

Barion multiplettek

Azok a részecskék, amik egy vagy több lépésben protonra bomlanak, a protonnal együtt a barionok. A proton a legkisebb tömegű barion.

1. Multiplettek

Több barionnak is azonos a tömege, legalábbis néhány százalék tolerancia mellett. Az azonos tömegű barionok alkotják a multipletteket. (Vannak mezon multiplettek is.) A mikrorészecskék kvarkösszetételét a korábban tárgyalt tömeg – töltés diagramm geometriai értelmezése alapján találjuk ki.

Nukleon-dublett (N): proton uud 938,3 MeV, neutron dud 939,6 MeV $m_N \approx 938 \pm 0,7 \text{ MeV}$
Lambda-szinglett: uds Λ^0 1115,7 MeV $m_\Lambda \approx 1115,7 \text{ MeV}$
 Σ -triplett: Σ^+ suu 1189,4 MeV, Σ^0 sud 1192,6 MeV, Σ^- sdd 1197,4 MeV $m_\Sigma \approx 1193,4 \pm 4 \text{ MeV}$
 Ξ -dublett: Ξ^0 ssu 1315 MeV, Ξ^- ssd 1321 MeV, $m_\Xi \approx 1318 \pm 3 \text{ MeV}$

Ezek az 1/2 spinű barionok. Sokkal több részecskét fedeztek fel, melyeket szintén multiplettekbe lehet rendezni, de most a legkisebb tömegűeket választottuk ki.

A multiplettek kb. azonos tömegét egyszerűen lehet magyarázni azzal, hogy az u és a d kvarkoknak közel azonos, és a mikrorészecskék tömegéhez képest nagyon kicsi a tömegük. A nukleon kb. 1000 MeV tömegéhez képest az u kvark kb. 2,3 MeV, a d kvark kb. 4,8 MeV tömegű. A tömegük hasonlósága mellett az is fennáll, hogy az erős kölcsönhatásban ugyanúgy vesznek részt, és azonos erős kölcsönhatási mezőt hoznak létre. Ezért a mikrorészecske tömege szempontjából azonos, ha u vagy d kvark helyezkedik el benne. Ha egy u kvarkot kicserélünk d kvarkra, kb. ugyanolyan tömeget kapunk.

A Σ -triplett magyarázata az, hogy az s kvark mellett az ud, du, uu és dd 4 lehetőség közül háromnak azonos a tömege és ezek alkotják a Σ -triplett-et. A negyedik a Λ^0 , aminek kicsit kisebb a tömege, és erre még később visszatérünk.

A nukleon dublett magyarázata az, hogy van egy adott állapotú ud páros, és ehhez tehetünk hozzá még egy u-t vagy d-t, a kettő tömege nagyon közeli lesz. A Ξ -dublettben két s kvark mellé teszünk egy u vagy d kvarkot, ami kialakítja a dublettet.

Ha vesszük a következő három egymástól rendre 176 MeV-vel nagyobb energiaszintet: 980 MeV, 1156 MeV, 1332 MeV akkor az első 42 MeV-es környezetében van mindkét 0 db s-kvarkot tartalmazó nukleon, a második 42 MeV-es környezetében van mind a négy 1 db s-kvarkot tartalmazó kvark, és a harmadik 42 MeV-es környezetében van mindkét 2 db s-kvarkot tartalmazó Ξ -részecske.

Az s kvark tömege nagyobb, kb. 95 MeV. Ez a többlet nem fedezi az s-kvarkot tartalmazó részecskék többlettömegét, ami kb. 176 MeV. Ahhoz még az erős kölcsönhatási mező megváltozása is hozzájárul.

Felmerül a kérdés, hogy ha a Λ^0 és a Σ^0 részecskék azonos kvarkokból állnak akkor miért más a tömegük?

