A CP-SÉRTÉS NAGYSÁGA A LEPTONSZEKTORBAN

Radics Bálint – Institute for Particle Physics and Astrophysics, ETH, Zürich
Trócsányi Zoltán – Eötvös Loránd Tudományegyetem

CP-sértés és invariáns mérték

Több cikk is foglalkozott már e folyóirat hasábjain a diszkrét C-, P- és T-szimmetriák lényeges szerepével az elemi részecskék kölcsönhatásait tárgyaló részecskefizikai standard modellben (például [1, 2]). A C a töltés előjelének megváltoztatását, a P a tér tükrözését, a T pedig az időtükrözést jelöli. Az egyesítetett CPT-szimmetria létét a természetben már eddig is nagy pontossággal sikerült igazolni [3]. Ugyanakkor a természet nagy rejtélye, hogy miért maradt az Ősrobbanást követő tágulás során csak anyag a Világegyetemben, tehát mi sértette meg a kezdeti barion-antibarion szimmetriát, aminek kísérleti bizonyítéka saját létezésünk.

A barion-antibarion szimmetria sérülése megmagyarázható lehet a CP-szimmetria sérülésével, amit a kvarkok között kísérlettel is sikerült igazolni [2]. Azonban a kvarkszektorban a szimmetria sérülése túlságosan kicsi ahhoz, hogy megmagyarázza a barionaszimmetriát [4]. Ezért is óriási jelentőséggel bír, hogy a közelmúltban a Japánban a T2K-kísérletben elsőként sikerült a CP-sértést megfigyelni a leptonszektorban, amiről a *Fizikai Szemle* hasábjain is olvashattunk [5]. A T2K-kísérlet egyelőre 3σ megbízhatósági szinten zárja ki a CP-szimmetriát a $\nu_\mu \to \nu_e$, illetve a CP-transzformált $\bar{\nu}_\mu \to \bar{\nu}_e$, folyamatok esetén. Az adatok alapján a sérülés nagyságának legvalószínűbb értéke közel esik a lehetséges legnagyobb értékhez.

Az eredmények értelmezésekor fontos rögzíteni, hogy a neutrínók tömeg-, illetve ízbázisa közötti transzformációt leíró PMNS-mártixot egy előnyösen, de önkényesen választott parametrizáció szerint szoktuk megadni. A PMNS-mátrix többnyire három forgatási mátrix szorzatából áll, amelyek függetlenül hatnak az egyes íz-, illetve tömegalterekben. Az *általánosan használt paraméterezés esetén* a sérülés nagyságát a Dirac-fázisnak nevezett δ_{CP} komplex fázisszög jellemzi, amelyet önkényesen a legkisebb és a legnagyobb tömegű neutrínó alteréhez kötünk. Emiatt az önkényes választás miatt az eredmények és a közölt konfidenciaintervallumok függhetnek a PMNS-mátrix parametrizációjától.

Felmerül tehát a kérdés, lehet-e parametrizációtól függetlenül jellemezni a CP-sértés nagyságát. Továbbá, van-e az invariáns mértékre valamilyen felső határ? Illetve, hogyan viszonyul a CP-sértés a leptonszektorban a kvarkoknál mért értékhez képest? Érdemes figyelembe venni a kísérleti eredmények értelmezésénél, hogy a becsült paraméterre kapott konfidenciaintervallum tartománya széles, és a kísérletek érzékenysége változhat a vizsgált paraméter függvényében. *Cecilia Jarlskog* megmutatta [6], hogy *a CP-sértésnek létezik parametrizációfüggetlen mértéke is*. Az ő tiszteletére ezt a mértéket *Jarlskog-invariánsnak* nevezik. A továbbiakban a Jarlskog-invariáns tükrében vizsgáljuk meg a kapott mérési eredményeket.

