Összetett Higgs modellek rácson

MTA Doktori Értekezés Tézisei

Nógrádi Dániel

Eötvös Loránd Tudományegyetem
Elméleti Fizika Tanszék

Magyar Tudományos Akadémia
XI. Fizikai Tudományok Osztálya
Budapest, 2017 június

1. A kutatások előzményei

A CERN-beli Large Hadron Collider (LHC) 2012-es felfedezése, mely szerint mindkét nagyobb detektor (CMS és ATLAS) észlelt egy relatíve könnyű új részecskét, melyet a Higgs bozonnal lehet azonosítani egy fontos mérföldköve volt a részecskefizika Standard Modeljének. Az elméleti leírás nagyon pontos volt korábban is, kivéve magát a Higgs részecskét, melyet kísérletileg korábban nem észleltek közvetlenül. Ezzel az új felfedezéssel a Standard Modelben szereplő összes eleminek gondolt részecskét közvetlenül lehetett észleltnek elkönyvelni és így az utolsó hiányzó láncszem is kísérleti bizonyítékot nyert. Ez a mérföldkő azért volt lehetséges, mert egyszerre fejlődtek nagy pontosságig a kísérleti módszerek illetve az elméleti számolások, melyek eredményeivel a kísérleti eredményeket össze lehetett vetni.

A fentiek szerint a Standard Model nagy pontossággal írja le a látható Univerzumot, az abban jelen levő elemi részecskéket és a köztük ható kölcsönhatásokat. Ennek ellenére a Standard Modelnek számos hiányossága van. Ezen hiányosságok nem újak, de mivel a Higgs részecske tömege 2012 óta kísérletileg is ismert (relatíve könnyű, kb. 125 GeV), ezért ez új megvilágításba helyezi a korábban is létező problémákat. Az egyik fő hiányosság az úgynevezett finomhangolási probléma. Ez röviden abból áll, hogy a mért 125 GeV-es Higgs tömeg két 17 nagyságrenddel nagyobb, $O(10^{19})$ GeV abszolútértékű, de ellentétes előjelű tömeg különbsége. A 10^{19} GeV Planck skála a legnagyobb energiaskála, ahol már biztos, hogy nem használható a Standard Model az egyenlőre ismeretlen természetű kvantumgravitáció miatt. Ez a nem várt kiejtés vagy finomhangolás technikailag azért bukkan fel a Standard Modelben, mert a benne szereplő elemi Higgs részecske egy semleges skalár részecske, melynek tömegét semmilyen szimmetria nem védi. Bár semmi nem zárja ki, hogy a Természetnek része ez a nagy fokú finomhangolás, de mivel a fizika semmilyen más területén ilyennel még megközelítőleg se találkoztunk ezért természetes igény, hogy valamilyen magyarázatottal szolgáljunk rá. A probléma másik neve a „természetességi probléma” mely elnevezés a fenti igényből ered, azaz ilyen fokú nem-természetességgel más területen nem találkoztunk. A legkézenfekvőbb megoldási kísérletek mind olyanok, hogy új fizikát tételezünk fel jóval a Planck skála alatt, konkrétabban új egyenlőre nem észlelt részecskéket új kölcsönhatásokkal.

A finomhangolási probléma nem az egyetlen hiányossága a Standard Modelnek. Kozmológiai észlelésekből származik a másik hiányosság, melyek szerint az észlelt vagy látható Univerzum a teljes Univerzumnak csak kb. 5%-a. Azaz a Standard Model a teljes Univerzumnak csak kb. 5%-át írja le, bár azt rendkívül pontosan. A maradék 95% két részből áll, kb. 27% sötétanyag és kb. 68% sötét energia, melyből az utóbbi leírható kozmológiai konstanssal. A sötét anyag részletes mibenléte ezzel szemben egyenlőre ismeretlen, csak a gravitációs hatásait ismerjük. Ugyanakkor nagy valószínűséggel kizárható, hogy a Standard Modelben jelen levő részecskék alkotnák (mint pl. semleges hadronok vagy neutrínók). Az egyedüli lehetőségnek új részecskék tünnek új kölcsönhatásokkal, azaz a Standard Modelnek valamilyen kiterjesztése.

