ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE FAKULTA JADERNÁ A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ KATEDRA FYZIKY



Procesy indukované fotonem v pp srážkách v experimentu ATLAS

Photon-induced processes in pp collisions in the ATLAS experiment

Bakalářská práce

Vypracoval: David Gančarčík Školitel: Ing. Miroslav Myška, Ph.D. 2019

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze podklady (literaturu, projekty, SW atd.) uvedené v přiloženém seznamu.

Nemám vůbec žádný důvod proti použití této práce ve smyslu § 60 Zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

V Praze dne

.....

David Gančarčík

Poděkování

Vedoucí práce Ing. Miroslav Myška Ph.D si zaslouží moje vřelé díky za rady, které mi v průběhu psaní této práce dal a taky za trpělivost a ochotu, kterou mi věnoval. Chtěl bych poděkovat panu Cristian Xavier Baldenegro Barrera za zodpovězení otázek ohledně FPMC generátoru a Vlasios Petousis Ph.D za informace ohledně AFP detektoru. Dále bych chtěl poděkovat svým rodičům za to, že mi umožňují studovat. V neposlední řadě bych rád poděkoval své přítelkyni Tereze Šimkové za pomoc s korekturou textu.

Název práce: Procesy indukované fotonem v pp srážkách v experimentu ATLAS

Autor:	David Gančarčík
Studijní program:	Aplikace přírodních věd
Obor:	Experimentální jaderná a částicová fyzika
Druh práce:	Bakalářská práce

Abstrakt: Tato práce se zabývá procesy indukovanými fotonem v pp srážkách na experimentu ATLAS. V teoretické části je seznámení s urychlovačem LHC a detektorem ATLAS spolu s detektory v jeho blízkosti (ALFA, AFP). Dále jsou uvedeny základní pojmy teorie rozptylu spolu s kinematikou centrální exkluzivní produkce. Je zde vysvětlena podstata ekvivalentní fotonové aproximace a jsou zde uvedeny některé způsoby jak spolu můžou fotony interagovat. Jsou zde shrnuty předchozí měření centrální exkluzivní produkce na experimentu ATLAS a také měření využívající dopředný detektor na experimentu CMS. Dále se práce zabývá simulací a analýzou dat vygenerovaných pomocí FPMC generátoru jmenovitě produkcí elektronových, mionových a fotonových párů.

Key words: CERN, ATLAS, LHC, fotonové interakce, částicová fyzika

Title:

Photon-induced processes in pp collisions in the ATLAS experiment

Author: David Gančarčík

Abstract: This work deals with photon-induced processes in pp collisions at the ATLAS experiment. The theoretical part of the thesis introduces the LHC collider, detector AT-LAS together with its forward detectors (ALFA, AFP). It is followed by the description of basics of the scattering theory and definitions of kinematic variables suitable for central exclusive production. Equivalent photon aproximation is described and its shown how photons can interact. Previous experimental mesurments are sumarized from both ATLAS and CMS experiments. Two methods of the measurment are compared: with and without forward detectors. Practical part of the thesis reports results from FPMC simulations of dielectron, dimuon and diphoton productions.

Key words: CERN, ATLAS, LHC, photon-induced interaction, particle physics

Obsah

1	LH	C a ATLAS	11
	1.1	ATLAS detektor	12
	1.2	Vnitřní detektor	14
	1.3	Kalorimetr	15
	1.4	Mionový spektrometr	15
	1.5	Dopředné detektory	17
		1.5.1 AFP	17
		1.5.2 ALFA	18
2	Teo	rie rozptylu	21
	2.1	Teorie rozptylu v kvantové teorii pole	22
		2.1.1 Faktorizační teorém	23
3	Difr	rakční procesy a exkluzivní produkce	25
	3.1	Elastická srážka	25
	3.2	Disociace	26
	3.3	Centrální exkluzivní produkce	26
4	Ekv	ivalentní Fotonová Aproximace	29
	4.1	Závislost na impaktním parametru	30
5	Foto	onové interakce	33
	5.1	Dileptonová produkce	33
	5.2	Difotonová produkce	34
6	Pře	dchozí měření	35
	6.1	$\gamma\gamma \to e^+e^-$	36
	6.2	$\gamma\gamma \to \mu^+\mu^-$	37
	6.3	Předchozí měření $\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-$ s pomocí dopředných detektorů	38
7	Výs	ledky	41
	7.1	Analýza případů měřených ATLAS detektorem	41
		7.1.1 Simulace $\gamma \gamma \to e^+ e^-$ při $\sqrt{s} = 7$ TeV	41
		7.1.2 Simulace $\gamma \gamma \to e^+ e^-$ při $\sqrt{s} = 13$ TeV $\ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots$	42
		7.1.3 Simulace $\gamma \gamma \to \mu^+ \mu^-$ při $\sqrt{s} = 7$ TeV $\dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots$	43
		7.1.4 Simulace $\gamma \gamma \to \mu^+ \mu^-$ při $\sqrt{s} = 13$ TeV	45
	7.2	Analýza případů měřených detektory ATLAS a AFP	46
		7.2.1 Simulace $\gamma \gamma \to \mu^+ \mu^-$ při $\sqrt{s} = 13$ TeV	46
	7.3	$\gamma\gamma \to \gamma\gamma$	49
		7.3.1 $\gamma \gamma \to \gamma \gamma v SM \ldots$	49
		7.3.2 Anomální proces $\gamma \gamma \to \gamma \gamma$ s parametrem $\zeta_1^{\gamma} = 10^{-12}$	51
		7.3.3 Anomální proces $\gamma \gamma \to \gamma \gamma$ s parametrem $\zeta_1^{\gamma} = 10^{-13}$	52

Úvod

LHC je největší kruhový urychlovač na světě a nachází se v laboratoři CERN. Urychluje protony na rychlost blízkou rychlosti světla a na čtyřech místech se takto urychlené protony srážejí. Tato interakce může probíhat různými způsoby, jedním z nich jsou procesy, kdy spolu protony interagují pouze elektromagneticky pomocí fotonů. Dva fotony spolu za normálních podmínek neinteragují, ale při energiích, které dokáže LHC vyvinout, je to možné. Z tohoto důvodu někdy říkáme, že LHC může být použitý jako $\gamma\gamma$ urychlovač. Srážka dvou fotonů je ojedinělý jev, který předpovídá kvantová elektrodynamika. Interakce dvou fotonů je podle Standardního modelu mediována elektricky nabitou částicí, tedy leptonem, kvarkem nebo W^{\pm} bosonem a jelikož fotony náboj nenesou, musí být v koncovém stavu opět částice s celkovým nábojem 0. Zpravidla se jedná o dva leptony, kvarky nebo W bosony s opačným nábojem. Tato práce se zabývá výhradně případem, kdy protony, které spolu takto interagují, přežijí a mohou být detekovány pomocí dopředných detektorů. V takovém případě se jedná o exkluzivní produkci, která je z experimentálního hlediska velice dobře měřitelná. Pokud detekujeme oba protony a obě vyprodukované částice význačně tím potlačíme pozadí.

V první kapitole se blíže seznámíme s LHC a popíšeme jakým způsobem jsou protony získávány a jak je téměř z klidové energie urychlit až na energii 7 TeV. Dále se budeme zabývat detektorem ATLAS a všemi jeho subdetektory. Nejvíc jeho důležitou součástí jsou dopřednými detektory AFP a ALFA. Zavedeme také veličiny, které budeme v další části práce používat. Druhá kapitola je stručný úvod do teorie rozptylu, kde zavedeme pojmy jako je diferenciální účinný průřez nebo formfaktor. V třetí kapitole uvedeme do kontextu difrakční procesy a shrneme kinematiku interakcí, se kterými se v částicové fyzice setkáváme. Čtvrtá kapitola se zabývá ekvivalentní fotonovou aproximací jakožto metodou popisující interakci dvou nabitých částic. V páté kapitole se budeme blíže věnovat procesům $\gamma \gamma \rightarrow l^+l^-$ a $\gamma \gamma \rightarrow \gamma \gamma$. V šesté kapitole shrneme předchozí měření dileptonové exkluzivní produkce na ATLAS. Také shrneme metodu, která k měření využívá právě dopředné detektory. V poslední části práce potom pomocí MC generátoru FPMC zkusíme nasimulovat měření popsané v šesté kapitole a podobným způsobem jako ATLAS zkusíme určit účinný průřez takové reakce. Nakonec budeme simulovat proces $\gamma \gamma \rightarrow \gamma \gamma$ a to, jak ho popisuje Standardní model, ale dokonce i pohledem fyziky za standardním modelem.

OBSAH

Kapitola 1 LHC a ATLAS

V roce 1954 byla na pomezí francouzsko-švýcarských hranic postavena laboratoř, na jejíž založení se podílelo 12 členských států. CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) je organizace, jejíž hlavním cílem je zkoumat částice a interakce mezi nimi. Prvním urychlovačem byl protonový synchrotron, neboli PS (Proton Synchrotron), který urychluje protony na energii 25 GeV [1]. Časem přibývalo členských států a stavěly se větší a výkonnější urychlovače. Dnešní nejvýkonnější urychlovač v CERN je LHC (Large Hadron Collider), který je posledním elementem v urychlovačové kaskádě Obr. 1.1.



Obrázek 1.1: Schéma urychlovačové kaskády [2].

