

A Standard Modellen túl

A részecskefizika alapvető célja a világunkat felépítő részecskék és a közöttük ébredő kölcsönhatások minél egyszerűbb és egységesebb leírása. Ennek a felfedező útnak egy kimagasló állomása az elektroyenge kölcsönhatások Standard Modellje, mely magában foglalja az egyesített elektromágneses és gyenge, valamint a lazán hozzáillesztett erős kölcsönhatást. A Standard Modell (SM) ragyogóan leírja lényegében az összes gyorsítóban lezajló fizikai folyamatot. Egyes fizikai mennyiségeket már ezrelék pontossággal ismerünk a részecskefizika és az egész fizika frontvonalának számító nagyenergiás részecske ütközésekben. A mért eredményeket az SM-ben összetett, kvantummechanikai tulajdonságokat is figyelembe vevő számolásokkal (hurokkorrekciókkal) tudjuk reprodukálni. A kísérletek és az elméleti számítások összhangja lélegzetelállító. (A következőkben Horváth Dezső Standard Modellt bemutató cikkének fogalmaira építünk.)

Standard Modell, hogyan tovább?

Az SM mégsem a részecskefizika végső elmélete. Hiába írja le lenyűgöző pontossággal a mai kísérleteket, elméleti szempontból rengeteg kivétlivalót találunk. A felmerülő problémák megoldására született, az SM 100 GeV energiaskálájánál nagyobb energiákon érvényes modelleket nevezünk a Standard Modellen túli elméleteknek. Ezeknek az utóbbi 25 évben született modelleknek alapvető jellemzőik: alacsony energián (100 GeV-en) vissza kell kapnunk az SM-et, a jelenleg és a közeljövőben megfigyelhető világ négy téridő dimenziós (3 tér + 1 idő) és a gravitációt csak a Planck-tömeg skáláján tudjuk beolvasztani egy még nagyobb elméletbe. A Planck-tömegnek (10^{19} GeV) megfelelő energiaskálán a gravitációhoz tartozó kvantumkorrekciók jelentőssé válnak és a nem kvantum (klasszikus) általános relativitáselméletet végérvényesen fel kell váltsa a gravitáció máig sem rögzített kvantumelmélete. A kvantumgravitáció itt már egybeolvasztható a kvantumtérelméleti nyelven megfogalmazott SM-mel, vagy annak kiterjesztett elméletével. Így megkapnánk az összes ismert kölcsönhatást leíró *minden dolgok elméletét* (az angol rövidítés után TOE, Theory of Everything). A Planck-skála és a minden dolgok elmélete fizikájával ebben a cikkben már nem foglalkozunk, de a legújabb kutatások azt mutatják, hogy ezek az elméletek lényegesen közelebb lehetnek hozzánk és az elektroyenge skálához, mint ahogy azt eddig a fizikusok gondolták (lásd Csáki Csaba cikkét).

Gondok a Standard Modell háza táján

A modell a kísérleti mérések és az elméleti számítások lenyűgöző egyezése ellenére több elméleti problémát is felvet. Elsőként, a modell rendkívül sok, legalább 19 szabad paramétert tartalmaz. Egyszerű modellnél ez nem elfogadható. Ezzel kapcsolatos, hogy nem értjük, hogy az anyagterek miért fermionok és miért három családban ismétlődnek. Úgy gondoljuk, hogy ez nem lehetett egyszerűen a természet „dadogása”, ugyanis a három a legkevesebb család, amelynél a kvarkok közötti keveredési szögekkel le tudjuk írni az alapvető CP-szimmetria sértését. A CP-sértés a világegyetemben található anyag-antianyag aszimmetria szükséges feltétele, de a sértés okát még nem értjük meg az elméletben. Ugyanakkor a kilencvenes évek végének munkái azt bizonyítják, hogy az SM nem képes a természetben megfigyelt anyag-antianyag szimmetria megmagyarázására. Ezt csak egy, az elektroyenge skálától nem túl távoli új fizika tudja megtenni.

Nem értjük továbbá az elemi részek tömegspektrumát. A leg-

utóbb felfedezett elemi rész, a top-kvark tömege 175 GeV, azaz 175 proton tömegével egyenlő, vagyis egy nagy rendszámú, sok nukleonból álló atommal azonos tömegű. Ismeretlen az SM rendező elvének, a $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$ mértékszimetriacsoportjának, és a csatolási állandók értékének az eredete. A neutrínó nem kap tömeget az elméletben, jóllehet az utóbbi évek neutrínókísérletei azt mutatták, hogy van tömege. Nem világos továbbá, hogy miért kvantált az elektromos töltés, azaz miért van kapcsolat a leptonok és a kvarkok töltései között. Az SM-ben megjelenő $U_Y(1)$ hipertöltés kölcsönhatás nem lehet tetszőlegesen nagy energiáig érvényes, ugyanis az energiát növelve a kölcsönhatás egyre erősebbé, aztán végtelenné válik. Az ilyen kölcsönhatásban, ha két részecske túlságosan nagy energiával ütközik, vagy ezzel egyenértékűen túl közel kerül egymáshoz, akkor az események kiszámíthatatlanná válnak. Az elmélet csak valamilyen véges energiáig lehet érvényes, melyet *effektív elméletnek* nevezünk. A részecskefizikusok az olyan kölcsönhatásokat kedvelik, amelyek egyre kisebb távolságon, avagy egyre nagyobb energián egyre gyengébbé válnak. Ezek az *aszimptotikusan szabad* kölcsönhatások. A SM egy korlátozott érvényességű *effektív elmélet*, tehát valamely nagyobb energián mindenképpen felváltja a fizika egy teljesebb leírása.

