
STANDARDNI MODEL OSNOVNIH DELCEV, NEVTRINI IN *LHC*

M i h a N e m e v š e k

1. Uvod

Za smiseln opis narave že od nekdaj uporabljamo modele, ki temeljijo na nizu enostavnih principov. Z uporabo preprostih načel o simetriji ali geometriji želimo čim natančneje opisati oziroma napovedati obnašanje osnovnih gradnikov sistema, ki ga preučujemo. Podobno, kot je Leonardo da Vinci razmišljal o geometrijskih načelih in njihovi povezavi s človeškimi proporci, se v sodobni fiziki osnovnih delcev poslužujemo simetrijskih načel za opis interakcij med osnovnimi delci.

Načelo umeritvene simetrije¹ je skupaj s simetrijo, ki je posledica splošne teorije relativnosti, ključno načelo, po katerem je bil zgrajen model, ki opisuje naravo na trenutno najmanjših dosegljivih razdaljah. To, kar danes imenujemo Standardni Model (SM), je vzorec redukcionističnega razumevanja fizikalnih pojavov. Uporaba teh simetrij na poti do odkritja SM je bila zelo uspešna in morda nam lahko pokaže pot za naprej, do novih paradigem in globljega razumevanja narave na najbolj osnovni, bazični ravni. Ta potreba po novem znanju ni le inherentna želja človeka po novem spoznanju, temveč zanjo obstajajo tako estetski kot tudi eksperimentalni razlogi.

SM ima veliko eksperimentalno preverljivih teoretičnih napovedi, zato se bom osredotočil le na tiste, za katere dosedanje meritve kažejo

¹ Umeritvena simetrija ali invarianca zahteva, da stanje osnovnega gradnika, ki ga opisujemo, ostaja isto, tudi če nanj delujemo z neko transformacijo, ki je odvisna od položaja v prostoru. Zaradi te prostorske odvisnosti mora obstajati neko dodatno polje, ki kompenzira učinek te transformacije. To polje se imenuje umeritveno polje, kompenzacijo transformacije pa razumemo kot interakcijo med osnovnimi delci, medtem ko vznburjenju polja pripišemo status delca, ki ga imenujemo umeritveni bozon.

najbolj izrazito potrebo po novem razumevanju, po Novi fiziki.² Eksperimentalno dokazan obstoj masivnih nevtrinov je gotovo ena izmed meritev, ki zahtevajo razširitev SM. Eno izmed temeljnih vprašanj v moderni fiziki osnovnih delcev je vprašanje, kateri oz. kakšen je teoretični mehanizem, ki je odgovoren za obstoj nevtrinske mase. Odgovor nanj prinaša potencialno drugačno dojemanje sveta in snovi okrog nas; trenutno poteka več eksperimentov, ki poskušajo razrešiti to uganko. Eksperimenti pri največjih energijah potekajo v velikem hadronskem trkalniku LHC (ang. Large Hadron Collider), a ti eksperimenti niso edini. Pomembno vlogo pri tem lahko odigra tudi kozmologija in omejitve, ki jih postavljajo meritve iz opazovanj največjih struktur v vesolju, s katerimi se vzpostavi nepričakovana povezava med največjim in najmanjšim. Poznavanje interakcij osnovnih delcev, ki si ga lahko pridobimo z eksperimenti, tudi s tistimi, ki se izvajajo na LHC-ju, nam lahko omogoči vpogled v dogajanje v zgodnjem vesolju, in obratno.

Estetski razlog za razširitev pa prihaja iz inherentne asimetrije v delovanju interakcij med osnovnimi delci. SM v trenutni obliki je v času svoje izgradnje dobil asimetrično obliko, ki pa še ni razložena. Tej asimetriji pravimo zlom parnosti oz. levo-desne simetrije. Podobno kakor *Človek* Leonarda da Vincija simbolizira simetrijo človeka in vesolja, obstajajo enostavni fizikalni modeli, ki pravijo, da je naš svet lahko popolnoma levo-desno simetričen.

Prav ti modeli, ki v svojem bistvu ohranjajo parnost, so bili prvotno služili kot podlaga za razumevanje obstoja masivnih nevtrinov. Enostavna želja po levo-desno simetričnem opisu je napovedala obstoj nevtrinskih mas veliko pred njihovim odkritjem. V nadaljevanju bomo videli, kako se je oblikovala ta teorija. Razmišljanje o masi nevtrinov, o njihovem razvoju, trenutnem teoretičnem razumevanju in eksperimentalnem preverjanju predstavlja glavnino tega prispevka. Pogojeno je z mojim osebnim pristopom in z glavnino mojega znanstvenega dela.

² Z izrazom 'Nova fizika' označujemo še neopazene prostostne stopnje izven SM. Razlog, zakaj jih do sedaj še nismo opazili, je v tem, da so ti novi delci zelo težki ali pa interagirajo zelo šibko. Iskanje Nove fizike poteka pri nizkih energijah z natančnimi meritvami in s trki pri visokih energijah.

2. Model interakcij med osnovnimi delci

Standardni model fizike osnovnih delcev je brez dvoma eden izmed največjih dosežkov sodobne temeljne znanosti. Uspešno opiše ogromno različnih eksperimentov pri nizkih in visokih energijah s sorazmerno majhnim številom parametrov. Pot do nastanka tako uspešne teorije ni bila enostavna, niti se še ni končala.

V tem poglavju bomo orisali trenutno znanje o obstoječih mikroskopskih prostostnih stopnjah, torej o številu elementarnih delcev in o njihovem medsebojnem delovanju. Zanimal nas bo predvsem način spoznavanja in pridobivanja tega znanja, zanimalo nas bo, kakšen je današnji položaj na tem področju in pri katerih vprašanjih lahko upamo, da bomo našli odgovore. Nova spoznanja nam kažejo jasnejšo sliko delovanja narave na najmanjših razdaljah, hkrati pa skoraj vedno prinašajo nove uganke, ki bodo morda zahtevale nove teoretične paradigme, predvsem pa nove generacije eksperimentov, potrebnih za njihovo potrditev.

Trenutni položaj fizike osnovnih delcev je precej optimističen. Eden izmed glavnih razlogov za ta optimizem je uspešno delovanje velikega hadronskega trkalnika LHC, ki so ga zgradili v Švici, v okviru Evropske Organizacije za Jedrski Razvoj (fr. CERN). V LHC se izvajajo eksperimenti, ki analizirajo reakcije pri trenutno najvišjih dosegljivih laboratorijskih energijah. Dodaten razlog za optimizem pa so raziskave popolnoma drugačne narave, ki hkrati potekajo v drugih laboratorijih pri nizkih energijah in z izredno natančnimi meritvami dopolnjujejo celotno sliko fizike osnovnih delcev ter kažejo pot naprej.

Eno izmed še posebej zanimivih področij fizike osnovnih delcev je fizika nevtrinov: razumevanje njihove mase in same narave njihovega obstoja.

2.1 Dirac in antidelci

Začetki nastajanja SM segajo v pozna dvajseta leta dvajsetega stoletja, v čas razvoja kvantne mehanike. Eden izmed pionirjev, zaslužnih za razvoj te teorije, je bil Paul Dirac. Njegov pristop je bil drugačen od ostalih, kvantno mehaniko je namreč formuliral s posplošitvijo metod klasične analitične mehanike. Čeprav je sam kasneje zagovarjal po-

membnost matematične lepote pri odkrivanju novih zakonov narave, je bil njegov pristop v času nastajanja kvantne mehanike zelo praktične narave [1]. Da bi pravilno pojasnil obnašanje elektrona v magnetnem polju, je zapisal enačbo gibanja prvega reda in s tem uspešno opisal njegov polovični spin [2]. Diracova enačba je bila velik uspeh, vendar so hkrati z rešitvijo prišle tudi težave. Enačba je poleg stanj, ki so opisovala elektrone s pozitivno energijo, nujno vsebovala tudi takšna z negativno energijo. Obstoj stanj z negativno energijo je nevaren, saj bi lahko vsa stanja s pozitivno energijo prešla v stanja z nižjo, negativno energijo, zato bi bila takšna teorija nestabilna. V fiziki so tovrstni paradoksi dobrodošli. Nakazujejo, da je rešitev dovolj dobra, da smo z razumevanjem na pravi poti, a zahtevajo popolnoma nov koncept za nadaljnje, globlje razumevanje, novo paradigmo. Dirac je bil deležen kritik zaradi uvedbe negativnih stanj, a je bil glede tega problema precej optimističen. Vztrajal je, da bo teorija prej ali slej sama ponudila pravi odgovor [1]. Imel je prav in rešitev problema je z današnjega stališča skoraj trivialna. Rešitve z negativno energijo niso nič drugega kot delci z nasprotnim nabojem in enakim spinom – antidelci.