LHC urychluje hlavně protony a pár měsíců v roce také jádra olova. Protony jsou získávány z plynného vodíku. Nejdříve jsou urychleny na kinetickou energii 50 MeV lineárním urychlovačem Linac 2, poté jsou poslány do PSB (Proton Synchrotron Boosteru), který je urychlí na 1,4 GeV a ten z nich utvoří shluky (bunche). Každý takový bunch má řádově 10¹¹ protonů. Dalším urychlovačem v řadě je už zmiňovaný PS. Předposledním článkem je SPS (Super Proton Synchrotron), ten s energií 450 GeV pošle protony konečně do LHC. Naplnit celý urychlovač trvá asi 80 min a urychlit protony na nejvyšší energii (dnes 6, 5 TeV) trvá dalších 20 min. LHC se liší od ostatních urychlovačů svými magnety. Skládá se z 1232 dipólových magnetů s délkou 15 m, ty zahýbají dráhu protonů. Dalším typem magnetů jsou kvadrupólové, těch je 392 a slouží k fokusaci svazků. Magnety jsou chlazeny na teplotu 1, 9 K. V urychlovačové trubici je vakuum o síle 10⁻¹³ bar [3]. Svazky částic jsou na LHC sráženy na čtyřech místech, tyto místa srážky nazýváme IP (interaction point). Tam jsou také umístěny detektory ALICE, ATLAS, CMS a LHCb, současně tak nazýváme i experimenty, které na těchto detektorech operují. Protože jsou svazky protonů sráženy téměř čelně, je celková energie v těžištové soustavě rovna $\sqrt{s} = 13$ TeV.

Každý experiment má jiný cíl studie a proto má také každý detektor trochu jinou strukturu. ALICE (A Large Ion Collider Experiment) je navržen tak, aby studoval silně interagující hmotu. Při energiích, které LHC dosahuje, zde můžeme pozorovat kvark-gluonové plazma. Kvark-gluonové plazma je stav, kdy po zlomek vteřiny nejsou kvarky a gluony svázány do hadronů a mezonů, ale existují samostatně. ATLAS (A Toroidal Lhc ApparatuS) je navržený tak, aby zkoumal co nejširší spektrum částicové fyziky. Kromě precizního proměření SM (Standardního Modelu), jak ho známe dnes, zde lze hledat jak částice temné hmoty, tak možné přídavné prostorové dimenze. CMS (Compact Muon Solenoid) má stejný cíl jako ATLAS. Rozdílem je, že používá jiný tvar magnetu. LHCb (Large Hadron Collider beauty) studuje rozdíly mezi hmotou a antihmotou a zaměřuje se na fyziku b kvarku.

1.1 ATLAS detektor

Nabitá částice, která prochází materiálem, ztrácí svou energii **excitací**, kdy jsou atomy v materiálu vybuzeny do vyššího energetického stavu a následnou deexcitací vyzáří foton; **ionizací**, neboli rozdělením atomů materiálu na elektrony a kladné ionty; **brzdným zářením**, tj. vyzářením fotonu penetrující částicí, jejíž elektromagnetické pole interaguje s Coulombovým polem atomů materiálu; **Čerenkovovým zářením** které vzniká, pokud je rychlost letící částice větší, než rychlost světla v daném materiálu a **přechodovým zářením**, které je emitováno částicemi na rozhraní dvou materiálů s různým indexem lomu. První možností je detekovat tyto energetické ztráty pomocí měření proudu. Ten je tvořen elektrony, které vznikají ionizací. Druhou možností je detekovat fotony vznikající při průchodu částice materiálem pomocí fotonásobičů. Rozlišujeme v zásadě dva typy detektorů a to ionizační a scintilační. Ionizační detektor je vlastně kondenzátor, na který je přivedeno napětí částice procházející detektorem, ionizuje materiál mezi deskami kondenzátoru a ten vytvoří proud, který měříme. Scintilační detektory se skládají ze scintilátoru a fotonásobiče, který konvertuje slabý světelný záblesk na elektrický signál.

Čtyři hlavní součásti ATLAS detektoru jsou vnitřní detektor, mionový spektrometr, kalorimetr a systém magnetů, které ohýbají dráhy nabitých částic, aby bylo možné z jejich zakřivení změřit jejich hybnost. Nedílnou součástí je systém triggerů, který rozhoduje, jaká srážka je fyzikálně zajímavá a pouze takové srážky se potom ukládají. Souřadný systém ATLASu je pravotočivý. Osa z je tvořena svazkem částic. Kladná část osy x míří od středu LHC a kladná část osy y ukazuje nahoru, tj. kolmo k ose x a z. ATLAS je dnes největší částicový detektor na celém světě. Je 25 m vysoký, 44 m dlouhý a váží 7 000 tun. Je uložen 100 m pod povrchem. Schéma detektoru viz Obr. 1.2.



Obrázek 1.2: Schéma detektoru ATLAS [4].

Rozsah, ve kterém detektory měří, udává Lorentzovsky invariantní veličina zvaná rapidita, jež podobně jako rychlost udává míru pohybu v prostoru. Na rozdíl od rychlosti, která je shora omezená rychlostí světla c. Rapidita y je bezrozměrná veličina nabývající libovolné hodnoty z \mathbb{R} . Její definice je

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z}.$$
 (1.1)

Nevýhodou je, že pro částice, které se pohybují rychlostí blízké c má rozdíl E a p_Z velkou chybu a tak zavádíme veličinu pseudorapidita η jako

$$\eta = -\ln \tan \frac{\Theta}{2},\tag{1.2}$$

kde Θ je úhel, který svírá trajektorie částice s osou z viz Obr. 3.1. Pro úhel mezi částicemi v příčné rovině zavádíme veličinu akoplanarita a, která je definovaná jako

$$a = 1 - \left|\phi_1 - \phi_2\right| / \pi,\tag{1.3}$$

kde ϕ_1 a ϕ_2 jsou úhly, které svírají jednotlivé částice v příčné rovině viz Obr. 3.1.



Obrázek 1.3: Definice úhlů Θ a $\phi.$

1.2 Vnitřní detektor

Vnitřní detektor, neboli ID (Inner Detector), je nejblíže místu srážky. Má 6,2 m na délku a 2,1 m v průměru. Skládá se ze tří částí, válcového barelu a dvou uzávěrů. Měří hybnost nabitých částic s $|\eta| < 2,5$. ID měří dráhy nabitých částic a s jejich pomocí konstruuje pozice vertexů srážených objektů a částic, které vznikly posléze (například dlouho žijící b-hadrony nebo taony). ID je umístěn v solenoidálním magnetickém poli o velikosti 2 T a je chlazen na 3,5 K supravodivými kabely navinutými na vnitřní stranu detektoru, které dohromady měří 10 km. Lepší představu o detektoru lze získat z Obr. 1.4.



Obrázek 1.4: Vnitřní detektor na experimentu ALTAS [4].

Pixelový detektor, neboli PD (Pixel Detectors), je umístěn nejblíž interakční oblasti a tudíž je vystaven velké radiaci. Měří v oblasti s $|\eta| < 2, 5$. Pixelové detektory jsou odolné vůči radiaci. PD se skládá ze tří válců s křemíkovými senzory, nejvnitřnější z nich má poloměr 50, 5 mm. Na válcích je dohromady rozmístěno asi 87 milionů pixelů. Každý pixel má velikost $50 \times 400 \ \mu\text{m}^2$ s rozlišením $14 \times 115 \ \mu\text{m}^2$. Detektor je třeba chladit na $-15 \ ^{\circ}\text{C}$ [5].

Polovodičový páskový detektor, neboli SCT (SemiConductor Tracker), je umístěn okolo PD. Radiační poškození prudce zhoršuje parametry detektoru, proto je umístěný dál od svazku než PD. Detekuje částice s $|\eta| < 2, 5$. Systém těchto detektorů se skládá ze čtyř válců, rovnoběžných s urychlovačovou trubicí a z osmnácti disků, kolmých k urychlovačové trubici. Stavbou je podobný PD s rozdílem, že místo pixelů jsou na něm podlouhlé pásky, má tedy nižší granularitu. Pomáhá v měření hybnosti, srážkového parametru a pozice vertexu. SCT se skládá z 4088 modulů. Moduly se skládají ze čtyř křemíkových senzorů s pásky. Pásky jsou ve dvou vrstvách, přičemž druhá vrstva je položena kolmo na první.

Detektor přechodového záření, neboli TRT (Transition Radiation Tracker), je nejvzdálenější část ID a poskytuje informace o částicích s $|\eta| < 2$ [6]. Tvoří ho asi 300 000 "brček", o průměru 4 mm, naplněných nehořlavou směsí plynu. První prototyp TRT byl celý naplněný směsí xenonu, oxidu uhličitého a kyslíku, ale z důvodu velkých ztrát plynu byly některé části nahrazeny směsí argonu [7]. Brčka jsou vyrobena z kaptonové fólie, zpevněna uhlíkovými vlákny a zapuštěna do polyethylenové pěny. V každém z nich je 0,03 mm tlusté wolframové vlákno, které je navíc pozlacené. 50 000 brček je dlouhých 144 cm a 250 000 má délku 39 cm. Jeho hlavní účel je poskytnout dostatečné množství bodů pro průchod dané částice, aby bylo možné rekonstruovat jejich dráhu.

1.3 Kalorimetr

Obklopuje vnitřní detektor a měří energii elektromagneticky nabitých i neutrálních částic až do $|\eta| < 4,9$. Čím je energie větší, tím je určení energie přesnější. Kalorimetry jsou tvořeny absorpční a aktivní částí. Částice procházející kalorimetrem s ním interaguje a vytváří tak spršku sekundárních částic. Je navržen tak, aby absorboval většinu částic. Kvůli rozličnému chování spršky, vzhledem k povaze částic, jsou na ATLASe dva druhy kalorimetrů a to elektromagnetický kalorimetr a hadronový kalorimetr. Elektromagnetická sprška vzniká tak, že elektron (resp. pozitron) vyzáří foton, který následně vytvoří pár elektron-pozitron. Pokud má tento pár dostatek energie, může vytvořit lavinovitě další páry. Hadronová sprška vzniká, když letící hadrony reagují silnou interakcí s atomovými jádry detektoru. Hlavní část hadronové spršky tvoří piony π^+ , π^- a π^0 . Neutrální piony se rozpadají na 2 fotony a ty mohou vytvořit elektromagnetickou spršku. Schéma kalorimetru je na Obr. 1.5.

