Univerza *v Ljubljani*
Fakulteta za *matematiko in fiziko*

Oddelek za fiziko

Seminar – 2. letnik 2. bolonjske stopnje

Masivna elektrodinamika

Avtor:
Jože Zobec

Mentor:
Prof. Dr. Borut Bajc

Povzetek

Kot je verjetno potrebno venomer, so ob zori teorije o elektromagnetnem polju znanstveniki novosti sprejemali z zdravo mero dvoma. Tako so dlakocepili ob podrobnostih, ki so poznejše fizike privedle do možnosti neničelne mase fotona, katere eksperimentalno zaenkrat še ne moremo zanemariti. V tem seminarju bom na kratko opisal različne mehanizme, po katerih lahko foton dobi maso in naredil zgodovinski pregled meritev le-te.

Ljubljana, 4. november 2012

1 Uvod

Newtonova teorija gravitacije je s svojo učinkovitostjo ter preprostostjo narave presunila mnoge tedanje mislece in služila za navdih novincem, ki so se tedaj ravno pričeli ukvarjati z elektrodinamiko. Predpostavka je bila, da električna sila med naboji prav tako pada z r^{-2}, tako kot gravitacijska. Nekateri so temu oporekali in so poskušali z $r^{-2+\alpha}$, malenkost, ki je povezana prav z maso fotona. [1]

Fiziki francoske šole so se o tem nekako največ spraševali. Med njimi prednjači Proca, ki je prvi zapisal ekvivalent Maxwellovih enačb za masivne fotone [2, 5]. Za njim so se s tem ukvarjali Stueckelberg [5, 2], de Broglie [2, 5], in med drugimi tudi Schroedinger [2].

S pojavom kvantne elektrodinamike so poskušali slednjo uporabiti za masivne fotone, pri čemer so naleteli na različne nevšečnosti, pri čemer so pričeli z razvojem novih teoretičnih mehanizmov, s katerimi bi foton dobil maso in hkrati ohranil lepe lastnosti brezmasne elektrodinamike.

Masivna elektrodinamika je tudi dandanes zanimiva, ker s seboj prinaša daljnosežne posledice tudi v primeru, ko je masa fotona zelo majhna [5]

2 Začetki elektrodinamike

Maxwellove enačbe so nas dosegle konec devetnajstega stoletja, nekaj desetletij za tem, jih je Proca prepisal v obliko, ki zadošča neničelni fotonski masi. Enačbe se potem glasijo

$$\vec{\nabla}\cdot\vec{E} = \rho/\varepsilon_0 - m^2\varphi, \qquad \vec{\nabla}\cdot\vec{B} = 0,$$
$$\vec{\nabla}\times\vec{E} = \frac{\partial\vec{B}}{\partial t}, \qquad \vec{\nabla}\times\vec{B} = \mu_0\vec{\jmath} + \frac{1}{c_0^2}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} - m^2\vec{A}, \tag{1}$$

kjer je $c_0 = 1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$ še vedno dobro definirana in nespremenjena. Kot vidimo, so enačbe Proca v Lorentzovo kovariantni obliki nespremenjene za dualni napetostni tenzor elektromagnetnega polja, medtem ko dobi samo divergenca napetostnega tenzorja masne popravke,

$$\partial_\nu F^{\mu\nu} + m^2 A^\mu = \jmath^\mu. \tag{2}$$

Če enačbo (2) diferenciramo, lahko od ondod dobimo pogoj za Lorentzovo umeritev, $\partial_\mu A^\mu$, ki nam reducira eno od štirih prostostnih stopenj A^μ, od koder sledi, da gre za foton, s spinom 1 in maso m. Gostota Lagrangejeve funkcije[1], $\mathcal{L}$, se v tem primeru glasi

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m^2A_\mu A^\mu. \tag{3}$$

To polje lahko nato kvantiziramo in pokažemo, da zadošča bozonski algebri.

