

# Fizikai Szemle

## MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

A Matematikai és Természettudományi Értesítőt az Akadémia 1882-ben indította  
A Matematikai és Physikai Lapokat Eötvös Loránd 1891-ben alapította

LXI. évfolyam

10. szám

2011. október

## SZUPERSZIMMETRIKUS RÉSZECSKÉK A CÉLKERESZTBEN

Fényes Tibor

MTA ATOMKI, Debrecen

A részecskefizika Standard Modellje (SM) szerint a látható világunk kvarkokból ( $u, d, s, c, b, t$ ), leptonokból ( $e, \nu_e, \mu, \nu_\mu, \tau, \nu_\tau$ ), ezek antirészecskéiből, valamint a kölcsönhatásokat közvetítő térkvantumokból épül fel (1. ábra). Az SM leírja az elektromágneses és gyenge kölcsönhatások jelenségeit és az erős kölcsönhatás sok elemét. A modell nagyfokú belső következetességgel rendelkezik és a kvantum-elektrodinamika, kvantumszándinamika, valamint az elektrogyenge-elmélet egyaránt renormálható helyi mértékelmélet.

A modellt nagyszámú kísérleti próbának vetették alá, vizsgálták a részecskék méretét, tömegét, nyomtatókat, bomlási sajátosságait és legkülönbözőbb reakcióit. Összességében mondhatjuk, hogy a standard elektrogyenge-modell 0,1%-os szinten ellenőrizve lett (lásd például Langacker [1] vagy Particle Data Group [2]).

A Standard Modell megjósolta a  $W$ - és  $Z$ -bozonok, valamint a  $c$ - és  $t$ -kvarkok létét és az előre jelzett tömegek megfeleltek a kísérletileg mérteknek. A modellben a Higgs-bozon kivételével minden tömeg és kölcsönhatási csatolási állandó ismert.

Az elért eredmények egyúttal behatárolják a továbbfejlesztési lehetőségeket, előnyben részesítik azokat az elméleteket (például a szuperszimmetria-elméletek legtöbb változatát), amelyek jellemzően 0,1%-os effektusokat okoznak, ugyanakkor a nagyobb (% rendű) effektusokkal járó elméletek esélyeit csökkentik.

A nyilvánvaló sikerek ellenére a Standard Modellnek vannak megoldatlan problémái is. Ezek vázlatosan a következők.

Sok benne a szabad (az elméletből le nem vezethető) paraméter (részecskék tömegei, a kölcsönhatások erősségei stb.). Ezek száma  $\geq 19$ .

### *Problémák a részecskéknél*

- Miért van 3 részecskecsalád?
- Miért van  $\geq 11$  nagyságrendi különbség az elemi részecskék tömegei között?
- A Higgs-bozont még nem találták meg.
- A neutrínók nem tömeg nélküliek, noha ezt az SM feltételezi.

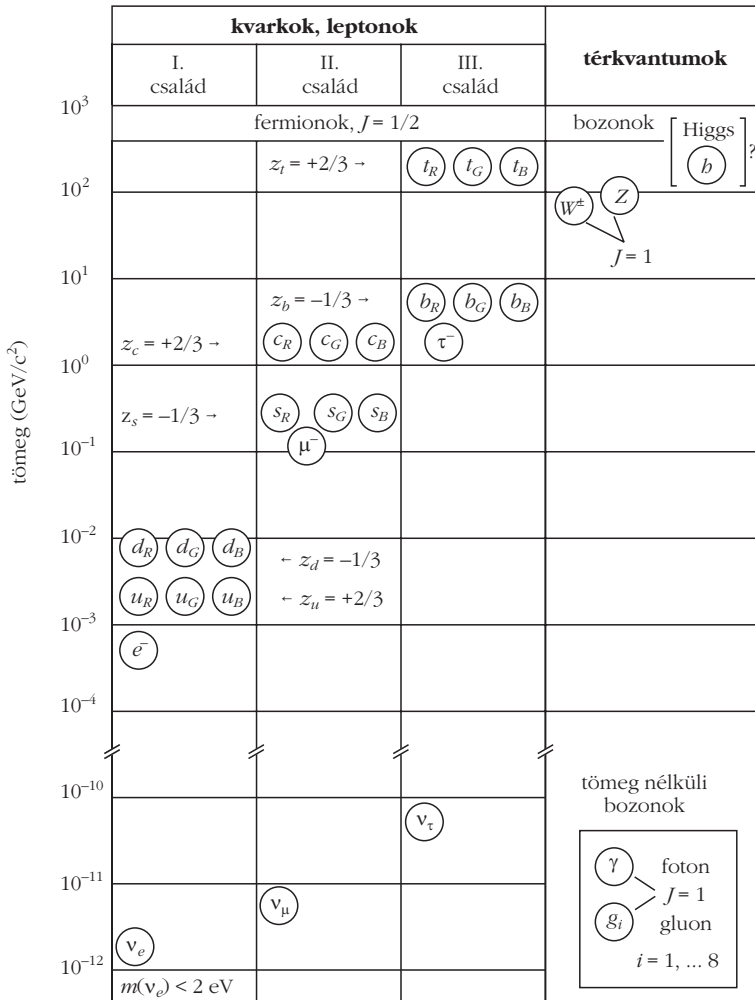
### *Problémák a kölcsönhatásoknál*

- Az elektrogyenge és erős kölcsönhatások között nem teljes a kapcsolat, három különböző csatolási állandó van.
- Nem világos, miért van négyféle kölcsönhatás (erős, elektromágneses, gyenge, gravitációs) és miért éppen négy.
- A gravitáció Einstein-féle elmélete geometriai és nem kvantumtérelmélet.

### *Problémák a kozmológiában*

- Az Univerzum anyagának döntő többsége az úgynevezett sötét anyag, amiről azt sem tudjuk, hogy miből áll.
- Az Univerzumban fennálló nagy anyag-antianyag aszimmetria oka pontosan nem ismert stb.

A Standard Modell túlhaladására útmutatást adhat a kölcsönhatási erősségek extrapolálása a nagy energiák tartományára. A kvantumszándinamika csatolási állandója ( $\alpha_s$ ) függ attól az energiától, amelynél mérjük. Hasonló a helyzet az elektrogyenge kölcsönhatásnál is, a csatolási állandók logaritmikusan függenek a mérési energiától. Az eredmények a 2. ábrán láthatók. Az ábra figyelemreméltó tanulsága, hogy az erős és elektrogyenge kölcsönhatások csatolási állandói



1. ábra. A leptonok ( $e^-$ ,  $\nu_e$ ,  $\mu^-$ ,  $\nu_\mu$ ,  $\tau^-$ ,  $\nu_\tau$ ), kvarkok ( $u$ ,  $d$ ,  $s$ ,  $c$ ,  $b$ ,  $t$ ) és térkvantumok ( $W^\pm$ ,  $Z$ ,  $H$ ?) tömegskálája. A kvarkok három „színben” fordulnak elő (vörös R, zöld G, kék B). Minden leptonhoz és kvarkhoz tartozik egy antirészecske, amit általában felülvonás jelez vagy ellenkező előjelű töltés, például  $\bar{u}_R$ ,  $e^-$ ,  $\bar{\nu}_e$ ,  $\bar{\nu}_\tau$ .  $z_i$  az elektromos töltés ( $e$  egységben),  $J$  a spin ( $\hbar$  egységben). A neutrínók tömege jelenleg (2011) nem ismert, a feltüntetett értékek hozzávetőlegesek.

$10^{15}$  GeV körül nagyon hasonlóak. Ha a Standard Modell előrejelzéseit kombináljuk a később tárgyalandó szuperszimmetrikus modellel,  $\sim 3 \times 10^{16}$  GeV körül még jobb lesz az egyezés. Sőt  $10^{18}$  GeV közelében a gravitáció csatolási állandója is hasonló értékű lehet. Ez alapot teremthet a Standard Modellen túlmenő, nagy egyesítési elméletek kidolgozásához.

A Standard Modell túlhaladására több modellt is kidolgoztak. Ezek nagyobb csoportjai a következők: szuperszimmetrikus (SUSY) modellek, a nagy egyesítési modellek (GUT, grand unification theory), szuperhúr-modellek (TOE, theory of everything). A modellek általában új részecskék létezését feltételezik, sőt egyesek új kölcsönhatások létét is.

Mind a SUSY-, mind a GUT-modellek új szimmetriát vezetnek be az elméletbe, nevezetesen

- a SUSY: fermion  $\Leftrightarrow$  bozon, valamint kölcsönhatás  $\Leftrightarrow$  anyag,
- a GUT: kvark  $\Leftrightarrow$  lepton szimmetriát.

Ami a közeljövőt illeti, a Nagy Hadronütköztető (LHC) beindulása valószínűleg lehetővé teszi a Higgs-bozo-

n(ok) megfigyelését (ha ilyenek egyáltalán vannak) és a szuperszimmetrikus modellek által megjósolt részecskék közül egyesek megtalálását. Mindez teljesebbé teheti a Standard Modell kísérleti igazolását és kísérleti alapot adhat a Standard Modellen túlmenő elméleteknek.

