

UNIVERZITET U NOVOM SADU PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET DEPARTMAN ZA FIZIKU



Ispitivanje osetljivosti FASER-2 detektora za detekciju čestica izvan Standardnog modela

-Master rad-

Mentori: dr. Marija Vranješ Milosavljević, prof. dr. Jovana Nikolov

Student: Darko Brunet

Novi Sad, 2024.

Želim da izrazim moju najiskreniju zahvalnost svojim mentorima, dr. Mariji Vranješ Milosavljević i prof. dr. Jovani Nikolov na podršci, strpljenju i znanju koje su mi pružili tokom izrade ovog master rada. Takođe bih voleo da se zahvalim i dr. Nenadu Vranješu bez čijih saveta i ekspertiza ovaj rad ne bi bio moguć. Neizmernu zahvalnost dugujem i svojoj porodici, na bezuslovnoj ljubavi i nesebičnoj podršci koju su mi pružili kako u životu tako i za vreme studija.

Sadržaj

1	Uvod	2		
2	Teorijski uvod 2.1 Standardni model . . 2.1.1 Elektromagnetna interakcija i U(1) simetrija . . 2.1.2 Jang-Milsova teorija i SU(2) simetrija . . 2.1.3 Hromodinamika i SU(3) simetrija . . 2.1.4 Higsov mehanizam i spontano narušenje simetrije . . 2.3 Tamni foton . . 2.4 Tamni Higs . .	$egin{array}{c} {\bf 3} \\ {\bf 5} \\ {\bf 7} \\ {\bf 8} \\ {\bf 10} \\ {\bf 13} \\ {\bf 14} \\ {\bf 15} \end{array}$		
3	Detekcija elementarnih čestica u fizici visokih energija 3.1 Interakcije elementarnih čestica sa materijom 3.2 Konfiguracije modernih detektora u fizici visokih energija	17 18 21		
4	Veliki hadronski sudarač (LHC) 4.0.1 Pred-ubrzanje	 23 26 27 28 29 29 		
5	FASER detektor5.1Signal5.2Konfiguracija detektora5.3Šum	30 31 31 31		
6	FASER-2 detektor6.1Motivacija	32 32 35 36		
7	Rezultati 7.1 Analiza separacija produkata raspada tamnog fotona	38 38 52 70		
8	Zaključak 74			
9	Literatura 74			

1 Uvod

Fizika visokih energija, poznata i kao fizika čestica, bavi se proučavanjem osnovnih konstituenata materije i njihovih interakcija na najfundamentalnijem nivou, te je od suštinskog značaja za razumevanje prirode univerzuma. Ona je zasnovana na Standardnom modelu (u daljem tekstu SM), teoriji koja se smatra najvećim teorijskim dostignućem moderne fizike. Standardni model opisuje i, sa velikim uspehom, objašnjava tri od četiri fundamentalne interakcije: slabu, jaku i elektromagnetnu, a pored toga, takođe pruža i osnovnu klasifikaciju elementarnih čestica (čestica bez unutrašnje strukture). Ova teorija se pokazala neverovatno uspešnom u opisivanju dinamike subatomskih interakcija, ali i u predviđanju mnogih do tada nedetektovanih mehanizama. Jedan od najvećih dostignuća SM-a je neverovatno precizno predviđanje magnetnog dipolnog momenta elektrona sa tačnošću do jednog dela u 100 milijardi [56]. Otkriće Higsovog bozona 2012. godine u CERN-u (fr. *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*) predstavljalo je kulminajciju gotovo 50 godina dugačke potrage za česticom čije je postojanje prvi put postulirano 1964. godine a inkorporirano u Standardni model 1967. Ono je bilo ključno za dokazivanje postojanja Higsovog mehanizma, putem kojeg fundamentalne čestice dobijaju svoju masu.

Međutim, nakon otkrića Higsovog bozona, do sada nije pronađena nijedna nova elementarna čestica. Istovremeno, duboke misterije kosmosa poput porekla mase neutrina, identiteta tamne materije itd. i dalje ostaju nerešene. Ovi problemi predstavljaju nepobitne dokaze o nekompletnosti razumevanja kosmosa i predstavljaju odličnu motivaciju u potrazi za novim, kreativnijim eksperimentima koji bi potencijalno proširili Standardni model, i upotpunili razumevanje prirode.

Za detekciju i ispitivanje fundamentalnih interakcija između elemetarnih čestica u praksi se često koriste sudarači. Ovo su posebne vrste akceleratora koji sudaraju snopove čestica u određenoj tački, oko koje su izgrađeni specijalizovani detektori za detekciju produkata sudara. Trenutnu gornju granicu visoke energije drži Veliki hadronski sudarač (LHC - eng. Large Hadron Collider) u CERN-u koji vrši protonprotonske sudare (pp). Detektori u LHC-u, koji su izgrađeni oko tačaka u kojima se snopovi protona sudaraju (ATLAS[30] (eng. A Large Thoroidal LHC ApparatuS, CMS[29] (eng. Compact Muon Solenoid), LHCb[12] (eng. Large Hadron Collider beauty) i ALICE[2] (eng. A Large Ion Collider Experiment), imaju odličnu osetljivost na čestice u transverzalnoj ravni, za velike uglove u odnosu na snop, ali slabu efikasnost detekcije u tzv. far-forward regionu, koji predstavlja oblast minimalnih uglova, duž linije snopa. Postoji čitava nova klasa teorijskih modela čestica koje su lake i potencijalno mogu biti kreirane u pp sudarima, a zatim emitovane duž linije snopa. To su dugoživeće čestice (LLP - eng. Long Lived Particles). Neki od modela LLP potencijalni su kandidati tamne materije, kao što su tamni foton ili tamni Higs, te bi njihova detekcija predstavljala još jedan veliki trijumf fizike visokih energija. Tamni foton predstavlja teorijski model masene čestice koja poseduje kinetičko mešanje sa fotonom Standardnog modela, što za posledicu ima mogućnost da tamni fotonon poseduje male, ali ne-nulte, konstante sprezanja sa SM materijom. Tamni Higs je još jedan ovakav teorijski model koji pretpostavlja postojanje kinetičkog mešanja tamnog Higsa i Higsovog bozona iz Standardnog modela, usled čega je mogća detekcija raspada tamnog Higsa na SM čestice.

LLP čestice bi veoma malo interagovale sa materijom, te bi mogle da proputuju značajna makroskopska rastojanja pre raspada na SM produkte. Ova činjenica znatno motiviše potrebu za izgradnju detektora u oblastima duž linije snopa zarad potrage za novom fizikom. U te svrhe izgrađen je FASER detektor (eng. *ForwArd Search ExpeRiment*) koji je smešten u TI12 tunelu, 480 m istočno od ATLASove tačke interakcije i prikupljao je podatke u periodu od 2021. do 2023. godine, tokom *Run* 3 LHC-a. Najveći uspeh FASER detektora, svakako je činjenica što je 2023. godine objavio detekciju prvog neutrino događaja generisanog sudaračima[5]. Pored toga, FASER je postavio i ograničenja na prethodno neograničene regione parametarskog prostora tamnog fotona, motivišući izgradnju detektora sa boljom osetljivošću, FASER-2.

FASER-2 bi se nalazio u sklopu projekta FPF (eng. Forward Physics Facility) gde bi, pored svoje primarne svrhe kao detektor, služio i kao spektrometar za druge detektore i eksperimente. FPF bi se nalazio ~ 620 m od ATLAS-ove tačke interakcije, duž linije snopa pružajući FASER-2 još bolju zaštitu od pozadinskih događaja nego što je imao FASER. Pored ovoga aktivna zapremina detektora će biti znatno veća, povećavajući hipotetičku efikasnost i ugaonu akcepatansu i za do red veličine.Trenutno planirani eksperimenti koji bi bili uključeni u sklopu FPF projekta su unapređenja već postojećih detektora (FASER-2, FASER ν -2[36, 52]i AdvSND[4]) kao i novi eksperimenti: FORMOSA[38] i FLArE[51].

Cilj teze je bio ispitivanje osetljivosti predloženog detektora, FASER-2, na čestice izvan Standardnog modela, primarno na tamni foton. Studiju je trebalo izvršiti za više različitih magnetskih scenarija i ispitati kako, i na koji način geometrija i jačina magnetnog polja mogu uticati na efikasnost detekcije čestica van Standardnog modela (u daljem tekstu BSM - eng. *Beyond Standard Model*). Samo istraživanje se,

dakle, sastojalo od ispitivanja efikasnosti detekcije tragova produkata raspada BSM čestica na izabranim lokacijama (tzv. *tracking* stanicama) u detektoru, njihove energetske (odnosno impulsne) distribucije, kao i ispitivanje separacija produkata raspada pre, i nakon prolaska kroz magnet, u transverzalnoj ravni kako bi se dobio uvid o rezoluciji detektora neophodnoj za razlikovanje tragova čestica. Rezultati su bazirani na Monte Karlo simulacijama pomoću kojih su događaji generisani, a zatim se Geant4[9] simulacioni softver koristio za analizu odgovora detektora na prolaz čestica ispitivanog modela kroz geometriju detektora.

Tokom perioda kolaboracije sa FASER-2 grupom mnogobrojne diskusije su bile pokrenute na temu veličine, oblika i jačine magneta koji će biti u sastavnom delu detektora. Potrebno je bilo odrediti koliko je fleksibilan izbor magnetskog scenarija FASER-2 detektora, tako da on ne utiče značajno na osetljivost na BSM modele. U sklopu master rada ispitivane su neke od mogućih opcija magneta. Osnovni magnetski scenario je bio tzv. SAMURAI-default pravougaoni magnet, baziran na magnetu SAMURAI spektrometra [53], sa dimenzijama 3 m \times 1 m i jačinom polja od 4 Tm. Glavni fokus istraživanja u tezi bio je postavljen na poređenje rezultata studija efikasnosti, separacija i, konačno, oblasti osetljivosti FASER-2 detektora u slučaju osnovnog, SAMURAI-default magnetskog scenarija sa njegovim redukovanim opcijama. SAMURAI Rectangular je magnet pravougaonog oblika, dimenzija 2.6 m \times 1 m, sa jačinom integrisanog magnetnog polja od 2 Tm. Drugi redukovani scenario je SAMURAI Squared sa dimenzijama 2 m \times 1.6 m i jačinom polja od 2 Tm. Prethodeći ovim studijama takođe je obavljeno i upoređivanje SAMURAI-style magnetskog scenarija, u osnovnim i redukovanim verzijama (3 m \times 1 m, jačina polja 2 Tm; 2.6 m \times 1 m, jačina polja 4 Tm; i 2.6 m \times 1 m, jačina polja 2 Tm), sa kružnim tipom magneta (koji će u daljem tekstu biti referenciran kao Industrial-style) baziranim na Toshiba Silicon Crystall pulling magnetima. Razmatrano je šest ovakvih kružnih scenarija: sa prečnikom 1.6 m i jačinom polja od 1.25 Tm, 1.90 Tm ili 2.50 Tm; sa prečnikom 2 m i jačinom polja, 1.25 Tm, 1.90 Tm ili 2.50 Tm.

Master rad je koncipiran tako da se u poglavlju: Teorijski uvod uvedu osnovni teorijski pojmovi fizike Standardnog modela, kao što su Lagranžev formalizam, gejdž invarijantnost i odgovarajuće grupe simetrija koje su povezane sa konciznim opisivanjem fundamentalnih interakcija, zatim Higsov mehanizam i spontano narušenje simetrije, i na kraju uvođenje tamnog sektora i potencijalnih načina proširivanja Lagranžijana Standardnog modela tako da se elementi tamne materije ufaktorišu. Poglavlje 3: Detekcija elementarnih čestica u fizici visokih energija - ima ulogu da uvede osnovne principe detekcije fundamentalnih čestica, kao i tipove detektora koji se koriste za te svrhe. Četvrto poglavlje uvodi osnovnu konfiguraciju LHC-a, mehanizam generisanja protona, njihovo sudaranje i pripremu za detekciju. Ovo poglavlje uvodi generalnu motivaciju za izgradnjom FASER (poglavlje 5), a kasnije i FASER-2 detektora, koja je opisana u poglavlju 6 zajedno sa konfiguracijom FASER-2 i njegovom potencijalnom osetljivošću na dugo-živeće čestice. Na kraju, poglavlje 7 i poglavlje 8 se bave detaljnijim prikazivanjem i diskusijom rezultata teze.

2 Teorijski uvod

2.1 Standardni model

Standardni model fizike čestica opisuje tri od četiri poznate fundamentalne interakcije i daje klasifikaciju elementarnih čestica. Ove fundamentalne interakcije su elektromagnetna i slaba (objašnjene elektro-slabom teorijom) i jaka interakcija koja je objašnjena kvantnom hromodinamikom, ili QCD (eng. *Quantum ChromoDynamics*).



Slika 1: Standardni model i čestice čije postojanje i modus interakcije ova teorija objašnjava. Preuzeto sa [63].

Po trenutnim shvatanjima, sva materija je sastojana od tri vrste čestica: leptona, kvarkova i medijatora. Postoji šest leptona, koji su klasificirani po svom naelektrisanju (Q), elektronskom broju (L_e) , mionskom broju (L_{μ}) i tau broju (L_{τ}) , gde se u literaturi često sreće i zajednički naziv za ova tri broja - leptonski broj (iako treba imati na umu da ne postoji jedan već tri vrste leptonskog broja). Oni su grupisani u tri generacije. Zajedno sa još šest anti-leptona, sa svim znakovima obrnutim, postoji ukupno 12 leptona.

Slično tome, kvarkovi imaju šest aromata: down , up , strange , charm , bottom i top i oni su takođe grupisani u tri generacije koje predstavljaju prve tri kolone sa slike 1. Ponovo, postoji isto toliko anti-kvarkova. Svaki kvark i anti-kvark dolaze u tri boje: crvena, zelena i plava (naboje boje nose gluoni) i isto toliko anti-boja.

Medijatori su prenosioci fundamentalnih interakcija. Fotoni su prenosioci elektromagnetne, dok su W^+, W^- i Z^0 prenosioci slabe interakcije. Jaka interakcija je morala da prođe kroz podosta re-modelovanja pre definitivog potvrđivanja gluona kao medijatora. Prvobitno se mislilo da su pioni prenosioci jake interakcije, jer bi protoni i neutroni ove čestice mogli da razmenjuju u reakcijama. Međutim, otkrićem teških mezona shvaćeno je da tako jednostavna slika ne može kompletno da opiše ove procese. Protoni i neutroni sada su mogli da razmenjuju ρ, η, K, ϕ mezone itd. Ubrzo je definisan i kvark model koji je pokazao da su mezoni, protoni i neutroni kompozitne čestice (koje se sastoje od kombinacija kvarkova i/ili anti-kvarkova) i da je samim tim modus njihove interakcije još složeniji. Da bi se na fundamentalnom nivou ispitivala jaka interakcija potrebno je posmatrati međudejstvo kvarkova, posredstvom gluona. Po Standardnom modelu postoji osam gluona i, pošto nose boju (naboj koji nije eksperimentalno merljiv ali se njegovo postojanje objašnjava upravo nastankom, interakcijom i generalnim postojanjem različitih aromata kvarkova), oni, kao ni kvarkovi, ne bi smeli da postoje kao slobodne čestice. Ovaj fenomen se u QCD-u naziva zarobljenost (eng. *confinement*), koji je posledica činjenice da intezitet jake interakcije raste sa rastojanjem te je energetski povoljnije dvojici kvarkova koji se razdvajaju da proizvedu novi par kvark - anti-kvark nego da se razdvoje.

Materija koja sačinjava svakodnevni svet sastoji se isključivo od elementarnih čestica prve generacije, up(u) i down(d) kvarkovi sačinjavaju protone (uud) i neutrone (ddu), a oni zajedno sa elektronom atome. Ipak postojanje više generacija elementarnih čestica jedna je od glavnih objašnjenja za dominaciju materije nad antimaterijom (više o tome, kao i detalniji pregled fizike Standardnog modela i elementarnih čestica mogu se naći u čuvenoj knjizi Davida J. Grifitsa[42]). Z^0 bozon pruža nepobitan dokaz o postojanju tri generacije čestica jer može da se raspadne (sa precizno izračunljivom verovatnoćom) na bilo koji, neutralni, kvark - anti-kvark ili lepton - anti-lepton par, ukoliko je masa čestice manja od polovine mase Z^0 bozona. Merenjem poluživota Z^0 mogu se prebrojati čestice koje imaju masu manju od 45 GeV/ c^2 . Što je takvih čestica više, to je kraći polu-život Z^0 bozona. Eksperimenti su pokazali da je život ovog bozona tačno onoliko dugačak koliko bi trebao da bude ukoliko postoje tri generacije. Ovde se nalaže kontra-argument: da bi kvarkovi i leptoni hipotetičke, četvrte generacije mogli da imaju masu veću od 45 GeV/ c^2 te i da ne utiču na poluživot Z^0 bozona, što je u potpunosti validna pretpostavka, ali je gotovo nemoguće zamisliti da korespodentni neutrino četvrte generacije takođe poseduje toliko veliku masu (kao što se može videti u tabeli 1, mase neutrina svih generacija su veoma male).

Treba napomenuti i činjenicu da SM nije u stanju da produkuje načine izračunavanja masa kvarkova i leptona. One su u ovoj teoriji samo empirijski brojevi, dobijeni na osnovu eksperimentalnih rezultata, ali bi kompletnija teorija trebala da bude u stanju da ih objasni, baš kao što je to moguće uraditi za mase atoma u periodnom sistemu elemenata.

Čestica	Oznaka	Masa $[MeV/c^2]$		
Leptoni				
Elektron	e	0.511		
Mion	μ	105.66		
Tau	τ	1776.86		
Elektronski Neutrino	ν_e	< 0.000002		
Mionski Neutrino	$ u_{\mu} $	< 0.17		
Tau Neutrino	$\nu_{ au}$	< 18.2		
Kvarkovi				
Up kvark	u	2.16		
Down kvark	d	4.67		
Charm kvark	c	1270		
Strange kvark	8	93		
Top kvark	t	173100		
Bottom kvark	b	4180		

Tabela 1: Mase leptona i kvarkova

Postoje mnoge teorije kao što su Supersimetrija, GUT (eng. *Grand Unification Theory*) koje proučavaju fiziku i izvan teorije SM (iako do sada nisu direktno podržane nikakvim eksperimentalnim rezultatima), ali, osim onih koji se tiču tamnog sektora, one prevazilaze domen ovog master rada, te neće biti detaljnije izložene.

2.1.1 Elektromagnetna interakcija i U(1) simetrija

Budući da je Standardni model, kao i mnoge teorije bazirane na kvantnoj teoriji polja, formulisan u Lagranževom formalizmu, gde se zapravo govori o gustini Lagranžijana kao funkciji polja i njihovih koordinata i vremenskih izvoda, u daljem tekstu će se pod Lagranžijanom podrazumevati gustina lagranžijana. U kvatnoj teoriji polja čestice se tretiraju kao polja, a Lagranžijan je funkcija polja ϕ_i i njihovih prostor-vremenskih izvoda: $\partial_{\mu}\phi_i = \frac{\partial \phi_i}{\partial x^{\mu}}$. Ojler-Lagranževe jednačine se generalizuju kao:

$$\partial_{\mu} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_{\mu} \phi_i)} \right) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi_i} \qquad (i = 1, 2, 3, ...)$$
(2.1)

Za razliku od klasične mehanike gde se Ojler-Lagranževe jednačine prirodno izvode, Lagranžijan u teoriji polja je nametnut. Samim tim oblik ove funkcije ne može biti proizvoljan već mora zadovoljavati određene uslove. Obzirom da kvantna teorija polja proističe iz relativističke kvantne mehanike, prirodno se nameće invarijantnost na Lorencove transformacije (tri Lorencova *boost*-a i tri Lorencove rotacije). Pored ove, neophodna je i invarijantnost na gejdž transformacije. Pod tim se podrazumeva prelazak sa globalne na

lokalnu invarijantnost. Dirakov Lagranžijan za spinorsko (spin $\frac{1}{2}$) polje:

$$\mathcal{L} = i\hbar c \overline{\psi} \gamma^{\mu} \partial_{\mu} \psi - m c^2 \overline{\psi} \psi \tag{2.2}$$

je invarijantan na globalnu transformaciju:

$$\psi \to e^{i\theta}\psi \tag{2.3}$$

gde je θ realan broj. Za kompleksno konjugovanu transformaciju bi se u eksponentu pojavio minus i dva faktora bi se potirala, ostavljajući Lagranžijan nepromenjenim. Međutim, u slučaju lokalnih transformacija ovaj fazni faktor θ , bi se razlikovao za svaku tačku prostor-vremena. Lagranžijan nije invarijantan na lokalnu transformaciju jer se pojavljuje dodatan član od izvoda po θ :

$$\partial_{\mu}(e^{i\theta}\psi) = i(\partial_{\mu}\theta)e^{i\theta}\psi + e^{i\theta}\partial_{\mu}\psi \tag{2.4}$$

Dalje se može pokazati da, tretiranje slobodnog Dirakovog Lagranžijana za naelektrisanu česticu opisuje deo Lagranžijana Standardnog modela koji se bavi elektrodinamikom.

Ukoliko se posmatra naelektrisana čestica koju opisuje Dirakov slobodni Lagranžijan, iz njenog faznog faktora se može definisati $\lambda(x) = -\frac{\hbar c}{q}\theta(x)$, i ponovo raspisati lokalna transformacija. Nakon nje, Lagranžijan postaje:

$$\mathcal{L} \to \mathcal{L} + (q\overline{\psi}\gamma^{\mu}\psi)\partial_{\mu}\lambda \tag{2.5}$$

Ovde se javlja suštinska razlika u odnosu na klasičnu mehaniku. Zahtevanjem invarijantnosti na lokalne transformacije, mora se dodati još jedan član na Dirakov Lagranžijan, koji će biti oblika:

$$\mathcal{L} = [i\hbar c \overline{\psi} \gamma^{\mu} \partial_{\mu} \psi - mc^2 \overline{\psi} \psi] - (q \overline{\psi} \gamma^{\mu} \psi) A_{\mu}$$
(2.6)

Gde je A_{μ} novo polje koje se menja u skaldu sa lokalnom faznom transformacijom ψ :

$$A_{\mu} \to A_{\mu} + \partial_{\mu}\lambda \tag{2.7}$$

Dakle, ovaj novi Lagranžijan je sada u potpunosti invarijantan na lokalne transformacije ali on predviđa postojanje novog vektorskog polja koje se spreže sa ψ kroz poslednji član u jednačini 2.6. Međutim, ova jednačina 2.6, da bi se dobio pun Lagranžijan, mora biti proširena i sa slučajem slobodnog polja A^{μ} . Sada je Lagranžijan je upravo onaj koji odgovara EM polju:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{16} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \frac{1}{8\pi} (\frac{mc}{\hbar})^2 A^{\nu} A_{\nu}$$
(2.8)

gde se za m = 0 dobijaju Maksvelove jednačine za prazan prostor (u tenzorskom obliku). To da je neophodno staviti da m = 0 se i 'prirodno' nameće samim zahtevanjem lokalne invarijantnosti jer, iako $F^{\mu\nu} = \partial^{\mu}A^{\nu} - \partial^{\nu}A^{\mu}$ jeste gejdž invarijantno, $A^{\nu}A_{\nu}$ nije, te novo polje mora biti bez mase.

Dakle, ako se počne sa Dirakovim Lagranžijanom i zahteva lokalna fazna invarijantnost, neophodno je uvesti i bezmaseno vektorsko polje (A^{μ}) i kompletan Lagranžijan postaje:

$$\mathcal{L} = \left[i\hbar c\bar{\psi}\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\psi - mc^{2}\bar{\psi}\psi\right] - \left[\frac{1}{16\pi}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}\right] - \left(q\bar{\psi}\gamma^{\mu}\psi\right)A_{\mu}$$
(2.9)

Gde je A^{μ} elektromagnetni potencijal. Poslednja dva člana generišu Maksvelov Lagranžijan sa gustinom struje:

$$J^{\mu} = cq(\overline{\psi}\gamma^{\mu}\psi) \tag{2.10}$$

Sam akt zahtevanja invarijantnosti na lokalne fazne transformacije, primenjen na Dirakov Lagranžijan generiše čitavu elektrodinamiku i specifira struju proizvedenu od strane Dirakovih čestica.