Vendar kot vidimo že v en. (1) in (2), postanejo potenciali, torej $A_\mu = (\varphi, \vec{A})$ fizikalne opazljivke v fiksni umeritveni skali (ki je v tem primeru Lorentzova). Taka teorija nima umeritvene invariance.

2.1 Posledice

Kot sem namignil, enačbe Proca s seboj prinašajo določene nevšečnosti/inovacije [2, 1, 3]:

- kršenje umeritvene invariance,
- svetlobna disperzija
- kršenje (lokalne) ohranitve naboja,
- dodatna longitudinalna komponenta elektromagnetnega sevanja,
- elektromagnetna interakcija ima končni doseg,

kar nas lahko nekoliko preseneti – da bo φ dobil Yukawovo obliko gre pričakovati, vendar kršenje ohranitve naboja ni tako od muh. Pod kršitvijo umeritvene invariance mislimo umeritveno invarianco prve vrste.

2.1.1 Disperzijska relacija

Svetlobna disperzija je največja razlika, ki jo je Proca povdarjal. Sam se ni menil, da bi enačbe zapisal v Lorentzovi kovariantni obliki in polja ni skušal kvantizirati. Svetlobno disperzijo dobimo lahko na preprost način [2]:

$$k_\mu k^\mu = \frac{\omega^2}{c_0^2} - k^2 = \mu^2 \propto p_\mu p^\mu = \frac{E^2}{c_0^2} - p^2 = m^2c_0^2, \tag{4}$$

kjer je μ masa fotona, izražena v enotah inverzne dolžine. V standardnih enotah velja $m = \mu\hbar/c_0$, vendar, kot je tudi razvidno iz zgornjega izraza, pojma v enotah $\hbar = \varepsilon_0 = c_0 = 1$ sovpadata.

Če sedaj enačbo (4) diferenciramo, lahko pokažemo, da $\omega \neq kc$, pri čemer je $c = c_g = \mathrm{d}\omega/\mathrm{d}k \neq c_0$ ($c = c_g$ je grupna hitrost takega vala). Po prejšnjih enačb sledi

$$c = \frac{c_0}{\omega}\sqrt{\omega^2 - \mu^2c_0^2},$$

od koder pa je očitno, da je $c = c(\omega) \neq c_0$. Prve meritve, opravljene z namenom merjenja fotonske mase so bile tako opravljene z merjenjem disperzijske konstante μ. Odslej bomo vse pisali v prej omenjenih normiranih enotah, kjer je $\hbar = c_0 = \varepsilon_0 = 1$.

[1] v nadaljevanju zaradi preprostosti raje kar Lagrange-ian

2.1.2 Končen doseg

Ni mu bilo očitno, da bi bila elektrodinamika tako zaradi Yukawovega potenciala končna in da bi to nato prevedlo v lokalno kršenje ohranitve električnega naboja. Procovim naslednikom je po Yukawovi napovedi 'mezona' postalo jasno, da bi dobili prav to. Prvo Procovo enačbo lahko zapišemo v obliko, kjer so samo potenciali in tako dobimo v statičnem primeru brez nabojev [1]

$$(\Box + m^2)\varphi = 0, \quad \Longrightarrow \quad \varphi \propto \mathrm{e}^{-\mu r}/r.$$

Tak potencial je karakterističen za interakcije končnega dosega, kot je na primer šibka interakcija.

2.1.3 Kršenje ohranitve naboja

Gaussov zakon za ohranitev naboja drži v primeru, ko imamo potencial oblike $\varphi \propto 1/r$. Fotonska masa to lepo lastnost seveda takoj pokvari, saj se število silnic, ki prebadajo zaključeno ploskev ne ohranja, ampak se spreminja. Če je ta ploskev na primer krogla, lahko zapišemo pretok električnega polja kot

$$\Phi_e = \oint_{\partial V} \vec{E} \cdot \mathrm{d}\vec{S} = \int_V \left(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}\right) \, r^2 \mathrm{d}r \; \mathrm{d}\Omega =$$
$$- \int_V (\nabla^2 \varphi) r^2 \mathrm{d}r \propto \int_V \nabla^2 \left(\frac{\mathrm{e}^{-\mu r}}{r}\right) r^2 \mathrm{d}r = f(r).$$

