

HIGGS-BOZON ÉS A VILÁG VÉGE VAGY KEZDETE

Horváth Dezső

MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont, Budapest és
MTA Atommagkutató Intézet, Debrecen

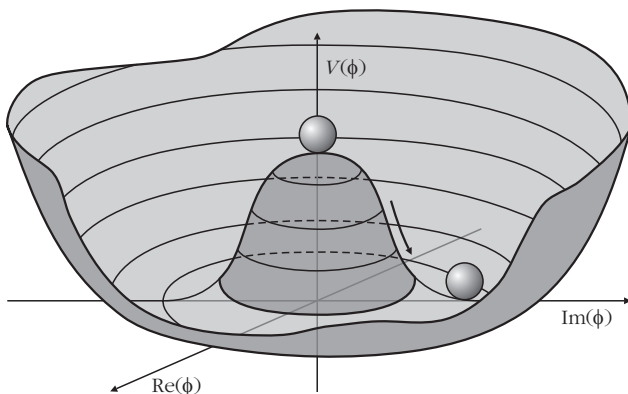
Igencsak zajos visszhangot váltott ki 2014-ben *Stephen Hawking*, világhírű angol fizikus kijelentése, miszerint a Higgs-bozon tanulmányozása nagyon nagy energiákon a világ végét okozhatja. Hawking, természetesen, nem egészen ezt mondta, hanem (a szerző némileg szabad fordításában) a következőt: *A Higgs-potenciál aggasztó tulajdonsága, hogy 100 billió GeV fölött metastabillá válhat... Ez azt jelentheti, hogy a Világegyetem katasztrofális vákuum-bomláson mehet keresztül, miközben a valódi vákuum buboréka fénysebességgel terjed. Ez bármikor bekövetkezhet és nem láthatjuk jönni.* Körbejárjuk a fenti kijelentés alapjait és az ellene felhozott érveket. Az első kérdés persze az, mit értett billió alatt, 10^9 -t, mint az amerikaiak, vagy az Európában szokásosabb 10^{12} -t. Habár sehol sem láttam specifikálva, én az európai értékre szavaznék, nem csak azért, mert Hawking angol, hanem mert a másik túlságosan alacsony energia. A végső következtetés pedig az lesz, hogy nyugodtan alhatunk, ez egyhamar nem fog bekövetkezni.

A BEH-elmélet

A probléma sokkal régebbi keletű, mint Stephen Hawking kijelentése. A részecskefizika elmélete, amelyet történeti okokból *standard modellnek* hívunk, a kölcsönhatásokat szimmetriákból származtatja. Kulcsszerepet játszik benne azonban a szimmetriasértés: a Brout–Englert–Higgs (BEH) elmélet feltételezi, hogy létezik egy mindent kitöltő erőter, amely megbontja a vákuum, az üres tér tökéletes szimmetriáját, lehetővé téve ilyen módon az elemi részecskék tömegének létrejöttét.

Ezt a spontán szimmetriasértésnek nevezett mechanizmust legegyszerűbb a mexikói kalappal, a sombre-

1. ábra. Spontán szimmetriasértés. A BEH-mező potenciálját ábrázoló kalap hengersizimetriája elromlik, amikor golyót helyezünk a csúcsára, mert a golyó stabil állapota valahol a völgyben van és legurul, de véletlenszerű, hogy hova esik.



róval illusztrálnunk (1. ábra). Az tökéletesen hengersizmetrikus, és elvben azzal sem rontjuk el a szimmetriáját, ha a csúcspontjára egy golyót helyezünk. Ez az állapot azonban nem lesz stabil, stabil állapotot a rendszer csak akkor talál, amikor a golyó legurul valahova a völgybe. Az természetesen véletlenszerű, hogy konkrétan hova gurul, de akárhol áll meg, megbontja a hengersizmetriát. A szimmetriát a rendszer tehát spontán megsérti. Hasonló helyzet áll elő, ha egy kötőtű hosszában megnyomunk: valamire elhajlik, és azzal megbontja az eredeti szimmetriáját, pedig mind a kötőtű, mind pedig a rá ható erő tökéletesen hengersizmetrikus. A hengersizmetriából csak annyi marad, hogy a potenciálvölgyben a részecske erőhatás nélkül mozoghat.