Dirac je s svojo enačbo prišel do popolnoma nove paradigme. Napovedal je, da mora za vsak opaženi delec s polovičnim spinom obstajati antidelec z enakim spinom in maso ter nasprotnim nabojem. Od odkritja enačbe do jasne napovedi obstoja antidelcev, je Dirac potreboval več kot tri leta in šele leta 1931 je objavil članek [3], v katerem je dal ime novemu delcu: pozitron.

Na eksperimentalno potrditev Diracove napovedi ni bilo treba dolgo čakati. Carl Anderson je leta 1932 pri študiju kozmičnih žarkov – poleg večine sledi, ki so jih puščali elektroni – opazil par dogodkov, kjer je bila sled v merilniku obrnjena v obratno smer. To je pomenilo, da je bil opaženi naboj pozitiven: Anderson je našel Diracov pozitron [4].

Diracova napoved in kasnejša eksperimentalna potrditev obstoja pozitrona je bilo neverjetno odkritje. Diracov model za elektron je namreč napovedal nekaj popolnoma novega in še neopaženega. Njegov prvotni namen je bil opis že znanega (spin elektrona), a logična konsistentnost matematične formulacije, ki jo je zato potreboval, je napovedala nov tip snovi, anti-materijo.

2.2 Kvantna elektrodinamika

V naslednjih letih je bila Diracova enačba podlaga za razvoj teoretičnega razumevanja obnašanja delcev pri visokih energijah. Prav tako, kot je Dirac preuredil analitično mehaniko in s tem postavil temelje kvantne mehanike, so njegovi nasledniki preoblikovali njegovo enačbo in postavili teoretični okvir, ki je še danes glavno orodje fizikov visokih energij – to je kvantna teorija polja (KTP). Potreba po KTP je prišla iz preprostega vprašanja, kako združiti že znana načela splošne relativnosti z nerelativistično kvantno mehaniko. Združevanje dveh tako različnih paradigem je dober primer ustvarjanja boljšega modela, in sicer zaradi preprostega razloga: omogoča konsistenten opis narave v povečanem parametričnem prostoru. Diracov opis obnašanja elektrona v elektromagnetnem polju je vodil do izgradnje kvantne elektrodinamike, to pa je bil prvi korak k modernemu fizikalnemu jeziku, v katerem opisujemo interakcije s pomočjo umeritvenih simetrij. To teorijo so, skoraj neodvisno drug od drugega, razvili Schwinger, Tomonaga in Feynman [5].

Napovedi kvantne elektrodinamike so bile izračunljive in teorija je bila matematično konsistentna. Tu je veliko pripomogel Feynmanov izum diagramov, s katerimi je namesto zapletenih algebraičnih operacij uvedel preprosto in intuitivno razvidno sliko. Ta način razmišljanja se uporablja še danes, saj je, po Schwingerjevih besedah, »prinesel kvantno teorijo polja množicam« [6]. Privlačnost kvantne elektrodinamike ni toliko njena matematična lepota, ampak eksperimentalna potrditev. Danes so teoretični računi napravljeni na petem redu perturbacije z izračunom na tisočih diagramov in potrjeni z meritvami, kjer se v najboljše izmerjenem procesu (anomalnega magnetnega momenta elektrona) skladajo na več kot petnajst decimalnih mest.

Poglavitna ideja v pristopu trojice Schwingerja, Tomonage in Feynmana je bila uporaba simetrijskih argumentov. Ugotovitev, da zahteva po umeritveni simetriji dejansko opiše interakcijo med elektroni, je prinesla novo teoretično razumevanje, ki se uporablja še danes. Vse interakcije med osnovnimi delci danes razložimo kot posledico umeritvene simetrije. Obstoje umeritvene simetrije v kvantni elektrodinamiki narekuje ohranitev elektromagnetnega toka, ki sklaplja elektron z ele-

ktromagnetnim poljem na poseben način, s t. i. vektorskim tokom.³ Vektorski tok pa ni zgolj posledica umeritvene simetrije, saj ima v svoji strukturi še eno dodatno simetrijo, glede na to, kako deluje na fermione. To simetrijo v fiziki imenujemo parnost in ohranitev vektorskega toka napove, da se parnost ohranja. Dirac je za opis elektrona uporabil posebno matematično strukturo, ki ji v modernem jeziku rečemo spinor, ker nosi polovični spin. V svoji formulaciji je uporabljal spinorje s štirimi komponentami, ki pa jih lahko razdelimo na dve skupini, na levo- in desnoročne. Posebnost vektorskih tokov je, da sklapljajo obe komponenti spinorjev z enako močjo. Z drugimi besedami, teorija je levo-desno simetrična.

Navkljub tem uspehom pa pogled na KTP v tistem času ni bil povsem pozitiven. Razlog za pesimizem je tičal v nekem tehničnem problemu. Za izračun merljivih napovedi se v KTP namreč uporablja metoda perturbacijskega razvoja, kjer se pri izračunu višjih popravkov pojavijo formalne matematične neskončnosti. Po drugi strani pa v eksperimentu izmerimo eno samo končno vrednost, kar pomeni, da mora biti v računu vsota vseh možnih prispevkov končna in smiselna. Postopek obravnave teh neskončnosti se imenuje renormalizacija. Njen namen je vzpostavitev postopka za ločevanje končnih, smiselnih napovedi od matematičnih artefaktov. Ta postopek v kvantni elektrodinamiki dobro deluje, zato rečemo, da je ta teorija renormalizabilna. V fiziki osnovnih delcev se je za računske potrebe skupaj s postopkom renormalizacije pojavil v splošnem sicer že znani koncept renormalizacijske grupe, ki opisuje spreminjanje interakcijske sklopitve glede na velikost sistema oz. glede na energijsko skalo, pri kateri opazujemo neki proces. Izkaže se, da ima kvantna elektrodinamika, četudi je renormalizabilna, probleme pri zelo visokih energijah. Pri določeni zelo visoki vrednosti energije postane interakcijska sklopitev ogromna in teorija neperturbativna ter zato neopisljiva. Prvi je na ta problem opozoril Lev Landau in po njem se ta fenomen imenuje Landauov pol. Zaradi močne kritike je bilo prisotno mišljenje, da KTP niso primeren opis narave, ker njihovo obnašanje v

³ Tok je ime za opis sklopitve med dvema fermionoma, ki ju opišemo s spinorji, in umeritvenim bozonom, ki ga opišemo z vektorjem. Vektorski tok sklaplja direktno levo in desnoročno komponento obeh spinorjev (in ne navzkriž) in tako ohranja parnost.

splošnem vodi do nesmislov pri visokih energijah. Splošno prepričanje na podlagi poznane teorije kvantne elektrodinamike je bilo, da se vse druge KTP verzije obnašajo enako in prej ali slej razvijejo Landauov pol. To mišljenje je bilo napačno, a dovolj močno, da so v ospredje prišli alternativni opisi, ki so danes že pozabljeni, KTP pa je morala na svoj trenutek počakati precej časa, kot bomo videli na koncu tega poglavja.

2.3 Parnost in elektrošibka interakcija

Zlom parnosti

Elektromagnetna interakcija ni edina opažena sila v naravi. Obstaja še en tip procesov, ki se imenuje beta razpad, ki ne more potekati preko elektromagnetne interakcije. Takšni procesi so precej redki, zato so novo silo poimenovali šibka interakcija.⁴ V teh šibkih procesih se zgodi, da nevtron razpade v njemu podoben proton, in v popolnoma različna elektron in le-temu pripadajoči nevtrino. Medtem ko v elektrodinamiki elektron vedno ostane elektron in foton lahko ustvari le par elektron–pozitron, se v šibkih procesih dogajajo prehodi med gradniki. Kako lahko jedro, ki nosi v sebi le protone in nevtrone, izstrelje elektrone in nevtrine, ki ne čutijo močne interakcije? To vprašanje je vodilo do nastanka teorije elektrošibke interakcije, razumevanja parnosti in na koncu do SM, kot ga poznamo danes.

Začetnik fizike šibke interakcije je Enrico Fermi, ki je leta 1934 postavil prvi prototip teorije, s katero naj bi razložil te redke procese [7]. Za podlago je vzel že dobro znano elektromagnetno interakcijo z vektorskim tokom. Postuliral je direktno sklopitev med vektorskim tokom, ki ga nosita nevtron in proton, s tokom elektrona in nevtrina. Na ta način je našel dokaj dober opis, ki je veljal za beta razpade veliko vrst jeder, vendar ne za vse.

