

SÉTA A HIGGS-BOZON KÖRÜL: AZ ADATELEMZÉS REJTELMEI – 1. rész: a Higgs-bozon keresése

Horváth Dezső
Wigner Fizikai Kutatóközpont, Budapest

A részecskefizikai kísérletek horribilis méretére és költségére, de elsősorban a rendkívüli pontosság követelményére tekintettel, egyáltalán nem mindegy, milyen módszereket használunk a kísérleti adatok elemzésére és értelmezésére. A részecskefizika óriási együttműködései külön statisztikus bizottságokat tartanak, amelyekben több olyan fizikus is található, aki írt könyvet „Statisztika fizikusoknak” vagy „Statisztikus módszerek a fizikában” típusú címmel. A Google kereső „statistics for physicists” beírására feldob egy tucat hasonló alternatív címet és 8 milliónál több weblapot (persze hatalmas átfedéssel). A részecskefizikában különösen vigyáznunk kell az elhamarkodott felfedezések bejelentésével, minden új jelenséget alaposan körbejárunk, és még így is előfordulnak bizonyítatlan, illetve nagyon ritkán később megcáfolt megfigyelések.

Amint azt a *Fizikai Szemle* hasábjain is gyakran elmondtuk (utoljára *Veszprémi Viktor* a 2020. áprilisi számban [1]), a részecskefizika elmélete, a standard modell ugyan kiválóan leírja méréseink eredményeit, hosszú évtizedek munkájával még a Higgs-bozont is sikerült megfigyelniünk (ezzel foglalkozik írásom), mégis hiányosságoktól szenved. Több megfigyelt jelenség is túlmutat rajta, például nem ad számot a galaxisok mögötti sötét anyagról, valamint nem viseli el a neutrínók tömegét és ízregését. Kell, hogy legyen tehát valamilyen új fizika, amely megtartva a standard modell eredményeit, túllép rajta. Sok ilyen elméleti modell létezik és többségük *jósol* a nagyenergiás kísérletekben elvben megfigyelhető, a standard modellel számítottól különböző jelenségeket. Azokat tehát keressük. Erre két elvi módszer van: szimulációkkal összehasonlítva konkrétan rákérdezzünk az új jelenség létezésére, vagy pontos mérésekkel eltéréseket keresünk a standard modell által számított eredményektől. Tekintettel arra, hogy a lehetséges eltérések nagyon

kicsik – hiszen ha nagyok lennének, már régen megtaláltuk volna – a mérési módszerek előtt igen magasak a követelmények, mind az észlelés, mind pedig az adatelemzés terén.

Cikkünk két részében áttekintjük a Higgs-bozon keresésénél és vizsgálatánál alkalmazott matematikai módszereket. Az első rész általában foglalkozik a statisztikus módszerekkel és összefoglalja a 2012-ig csak egyre szűkülő határokat adó kereséseket, főként a CERN LEP elektron-pozitron ütköztetőjénél, a cikk második részét pedig a Higgs-bozon megfigyelésének és részletes tanulmányozásának szenteljük.

A részecskefizikusok statisztikus módszerei

Ezek a módszerek annyira különböznek a *bivatalos* matematikai statisztikától, mint például a gépészmérnököké az elméleti mechanika Hamilton-formalizmusától (idézet a [2] tankönyvünkből), vagy a vízvezeték-szerelőé a hidrodinamikától. Az LHC-kísérletek módszereivel foglalkozó egyik konferenciaanyagban *Eilam Gross* (ATLAS-kísérlet) *LHC-statisztika gyalogosoknak* című cikkében a következőképpen fogalmazza meg a kiadvány célját: „Gyalogos útmutató ... az összezavarodott fizikusnak, hogy eligazodjon a nagyenergiás *fizstatisztikusok* zsargonjában és módszereiben. ... A fizstatisztikus olyan fizikus, aki nagyjából ismeri a statisztikát és tudja, hogyan néz ki *Kendall* statisztikaelméleti könyve.”

Minden nagyenergiás együttműködésben vannak *fizstatisztikus* szakemberek, akiknek sokszor eltérő véleménye van arról, mi a szóban forgó adatelemzés optimális statisztikai módszere. Az együttműködések ezen résztvevőiket statisztikus bizottságaikba gyűjtik, amelyek általános tanácsokat, javaslatokat állítanak össze a problémák kezelésére, és ellenőrzik a kutatócsoportok publikációiban használt statisztikus módszereket.

A fentieket saját tapasztalatom is messzemenően igazolja. Évekig küzdöttem az ellen, hogy a CMS-publikációkban az igencsak bonyolult módszerrel származtatott teljes kísérleti bizonytalanságot *standard deviáció*nak nevezzék, hiszen annak egészen konkrét matematikai definíciója van:

$$\sigma_{SD} = \frac{S}{\sqrt{n-1}},$$

ahol

$$S^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \mu)^2,$$

Szeretném köszönetemet kifejezni a leírt kutatásokban részt vett több ezer kollégának a közös munkáért, a CERN-nek és az NKFIH-nak (számos jogelődjével együtt) tevékenységünk anyagi támogatásáért, valamint *Pásztor Gabriellának* és *Trócsányi Zoltánnak* kéziratom gondos elolvasásáért és rengeteg javító javaslatukért.



