

BOSONUL HIGGS ȘI ORIGINEA MASEI

Roman Chirilă

roman.chirila@ici.ro

Institutul Național de Cercetare – Dezvoltare în Informatică - ICI București

Rezumat: Particula neîncărcată numită bosonul Higgs, cu spin zero, reprezintă cuanta câmpului scalar ϕ numit câmpul Higgs, așa cum fotonul este cuanta câmpului electromagnetic. Se presupune că acest câmp Higgs acționează ca un mediu continuu, de fond, chiar și pe distanțe scurte. El pare să joace un rol fundamental, de vreme ce reprezintă cheia explicării originii masei pentru alte particule elementare. Interacția dintre câmpul Higgs ϕ cu alte câmpuri conferă masă particulelor elementare. Acest mecanism cuantic de creare a masei se numește mecanism Higgs. Înțelegerea acestui mecanism Higgs se bazează pe „ruperea spontană de simetrie” și „teoria de etalonare”. Mecanismul Higgs, descoperit întâi de Peter Higgs, a fost folosit pentru conferirea masei bosonilor vectoriali de etalonare din cadrul interacțiilor slabe. Introducerea câmpului Higgs scalar, complex, în Lagrangian, cu valoarea expectată a vacuumului diferită de zero transformă bosonii vectoriali inițiali fără masă în bosoni masivi, în timp ce una dintre cele două componente ale câmpului Higgs dispare.

În lucrarea de față vom discuta mecanismul Higgs, folosind modelul unidimensional și apoi cel bidimensional. Mecanismul Higgs este descris în general ca un caz de rupere spontană a simetriei. Prin urmare, noțiunea de rupere spontană a simetriei va constitui elementul de bază al lucrării de față. De asemenea, în lucrare sunt discutate mecanismul Higgs și rolul său în cadrul Modelului Standard.

Cuvinte cheie: Modelul Standard, mecanismul Higgs, câmpul Higgs, bosonul Goldstone, ruperea spontană de simetrie.

Abstract: The uncharged particle named Higgs boson, with spin zero, is the quanta of a scalar field ϕ defined as Higgs field, as well as the photon is the quanta of the electromagnetic field. It is assumed that the Higgs field acts like a continuous background medium even at short distances. It would play a fundamental role since it seems to represent the key to explain the origin of the mass of other elementary particles. The interaction of ϕ with other fields is able to give mass to elementary particles. This quantum mechanism of mass creation is named generically the Higgs mechanism. The understanding of the Higgs mechanism is based on the “spontaneous symmetry breaking” and “gauge theory”.

The Higgs Mechanism, first invented by Peter Higgs, was used to lend mass to the gauge vector bosons of the weak interactions. The introduction of a complex scalar Higgs field into the Lagrangian, with a non-zero expectation value turns the initially massless gauge bosons into massive bosons, while one of the two Higgs field components disappears.

In the present paper, we'll discuss the Higgs mechanism, using a one-dimensional and then a two-dimensional toy model, historically named the sigma model. The Higgs mechanism is generally described as a case of spontaneous symmetry breaking. Thus, the notion of spontaneous symmetry breaking (SSB) will be at the basis of this paper. The Higgs mechanism and his role in the Standard Model are also discussed.

Key words: Standard Model, Higgs mechanism, Higgs field, Goldstone boson, spontaneous symmetry breaking.

1. Introducere

Bosonul Higgs, numit așa după fizicianul scoțian Peter Higgs, este o particulă elementară ipotetică din familia bosonilor, despre care se crede că face parte din mecanismul care conferă masă celorlalte particule elementare. Căutarea unei dovezi a existenței sale a început în anii 1960. În 2011, particula era căutată cu ajutorul acceleratoarelor de particule, în special cu acceleratorul LHC de lângă Geneva, Elveția. Peter Higgs și Francois Englert au primit Premiul Nobel pentru fizică, după identificarea și descoperirea bosonului Higgs, care explică formarea Universului. Cei doi au fost premiați în anul 2013, în timp ce Robert Brout, din păcate, murise în 2011.

Această particulă descoperită are o masă de 125 GeV, cu 1 GeV mai mult decât masa protonului. Experimentele pentru a o descoperi au fost făcute la LHC din Geneva și au fost susținute de o descoperire recentă din Statele Unite ale Americii, de la Fermilab.

Modelul relativist a ceea ce numim astăzi mecanismul Higgs a fost dezvoltat independent și aproape simultan de către trei grupuri de fizicieni [1], [2], [3]. Pe data de 4 iulie, 2012, experimentele ATLAS și CMS din cadrul CERN și-au prezentat rezultatele, indicând descoperirea unei noi particule, și anume a bosonului Higgs. Descoperirea acestei particule a constituit și una dintre rațiunile de bază pentru care a fost construit LHC (Large Hadron Collider). Evident, nu vorbim doar despre descoperirea unei banale și noi particule din peisajul abundent al particulelor elementare, ci și chiar despre o clarificare fundamentală a sectorului interacțiilor electrolabe din cadrul Modelului Standard. Astfel, descoperirea bosonului Higgs explică mecanismul cuantic de formare a masei celorlalte particule elementare, fiind legat nemijlocit de originea masei și

constituind, astfel, inima unificării electrolabe [4]. Un an mai târziu, pe data de 8 octombrie, 2013, François Englert și Peter Higgs au primit premiul Nobel pentru fizică, „pentru descoperirea teoretică a unui mecanism care contribuie la înțelegerea noastră asupra originii masei particulelor subatomice și care a fost recent confirmat experimental prin descoperirea particulei fundamentale prezise teoretic, în cadrul experimentelor ATLAS și CMS, de la acceleratorul de la CERN” [4].

În ciuda acestui succes experimental absolut remarcabil, rămân totuși o serie de aspecte încă neelucidate, cum ar fi materia întunecată, rolul special al gravitației și expansiunea universului. Aceste probleme deschise îi determină pe fizicienii particulelor elementare să considere faptul că Modelul Standard nu este altceva decât o simplificare a unei structuri mult mai complexe a universului nostru vizibil.

2. Modelul Standard

Conform Modelului Standard, există următoarele particule fundamentale: șase *leptoni* (*electronul*, *miuonul*, *taonul* și cei trei *neutrino* asociați acestora), șase *quarci* (u, d, c, s, t, b), fiecare cu trei culori (roșu, galben și albastru), deci 18 particule distincte și *bosonii*, particule responsabile ale forțelor de interacție (*fotonul* pentru câmpul electromagnetic, particulele W^{\pm} , Z^0 pentru câmpul nuclear slab și 8 *gluoni* pentru câmpul nuclear tare). Dacă adăugăm și antiparticulele acestora obținem un număr de 72 particule elementare.