Neskladje med eksperimenti, ki so merili različna jedra in ki naj bi potekali preko šibke interakcije, je privedlo do velikega odkritja, ki je spremenilo pogled na temeljne simetrije v naravi. Mlada ameriška fizi-

⁴ Poleg elektromagnetne in šibke interakcije poznamo še močno silo in silo gravitacije. Močna interakcija se v okviru SM opiše s kvantno kromodinamiko, katere razvoj in status bi zahteval poseben prispevek in tudi ni relevantna za naše razmišljanje. Gravitacija pa je pri opisu dinamike med osnovnimi delci pri visokih energijah popolnoma zanemarljiva.

ka, Lee in Yang, sta leta 1956 predlagala hipotezo, da se parnost v naravi ne ohranja [8]. Njuna analiza je nakazovala, da je naše vesolje, vsaj kar se tiče šibke interakcije, intrinzično levo-desno asimetrično. To je bilo veliko presenečenje, saj je bila parnost do takrat splošno uveljavljena simetrija in mnoge je zaskrbelo, da je njen zlom v nasprotju z osnovnimi fizikalnimi zakoni. Lee in Yang sta hkrati z njuno trditvijo o zlomu parnosti ponudila zamisel, kako bi bilo mogoče zlomitev parnosti eksperimentalno preveriti. Eksperimentalna potrditev njune domneve je sledila zelo hitro. V nekaj mesecih sta dve skupini neodvisno potrdili, da je parnost v naravi res močno kršena. Fermijev poskus opisa šibke interakcije z vektorskim tokom je torej propadel. Njegova teorija je bila levo-desno simetrična in se torej ni skladala z eksperimentom.

Fizikalna skupnost je bila tedaj postavljena pred problem, kako razširiti Fermijevo teorijo, ki je bila približno pravilna, na tak način da bi opisala tudi kršitev parnosti. Problem sta rešila Sudarshan in Marshak [9]. Dejstvo je, da vektorski tok ni edini možni način, kako opisati sklopitve v naravi v skladu s splošno teorijo relativnosti. Poleg njega obstaja še celoten nabor operatorjev (skalar, psevdo-skalar, vektor, aksialni-vektor in tenzor) med osnovnimi delci in nekateri od njih tudi kršijo parnost. Toda katera kombinacija lahko pravilno razloži vse meritve? Z detajlno teoretično analizo sta uspela izluščila eno samo možnost: pravilna kombinacija je bil t. i. $V-A$ (vektor minus aksialni-vektor) tok. Kot pravi Weinberg [10], je bilo njuno odkritje ključno za nastanek SM.

Čeprav se da Fermijevo teorijo enostavno prepisati v $V-A$ strukturo in čeprav lahko $V-A$ tok, ki sta ga predlagala Sudarshan in Marshak, služi kot dober efektivni opis narave pri nizkih energijah, to ne zadostuje. Ta teorija pri višjih energijah ni smiselna. Drugače kot v kvantni elektrodinamiki, je obstoj matematičnih neskončnosti v višjih redih perturbacije resen problem, ki se ga ne da tako enostavno odpraviti. $V-A$ teorija je nerenormalizabilna in ne zmore opisati šibkih interakcij pri visokih energijah.

Glashowov model

Matematično konsistenten opis šibke interakcije je zahteval precej truda. Temelj za renormalizabilno KTP šibkih interakcij, na katerem zdaj slonita dve tretjini SM, sta postavila Yang in Mills [11] s svojim čudovitim delom o neabelskih⁵ umeritvenih simetrijah. Pokazala sta, da v primeru, če namesto enostavne abelske umeritvene simetrije, ki v elektrodinamiki opiše interakcijo med elektronom in fotonom, postuliramo manj trivialno simetrijo, dobimo nosilce interakcije, ki interagirajo tudi sami med seboj. Foton je namreč nevtralen glede na elektromagnetno interakcijo, saj sam ne nosi naboja. V primeru nosilcev interakcije z neabelsko simetrijo pa se ti sklapljajo tako z osnovnimi delci kot tudi sami med seboj.

To odkritje je sprožilo val hipotez in grajenja novih modelov na podlagi neabelskih, tj. Yang-Mills simetrij in ta trend traja še danes. Model, ki je služil kot podlaga za opis šibke interakcije, je napisal Schwinger [12] in je bil osnovan na kompleksni grupi $SU(2)$, vendar ni bil realističen. Njegov študent Sheldon Glashow ga je leta 1961 razširil s trivialno abelsko grupo na produkt $SU(2) \times U(1)$ [13]. Ta model predstavlja prvi poskus poenotenja dveh interakcij: elektromagnetne in šibke. Glashow je uspel postaviti model elektrošibke interakcije, čeprav zaradi produkta dveh različnih grup ne moremo govoriti o pravem poenotenju z eno samo sklopitveno konstanto. Pri nizkih energijah se njegov model reducira na Fermijevo teorijo z V-A tokom, pri visokih ga nadomesti teorija z neabelskimi prenašalci sile. Glashowov model ima dva prenašalca, umeritvena bozona, ki ju imenujemo W z negativnim nabojem in nevtralni Z -bozon; sta neabelska ekvivalenta fotonu iz elektrodinamike.

Na prvi pogled sta si bila teorija kvantne elektrodinamike in Glashowov model precej podobna. Teorija je temeljila na abelski grupi, model pa na produktu abelske in neabelske grupe. Glavna razlika med njima je bila v masi umeritvenih bozonov. Medtem ko je foton brez

⁵ Abelske simetrije temeljijo na abelski grupi, kjer zaporedje delovanja transformacij ni pomembno. Takšen primer je rotacija v ravnini, ki jo opišemo z grupo $SO(2)$. Pri neabelskih grupah ta trditev ne drži in je zaporedje delovanja pomembno, primer je rotacija v 3D-prostoru, ki jo opisuje grupa $SO(3)$. V matematičnem jeziku rečemo, da pri neabelskih grupah generatorji transformacij med seboj ne komutirajo.

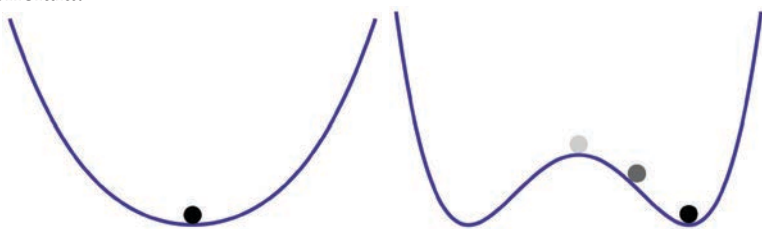
mase, sta W in Z zaradi eksperimentalnih omejitev morala biti težka, vsaj precej težja od mase protona.

Glashowov model pravilno opiše šibke interakcije pri nizkih energijah in ta vidik modela ostaja veljaven še danes. Problematično je bilo le njegovo obnašanje pri zelo visokih energijah. Tiste KTP, ki so temeljile na neabelskih grupah, torej vse teorije, osnovane na Yang-Mills simetrijah, in ki so vsebovale masivne umeritvene bozone, so se zdele nerenormalizabilne. Glashowov model je spadal prav v to kategorijo in zato je njegov dosežek v tistem času doživel le omejen uspeh. Ključni problem, kot vemo danes, je v masnem členu za umeritvene bozone. Glashow je v svojem modelu dodal ta člen popolnoma »ad-hoc«, ker je to pač zahteval eksperiment. Danes v modernem jeziku pravimo, da takšni členi kršijo umeritveno simetrijo, kar vodi do nesmislov pri izračunu višjih popravkov.

Kako dobiti masni člen na renormalizabilen način, ne da bi direktno zlomili simetrijo? Odgovor je zahteval nov način razmišljanja o simetrijah in o njihovem zlomu.

Spontani zlom simetrije

Odločilni korak je bila ideja o spontanem zlomu simetrije, do katere so v začetku šestdesetih prišli Goldstone ter Nambu in Jona-Lasinio [14]. Koncept je relativno preprost, a vsebuje daljnosežne posledice. Obravnavali so sistem, ki so ga opisovale popolnoma simetrične enačbe gibanja, sestavljene iz kinetičnega in potencialnega člena. Zastavili so ključno vprašanje, kako so rešitve teh enačb gibanja odvisne od oblike potenciala.



Slika 1: Simetričen potencial (levo) s simetričnim minimumom ter asimetričen potencial (desno) z nestabilnim simetričnim potencialom, označenim s svetlo-sivo točko, in stabilnim osnovnim stanjem v temni točki, ki ni simetrično.