Ideja lokalne gejdž invarijantnosti poznata je još od Hermana Vejla, 1918. godine ali je njen potencijal uviđen tek sedamdesetih godina prošlog veka. Početna tačka (globalna fazna transformacija) može da se posmatra kao množenje ψ sa 1×1 unitarnom matricom:

$$\psi \to U\psi$$
, gde je $U^{\dagger}U = 1$, $U = e^{i\theta}$ (2.11)

Grupa svih takvih matrica koje generišu ovu transformaciju se zove 'U(1) gejdž invarijantna grupa'. Ova terminologija je korisna zato što su Jang i Mils primenili istu strategiju (insistirajući da globalna invarijantnost bude održana lokalno) na grupu SU(2) i kasnije je proširena na SU(3).

U slučaju 2 polja sa spinom $\frac{1}{2}$, ψ_1 i ψ_2 , u odsustvu bilo kakve interakcije njihov Lagranžijan će biti:

$$\mathcal{L} = \left[i\hbar c\bar{\psi}_1\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\psi_1 - m_1c^2\bar{\psi}_1\psi_1\right] + \left[i\hbar c\bar{\psi}_2\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\psi_2 - m_2c^2\bar{\psi}_2\psi_2\right]$$
(2.12)

Što je suma dva Dirakova Lagranžijana (primenom Ojler-Lagranževih jednačina na ovaj Lagranžijan dobija se da i ψ_1 i ψ_2 zadovoljavaju Dirakovu jednačinu). Ovaj izraz se može znatno jednostavnije napisati ukoliko oba polja budu predstavljena kao komponentne vektora, gde je svaka kolona drugo polje. Lagranžijan postaje:

$$\mathcal{L} = \left[i\hbar c\bar{\psi}\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\psi - c^{2}\bar{\psi}M\psi\right]$$
(2.13)

Gde su:

$$M = \begin{pmatrix} m_1 & 0\\ 0 & m_2 \end{pmatrix}, \qquad \psi = \begin{pmatrix} \psi_1\\ \psi_2 \end{pmatrix}, \qquad \bar{\psi} = \begin{pmatrix} \bar{\psi}_1 & \bar{\psi}_2 \end{pmatrix}$$
(2.14)

Ovaj izraz izgleda identično kao i Dirakov Lagranžijan za jednu česticu. Međutim, Lagranžijan ovde uzima generalniju formu globalne invarijantnosti nego pre:

$$\psi \to U\psi \qquad U^{\dagger}U = 1 \qquad \bar{\psi} \to \bar{\psi}U^{\dagger}$$
 (2.15)

Te je kombinacija $\bar{\psi}\psi$ invarijantna. Kao što i bilo koji kompleksni broj sa modulom jedan može biti napisan u formi $e^{i\theta}$, sa realnim θ , tako i bilo koja unitarna matrica može biti napisana u formi $U = e^{i\mathcal{H}}$, gde \mathcal{H} mora biti ermitska matrica. Najopštija ermitska 2 × 2 matrica može biti izražena preko četiri realna broja a_1, a_2, a_3 i θ , odnosno:

$$\mathcal{H} = \theta \mathbb{1} + \sigma \cdot \mathbf{a} \tag{2.16}$$

Gde je 1 jedinična 2×2 matrica, a $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ su Paulijeve matrice, te se unitarna matrica može napisati u obliku:

$$U = e^{i\theta} e^{i\sigma \cdot \mathbf{a}} \tag{2.17}$$

Pošto je u prethodnom poglavlju opisana posledica fazne transformacije, u ovom će fokus bit na transformacijma u obliku:

$$\psi \to e^{i\sigma \cdot \mathbf{a}}\psi$$
 globalna SU(2) transformacija (2.18)

Jang i Mils su transformisali globalnu invarijantnost u lokalnu, primenivši Vejlovu strategiju na suptilniji način. Prvi korak ka tome jeste da se parametri **a** puste da budu funkcije od x^{μ} (kao i pre dobija se da $\lambda(x) = -(\hbar c/q)\mathbf{a}(x)$) gde je q neka konstanta sprezanja analogna električnom naboju. Lokalna transformacija poprimava oblik:

$$\psi \to S\psi$$
, gde je $S \equiv e^{-iq\sigma \cdot \lambda(x)/\hbar c}$ lokalna SU(2) transformacija (2.19)

Za sad \mathcal{L} nije invarijantan na lokalne transformacije, jer se iz izvoda dobija:

$$\partial_{\mu}\psi \to S\partial_{\mu}\psi + (\partial_{\mu}S)\psi$$
 (2.20)

Sada se moraju uvesti tri gejdž polja \mathbf{A}_{μ} i da se izvod zameni tzv. kovarijantnim izvodom:

$$\mathcal{D}_{\mu} \equiv \partial_{\mu} + i \frac{q}{\hbar c} \sigma \cdot \mathbf{A}_{\mu}, \qquad \qquad \mathcal{D}\psi \to S(\mathcal{D}_{\mu}\psi) \tag{2.21}$$

Ako su gejdž polja takvog oblika da važe transformacije (2.21) onda je Lagranžijan invarijantan. Aproksimativno transformaciono pravilo je takvo da, u ograničavajućem slučaju jako malog λ za koje se S može razviti u red i zadržati se na članovima prvog reda:

$$S \cong 1 - \frac{iq}{\hbar c} \sigma \cdot \lambda, \quad S^{-1} \cong 1 + \frac{iq}{\hbar c} \sigma \cdot \lambda, \quad \partial_{\mu} S \cong -\frac{iq}{\hbar c} \sigma \cdot \partial_{\mu} \lambda$$
 (2.22)

U ovoj aproksimaciji dobija se:

$$\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{A}'_{\mu} \cong \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{A}_{\mu} + \frac{iq}{\hbar c} \left[\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{A}_{\mu}, \boldsymbol{\sigma} \cdot \lambda \right] + \boldsymbol{\sigma} \cdot \partial_{\mu} \lambda$$
(2.23)

Odakle računanjem komutatora sledi (Problem 4.20 u [42]):

$$A_{\mu} \cong A_{\mu} + \partial_{\mu}\lambda + \frac{2q}{\hbar c} \left(\lambda \times \mathbf{A}_{\mu}\right)$$
(2.24)

I rezultujući Lagranžijan postaje:

$$\mathcal{L} = i\hbar c\bar{\psi}\gamma^{\mu}\mathcal{D}_{\mu}\psi - mc^{2}\bar{\psi}\psi = \left[i\hbar c\bar{\psi}\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\psi - mc^{2}\bar{\psi}\psi\right] - \left(q\bar{\psi}\gamma^{\mu}\sigma\psi\right)\cdot\mathbf{A}_{\mu}$$
(2.25)

On je invarijantan na lokalne transformacije, ali predviđa postojanje tri nova vektorska polja $\mathbf{A}^{\mu} = (A_1^{\mu}, A_2^{\mu}, A_3^{\mu})$ i oni, zahtevaju svoja tri slobodna Lagranžijana:

$$\mathcal{L}_{A} = -\frac{1}{16\pi} F_{1}^{\mu\nu} F_{\mu\nu1} - \frac{1}{16\pi} F_{2}^{\mu\nu} F_{\mu\nu2} - \frac{1}{16\pi} F_{3}^{\mu\nu} F_{\mu\nu3} = -\frac{1}{16\pi} F^{\mu\nu} \cdot F_{\mu\nu}$$
(2.26)

Ovde su tro-vektorski indeksi korišteni da označe indekse čestica. Maseni član

$$\frac{1}{8\pi} \left(\frac{m_A c}{\hbar}\right)^2 \mathbf{A}^{\nu} \cdot \mathbf{A}_{\nu} \tag{2.27}$$

se opet izuzima kako bi se održala lokalna gejdž invarijantnost, tj. nameće se da ova polja moraju imati masu. Ali ovoga puta mora se modifikovati $F^{\mu\nu} = \partial^{\mu}A^{\nu} - \partial^{\nu}A^{\mu}$ jer i sa takvom definicijom Lagranžijan gejdž polja neće biti invarijantan. Umesto toga:

$$\mathbf{F}^{\mu\nu} \equiv \partial^{\mu} \mathbf{A}^{\nu} - \partial^{\nu} \mathbf{A}^{\mu} - \frac{2q}{\hbar c} \left(\mathbf{A}^{\mu} \times \mathbf{A}^{\nu} \right)$$
(2.28)

Pod infinitezimalnim gejdž transformacijama:

$$\mathbf{F}^{\mu\nu} \to \mathbf{F}^{\mu\nu} + \frac{2q}{\hbar c} (\lambda \times \mathbf{F}^{\mu\nu}) \tag{2.29}$$

Dakle: Potpuni Jang-Mils Lagranžijan je invraijantan pod lokalnim SU(2) gejdž transformacijama i opisuje interakciju dva Dirakova polja jednakih masa sa tri bezmasena vektorska gejdž polja.

$$\mathcal{L} = \left[i\hbar c\bar{\psi}\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\psi - mc^{2}\bar{\psi}\psi\right] - \frac{1}{16\pi}\mathbf{F}^{\mu\nu}\cdot\mathbf{F}_{\mu\nu} - \left(q\bar{\psi}\gamma^{\mu}\boldsymbol{\sigma}\psi\right)\cdot\mathbf{A}_{\mu}$$
(2.30)

Iako je Jang - Milsova teorija po strategiji slična Vejlovoj teoriji (u smislu zahtevanja da globalna transformacija važi lokalno) njena implementacija je suptilnija iz dva razloga: 1) zbog pravila za loklanu transoformaciju gejdž polja, i 2) zbog izraza za $F^{\mu\nu}$ preko A^{μ} . Ovde se obe komplikacije javljaju zbog činjenice da je grupa u pitanju ne-Abelova. Jang - Milsova teorija je značajna jer se u fizici elementarnih čestica često sreću grupe simetrije, a proširavanje ne-Abelovih gejdž teorija na više redove simetrije je trivijalnije. Sama teorija kao takva i nije imala direktne praktične koristi jer predviđa postojanje dva polja čestica istog spina i mase. Istorijski su Jang i Mils na umu imali protone i neutrone, gde bi se mala razlika u masama pripisala elektromagnetnom narušenju simetrije. Jang - Milsova teorija će se opet pominjati u narednim poglavljima budući da će ona konačno, preko Higsovog mehanizma, uspeti da opiše slabu interakciju koja, nakon spontanog narušenja simetrije, ima tri masena gejdž bozona.

2.1.3 Hromodinamika i SU(3) simetrija

Danas je poznato da svaki aromat kvarka ima tri boje: crvenu, zelenu i plavu. Hadroni su čestice koje se sastoje od tri kvarka a mezoni od kvarka i anti-kvarka. 'Nosioci' ovog naboja boje se zovu gluoni, i oni uvek nose jedan par boje anti-boje.

Analognim postupcima i zahtevima lokalne gejdž invarijantnosti, može se videti kako gejdž simetrija opisuje ove čestice, a samim tim i jaku interakciju. Svaki aromat kvarka postoji u tri boje i iako različiti aromati kvarka imaju različitu masu, tri boje datog aromata imaju istu težinu, te je slobodni Lagranžijan oblika:

$$\mathcal{L} = \begin{bmatrix} i\hbar c\bar{\psi}_r \gamma^\mu \partial_\mu \psi_r - mc^2 \bar{\psi}_r \psi_r \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} i\hbar c\bar{\psi}_b \gamma^\mu \partial_\mu \psi_b - mc^2 \bar{\psi}_b \psi_b \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} i\hbar c\bar{\psi}_g \gamma^\mu \partial_\mu \psi_g - mc^2 \bar{\psi}_g \psi_g \end{bmatrix}$$
(2.31)

Kao i u prethodnom poglavlju notacija se može pojednostaviti uvođenjem, sada vektora ψ sa tri vrste i jednom kolonom (odnosno obrnuto za njegovog kompleksno - konjugovanog parnjaka) i raspisivanjem Lagranžijana koji će, ponovo, imati isti oblik kao Dirakov Lagranžijan. Svaka komponenta ovog vektora je Dirakov četvoro-komponentni spinor. Isto kao što jedno-čestični Dirakov Lagranžijan ima globalnu U(1) faznu invarijantnost, i dvo-čestični (sa jednakim masama) Lagranžijan iz Jang-Milsove teorije ima U(2) invarijantnost, tako i ovaj tro-čestični (sa jednakim masama) Lagranžijan ima U(3) simetriju. Odnosno invarijantan je na date transofrmacije:

$$\psi \to U\psi \qquad \bar{\psi} \to \bar{\psi}U^{\dagger} \qquad U^{\dagger}U = 1$$
 (2.32)

Budući da i dalje važe pomenuta pravila o izražavanju bilo koje unitarne matrice kao eksponirane ermitske matrice (samo su sada matrice dimenzija 3×3) a bilo koja ermitska matrica može biti napisana preko devet realnih brojeva a_1, \dots, a_8 i θ :

$$\mathcal{H} = \theta \mathbb{1} + \lambda \cdot \mathbf{a} \tag{2.33}$$

G
de su λ Gel-Manove matrice:

$$\lambda^{1} = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \lambda^{2} = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda^{3} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$
$$\lambda^{4} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \lambda^{5} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda^{6} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}$$
$$\lambda^{7} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix} \lambda^{8} = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}$$
(2.34)

Te je $U = e^{i\theta}e^{i\lambda \cdot a}$ Ovde, neće biti reči o faznoj invarijantnosti budući da je već pomenuta u ranijim poglavljima, već o drugom članu koji predstavlja matricu sa determinantom jedan i pripada SU(3) grupi. Dakle zahteva se invarijantnost na SU(3) transformacije, kao globalna simetrija čije se lokalno održavanje nameće. Ponovnim modifikovanjem Lagranžijana kako bi bio invarijantnan na lokalne SU(3) transformacije:

$$\psi \to S\psi$$
, gde je $S \equiv e^{-iq\lambda \cdot \phi(x)/\hbar c}$ (2.35)

Zamenom običnog izvoda sa 'kovarijantnim' $\mathcal{D}_{\mu} \equiv \partial_{\mu} + i \frac{q}{\hbar c} \lambda \cdot \mathbf{A}_{\mu}$ i pripisivanje gejdž poljima \mathbf{A}_{μ} (kojih ima osam) transformaciono pravilo je takvo da : $\mathcal{D}_{\mu}\psi \to S(\mathcal{D}_{\mu}\psi)$, što ponovo podrazumeva:

$$\lambda \cdot \mathbf{A}'_{\mu} = S(\lambda \cdot A_{\mu})S^{-1} + i(\frac{\hbar c}{q})(\partial_{\mu}S)S^{-1}$$
(2.36)

Što u infinitezimalnom slučaju daje izraz:

$$\mathbf{A}'_{\mu} \cong \mathbf{A}_{\mu} + \partial_{\mu}\phi + \frac{2q}{\hbar c}(\phi \times \mathbf{A}_{\mu})$$
(2.37)

Samo što, ovde, notacija za vektorski proizvod podrazumeva:

$$(\mathbf{B} \times \mathbf{C})_i = \sum_{j,k=1}^8 f_{ijk} B_j C_k \tag{2.38}$$

Gde su f_{ijk} konstante strukture SU(3) grupe: $[\lambda^{\alpha}, \lambda^{\beta}] = 2if^{\alpha\beta\gamma}\lambda^{\gamma}$. Modifikovani Lagranžijan nakon dodavanja slobodnog Lagranžijana (ovo ne znači da postoji deo Lagranžijana za slobodne gluone (gluoni, kao i kvarkovi, ne mogu biti primećeni slobodni u prirodi zbog dometa jake interakcije) već samo predstavlja Lagranžijan koji bi prirodno sledio iz Ojler-Lagranževih jednačina bez bilo kakvog dodatnog člana kojim bi se obezbedila lokalna invarijantnost faze) ima ovakav oblik:

$$\mathcal{L} = \left[i\hbar c\bar{\psi}\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\psi - mc^{2}\bar{\psi}\psi\right] - \frac{1}{16\pi}\mathbf{F}^{\mu\nu}\cdot\mathbf{F}_{\mu\nu} - \left(q\bar{\psi}\gamma^{\mu}\lambda\psi\right)\cdot\mathbf{A}_{\mu}$$
(2.39)

On je invarjinatan na lokalne SU(3) gejdž transformacije i opisuje tri Dirakova polja jednake mase (tri boje kvarkovog ukusa) u interakciji sa osam bez-masenih vektorskih polja (gluona).Dirakova polja čine osam struja boje koja služe kao izvori polja boje (A_{μ}) , na isti način kao što električna struja služi kao izvor elektromagnetnih polja.

$$J^{\mu} \equiv cq(\bar{\psi}\gamma^{\mu}\lambda\psi) \tag{2.40}$$

Ovde opisana teorija je veoma slična Jang-Milsovoj. Na osnovu današnjih saznanja veruje se da tačno opisuje jaku interakciju.

2.1.4 Higsov mehanizam i spontano narušenje simetrije

Dakle, postavljanjem uslova gejdž invarijantnosti dobija se uslov da gejdž polja moraju biti bez mase, što savršeno opisuje elektromagnetnu i jaku interakciju. Međutim, gejdž bozoni slabe interakcije, W^+, W^-, Z^0 poseduju znatnu, ne-nultu masu. Eksploatacijom Higsovog mehanizma i spontanog narušenja simetrije gejdž teorija se može modifikovati tako da opisuje i masivna gejdž polja.

Polaskom od Lagranžijana za skalarno polje ϕ :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\partial_{\mu} \phi) (\partial^{\mu} \phi) + e^{-(\alpha \phi)^2}$$
(2.41)

Gde je α neka realna konstanta. Ovde naizgled nema masenog člana, što može da navede na mišljenje da je polje bez mase. Međutim ukoliko se razvije ovaj eksponencijal u red dobija se:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\partial_{\mu} \phi) (\partial^{\mu} \phi) + 1 - \alpha^{2} \phi^{2} + \frac{1}{2} \alpha^{4} \phi^{4} - \frac{1}{6} \alpha^{6} \phi^{6} + \dots$$
(2.42)

Jedinica je ovde irelevantna jer konstantni članovi nemaju fizičkog uticaja na jednačine polja. Međutim, drugi član izgleda identično kao i maseni član u Klajn-Gordonovoj jednačini:

$$[\partial_{\mu}\partial^{\mu} + (\frac{mc}{\hbar})^2]\phi = 0 \qquad \text{KG jednačina za spin} = 0 \text{ česticu}$$
(2.43)

Klajn-Gordonov Lagranžijan za skalarno, spin 0, polje je oblika:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\partial_{\mu} \phi) (\partial^{\mu} \phi) - \frac{1}{2} (\frac{mc}{\hbar})^2 \phi^2$$
(2.44)

Gde je realna konstanta $\alpha^2 = \frac{1}{2} (mc/\hbar)^2$. Ovo je jedan od načina na koji se maseni član može 'sakriti' u Lagranžijanu. Za sledeći član Lagranžijana važi :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\partial_{\mu} \phi) (\partial^{\mu} \phi) + \frac{1}{2} \mu^{2} \phi^{2} - \frac{1}{4} \lambda^{2} \phi^{4}$$
(2.45)

Gde su μ i λ realne konstante. Drugi član je analogan masenom članu Klajn - Gordonovog Lagranžijana za spin 0 česticu iz jednačne 2.44 samo je znak obrnut! U kvantnoj teoriji polja, polja su tretirana kao fluktuacije oko osnovnog stanja, koje se naziva vakuumsko stanje. Za do sada razmatrane Lagranžijane konfiguracija polja je takva da je vakuumsko stanje - stanje minimalne energije, uvek bilo, trivijalno, $\phi = 0$. Ali za jednačinu 2.45 $\phi = 0$ nije osnovno stanje. Osnovno stanje se može odrediti ako se Lagranžijan ponovo posmatra kao razlika kinetičke i potencijalne energije. Gde su izvodi po ϕ kinetički članovi a ostali opsiuju potencijalnu energiju. Minimum potencijalne energije će biti za:

$$\phi = \pm \frac{\mu}{\lambda} \tag{2.46}$$

Zbog toga je neophodno formulisati novu varijablu, jer je polje koje se razmatra zapravo eksitacija, odnosno devijacija od ovog stanja, te:

$$\eta = \phi \pm \frac{\mu}{\lambda} \tag{2.47}$$

Što daje Lagranžijan u kom maseni član ima isti znak kao i u jednačini 2.44:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\partial_{\mu} \eta) (\partial^{\mu} \eta) - \mu^{2} \eta^{2} \pm \mu \lambda \eta^{3} - \frac{1}{4} \lambda^{2} \eta^{4} + \frac{1}{4} (\mu^{2} / \lambda)^{2}$$
(2.48)

Gde je, na osnovu poređenja sa jednačinom 2.44, masa čestice data sa $m = \sqrt{2}\mu\hbar/c$. Ovde je značajno primetiti da Lagranžijani 2.45 i 2.48 predstavljaju isti fizički sistem, samo sa drugom notacijom. Prvobitna verzija nije pogodna za Fajnmenov kalkulus (neophodan za opisivanje interakcija čestica), jer je on baziran na perturbacionoj teoriji, a perturbacioni red po ϕ ne bi konvergirao. Dakle kako bi bilo moguće da se razčlane članovi kuplovanja (još se zovu i verteksni članovi) i maseni članovi neophodno je naći minimum potencijalne energije i izraziti polje kao odstupanje od tog minimuma. Ovo sve proizilazi od načina na koji je definisano polje u kvantnoj teoriji polja. Ovaj pristup je veoma suptilna demonstracija fenomena koji se u teoriji naziva spontano narušenje simetrije. Originalni Lagranžijan iz 2.45 je paran, tj. invarijantan na $\phi \rightarrow -\phi$, dok preformulisani Lagranžijan nije paran za η , odnosno simetrija se narušila. Skup svih osnovnih stanja zadovoljava invarijantnost ali je neophodno izabrati samo jedno. Upravo zato se narušenje zove spontanim, jer nikakav spoljašnji uticaj nije izazvao ovaj fenomen.

Spontano narušenje koje je do sada posmatrano je odrađeno za diskretnu simetriju, sa dva osnovna stanja. Još interesantnije je razmatrati kontinualne simetrije. Može se, na primer, razmatrati sledeći Lagranžijan sa kontinualno narušenom simetrijom:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \left(\partial_{\mu} \phi_1 \right) \left(\partial^{\mu} \phi_1 \right) + \frac{1}{2} \left(\partial_{\mu} \phi_2 \right) \left(\partial^{\mu} \phi_2 \right) + \frac{1}{2} \mu^2 \left(\phi_1^2 + \phi_2^2 \right) - \frac{1}{4} \lambda^2 \left(\phi_1^2 + \phi_2^2 \right)^2$$
(2.49)

Ovo je identična situacija kao i pre, samo što sada postoje dva polja ϕ_1 i ϕ_2 i zato što Lagranžijan uključuje samo sume kvadrata on je invarijantan na rotacije u (ϕ_1, ϕ_2) prostoru. Kada se odavde izdvoji potencijalna energija i nađe njen minimum dobija se da minimumi leže na krugu:

$$\phi_{1\min}^2 + \phi_{2\min}^2 = \mu^2 / \lambda^2 \tag{2.50}$$

Razvojem oko određenog osnovnog stanja, može se izabrati:

$$\phi_{1min} = \mu/\lambda; \qquad \phi_{2min} = 0 \tag{2.51}$$

I, kao i pre, uvođenjem novih polja koja su fluktuacije oko vakuumskih stanja:

$$\eta \equiv \phi_1 - \mu/\lambda; \qquad \xi \equiv \phi_2 \tag{2.52}$$

Prepisivanjem Lagranžijana u novoj notaciji dobija se:

$$\mathcal{L} = \left[\frac{1}{2} \left(\partial_{\mu} \eta\right) \left(\partial^{\mu} \eta\right) - \mu^{2} \eta^{2}\right] + \left[\frac{1}{2} \left(\partial_{\mu} \xi\right) \left(\partial^{\mu} \xi\right)\right] - \left[\mu \lambda \left(\eta^{3} + \eta \xi^{2}\right) + \frac{\lambda^{2}}{4} \left(\eta^{4} + \xi^{4} + 2\eta^{2} \xi^{2}\right)\right] + \frac{\mu^{4}}{4\lambda^{2}}$$

$$(2.53)$$

Prvi član je slobodni Klajn-Gordonov Lagranžijan za polje η , koje evidentno nosi masu $m = \sqrt{2}\mu\hbar/c$, dok je drugi član slobodni Lagranžijan za polje ξ koje je evidentno bez mase. Treći član definiše pet mogućih sprezanja, tj. načina interakcija dva polja:



Slika 2: Pet mogućih kuplovanja dva skalarna polja η i ξ . Iz [42]

Poslednji član je, zato što je konstanta, irelevantan. U ovoj formi, Lagranžijan uopšte ne izgleda simetrično, može se reći da je simetrija 'sakrivena' izborom određenog vakuumskog stanja. Ovde je interesantno primetiti da je jedno od polja automatski bez mase. Što je upravo nešto što predviđa Goldstonova teorema - da spontano narušenje kontinualne globalne simetrije uvek biva propraćeno javljanjem jednog ili više skalara bez mase i spina. Te čestice se u literaturi zovu Goldstonovi bozoni, za više pročitati [40]. U pokušaju da se sponatnim narušenjem simetrije objasni masa bozona slabe interakcije dobija se novi skalarni bozon bez mase, međutim takva elementarna čestica nije predviđena i ne bi trebala da postoji. Situacija se drastično menja kada se spontano narušenje simetrije primeni na lokalnu gejdž invarijantnost.

