + \pi^-?$	9, 10.
τ^+	τ -mezon	1944	966?	0?	+	$10^{-10}?$	$\pi^+ + \pi^+ + \pi^-$	11.
τ^-	τ -mezon	1948	966?	0?	—	$10^{-10}?$	$\pi^+ + \pi^- + \pi^-$	11, 12.
κ^+	κ -mezon	1951	1260?	0?	+	$10^{-10}?$	$\mu^+ + \nu?$	13, 14, 15.
κ^-	κ -mezon	1951	1260?	0?	—	$10^{-10}?$	$\mu^- + \nu?$	13, 14, 15.
P^+	proton	1816	1836,5	$1/2$	+	∞	—	—
N^0	neutron	1932	1839	$1/2$	0	$10^3?$	$P^+ + e^- + \nu$	16.
V^0	V-részecske	1950	2370	$1/2?$	0	$10^{-10}?$	$P^+ + \pi^-?$	17.

* Az Osztályközlemények ezentúl összefoglaló referátumokat is közöl az osztályhoz tartozó tudományágak köréből.

azok az elemi részek szerepelnek, amelyek létezését általánosan elfogadták, melyekről nagyszámú felvétel vagy más közvetett adat áll rendelkezésre.

A természetben fellelhető elemi részek nagy száma különösen meglepő az elméleti fizikus számára. Míg az elsőnek felfedezett részecskék létezésének szükségességét előrelátták (neutrínó, pozitron, töltött és semleges π -mezon), vagy felfedezésük komoly elvi nehézségeket oldott meg (neutron), addig a nagyszámú új felfedezés teljesen váratlanul következett be. Az újonnan felfedezett részecskéket nemcsak hogy nem várta kész hely az elmélet épületében, hanem soknak közülük még ma sem sikerült a helyét megtalálni. A részecskék sokfélesége mellett a másik legmeglepőbb jelenség a részecskék nagy átalakulási készsége. A XX. század első harmadában azt gondoltuk,

⑦

⑥

⑤

④

③

②

①

⑧

⑨

⑩

⑪

⑫

⑬

⑭

⑮

⑯

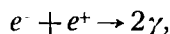
⑰

⑱

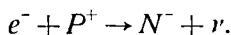
⑲

⑳

hogy az elemi részek a természetben az állandóságot képviselik, ezek azok a változatlan építőkövek, melyekből a változó molekulák, atomok és atommagok felépülnek. Ma viszont tudjuk, hogy az elemi részek elenyésző kis része állandó, az instabilitás inkább szabály, mint kivétel az elemi részek körében. Legtöbbjük a másodperc milliomod részénél rövidebb idő alatt önként átalakul más részecskékké. A bomlási folyamatokat az I. számú táblázat megfelelő oszlopai, vagy szemléletesebben az 1. ábra tünteti fel. A bomlási folyamatok az átalakulásoknak csak egy részét képezik. Két elemi rész találkozása igen sok esetben azok megsemmisülésére és újabb elemi részek keletkezésére vezet. Ez alól az egyébként stabil részecskék sem kivételek. Mindnyájunk előtt ismeretes például az elektronnak az a képessége, hogy pozitronnal találkozáva elektromos sugárzássá alakuljon át:



vagy pedig az atommagba behatolva, ott egy protont neutronná alakítson:



1. ábra.
Az elemi
részek
bomlás-
folyamatai

Az utóbbi folyamat mint a radioaktivitás egyik formája K -befogás néven ismeretes. Általában mondhatjuk a következőket: Megfigyelhető minden elemi rész keletkezése és megsemmisülése, pontosabban más részecskékké való átalakulása. Egy elemi rész nemcsak egy-, hanem többféle módon is átalakulhat más részecskékké, például spontán széteséssel, atommagba való befogással stb. A lehetséges ismert átalakulásoknak a száma ezért jóval nagyobb, mint maguknak az elemi részeknek a száma. Az egyes bomlásfolyamatok a legkülönbözőbb felezési idővel jöhetnek létre. A neutron felezési ideje 20 perc körül van, a semleges π -mezoné 10^{-14} sec. A befogások hatáskeresztmetszete is sok nagyságrendben különbözhet. Még az egyes folyamatok kvalitatív lefolyásának kiismerése is nehéz feladat, nem is szólva az egyes folyamatok hatáskeresztmetszetét, felezési idejét pontosan megadó törvények felállításáról.

A szinte áttekinthetetlennek látszó kísérleti anyag elméleti feldolgozása mégsem reménytelenül nehéz. A kiindulópontot éppen az a felismerés képezheti, hogy az elemi részek átalakulási készsége inkább törvény, mint elszigetelt, kivételes jelenség. Azt kell mondanunk, hogy az elemi részek közt minden olyan átalakulás végbemegy, amelyet valamilyen általános érvényű fizikai törvény meg nem tilt. Ilyen általános fizikai törvénynek tekintendő mindenestre az energiamegmaradás tétele. Tekintsük például a következő folyamatot: Egy nyugalomban lévő M_0 tömegű részecske szétesik két másik, M_1 és M_2 tömegű részre. A bomló rész nyugalmi energiájának kell fedeznie a keletkező részek nyugalmi energiáját és azok kinetikus energiáját.

$$M_0 c^2 = M_1 c^2 + M_2 c^2 + E_1 + E_2.$$

Ebből következik, hogy egy részecske spontán bomlással nem alakulhat át nála nehezebb részecskévé. (Az 1. ábra nyilai mind egyirányban, a kisebb tömegek felé mutatnak.)

