DO HIGGSOVEGA BOZONA

Janez Strnad

Fakulteta za matematiko in fiziko, Univerza v Ljubljani

Povzetek *- Poskusimo slediti poti, ki je pripeljala do napovedi Higgsovega bozona in njegovih lastnosti. Najprej obdelamo invariantnosti ali simetrije. Umeritveno invariantnost klasične elektrodinamike povežemo s kvantno mehaniko. To pripelje do enačbe gibanja za naelektrene delce v električnih in magnetnih poljih. Omenimo neuspel poskus, da bi z umeritveno teorijo opisali proton in nevtron. Umeritvena teorija pa uspešno zajame elektromagnetno in šibko interakcijo. V njej vpeljejo Higgsov bozon.*

Abstract *- An attempt is made to follow the way to the prediction of the Higgs boson and its characteristics. First the invariances or symmetries are considered. The gauge invariance of classical electrodynamics is connected with quantum mechanics. This leads to the equation of motion for charged particles in electric and magnetic fields. The unsuccessful attempt is mentioned to describe the proton and neutron within a gauge theory. A gauge theory, however, successfully encompasses the electromagnetic and weak interaction. In it the Higgs boson is introduced.*

SIMETRIJE

Simetrijo poznamo iz geometrije. Pravilni šestkotnik zasučimo za šestino polnega kota okoli osi, pravokotne na njegovo ravnino. Slika se ne spremeni, čeprav s šestkotnikom nekaj naredimo. Nespremenljivost slike pri danem zasuku, i*nvariantnost* proti dani *transformaciji*, razumemo kot simetrijo. Za neomejen idealen kristal ledu velja, kar smo povedali za šestkotnik. Tudi pri snežinkah opazimo šestkotno simetrijo, čeprav se po podrobnostih med seboj razlikujejo. Snežinke so prispodoba *zlomljene simetrije*. Zlom simetrije radi ilustriramo s svinčnikom, ki stoji navpično na konici. Vse smeri v vodaravni podlagi so enakopravne. Smer, v katero sam od sebe pade svinčnik, pa je odlikovana in simetrija je *spontano*, ne da bi za to obstajal poseben zunanji razlog, zlomljena. Spontani zlom simetrije v naravi ni redek. Že leta 1928 ga je predvidel Werner Heisenberg. V Maxwellovih enačbah so vse smeri enakopravne. V feromagnetni snovi, ki izpolnjuje ves prostor in za katero enačbe tudi veljajo, pa je simetrija zlomljena. Smer magnetnega polja je odlikovana.

UMERITVENA TEORIJA ZA ELEKTROMAGNETNO INTERAKCIJO

V fiziki delcev govorimo o simetriji, če je enačba gibanja invariantna proti določeni transformaciji. V standardnem modelu delcev imajo poseben pomen *umeritvene teorije*, ki so zgrajene na *umeritveni simetriji* ali *umeritveni invariantnosti*. Vzemimo klasično elektrodinamiko. Od njenih osnovnih zakonov, Maxwellovih enačb, *zakon o magnetnem pretoku* in *indukcijski zakon* ne vsebujeta gostote nabojev in gostote električnega toka. Gostota magnetnega polja $\vec{B}$ nima izvirov in spremenljivo magnetno polje se obda z vrtinci električnega polja $\vec{E}$:

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad \text{in} \quad \nabla \cdot \vec{E} = -\partial\vec{B}/\partial t \tag{1}$$

Gostota izvirov je skalarno polje $\nabla \cdot \vec{B} = div\vec{B}$ z vektorjem nablo $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z)$. Gostota vrtincev je vektorsko polje $\nabla \times \vec{E} = rot\vec{E}$. Vektorsko polje $\nabla\phi = grad\phi$ nastane, ko vektor nabla deluje na skalarno polje ϕ. Komponente te *tridimenzionalne strmine* povedo, kako polje narašča v smeri koordinatnih osi.