A gondok másik csoportjának forrása a Higgs-skalárbozon és a spontán szimmetriasértést leíró kölcsönhatásai, melyek az SM alapvető részét képezik. A Higgs-bozon az SM egyetlen, a kísérletekben mindeddig fel nem fedezett részecskéje, sőt a természetben eddig nem figyelt meg *elemi* skalár részecskékét. Az SM-ben kettő, három és négy Higgs-bozon is csatolódik egymáshoz. A 4-Higgs-csatolás a kvantum hurokkorrekciók miatt az energiával növekszik. Egy pontban végtelenné válik, szingularitása van, ez a Landau-pólus. Az elmélet tovább már nem értelmezhető.

Az igazán súlyos gondot a *hierarchia probléma* jelenti. Hurok-effektusok révén a Higgs-bozon tömege az elméletben megtalálható legnagyobb skála, a gravitáció miatt szükségképpen megjelenő Planck-skála nagyságú korrekciókat kap. Ezek a korrekciók destabilizálják a Higgs-bozon tömegét és az elektroyenge kölcsönhatások skáláját. Az elméletben csak a kezdeti paraméterek rendszeres, természetellenesen pontos újrabéállításával, finomhangolásával érhető el, hogy az elektroyenge skála a mérések szerinti értéken legyen. Hogy miért van az elméletben két, egymástól 17 nagyságrenddel eltérő tömegskála, és az elektroyenge skála miért marad alacsony a destabilizáció ellenére – ez a hierarchia probléma.

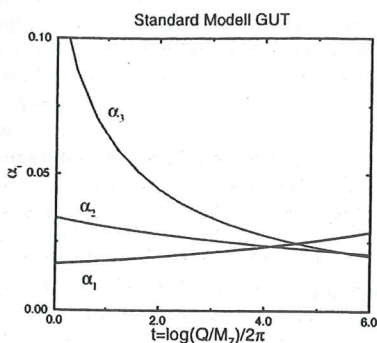
Az első problémákörre a megoldást a *nagy egyesített elméletek* (angol rövidítés után GUT, Grand Unified Theories) jelentik.

A Higgs-skalár okozta problémák enyhítésére két megoldás kínálkozik: vagy kidobjuk a skalár részeket az elméletből és másral helyettesítjük őket – ez a dinamikai szimmetriasértés alapfogolata; vagy, mint sokszor a részecskefizikában, a skalár tömeg védelmében új szimmetriát és részecskéket vezetünk be – ez vezet a ma oly népszerű szuperszimmetrikus elméletekhez.

A nagy egyesített elmélet

A fizikusok sikeresen egyesítették még a múlt században az elektromos és a mágneses kölcsönhatást, majd jó harminc éve megszületett az elektromágneses elmélet, az elektromágneses és a gyenge kölcsönhatás közös leírására. Az SM-ben lényegében ehhez az elmélethez jelentették a Higgs-mechanizmuson keresztül az erős kölcsönhatást. Ezeket a kölcsönhatásokat egyaránt mértékszimmetrikus kvantumtérelméletekkel írjuk le, így kézenfekvő azt gondolnunk, hogy ezek egy *nagy egyesített elmélet* (GUT) különböző megnyilvánulásai.

A GUT-tól azt várjuk, hogy nagy energián egy egyszerű elvek alapján felépített, mértékszimmetrikus kvantumtérelméletben néhány paraméter megválasztásával automatikusan megkapjuk az alacsonyabb energián érvényes SM-et a paramétereivel, részecskéivel, családjával egyetemben. Mekkora energián lehet érvényes ez az elmélet? A hurokkorrekciók hatására a kölcsönhatások csatolási állandói változnak – futnak – az energia változtatásával. Az alacsony energián legnagyobb erős csatolási állandó gyorsabban, a kisebb gyenge csatolási állandó lassabban csökken az energia növelésével, míg az $U_Y(1)$ hipertöltés állandója lassan emelkedik. Felrajzolva az SM három csatolási állandójának futását, azt látjuk, hogy közel egy pontban találkoznak. Ez az energia 10^{15} – 10^{16} GeV, ami felett már a GUT érvényes és egy csatolási állandónk van, ami lassan csökken, ahogy azt egy nagy energiáig érvényes, aszimptotikusan szabad elméletől elvárjuk (1. ábra).