Pusztán elméletileg sokféleképpen ki lehet terjeszteni a Standard Modelt valamilyen új szektorral, hogy legyen sötét anyag jelöltünk és a finomhangolási problémát megoldjuk. A sok lehetőség közül természetesen csak azokkal érdemes foglalkozni, melyek a korábbi kísérleti eredményekkel összhangban vannak, azaz a korábban vizsgált energiákon nem térnek el nagyon a Standard Modeltől. De még így is a lehetőségek egész tárháza áll előttünk. A legcélszerűbb talán olyan alapelvek alapján elindulni, melyek fizikai szempontból jól motiváltak és lehetőség szerint már bizonyítottak a részecskefizika valamilyen területén. Az egyik ilyen alapelv, melyet én is követtem a kutatásaim során az az észrevétel, hogy a látható Univerzumban megfigyelt tömeg eredete az erős kölcsönhatás. Bár a Standard Model szerint a leptonok, kvarkok, W és Z bozonok tömege a Higgs részecskével való kölcsönhatásból származik, a megfigyelt tömeg túlnyomó része a kvantumszíndinamikában (QCD) fellépő spontán királ szimmetriasértés eredménye, ami meg a kölcsönhatás erősségének folyománya. A QCD-ben az elemi részecskéket, kvarkokat és gluonokat, nem észleljük közvetlenül csak az ezekből felépülő összetett részecskéket, barionokat, mezonokat és potenciálisan gluonlabdákat. Ugyanakkor a QCD mentes a finomhangolási problémától, az elemi kvarkok tömegét védi a királ szimmetria. Ezért természetes feltevés, hogy a Standard Modelen túli fizika valamilyen új erősen kölcsönható elméletre épül, melyben a megfigyelt részecskék összetettek. Pontosabban csak a problémás Higgs szektort kell lecserélni valamilyen új erősen kölcsönható szektorra, melyben a Higgs részecske összetett. Az új elemi részecskékből természetesen nem csak a Higgs részecske állhat, hanem más módon egész sereg új összetett részecske is (pl. sötét anyag), hasonlóan a QCD-ben megismert nagy számú barionhoz és mezonhoz. Ilyen módon a finomhangolási vagy természetességi probléma megoldódik, mert nincs az elméletben semleges skalár elemi részecske. Ugyanakkor az ilyen módon felépített kiterjesztései a Standard Modelnek rögtön szolgáltatnak kísérletileg ellenőrizhető jóslatokat: korábban még nem látott, de talán az LHC Run-2 programjában már észlelhető új részecskéket.

Az általam is vizsgált kiterjesztései a Standard Modelnek ezek szerint a QCD-hez hasonlóan valamilyen erősen kölcsönható nem-ábeli aszimptotikusan szabad mértékelméletek. Szintén a QCD-hez hasonlóan az erős csatolás miatt közelítő módszerek, mint perturbációszámítás nem használható. Teljesen nem-perturbatív eredményeket csak a téridő diszkretizációján alapuló Monte-Carlo szimulációkkal lehet kapni, ezért rácstérelméleti módszerekre van szükség.

2. Célkitűzések

Kutatásaim legfontosabb célja olyan konkrét erősen kölcsönható elmélet rácstérelméleti vizsgálata, amely jó eséllyel konzisztens a Standard Modellel alacsony energián és az LHC Run-2 programja során észlelhető új fizika jóslatokkal tud szolgálni. Ilyen módon a rácstérelméleti jóslatokat lehet használni a model kísérleti kizárására vagy megerősítésére (pontosabban azzal konzisztenciának megmutatására). Az legígéretesebb ilyen általam is vizsgált model az $SU(3)$ mértékelmélet $N_f = 2$ nulla tömegű fermionnal a szextet ábrázolásban.