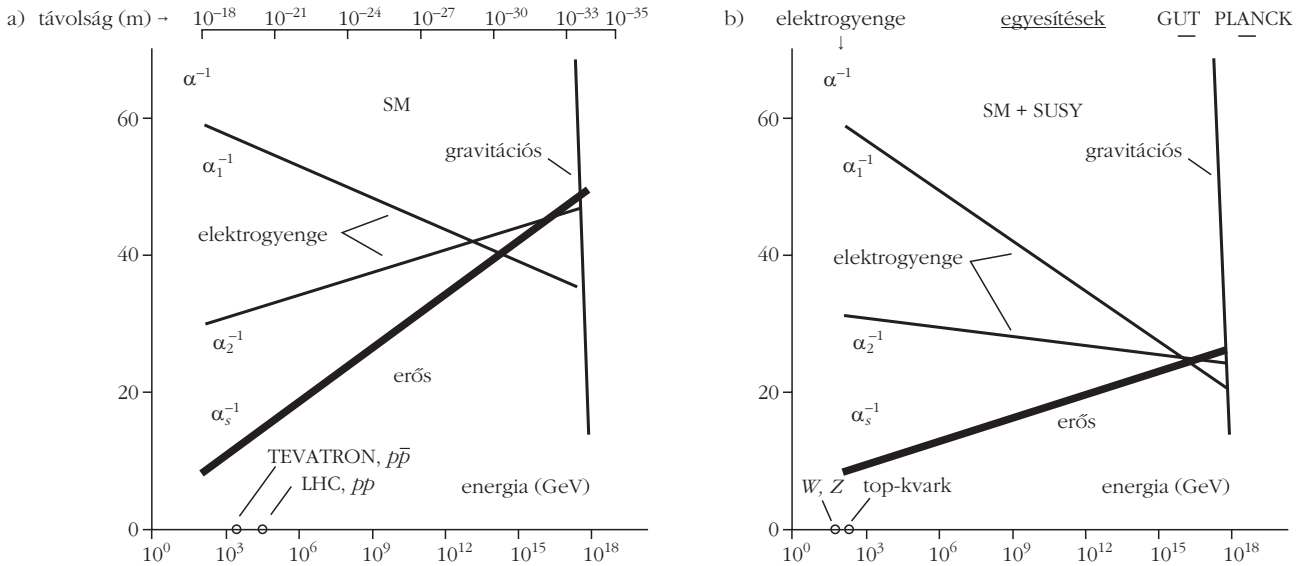
A szuperszimmetrikus (SUSY) modellek szerint minden Standard Modell (SM) részecskének van egy szuperpartnere, amelynek sajátosságai – a spint kivéve – hasonlóak. Konkrétan: minden SM-fermionhoz egy skalár szuperpartnert rendelnek és minden vektorbozonhoz egy fermionos szuperpartnert. Az új részecskéknél a kvarkok és leptonok esetében egy sz-betűt tesznek a normál részecske neve elé, a többinél „ínó” végződést alkalmaznak (1. táblázat).

A szuperszimmetrikus modellek legegyszerűbb változatát Minimális Szuperszimmetrikus Standard Modellnek (MSSM) nevezik, amit a továbbiakban részletesebben tárgyalunk.

A modell szerint a feltételezett szuperpartnerek közötti kölcsönhatások erőssége ugyanaz, mint a megfelelő normális részecskék között.

A SUSY-modellek számos új részecskét vezetnek be, melyek létét jelenleg (2011 közepén) a kísérletek még nem támasztják alá. Mégis komoly érvek szólnak a SUSY-modellek bevezetése mellett. Ezek a következők:

- A SUSY lehetőséget nyújt arra, hogy a kölcsönhatások nagy egyesítése néhány-szor  $10^{16}$  GeV körül történjen. Ez a Standard Modell előrejelzéséhez képest lényegesen pontosabb egyezést biztosít a kölcsönhatási erősségekre (2. ábra).
- Egy SUSY-részecske bomlása várhatóan mindig páratlan számú szuperszimmetrikus részecskét eredményez, ami végül elvezet a legkönnyebb SUSY-részecskéhez. Ez stabil kell legyen és kozmológiai érvek alapján semleges. A stabil semleges legkönnyebb szuperszimmetrikus részecske kitűnő jelölt az Univerzum hideg sötét anyagára.
- Az elmélet olyan mechanizmust nyújt, ami egymástól sok nagyságrenddel különböző energiákat (tömegeket) megmagyarázhat (hierarchiaprobléma). A  $W$ ,  $Z$  közvetítő bozonok tömege  $\sim 10^2$  GeV, a Planck-tömeg  $\sim 10^{19}$  GeV. A kvantumelméletben a részecske-tömegekhez kvantumkorrekciók járulnak, amelyek az elméletben megjelenő nagyobb energiák rendjébe esnek. Így a gravitáció jelenlétében a Planck-tömeg például a Higgs-bozon tömegét sok nagyságrenddel megnöveli. A szuperszimmetrikus elméletben finom kioltások történnek, amelyek lehetővé teszik, hogy az elektromos kölcsönhatás közvetítőinek tömege sokkal kisebb legyen, mint a Planck-tömeg. E kioltásokat a SUSY-elmélet matematikai szerkezete biztosít.



2. ábra. A kölcsönhatási erősségek reciproka ( $\alpha^{-1}$ ) a kölcsönhatási energia függvényében. Az SU(5) Standard (SM) és az SU(5) Standard plusz Szuperszimmetria (SM + SUSY) modellek előrejelzései. A vonalvastagságok közelítőleg a csatolási állandók bizonytalanságát mutatják. Itt  $\alpha_1 = (5/3)g^2/(4\pi)$ ,  $\alpha_2 = g^2/(4\pi)$  és  $\alpha_{el.magn.} = e^2/(4\pi)$ ,  $g'$  és  $g$  a gyenge töltések. A csatolási állandók közti összefüggés:  $5/(3\alpha_1) + 1/\alpha_2 = 1/\alpha_{el.magn.}$ . A kölcsönhatási energia (a határozatlansági reláción keresztül) átszámolható jellemző kölcsönhatási idővé, az pedig a fénysebességgel szorozva kölcsönhatási távolsággá. Weinberg [3] alapján, kiegészítésekkel.

ja. A virtuális bozonok és fermionok miatt fellépő sugárzási korrekciók a részecskék, illetve szuperpartnerek tömegére ellenkező előjelűek, így a tömegekre vonatkozó kvantumkorrekciók divergenciái megszüldíthetők. A SUSY-modellek kitűnő renormálhatósági sajátosságokkal rendelkeznek.

– Annak ellenére, hogy a SUSY-sérülés (lásd később) pontos mechanizmusa nem ismeretes, a különböző szuperszimmetria-modellek eléggé egyöntetűen egy nagyon könnyű Higgs-bozon létét valószínűsítik, amelynek tömege a Minimális Szuperszimmetrikus Standard Modellben (MSSM)  $< 130$  GeV.

– A szuperszimmetrikus elmélet nagyon közeli kapcsolatban van Einstein gravitációelméletével. Valószínűnek látszik, hogy a gravitáció kvantumelmélete szuperszimmetrikus lesz. Helyi mértékszimetriával rendelkező SUSY szupergravitációs (SUGRA) modellek egyaránt magukba foglalják a gravitáció mértékterének 2-es spinű bozonját (a gravitont), valamint a 3/2 spinű gravitínót is.

– A szuperszimmetria matematikai realitás.

A SUSY-modellek lényeges előrelépést jelenthetnek a természet megismerésében. Mindazonáltal mind az SM, mind a SUSY-modellek effektív modellek, amelyek bizonyos tartományban érvényesek, de lehet hogy csak egy sokkal általánosabb elmélet részei.

A következőkben röviden ismertetjük a Minimális Szuperszimmetrikus Standard Modell alapjait, valamint a legfontosabb előrejelzéseit a szuperszimmetrikus részecskék tömegére, bomlásaira, előállíthatóságukra és detektálhatóságukra vonatkozóan.

## Minimális Szuperszimmetrikus Standard Modell

A szuperszimmetria-transzformáció operátora ( $Q$ ) a  $|F\rangle$  fermionállapotokat  $|B\rangle$  bozonokba transzformálja és fordítva:

$$Q|F\rangle = |B\rangle \text{ és } Q|B\rangle = |F\rangle.$$

A fermionállapotok spinje  $1/2$ , a bozonállapotoké egész szám, így a  $Q$  operátor a részecske spinjét  $1/2$ -del változtatja. Megfogalmazhatók szuperszimmetria-algebrán alapuló modellek, amelyekben a fermion- és bozonrészecskék azonosnak tekinthetők a „szupermultipletten” belül (ahol ugyanaz a töltésük, színeik, tömegük, szabadsági fokaik stb., kivéve a spint).