Leptonii și quarcii reprezintă elementele constitutive ale materiei, fiind fermioni, deci au spinul semiîntreg. Bosonii sunt particule cu spin întreg și sunt purtătorii interacției, asigurând legătura dintre fermioni, fiind emiși de către un fermion și absorbiți de către celălalt fermion aflat în interacție cu primul. În afara acestor particule elementare, observate toate pe cale experimentală, Modelul Standard prefigura și existența bosonului Higgs – singurul care nu fusese pus în evidență pe cale experimentală până acum, de curând. Bosonul Higgs este un boson scalar, deci cu spin zero, spre deosebire de bosonii W și Z care sunt bosoni vectoriali, deci cu spin unu. Rolul bosonului Higgs este însă unul deosebit, acesta fiind legat de mecanismul prin care toate particulele elementare capătă masă. Pe baza acestui mecanism Higgs, se poate explica de ce bosonii W și Z ai interacției slabe sunt particule masive, fotonul interacției electromagnetice are masă nulă, iar fermionii din structura materiei au masă nenulă, obținută prin schimbul permanent de bosoni Higgs [5].

În esență, toate particulele elementare sunt cuante (sau stări excitate) ale unui câmp. Astfel, fotonul este cuanta câmpului electromagnetic, electronul este cuanta câmpului electronic, bosonul Higgs este cuanta câmpului Higgs ș.a.m.d. Toate câmpurile există în orice punct din spațiu și la orice moment de timp [6].

Câmpurile existente se pot cupla (adică pot interacționa) cu alte câmpuri.

Unele câmpuri pot interacționa cu câmpul Higgs. În urma unui proces numit **ruperea spontană de simetrie** (SSB – Spontaneous Symmetry Breaking), câmpul Higgs se descompune în două componente. Prima componentă rămâne ca un câmp dinamic, masiv, iar cuantele sale sunt bosonii Higgs; cea de-a doua componentă este o constantă, numită **valoarea expectată de vacuum** (VVE – Vacuum Expectation Value), iar ecuațiile care descriu cuplajul (interacția) câmpului Higgs cu alte câmpuri devin ecuațiile care descriu interacția acestor alte câmpuri cu ele însele (termenii la puterea a 4-a), ceea ce în cadrul teoriei cuantice a câmpului (QFT – Quantum Field Theory) semnifică fenomenul de **dare de masă** către un câmp (**giving mass**).

Ecuațiile care semnifică fenomenul de *dare de masă* către un anumit câmp nu există înaintea apariției procesului de rupere spontană de simetrie a câmpului Higgs. De fapt, acestea nici nu pot exista înainte din rațiuni de simetrie, motiv pentru care fenomenul se și numește “rupere de simetrie”. Prin urmare, acesta este fenomenul prin care câmpul Higgs dă masă particulelor elementare, iar obiectele lumii materiale sunt așa cum sunt: orice câmp care se cuplează (interacționează) cu câmpul Higgs capătă o masă, care altfel n-ar fi existat.

Dat fiind faptul că toate particulele elementare sunt cuante ale câmpurilor corespunzătoare,

atunci particulele care sunt cuante ale câmpurilor care interacționează cu câmpul Higgs capătă masă, datorită ruperii spontane de simetrie, care este esența mecanismului Higgs.

3. Elemente de teoria cuantică a câmpului

În teoria cuantică a câmpului (QFT), dinamica unui sistem este dată de mărimea fizică numită *acțiune*, S , definită prin relația:

$$S = \int_{t_1}^{t_2} L \cdot dt$$

unde, L reprezintă *Lagrangian*-ul câmpului, definit la rândul său prin diferența dintre energia cinetică și cea potențială, $L = T - V$. Prin aplicarea principiului minimei acțiuni a lui Maupertuis ($\delta S = 0$), se pot obține ecuațiile care descriu dinamica sistemului, iar cunoașterea lui L înseamnă cunoașterea evoluției cauzal-deterministe a sistemului respectiv. Astfel, ecuația Euler-Lagrange care dă ecuațiile de mișcare ale sistemului se scrie sub forma cunoscută:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \right) - \frac{\partial L}{\partial q_i} = 0$$

Prin aplicarea principiului lui Maupertius pentru un câmp fonic (electromagnetic), obținem ecuațiile lui Maxwell; pentru particule relativiste, obținem ecuația Klein-Gordon; pentru electronii din cadrul teoriei electrolabe, cazul general al fermionilor, adică a particulelor cu spin $-1/2$, obținem ecuația lui Dirac, ș.a.m.d. În general, forma Lagrangianului pentru o particulă (ϕ), într-un câmp real scalar poate fi exprimată sub forma:

$$L = \underbrace{(\partial_\mu \phi)^2}_{\text{termen cinetic}} + \underbrace{C}_{\text{termen constant}} + \alpha \phi + \underbrace{\beta \phi^2}_{\text{termen de masă}} + \underbrace{\gamma \phi^3 + \delta \phi^4}_{\text{termeni de ordin superior}} + \dots$$

În expresia de mai sus, primul termen exprimă energia cinetică, al doilea termen este o constantă care nu apare în marea majoritate a cazurilor în ecuația de mișcare, termenul $\alpha \phi$ nu are o interpretare directă, apoi termenul pătratic reprezintă masa particulei, iar termenii de ordin superior sunt termeni de interacție.

4. Ruperea spontană de simetrie (SSB)

În cele ce urmează, vom lua ca exemplu un potențial relativ simplu și vom studia modul în care se produce **ruperea spontană de simetrie** – esențială pentru înțelegerea mecanismului Higgs. Apoi, vom compara rezultatul obținut cu cel din teoria cuantică a câmpului (QFT), lucru care ne va permite să remarcăm modul în care apar bosonul masiv și cel scalar (spin zero!), de masă nulă. Mecanismul Higgs ne va permite să observăm modul în care bosonii vectoriali capătă masă, iar principiul invarianței de etalonare va permite eliminarea bosonilor Goldstone, dar și apariția unui nou grad de libertate la starea de polarizare a bosonilor vectoriali masivi.