Divergenca rotorja je enaka 0, "vrtinci nimajo izvirov". Zato zakon o magnetnem pretoku zapišemo kot $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$ z *vektorskim potencialom* $\vec{A}$ z enoto Vs/m. Iz indukcijskega zakona potem sledi $\nabla \times \vec{E} + \partial(\nabla \times \vec{A})/\partial t = \nabla \times (\vec{E} + \partial\vec{A}/\partial t) = 0$. Ker je rotor gradienta enak 0, "tridimenzionalna strmina nima vrtincev". Z $\nabla\phi = -(\vec{E} + \partial\vec{A}/\partial t)$ vpeljemo *skalarni potencial* ϕ z enoto V. Polji $\vec{E}$ in $\vec{B}$ izrazimo s skalarnim potencialom ϕ in z vektorskim potencialom $\vec{A}$:

$$\vec{E} = -\nabla\phi - \partial\vec{A}/\partial t \quad \text{in} \quad \vec{B} = \nabla \times \vec{A}. \tag{2}$$

Nekateri fiziki menijo, da imata potenciala ϕ in $\vec{A}$ globlji pomen kot polji $\vec{E}$ in $\vec{B}$, čeprav polji lahko neposredno izmerimo, potencialov pa ne. Potenciala polj ne določata enolično. Spremenjena potenciala:

$$\phi' = \phi - \partial\chi/\partial t \quad \text{in} \quad \vec{A} = \vec{A} + \nabla\chi \tag{3}$$

dasta enaki polji $\vec{E}$ in $\vec{B}$ kot potenciala ϕ in $\vec{A}$. Pri tem je $\chi(\bar{r}, t)$ poljubna zvezna in odvedljiva skalarna funkcija kraja in časa z enoto Vs, tako imenovano *umeritveno polje*. Enačbi (3) sta zgled za *lokalno trasformacijo*, ker se umeritveno polje spreminja s krajem in časom. V elektrostatiki, v kateri ni magnetnega polja, poljubno izberemo ničlo potenciala $\phi' = \phi - \phi_0$. Po vsem prostoru spremenimo potencial za poljubno konstantno vrednost ϕ_0, ne da bi to prizadelo enačbo gibanja. To je zgled za *globalno transformacijo*. V mehaniki ga lahko vzporedimo s prehodom od višine, merjene od morske gladine, na višino, merjeno od železniške postaje.

Svobodo, da sta potenciala nedoločena do umeritvenega polja $\chi(\bar{r}, t)$, izkoristimo, da si olajšamo reševanje Maxwellovih enačb [1]. Tu pa nas zanima *umeritvena tranformacija* (3). Maxwellove enačbe ostanejo nespremenjene, ko z njo spremenimo potenciala. Enačbe so *invariantne* proti umeritveni transformaciji. Invariantnost je po izreku Emmy Noether povezana z ohranitvenim zakonom. Znano je, da je invariantnost enačb gibanja proti izbiri časovnega začetka povezana z zakonom o ohranitvi energije, invariantnost enačb proti izbiri koordinatnega izhodišča z zakonom o ohranitvi gibalne količine in invariantnost enačb proti zasuku koordinatnega sistema z zakonom o ohranitvi vrtilne količine. Na enak način je invariantost Maxwellovih enačb proti umeritveni transformaciji povezana z zakonom o ohranitvi električnega naboja.

Umeritvena transformacija sega tudi v kvantno mehaniko. V njeni nerelativistčni inačici velja za prost delec Schrödingerjeva enačba:

$$\frac{1}{2m}\left(\frac{\hbar}{i}\nabla\right)^2 \psi = i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi\,. \tag{4}$$

Z operatorjema zapišemo "izrek o kinetični energiji", da je kinetična energija prostega delca enaka polni energiji: $\hat{T} = \hat{H}$. Za operator kinetične energije smo postavili $\hat{T} = \hat{\vec{p}}^2/(2m)$ z operatorjem vektorja gibalne količine $\nabla\hat{\vec{p}} = (\hbar/i)\nabla$ in za operator polne energije ali Hamiltonov operator $\hat{H} = i\hbar\partial/\partial t$. Enačba (4) nastane, ko operatorsko enačbo z desne pomnožimo z valovno funkcijo $\psi(\vec{r}, t)$. Kvadrat na levi strani pomeni, da z operatorjem $(\hbar/i)\nabla$ na valovno funkcijo delujemo dvakrat zapored.