Pri opisu narave nas tipično zanima opis sistema, ki je v ravnovesnem stanju. To pomeni, da želimo najti minimum v potencialu in proučevati obnašanje v okolici te točke. Če je potencial takšne oblike, da je točka simetrična, torej v skladu s simetrijami enačb gibanja, se simetrija ohranja, kar vidimo na sliki 1, levo. Lahko pa se zgodi, da ima potencial takšno obliko, da njegov minimum ne upošteva prvotne simetrije enačb gibanja. V tem primeru pravimo, da je simetrija spontano zlomljena, kot je razvidno na desni strani slike 1. Povedano z drugimi besedami: osnovno stanje, ki predstavlja stabilni vakuum, ni simetrično. Ker pa verjamemo, da je naše vesolje stabilno, je potrebno vse člene v poljubnem modelu razviti okoli stabilne točke, ki ni simetrična. Ko opravimo ta razvoj, so nekatera stanja v modelu masivna, nekatera pa ne. Vzorec v masnem spektru je odvisen od simetrij interakcij in od simetrije osnovnega stanja. Modeli, ki so jih obravnavali na začetku, niso vsebovali umeritvenih interakcij in so po zlomu tipično dali preveč brezmasnih stanj, t. i. Goldstonovih bozonov. Ker teh v naravi ne opazimo, se je zdelo, da je njihovo delo bolj akademske narave kot uporaben način za opis masivnih stanj.

Kmalu po omenjeni trojici [14] je nekaj avtorjev [15] prišlo po neodvisnih poteh do zaključka, da je stanje, če v modelu zahtevamo umeritveno simetrijo, povsem drugačen. V tem primeru po zlomu ne dobimo brezmasnih stanj, ampak se ta absorbirajo v dodatno prostostno stopnjo, ki jo potrebujemo za pravilni opis širjenja masivnih umeritvenih bozonov. Ta princip danes imenujemo Higgsov mehanizem, po Petru Higgsu, ki je bil eden izmed očetov te ideje.

Standardni model elektrošibkih interakcij

Kmalu po odkritju Higgsovega mehanizma sta ga Weinberg in Salam [16] uporabila na Glashowovem modelu [13]. Njegova umeritvena W in Z -bozona sta sedaj lahko dobila maso, ne da bi neposredno zlomili umeritveno simetrijo, kar naj bi bil glavni vzrok za slabo obnašanje teh teorij pri velikih energijah. Vse, kar je bilo treba dodati, je bilo Higgsovo polje z asimetričnim potencialom, ki je sprožilo spontani zlom simetrije. Skalarni delec, ki je vzburjenje tega polja, se po Petru Higgsu imenuje Higgsov bozon in je še zadnji neopaženi delec v SM.

Vse to dogajanje je takrat potekalo v senci nezadovoljstva s KTP. Tudi po zgoraj opisanih teoretičnih odkritjih, ko je bil model elektrošibke in-

terakcije že v celoti zgrajen, ni bil dosežen splošni konsenz o smiselnosti KTP, še posebej pri tistih teorijah, ki so slonele na neabelskih simetrijah. Potreben je bil matematični dokaz za renormalizabilnost teh teorij, tako v popolnoma simetričnem primeru kakor tudi v primeru spontanega zloma simetrije. Za enostavne modele se je namreč že vedelo, da se v primeru, če je model v simetrični fazi renormalizabilen, spontani zlom simetrije ne spremeni njegovih dobrih lastnosti. Zadnji korak, potreben za ta dokaz, je napravil mlad doktorski študent iz Utrechta, Gerardus 't Hooft skupaj s svojim mentorjem Martinusom Veltmanom. Najprej je s pravim »tour-de-force« izračunom pokazal renormalizabilnost Yang-Millovih teorij. Za ta podvig je izumil poseben postopek ločevanja med neskončnimi in končnimi prispevki, ki so se pojavljali v računih. Genialna ideja je bila v tem, da je integral po gibalni količini delcev v Feynmanovih diagramih izvedel v večdimenzionalnem prostoru in na koncu poslal število dimenzij nazaj v štiri dimenzije (tri prostorske in eno časovno). Izkaže se, da je ta postopek zelo uporaben, saj ohranja umeritveno invarianco in deluje na poljubnem redu perturbacije, ne le na eni zanki. Z njunim dokazom so Yang-Millove teorije pridobile na veljavi in prišle v ospredje.

Posplošitev dokaza na spontano zlomljeni primer je bila enostavna in model elektrošibke interakcije je lahko dobil svojo končno podobo in trdno matematično podlago. Kot zanimivost lahko povemo, da je 't Hooft po dokončanem dokazu znova odkril vse rezultate Weinberga in Salama iz leta 1967, čeprav z njunim delom ni bil seznanjen [17].

Eksperimentalna potrditev

Zmagoslavje tega obdobja je prišlo z dokončno eksperimentalno potrditvijo napovedi elektrošibkega modela. Ta je zahteval obstoj novih nosilcev interakcije, masivnih W in Z -bozonov. Sprva so s pomočjo natančnih meritev, podobnih beta razpadu, uspeli oceniti razpon mas, v katerem naj bi se bozona nahajala. Napoved je bila nekje med desetimi in stotimi masami protona. Za dejansko odkritje umeritvenih W in Z -bozonov pa je bilo treba zgraditi dovolj zmogljiv pospeševalnik – to je bil trkalnik protonov in antiprotonov SPS, ki je začel z obratovanjem leta 1981. Dve leti kasneje se je zgodila dokončna in spektakularna po-

trditev paradigme masivnih prenašalcev elektrošibke interakcije, saj je SPS našel oba bozona: W in Z .

Vse od takrat dalje opravljene dodatne meritve, povezane z V-A strukturo SM, se skoraj popolnoma ujemajo s teoretičnimi napovedmi. Masa W -bozona znaša približno osemdeset mas protona, medtem ko je nevtralni Z -bozon še malenkost težji. Za natančne študije nevtralnega bozona je bil v CERN-u na novo zgrajen ogromen pospeševalnik LEP, ki je trkal elektrone in pozitrone. V njem so proizvedli na milijone Z -bozonov in testiranje SM je prešlo iz začetnega stadija, ko se je model šele uveljavljal, do stanja natančnega preverjanja, ko lahko rečemo, da je dobil status teorije narave.

Kljub eksperimentalnim in teoretičnim dosežkom pa še vedno čakamo na eksperimentalni preboj za dokončen dokaz o obstoju mehanizma spontanega zloma simetrije. Da bi zares izvedeli, ali živimo v svetu z asimetričnim osnovnim stanjem, je treba odkriti Higgsov bozon in izmeriti njegove sklopitve. Drugače od W in Z -bozonov, za katera sta bili masi predhodno napovedani, pa za Higgsov bozon na žalost ne obstaja konkretna napoved njegove mase. Higgsova masa je torej v SM povsem prost parameter, ki ga je treba določiti z eksperimentom.

Trkalnik LEP je imel premalo energije za odkritje Higgsovega bozona, zato je bilo treba zgraditi nov pospeševalnik z večjo energijo prav za ta namen. Zdaj v CERN-u v istem podzemnem tunelu, kjer je bil LEP, obratuje nova naprava, ki trka protone s protoni. To je veliki hadronski trkalnik – LHC. Pospeševalnik in detektorji na trkalniku LHC so namenjeni s primarnim namenom, da odkrijejo Higgsov bozon in dokažejo spontani zlom simetrije.

3. Enigma masivnega nevtrina

Glavni motiv v izgradnji SM, ki smo ji sledili doslej, je bila uporaba umeritvenih simetrij pri opisu interakcij med osnovnimi gradniki v modelu. Za izbiro nabora gradnikov pa je bil uporabljen drug princip gradnje modelov, ki je poznan že od Ockhama, to je načelo varčnosti. V SM je namreč prisotno minimalno število prostostnih stopenj, potrebnih za opis eksperimentov. Tako je Weinbergov model leptonov za opis elektrošibke interakcije potreboval le en dublet, v katerem sta bila

levoročni elektron in levoročni nevtrino.⁶ Weinberg je vedel, da se morajo z umeritvenimi bozoni sklapljati le levoročne komponente, saj bo ta struktura avtomatično dala V-A tok, dublet pa je bila najmanjša netrivialna upodobitev v simetrijski grupi $SU(2)$, ki jo je lahko uporabil in je delovala. Potreboval je tudi desnoročni elektron, da je lahko opisal vektorsko interakcijo s fotonom. Desnoročnega nevtrina Weinberg ni potreboval iz več razlogov. Prvič, nevtrino je nevtralen, zato se njegove komponente ne sklapljajo s fotonom. Drugič, vsi eksperimenti so kazali, da šibka interakcija maksimalno krši parnost, torej se sklaplja le in samo z levoročno komponento, ki jo torej nujno potrebujemo, desnoročne komponente pa te interakcije ne čutijo. Tretji razlog je, da so v tistem času nevtrini veljali za brezmasne, in ker za opis fermionskega masnega člena v Diracovi enačbi potrebujemo obe komponenti spinorja, je odsotnost desnoročne komponente avtomatično izključevala obstoj nevtrinskih mas. Ta teorija je povsem očitno asimetrična: ne le da en del spinorja ne čuti interakcije, ampak desnoročnega nevtrina v njej sploh ni. Osnovni gradniki Weinbergove teorije leptonov so torej bili:

$$\begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}, e_R.$$

Takrat se je vedelo, da ni mogoče zapisati masnega člena za nevtrino samo z levoročno komponento, a to Weinberga ni skrbelo, ker te mase preprosto ni potreboval. SM je nosil v sebi lepo napoved: nevtrini so brezmasni. To prepričanje je v fizikalni skupnosti ostalo še dolgo časa in zdelo se je, da tudi enostavne teorije velikega poenotenja vseh interakcij podpirajo to sliko [18].