Horváth Dezső Széchenyi-díjas kísérleti részecskefizikus. 1970-ben végzett az ELTE-n, vizsgálatait Dubnában és Leningrádban kezdte, a kanadai TRIUMF-ban, az amerikai BNL-ben, a svájci Paul-Scherrer Intézetben, az olasz INFN-ben, majd a CERN-ben folytatta. Budapest–Debrecen kutatócsoportokat szervezett CERN-kísérletekre. 2006 óta koordinálja a magyar fizikatanárok részecskefizikai oktatását a CERN-ben. Emeritus professzor, magántanárként részecskefizikát oktat a Debreceni Egyetemen.

azaz az x_i mért értékek négyzetes eltérése a μ átlagtól (vagy valamilyen várt értéktől) n mérési pont alapján. Ez az értékek Gauss-eloszlása esetén,

$$f(x; \mu, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left[-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right],$$

gyakorlatilag megegyezik az eloszlás σ szélességével (1. ábra). A CMS statisztikus bizottsága idén a következő határozattal szerelte ezt le: „Kísérletünkben standard deviációnak hívjuk azt a bizonytalanságot, amely ugyanakkora statisztikus megbízhatósággal (konfidenciával) rendelkezik, mint a Gauss-eloszlás σ szórása.” Az egyértelműség kedvéért azután ezen bizonytalanságok jele általában is a σ . Nem véletlenül helytelenítik az ilyesmit a matematikusok.

Fizikai mérésünk eredményét sokszor úgy nyerjük, hogy a kísérletileg kapott eloszlást valamilyen elméleti függvénnyel illesztjük, az illeszkedés jósága jellemezni az elméleti modell érvényességét. Ehhez általában a

$$\chi_{n-m-1}^2 = \sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_i^2} [y_i - g(x_i; p_1 \dots p_m)]^2$$

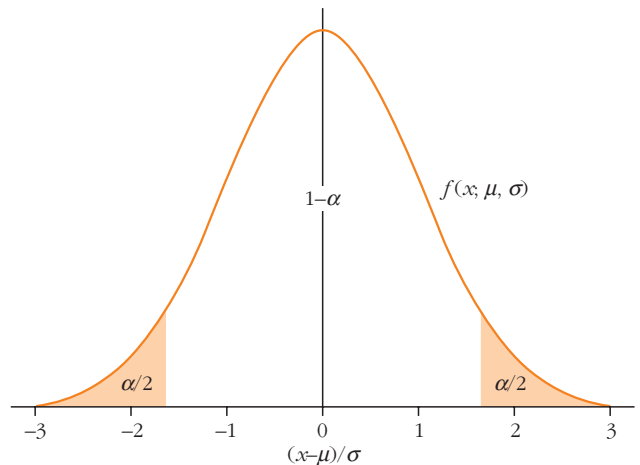
mennyiséget használjuk, ahol n különböző x_i pontban σ_i bizonytalansággal mért y_i értékhez illesztettük a $g(x)$ függvényt $p_1 \dots p_m$ paraméterekkel. A χ^2 várható értéke egyenlő a szabadsági fokainak $n-m-1$ számával, a

$$\chi_r^2 = \frac{\chi_{n-m-1}^2}{n-m-1}$$

relatív vagy redukált χ^2 -é tehát egységnyi lesz. Ha az egynél sokkal nagyobb, rossz a modellfüggvény, ha viszont sokkal kisebb, akkor több információt próbálunk kinyerni a kísérletből, mint amennyit nyújtana.

Mérési bizonytalanság (nem hiba!)

A mért érték pontosságát tükröző bizonytalanság meghatározása elengedhetetlen. Az elemzés legbonyolultabb és legtöbb fejtörést igénylő része az eredmény σ_{sys} szisztematikus bizonytalanságának (fizikus zsargonban *szisztematikus hibájának*) becslése. A σ_{stat} statisztikus bizonytalanság pofonegyszerű, mert csak attól függ, hány megfigyelt és elfogadott eseményen alapul. A szisztematikusnak ezzel szemben számtalan forrása van, hozzájárul a mérőberendezés felhasznált részeinek (a részecskefizikai kísérletekben több tucat különböző lehet) kalibrációja, a felhasznált részecskék száma, fókuszáltsága és energiája, a felhasznált adatok illesztési tartománya, illetve az elemzéshez alkalmazott szimulációk bizonytalansága a bevitt modellparaméterek és más adatok, valamint a feltételezett folyamatok és felhasznált eljárások függvényében. Ebből jól látszik, hogy miután végre kidol-



1. ábra. Gauss-eloszlás μ átlaggal és σ szélességgel. A vízszintes tengelyen az átlagtól való eltérést ábrázoltuk a szélesség egységében. Annak konfidenciája $(1-\alpha)$, hogy x mért értéke a színezett $\alpha/2$ területek között található.

goztuk, a kollégákkal elfogadtattuk és adatainkra alkalmaztuk a legjobbnak bizonyult elemzési módszert, a szisztematikus hibák becslése az eredeti analízis sokszorosa lehet.

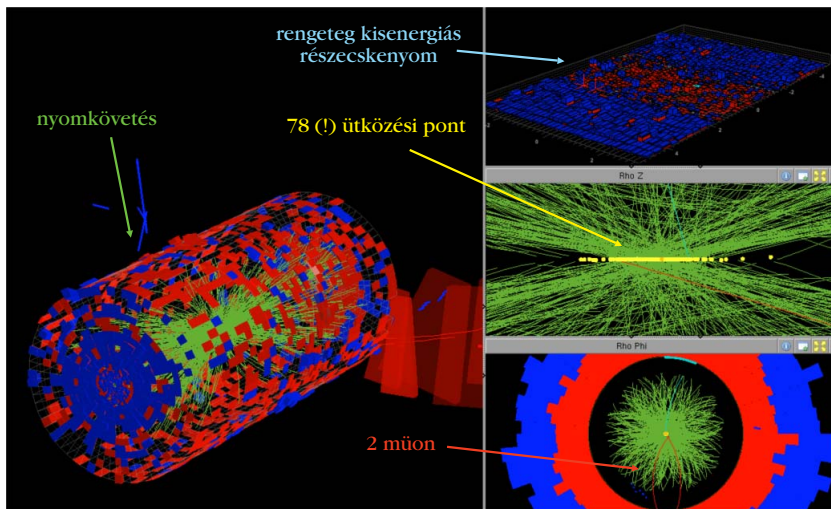
A szisztematikus bizonytalanságot tehát meg kell becsülnünk (nem erkölcsileg persze, hanem számszerűen), de rengeteg forrása lehet, és azok statisztikusan nem mindig függetlenek egymástól. A szimulációban használt modellek paramétereit például variálnunk kell a bizonytalanságukkal, és megbecsülnünk a változtatás hatását a végeredményre. Szimulációval kell ellenőriznünk valamennyi paraméter korrelációit, és azok figyelembe vétele mellett egy teljes σ_{sys} értéket meghatározunk. A publikációnkban a statisztikus után ezt külön felírjuk, esetleg még külön vesszük az utólag korrigálható bizonytalanságot (a nyaláberenergia és -intenzitásé) és nem korrigálhatókat (például a szimulációk bemenő paraméterei, mint elméleti hatáskeresztmetszetek, vagy a mérőberendezés kalibrációjával kapcsolatosakat).