2. A Λ^0 , Σ^{+0} részecskék energiaszerkezetének magyarázata az izospinnel

4 olyan részecskét találtunk a ködkamra felvételek alapján, amelyeknek 1156 ± 42 MeV kb. a tömegük. Ezek tömege nem pont azonos. Nézzük meg közelebbről az energiaszintek szerkezetét.

	egyszerű kvark összetétel	nyugalmi tömeg	tömeg különbség	élettartam $\times c$	élettartam (10^{-10} s)
Λ^0	uds	1115,7 MeV	76,9 MeV	7,89 cm	2,6
Σ^+	uus	1189,4 MeV	-3,2 MeV	2,4 cm	0,80
Σ^0	uds	1192,6 MeV	0 MeV	22 pm	$7,4 \times 10^{-10}$
Σ	dds	1197,4 MeV	4,8 MeV	4,43 cm	1,48

A Σ -triplett tömegei az átlagos 1193,4 MeV-től 4 MeV-nél kevesebbel különböznek, ami pusztán 0,36%.

Az **uds** kvark összetételhez két tömeg tartozik. Ezek tömege 77 MeV-vel különbözik, ami 6,5%, azaz 18-szor nagyobb a Σ részecskék tömegének eltérésénél.

2.1. Analógia 1.

Mivel az u és d tömege nagyon közel van egymáshoz, $3,5 \text{ MeV} \pm 1,3 \text{ MeV}$, és a barion tömegekhez képest ez nagyon kicsi mennyiség, ezért egy adott energiájú (tömegű) részecske két azonos energiájú (degenerált) állapotának tekintjük őket.

Ez analóg a mágneses tér nélküli $1/2$ -es spin energiáival.

Ha erre rákapcsolunk egy kis mágneses teret, akkor a két spin-állapot energiája el fog térni egy kicsit ($2\mu\text{B}$ energiával). Ugyanígy az u és d kvarkok tömege is eltér egy kicsit. Az elemi részecskék tömegeit legújabb elméletek szerint egy úgynevezett Higgs-mezővel való kölcsönhatás okozza. Az u és a d tömegeinek eltérése azt jelenti, hogy másképp hatnak kölcsön a Higgs-mezővel, azaz leegyszerűsítve ebben a külső mezőben más lesz az energiájuk.

A most vizsgált négy részecskében az s-kvarkon kívül két darab ilyen könnyű kvark van. Az analógia alapján két $1/2$ -es spinnel lehetne leírni őket. Ehhez vizsgáljuk meg a két $1/2$ -es spin összeadását. A részletes leírás [itt](#) található. A gondolatmenet alapja, hogy egy $1/2$ -es spin perdület-vektora leírható a Pauli-mátrixokkal.

2.2 Két spin összeadása

Ha van két $1/2$ -es spinünk, amiket $|\uparrow\rangle$ és $|\downarrow\rangle$ -vel jelölünk, akkor négy állapotuk lehet:
 $|\uparrow\uparrow\rangle$, $|\uparrow\downarrow\rangle$, $|\downarrow\uparrow\rangle$, $|\downarrow\downarrow\rangle$

Ezeknek vannak olyan keverék állapotai (kvantummechanikai szuperpozíciói), melyek a teljes perdület-négyzet $(S_1 + S_2)^2 = S^2$ operátor és a perdület (spin) harmadik komponens S_z operátor **sajátállapotai** lesznek. A természetben azok az állapotok valósulnak meg, melyek az S^2 és az S_z sajátállapotai. Ez azért van mert a perdület megmarad, és ez a két operátor felcserélhető a

Hamilton-operátorral. Az alábbi táblázatba rendeztük a megfelelő kvantummechanikai szuperpozíciókat:

$ \uparrow\uparrow\rangle$	$ \uparrow\downarrow\rangle$	$ \downarrow\uparrow\rangle$	$ \downarrow\downarrow\rangle$	jelölés	másik jelölés	$S^2(\text{típus})^*$	S_z	név
1	0	0	0	$ \uparrow\uparrow\rangle$	$ \uparrow\uparrow\rangle$	1	1	triplet
0	$\frac{1}{\sqrt{2}}$	$\frac{1}{\sqrt{2}}$	0	$ \uparrow\downarrow\rangle + \downarrow\uparrow\rangle$	$\begin{vmatrix} \Rightarrow \\ \Rightarrow \end{vmatrix}$	1	0	
0	0	0	1	$ \downarrow\downarrow\rangle$	$ \downarrow\downarrow\rangle$	1	-1	
0	$\frac{1}{\sqrt{2}}$	$-\frac{1}{\sqrt{2}}$	0	$ \downarrow\uparrow\rangle - \uparrow\downarrow\rangle$	$ \uparrow\downarrow\rangle$	0	0	szinglet

* Itt az S^2 sajátállapotai $1(1+1)\hbar^2$, lennének, de ezt csak egyszerűsítve 1-gyel jelöltük, ami a spin-kvantumszám, vagy más néven a spin típusa. Az $i(i+1)\hbar^2$ -ből az i -t hívjuk kvantumszámnak, vagy típusnak.

A triplet egy hármasszemes kétrészecskes spin-állapot, a szinglet egy magányos kétrészecskes spin-állapot. A két $1/2$ -es típusú spin összege $1/2 \times 1/2 = 1$ vagy 0 lehet. Az összegben egy triplett és egy szinglett állapot keletkezik.

2.3. A kétrészecskes állapotok energiája

Ezen négy állapot energiája azonos, ha nincs külső mágneses tér.

Ha a két $1/2$ -es spinhez tartozik mágneses momentum is (például az elektron, proton, neutron esetén így van), akkor a két spin egymáshoz képesti relatív beállításának energiái mások lesznek. Ez azt jelenti, hogy a triplet és a szinglet energiái nem azonosak. $E(\uparrow\uparrow) \neq E(\uparrow\downarrow)$, és az első energiájú állapotból három degenerált állapotunk van, mert három irányban állhatnak, külső tér nélkül azonos energiával. Ha kis mágneses teret kapcsolunk be, akkor a triplet három energiája kicsit felhasad, és a szinglet egyébként is eltérő energiájú.

2.4. Analógia 2.

Ehhez nagyon hasonlít a 3Σ részecske kb. azonos energiájú állapota és az egy Λ részecske kicsit kisebb energiájú (tömegű) állapota. Valamint az is hasonlóság, hogy az s kvarkon kívül két darab részecskéből állnak, amik energia szerint degeneráltak.

Olyan mintha a Σ egy spinhez hasonló triplet (hármasszemes kétrészecske állapot) lenne, a Λ pedig egy ezekhez tartozó szinglet (magányos kétrészecske állapot).

2.5. Az izospin

Csináljunk analógiát. A Σ , Λ részecskékben lévő uu , ud , du , dd állapotokat feleltessük meg a fel és le spinek kétrészecskes állapotainak:

\uparrow spin	\downarrow spin	$ \uparrow\uparrow\rangle$	$ \uparrow\downarrow\rangle$	$ \downarrow\uparrow\rangle$	$ \downarrow\downarrow\rangle$
u kvark	d kvark	uu	ud	du	dd

A fel-le spinek helyett ilyenkor az $|u\rangle$ és $|d\rangle$ kvark-állapotokkal végezzük el az összeadást (két részecske rendszert alakítunk ki). Az előző táblázat analógiája:

$ uu\rangle$	$ ud\rangle$	$ du\rangle$	$ dd\rangle$	jelölés	I^2	I_z	név	másik név	
1	0	0	0	$ uu\rangle$	1	1	izospin triplet	Σ	Σ^-
0	$\frac{1}{\sqrt{2}}$	$\frac{1}{\sqrt{2}}$	0	$ ud\rangle + du\rangle$	1	0			Σ^0
0	0	0	1	$ dd\rangle$	1	-1			Σ^+
0	$\frac{1}{\sqrt{2}}$	$-\frac{1}{\sqrt{2}}$	0	$ ud\rangle - du\rangle$	0	0	izospin szinglet	Λ	Λ^0

A triplet állapot lesz a Σ -triplet multipliett, és a szinglet állapot lesz a Λ^0 -részecske. A kérdés, hogy a perdület operátornak mi az analógiája. Ez az $\frac{1}{2}$ -es spinű részecskék saját perdület-operátora volt. Ezzel analóg operátort **izospinnek** hívjuk. Jele I .