1. ábra. A három csatolási állandó változása, futása a kölcsönhatási energia függvényében

A nagy egyesített elméletek felépítésének alapfogolata a következő. Először egy olyan *egyszerű* csoportot kell keresni, amely magában foglalja az SM szimmetriacsoportját és az ismert részecskék a csoport szerint meghatározott módon transzformálódó ábrázolásokba, multiplettekbe rendezhetők. Multiplettekkel („részecskesokasokkal”) találkoztunk már az SM-cikkben, ilyenek a gyenge kölcsönhatás szerinti dublettek (kettősök), a gyenge mértékbozonok alkotta triplet (hármás), az erős kölcsönhatás kvark színtriplettje illetve a nyolc gluon alkotta oktett. A legegyszerűbb GUT-ok SU(5) illetve SO(10) szimmetriát mutatnak. (Ez utóbbi a 10 dimenziós tér forgásszimmetriáját leíró csoport, 3 térdimenziós terünkben a megfelelője SO(3).)

Siker és kudarc

A nagy egyesített elméletek sikereit és kudarcait a legegyszerűbb SU(5) egyesített elméleten keresztül mutatjuk be. A nagy egyesítési skála felett az elmélet SU(5) szimmetriát mutat. A GUT-skálán ez sérül, ennél kisebb energiákon csak az SM kisebb $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$ szimmetriája érvényesül.

A fermion anyagtereinket, ezek a kvarkok és a leptonok, egyszerűen el tudjuk helyezni SU(5) multiplettekben. A legegyszerűbb 5 elemű ábrázolásban a felső három komponens az $SU_C(3)$ szín, míg az alsó kettő a gyenge $SU_L(2)$ szerint transzformálódik a szimmetriasértés után. Így egy részecskeötösben lesznek kvarkok és leptonok. Nagy energián, az SU(5) szimmetrikus fázisban, nem tudjuk megkülönböztetni őket, egységesen leptokvarkokként jelennek meg (2. ábra). Az egy részecskeötösben lévő kvarkok és leptonok összetöltésének nullának kell lennie, ezzel megvan a kapcsolat a különböző töltések között. $3 \cdot q_d + q_e^+ = 0$, azaz a d-kvark töltése $-1/3$. A GUT valóban megoldja a töltéskvantálást. Az első család maradék ismert fermionjait is könnyen elhelyezhetjük a soron következő legegyszerűbb, 10 dimenziós ábrázolásba (2. ábra mátrixa). Tehát egy család fermionjait teljes multiplettekbe tudjuk elhelyezni, úgy, hogy eddig ismeretlen új anyagrészecskéket nem kellett feltételezni. Az egyes multiplettekben lévő részecskék tömege nagy energián megegyezik, ezért különösen nem kívánatos ismert részecskéket eddig ismeretlenekkel egy ábrázolásba tenni.

$$\begin{pmatrix} d_1 \\ d_2 \\ d_3 \\ e^+ \\ -\nu_e^C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & u_3^C & -u_2^C & -u_1 & -d_1 \\ -u_3^C & 0 & u_1^C & -u_2 & -d_2 \\ u_2^C & -u_1^C & 0 & -u_3 & -d_3 \\ u_1 & u_2 & u_3 & 0 & -e^+ \\ d_1 & d_2 & d_3 & e^+ & 0 \end{pmatrix}$$

2. ábra. Kvarkok, leptonok az SU(5) GUT-ban, az u-, d-kvarkok 1, 2, 3 indexe a $SU_C(3)$ három színét, a C index a töltéskonjugált (anti-) részecskéket jelenti

Az egy multiplettbe került ismert kvarkok és leptonok tömege is egyenlő nagy energián. Ezeket a tömegeket a mai ismert energiákra visszafuttatva – ugyanúgy, mint a csatolási állandókat, csak ellenkező irányba – egyes tömegarányok helyre tehetőek, de a d-kvark és az elektron tömegének aránya 15, ezt már nem lehet megmagyarázni. A következő gond, hogy ugyanilyen multipletteket kell vennünk a maradék két családra is, tehát a három család megjelenését és a tömegspektrumot nem sikerült megmagyarázni.

Az SU(5) GUT-nak 24, kölcsönhatásokat közvetítő mértékrészecskéje van. Remekül el tudjuk helyezni az ismert 8 gluont, a 3 gyenge vektorbozont és az $U_Y(1)$ hipertöltés mértékbozonját is. A maradék 12 mértékbozon teljesen új, eddig ismeretlen kölcsönhatásokat közvetít. Közös multiplettbe rendeztünk kvarkokat és leptonokat, ezért nagy árat kell fizetnünk. Az új X, Y mértékbozonok leptonokat kvarkokba alakítanak át és fordítva, ezzel sértve a leptonszám és a barionszám megmaradását. Ezek a folyamatok már alacsony energián a proton bomlásához vezetnek úgy, mint ahogy a W közvetíti a neutron β -bomlását. X, Y közvetítésével a proton pozitronra és semleges pionra bomolhat, míg a neutron pozitronra és negatív töltésű pionra. A proton élettartama arányos az X-bozon tömegének (M_X) negyedik hatványával, azaz ha X, Y kellően nehezek, akkor a bennünket is felépítő proton nincs veszélyben.