Több okból is ígéretes ez a szextet model. Egyrészt a model a perturbatív számolások szerint közel van az úgynevezett konform ablakhoz, de még éppen azon kívül, azaz spontán szimmetriasértés bekövetkezik és a model nem konform. Másrészt, szintén perturbatív számolások szerint, az úgynevezett S-paraméter (mely kísérletileg erősen korlátozható) valószínűsíthető, hogy elegendően kicsi amiatt, hogy csak $N_f = 2$ fermionra van szükség a konform ablakhoz közel kerüléshez, míg pl. a fundamentális ábrázolásban ehhez $N_f = 10 - 12$-re van szükség. Az S-paraméter perturbatívan arányos N_f-fel illetve az ábrázolás dimenziójával, így egy 2-es faktor (ábrázolás) növelését egy kb. 5-ös faktor (N_f) csökkenése kompenzálja. Ezen kívül a model előnye, hogy a $N_f = 2$ QCD-hez hasonlóan a várt szimmetriasértési minta $SU(2) \times SU(2) \to SU(2)$ és így pont 3, azaz a megfelelő számú Goldstone bozon keletkezik, melyek a szokásos Higgs-mechanizmushoz hasonlóan tömeget adnak a W és Z bozonoknak.

Ezek a várakozások azonban perturbatív érveléseken vagy QCD-intuíción alapulnak, ezért nem-perturbatív számolásokra van szükség ahhoz, hogy az alacsonyenergiás mennyiségek valódi viselkedését megismerjük.

A fenti modellel kapcsolatban a legfontosabb cél a tömegtelen és kontinuum limeszben a spontán királ szimmetriasértés megmutatása, az alacsonyan fekvő részecskék tömegének meghatározása és minnél több megfigyelhető mennyiség kiszámolása annak érdekében, hogy minnél több irányból legyen látható konzisztencia a numerikus eredmények között. Ilyen mennyiségek a kísérleti szempontból nem túl releváns, de a rácstérelméleti technikák szempontjából rendkívül fontos királ kondenzátum és a Dirac spektrum meghatározása. Ezen kívül a futó csatolási állandó és az ehhez tartozó β-függvény kiszámolása. Ez utóbbi közvetlenül információt szolgáltat a csatolási állandó változásának mértékéről, amiből az erősen kölcsönható kiterjesztések egyik korán felfedezett lehetséges problémáját lehet tesztelni, az ízváltoztató semleges áramok (FCNC) és a megfigyelt kvarktömegek közötti feszültséget. Lassú futás esetén kapjuk az úgynevezett sétáló modelleket, melyek az FCNC – kvarktömeg problémát képesek megoldani.

A szakirodalomban nagy léptékű numerikus rácstérelméleti szimulációk a szextet modelről a mi munkánk előtt nem léteztek, kivéve néhány kisebb léptékű szimulációs eredményt, melyek azonban inkonklúzivek voltak a model alacsony energiás viselkedésével kapcsolatban.

Ezen a modelen kívül a QCD-ből ismert fundamentális ábrázolás vizsgálata nagy N_f flavorszám mellett szintén a célok között szerepelt, mert a rácstérelméleti technikai problémák nagyon hasonlóak, tehát az új algoritmusokat és más módszereket ezeken az ismerősebb modelleken lehet tesztelni. Mindemellett a fundamentális model némi változtatások mellett önmagában is tekinthető a Standard Model kiterjesztésének, bár az én vizsgálataim szempontjából inkább játék-model szerepet töltöttek be.

Hasonlóan hasznosak lehetnek további, numerikus szempontból olcsóbb, játék-modellek vizsgálata, melyekben a sétáló modellek egyedi (tehát QCD-től eltérő) szisztematikus hibáit lehet tanulmányozni. A célok között szerepelt a lehető legegyszerűbb ilyen model megtalálása.