A Minimális Szuperszimmetrikus Modell ugyanazon mértékszimetrián alapul, mint a Standard Modell, a  $SU(3)_c \times SU(2)_{\text{bal}} \times U(1)_Y$  csoportokon. A részecskék száma is minimális: csak a három családhoz tartozó feles spinű kvarkokkal és leptonokkal számol (nem vesz figyelembe jobbkezes neutrínókat, miként a Standard Modell sem).

1. táblázat			
Részecskék és szuperpartnereik			
részecske	spin	szuperpartner	spin
kvark	$q$	szkvark	$\hat{q}$ 0
lepton	$l$	szlepton	$\hat{l}$ 0
gluon	$g$	gluínó	$\hat{g}$ 1/2
foton	$\gamma$	fotínó	$\hat{\gamma}$ 1/2
$W^\pm$	1	winó	$\hat{W}^\pm$ 1/2
$Z^0$	1	zinó	$\hat{Z}^0$ 1/2
higgs(?)	$h^0$	higgsínó	$\hat{h}^0$ 1/2
graviton(?)	$G$	gravitínó	$\hat{G}$ 3/2

Az MSSM szupermultipliettjeit a 2. táblázatban tüntettük fel.

Világos azonban, hogy ha a természet szuperszimmetrikus részecskéket is tartalmaz, a *szuperszimmetriának sérülnie kell lennie*. Ha például a szelektron tömege ugyanakkora volna, mint az elektroné és ugyanolyan elektromágneses erő kötne a protonhoz, a Pauli-elv már nem zárna ki, hogy azonos kvantumállapotban csak egy részecske lehet (a szelektron bozon, amire nincs ilyen kizárási elv). Így az atom szerkezete merőben más lenne, mint amit tapasztalunk. A szelektron tömege (ha egyáltalán létezik) más kell legyen, mint az elektroné, ezzel a szimmetria sérül.

A szimmetria sérülése után új részecskék állhatnak elő:

$$\begin{aligned}
 W^0 \text{ és } B^0 \text{ keveredéséből} &\rightarrow Z^0 \text{ (és } \gamma), \\
 \text{SUSY-nál} &\rightarrow \tilde{Z}^0 \text{ és } \tilde{\gamma}, \\
 \tilde{W}^\pm \text{ és } \tilde{H}^\pm \text{ keveredéséből} &\rightarrow \tilde{\chi}_{1,2}^\pm, \text{ charginó,} \\
 \tilde{W}^0, \tilde{B}^0, \tilde{H}_d^0, \tilde{H}_u^0 \text{ keveredéséből} &\rightarrow \tilde{\chi}_{1-4}^0, \text{ neutralínó.}
 \end{aligned}$$

Az MSSM-ben öt Higgs-bozon van: két CP-páros (azaz a töltés-paritás-invarianciát nem sértő) skalár  $H_d^0, H_u^0$ , egy CP-páratlan  $A^0$  és két töltött skalár  $H^\pm, H^\mp$ . Ezek  $1/2$  spinű szuperpartnerei (a higgszínók) keverednek a winókkal és binókkal, ami két charginóhoz és négy neutralínóhoz vezet.

Az MSSM-ben be szokták vezetni a szupermultipletlen belüli részecskék jellemzésére az  $R_p$  paritást a következő definícióval:  $R_p \equiv (-1)^{3B-L+2s}$ , ahol  $B$  a barionszám,  $L$  a leptonszám,  $s$  a spin. Például

$$\begin{aligned}
 \text{a kvarkoknál} & \quad B = 1/3, L = 0, s = 1/2, R_p = +1, \\
 \text{a szkvaroknál} & \quad B = 1/3, L = 0, s = 0, R_p = -1,
 \end{aligned}$$

és hasonlóképpen a leptonoknál  $R_p = +1$ , a szleptonoknál  $R_p = -1$ . A Standard Modell részecskéire (beleértve a higgszeket is)  $R_p = +1$ , míg a szuperpartnerekre  $R_p = -1$ . Az MSSM-ben feltevés, hogy az  $R_p$  paritás invariáns a bomlásokban és reakciókban. Ennek fontos következménye, hogy a SUSY-részecskék mindig párokban állnak elő; továbbá a bomlásokban mindig páratlan számú SUSY-részecske keletkezik és a legkönnyebb SUSY-részecske stabil.

Az MSSM további feltevése, hogy a Standard Modell részecskéinek és az ugyanazon szupermultiplетhez tartozó szuperpartnereinek ugyanazok a csatolási erősségei a kölcsönhatásokban.

A klasszikus mechanikában a részecske mozgás-egyenlete tárgyalható a Lagrange-energiasűrűségekből kiindulva, ami a rendszer kinetikus energiája mínusz a potenciális energiája. A relativisztikus térelméletben is bevezetnek Lagrange-energiasűrűségeket, de ezek axiómaszerűek, amelyeket a kísérletek közvetve, a belőlük levezetett eredményeken keresztül támasztanak alá. A szuperszimmetria-modellek Lagrange-energiasűrűségének ( $\mathcal{L}$ ) megalkotásánál megkövetelik, hogy az legyen invariáns mérték- és

2. táblázat

A Minimális Szuperszimmetrikus Standard Modell (MSSM) szupermultipliettjei az első családban		
	bozonok	fermionok
vektor szupermultipliett	$J = 1, A$ $g$ $W^\pm, W^0$ $B^0$	$J = 1/2, \lambda$ $\tilde{g}$ $\tilde{W}^\pm, \tilde{W}^0$ $\tilde{B}^0$
királis (anyag) szupermultipliett	$J = 0, \Phi$	$J = 1/2, \Psi$
leptonok	$(\tilde{\nu}_L, \tilde{e}_L^-)$ $\tilde{e}_L^c = \tilde{e}_R^+$	$(\nu_L, e_L^-)$ $e_L^c$
kvarkok	$(\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$ $\tilde{u}_L^c = \tilde{u}_R$ $\tilde{d}_L^c = \tilde{d}_R$	$(u_L, d_L)$ $u_L^c$ $d_L^c$
higgsek	$(H_d^0, H_d^\pm)$ $(H_u^0, H_u^\pm)$	$(\tilde{H}_d^0, \tilde{H}_d^\pm)_L$ $(\tilde{H}_u^0, \tilde{H}_u^\pm)_L$

Alsó indexben  $L$  balt,  $R$  jobbat jelent.  $c$  = konjugált, így  $u_R$  helyett  $u_L^c$  szerepel. A  $\sim$  jel szuperszimmetrikus részecskét jelöl. A szupermultiplетhez tartozó teret a következőképpen jelöltük:  $A$  mértékbozon-,  $\lambda$  gauginó-,  $\Phi$  komplex skalár-,  $\Psi$  fermionter. A jelen munkában a szupertér és szupermultipliett azonos jelentésű, vagyilagosan használható.

szuperszimmetria-transzformációra, érvényesüljön az  $R_p$ -invariancia és az elmélet legyen renormálható. A Minimális Szuperszimmetrikus Standard Modellben az is követelmény, hogy minimális legyen a részecskeszám és minimális mértékcsoponton alapuljon:  $SU(3)_c \times SU(2)_{\text{bal}} \times U(1)_Y$ . A fenti követelményeknek megfelelően felírt Lagrange-energiasűrűségben azonban a részecskék és szuperpartnereik tömege azonos, ami nyilvánvalóan ellentmond a kísérleti eredményeknek. Így a szuperszimmetria-sérülés leírására új  $\delta\mathcal{L}$  tagokat is be kell vezetni a Lagrange-energiasűrűségbe. Mivel azonban a szuperszimmetria-sérülés mechanizmusa nem ismert, a  $\delta\mathcal{L}$  rengeteg új paramétert hoz be, amelyek nem egyebek, mint a „tudatlanságunk parametrizációi”. A szabadon választható paraméterek számát azonban további feltevésekkel csökkenteni lehet. Ezek száma az MSSM különböző változataiban a következőképpen alakul:

MSSM-124	124 szabad paraméter,
fenomenológiai MSSM-22	22 szabad paraméter,
MSSM – mSUGRA	5 szabad paraméter.