A szimmetriák hierarchikus, egymást követő sérülését egy 24 és egy 5 komponensű skalár térrel tudjuk leírni. Először az

SU(5) szimmetria sérül az M_X nagy egyesítési skálán és itt kapnak tömeget a leptonokat és a kvarkokat keverő, sérült szimmetriákhoz tartozó mértékbozonok X, Y. Ezt a 24 komponensű skalár tér biztosítja, míg az 5 komponensű Higgs-tér 100 GeV-en sérti a gyenge SU(2) szimmetriát, és tömeget kapnak a W^\pm , Z^0 -bozonok.

$$SU(5) \rightarrow SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y \rightarrow SU(3)_C \times U(1)_{M_X, M_Y} \times U(1)_{M_Z, M_W}$$

Az elektrogyenge skálát mérésekből ismerjük már. A GUT nagy egyesítési skálát, és X, Y tömegét, M_X -t viszont meg tudjuk határozni 3 csatolási állandó futásából, amelyek $2 \cdot 10^{15}$ GeV energián egymáshoz közel, de nem egy pontban találkoznak. Ennek eredményeként a legegyszerűbb SU(5) GUT legfeljebb néhány száz 10^{30} év élettartamot engedélyez a protonnak.

Az univerzum életkora 15 milliárd, azaz $1,5 \cdot 10^{10}$ év, eddig nem sok proton bomlott el, de a kísérleti fizikusok elhatározták, hogy megfigyelik a proton bomlását. Egy proton 10^{30} év alatt bomlik el, de ha 10 000 tonna víz közel 10^{33} protonját figyeljük, akkor már évi 1000 protonbomlást várhatunk. A kísérletet védeni kellett a kozmikus sugárzástól, ezért a fizikusok a világ minden táján bányákban, alagutakban építettek nagy víztartályokat. Ezeket körbevették detektorokkal. Protonbomlásra utaló jeleket nem találtak, így megállapíthaták, hogy a proton élettartama legalább 10^{32} év, vagy akár végtelen is lehet. A minimális SU(5) ezzel elvesztette nagy vonzerejét, de számos más, bonyolultabb GUT-ot javasoltak az elméleti fizikusok, amelyekben a proton kellően nagy élettartamú.

Sikeres-e igazából az SU(5) GUT? Megmagyarázza a töltések kvantáltságát, a gyenge kölcsönhatás fontos paraméterét, a Weinberg-szöveget is jól adja vissza és sikerült nagyjából egyesíteni a 3 csatolási állandót. Pontosabban megvizsgálva kiderül, hogy valamilyen új részecskének fel kell bukkanniuk még az elektrogyenge és a GUT-skála között, hogy a hármas találkozás tökéletes legyen. Ezek származhatnak például szuperszimmetrikus elméletekből. A GUT-okban továbbra is sok az *ad hoc* módon beállított paraméter, a proton élettartama túl rövid. A 3 család egyesítése és megértése sem megoldott, a leírására megpróbáltak bevezetni a családokat összekapcsoló szimmetriákat, de ezek nem eredményesek. Az egyik legjelentősebb gond, a hierarchia probléma még mindig megoldásra vár, hiszen a szimmetriasértést még mindig védtelen skalárterekkel írjuk le.

Kitéró a neutrínó nyomában

A föld mélyén dolgozó kísérleti fizikusok 1987-ben szokatlanul sok eseményt láttak, de nem protonbomlásból. Három független kísérlet is egy szupernóvarobbanásból érkező neutrínók keltette folyamatokat figyelt meg. Kiderült, hogy a neutrínók kiváltotta reakciók összhangban vannak a szupernóvakitörés modelljével, a proton továbbra sem bomlott el. Ekkor a protonbomlás vizsgálata közben a neutrínók, mint zavaró háttéresemény jelentkeztek.

A semleges neutrínó kölcsönhatásai nagyon gyengék, ezért szinte akadálytalanul halad át a bolygókon, vastag kőzetrétegen is. Kis lépés volt rájönni arra, hogy még nagyobb víztartályokkal a Földünket az űrből és a Napból is folyamatosan bombázó neutrínókat is elkaphatjuk. Ma már 50 000 tonna víz állja a neutrínók útját a japán Kamioka ólombányában és a fizikusok arra a kérdésre keresik a választ, hogy van-e tömege a neutrínónak. Ezekben az egyre nagyobb és nagyobb kísérletekben lassan a protonbomlás mint háttérzaj jelentkezhet. A neutrínók az SM kísérletileg azonosított részecskéi közül a legszemérmesebbek, nagyon gyenge kölcsönhatásaik miatt. Az SM-ben a neutrínók nulla tömegűek és a korábbi mérések mind csak felső korlátot adtak a neutrínó tömegére.

Az asztrofizikusok viszont már régóta szerették volna, hogy a

neutrínónak legyen tömege, mert a könnyű kis részecskéből olyan sok található a világegyetemben, hogy egy csekély, néhány 10^e -os tömeg már ideális sötétanyag-jelöltté emeli a neutrínót. Mi a sötét anyag? Az univerzumban látható, világító anyag nem elegendő a világ tágulásának pontos leírásához. További nem látható, sötét anyagot kell feltételeznünk, amely például a jól ismert részecskékkal nem vagy csak nagyon gyengén hat kölcsön. A neutrínó kiváló jelölt. A föld alatti kísérletekben az utóbbi években azt tapasztalták, hogy a Napból érkező neutrínók változhatnak a típusukat (ν_e, ν_μ, ν_τ), oszcillálnak. Ezt az elméletek csak a neutrínók közti tömegkülönbséggel, azaz tömeges neutrínóval tudják megmagyarázni.