Tömegek és a CP-sértés

A részecskefizikai standard modellben [7] a fermionok tömege a köztük és a *BEH-mező*[1] közötti *Yukawa-kölcsönhatás* eredménye. A gyenge kölcsönhatást azonban az ízbázisban írjuk le, és a tömeg-, illetve az ízbázisok nem feltétlenül esnek egybe (ami a keveredés jelenségéhez vezet). Ezért a 3 család és a BEH-mező közötti kölcsönhatás csatolásait egy 3×3-as, általában nem-diagonális, komplex elemű Y mátrixszal adhatjuk meg. A BEH-mechanizmus során a vákuumban a BEH-mező által felvett

$$\langle \phi \rangle = \left(0,\ \frac{v}{\sqrt{2}}\right)$$

várható érték miatt a tömegtagok együtthatóit a Dirac-tömegmátrixnak nevezett

$$M = \frac{1}{\sqrt{2}}\, v\, Y$$

[1]Rövidítés *Robert Brout, François Englert* és *Peter Higgs,* a mező létezését felvető fizikusok nevéből.

Radics Bálint az ETH Zürich kutatója. Kutatási területe a részecskefizikai standard modellen túli jelenségek tanulmányozása neutrínóoszcillációkban, antianyagot létrehozó, illetve sötét anyagot direkt és indirekt módon kereső kísérletekben.

Trócsányi Zoltán fizikus, az MTA rendes tagja, az ELTE Elméleti Fizika Tanszék egyetemi tanára, az erős kölcsönhatás elméletének nemzetközileg elismert kutatója. *Demény Andrással* társszerzője a *Fizika I.* egyetemi tankönyv Mechanika részének, *Horváth Dezsővel* pedig a *Bevezetés az elemi részek fizikájába* című, 2019-ben angolul is megjelent tankönyvnek. Emellett ismeretterjesztő előadások és művek rendszeres szerzője. Tudományos közleményeire százezernél több független hivatkozást kapott.

adja, amelyet bal-, illetve jobbkezes fermionok szoroznak. Például az SU(2) fermiondublettek alsó 3 komponense esetében

$$\sum_{i,j} \bar{d}_L^{\,i} M_{ij} d_R^{\,j}.$$

A jobb- és balkezes fermionok ízbázisát megfelelő U_L és U_R unitér ($U^\dagger U = \mathbb{I}$) transzformációkkal a tömegbázisba tudjuk transzformálni,

$$\bar{d}_L M d_R = \bar{d}_L U_L^\dagger U_L M U_R^\dagger U_R d_R = \bar{d}_L' U_L M U_R^\dagger d_R',$$

amelyen a tömegmátrix diagonális lesz:

$$U_L M U_R^\dagger = \mathrm{diag}(m_1, m_2, m_3).$$

Az m_1, m_2 és m_3 paraméterek az egyes családokon belüli SU(2) dublettek alsó vagy felső tagjainak tömegei. Az alsó (d) és a felső (u) tagokra külön kell kikeverni a tömegtagokat, ezért két tömegmátrixot kapunk, M-et és M'-t, amelyeket külön unitér transzformációkkal kell diagonalizálnunk, tehát

$$U'_L M' U'^\dagger_R = D' = \mathrm{diag}\left(m_1^u, m_2^u, m_3^u\right)$$

és

$$U_L M U_R^\dagger = D = \mathrm{diag}\left(m_1^d, m_2^d, m_3^d\right).$$

Kvarkok esetén a dublettek felső komponensei az u-, c-, t-kvarkok, az alsó komponensek pedig a d-, s-, b-kvarkok. A leptonok esetén az előbbiek a neutrínók, az utóbbiak pedig a töltött leptonok. Bár a standard modellben a neutrínóknak nincs tömegük, ahhoz, hogy tömegtagokat alkothassunk, jobbkezes neutrínók is szükségesek. Ugyan kísérletileg eddig csak balkezes neutrínókat találtak, de ettől függetlenül tudjuk, hogy a neutrínóknak van tömegük, ezért a várakozások szerint a helyes standard modellen túli elméletben ezek a tagok is számítanak.