Teljes bizonytalanság

Megkaptunk tehát kétféle bizonytalanságot, azonban ahhoz, hogy kimondhassuk egy új jelenség megfigyelését vagy kizárását, egy teljes σ értékre van szükség, amelyet többféle módon kaphatunk meg. Először is durva összegzéssel:

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{\text{stat}}^2 + \sigma_{\text{sys}}^2}.$$

A korrelációk elhanyagolása jó esetben növeli, rossz esetben azonban csökkentheti a σ -t. Ha egyetlen fizikai paraméterre van szükségünk, használhatjuk a CERN MINUIT-programrendszerének MINOS-módszerét: addig csökkentjük és növeljük az érdekes paraméter értékét az összes többi szabadon engedve és újra illesztve, amíg az abszolút χ^2 , az illesztés jósága egy egészet nem növekszik, ezt a két értéket tekintjük



2. ábra. 78 azonosított protonütközés egyetlen CMS-eseményben. Vegyük észre, hogy a vertexek (ütközési pontok) gyakorlatilag egy vonalban vannak, mert a fonalszerű (mintegy 10 cm hosszú és néhány mikrométer keresztmetszetű) protoncsomagok egymással szemben haladva ütköznek. Ez az esemény csak azért ment át a szűrésen, mert két müon is tartalmaz, egyébként egyszerű zajnak tekintenék.

a Gauss-szerű $\pm\sigma$ -nak. Ha azonban több fizikai paraméterünk van, módunkban áll matematikai módszerrel eltávolítani (más szóval marginalizálni) az érdekteleneket, felhasználva a szimulációk alapján kapott numerikus eloszlásokat. Végül pedig vannak tisztán numerikus módszerek is erre. Részletekért lásd a [2] tankönyvünk 8. fejezetét.

Események

A részecskefizika alapvető kísérleti módszere az *eseményregisztráció*. Előre megfogalmazott feltételek mellett (azokat a puskaravasz angol neve alapján *triggernek* hívjuk) figyelik a detektorrendszerre kapcsolt számítógépek a beözönlő adatokat. Az LHC-nál másodpercenként 40 milliószor ütköznek a protoncsomagok egymással a detektorok középpontjában, abból két lépésben mintegy 1000 ütközést választunk ki, mert annyit tudunk felírni, a többi törlődik. Ezt a csomagütközést hívjuk *eseménynek*, amely 50-60 proton-proton ütközést is tartalmazhat. Az egyes proton-proton ütközéseket a keletkező és szétrepülő részecskék találkozási pontjainak helye alapján tudjuk megkülönböztetni (2. ábra). Az egymást követő események statisztikusan függetlenek egymástól.

Az LHC-nál bekövetkező sok egyidejű proton-proton ütközés a nyalábcsomagok egy-egy észlelt keresztződésében kicsit összezavarta az esemény fogalmát. Eredetileg – az LHC előtt – az egy észlelésben több párhuzamos részecskeütközés valószínűsége kicsi volt, tehát azokat el lehetett dobni. Ha azonban minden észlelés sok-sok ütközést tartalmaz, közülük ki kell választanunk azt, amelyik érdekes, és azt, a fő ütközésünket kell vizsgálnunk.

A felfedező kísérletezésben alapvető a *vak adat-elemzés* módszere. Az orvostudományból érkezett, és lényege, hogy anélkül fejlesszék, optimalizálják, iga-