A neutrínónak már az SM kis megváltoztatásával tudunk tömeget adni egy új, jobbkezes szinglet ν_R tér bevezetésével. Az SU(5) GUT-ban is egy ilyen extra teret kell feltételeznünk, de a libikóka („see-saw”) mechanizmus segítségével az ismert neutrínók tömege természetesen kicsi lesz, míg az új, nem kívánt tömeg a GUT-skálán marad. (Egyik fenn, másik lenn.) Az SU(5)-nél nagyobb GUT-okban a ν_R tér az ábrázolásokban természetesen megjelenik, nem kell mesterségesen betennünk. A neutrínók tömegarányai az egyszerű modellekben megegyeznek a velük egy családban szereplő kvarkok tömegarányával, a mérések viszont nem ezt mutatják, a GUT-elméletek ezen a téren is kiegészítésre szorulnak.

A hierarchia probléma megoldása

Ha egy fizikai mennyiség kis értéket vesz fel, akkor mindig egy szimmetriaelvet keresünk mögötte, amely a kis értéket biztosítja. A fermiontömegek a királis szimmetria miatt kicsik.

A kiralítás a jobbra (R) és balra (L) polarizáltan keletkező fermionok közt tesz különbséget. Ha a királis szimmetria egzakt volna, akkor a fermionoknak nulla volna a tömege. A kiralítás csak kevéssé sérül, így a fermionok tömege nem lehet az elektrogyenge skálánál jóval nagyobb. Ez lehet a megoldása a skalár tömeg stabilizálásának is, egy egészen új szimmetriát kell bevezetnünk. Ez a szuperszimmetria (SUSY), amely minden egész spinű részecskéhez egy azonos tömegű feles spinű szuperpartnert rendel és fordítva. Ekkor a pár fermionikus tagja könnyű lesz, mert védi a királis szimmetria, a bozonikus párja meg közel azonos tömegű a szuperszimmetria miatt. Technikailag a skalárok tömege azért maradhat kicsi, mert minden részecske és szuperpartnere pontosan ugyanakkora, de ellenkező előjelű hurokkorrekciót ad a skalár tömeghez, amely így természetesen maradhat meg az eredetileg beállított értéken. Mivel ilyen azonos tömegű bozon-fermion párok nem ismerünk, ezért minden szuperpartner egy-egy új részecskét jelent. Az új szimmetria leírása sem egyszerű, mert az eddigi 3 tér és 1 idő bozonikus koordináta mellé is fel kell vennünk 4 új fermionikus módon viselkedő koordinátát, ez adja a nyolcdimenziós szuperteret. A szuperszimmetria érdekessége még, hogy a hagyományos 4 dimenziós kvantumtérelméleti leírásban ez lehet az elmélet legtágabb típusú, legutolsó szimmetriája. A szuperszimmetria alapfogolata a húrelméletből származik, és nagy energián a szupergravitáció elméletében még a gravitáció és az SM kölcsönhatásainak az egyesítése is elképzelhető.

Az egyik legújabb javaslat szerint a hierarchia probléma megoldását extra térdimenziókban kell keresni. Az ismert világunkban ekkor csak a 100 GeV-es elektrogyenge energiától nem messze jelennek meg az újabb energiaskálák és nem itt kell megmagyaráznunk a nagy energiakülönbségeket.

Kis kitéró a szimmetriákról. Az elméleti fizikusok két dologért képesek minden követ megmozgatni. Egyrészt, hogy egy elméletben új szimmetriát, rendező elvet találjanak, másrészt, hogy ezután az elmélet megoldásaiban (pl. a részecskék tömegeiben) kicsit sértsék ezt a szimmetriát. Ez a spontán szimmetriasértés. A tapasztalatok ugyanis általában közelítő szimmetriákat mutat-

nak, például két részecske tömege közel egyenlő. Skalár részecskéket feltételezve nagyvonalúan és gazdaságosan írhatjuk le a jelenséget, de az elméleti problémák ellenére is csak indirekt kísérleti eredmények támogatják. Ha természetben megfigyelt jelenségekkel akarjuk megmagyarázni a spontán szimmetriasértést, akkor jutunk el a *dinamikai szimmetriasértés* gondolatához.