Az MSSM-124-ben megkövetelik, hogy a szuperszimmetriát sértő  $\delta\mathcal{L}$  ne hozzon be négyzetes divergenciákat a részecskék tömegének számításánál, a  $\delta\mathcal{L}$ -ben szereplő tagok legyenek Lorentz-invariánsak és a számuk legyen minimális („puha szimmetriasértés”). A fenomenológiai MSSM-ben további egyszerűsítő feltevéseket tettek: például hogy minden SUSY-sértő paraméter legyen reális, ne legyen új forrása a CP (töltés-paritás) sértésnek stb. Az MSSM – mSUGRA (minimális szupergravitáció) variánsban pedig felteszik, hogy

a GUT-tartományban ( $\sim 3 \times 10^{16}$  GeV) bizonyos paraméterek azonos értéket vesznek fel:

$$\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3 \rightarrow \alpha_{\text{GUT}} = 0,041,$$

$$\text{univerzális gauginó tömegek} \\ \rightarrow m_{1/2},$$

$$\text{univerzális szfermion és Higgs tömegek} \\ \rightarrow m_0,$$

$$\text{univerzális Yukawa-csatolás} \\ \rightarrow A_0,$$

$$\text{elektrogyenge szimmetriasértés kis energián} \\ \rightarrow \text{tg}(\nu_u/\nu_d) \text{ és } \mu \text{ előjele.}$$

Itt Yukawa-csatolás alatt 3-pontos kölcsönhatás értendő zéró spinű és  $1/2$  spinű részecskék között;  $\nu_u$  és  $\nu_d$  a  $H_u$  és  $H_d$  Higgs-terek várható értékei vákuumban;  $\mu$  a semleges Higgs-potenciál egy paramétere. A GUT-tartományban felvett  $\alpha_{\text{GUT}}$ ,  $m_{1/2}$ ,  $m_0$ ,  $A_0$ ,  $\text{tg}(\nu_u/\nu_d)$  értékekből a Nagy Hadronütköztető (LHC) 14 TeV  $pp$  tömegközépponti energiáján várható tömegek, csatolási állandók az úgynevezett renormalizációs csoport egyenletek segítségével számíthatók.

Az elmélet részletes leírása megtalálható például *Binétruy* [4] könyvében. A puha szimmetriasértő Lagrange-energiasűrűséget részletesen tárgyalja *Chung* és mts. [5] összefoglaló közleménye. A különböző modellekről rövid áttekintés található *Pape, Treille* [6] munkájában.

## Az MSSM részecskéinek tömege

Az MSSM – mSUGRA modell paramétereinek ( $m_0$ ,  $m_{1/2}$ ,  $A_0$ ,  $\text{tg}\beta$ ,  $\mu$  előjele) numerikus megválasztásánál több szempontot is figyelembe szoktak venni. Az mSUGRA-modell szerint a legkönnyebb SUSY-részecske a neutralínó, ami egyik legfontosabb jelölt a kozmológiai sötét anyag mibenlétére. Irányelvül szolgál, hogy a megjósolt neutralínósűrűség összhangban legyen az Univerzumban megfigyelt hideg sötét anyag sűrűségével. Követelmény továbbá, hogy a paraméterek ne vezessenek olyan eredményekre, amelyek ellentmondásban vannak a CERN-i LEP (nagy elektron-pozitron ütköztető), a műion  $g_\mu-2$  és más kísérletekből nyert adatokkal. Több más szempontot is figyelembe véve a SUSY-részecskék tömegeinek előrejelzésére összeállítottak bizonyos „alapponti” paraméterkombinációkat. A CERN-i ATLAS együttműködés a 3. táblázatban látható SU1  $\rightarrow$  9 paraméterkombinációkat választotta.

Ezekkel az adatokkal számolt SUSY-részecske tömegeket a 3. felső két ábrán tüntettük fel (ATLAS Collaboration [7]). Az ilyen „alapponti” modellek nagyon fontos iránymutatást szolgáltatnak az LHC-n és más jövőbeni gyorsítókon végzendő kísérletek tervezéséhez.

*Kane* és mts. [8] szintén számították a szuperszimmetrikus részecskék tömegeit az MSSM alapján. Ők is ügyeltek arra, hogy a modell konzisztens legyen minden direkt gyorsító kísérleti adattal, valamint azok-

3. táblázat

Az ATLAS együttműködés SU1 $\rightarrow$ 9 paraméterkombinációi					
	$m_0$ (GeV)	$m_{1/2}$ (GeV)	$A_0$ (GeV)	$\text{tg}\beta$	$\mu$
SU1	70	350	0	10	$>0$
SU2	3550	300	0	10	$>0$
SU3	100	300	-300	6	$>0$
SU4	200	160	-400	10	$>0$
SU6	320	375	0	50	$>0$
SU8.1	210	360	0	40	$>0$
SU9	300	425	20	20	$>0$

kal az indirekt korlátokkal is, amelyek a hideg sötét anyag sűrűségéből, ritka bomlásokból,  $g_\mu-2$  adatokból stb. következnek. Kane és csoportja némileg más szabad paramétereket használt és azokra választottak hétféle ( $A, B, \dots, G$ -vel jelölt) numerikus értékkombinációkat. Az eredményeik a 3. alsó két ábráján láthatók.

A 3. ábrák alapján leszűrhető néhány figyelemre méltó tanulság.

- Minden „alapponti” előrejelzés utal egy könnyű (nagyon valószínűen SM-szerű)  $b$  Higgs-bozon létrejöttére, melynek tömege 114–116 GeV körül van. Ez az MSSM talán legmegbízhatóbb előrejelzése.

- A  $\tilde{\chi}_1^0$  neutralínó tömege nagyon kicsi, számos esetben ez a legkönnyebb szuperszimmetrikus részecske.

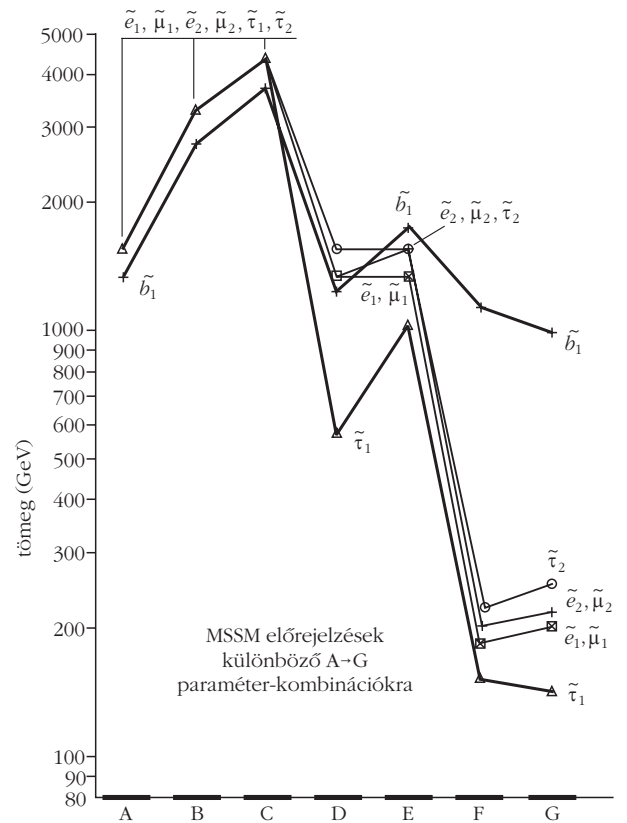
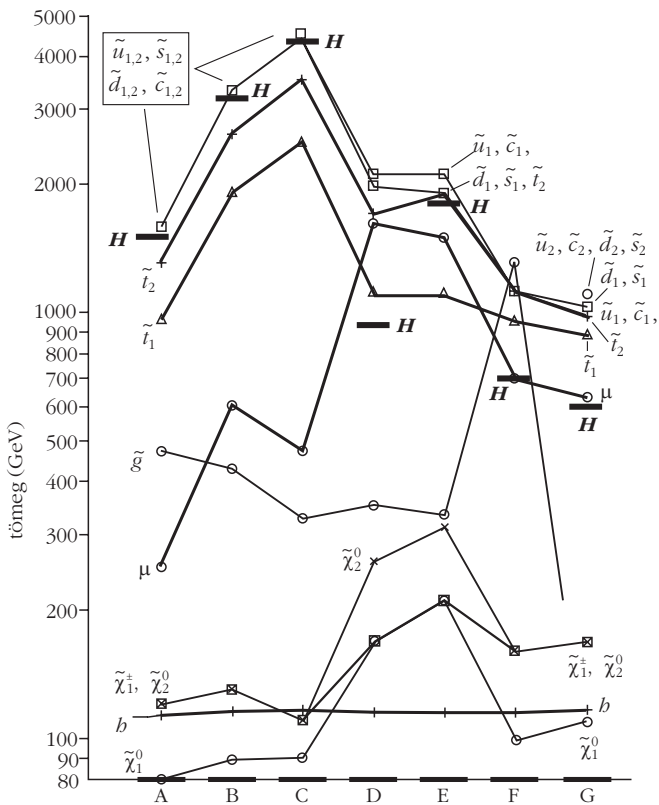
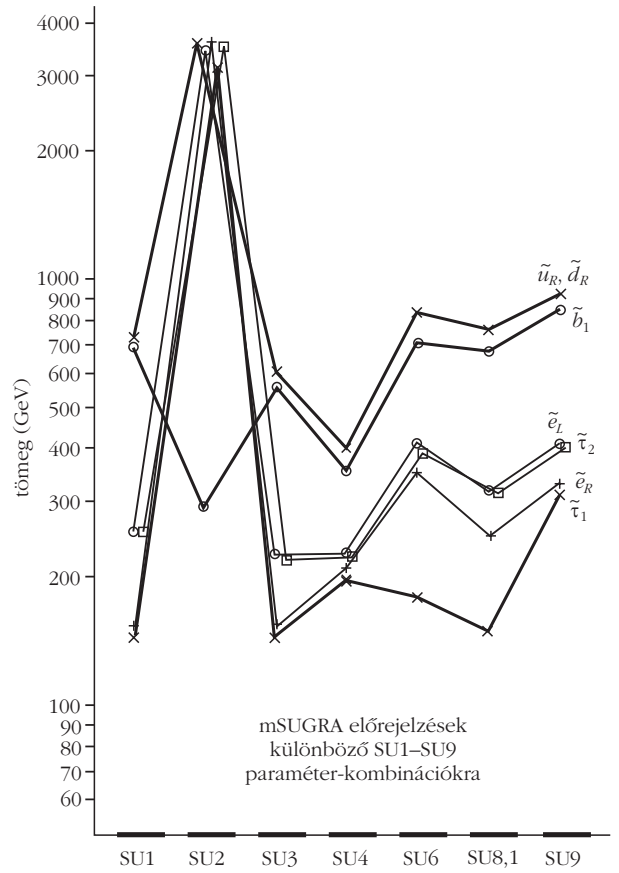
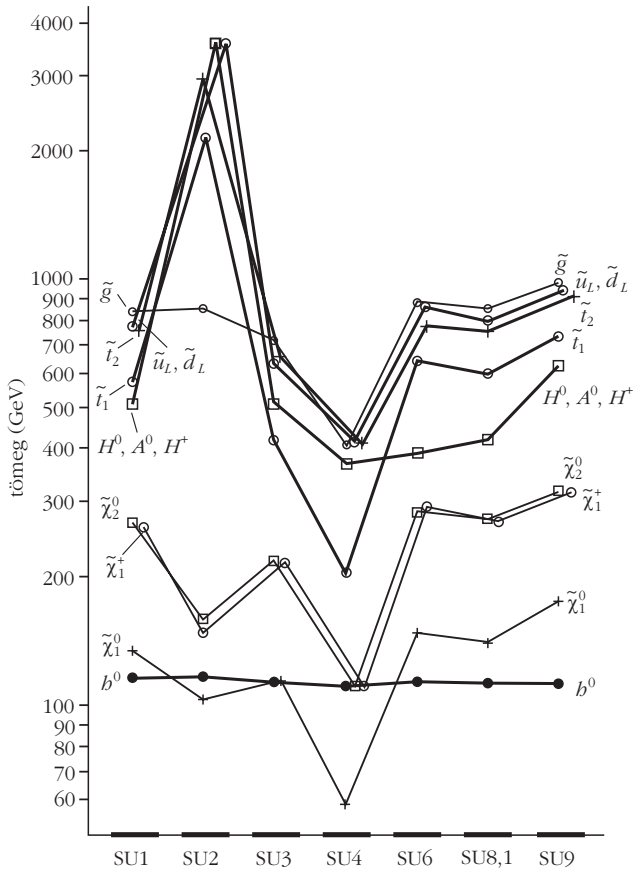
- Az  $m_H$  és  $m_A$  tömegek lényegesen nagyobbak a  $b$  Higgs-bozon tömegénél, értékeik  $\sim 400$ -tól  $\sim 4000$  GeV-ig terjedő tartományban vannak.