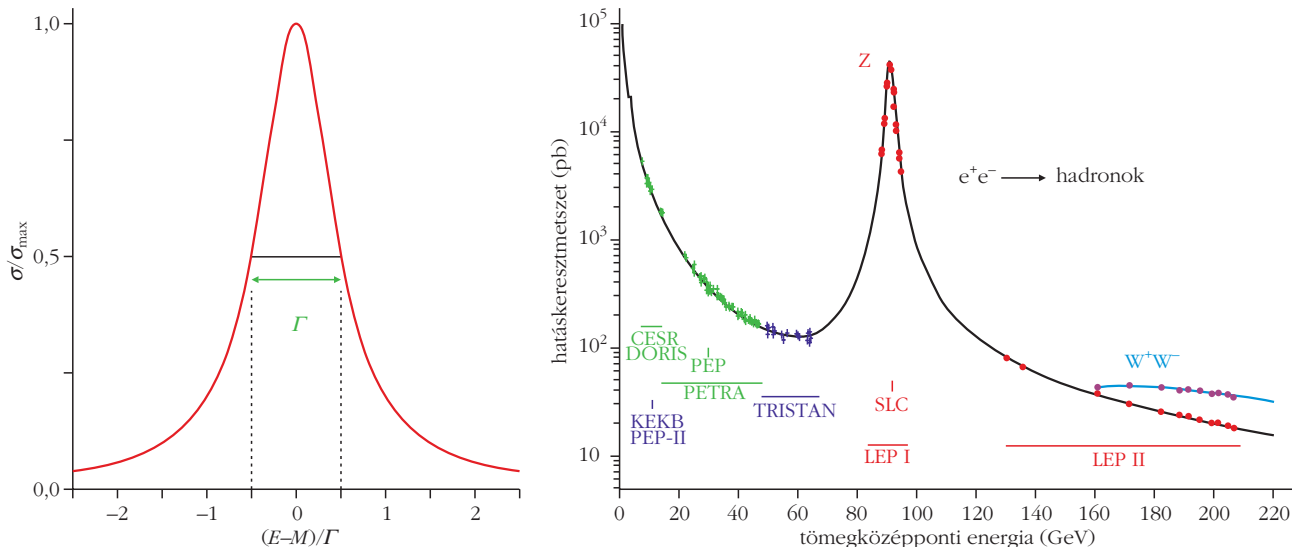
zolják és publikálják az adatelemzés módszerét, hogy a fő vizsgálati tartományban levő új eseményeket figyelembe vennék, csak a régebbi adatokat és a szimulációk eredményeit szabad használni. A nagy együttműködések megengedhetik maguknak, hogy a kutatócsoportokat egymással versenyeztessék, és a szimulációkon bizonyított legjobb adatelemzést fogadják el, miközben azt a versenytársak igyekeznek ízekre szedni. A szerző – egy manchesteri csoporttal szemben – veszített egy ilyen versenyben a LEP ütköztető OPAL-kísérletében. A kérdéses adatokhoz csak azután szabad nyúlni (rendszerint nagyobb konferenciák előtti egy-két hétre időzítve), miután az összes párhuzamos adatelemzést átvizsgálták és elfogadták.

Felfedezés és kizárás

Új fizikai jelenségek keresésekor vagy megfigyeljük azt, vagy felfedezés híján ki akarunk zárni nem látott jelenségeket, illetve a szóban forgó modell bizonyos paramétertartományait. Megállapodás szerint a gyorsító részecskefizikában a felfedezésnek legalább 5σ jelentőséggel kell rendelkeznie. Ez azt jelenti, hogy a tévedés valószínűsége mintegy $3 \cdot 10^{-7}$. Akkor közölhetjük tehát egy új részecske megfigyelését, ha látjuk a megjelenését (az általában tömegcsúcs a bomlástermékek összenergiájában, 3. ábra) a teljes kísérleti bizonytalanságának legalább ötszörösével kiemelkedni a háttérből. A közösség még ezek után is csak akkor ismeri el, ha másik független kísérlet azt megerősíti. Nagyon ritkán fordult elő olyan 5σ jelentőséggel megfigyelt új jelenség, amelyet később megcáfoltak volna, és azokról általában kiderült, hogy valami hiba okozta. Ez a feltétel meglehetősen szigorú, ezért újabban kitaláltak egy lazább kategóriát is: 3σ konfidencia fölött valaminek a *jelét* látjuk (ennél már 0,3% a tévedés valószínűsége, azaz *csak* 99,7% a megbízhatóság). Több 3σ körüli megfigyelés maradt kétséges az évek folyamán, mert nem sikerült a bűvös 5σ fölé tolni.

Érdekes még a *nézz máshova* (look elsewhere) elve. A vicc szerint, ha valaki munkát talál, abbahagyja az álláskeresést. Ha sikerült felfedeznünk valami újat, boldogan megállunk a keresésben. Az elv szerint tovább kell mennünk, és például végigcsinálnunk a keresést az összes lehetséges helyen (például feltételezhető részecske-tömegnél), nemcsak a megfigyelés környékén, hogy elkerüljük az esetleges tévedést, hamis felfedezést. Ezzel a teljes kísérleti módszerünket is ellenőrizzük, nem csupán a konkrét eredmény hitelességét.

Mi a helyzet, ha nem látunk semmit? A modellkészítők szempontjából nagyon fontos, ha nem is mindig kellemes, hogy kimondjuk, nincs ott a várt jelen-



3. ábra. Rezonanciagörbék. Bal oldalt: Breit-Wigner-rezonancia (Lorentz-görbe), relatív bomlási gyakoriság az energia és a bomló tömeg bomlásállandóval normált különbségének függvényében. Jobbra: a Z-bozon hadronos bomlása (bomlási hatáskeresztmetszete) elektron-positron ütközésben a tömegközépponti energia függvényében, más reakciók háttérén óriási rezonanciacsúcs a Z-bozon 91 GeV-es tömegénél.

ség, azaz kizárjuk azt. A kizáráshoz, ugyancsak megállapodás szerint, 95%-os megbízhatóság, konfidenciaszint szükséges. Azokon a területeken, ahol nagyon kevés az adat, mint a neutrínók vizsgálata vagy az asztrofizika, 90% az elfogadott kizárási határ. Gauss-eloszlás esetén (1. ábra) annak konfidenciája, hogy a becült x paraméter igazi várható értéke a μ becslés $\pm\delta$ régiójában található,

$$1 - \alpha = \int_{\mu - \delta}^{\mu + \delta} f(x; \mu, \sigma) dx,$$

és $\alpha/2$ annak konfidenciája, hogy azon kívül van.

Azt, hogy mennyire szigorú a 95%-os kizárás, szépen illusztrálja, hogy a beütésszámok statisztikája, a Poisson-eloszlás alapján, ha nem látunk egyetlen eseményt sem, akkor csak azt mondhatjuk 95%-os konfidenciával, hogy kevesebb, mint 3 eseményünk volt, és abból kell a vizsgált modellre következtetést levonnunk.