3. Kutatási módszerek

A kérdéses nem-ábeli mértékelméleteket a QCD-hez hasonlóan rácsdiszkretizáción alapuló Monte-Carlo módszerekkel lehet csak vizsgálni teljesen nem-perturbatív módon. Ez a módszer közelítő sémákat (mint pl. model-feltevések vagy perturbációszámítás) nem használ viszont a numerikus eredményeknek van statisztikus és szisztematikus hibája. Ezeket elméletileg tetszőlegesen kicsire lehet szorítani.

A téridő diszkretizálása után a megfigyelhető mennyiségeket definiáló pályaintegrálokat közvetlenül kiszámoljuk fontossági mintavételezési eljárással, azaz minnél több konfigurációt generálunk a pályaintegrálban szereplő súly szerint, majd a megfigyelhető mennyiségeket ezekre átlagoljuk. Technikai okokból véges fermion tömeg mellett lehet csak szimulálni abban az esetben ha a nagy térfogatú viselkedés a cél, ezért a közvetlenül a számítógépekből kapott numerikus eredményeken több határesetet kell elvégezni. Ezek: végtelen térfogat, nulla fermion tömeg, nulla rácsállandó. Ha véges térfogaton értelmezett mennyiség a cél (mint pl. futó csatolási állandó), akkor az első határátmenetet természetesen nem kell elvégezni.

A numerikus szimulációk nagyon számítógépigényesek több szempontból is. A futási idő nő a térfogat növelésével, a fermion tömeg csökkentésével illetve a rácsállandó csökkentésével is, sőt, a fermion ábrázolás dimenziójának növelésével is (QCD-hez képest a 3 dimenziós ábrázolás helyett 6 dimenziós van a szextet modelben). A megfelelő határátmenetek elvégzése miatt a teljes számítási igényt csak szuperszámítógépekkel lehet kielégíteni vagy nagy számú hagyományos számítógéppel azokon parallel futtatva vagy harmadik lehetőségként nagy számú videokártyák (GPU) használatával, azokon szintén parallel futtatva. A kutatásaim során én is ezt a három hardware platformot használtam, mindegyikre külön-külön optimalizált kóddal.

A számítási idő nagy része a Dirac operátor invertálásával telik. Rácson a Dirac operátor diszkretizálása nem triviális kérdés, több módszer létezik a maguk előnyeikkel és hátrányaikkal. Mi a numerikusan legolcsóbb és a QCD-ből ismert úgynevezett staggered diszkretizációt használtuk. QCD-szimulációk meggyőzően mutatták meg az elmúlt évtizedben, hogy a helyes univerzalitási osztályban van ez a diszkretizáció akkor is, ha az N_f flavorszám nem osztható néggyel. Ebben az esetben az úgynevezett gyökvonási trükköt kell használni, mi is ezt tettük. A hagyományos Hybrid Monte-Carlo (HMC) algoritmus helyett ekkor a Rational Hybrid Monte-Carlo (RHMC) algoritmus szolgáltatja a fontossági mintavételezést.

Kísérleti szempontból a legfontosabb mennyiségek az alacsonyan fekvő részecskék tömege. Ezeket a QCD-ből is ismert 2-pont függvények nagy euklideszi idős viselkedéséből kaphatjuk meg. A QCD-hez képest a mezonok 2-pont függvénye nagyon hasonló módon számolható, míg egy nukleon-szerű barion állapot hullámfüggénye lényegesen más a szextet modelben az ábrázolás különbözősége miatt és emiatt a szimmetriatulajdonságok mások. A szextet modelben szintén lényeges különbség, hogy a skalár mezon (Higgs) tömege jóval kisebb, mint QCD-ben, ezért stabil az általunk elérhető véges fermion tömegeknél. Ennek ellenére mivel nem-összefüggő fermion diagramot tartalmaz, nagyon nagy a zaj/jel arány. A részecskék közül fontos a pszeudo-skalár szektor, mert az ezzel kapcsolatos mennyiségeknek jól definiált fermion tömegfüggése van, melyet a királ perturbációszámítás határoz meg. Ennek illesztése az adatokhoz meggyőzően támasztja alá a spontán királ sértést.