Az analógia azt mutatja, hogy mivel a multiplettekben lévő barion részecskék a természetben megvalósuló állapotok, ezért az izospin I^2 és I_z operátorainak sajátállapotai valósulnak meg a természetben ugyanúgy, mint a két $\frac{1}{2}$ -es spin esetében.

Ezzel a kétrészecskés, két kvarkból álló rendszer $(I_1+I_2)^2=I^2$ és $(I_1+I_2)=I_z$ operátorok két-kvark-sajátállapotait analógia alapján fel tudtuk írni. Azt mondjuk, hogy az u és d kvarkok olyan kvantummechanikai szuperpozíció állapotai valósulnak meg, mint a spineké.

Az izospinen kívül a kvarkoknak hagyományos spinjük is van és ez az izospinjüktől független.

Ezzel megadtuk a két semleges részecske tömegének különbségének formalizált leírását. Az uds kvarkokból álló részecskékben a ritka kvarknak nincs izospinje, ezért két egykettedes izospin összeadásával tudtuk a 4 állapotot leírni. Ezért a Λ^0 és a Σ^0 különbsége az, hogy az egyik izospin = 0 állapotban van, a másik izospin = 1 állapotban. Az erős kölcsönhatás valahogy megkülönbözteti ezt a két állapotot, amit szemléletesen most nem tudunk leírni. A két mikrorészecske izospin harmadik komponense azonban azonos, 0. Ezért azonos a kvarkösszetételük.

A triplet három szintjének kicsi energiafelhasználása első magyarázatunkban, a mágneses irányítás analógiában külső mágneses tér volt. Ez az u, d állapotoknál a Higgs-mezővel való kölcsönhatás volna. Eszerint a két kvark tömegének különbsége 2,5 MeV kétszerese okozza a Σ^- , Σ^+ tömegeinek különbségét, viszont ez nem 5 MeV, hanem kb. 8 MeV. Ráadásul a Σ^0 nem félúton helyezkedik el. Az analógia majdnem jó, azaz nem jó. Ezért a külső teres analógia nem ilyen egyszerű, sőt nincs is. A kvarkok által keltett erős kölcsönhatási mező is fontos szerephez jut itt (is).

2.6. Nukleonok izospinje

Ha három könnyű kvarkunk van (pl. proton, neutron), akkor először összeadjuk az első kettő izospinjét, ami lehet tripliett vagy szinglett, és ehhez hozzáadjuk a maradék dublettet. Így jön létre a nukleon. Az első két könnyű kvark izospinjének összeadásakor a szinglett állapotot használva kapjuk a kisebb tömegű állapotokat, ezek a nukleonok. Tehát: proton u(ud-du),

neutron $d(ud-du)$ kvarkállapotokból van összerakva az izospin bevezetése után, normálási konstansokat nem írtuk ki. Valójában a helyzet még bonyolultabb a spinek jelenléte miatt.

2.7. Az izospin kvarsztű leírása (összefoglalás)

A fenti gondolatmenet az izospin kvark-szintű bevezetése, és emiatt az u és d kvarkokhoz rendelünk egy izospin kvantumszámot:

	I^2	I_z
u	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
d	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$

A harmadik bevezetett (könnyű) kvarknak ritkaság kvantumszáma van, amit a ködkamra felvételek alapján be lehetett vezetni. Ezt a kvarkot ritka (strange) kvarknak hívjuk, s kvark, és izospinje nincs (0), de ritkasága van és 1. Ritkaság nem analóg a perdülettel, nincs ritkaság harmadik komponense. R a ritkaságot jelenti, s a hagyományos spin típusát.

	I^2	I_z	R	s
u	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{2}$
d	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{2}$
s	0	0	1	$\frac{1}{2}$