Če je valovna funkcija $\psi(\vec{r},t)$ rešitev enačbe (4), je rešitev tudi valovna funkcija:

$$\psi(\vec{r},t)' = \exp(i\alpha)\ \psi(\vec{r},t) \tag{5}$$

s poljubno konstantno *fazo* α. Tudi *fazna transformacija* (5) je povezana z ohranitvenim zakonom za naboj.

> Fazni transformaciji ustreza enoparametrična zvezna unitarna grupa $U(1)$ kompleksnih števil z absolutno vrednostjo 1. *Unitarna* je matrika U, če je obratna matrika U^{-1} enaka hermitsko konjugirani matriki U^+. Hermitsko konjugirano matriko dobimo, ko elemente zrcalimo na glavni diagonali in vzamemo njihove konjugirano kompleksne vrednosti. Iz zveze $U^{-1} = U^+$ sledi $U^+U = UU^+ = 1$. Pri tem je 1 enotska matrika, katere elementi na glavni diagonali so enaki 1, vsi drugi pa so enaki 0. V eni razsežnosti je $U(1) = \exp(i\alpha)$ in je $U(1)^{-1} = \exp(-i\alpha) = U(1)^+$.
>
> *Grupa*} je algebrska struktura z nevtralnim elementom exp(i.0)=1, inverznim elementom $\exp(-i\alpha)$ in sestavljenim elementom $\exp(-i\alpha_1)\cdot\exp(-i\alpha_2) = \exp(i(\alpha_1 + \alpha_2)$. Ta grupa je komutativna ali abelska.

Transformacija (5) s konstantno fazo α je globalna. Dopustimo lokalno transformacijo, pri kateri je faza odvisna od časa in kraja:

$$\psi(\vec{r},t)' = \exp(ie\chi(\vec{r},t)\ /\ \hbar)\psi(\vec{r},t). \tag{6}$$

Pri tem je e naboj delca in χ umeritveno polje. Valovna funkcija $\psi(\bar{r},t)'$ ni rešitev enačbe (4). Pač pa sta $\psi(\bar{r},t)'$ in $\psi(\bar{r},t)$ rešitvi prilagojene enačbe:

$$\frac{1}{2m}(\frac{\hbar}{i}\nabla - e\vec{A})^2\ \psi = i\hbar(\frac{\partial}{\partial t} - e\phi)\psi \tag{7}$$

Enačbo (7) poznamo v obliki $-(\hbar^2 / 2m)\nabla^2 \psi + e\phi\ \psi = i\hbar\partial\psi / \partial t$, ki velja, če ni magnetnega polja. To je zapis izreka o kinetični in potencialni energiji z operatorji $\hat{T} + \hat{V} = \hat{H}$. Operator potencialne energije je $\hat{V} = V(\bar{r}) = e\phi$. Zadnji izraz je domač kot potencialna energija naboja e v točki s potencialom ϕ, saj je razlika potencialov enaka napetosti. Tako smo prišli do pomembnega sklepa. Invariantnost proti umeritveni transformaciji pripelje do podrobnega opisa, kako na naelektreni delec delujeta potenciala ϕ in $\vec{A}$, torej do enačbe gibanja v električnem in magnetnem polju.

K razvoju umeritvene invariantnosti v klasični elektrodinamiki so prispevali številni fiziki. Vektorski potencial sta vpeljala Wilhelm Weber (1848 in pozneje) in Carl Neumann (1849 in pozneje). Za oblikovanje umeritvene invariantnosti imata največ zaslug v klasični elektrodinamiki Ludvig Valentin Lorenz (1867) in v kvantni mehaniki Vladimir Fock (1926). Ime "Eichinvarianz" (angleško "gauge invariance") je prispeval Hermann Weyl (1927), ki je v splošni teoriji relativnosti brez uspeha poskusil s spremembo merila [2].