A hierarchia probléma megoldásának másik nagy útja a dinamikai szimmetriasértés, amikor megszabadulunk az elemi skalárterektől. Ezekben a modellekben valamilyen aszimptotikusan szabad mérték-kölcsönhatás az energia csökkenésével egyre erősebbé válik és egyes fermionok párokba rendeződnek, a kezdeti szimmetriát sértő *kondenzátumot* hoznak létre a vákuumban, és ez sérti valamelyik nagy energián érvényes szimmetriát. Itt a kölcsönhatás dinamikája vezet a sértéshez, szemben a Higgs-bozonos módszerrel, ahol egy önkényesen választott statikus potenciál origótól távol kerülő minimuma biztosítja ugyanezt. Amikor az egyre erősebbé váló csatolási állandó közel egységnyi lesz, természetesen jelenik meg az elméletben egy új energiaszint, ahol sérül egy szimmetria. Nagy energián több különbözőképpen erősödő kölcsönhatásból indulva természetesen adódik több szimmetriasértési skála. A csatolási állandók logaritmikus futása miatt a szimmetriasértési szintek különböző nagyságrendűek lehetnek. Ez a mechanizmus jelen van az elméletekben, tehát nem kell mesterségesen kitalálnunk, szemben azzal, hogy a skalár részecskék számára önkényesen kell bevezetnünk speciális kölcsönhatásokat. A dinamikai szimmetriasértés mellett szól még, hogy a természetben mindeddig nem találtak semmilyen elemi skalár részecskét és a spontán szimmetriasértést először mutató jelenségért, a szupervezetésért is fermion (elektron) pár felelős. A következőkben a hierarchia probléma mindkét megoldására konkrét példákat láthatunk.

A Minimális Szuperszimmetrikus Standard Modell (MSSM)

Az MSSM alacsonyenergiás szuperszimmetrikus elmélet, az SM szuperszimmetrikus kiterjesztése, amelyben minden ismert részecskéhez egy szuperpartnert rendelünk hozzá. A leptonok és kvarkok párjai a nulla spinű (tehát skalár) *szleptonok* és *szkvarkok*. A mértékbozonok szuperpartnerei feles spinű *gauginók*, részletesen a *fofinó*, *wino*, *zino*, *gluino*, a Higgs-bozonok párjai a feles spinű *higgszínók*. Az MSSM-ben sok új részecskével kell megbirkóznunk.

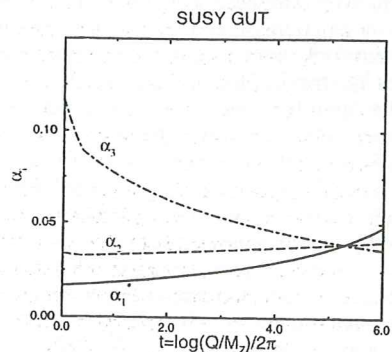
Az MSSM-et a szimmetriák és a renormálhatóság feltétele a *superpotenciál* nevezetű rész kivételével teljesen meghatározzák. A superpotenciálba két- és háromrészecske kölcsönhatások kerülhetnek, melyek egy része az SM mintájára a részecskének tömeget ad. Megjelennek viszont barion- és leptonszám-sértő kölcsönhatások is, melyek a proton gyors elbomlásához vezetnének. Az SM-mel szemben, ahol a barion- és leptonszám-sértő folyamatok nem jelenhettek meg, a proton stabilitását az MSSM-ben egy új, *R-paritás* nevű szimmetria bevezetésével biztosíthatjuk. Minden ismert részecske R-paritása 1, míg a szuperpartnereké -1 . Ezek után megköveteljük, hogy az elméletünk invariáns legyen az R-paritásra, csak olyan kölcsönhatások fordulhatnak elő, amelyekben a részecskék R-paritásainak a szorzata $+1$ -et ad. Az R-paritás mindvégig szimmetriája marad az elméletnek, ezért a szuperrészecskék csak párokban keletkezhetnek és a legkönnyebb stabil. Erre a tényre épül a szuperpartnerek keresésének legtöbb kísérleti módszere, és ha a legkönnyebb szuperrészecske stabil, akkor az ideális sötétanyag-jelölt.

Szuperszimmetrikus esetben a részecske és szuperpartnere pontosan egyenlő tömegű, de eddig semmilyen kísérletben sem láttak szuperrészecskéket. Alacsony energián tehát a szuperszimmetria sérül, a párok tömegei eltérnek, de a szuperpartnerek legfeljebb 1-2000 GeV-es tömeget kapnak. A tömegkülönbség az ismert és a szuperrészecskék között azért nem lehet na-

gyobb, mert csak így tarthatják alacsonyan a Higgs-skalárbozonhoz számolt hurokkorrekciókat. Tehát a szuperszimmetriának sérülnie kell a jelenlegi kísérletek szintjén.