A másik fontos törvény, mely az elemi részek világában is fennáll, az impulzus-megmaradás tétele. Ennek a tételnek a következménye, hogy az elektron és pozitron szétsugárzásánál az

$$e^- + e^+ \rightarrow \gamma$$

egy-fotonos szétsugárzás nem jöhet létre, csak az a folyamat, melynél két foton keletkezik:

$$e^- + e^+ \rightarrow 2\gamma.$$

Ugyancsak az energia- és impulzus-tétel tiltja meg azt, hogy a (zérus nyugalmi tömegűnek feltételezett) neutrínó instabil legyen: spontán több véges nyugalmi tömegű részecskére essen szét.

A harmadik fontos tétel, melyet az elemi részeknek ki kell elégíteniök átalakulásaik során, az impulzusmomentum megmaradásának tétele. Az elemi részek saját impulzusmomentuma, spinje az elemi részeknek elméleti szempontból talán legjellegzetesebb adata. A spin megmaradásának tétele sok fontos felismeréshez vezetett az atommagfizikában. Többek közt ez volt az egyik lényeges adat, mely az atommag összetételének kiderítéséhez vezetett, a spin-megmaradás tétele volt az egyik fontos érv az észlelhetetlen neutrínó feltételezésénél is.

Az elmondott három tétel, az energia, impulzus és impulzusmomentum megmaradásának tétele dinamikai természetű. Mindhárom a mozgásegyenletekből, lényegében *Newton* axiómáiból adódik. A dinamikai jellegű megmaradási tételek azonban korántsem elegendők minden jelenség megmagyarázására. Ezek megengednék például azt, hogy az elektron szétsugározzon, spontán egy fotonra és egy neutrínóra essen szét:

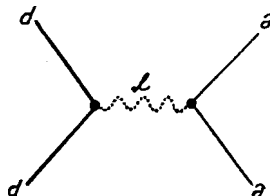
$$e^- \rightarrow \gamma + \nu,$$

hasonlóan például a semleges π -mezon spontán szétsugárzásához:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma.$$

(Termodinamikai megfontolások arra engednek következtetni, hogy a sugárzás az anyagnak stabilisabb formája.) De tudjuk, hogy mi akadályozza meg az elektron szétsugárzását: az elektronnak elektromos töltése van és ez a töltés nem semmisülhet meg. Az elektronnál nehezebb töltött részek egész sorozata, a κ , τ , π , μ -mezonok mind átalakulhatnak neutrínó kisugárzása közben elektronná, de az elektron — lévén a természetben ismert legkönnyebb töltött elemi részecske — már szükségképpen stabil. Stabilitását a töltésmegmaradás tétele biztosítja.

Elektromos töltéssel rendelkező részecskéknek azokat nevezzük, melyek az elektromos térrel közvetlen kölcsönhatásban állnak, annak kvantumait, a fotonokat abszorbeálni és emittálni képesek. Az elektromágneses tér különböző töltött részecskék közt közvetett kölcsönhatásokat is létrehozhat. Ezek közül a legfontosabb a proton és elektron közt ható Coulomb-kölcsönhatás, mely az atomburok stabilitását biztosítja. Ezt *Feynman* nyomán mint egy (virtuális) foton elektron által való emisszióját és proton által való abszorpcióját a következő gráffal szemléltethetjük:



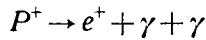
2. ábra. Elektromágneses kölcsönhatás elektron és proton közt
(e - e -kölcsönhatás).

A kölcsönhatási energia a részecskéket ábrázoló vonalak csomópontjaihoz tartozó kölcsönhatási állandók (itt: $P-\gamma$ csomópontban: e proton-töltés, $e-\gamma$ csomópontban: $-e$ elektrontöltés) szorzatával arányos.

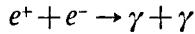
Az I. táblázat azt mutatja, hogy az elemi részek tömegei a legkülönbébb értékeket veszik fel. Érdekes és fontos azonban az a körülmény, hogy az összes ismert töltött elemi rész elektromos töltése abszolút értékben egyenlő. Mikor először az elektronnál és protonnál, később a többi felfedezett résznél megállapították ezt a törvényszerűséget, először magyarázat nélkül álltak a felfedezés előtt. Tudomásom szerint Fermi¹⁸ mutatott rá először arra, hogy a töltésmegmaradás tétele a különböző részecskék elektromos töltésének egyenlőségét magyarázni tudja. Csak azt kell figyelembe venni, hogy az összes töltött elemi részek — közvetve vagy közvetlenül — semleges részecskék kibocsátása közben egymásba átalakulni képesek, és ezen átalakulás során az elektromos töltés nem változik meg. Az elektromos töltések egyenlő volta azt jelenti, hogy minden töltött részecske egyforma intenzitású elektromos teret kelt maga körül, vagy általánosabban: az elektromágneses térrel egyenlő mértékű kölcsönhatásban állanak.