A fizika igazi nyelvén, matematikailag ezt úgy fejezzük ki, hogy a rendszer nulla potenciálú állapota nem stabil, tehát az erőter vákuumbeli várható értéke nem nulla. A standard modellben a ϕ BEH-tér energiája, a BEH-potenciál alakja a következő:

$$V(\phi) = \frac{1}{2}\mu^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda\phi^4. \quad (1)$$

Ha $\mu^2 > 0$, azaz μ valós és $\lambda > 0$, akkor ez egy *viszonylag tisztességes*, habár önmagával kölcsönható egyszerű (*skalár*) ϕ tér μ tömeggel: könnyen meggyőződhetünk róla, hogy stabil minimuma van a $\phi = 0$ helyen. A tér önkölcsönhatását a ϕ^4 tag biztosítja, az önkölcsönhatás erőssége a λ együttthatótól függ. Ez tehát a szokásos konfiguráció: ott stabil a vákuumállapot, ahol az erőter értéke zérus és a részecskék kölcsönhatását az erőterrel annak nullától való eltérésével fogjuk jellemezni. Ha viszont $\mu^2 < 0$, azaz μ imaginárius, akkor a térerő minimuma, azaz a belehelyezett, vele kölcsönhatásban levő részecske stabil állapota nem $\phi = 0$ -ban lesz, hanem egy attól eltérő

$$\phi = \pm v = \pm \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}}$$

értéknél. A ϕ tér potenciálja szimmetrikus a $\phi \rightarrow -\phi$ tükrözésre, ezért vegyük minimumnak $+v$ -t. Ez lesz tehát a valódi vákuumunk, a számításokat az ettől való eltérés figyelembe vételével kell végeznünk, ami annak felel meg, hogy az eredeti, teljesen szimmetrikus tér helyett a $\phi(x) = v + \eta(x)$ térfüggvényt (ahol x a teret és időt magában foglaló négydimenziós koordináta) célszerű használnunk.

Megmutatható, hogy ha $\phi(x)$ nem egyszerű skalár, hanem egy komplex dublett tér, amely négy szabadsági fokkal bővíti rendszerünket, akkor három szabadsági fokból fel tudjuk építeni a gyenge kölcsönhatást közvetítő három vektori erőter (W^+ , W^- , Z^0) longitudinális polarizációs állapotát, létrehozva ezzel a nehéz, gyenge bozono-

kat. A maradék negyedik alkotja a Higgs-bozont, ezt a furcsa részecskét, amelynek minden kvantumszáma 0, csak a tömege nem [1]. A gyenge kölcsönhatás erősségéből (Fermi csatolási állandó) levezethető $v = 246$ GeV, mint a BEH-tér vákuumbeli várható értéke. Azzal a feltevessel kiegészítve, hogy az elektromágneses és a gyenge kölcsönhatás egységes g csatolási állandóval rendelkezik, jó becslést lehetett adni a gyenge bozonok tömegére, amely arányos gv -vel. Mindezek alapján majdnem mindenki hitt abban, hogy a Higgs-bozon létezik, és azt előbb-utóbb meg fogjuk találni. A legnevezetesebb kételkedő Stephen Hawking volt, aki fogadott 100 dollárba Gordon Kane amerikai fizikussal, hogy a Higgs-bozon soha nem lesz meg, és mint tudjuk, veszített.