Če v prejšnji enačbi uporabimo enačbe Proca (1) lahko dobimo veliko hujšo posledico, in sicer, da je lokalna ohranitev naboja kršena, kar pa pomeni, da sama kontinuitetna enačba za električni naboj ne drži več [1]. To je zelo grda lastnost, ki pa se prikrade notri ravno kot posledica kršitve Gaussovega zakona.

2.1.4 Longitudinalna polarizacija fotonov

Ta je dokaj enostavna: z disperzijsko relacijo lahko povežemo $\vec{k}$, μ in c_g, ter ugotovimo, da obstaja rešitev tudi ko $\vec{k} = 0$, v tem primeru ima $\vec{k}$ tri komponente in vse od teh so dovoljene – se pravi ima spinske rešitve vrtilne količine (v enotah $\hbar$) ± 1 in pa 0, katere prej ni bilo. Ta očitno predstavlja longitudinalno polarizacijo.

3 Stueckelbergov mehanizem

V dvajsetih letih prejšnjega stoletja je Stueckelberg demonstriral kako lahko splošnemu kompleksnemu vektorskemu polju, ki ima simetrijo U(1), dodamo maso, ne da bi pri tem zlomili umeritveno invarianco in hkrati ohranili renormalizabilnost teorije. Njegove ideje so ostale v ozadju, a so pozneje služile za navdih Higgsovemu mehanizmu. Njegovo idejo so seveda uporabili tudi za realno vektorsko polje, A_μ, se pravi foton.

Stueckelberg si je mislil, da je tisto kar je najpomembnejše v teoriji to, da je umeritveno invariantna. Pri tem imamo lahko več različnih umeritev: umeritve skale [3, 1], umeritve faze [1] ... Njegova teorija ohranja oboje. Trik za foton uporabimo takole: ker vemo, da mora imeti masivno vektorsko polje s spinom 1 prisotne natanko 3 prostostne stopnje[2], se mu je zdelo primernejše pričeti z A_μ, kot pa z $F_{\mu\nu}$. Rekel je: za masivni foton A_μ mora veljati Klein-Gordonova enačba:

$$(\Box + m^2) A_\mu(x) = 0,$$

A_μ ima 4 prostostne stopnje. Proca se je ene stopnje znebil s pomočjo Lorentzove umeritve, Stueckelberg pa tega pogoja tukaj ni dobil, zato je moral vpeljati novo skalarno poljae B, ki je povezano z A_μ prek Klein-Gordonove enačbe,

$$(\Box + \xi m^2) B(x) = 0, \quad \xi \in \mathbb{R}.$$

Tako imamo naenkrat 5 prostostnih stopenj. Izkaže se, da lahko na tem mestu postuliramo relacijo

$$\left[\partial_\mu A^\mu + \xi m B(x)\right]^{(-)} |\phi\rangle = 0,$$

kjer je $|\phi\rangle$ katerokoli fizikalno stanje, operatorji pa imajo gornji index '−', ki ponazarja da gre le za anihilacijske operatorje. S tem se znebimo ene od prostostnih stopenj, ko pa polje kvantiziramo opazimo, da imamo umeritveno svobodo, ki nam skupaj zreducira število prostostnih stopenj na 3. Dovoljena umeritev je te vrste:

$$A_\mu(x) \to A_\mu(x) + \partial_\mu \Lambda(x),$$
$$B(x) \to B(x) + m\Lambda(x).$$

Iz brezmasnega do masivnega fotona torej pridemo s tem trikom:

$$A_\mu(x) \to A_\mu(x) - \frac{1}{m} \partial_\mu B(x), \tag{5}$$

Lagrange-ian se v tem primeru zapiše tako:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m^2 \Big(A_\mu - \frac{1}{m} \partial_\mu B\Big)^2 -$$
$$- \frac{1}{2\xi} \big(\partial_\mu A^\mu + \xi m B\big)^2, \tag{6}$$

[2] spine, polarizacije

kjer $\xi \in \mathbb{R}$ in predstavlja umeritev skale. Razlika od Lagrange-iana za brezmasne fotone je v drugem členu in v dodatku v členu za fiksiranje skale (člen z B-jem v tretjem členu).