Să luăm ca exemplu următorul potențial scalar, real, simplu și pe care îl vom dezvolta după ideile din [7]:

$$V(x, y) = -\frac{1}{2} \mu^2 (x^2 + y^2) + \frac{1}{4} \lambda^2 (x^2 + y^2)^2$$

Acest potențial prezintă un punct de simetrie în originea planului xy . Valorile extreme ale acestui potențial se calculează imediat:

$$\begin{aligned}\frac{\partial V}{\partial x} &= -x(\mu^2 - \lambda^2(x^2 + y^2)) = 0 \\ \frac{\partial V}{\partial y} &= -y(\mu^2 - \lambda^2(x^2 + y^2)) = 0 \\ x &= y = 0 \\ x^2 + y^2 &= \mu^2 / \lambda^2\end{aligned}$$

Se observă imediat faptul că punctul de simetrie nu este și un punct de echilibru stabil, adică nu este un punct de vacuum (punct de minim energetic). Din acest motiv vom efectua o translație de coordonate ale câmpului corespunzătoare punctului de vacuum și vom alege, astfel, noile coordonate:

$$\begin{aligned}x_0 &= 0 \\ y_0 &= \mu / \lambda\end{aligned}$$

Evident, noul punct ales nu este singurul posibil; există o mulțime de astfel de puncte de vacuum situate pe cercul $x^2 + y^2 = \mu^2 / \lambda^2$. Odată ales punctul de vacuum, vom trata în mod coerent și unitar chestiunile matematice care urmează. Astfel, noile coordonate devin:

$$\begin{aligned}\xi &= x \\ \eta &= y - \mu / \lambda\end{aligned}$$

adică, originea sistemului de coordonate s-a mutat acum în punctul de vacuum. În acest caz, expresia potențialului nostru devine:

$$\begin{aligned}V(x \rightarrow \xi, y \rightarrow \eta) &= -\frac{1}{2} \mu^2 \left(\xi^2 + \left(\eta + \frac{\mu}{\lambda} \right)^2 \right) + \frac{1}{4} \lambda^2 \left(\xi^2 + \left(\eta + \frac{\mu}{\lambda} \right)^2 \right) = \\ &= \mu^2 \eta^2 + O(\text{termeni de ordin superior})\end{aligned}$$

Am grupat și am neglijat termenii de interacție, deoarece aceștia nu prezintă nicio relevanță pentru discuția noastră.

Acum să vedem descrierea în cadrul QFT.

De această dată, ne vom concentra atenția pe un tip special de câmp din mecanica cuantică relativistă, cunoscut sub numele de câmpul Klein-Gordon. Potențialul acestui câmp poate fi exprimat sub forma [8]:

$$V_{KG} = m^2 \phi^2$$

unde, m reprezintă masa câmpului, iar ϕ este însuși câmpul. Acest câmp ϕ fiind un scalar, înseamnă că lui îi corespunde o particulă de spin zero. Comparând expresiile potențialului din relațiile de mai sus, observăm imediat că există de fapt două câmpuri:

1. η corespunde unui câmp (particulă) de masă μ și spin zero \Rightarrow boson Higgs;
2. ξ corespunde unui câmp (particulă) de masă nulă și spin zero \Rightarrow boson Goldstone.

Bosonii Goldstone reprezintă un rezultat demonstrat de către Goldstone prin celebra sa teoremă [9]. În esență, această teoremă afirmă faptul că ori de câte ori are loc o rupere spontană de simetrie a sistemului, aceasta va fi însoțită de apariția unui câmp scalar de masă nulă [10]. Acest tip de bosoni Goldstone nu au fost observați niciodată până acum, pentru că ei nu pot exista în natură (dacă ar fi existat, atunci ei ar fi fost observați până acum!). În aceste condiții, atunci când se

produce ruperea spontană de simetrie, vom căuta să găsim diverse trucuri matematice pentru a elimina termenii asociați cu bosonii Goldstone din teorie.

5. Mecanismul Higgs

Să vedem acum *de ce* și *cum* au masă bosonii vectoriali. Teoreticienii din domeniul cuanticii știu de multă vreme cum să introducă într-un Lagrangian un câmp vectorial și anume: pentru a face o teorie covariantă, se introduce derivata covariantă care generează un nou câmp vectorial (A^μ). Rămâne să comparăm acest nou câmp vectorial cu Lagrangianul Proca [11] – [Alexandru Proca (1897 -1955), unul dintre cei mai de seamă fizicieni ai secolului al XX-lea, [12]]:

$$L_{\text{Proca}} = T + \mu^2 A^2 + O(\text{termeni superiori})$$

Se poate introduce câmpul vectorial și se poate păstra invarianța de etalonare, atâta vreme cât câmpul vectorial are masă nulă. Prin introducerea de câmpuri vectoriale masive, teoria își pierde invarianța sa de etalonare și, în conformitate cu teorema lui 'tHooft și Veltmann, teoria nu mai este renormabilă [7]. Desigur, aceste probleme pot fi evitate, prin introducerea mecanismului SSB în teorie, dar atunci nimeni nu știe cum putem să scăpăm de bosonii Goldstone.

După ruperea simetriei și după efectuarea de artificii matematice, simpla comparare cu Lagrangianul Proca conduce la termenul de masă pentru bosonul vectorial [13]:

$$m_A \rightarrow e\mu/\lambda$$

Deși câmpurile vectoriale au masă, rămânem totuși cu problema câmpului scalar de masă nulă, care știm că nu există, și anume bosonul Goldstone. Pentru a-l evita, trebuie să găsim o modalitate matematică de a-l elimina. Amintindu-ne despre maniera în care câmpul nostru inițial a fost parametrizat în x și y , vom proceda și noi în continuare la o nouă re-parametrizare, folosind notațiile pentru un câmp complex:

$$\phi \equiv x + iy$$

$$V(x, y) \rightarrow V(\phi) = -\frac{1}{2}\mu^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda^4\phi^4$$

Acum, termenul de masă capătă un sens, deoarece relația de mai sus este cea a unui oscilator armonic, de modul μ/λ .

În această fază, vom invoca **principiul invarianței de etalonare**, un al doilea aspect fundamental din cadrul mecanismului Higgs. Astfel, transformarea de fază a câmpului nostru va păstra invariant Lagrangianul:

$$\begin{aligned} \phi \rightarrow \phi' \equiv e^{i\theta(x,y)} \Rightarrow L(\phi) \rightarrow L' \equiv L(\phi') \\ L' = L \end{aligned}$$

Acesta este în esență principiul invarianței de etalonare pe care-l vom aplica câmpului nostru complex:

$$\phi \rightarrow \phi e^{i\theta} = (x + iy)(\cos \theta + i \sin \theta) = (x \cos \theta - y \sin \theta) + i(x \sin \theta + y \cos \theta)$$

$$\text{cu } \theta = \text{tg}^{-1}\left(\frac{x}{y}\right)$$

În aceste condiții, să observăm faptul că ϕ (câmpul nostru) este pur imaginar, adică: $x \Leftrightarrow \xi = 0$

deci, bosonul Goldstone a dispărut!

Să vedem acum ce s-a întâmplă de fapt în plan fenomenologic: nu se poate să avem un boson într-o etalonare și nimic în alta!.. Am pornit cu câmpuri vectoriale de masă nulă. Din electrodinamică [14] știm că astfel de câmpuri pot fi polarizate doar pe două direcții (transversale), polarizarea longitudinală neputând exista. Deci, am dat masă particulelor și, prin urmare, ele au câștigat o a treia stare de polarizare (longitudinală). De unde provine acest grad de libertate suplimentar? De la bosonul Goldstone! Am eliminat bosonul Goldstone din teorie în favoarea unei a treia stări de polarizare pentru câmpurile vectoriale masive. Câmpul vectorial a „înghițit” bosonul Goldstone, achiziționând și masă și o a treia stare de polarizare.