Prethodno pomenuti Lagranžijan se kompaktnije može zapisati kao Lagranžijan jednog kompleksnog polja $\phi \equiv \phi_1 + i\phi_2$ tako da je $\phi * \phi = \phi_1^2 + \phi_2^2$. U ovoj notaciji Lagranžijan je:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\partial_{\mu} \phi)^{*} (\partial^{\mu} \phi) + \frac{1}{2} \mu^{2} (\phi^{*} \phi) - \frac{1}{4} \lambda^{2} (\phi^{*} \phi)^{2}$$
(2.54)

I rotaciona simetrija (u terminima teorije grupa ona je SO(2) simetrija) je postala spontano narušena i postaje invarijantna na U(1) fazne transformacije: $\phi \to e^{i\theta}\phi$ (što je identična simetrija razmatrana u elektromagnetnoj interakciji) samo što se sada radi o skalarnim poljima a ne o spinorima. Na identičan način može se nametnuti uslov da Lagranžijan bude invarijantan na lokalne transformacije gde je $\theta = \theta(x)$. Na isti način kao i ranije ubacivanjem kovarijantnog izvoda:

$$\mathcal{D}_{\mu} = \partial_{\mu} + i \frac{q}{\hbar c} A_{\mu} \tag{2.55}$$

Te se dobija izraz:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \left([\partial_m u - \frac{iq}{\hbar} A_\mu] \phi^* \right) \left([\partial_m u + \frac{iq}{\hbar} A^\mu] \phi^* \right) + \frac{1}{2} \mu^2 (\phi^* \phi) - \frac{1}{4} \lambda^2 (\phi^* \phi)^2 - \frac{1}{16\pi} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}$$
(2.56)

Povanljanjem prethodnog postupka, definišući nova polj
a $\eta\equiv\phi_1-\mu/\lambda;\xi\equiv\phi_2$ Lagranžijan postaje:

$$\mathcal{L} = \left[\frac{1}{2} \left(\partial_{\mu}\eta\right) \left(\partial^{\mu}\eta\right) - \mu^{2}\eta^{2}\right] + \left[\frac{1}{2} \left(\partial_{\mu}\xi\right) \left(\partial^{\mu}\xi\right)\right] + \left[-\frac{1}{16\pi}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \frac{1}{2} \left(\frac{q}{\hbar c}\frac{\mu}{\lambda}\right)^{2}A_{\mu}A^{\mu}\right] + \left\{\frac{q}{\hbar c}\left[\eta \left(\partial_{\mu}\xi\right) - \xi \left(\partial_{\mu}\eta\right)\right]A^{\mu} + \frac{\mu}{\lambda} \left(\frac{q}{\hbar c}\right)^{2}\eta \left(A_{\mu}A^{\mu}\right) + \frac{1}{2} \left(\frac{q}{\hbar c}\right)^{2} \left(\xi^{2} + \eta^{2}\right) \left(A_{\mu}A^{\mu}\right) - \lambda\mu \left(\eta^{3} + \eta\xi^{2}\right) - \frac{1}{4}\lambda^{2} \left(\eta^{4} + 2\eta^{2}\xi^{2} + \xi^{4}\right)\right\} + \left(\frac{\mu}{\lambda}\frac{q}{\hbar c}\right) \left(\partial_{\mu}\xi\right)A^{\mu} + \left(\frac{\mu^{2}}{2\lambda}\right)^{2}$$

$$(2.57)$$

Prva linija opisuje, kao i pre, skalarnu česticu η , mase $\sqrt{2}\mu\hbar/c$, i Goldstonov bozon ξ . Druga linija opisuje slobodno gejdž polje A^{μ} , *ali* je ono sada dobilo masu!

$$m_A = 2\sqrt{\pi} (\frac{q\mu}{\lambda c^2}) \tag{2.58}$$

Dok član u uglastim zagradama predstavlja različite načine kuplovanja η, ξ i A^{μ} .

Interesantno je razmatrati odakle je masa A^{μ} došla: originalni Lagranžijan 2.56 sadrži član oblika $\phi^* \phi A_{\mu} A^{\mu}$ koji bi, u odsustvu spontatnog narušenja simetrije, predstavljao sprezanje kao sa slike 3:



Slika 3: Sprezanje $\phi^* \phi A_\mu A^\mu$. Iz [42]

Ali kada se osnovno stanje 'pomeri' i polje ϕ_1 pokupi konstantan član, ovaj deo Lagranžijana postaje maseni. Međutim, takođe preostaje i Goldstonov bozon ξ , i ovaj član u Lagranžijanu: $(\frac{\mu q}{\lambda \hbar c})(\partial_{\mu}\xi)A^{\mu}$. Ako bi se oni interpretirali kao interakcija, ona bi dovodila do verteksa u obliku slike 5:



Slika 4: Verteks u kom se ξ pretvara u A. Iz [42]

U kom se ξ pretvara u A. Bilo kakav član ovog tipa, obično nalaže da je pogrešno identifikovana fundamentalna čestica u teoriji. Međutim, ovaj problem se može rešiti transformisanjem polja ϕ i njihovim razbijanjem na realne i imaginarne delove:

$$\phi \to \phi' = (\cos\theta + i\sin\theta)(\phi_1 + i\phi_2) \tag{2.59}$$

Biranjem, $\theta = -tan^{-1}(\phi_1/\phi_2)$ dobija se da je ϕ' realno, tj. da je $\phi'_2 = 0$. Gejdž polje A^{μ} će se transformisati na odgovarajući način, ali će Lagranžijan ostati invarijantan tj. isti, jedina razlika je što je sada $\xi = 0$. Tako da se u ovom gejdžu, Lagranžijan svodi na:

$$\mathcal{L} = \left[\frac{1}{2}(\partial_{\mu}\eta)(\partial^{\mu}\eta) - \mu^{2}\eta^{2}\right] + \left[-\frac{1}{16}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \frac{1}{2}\left(\frac{q\mu}{c\hbar\lambda}\right)^{2}A_{\mu}A^{\mu}\right] + \left[\frac{\mu}{\lambda}\left(\frac{q}{\hbar c}\right)^{2}\eta(A_{\mu}A^{\mu}) + \frac{1}{2}\left(\frac{q}{\hbar c}\right)^{2}\eta^{2}(A_{\mu}A^{\mu}) - \lambda\mu\eta^{3} - \frac{1}{4}\lambda^{2}\eta^{4}\right] + \left(\frac{\mu^{2}}{2\lambda}\right)^{2}$$

$$(2.60)$$

Dakle, efikasnim izborom gejdža eliminisan je Goldstonov bozon i preostalo je jedno maseno, skalarno polje (Higsovo polje). Upravo ovo predstavlja mehanizam kojim se dobijaju i masena gejdž polja, što pokazuje da se sve fundamentalne interakcije (izuzev, za sada, gravitaciona) mogu opisati lokalnim gejdž teorijama.

Konačna gejdž grupa Standardnog modela bi bila:

$$G = SU(3) \times SU(2) \times U(1) \tag{2.61}$$

Detekcija Higsovog bozona, objavljena je od strane ATLAS i CMS kolaboracija 2012. godine[39], nakon 2 godine prikupljanja podataka nastalih pp sudarima u LHC-u, čime je, još jednom, dokazan uspeh teorije Standardnog modela.

Ovim teorijskim uvodom, uvedeni su osnovni pojmovi neophodni za razumevanje daljih modela. Ukupan Lagranžijan je znatno kompleksniji od delova koji su viđeni do sada, ali je on postao takav zato što su se tokom godina eksperimentalno javile pojave koje je trebalo opisati i ispostavilo se da se *novi* članovi Lagranžijana uklapaju sa ovim 'fundamentalnim' i opisuju gotovo sve do sada primećene pojave. Dalje teorije i modeli, principijelno se svode na nove članove koji proširuju postojeći Lagranžijan. Novi proširujući članovi za hipotetičke čestice (na primer, čestice tamne materije) bi u sebi trebali da sadrže zasebne slobodne Lagranžijane čestica ali i članove kojima se oni sprežu sa Standardnim modelom. Što će upravo biti i tema narednog teksta.

2.2 Tamni sektor

Tamni sektor je hipotetička skupina kvantnih polja, i njihovih korespondirajućih čestica, čije su interakcije sa česticama Standardnog modela veoma slabe, indirektne, tipično prenošene preko gravitacione interakcije ili neki novih, neotkrivenih, čestica. Neki, najpoznatiji, modeli koji spadaju u tamni sektor su tamna materija, aksioni, sterilni neutrini itd.

Prvi eksperimentalni dokazi o postojanju tamne materije nastali su 1933. godine kada je švajcarski astrofizičar, Fric Zvitcki, primenio virijalnu teoremu na Koma galaktički klaster[64]. Virijalna teorema daje srednju kinetičku energiju stabilnog sistema diskretnih čestica u kom deluje konzervativna sila:

$$\langle T \rangle = -\frac{1}{2} \sum_{k=1}^{N} \langle \mathbf{F}_k \cdot \mathbf{r}_k \rangle$$
 (2.62)

Na osnovu podataka o luminoznosti galaksija, zaključio je da je gravitacioni efekat tolike količine vidljive materije previše mali da izazove brzinu orbita koju su merenja pokazivala, te je morala postojati znatna masena komponenta koja potiče od nevidljive, 'tamne' materije koja ne emituje svetlost i ostaje sakrivena od merenja. Iako su njegove procene za masu tamne materije bile pogrešne za red veličine (zbog upotrebe netačne vrednosti Hablove konstante), danas postoje brojni, nepobitni dokazi o postojanju efekata tamne materije, i ona je obavezno inkorporirana u svim savremenim kosmološkim modelima, kao što je ΛCDM .

Lambda CDM model (eng. Lambda Cold Dark Matter je standardni model teorije velikog praska koji uzima u obzir postojanje i razvijanje materije SM-a, hladne tamne materije (ovde se hladno odnosi na malu brzinu tamne materije u odnosu na svetlost) i kosmološke konstante (Λ) koja je asocirana sa tamnom energijom. On se smatra 'standardnim' modelom jer obezbeđuje odlična objašnjenja za postojanje kosmičkog pozadinskog zračenja (dalje u tekstu CMB - eng. Cosmic Microwave Background), strukturu i distribuciju galaksija na velikim skalama, velike količine izmerenog vodonika, helijuma i litijuma u univerzumu, ubrzano širenje svemira itd. Po ovom modelu, i najnovijim merenjima sa Plankovog satelita [55] iz 2018. godine ~ 68.3% od celokupne masa-energija gustine univerzuma potiče od tamne energije (fenomen kojem se pripisuje ubrzano širenje univerzuma i koji se opisuje kosmološkom konstantom, Λ), tamna materija čini 26.5 % ukupne gustine masa-energije[61], dok SM materija čini preostalih ~ 5 %[57].

Tamni sektor može se istraživati koristeći SM čestice u akceleratorima visokih energija na skali TeV, kao i laserima i mikrotalasnim fotonima na dugim talasnim dužinama. Skriveni, tamni fotoni mogu biti povezani i sa BSM kosmičkom mikrotalasnom pozadinom. Ovo može biti relevantno za misteriju gama zraka visokih energija koji se prostiru na velike distance u međuzvezdanom medijumu. Ako postoji rezonantno kinetičko mešanje fotona i tamnih fotona, tada merenje ovog mešanja može pružiti nova ograničenja na efektivan broj neutrina proizvedenih nakon nukleosinteze i pre odvajanja CMB.[31]

2.3 Tamni foton

Jedan od obećavajućih modela dugoživećih čestica LLP sa renormalizacionim kaplinzima se dobija dodatkom U(1) simetrije i korespondirajućeg vektorskog polja X_{μ} koje se spreže preko kinetičkog mešanja sa hipernabojskim gejdž bozonima (u periodu neposredno posle Velikog praska, na visokim energijama, slaba i elektromagnetna interakcija su bile spojene u elektro-slabu, sa hipernabojskim česticama kao gejdž bozonima) ili, na niskim energijama, efektivno sa SM fotonima[46]. Kinetičko mešanje podrazumeva postojanje interakcionog člana u Lagranžijanu između fotona i tamnog fotona, usled čega se omogućava sprezanje ovog BSM gejdž bozona sa česticama Standardnog modela. Rezultat je novi gejdž bozon, tamni foton koji poseduje masu i slabo interaguje sa SM materijom. Ovakav scenario se dobija proširavanjem Standardnog modela tako da uključuje tamnu materiju[16].

Generalno, novi gejdž bozon može da se kupluje sa SM strujama i da se kinetički meša sa elektromagnetnim. Uopšteni Lagranžijan za interakcije između vektora X_{μ} i SM se može zapisati kao:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + \mathcal{L}_{DS} + \frac{1}{2}m_X^2 X^\mu X_\mu - g_X j^X_\mu X^\mu - \frac{\epsilon}{2cos\theta_W} B_{\mu\nu} X^{\mu\nu}$$
(2.63)

Gde je \mathcal{L}_{SM} Lagranžijan Standardnog modela, \mathcal{L}_{DS} Lagranžijan tamnog sektora koji uklučuje samo ne-SM stanja tj. slobodni Lagranžijan tamnog sektora, m_X je maseni parametar novog gejdž bozona, g_X parametrizuje interakcije sa SM strujama, dok ϵ parametrizuje član sa kinetičkim mešanjem.

Fundamentalna razlika ovog BSM bozona od SM fotona jeste postojanje masenog parametra i, veoma mala vrednost konstante kuplovanja. Stoga se tamni foton razlikuje od SM fotona, koji se može observirati i detektovati, samo po tome što ima masu i po tome što mnogo manje interaguje sa materijom. Tamni foton proširuje Lagranžijan Standardnog modela sa sledećim članovima:

$$\mathcal{L} \supset -\frac{\epsilon'}{2} F_{\mu\nu} F^{'\mu\nu} + \frac{1}{2} m^{\prime 2} X^2$$
(2.64)

gde su $F_{\mu\nu}$ i $F^{\prime\mu\nu}$ tenzori jačine polja za SM foton i novi gejdž bozon, X respektivno. Rotiranjem u maseni bazis, parametar sprezanja za tamni foton i SM fermione postaje $\epsilon = \epsilon' \cos\theta_W$. Nakon re-definisanja polja, kako bi se uklonio član kinetičkog mešanja, tamni foton A' se javlja kao maseno svojstveno stanje koje interaguje sa naelektrisanim SM fermionima srazmerno njihovim nabojima preko:

$$\mathcal{L} \supset \frac{1}{2} m_{A'}^2 A'^2 - \epsilon e \sum_f q_f \overline{f} A' f$$
(2.65)

Parametarski prostor je proširen masom tamnog fotona $m_{A'}$ i parametrom kinetičkog mešanja ϵ .

Produkcija: Tamni fotoni male mase se uglavnom proizvode kroz raspade lakih mezona $\pi, \eta \to \gamma A'$ i kroz tamni *Bremsstrahlung*. Do na veoma dobru aproksimaciju ovi procesi su suzbijeni od ϵ^2 u poređenju sa njhovim SM parnjacima.

Raspad i poluživot: Tamni fotoni se mogu raspasti u sva, kinematički dostupna, laka naelektrisana stanja, ali, pogotovo za $m_{A'}$ ispod nekoliko stotina MeV-a, oni se uglavnom raspadaju u e^+e^- i $\mu^+\mu^-$ parove. Teži tamni fotoni imaju različite hadronske modove raspada ali su najdominantniji raspadi na

 $\pi^+\pi^-$. Širina raspada je proporcionalna sa ϵ^2 , te je zahvaljujući tome i dovoljno velika da bi se detektovala u FASER-2 detektoru, pogotovo kada su *boost*-ovani velikim energijama koje mogu naslediti od *pp* sudara u LHC-u. Dužine raspada tamnog fotona kao i grananja u leptonska i hadronska konačna stanja prikazani su na slici 5. Za više pogledati [18, 24]



Slika 5: Dužina raspada tamnog fotona prikazana je na gornjem panelu. Njegove frakcije grananja u leptonska i hadronska konačna stanja prikazana su na donjem panelu. Iz [14]

2.4 Tamni Higs

Drugi, široko diskutovani renormalizacioni portal interakcije između tamnog sektora i SM-a je preko scenarija u kom se uvodi nova skalarna čestica S sa kvarternim kuplovanjem ka SM Higsu. Pojednostavljeni i generalni Lagranžijan je oblika:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + \mathcal{L}_{DS} + \mu_S^2 S^2 - \frac{1}{4} \lambda_S S^4 - \epsilon S^2 |H|^2$$
(2.66)

Gde su članovi sa neparnim brojevima tamnih skalara S suzbijeni diskretnom simetrijom. U gejdž simetrijama se takođe traži invarijantnost na diskretnu operaciju $Z(2) : \phi(x) \to -\phi(x)$ (diskretna je jer uzima samo 2 vrednosti + ili -). Evidentno da će simetrija na ove transformacije biti zadovoljena samo za parne stepene polja, odnosno parne brojeve tamnih skalara, u ovom slučaju. Kvarterni član u jednačini 2.66 uvodi mešanje između tamnog skalara i SM Higsovog bozona kada obojica dobiju ne-nulte VEV-ove (eng. Vacuum Expectation Value, srednja vrednost operatora, u ovom slučaju operatora polja, u vakuumu) i polja $S = (v_S + s)/\sqrt{2}$ i $H = (v_H + h_{SM})/\sqrt{2}$ gde v_S i v_H predstavljaju vakuumske vrednosti polja S i H, respektivno. Nakon dijagonalizacije dobijaju se fizička polja, h sa 125 GeV - Higsov bozon koji pripada SM, i skalar ϕ - Tamni Higsov bozon. U slučaju gejdž svojstvenih stanja fizička polja su data sa:

$$h_{SM} = h\cos\theta + \phi\sin\theta \qquad i \qquad s = \phi\cos\theta - h\sin\theta \qquad (2.67)$$

Gde je ugao mešanja θ dat sa $\theta \sim v_h/v_S \ll 1$ i ograničen je na male vrednosti kako ne bi narušavao trenutna eksperimentalna ograničenja. Ovo se postiže stavljanjem da je v_S veliko, dok masa tamnog Higsa može biti mala $m_{\phi} \ll m_h$ suzbijanjem kaplinga μ_S , i stavljanjem da su kvaterni parametri sprezanja $\epsilon, \lambda_S \ll 1$.

Tamni Hig
s i Higs mešanje generiše sprezanje sa SM fermionima i Tamnim Higs
ovim bozonom, takođe se može pojaviti i trilinearni interakcioni član između
 ϕ i h sa odgovarajućim kaplingom
 λ . Onda se efektivni Lagranžijan može napisati kao:

$$\mathcal{L} = -m_{\phi}^2 \phi^2 - \sin\theta \frac{m_f}{v} \phi \overline{f} f - \lambda v h \phi \phi + \dots$$
(2.68)

U slučaju kada je tamni Higsov bozon sa trilinearnim sprezanjem $\lambda = 0$, parametarski prostor modela je tada definisan masom tamnog Higsa m_{ϕ} i uglom mešanja θ .

Produkcija Za FASER i FASER-2, laki tamni Higs se uglavnom proizvodi kroz retke raspade Bmezona. U daljem tekstu zanemareni su dodatni doprinosi iz raspada kaona koji su značajni samo u regionu parametarskog prostora koji je već snažno ograničen drugim eksperimentima. Raspadi D-mezona u skalare su dodatno suzbijeni zbog odsustva top kvark petlji koje posreduju takvom procesu.

Raspad i poluživot: Tamni Higsov bozon se uglavnom raspada u najteža kinematički dostupna SM stanja f sa širinama raspada proporcionalnim $\theta^2 m_f^2/v^2$. Ovo indukuje oštre pragove kako u širini raspada tako i u grananju, što je prikazano na levom panelu slike 6.



Slika 6: Dužina raspada tamnog Higsa prikazana je na levom gornjem panelu. Njegove frakcije grananja prikazane su na donjem levom panelu. Desni panel predstavlja domet (u literaturi često će se sretati i termin *reach*) FASER-2 detektora za tamni Higs sa zanemraljivim trilinearnim kuplovanjem u donosu na druge detektore. Iz [14]

Očekivana oseltjivost FASER-a i FASER-2 za tamne Higsove bozone je prikazana u desnom panelu slike 6 zajedno sa trenutnim ograničenjima i projektovanim osetljivostima drugih tekućih i budućih eksperimenata. S obzirom na to da se tamni Higsovi bozoni uglavnom proizvode u retkim raspadima B-mezona, oni imaju veći ugaoni raspon od tamnih vektora. Kao rezultat toga, osetljivosti za tamne Higsove bozone su značajno poboljšane povećanjem poluprečnika detektora u FASER-2 u odnosu na FASER. Pri $m_{\phi} \sim 1 \,\text{GeV}$, FASER-2 je osetljiv na $\theta \sim 10^{-5}$ - 10^{-4} i visoko je komplementaran drugim predloženim eksperimentima, kao što su MATHUSLA[32], Codex-b[10] i SHiP[20].

Ako je trilinearni kapling λ velik, tamni Higsov bozon može biti proizveden u parovima iz realnih ili virtualnih SM Higsovih bozona, $h^* \to \phi \phi$. Parametarski prostor modela je tada definisan masom tamnog Higsa m_{ϕ} , uglom mešanja θ i trilinearnim kaplingom λ .

Produkcija: Tamni Higsov bozon u ovom modelu se i dalje može proizvoditi u retkim raspadima mezona, ali sada može biti proizveden i u parovima od on-shell i off-shell $(E^2 - p^2 \neq m^2 \not\approx 125 GeV)$ jer se pojavljuje kao intermedijarna, odnosno virtuelna čestica) SM Higsovih bozona. Za drugi mehanizam, SM Higsovi bozoni se mogu raspadati putem $h \to \phi \phi$, dajući signal nevidljivih raspada Higsa koji se mogu detektovati u ATLAS-u ili CMS-u ili Higsovi bozoni koji se raspadaju na LLP-ove, koji se mogu otkriti, na primer, u MATHUSLA eksperimentu. Međutim, trilinearni kapling takođe daje novi mehanizam proizvodnje za FASER i FASER-2: retki B raspadi na strange hadrone i off-shell Higsov bozon, što vodi do $B \to X_s h^* \to X_s \phi \phi$.

$$B(B \to X_s \phi \phi) = \frac{C^2 \lambda^2 m_b^5}{\Gamma_B 256 \pi^3} f\left(\frac{m_\phi}{m_b}\right), \qquad (2.69)$$

gde je $C = 4.9 \times 10^{-8} \,\text{GeV}^{-2}$, a f je dato u [35] kao:

$$f(x) = \frac{1}{3}\sqrt{1 - 4x^2}(1 + 5x^2 - 6x^4) - 4x^2(1 - 2x^2 + 2x^4)\log\left(\frac{1 + \sqrt{1 - 4x^2}}{2x}\right).$$
 (2.70)

Raspad i poluživot: Ako je $\theta > 0$, tamni Higsov bozon se može raspadati u SM fermione, a njegova širina raspada i grananje su isti kao i u prethodnom slučaju.

Očekivana osetljivost FASER-2 za tamne Higsove bozone sa značajnim trilinearnim spregnutostima prikazana je u desnom panelu slike 7. Senčene konture prikazuju rezultate, osetljivost je dobijena samo

iz procesa proizvodnje tamnih Higsovih bozona u parovima, za $\lambda = 0.0046, 0.0015$ što odgovara $B(h \rightarrow \phi \phi) \approx 4700 \lambda^2 = 10\%, 1\%$. Veća vrednost je trenutno dozvoljena. Manja vrednost će biti veoma izazovna za istraživanje kroz nevidljive raspade Higsa čak i za HL-LHC eru (eng. *High Luminosity LHC* era je unapređena verzija trenutnog akceleratora, LHC, koja se planira da počne sa radom 2029. godine [21]), ali bi mogla biti istražena drugim budućim sudaračima.