A töltésmegmaradás tétele nem vezethető le a mozgásegyenletekből, ez megkülönbözteti az előbb említett három dinamikai jellegű megmaradási tételtől. Levezethető azonban a tétel az elektromágneses tér egyenleteiből, a Maxwell-egyenletekből.

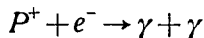
Ha megnézzük az 1. ábrát, azt találjuk, hogy a széteséssel szemben való stabilitás az elektronon kívül még egy helyen, a protonnál is megfigyelhető. Az elektronon kívül egyedül a proton stabil a zérustól különböző nyugalmi tömeggel rendelkező részecskék közül. Ennek a stabilitásnak a természetben nagy szerepe van. Mint tudjuk, az elektron és proton stabilitása biztosítja az atomok állandóságát. A proton stabilitása nem magyarázható a felsorolt négy megmaradási tétel (energia, impulzus, spin és töltés megmaradás) egyikével sem. Egyik tétel sem tiltaná meg például — közvetett vagy közvetlen átalakulás formájában — a



folymatot, ami egy



reakcióban folytatódva végeredményben a szilárd anyag szétsugárzásához vezetne. Vagy elképzelhető volna a közvetlen

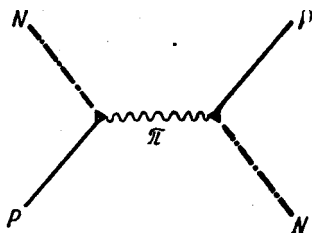


szétsugárzási folymat.

Wigner Jenő^{1a} vetette fel először 1949-ben azt a gondolatot, hogy a proton elemi részek körében kivétel számba menő stabilitását valamilyen eddig ismeretlen fizikai törvény okozza. Figyelemre méltó, hogy a proton és a nála nehezebb elemi részek csak egymásba képesek átalakulni; protonnál könnyebb részekre való szétesés egyiknél sem figyelhető meg. Nevezzük a protonokat és a nála nehezebb részecskéket (neutron, *V*-részecske) közös néven nukleonoknak. (A név arra utal, hogy közülük adódnak az atommagok — latinul *nucleus* — alkotórészei.) *Wigner Jenő* a nukleonokra a következő megmaradási tételt állította fel: „Az elemi részek kölcsönhatásai során a kezdeti és vég-állapotban a nukleonok száma egyenlő.” Ha ezt a tételt elfogadjuk, magyarázatát találjuk annak, hogy a proton miért nem eshet szét spontán nála könnyebb részecskékre. A proton a legkönnyebb nukleon, ezért az egyetlen stabil nukleon. A nála nehezebb neutron és *V*-részecske képes spontán protonná alakulni anélkül, hogy ez a nukleonszám megmaradásának tételét megsértene. A *Wigner* által kimondott nukleon-megmaradási tételt nagyszámú megfigyelés támasztja alá. Az összes magreakció tanúbizonyság a tétel érvényessége mellett.

Az eredeti *Wigner*-féle megfogalmazásban a tétel nem annyira magyarázata, mint inkább leszögezése a proton, illetve általában a nukleonok stabilitásának. Nem világos azonban, hogy miért éppen a proton, a neutron és *V*-részecske foglal el ezen tétel értelmében kitüntetett helyet a többi elemi

részecskével szemben. A probléma mélyebb megértéséhez jutunk, ha meggondoljuk a következőket: A nukleonok (proton és neutron) közt fellép egy nem elektromágneses természetű kölcsönhatás is, amely az atommag egyes részecskéit tartja össze. Ezt a kölcsönhatást szokták általában „magerőnek” nevezni. A magerők létrejöttéről ma a következő elképzelésünk van^{20, 21, 5}. A nukleonok maguk körül egy erőteret keltenek, melynek energiakvantumai a π -mezonok. Ezt az erőteret nevezzük mezontérnek. A mezontér közvetítésével jön létre a két nukleon közt ható magerő. Ha például egy neutron egy szomszédos proton által keltett mezontérbe jut, akkor a mezontérben a neutronra erő hat, mely azt a pályájáról eltéríti. Az eltérítés például szórás kísérletekkel észlelhető. Szokás a jelenséget a Coulomb-kölcsönhatáshoz hasonlóan egy „virtuális” π -mezon segítségével leírni. A folyamat gráfja:



3. ábra. Magerő-kölcsönhatás két nukleon közt
(g - g -kölcsönhatás).

Az egyes nukleonok mezontérének erősségét egy g csatolási állandóval szoktuk leírni, mely az e elektromos töltés analogonja. Ezt a g kölcsönhatási állandót nevezzük nukleontöltésnek, ennek értéke szabja meg két nukleon kölcsönhatásának erősségét. Egy g_1 és g_2 nukleontöltéssel rendelkező nukleon közt a kölcsönhatási energia, ha a két nukleon távolsága r ,

$$V = -g_1 g_2 P \frac{e^{-r/a}}{r}.$$

Itt a a π -mezon Compton-hullámhossza, P egy egységnyi nagyságrendű kifejezés, mely a nukleonok töltésétől, spinbeállításától függhet. A 3. ábrán látható gráf csomópontjaiban, és általában ott, ahol nukleon és mezontér kölcsönhatása bekövetkezik, a csatolási energia g -vel arányos. A két csomópontú, magerőket szemléltető Feynman-gráf szerint a magerők kölcsönhatási energiája $g_1 \cdot g_2$ -vel arányos, ahol g_1 és g_2 a nukleonok nukleontöltése.