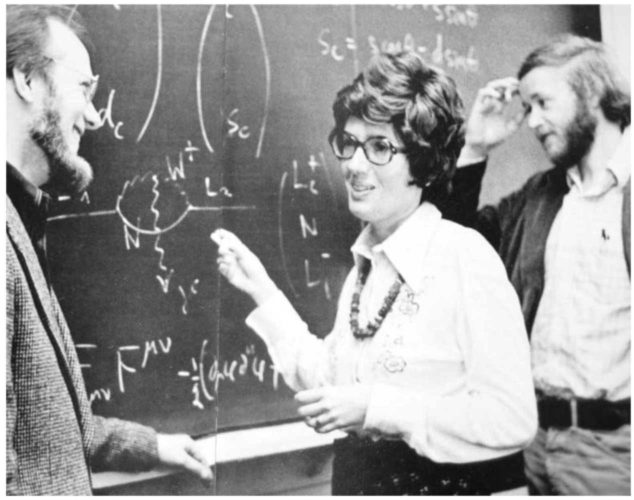
A kísérletileg megfigyelhető gyenge töltöttáram-kölcsönhatásokban, például a leptonoknál a

$$j^\mu_{W,L} = 2\,\bar{\nu}_L U^\dagger \gamma^\mu \ell_L$$

áramban a kétféle transzformációs mátrix

$$U = U'^\dagger_L U_L$$

szorzata jelenik meg, amely maga a PMNS keveredési mátrix (a kvarkok esetén pedig a CKM-mátrix). Itt kapcsolódik a történethez Jarlskog, aki felvetette, hogy vajon az M és M' tömegmátrixokat hogyan lehetne a PMNS-mátrix parametrizációjától független módon megismerni. Az U mátrix elemeit szórási kísérletekből megmérhetjük, de a tömegmátrixokat egyelőre nem tudjuk közvetlenül meghatározni. Egy lehetséges megközelítés megvizsgálni, hogy vajon diagonalizálható-e egyszerre a két mátrix, amit matematikailag úgy ellenőrizhetünk, hogy kiszámítjuk a



Cecilia Jarlskog kollégáival a Nordic Institute of Theoretical Physicsben az 1980-as évek elején (fotó: NORDITA).

felcserélési relációjukat. Jarlskog a következő összefüggést találta:

$$\begin{aligned} \left[M, M'\right] &= \mathrm{i}\,C, \\ C &= -\mathrm{i}\,U_L^\dagger \left[D, U D' U^\dagger\right] U_L. \end{aligned} \tag{1}$$

Belátható, hogy a C mátrix determinánsa akkor és csak akkor tűnik el, ha nincsen CP-sértés. A C mátrix determinánsa

$$\det C = -2\,F F' J,$$

ahol

$$\begin{aligned} F &= \frac{\left(m_3^u - m_2^u\right)\left(m_3^u - m_1^u\right)\left(m_2^u - m_1^u\right)}{m_3^{u3}}, \\ F' &= \frac{\left(m_3^d - m_2^d\right)\left(m_3^d - m_1^d\right)\left(m_2^d - m_1^d\right)}{m_3^{d3}}, \\ J &= \mathrm{Im}\left(U_{11} U_{22} U_{12}^\star U_{21}^\star\right). \end{aligned} \tag{2}$$

Jarlskog a levezetésében a három család fermionjainak tömegeit a legnehezebb tag tömege szerint normálta, tehát

$$U_L M U_R^\dagger = \mathrm{diag}\left(\frac{m_1}{m_3}, \frac{m_2}{m_3}, 1\right).$$