Slika 7: Drugi model tamnog Higsovog bozona, analogan slici 6, ali osetljivost prikazana u desnom panelu je za tamne Higsove bozone proizvedene u parovima kroz $B \to X_s \phi \phi$ sa trilinearnim kaplinzima $\lambda = 0.0046, 0.0015$ što odgovara $B(h \to \phi \phi) \approx 4700\lambda^2 = 10\%, 1\%$, kako je naznačeno. Region istražen putem $B \to X_s \phi$ je takođe prikazan isprekidanom crnom linijom. Projektovane osetljivosti MATHUSLA i Codex-b detektora na trilinearne kaplinge kroz raspad SM Higsa $h \to \phi \phi$ su takođe prikazane za $\lambda = 0.0046$. Napomena: projektovane osetljivosti drugih eksperimenata za nulti trilinearni kapling, $\lambda = 0$, takođe važe; one nisu prikazane na ovoj slici, ali se mogu naći na slici 6. Iz [14]

Kao što se može videti, dodatni mehanizam proizvodnje putem *off-shell* SM Higsovog bozona omogućava FASER-u da istraži parametarski prostor do nižih vrednosti ugla mešanja θ . Mogu se istražiti vrednosti čak do $\theta \sim 10^{-6}$ za $m_{\phi} \approx 1 \text{ GeV}$ i $B(h \to \phi \phi) = 0.1$. Naravno, FASER-2 takođe može videti tamne Higsove bozone proizvedene kroz $B \to X_s \phi$; ovaj region je takođe prikazan na slici 7 kao oblast obuhvaćena isprekidanom linijom. Za detaljniji pregled mogućnosti FASER i FASER-2 detektora u istraživanju fizike ovih modela pogledati reference [5, 14, 36].

3 Detekcija elementarnih čestica u fizici visokih energija

U fizici visokih energija glavni cilj jeste identifikacija, prebrojavanje i rekonstrukcija putanja čestica proizvedenih u akceleratorima. Akceleratori, zavisno od eksperimenta mogu biti sudarači ili takvi da se snop čestica usmeri na neku metu i posmatraju se čestice proizvedene u tom sudaru (tzv. fixed target eksperimenti). Sudarači su dizajnirani tako da se dva snopa čestica ubrzavaju u suprotnim smerovima, a zatim presecaju u određenim tačkama, interakcionim tačkama, gde dolazi do sudara čestica iz suprotnih snopova. Ovakvi akceleratori mogu dostići znatno veće energije dostupne za produkciju novih čestica nego akceleratori sa fiksiranim metama. Ubrzavanje, i sudaranje dva snopa omogućava veću energiju, takođe, celokupan udeo te energije se transferuje na kreaciju novih čestica, budući da je ukupan impuls, u sistemu centra mase, u trenutku sudara čestica iz dva suprotna snopa jednak nuli. Kod eksperimenata sa fiksiranom metom, postoji samo jedan snop čestica koji se ubrzava i sudara sa česticama nepokretne mete. Mete su najčešće napravljene od čvrstih metala ili tečnosti. Ona može biti proizvoljne debljine, povećavanjem debljine se povećava i stopa sudara. Akceleratori sa fiksiranom metom su, u te svrhe, pogodni jer su generalno tehnički jednostavniji od sudarača. Snopovi čestica u eksperimentima sa fiksiranom metom su mnogo tanji od same mete, i nju je 'lako' pogoditi, te sistem za fokusiranje snopa ne mora da bude toliko kompleksan i precizan kao što to zahtevaju sudarački eksperimenti. U sudaračima, snopovi čestica moraju da budu vrlo precizno fokusirani kako bi se obezbedio dovoljan broj sudara sa drugim snopom u interakcionoj tački.

Akceleratori takođe mogu biti linearni ili cirkularni, gde se kod cirkularnih češće koriste teške naelektrisane čestice (kao što se u LHC-u koriste protoni) kako bi se smanjio procenat izgubljene energije usled sinhrotronskog zračenja, zračenja koje se javlja kada relativističke naelektrisane čestice bivaju ubrzane u pravcu normalnom na vektor brzine, $a \perp v$. Sinhrotronsko zračenje se često naziva i *Magneto* -*Bremsstrahlung* (detaljnije opisano u daljem tekstu)zbog toga što je trajektorija naelektrisanih čestica, u većini akceleratora, zakrivljena magnetnim poljem usled čega čestice dobijaju pomenuto ubrzanje.

U sklopu složenih detekcionih sistema mogu se definisati dve osnovne vrste detektora:

• Detektori tragova koji rekonstruišu putanje naelektrisanih čestica na bazi jonizacije sredine. Usled jonizacije incidentna naelektrisana čestica ostavi električni signal pri interakciji sa materijom, pri svakoj ovoj interakciji ostavlja se signal koji se dalje koristi za rekonstrukciju putanje.

U praksi se danas koriste dva specijalizovana tipa detektora. **Verteks detektori** koji se nalaze blizu tačke interakcije akceleratora, i **mionske komore** koje se stavljaju na kraj svakog detektorskog sklopa jer su mioni jedine naelektrisane čestice sa dovoljnom prodornom moći da prodru kroz metre materijala i dođu do kraja eksperimentalne postavke.

• Kalorimetri su uređaji koji mere energiju koju čestica deponuje prilikom njene interakcije sa materijalom kalorimetra. U opštem slučaju se dele na elektromagnetne kalorimetre i hadronske kalorimetre.

Elektromagnetni kalorimetri generalno potpuno apsorbuju fotone i elektrone koji interaguju preko elektromagnetne interakcije.

Hadroni, kao što su protoni i pioni (i drugi naelektrisani hadroni) deponuju određeni deo energije i u elektromagnetnim kalorimetrima, ali bivaju zaustavljeni tek u hadronskim kalorimetrima. Iz ovog razloga se elektromagnetni kalorimetri uvek stavljaju ispred hadronskih.

Kalorimetri omogućavaju i detekciju neutralnih čestica kao što su fotoni (u elektromagnetnom) ili neutroni (u hadronskom kalorimetru), budući da oni ne ostavljaju tragove.

U sklopu ove, veoma grube podele detektora spadaju mnoge, standardne vrste detektora kao što su scintilacioni brojači, Čerenkovljevi detektori, proporcionalne komore, *drift* komore itd. Svaki od ovih detektora na različite načine, i za različite svrhe eksploatišu tipove interakcija čestica sa drugim česticama i sa materijom.

3.1 Interakcije elementarnih čestica sa materijom

- Jonizacija je principijelno najbitniji tip interakcije naelektrisanih čestica sa materijom. Ona predstavlja tip interakcije incidentne čestice sa atomskim elektronima u materijalu, gde čestice predaju atomskim elektronima dovoljnu energiju da ih 'oslobode' iz njihovih omotača. Nastali parovi jona i elektrona se onda prikupljaju na svojim korespodentnim elektrodama i formiraju električni signal. Jačina signala može da zavisi od energije incidentne čestice ali i od napona na kom se drže elektrode. Praćenjem pravca u kom se formiraju elektron-jonski parovi može se takođe dobiti i podatak o putanji incidentne čestice.
- Višestruko rasejanje je tip interakcije naelektrisanih čestica ili fotona sa nukleusom atoma u materijalu. Naime, postoji velika verovatnoća, koja raste sa porastom gustine materijala, da incidentna čestica stupi u neki tip interakcije sa jezgrom atoma medijuma i kao posledica te interakcije ona se raseje. To rasejanje se može smatrati kao ili elastični ili neelastični sudar (u zavisnosti od masa i energija upadne čestice i samog jezgra). Efektivni rezultat skupine ovakvih rasejanja može da bude značajno skretanje čestice od svoje inicijalne putanje, ali pored ovoga može doći i do neželjenih deponovanja energije incidentne čestice i eksitacije atoma medijuma. U detektorima tragova ovaj efekat je takođe nepoželjan zbog toga što znatno ograničava prostornu rezoluciju.

Verovatnoća da se čestica raseje pod uglom θ nakon prelaženja rastojanja x u materijalu je data Gausovom distribucijom:

$$\Theta_0 = \frac{0.0136}{\beta c p [GeV/c]} Z_1 \sqrt{\frac{x}{X_0}}$$
(3.1)

Gde je X_0 radijaciona dužina materijala (ona se definiše za elektron, kao rastojanje koje je potrebno da elektron pređe u materijalu kako bi smanjio svoju energiju za 1/e, Z_1 je naelektrisanje čestice, a p je impuls incidentne čestice.

• Zakočno zračenje - Bremsstrahlung Ovaj tip interakcije sa jezgrom materijala se javlja kada upadna čestica mase M i naelektrisanja $q = Z_1$ bude rasejana od strane jezgra, naelektrisanja Ze

(pored toga može se javiti i uticaj Kulonovskog odbijanja ili privlačenja čestice od strane elektrona u atomu). U svakom slučaju, dolazi do promene brzine čestice, što rezultuje u emisiji fotona.

Kvantno mehaničkim tretiranjem ovog fenomena dobija se jednačina za energijski depozit incidentne čestice pri zakočnom zračenju :

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{N_A \rho}{A} 4\alpha Z^2 Z_1^4 (\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{Mc^2})^2 Eln(183Z^{-\frac{1}{3}})$$
(3.2)

Gde je N_A Avogadrov broj, α je konstanta fine strukture $\alpha \sim \frac{1}{137}$ i ρ je gustina materijala.

Energijski gubitak je, dakle, proporcionalan sa Z^2/A i ρ za dati materijal; proporcionalan je sa Z_1^4 odnosno naelektrisanjem upadne čestice po četvrtom stepenu, a obrnuto proporcionalan kvadratu mase incidentne čestice $\sim \frac{1}{M^2}$. Može se zapisati i da se energija eksponencijalno smanjuje u sledećem obliku:

$$E(x) = E_0 e^{-\frac{x}{X_0}}, \qquad X_0 = \frac{A}{4\alpha N_A \rho Z^2 (\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{Mc^2})^2 ln(183Z^{-\frac{1}{3}})}$$
(3.3)

Najjednostavniji Fajnmenovi dijagrami zakočnog zračenja mogu se videti na slici $8\,$



Bremsstrahlung

Slika 8: Najjednostavniji Fajnmenovi dijagrami *bremsstrahlung* zračenja. Virtuelni foton se razmenjuje u interakciji jezgra sa elektronom, dok se realni foton emituje ili pre (usled promene brzine pod dejstvom Kulonove sile) ili posle (nakon direktnog sudara sa jezgrom) te interakcije.

• **Proizvodnja parova** je proces u kom se foton, dovoljne energije raspada na par elektron-pozitron (tehnički bi mogao da se raspada na bilo koji par naelektrisane čestice i anti-čestice ali je ovaj slučaj najverovatniji i najčešći). Njegova energija mora biti bar $E_{\gamma} \geq 2m_e c^2 \approx 1.022 MeV$.

Ovaj proces je veoma bitan pri posmatranju interakcija fotona sa materijom, i u fizici čestica (budući da tu fotoni imaju mnogo veće energije) ovo je dominantan tip interakcije fotona (fotoelektrični efekat dominira na niskim energijama, Komptonovo rasejanje na srednjim, dok proizvodnja parova dominira na visokim energijama).

• Elektromagnetni pljuskovi predstavljaju kombinaciju dva efekta, zakočnog zračenja i proizvodnje parova. Naime, u fizici visokih energija čestice koje ulaze u medijume detektora uglavnom imaju veoma velike energije, što im dozvoljava da nakon emisije fotona pri zakočnom zračenju, taj emitovani foton ima dovoljnu veliku energiju da izvede proizvodnju parova. Naravno, moguć je i slučaj kada je incidentna čestica foton pa onda on prvo proizvede par koji emituje zakočno zračenje itd. Ti nastali parovi onda opet imaju dovoljno velike enrgije da zakočnim zračenjem emituju fotone dovoljne energije da i oni proizvedu parove itd. Rezultat ovoga jeste da se u detektorima tragova i elektromagnetnim kalorimetrima javljaju mnoštva drugih tragova naelektrisanih čestica, koji se emituju u pravcima koji prate trajektoriju incidentne čestice.

Iako naizgled ova pojava deluje kao da bi otežavala idetnifikaciju čestica ona je zapravo olakšava (na primer mioni, zbog svojih velikih energija i masa, a opet malih energetskih depozita, ne proizvode značajne pljuskove; sa druge strane elektroni proizvode veliki broj pljuskova), što će biti objašnjeno dalje u tekstu.



Slika 9: Fajnmenov dijagram za elektromagnetni pljusak proizveden incidentnim elektronom prikazan je na levom panelu. Na desnom panelu vidi se slika tragova čestica nastalih u pljusku u mehurastoj komori.

• Čerenkovljev efekat se javlja kada se incidentna naelektrisana čestica kreće brže od svetlosti u datom dielektričnom medijumu. Eksitovani atomi u blizini čestice postaju polarizovani i koherentno emituju zračenje pod karakterističnim uglom θ koji se dobija iz $\cos\theta = 1/\beta n$ ($\beta = \frac{u}{c}$). Ova jednačina ukazuje da takođe mora postojati i neka brzina koja predstavlja prag ispod kog se svetlost neće emitovati ($\beta_t = 1/n$). Kako se brzina čestice povećava, veći su i uglovi emisije, do maksimalnih $\theta_{max} = \cos^{-1}(1/n)$. Ove relacije su date strogo za beskonačni medijum zračenja. Za konačne dužine zračenja mora se primeniti komplikovaniji tretman koji pokazuje da ugaona distribucija sadrži maksimume i minimume viših redova, ali ovde neće biti diskusije o tom slučaju.

Ukupan broj emitovanih fotona po jedinici dužine je:

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha \int_{\beta n > 1} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)} \right) \frac{d\lambda}{\lambda^2}$$
(3.4)

Gde je α konstanta fine strukture. Čerenkovljeva svetlost se emituje gotovo instantno. Ugaona distribucija svetlosnog intezizeta se, aproksimativno, može smatrati ka
o δ funkcija oko Čerenkovljevog ugla. Realistična distribucija je proširena disprezijom, gubitkom energije čestice, rasejanjima i difrakcijom.

• Hadronske interakcije sa materijom ne podrazumevaju samo interakcije koje su izvršene pod dejstvom jake sile jer hadroni, bar oni koji nose električni naboj, mogu da interaguju i elektromagnetno. Čak šta više, u opštem slučaju glavni način na koji se detektuju i prate trajektorije hadrona *jeste* praćenjem naelektrisanih čestica, što je moguće zahvaljujući *confinement-a*. Naime, jaka interakcija je po svojoj prirodi drugačija od ostalih interakcija jer ona deluje na jako malim dometima, i njen intezitet raste za velika rastojanja između čestica kojima posredstvuje. Ispostavlja se da zapravo, u pokušaju razdvajanja dva kvarka energija koju postaje potrebno uložiti za dalje razdvajanje postane toliko velika da se verovatnoća za stvaranje novih kvarkova poveća, i sa povećanjem rastojanja teži ka jedinici. Tako da će pokušaj razdvajanja dva kvarka rezultovati u stvaranju novog para kvark - antikvark, te se oni ne mogu nikada detektovati kao slobodni u prirodil

Ovaj fenomen može se primetiti i u dubokom neelastičnom rasejanju gde visoko-energetske čestice prodiru duboko u jezgro atoma sredine i razbijaju ga, izbijajući kvarkove i gluone visokih energija. Ali zbog *confinement*-a izbijeni kvarkovi i gluoni počinju da stvaraju nove parove kvarkovaantikvarova i gluona u efektu koji se zove hadronizacija. Hadronski pljuskovi predstavljaju vid interakcije hadrona sa materijom u kom se incidentni hadron velike energije (na primer proton) sudara sa jezgrom nekog atoma u detektoru i iz tih interakcija proističu drugi visoko energetski hadroni (pioni, kaoni, etaoni itd.). Sekundarni hadroni takođe 'izbacuju' dodatne hadrone iz drugih jezgara i proces se nastavlja prateći pravac incidentnog hadrona. Treba imati na umu da se pri ovim interakcijama sa jezgrom jedan deo energije takođe potroši i na nuklearnu eksitaciju, evaporaciju nukleona, spalaciju itd.

Sekundarni hadroni uglavnom nose dominantniji udeo energije primarnog hadrona i oni se proizvode sa srednjim slobodnim putem (koji se u praksi za hadrone zove dužina interakcije):

$$\Lambda \approx 35 A^{1/3} g cm^{-2} \tag{3.5}$$

Zbog nezavisnosti hadronskih interakcija na električni naboj, u svakom visoko energetskom sudaru bi trebao da se proizvede isti broj piona (isto važi i za ostale hadrone koji imaju neutralne i naelektrisane parnjake) odnosno, u proseku, trebalo bi da se proizvede trećina neutralnih piona od ukupnog fluksa piona. Ovi pioni će se raspasti $\pi^0 \to \gamma\gamma$ pre nego što imaju priliku da opet interaguju hadronski, novonastali fotoni će zatim proizvoditi elektromagnetne pljuskove. Kako se broj hadronskih interakcija povećava sa upadnom energijom, tako će se povećati i elektromagnetna kaskada. Za hadronsku frakciju F_h dobija se zavisnost:

$$F_h = (E/E_0)^{ln\alpha/lnm} \tag{3.6}$$

Gde E_0 predstavlja odsečnu energiju za dalju hadronsku produkciju, koja je uglavnom 1-2 GeV; *m* je faktor multicipliteta hadrona proizvedenih u sudarima; dok parametar α daje deo hadrona koji se ne raspadaju elektromagnetno. Kako se energija upadnog hadrona povećava, povećava se verovatnoća za raspad na par fotona. Za više detalja pogledati [43].

3.2 Konfiguracije modernih detektora u fizici visokih energija

Generalna konfiguracija (sa principijelno zanemarljivim razlikama) detektora čestica u fizici visokih energija prikazana je na slici 10.

Prvi sloj detekcije na koji produkovane čestice nailaze su *tracking* detektori, odnosno detektori tragova. Uglavnom se ovaj sistem sastoji od više tipova detektora, u ATLAS-u, na primer, prvi sloj su pixel detektori, zatim poluprovodnički detektori tragova i na kraju slede detektori tragova za *transition* zračenje (ovaj tip zračenja se javlja kada dođe do ubrzanja naelektrisane čestice usled prelaska iz jedne dielektrične sredine u drugu). Detektori tragova moraju imatu izrazito nisku prostronu rezoluciju (u modernim trekerima ona obično iznosi oko $10\mu m$). Glavni fenomen koji može da utiče na pogoršanje prostorne rezolucije je *multiple*, odnosno višestruko rasejanje koje je srazmerno sa masom materijala detektora, te bi idealni treker bio bez mase. Kako to nije slučaj potrebno je napraviti kompromis, gde bi se koristilo što lakše jedinjenje kao medijum, a opet da električni signal koji se proizvede pri interakciji incidentnih čestica sa njim, bude dovoljno visok. Zato (a i, između ostalog, zbog razvijenosti industrije) silikon predstavlja, trenutno, najbolji izbor. Detektor bi, dakle, trebao da bude dovoljne efikasnosti da sve naelektrisane čestice ostavljaju relevantne signale kojima se njihov trag može pratiti. Stoga će se signali elektrona, protona, miona itd. (i njihovih respektivnih anti-čestica) moći uočiti na izlazu i omogućava se praćenje njihovog kretanja.

Posle detektora tragova obavezno slede elektromagnetni kalorimetri. Oni služe za merenje energije čestica koje interaguju preko elektromagnetne interakcije. Samim tim fokus koji se stavlja na izgradnju elektromagnetnih kalorimetara jeste da Z, redni broj materijala, bude što veće, budući da je energetski depozit $\sim Z^2$. Vrlo česti materijali od kojih se grade elektromagnetni kalorimetri su olovo i volfram. Čestice koje interaguju elektromagnetno, bilo da su fotoni, mioni, elektroni ili naelektrisani hadroni ostavljaju određeni energetski depozit u ovim kalorimetrima i stvaraju elektromagnetne pljuskove. Budući da su ovi pljuskovi srazmerni obrnuto masi incidentne čestice, najviše će ih proizvesti elektroni i fotoni. Naelektrisani hadroni će takođe proizvesti pljuskove ali oni neće biti toliko brojni, a energijski depozit hadrona neće biti dovoljno velik da bi se oni apsorbovali u EM kalorimetru. Sa druge strane, mioni,



Slika 10: Moderna konfiguracija detektora čestica u fizici visokih energija.Shematski prikaz pripada ATLAS detektoru [1]

zbog svoje velike mase neće proizvesti značajne pljuskove ali hoće jonizovati sredinu, međutim njihova prodorna moć je toliko velika da nijedan tip kalorimetra neće moći da ih apsorbuje.

Posle elektromagnetnog sledi hadronski kalorimetar. Po principu detekcije i izgradnje ova dva tipa detektora se ne razlikuju mnogo, ali se analiza podataka razlikuje. Naime, budući da je poznato da će naelektrisani hadroni, zbog svoje visoke mase, ostavljati malo energije u elektromagnetnom kalorimetru, i da će slabo jonizovati sredinu i proizvesti slabe pljuskove, ti niskoenergetski signali se pripisuju njima. Međutim ovi signali se onda mogu povezati sa signalima ostavljenim u hadronskom kalorimetru i na taj način dobiti određenu vrstu 'provere' da je zaista detektovan naelektrisani hadron. Upravo zbog njihove znatno veće mase, hadroni imaju i veću prodornu moć od, leptona kao što su elektromi ili pozitroni, detektori koji žele da identifikuju hadrone moraju biti znatno deblji od elektromagnetnih. Obično se uzima da materijal bude gvožđe, budući da je energetski depozit za hadrone ~ ρ , gustinom materijala. Neutralni hadroni, poput neutrona ili π^0 mogu se identifikovati na osnovu toga što proizvode pljuskove u hadronskom kalorimetru u određenom pravcu, a rekonstrukcijom trajektorije nije detektovan nikakav trag čestice u prethodnim detektorima.

Na kraju, slede složeni sistemi mionskih spektrometara. Oni implementiraju razne tehnologije za adekvatnu detekciju mionskih signala poput: katodnih strip komora, *resistive plate* komora, microMegas detektora itd. Ovi detektori su međusobno razdvojeni apsorberima napravljenih od gustih materijala, kao što su čelik i gvožđe, koji imaju ulogu da apsorbuju čestice nastale u pljuskovima miona ali i da povećaju gubitak energije miona (samim tim omoguće njihovo bolje praćenje kroz povećanje efekta jonizacije).

Na osnovu gore navedenog, može se zaključiti kakve će i koje signale čestice ostavljati u različitim detektorima. Elektroni i pozitroni, budući da su najlakše naelektrisane čestice će vršiti znatnu jonizaciju sredine i produkciju elektromagnetnih pljuskova, te će njihovi tragovi biti detektabilni već u trekerima, signal će se zatim (sa malim zakrivljenjem zbog magneta) nastaviti u elektromagnetnom kalorimetru gde će veliki broj drugih signala biti detektovan u okolini primarnog, usled elektromagnetnih pljuskova. Signal će se zatim zaustavljati negde u elektromagnetnom kalorimetru budući da ove čestice nemaju veliku prodornu moć.

Fotoni sa druge strane, pošto su neutralni, neće ostavljati nikakav signal u detektorima tragova ali će proizvesti elektromagnetne pljuskove i samim tim će prvo biti detektovani u elektromagnetnom kalorimetru.

Naelektrisani hadroni će ostavljati tragove i u trekerima i u EM kalorimetru ali će, zbog svoje mase, jonizacija i proizvodnja pljuskova biti manja nego u hadronskom kalorimetru, te će se taj signal korelisati sa tragovima iz prethodnih detektora.

Neutralni hadroni će, kao što je već rečeno, ostavljati prvi signal u vidu hadronskih pljuskova tek u hadronskom kalorimetru.

Mioni će ostavljati tragove u svim detektorima, ali će stepen jonizacije biti mnogo manji od, na primer, elektronskog i oni će prolaziti kroz sve detektore, a neki, visoko energetski mioni, će proći i kroz mionske spektrometre (međutim to je upravo ono što je i poželno za njihovu identifikaciju jer nijedna druga čestica, izuzev neutrina koji svakako neće ostaviti signal, neće moći da dođe do ovih spektrometara).