Kézenfekvő mármost feltételezni a következőket: A proton stabilitása könnyebb, nukleontöltéssel nem rendelkező részecskékre való széteséssel szemben onnan származik, hogy a g nukleontöltésre is megmaradási tétel érvényes. A proton azért stabil, mert ez legkönnyebb nukleontöltéssel bíró részecske, hasonlóan az elektronhoz, mely a legkönnyebb az elektromos töltéssel bíró részecskék közül.

Nukleontöltése van a protonon kívül a neutronnak is. Ismeretes, hogy a természetben megfigyelhető neutronnak protonná való átalakulása:

$$N^0 \rightarrow P^+ + e^- + \nu.$$

Mivel az elektronnak és a neutrínónak nukleontöltése nincsen és a nukleontöltés a reakció során megmarad, szükséges, hogy a kiindulásul szolgáló neutron és a keletkezett proton nukleon-töltése egyenlő legyen. Ez viszont azt jelenti, hogy a proton- és neutron által keltett mezontér egyforma intenzitású, azaz proton-proton, proton-neutron és neutron-neutron közt ható magerők erőssége egyenlő. (Ebből azonban nem következik az, hogy a magerők képletében szereplő P kifejezés folytán nagyságrendet nem érintő különbségek ne lépjenek fel.) Ezt a nukleontöltés megmaradási tételéből adódó szabályt a magerők töltésfüggetlensége néven régen felismerték az atommagfizikában. Az atommagok kötési energiájában és a szórás kísérletek eredményeiben a magerők töltésfüggetlensége világosan megmutatkozik.²²

A tétel egy további érdekes következményére *L. I. Schiff* mutatott rá 1952-ben.²³ Mint már volt róla szó, a szabad neutron és a V -részecske spontán protonná alakul át:

$$\begin{aligned} N^0 &\rightarrow P^+ + e^- + \nu, \\ V^0 &\rightarrow P^+ + \pi^- . \end{aligned}$$

Ezzel szemben nem ismeretes a neutron és V -rész olyan elbomlása, mely negatív protont és pozitív könnyű részecskét eredményezne:

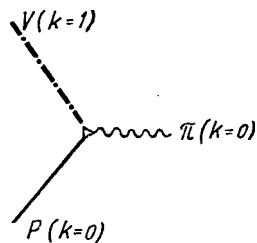
$$\begin{aligned} N^0 &\rightarrow P^- + e^+ + \nu, \\ V^0 &\rightarrow P^- + \pi^+ . \end{aligned}$$

Ez azért érdekes, mert a proton 1,2 spinű részecske, tehát a Dirac-egyenletnek engedelmeskedik, e szerint viszont bármelyik részecske pozitív és negatív töltésű állapota teljesen szimmetrikus. Ezt az elektron és pozitron, negatív és pozitív μ -mezon egyező sajátságai bizonyítják. (Az, hogy a pozitronok általában csak rövid ideig léteznek, nem a pozitron elektronnal szemben mutatott különleges instabilitással függ össze. Egyszerűen azzal magyarázható, hogy a pozitronnak sokkal több alkalma van a minden atomban fellelhető elektronnal találkozni és elektromágneses sugárzássá átalakulnia, mint az elektronnak pozitronnal való találkozásra.) A jelenség magyarázható a nukleontöltés megmaradásának tétele alapján. A Dirac-egyenlet értelmében a negatív töltésű protonhoz, az antiprotonhoz a protonéval ellentétesen egyenlő elektromos töltésen kívül ellentétesen egyenlő nukleontöltés tartozik. Ha a protonéval egyenlő g töltésű neutron vagy V -rész — g töltésű antiprotonra bomlana, megsértené a nukleontöltés megmaradási tételét, ezért a bomlásfolyamat tiltott.

Az elektromos töltés megmaradását a 2., 3. és következő ábrákon az juttatja kifejezésre, hogy a folytonos (töltött részecskéket ábrázoló) vonalak mindig folyamatosan, szakadás és elágazás nélkül haladnak. A nukleon-töltés

megmaradását a vastagon rajzolt (nukleonokat ábrázoló) vonalak folytonos volta biztosítja.