Din această perspectivă, fizicianul scoțian Peter Higgs a fost primul care a arătat cum poate fi folosită această metodă pentru a da masă câmpurilor vectoriale și de a elimina bosonul Goldstone. Astfel, mecanismul prezentat mai sus se numește **mecanismul Higgs**, iar bosonul masiv se numește **bosonul Higgs**.

5a. Câmpul scalar, real

Vom ilustra în continuare cele două aspecte fundamentale ale mecanismului Higgs (ruperea spontană de simetrie și invarianța de etalonare) pe un alt model simplu de câmp scalar și real ϕ , pentru care Lagrangianul are forma [4]:

$$L = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)^2 - V(\phi) = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)^2 - \frac{1}{2}\mu^2 \phi^2 - \frac{1}{4}\lambda \phi^4$$

Deoarece câmpul intră în ecuația de mai sus sub formă de pătrat, iar derivata sa este tot la pătrat, înseamnă că Lagrangianul va fi simetric față de oglindirea lui ϕ . Avem, deci:

$$\phi \rightarrow -\phi \Rightarrow L(\phi) = L(-\phi)$$

În plus, vom considera că λ este pozitiv, ceea ce asigură un minim absolut Lagrangianului.

a) Cazul $\mu^2 > 0$: particulă liberă, cu interacții suplimentare

Studiem, în esență, spectrul particulei, adică micile oscilații în jurul poziției de vacuum (minim), $\phi = 0$. În acest caz, graficul potențialului arată ca cel din fig. 1a:

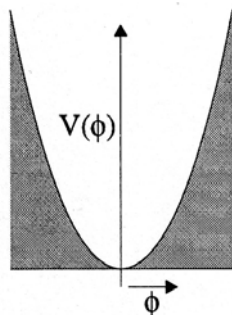


Figura 1a) – Ilustrarea unui potențial de câmp scalar, real

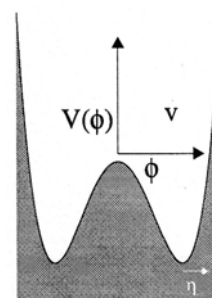


Figura 1b) – Ilustrarea potențialului „sombbrero”

Se observă ușor că Lagrangianul descrie în cazul nostru dinamica unei particule libere, de masă m , plus un termen de self-interacție:

$$L = \underbrace{\frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)^2 - \frac{1}{2}\mu^2 \phi^2}_{\text{particulă liberă, de masă } \mu} - \underbrace{\frac{1}{4}\lambda \phi^4}_{\text{interacție}}$$

b) Cazul $\mu^2 < 0$: particulă imaginară

La prima vedere, acest caz pare să descrie o particulă de masă imaginară. Reprezentarea grafică este cea redată în fig. 1b. Din figură se observă faptul că originea $\phi = 0$, punctul de simetrie, nu reprezintă și punctul de echilibru în jurul căruia să putem studia micile oscilații ale sistemului. Poziția de vacuum se află de această dată în punctele $\pm v$:

$$\phi_0 = \sqrt{-\mu^2/\lambda} = v; \mu^2 = -\lambda v^2$$

Pentru studierea micilor oscilații în jurul punctului de vacuum, va trebui să introducem un nou câmp η , o translație a câmpului ϕ , câmp centrat pe poziția de vacuum: $\eta = \phi - v$. Acum, vom scrie noul Lagrangian în termenii câmpului traslatat η , termenul cinetic și termenul de potențial:

$$L(\eta) = \frac{1}{2}(\partial_\mu(\eta+v)\partial^\mu(\eta+v)) = \frac{1}{2}(\partial_\mu\eta)(\partial^\mu\eta); \partial_\mu v = 0$$

$$V(\eta) = +\frac{1}{2}\mu^2(\eta+v)^2 + \frac{1}{4}\lambda(\eta+v)^4 = \lambda v^2\eta^2 + \lambda v\eta^4 - \frac{1}{4}\lambda v^4$$

Din punct de vedere a simetriei, observăm că deși Lagrangianul este simetric în raport cu ϕ , totuși oscilațiile în jurul vacuumului nu sunt simetrice în η , adică:

$$V(\phi) = V(-\phi)$$

$$V(-\eta) \neq V(\eta)$$

Deci, avem, iată, o rupere spontană de simetrie (SSB). Să remarcăm, totuși, că întreaga fenomenologie fizică descrisă prin Lagrangian nu trebuie să se modifice în urma unei translații de câmp, adică toate procesele fizice trebuie să rămână neschimbate, deci conservarea mărimilor fizice să se păstreze. Prin urmare, vom admite că simetria există, dar ea a ajuns să fie ascunsă, prin alegerea unei noi origini a câmpului pentru starea de vacuum. Astfel, prin transformarea de simetrie aplicată, adică prin evidențierea uneia din aceste stări de vacuum, noi am ascuns de fapt cea de-a doua stare de vacuum, deci am ascuns simetria Lagrangianului (vorbim despre “hidden symmetry”) [5]. În final, expresia Lagrangianului capătă forma:

$$L(\eta) = \frac{1}{2}(\partial_\mu\eta)(\partial^\mu\eta) - \lambda v^2\eta^2 - \lambda v\eta^3 - \frac{1}{4}\lambda\eta^4 - \frac{1}{4}\lambda v^4 =$$

$$= \frac{1}{2}(\partial_\mu\eta)(\partial^\mu\eta) - \lambda v^2\eta^2$$

în care am neglijat termenul constant $\frac{1}{4}\lambda v^4$, precum și termenii de interacție (termenii de ordin superior lui η^2). Se observă că avem, în acest caz, prin adăugarea unui singur grad de libertate în teorie, dinamica unei particule scalare masive:

$$\frac{1}{2}m_\eta^2 = \lambda v^2 \rightarrow m_\eta = \sqrt{2\lambda v^2} (= \sqrt{-2\mu^2}); m_\eta > 0$$

5b. Câmpul scalar, complex

Acum, în cadrul teoriei, vom introduce un câmp scalar complex, (deci, două grade de libertate):

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2)$$

Pentru Lagrangian, obținem expresia:

$$L = (\partial_\mu \phi)^* (\partial^\mu \phi) - (\partial_\mu \phi) - V(\phi); \text{ cu } V(\phi) = \mu^2 (\phi^* \phi) + \lambda (\phi^* \phi)^2$$

Lagrangianul este simetric la transformările de fază:

$$\phi' \rightarrow e^{i\alpha} \phi \Rightarrow \phi'^* \phi' \rightarrow \phi^* \phi e^{-i\alpha} e^{i\alpha} = \phi^* \phi$$

$$L(\phi_1, \phi_2) = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi_1)^2 + \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi_2)^2 - \frac{1}{2} \mu^2 (\phi_1^2 + \phi_2^2) - \frac{1}{4} \lambda (\phi_1^2 + \phi_2^2)^2$$