A J változót *Jarlskog-invariánsnak* hívjuk, és belátható, hogy *független az U keveredési mátrix parametrizációjától.* Megfigyelhető, hogy ha $J = 0$, akkor a C mátrix determinánsa nullává válik (a tömegekről tudjuk, hogy különbözők). De a J invariáns mennyiség csupán a keveredési mátrix képzetes elemeiből adódhat a fentiek szerint, vagyis a CP-sértést adó komplex δ_{CP} Dirac-fázisból. Emiatt a részecskefizikában a CP-sértés jelensége szorosan kötődik a tömegek, a tömegmátrixok kérdéséhez is. Ma úgy tűnik, hogy mind a kvark- és a leptonszektorban megtalálható (bár különböző mértékben) a CP-sértés. Továbbá mindkét szektorban a részecskék tömegei különbözők, és nagyfokú hierarchiát mutatnak. Talán ez tükröződik vissza a CKM-, illetve a PMNS-mátrixok elemeinek relatív nagyságában is.

Itt érdemes megemlíteni, hogy ma a CP-sértés a kvark- és leptonszektorokban elkülönülni látszik. Azonban kísérletileg még meg nem erősített egyesített modell(ek)ben a jelenleg feltételezett

$$\mathrm{SU}(3)_c \otimes \mathrm{SU}(2)_L \otimes \mathrm{U}(1)_Y$$

szimmetriacsoport csupán alacsony energián lenne érvényes. Magasabb energiákon ez a szimmetria be lenne ágyazva egy nagyobb szimmetriacsoportba, ahol a leptonok és a kvarkok valamilyen fundamentális reprezentációt, multiplettet alkotnának együtt, és így egymásba is alakulhatnának szóródásaik során. Az ebben a nagyobb elméletben együtt jelen levő, egymásba alakuló részecskék feltehetően eltérő CP-sértési fázisai miatt automatikusan generálódhatna valamilyen mértékben a mai Univerzumban tapasztalt barionaszimmetria.

Trimaximális paraméterek

A fent kapott J Jarlskog-invariáns segítségével immár parametrizációtól függetlenül vizsgálhatjuk a CP-sértés nagyságát. Ennek a szemléltetésére alkalmas, ha kiszámoljuk mekkora lenne J lehetséges legnagyobb értéke, és ezt összehasonlítjuk a T2K-kísérlet által mért, illetve a kvarkoknál ismert CP-sértés megfelelő értékével. A megengedett legnagyobb érték úgy adódik, ha egyszerűen megengedjük, hogy az összes keveredési és komplex paraméter a legnagyobb értéket vegye fel az U mátrixban, figyelembe véve, hogy a mátrix unitér. Ezt bármilyen parametrizációban kifejezhetjük, ugyanis a kapott Jarlskog-invariáns független lesz a parametrizációtól. A lehetséges legnagyobb értékek az úgynevezett *trimaximális U* mátrixban a következők:

$$U = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{3}} & \mp\frac{\mathrm{i}}{\sqrt{3}} \\ -\frac{1}{2} \mp \frac{\mathrm{i}}{2\sqrt{3}} & \frac{1}{2} \mp \frac{\mathrm{i}}{2\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{3}} \\ \frac{1}{2} \mp \frac{\mathrm{i}}{2\sqrt{3}} & -\frac{1}{2} \mp \frac{\mathrm{i}}{2\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{3}} \end{pmatrix}. \qquad (3)$$

Az invariáns maximális értékére a következőt kapjuk

$$|J_{\max}| = \frac{1}{6\sqrt{3}} \cong 0{,}096. \qquad (4)$$

A keveredési mátrixot a megszokott parametrizációban véve a J invariáns kifejezhető a ϑ_{ij} keveredési szögekkel és a Dirac-fázissal:

$$J = c_{12}\, s_{12}\, c_{23}\, s_{23}\, c_{13}^2\, s_{13} \sin\delta_{\mathrm{CP}}, \qquad (5)$$