Znatno kompleksniji problem predstavlja detekcija neutrina. Neutrini, budući da su čestice ekstremno male mase, da nemaju naelektrisanje, i da su leptoni i ne interaguju ni preko elektromagnetne, ni preko jake interakcije, već isključivo preko slabe interakcije, ne pružaju adekvatne načine direktne detekcije koji bi se mogli implementirati u ovim detektorskim sistemima. Kao takvi oni su veoma teški za detekciju i u akceleratorima se detektuju specijalizovanom tehnikom nedostajuće mase. U suštini, na početku proton protonskih sudara ukupni impuls u sistemu centra mase je jednak nuli. Ova vrednost mora da se održi, tako da kada se saberu svi impulsi nastalih čestica u sudaru po transverzalnoj ravni oni moraju dati nultu vrednost. Ukoliko se nakon sudara desi nekakav proces prenošen slabom interakcijom, na primer transformacija d kvarka u u kvark uz emisiju elektrona i elektronskog anti-neutrina (što je β^- raspad). Postojanje neutrina može se detektovati na osnovu detekcije korespodentnog elektrona i rekonstrukcijom impulsa u transverzalnoj ravni, u kom se dobije ne-nulta vrednost. Ostatak impulsa koji nedostaje odneo je neutrino, odnosno u ovom slučaju anti-neutrino. Ova, indirektna detekcija, je jedini metod koji se može koristiti za detekciju neutrina u eksperimentima koji ciljaju na što veće mogućnosti za detekciju većeg broja čestica različitih vrsta. Međutim, postoje i posvećeni eksperimenti i detektori koji se upravo fokusiraju na izučavanje neutrinske fizike. Ovi detektori su građeni tako da imaju velike zapremine, kako bi se verovatnoća slabih procesa povećala. Kako ta oblast pozamašno prelazi opseg interesa ovog master rada, neće biti daljeg zadržavanja na njoj.

4 Veliki hadronski sudarač (LHC)

Sudarači čestica su se decenijama koristili za otkrivanje i ispitivanje fundamentalnih čestica koje predstavljaju temelj za izgradnju kosmosa u nadi da će naći odgovore na večno postavljanja pitanja kao što su: Odakle dolazi masa? Kako osnovni konstituenti materije interaguju međusobno? Od čega se univerzum sastoji? Kako je nastao svemir? I mnoga druga...

Trenutnu gornju granicu visoke energije drži veliki hadronski sudarač koji se nalazi u evropskoj organizaciji za nuklearna istraživanja, CERN-u, na granici između Švajcarske i Francuske. Veliki hadronski sudarač je najveći i najmoćniji akcelerator čestica koji je do sada izgrađen. Rezultati koje je LHC postigao tokom godina (krenuo je sa radom od 2010. godine), uspevši da odgovori na neka od gore pomenutih pitanja, smatraju se nekim od najvećih naučnih dostignuća moderne fizike.

LHC je sudarački akcelerator, kružnog tipa, koji ubrzava i sudara protonske snopove sa energijama od 7 TeV u interakcionim tačkama, čime se obezbeđuje energija centra mase od 14 TeV. Toliko visoke energije pri sudarima omogućavaju interakcije između partona unutar protona (kvarkova i gluona) na enegijama ~ 1 TeV.

Pored energije, još jedna veoma bitna karakteristika svakog akceleratora, pa tako i LHC-a je luminoznost. Ona predstavlja odnos broja događaja sa efikasnim presekom u određenom vremenskom intervalu:

$$L = \frac{1}{\sigma} \frac{dN}{dt} \tag{4.1}$$

U terminologiji akceleratorske fizike češće se govori o integralnoj luminoznosti.

$$L_{int} = \int L dt \tag{4.2}$$

Moderni akceleratorski kompleksi teže da maksimiziraju ovu veličinu, jer je ona direktni indikator o broju događaja dostupnih za analizu. Visoka luminoznost je posebno značajna u ispitivanjima fizike retkih događaja kao što su di/tri-Higgs produkcija za ispitivanje interakcije Higsovog bozona sa samim sobom, raspadi B ili D mezona, potraga za BSM fizikom itd., a koji zahtevaju pozamašnu statistiku.

Tunel u kom se nalazi LHC je pod zemljom, u varirajućim dubinama od 50 m do 175 m (kako bi minimizirali dužinu onog dela tunela koji prolazi ispod lokalnih planina). LHC se sastoji od osam zakrivljenih sekcija, svaka dužine oko 2.45 km, i osam ravnih sekcija, dužina 530 m.[22] Ravne sekcije se u literaturi referenciraju skraćenicom IR (eng. *Insertion Region*) i u ovim delovima se eksperimenti i kontrola snopova vrše. Kontrola snopa se vrši na četiri od osam pomenutih regiona, i u njih spadaju: ubrzavanje (IR4), čišćenje (IR3 i IR7), i *dumping* (IR6). U ostale četiri tačke nalaze se eksperimenti: ATLAS (IR1), ALICE (IR2), CMS(IR5) I LHCb(IR8). Budući da se u ovim tačkama snopovi protona sudaraju one se u literaturi nazivaju tačkama interakcije, IP (eng. *Interaction Point*).

CMS i ATLAS su detektori generalne svrhe koji omogućavaju širok opseg merenja u fizici čestica. Koriste se u potrazi za novom fizikom, kao i za precizna merenja već detektovanih fizičkih fenomena. Oni su imali ključnu ulogu u detekciji i otkrivanju Higsovog bozona. Oba detektora se sastoje od četiri koncentrična podsistema: unutrašnjeg detektora tragova koji se sastoji od različitih detektora u magnetnom polju; Elektromagnetnog kalorimetra; Hadronskog kalorimetra i mionskog detektora. ATLAS ima magnetno polje od 2 T koje okružuje trekere i stvara toroidalno magnetno polje oko linije snopa. CMS stvara snažno i uniformno cilindrično magnetno polje jačine 4 T koje obezbeđuje bolju impulsnu rezoluciju ali nameće restrikcije u dizajnu drugih delova. CMS koristi kristale PbW04 za svoj elektromagnetni kalorimetar, dok ATLAS koristi tečni argon. Za više pogledati [30].

LHCb je specijalizovani eksperiment za ispitivanje b fizike. Ova oblast se bavi ispitivanjem *bottom, beauty* ili, jednostavno, b kvarka - teške elementarne čestice treće generacije sa naelektrisanjem -1/3 e. Primarno je dizajniran za merenje CP (eng. *Charge Parity*) narušenja u interakcijama b-hadrona (hadrona koji sadrže b kvark). Ovakva ispitivanja mogu objasniti asimetriju materije i antimaterije u univerzumu [12].

ALICE je specijalizovani eksperiment koji se bavi ispitivanjem fizike teških jona u PbPb sudarima. Joni olova se ubrzavaju u seriji ubzavačkih sistema LHC-a, a zatim se ubace u sam LHC. Sudari ovih teških jona formiraju kvark-gluonsku plazmu, i simuliraju stanje velikih temperatura i energetskih gustina u kojem bi se univerzum nalazio nekoliko delova sekundi nakon Velikog praska. Pored toga ALICE može takođe operisati i u režimu u kom se vrše pPb sudari zarad boljeg razumevanja uticaja prisustva teškog jezgra na produkciju čestica i na dinamiku protona.[2].

Trenutno postoji devet eksperimenata vezanih za Veliki Hadronski sudarač. Pored gore navedena četiri najveća eksperimenta, postoje TOTEM (eng. TOTal cross section, Elastic scattering and diffraction dissociation Measurement at the LHC)[13], LHCf (eng. Large Hadron Collider forward)[8],MoEDAL (eng. the Monopole and Exotics Detector at the LHC)[58], SND@LHC (eng. Scattering and Neutrino Detector at the LHC)[45] i FASER (eng. ForwArd Search ExpeRiment[14].

TOTEM deli interakcionu tačku sa CMS-om i posvećen je preciznim merenjima efikasnih preseka pp interakcija, kao i detaljnim studijama protonske strukture koja još uvek nije u potpunosti shvaćena. On ima visoku akceptansu na čestice proizvedene u *forward* regionu, oblasti blizu linije snopa. U decembru 2020. godine TOTEM je, u kolaboraciji sa D0 eksperimentom iz Fermilaba[15], objavio otkriće *odderon*-a[3], veoma retkog stanja u kojem je došlo do razmene neparnog broja (dominantno tri) gluona, pri pp sudarima.

LHCf experiment se sastoji od dva detektorska sistema koja se nalaze 140 m od ATLAS-ove IP, sa obe strane a blizu linije snopa, u *forward* regionu. Oni koriste čestice emitovane u ovim oblastima od strane pp sudara kako bi simulirali visoko energetske kosmičke zrake u laboratorijskim uslovima, ispitivanjem kako sudari u LHC-u formiraju slične kaskade čestica, na primer merenje broja i energija neutrialnih piona, π^0 [7].

MoEDAL deli IR8 sa LHCb eksperimentom i njegov primarni cilj je detekcija magnetskih monopola, hipotetičkih čestica sa samo jednim polom. Pored toga on takođe vrši potragu za drugim, stabilnim masivnim česticama[34].

SND@LHC je eksperiment koji se bavi ispitivanjem neutrina proizvedenih u LHC-u. Sastoji se od mete sa kojom bi proizvedeni neutrini interagovali, praćene detekcionim sistemom dizajniranim za preciznu detekciju miona, proizvedenih u interakcijama neutrina sa metom, i za merenje energije neutrina. Veliki udeo neutrina u ovom eksperimentu će takođe proisteći iz raspada čestica koje su konstituirane od teških kvarkova, te se SND@LHC takođe bavi i ispitivanjem teških kvarkova u opsegu uglova kojima LHC ne može da pristupi, budući da je on pozicioniran tako da se nalazi veoma malo van linije snopa, pod malim uglovima (ovi uglovi su i dalje veći od onih koje pokriva FASER, i njegov pod-detektor FASER ν koji se takođe bavi ispitivanjima neutrina).SND@LHC je 2023. godine objavio detekciju sudaračkih mionskih neutrina[11], što, zajedno sa rezultatima FASER eksperimenta[5], predstavlja prve detekcije sudaračkih neutrina u istoriji fizike.

FASER je lociran 480 m od ATLAS-ove IP i prati trajektorju linije snopa i njegova primarna ulo-

ga je detekcija čestica na koje se lake, slabo-interagujuće čestice raspadaju. Postojanje ovakvih čestica predviđeno je u mnogim modelima BSM fizike, i njihova detekcija bi potencijalno mogla da razreši pitanje identiteta tamne materije, porekla neutrinskih masa itd. FASER takođe poseduje i pod-detektor, FASER ν , koji je specifično dizajniran za detekciju neutrina, pošto FASER ne može direktno da detektuje neutrine jer ne poseduje metu sa dovoljno materijala. FASER ν se sastoji od emulzionih filmova i volframskih ploča koje služe, istovremeno, i kao mete i kao detektori neutrinskih interakcija. Za više informacija o FASER detektoru pogledati poglavlje 5.

Zakrivljeni deo LHC-a se sastoji od 23 ćelije, dužine 107 m, u kojoj se nalaze magnetni multipolni sistemi. Prvenstevno se tu nalaze magnetni dipolni sistemi (MBA,MBB) koji obezbeđuju polje dovoljne jačine da se izvrši zakrivljenje snopa po kružnoj orbiti. Zatim slede kvadruponi sistemi koji služe za fokusiranje snopa u horizontalnoj i vertikalnoj ravni(MQ,MQT,MQS). Svaka ćelija poseduje i magnetne multipole višeg reda koji služe za precizna podešavanja: sextupole (MSCB,MCS), oktopole (MO) i dekapole(MCDO). Na slici 11 prikazana je jedna takva ćelija.



Slika 11: Shematski prikaz jedne ćelije zakrivljenog dela LHC-a. Iz [49]

Kako bi održavali snopove na odgovarajućim orbitama magnetni dipoli moraju biti dovoljno jaki da proizvedu polje jačine 8.33 T, što odgovara struji od 11700 A. Zbog ovoga (i nekih više tehničkih detalja koji će ovde biti izostavljeni), magnetni dipoli su implementirani kao Niobium-Titanium (Nb-Ti) superprovodni kalemovi, koji moraju biti hlađeni tako da operišu na 1.9 K temperature. Hlađenje se uvodi korišćenjem tečnog helijuma koji se distribuira po čitavom prečniku tunela. Na kraju, bitno je još pomenuti i postojanje tzv. BPM-a, (eng. *Beam Position Monitor*).



Slika 12: Shematski prikaz infrastrukture LHC kompkleksa. Iz [41]

Snopovi protona putuju kroz LHC tunel, gde jedan putuje u smeru kazaljke na satu a drugi u suprotnom. Kako bi snopovi dospeli do željenih energija potrebno je izvršiti, relativno kompleksan proces akceleracije i pre-akceleracije.

4.0.1 Pred-ubrzanje

Pred-ubrzanje se izvršava u više etapa korišćenjem sistema *boost*-era koji 'pakuju' protone u pakete i povećavaju njihove energije.

U prvom koraku se protoni odvajaju od atoma vodonika. Vodonik se ubaci u metalni cilindar gde jako električno polje razbija molekule u atome i atome u elektrone i jone, odnosno protone u ovom slučaju. Uređaj koji se koristi se zove Duoplazmatron. Prva etapa ubrzavanja se vrši ubacivanjem protona u linearni akcelerator 2 (LINAC4). Na putu od Duoplazmatrona do kraja LINAC4-a protoni dostignu energiju od 160 MeV-a.

Zatim se protoni insertuju u PSB (eng. *Proton Synchrotron Booster*). On se sastoji od 4 prstena koji leže u horizontalnoj ravni, paralelno jedan drugom. Ovde se magnetnim poljem obezbeđuje kružna putanja protona dok promene u električnom polju dovode do njihovog ubrzanja. Dalje se, iz ova četiri prstena, protoni šalju u protonski sinhrotron, PS. Pri izlasku iz PSB-a, koriste se jaka magnetna polja koja dozvoljavaju samo određenom broju protona da prođu, grupišući ih u pakete sa energijama do 1.4 GeV-a.

Pri ulasku u PS, protoni se pakuju još gušće, formirajući osnovnu strukturu snopa LHC-a. Protoni se ubrzavaju do 26 Gev-a. Pri trenutnoj nominalnoj luminoznosti paketi se sastoje od 1.15×10^{15} protona sa vremenskim razmakom između paketa od 25 ns.

Poslednja etapa pred-ubrzanja uzima pakete protona i insertuje ih u Super Protonski Sinhrotron (SPS), gde se njihova energija povećava do 450 GeV-a. Protoni se zatim transportuju do dva *beam line*-a LHC-a, blizu ALICE i LHCb eksperimenata. Na slici 13 mogu se videti sve komponente korišćene u ovoj fazi pred-ubrzanja.



Slika 13: Prikaz akceleratorskog kompleksa u CERN-u. Iz [17]

4.0.2 Ubrzanje

Proces glavnog ubrzanja se vrši u tunelu LHC-a kod IR4. Ovde se protoni ubrzavaju od 450 GeV-a do nominalnih 7 TeV-a što se postiže korišćenjem tehnike radio-frekventnih praznina. Praznina predstavlja metalnu komoru sa elektromagnetnim poljem, koja je takvog oblika da elektromagnetni talasi, nastali u radio-frekventnom generatoru, postaju rezonantni. U trenutku protonovog dolaska u prazninu, električno polje u njoj postaje maksimalno. Posledično tome, protoni su ubrzani unapred pri svakom prolasku. Kada se proton nađe u prostoru između dve praznine smer polja se promeni, ali to ne utiče na kretanje protona jer se on ne nalazi direktno u nekoj od praznina u trenutku promene smera polja. Ovim se zapravo postiže razdvajanje paketa protona od 25ns. LHC ima 16 ovakvih radio-frekventnih praznina, od kojih svaka može da dostigne maksimalni napon od 2 MV. Slika 14a prikazuje princip rada.



Slika 14: Shematski prikaz ubrzanja protona u RF prazninama LHC-a (levo) [28], i električnog polja u njima (desno)[26].

Frekvencija kojom polje osciluje je 400 MHz, zbog čega je vreme dolaska protonskih paketa u prazninu veoma bitno. Kada bi jedan proton iz paketa dolazio u idealnom trenutku, tako da dobija maksimalno ubrzanje od praznina, ukoliko se u paketu nalazi još protona koji su već ubrzani više od njega, i stižu pre njega u prazninu oni će biti usporeni od strane praznine (nalik longitudinalnoj oscilaciji) jer će za te protone električno polje biti u fazi spuštanja svoje jačine. Ovim se veličina protonskog paketa kontroliše i drži na poželjnim energijama.

4.0.3 Kontrola snopa - transverzalna manipulacija

Kontrola snopa je izrazito značajan parametar pri radu na akceleratorskim eksperimentima gde se, u ovom slučaju, protoni ogromnih energija skupljaju u pakete i sudaraju, efektivno čineći da se njihovi konstituenti zapravo sudaraju. Budući da su principi kontrole longitudinalne dinamike snopa već pomenuti, bitno je napomenuti i potrebu za trasverzalnom kontrolom [47]. Pod transverzalnom dinamikom se podrazumeva kretanje naelektrisanih čestica u akceleratorima pod uticajem spoljašnjih transverzalnih fokusirajućih i savijajućih polja. Zarad ove svrhe, koriste se primarno kvadrupolni magneti (i ostali multipolni - oktopolni, dekapolni itd.), postavljeni i raspoređeni po tunelu na takav način da, naizmenično, fokusiraju i defokusiraju snop, što se može videti na slici 15a



Slika 15: Slika (a) pokazuje način naizmeničnog fokusiranja i defokusiranja snopa pod dejstvom kvadrupolnog magneta. Slika (b) je shematski prikaz fokusiranja snopa pod uticajem mulitpolnih magnetskih sistema. Iz [27].

Gradijentna polja generisana od strane ovih magneta takva su da se linearno povećavaju sa rastojanjem od centra magneta.

$$B_y = -g \cdot x \qquad \qquad B_x = -g \cdot y \tag{4.3}$$

Ovde x i y predstavljaju koordinate po horizontalnim i vertikalnim ravnima, dok parametar g predstavlja gradijent magnetnog polja. Često se jačina polja normira na impuls čestica, te je polje kvadrupolnih magneta normirano na $B\rho$ gde je ρ poluprečnik savijanja trajektorije. Ovaj radijus se, vrlo jednostavno dobija:

$$qvB = \frac{mv^2}{\rho} \tag{4.4}$$

qvB je Lorencova sila koja vrši zakrivljenje putanje protona. Može se,
dakle, normirana jačina poljakdobiti kao:

$$k = \frac{g}{B\rho} \tag{4.5}$$

Takođe se mogu izvesti, na osnovu Maksvelovih jednačina, i zaključci o gradijentu ovog polja:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0 \tag{4.6}$$

Zbog položaja snopa (tako da je okružen magnetima) gustina struje magneta j je nula, a ne postoji nikakvo eksplicitno električno polje koje se menja, te je moguće zaključiti da je:

$$\frac{\partial B_y}{\partial x} = \frac{\partial B_x}{\partial y} \tag{4.7}$$

Detaljnija izvođenja vezana za transverzalnu dinamiku, kao što su žižne daljine dipolnih, kvadrupolnih magneta, jednačina kretanja itd. mogu se naći u [47].

Ovom procedurom se, ne samo kontroliše veličina paketa u transverzalnoj ravni, nego se vrši i kolimacija snopa iako ovo nije kompletna procedura. Glavni proces biće opisan u narednoj sekciji.

4.0.4 Kolimacija snopa

Takozvane kolimacione insercije koje se koriste u LHC-u nalaze se u IR3 i IR7. Ukoliko čestica ima energiju ili transverzalnu amplitudu, na primer mnogo veću od protona koji se uzima kao referentni onda se ta čestica naziva *beam halo* čestica. Postoje dve vrste ovih čestica. Jedna se naziva betatron, a druga *off-momentum* halo čestica. Betatroni predstavljau čestice koje imaju veću transverzalnu emitancu od 'idealne' (referentne). Emitanca je mera srednjeg *spread*-a koordinata čestice u faznom prostoru i ima dimenziju dužine. Transverzalna emitanca, je onda emitanca posmatrana u jednom od dva pravca normalna na osu snopa. Idealni snop bi trebao da ima minimalnu emitancu jer, što je ona manja to su protoni bolje upakovani i samim tim bolja je kolimacija snopa, a time i verovatnoća sudara.

Pored njihove primarne uloge da kolimišu snop, kolimatori imaju i zaštitnu ulogu jer dobrom kolimacijom snopa se štiti oprema koja je osetljivija i lakše podložna oštećenju u neposrednom okruženju visoko energetskih sudara.

Proces kolimacije je generalno sličan za obe pomenute halo čestice te će ovde biti opisan opšti postupak. Kolimacija se vrši iz više etapa. U prvoj, halo čestice nailaze na primarne kolimatore (TCP) koji su najbliži snopu. Slede sekundarni kolimatori (TCS) i apsorberi (TCLA) kako bi se apsorbovale čestice nastale u pljuskovima pri interakciji sa kolimatorima. Dok su tercijarni kolimatori (TCT) uvedeni 150 m pre svakog eksperimenta i to jedan u horizontalnoj a jedan u vertikalnoj ravni. Halo čestice bi prvo trebalo da nalete na primarne kolimatore, ukoliko neke od njih uspeju da prođu, naleteće na sekundarni kolimator. Budući da čestice koje naleću na njih deponuju ogromne količine energije ovi kolimatori moraju biti izuzetno otporni na radijaciju. Iz tog razloga se prave od kompozita ugljeničnih vlakana (eng. *Carbon Fiber Composite*-CFC). TCLA je legura volframa i on služi za apsorpciju rasejanih čestica iz sekundarnog kolimatora, kao i pljuskova nastalih od interakcija halo čestica sa primarnim i sekundarnim kolimatorima. Tercijarni kolimatori su takođe napravljeni od legura volframa.



Slika 16: Shematski prikaz LHC-ovog kolimacionog sistema. SC je skračenica za Super Conducting. Iz [6]

4.0.5 Dumping snopa

Dumping snopa se u suštini odnosi na odstranjivanje ili uklanjanje protona iz *beam line*-a. Budući da je energija koju ove čestice razviju (nominalna energija je, trenutno, 14 TeV-a) veoma visoka, potrebno je da se izuzetan sigurnosni sistem i protokol implementiraju kako bi se snop sigurno odstranio.

LHC-ov *dumping* sistem mora da bude u stanju da prekine snop u svim uslovima, uključujući one koji rezultuju abnormalnim ponašanjem mašinerije ili malfunkcijama elemenata samog *dumping* sistema. Kanali za ekstrakciju moraju da obezbede adekvatnu aparaturu za cirkulirajući i ekstrakovani snop po čitavom opsegu energija i različitim parametrima snopa.

Pri uklanjanju snopa, postoji vremenski interval od oko 3 μs između cirkulirajućih paketa koji se uvodi kako bi se obezbedilo dovoljno vremena za uključivanje horizontalnih magnetskih *kicker*-a (MKD). Postoji ukupno 15 ovih MKD magneta koji proizvode skretanje snopa od 0.27 *mrad* na 7 *TeV*. Ceo snop se dovodi u sektor sa 15 vertikalno skrećućih Lambertson septum magneta (MSD) koji proizvode

skretanje od 2.4 *mrad*-a za oba snopa. Ekstrakovani snop se 'pokupi' u kvazi-kružnoj putanji pomoću dva para ortogonalno skrećućih *kicker*-a (MKB), od kojih postoje 4 horizontalna i 6 vertikalnih po snopu. Zatim slede apsorberi koji se sastoje od 7 m dugačkih segmentisanih ugljeničnih cilindara (700 mm u prečniku) koji se nalaze u čeličnom cilindru koji čini *dump core*. Ovo jezgro je hlađeno vodom i okruženo sa oko 750 tona betonske i gvozdene zaštite.