A részecskespektrum mellett elengedhetetlen annak vizsgálata minnél több szempontból, hogy spontán királ sértés valóban bekövetkezik a modelben. Ezért vizsgáltuk (a királ perturbációszámításon alapuló illesztéseken kívül) a szextet modelben a futó csatolási állandót véges térfogaton, mely esetben a futó energia skála a lineáris térfogat inverze. Ehhez bevezettük a véges térfogati gradiens folyam módszert, amit azóta más modellekben is sikerrel használnak. Ezen kívül vizsgáltuk a Dirac operátor spektrumát, amiből szintén lehet a spontán királ sértésre következtetni.

A fenti célkitűzések a fenomenológiailag legfontosabb szextet modelre vonatkoztatva valósítottuk meg. Ezen kívül a fenomenológiailag talán kevésbé fontos, de részletes vizsgálatokra érdemes fundamentális modelleket is tanulmányoztuk. A fundamentális modellekben (tehát $SU(3)$ mértékelmélet nagy N_f flavorszám mellett, $N_f = 4, 8, 9, 12$) szintén a staggered diszkretizációt használtuk, néggyel osztható N_f esetén a HMC algoritmussal, egyébként az RHMC algoritmussal hasonlóan a szextet modelhez. A használt módszerek és technikák nagyrészt megegyeznek a két model családban.

4. Új tudományos eredmények

1. **Az $SU(3)$ szextet modelben a legalacsonyabban fekvő skalár és vektor részecske tömegének aránya meglepően alacsony, $m_\sigma/m_\varrho \sim 1/4$, kb. 50% hibával [1–4].**

   A fentebb vázolt rácstérelméleti módszerekkel meghatározható a részecskék tömegének aránya, mely dimenziótalan. Elvégezve a királis limeszt 2 rácsállandónál megbecsülhetjük a statisztikus és szisztematikus hibákat. A viszonylag nagy hibaszázalék főleg a nagy statisztikus hiba következménye, mert a skalár mezon 2-pont függvénynek van nem-összefüggő diagrammokból jövő járuléka. Mivel csak 2 rácsállandónál van eredményünk, a kontinuum limeszből jövő hibát csak becsülni tudjuk, a jövőben törekszünk harmadik rácsállandónál is elvégezni a számolásokat, illetve folyamatban van a statisztikus hiba csökkentése több konfiguráció generálásával. Az 1/4 eredmény meglepően kicsi (pl. QCD-hez képest) és jól mutatja, hogy a Higgs részecske jóval könnyebb, mint a következő új részecske ϱ. A könnyűségnek lehet köze a konform szimmetriához, hiszen a szextet model közel van az úgynevezett konform ablakhoz, amiben az elmélet konform lenne. Ilyen értelemben a konform szimmetrikus esethez közel van a szextet model, ami talán megmagyarázhatja a skalár részecske könnyűségét. Jövőbeli terveim között van ennek pontosabb elméleti megértése.

2. **Miután azonosítottuk a szextet modelbeli skalár részecskét az összetett Higgs bozonnal, a többi nehezebb részecske (tömegeik TeV nagyságrendűek) detektálhatók a Large Hadron Colliderben, ha a model valóban jó leírását adja a természetnek. A rácstérelméleti nem-perturbatív eredményeink ezen részecskék tulajdonságaira lehetővé teszik, hogy a modelt kizárjuk vagy konzisztensnek találjuk a kísérleti eredményekkel [5, 6].**