- A szkvarok közül a  $\tilde{t}_1$ , a szleptonok közül a  $\tilde{\tau}_1$  tömege kiugróan alacsony.

Vannak más minimális szuperszimmetrikus modellek is, például a GMSB (gauge mediated supersymmetry breaking) vagy az AMSB (anomaly mediated SUSY breaking) modellek. Ezekben is redukálni lehet a kontrollparaméterek számát néhányra, de ezek különböznek az mSUGRA-paraméterektől. E modellek főleg a szuperszimmetria-sértés mechanizmusában különböznek az MSSM – mSUGRA-tól. Az irodalmi hivatkozásokat lásd például a [6] összefoglaló munkában.

A *GMSB-modell* fő jellegzetessége, hogy mindig a gravitínót jósolja a legkönnyebb szuperszimmetrikus részecskének, amelynek tömege 1 eV-től néhány száz MeV-ig terjedő tartományban van. A GMSB általában a részecskék tömegeit kicsinek jósolja, különösen a  $\tilde{\chi}_1^0$ -ét és az  $\tilde{e}_R$ -ét, illetve (bizonyos esetekben) a  $\tilde{\tau}_1$  szleptonét és a  $\tilde{t}_1$  szkvarját.

Az *AMSB-modell*ben a legkönnyebb szuperszimmetrikus részecske a  $\tilde{\chi}_1^0$ ,  $\tilde{\nu}$ , esetleg  $\tilde{\tau}_1$  lehet, bár a töltött részecskéket kozmológiai okokból ki lehet zárni. A szkvarok elég nehezek. Az első két családba tartozó balos és jobbos töltött szleptonok közel degeneráltak.



3. ábra. MSSM előrejelzések a SUSY-részecskék tömegeire. Felül: MSSM – mSUGRA előrejelzések az ATLAS Collab. [7] alapján. Alul: Kane és mts. [8] előrejelzései.

**A Minimális Szuperszimmetrikus Standard Modell  
(MSSM) részecskéinek várható bomlásai  
Pape, Treille [6] alapján**

szkvarkok	szleptonok
$\tilde{q} \rightarrow \tilde{g} + q$	$\tilde{l} \rightarrow \tilde{\chi}_i^\pm + \nu, \tilde{\chi}_i^0 + l^\pm$
$\tilde{q} \rightarrow \tilde{\chi}_i^\pm + q', \tilde{\chi}_i^0 + q$	$\tilde{\tau}_i \rightarrow \tilde{\nu}_\tau + W^\pm, H^\pm$
$\tilde{b}_i \rightarrow \tilde{t}_j + W^\pm, H^\pm$	$\tilde{\nu}_\tau \rightarrow \tilde{\tau}_i + W^\pm, H^\pm$
$\tilde{t}_i \rightarrow \tilde{b}_j + W^\pm, H^\pm$	$\tilde{\tau}_i \rightarrow \tilde{\tau}_j + Z^0, H^0$
$\tilde{t}_i \rightarrow \tilde{t}_j + Z^0, H^0$	gluínók
$\tilde{b}_i \rightarrow \tilde{b}_j + Z^0, H^0$	$\tilde{g} \rightarrow \tilde{q} + \bar{q}$
$\tilde{t}_i \rightarrow \tilde{\chi}_i^+ + c$	$\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_i^\pm + q + \bar{q}, \tilde{\chi}_i^0 + q + \bar{q}$
neutralínók	$\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 + g$
$\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{l} + l, \tilde{\nu} + \nu$	charginók
$\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\chi}_j^0 Z^0$	$\tilde{\chi}_i^\pm \rightarrow \tilde{l} + \nu, \tilde{\nu} + l$
$\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\chi}_j^\pm W^\mp$	$\tilde{\chi}_2^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm + Z^0$
$\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\chi}_j^0 H^0$	$\tilde{\chi}_i^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 + W^\pm$
$\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\chi}_i^\pm H^\mp$	$\tilde{\chi}_2^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm + H^0$
$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \gamma$	$\tilde{\chi}_i^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_j^0 + H^\pm$

## Az MSSM részecskéinek bomlása

Az MSSM szerint a részecskéeknek és az ugyanazon szupermultipletthez tartozó szuperpartnereiknek ugyanolyan mértéksajátságai vannak, így feltehetőleg ugyanolyan erősséggel hatnak kölcsön. Ennek megfelelően bizonyos bomlások történhetnek erős (például  $\tilde{q} \rightarrow q + \tilde{g}$ ), mások elektroyenge (például  $\tilde{q} \rightarrow q \tilde{\chi}_i^0, \tilde{q} \rightarrow q' \tilde{\chi}_i^\pm$ ) kölcsönhatási erősséggel. Az MSSM részecskéinek bomlásarányai számíthatók különböző végtermékekre a megfelelő Feynman-diagramok és -szabályok alkalmazásával. A fontosabb bomlásmódokról a 4. táblázat ad áttekintést.

Az ISASUGRA7.69 programmal számított tömegeloszlásokat és a részecskék bomlásánál fellépő elágazási arányokat a 4.b-d ábrákon tüntettük fel. Az mSUGRA-modell  $m_0$  és  $m_{1/2}$  paraméterei szerint kijelölhetők bizonyos tartományok, ahol jellemző bomlásmódok léphetnek fel (4.a ábra).

A modellben a legkönnyebb szuperszimmetrikus részecske a  $\tilde{\chi}_1^0$  neutralínó, ami a hiányzó energia alapján ismerhető fel.

Az 1-es tartományban a szleptonok könnyebbek, mint a  $\tilde{\chi}_1^\pm$  (és  $\tilde{\chi}_2^0$ ) részecskék. Ez esetben a bomláspektrum gazdag lesz szleptonokban. Egy példa e tartományra látható a 4.b ábrán.

A 2-es tartományban csak a  $\tilde{\tau}_1$  (esetleg az  $\tilde{l}_R$  is) könnyebb, mint  $\tilde{\chi}_1^\pm$  és  $\tilde{\chi}_2^0$ .