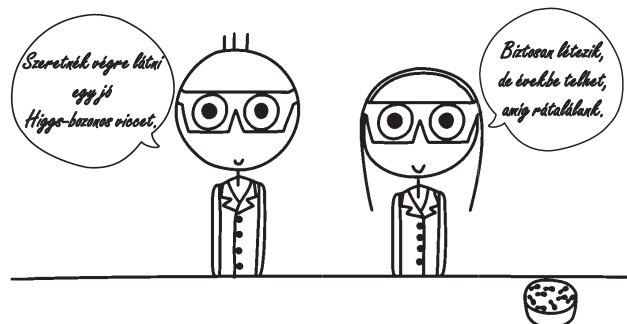
Eseményválogatás

Az adatelemzés legfontosabb része az eseményválogatás: össze kell állítanunk egy feltételrendszert, amellyel átszűrjük a sok milliárdnyi adatot és kiválogatjuk azokat, amelyek a legjobban hasonlítanak arra, amit keresünk. Egyidejűleg viszont igyekszünk minimalizálni a becűszó zajt, a háttérrel. Ez a művelet több lépésben folyik, először a triggerrel, közvetlenül a detektornál. A CMS-nél (és ma már az ATLAS-nál is) a triggernek két szintje van: egy gyors, amely 512 párhuzamos feltétel, és egy tisztán szoftveres, amellyel elérjük a másodpercenként 40 milliónyi eseményből azt az 1000-et, amelyet rögzíteni tudunk. Rendszerint komoly vita előzi meg a triggerfeltételek összeállítását, hiszen ami az én adatelemzésemhez érdekes, zaj lehet a másíknak.

A számítógépen őrzött adatokon utána az elemzők dolgoznak, egyszerű, bonyolult és nagyon bonyolult feltételekkel válogatva. Ki kell választanunk a sok egyidejű ütközésből azt, amelyik számunkra érdekes. Egyszerű feltétel lehet például, hogy legyen benne két elég nagy energiájú azonosított elektron vagy müon. Bonyolultabb már, ha előírjuk, hogy legyen az érdekes esemény (most már egyedi protonütközés) féloldalas, tehát repüljön el belőle láthatatlan részecske (neutrínó vagy esetleg a sötét anyag részecskéje). Végül vannak fejlett matematikai módszerek, amelyek minősíteni tudják az adott eseményt, hogy mennyire jelszerű vagy háttérszerű, a legújabbak már a mesterséges intelligencia kategóriájába tartoznak (mesterséges ideghálók, gépi tanulás, mély tanulás).

A '90-es évek végén a LEP OPAL-kísérleténél nagy volt a verseny Higgs-elemzésben egy német és egy kanadai csoport között. A németek a hagyományos likelihood-módszert, a kanadaiak az akkor igen modern mesterséges ideghálózatokat alkalmazták az eseményszűrésre. A likelihood-módszer mindegyik ese-

A Higgs-bozon megtalálásának összköltsége Alex Knapp (Forbes) 2012. júliusi becslése szerint mintegy 13,25 milliárd dollár volt. Ennek legjelentősebb részét az LHC megépítése tette ki, de az üzemeltetés is évi 1 milliárd dollárt emészt fel. Viszont a járulékos Higgs-viccek már ingyen születtek, ezekből is elszórok párat, hiszen e kutatás nem csak fáradságos, hanem élvezetes is volt.



ményre megállapítja annak valószínűségét, hogy jel-szerű: ehhez az adott eseményre vonatkozó paraméterértékeket összehasonlítjuk a szimulációk alapján arra a paraméterre meghatározott értékekkel a jelre és a háttérre. A mesterséges ideghálók módszere (ANN) gépi tanulás: a program szimulációkon *megtanulja*, milyen a különböző paramétercsoportokon a jel és a háttér viselkedése, és optimalizálja az eseményválogatást a jelre. A végső válogatáshoz megnézzük, hogy milyen jelvalószínűség felett a legjobb a jel/zaj viszony, vagy valamilyen hasonló értékelő mennyiség. A versenyt a németek nyerték, mert a kanadaiak ugyan valamivel jobb (azaz kisebb statisztikus bizonytalanságú) eredményt kaptak, de belebonyolódtak a szisztematikus bizonytalanság becslésébe, és a határidőig nem lettek vele készen. Őszinte bosszúságukra a publikációban (a szerzői névsoron kívül) egyetlen mondatral szerepeltek: „Az adatelemzést a mesterséges ideghálók módszerével is elvégeztük, és hasonló eredményt kaptunk.” Vadonatúj a CMS-kísérlet hasonló esete: óriási erőfeszítést fektetett egy csoport az ANN-hez hasonlóan gépi tanuláson alapuló *random decision forest* (körülbelül *véletlen döntési erdő*) módszer alkalmazásának kidolgozásába, és ott is a szisztematikus bizonytalanság becslésénél akadtak el, tehát a hagyományos adatválogatással kapott, látszólag kicsit soványabb végeredményt kellett közölniük.

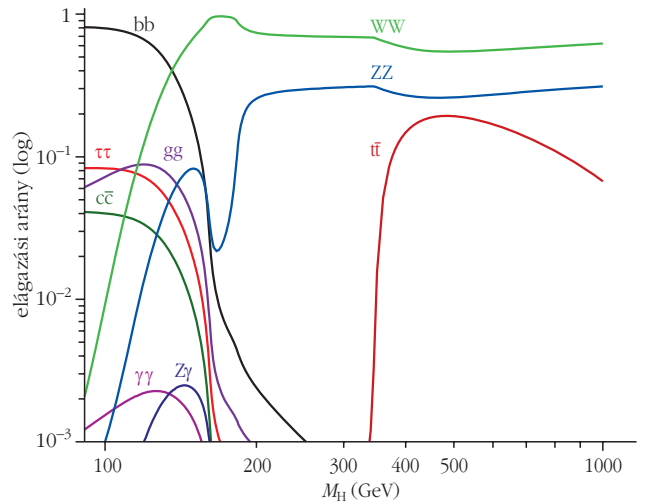
A válogatás végeztével az eredményünk valamilyen összefüggéskészlet, általában eseményhozamok bizonyos mért paraméterek függvényében, amelyekhez azután illesztjük az elméleti előrejelzést.