⁶ Takrat so že poznali mion, ki je težja verzija elektrona z istimi interakcijami, le z večjo maso. Vključitev dodatnih družin je enostavna; za vsako družino se doda dodatna kopija dubleta in singleta. Zdaj vemo, da v naravi obstajajo tri takšne družine.

3.1 Levo-desno simetrični modeli

Očeta zloma parnosti, Lee in Yang, o njiju smo že govorili, sta bila sicer prva, ki sta predlagala, da je parnost pri nizkih energijah zlomljena, vendar tega v resnici nista verjela. Bilo jima je nepredstavljivo, da je lahko naš svet resnično asimetričen. Čisto na koncu članka [8] sta predlagala model, v katerem se parnost na visokih energijah kljub vsemu ohranja. Zamislila sta si svet, v katerem poleg že znanih delcev, obstaja tudi le-tem zrcalni niz delcev, ki se sklaplja z obratno parnostjo. To je bil prvi poskus teoretičnega opisa levo-desno simetričnega vesolja. Čeprav sta Lee in Yang kasneje pozabila na svoj lastni predlog, so se njune sanje o popolnoma simetrični teoriji mnogo let kasneje vendarle izpolnile.

Navkljub uspehu SM je tudi kasneje mnogo fizikov motila njegova asimetrična podoba. Teorija Leeja in Yanga o zrcalnih fermionih ni dobro uspela, ker je napovedala obstoj zrcalnih delcev z isto maso in obratno sklopitvijo s šibkimi bozoni. Tako bi npr. morali opaziti še en nabit fermion z maso elektrona, kjer bi se njegova desnoročna komponenta v celoti sklapljala z W -bozonom, levoročna pa ne. Teh zrcalnih delcev v naravi nismo opazili, zato ta simetrija v svetu ne obstaja, vsaj ne popolna.⁷

Obstaja še en konceptualno drugačen razred modelov, ki znova vzpostavljajo parnost pri visoki energiji. Za razliko teorije od Leeja in Yanga, kjer se v zrcalnem modelu podvojijo gradniki, se v levo-desnih (LD) modelih razširi interakcija. Princip izgradnje LD modelov je drzno enostaven. Simetrijska grupa $SU(2) \times U(1)$, ki je v SM opisovala šibko interakcijo in je delovala le na levoročne spinorje, se preprosto podvoji na produkt dveh grup, ena za levo in druga za desno:

$$SU(2)_L \times U(1) \rightarrow SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$$

Kot vemo, povečanje umeritvene simetrije implicira obstoj novih umeritvenih bozonov. Ti so zaradi enake umeritvene grupe $SU(2)$ popolnoma analogni tistim iz SM, le da delujejo samo na desnoročno komponento – od tod imena W_R in Z_R .

⁷ Zrcalni fermioni bi lahko bili zelo težki in zato še neopaženi, podobno kot superpartnerji pri supersimetriji.

Ideja za koncept LD simetrij je vzniknila kot stranski produkt iz želje po poenotenju kvarkov in leptonov v modelu, ki sta ga predlagala Pati in Salam [19] in ki sta ga kasneje v poenostavljeni, minimalni verziji prepisala Mohapatra in Pati [20]. S tem minimalnim opisom sta napravila prvi korak proti popolnoma simetrični LD teoriji, vendar je njun minimalni model imel podobno pomankljivostjo, kot jo je imel že zrcalni svet Lee in Yanga. Model je bil v resnici LD asimetričen. Simetrija je bila eksplicitno zlomljena z asimetričnim členom v potencialu. Čeprav so bile interakcije vseh fermionov, torej snovi, ki jo vidimo, pri visokih energijah simetrične, je bila v modelu skrita asimetrija, ki je bila zapisana »ad-hoc«.

Kmalu zatem je Mohapatrov doktorski študent Goran Senjanović pokazal, da je mogoče odpraviti to pomanjkljivost in skonstruirati popolnoma LD simetričen model, v katerem se simetrija zlomi spontano [21]. Ta ideja je analogna Higgsovem mehanizmu v SM: enačbe gibanja so LD simetrične, osnovno stanje pa ni. Leejeve in Yangove sanje so se uresničile: to je model sveta, v katerem imajo vse komponente snovi enake interakcije in parnost je ohranjena, ne le za elektromagnetizem, temveč tudi za vse šibke interakcije.

Prekletstvo ...

Pati-Salamov model in LD simetrije so kmalu po njihovem nastanku prišle v modo. Asimetrijo standardnega modela so razložile na renormalizabilen način z izračunljivimi napovedmi za eksperimente. Poleg tega so vodile do novega napredka pri razumevanju teorij poenotenja in so se lahko umestile v večje, enostavne umeritvene grupe.

Zaradi povečane simetrije enačb gibanja je po drugi strani prišlo med fiziki do trenj. Glavni razlog za skrb je povzročala enostavna napoved: nevtrini v minimalnem LD modelu [21] imajo neničelno maso, ki naj bi bila, naivno gledano, podobna masi elektrona. To bi lahko pričakovali že iz same umeritvene strukture, elektron in nevtrino sta sedaj res v dubletu, tako za levo- kot za desnoručno komponento:

$$\begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_R \\ e_R \end{pmatrix}.$$

Obe komponenti zdaj čutita interakcijo in, naivno gledano, obe polji dobita podoben masni člen, torej bi pričakovali, da bo nevtrino dobil maso, podobno masi elektrona, kar pa gotovo ni bilo v skladu z eksperimentom.

Majorana in teorije nevtrinskih mas

Rešitev tega problema je potrebovala boljše razumevanje masnih členov za nevtralna polja in je prinesla nepričakovana vprašanja, ki še danes niso odgovorjena. Začetek teorije nevtrinskih mas sega, presenetljivo, skoraj 50 let nazaj, tja v trideseta leta, ko je nastajala Fermijeva teorija beta-razpada.

Fermi je takrat v Rimu vodil aktivno skupino mladih fizikov, ki so se ukvarjali z vrsto aktualnih fizikalnih problemov. Član te skupine je bil študent s Sicilije, Ettore Majorana. Navkljub svoji mladosti je bil aktiven raziskovalec v Fermijevi skupini in je, med drugim, prispeval k razvoju njegove teorije o beta-razpadu. Bil je prvi, ki je napovedal obstoj nevtrona (*sic!*) iz podatkov, ki sta jih objavila zakonca Joliot-Curie. Po Fermijevih besedah je bil eden izmed velikanov v fiziki, primerljiv z Galilejem in Newtonom. Majorana je bil tudi nadarjen matematik, vendar ni hotel objavljati člankov. Na srečo je moral za svojo habilitacijo v Neaplju poslati v objavo članek, s katerim je postavil temelje za področje fizike nevtrinskih mas. Nekaj mesecev po sprejetju teze je izginil na ladji na poti iz Palerma v Neapelj, nihče ne ve kam [22].

Majorana je ugotovil, da je mogoče opisati nevtralen delec s polovičnim spinom na drugačen način kot nabite fermione, skonstruiral je realno rešitev, ki ji danes pravimo Majoranov spinor [23]. V primerjavi z Diracovim spinorjem, za katerega vemo, da uspešno opisuje vse znane nabite delce v SM, je bila Majoranova rešitev v osnovi različna. Kajti če hočemo napisati masni člen za Diracovo polje, potrebujemo obe komponenti, levo- in desnoročno. Z Majoranovim realnim spinorjem zadoštuje ena sama komponenta. Odkril je nov tip masnega člena, ki ga je mogoče napisati le za nevtralne delce, kot je nevtrino.

Majoranova teorija dolgo časa ni bila širše znana, delno zato, ker je bila objavljena v italijanščini, delno pa zaradi velikega uspeha SM, ki ni potreboval masnega člena za nevtrino, saj so vsi eksperimenti nakazovali, da je nevtrino brez mase.

... *in blagoslov*

Iz raznih teoretičnih razlogov (npr. zaradi razvoja supersimetrije) se je v poznih sedemdesetih ponovno obudil koncept Majorana-spinorjev. Kot smo že rekli, je bila v LD teorijah glavna napoved obstoj nevtrinove mase, primerljive z maso elektrona. Čeprav je bila takratna eksperimentalna zgornja meja za maso levoročnega nevtrina relativno visoka, so bili nevtrini z maso primerljivo masi elektrona eksperimentalno popolnoma izključeni, torej je bila ta napoved napačna. Poleg tega desnoročni nevtrino še do danes ni bil opažen v eksperimentu, torej bi moral v LD modelu imeti zelo veliko maso.