A 3, 4 és 5-tel jelzett tartományokban a leptonok nehezebbek, mint a  $\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^0$  részecskék, így a leptonokba nem történik bomlás. Erre a 4.c ábra mutat egy példát.

Az 1–3 tartományokban minden szkvark könnyebb, mint a gluínó. Ha a gluínó jelen van, főleg

$\tilde{q}\bar{q}$ -párba bomlik (mind bal-, mind jobbezes szkvarkokba). A  $\tilde{q}_R$  közvetlenül a  $\tilde{\chi}_1^0$  neutralínóba megy át, ugyanakkor a  $\tilde{q}_L$  (hosszú láncokon át) főleg charginókon és nehezebb neutralínókon keresztül bomlik.

A 4-es tartományban egyes szkvarkok nehezebbek, mint a gluínó, így ezek a szleptonok a gluínóba bomlanak erős bomlással. Mindazonáltal az elektroyenge bomlás charginókba és neutralínókba még fontos lehet.

Az 5-ös tartományban minden szkvark nehezebb, mint a gluínó, lásd a 4.d ábrán. Ekkor a szkvarkok főleg gluínóba bomlanak és a partner kvarkokba. A gluínó aztán elektroyenge kölcsönhatással bomlik tovább.

A 4.b és c ábrák szerint szuperszimmetrikus részecskék  $b$ -ba is bomolhatnak. Ugyanakkor  $H, A, H^\pm$  Higgs-bozonok túlságosan nehezek ahhoz, hogy ezekbe történjen átmenet.

Megjegyzendő, hogy az előbbi következtetések csak szigorúan vett mSUGRA-modellre érvényesek.

A szuperszimmetrikus részecskék tömegei meglehetősen tág határok között lehetnek, ami a bomlása-játságokat alapvetően befolyásolhatja.

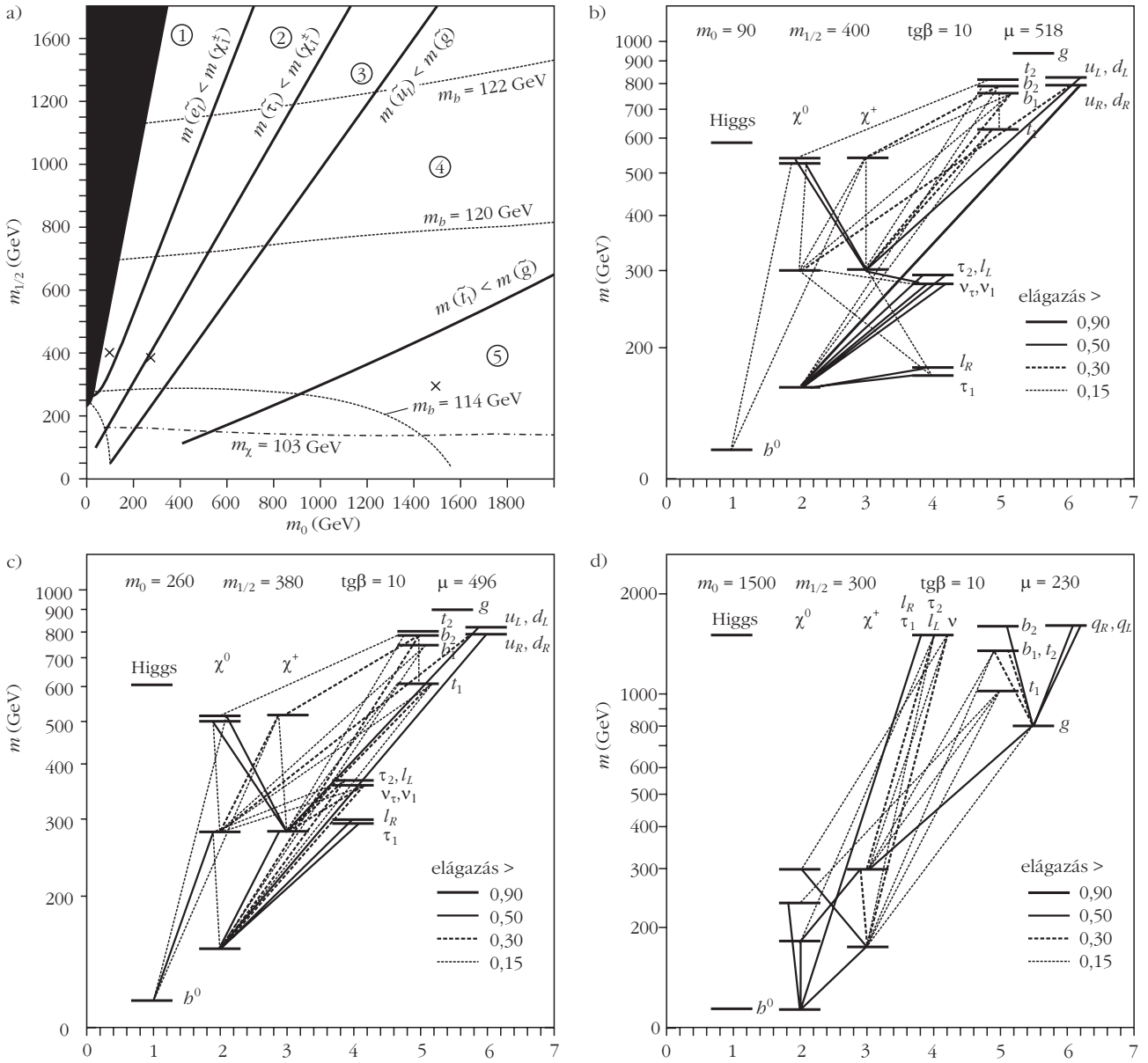
Az  $R_p$  paritás feltételezett megmaradásából következően egy szuperszimmetrikus részecske bomlástermékei között páratlan számú szuperszimmetrikus részecskének kell lennie. Következésképpen a legkisebb SUSY-részecske stabil kell legyen, mivel nem tud mibe bomolni. Kozmológiai érvek alapján a legkönnyebb SUSY-részecske semleges, így a legjobb jelölt erre a legkönnyebb neutralínó, a  $\tilde{\chi}_1^0$ . Várhatóan a legkönnyebb szuperszimmetrikus részecske csak a gyenge kölcsönhatásban vesz részt, így a detektorban nem hagy jelet, jelenlétét csak a hiányzó impulzus árulja el.

A semleges MSSM Higgs-bozonok ( $b, H, A$ ) legfontosabb bomlásmódjai általában hasonlóak az SM Higgs-részecskéjéhez. Különösen áll ez az MSSM legkönnyebb semleges Higgs-részecskéjére, a  $b$ -ra.

Mindazonáltal vannak különbségek is. Az MSSM-ben öt Higgs-bozon van ( $b, H, A, H^\pm$ ), továbbá sok új SUSY-részecske, amelyek a bomlássémát befolyásolhatják. Az MSSM Higgs-bozonjainak bomlásvalószínűségei (és előállítási hatáskeresztmetszetei) nagymértékben függenek attól, hogy milyen a csatolásuk a fermionokhoz és a mértékbozonokhoz.

## Az MSSM részecskéinek előállítására és detektálására

A számítások arra utalnak, hogy  $pp$ -ütközésben az LHC energiájánál szkvarkok és gluínók erős kölcsönhatás révén nagy hatáskeresztmetszettel állnak elő. A hatáskeresztmetszeteiket az  $m_q$ , illetve  $m_g$  tömegek függvényében az 5. ábra mutatja. Mivel a szkvarkok és gluínók várható tömegei általában nagyobbak a szleptonok, neutralínók, charginók tömegeinél (lásd 3. ábrákat), a szkvarkok és gluínók lesznek (kaskád bomlásaik révén) a SUSY-részecskék fő forrásai az LHC-nál.



4. ábra. a) A szuperszimmetrikus részecskék bomlása szempontjából elkülöníthető (1 → 5) tartományok az mSUGRA  $m_0$  és  $m_{1/2}$  paramétereinek síkján. X-ek jelölik azokat a pontokat, amelyeknél a bomlások elágazási arányait számolták [a b), c), d) ábrákon]. Szaggatott görbék a  $b^0$  Higgs-bozon, pont-vonás görbék a  $\chi_1^\pm$  charginók azonos tömegeihez tartoznak. A számításokat  $\tan\beta = 10$ ,  $A^0 = 0$  és  $\mu > 0$  esetre végezték. b), c), d) ábrák. Az mSUGRA-modell SUSY-részecskéinek számolt tömegei és fontosabb elágazási tényezői. (Az ábrákon a SUSY-részecskék jelölésénél a felső  $\sim$  jeleket elhagytuk.) Pape, Treille [6] alapján, ISASUGRA 7.69 programmal számolt eredmények.