Din nou, avem două cazuri:

a) Cazul $\mu^2 > 0$:

În această situație avem de-a face cu două particule scalare masive, fiecare având masa μ , cu interacțiile corespunzătoare:

$$L(\phi_1, \phi_2) = \underbrace{\frac{1}{2} (\partial_\mu \phi_1)^2 - \frac{1}{2} \mu^2 \phi_1^2}_{\text{particula } \phi_1 \text{ de masă } \mu} + \underbrace{\frac{1}{2} (\partial_\mu \phi_2)^2 - \frac{1}{2} \mu^2 \phi_2^2}_{\text{particula } \phi_2 \text{ de masă } \mu} + \text{termeni interacție}$$

b) Cazul $\mu^2 < 0$:

În acest caz, nu mai avem doar un singur punct de vacuum, ci un număr infinit de vacuumuri situate pe cercul:

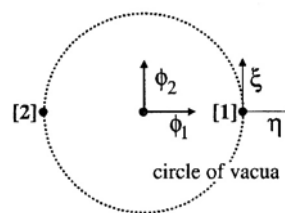
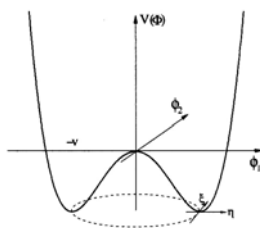
$$\sqrt{\phi_1^2 + \phi_2^2} = \sqrt{-\mu^2/\lambda} = \nu$$

Din toată această multitudine de puncte de vacuum, îl alegem pe ϕ_0 , având coordonatele: $\phi_1 = \nu$ și $\phi_2 = 0$. Urmează scrierea Lagrangianului pentru mici oscilații în jurul vacuumului ales. Vom defini, din nou, noile câmpuri translate, η și ξ :

$$\begin{aligned} \eta &= \phi_1 - \nu \\ \xi &= \phi_2 \end{aligned}$$

cea ce înseamnă că oscilațiile în jurul punctului de vacuum vor fi descrise de relația:

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\eta + \nu + i\xi)$$



Folosind relațiile $\phi^2 = \phi^* \phi = \frac{1}{2} ((\nu + \eta)^2 + \xi^2)$ și $\mu^2 = -\lambda \nu^2$, vom rescrie Lagrangianul în funcție de noile câmpuri translate, cu artificiiile de calcul obișnuite:

$$L(\eta, \xi) = \underbrace{\frac{1}{2} (\partial_\mu \eta)^2 - (\lambda \nu^2) \eta^2}_{\text{particulă scalară masivă, } \eta} + \underbrace{\frac{1}{2} (\partial_\mu \xi)^2 + 0 \cdot \xi^2}_{\text{particulă scalară de masă nulă, } \xi} + \text{interacții}$$

Din relația scrisă mai sus, se pot identifica cu ușurință cele două particule, una masivă η și una de masă nulă ξ :

$$m_\eta = \sqrt{2\lambda v^2} = \sqrt{-2\mu^2} > 0 \quad \text{și} \quad m_\xi = 0$$

Spre deosebire de câmpul η care descrie oscilațiile radiale, pentru câmpul ξ nu există nicio forță pentru oscilațiile de-a lungul acestui câmp. Particula fără masă reprezintă așa numitul boson Goldstone, rezultat în urma ruperii spontane de simetrie.

5c. Ruperea simetriei invarianței de etalonare locale

Știm deja că invarianța de etalonare impune ca Lagrangianul să fie invariant la transformarea $\phi' \rightarrow e^{i\alpha(x)}\phi$. Din teoria interacțiilor electrolabe se știe că acest lucru poate fi realizat prin comutarea către derivata covariantă și o transformare specială pentru câmpul vectorial [4]:

$$\begin{aligned} \partial_\mu &\rightarrow D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu \quad [\text{derivate covariante}] \\ A_\mu' &= A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha \quad [\text{transformarea lui } A_\mu] \end{aligned}$$

În acest caz, expresia Lagrangianului se scrie astfel:

$$L = (D^\mu\phi)^\dagger (D_\mu\phi) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - V(\phi)$$

Termenul $\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ reprezintă termenul cinetic pentru câmpul de etalonare (foton), iar $V(\phi)$ capătă forma: $V(\phi^*\phi) = \mu^2(\phi^*\phi) + \lambda(\phi^*\phi)^2$.

a) Cazul $\mu^2 > 0$:

În acest caz, avem punctul de vacuum în punctul de origine, (0, 0). Simetria Lagrangianului se conservă pentru vacuum și avem, deci, un foton fără masă și două particule scalare masive, ϕ_1 și ϕ_2 , fiecare având masa μ .

b) Cazul $\mu^2 < 0$:

În acest caz, avem un număr infinit de puncte de vacuum care satisfac relația $\sqrt{\phi_1^2 + \phi_2^2} = \sqrt{-\mu^2/\lambda} = v$. Urmează studiul Lagrangianului pentru micile oscilații, folosind procedeul de rupere spontană a simetriei pe care l-am tratat anterior.

Să vedem acum care sunt consecințele pentru invarianța de etalonare locală. Ne așteptăm să apară niște termeni suplimentari la partea cinetică, datorită derivatelor covariante. Vom scrie și de această dată noile câmpuri translatate, η și ξ , definite pentru punctul de vacuum

$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}((v + \eta) + i\xi)$. După efectuarea calculelor, expresia finală a Lagrangianului devine:

$$L(\eta, \xi) = \underbrace{\frac{1}{2}(\partial_\mu\eta)^2}_{\text{particula } \eta} - \lambda v^2\eta^2 + \underbrace{\frac{1}{2}(\partial_\mu\xi)^2}_{\text{particula } \xi} - \underbrace{\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}e^2v^2A_\mu^2}_{\text{câmpul fonic}} + \text{interacții}$$

Din expresia de mai sus se observă că avem de-a face cu o particulă masivă η , o particulă ξ fără masă și mai avem un termen de masă pentru foton.