Poleg tega, da ohranimo svobodo umeritve ima Stueckelbergov trik še eno lepo lastnost: $F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ je enak, saj se prispevki skalarnega polja ravno izničijo.

4 Higgsov mehanizem

Higgsov mehanizem prav tako doda novo skalarno polje, vendar je tam ideja drugačna: vse skupaj je mogoče prek spontanega zloma simetrije.

Higgsovega mehanizma ne gre mešati s Higgsovim delcem, katerega kandidata so v letošnjem poletju odkrili v CERN-u. Foton sam pripada grupi U(1) in za maso ne potrebuje takega mehanizma, in lahko maso dobi neodvisno.

Prva taka razlika od elektrošibkega Higgsa je ta, da je elektromagnetni Higgs tu električno nabit delec. Njegov naboj je sorazmeren z maso fotona.

Zaradi sorodnosti s superprevodniki bi v tem primeru tudi pomenilo, da je masa fotonov lahko temperaturno odvisna in pri neki kritični temperaturi postane enaka nič (superprevodna faza fotonov). Zaenkrat nič ne kaže, da bi tu kaj takega obstajalo, prav tako se ta parametrizacija ne uporablja kaj pogosto [1]. Kljub temu je ideja zanimiva alternativa.

Lagrange-ian (3) torej ni invarianten na transformacije $A_\mu(x) \to A_\mu + \partial_\mu \Lambda(x)$. Namesto, da bi maso dodali v Lagrange-ian direktno, s členom $\frac{1}{2}m^2 A_\mu A^\mu$, bomo raje vpeljali novo skalarno polje ϕ z elektromagnetno interakcijo (nabojem q). Če torej vpeljemo kovariantni odvod $D_\mu = \partial_\mu - iqA_\mu$ in $V(\phi) = -\mu^2\phi^\dagger\phi + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2$ dobimo Lagrange-ian

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + (D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) - V(\phi), \quad (7)$$

ki je invarianten na umeritvene transformacije

$$\begin{aligned} A_\mu(x) \to& A_\mu(x) + \partial_\mu\Lambda(x), \\ \phi(x) \to& \mathrm{e}^{iq\Lambda(x)}\phi(x). \end{aligned} \quad (8)$$

Če je ima $\mu^2 > 0$ v $V(\phi)$ je minimum energije pri $\langle\phi\rangle_\pm = \pm\sqrt{\mu^2/2\lambda} \equiv \pm v/\sqrt{2}$. Tako smo dobili pričakovano vrednost vakuuma, v. S pomočjo te vrednosti lahko parametriziramo ϕ kot

$$\phi(x) = \frac{v + h(x)}{\sqrt{2}}\mathrm{e}^{i\chi/v}.$$

Ta izraz vstavimo v en. (7) in tako dobimo

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} - qvA_\mu\partial^\mu\chi + \frac{q^2v^2}{2}A^\mu A_\mu + \\ + \frac{1}{2}\Big[(\partial_\mu h)(\partial^\mu h) - 2\mu^2h^2\Big] + \frac{1}{2}(\partial_\mu\chi)(\partial^\mu\chi) + \\ + \text{interakcije } h \text{ in } \chi. \end{aligned} \quad (9)$$

Kot vidimo, dobi v en. (9) foton maso $q^2\mu^2 = m^2$, vendar se moramo znebiti še členov s χ, ker nam mešajo A_μ in $\partial_\mu\chi$. To storimo s tako izbiro umeritve

$$A_\mu \to A_\mu - \frac{1}{qv}\partial_\mu\chi,$$

ki ji pravimo unitarna umeritev. Ta χ je bil brezmasni Nambu-Goldstonov bozon, ki je posledica spontanega zloma simetrije. Kot se ga znebimo z umeritvijo, pravimo da je bil absorbiran v fotonsko maso.