A Higgs-bozon keresése

A standard modell tömegképzési mechanizmusára 1964-ben állították fel a Brout–Englert–Higgs szimmetriasértési modellt, és az előrejelítette egy igen-csak furcsa, szinte tulajdonságok nélküli, csak az elemi részecskék tömegéhez kötődő részecske, a Higgs-bozon létezését. Mivel a modell egyébként kitűnően működött, léteznie kellett, legalábbis a részecskefizikusok többsége szerint. Egyre nagyobb energiájú és kapacitású részecskegyorsítóknál kerestük 40 éven át, de nem találtuk. Az utolsó kvark, a t-kvark felfedezése után (Fermilab, Tevatron, 1995) már csak a Higgs-bozon léte volt kérdéses a standard modell elemi részecskéi közül. Az utóbbi évtizedek nagy részecskeütöztetői, a Tevatron, a LEP és az LHC megépítésének egyik fő motivációja a Higgs-bozon kimutatása volt.

Új részecske keresésekor általában rezonanciát igyekszünk megfigyelni. Egy M tömegű részecske bomlása Γ bomlásállandóval (azaz $\tau = \Gamma^{-1}$ élettartammal) a bomlástermékek lendülete és energiája alapján számolt teljes E energia függvényében

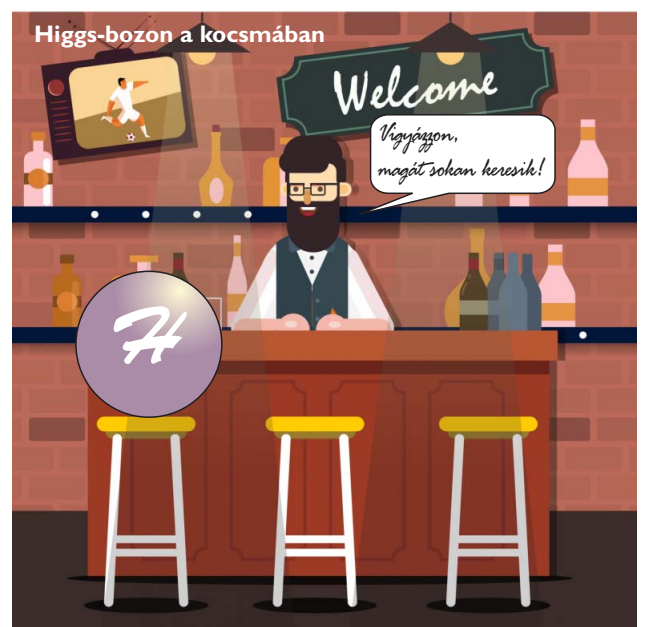
$$|\mathcal{G}(E)|^2 = \frac{1}{(E - M)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}$$

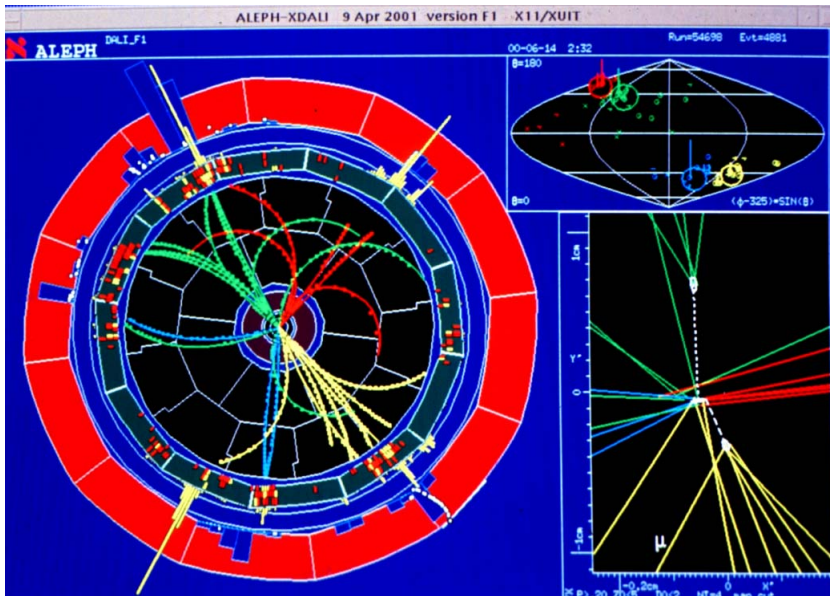


4. ábra. A standard modell szerint a Higgs-bozon különböző bomlási csatornáinak járuléka [3]. Vegyük észre, milyen ritka a kétfotonos bomlás, a felfedezés egyik legfontosabb megfigyelési csatornája.

eseményhozamot ad, Lorentz-görbét (3. ábra), ennek csúcsa a bomló részecske tömegénél van, félértékszélessége pedig annak Γ bomlásállandója (a $c = 1$, $\hbar = 1$ egységrendszerben dolgozunk, tehát a tömeget és a bomlásállandót az $E = Mc^2$ Einstein-formula alapján energiában fejezzük ki). A Lorentz-rezonancia csúcsa tehát a részecske tömegének, szélessége pedig ideális detektor esetén az észlelt bomlásállandónak felel meg. Az utóbbihoz hozzájárul az energiamérés bizonytalansága, nagyon gyorsan elbomló részecske esetén pedig, amilyen a Higgs-bozon is, a mérési pontatlanság nagyobb lehet a szélességnél.

A standard modell pontos előrejelzéseket ad a Higgs-bozon keletkezésére és lehetséges bomlására, ahhoz csak a tömegét kell tudni, de a tömegre a modell csak tág határokat ad. A keletkezése az ütköző részecskék fajtájától és energiájától függ, a bomlása viszont kizárólag a Higgs-bozon tömegétől (4. ábra).