Računali smo v nerelativistični kvantni mehaniki. Po podobnem kopitu lahko računamo za naelektreni delec s spinom ½ v teoriji relativnosti, ko namesto Schrödingerjeve enačbe velja Diracova enačba. Račun uspe tudi pri drugih interakcijah: šibki, močni in gravitacijski. Tudi teorija gravitacije, to je Einsteinova splošna teorija relativnosti, je umeritvena teorija. Pri elektromagnetni, šibki in močni interakciji je bilo mogoče teorijo uskladiti z zahtevami kvantne mehanike in postaviti ustrezno kvantno teorijo polja. Za zdaj nekaj podobnega še ni uspelo pri gravitaciji [2].

Dandanes v teoriji polja izhajajo iz Lagrangeove mehanike točkastih teles in njenega variacijskega načela. Časovni integral Lagrangeove funkcije $L(q,\dot{q},t) = T - V$ ima ekstrem in je $\delta\int L dt = 0$. Rešitve so ***Lagrangeove enačbe druge vrste***: $\frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial \dot{q}} - \frac{\partial L}{\partial q} = 0$. Pri tem je q ena od generaliziranih koordinat in $\dot{q} = dq/dt$ njen časovni odvod, "hitrost". Od točkastih teles preidejo k poljem in Lagrangeovo funkcijo L nadomestijo z Lagrangeovo gostoto $\tilde{L}(\varphi,\partial\varphi / \partial x^\mu,x^\mu)$, za katero velja $L = \int\tilde{L}d^3r$. V njej je φ ena od spremenljivk polja in x^μ ena od komponent krajevnega četverca $x^\mu = (x^0, x^1, x^2, x^3,) = (ct, c, x, z)$. Preizkusijo razne nastavke za Lagrangeovo gostoto, ki so po zahtevi posebne teorije relativnosti invariantne proti Lorentzevi transformaciji, in dobijo enačbe gibanja kot Lagrangeove enačbe.

POSKUS UMERITVENE TEORIJE ZA MOČNO INTERAKCIJO

Chen-Ning Yang in Robert L. Mills sta leta 1954 poskušala z umeritveno teorijo zajeti izospinski dublet proton in nevtron, med katerima deluje močna sila. (Yang in Tsung Dao Lee sta leta 1957 dobila Nobelovo nagrado za napoved neohranitve parnosti.) Začela sta z globalno simetrijo izospina [3] in se vprašala, kakšne so zahteve, če jo zamenjata z lokalno simetrijo. Po močni interakciji se proton ne razlikuje od nevtrona. Izospin ½ si po zgledu spina predstavljamo kot puščico v abstraktnem prostoru. Pri globalni simetriji smer puščice v vseh točkah prostora enako zasučemo, pri lokalni simetriji pa se zasuk spreminja s krajem in časom. Prehod od globalne transformacije k lokalni je zahteval velike spremembe.

Dodati je bilo treba šest *Yang-Millsovih polj*. Dve od njih sta bili znani električno in magnetno polje. Njuni delci polja so fotoni brez mase in z neomejenim dosegom. Preostala štiri Yang-Millsova polja so sestavljala dva para, ki sta jima ustrezali dve vrsti delcev polja. Ti delci so bili podobni fotonom in so imeli enako kot fotoni spin 1, a so nosili električni naboj. Za razliko od fotonov bi naelektreni delci polja neposredno delovali drug na drugega. Pri elektromagnetni interakciji končno stanje ni odvisno od vrstnega reda pri dvakratni uporabi lokalne simetrije. Vseeno je, ali elektron najprej izseva foton in ga potem absorbira ali ga najprej absorbira in potem izseva. S tem povezana grupa je abelska. V Yang-Millsovem primeru ni tako. Z njim povezana grupa je nekomutativna, neabelska.