A protonok összetett részecskék, így a  $pp$ -ütközési hatáskeresztmetszetek számításánál több lehetséges reakciót is figyelembe kell venni. Ezek lehetnek a következők:

$$\begin{aligned}
 q\bar{q} &\rightarrow \tilde{q}\tilde{q}^*, \\
 gg, q\bar{q} &\rightarrow \tilde{g}\tilde{g}, \tilde{q}\tilde{q}^*, \\
 gq &\rightarrow \tilde{g}\tilde{q}, \\
 q\bar{q} &\rightarrow \tilde{q}\tilde{q}^*.
 \end{aligned}$$

Ha az  $R_p$  paritás megmarad, szuperszimmetrikus részecske önmagában nem keletkezhet, csak párosával.

A 3. ábrák szerint a sztop,  $\tilde{t}_1$ , illetve szbottom  $\tilde{b}_1$  SUSY-részecskék várható tömege különösen kicsi,

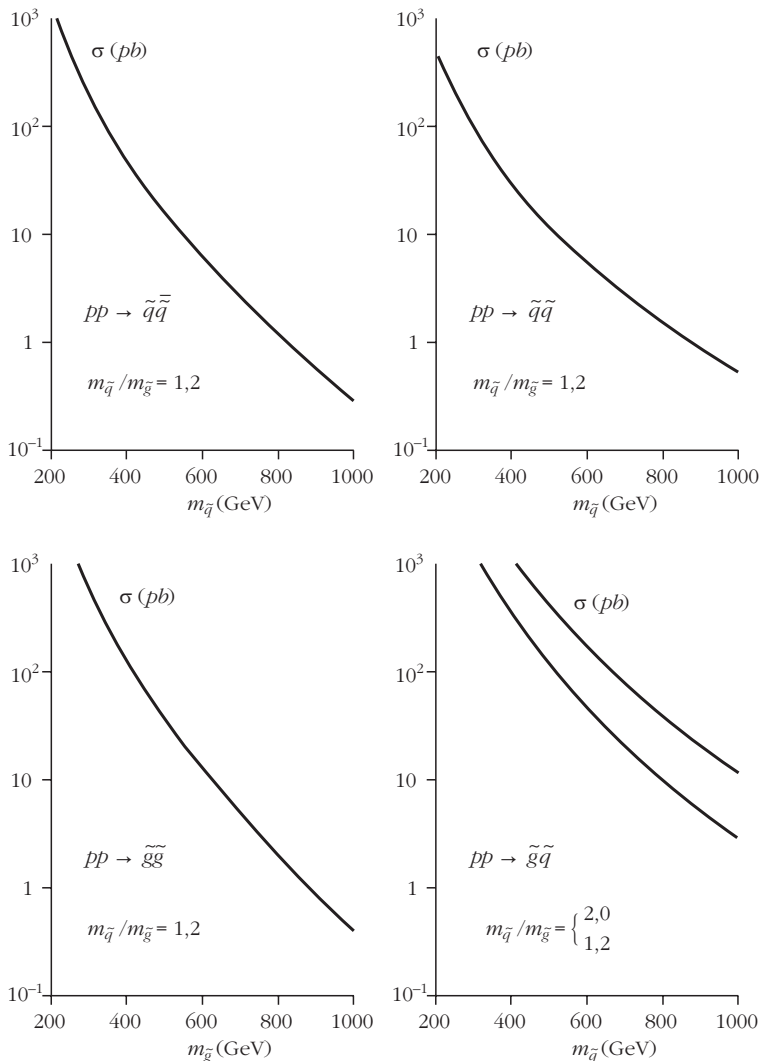
következésképpen ezek igen nagy hozammal állhatnak elő az LHC-nál.

Hadronütköztetőknél szleptonpárok is előállhatnak Drell–Yan-kölcsönhatás (lásd például Fényes [10]-ben) révén:

$$\begin{aligned}
 pp &\rightarrow \tilde{l}_{BAL} \tilde{l}_{BAL}^*, \tilde{l}_{JOBB} \tilde{l}_{JOBB}^*, \tilde{\nu} \tilde{\nu} \quad Z' \text{ közvetítéssel, vagy} \\
 &\rightarrow \tilde{l}_{BAL} \tilde{\nu} \quad W' \text{ közvetítéssel.}
 \end{aligned}$$

Ezek elektrogyenge folyamatok, amelyek hatáskeresztmetszete sokkal kisebb, mint a szkvarokkhoz vezető erős kölcsönhatásnál. Baer és mts. [11] számításai szerint  $pp$ -ütközésben 14 TeV tömegközépponti energiánál az  $\tilde{e}_R \tilde{e}_R^*$ ,  $\tilde{e}_L \tilde{e}_L^*$ ,  $\tilde{\nu}_L \tilde{\nu}_L^*$  és  $\tilde{\nu}_L \tilde{\nu}_L^*$  párok maximum 1 pb hatáskeresztmetszettel állhatnak elő (ha  $m_{\tilde{l}} \geq 100$  GeV)





5. ábra. Szkvarkok és gluínók számított előállítási hatáskeresztmetszetei a tömegek függvényében az LHC 14 TeV tömegközépponti energiájánál, másodrendű közelítésben. *Beenakker* és mts. [9] alapján.

és a sleptonok tömegének növekedtével a hatáskeresztmetszetek rohamosan csökkennek.

Hadronok ütköztetésénél  $q\bar{q} \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^\pm$  reakció is létrejöhet direkt folyamatban. Mindazonáltal a neutralínók és charginók fő forrása az LHC-nál inkább a szkvarkok és gluínók bomlása lehet.



A SUSY-részecskék kísérleti kimutatása szempontjából alapvető jelentőségű, hogy a szkvarkok és gluínók erős kölcsönhatás révén nagy hatáskeresztmetszettel keletkeznek  $pp$ -ütközésekben, a TeV-es tartományban. A várható bomlásláncok erősen függnak attól, hogy a gluínók tömege hogy viszonylik a szkvarkokéhoz.

6. ábra. Az LHC CMS detektorának lehetőségei szkvarkok, gluínók és Higgs-bozonok kísérleti kimutatására, mSUGRA-számítások alapján. A kimutatást főleg  $E_T^{\text{hiányzó}}$  + jetek analízisére alapozzák. A vastag görbék az  $5\sigma$  felfedezési határt jelzik, ami erősen függ az elérhető időintegrált luminozitástól. A vékony görbék azonos szkvark, gluínó és Higgs-bozon tömegekhez tartoznak. Tömegek GeV-ben. A sötéttel jelzett tartományok kizárhatók. *Abdullin* és mts. [12] alapján.

Ha  $m_g > m_q$ , a várható bomláslánc:  $\tilde{g} \rightarrow \tilde{q}\bar{q}$ ,  $\tilde{q} \rightarrow q\chi$ ; ha  $m_g < m_q$ , például  $\tilde{q} \rightarrow \tilde{g}q$ ,  $\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\chi$  bomlás léphet fel.

A közbenső tartományban sokféle bomlás lehetséges, például  $\tilde{q}_L \rightarrow \tilde{g}q$ ,  $\tilde{g} \rightarrow \tilde{b}b$ ,  $\tilde{b} \rightarrow b\chi$ .

A neutralínók várhatóan nem hagynak nyomot a detektorban, ezért a folyamat hiányzó energiáját kell mérni, főleg a nyalábra merőleges irányban ( $E_T^{\text{hiányzó}}$ ).

A 6. ábra az LHC CMS detektorának lehetőségeit mutatja szkvarkok, gluínók és Higgs-részecskék felfedezése szempontjából, mSUGRA-számításokra alapozva. Az ábrán az  $m_0$ ,  $m_{1/2}$  paraméterek síkján a kimutatási határokat a SUSY-részecskék tömegének, valamint az elérhető időintegrált luminozitás függvényében adják meg. Ütközőnyalábos gyorsítóknál a reakcióhozam a reakció hatáskeresztmetszetével ( $\sigma$ ) és a luminozitással ( $L$ ) a következő kapcsolatban áll:

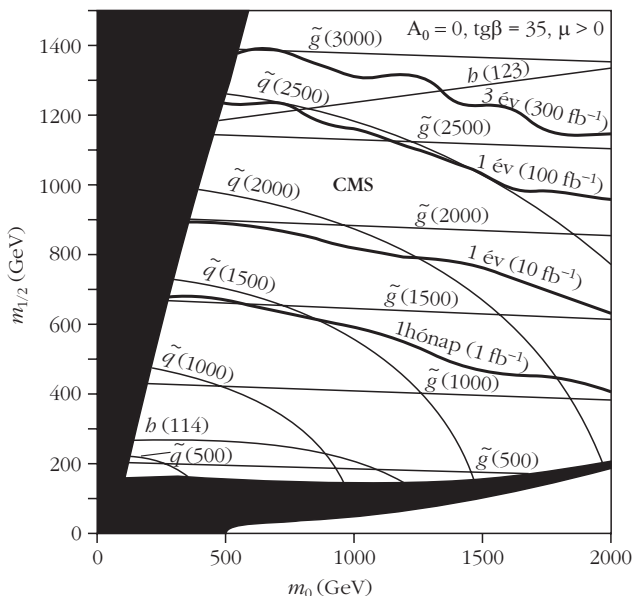
$$R = \sigma L.$$

A luminozitást  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  egységekben szokták megadni, de a  $\text{cm}^2$  helyett használható a barn (vagy annak tört része) is (1 barn =  $10^{-24} \text{ cm}^2$ , 1 pbarn =  $10^{-12}$  barn, 1 fbarn =  $10^{-15}$  barn). A luminozitás nem túl nagy intenzitások esetén:

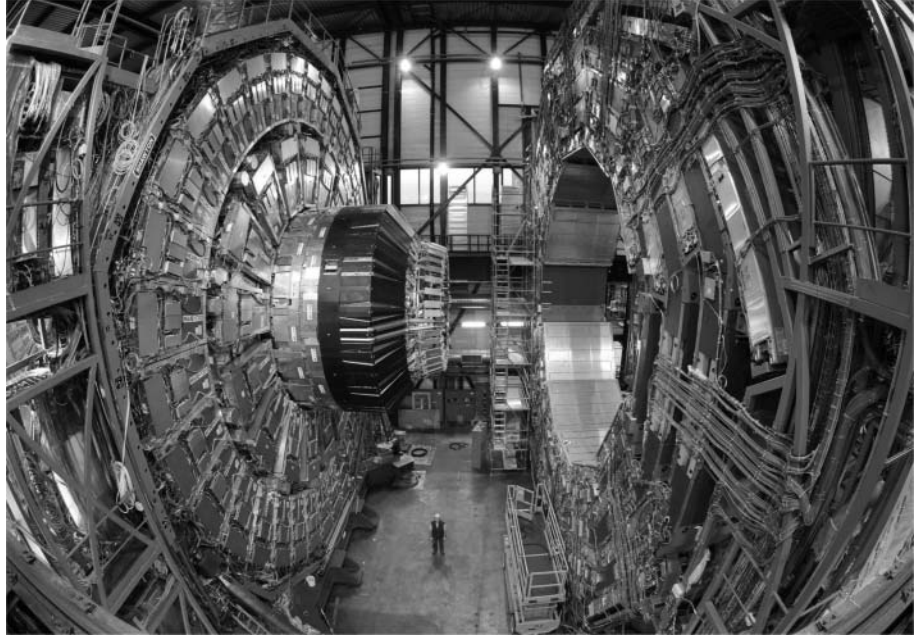
$$L \approx \frac{f n^+ n^-}{A},$$

ahol  $n^+$ , illetve  $n^-$  az ütköző részecskecsoportokban lévő részecskék száma,  $f$  a csomók ütközési frekvenciája,  $A$  pedig a nyalábkeresztmetszet az ütközési pontban.

A CERN-i CMS együttműködés újabban közzétett eredményei megemelték a kísérleti



határt. Kizárható a  $\tilde{q}$  (500 GeV) léte, valamint a  $\tilde{g}$  (500 GeV) léte is  $m_0 < 350$  GeV alatt [CERN Courier, 2011. január, 7. o.]. A 6. ábrához hasonló ábra található az ATLAS együttműködés [7] közleményében. Az ATLAS együttműködés szerint az mSUGRA előrejelzésekből a  $\tilde{q}$  (750 GeV) és  $\tilde{g}$  (750 GeV) SUSY-részecskék léte 95%-os konfidenciaszinten kizárható [CERN Courier, 2011. április, 8. o.]. Az elért időintegrált luminozitások mind a CMS-, mind az ATLAS-kísérletekben  $35 \text{ pbarn}^{-1}$  volt, míg a tömegközépponti energia a  $pp$ -ütközésekben  $s^{1/2} = 7 \text{ TeV}$ . Az elért csúcsluminozitás:  $8,4 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  [CERN Courier, 2011. június 5. o.]. A szeptemberi szám szerint [13.



7. ábra. A CERN-i CMS detektor építése közben.

o.] a  $\tilde{q}$  (750 GeV) és  $\tilde{g}$  (750 GeV) léte az  $m_0$  paramétertér többségében kizárható. Úgy látszik, hogy a kísérleti adatok az MSSM legegyszerűbb változatát nem részesítik előnyben, de a felderítendő lehetőségek tartománya még óriási.

## Összefoglalás, kitekintés

Összefoglalóan megállapítható, hogy a CERN-i Nagy Hadronütköztető (LHC) *kítűnő lehetőséget biztosít a szkvarok és gluínók megtalálására*. Ha  $1 \text{ fb}^{-1}$  időintegrált luminozitás és 14 TeV tömegközépponti energia elérhető, a hiányzó energia plusz egy vagy több lepton detektálása elegendő érzékenységet biztosít a szkvarok és gluínó SUSY-részecskék megtalálására széles tömegtartományban. A hiányzó (transzverz) energia plusz jetek vizsgálata lehetőséget adhat a tömegek durva meghatározására.

A SUSY-részecskék megbízható azonosítását elősegítheti a  $\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 q \bar{q}$ ,  $\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_{1,2}^\pm q \bar{q}$ ,  $\tilde{q} \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ q'$ ,  $\tilde{q} \rightarrow \tilde{\chi}_{1,2}^0 q$ ,  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{l}^\pm l^*$  és más elektrogyenge bomlásláncok vizsgálata. Ezzel *megnyílna az út a szleptonok, charginók, neutralínók felfedezésére is*, különösen ha tömegük  $< 0,5 \text{ TeV}$ .

Az MSSM öt Higgs-bozonjának ( $b^0$ ,  $H^0$ ,  $A^0$ ,  $H^\pm$ ) előállítási esélyei is jók a  $t\bar{g}\beta$  és az  $m_A$  paraméterek széles tartományában, ha  $300 \text{ fbarn}^{-1}$  időintegrált luminozitást sikerül elérni [7]. Ezen belül is különösen jó a lehetőség a  $b$  megtalálására, ami valószínűleg sok tekintetben hasonló sajátságokat mutat, mint a Standard Modell Higgs-bozonja. Lehetőség nyílna a  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow b \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow b b \tilde{\chi}_1^0$  folyamat tanulmányozására is, amelynek hozama jelentős lehet.

Ugyanakkor nyilvánvaló, hogy elengedhetetlen a detektorok pontos kalibrálása, a háttéreffektusok gondos számításba vétele.

A felfedezésem túl szükség van a részecskék tömegének és más kvantumjellemzőinek meghatározására, valamint a szuperszimmetria-sértés mibenlétének (mSUGRA, GMSB, AMSB stb.) tisztázására. Az is eldöntésre vár, hogy az észlelt kísérleti tények mely modellek előrejelzéseit támasztják alá, illetve zárják ki (MSSM, nem minimális SUSY,  $R_p$  paritás esetleges sérülése, szuperhúr, technicolor stb.).

Egy *később megépítendő 500 GeV-es elektron-pozitron ütköztető* kevesebb SUSY-részecske előállítására adna lehetőséget, de sok szlepton és gauginót detektálhatna. Különösen fontos, hogy lehetőséget adna precíziós tömegmérések elvégzésére és a részecskék sajátságainak, bomlási jellemzőinek pontosabb meghatározására. A nagyobb precizitás alapvetően fontos lehet a különböző modellek alátámasztása (vagy kizárása) szempontjából, valamint szükség van rá a SUSY-sértés mechanizmusának tisztázásához is.

## Irodalom

1. P. Langacker: *The standard model and beyond*. CRC Press, Taylor and Francis, London 2010.
2. Particle Data Group, *Review of particle physics*, *J. Phys. G* 37 (2010) 075 021.
3. S. Weinberg, *Sci. Am.* (1999. december) 36.
4. P. Binétruy: *Supersymmetry: theory, experiment, and cosmology*. Oxford Univ. Press, Oxford 2006.
5. D. J. H. Chung, L. L. Everett, G. L. Kane, S. F. King, J. Lykken, Lian-Tao Wang, *Phys. Rep.* 407 (2005) 1.
6. L. Pape, D. Treille, *Rep. Prog. Phys.* 69 (2006) 2843.
7. ATLAS Collaboration: *Experimental performance of the ATLAS experiment III*. CERN-OPEN-2008-020.
8. G. L. Kane, J. Lykken, S. Mrenna, B. D. Nelson, L. T. Wang, T. T. Wang, *Phys. Rev. D* 67 (2003) 045 008. L. [5]-ben is.
9. W. Beenakker, R. Hopker, M. Spira, P. M. Zerwas, *Nucl. Phys. B* 492 (1997) 51.
10. Fényes T.: *Részecskék és kölcsönhatásaik*. Kossuth Egyetemi Kiadó, Debrecen 2007.
11. H. Baer, B. W. Harris, M. Hall Reno, *Phys. Rev. D* 57 (1998) 5871.
12. S. Abdullin és mts.: Summary of the CMS potential for the Higgs boson discovery. *Eur. J. Phys. C* 29 (2005) 41; *J. Phys. G* 28 (2002) 469.