Elektromagnetický kalorimetr zajišťuje měření energie a identifikaci elektronů, pozitronů a fotonů. Lze ho rozdělit na válcovou část, která pokrývá $|\eta| < 1,5$ a postranní části měřící $1,5 < |\eta| < 3,2$. Jeho aktivní medium je kapalný argon o teplotě -183° C, ten je rozdělen na dvě poloviny čtecími elektrodami. Spršky vzniklých částic tvoří v argonu iontové páry, ty vytváří elektrické pulsy na oddělených elektrodách.

Hadronový kalorimetr je tvořen třemi částmi. Koncová část hadronového kalorimetru, neboli HEC (the Hadronic End-cap Calorimeter), s rozsahem $|\eta| < 1,7$ je tvořena měděnými deskovými absorbátory a aktivní vrstvou argonu. Elektrody, které vyčítají signál jsou připojeny k předzesilovači. Předzesilovače pomáhají vyrovnat poměr signálu a šumu. Druhá část, dopředný kalorimetr, neboli FCaL (the Forward Calorimeter), se skládá ze tří částí, jedné měděné a dvou wolframových. Elektrody jsou složené z trubice, do které je vložena tyč a na té je namotané vlákno. Mezery mezi trubicí a tyčí jsou vyplněny argonem. Trubice je uzemněná a na tyč je přiváděno napětí. Poslední částí je Hadronový plátový kalorimetr, neboli TileCal (Tile Calorimeter). Ten vzorkuje spršky scintilačními deskami z plastu a jako absorbátor je zde měď a ocel. Světelný signál ze scintilátorů je pomocí optických vláken přeměňován na elektrický signál.

1.4 Mionový spektrometr

K detekci mionů slouží Mionový spektrometr. Toroidální magnetické pole zakřivuje dráhu mionů tak, že je možné pomocí vztahu ReB = mv (R je poloměr zakřivení, e náboj a m a v jsou hmotnost a rychlost) změřit jejich hybnost a určit, zda se jedná o mion nebo o jeho antičástici. Tento signál je potom zkombinován s informacemi z ID a díky tomu je možno zpětně zrekonstruovat jejich dráhu ještě přesněji. Spektrometr má tvar válce se dvěma podstavami. Lze jej rozdělit do dvou částí. Válcová oblast měří do $|\eta| < 1$ a magnetické pole má sílu 0,5 T, u bočních částí je to potom $1 < |\eta| < 2,7$ a 1 T. Detektor tvoří tři vrstvy komor a systém triggerů. Velice důležité je přesně určit pozici jednotlivých komor.



Obrázek 1.5: Kalorimetr detektoru ATLAS [4].

MDT komory, neboli MDT komory (Monitored Drift Tubes), jsou komory měřící drift elektronů jsou složeny z hliníkových tenkostěnných trubiček. Rotační osa trubičky je tvořena 50 μ m širokým rhenium wolframovým drátem (anodou), kterým prochází vysoké napětí a uvnitř je argon s malou příměsí oxidu uhličitého [8]. Když mion prochází trubicí, ionizuje plyn a vzniklé elektrony se pohybují k anodě a vytvářejí měřitelný signál. Jejich nevýhodou je malá odolnost proti radiačnímu poškození, proto je v oblastech velkých η , kde jsou produkovány jiné a těžší částice, nemůžeme použít.

Katodové stripové komory, neboli CSC (Cathode Strip Chambers), používáme v oblastech s velkou pseudorapiditou (2 $< |\eta| < 2, 7$). Jde o rychlé, mnoho drátové, proporcionální komory se segmentovanými proužky katody.

Triggrovací komory neboli TC (Trigger Chambers) mají jiný účel. MDT a CSC komory dávají velice přesnou informaci o dráze mionů. Jsou ale pomalé a tak je systém mionového spektrometru vybaven o triggrovací komory, které sice nejsou tak přesné, ale jsou zato velice rychlé. Ve válcové části se nacházejí komory s odporovými deskami, neboli RPC (Resistive Plate Chambers). Každou tvoří dvě rovnoběžné desky z bakelitu, na kterých je vrstva grafitu.

1.5 Dopředné detektory

Součástí detektoru ATLAS jsou také dva systémy dopředných detektorů. Prvním je AFP (Atlas Forward Proton) a ALFA (Absolute Luminosity For Atlas). Tyto detektory nám poskytují informace o protonech, které se difrakčně rozptýlily do malých úhlů (řádově stovky μ rad). Jsou umístěny téměř symetricky okolo IP, daleko od místa srážky.

1.5.1 AFP

Systém těchto detektorů je v provozu od roku 2016. V prvním roce svého měření byl kvůli malé odolnosti proti radiaci používán jen v runech s nižší luminositou. Poté byl ale detektor vylepšen a od roku 2017 běží ve všech runech. V roce 2017 nasbíral $\mathcal{L} = 32$ fb⁻¹ dat, v roce 2018 potom 49 fb⁻¹ [9]. Luminosita \mathcal{L} je veličina svázána s počtem interakcí R a účinným průřezem σ vztahem $R = \mathcal{L}\sigma$ (více o účinném průřezu viz kapitola 3).

Systém AFP detektorů se skládá ze dvou stanic, blízké a daleké. První z nich je blíže k IP. Jak už bylo řečeno, dopředné detektory jsou vždy umístěny symetricky. Bohužel v případě AFP detektorů tomu tak úplně není viz Obr. 1.6, což je jedním z problémů těchto detektorů. Jak je vidět z obrázku, na každé straně od P1 (IP) jsou dva křemíkové detektory, přičemž vzdálenější z nich je vybaven o detektor doby letu, neboli ToF (Time-of-Flight) detektor. Tyto detektory jsou uloženy v pohyblivém přístroji zvaném římský hrnec, neboli RP (Roman Pot). RP jsou pohyblivé vakuové nádoby, které umožňují umístění detektorů tak blízko svazku, jak jen potřebujeme s přesností 20 μ m [10]. Proto je nutné přesně vědět, kde se RP nacházejí.



Obrázek 1.6: Uspořádání detektoru AFP[9].

Protony rozptýlené o malý úhel jsou pomocí dvou dipólových magnetů odkloněny od zbylého svazku. Může tak být učiněno, protože proton ztratí část své energie a může být tedy jednoduše separován. Dále pak jsou tyto odkloněné protony fokusovány pěti kvadrupólovými magnety. Dráha protonu závisí na tom, kolik energie při interakci ztratil. Pokud zavedeme veličinu frakce ztracené energie protonu jako

$$\xi = \Delta E / E_0 = 1 - E / E_0, \tag{1.4}$$

kde E_0 resp. E je energie protonu před resp. po srážce, můžeme určit takové hodnoty ξ , které je možné pomocí AFP měřit. Dnes je to 0,015 < ξ < 0,15 [11], což odpovídá změně energie 97,5 GeV < ΔE < 970 GeV (pro energii svazku E = 6,5 TeV). Co se týká akceptance(rozsahu energie, ve které jsou schopny detektory měřit), je potřeba rozlišovat geometrickou a hmotnostní. Geometrická akceptance definuje poměr mezi protony, které mají ξ a p_T a jsou měřitelné pomocí AFP a mezi všemi protony s danými ξ a p_T . Obr. 1.7 vlevo znázorňuje, že víc než 80% protonů s 0,03 < ξ < 0,1 a p_T < 2,5 GeV lze pomocí AFP změřit. Co se týká hmotnostní akceptance, ta udává pravděpodobnost, s jakou bude exkluzivně vyprodukovaný systém částic změřen v závislosti na jeho energii a na tom, v jaké vzdálenosti od svazku d je AFP detektor pomocí RP zasunut. Například pokud by exkluzivně vyprodukovaný systém měl hmotnost 500 GeV, při d = 3,5 mm je asi 30% šance, že bude detekován.



Obrázek 1.7: Geometrická akceptance (levý), hmotnostní akceptance (pravý) [12].

Křemíkový detektor

Funguje stejně jako ionizační detektor, jen místo iontu a elektronu vzniká pár elektron a díra. Každá stanice se skládá ze čtyř křemíkových destiček tvořených 336×80 pixely. Jeden pixel má velikost $50 \times 250 \ \mu\text{m}^2$. Celková aktivní plocha je tedy $1,68 \times 2,00 \ \text{cm}^2$. Jak jde dobře vidět ze schématického Obr 2.5, jednotlivé destičky jsou nakloněny o 14° . Zlepší se tím jejich rozlišení v ose y na 6 μ m [12].

ToF detektor

Jedná se o Čerenkovský detektor. Pokud detektorem projde proton, vytvoří záření, které je potom pomocí fotonásobičů převedené na elektrický signál. Je umístěn za oběma FAR stanicemi. Hlavní účel tohoto detektoru je odstranění pilu-up. V tomto kontextu znamená pile-up pozadí, které tvoří protony z předchozích nebo budoucích interakcí. Zbavit se jich je možné, pokud změříme rozdíl doby letu protonů na každé straně $(t_- - t_+)$ a porovnáme ho s pozicí vertexu $(t_- - t_+)c = 2z_{IP}$. ToF měří s přesností 20 – 50 ps. Skládá se z 4 × 4 krystalů křemene, které mají tvar písmena L. Jsou vůči svazku nakloněny o 48° [13].

1.5.2 ALFA

Tento detektor je navržený, aby měřil protony elasticky rozptýlené do malých úhlů. Jeho cílem je nezávislé měření celkové luminosity a totálního účinného průřezu reakce dvou protonů. Měří protony s 10, 6 < $|\eta| < 13, 5$ [14]. Dvě stanice jsou umístěny 237 m a 245 m symetricky kolem IP. Mezi blízkými a dalekými stanicemi není žádný magnet, což umožňuje změřit úhel, s jakým se protony rozptýlily. Schéma detektoru ALFA je na Obr. 1.8.



Obrázek 1.8: Schéma detektoru ALFA [15].