Alacsony energián a standard modell nem ad számot az elemi fermionok, kvarkok és leptonok tömegéről, azok (egyelőre) szabad paraméterek maradnak. Ugyanakkor viszont a standard modell elemi töltött fermionjainak (elektron, müon és a tau-lepton, továbbá az összes kvark) tömegét a BEH-mechanizmus eredményezi. A tömegeket, csakúgy mint az erőtérkvantumoknál, a BEH-vákuum v potenciáljának és az elemi anyagtereknek a Higgs-térrel való csatolási erősségének szorzata adja. A csatolások értékére kizárólag a kvarkok közvetetten és a leptonok közvetlenül mért tömegeinek értékei adnak információt (a kvarkok tömegére csak következtetni lehet, mivel szabadon nem léteznek). Egyelőre nincs magyarázatunk arra, hogy miért változnak ezek a tömegek 5-6 nagyságrendet. Mindenesetre tudjuk, hogy az u és d kvarkok 2-7 MeV-es tömege elenyésző a kötött állapotaik (proton, neutron, mezonok) tömegéhez képest. Ezek az úgynevezett könnyű kvarkok a leptonokkal együtt nagyon gyengén hatnak kölcsön a BEH-térrel, kötött állapotaik tömege éppen ezért alapvetően a kvarkok közötti kölcsönhatási energiából ered. A nehéz kvarkok (c és b) kötött állapotainak tömegében már nyugalmi energiájuk dominál, az atomfizikai nem-relativisztikus kötött állapotokkal teljesen azonosan értelmezhetők [2]. 173 GeV-hez közeli tömege miatt legerősebb a csatolás a Higgs-részecske és a top-kvark között, közel negyvenszer erősebb az utána következő b -kvark és a Higgs-részecske kölcsönhatási erősségénél.

A vákuum stabilitása

A Higgs-bozon megfigyelése (125 GeV-es tömeggel) a CERN-ben bebizonyította, hogy a mi világunk vákuuma olyan, amelynek zérustól különböző minimális értéke (potenciálgödre) van. Valamennyi kölcsönhatás erőssége változik a kölcsönhatás energiájával. Jól a BEH-potenciál bevezetése előtt felismerték, hogy egy önmagával kölcsönható skaláris tér önkölcsönhatási csatolási állandója (az (1) egyenletben λ) nagy energián előjelet vált, ezt Landau-szingularitásnak hívják. A kérdés az, hogy ez a szingularitás mekkora energián következik be. Az öncsatolás energiafüggését a többi részecskével való kölcsönhatás erőssége is befolyásolja. Mivel a

t -kvark kölcsönhatása a legerősebb a BEH-térrel, annak hatása a legnagyobb λ változására.

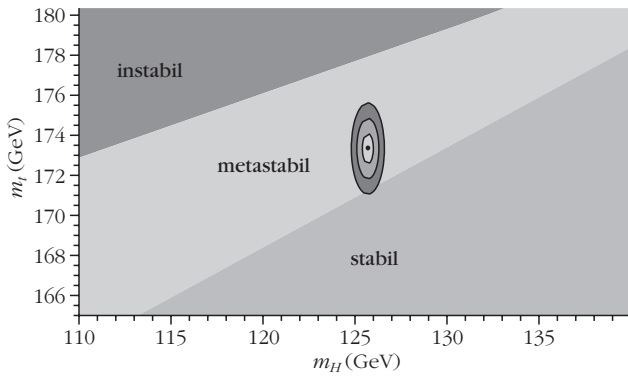
Bizonyos körülmények között tehát több ilyen BEH-minimum is létezhet. *T. D. Lee* és *G. C. Wick* 1974-ben elemezte [3] az (1) BEH-potenciál lehetséges formáit, és arra jutott, hogy ha abban megjelenik egy elegendően nagy köbös ($\kappa\phi^3$) tag, vagy ha a ϕ^4 -es önkölcsönhatási tag λ erőssége sokat változik az energia függvényében és negatív előjelűvé válhat, akkor a vákuumnak létezhet másik minimuma is azon kívül, amelyben élünk. Ha a BEH-potenciálnak csak egyetlen gödre van, a vákuum stabil, ha viszont több is, metastabil.

Ha vákuumunk metastabil és világunk nem a lehető legmélyebb minimumban fekszik, akkor az *hamis vákuum*, és elvben, adott körülmények között, elegendően nagy energia hatására egy része bármikor átcsúszhat a mélyebbikbe: buborékot képezhet, amelynek mérete a mikroszkopikus világban megszokottnál sokkal nagyobb. Mivel a buborék kedvezőbb energiafeltételeket biztosít a részecskéknél, mint közvetlen környezete, az fénysebességgel növekedve mindent magába olvaszthat (mint a mesebeli kis gömböc). A növekedés fénysebessége miatt a buborék természetesen, észlelhetetlen volna, hiszen ugyanakkor érne el hozzánk, a megfigyelőhöz, mint a róla tudósító fény vagy más jel. Ez valamilyen értelemben a világunk végét jelentené, hiszen megváltozna a BEH-tér minimuma, és azzal az elemi részecskék tömege, valamint az atommagbomlásokat előidéző gyenge kölcsönhatás erőssége. Mindez, természetesen, feltételezi, hogy a standard modell egészen nagy energiáig igaz.