Če preštejemo prostostne stopnje: A_μ in kompleksno skalarno polje imata oba po dve, se pravi skupaj imamo 4. Nato eno izmed komponent ϕ uničimo, oz. postane masa fotona, A_μ, zaradi česar je to zdaj foton z maso in ima 3 prostostne stopnje, preostane pa nam še novo skalarno polje h, ki je v našem primeru Higgs za abelovo grupo U(1). Se pravi na začetku in na koncu 4.

Razlika od Stueckelberga je tudi v tem, da je Stueckelberg dodal le novo polarizacijo, tu pa dodamo nov delec, ki je odgovoren za to.

5 Meritve

Da bi izmerili ničelno maso fotona je ideal, katerega ne moremo nikdar doseči, vendar kljub temu še vedno potrebujemo neke vrste kriterij, ki nam pove, ali je izmerjena vrednost zadosti majhna, da lahko teorijo ovržemo. Zato se išče samo zgornjo mejo za maso, spodnjo namreč lahko dobimo s Heisenbergovim principom neenakosti [5]:

$$\delta t \cdot \frac{\delta E}{\hbar} = \delta t \cdot \frac{mc_0^2}{\hbar} = \delta t \cdot \mu c_0 \sim 1, \quad (10)$$

kjer za δt vstavimo starost vesolja (10^{17} sekund) in dobimo spodnjo mejo za maso fotona $m \sim 10^{-69}$ kg. Če je masa fotona manjša od tega, pomeni da jo lahko pripišemo kvantnim fluktuacijam, katere pa že znamo pojasniti in bi bile meritve odveč.

Meritve lahko združimo nekako v tri razrede:

- Laboratorijske – opravljene so v skrbno nadzorovanem okolju na Zemlji.
- Meritve znotraj našega osončja – opravljene so s pomočjo satelitov.

- Kozmološke – s teleskopi opazujemo razna nebesna telesa, ki so zelo oddaljena.

Laboratorijske lahko nato razdelimo še na 'kvantne' in 'klasične', kjer pod klasične mislimo spremembe glede na Maxwellovo elektrodinamiko.

5.1 Laboratorijske meritve

Vse skupaj se je pričelo s preverjanjem odvisnosti $F \propto r^{-2}$. Ker so fiziki tedaj pluli v neznane vode, so dopuščali popravek temu, tj. $r^{-2+\alpha}$. V primeru fotonske mase se izkaže, da je $\alpha = \alpha(r)$, ker je potencial masivnega fotona oblike $\varphi \sim \mathrm{e}^{-\mu r}/r$. Odklone od zakona r^{-2} so merili predvsem na dva načina: **(a)** direktno z meritvijo pojemanja sile z razdaljo (Coulomb, Robinson), **(b)** z merjenjem odsotnosti sil zunanjih lupin znotraj sferičnega objekta[3] in merjenjem oblike električnega potenciala (Cavendish, Maxwell ...). Te meritve so očitno laboratorijske. V zadnjih dveh, treh desetletjih so pričeli meriti tudi kvantne posledice.

5.1.1 Klasične meritve

Meritve odklona tipa $F \sim r^{-2-\alpha}$ lahko povežemo z meritvami fotonske mase, ker lahko izpeljemo enakost [5]

$$\frac{\varphi(r) - \varphi(a)}{\varphi(a)} \approx \alpha(r) \approx -\frac{1}{6}\mu^2(a^2 - r^2), \qquad (11)$$

od koder lahko s poznavanjem dimenzij problema dobimo podatek o masi takega fotona.