În cele ce urmează, vom încerca să eliminăm toți termenii care-l conțin pe ξ (bosonul

Goldstone), folosind o serie de artificii de calcul matematic. Alegem, astfel, transformarea de fază, cu $\alpha = -\frac{\xi}{v}$ (numită și etalonarea unitară), iar câmpul ϕ se va modifica și el, corespunzător:

$$\phi' \rightarrow e^{-i\xi/v} \phi = e^{-i\xi/v} \frac{1}{\sqrt{2}} (v + \eta + i\xi) = \frac{1}{\sqrt{2}} (v + h)$$

De remarcat faptul că am introdus, iată, prin h un nou câmp real. În aceste condiții, scrierea noului Lagrangian va conduce la dispariția tuturor termenilor care-l conțineau pe ξ , dar și apariția unui nou grad de libertate sub forma unui termen de masă pentru bosonul de etalonare asociat ruperii de simetrie:

$$L = (D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) - V(\phi^* \phi) = \dots =$$

$$= \underbrace{\frac{1}{2} (\partial_\mu h)^2}_{\text{particula scalară masivă, } h} - \lambda v^2 h^2 + \underbrace{\frac{1}{2} e^2 v^2 A_\mu^2}_{\text{câmpul de etalonare cu masă}} + \underbrace{e^2 v A_\mu^2 h + \frac{1}{2} e^2 A_\mu^2 h^2}_{\text{interacția Higgs cu câmpurile de etalonare}} - \underbrace{\lambda v h^3 - \frac{1}{4} \lambda h^4}_{\text{self-interacțiile Higgs}}$$

În concluzie, am adăugat în exemplul nostru un câmp scalar complex (cu două grade de libertate) și am rupt simetria originală prin folosirea unui potențial specific, care a produs un număr infinit de puncte de vacuum. Numărul suplimentar de grade de libertate apar în cadrul teoriei sub forma unui termen de masă pentru bosonul de etalonare asociat cu ruperea simetriei (m_γ) și a unei particule scalare masive (m_h) [4].

6. Modelul Higgs unidimensional

Metafizica subiectului legat de originea masei la particulele elementare este strict legată de bosonul Higgs. Mecanismul Higgs este cel prin care se conferă masă bosonilor vectoriali de etalonare din cadrul interacțiilor slabe. Introducerea unui câmp Higgs scalar, complex în Lagrangian cu valoarea expectată a vacuumului diferită de zero transformă bosonii de etalonare inițiali fără masă în bosoni masivi, iar una dintre cele două componente ale câmpului Higgs dispare. Vom prezenta în continuare o sinteză matematică a formalismului Higgs prin care particulele elementare dobândesc masă [15].

Pentru cazul unui **câmp scalar real**, Lagrangianul se scrie astfel:

$$L = T - V = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi) (\partial^\mu \phi) - V(\phi), \text{ cu } V(\phi) = \frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 + \frac{1}{4} \lambda^2 \phi^4$$

Se observă că potențialul $V(\phi)$ este o funcție de coordonata generalizată $\phi(x)$, prezentând o dependență parabolică ca cea din fig. 1a, cu minim în punctul $\phi(x) = 0$ [4].

Lagrangianul prezintă simetrie la oglindire în jurul minimului, pentru $\phi \rightarrow \phi' = -\phi$. Pentru deviații mici în jurul punctului de minim, $|\phi| \leq 1, V(\phi) \approx 1/2 \mu^2 \phi^2$, avem:

$$L_{KG} = T - V = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi) (\partial^\mu \phi) - \frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 \rightarrow (\partial^2 + \mu^2) \phi = 0 \text{ (ecuația Klein-Gordon)}$$

ceea ce reprezintă Lagrangianul Klein-Gordon, L_{KG} , pentru un câmp masiv ϕ [15].

Să considerăm acum situația unui potențial schimbat, de forma: $V(\phi) = -\frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 + \frac{1}{4} \lambda^2 \phi^4$. Acest potențial este reprezentat în fig. 1b și se mai numește “potențial-sombrero” (datorită asemănării cu o pălărie mexicană!) [4].

Graficul prezintă un maxim local pentru punctul central $\phi = 0$ și două minime degenerate,

situație simetrică, de o parte și de cealaltă a originii, la $\phi = \pm \left| \frac{\mu}{\lambda} \right|$ [15]. Pentru valori mici ale lui ϕ , nu pare să existe un termen de masă real, iar Lagrangianul prezintă în continuare simetrie de oglindire în jurul punctului de origine $\phi = 0$. În acest caz, starea de vacuum (starea de cea mai joasă energie) nu mai corespunde punctului $\phi = 0$, ci unuia dintre cele două minime, să zicem punctului $\phi = \nu = \pm \left| \frac{\mu}{\lambda} \right|$. Astfel, suntem nevoiți să rescriem Lagrangianul pentru deviații mici ϕ' în raport cu acest minim, $\phi \equiv \nu + \phi'$:

$$\begin{aligned} L &= \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi) (\partial^\mu \phi) + \frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 - \frac{1}{4} \lambda^2 \phi^4 = \\ &= \frac{1}{2} (\partial_\mu (\phi' + \nu)) (\partial^\mu (\phi' + \nu)) + \frac{1}{2} \mu^2 (\phi' + \nu)^2 - \frac{1}{4} \lambda^2 (\phi' + \nu)^4 = \dots = \\ &= \underbrace{\frac{1}{2} (\partial_\mu \phi') (\partial^\mu \phi')}_{\text{termen cinetic}} - \underbrace{\frac{\mu^2 \phi'^2}{2}}_{\text{termen de masă}} - \underbrace{\frac{1}{4} \lambda^2 (\phi'^4 + 4\phi'^3 \nu)}_{\text{termeni de ordin superior}} + \underbrace{\frac{1}{4} \mu^2 \nu^2}_{\text{termen constant}} \end{aligned}$$

Din relația de mai sus, se observă că primul termen reprezintă un termen cinetic Klein-Gordon pentru câmpul ϕ' , apoi avem un termen de masă asociat unei particule de masă $m = \mu\sqrt{2}$. Al treilea termen, care exprimă termeni de cuplare ale câmpului ϕ' , nu au relevanță pentru discuția noastră, iar ultimul termen, termenul constant, poate fi ignorat, deoarece nu conduce la vreun termen semnificativ în ecuația de mișcare Euler-Lagrange.

7. Modelul Higgs complex

Vom considera în continuare un Lagrangian mai complicat, tratat în cadrul electrodinamicii cuantice (QED) și care prezintă o invarianță de etalonare locală și continuă [15]. Câmpul scalar complex ϕ poate fi descompus în două câmpuri independente, ϕ_1 și ϕ_2 , de mase egale, putând fi scris sub forma $\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} (\phi_1 + i\phi_2)$.

Vom observa că în urma cuplajului dintre câmpul ϕ și fotonul A^μ rezultă un termen de masă efectivă pentru foton. În plus, din cele două componente ale câmpului ϕ , rămâne doar una singură, cealaltă componentă fiind „înghițită” de către foton, care capătă, astfel, ... greutate!