Ugyanakkor abból a tényből, hogy világunk megvan, létezik, és olyan, amilyen, az következik, hogy ha esetleg hamis is a vákuumunk, azaz metastabil a BEH-minimumunk, az mégis eléggé stabil volt ahhoz, hogy mindeztől ellenálljon az Ősrobbanás után felmerült és később a kozmikus sugarak energiájával történt gerjesztéseknek, tehát igen-igen nagy energia kellene ahhoz, hogy kibillentsük belőle, nagyon sok nagyságrenddel nagyobb, mint amelyeket földi körülményeink között elő tudunk állítani. Ahogyan azt 1982-ben *Turner* és *Wilczek* [4] leszögezték, még ha vákuumunk állapota metastabil is, várható élettartama sok nagyságrenddel nagyobb, mint a Világegyetem kora.

Ezeket a becsléseket az évek folyamán sok másik követte, és ahogyan a Higgs-bozon tömege fokozatosan behatárolódott, úgy vált egyre világosabbá, hogy vákuumunk valahol a stabilitás határán található. A számításokban a Higgs-bozon tömegén kívül a legnehezebb fermionunknak, a t -kvarknak van a legfontosabb szerepe, mivel hatalmas tömege miatt annak a legerősebb a kölcsönhatása a Higgs-bozonnal. A sok publikált, eléggé hasonló becslés közül mutat egyet a 2. ábra. A t -kvark és a Higgs-bozon mért tömege a viszonylag keskeny metastabil fázisba esik (vegyük észre, hogy az ábrázolás a tömegek igen kis változását fogja át), és bármelyik tömeg néhány százalékos eltérése kilökheti onnan a stabil vagy az instabil állapotba.

Mihelyt világossá vált az LHC-nél felfedezett Higgs-bozon tömege, azonnal heves elméleti munka indult



2. ábra. A BEH-vákuum stabil, metastabil és instabil régiói a Higgs-bozon és a t-kvark tömegének síkján a standard modell szerint [5]. A két tömeg kísérleti értékeit, $m_H \sim 125$ és $m_t \sim 173$ GeV-nél az egyszeres, kétszeres és háromszoros szórásnak megfelelő körvonalak határolják.

annak jelentőségét felmérendő. Madridban, például, 2013 szeptemberében konferenciát szerveztek „Why $m_H = 126$ GeV?” címmel, ahol komolyan és viccesen még az antropikus elv is felmerült.

BEH-tér és infláció

A kozmológia jelenleg elfogadott elmélete szerint a Világegyetem az Ősrobbanással kezdődött. Az elméletnek azonban számos komoly problémája van, amelyek megoldására Alan Guth 1981-ben a *felfúvódás* vagy *infláció* jelenségét javasolta [6]: eszerint a Világegyetem a keletkezése utáni 10^{-32} másodpercben 10^{20} ... 10^{40} -szeresére duzzadt. Ehhez valamilyen anyag vagy erőter jelenléte kellett, amelyet *inflatonnak* nevezett, és amelynek a felfúvódás végeztével gyakorlatilag el kellett tűnnie. Az inflaton mibenlétére sok elmélet van forgalomban, itt most a Higgs-bozonnal való kapcsolatát említjük. Sok számítás született ezzel kapcsolatban, a leginkább hivatkozott munka Bezrukov és Shaposhnikov nevéhez fűződik [7] 2007-ből. Kimutatták, hogy a standard modell BEH-tere alkalmas arra, hogy inflaton legyen, feltéve, hogy az elegendő erősséggel csatolódik a gravitációs mezőhöz (azaz a két mező közötti kölcsönhatás ξ csatolási állandója eléggé nagy). Ekkor a teljes mozgásegyenletet tükröző Lagrange-függvény alakja a következő lesz:

$$L_{\text{tot}} = L_{\text{SM}} - \frac{1}{2} M^2 R - \xi H^\dagger H R, \quad (2)$$

ahol L_{SM} a standard modell eredeti Lagrange-függvénye, R a gravitációt jellemző térgörbület, H a BEH-mező erőssége, M pedig egy tömeg jellegű paraméter. M kisebb kell, hogy legyen a Newton-féle G gravitációs állandóhoz csatolt Planck-tömegnél:

$$M_p = \frac{1}{\sqrt{8\pi/G}} = 2,4 \cdot 10^{18} \text{ GeV},$$

de nagyobb nullánál. $M = M_p$ túlságosan nagy kezdeti sűrűségigadozásokhoz vezetett, $M = 0$ pedig túlságosan nagy tömegű Higgs-bozonhoz, a standard modell