Az a körülmény, hogy a nukleontöltés megmaradásának tétele magyarázni képes olyan távolálló jelenségeket, mint a nukleonszám megmaradása, magerők töltésfüggetlensége, neutron és V -rész aszszimetrikus bomlása, arra enged következtetni, hogy benne egy új, általános természettörvényt ismertünk meg. Hogy a tételt ebben a végleges alakjában ki fogalmazta meg, nehéz megállapítani. Valószínűleg az 1952-es év folyamán több fizikus egymástól függetlenül jött rá. Mindenesetre tisztán fellép a tétel *Wigner Jenőnek*²⁴ és *Ja. B. Zeldovicsnak*²⁵ egymástól függetlenül az év közepén megjelent dolgozataiban. (Zárójelben megjegyezzük, hogy a magerőkkel kapcsolatban *A. Paisnak*²⁶ a τ - és π -mezón, valamint V -részecske viszonylag hosszú átlagos élettartamát is sikerült megmagyarázni a következőkben: A τ - és π -mezont a π -mezón gerjesztett állapotának tekintjük, melyet a $k=1$ -es gerjesztési kvantumszámmal jellemezhetünk. Az alapállapotban lévő π -mezónhoz $k=0$ gerjesztési kvantumszám tartozik. Ugyanígy a V -részecskéhez, mint gerjesztett nukleonhoz 1-es, a protonhoz és neutronhoz, mint alapállapotban lévő nukleonhoz 0-s gerjesztési kvantumszámot rendelünk. Ha a nukleon-mezón-kölcsönhatásban eltűnt és keletkezett részecskék gerjesztési kvantumszámainak összege páros — ez a helyzet a 3. ábra által szemléltetett magerőknél —, a kölcsönhatás megengedett. Ha azonban a kvantumszámok összege páratlan — ez a helyzet például a V -rész bomlásánál, 4. ábra, kvantumszámok összege $+1$ —, akkor a megfelelő kölcsönhatás első közelítésben tiltott. Az ilyen tiltott kölcsönhatások Pais posztulátuma szerint 10^{-10} -szerte kisebb valószínűséggel mehetnek végbe.)



4. ábra. V -részecske bomlása (tiltott g -kölcsönhatás).

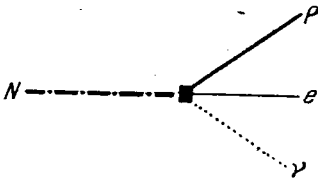
Láttuk, hogy az összes töltött elemi részek e elektromos töltését és az összes nukleonok g nukleontöltését abszolút értékben egyenlőnek véve a magerőkkel és elektromágneses térrel kapcsolatos összes kölcsönhatást kvantitatív pontossággal le tudjuk írni. (Részletkérdésekben, például a magerők spinfüggésének kérdésében maradtak még problémák). De ezeken kívül más típusú kölcsönhatásokat is ismerünk. Legismertebb ezek közül a β -bomlás és ennek fordítottja, a K -befogás. Ezeknél a nukleonok elektront, pozitront emittálnak

vagy abszorbeálnak. Példa erre a szabad neutron bomlása:

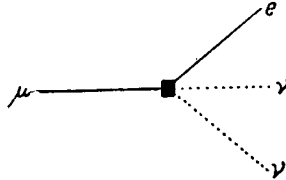
$$N^0 \rightarrow P^+ + e^- + \nu.$$

Fermi nyomán a folyamatot mint a nukleonok és könnyű részek (elektron, neutrínó) közvetlen kölcsönhatását értelmezzük. (5. ábra) Egy másik, hasonló típusú kölcsönhatás az, amely a μ -mezon és elektron-neutrínó közt játszódik le és a μ -mezon spontán bomlását írja le (6. ábra):

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}.$$



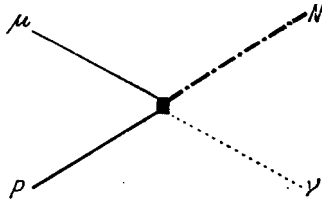
5. ábra. Neutron bomlása
(F -kölcsönhatás).



6. ábra. μ -mezon bomlása
(F -kölcsönhatás).

A harmadik hasonló kölcsönhatást a μ -mezon és a nukleonok közt kell feltételeznünk, ez hozza létre a μ -mezonnak atommagba való befogását (7. ábra):

$$\mu^- + P^+ \rightarrow N^0 + \nu.$$



7. ábra. μ -mezon befogása (F -kölcsönhatás).

Mindhárom most felsorolt folyamat közös jellemzője, hogy a kölcsönhatásban négy részecske szerepel és mind a négy 1,2 spinű részecske, fermion. (Az 5, 6, 7. ábra gráfjainak csomópontjában mindig négy egyenes, fermiont ábrázoló vonal fut össze.) Mind a négy kölcsönhatás viszonylag gyöngye az elektromágneses kölcsönhatáshoz és a magerökhöz képest. Ez kifejezésre jut például a β -bomlások és K -befogások viszonylag hosszú élettartamában. (A fermion-kölcsönhatás szempontjából gerjesztettnek tekinthető 40-es atomsúlyú K -atom felezési ideje K -befogással szemben 240 millió év. Hasonlítsuk ezt össze az elektromágneses sugárzás szempontjából gerjesztett atomok 10^{-9} sec vagy a π -mezon-emisszió szempontjából gerjesztett atommagok még sokkal rövidebb élettartamával.) A kölcsönhatási energia ezeknél a folyamatoknál (ellentétben a Coulomb-erők és szórás kísérletek formájában a magerők közvetlen kimérésével) közvetlenül nem határozható meg, azonban a felezési időből és a befogási hatáskeresztmetszetekből következtethetünk rá. Az elektromágneses

kölcsönhatások után a légbővebb tapasztalati anyagunk a β -folyamatokra van. Ezek kölcsönhatási energiáját Fermi nyomán így írjuk fel:^{27, 28, 18, 2}

$$V = F \int (\psi_1^* \alpha \psi_2) \cdot (\psi_3^* \beta \psi_4) dx.$$

Itt ψ_i -k a folyamatban szereplő fermionok állapotfüggvényeit, α és β valamilyen Dirac-féle matrixot jelentenek. Az F kölcsönhatási állandó értéke minden β -bomlásra ugyanaz, értéke a tapasztalatból határozható meg. A kölcsönhatási energia Fermi-féle alakja a megfigyeléssel egyező eredményeket szolgáltat.