Slika 17: Shematski prikaz LHC-ovog dumping sistema. Iz [25]

5 FASER detektor

FASER je lociran u jednom od mnogih servisnih tunela vezanih za LHC, TI12, i nalazi se otprilike 480 m istočno od ATLAS-ove tačke interakcije. Shematski prikaz *far - forward* regiona je dat na slici 18 od ATLAS-ove IP, snop iz LHC-a prolazi kroz 270 m dugačku inserciju a zatim ulazi u region gde se zavija. Naelektrisane čestice koje se emituju u ovom pravcu se savijaju pod optikom snopa (čest naziv u literaturi za sisteme kojim se upravlja dinamika snopa u akceleratorima),a neutralni hadroni su uglavnom zaustavljeni od strane TAS ili TAN apsorbera, koji su dizajnirani da štite magnete. Kako bi putovale od IP do FASER-a, čestice moraju proći kroz, približno 10 m betona i 90 m kamena. U Standardnom modelu, samo mioni i neutrini mogu da stignu do FASER-a iz ATLAS-ove IP. Sa druge strane, LLP koje su produkovane u, ili blizu IP mogu olako proći kroz svu ovu materiju bez interakcije sa njom i mogu se raspasti u FASER-u.



Slika 18: Shematski prikaz *far-forward* regiona nizvodno od ATLAS-a kao i različitih čestica i njihovih trajektorija. **Gornji panel:** FASER je lociran 480 m nizvodno ATLAS-ove IP nakon što se glavni LHC tunel zakrivljuje. **Donji levi panel:** Čestice visokih energija proizvedenih u IP u *far-forward* pravcu. Naelektrisane čestice su odbijene od strane LHC-ovih magneta, i neutralni hadroni su apsorbovani ili TAS ili TAN apsorberima, ali LLP mogu proći kroz infrastruktru LHC-a bez interakcije sa materijom. **Donji desni panel:** LLP mogu proputovati 480 m nizvodno i raspasti se u tunelu TI12. Iz [14]

5.1 Signal

Lake čestice proizvedene sudarima u LHC-u imaju karakteristične transverzalne impulse (p_T) srazmerne njihovoj masi $p_T \sim m$. Posledično tome, LLP koje su proizvedene u FASER-ovoj ugaonoj akceptanci, $\theta \leq 0.1$ mrad, gde je θ ugao u odnosu na osu sudara snopa, imaju visoke energije $E \sim TeV$ što sledi iz:

$$\theta \approx \tan \theta = \frac{p_T}{p} \sim \frac{m}{E} \ll 1 \tag{5.1}$$

Karakteristični događaji koji prozivode signal u FASER-u su:

$$pp \rightarrow LLP + X \rightarrow LLP \ putuje \sim 480m \rightarrow LLP \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \pi^+\pi^-, \gamma\gamma...$$
 (5.2)

gde produkti raspada LLP imaju ~ TeV energije. Signali u FASER-u su sledeći: dve suprotno naelektrisane čestice ili dva fotona sa ~ TeV energijama koji potiču iz zajedničkog verteksa u detektoru i imaju ukupan impuls koji je usmeren nazad ka IP ATLAS-a kroz 100m betona. Produkti raspada ovako lakih i veoma ubrzanih čestica su ekstremno kolimisani sa tipičnim uglom otvaranja (ugao između trajektorija dve čestice nakon njihovih kreacija) $\theta \sim m/E$. Na primer, za LLP sa masom $m \sim 100$ MeV i energijom oko $E \sim 1$ TeV tipični ugao otvaranja je $\theta \sim m/E \sim 100 \ \mu rad$, što implicira separaciju od samo ~ 100 μm nakon kretanja kroz 1 m detektora. Kako bi razdvojio dve naelektrisane putanje nastale raspadom LLP, FASER mora da ima magnetno polje dovoljno jako da razdvoji obrnuto naelektrisane čestice.

5.2 Konfiguracija detektora

Kako bi bio osetljiv na mnoge, različite forme LLP i kako bi mogao diferencirati signal od pozadine/šuma, FASER mora posedovati više, veoma bitnih komponenti. Ove komponente prikazane su na slici 19. Čestice nastale u IP ATLAS-a ulaze u detektor sa leve strane. Na ulazu u detektor nalazi se dupli sloj scintilatora (siva) u kojima čestice, uglavnom mioni visoke energije, deponuju delić svoje energije i bivaju registrovani od strane sistema. Prilikom deponovanja energije emituje se mionski Bremsstrahlung. Između scintilacionih slojeva nalazi se sloj olova debljine 20 radijacionih dužina koji služi za apsorbovanje visoko energetskih fotona nastalih iz Bremsstrahlung-a. Taj sloj olova će ili u potpunosti apsorbovati fotone ili će proizvesti pljuskove koje će drugi sloj scintilatora (druga scintilaciona stanica) detektovati, dalje se te informacije mogu koristiti za odbacivanje šuma. Ova tri sloja se još nazivaju i veto sloj. Veto sloj je zatim praćen $\Delta = 1.5$ m dugačkim permanentim dipolnim magnetom (crvena) jačine 0.6 T i poluprečnika R = 10 cm. Ovakvi permanentni magneti zauzimaju relativno mali prostor, i za razliku od elektromagneta, ne zahtevaju visoku snagu napajanja i hlađenja. Cilindrična zapremina zatvorena ovim magnetom služi kao aktivna zapremina za lake, slabo interagujuće čestice, gde magnet omogućava horizontalno razdvajanje obrnuto naelektrisanih čestica na detektabilna rastojanja. Potom sledi spektrometar, koji se sastoji od dva dipolna magneta dužine 1 m, i jačine 0.6 T sa tri stanice za praćenje tragova (plavo). Svaka ova stanica sastoji se od preciznih silikonskih *strip* detektora koji se nalaze na oba kraja magneta i između magneta. Primarna uloga spektrometra je da posmatra karakteristični signal dve suprotno naelektrisane čestice usmeren ka IP ATLAS-a, izmeri im impulse, i pokupi sve naelektrisane čestice niskih impulsa pre nego što dođu do zadnjeg dela spektrometra. Scintilatorske ravni (siva) za okidanje i precizno merenje nalaze se na ulazu i izlazu spektrometra. Poslednja komponenta ovog detektorskog sistema je elektromagnetni kalorimetar (označen ljubičastom) da identifikuje visoko energetske elektrone i fotone i izmeri ukupnu deponovanu energiju.

5.3 Šum

Prirodne stene i LHC infrastruktura (beton, magneti, apsorberi) omogućavaju odličnu zaštitu koja dramatično smanjuje fluks visoko energetskih čestica i fotona u FASER-u. Kako bi se odredila veličina pozadinskog zračenja, izvršene su FLUKA (nem. *FLUktuierende KAskade* simulacije [37] i kako bi se procenio fluks visoko energetskih i nisko energetskih čestica, koji bi mogli da utiču na elektroniku [59]. Ove FLUKA simulacije dodatno su proverene i potvrđene *in situ* merenjima koje je obavio set detektora postavljen u TI12 tunelu tokom LHC tehničkih provera 2018. godine. FLUKA je Monte Karlo paket za simulacije koji prati produkciju čestica, odbijanje, i gubitak energija sa detaljnim modelima geometrija LHC tunela, uključujući i mapu materijala LHC infrastrukture i konfiguraciju magnetnog polja. Simulacija uključuje tri potencijalna izvora šuma na lokaciji FASER-a:

• Čestice kreirane u proton-protonskim sudarima u IP ili od strane nekih drugih čestica koje su nastale u IP a interaguju negde dalje od IP, na primer, neutralna čestica se apsorbuje u TAN apsorberu.



Slika 19: Konfiguracija FASER detektora. LLP ulaze u detektor sa leva. Čitava dužina detektora je približno 5 m. Detektorske komponente su: scintilatori (siva), dipolni magneti (crvena), treking stanice (plava), kalorimetar (ljubičasta) i konstrukcija za podršku (zelena). Preuzeto iz [14]

- Čestice iz pljuskova inicirane od strane protona van ose snopa koje udaraju u cevi snopa u pravcu FASER-a.
- Čestice nastale u snop-gas interakcijama kada snop prolazi blizu FASER-a u pravcu ATLASA.

Dominantan izvor šuma su radiativni procesi vezani za visoko energetske mione koji dolaze iz IP, kao što su produkcija fotona i/ili elektromagnetskih ili hadronskih pljuskova. Ovi događaji mogu se javiti i u kamenu pre FASER-a ili unutar aktivne zapremine ili materijala detektora. Iako bi šum iz ovih procesa zavisio od detalja dizajna samog FASERA, kinematika uverava da je ugao otvaranja između bilo kojih visoko energetskih (E > 100 GeV) sekundarnih čestica i roditeljskog miona najviše nekoliko mrad [44, 62]. Posledično tome, ovakav šum se može odbaciti izbacivanjem događaja u kojima je trag nalik LLP propraćen sa visoko energetskim mionom koji ulazi u detektor iz pravca IP. Ubacivanjem dve scintilacione veto stanice na ulazu u FASER (sa strane IP-a), gde je svaki sloj u stanju da detektuje bar 99.99 % nadolazećih visoko energetskih miona, šum se može smanjiti na zanemarljive nivoe. Ovi mioni deponuju energiju u scintilacione stanice mogu se povezati signali koji potiču od istih visoko energetskih miona te se lako mogu odbaciti. Šum koji potiče od kosmičkih miona se takođe lako i efikasno razlikuje i odbacuje od LLP signala na osnovu direkcionalnih i vremenskih informacija, te oni ne predstavljaju prepreku u potrazi za novom fizikom u FASER-u.

6 FASER-2 detektor

6.1 Motivacija

Veliki detektori u LHC-u, kao što su ATLAS i CMS su odlično opremljeni za detekciju čestica pri velikim uglovima, odnosno u transverzalnoj ravni u odnosu na liniju snopa, jer se u tim regionima očekuje najveći broj događaja relevantnih za istraživanje. Posledično tome, oni nisu u stanju da mere događaje koji su se desili u veoma minimalnim uglovima, duž linije snopa. Ova činjenica čini detekciju čestica u prethodno neistraženoj oblasti, tzv. *far-forward*, veoma atraktivnom u potrazi za novom fizikom. Eksperimenti u ovom *far-forward* pravcu bi, potencijalno, mogli da detektuju LLP[14] za koje je karakteristična njihova slaba interakcija sa materijom, a koje su mogući kandidati za laku tamnu materiju. *Forward Physics Facility* (FPF) [36] je predloženi projekat za izgradnju objekta, 65 m dužine, u kom će se nalaziti skup *far-forward* eksperimenata tokom HL-LHC ere (eng. *High Luminosity LHC*), i nalaziće se 620 m zapadno od ATLAS-ove tačke interakcije. Lokacija FPF-a obezbeđuje odličnu pozadinsku zaštitu zahvaljujući slojevima betona i stena, a koja je neophodna za obzerviranje slabo interagujućih čestica i retkih procesa. FPF se očekuje da sadrži unapređene verzije već postojećih detektora FASER-2, FASER-2, FASER-2 Advanced SND, kao i nove eksperimente: FORMOSA - koja ima cilj za detekciju milinabojskih čestica, FLArE - vremenski projekciona komora sa plemenitim gasom koja možda detektuje neutrine i laku tamnu materiju proizvedenu u LHC-u. Slika 20 prikazuje generalni raspored opisanih eksperimenata.

FASER-2 [36] je novi, predloženi eksperiment koji bi se nalazio u FPF-u, sa značajno povećanom zapreminom u odnosu na FASER, čime se dobija na povećanju ugaone akceptance dugo-živećih produkata neutralnih piona i B-mezona, kao i na povećanju osetljivosti za veće mase LLP. Ovo rezultuje u povećanju dometa, odnosno oblasti osetljivosti u parametarskom prostoru, za četiri reda veličine.

Pretpostavlja se da se LLP proizvode u retkim raspadima teških mezona, te bi se njihovi naelektrisani produkti raspada mogli efikasno detektovati magnetnim spektrometrom i *tracker*-om kao što je FASER-2.

Predloženi tamni foton i tamni Higs modeli služe kao *benchmark* za LLP u studijama dizajna FASER-2 detektora.



Slika 20: Generalni raspored FPF eksperimentalne prostorije. Obojene površi predstavljaju predložene eksperimente (i njihove dimenzije), uključujući FASER-2 koji će tražiti LLP, FASER ν 2 i AdvSND koji će proučavati neutrine i tražiti nove čestice, FORMOSA koja će tražiti mCP (eng. *miliCharged Particles*), i FLArE za detekciju neutrina i tamne materije. Zelena kutija je mogući odsek za *cooling* sistem FLArE-a. Iz [36]

Ovaj master rad fokusira se na ispitivanje mogućnosti detekcije tamnog fotona, kroz analizu efikasnosti rekonstrukcije njegovih produkata raspada i njihove međusobne udaljenosti, u zavisnosti od razlicitih veličina, oblika i jačine magnetnog polja FASER-2 magneta.

Postojeći FASER experiment je veoma ograničen u pogledu svoje aktivne zapremine, zbog ograničenog prostora pod zemljom (FASER detektor je izgrađen u TI12 tunelu 480 m zapadno od ATLAS-ove IP). Ovo direktno utiče na osetljivost i domet FASER-a, jer je za mnoge reprezentativne BSM modele, osetljivost direktno povezana sa dužinom i poluprečnikom aktivne zapremine. Odatle motivacija za izgradnju detektora znatno veće zapremine. U prethodnim studijama, nominalni FASER-2 dizajn se sastojao od aktivne zapremine dugačke 5 m i 2 m u prečniku. Rezultat ovoga je da se angularna akceptanca neutralnih piona poveća sa 0.6 % u FASER-u do 10 % u FASER-2 (Slika 21 levo). Pored toga, dolazi do značajnog povećanja osetljivosti na LLP koje se proizvedu u raspadu teških mezona, zbog dodatne akceptance na produkciju B mezona (Slika 21 desno). Povećana aktivna zapremina takođe poboljšava senzitivnost na LLP sa većim masama i dužim životima. Ovaj kombinovani efekat svih faktora rezultuje u povećanju *reach*-a i za četiri reda veličine za neke modele.

Dva *benchmark* modela potrage za LLP za FASER-2 su tamni foton [33] i tamni Higs [19], nove čestice u tamnom sektoru sa spinovima 1 i 0 respektivno, koje se kupluju sa SM preko renormalizacionih sparivanja. Monte-Karlo simulacijama (detaljnije o simulacijama u narednoj sekciji, 6.3) mogu se dobiti grafici osetljivosti na ova dva modela za FASER, FASER-2 i ostale eksperimente koji se fokusiraju na potragu LLP (Slika 22).

Za oba *benchmark* modela, vidi se znatno unapređenje u osetljivosti FASER-2 u poređenju sa FASERom, i u dometu masa i u istraživanju slabijih konstanti kuplovanja. Neutrino program u FPF-u zahteva



Slika 21: Diferencijalna stopa produkcije mezona u (θ, p) ravni gde su θ i p ugao i impuls mezona u odnosu na osu snopa respektivno. Ugaone akceptance za FASER i FASER-2 su prikazane vertikalnim, sivim, isprekidanim linijama. Crna, dijagonalna, isprekidana linija ukazuje na razmeru transverzalnog impulsa za pione $p_{\rm T} \sim \Lambda_{\rm QCD} \sim 250 MeV$ i $p_{\rm T} \sim m_{\rm B}$ za B mezone. Iz [14]

detekciju miona nastalih iz neutrino intersekcija. Precizna merenja impulsa i pouzdanih identifikacija naelektrisanja ovih miona će dozvoliti diferenciranje između mionskih neutrina ν_{μ} i mionskih anti-neutrina $\overline{\nu_{\mu}}$. FASER-2 spektrometar igraće važnu ulogu u ovim merenjima i za FASER ν 2 i za FLArE eskperimente.



Slika 22: Osetljivosti na modele tamnog fotona (levo) i tamnog Higsa (desno) u (m, kapling) ravni. Sive osenčene oblasti su, trenutnim granicama, onemogućene dok su buduće osetljivosti drugih eksperimenata prikazane u bojama. Iz [36]

Zavisnost osetljivosti u odnosu na veličinu i oblik aktivne zapremine ispitivana je u prethodnim studijama FASER-2 kolaboracije.

Slika 23 prikazuje efekat zapremine na osetljivost primenjenu na pomenute modele, tamni foton (levo) i tamni Higs (desno) u poređenju sa originalnim dizajnom FASER-2 detektora (crvenom). Poređene konfiguracije su: zelenom, cilindrična zapremina dužine 10 m i prečnika 1.5 m i 2.0 m; narandžastom,


Slika 23: Osetljivosti na modele tamnog fotona (levo) i tamnog Higsa (desno) u zavisnosti od različitih veličina i oblika aktivne zapremine (opisanih u tekstu).

pravougaona aparatura sa širinom 2.0 m i visinom 0.5 m i 1.0 m; ljubičastom, pravougaona aparatura sa širinom 3.0 m i visinom 0.5 m i 1.0 m; i plavom je prikazana pravougaona aparatura sa širinom 4.0 m i visinom 0.5 m i 1.0 m. Broj događaja koji se dese u aktivnoj zapremini detektora zavisi od mase LLP, čime se definiše efikasni presek, i od kuplovanja koje određuje poluživot, a time i verovatnoću raspada u aktivnoj zapremini.

Postoje mnoge, veoma značajne komponente, koje se moraju uračunati u razmatranju dizajna FASER-2 detektora. Povećanje poluprečnika aktivne zapremine za faktor od 10 rezultuje u stostrukom povećanju površine koja treba da se opremi. Generalno povećanje veličine detektora takođe rezultira u povećanju pozadinskog zračenja tj. šuma, što će rezultirati u većoj potrebi za boljim okidačima i tehnikama za analizu podataka itd.

6.2 Konfiguracija detektora

Proces detekcije LLP u FASER-2 detektoru izgledao bi ovako:

$$pp \rightarrow LLP + X \rightarrow LLP$$
 putuje $\sim 620m \rightarrow LLP \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \pi^+\pi^-, K^+K^-...$ (6.1)

Trenutni dizajn FASER-2 detektora sastoji se od različitih detektorskih komponenti baziranih na već postojećim tehnologijama, dok su fizički principi kao i rasporedi komponenata za detekciju čestica analogni FASER detektoru, gde su pored značajnih povećana u aktivnoj zapremini dobivena sjajna unapređenja upotrebom dual-readout kalorimetrije i superprovodne magnetne tehnologije u odnosu na permanente magnete FASER-a. Shematski prikaz konfiguracije FASER-2 detektora može se videti na slici 24.



Slika 24: Shematski prikaz konfiguracije FASER-2 detektora, pozicija svake *tracking* stanice nije tačno specifiran, budući da su njihove lokacije i broj još uvek pod diskusijom.

• Veto sistem Trenutni predlog je da veto sistem bude sačinjen od scintilacionih slojeva koji će igrati ulogu odbacivanja signala koji bi predstavljali šum. U principu, jedine naelektrisane čestice koje bi mogle da stignu do FASER-2 od ATLAS-ove IP su mioni, te će i signali koji potiču od njih biti najdominantniji. Oni bi u interakcijama sa scintilacionim slojevima prouzrokovali signal i

bili bi 'tagovani'. Pošto su naelektrisani trebalo bi da se korespondirajući energijski depozit ostavi i u komponentama kalorimetra kao i u mionskom detektoru. Signali koji potiču od istih miona se mogu povezati i odstraniti kao šum. Još jedna bitna komponenta veto sistema jeste olovna zaštita koja odvaja scintilacione slojeve. Ona je neophodna, jer mioni pri prolasku kroz scintilatore proizvode *Bremsstrahlung*, te će ga olovni slojevi ili apsorbovati ili proizvesti pljuskove čestica koji će biti detektovani u narednoj scintilacionoj stanici. Ove informacije se onda mogu koristiti za odstranjivanje signala tog tipa.

- Magnet Ima ulogu u razdvajanju naelektrisanih, masenih produkata raspada BSM čestica. Superprovodna tehnologija je ovde implementirana u kontrastu na FASER-ove permanentne magnete. Geometrija magneta kao i njegova jačina polja još uvek su tema diskusije. Rezultati dobiveni tokom izrade ovog master rada upravo su bili usko povezani sa tim pitanjem.
- **Tracking stanice** imaju ulogu praćenja tragova produkata raspada BSM čestica. Svaka tracking stanica sastoji se od vertikalnih i horizontalnih modula kako bi pokrila obe dimenzije prostora. Tačan broj stanica je još uvek pod diskusijom, mada je predloženi broj između 6 i 12. Koriste silikonsku PMT (eng. *PhotomMultiplier Tube*) i tehnologiju scintilacionih vlakana, zasnovanu na LHCb-ovom SciFi detektoru [48]. Ova tehnologija daje prostornu rezoluciju od 100 μm .
- Kalorimetar služi za merenje energije produkata raspada. Koristi se Dual-readout tehnologija sa prostornom rezolucijom ~ 1-10 mm u kojoj su elektromagnetni i hadornski kalorimetar komponente jednog kalorimetra. Elektromagnetne i hadronske komponente vrše identifikaciju i razlikovanje čestica, na primer između elektrona i piona. Za više detalja o dual-readout kalorimetriji videti [54]
- Gvozdeni zid i mionski detektor Dovoljno debeo zid gvožđa postavljen je posle kalorimetra, kako bi se omogućila adekvatna apsorpcija hadrona. Iza zida postavljen je mionski detektor napravljen od SciFi ravni. Iz [60].

6.3 Simulacija događaja

Generisanje događaja, odnosno produkcija LLP u raspadima *forward* hadrona, vršena je putem FO-RESEE (eng. *FORward Experiment SEnsitivity*) programskog paketa[50]. Ovaj paket omogućava brze, ali veoma precizne simulacije za određene BSM modele uključujući i tamni Higs i tamni foton. Simulacije se vrše za specijalizovanu geometriju, definisanu od strane korisnika, i za primenu određenih odseka na vidljive signale. Paket takođe obezbeđuje i skup korisnih numeričkih podataka kao što su *far-forward* spektri lakih mezona, kojima se lako pristupa i koji se jednostavno mogu koristiti u različitim studijama za procene dometa osetljivosti u drugim BSM scenarijima.

Propagacija BSM čestica, njihov raspad na SM čestice, i praćenje putanja produkata raspada kroz različite analizirane geometrije magneta i jačine magnetnog polja, izvršeni su upotrebom Geant4 programskog paketa [9]. Za generisanje raspada LLP upotrebljivani su kanali na e^+e^- parove, na $\mu^+\mu^-$ i na $\pi^+\pi^-$ iz razloga što, u oblasti parametara ispitivanog modela, raspad na pione je jedini dostupan hadronski kanal (što se može videti na slici 5.

Rezultati koji se dobiju kao produkt simulacija, reprezentovani su u formi mreže, odnosno grid-a. Svaka tačka na mreži predstavlja različite vrednosti masa i konstanti sprezanja, veličina koje su uzete za definisanje parametarskog prostora. Veličine koje su relevantne za studije ovog master rada, efikasnosti, separacije u transverzalnoj ravni, impulsi, energije itd. se računaju za svaku tačku grid-a. Za generisanje grid-a upotrebljivane su vrednosti masa i konstana kuplovanja iz tabele 2

$m_{A'}$ [GeV]	Konstanta sprezanja, ϵ	
0.01	$1 \cdot 10^{-8}$	
	$1.83298071083244\cdot 10^{-8}$	
0.0501	$3.35981828628378\cdot 10^{-8}$	
	$6.15848211066027\cdot 10^{-8}$	
0.1585	$1.12883789168469 \cdot 10^{-7}$	
	$2.06913808111479\cdot 10^{-7}$	
0.3548	$3.79269019073225 \cdot 10^{-7}$	
	$6.95192796177561 \cdot 10^{-7}$	
0.6457	$1.27427498570313\cdot 10^{-6}$	
	$2.33572146909012\cdot 10^{-6}$	
0.7586	$4.28133239871940\cdot 10^{-6}$	
	$7.84759970351461 \cdot 10^{-6}$	
0.8913	$1.43844988828766 \cdot 10^{-5}$	
	$4.83293023857175\cdot 10^{-5}$	
1.2859	$8.85866790410083\cdot 10^{-5}$	
	$2.63665089873036\cdot 10^{-5}$	
	0.000162377673918872	
2.8184	0.000297635144163132	
	0.000545559478116851	
	0.001	

Tabela 2: Vrednosti mase tamnog fotona $m_{A'}$ [GeV] i konstante sprezanja ϵ korištenih za generisanje mreže ispitivanog modela tamnog fotona.