Kiderül, hogy a SUSY-t sokkal nehezebb sérteni, mint kiróni. Nem sérthetjük kezdetben direkt módon, mert akkor a jó hatásait elveszítenénk. Az elméleti fizikusok által előnyben részesített spontán sértésnek két fő útja is lehetséges, de egyik sem kielégítő. Vagy nem kívánt, majdnem nulla tömegű részecskéket kapunk, amelyeket már rég látnunk kellett volna, vagy pedig a nagy egyesített modellel nem érvényesülhet együtt a SUSY. Helyettük *puha*, *szoft* SUSY-sértő kölcsönhatásokat vezethetünk be (a puha jelző arra utal, hogy ezek nem hozzák vissza a hierarchia problémát). Emögött a következő kép van: van egy távoli „rejtett” fizikai szektor, melyben a SUSY spontán sérül, ez az ismert elektroyenge skálánál jóval nagyobb energiákon történik. A SUSY-sértést ezután valamilyen mechanizmus, gravitáció vagy akár az ismert mértékkölcsönhatások közvetítik az MSSM „látható” részecskéinek. A sértés és a közvetítés részleteit nem ismerve feltételezünk puha SUSY-sértő kölcsönhatásokat, így a rejtett szektor skálája alatt érvényes effektív elméletet kapunk. Ezek a kölcsönhatások sok tömegtagot, két- és háromrészecske kölcsönhatást tartalmaznak. Általánosságban az MSSM csak a mértékcsatolási állandókban nevezhető minimálisnak, ugyanis további feltételek nélkül 124 szabad paramétert tartalmaz. Ismert fizikai érvekkel a paraméterek számát kicsit tudjuk csökkenteni, de még mindig túlságosan sok marad. A legnépszerűbb, szupergravitáció motiválta MSSM-ben a szoft SUSY-sértő kölcsönhatások egységesek a Planck-skálán és csupán öt paraméterünk marad, melyből kettő a most következő Higgs-szektorban van.

Az MSSM-ben már két Higgs-skalárdubletet kell elhelyeznünk, ez nyolc részecskét jelent. Kiderül, hogy az elektroyenge szimmetriát csak kvantumeffektusok segítségével tudjuk sérteni. A nyolc Higgsből az SM mintájára hármat „megesznek” gyenge mértékbozonok, és ezáltal válnak tömegessé, és 5 fizikailag is megfigyelhető Higgs-skalárunk marad: 3 semleges, h , H , A és két töltött, H^+ , H^- . A szuperszimmetria erős megszorítást jelent a Higgs-szektorra is, a legkönnyebb semleges Higgs (h) tömege a Z -bozon tömegénél nem lehet lényegesen nagyobb, legfeljebb 135 GeV. A SUSY kísérleti kutatásának egyik nagyon fontos iránya a h részecske keresése, amely a jelen, vagy a közeljövő gyorsítói elől már nem bújhat el. Eddig nem látták a kísérletekben, ez alapján a tömegének legalább 90 GeV-nek kell lenni. Ha a gyorsítóknak 140 GeV-ig kizárják a h létezését, akkor az MSSM-t le kell váltanunk egy összetettebb szuperszimmetrikus elméletre, de elképzelhető, hogy a fizikusok szuperszimmetriába vetett töretlen bizalma rendül meg, és más, esetleg dinamikai szimmetriasértési leírások kerülnek előtérbe.



3. ábra. A három csatolási állandó változása, futása a kölcsönhatási energia függvényében a SUSY GUT-ban

Összegezzük az MSSM eredményeit! Az MSSM nagyon vonzó elméleti ötletre, a szuperszimmetriára épül, a hierarchia problémát semlegesíteni tudja. Az elmélet rendkívül sok új részecskét jósol, melyeknek a kísérletekben semmiféle jelét sem látták eddig. Az MSSM mellett még két indirekt tény szól. A szuperszimmetrikus nagy egyesített elméletben a három mértékszatolási állandó valóban találkozik a GUT-energián (3. ábra), másrészt a proton élettartama összhangba kerül a kísérletekkel. Mindennél jobban várunk azonban bármilyen apró, de közvetlen kísérleti megerősítést.

Dinamikai szimmetriasértés

A mintát a kvantum-színdinamika alacsony energián tapasztalt viselkedése mutatja. A kvantum-színdinamika aszimptotikusan szabad elmélet, csökkenő energián (növekvő távolságon) a kölcsönhatás egyre erősebbé válik. Ennek egyik rendkívül érdekes következménye a kvarkbezárás, nem tudunk megfigyelni szabad kvarkokat. Ugyanakkor a csökkenő energiával egyre vonzóbbá váló erős kölcsönhatás kvark-antikvark párokat kapcsol össze. Ezek a párok a vákuumban kikondenzálódnak, hasonlóan, mint a vízcseppek a vízgőzből, azzal a különbséggel, hogy a tér minden pontjában jelen vannak, megváltoztatják az „üres” vákuumot. A kvark és antikvark különbözőképpen viselkedik a gyenge SU(2), ill. a kiralitás szempontjából. A kvark-antikvark-pár-kondenzátum a vákuumban sérti a királis szimmetriát és a gyenge SU(2)-t, pontosan úgy, ahogy az SM-ben elvárjuk. Nagyon meglepő dolog történt. Az egyre erősebbé váló, a kvarkot és antikvarkot demokratikusan kezelő erős (szín) kölcsönhatás sértett egy olyan szelíden szemlélődő szimmetriát, amely különbözőképpen kezelte a kvarkot és az antikvarkot. Ez a kísérletileg is megerősített királis szimmetriasértés. Kiderül, hogy a QCD tömeget tud adni a W^\pm , Z gyenge mértékbozonoknak, de ez a π -mezonok 100 MeV körüli tömegének nagyságrendjébe esik (≈ 30 MeV).