   A rácsszimulációk fizikai skáláját a pszeudo-skalár mezon bomlási állandója adja a királ limeszben, $f_{PS} = 246GeV$. Így ha a részecskék tömegét f_{PS} egységben meghatározzuk (mely dimenziótalan), M_i/f_{PS}, akkor fizikai egységekben is megkaphatjuk a részecskék tömegét. A könnyű skalár mezon (Higgs) részecskén kívül megmértük több potenciális új részecske tömegét, ismét QCD jelöléssel élve, $a_0, \varrho, a_1, N, \eta'$ (itt N egy nukleon-szerű barion állapot). Ezek tömege mind 1.5 és 4.5 TeV között adódott (szintén egyenlőre csak 2 rácsállandónál). Ez az energiaskála elérhető az LHC Run-2 programjában, így lehetőség nyílik a model egyértelmű kizárására, ha ebben az energiatartományban egy új részecskét se talál.

3. **Az $SU(3)$ szextet modelnek nincs infravörös fixpontja $g^2 < 6.5$ mellett (egy bizonyos renormálási sémában) több, mint 5σ szignifikanciával [7].**

   Egy nem-ábeli mértékelmélet alacsony energiás viselkedésének intuitív és kvantitatív leírását adja a futó csatolási állandó vagy a hozzá tartozó β-függvény. Magas energián az aszimptótikus szabadság miatt a viselkedés ismert perturbációszámításból, de alacsony energián nem-perturbatív rácsszimulációkra van szükség. Két lehetőség képzelhető el: a β-függvénynek vagy van egy infravörös fixpontja (ebben az esetben spontán királ szimmetriasértés nem lehetséges) vagy nincs (ebben az esetben spontán királ szimmetrisértés elképzelhető). Rácsszimulációkkal csak egy véges csatolási állandó intervallumot lehet lefedni teljesen kontrollált kontinuum extrapolációt tartalmazó számításokkal. A szextet modelben ezt megtettük és kiderült, hogy a korábbiakkal összhangban a $0 < g^2 < 6.5$ intervallumon a modelnek nincs infravörös fixpontja. Fontos eredmény ezen kívül, hogy a β-függvény kicsi (a fundamentális modelhez képest $N_f < 9$ esetén), azaz lassú futás (vagy sétálás) valósul meg a modelben.

4. **Az $SU(3)$ fundamentális model N_f fermion íz mellett királisan sértett ha $N_f \leq 9$ és az $N_f = 12$ modelnek nincs infravörös fixpontja $g^2 < 6.4$ mellett (egy bizonyos renormálási sémában) több, mint 5σ szignifikanciával [8, 9].**

   A futó csatolási állandóval kapcsolatos vizsgálatokat triviálisan ki lehet terjeszteni tetszőleges modelre és a fundamentális modelben ezt megtettük az $N_f = 4, 8$ esetre (a várakozások szerint egyiknek sincs infravörös fixpontja az általunk vizsgált intervallumon) illetve a technikailag ezeknél nehezebb $N_f = 12$ modelre is, aminél a várt eredmény nem egyértelmű, az irodalomban szerepel utalás infravörös fixpontra, illetve azzal ellentétes konklúzióra is. Ennek az az oka, hogy a szisztematikus hibái a kontinuum extrapolációnak nagyok. A mi teljesen kontrollált eredményünk szerint a $0 < g^2 < 6.4$ intervallumon nincs infravörös fixpont.

5. **A legegyszerűbb játékmodelje a sétáló dinamikának a 2-dimenziós $O(3)$-model ϑ-taggal, $\vartheta \simeq \pi$ esetén [10].**

   A fentebb említett irodalomban szereplő ellentmondásos konklúziók az $N_f = 12$ modellel kapcsolatban azért léteznek, mert a lassú csatolási állandó futásából eredően a szisztematikus hibák sokkal nagyobbak, mint QCD-ben (amiben a futás gyors, azaz a