Ispitivani scenariji geometrije magneta kao i jačina integrisanog magnetnog polja prikazani su u tabeli 3:

Magnetski scenario	Dimenzije aparature	Jačina polja
SAMURAI-style default	Pravougaoni: 3m x 1m	4 Tm
	Pravougaoni: 3m x 1m	2 Tm
SAMURAI-style Redukovani	Pravougaoni: 2.6m x 1m	4 Tm
	Pravougaoni: 2.6 m \times 1m	2 Tm
	Kvadratni: $2m \ge 1.6m$	$2 \mathrm{Tm}$
		1.25 Tm
Industrial style Silicon crystal pulling	Kružni: 1.6m (2m) $\Phi \ge 1.25 \mathrm{m}$	1.9 Tm
		2.5 Tm

Tabela 3: Razmatrani slučajevi magnetskih scenarija.

7 Rezultati

Osnovni razmatrani scenario magneta zasnovan je na magnetu SAMURAI spektrometra[53], pravougaone je geometrije sa dimenzijama 3 m × 1 m i jačinom magnetnog polja od 4 Tm. Ostali magnetski scenariji, analizirani u ovoj tezi, su upoređivani sa njim. U njih spadaju redukovane verzije: SAMURAI Rectangular pravougani (u daljem tekstu Rectangular), sa dimenzijama 2.6 m × 1 m i jačinom polja od 2 Tm; i SAMURAI Squared kvadratni (u daljem tekstu Squared), sa dimenzijama 2 m × 1.6 m i jačinom polja od 2 Tm. Prethodeći ovim studijama takođe je obavljeno i upoređivanje SAMURAI-style magnetskog scenarija, u osnovnim i redukovanim verzijama (3 m × 1 m, jačina polja 2 Tm; 2.6 m × 1 m, jačina polja 4 Tm; i 2.6 m × 1 m, jačina polja 2 Tm), sa Industrial-style kružnim tipom magneta. Razmatrano je šest različitih Industrial-style scenarija: sa prečnikom 1.6 m i jačinom polja od 1.25 Tm, 1.90 Tm ili 2.50 Tm; sa prečnikom 2 m i jačinom polja, 1.25 Tm, 1.90 Tm ili 2.50 Tm. Rezultati ovih studija pokazali su da nema marginalnih razlika između dve geometrije, te se fokus teze preneo na detaljnije ispitivanje SAMURAI-style magneta.

Posmatrane su međusobne udaljenosti, odnosno separacije, produkata raspada tamnog fotona na 5 različitih stanica za praćenje tragova, kao i efikasnost rekonstrukcije ovih tragova, za različite separacije i u zavisnosti od parametara modela (vrednosti mase i konstante sprezanja za datu tačku *grid*-a), na svakoj od njih. Stanice su pozicionirane tako da se prve dve stanice nalaze pre magneta, na 10 m i 11 m od ulaska u detektor (slika 24), dok se ostale tri nalaze neposredno posle magneta na 15.5 m, 19.5 m i 20.5 m respektivno. Kao što se može videti sa slike 24, sam magnet se nalazi u oblasti od 11.5 m do 15.5 m. Lokacija svake stanice je tačno i precizno određena, sa ciljem dobijanja adekvatnog uvida u putanje naelektrisanih produkata raspada, kao i uticaja skretanja magneta na njihovu međusobnu udaljenost. Prve dve *tracking* stanice pružaju informacije o razdvojenosti produkata raspada tamnog fotona pre njihovog savijanja od strane magneta. Treća *tracking* stanica je pozicionirana odmah posle magneta i ukazuje na neposredno razdvajanje čestica nakon prolaska kroz magnet, dok stanice 4 i 5 pružaju informacije o razdvojenostima produkata nakon što su proputovali makroskopska rastojanja pri izlasku iz magneta.

Konačno, rezultati ovih studija su korišćeni za dalju procenu dometa FASER-2 detektora u različitim magnetskim scenarijima, odnosno za precizno određivanje oblasti osetljivosti detektora u parametarskom prostoru modela tamnog fotona.

7.1 Analiza separacija produkata raspada tamnog fotona

Rezultati separacionih studija, za nekoliko izabranih tačaka (m, ϵ) grid-a, u slučaju SAMURAI-default magnetskog scenarija prikazani su na slici 25.



Slika 25: Primer rezultata separacionih studija za izabrane tačke (m, ϵ) grid-a, u slučaju e^+e^- kanala raspada u SAMURAI- default magnetskom scenariju.

Rezultati ovih studija, primenjenih na redukovanom, pravouga
onom scenariju, tzv.Rectangular prikazani su na slic
i26



Slika 26: Primer rezultata separacionih studija za izabrane tačke (m, ϵ) grid-a, u slučaju e^+e^- kanala raspada u Rectangular magnetskom scenariju.

Konačno, rezultati separacionih studija u redukovanom kvadratnom, tzv. Squaredslučaju prikazani su na slici27



Slika 27: Primer rezultata separacionih studija za izabrane tačke (m, ϵ) grid-a, u slučaju e^+e^- kanala raspada u Squared magnetskom scenariju.

Poređenje separacija u tri ispitivana magnetska scenarija, za odabranu tačku parametarskog prostora za koju je karakteristično da se javljaju sva tri kanala raspada $(e^+e^-, \mu^+\mu^- i \pi^+\pi^-)$ može se videti na slici 28



Slika 28: Primer poređenja rezultata separacionih studija za tri ispitivana magnetska scenarija, fokusiran na tačku parametarskog prostora (m, ϵ) u kojoj se karakteristično manifestuju sva tri kanala raspada $(e^+e^-, \mu^+\mu^- i \pi^+\pi^-)$.

Magnetno polje je u simulacijama postavljeno duž y-ose, te se očekuje da najveći efekat zakrivljenja putanje naelektrisanih čestica, produkata raspada tamnog fotona, bude u pravcu x-ose. Stoga su međusobne udaljenosti produkata raspada ispitivane upravo u ovom pravcu. Rezultati prikazani na slikama 25.26 i 27 predstavljaju međusobne udaljenosti elektrona i pozitrona u milimetrima za devet različitih tačaka parametarskog prostora ((0.01 GeV, 0.00016238), (0.01 GeV, 1.2743e-06), (0.01 GeV, 2.0691e-07), (0.1585 GeV, 8.8587e-05), (0.1585 GeV, 1.2743e-06), (0.1585 GeV, 2.0691e-07), (0.8913 GeV, 1.2743e-06), (0.8913 GeV, 7.8476e-06), (0.8913 GeV, 2.0691e-07)). Oni su jednodimenzionalni histogrami normirani na integral svih događaja simuliranih u datoj tački parametarskog prostora, za odgovarajući kanal raspada. Svaki histogram reprezentovan je linijama različitih boja, koje označavaju separacije na različitim stanicama za praćenje tragova. Može se uočiti, kao što je i očekivano, da se razdvojenosti povećavaju od stanice 3 koja je pozicionirana na izlasku čestica iz magneta, te će one, pod uticajem magnetnog polja, imati skrenute putanje, samim tim i povećane međusobne udaljenosti. Za različite tačke grid-a, može se uočiti i različiti uticaj magnetnog polja na separacije čestica. Ovaj uticaj je direktno povezan sa impulsom produkata raspada (odnosno energijom), ali takođe zavisi i od tipa čestice, odnosno kanala raspada tamnog fotona (uticaj magnetnog polja na separacije produkata različitih kanala raspada mogu se videti na slici 28).

Budući da se u simulacijama pri generisanju događaja maseni tamni foton kreće, a potom raspada na odgovarajuće produkte, čestice koje nastaju u raspadu neće imati jednake energije (impulse). Ova pojava rezultuje u različitim energetskim distribucijama za, na primer, elektrone i za pozitrone (ako se uzme da je mod raspada $A' \rightarrow e^+e^-$). Čestica čiji je impuls u pravcu kretanja nekadašnjeg tamnog fotona je ona koja će preuzeti veći deo njegove energije, i ona se u literaturi često naziva *leading* čestica. Shodno tome, *subleading* čestica je ona koja je nasledila manji deo energije. Ovakve definicije važe samo u slučajevima raspada na dva tela, u slučajevim kada postoji raspad na više tela, tada *leading* čestica reprezentuje česticu sa najvećom energijom, a *subleading* čestica predstavlja onu koja poseduje sledeći najveći udeo od ukupne energije. Za analizu rezultata ove teze, jedino je relevantan slučaj raspada na dva tela. Posledično tome, neophodno je bilo predstaviti rezultate energetskih distribucija *leading* i *subleading* čestica za sve razmatrane mode raspada tamnog fotona, u svim magnetskim slučajevima.

Raspodela energija produkata raspada za izabrane tačke grid-a u SAMURAI-default magnetskom

scenariju prikazana je na slici 29.



Slika 29: Primer energetskih distribucija leading i subleading čestica u SAMURAI-default magnetskom scenariju, fokusiran na tačku parametarskog prostora (m, ϵ) u kojoj se karakteristično manifestuju sva tri kanala raspada $(e^+e^-, \mu^+\mu^- i \pi^+\pi^-)$.

Raspodela energija produkata raspada za izabrane tačke *grid*-a u *Rectangular* magnetskom scenariju prikazana je na slici 30.



Slika 30: Primer energetskih distribucija *leading* i *subleading* čestica u *Rectangular* magnetskom scenariju, fokusiran na tačku parametarskog prostora (m, ϵ) u kojoj se karakteristično manifestuju sva tri kanala raspada $(e^+e^-, \mu^+\mu^- i \pi^+\pi^-)$.

Raspodela energija produkata raspada za izabrane tačke *grid*-a u *Squared* magnetskom scenariju prikazana je na slici 31.



Slika 31: Primer energetskih distribucija *leading* i *subleading* čestica u *Squared* magnetskom scenariju, fokusiran na tačku parametarskog prostora (m, ϵ) u kojoj se karakteristično manifestuju sva tri kanala raspada $(e^+e^-, \mu^+\mu^- i \pi^+\pi^-)$.

Rezultati su prikazani u formi jednodimenzionalnih histograma u kojima je energija izražena u GeV, dok je na ordinati prikazan broj događaja normiran na integral (sumu) svih događaja. Svaki histogram predstavlja energijsku raspodelu na jednoj odgovarajućoj *tracking* stanici i predstavljen je linijama različitih boja. *Leading* čestice poseduju relativno ravnomernu raspodelu energija u intervalu od 3500 GeV do 7000 GeV, dok je opseg energija *subleading* čestica od 0 GeV do 3500 GeV.

Primenom separacionih odseka na ovu distribuciju dobija se kompletna informacija o raspodeli čestica koje se nalaze iznad određene razdvojenosti kao i o njihovim energetskim distribucijama. Ove studije bilo je neophodno primeniti, za sve tačke parametarskog prostora, a prikazani su rezultati za izabranu tačku mreže u kojoj se javljaju svi kanali raspada, za svaku *tracking* stanicu.

Energetska distribucija *leading* čestica, nakon primenjenih odgovarajućih separacionih odseka, u slučaju *SAMURAI-default* magnetskog scenarija prikazana je na slici 32 gde su prikazani rezultati vezani za e^+e^- mod raspada tačke (0.8913 GeV, 7.8476e-06) grid-a.



Slika 32: Primer energetskih distribucija, sa primenjenim separacionim odsecima, *leading* čestica u SAMURAI-default magnetskom scenariju. Rezultati su prikazani za e^+e^- kanal raspada.

Rezultati ovih studija, u slučaju Rectangular magnetskog scenarija, prikazani su na slici 33



Slika 33: Primer energetskih distribucija, sa primenjenim separacionim odsecima, *leading* čestica u *Rectangular* magnetskom scenariju. Rezultati su prikazani za e^+e^- kanal raspada.

Konačno, energetska distribucija *leading* čestica, nakon primenjenih odgovarajućih separacionih odseka, u slučaju *Squared* magnetskog scenarija prikazana je na slici 34.



Slika 34: Primer energetskih distribucija, sa primenjenim separacionim odsecima, *leading* čestica u Squared magnetskom scenariju. Rezultati su prikazani za e^+e^- kanal raspada.

Rezultati energetskih distribucija subleading čestica, nakon primenjenih selekcionih uslova vezanih za međusobne razdvojenosti produkata raspada, u SAMURAI-default magnetskom scenariju prikazani su na slici 35



Slika 35: Primer energetskih distribucija, sa primenjenim separacionim odsecima, subleading čestica u SAMURAI-default magnetskom scenariju. Rezultati su prikazani za e^+e^- kanal raspada.

Primer rezultata ovih studija, u *Rectangular* magnetskom scenariju, za *subleading* čestice elektronskopozitronskog kanala raspada, prikazani su na slici 36



Slika 36: Primer energetskih distribucija, sa primenjenim separacionim odsecima, subleading čestica u Rectangular magnetskom scenariju. Rezultati su prikazani za e^+e^- kanal raspada.

Konačno, primer energetskih distribucija subleading čestica elektronsko-pozitronskog kanala raspada, u Squared magnetskom scenariju prikazani su na slici 37



Slika 37: Primer energetskih distribucija, sa primenjenim separacionim odsecima, subleading čestica u Squared magnetskom scenariju. Rezultati su prikazani za e^+e^- kanal raspada.

Rezultati su prikazani u formi jednodimenzionalnih histograma, gde je na abscisi prikazana energija u GeV, a ordinata predstavlja broj događaja. Svaki histogram, reprezentovan linijom različite boje, predstavlja energetsku distribuciju čestica koje poseduju separacije iznad određenog uslova. Na stanicama 1 i 2, čestice se dominantno nalaze na veoma malim udaljenostima od svojih koreposndirajućih partnerskih čestica nastalih u raspadu. Ta rastojanja su nešto veća od 0.1 mm i 1 mm. Cestice koje su razdvojene na veća rastojanja, na 5 mm ili 10 mm, čine jako mali udeo od ukupne distribucije (za tačku grid-a prikazanu u primeru rezultata svega $\sim 20-100$ događaja), dok je broj događaja sa česticama razdvojenim na rastojanja iznad 100 mm gotovo nepostojeći. Nakon njihovog prolaska kroz magnet, uticaj magnetnog polja skrenuće suprotno naelektrisane čestice u suprotnim smerovima, povećavajući njihovu međusobnu separaciju. Efekat toga može se videti u distribucijama čestica na većim separacijama (iznad 5 mm, 10 mm ili 100 mm), od stanice 3, odnosno na stanicama 3, 4 i 5, koje se znatno povećavaju . Energetske raspodele *leading* čestica na veoma malim separacijama (iznad 0.1 mm i 1 mm) ravnomerno pokrivaju opsege energija između 3.5 TeV i 7 TeV. Za separacije iznad 5 mm, 10 mm i 100 mm energetska distribucija, u slučaju leading čestica u raspadu tamnog fotona, eksponencijalno raste do maksimalnih 7 TeV. Energetska distribucija subleading čestica pokriva interval od 0 TeV do 3.5 TeV. Ona je ravnomerna (sa padom veoma malog nagiba) u slučaju raspodele na koju su primenjeni selekcioni uslovi malih vrednosti separacija (iznad 0.1 mm i 1 mm), dok je za separacije veće od 5 mm, 10 mm ili 100 mm ona eksponencijalno opadajuća sa maksimumom u okolini 0 TeV. Širina ovog maksimuma postaje veća na daljim stanicama za praćenje tragova, kako se broj čestica na većim razdvojenostima povećava, pokrivajući interval od 0 TeV do 1 TeV za separacije iznad 10 mm. Energije *subleading* čestica koje se nalaze na separaciji iznad 100 mm pokrivaju interval od 0 GeV do 200 GeV.

7.2 Efikasnost rekonstrukcije tragova produkata raspada tamnog fotona

Rezultati studija efikasnosti u slučaju SAMURAI-default magnetskog scenarija za stanice 1, 2, 3, 4 i 5 prikazani su na slikama 38,39,40,41,42.



Stanica 1, Separacija = 100 mm

Slika 38: Rezultati studija efikasnosti za stanicu 1 u *SAMURAI-default* magnetskom scenariju. Efikasnosti su reprezentovane u vidu palete boja dvodimenzionalnog histograma na čijoj je abscisi predstavljena masa tamnog fotona u GeV, dok je na ordinati konstanta sprezanja.



Stanica 2, Separacija = 100 mm

Slika 39: Rezultati studija efikasnosti za stanicu 2 u *SAMURAI-default* magnetskom scenariju. Efikasnosti su reprezentovane u vidu palete boja dvodimenzionalnog histograma na čijoj je abscisi predstavljena masa tamnog fotona u GeV, dok je na ordinati konstanta sprezanja.



Stanica 3, Separacija = 100 mm

Slika 40: Rezultati studija efikasnosti za stanicu 3 u *SAMURAI-default* magnetskom scenariju. Efikasnosti su reprezentovane u vidu palete boja dvodimenzionalnog histograma na čijoj je abscisi predstavljena masa tamnog fotona u GeV, dok je na ordinati konstanta sprezanja.



Stanica 4, Separacija = 100 mm

Slika 41: Rezultati studija efikasnosti za stanicu 4 u *SAMURAI-default* magnetskom scenariju. Efikasnosti su reprezentovane u vidu palete boja dvodimenzionalnog histograma na čijoj je abscisi predstavljena masa tamnog fotona u GeV, dok je na ordinati konstanta sprezanja.



Stanica 5, Separacija = 100 mm

Slika 42: Rezultati studija efikasnosti za stanicu 5 u *SAMURAI-default* magnetskom scenariju. Efikasnosti su reprezentovane u vidu palete boja dvodimenzionalnog histograma na čijoj je abscisi predstavljena masa tamnog fotona u GeV, dok je na ordinati konstanta sprezanja. Rezultati ovih studija, u slučaju Rectangular magnetskog scenarija prikazani su na slikama 43,44,45,46,47.

58



Stanica 1, Separacija = 100 mm

Slika 43: Rezultati studija efikasnosti za stanicu 1 u *Rectangular* magnetskom scenariju. Efikasnosti su reprezentovane u vidu palete boja dvodimenzionalnog histograma na čijoj je abscisi predstavljena masa tamnog fotona u GeV, dok je na ordinati konstanta sprezanja.



Stanica 2, Separacija = 100 mm

Slika 44: Rezultati studija efikasnosti za stanicu 2 u *Rectangular* magnetskom scenariju. Efikasnosti su reprezentovane u vidu palete boja dvodimenzionalnog histograma na čijoj je abscisi predstavljena masa tamnog fotona u GeV, dok je na ordinati konstanta sprezanja.



Stanica 3, Separacija = 100 mm

Slika 45: Rezultati studija efikasnosti za stanicu 3 u *Rectangular* magnetskom scenariju. Efikasnosti su reprezentovane u vidu palete boja dvodimenzionalnog histograma na čijoj je abscisi predstavljena masa tamnog fotona u GeV, dok je na ordinati konstanta sprezanja.



Stanica 4, Separacija = 100 mm

Slika 46: Rezultati studija efikasnosti za stanicu 4 u *Rectangular* magnetskom scenariju. Efikasnosti su reprezentovane u vidu palete boja dvodimenzionalnog histograma na čijoj je abscisi predstavljena masa tamnog fotona u GeV, dok je na ordinati konstanta sprezanja.



Stanica 5, Separacija = 100 mm

Slika 47: Rezultati studija efikasnosti za stanicu 5 u *Rectangular* magnetskom scenariju. Efikasnosti su reprezentovane u vidu palete boja dvodimenzionalnog histograma na čijoj je abscisi predstavljena masa tamnog fotona u GeV, dok je na ordinati konstanta sprezanja.

Na kraju, rezultati studija efikasnosti rekonstrukcije tragova produkata raspada tamnog fotona za Squared magnetski scenario prikazani su na slikama 48,49,50,51,52.

64



Stanica 1, Separacija = 100 mm

Slika 48: Rezultati studija efikasnosti za stanicu 1 u *Squared* magnetskom scenariju. Efikasnosti su reprezentovane u vidu palete boja dvodimenzionalnog histograma na čijoj je abscisi predstavljena masa tamnog fotona u GeV, dok je na ordinati konstanta sprezanja.



Stanica 2, Separacija = 100 mm

Slika 49: Rezultati studija efikasnosti za stanicu 2 u *Squared* magnetskom scenariju. Efikasnosti su reprezentovane u vidu palete boja dvodimenzionalnog histograma na čijoj je abscisi predstavljena masa tamnog fotona u GeV, dok je na ordinati konstanta sprezanja.



Stanica 3, Separacija = 100 mm

Slika 50: Rezultati studija efikasnosti za stanicu 3 u *Squared* magnetskom scenariju. Efikasnosti su reprezentovane u vidu palete boja dvodimenzionalnog histograma na čijoj je abscisi predstavljena masa tamnog fotona u GeV, dok je na ordinati konstanta sprezanja.



Stanica 4, Separacija = 100 mm

Slika 51: Rezultati studija efikasnosti za stanicu 4 u *Squared* magnetskom scenariju. Efikasnosti su reprezentovane u vidu palete boja dvodimenzionalnog histograma na čijoj je abscisi predstavljena masa tamnog fotona u GeV, dok je na ordinati konstanta sprezanja.



Stanica 5, Separacija = 100 mm

Slika 52: Rezultati studija efikasnosti za stanicu 5 u *Squared* magnetskom scenariju. Efikasnosti su reprezentovane u vidu palete boja dvodimenzionalnog histograma na čijoj je abscisi predstavljena masa tamnog fotona u GeV, dok je na ordinati konstanta sprezanja.

Rezultati studija efikasnosti reprezentovani su u obliku dvodimenzionalnih histograma. Na ordinati je predstavljena konstanta sprezanja, dok je na abscisi predstavljena masa tamnog fotona u GeV. Paleta boja predstavlja efikasnosti detekcije u vrednostima od 0 do 1 za datu tačku parametarskog prostora (m, ϵ) . Efikasnosti su računate ekstrakcijom efikasnog preseka iz .hepmc fajlova[23] u kojima se skladište podaci iz FORESEE generatora događaja. Nakon simulacije događaja u odgovarajućoj geometriji detektora putem Geant4 simulacionog softvera uzimaju se događaji registrovani za odgovarajuću tracking stanicu a zatim se množe sa korespodentnim efikasnim presekom. Nakon toga se primene selekcioni uslovi vezani za separacione odseke produkata raspada, efikasnost se računa kao odnos:

$$\epsilon_{sepcut} = \frac{N_{cut}}{N_{total}} \tag{7.1}$$

Gde ϵ_{sepcut} predstavlja efikasnost za odgovarajući separacioni odsek, N_{cut} predstavlja broj događaja (normiranih na efikasni presek) koji zadovoljavaju uslov za razdvojenost produkata raspada, dok N_{total} predstavlja ukupan broj događaja (takođe normiran na efikasni presek) registrovan na tracking stanici.

Može se uočiti da su efikasnosti SAMURA-default magnetskog scenarija nezntano više od efikasnosti računatih u redukovanim scenarijima, te da razlike u njima neće imati marginalan efekat na domet FASER-2 detektora na tamni foton. Rezultati su takođe pokazali da su efikasnosti najveće za tačke visokih vrednosti m i ϵ u parametarskom prostoru modela, one se povećavaju i za manje vrednosti m i ϵ u slučaju tracking stanica pozicioniranih nakon magneta, što je i za očekivati jer tada dolazi do naglog povećanja razdvojenosti produkata raspada tamnog fotona usled dejstva magnetnog polja.

7.3 Osetljivost FASER-2 detektora na model tamnog fotona

Krajnji rezultat studija odrađenih u tezi vezan je za određivanje oblasti osetljivosti FASER-2 detektora na model tamnog fotona definisanog u sekciji 2.3.

Domet FASER-2 detektora u *SAMURAI-default* magnetskom scenariju, za različite stanice za praćenje tragova, prikazan je na slici 53:

70


Slika 53: Domet FASER-2 detektora u slučaju *SAMURAI-default* magnetskog scenarija. Crvenom je prikazan domet bez primenjenih selekcionih uslova na simulirane događaje. Narandžastom je reprezentovan domet izračunat na osnovu događaja sa separacionim odsekom iznad 1 mm. Plavom je predstavljen domet za događaje u kojima su produkti raspada tamnog fotona razdvojeni iznad 10 mm. Sivom su predstvaljeni dometi sa separacionim odsekom iznad 100 mm.

Reach FASER-2 detektora za Rectangular magnetski scenario prikazan je na slici 54



Slika 54: Domet FASER-2 detektora u slučaju *Rectangular* magnetskog scenarija. Crvenom je prikazan domet bez primenjenih selekcionih uslova na simulirane događaje. Narandžastom je reprezentovan domet izračunat na osnovu događaja sa separacionim odsekom iznad 1 mm. Plavom je predstavljen domet za događaje u kojima su produkti raspada tamnog fotona razdvojeni iznad 10 mm. Sivom su predstvaljeni dometi sa separacionim odsekom iznad 100 mm.