A felismerésből ragyogó ötlet született: legyen egy újfajta szín kölcsönhatásunk, a *technicolor*, amely 3000-szer nagyobb energiáskálán működik, mint a kvantum-színdinamika. Legyenek új fermionjaink is, a technikvarkok, amelyek SU(2) szempontjából ugyanúgy viselkednek, mint a kvarkok. A kölcsönhatás a technikvarkot párba kényszeríti az antikvarkcskéjével és ezzel sérti a gyenge SU(2)-t és pontosan 80 és 90 GeV-es tömeget ad a W^\pm , Z-bozonnak. Ez a technicolor elmélet azonban elvázott a további ellenőrzéseken. A nagy energián megismételt, felskálázott erős kölcsönhatás magával hozta az összes részecskéjét is. A technicolor-elméletben megjelennek a technimezonok és technibarionok, amelyeket a kísérletekben nem láttunk még. Még nagyobb problémát jelent, hogy a fermionokat is tömeggel kell ellátni. Ez csak még újabb kölcsönhatások feltételezésével, a kiterjesztett technicolor-elméletben lehetséges. A legnehezebb top kvarknak csak olyan áron tudunk tömeget adni, ha a kiterjesztett technicolor-elmélet már 500 GeV-en érezhető hatását. Az elmélet ekkor viszont olyan kölcsönhatásokat eredményez, mintha egy furcsán viselkedő új semleges Z^* -bozonunk lenne, amely összekeveri a kvarkizeteket, családokat. A kísérletek nagyon érzékenyen mutatják, hogy márpedig ilyen kölcsönhatások nincsenek, a technicolor-elmélet halott.

A kitarító elméleti fizikusok újabb és újabb módosításokkal próbálkoztak mindaddig, amíg a Z-bozon tulajdonságainak mérései el nem érték az egy százalék pontosságot. Ekkor már az elmélethez számolt kvantumos hurokkorrekciók a mérésekkel ellenkező irányba mutattak. Ezzel a holt elmélet még egy kegyelemdőfést kapott és végleg kimúlt. Néhány még szívósabb fizikus újabb ötlettel állt elő. A sétáló technicolor-elméletben a csatolási állandó annyival lassabban fut, mint a kvantum-színdinamikában, hogy már sétál. Ezzel az első két probléma megoldható, a hurokkorrekciók ideig-óráig összhangba kerültek az elmélettel.

A következő nagyszerű javaslat kész anyagból építkezett. Az SM-ből nagy tömege miatt kilógó nehéz top kvark inspirálta a fizikusokat, hogy a topot külön kezeljék. Feltételezték, hogy a top részt vesz egy nagyon vonzó kölcsönhatásban, top-antitop párok alakulnak ki a vákuumban és ez sérti a szimmetriát. Ez a top kondenzátum modell nem jósolt sok új részecskét, veszélyes kölcsönhatásokat, de kiderült, hogy alacsony energián megkülönböztethetetlen a skalár-részecskéket tartalmazó SM-től, nagyobb energián meg nem maradtak meg a vonzó tulajdonságai.

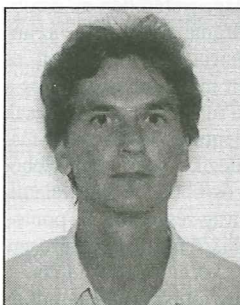
Magyar csoport javasolt egy új modellt. Ebben nem fermionok, hanem 1-spinű nehéz bozonok alkotta kondenzátum sérti a gyenge szimmetriát. Az elmélet véges energiáig érvényes, a sugárzási korrekciók jelentősen megszorítják az új részecskék lehetséges tömegét, de azok a gyorsítók következő nemzedékében felbukkanhatnak. Ez a javaslat megmutatta, hogy a standard Higgs-skalár-részecskét tartalmazó modellek mellett más effektív leírás is érvényes lehet.

Az SM felbecsülhetetlen sikerei ellenére elméleti és kísérleti fizikusok fáradoznak azon, hogy megtalálják azt az elméletet, amely az SM-et követi, mert a tények meggyőzőek, hogy új természeti jelenségek várnak ránk kicsit nagyobb energiákon a közeli jövőben, legkésőbb az LHC gyorsítón.



IRODALOM

- [1] Harald Fritzsch: Kvarkok, Gondolat, Budapest, 1987.
- [2] Leon Lederman: Az isteni a-tom, Typotex, Budapest, 1995.



CYNOLTER GÁBOR (1969), PhD, tudományos főmunkatárs, az MTA ELTE Elméleti Fizikai Tanszéki Kutatócsoportjában. A Fazekas Mihály Gimnáziumban érettségizett matematika tagozatos osztályban, majd fizikusdiplomát követően 1998-ban védte meg PhD-jét az ELTE-n. 1999-től Bolyai kutatási ösztöndíjas. Fő kutatási területe a részecskefizikai jelenségek, elektroggyenge szimmetriasértés, Higgs-részecskék, szuperszimmetria.



Fotinó, winó, zínó, csupa olyasmi, amit nem lehet látni! Ezért is kezdtem el inni. De most már legalább látom őket!

(Sidney Harris rajza)