Abelski grupi ustreza vrtenje v dveh razsežnostih. Svinčnik, ki kaže vodoravno proti nam, zasučimo najprej okoli vodoravne osi za 90°, da kaže navzgor, in zatem še za 180°okoli iste osi. Nato iz iste začetne lege svinčnik zasučimo najprej okoli vodoravne osi za 180°, da kaže od nas, in zatem še za 90° okoli iste osi. V obeh primerih na koncu svinčnik kaže navzdol. Neabelski grupi pa ustreza vrtenje v treh razsežnostih. Svinčnik, ki kaže vodoravno proti nam, zasučimo najprej okoli vodoravne osi za 90°, da kaže navzgor, in zatem za 180° okoli pravokotne vodoravne osi. Nato iz iste začetne lege svinčnik zasučimo najprej okoli pravokotne vodoravne osi za 180°, da kaže od nas, in zatem še za 90°okoli druge vodoravne osi. Na koncu svinčnik v prvem primeru kaže navzdol, v drugem pa navzgor. Splošna teorija relativnosti je neabelska umeritvena teorija. Naelektrenih delcev brez mase niso zaznali, zato Yang-Millsove teorije, kakršna je bila, ni bilo mogoče uporabiti. Raziskovalci so jo poskušali izboljšati z različnimi prijemi. Čeprav niso uspeli, so pri tem bolje spoznali njene lastnosti.

V dveh razsežnostih je $SU(2)$ specialna unitarna grupa unitarnih matrik 2 krat 2 z determinanto 1. S tako grupo opišemo delec s spinom ali z izospinom ½. Lahko jo prikažemo s Paulijevimi matrikami. Zanjo ne velja zakon komutativnosti pri množenju. Grupa je neabelska.

UMERITVENA TEORIJA ZA ELEKTROMAGNETNO IN ŠIBKO INTERAKCIJO

Stevenu Weinbergu, ki je spremljal Yangovo in Millsovo delo, se je porodila misel, da je teorija prava, a da z njo poskušajo opisati nepravo interakcijo. Z umeritveno teorijo je leta 1967 zajel elektromagnetno in šibko interakcijo. Neodvisno od njega je na enako misel nekoliko pozneje prišel Abdus Salam. Oba sta gradila na zamislih Sheldona Glashowa iz leta 1961.

Elektromagnetna in šibka interakcija se močno razlikujeta, prva je močnejša in ima neomejen doseg, druga je šibkejša in ima majhen doseg. Simetrija je spontano zlomljena. Tako simetrijo je leta 1960 raziskoval Joičiro Nambu v zvezi s superprevodnostjo in potem spoznanja prenesel v fiziko delcev. Naslednji korak so naredili leta 1964 neodvisno drug od drugega skupaj Robert Brout in Francois Englert ter Peter Higgs ter skupaj Gerald Guralnik, Carl Hagen in Tom Kibble. Zamisel je za superprevodnost leta 1963 uporabil v nerelativistični zvezi Philip Anderson. Omenjeni fiziki so jo razširili na relativistični primer. V teorijo so uvedli *Higgsovo polje*. To polje v vakuumu nima najmanjše gostote energije. Vakuum v fiziki delcev ni prazen prostor, saj v njem z elektromagnetno interakcijo nenehno nastajajo virtualni fotoni ter pari elektronov in pozitronov. V elektromagnetnem polju je gostota energije v vakuumu najmanjša. V Higgsovem polju pa je potrebna energija, da ustvarimo stanje, v katerem ni delcev polja. Gostota energije je najmanjša, ko obstajajo delci polja.