Franklin (1755) je naredil prvi eksperiment, kjer je na nitki obesil majhno plutovinasto kroglico in dal, da je visela v nabit kovinski lonček [5]. Ker ni bilo interakcije med njima, je Priestley (1767) sklepal, da sila pada s kvadratom razdalje, tako kot Newtonova gravitacijska sila, ker bi se v tem primeru prispevki sil izničili. Eksperiment je bil zgolj kvalitativen in je služil zgolj kot motivacija naslednikom.

Prvo kvantitativno obravnavo je naredil Škotski fiziolog Robison (1769). Meril je odbojno silo med dvemi nabitimi palicami, ki jo je uravnovesil z njuno privlačno gravitacijsko silo – maso palic je namreč poznal. Izmeril je odklon $\alpha = 0,06$ in tudi ugibal, da bi morala biti ta številka negativna za privlačno električno silo, zaradi česar je sklepal da je r^{-2} res pravi zakon. Rezultate je objavil šele leta 1801, 13 let za Coulombom, dasiravno je meritev opravil pred njim.

Coulombov poskus (1788) je bil bolj sofisticiran, meril je odbojno, kot tudi privlačno silo električno nabitih krogel s pomočjo torzijske tehtnice. Odmik zaradi sile, je torej prenesel na odmik kota, ki ga je meril z zrcalom, na katerega je imel usmerjen svetlobni snop. Njegov rezultat je ustrezal $\alpha \leq 0,01$.

Vsi drugi poskusi klasični laboratorijski poskusi so bili sorodnega tipa, kot si ga je zamislil Cavendish. Njegov eksperiment je bil zastavljen takole: imel je dve koncentrični krogli, zunanja je bila sestavljena iz dveh polobel, da se jo je lahko razprlo. Znotraj sta bili povezani z elektrostatsko napravo [5]. Povezavo so nato nenadoma prekinili, zunanjo kroglo previdno odprli in preverili, če je naboj notranje krogle res enak 0. Cavendish je dobil rezultat $\alpha \leq 0,02$, torej slabše od Coulomba.

Isti poskus pozneje opravil tudi Maxwell in za rezultat dobil $\alpha \approx 5 \times 10^{-5}$.

Poskus so opravili nato z raznimi koncentričnimi telesi, ne le s kroglami, saj v primeru r^{-2} Gaussov zakon velja za vse oblike. Tako so isto stvar ponovili s kockami, ikozaedri in na izmeničnih napetostih s fazno vpeto zanko (tu napiši kdo so bili tile ljudje, kdaj so bili tile poskusi opravljeni itd.).

V laboratorijih so skušali opraviti tudi poskuse svetlobne disperzije, vendar se bolj obnesejo pri velikih razdaljah in zategadelj spadajo med astronomska opazovanja.

5.1.2 Kvantni poskusi

To so poskusi, katere je fizikom šele pred kratkim uspelo narediti in so privlačni zaradi tega, ker jih lahko izvajamo v nadzorovanem okolju.

Meritve, ki so bile opravljene z zadovoljivo natančnostjo, so bile Aharonov-Bohm efekt in defekti giromagnetnega razmerja elektrona. Pri giromagnetnem razmerju rezultat izgleda prigoljufan. Masa fotona, dobljena na ta način, je namreč zelo groba ocena in ne namenska meritev fotonske mase. Ocenijo jo namreč tako, da vse odstopanje meritve od teoretične vrednosti, ki jo napoveduje kvantna elektrodinamika za brezmasni foton, pripišejo fotonski masi. Napaka meritve je $\Delta g \sim 10^{-14}$ [5]. Vrednost, ki so jo dobili na ta način je $m \approx 10^{-54}$ g [5].