Každá stanice se skládá ze dvou RP připojených k sobě (horní a spodní) viz Obr. 1.9. RP jsou mechanicky zasunuty ke svazku. Každý RP obsahuje hlavní detektor, neboli MD (Main Detector) a překrývací detektor, neboli OD (Overlap Detector), který měří vzdálenost mezi horním a spodním MD. Každý MD tvoří 2×10 vrstev 64 scintilačních vláken čtvercového tvaru s velikostí $0, 5 \times 0, 5 \text{ mm}^2$, které jsou přilepené na titanové desce. Scintilační vlákna na přední a zadní straně každé titanové desky jsou natočeny o ±45° okolo osy y. Pokud částice proletí vláknem, vyzáří foton, který je fotonásobičem převedený na elektrický signál. Každý MD je navíc vybaven o dva triggerovací čítače, které pomáhají potlačit šum.



Obrázek 1.9: Stanice detektoru ALFA [15].

Kapitola 2

Teorie rozptylu

Pokud rozp
tylujeme jednu kvantovou částici (vlnový balík) na potenciál
u $\hat{V}(\vec{r})$, který je závislý pouze na vzdálenosti
 \vec{r} , lze pravděpodobnost přechodu z počátečního stavu
 $|i\rangle$ do koncového stavu $|f\rangle$ vyjádřit jako

$$\omega(f \leftarrow i) = \langle f | \hat{S} | i \rangle, \tag{2.1}$$

kde \hat{S} je S-matice a $\langle f|\hat{S}|i\rangle$ její maticový element. V praktických výpočtech nahrazujeme $|i\rangle$, $|f\rangle$ rovinnými vlnami (vlastními stavy operátoru hybností [16]). Kety $|\vec{p}\rangle$ tedy značí vlnu nekonečně daleko od místa srážky a $|\vec{p'}\rangle$ koncový stav, rovněž nekonečně vzdálený. Hamiltonián systému je $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}$, $|\vec{p}\rangle$ resp. $|\vec{p'}\rangle$ jsou vlastní stavy \hat{H}_0 s energií E_p resp E'_p . Proto S-maticový element můžeme faktorizovat jako

$$\langle \vec{p'} | \hat{S} | \vec{p} \rangle = \delta(\vec{p'} - \vec{p}) - 2\pi i \delta(\vec{E'} - \vec{E}) \langle \vec{p'} | \hat{T}(E + i\epsilon) | \vec{p} \rangle, \qquad (2.2)$$

kde δ je Diracova delta funkce a \hat{T} je T-matice definovaná pomocí rezolventy Greenova operátoru $\hat{g}(z) = 1/(\hat{H} - z)$ jako $\hat{T}(E + i\epsilon) = \hat{V} + \hat{V}\hat{g}(E + i\epsilon)\hat{V}$. První člen v (3.2) odpovídá rozptylu o nulový úhel Θ , který ale nelze měřit a navíc není ani fyzikálně zajímavý.

$$\langle \vec{p'}|\hat{S} - \hat{1}|\vec{p}\rangle = -2\pi i\delta(\vec{E'} - \vec{E})\langle \vec{p'}|\hat{T}(E + i\epsilon)|\vec{p}\rangle = i\frac{\delta(\vec{E'} - \vec{E})}{2\pi m}f(E,\Theta),$$
(2.3)

m je hmotnost rozptylované částice a funkce $f(E, \Theta)$ se nazývá amplituda rozptylu, která souvisí s diferenciálním účinným průřezem a prostorovým úhlem Ω

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(E,\Theta)|^2. \tag{2.4}$$

V Bornově aproximaci pro rozp
tyl do malých úhlů platí $\hat{T}\approx\hat{V}.$ Potom

$$f(E,\Theta) = -m(2\pi)^2 \langle \vec{p'} | \hat{V} | \vec{p} \rangle = -\frac{m}{2\pi} \int d^3 x V(\vec{x}) e^{-i\vec{Q}\vec{x}},$$
(2.5)

kde $\vec{Q} = \vec{p'} - \vec{p}$ je veličina zvaná virtualita. Pokud rozp
tylujeme bodovou částici s nábojem e_1 na částici s nábojem
 e_2 , který je rozprostřen v prostoru s hustotou
 $\rho(\vec{y})$ jako $e_2 = e_2 \int d\vec{y} \rho(\vec{y})$, potenciál lze napsat jako

$$V(\vec{x}) = \int d\vec{y} \frac{e_1 e_2}{|\vec{x} - \vec{y}|} \rho(\vec{y}).$$
(2.6)

Z (3.5) plyne po zavedení substituce $\vec{x}=\vec{u}+\vec{y}$ a následném umocnění

$$f(E,\Theta) = \iint d\vec{x} d\vec{y} \frac{e_1 e_2}{|\vec{x} - \vec{y}|} \rho(\vec{y}) e^{-i\vec{Q}\vec{x}} = \int d\vec{u} \frac{e_1 e_2}{\vec{u}} e^{-i\vec{Q}\vec{u}} \int d\vec{y} \rho(\vec{y}) e^{-i\vec{Q}\vec{y}}$$
(2.7)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(E,\Theta)|^2 = \left(\int d\vec{u} \frac{e_1 e_2}{\vec{u}} e^{-i\vec{Q}\vec{u}}\right)^2 \left(\int d\vec{y}\rho(\vec{y})e^{-i\vec{Q}\vec{y}}\right)^2 = \frac{d\sigma}{d\Omega}_{Ruth} F^2(\vec{Q})$$
(2.8)

dostáváme vztah mezi skutečným diferenciálním účinným průřezem a diferenciálním účinným průřezem rozptylu na bodové částici. Funkci $F(\vec{Q})$ nazýváme formfaktor, je dán Fourierovou transformací prostorového rozložení náboje. Neboli pokud známe, jak probíhá rozptyl na bodové částici, můžeme naměřit prostorové rozložení náboje rozptylovým experimentem. Pokud předpokládáme, že ρ je sféricky symetrická a exponenciálně klesající se vzdáleností (tj. $\rho(r) = \exp(-mr), m \in \mathbb{R}$)

$$F(Q) = \int e^{-mr} e^{-iQ_z r \cos\Theta} r^2 \sin\Theta dr d\Theta \propto \left(1 + \frac{Q^2}{m^2}\right)^{-2}$$
(2.9)

Odkud vidíme že $F = F(Q^2)$ je funkce velikosti |Q|.

2.1 Teorie rozptylu v kvantové teorii pole

V kvantové teorii pole je pravděpodobnost přechodu z počátečního stavu do koncového, při interakci dvou bodových částic se spinem 1/2, dána maticovým elementem toku elektromagnetického pole \hat{j}_{μ}^{em}

$$\langle \vec{p'} | \hat{j}^{em}_{\mu} | \vec{p} \rangle = -e\delta(\vec{p'} - \vec{p})\gamma_{\mu}, \qquad (2.10)$$

kde γ_{μ} jsou Diracovy gamma matice. Pokud je ale druhá částice proton, který má vnitřní strukturu pro příslušný maticový element, platí z [17] vztah

$$\langle \vec{p'} | \hat{J}^{em}_{\mu} | \vec{p} \rangle = e\delta(\vec{p'} - \vec{p}) \left[\gamma_{\mu} F_1(Q^2) + i \frac{\kappa}{2m} F_2(Q^2) \sigma_{\mu\rho} q^{\rho} \right], \qquad (2.11)$$

kde κ je anomální magnetický moment protonu, experimentálně změřený jako $\kappa = 1,79 \text{ Am}^2$, $\sigma^{\mu\rho}$ jsou Pauliho matice definované pomocí gamma matic jako $\sigma^{\mu\rho} = \gamma^{\mu}\gamma^{\rho} - \gamma^{\rho}\gamma^{\mu}$, $F_1(Q^2)$ resp. $F_2(Q^2)$ je Diracův resp. Pauliho formfaktor [17]. $F_1(Q^2)$ a $F_2(Q^2)$ jsou dvě nezávislé funkce, které v limitě $Q^2 \rightarrow 0$ nabývají hodnot $F_1(0) = 1$ a $F_2(0) = 1$. V této limitě je interakce zprostředkována dlouhovlnným fotonem, který strukturu protonu nevidí. Na rozdíl od $F(Q^2)$ definovaného v (3.8) nemůžou být F_1 , F_2 experimentálně určeny měřením $d\sigma/d\Omega$ jako funkce Θ a Q^2 . V praxi je výhodné definovat Sachcsův elektrický G_E a magnetický formfaktor G_M

$$G_E = F_1 - \frac{\kappa Q^2}{4m} F_2 \tag{2.12}$$

$$G_M = F_1 + \kappa F_2 \tag{2.13}$$

Nakonec definujeme s jejich pomocí elektrický F_E a magnetický F_M formfaktor

$$F_E = \frac{4m^2 G_E^2 + Q^2 G_M^2}{4m^2 + Q^2},$$
(2.14)

$$F_M = G_M^2. (2.15)$$

2.1.1 Faktorizační teorém

Pokud spolu srážíme proton p_1 s protonem p_2 a chceme z jejich partonu X a Y vyprodukovat Z, je účinný průřez konvolucí partonových distribučních funkcí $f_{X/p}(x,\mu)$ s účinným průřezem pro produkci Z z X a Y jako

$$\sigma_{p_1 p_2 \to Z} = \sum_{XY} \int f_{X/p_1}(x_1, \mu) f_{Y/p_2}(x_2, \mu) \sigma_{XY \to Z} dx_1 dx_2, \qquad (2.16)$$

kde suma jde přes všechny partony v p_1 a p_2 . x_1 resp. x_2 je frakce hybnosti v partonu v p_1 resp. p_2 . Partonová distribuční funkce, neboli PDF, $f_{X/p_1}(x_1, \mu)$ udává v prvním řádu poruchové teorie pravděpodobnost, s jakou bude mít parton X v protonu p_1 frakci hybnosti x_1 a μ je faktorizační škála [18].