Yang-Millsova teorija je gradila na izospinu, s katerim opišemo delce v močni interakciji. V elektro-šibki teoriji stopi na njegovo mesto *šibki izospin*. V tej zvezi moramo omeniti *ročnost* (helicity). Delec s spinom S ima v splošnem $2S + 1$ magnetnih spinskih stanj, ki se razlikujejo po magnetnem spinskem kvantnem številu $M_S = -S, -S + 1,$ ... $S - 1, S$. Vendar to ne velja za delce z maso 0. Ti imajo samo dve magnetni spinski stanji z $M_S = -S$ in $M_S = S$ V prvem primeru ima komponenta spina smer nasprotno hitrosti, to je gibalni količini, v drugem pa njeno smer. Prvi primer ponazorimo z levim vijakom, drugega z desnim. Govorimo o ročnosti, v prvem o levoročnem delcu in v drugem o desnoročnem. Merjenja so pokazala, da so nevtrini levoročni in antinevtrini desnoročni. Desnoročnih nevtrinov in levoročnih antinevtrinov v naravi ni. Levoročne nevtrine in levoročne elektrone povežemo v šibki izospinski dublet, desnoročni elektroni pa sestavljajo šibki izospinski singlet. Tretja komponenta šibkega izospina za levoročni nevtrino je $t_3^w = -1/2$ in za levoročni elektron $t_3^w = -1/2$. Desnoročni elektron je glede šibkega izospina singlet $t_3^w = -0$. Pripomniti moramo, da računamo z delci z maso 0. Po zgledu hipernaboja vpeljemo *šibki hipernaboj* $Y^w = 2(q - t_3^w)$. Tretja komponenta šibkega izospina se pri reakcijah in razpadih ohrani, in to ne samo pri šibki interakciji.

V *elektro-šibki teoriji* začnejo s štirimi polji z delci s spinom 1 brez mase in z neomejenim dosegom [4]. Delci enega od polj nosijo negativni naboj, drugega pozitivni naboj, delci preostalih dveh polj so nevtralni. Spontani zlom simetrije uvede štiri skalarna Higgsova polja, ki jim ustrezajo delci s spinom 1. Tri od štirih Higgsovih polj se združijo z Yang-Millsovimi delci, tako da naelektreni delci in eden od nevtralnih dobijo veliko maso in majhen doseg. To so trije *šibki bozoni* W^-, W^+ in Z^0. Ustrezni trije Higgsovi delci se v končnih rezultatih ne pojavijo in jih ni mogoče opazovati. Četrti Yang-Millsov delec kot foton ostane brez mase in obdrži neomejen doseg, zato četrti Higgsov delec ostane neprizadet in lahko obstaja prost, če je na voljo dovolj energije. To je *Higgsov bozon*. Delec s spinom 1 s končno maso ima tri magnetna stanja s komponentami spina -1, 0 1. Kot smo ugotovili, ima delec z maso 0, ki se giblje s hitrostjo svetlobe, samo dve magnetni stanji, levoročno in desnoročno. Šibki bozoni hkrati z maso od delcev Higgsovega polja dobijo tudi tretje magnetno stanje.

Teorija je napovedala obstoj nevtralnega šibkega bozona Z^0. Dotlej so mislili, da šibki bozon kot pri razpadu β vselej prenese naboj. Zdaj je nevtralni šibki bozon pokazal, da se na primer mionski nevtrino lahko sipa na protonu ali nevtronu in ga odrine. Ta *nevtralni šibki tok* so opazili leta 1973 in s tem podprli elektro-šibko teorijo.

Teorija se je borila s težavami, ki so bile hujše kot na začetku kvantne elektrodinamike. Kot v tej je šlo za člene, ki narastejo čez vse meje. Pomemben korak sta okoli leta 1971 prispevala Gerard t'Hooft in njegov mentor Martin Veltman, ki sta se prepričala, da je elektro-šibko teorijo mogoče renormalizirati. Njun korak lahko vzporedimo z dosežkom Feynmana, Schwingerja in Tomonage v kvantni elektrodinamiki. To je dokončno uveljavilo elektro-šibko teorijo. Z njo je bilo mogoče dobiti natančne napovedi. Za delce polja šibke sile s spinom 1 so napovedali, da imata W^- in W^+ okoli 85-krat večjo maso in Z^0 okoli 96-krat večjo maso kot proton. Leta 1983 je raziskovalna skupina Carla Rubbie delce odkrila in potrdila napovedi.