5. ábra. Higgs-bozonszerű esemény a LEP ALEPH-detektorában: egy e^+e^- -ütközésben négy olyan hadron keletkezik, amely hosszabb élettartamával b-kvark jelenlétéről tanúskodik. Mivel az adott energián a b-kvark a legnagyobb tömegű, kinematikailag elérhető kvark, a Higgs-bozonnak elsősorban b-párra kell bomlania, $H \rightarrow b\bar{b}$, de a Z is bomolhat úgy.

160 GeV-es tömeg alatt a b-kvarkpárra ($b\bar{b}$) bomlás a legvalószínűbb, felette pedig a W-párra (W^+W^-) történő. A LEP energiáján tehát b-kvarkokat kerestünk, a Tevatronnál, 160 GeV felett pedig W-párokat, hiába. Végül az LHC-kísérletek találták meg 125 GeV-es tömegnél két, igen kis hozamú, de az óriási háttér mellett is jól azonosítható bomlási csatornában.

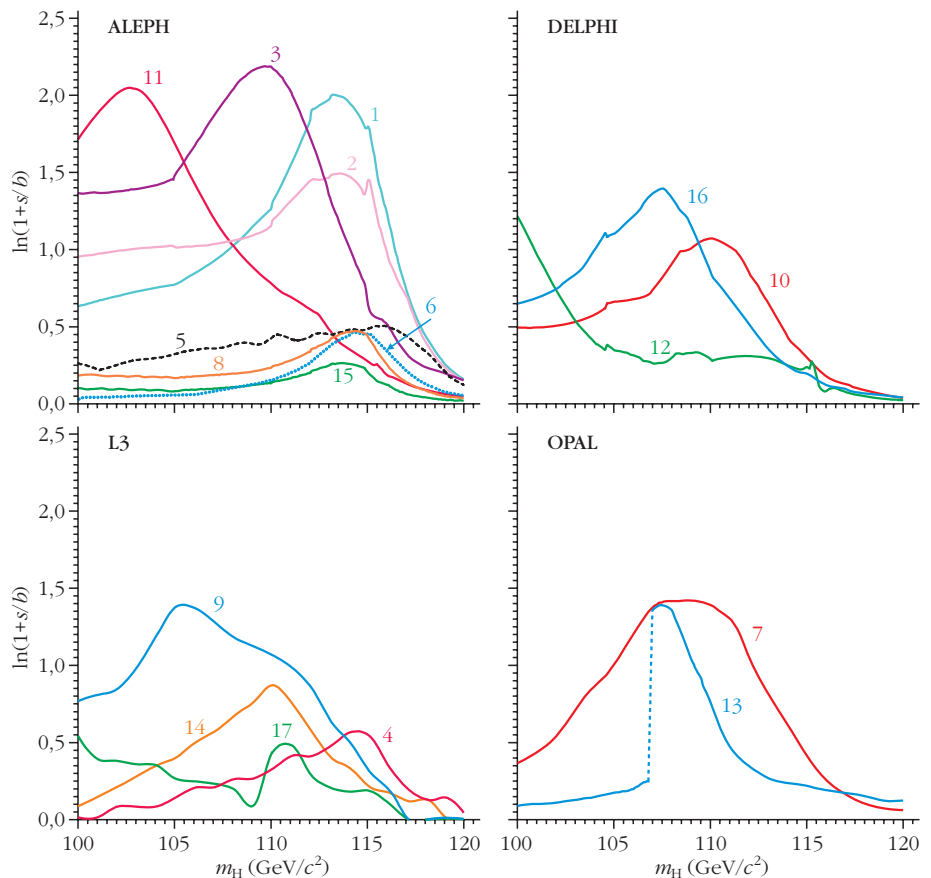
Bár a standard modell remekül látszott működni, többen kételkedtek a spontán szimmetriasértés BEH-mechanizmusában és a Higgs-bozon létezésében. A legnevesebb kételkedő Stephen Hawking volt, aki 2013-ban, miután François Englert és Peter Higgs átvette a Nobel-díjat, a gratuláció után megjegyezte: „Fogadtam Gordon Kane-nel a Michigani Egyetemről, hogy a Higgs-bozont nem fogják megtalálni. A Nobel-díj 100 dolláromba került.”

Az amerikai Tevatron 1,96 TeV energián ütköztetett protonokat antiprotonokkal, és a CDF és D0 ottani kísérletek kizárták a Higgs-bozon létezését 165 GeV tömeg felett, hiszen a W^+W^- -párokat kiválon látni lehetett volna. Az LHC mostani 27 km-es köralagútjában 1989 és 2000 között a

CERN LEP elektron-positron ütköztetője működött négy szinte egyforma kísérlettel. Fő témájuk eleinte a Z-bozon bomlásának tanulmányozása volt, amely óriási hozama révén (3. ábra) a standard modell rendkívül pontos ellenőrzését tette lehetővé. A Z-csúcs szélessége például a LEP elindulása után szinte azonnal megmutatta, hogy csak háromféle könnyű neutrínó létezik, tehát három pár lepton és kvark is. A Z-csúcs részletes vizsgálata alapján – öt évvel a tényleges megfigyelés előtt – azt is meg lehetett jósolni, hogy a t-kvark tömege nagyon nagy, 180 GeV környékén kell lennie.