Pentru situația de față, Lagrangianul capătă expresia de mai jos:

$$L_{QED} = T_\phi + T_{QED} - V(\phi) = \frac{1}{2} (D_\mu \phi)^* (D^\mu \phi) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \frac{\left(-\frac{1}{2} \mu^2 |\phi|^2 + \frac{1}{4} \lambda^2 |\phi|^4 \right)}{V(\phi)}$$

unde, ϕ este un câmp scalar complex, iar

$$D_\mu \equiv \partial_\mu + iqA_\mu; F_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$$

Cu $\phi(x)$ și $A^\mu(x)$ transformându-se în baza transformărilor de etalonare, astfel:

$$\begin{aligned} \phi(x) &\rightarrow \phi'(x) = e^{i\alpha(x)} \phi(x) \\ A^\mu(x) &\rightarrow A'^\mu(x) = A^\mu(x) - \partial^\mu \alpha(x) / q \end{aligned}$$

Se observă, deci, că Lagrangianul de mai sus este invariant la aceste transformări și conține un foton fără masă. Când trecem la mici deviații în jurul poziției de echilibru, observăm că minimumul

efectiv nu mai este dublu degenerat, ci infinit degenerat, punctele efective de minim aflându-se pe un cerc din planul complex, având raza $\nu = \left| \frac{\mu}{\lambda} \right|$ (v. cercul punctat din figura de la paragraful 5b).

Prin urmare, oscilațiile de-a lungul acestor minime sunt fără consum de energie și ne așteptăm să fie lipsite de masă, în timp ce oscilațiile perpendiculare pe această vale a minimelor au în față un potențial parabolic și, deci, este de așteptat să apară un termen de masă.

La fel ca în cazul precedent, vom efectua acum o translație de forma $\phi'(x) = \phi(x) - \nu$ și apoi vom lua în calcul micile oscilații din jurul acestor valori de minim ale potențialului. Să mai remarcăm și faptul că noul câmp complex $\phi'(x)$ constă din două câmpuri reale independente, $\eta(x)$ și $\xi(x)$, astfel încât $\phi'(x) = [\eta(x) + i\xi(x)] / \sqrt{2}$. Pentru valori mici $|\phi'(x)| \ll \nu$, avem:

$$\phi(x) \equiv \nu + \phi'(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\nu + \eta(x) + i\xi(x)) \approx \frac{1}{\sqrt{2}}(\nu + \eta(x)) e^{i\xi(x)/\nu}, \text{ pentru } |\eta(x)|, |\xi(x)| \ll \nu$$

De menționat că unghiul de fază al câmpului ϕ este $\approx \frac{\xi}{\nu}$. Prin introducerea relației de mai sus în expresia Lagrangianului L_{QED} de mai sus, ne așteptăm să apară termeni în noile câmpuri, $\eta(x)$ și $\xi(x)$. Dar câmpul $\xi(x)$ intră doar ca un factor de fază, $\exp(i\xi(x)/\nu)$, iar Lagrangianul este invariant la rotații de fază locale, deci putem să dăm afară factorul de fază prin transformarea de etalonare:

$$\begin{aligned} \phi &\rightarrow \phi'' \equiv e^{-i\xi/\nu} \phi \approx \frac{1}{\sqrt{2}}(\nu + \eta(x)) \\ A^\mu &\rightarrow A''^\mu(x) = A^\mu(x) + \partial^\mu \xi(x) / q\nu \end{aligned}$$

astfel încât câmpul $\xi(x)$ va fi complet absent în expresia Lagrangianului. Folosind transformarea $\phi \rightarrow \nu + \eta(x)$, scriem noul Lagrangian rezultat:

$$\begin{aligned} L &= \frac{1}{2} (D_\mu'' \phi'')^* (D^\mu'' \phi'') - \left(-\frac{1}{2} \mu^2 |\phi''|^2 + \frac{1}{4} \lambda^2 |\phi''|^4 \right) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}'' F^{\mu\nu}'' = \dots = \\ &= \frac{1}{2} \left(\underbrace{(\partial_\mu \eta)(\partial^\mu \eta)}_{\text{Ecuația KG pentru câmpul masiv } \eta} - 2\mu^2 \eta^2 \right) - \frac{1}{4} \underbrace{F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}}_{\text{KE pentru foton}} + \frac{1}{2} \underbrace{q^2 \nu^2 A_\mu'' A^{\mu}''}_{\text{Masa fotonului}} + \frac{1}{2} \underbrace{q^2 \eta^2 A_\mu'' A^{\mu}'' + q^2 \nu \eta A_\mu'' A^{\mu}''}_{\text{Cuplaje de ordin superior } \eta\text{-foton}} - \underbrace{\mu^2 (\eta^3 / \nu + \eta^4 / 4\nu^2)}_{\text{termen de selfcuplare al } \eta} \end{aligned}$$

Analizând expresia Lagrangianului de mai sus, putem trage următoarele concluzii:

- prin ruperea spontană de simetrie (considerând câmpul ϕ în raport cu minimul ales), într-o teorie care prezintă invarianță la etalonare, câmpul de etalonare inițial lipsit de masă (câmpul $A^\mu(x)$) capătă într-un mod miraculos masa $q\nu$;

- pe de altă parte, unul dintre câmpurile scalare dispare (câmpul tangențial $\xi(x)$), lăsând un singur câmp radial scalar masiv, **câmpul Higgs** ($\eta(x)$), de masă $\sqrt{2}\mu^2$.

8. Concluzii

În concluzie, trebuie precizat faptul că mecanismul Higgs conferă masă doar particulelor elementare. Dintre cele 17 particule elementare existente (incluzând și bosonul Higgs), doar un număr de 12 particule elementare capătă masă prin mecanismul Higgs, descris în materialul de mai sus: vorbim despre 6 quarci u, d, c, s, t, b , cei 3 leptoni e, μ, τ , cei 2 bosoni de etalonare Z, W , și

bosonul Higgs, H . Este posibil ca și particulele neutrino să obțină masă tot prin mecanismul Higgs, dar acest lucru încă nu este sigur [6]. Cu toate acestea, există multe alte particule subatomice formate prin compunerea altor particule elementare. De pildă, protonul este alcătuit din doi quarci u și un quarc d . Cu toate acestea, masa protonului este de 940 MeV, cu mult mai mare decât suma maselor celor 3 quarci din care este compus și care este în jur de 9,4 MeV, adică doar 1 % din masa totală a protonului. Această discrepanță uriașă se explică prin relația de echivalență dintre masă și energie, $E = m c^2$. Prin urmare, diferența de masă a protonului provine din energia înmagazinată în interiorul său. Pe de o parte, quarcii au o energie cinetică folosită pentru mișcarea lor în interiorul protonului, iar, pe de altă parte, există o energie de interacție între cei trei quarci care alcătuiesc protonul. Deci, energia cinetică plus energia de legătură a quarcilor formează masa totală a protonului.

Cercetările efectuate pe subiectul bosonului Higgs au scos în evidență și alte aspecte interesante [16]:

- Confirmarea proiectului LHC: desigur, bosonul Higgs dovedește faptul că investiția în LHC nu a fost zadarnică. Acesta e cel mai mare accelerator de particule din lume, iar costul total s-a ridicat la 10 miliarde de dolari. CERN l-a creat special pentru a cerceta cele mai mari energii care pot fi reproduse pe Pământ, bosonul Higgs constituind un veritabil Sfânt Graal al fizicii particulelor elementare. Descoperirea este importantă și pentru Peter Higgs și colegii săi care au venit, în 1964, cu teoria mecanismului Higgs. Descoperirea bosonului Higgs vine să confirme, în esență, modelul teoretic existent.