ahol $c_{ij} \equiv \cos\vartheta_{ij}$, $s_{ij} = \sin\vartheta_{ij}$. Mielőtt a kísérletben kapott értéket kiszámolnánk, érdemes meghagyni a δ_{CP} értékét maximálisnak ($|\sin\delta_{\mathrm{CP}}| = 1$), és a *Particle Data Group* (PDG) [8] által eddig közölt keveredési szögek értékeit behelyettesíteni a PMNS-mátrix elemeibe. Ezzel megkapjuk, hogy mekkora legnagyobb CP-sértést kaphatnánk a leptonszektorban a már ismert keveredési szögekre vonatkozó értékeket figyelembe véve, vagyis mekkora felső határt adnak a már ismert keveredési szögek. A PDG-ből a megfelelő jelenlegi legvalószínűbb – $\sin^2\vartheta_{12} = 0{,}307\pm0{,}013$, $\sin^2\vartheta_{23} = 0{,}545\pm0{,}021$, $\sin^2\vartheta_{13} = 0{,}022\pm0{,}0007$ – értékeket behelyettesítve a kapott invariáns értéke

$$\left|J_{\max}^{\ell,\,\mathrm{exp}}\right| \cong 0{,}0331\pm0{,}0007. \qquad (6)$$

Látjuk, hogy ugyan a trimaximális értéknek legfeljebb csak harmada lehet a kísérletek által megengedett legnagyobb CP-sértés, azonban *ugyanabban a nagyságrendben található*. A PDG szerint a töltött leptonokéhoz hasonló *normál tömeghierarchiára* az eddigi kísérletekben kapott Dirac-fázis legvalószínűbb értéke $\delta_{\mathrm{CP}} = -115°\pm30°$ volt, amelyet behelyettesítve az invariáns CP-sértés értékére a leptonszektorban $J^{\ell,\,\mathrm{exp}} \cong -0{,}026\pm0{,}008$-et kapunk. Érdemes ezt az értéket összehasonlítani a kvarkszektorban mért értékkel. A PDG 2020-as kiadványa alapján a kvarkoknál becsült $J^{\mathrm{q},\,\mathrm{exp}} \cong (3{,}00\pm0{,}15)\cdot10^{-5}$ érték sokkal kisebb, mint ami a leptonszektorban sejlik. Ezek alapján kijelenthető, hogy a leptonok esetén a CP-sértés valóban sokkal jelentősebb lehet a kvarkokhoz képest, és a jelenlegi adatok szerint elérheti a fizikailag még lehetséges legnagyobb értéket, ami azt súgja, hogy a leptonszektorban elegendően nagy CP-sértés lehet az ismert barionaszimmetria megmagyarázásához.

Amennyiben más kísérletek is megerősítik a közeljövőben a CP-szimmetria sérülésének ilyen nagy mértékét, az új irányt jelenthet a kozmológiai modellek számára is. Nem véletlenül sorolta a *Nature* folyóirat a 2020. év legfontosabb tíz felfedezése közé a CP-szimmetria sérülésének megfigyelését a leptonok között [9].

Irodalom

1. Horváth Dezső: Szimmetriák és sértésük a részecskék világában – a paritássértés 50 éve. *Fizikai Szemle 57/2* (2007) 47.
2. Trócsányi Zoltán: Az eltűnt szimmetria nyomában – a 2008. évi fizikai Nobel-díj. *Fizikai Szemle 58/12* (2008) 417.
3. Horváth Dezső: Antianyag-vizsgálatok a CERN-ben. *Fizikai Szemle 54/3* (2004) 90.
4. C. Giunti, Chung W. Kim: *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*. Oxford University Press (2007).
5. Radics Bálint: A CP-szimmetriasértés kísérleti megfigyelése neutrínó-ízoszcillációkban. *Fizikai Szemle 70/7–8* (2020) 245.
6. C. Jarlskog: Commutator of the Quark Mass Matrices in the Standard Electroweak Model and a Measure of Maximal CP Nonconservation. *Phys. Rev. Lett. 55* (1985) 1039.
7. Horváth Dezső: A részecskefizika anyagelmélete: a standard modell. *Fizikai Szemle 58/8* (2008) 246.
8. https://pdg.lbl.gov
9. https://www.nature.com/articles/d41586-020-03514-8