Kapitola 3

Difrakční procesy a exkluzivní produkce

Na LHC většina interakcí protonů zahrnuje QCD interakci, která je zprostředkována barevně nabitými gluony. To, že gluony nesou barevný náboj (na rozdíl od fotonů, které elektrický ani barevný náboj nenesou), má za následek, že můžou interagovat přímo samy se sebou. Dalším rozdílem je, že žádné barevně nabité částice nepozorujeme, protože síla interakce roste se vzdáleností mezi dvěma barevně nabitými částicemi. Pokud se snažíme oddělit například pár kvark-antikvark, bude přitažlivá síla mezi nimi připomínat roztahování pružiny. Pokud energie, kterou na sebe budou působit, překročí klidovou hmotnost páru, vytvoří se mezi nimi další kvark-antikvarkový pár. To má za následek, že výměna barevného náboje vede k tvorbě dalších částic. Procesy, ve kterých se žádná kvantová čísla nevyměňují, nazýváme difrakční. Přesněji řečeno je zprostředkován výměnou kvantových čísel vakua, fotonem nebo takzvaným pomeronem. Pomeron je hypotetická částice, kterou zavádí Reggeho teorie [19]. Difrační procesy lze dobře experimentálně rozlišit pomocí oblastí, kde nepozorujeme žádné částice a rozptýlené protony. Protony, které se po interakci nerozpadly, nýbrž se jen odklonily od své původní dráhy, nazýváme intaktované. Protony, které se odkloní, lze měřit pomocí AFP a ALFA detektoru viz. kapitola 2. Procesy na LHC se dělí na **elastické** $(p+p\rightarrow p'+p')$, ve kterých se protony jemně odkloní od svojí trajektorie a **neelastické** ($p+p \rightarrow X$), kdy je jejich energie přeměněna na tvorbu nových částic. Neelastické srážky lze rozdělit na difrakční a nedifrakční. Difrakci lze rozdělit na **centrální exkluzivní produkci**, neboli CEP (Central exclusive production), a disociaci. Exkluzivní znamená, že v koncovém stavu měříme všechny zajímavé částice. Oproti tomu v inkluzivním nejsou měřeny všechny částice. CEP je proces, kde oba protony "přežijí" a v centrální oblasti se vytvoří částice. Disociace jednoho protonu, neboli SD (Single dicosiation), resp. dvou DD (Double Disociation) nastávají, pokud se jeden resp. oba protony vlivem interakce rozpadnou.

3.1 Elastická srážka

Je to nejjednodušší typ interakce, kdy jsou částice v koncovém stavu stejné jako ty, co do interakce vstupovaly. Takový proces často značíme jako

$$1 + 2 \to 1' + 2'.$$

V těžišťové soustavě platí, že $\sqrt{s} = (E_{1'} + E_{2'}) = (E_1 + E_2)$, *E* resp. *E'* je celková energie před resp. po srážce. Ze zákona zachování hybnosti v těžišťové soustavě $p_{1'}^2 = p_{2'}^2$ a $p_1^2 = p_2^2$ proto

$$E_{1'}^2 - m_{1'}^2 = E_{2'}^2 - m_{2'}^2 \quad \text{po přeuspořádání} \quad E_{1'}^2 - E_{2'}^2 = m_{1'}^2 - m_{2'}^2$$
$$(E_{1'} + E_{2'})(E_{1'} - E_{2'}) = \sqrt{s}(E_{1'} - E_{2'}) = m_{1'}^2 - m_{2'}^2 \tag{3.1}$$



Obrázek 3.1: Schématické obrázky: a) neelastické(inkluzivní) produkce, b) disociace, c) dvojité disociace a d) centrální difrakce [20].

Dosazením vzorce $\sqrt{s}-E_{1'}=E_{2'}$ do (4.1) dostáváme vztahy

$$E_1 = \frac{s + m_1^2 - m_2^2}{2\sqrt{s}} \quad , \quad E_2 = \frac{s + m_2^2 - m_1^2}{2\sqrt{s}}$$
$$E_{1'} = \frac{s + m_{1'}^2 - m_{2'}^2}{2\sqrt{s}} \quad , \quad E_{2'} = \frac{s + m_{2'}^2 - m_{1'}^2}{2\sqrt{s}}$$

pro $m_1 = m_2 = m_{1'} = m_{2'}$ dostáváme vztah $E_i = \sqrt{s/2}$.

3.2 Disociace

Pokud se jeden proton rozpadne a druhý přežije, lze tento proces označit jako

$$1+2 \to 1' + X,$$

kde X značí vícečásticový stav s kvantovými čísly stejnými jako 2. Pokud budeme předpokládat, že $\sqrt{s}, M_X^2 >> m_i$ a $E_1 = E_2 = \sqrt{s}/2$. Zároveň zavedeme invariantní hmotnost systému X jako $M_X^2 = (p_1 + p_2 - p_{1'})^2$, platí pro veličinu ξ definovanou jako

$$\xi = 1 - \frac{E_{1'}}{E_1} \approx 1 - \frac{\frac{s + m_{1'}^2 - M_X^2}{2\sqrt{s}}}{\frac{\sqrt{s}}{2}} = \frac{M_X^2}{s}, \qquad (3.2)$$

3.3 Centrální exkluzivní produkce

Tento proces značíme jako

$$1 + 2 \to 1' + 2' + X.$$

Systém X má stejná kvantová čísla jako vakuum. Čtyř-hybnosti před srážkou

$$P_1 = (\frac{\sqrt{s}}{2}, 0, 0, \frac{\sqrt{s}}{2})$$
 a $P_2 = (\frac{\sqrt{s}}{2}, 0, 0, -\frac{\sqrt{s}}{2})$

Protože je transverzální hybnost malá, platí

$$P_1' = (\xi_1 \frac{\sqrt{s}}{2}, \vec{p_T}, \xi_1 \frac{\sqrt{s}}{2}) \approx (\xi_1 \frac{\sqrt{s}}{2}, 0, 0, \xi_1 \frac{\sqrt{s}}{2}),$$
$$P_2' = (\xi_2 \frac{\sqrt{s}}{2}, \vec{p_T}, -\xi_2 \frac{\sqrt{s}}{2}) \approx (\xi_2 \frac{\sqrt{s}}{2}, 0, 0, -\xi_2 \frac{\sqrt{s}}{2}).$$

Potom pro invariantní hmotnost systému X platí

$$M_X^2 = P_1'^{\mu} P_{2\mu}' = \xi_1 \xi_2 s. \tag{3.3}$$

Pomocí této přibližné rovnosti a vztahu (2.1) lze odvodit vztahy pro veličinu ξ_1 a $\xi_2,$ spočtenou pouze z informací o centrálním systému

$$y_x = \frac{1}{2} \ln \frac{\xi_1}{\xi_2}.$$
 (3.4)

Kapitola 4

Ekvivalentní Fotonová Aproximace

Pohybuje-li se nabitá částice (platí i pro částice s nenulovým magnetickým momentem), deformuje se její elektromagnetické pole. Pokud je tato rychlost blízká rychlosti světla, je jeho podélná složka minimální a kolmá maximální viz Obr. 4.1. Tato skutečnost plyne z Lorentzovské deformace elektromagnetického pole. Když se takové částice potkají dvě, budou tyto deformované pole interagovat. Tento proces lze popsat takzvanou ekvivalentní fotonovou aproximací, neboli EPA (Equivalent Photon Approximation).



Obrázek 4.1: Deformace elektromagnetického pole nabité částice pohybující se téměř rychlostí světla[21]

V roce 1924 E. Fermi napsal článek [22], ve kterém vysvětluje, že pokud nabitá částice proletí okolo atomu, může jej excitovat. Rozložením elektromagnetického pole nabité částice, pomocí Fourierovi transformace, do harmonických vln zjišťuje, že je toto pole stejné, jako by bylo produkováno světlem se spojitou distribucí frekvence. Důležitou podmínkou je, aby předaná hybnost byla malá ve srovnání s hybností nabité částice. E. J. Williams a C. Weizsäcker rozšířili Fermiho nápad o případ, kdy se nabitá částice pohybuje relativistickou rychlostí. Základním nápadem je aproximace pohybujícího se elektromagnetického pole pomocí reálných fotonů. Reálným fotonem je míněno, že na rozdíl od virtuálního může existovat po dobu delší, než je možné z Heisenbergových relací neurčitosti. Z klasického vzorce pro relativistickou energii $q^2 \ge E^2 - p^2 = m_0^2$ platí, že pokud $q^2 = m_0^2$ je částice reálná, neboli na hmotnostní slupce (on-mass shell), naopak když platí $q^2 > m_0^2$ je virtuální (off-mass shell). EPA faktorizuje amplitudu procesu na pravděpodobnost, že proton emituje foton a na část, kdy fotony interagují a tvoří částice hmoty [23]. Pravděpodobnost, že proton emituje foton s energií E_{γ} a virtualitou Q^2 označíme $f(E_{\gamma}, Q^2)$. Pro účinný průřez dostáváme vztah

$$\sigma_{pp(\gamma\gamma)\to ppX}^{EPA} = \iiint dQ^2 dE_{\gamma_1} dE_{\gamma_2} f(E_{\gamma_1}, Q^2) f(E_{\gamma_2}, Q^2) \sigma_{\gamma\gamma\to l^+l^-} (M_{\gamma\gamma} = \sqrt{4E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}}), \quad (4.1)$$

kde $M_{\gamma\gamma}$ je invariantní hmotnost fotonového páru. Fotonové spektrum s virtualitou Q^2 a energií E_{γ} je úměrné konstantě jemné struktury $\alpha = 1/137$

$$f(E_{\gamma},Q^2) = \frac{\alpha}{\pi E_{\gamma}Q^2} \left[\left(1 - \frac{E_{\gamma}}{E}\right) \left(1 - \frac{Q_{min}^2}{Q^2}\right) F_E + \frac{E_{\gamma}^2}{2E^2} F_M \right], \tag{4.2}$$