- Forța electrolabă: existența bosonului Higgs explică modul cum pot fi unite două forțe fundamentale, interacțiunea electromagnetică și interacțiunea nucleară slabă. Prima este responsabilă de interacțiunea dintre particulele încărcate electric, iar cea de-a doua produce majoritatea proceselor de dezintegrare radioactivă. Iar fiecărei forțe din natură îi corespunde o particulă. Particula asociată electromagnetismului este fotonul, o particulă fără masă, iar cu interacțiunea slabă sunt asociați bosonii W și Z , particule masive. Mecanismul Higgs este responsabil de aceste diferențe de masă între particule.

- Supersimetria: supersimetria este o teorie pe care existența bosonului Higgs o certifică. Aceasta pornește de la premisa că fiecărei particule îi corespunde o altă particulă "superpartener", dar cu caracteristici ușor diferite. Supersimetria propune și o particulă alternativă celor care compun materia neagră.

- Originea masei particulelor: bosonul Higgs este considerat cheia rezolvării misterului legat de originea masei particulelor și este asociat cu un câmp, denumit **câmpul Higgs**. Pe măsură ce particulele parcurg acest câmp, ele capătă masă, prin intermediul mecanismului Higgs. Acest mecanism este cel care ne permite să înțelegem cu adevărat maniera concretă prin care particulele ajung să aibă masă. Mai mult decât atât, descoperirea bosonului Higgs ne permite să înțelegem pe de o parte modul în care apare masa la nivel cuantic, iar pe de altă parte de ce particulele acestea elementare au masa lor specifică și nu alta.

Oamenii de știință consideră că în prima miliardime de secundă de după Big Bang, universul era o „supă” fierbinte alcătuită din particule elementare, lipsite de masă, care se mișcau cu viteza luminii. Tocmai interacțiunea dintre aceste particule și câmpul creat de bosonul Higgs le-a conferit masă acestor particule elementare [17], [18], [19], [20].

Potrivit cercetătorilor, toată materia observabilă reprezintă numai 4% din Univers, restul fiind compus din misterioasa materie neagră și energie întunecată. Fizicienii speră să studieze bosonul Higgs tocmai pentru a putea înțelege cele 96 de procente din Univers care, momentan, reprezintă o enigmă pentru fizicieni. Pentru acest lucru, cercetătorii vor studia modul în care bosonul Higgs se dezintegrează – sau se transformă – în alte particule, mai stabile, după ce este produs în urma coliziunilor din LHC. Unii fizicieni se întreabă dacă bosonul Higgs ar putea juca vreun rol la fel de important în generarea materiei negre și a materiei barionice din universul timpuriu și dacă acesta ar putea fi cauza presupusei asimetrii barionice observată în cazul particulelor de materie și antimaterie. Altfel spus, unii cercetători încearcă să vadă dacă bosonul Higgs poate furniza vreo explicație legată de originea materiei întunecate și a asimetriei dintre materie și antimaterie.

BIBLIOGRAFIE

1. Englert, François; Brout, Robert, Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons, *Physical Review Letters* 13 (9): 321–23 (1964). Bibcode:1964PhRvL..13..321E. doi:10.1103/PhysRevLett.13.321;
2. Higgs, Peter, Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons, *Physical Review Letters* 13 (16): 508–509 (1964). Bibcode: 1964PhRvL..13..508H. doi:10.1103/PhysRevLett.13.508;
3. Guralnik, Gerald; Hagen, C. R.; Kibble, T. W. B., Global Conservation Laws and Massless Particles, *Physical Review Letters* 13 (20): 585–587 (1964). Bibcode:1964PhRvL..13..585G. doi:10.1103/PhysRevLett.13.585;
4. Ivo van Vulpen, Ivan Angelozzi, The Standard Model Higgs Boson (Part of the Lecture Particle Physics II, UvA Particle Physics Master 2013-2014): <https://www.nikhef.nl/~ivov/HiggsLectureNote.pdf>;
5. Mircea Penția, IFIN – HH, Premiul Nobel pentru fizică pe anul 2013 - Mecanismul Higgs: https://www.nipne.ro/research/highlights/docs/PM_Higgs_mechanism.pdf
6. <https://www.quora.com/What-is-the-Higgs-Mechanism>
7. http://www.physics.wayne.edu/~ablechman/main/Research_files/higgs.pdf
8. Marco Aurelio Diaz, Physics of Higgs Bosons, 2012 <http://www.hep.wisc.edu/~sheaff/PASI2012/lectures/Higgs.pdf>;
9. Guralnik, Gerald; Hagen, C. R.; Kibble, T. W. B., Broken Symmetries and the Goldstone Theorem; http://www.physics.princeton.edu/~mcdonald/examples/EP/guralnik_ap_2_567_67.pdf
10. Erick Weinberg, Quantum Field Theory III, 2011 http://phys.columbia.edu/~cyr/notes/QFT_3/lecture6.pdf
11. Dorin N. Poenaru, Proca Equations of a Massive Vector Boson Field http://www.theory.nipne.ro/~poenaru/PROCA/proca_rila06.pdf
12. Dorin N. Poenaru, Alexandru Proca (1897–1955), The Great Physicist <http://arxiv.org/pdf/physics/0508195.pdf>
13. David Griffiths, Introduction to Elementary Particles Physics, 2nd Revised Edition, ISBN: 978-3-527-40601-2, Wiley, 2008;
14. John David Jackson, Classical Electrodynamics, 3rd Edition, ISBN: 978-0-471-30932-1, Wiley, 1999;
15. http://sbhepnt.physics.sunysb.edu/~rijssenbeek/PHY557_F08_L10.pdf ;Part III The Field Theories/2008;
16. <http://nicolaesq.blogspot.ro/2013/11/descoperiri-in-domeniul-fizicii-o.html>
17. Diego Bettoni, Elementary Particle Physics. Strong Interaction Phenomenology, 2012 <http://www.fe.infn.it/~bettoni/particelle/Strong/HiggsMechanism.pdf>
18. Maxime Gabella, Non-Abelian Gauge Theories with Spontaneous Symmetry Breaking : Higgs Mechanism, 2006 http://wwwhome.lorentz.leidenuniv.nl/~achucar/Gabella_Higgs_monopoles.pdf
19. Laura Reina, Higgs Boson Physics, Part I, 2004 http://www.hep.fsu.edu/~reina/talks/tasi04_1.pdf
20. Mauro S. D. Cattani, J.M.F. Bassalo, Higgs Field, Higgs Mechanism and the Boson of Higgs, 2012; <http://publica-sbi.if.usp.br/PDFs/pd1670.pdf>