Pri Aharonov-Bohm efektu gre za pravo in bolj sofisticirano meritev. Zaradi efektov kvantne mehanike se je izkazalo, da lahko namreč merimo vpliv vektorskega potenciala magnetnega polja na fazo interferenčne dveh vzporednih elektronskih curkov, ki med katerima je pravokotno na njuno tirnico po-

[3] Kot je Newton demonstriral za svojo teorijo gravitacije, ima sila obliko $F \sim r^{-2}$, kar prinaša s seboj lepe lastnosti: če smo namreč na neki globini h pod Zemljo, na nas deluje le sila Zemlje z radijem $R-h$, se pravi, da nam zunanje lupine z debelino h ni treba upoštevati, ker je njen prispevek natanko 0. Ko so to prevedli na meritve električnih sil, v veliko nabito kroglo zaprli manjšo in opazovali interakcije med njima – po navadi pretečen električni naboj.

stavljen solenoid. Ta efekt ima teoretično napoved za neničelno, kot tudi ničelno maso fotona. Najnatančnejši rezultat so dobili Williams, Faller in Hill (1965), $m \lesssim 10^{-14}$ eV $\equiv 2 \times 10^{-47}$ g [1], čeprav so dobili tudi že nižje vrednosti $m \sim 10^{-51}$ g [5], $m \sim 10^{-51}$ g, $m \sim 10^{53}$ g in tudi $m \sim 10^{54}$ g (skalarni Aharonov-Bohm efekt [5]).

Take meritve postajajo končno primerljive z opazovanji iz vesolja in bodo morda prinesle merjenje fotonske mase nazaj na zemljo.

Kot zanimivost naj dodam tudi to, da so po navdihu Higgsovega mehanizma za foton naredili tako imenovani „kriogenski“ poskus tipa Cavendish. Teoretični princip za temperaturno odvisnost sta napisala Primack in Scher [1], opravili pa so ga Ryan, Acceta in Austin (1985) in dosegli $m \leq (1,5 \pm 1,38) \times 10^{-42}$ g, pri temperaturi $1,36$ K [5].

5.2 Meritve v našem osončju

Fiziki prejšnjega stoletja so videli, da je Maxwellova elektrodinamika zelo natančna v skoraj vseh pogledih. Možnosti za nadgradnjo so videli bodisi pri zelo velikih razdaljah[4] ali pa rešitve po dolgem času.

Schroedinger (1943) [2] se je zato odločil, da bo meril obliko silnic zemeljskega magnetnega polja. Dipolni moment zemlje bi po Maxwellu imel obliko $1/r^3$, vendar pa mora zaradi Yukawovega potenciala padati hitreje. Defekt bi bil najbolje viden na ekvatorju. Schroedinger je uporabil že obstoječe meritve iz leta 1922, ki jih je objavil gospod Schmidt leta 1924. Leta 1955 sta se z Bassom odločila, da bosta rezultat pomnožila s faktorjem 2 in dobila mejo $m \leq 10^{-47}$ g [2].

Schroedingerjevo meritev sta ponovila A. S. Goldhaber in M. M. Nieto (1968) in dobila oceno $m = 4 \times 10^{-48}$ g [2, 5].

Iste poskuse so pozneje opravili za večja telesa, kot je tudi Schroedinger predlagal. Najboljši rezultat bi po njegovem mnenju dal Jupiter, saj je največji med planeti. To je storil Davis (1975) s svojo ekipo, uporabili so rezultate sonde Pioneer in dobili rezultat $m \lesssim 4 \times 10^{-16}$ eV $\equiv 7 \times 10^{-49}$ g [1, 5].

S pomočjo disperzije optične svetlobe je de Broglie napovedoval mejo $m \leq 10^{-39}$ kg [1]. Pozneje so jo izmeril Kroll, ki pravi $m \lesssim 3 \times 10^{-13}$ eV $\equiv 4 \times 10^{-46}$ kg [1].

Opravljene so bile še druge meritve, ki so predolge za ta seminar, kot na primer vplivi mase na sončev veter (Ryutov 2007, $m \lesssim 10^{-18}$ eV $\equiv 20 \times 10^{-51}$ g).