E je energie protonu, který emituje foton, $Q_{min} = m_p^2 E_{\gamma}^2 / [E(E - E_{\gamma})]$ je minimální možná virtualita daná kinematikou a F_E a F_M jsou elektrický a magnetický formfaktor definovaný v kapitole 3. Protože jsou formfaktory funkce, které rychle klesají s rostoucím Q^2 (viz vztah 3.9), lze závislost na Q^2 v (5.2) integrovat jen do Q_{max}^2

$$f(E_{\gamma}) = \int_{Q_{min}^2}^{Q_{max}^2} f(E_{\gamma}, Q^2) dQ^2 = \frac{\alpha}{\pi E_{\gamma}} \left(1 - \frac{E_{\gamma}}{E}\right) \left[\Psi\left(\frac{Q_{min}^2}{Q_0^2}\right) - \Psi\left(\frac{Q_{max}^2}{Q_0^2}\right)\right], \quad (4.3)$$

 Ψ je definovaná jako

$$\Psi(x) = (1+ab) \left[\sum_{n=1}^{3} \frac{1}{n(1+x)^n} - \ln(1+\frac{1}{x}) \right] \oplus$$
$$\oplus \frac{(1-c)a}{4x(1+x)^3} + c(1+\frac{a}{4}) \left[\sum_{n=1}^{3} \frac{c^n}{n(1+x)^n} + \ln(\frac{1+x-c}{1+x}) \right]$$

kde pro konstanty a,b,c,d platí vztah
y $a=E_{\gamma}^2/E(E-E_{\gamma}),\ b=[Q_0^2(1+(\kappa+1)^2))+16m_p^2]/16Q_0^2\approx 7,16,\ c=(Q_0^2-4m_p^2)/Q_0^2\approx -3,96,\ d=(\kappa(\kappa-1))/c^4\approx 0,028.$ Je velice důležité rozhodnout, kdy je možné virtualitu zanedbat. Nejdříve je nutné říct, jak bude tato emise fotonů probíhat. Rozlišujeme mezi koherentní emisí, kdy je foton koherentně emitován celým protonem a ten poté pokračuje dále jen s nižší energií. Druhá možnost je, že se foton vyzáří z některých z konstituentů a následně proton disociuje. Hlavní výhodou EPA je fakt, že nám stačí znát účinný průřez pro reálné fotony. To ale znamená, že můžeme brát jen fotony s velmi malou virtualitou z [24] $Q_{max}^2\approx 2-4$ GeV. Celkový účinný průřez je potom

$$\sigma_{pp(\gamma\gamma)\to ppX}^{EPA} = \iint dE_{\gamma_1} dE_{\gamma_2} f(E_{\gamma_1}) f(E_{\gamma_2}) \sigma_{\gamma\gamma\to l^+l^-} (M_{\gamma\gamma} = \sqrt{4E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}}).$$
(4.4)

4.1 Závislost na impaktním parametru

Pokud jsou protony dostatečně blízko sebe, mohou na sebe působit i silnou interakcí a i tak může reakce proběhnout. Závislost reakce na impaktním parametru indukuje důležitou veličinu a to parametr přežití S, jehož druhá mocnina S^2 udává pravděpodobnost, že nastane jen QED proces. Jednoduše řečeno, předpokládáme menší pravděpodobnost QCD interakce, pokud budou protony dál od sebe.

Jelikož je předaná hybnost malá, nemůže být S napočítán poruchově. S není multiplikativní konstanta a nelze ji přímo měřit, nýbrž je závislá na koncovém stavu a transverzální složce hybnosti vylétajících částic. Nejdříve definujeme amplitudu čistého QED procesu jako $T(q_{1t}, q_{2t})$, kde q_{it} značíme transverzální hybnost i-tého fotonu emitovaného i-tým protonem, amplitudu přidaného QCD procesu závislá na čtverci předané hybnosti k_t^2 označíme $T_{el}(k_t^2)$. Lepší představu lze získat z Obr. 4.2.

Celková amplituda je tedy potom

$$T_{celk} = \frac{i}{s} \int \frac{d^2k_t}{8\pi^2} T_{el}(k_t^2) T(q_{1t} + k_t, q_{2t} - k_t).$$
(4.5)



Obrázek 4.2: (a) čistě QED proces s amplitudou T, (b) proces s dodatečným QCD procesem $\left[25\right]$

KombinacíTa T^{el} dostaneme vztah pro střední hodnotu čtverce parametru přežití

$$\langle S^2 \rangle = \frac{\int dq_{1t} dq_{2t} \left| T(q_{1t}, q_{2t}) + T_{el}(q_{1t}, q_{2t}) \right|^2}{\int dq_{1t} dq_{2t} \left| T(q_{1t}, q_{2t}) \right|^2}$$
(4.6)

Kapitola 5

Fotonové interakce

Když A. Einstein v roce 1905 vysvětlil podstatu **fotoefektu**, jako interakci fotonu s atomovým elektronem, ukázal, že světlo je vyzařováno po kvatnách s diskrétní energií a vedle vlnových vlastností má také částicové. Proces probíhá tak, že foton s energií (frekvencí), která musí být větší než vazebná energie elektronu, vyrazí elektron z atomu ven. **Comptonův jev** je rozptyl fotonu na elektronu. Foton předá elektronu část svojí hybnosti, což ukazuje na jeho částicový charakter. Pohledem poruchové QED si můžeme tento jev představit jako diagram, kde elektron pohltí foton a posléze ho vyzáří, jen s jinou energií. Další z fotonových interakcí je **tvorba páru**, kdy se foton, který ale nutně musí být v poli nabité částice, transformuje na pár částice-antičástice. Nutnou podmínkou je, aby se energie fotonu rovnala minimálně klidové hmotnosti vzniklého páru.

Všechny tyto procesy mají společnou vlastnost, že foton interaguje s elektricky nabitou částicí. Další charakteristikou výše zmíněných procesů je, že fotony jsou reálné. Pojem virtuálních částic úzce souvisí s pojmem vakuum. Vakuum je tedy potřeba chápat jako médium, jehož energie fluktuuje, což má za následek tvorbu virtuálních páru částic. Takovému jevu říkáme fluktuace vakua [8]. Z linearity Maxwellových rovnic vyplývá, že elektromagnetické vlnění, které může být chápáno jako tok fotonů, spolu nemůže interagovat. Kolem roku 1935 si lidé kolem Heisenberga uvědomili, že fluktuace vakua takovou linearitu narušuje [26]. Tyto páry virtuálních částic tak můžou interakci mezi fotony zprostředkovat. Heisenberg pověřil svého studenta H. Eulera, aby interakci mezi dvěma fotony studoval pomocí formalismu matice hustoty. Další Heisenbergův žák B. Kockel spočítal společně s Eulerem amplitudu interakce dvou fotonů při nízkých frekvencích [27]. Z jejich článku z roku 1936 je zřetelné, že vakuum je médium schopné interakci dvou fotonů zprostředkovat.

Helicita je veličina udávající průmět spinu do směru pohybu částice. Může nabývat jen dvou hodnot pro částice s polo číselným spinem a tří hodnot pro částice s celočíselným spinem. Jinak je to pro částice, které mají nulovou hmotnost. Ty se pohybují rychlostí světla a nelze jim přiřadit klidovou soustavu. Takové částice mohou mít jenom 2 možné hodnoty helicity a to +1 pokud je projekce spinu souhlasná se směrem pohybu, nebo v opačném případě -1 [28]. Příkladem takové částice je foton. Proto je potřeba při reakci 2 fotonů rozlišit, zda mají stejnou helicitu, kterou označíme symbolem \parallel nebo opačnou a tu označíme \perp . Celkový účinný průřez je potom dán aritmetickým průměrem

$$\sigma_{\gamma\gamma\to X} = \frac{1}{2} (\sigma_{\gamma\gamma\to X}^{\perp} + \sigma_{\gamma\gamma\to X}^{\parallel}).$$
(5.1)

5.1 Dileptonová produkce

Nejjednodušší proces, který můžeme při interakci dvou protonů pozorovat, je $\gamma \gamma \rightarrow l^+ l^-$, kde l znamená lepton = e, μ , τ viz Obr. 5.1. Pokud l=e mluvíme o Breit-Wheelerově tvorbě párů a jde vůbec o nejjednodušší proces, který přetváří intermedální bosony v částice hmoty. Účinný průřez je v nejnižším řádu poruchové teorie z [21]



Obrázek 5.1: Schéma Feynmanova diagramu pro dileptonovou produkci leptonového páru.

$$\sigma_{\gamma\gamma\to l^+l^-} = \frac{4\pi\alpha^2}{M_{\gamma\gamma}} \left[\left(1 + \frac{4m_l^2}{M_{\gamma\gamma}} - \frac{8m_l^4}{M_{\gamma\gamma}^2} \right) \ln \frac{1 + \sqrt{1 - 4m_l^2/M_{\gamma\gamma}}}{1 - \sqrt{1 - 4m_l^2/M_{\gamma\gamma}}} - \left(1 + \frac{4m_l^2}{M_{\gamma\gamma}} \right) \sqrt{1 - \frac{4m_l^2}{M_{\gamma\gamma}}} \right]$$

kde $M_{\gamma\gamma}$ je invariantní hmota obou fotonů, která je kvůli exkluzivitě procesu stejná, jako invariantní hmota leptonového páru $M_{l^+l^-}$, m_l je hmotnost produkovaného leptonu a α je konstanta jemné struktury.