Z zapisom obeh, Majoranovega in Diracovega masnega člena za nevtrino, se je v LD modelu zgodilo nekaj nenavadnega. Odkrit je bil mehanizem, kako v modelu hkrati zadostiti zahtevam po masi levo- in desnoročne komponente nevtrina. Še več, majhnost mas levoročnih nevtrinov je bila povezana z veliko maso desnoročnih nevtrinov. Gell-Mann je ta princip imenoval »see-saw«, tj. gugalnični mehanizem, do njega pa je po neodvisnih poteh prišlo več avtorjev [24].

Odkritje nevtrinskih mas

Gugalnični mehanizem je bil kmalu sprejet kot glavna paradigma za razumevanje majhnih nevtrinskih mas. Novo eksperimentalno odkritje pa je postavilo na glavo razumevanje fizike v okviru SM, ki je napovedoval, da so nevtrini brezmasni.

Neskladje pri merjenju sončnih nevtrinov je bilo prvi namig, da imajo nevtrini maso. Večina nevtrinov nastane v Soncu skupaj z elektroni s šibko interakcijo, zato jih imenujemo elektronski nevtrini oziroma rečemo, da imajo elektronski »okus«. Okus nevtrina namreč definira tip nabitega leptona, skupaj s katerim je nevtrino nastal. Ker v naravi poznamo tri tipe/vrste nabitih leptonov (elektron, mion ali tau), lahko imajo nevtrini tri različne okuse: elektronski, mionski ali tau. Potem ko elektronski nevtrini nastanejo v Soncu, potujejo najprej znotraj sonca, kasneje po vakuumu med soncem in zemljo, in nazadnje jih na zemlji lahko ulovimo v detektor ter s tem izmerimo njihov pretok. Že od konca šestdesetih let je John Bahcall opozarjal, da se izmerjeni tok elektronskih nevtrinov, ki so prihajali iz Sonca, ne sklada z napovedmi njegovega sončnega modela. Po Bahcallovem modelu bi morali opaziti trikrat

več elektronskih nevtrinov, kot pa jih je bilo izmerjeno. Seveda je v tem argumentu ključen element začetni tok nevtrinov, ki je odvisen od sončnega modela, zato je uganka sončnih nevtrinov ostala nerešena vrsto let.

Povezavo med nevtrinskimi masami in primanjkljajem nevtrinov iz Sonca je mogoče razložiti s preprostim kvantno-mehanskim konceptom nevtrinskih oscilacij. Pionir teorije in tudi eksperimentalnih osnov teh oscilacij je bil Bruno Pontecorvo, prav tako član Fermijeve skupine in Majoranov sodobnik. Leta 1957 je pokazal [25], da lahko nevtrini spremenijo svoj okus, toda le v primeru, če imajo maso (vseeno je, ali masa pride iz Diracovega ali iz Majoranovega masnega člena). Ključni koncept pri procesu nastanka in potovanja nevtrina je prehod iz enega opisa v drugega; nastanek nevtrina se opiše v t. i. interakcijski bazi, propagacija pa v masni bazi. Med potovanjem do Zemlje ima nevtrino dovolj časa, da oscilira iz enega okusa v drugega. Tako bi lahko dve tretjini elektronskih nevtrinov, ki so nastali v Soncu, osciliralo iz elektronskega okusa v nek drug okus. Zaradi teh oscilacij bi bila izmerjena vrednost toka elektronskih nevtrinov na Zemlji manjša od napovedane. Danes vemo, da je to pravilna rešitev Bahcallove sončne uganke, vendar ta razlaga v takratnem času ni bila sprejeta zaradi prevladujoče dogme o brezmasnem nevtrinu.

Končno potrditev in nesporni dokaz za obstoj nevtrinskih oscilacij je podal eksperiment Super-Kamiokande šele leta 1998, trideset let po prvih namigih. Danes je fizika nevtrinov, merjenje njihovih masnih razlik in mešalnih kotov, dejavno področje fizike osnovnih delcev, na katerem dela več eksperimentalnih skupin. Eksperimenti z nevtrini so prešli iz stranske veje raziskav, ko sta Cowan in Reines leta 1956 prvič izmerila nevtrino v majhnem eksperimentu, do današnjega časa, ko jih preučujemo z ogromni detektorji, kakršen je Super-Kamiokande, ki držijo 50 kiloton vode. Trenutno vemo, da obstajajo trije okusi levoročnih nevtrinov z masami, ki so manjše od desetmiljardinke mase protona in ki se med potovanjem po prostoru mešajo med sabo. Dandanes se v mnogih eksperimentih merijo njihove masne razlike in mešalni koti. Vsaj dve masni razliki imata vrednost večjo od nič, dva mešalna kota sta velika, letos (2011) pa smo dobili prve namige in delne meritve, da je tudi tretji mešalni kot najbrž precej velik.

Dokazi za obstoj nevtrinske mase so v nasprotju z minimalistično formulacijo SM, ki vsebuje le levoročni nevtrino, zato je treba model razširiti in poiskati teorijo, ki bo razložila to eksperimentalno dejstvo. Trenutno je to dejavno področje, na katerem dela veliko teoretičnih fizikov. Katera teorija nevtrinskih mas je pravilna? Na odgovor bomo najbrž morali počakati še kar nekaj časa, a z malo sreče nam ga lahko da že generacija eksperimentov, ki pravkar potekajo, tako pri nizkih kot pri visokih energijah.

4. Po Majoranovih sledih

Po Majoranovem odkritju, da lahko nevtrine z neničelno maso opišemo z realnim spinorjem, se je postavilo naslednje vprašanje: ali je ta teorija z Majoranovo maso zgolj akademske narave, ali pa ima tudi realne, fizikalno opazljive posledice?

Natančne meritve

Prva, ki sta poskušala najti odgovor na to vprašanje, kmalu po Majoranovem odkritju, sta bila Racah in Furry [26]. Pokazala sta, da obstaja fizikalno opazljiv proces, ki bi se lahko zgodil, če bi imel nevtrino Majoranovo maso. Proces, ki sta ga predlagala, je podoben dvojnemu beta-razpadu, namreč tistemu, pri katerem se zgodi hkratni dvojni beta-razpad in iz jedra uide dva elektrona, vsak s svojim elektronskim nevtrinom, le da v tem primeru nevtrinov sploh ne bi bilo. Ta proces se imenuje breznevtrinski dvojni beta-razpad. Razlog tega procesa naj bi bila neka posebna lastnost nevtrinskega polja v Majoranovi teoriji. V tej teoriji sta namreč nevtrino in antinevtrino eden in isti delec. Medtem ko za vse nabite delce, ki lahko dobijo maso le preko Diracovega člena, velja, da sta delec in antidelec kvalitativno različna, pa to za Majoranov nevtrino ne drži. Povedano z drugimi besedami, masni člen v Majoranovi teoriji krši leptonsko število. Če je bilo na začetku beta-procesa leptonsko število nič, bi dobili na koncu dva elektrona in nobenega nevtrina, kar pomeni, da se je leptonsko število spremenilo za dve enoti.

Ta razpad v naravi še ni bil opažen. Generacije eksperimentov so uspele postaviti le omejitev za razpadni čas, ki mora biti zelo dolg, več kot 10^{24} let. Tako dolgoživ proces je mogoče meriti le z veliko količino

zelo čistega dvojno-beta-razpadajočega materiala. Takšne natančne meritve potekajo pri zelo nizkih energijah in zahtevajo zelo nizek šum ter veliko eksperimentalne spretnosti.

Nagrada za takšno odkritje bi bila velika. Leptonsko število predstavlja eno izmed osnovnih simetrij v naravi, ki jih SM ohranja. Testiranje teh simetrij na mikroskopski ravni je eden izmed najenostavnejših načinov, kako najti namige o novi fiziki preko SM. Kot vemo, SM sam po sebi ne zadošča za opis nevtrinskih mas in treba je vpeljati nove prostostne stopnje, da lahki levoročni nevtrini dobijo svojo maso na renormalizabilen način. Pozitiven signal, ki bi ga dobili pri iskanju breznevtrinskega beta-razpada, bi bil lahko povezan tako s prispevkom lahkih levoročnih nevtrinov, kakor tudi s prispevkom teh novih prostostnih stopenj, tj. nove fizike. Na dejstvo, da je napoved pri breznevtrinskem beta-razpadu občutljiva na oba prispevka, so opozarjali že Feingberg in Goldhaber ter oče oscilacij, Bruno Pontecorvo [27]. V vsakem primeru, ne glede na izvor tega procesa, bi meritev breznevtrinskega beta-razpada potrdila, da leptonsko število ni dobra simetrija in da jo šibke interakcije kršijo. Ker je vprašanje ohranitve leptonskega števila tako osnovno, potekajo eksperimenti za iskanje breznevtrinskega beta-razpada že od poznih 30-ih let, začeli so se izvajati skoraj takoj po predlogu Racaha in Furryja.