A másik két, μ -mezonokkal kapcsolatos kölcsönhatás energiáját is hasonló alakban írjuk fel.²⁹ A meglepő, az, hogy mindhárom felsorolt fermion-kölcsönhatásnál, az F állandó értéke a tapasztalattal való összehasonlítás alapján (a megfigyelések és az elmélet hibahatárán belül) egyenlőnek adódik:

$$F \approx 2 \cdot 10^{-49} \text{ erg cm}^3.$$

A három folyamat kölcsönhatási állandójának egyezését egymástól függetlenül többen felismerték 1949-ben.²⁹ Fermi¹⁸ az elemi részecsről írott könyvében ezt mondja: „A három állandó értékének hasonlósága valószínűleg nem véletlen összeesés, hanem mélyebb jelentéssel bír, amelyet azonban ma még nem értünk meg.”

A három fermion-folyamat kölcsönhatási állandójának egyezése valóban nem vezethető le egyik ismert fizikai törvényből sem. Az elmondottak után kézenfekvőnek látszik a feltevés, hogy itt is egy újabb, kölcsönhatási állandóra érvényes megmaradási tétellel állunk szemben, mely tétel az e elektromos és g nukleontöltésre érvényes megmaradási tétel analogonja. Feltételezhetjük a következőket³⁰: A felsorolt három reakcióban résztvevő fermionoknak az esetleges e és g töltésen kívül még egy fajta töltése, f -fel jelölhető fermion-töltése van. Ezek a fermion-töltések határozzák meg a részecskék közt létező kölcsönhatások erősségét. Négy fermion közt a kölcsönhatási energia feltevésünk szerint

$$V = \int (f_1 \psi_1^*) \alpha (f_2 \psi_2) \cdot (f_3 \psi_3^*) \beta (f_4 \psi_4) dx$$

módjára adódna, azaz

$$F = f_1 f_2 f_3 f_4.$$

Tételezzük fel azt, hogy az egyes átalakulások során az f fermion-töltés is megmaradási tételnek engedelmeskedik. Mivel a felírt folyamatok szerint az összes feles spinű részecskének egymásba való átalakulása megfigyelhető, a megmaradási tétel értelmében minden feles spinű részecske fermion-töltésének egyenlőnek kell lennie:

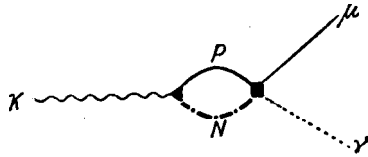
$$|f_1| = |f_2| = |f_3| = |f_4| = f = \sqrt[4]{F}.$$

A Dirac-féle értelemben antirészecskének nevezhető fermionok (pozitron stb.) fermion-töltése $-f$. Ez az eredmény természetes módon magyarázza azt a

körülményt, hogy a háromféle fermion-kölcsönhatás miért azonos csatolási állandóval játszódik le: mindegyikre

$$F = f^4.$$

Mikor például a μ -mezon elektronra bomlik, a μ -mezon f fermion-töltése változatlan értékkel átmegy az elektronra. Ez a magyarázata annak, hogy az elektron és nukleonok közt ugyanolyan intenzív a K -befogás formájában megfigyelhető kölcsönhatás, mint az azelőtt a μ -mezon és nukleon közt megfigyelhető volt. (A. Pais²⁰ mutatott rá arra, hogy a π -mezon μ -mezonra való bomlása is értelmezhető közvetett folyamatként az ismertetett típusú kölcsönhatásokkal, ha a π -mezon és nukleon közt fellépő [g -vel arányos magerő-] kölcsönhatáson kívül a nukleon, V -rész, π -mezon és neutrínó közt egy [F -fel arányos] fermion-kölcsönhatást is feltételezünk. A bomlást a 8. ábra gráfja szemlélteti. A gráfnak egy g -s és egy F -es csomópontja van, tehát a teljes kölcsönhatási energia $g \cdot F$ -fel arányos. Ez a π -mezon élettartamára jó értéket szolgáltat. Az egyezés közvetett bizonyítéknak tekinthető arra vonatkozólag, hogy a V -rész is a többiekkel azonos f -töltéssel rendelkező fermion. Ez az f -töltés megmaradásából következik is.)



8. ábra. π -mezon bomlása ($g \cdot F$ -kölcsönhatás).