Utolsó két évében a LEP már szinte kizárólag a Higgs-bozont kereste, és a statisztika gonoszul megtréfált bennünket. Elektron-positron ütközésben a Higgs-bozon az elmélet szerint együtt keletkezik a 91 GeV tömegű Z-bozonnal: $e^+e^- \rightarrow HZ$. A LEP átlagos ütközési energiáját 1999–2000-ben csak 206 GeV-ig sikerült felvinni, akkora energiavesztést okoz a körpályán keringő részecskék szinkrotronsugárzása, a meg-

6. ábra. A négy LEP-kísérlet [4] leginkább Higgs-bozonszerű 17 eseményének spagetti-ábrája: annak várható valószínűségi mutatója, hogy az esemény Higgs-bozon bomlásától való, a feltételezett Higgs-tömeg függvényében. Az ALEPH-események torlódnak és csúcsosodnak 115 GeV körül, a másik három kísérlet viszont jóval kevesebbet lát, véletlenszerű tömegeloszlással.



figyelhető legnagyobb H-tömeg tehát $206-91 = 115$ GeV volt, 10 GeV-vel a Higgs-bozon később megfigyelt tömege alatt. Ugyanakkor a négy kísérlet közül az egyik, az ALEPH meglehetősen nagy konfidencia mellett látott Higgs-bozonszerű jeleket (5. ábra) 115 GeV-nél, amíg a másik három kísérlet (DELPHI, L3 és OPAL) nem. Az ALEPH résztvevői közül sokan egészen a tényleges LHC-megfigyelésig meg voltak győződve róla, hogy a Higgs-bozonnak 115 GeV-nél kell lennie.

Az adatelemzést természetesen nagyon komolyan ellenőrizték mind az együttműködésekben belül, mind pedig a négy együttműködés küldötteiből álló bizottság. Többek között megvizsgáltuk, mi okozza a négy kísérlet ennyire különböző eredményét. Hasonló szempontok alapján kiválogatott, leginkább Higgs-jelszerű eseményeket szedtünk össze a négy kísérletből, és mindegyik eseményhez kiszámítottuk annak valószínűségét, hogy különböző H-tömegek feltételezése esetén mennyire jelszerű. A 6. ábrán ez a tényező szerepel a négy LEP-kísérlet 17 kiválasztott Higgs-szerű eseményjelöltjére. A görbék összevissza tekerednek, hiszen a jelszerűség erősen függ a feltételezett Higgs-tömegtől, ezért spagetti-ábráknak neveztük el. Az ALEPH sok eseményének súlyeloszlása 115 GeV körül sűrűsödik, amíg a másik három kísérletnél jóval kevesebb eseményt látunk véletlen eloszlással. Ez a megfigyelés komoly vihart váltott ki a LEP-nél: sok fizikus aláírt egy kérvényt a CERN főigazgatójához, hogy hosszabbítsák meg egy évvel a LEP működését, de ezt a vezetőség elutasította, mert a szimulációk nem mutattak ígéretes lehetőséget a Higgs-bozon felfedezésére 115 GeV-nél, és az LHC építését a kivitelezőkkel kötött szerződéseknek megfelelően 2001-ben el kellett kezdeni.

A négy LEP-kísérlet egyesített eredménye [4] végül azt mutatta, hogy a Higgs-bozon tömege, ha egyáltalán létezik, 95%-os megbízhatóság mellett 114,4 GeV felett található.

Cikkem második része már a Higgs-bozon megfigyeléséről szól majd.

Irodalom

1. Veszprémi Viktor: A Higgs-bozon kutatása: befejezett vagy csak most kezdődik? *Fizikai Szemle* 70/4 (2020) 118.; http://fizikai.szemle.hu/uploads/2020/05/fizszem-202004-veszpremiviktor_15_07_21_1589288841.7861.pdf
2. Horváth Dezső, Trócsányi Zoltán: *Bevezetés az elemi részek fizikájába*. Typotex kiadó, Budapest (2017) 8. fejezet.
3. D. Horváth: Higgs and BSM Studies at the LHC. *Universe* 5/7 (2019) 160.; <https://doi.org/10.3390/universe5070160>
4. R. Barate és társai [LEP Working Group for Higgs boson searches, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations]: Search for the standard model Higgs boson at LEP. *Phys. Lett. B* 565 (2003) 61–75; doi:10.1016/S0370-2693(03)00614-2

A templomba beszélál egy Higgs-bozon...



KI TALÁLTA FÖL AZ EINSTEIN–SZILÁRD-FÉLE HŰTŐSZEKRENYT?

Illy József
Einstein Papers Project
California Institute of Technology

1925 körül tragikus hír jelent meg egy berlini újságban: egy egész család megfulladt, mert hűtőszekrényük szivattyújában szivárgás lépett föl és kiszabadult a mérgező hűtőgáz. Ezzel a megrázó eseménnyel szokták in-



Illy József 1956-ban szerzett fizika–matematika tanári oklevelet a József Attila Tudományegyetemen (JATE), Szegeden. 1982-től a fizikai (tudománytörténet) tudományok kandidátusa, 1983-ban egyetemi doktor, JATE. 1991 óta az Einstein Papers Project egyik szerkesztője a Boston University-n, majd a California Institute of Technology-n.

dokolni, miért látott neki *Albert Einstein* és *Szilárd Leó*, hogy biztonságos hűtőszekrényt tervezzen.

Sajnos, a hír forrását nem sikerült megtalálnom. Akár ez volt az oka együttműködésüknek, akár nem, az tény, hogy 1925-től 1930–1931-ig tartó közös munkájuk eredményeképp 1932-ig öt szabadalmat kaptak abszorpciós és diffúziós hűtőszekrényre, és hetet elektrodinamikus szivattyúsra [1]. Ez az a két típus, amelyet Einstein–Szilárd-féle hűtőszekrényként szoktak emlegetni [2]. Mindkettőnek azon előnyét emelik ki, hogy bennük nincs forgó alkatrész és teljesen zárt, tehát az említett haláleset ennél a két típusnál ki van zárva.

Hogyan került kapcsolatba egymással Einstein és Szilárd? Szilárd a berlini Műszaki Egyetemen folytatta