Higgs-bozonjának lehetséges tömegét ugyanis a LEP-kísérletek már jóval az LHC indulása előtt behatárolták 114 és 260 GeV/ c^2 közé. Nincs szükség tehát semmiféle egyéb térre, a standard modell BEH-potenciálja is lehetővé teszi az inflációt, ha egészen a Planck-energiáig érvényes.

A későbbi számítások rámutattak, a Higgs-bozonnak nagyon könnyűnek, 135 GeV/ c^2 alatt kell lennie ahhoz, hogy a modell működjék. A sok, különböző becslés között olyan is született, amely 2010-ben egészen pontosan *megjósolta* az LHC-nél 2012 után mért $M_H = 125$ GeV/ c^2 -et. A dolog érdekességét fokozza, hogy Shaposhnikov és Wetterich [8] abból a követelményből „jósolta meg” a Higgs-bozon 126 GeV/ c^2 -es tömegét, hogy a gravitációhoz csatolt Higgs-tér instabilitása a Planck-skálán következzen be, azaz a standard modell egészen a Planck-energiáig érvényes maradjon. Ha alatta van a Landau-pólus, akkor egy bizonyos energia felett metastabil lehet a világunk, bár ez esetben inkább arra gondolnak, hogy még a Landau-szingularitás skáláját megelőzve be kellett lépnie a stabilizáló új, *igazi* fizikának. Természetesen a BEH-tér csak akkor játszhatja el a másik skalár tér, az inflaton szerepét, ha a standard modell egészen a Planck-skáláig érvényes. Ha azokon a nagy energiákon valamilyen új fizika lép be, akkor nyilván érvénytelen ez a kép.

Zárszó

Látjuk tehát, hogy nem kell félnünk attól, hogy a Világegyetem egyhamar átcsúszik egy másik vákuumba, hiszen ha lenne egy könnyen elérhető és kedvezőbb energiaviszonyokat biztosító másik vákuum, az óriási energiájú kozmikus sugarak hatására valószínűleg régen átkerültünk volna abba. Ugyanakkor előkerült a BEH-mechanizmus újabb remek vonása: elvben megmagyarázhatja az Ősrobbanás utáni gyors felfúvódást anélkül, hogy valami újabb kölcsönhatást kellene bevezetnünk. Tovább erősödik tehát *Lederman* tréfás megjegyzése a spontán szimmetriasértés mechanizmusáról és a Higgs-bozonról, amennyiben az a görög-római drámák mindent rendbetevő isteni beavatkozására (*deus ex machina*) emlékezteti.

Köszönetet kell mondanom *Patkós Andrásnak*, aki értékes tanácsaival sokat javított cikkemen.

Irodalom

1. Horváth Dezső: *A Higgs-bozon*. Typotex, Budapest, 2014 (ISBN: 978-963-2794-17-4).
2. Patkós András: Mekkora a kvarkok tömege? *Fizikai Szemle* 63/11 (2013) 368.
3. T. D. Lee, G. C. Wick, *Phys. Rev. D* 9 (1974) 2291.
4. M. S. Turner, F. Wilczek, *Nature* 298 (1982) 633.
5. V. Branchina, E. Messina, A. Platania, *JHEP* 1409 (2014) 182. (arXiv:1407.4112 [hep-ph]).
6. Frei Zsolt, Patkós András: *Inflációs kozmológia*. Typotex, Budapest, 2005 (ISBN: 963 9548 47 2).
7. F. L. Bezrukov, M. Shaposhnikov, *Phys. Lett. B* 659 (2008) 703. (arXiv:0710.3755 [hep-th]).
8. M. Shaposhnikov, C. Wetterich, *Phys. Lett. B* 683 (2010) 196.