Navedli smo samo glavne raziskovalce. K razvoju teorije je prispevalo veliko drugih raziskovalcev, med njimi tudi sodelavci omenjenih. Veliko je bilo neuspešnih korakov. Nekatere nove napovedi so izvirale iz teorije, druge od odkritij pri poskusih. Razvoj je bil neločljivo povezan z napredkom v gradnji pospeševalnikov in trkalnikov ter merilnikov. Fizika je skupinska dejavnost in prispevki fizikov so med seboj tesno prepleteni. Čeprav je standardni model zelo uspešen, je veliko namigov, da ga bo treba dograditi. Omenimo samo, da nevtrini različnih rodov prehajajo drug v drugega in imajo nevtrini zelo majhno maso. Po objavi CERN-a se je pojavilo veliko zapisov o Higgsovem bozonu [5]–[8].

* * *

Računi v elektro-šibki teoriji so celo v najpreprostejši inačici za nas prezahtevni [9]. Poskusimo pa nakazati ozadje zloma simetrije [10]. V posebni teoriji relativnosti je energija delca W povezana z njegovo gibalno količino: $W^2 = c^2\hat{p}^2 + m^2c^4$. Zapišimo enačbo z znanima operatorjema in jo z desne pomnožimo z valovno funkcijo ψ:

$$(i\hbar \frac{\partial}{\partial t})^2\psi = c^2(\frac{\hbar}{i}\nabla)^2\psi + m^2c^4\psi \tag{8}$$

To je Klein-Gordonova enačba, ki velja za delce s spinom 0. Za valovno funkcijo ψ', ki jo dobimo s fazno transformacijo (6), enačba ne velja. Po prejšnjih izkušnjah pa velja za funkcijo ψ in za funkcijo ψ' enačba:

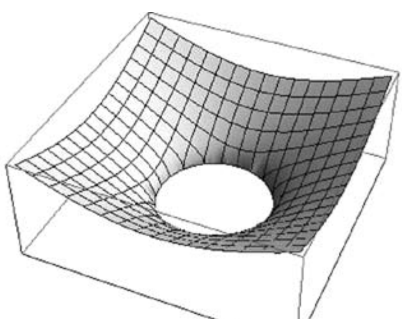
$$(i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - e\phi)^2 \psi = c^2(\frac{\hbar}{i} \nabla - e\vec{A})^2 \psi + m^2 c^4 \psi. \tag{9}$$

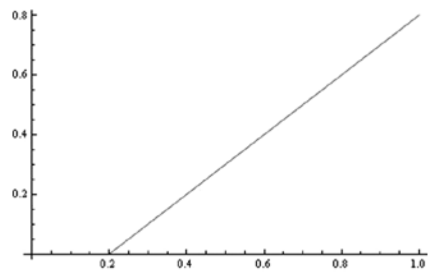
Razdelimo valovno funkcijo na realni in imaginarni del $\psi = \mathrm{Re}\psi + i\mathrm{Im}\psi$. Enačba (9) velja ločeno za realni del in za imaginarni del. Dodajmo v masnem členu $m^2c^4\psi$ v enačbi (9) člen z verjetnostno gostoto $\psi^*\psi$:

$$m^2 = \mu^2 + \psi^*\psi = \mu^2 + (\mathrm{Re}\psi)^2 + (\mathrm{Im}\psi)^2 \tag{10}$$