Iskanje kršitve leptonskega števila je pred kratkim dobilo nov eksperimentalni zagon. Raziskovalna skupina »Heidelberg-Moscow« je namreč objavila pozitiven rezultat o breznevtrinskem razpadu v germanijevem jedru [28]. Če je njihova meritev pravilna, potem je to dokaz, da je leptonsko število v naravi kršeno. Čeprav so sorazmerno uspešno zavrnil kritike, pa je njihova trditev ostala kontroverzna, saj polovica skupine ni hotela podpisati članka in se z objavljeno analizo ne strinja. Po objavi njihovega dela se je postavilo več različnih eksperimentov, ki merijo enak proces na različnih in tudi na enakih jedrih. Signal, ki naj bi bil opažen, je precej velik in v nekaj letih bomo izvedeli, ali je bila njihova meritev resnično opažen breznevtrinski beta-razpad ali le napaka v eksperimentu.

Kozmologija in Nova fizika

V primeru, da bi novi generaciji eksperimentov uspelo ponoviti meritve breznevtrinskega dvojnega beta-razpada in izmeriti podobno vrednost za razpadni čas kot zgoraj omenjeni skupini [28], bi ta rezultat prinesel zelo zanimive posledice. Če predpostavimo, da je razlog za signal zgolj obstoj lahkih levoročnih nevtrinov, bi to privedlo do protislovja s kozmološkimi raziskavami. Dobljena vrednost za Majoranovo maso, izmerjena pri breznevtrinskem beta-razpadu, bi se prevedla v nekaj milijardink mase protona. To se zdi zelo majhna vrednost, ampak v resnici ni. Izkaže se, da obstaja vrsta procesov, ki dajo zgornjo mejo za mase nevtrinov in pri tem, kar je mogoče presenetljivo, prihaja največja omejitev ravno iz kozmologije. Osupljivo je, da lahko z opazovanjem največjih struktur v vesolju, z meritvami zvezd in galaksij, povemo nekaj relevantnega o osnovnih gradnikih narave in njenem delovanju na najmanjših razdaljah.

Simulacije razvoja vesolja, opazovanje sevanja kozmičnega ozadja in podatki iz satelita WMAP nam lahko v okviru dobro preverjenega standardnega kozmološkega modela dajo omejitev za vsoto mas lahkih nevtrinov. Izkaže se, da je vrednost, ki bi jo pripisali nevtrinski masi, če bi hoteli zadostiti eksperimentalni vrednosti breznevtrinskega beta razpada v raziskavi [28], dosti prevelika, da bi bila v skladu s kozmološkimi meritvami. V kratkem bo satelit Planck začel pošiljati podatke, ki bodo te kozmološke omejitve potisnile še navzdol, ali pa bo izmeril vsoto nevtrinskih mas.

Če se obstoj breznevtrinskega beta-razpada res potrdi, se bo nujno uresničil scenarij, ki so si ga zamislili Feinberg, Goldhaber in Pontecorvo [27]. V tem primeru bi razlog za signal morale biti nove prostostne stopnje, neka Nova fizika. Ali bi bilo potemtakem mogoče to novo fiziko eksperimentalno preveriti? S pomočjo enostavne dimenzionalne analize, lahko napovemo, da bi energijska skala takšne nove fizike ustrezala več tisoč masam protona. Te energije so ravno v dosegu trkalnika LHC in v nadaljevanju bomo pokazali, da bi bilo to res mogoče.

Katera teorija naj bi opisala to novo fiziko sicer ne vemo, zagotovo pa je zelo dober kandidat LD model, ki je napovedal obstoj nevtrinskih mas vrsto let pred njihovim odkritjem. Izkaže se, da v tem modelu že obstaja napoved za breznevtrinski beta-razpad, ki ustreza izmerjeni vrednosti in

je še vedno v skladu s kozmologijo [29]. V tem primeru je signal posledica izmenjave W_R , desnoročnega ekvivalenta šibkega bozona.

4.1 Visoke energije in LHC

Nova fizika na LHC

LHC je trenutno pospeševalnik z največjo dosegljivo energijo na svetu. Njegov poglavitni cilj je odkritje mehanizma zloma umeritvene simetrije, a ima poleg tega osnovnega cilja še velik dodaten potencial in širšo nalogo, to je iskanje nove fizike. S trkanjem protonov želimo doseči dovolj visoke energije, da bi lahko našli nove masivne prostostne stopnje, ki so do danes ostale še neopažene, podobno kot je SPS proizvedel W in Z -bozone. Kandidatov za novo fiziko je veliko, motivirani so tako s teoretičnega kot s fenomenološkega vidika. Kot primer testiranja novega modela vzemimo minimalni LD model in pogledimo, kaj nam lahko nov eksperiment na LHC-ju pove o teoriji, ki stoji za nevtrinskimi masami.

Minimalni LD simetrični model je kmalu po svojem nastanku postal žrtev svoje lastne prevelike napovedljivosti. Kot je bilo že rečeno, LD model napove obstoj novih prenašalcev desnoročne interakcije W_R in Z_R . Zaradi minimalnosti modela so njihove sklopitve precej dobro definirane in so podobne sklopitvam že poznanih W in Z -bozonov, le da je njihova masa precej večja; na pospeševalnikih ji do sedaj še nismo opazili. Navkljub tej veliki masi bi bil obstoj W_R lahko odgovoren za redke procese pri nizkih energijah, podobno kot je W -bozon odgovoren za beta-razpad. Kmalu po objavi minimalnega modela [21] je bila opravljena prva resna analiza, ki je postavila omejitev na maso W_R in desnoročni bozon bi moral biti približno 1800-krat težji od protona. Trkalnika SPS in LEP sta sicer v osemdesetih uspešno proizvajala W in Z -bozone, ampak nista imela niti približno dovolj energije za produkcijo tako težkih delcev, kot bi moral biti W_R . Pravzaprav si je bilo takrat težko zamisliti, da bo v bližnji prihodnosti zgrajen pospeševalnik z dovolj energije za testiranje LD teorij, zato za minimalni LD model do pred kratkim ni bilo zelo veliko zanimanja. Model je sicer s teoretičnega vidika privlačen, saj je razložil zlom parnosti, uspešno napovedal nevtrinske mase in razložil njihovo majhnost s pomočjo gugalničnega mehanizma. Vendar

brez možnosti eksperimentalne preveritve model spada v tisto Paulijevo kategorijo: *It's not even wrong*.

Z LHC-jem se ta pogled spremeni. Na novo zgrajen pospeševalnik trenutno obratuje pri ogromni energiji in v težiščnem sistemu doseže s trki protonov energije, ki so ekvivalentne 7000 masam protona. Še več, že od samega začetka je bila načrtovana energija trkov v težiščnem sistemu dvakrat višja od doslej dosežene, na to pa bo treba počakati še nekaj let. Te energije so sedemkrat večje od tistih, ki jih je lahko dosegla prejšnja naprava Tevatron, in tako so podatki za iskanje nove fizike že na voljo sodelujočim pri LHC.

Leptonsko število na pospeševalniku

V minimalnem LD modelu obstaja še posebej zanimiv proces, ki bi bil lahko opažen na LHC. Ta proces je analogen breznevtrinskem beta-razpadu, ker prav tako krši leptonsko število. Drugače od breznevtrinskega beta-razpada, ki poteka znotraj jeder in pri nizkih energijah, pa se ta novi proces dogaja le pri visokih energijah, v reakcijah s trki protonov.

Od predloga za iskanje kršitve leptonskega števila z breznevtrinskim beta-razpadom, ki sta ga leta 1937 predlagala Racah in Furry, je preteklo skoraj 50 let do predloga alternativne poti. Zamisel za alternativni proces sta našla Keung in Senjanović [30] leta 1983. Predlagala sta, da si zamislimo podobno situacijo kot za W -bozon v SM in da nam je uspelo proizvesti W_R s trki protonov. Ko je ta delec enkrat proizveden, bo razpadel v nabiti lepton in težek desnoročni nevtrino. Nevtrino bo naknadno razpadel v še en nabiti lepton in preko izmenjave W_R v dva kvarka, ki jih na pospeševalnikih opazimo kot curke hadronov. Shematično bi bila torej reakcija v LHC sledeča:

$$p p \rightarrow W_R^- \rightarrow l_R^- \nu_R \rightarrow l_R^- l_R^\pm + 2 \text{ curka}.$$

Desnoročni nevtrino je Majoranovega tipa, kar pomeni, da je hkrati delec in antidelec. To pomeni, da razpade z enako verjetnostjo v delec kot v antidelec. Iz zadnjega člena v zgornji reakciji je torej očitno, da je nevtrino Majoranove vrste: v polovici razpadov namreč razpade v nabita leptona (l_R) z nasprotnim in v drugi polovici z enakim nabojem. Prav tako smo v polovici primerov eksplicitno zlomili leptonsko število: na

začetku reakcije je leptonsko število nič, na koncu imamo dva delca z istim nabojem, torej je leptonsko število kršeno za dve enoti.