5.2 Difotonová produkce

Elastická srážka dvou fotonů ($\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$) je proces, který je v nejnižším řádu poruchové teorie úměrný $\alpha^4 \approx 3 \times 10^{-9}$. Ve Feynmannově zobrazení jde o čtvercový diagram, který ve své smyčce zahrnuje nabité fermiony (leptony a kvarky) nebo bosony W^{\pm} (viz Obr. 5.2). Ve fyzice za standardním modelem může interakce probíhat přímo, tedy jako interakce čtyř fotonů v jednom vrcholu. Efektivní teorie pole, která popisuje fyziku za standardním modelem je popsána efektivním Lagrangianem

$$L_{4\gamma} = \zeta_1^{\gamma} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} F_{\rho\sigma} F^{\rho\sigma} + \zeta_2^{\gamma} F_{\mu\nu} F^{\nu\rho} F_{\rho\lambda} F^{\lambda\mu}, \qquad (5.2)$$

kde $F_{\mu\nu}$ je tenzor elektromagnetického pole a ζ_1^{γ} resp. ζ_2^{γ} jsou operátory dimenze čtyři (GeV⁻⁴), které jsou úměrné druhé mocnině konstanty jemné struktury a čtvrté mocnině náboje a hmotnosti částice, která by hypoteticky byla ve smyčce čtvercového diagramu. Tento proces byl také navržen jako metoda ke studování magnetických monopólů [29], axionů [30] a dalších hypotetických částic za standardním modelem. Měření tohoto koncového stavu s velkou přesností je možné pomocí elektromagnetického kalorimetru (viz kapitola 2) a sehrálo klíčovou roli například v objevení Higgsova bosonu. Elastická srážka dvou fotonů, které vzniknou při interakci elektromagnetických polí dvou relativisticky urychlených hadronů, je shrnutá v kapitole 5.



Obrázek 5.2: Schéma čtvercového diagramu, který ve smyčce obsahuje W boson, lepton nebo kvark [23].

Kapitola 6

Předchozí měření

Studium procesu $\gamma \gamma \rightarrow l^+ l^-$ v protonových srážkách je jedním ze způsobů měření celkové luminosity, neboť účinný průřez pro exkluzivní produkce leptonových párů lze z QED spočítat s přesností na 1% (tato nepřesnost plyne z nedostatečné znalosti protonového formfaktoru) [31]. Vlastnosti této interakce jsou velice malá transverzální hybnost leptonového páru (0-2 GeV)a malá akoplanarita. V porovnání s jinými koncovými stavy (např. W^+W^- , $q\bar{q}$) je dileptonová produkce, kvůli svému relativně velkému účinnému průřezu, nazývána standardní svící procesů indukovaných fotony. Největší podíl na pozadí má inkluzivní produkce leptonového páru viz Obr. 6.1. Elektromagnetická destrukce jednoho nebo obou protonů způsobí jejich rozpad, což má za následek produkci částic pod malým úhlem, které nemohou být změřeny viz Obr. 6.1b a 6.1c. Naštěstí tyto procesy mají jinou kinematiku a tak je lze efektivně odseparovat od signálu. Co se týče pozadí, jeho další důležitou složkou je Drell-Yan, což je proces, ve kterém interaguje kvark uvnitř protonu s anti-kvarkem druhého protonu a vytvoří virtuální foton nebo Z boson, který se dále rozpadá na leptonový pár. Samotné měření probíhá dvěma způsoby. První možností je detekovat pouze leptonový pár. Druhým způsobem je měřit protony pomocí dopředných detektorů a leptony centrálním detektorem a následně je spárovat viz kapitola 6.3. Tento způsob je sice náročnější v tom, že je třeba správně zkonfigurovat oba detektory, což je při velké četnosti interakcí nelehký úkol. Na druhou stranu velkou výhodou je, že se tímto postupem odstíní největší část pozadí.



Obrázek 6.1: Feynmanovy diagramy pro (a) exkluzivní produkci a situaci, kdy jeden (b) nebo oba (c) protony disociují, (d) dodatečná QCD reakce.

6.1 $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$

Zkoumáním exkluzivní produkce elektron-pozitronového páru (dále jen elektronového páru) se zabýval urychlovačový detektor ve Fermilabu, neboli CDF (Collider Detector at Fermilab), který srážel protony s antiprotonama s těžišťovou energií $\sqrt{s} = 1,96$ TeV [32],[33]. ATLAS zkoumal exkluzivní produkci elektronového páru v protonových srážkách s těžišťovou energií $\sqrt{s} = 7$ TeV [34]. Fázový prostor je uvedený v Tab. 6.1

	$ \eta $	$p_{e^{\pm}}^{T}[\text{GeV}]$	$M_{e^+e^-}$ [GeV]	$p_{e^+e^-}^T [\text{GeV}]$	$\Delta r \; [\mathrm{mm}]$
<	< 2,4	12	> 24-70	< 1	3

Tabulka 6.1: ATLAS kladl požadavky na absolutní hodnotu pseudorapidity $|\eta|$, transverzální hybnost jednotlivých elektronů (pozitronů) $p_{e^{\pm}}^{T}$, invariantní hmotnost elektronového páru $M_{e^{+}e^{-}}$, transverzální hybnost elektronového páru $p_{e^{+}e^{-}}^{T}$ a podmínka, aby v třídimenzionálním okolí Δr od zkonstruovaného vertexu nebyly žádné další nabité částice.

Pseudorapidita je volena tak, aby elektrony byly detekovány vnitřním detektorem (viz kapitola 2.2). Navíc se požadovalo, aby elektrony neměli 1,37 < $|\eta|$ < 1,52, protože elektromagnetický kalorimetr v této oblasti neměří. Elektrony byli konstruovány z energie, kterou ztratili v kalorimetru a byly spárovány s jejich stopou v ID. Protože inkluzivní produkce tvoří částice s vyšší transverzální hybností, bylo požadováno $p_{e^+e^-}^T < 1$ GeV. Invariantní hmotnost elektronového páru je zbavena o takzvaný Z boson pík. Proces Drell-Yan je specifický tvorbou mnoha nabitých částic. Z tohoto důvodu bylo požadováno, aby 3 mm od primárního vertexu nebyli žádné nabité částice, jiné než opačně nabité elektrony. Pro elektronové páry, které výše uvedené požadavky splňují, je histogram akoplanarity na Obr. 6.2, který je post-fit normován a můžeme zde vidět výrazný pík na nule.



Obrázek 6.2: Akoplanarita elektronových párů [34].

Výsledný účinný průřez je v Tab 6.2.

$\sigma_{\gamma\gamma \to e^+e^-}$ [pb]	
$0,428 \pm 0,035 \text{ (stat.)} \pm 0,018 \text{ (syst.)}$]

Tabulka 6.2: Naměřený účinný průřez pro tvorbu elektronového páru interakcí dvou fotonů $\sigma_{\gamma\gamma\to e^+e^-}$ [34]

6.2. $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$

6.2 $\gamma \gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$

Proces $\gamma \gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$ v protonových srážkách byl v minulosti studován na experimentu ATLAS s energií $\sqrt{s} = 7$ TeV [34] a poté s energií $\sqrt{s} = 13$ TeV [35]. Strategie byla podobná, proto jsou požadavky na jednotlivé miony či jejich páry shrnuty v Tab. 6.3.

	$ \eta $	$M_{\mu^+\mu^-}$ [GeV]	$p_{\mu^{\pm}}^{T}[\text{GeV}]$	$p_{\mu^+\mu^-}^T [\text{GeV}]$	$\Delta r \; [\mathrm{mm}]$
ATLAS 7 TeV	< 2,4	20-70 a nad 110	> 10	< 1,5	3
ATLAS 13 TeV	< 2,4	12-30 resp. 30-70	6 resp. 10	< 1,5	1

Tabulka 6.3: Požadavky na absolutní hodnotu pseudorapidity $|\eta|$, invariantní hmotnost mionového páru $M_{\mu^+\mu^-}$, transverzální hybnost jednotlivých mionů (antimionů) $p_{e^\pm}^T$, transverzální hybnost mionového páru $p_{e^+e^-}^T$ a podmínka, aby v tří-dimenzionálním okolí Δr od zkonstruovaného vertexu nebyly žádné další nabité částice.



Obrázek 6.3: Počet drah v okolí mionového vertexu při $\sqrt{s}=13~{\rm TeV}$

Požadavek na $|\eta|$ je volen podle parametrů detektoru. Rozsah invariantní hmotnosti mionového páru je zbaven o interval 70–105 GeV (\approx klidová hmotnost Z bosonu ±20 GeV) kvůli odstínění pozadí Drell-Yan. Navíc u posledního měření byla v regionech 12–30 a 30–70 požadována různá hybnost jednotlivých mionů díky použití dvou triggerů. Inkluzivní produkce předá mionům více hybnosti, je tedy třeba požadovat pouze malé $p_{\mu\mu}^T$. Drell-Yan je doprovázen produkcí dalších částic, proto hlavní kritérium je, aby ve tří-dimenzionální vzdálenosti Δr od primárního vertexu nebyli žádné nabité částice s hybností $p^T > 400$ MeV viz Obr. 6.3. Naměřené účinné průřezy jsou v Tab 6.4.

	$\sigma_{\gamma\gamma \to \mu^+\mu^-}$ [pb]
	0.699 + 0.029 (-+-+) + 0.09

ATLAS 7 TeV $0,628 \pm 0,032 \text{ (stat.)} \pm 0,021 \text{ (syst.)}$ ATLAS 13 TeV $0,52 \pm 0,03 \text{ (stat.)} \pm 0,03 \text{ (syst.)}$

Tabulka 6.4: Naměřený účinný průřez pro tvorbu mionového páru interakcí dvou fotonů $\sigma_{\gamma\gamma\to\mu^+\mu^-}$ na experimentu ATLAS a CMS při energii $\sqrt{s} = 7$ TeV a $\sqrt{s} = 13$ TeV.



(a) Iransverzalní hydnost mionoveno páru $p_{\mu^+\mu^-}^T$ při $\sqrt{s} = 13$ TeV spolu s naznačením fázového prostoru [35].



Obrázek 6.4: Kinematická rozdělení pro pro
 pro proces $\gamma\gamma\to\mu^+\mu^-$ při $\sqrt{s}=7$ TeV
a $\sqrt{s}=13$ TeV.