Domet ispitivanog detektora u slučaju Squared magnetskog scenarija prikazan je na slici 55



Slika 55: Domet FASER-2 detektora u slučaju *Squared* magnetskog scenarija. Crvenom je prikazan domet bez primenjenih selekcionih uslova na simulirane događaje. Narandžastom je reprezentovan domet izračunat na osnovu događaja sa separacionim odsekom iznad 1 mm. Plavom je predstavljen domet za događaje u kojima su produkti raspada tamnog fotona razdvojeni iznad 10 mm. Sivom su predstvaljeni dometi sa separacionim odsekom iznad 100 mm.

Domet je računat na osnovu definisane funkcije u FORESEE programskom paketu. Ona za parametre uzima broj raspada tamnog fotona unutar zapremine detektora, vreme života, stopu grananja, energiju, konstante sprezanja, mase tamnog fotona i parametre postavke samog detektora, a zatim kao konačni rezultat rekonstruiše oblasti osetljivosti detektora u ispitivanom magnetskom scenariju u određenom opsegu parametarskog prostora (m, ϵ) . Rezultati prikazuju domet FASER-2 detektora bez, i nakon primene određenih selekcionih uslova zavisnih od međusobne razdvojenosti produkata raspada. Pored toga, na rezultatima su prikazane i oblasti osetljivosti drugih eksperimenata koji imaju posvećeni program fizike vezan za detekciju tamnog fotona. Na osnovu rezultata prikazanih na slikama 53,54,55 može se zaključiti da razlike u dimenzijama magneta i jačini magnetnog polja koje su ispitivane kroz poređenja dva redukovana scenarija, *Rectangular* i Squared, sa osnovnim, SAMURAI-default, nemaju značajnih efekata na oblast osetljivosti FASER-2 detektora. Domet je neznatno viši u SAMURAI-default magnetskom scenariju u regionu visokih masa, $m_{A'}$, tamnog fotona.

8 Zaključak

Veliki eksperimenti u LHC-u nemaju mogućnost za detekciju čestica pod uglovima približno paralelnim snopu, u tzv. far-forward regionu, potencijalno propouštajući mogućnost za ispitivanje nove fizike. Postoje teorijski modeli koji predlažu postojanje čitave nove klase čestica koje su lake, dugoživeće i veoma slabo interaguju sa materijom (LLP), te će pri pp sudarima u LHC-u potencijalno biti proizvedene i emitovane pod uglovima far-forward regiona. FASER-2 je predloženi detektor, znatno veće zapremine i bolje zaštite od prethodno izgrađenog FASER detektora, koji za cilj ima ispitivanje BSM fizike. Ispitivana je njegova osetljivost, u zavisnosti od različitih magnetskih scenarija, na detekciju jednog BSM modela, tamnog fotona, koji predstavlja hipotetičku dugoživeću česticu i jedan je od kandidata čestica tamne materije.

Cilj istraživanja je bilo dobijanje informacija o tome kako različite geometrije i jačine integrisanog magnetnog polja magneta utiču na oblast osetljivosti FASER-2 detektora na primeru tamnog fotona. Teza se sastojala od separacionih studija - u kojima je posmatrana distribucija simuliranih događaja u transverzalnoj ravni na tačno specificiranim lokacijama u detektoru, stanicama za praćenje tragova. Zatim su računate efikasnosti rekonstrukcije tragova čestica produkata raspada tamnog fotona za različite vrednosti međusobnih razdvojenosti produkata. Konačno, rezultati ovih studija primenjivali su se za procenu oblasti osetljivosti koju pokriva FASER-2 detektor u parametarskom prostoru (m, ϵ) tamnog fotona, u zavisnosti od različitih geometrija i jačina magneta.

Primarni fokus ove teze stavljen je na osnovni magnetski scenario, tzv. SAMURAI-default sa dimenzijama 3 m × 1 m, i jačinom polja od 4 Tm, koji je poređen sa dva redukovana scenarija SAMURAI-style magneta: Rectangular sa dimenzijama 2.6 m × 1 m, i jačinom polja od 2 Tm; i Squared sa dimenzijama 2 m × 1.6 m, i jačinom polja od 2 Tm. Ovome su prethodile studije istog karatkera, u kojima se SAMURAI-style pravougaoni scenario poredio prvo sa redukovanim verzijama istog oblika (2.6 m × 1 m, jačinom polja od 4 Tm; 3 m × 1 m, i jačinom polja od 2 Tm; i 2.6 m × 1 m, jačinom polja od 2 Tm) a zatim sa kružnim, Industrial-style scenarijom (sa prečnicima 1.6 m i 2 m i jačinama polja 1.25, 1.90 i 2.5 Tm), no, kako se pokazalo da ne postoje značajne razlike koje bi marginalno uticale na oblast osetljivosti FASER-2 detektora na studirani model tamnog fotona, odlučeno je da se fokus ove teze održi na SAMURAI-style scenarijima. Razmatrani scenariji prikazani su u tabeli 3.

Rezultati detaljnih ispitivanja efikasnosti, separacije tragova i, konačno, procena osetljivosti samog detektora na analizirani model u zavisnosti od razmatranih opcija veličine magneta i jačine magnetnog polja pokazali su minimalne, gotovo zanemarive razlike, što omogućava veću fleksibilnost prilikom izrade magneta FASER-2 detektora.

9 Literatura

- [1] G Aad et al. Atlas collaboration. JHEP, 1307:032, 2013.
- [2] Kenneth Aamodt, A Abrahantes Quintana, R Achenbach, S Acounis, D Adamová, C Adler, M Aggarwal, F Agnese, G Aglieri Rinella, Z Ahammed, et al. The alice experiment at the cern lhc. *Journal of Instrumentation*, 3(08):S08002, 2008.
- [3] VM Abazov, B Abbott, BS Acharya, M Adams, T Adams, JP Agnew, GD Alexeev, G Alkhazov, A Alton, GA Alves, et al. Odderon exchange from elastic scattering differences between pp and pp⁻ data at 1.96 tev and from pp forward scattering measurements. *Physical review letters*, 127(6):062003, 2021.
- [4] D Abbaneo, E Zaffaroni, M Chernyavskiy, V Tioukov, M Spurio, F Cindolo, G Vankova-Kirilova, F Ronchetti, M Zanetti, D Bonacorsi, et al. Advsnd, the advanced scattering and neutrinodetector at high lumi lhc letter of intent. Technical report, 2024.
- [5] Henso Abreu, John Anders, Claire Antel, Akitaka Ariga, Tomoko Ariga, Jeremy Atkinson, Florian U Bernlochner, Tobias Blesgen, Tobias Boeckh, Jamie Boyd, et al. First direct observation of collider neutrinos with faser at the lhc. *Physical review letters*, 131(3):031801, 2023.

- [6] Carlotta Accettura. Ultra-high vacuum characterization of advanced materials for future particle accelerators. 2016.
- [7] Oscar Adriani, Eugenio Berti, L Bonechi, Massimo Bongi, Raffaello D'Alessandro, M Del Prete, M Haguenauer, Y Itow, T Iwata, K Kasahara, et al. Measurements of longitudinal and transverse momentum distributions for neutral pions in the forward-rapidity region with the lhcf detector. *Physical Review D*, 94(3):032007, 2016.
- [8] Oscar Adriani, Lorenzo Bonechi, Massimo Bongi, Raffaello D'Alessandro, P Papini, DA Faus, J Velasco, M Haguenauer, Y Itow, K Masuda, et al. The lhcf experiment at lhc. *Czechoslovak Journal* of *Physics*, 56:A107–A116, 2006.
- [9] Sea Agostinelli, John Allison, K al Amako, John Apostolakis, Henrique Araujo, Pedro Arce, Makoto Asai, D Axen, Swagato Banerjee, GJNI Barrand, et al. Geant4—a simulation toolkit. Nuclear instruments and methods in physics research section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 506(3):250–303, 2003.
- [10] Giulio Aielli, Eli Ben-Haim, Roberto Cardarelli, Matthew John Charles, Xabier Cid Vidal, Victor Coco, Biplab Dey, Raphael Dumps, Jared A Evans, George Gibbons, et al. Expression of interest for the codex-b detector. *The European Physical Journal C*, 80:1–47, 2020.
- [11] R Albanese, A Alexandrov, F Alicante, A Anokhina, T Asada, C Battilana, A Bay, C Betancourt, R Biswas, A Blanco Castro, et al. Observation of collider muon neutrinos with the snd@ lhc experiment. *Physical Review Letters*, 131(3):031802, 2023.
- [12] A Augusto Alves Jr, LM Andrade Filho, AF Barbosa, I Bediaga, G Cernicchiaro, G Guerrer, HP Lima Jr, AA Machado, J Magnin, F Marujo, et al. The lhcb detector at the lhc. *Journal of instrumentation*, 3(08):S08005, 2008.
- [13] Giovanni Anelli, G Antchev, P Aspell, V Avati, MG Bagliesi, V Berardi, M Berretti, V Boccone, Ubaldo Bottigli, M Bozzo, et al. The totem experiment at the cern large hadron collider. *Journal* of Instrumentation, 3(08):S08007, 2008.
- [14] Akitaka Ariga, Tomoko Ariga, Jamie Boyd, Franck Cadoux, David W Casper, Yannick Favre, Jonathan L Feng, Didier Ferrere, Iftah Galon, Sergio Gonzalez-Sevilla, et al. Faser's physics reach for long-lived particles. *Physical Review D*, 99(9):095011, 2019.
- [15] S Aronson. The d0 experiment at the fermilab antiproton-proton collider. Technical report, Brookhaven National Lab.(BNL), Upton, NY (United States); Fermi National ..., 1984.
- [16] Marco Battaglieri, Alberto Belloni, Aaron Chou, Priscilla Cushman, Bertrand Echenard, Rouven Essig, Juan Estrada, Jonathan L Feng, Brenna Flaugher, Patrick J Fox, et al. Us cosmic visions: new ideas in dark matter 2017: community report. arXiv preprint arXiv:1707.04591, 2017.
- [17] Julia Bauer. Perspektiven zur beobachtung der elektroschwachen produktion einzelner top-quarks mit dem cms-experiment. Doktorarbeit, Karlsruher Institut für Technologie, IEKP-KA/2010-8, 2010.
- [18] Martin Bauer, Patrick Foldenauer, and Joerg Jaeckel. Hunting all the hidden photons. Journal of High Energy Physics, 2018(7):1–47, 2018.
- [19] C Boehm and Pierre Fayet. Scalar dark matter candidates. Nuclear Physics B, 683(1-2):219–263, 2004.
- [20] Walter M Bonivento. The ship experiment at cern. In EPJ Web of Conferences, volume 182, page 02016. EDP Sciences, 2018.
- [21] O Brüning and Lucio Rossi. The high luminosity large hadron collider-hl-lhc. In THE HIGH LUMINOSITY LARGE HADRON COLLIDER: New Machine for Illuminating the Mysteries of the Universe, pages 1–53. World Scientific, 2024.
- [22] Oliver Brüning, Paul Collier, Paul Lebrun, Stephen Myers, Ranko Ostojic, John Poole, and Paul Proudlock. Lhc design report(volume i, the@ lhc main ring). *Reports- CERN*, 2004.

- [23] Andy Buckley, Philip Ilten, Dmitri Konstantinov, Leif Lönnblad, James Monk, Witold Pokorski, Tomasz Przedzinski, and Andrii Verbytskyi. The hepmc3 event record library for monte carlo event generators. *Computer Physics Communications*, 260:107310, 2021.
- [24] Malte Buschmann, Joachim Kopp, Jia Liu, and Pedro AN Machado. Lepton jets from radiating dark matter. Journal of High Energy Physics, 2015(7):1–34, 2015.
- [25] CERN. LHC Document on Beam Dumping System, 2024.
- [26] CERN. Buckets and Bunches LHC Closer Look, 2024.
- [27] CERN. Magnetic Multipoles LHC Closer Look, 2024.
- [28] CERN. RF Cavities LHC Closer Look, 2024.
- [29] Cms Collaboration et al. The cms experiment at the cern lhc. Journal of instrumentation, 3(August 2008):1–334, 2008.
- [30] Albert De Roeck. The atlas and cms experiments at the lhc. Acta physica Polonica: A: general physics, solid state physics, applied physics.-Warszawa, 39(9):2455-2477, 2008.
- [31] Keith R Dienes, Christopher Kolda, and John March-Russell. Kinetic mixing and the supersymmetric gauge hierarchy. Nuclear Physics B, 492(1-2):104–118, 1997.
- [32] Jared A Evans. Detecting hidden particles with mathusla. *Physical Review D*, 97(5):055046, 2018.
- [33] Marco Fabbrichesi, Emidio Gabrielli, and Gaia Lanfranchi. *The physics of the dark photon: a primer*. Springer, 2021.
- [34] M Fairbairn, AC Kraan, DA Milstead, Torbjörn Sjöstrand, Peter Skands, and Terry Sloan. Stable massive particles at colliders. *Physics Reports*, 438(1):1–63, 2007.
- [35] Jonathan L Feng, Iftah Galon, Felix Kling, and Sebastian Trojanowski. Dark higgs bosons at faser. arXiv preprint arXiv:1710.09387, 2017.
- [36] Jonathan L Feng, Felix Kling, Mary Hall Reno, Juan Rojo, Dennis Soldin, Luis A Anchordoqui, Jamie Boyd, Ahmed Ismail, Lucian Harland-Lang, Kevin J Kelly, et al. The forward physics facility at the high-luminosity lhc. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 50(3):030501, 2023.
- [37] Alfredo Ferrari, Johannes Ranft, Paola R Sala, and A Fassò. FLUKA: A multi-particle transport code (Program version 2005). Number CERN-2005-10. Cern, 2005.
- [38] Saeid Foroughi-Abari, Felix Kling, and Yu-Dai Tsai. Looking forward to millicharged dark sectors at the lhc. *Physical Review D*, 104(3):035014, 2021.
- [39] F Gianotti and TS Virdee. The discovery and measurements of a higgs boson. Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 373(2032):20140384, 2015.
- [40] Jeffrey Goldstone, Abdus Salam, and Steven Weinberg. Broken symmetries. Physical Review, 127(3):965, 1962.
- [41] P Gomes, P Malinowski, Ch Carminati, F Karagiannis, E Fortescue, M Klisch, R Avramidou, F Antoniotti, N Vauthier, G Penacoba, et al. The control system for the cryogenics in the lhc tunnel. Technical report, 2008.
- [42] David Griffiths. Introduction to elementary particles. John Wiley & Sons, 2020.
- [43] Donald E Groom. A simplistic view of hadron calorimetry. In AIP Conference Proceedings, volume 896, pages 137–149. American Institute of Physics, 2007.
- [44] Donald E Groom, Nikolai V Mokhov, and Sergei I Striganov. Muon stopping power and range tables 10 mev–100 tev. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 78(2):183–356, 2001.
- [45] Ali Murat Güler. The snd@ lhc experiment at cern. 2024.

- [46] Bob Holdom. Two u (1)'s and epsilon charge shifts. Phys. Lett. B; (Netherlands), 166(2), 1986.
- [47] BJ Holzer. Introduction to transverse beam dynamics. arXiv preprint arXiv:1404.0923, 2014.
- [48] Plamen Hopchev. Scifi: A large scintillating fibre tracker for lhcb. arXiv preprint arXiv:1710.08325, 2017.
- [49] K Hübner, S Ivanov, R Steerenberg, T Roser, J Seeman, K Oide, Karl Hubert Mess, Peter Schmüser, R Bailey, and J Wenninger. The largest accelerators and colliders of their time. *Particle Physics Reference Library: Volume 3: Accelerators and Colliders*, pages 585–660, 2020.
- [50] F Kling and S Trojanowski. Foresee: Forward experiment sensitivity estimator for the lhc and future hadron colliders. *arXiv preprint arXiv:2105.07077*.
- [51] Felix Kling, Jui-Lin Kuo, Sebastian Trojanowski, and Yu-Dai Tsai. Flare up dark sectors with em form factors at the lhc forward physics facility. *Nuclear Physics B*, 987:116103, 2023.
- [52] Felix Kling and Sebastian Trojanowski. Forward experiment sensitivity estimator for the lhc and future hadron colliders. *Physical Review D*, 104(3):035012, 2021.
- [53] T Kobayashi, N Chiga, T Isobe, Y Kondo, T Kubo, K Kusaka, T Motobayashi, T Nakamura, J Ohnishi, H Okuno, et al. Samurai spectrometer for ri beam experiments. *Nuclear Instruments* and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 317:294– 304, 2013.
- [54] Sehwook Lee, Michele Livan, and Richard Wigmans. Dual-readout calorimetry. *Reviews of Modern Physics*, 90(2):025002, 2018.
- [55] MA Miville-Deschênes, V Pettorino, M Bucher, J Delabrouille, K Ganga, M Le Jeune, G Patanchon, C Rosset, G Roudier, Y Fantaye, et al. Planck 2018 results: Vi. cosmological parameters. Astronomy and Astrophysics, 641:A6–A6, 2020.
- [56] Brian Odom, David Hanneke, Brian D'Urso, and Gerald Gabrielse. New measurement of the electron magnetic moment using a one-electron quantum cyclotron. *Physical review letters*, 97(3):030801, 2006.
- [57] Massimo Persic and Paolo Salucci. The baryon content of the universe. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 258(1):14P-18P, 1992.
- [58] James Pinfold. The model experiment at the lhc. In EPJ Web of Conferences, volume 145, page 12002. EDP Sciences, 2017.
- [59] M Sabate-Gilarte, F Cerutti, and A Tsinganis. Characterization of the radiation field for the faser experiment. Technical report, Technical Report, 2018.
- [60] Olivier Salin. Development of tracking software and detector design studies for the proposed faser2 experiment at the lhc. Technical report.
- [61] M Tanabashi, Particle Data Group, et al. Astrophysical constants and parameters. Physical Review D. Particle Data Group, 98(3):030001, 2019.
- [62] A Van Ginneken. Energy loss and angular characteristics of high energy electromagnetic processes. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 251(1):21–39, 1986.
- [63] Wikipedia contributors. Standard Model Wikipedia, 2024.
- [64] Fritz Zwicky. On the masses of nebulae and of clusters of nebulae. In A Source Book in Astronomy and Astrophysics, 1900–1975, pages 729–737. Harvard University Press, 1979.

Biografija

Darko Brunet rođen je u Novom Sadu 9.11.2000. godine. Opšti smer gimnazije "Laza Kostić" u Novom Sadu završava 2019. Iste godine upisuje i osnovne studije fizike, smer diplomirani fizičar, na Prirodnomatematičkom fakultetu u Novom Sadu. Tokom studija učestvovao je u letnjoj praksi centra za istraživanja teških jona, GSI u Darmštatu. Osnovne studije završava 2023. godine. Nakon toga upisuje master studije fizike, Istraživački moduo: Nuklearna fizika. Zarad izrade master rada, ostvaruje saradnju sa Laboratorijom za fiziku visokih energija instituta za fiziku univerziteta u Beogradu. Jedan deo master studija, provodi u CERN-u, gde učestvuje u projektu za unapređivanje elektromagnetnog kalorimetra CMS detektora, za HL-LHC eru.



UNIVERZITET U NOVOM SADU PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

Redni broj (RBR):	
Tin delumente die (TD):	Manamataka dalumantasiia
The dokumentacije (TD) :	Tokatualni čtemponi metovijel
$\begin{array}{c} \text{IIp zapisa (IZ):} \\ \text{Wasta rada (VP):} \end{array}$	Tekstualiii staiipani materijai Mastor red
Vrsta rada (V K):	Master rau Devlas Dounet
Autor (AU):	Darko Brunet
Mentor/komentor (MIN):	prof. dr. Jovana Nikolov, dr. Marija vranjes Milosavljević
INASIOV FADA (INR):	ispitivanje osetijivosti FASER2 detektora za detekciju
	cestica izvan Standardnog modela $C = 1$; (1, 1 ; 1 , 2)
Jezik publikacije (JP):	Srpski (latinica) $(1 - 1)^{-1}$
Jezik izvoda (JI):	Srpski/Engleski
Zemija publikovanja (ZP) :	Srbija V i li
Uze geografsko područje (UGP):	Vojvodina
Godina (GO):	2024
Izdavać (IZ):	Autorski reprint
Mesto i adresa (MA):	Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad
Fizički opis rada (FO):	9 poglavlja / 55 slika / 3 tabele / 64 reference
Naučna oblast (NO):	Fizika
Naučna disciplina (ND):	Fizika čestica
Predmetna odrednica/ Kliučne	FASER2, Tamni foton, Tamni Higs, Tamna materija, simulacija,
reči (PO):	Geant4. FORESEE
UDK:	
Čuva se (ČU):	Biblioteka departmana za fiziku.PMF-a u Novom Sadu
Važna napomena (VN):	nema
Izvod (IZ):	Generisanie događaja raspada Tamnih fotona na čestice Standard-
().	nog modela izvršeno je korišćenjem FORESEE softverskog paketa.
	Rekonstrukcija tragova raspada, pri prolasku produkata kroz geo-
	metriju FASER2 detektora, simulirana je korišćenjem Geant4 si-
	mulacionog softvera
	Rezultati simulacija upotrebljivani su za izračunavanje oblasti ose-
	tljivosti FASER2 detektora za detekciju Tamnih fotona.
Datum prihvatanja teme od NN	
veća(DP):	
Datum odbrane (DO):	17.09.2024.
Clanovi komisije(KO):	
Predsednik :	dr. Nikola Jovančević, vanredni profesor
	Priordno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu
Clan:	dr. Jovana Nikolov, redovni profesor
	Priordno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu
Član :	dr. Marija Vranješ Milosavljević, naučni savetnik
	Institut za fiziku, Univerzitet u Beogradu - institut od nacionalnog
	značaja za Republiku Srbiju
Član :	dr. Dušan Zorica, redovni profesor
	Priordno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu
Član :	dr. Tomas Nemeš, vanredni profesor
	Fakultet tehničkih nauka, Univerzitet u Novom Sadu

UNIVERSITY OF NOVI SAD FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS

KEY WORDS DOCUMENTATION

Accession number (ANO):	
Identification number (INO):	
Document type (DT):	Monograph publication
Type of record (TR):	Textual printed material
Content code (CC):	Master thesis
Author (AU):	Darko Brunet
Mentor/comentor (MN):	prof. dr. Jovana Nikolov, dr. Marija Vranješ Milosavljević
Title (TI):	Probing the sensitivity of FASER2 detector for detection of
	Beyond Standard model particles
Language of text (LT):	Serbian (Latin)
Language of abstract (LA):	English
Country of publication (CP):	Serbia
Locality of publication (LP):	Vojvodina
Publication year (PY):	2024
Publisher (PU):	Author's reprint
Publication place (PP):	Faculty of Science and Mathematics, Trg Dositeja Obradovića 4,
- 、 /	Novi Sad
Physical description (PD):	9 chapters / 55 pictures / 3 tables / 64 references
Scientific field (SF):	Physics
Scientific discipline (SD):	Particle physics
Subject/ Key words (SKW):	FASER2, Dark Photon, Dark Higgs, Dark Matter, simulation, Ge-
	ant4, FORESEE
UC:	
Holding data (HD):	Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4
Note (N):	none
Abstract (AB):	Event generation of the decay of Dark Photon particles into Stan-
	dard model particles was performed using the FORESEE software
	toolkit.
	Track reconstruction of the decay products, as they pass through
	the geometry of FASER2 detector was simulated using the Geant4
	simulation software.
	The results of the simulations were used for the calculation of
	FASER2 reach for the detection of Dark Photons.
Accepted by the Scientific Board	
(ASB):	
Defended on (DE):	17.09.2024.
Thesis defend board (DB):	
President:	dr. Nikola Jovančević, Associate Professor
	Faculty of Science, University of Novi Sad
Member:	dr. Jovana Nikolov, Full Professor
	Faculty of Science, University of Novi Sad
Member:	dr. Marija Vranješ Milosavljević, Scientific Advisor
	Institute of Physics, University of Belgrade - an institute of nati-
	onal importance for the Republic of Serbia
Member:	dr. Dušan Zorica, Full Professor
	Faculty of Science, University of Novi Sad
Member:	dr. Tomas Nemeš , Associate Professor
	Faculty of Technical Sciences, University of Novi Sad