Konceptualno bi bilo odkritje zgornjega procesa izredno pomembno za napredek v fiziki visokih energij. Neposredno odkritje W -bozona je bilo v preteklosti nujno za potrditev njegove vloge v procesu navadnega beta-razpada in za postavitev SM. Podobno bi bila najdba W_R in desnoročnega nevtrina dokaz za gugalnični mehanizem in za potrditev minimalnega LD modela. Hkrati bi z meritvami na pospeševalniku lahko izmerili njune sklopitve in dobili napovedi za vse procese, ki zlomijo leptonsko število in katere bi posledično lahko izmerili pri nizkih energijah, npr. pri breznevtrinskem dvojnem beta-razpadu.

LHC je od prvih izmerjenih trkov leta 2010 do danes nabral več kot pričakovano količino podatkov in, kot kaže, bodo s trki pri teh energijah nadaljevali še kar nekaj časa. Navkljub delovanju LHC-ja pri energiji, ki je polovična od prvotno pričakovane, so pridobljeni podatki že uporabni in kažejo, da bo eksperiment v kratkem ponovno prehitel teoretične omejitve za maso W_R in odprl možnost za levo-desno simetričen opis sveta.

5. Zaključek

Ta prispevek je bil napisan skozi oči raziskovalca, ki dela na področju teoretske fizike osnovnih delcev. Ko poskušamo razumevati naravo, se pri našem delu večinoma poslužujemo abstraktnega matematičnega jezika, ki je primeren za reševanje fizikalnih problemov in je nastal zaradi potrebe po konkretnih, računskih napovedih. Vendar to ne zadoštuje vselej. Dostikrat se je treba pri našem razmišljanju ustaviti in se vrniti nazaj k diskusiji o samih predpostavkah izgradnje ali analize modela. Osnovne predpostavke pri gradnji modelov je mogoče razložiti z uporabo simetrij, tako umeritvenih kot simetrije parnosti, principa minimalnosti in ohranitve raznih števil, kot je npr. leptonsko število. Za vsako od teh enostavnih predpostavk stoji realna fizikalna implikacija: iz dodatnih simetrij sledijo posledice, ki so opazljive.

Danes je najbrž težje kot kdajkoli prej slediti vmesnemu matematičnemu koraku med enostavno premiso in realizacijo njene posledice. Prav tako je za današnje eksperimente, vsaj pri tako visokih energijah,

kot jih dosega LHC, potreben ogromen mednarodni napor in prispevki mnogih nadarjenih posameznikov. Za izvedbo teh eksperimentov in za analizo podatkov je potrebno več časa kot kdajkoli prej. LHC je zgrajen in že trka protone. Celotna znanstvena skupnost zdaj nestrpno čaka na novo odkritje o tem, kaj narava skriva pri tako velikih energijah. Naša želja po razumevanju se bo z novimi rezultati gotovo razvila v veselje nad novimi znanstvenimi odkritji ter vzbudila čudenje in navdušenje nad dosežki in odkritji moderne znanosti.

Namen tega prispevka je predstaviti razmišljanje o teh premisah, o razvoju fizikalnih napovedi, ki jim sledijo, ter o eksperimentalnih pristopih, ki omogočajo njihovo preverjanje, in sicer brez prevelikega matematičnega formalizma. Morda bo zgornji razmislek pripomogel spodbuditi razumevanje in spoznavanje delovanja narave v njeni najbolj osnovni obliki tudi pri tistih radovednejših, ki niso ves čas vpeti v znanstveno sfero fizike visokih energij.

Zahvala. Rad bi se zahvalil svoji ženi dr. Hani Uršič Nemevšek za natančno branje in za številne popravke, komentarje in ideje, ki so pripomogle k veliko boljši berljivosti in kvaliteti tega prispevka.

L i t e r a t u r a

1. G. Farmelo, Basic Books, (2009) 560 p.
2. P. A. M. Dirac, Proc. Roy. Soc. Lond. A117 (1928) 610, *ibid.* A118 (1928) 351
3. P. A. M. Dirac, Proc. Roy. Soc. Lond. A133 (1931) 60.
4. C. D. Anderson, Phys. Rev. 43 (1933) 49.
5. S. Tomonaga, Prog. Theor. Phys. 1 (1946) 27; J. S. Schwinger, Phys. Rev. 73 (1948) 416, *ibid.* 74 (1948) 1439; R. P. Feynman, Rev. Mod. Phys. 20 (1948) 367, Phys. Rev. 74 (1948) 939, 1430.
6. J. S. Schwinger, In »Paris 1982, Proceedings, History Of Particle Physics«, 409.
7. E. Fermi, Z. Phys. 88 (1934) 161–177.
8. T. D. Lee, C.-N. Yang, Phys. Rev. 104 (1956) 254.
9. E. C. G. Sudarshan, R. E. Marshak, Phys. Rev. 109 (1958) 1860; do istega zaključka sta po drugačni poti malo kasneje prišla tudi: R. P. Feynman, M. Gell-Mann, Phys. Rev. 109 (1958) 193.
10. S. Weinberg, J. Phys. Conf. Ser. 196 (2009) 012002.
11. C. -N. Yang, R. L. Mills, Phys. Rev. 96 (1954) 191.

12. J. S. Schwinger, Phys. Rev. 82 (1951) 914, *ibid.* 91 (1953) 713.
13. S. L. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579.
14. J. Goldstone, Nuovo Cim. 19 (1961) 154; Y. Nambu, G. Jona-Lasinio, Phys. Rev. 122 (1961) 345.
15. P. W. Anderson, Phys. Rev. 130 (1963) 439; F. Englert, R. Brout, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 321; P. W. Higgs, Phys. Lett. 12 (1964) 132, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 508, Phys. Rev. 145 (1966) 1156.
16. S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264; A. Salam, J. C. Ward, Phys. Lett. 13 (1964) 168–171.
17. G. 't Hooft, [hep-th/9812203] in [hep-th/9410038].
18. H. Georgi, S. L. Glashow, Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 438.
19. J. C. Pati and A. Salam, Phys. Rev. D 10 (1974) 275.
20. R. N. Mohapatra and J. C. Pati, Phys. Rev. D 11 (1975) 2558.
21. G. Senjanović and R. N. Mohapatra, Phys. Rev. D 12 (1975) 1502. G. Senjanović, Nucl. Phys. B 153 (1979) 334.
22. L. Sciascia, La scomparsa di Majorana, Adelphi ed., (1975).
23. E. Majorana, Nuovo Cim. 14 (1937) 171.
24. P. Minkowski, Phys. Lett. B 67 (1977) 421; T. Yanagida, proceedings of the *Workshop on Unified Theories and Baryon Number in the Universe*, Tsukuba, 1979, eds. A. Sawada, A. Sugamoto, KEK Report No. 79–18, Tsukuba; S. Glashow, in *Quarks and Leptons, Cargese 1979*, eds. M. Lévy. et al., (Plenum, 1980, New York); M. Gell-Mann, P. Ramond, R. Slansky, proceedings of the *Supergravity Stony Brook Workshop*, New York, 1979, eds. P. Van Nieuwenhuizen, D. Freeman (North-Holland, Amsterdam); R. Mohapatra, G. Senjanović, Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 912 .
25. B. Pontecorvo, Sov. Phys. JETP 6 (1957) 429.
26. G. Racah, N. Cim. 14 (1937) 322; W.H. Furry, Phys. Rev. 51 (1937) 125, *ibid.* 56 (1939) 1184.
27. G. Feinberg, M. Goldhaber, Proc. Nat. Ac. Sci. USA 45 (1959) 1301; B. Pontecorvo, Phys. Lett. B26 (1968) 630.
28. H.V. Klapdor-Kleingrothaus *et al.*, Phys. Lett. B586 (2004) 198; H.V. Klapdor-Kleingrothaus, I.V. Krivosheina, Mod. Phys. Lett. A21 (2006) 1547.
29. R. Mohapatra, G. Senjanović Phys.Rev. D23 (1981) 165; V. Tello, M. Nemevšek, F. Nesti, G. Senjanović, F. Vissani, Phys. Rev. Lett. 106 (2011) 151801.
30. W.-Y. Keung, G. Senjanović, Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 1427.