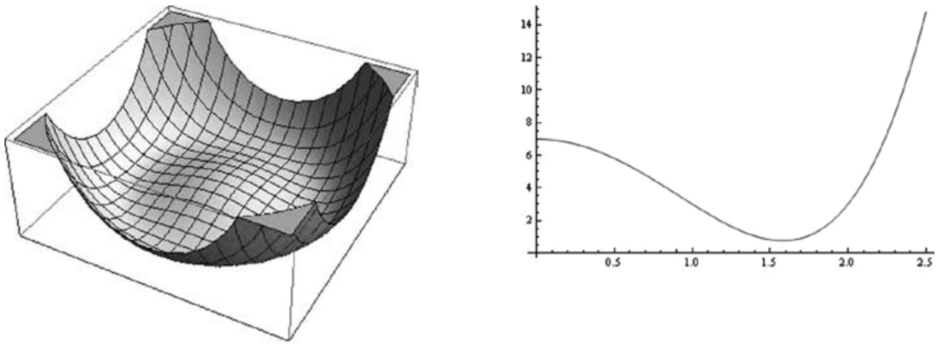
Verjetnostna gostota $\psi^*\psi$ ne vsebuje faze, zato dodatek ne prizadene umeritvene invariantnosti. Pomemben je znak člena μ^2. Če je $\mu^2 > 0$, je najmanjša vrednost m^2 enaka μ^2 pri $\psi^*\psi = 0$. Če je $\mu^2 > 0$, pa leži najmanjša nenegativna vrednost na krožnici $(\mathrm{Re}\psi)^2 + (\mathrm{Im}\psi)^2 = -\mu^2 / \lambda$. Pri tem je λ številski koeficient. Pojavi se le odvisnost od $\psi^*\psi$, ne pa od faze, kar se sklada z umeritveno invariantnostjo. Brž ko izberemo določeno fazo, na primer $\mathrm{Re}\psi = \sqrt{-\mu^2 / \lambda}$ in $\mathrm{Im}\psi = 0$, pa se simetrija zlomi (Slika 1). Spontani zlom simetrije je povezan z maso delcev polja, različno od 0, in z majhnim dosegom šibke sile. V tem razmišljanju lahko vidimo prispodobo Higgsovega mehanizma. Fazne transformacije so v elektro-šibki teoriji precej bolj zapletene kot v nakazanem računu in to velja tudi za odvisnost gostote energije od števila delcev polja (Slika 2).

Za elektro-šibko teorijo je značilna grupa $U(1) \times SU(2)$. Samo navrzimo, da je za standardni model, ki vključuje še močno - barvno - interakcijo, značilna grupa $U(1) \times SU(2) \times SU(3)$.





Slika 1. Ploskev m za $\mu^2 < 0$ v odvisnosti od $\mathrm{Re}\psi$ in $\mathrm{Im}\psi$, ki sta naneseni na obe vodoravni osi. Ploskev ne vsebuje odvisnosti od faze (levo). Brž ko se odločimo za fazo, na primer za $\mathrm{Im}\psi = 0$, je simetrija zlomljena. Presek ploskve pri $\mathrm{Im}\psi = 0$. Na vodoravno os je nanesen realni del $\mathrm{Re}\psi$, na navpično os pa m (desno).



Slika 2. Ploskev gostote energije v Higgsovem polju je bolj zapletena kot ploskev na sliki 1. Poleg člena s $\psi^*\psi$ vsebuje še člen s $(\psi^*\psi)^2$. Minimum ima pri $\psi^*\psi > 0$. Oblika ploskve spominja na sombrero (levo). Presek ploskve pri $\mathrm{Im}\psi = 0$. Na vodorano os si mislimo naneseno količino, ki je povezana z jakostjo polja, na navpično os pa gostoto energije v Higgsovem polju (desno).

LITERATURA

[1] J. D. Jackson, *From Lorenz to Coulomb and other explicit gauge transformations*, Am. J. Phys. **70** (2002) 917.

[2] J. D. Jackson, L. B. Okun, *Historical roots of gauge invariance*, Rev. Mod. Phys. **73** (2001) 663-680.

[3] J. Strnad, *Do standardnega modela*, Fizika v šoli 18 (2012) 77-85.

[4] G. t'Hooft, *Gauge theories of the forces between elementary particles*, Scientific American **242** (1980) 90-116 (5).

[5] G. Organtini, *Unveiling the Higgs mechanism to students*, Eur. J. Phys. **33** (2012) 1397-1405.

[6] J. Miller, *The Higgs particle, or something much like it, has been spotted*, Phys. Today **65** (2012) 1-15 (9).

[7] F. Close, *Higgs boson: beginning of the end or end of the beginning*, Contemporary Physics **53** (2012) 295-300.

[8] M. Riordan, *Cornering the Higgs boson*, Physics World **25** (2012) 34-38 (10).

[9] J. Bernstein, *A question of mass*, Am. J. Phys. **79** (2011) 25-30.

[10] J. Brehm, *Introduction to the Structure of Matter; a Course in Modern Physics*, J. Wiley, New York 1989.