β-függvény nagyobb). A szisztematikus hibák elsődleges forrása a kontinuum extrapolációból származik. Ezek vizsgálata fontos lenne olyan egyszerű modelben, ami numerikus szempontból jóval olcsóbb, mint a kérdéses nem-ábeli mértékelméletek. Nem triviális kérdés, hogy milyen, lehetőleg alacsony dimenziós model van, ami egyszerre aszimptótikusan szabad és van benne egy olyan paraméter, amivel lehet interpolálni QCD-szerű gyors futás, lassú futás és infravörös fixpont között. Erre talán a legegyszerűbb példa a 2-dimenziós nem-lineáris $O(3)$ model ϑ-taggal. Mivel a topológikus töltés a perturbatív kifejtést nem befolyásolja, ϑ-tól függetlenül a model aszimptótikusan szabad. Ha $\vartheta \sim 0$ a model QCD-szerű. Ha $\vartheta = \pi$, akkor nagy távolságon azt várjuk, hogy a korrelációs függvények hatványfüggvények szerint csengenek le, azaz egy konform elméletet kapunk (ez rigorózus módon nincs bizonyítva, de Haldane-sejtés néven ismert). Ezért várhatóan ha ϑ éppen π alatt van, akkor egy majdnem konform elméletet kapunk folytonosság miatt, azaz majdnem van a β-függvénynek nullája. Ez felel meg a sétáló viselkedésnek, mert a nem-nulla, de kicsi β-függvény lassú futást eredményez. Ahhoz, hogy a fentiek valóban fennálljanak, szükséges, hogy a kvantumelméletben a topológikus töltésnek legyen jól definiált értelme (pl. a topológikus szuszceptibilitásnak) a modelben, ami közismerten nem nyilvánvaló. Definiálható viszont egy olyan szektor, ahol ez a probléma nem lép fel, és ebben már probléma nélkül lesznek vizsgálhatóak a szisztematikus effektusok.

Hivatkozások

[1] D. Nogradi and A. Patella
Int. J. Mod. Phys. A **31**, no. 22, 1643003 (2016) [arXiv:1607.07638 [hep-lat]].

[2] Z. Fodor, K. Holland, J. Kuti, D. Nogradi and C. H. Wong
PoS LATTICE **2013**, 062 (2014) [arXiv:1401.2176 [hep-lat]].

[3] Z. Fodor, K. Holland, J. Kuti, S. Mondal, D. Nogradi and C. H. Wong
PoS LATTICE **2014**, 270 (2015) [arXiv:1501.06607 [hep-lat]].

[4] Z. Fodor, K. Holland, J. Kuti, S. Mondal, D. Nogradi and C. H. Wong
PoS LATTICE **2014**, 244 (2015) [arXiv:1502.00028 [hep-lat]].

[5] Z. Fodor, K. Holland, J. Kuti, D. Nogradi, C. Schroeder and C. H. Wong
Phys. Lett. B **718**, 657 (2012) [arXiv:1209.0391 [hep-lat]].

[6] Z. Fodor, K. Holland, J. Kuti, S. Mondal, D. Nogradi and C. H. Wong
Phys. Rev. D **94**, no. 1, 014503 (2016) [arXiv:1601.03302 [hep-lat]].

[7] Z. Fodor, K. Holland, J. Kuti, S. Mondal, D. Nogradi and C. H. Wong
JHEP **1509**, 039 (2015) [arXiv:1506.06599 [hep-lat]].

[8] Z. Fodor, K. Holland, J. Kuti, S. Mondal, D. Nogradi and C. H. Wong
Phys. Rev. D **94**, no. 9, 091501 (2016) [arXiv:1607.06121 [hep-lat]].

[9] Z. Fodor, K. Holland, J. Kuti, D. Nogradi and C. Schroeder
Phys. Lett. B **681**, 353 (2009) [arXiv:0907.4562 [hep-lat]].

[10] D. Nogradi
JHEP **1205**, 089 (2012) [arXiv:1202.4616 [hep-lat]].