[4] zelo dolga valovna dolžina

5.3 Kozmološke meritve

Pod tem imenom je mišljeno na meritve, ki so galaktičnih razsežnosti, izven našega osončja. Meri se predvsem magnetno polje in vektorski potencial iz galaktičnega jedra [5], obliko svetlobnega snopa iz pulzarjev [2] in oblike meglic [1].

Najzanimivejša metoda je metoda, ki jo je predlagal Lakes (1998) za merjenje magnetnega vektorskega potenciala. Magnetno polje je daleč od galaktičnega jedra skoraj konstantno, prav tako tudi vektorski potencial, ki je zaradi mase fotona opazljivka v Lagrange-ianu. Zaradi vrtenja Zemlje okrog svoje osi s frekvenco ω in neničelnega ambientalnega vektorskega potenciala, bi na zemljo deloval navor

$$\vec{M} \propto \vec{\omega} \times m^2 \vec{A}$$

Smer $\vec{A}$ lahko sklepamo iz smeri vrtenja naše galaksije, dolžino pa je ocenil s z $|\vec{A}| \approx L|\vec{B}|$, kjer je L oddaljenost od galaksije. Ravno zaradi teh predpostavk ne moremo biti gotovi v rezultate meritve – lahko da je $\vec{A}$ veliko manjši od LB, prav tako ne vemo če je magnetno polje res homogeno. Kljub temu so po njegovem predlogu naredili meritev in dobili $m \lesssim 7 \times 10^{-20}$ eV $\equiv 10^{-52}$ g [1]. Ker seveda ne poznamo prave vrednosti $\vec{A}$ je to zelo groba ocena. Če je $|\vec{A}|$ zelo majhna vrednost, ne bi opazili mase fotona, tudi če bi bila zelo velika. Prav tako ne moremo reči, da je celoten prispevek $\vec{A}$ posledica vektorskega potenciala galaksije.

Higgsov mehanizem bi bil tudi tukaj – v režimu, ki bi bil analogen superprevodniku tipa II, bi imel foton maso lahko v zelo visokih energijah, temperaturah, torej v zgodnjem vesolju [1].

6 Zaključek

Tako smo se popeljali preko teorije z masivnim fotonom, podali različne posledice in teoretične prijeme, ki se tu najbolj uporabljajo. Ta hip „uradna“ meja, ki jo podaja Particle Data Group je osnovana na [1] in znaša $m \leq 10^{-18}$ eV. V primeru, da ni fotonske mase, smo verjetno še vedno kakih sto let proč, preden bo dosežena Heisenbergova meja $m \sim 10^{-66}$ g. Trenutno se Higgsov sektor nekako prebuja in fiziki skušajo odstopanja od klasične Maxwellove elektrodinamike parametrizirati s Higgsovim mehanizmom. Opravljene so bile še mnoge druge meritve, nekatere bolj eksotične od teh sploh v kozmoloških opazovanj, tudi teorija v ozadju je v mnogih bolj divja, sploh pri Higgsovem mehanizmu [4].

Literatura

[1] A. S. Goldhaber and M. M. Nieto, „Photon and Graviton Mass Limits“, arXiv:0809.1003v5 [hep-ph], (2010)

[2] A. S. Goldhaber and M. M. Nieto, „Terrestrial and Extraterrestrial Limits on The Photon Mass“, Rev. Mod. Phys. **43**, 277-296, (1971)

[3] H. Ruegg and M. Ruiz-Altaba, „The Stueckelberg Field“ arXiv:hep-th/0304245v2, (2003)

[4] E. Adelberger, G. Dvali and A. Gruzinov, „Photon Mass Bound Destroyed by Vortices“, arXiv:hep-ph/0306245v2, (2003)

[5] G. Spavieri, J. Quintero, G.T. Gillies and M. Rodriguez, „A survey of existing and proposed classical and quantum approaches to the photon mass“, Eur. Phys. J. D **61** 531-550, (2011)