Az e , f , g kölcsönhatási állandókra érvényes megmaradási tételt, mint az elemi részek kölcsönhatási állandóinak általános megmaradási tételét foglalkoztatjuk össze. Az f -töltéssel jellemzett fermion-kölcsönhatások mégis bizonyos mértékig eltérnek az elektromos és magerőkkel kapcsolatos kölcsönhatásoktól. Az 5, 6, 7. ábrák gráfjainak csomópontjai abban különböznek a 2, 3, 4. ábrák csomópontjaitól, hogy bennük négy részecskét ábrázoló vonal fut össze, míg az elektromágneses és magerő-kölcsönhatásokat jelentő csomópontokban három. Az elektromos kölcsönhatás esetében (2. ábra) egy csomópontban két töltött részt ábrázoló (folytonos) vonal találkozik, a harmadik vonal töltetlen objektumot (γ) jelent: az elektromágneses teret, illetve annak kvantumát, a fotont, mely az elektromágneses kölcsönhatást a töltött részecskék közt közvetíti. Ugyanígy a magerőknél (3. ábra) egy csomópontban csak két g -töltésű nukleon (vastagon húzott) vonala fut össze, a harmadik vonal (π) g -töltéssel nem rendelkező objektumot: mezonteret, ill. π -mezont ír le. Itt is különbséget tehetünk tehát a g -töltésű, teret keltő „részecskék” és a köztük kölcsönhatást közvetítő, töltetlen „erőtér” közt. A fermion-kölcsönhatásoknál (5, 6, 7. ábra) a gráf csomópontjába négy f -töltésű részecskét ábrázoló (egyenesen

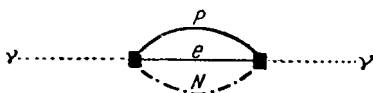
²⁰ 29 Matematikai és Fizikai Osztályának Közleményei. III. o.

húzott) vonal fut össze, ezért itt már nem tehetünk különbséget töltött „részcsekék“ és töltetlen „erőtér“ közt. A fermion-kölcsönhatások ebből eredő különbözősége az f állandó elektromos töltéstől különböző dimenziójában és a kölcsönhatási energia előbbiektől eltérő alakjában is kifejezésre jut.

II. TÁBLÁZAT

Jel	Spin	Dirac-jelleg	Elektr. töltés	Fermi. töltés	Nukl. töltés	Gerj. kv. sz.	Jel	Spin	Dirac-jelleg	Elektr. töltés	Fermi. töltés	Nukl. töltés	Gerj. kv. sz.
γ	1	—	0	0	0	—	π^0	0?	—	0	0	0	1
ν	$1/2$	rendes	0	$+f$	0	—	π^+	0?	—	$+e$	0	0	1
ν^*	$1/2$	anti	0	$-f$	0	—	π^-	0?	—	$-e$	0	0	1
e^-	$1/2$	rendes	$-e$	$+f$	0	0?	π^+	0?	—	$+e$	0	0	1
e^+	$1/2$	anti	$+e$	$-f$	0	0?	π^-	0?	—	$-e$	0	0	1
μ^-	$1/2$	rendes	$-e$	$+f$	0	1?	P	$1/2$	rendes	$+e$	$+f$	$+g$	0
μ^+	$1/2$	anti	$+e$	$-f$	0	1?	P^*	$1/2$	anti	$-e$	$-f$	$-g$	0
π^0	0	—	0	0	0	0	N	$1/2$	rendes	0	$+f$	$+g$	0
π^+	0	—	$+e$	0	0	0	N^*	$1/2$	anti	0	$-f$	$-g$	0
π^-	0	—	$-e$	0	0	0	V	$1/2$	rendes	0	$+f$	$+g$	1

Feltehető, hogy az f -töltéssel is jár bizonyos sajátenergia. Például egy neutrínónál sajátenergia adódik az elektronokkal és nukleonokkal való kölcsönhatásból³⁰ (virtuális „nukleonok“ emissziójából és „reabszorpciójából“, 9. ábra). Ez azonban közvetett folyamat (a gráfnak két F -es csomópontja van), ezért a kölcsönhatási energia F^2 -tel arányos, tehát sok nagyságrenddel kisebb például az e^2 -tel arányos elektromágneses sajátenergiákhoz képest. (A kérdés a neutrínó nyugalmi tömegével kapcsolatban érdemel részletesebb vizsgálatot.)



9. ábra. Neutrínó sajátenergia-gráfja (F^2 -kölcsönhatás).

Az elmondottakat a következőkben foglalhatjuk össze: Az elemi részek kölcsönhatásait, átalakulásait kormányozó megmaradási tételek két csoportját állíthatjuk fel:

I. DINAMIKAI JELLEGŰ TÉTELEK, melyek a mozgásegyenletekből következnek:

1. Energia megmaradása.
2. Impulzus megmaradása.
3. Impulzusmomentum megmaradása.

II. KÖLCSÖNHATÁSI ÁLLANDÓKRA VONATKOZÓ TÉTELEK.

1. e elektromos töltés megmaradása.
2. f fermion-töltés megmaradása.
3. g nukleon-töltés megmaradása.

A kölcsönhatási állandókra felállított tételek mélyebb kifejezését adják annak

a felismerésnek, hogy az összes ismert elemi részek azonos jellegű kölcsönhatási állandói a tapasztalat szerint jó közelítésben, feltehetőleg pontosan egyenlők. Ez lehetővé teszi azt, hogy közel húsz ismert részecske összes, húsznál lényegesen több megfigyelt kölcsönhatását azok igen különböző átalakulási idejével, hatáskeresztmetszetével pontosan vagy jó közelítésben elméletileg tárgyalni tudjuk, és ehhez mindössze három kölcsönhatási állandó, e , f , g értékének ismerete szükséges. (Figyelembe vesszük még a gerjesztett részecskékénél a Pais-féle kiválasztási szabályt.) Természetesen még nem beszélhetünk minden területen végleges, százszázalékosan bevált eredményekről, ezt azonban — néhány hónappal, vagy néhány évvel ezelőtt felfedezett jelenségekről lévén szó — nem is várhatjuk. Az elemi részek néhány törvényének körvonalait véljük csak felismerni, ez azonban már képessé tesz arra, hogy hozzáfogjunk az egyre bővülő kísérleti anyag rendezéséhez.

A kölcsönhatási állandókra vonatkozó megmaradási tételek feltehetőleg a megfelelő téregyenletekből, állapotegyenletekből vezethetők le.³¹ Tudjuk, hogy az elektromágneses tér Maxwell-féle egyenleteiből következik az elektromos töltés megmaradási tétele. A magerők és β -bomlás pontos elméletének kidolgozásánál talán támpontot nyújthat az a követelmény is, hogy a helyes téregyenleteknek a megfelelő (g - és f -töltésre vonatkozó) megmaradási tételeket is tartalmazniok kell.

Budapesti Eötvös Loránd Tudományegyetem
Fizikai Intézete.

IRODALOM

A dolgozat összefoglaló jellege részletesebb irodalmi összeállítást tesz indokolttá. Az alábbiakban ezért az összefoglaló jellegű, ill. legkésőbb megjelent dolgozatokat közöljük egy-egy tárgykörből. Ezekben a kérdés további irodalma megtalálható. Ugyanezen okból vettük fel a magyarnyelvű közleményeket is.

¹ Crane, Rev. Mod. Phys. 20, (1948), 278.

Pontecorvo, Rep. Prog. Phys. 11, (1948), 32.

Fenyves E., Természettudomány 2, (1947), 237.

² Marx Gy., Fizikai Szemle 3, No. 1. (1953).

³ V. A. Kizelj, Uszepi Fiz. Nauk 45, (1951), 470.

Faragó Péter, Természettudomány 3, (1948), 161.

⁴ C. F. Powell, Rep. Prog. Phys. 13, (1950).

⁵ Marx Gy., Fizikai Szemle 1, No. 4. (1951).

⁶ Bjorklund et al., Phys. Rev. 77, (1950), 218.

⁷ Carlson, Phil. Mag. 41, (1950), 701.

⁸ C. O'Ceallaigh, Phil. Mag. 41, (1950), 838.

⁹ Leighton, Phys. Rev. 83, (1951), 843.

¹⁰ Armenteros et al., Phil. Mag. 42, (1951), 1113.

¹¹ P. H. Fowler et al., Phil. Mag. 42, (1951), 1032.

¹² L. Leprince—Ringuet, Rev. Mod. Phys. 21, (1949), 42.

¹³ C. O'Ceallaigh, Phil. Mag. 42, (1951), 1040.

- ¹⁴ *M. D.*, *Uszpehi Fiz. Nauk.* 46, (1952), 118.
- ¹⁵ *Daniel et al.*, *Phil. Mag.* 43, (1952), 753.
- ¹⁶ *A. H. Snell*, *Nucleonics* 8, (1951)
- ¹⁷ *Armenteros et al.*, *Phil. Mag.* 43, (1952), 587.
K. H. Barker et al., *Phil. Mag.* 43, (1952), 1201.
- ¹⁸ *E. Fermi*: *Elementary Particles*, Oxford Univ. Press (1951).
- ¹⁹ *Wigner J.*, *Proc. Amer. Philos. Soc.* 93, (1949), 521.
- ²⁰ *H. Yukawa*, *Proc. Math. Phys. Soc. Japan.* 17, (1935), 48.
H. Yukawa, *Rev. Mod. Phys.* 21, (1949), 475.
- ²¹ *Gombás P.*, *M. T. Akadémia III. O. Közl.* 2, (1952), 28.
- ²² *L. Rosenfeld*: *Nuclear Forces*, North-Holland, Amsterdam, p. 158. (1948).
- ²³ *L. I. Schiff*, *Phys. Rev.* 85, (1952), 374.
- ²⁴ *Wigner J.*, *Proc. Nat. Acad. Sci.* 38, (1952), 449.
- ²⁵ *Ja. B. Zeldovics*, *Dokladi Ak. Nauk SzSzSzR.* 86, (1952), 505.
- ²⁶ *A. Pais*, *Phys. Rev.* 86, (1952), 663.
- ²⁷ *E. Fermi*, *Z. Physik* 88, (1934), 161.
- ²⁸ *Konopinski*, *Rev. Mod. Phys.* 15, (1943), 209.
- ²⁹ *Tiomno—Wheeler*, *Rev. Mod. Phys.* 21, (1949), 153.
- ³⁰ *Marx Gy.*, *Acta Physica Hung.*, megjelenőben.
- ³¹ *P. Jordan*, *Z. Naturf.* 7a, (1952), 78, 701.