Obrázek 6.5: Rozdělení $\gamma\gamma \to \mu^+\mu^-$ při $\sqrt{s}=7$ TeV a $\sqrt{s}=13$ TeV.

6.3 Předchozí měření $\gamma\gamma \to l^+l^-$ s pomocí dopředných detektorů

Jak už bylo zmíněno, detekce obou leptonů s opačným nábojem a ideálně i obou protonů by zajišťovalo signál téměř bez pozadí (i za předpokladu, že detekujeme všechny čtyři částice, nemůžeme si být zcela jistí, že pocházejí ze stejné interakce). CMS a kolaborace TOTEM (TOTal cross section, Elastic scattering and diffraction dissociation Measurement at the LHC) s pomocí jejich dopředného precizního protonového spektrometru, neboli CT-PPS (Precision Proton Specrometer), jako vůbec první měřili leptonové páry s invariantní hmotností $M_{l+l-} > 110$ GeV, čili nad Z boson regionem viz Obr. 6.6.



Obrázek 6.6: Rozdělení hmotností [36].

Další požadavek byl na minimální $p_e^{T\pm} > 33$ GeV pro elektron a $p_{\mu}^{T\pm} > 38$ GeV pro mion. Na rozdíl od měření nevyužívající dopředné detektory nebyla kladena podmínka na transverzální hybnost leptonového páru p_{l+l-}^{T} , nýbrž pouze na to, aby v okolí $\Delta r = 0, 5$ mm nebyli registrovány jiné dráhy nabitých částic. Poslední požadavek byl na akoplanaritu. Pro miony bylo požadováno a < 0,009 a pro elektrony a < 0,006. Samotná analýza spočívala v porovnávání veličiny $\xi(RP)$ definované vztahem (1.4) pro detekovaný proton a hodnotu stejné veličiny ze vztahu (3.4) pro leptonový systém viz Obr. 6.7. Požadavek byl, aby se tyto dvě hodnoty lišily maximálně o 2 σ . Obr. 6.8 vizualizuje proměnné leptonového páru a podle toho, jestli protony, které je vyzářily, mohou být detekovatelné jednou, druhou nebo oběma pažemi CT-PPS detektoru.



Obrázek 6.7: Porovnání veličiny ξ napočítané z leptonového páru a přímo z protonů [36].

Celkově bylo nalezeno 8 elektronových a 12 mionových párů, které všechny uvedené požadavky splňovaly viz Obr. 6.8.



Obrázek 6.8: Graf znázorňující vztah mezi hmotou fotonového páru a jeho rapiditou. Žluté oblasti znázorňují kinematické oblasti kde mohou být připady detekovány alespoň jedním detektorem, zelená oblast potom takové, které jsou v akceptanci obou stran detektoru [36].

Kapitola 7

Výsledky

FPMC, neboli (Forward Physics Monte Carlo), je MC (Monte Carlo) generátor, který umí simulovat centrální exkluzivní produkci ve srážkách protonů. Jeho hlavní část tvoří MC generátor HERWIG verze 6.500. Pro interakci fotonů lze zvolit ekvivalentní fotonovou aproximaci popisovanou v kapitole 4. Nastavení FPMC se provádí pomocí textového souboru, který obsahuje parametry. Některé parametry byly stejné pro všechny simulace, např. typ interakce TYPEINT='QED' nastaví, aby spolu protony interagovali prostřednictvím fotonů. TYPEPR='EXC' znamená, že všechny procesy budou exkluzivní. NFLUX=15 značí EPA. YJMIN=3 resp. YJMAX stanoví minimální resp. maximální rapiditu, ve které budou nově vzniklé částice produkovány. Nakonec Q2WWMN=0 resp. Q2WWMX=4 je minimální resp. maximální Q^2 . YWWMIN=0 resp. YWWMAX=1 je minimální resp. maximální hodnota frakce předané energie jednotlivého ξ viz vztah (1.4). Další parametry se postupně měnily, jako např. ECMS je celková těžišťová energie. PTMIN je minimální p^T vyprodukovaného leptonu resp. fotonu z interakce. IPROC je číslo procesu, který simulujeme. A1A resp. A2A je efektivní operátor $\zeta_1^{\gamma} resp. \zeta_2^{\gamma}$ viz vztah 5.1. RI-VET, neboli (Robust Independent Validation of Experiment and Theory), je volně dostupný soubor C++ knihoven na analizování dat z MC generátorů. ROOT je taktéž volně dostupný soubor C++ knihoven, který vytvořil sám CERN. ROOT umožňuje statistické zpracování velkého množství dat a jejich obrazovou vizualizaci (grafy, histogramy). Všechny data byly generovány na clusteru LXPLUS, který běží na operačním systému CC7 (CERN CentOS 7). Zpracování dat proběhlo na clusteru SUNRISE s operačním systémem SLC6 (Scientific Linux CERN 6).

7.1 Analýza případů měřených ATLAS detektorem

Stejně jako ATLAS jsme zkoumali exkluzivní produkci leptonových párů pomocí centrálního detektoru při $\sqrt{s} = 7$ TeV a $\sqrt{s} = 13$ TeV.

7.1.1 Simulace $\gamma \gamma \rightarrow e^+ e^-$ při $\sqrt{s} = 7$ TeV

Vygenerovali j
sme 1×10^7 eventů. Důležité parametry, které j
sme změnili oproti továrnímu nastavení [37], jsou uvedeny v Tab. 7.1

ECMS	PTMIN	IPROC	$\sigma \ [pb]$
7 000	8	16007	$2,44 \pm 0,05$

Tabulka 7.1: Parametry, se kterými jsme v FPMC vygenerovali 10 milionů událostí $\gamma \gamma \rightarrow e^+e^-$, σ je účinný průřez s jakým byla data vygenerována.

Leptony, které by byly detekovány elektromagnetickými kalorimetry (viz kapitola 2) musí mít $|\eta| < 2, 4$. Navíc jsme požadovali, aby elektrony nebyly z 1,37 < $|\eta| < 1,52$ kvůli tomu, že elektromagnetický kalorimetr v této oblasti neměří. Protože kalorimetry dokáží přesněji změřit částice s vyšší energií, požadovali jsme $p_{e^{\pm}}^{T} > 10$ GeV. Leptony, které tyto vlastnosti

splňují jsme dále analyzovali. Vykreslili jsme rozdělení hmotnosti viz Obr. 7.1a, hybnosti viz Obr 7.1b a rapidity viz Obr 7.2a, vždy pro leptonový pár.



Obrázek 7.1: Kinematická rozdělení pro proces $\gamma \gamma \rightarrow e^+ e^-$ při $\sqrt{s} = 7$ TeV.

Na obrázcích 7.1 jsou znázorněny restrikce, které jsme dále udělali. Kvůli odstínění pozadí (Drell-Yan) jsme požadovali, aby 24 GeV $< m_{e^+e^-} < 70$ GeV. Potlačení inkluzivní produkce jsme provedli oříznutím hybnosti páru $p_{e^+e^-}^T < 1,5$ GeV. Pro takové páry jsme vykreslili jejich akoplanaritu viz Obr. 7.2b.



Obrázek 7.2: Kinematická rozdělení pro proces $\gamma \gamma \rightarrow e^+ e^-$ při $\sqrt{s} = 7$ TeV.

Účinný průřez produkce elektronového páru po provedení cutu je

$$\sigma = 0,37 \pm 0,01$$
 pb. (7.1)

7.1.2 Simulace $\gamma \gamma \rightarrow e^+ e^-$ při $\sqrt{s} = 13$ TeV

Při této energii ATLAS exkluzivní produkci neměřil. My jsme vygenerovali 1×10^7 eventů se stejnými parametry jako jsou v Tab. 7.2. Požadovali jsme, aby jednotlivé elektrony a pozitrony měli $p_{e^{\pm}}^{T} > 10$ GeV a pseudorapiditu, ve které centrální detektor měří.

ECMS	PTMIN	IPROC	σ [pb]
13 000	8	16007	$3,\!86\pm\!0,07$

Tabulka 7.2: Parametry, se kterými jsme v FPMC vygenerovali 10 milionů událostí $\gamma \gamma \rightarrow e^+e^-$, σ je účinný průřez s jakým byla data vygenerována.



Obrázek 7.3: Kinematická rozdělení pro proces $\gamma \gamma \rightarrow e^+ e^-$ při $\sqrt{s} = 13$ TeV.

Poté jsme stanovili stejné požadavky na hmotnost a hybnost páru, tedy 24 GeV
 $< m_{e^+e^-} < 70$ GeV a $p_{e^+e^-}^T < 1$ GeV viz Obr. 7.3.



Obrázek 7.4: Kinematická rozdělení pro proces $\gamma \gamma \rightarrow e^+ e^-$ při $\sqrt{s} = 13$ TeV.

Stejně jako v předchozím případě jsme vykreslili histogram akoplanarity Obr. 7.4b a spočítali účinný průřez

$$\sigma = 0,54 \pm 0,01 \text{ pb.}$$
(7.2)

7.1.3 Simulace $\gamma \gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$ při $\sqrt{s} = 7$ TeV

ATLAS měřil exkluzivní produkci mionového páru při energiích $\sqrt{s} = 7$ TeV a $\sqrt{s} = 13$ TeV viz kapitola 7.2. My jsme se pokusili tyto dvě měření prozkoumat pomocí MC. Nagenerovali jsme 1×10^7 eventů. Parametry jsou uvedeny v Tab. 7.3.

ECMS	PTMIN	IPROC	σ [pb]
7 000	7	16008	$3,55 \pm 0,07$

Tabulka 7.3: Parametry, se kterými j
sme v FPMC vygenerovali 10 milionů událostí $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ př
i $\sqrt{s}=7$ TeV, σ je účinný průřez s jakým byla data vygenerována.

ATLAS měřil miony pomocí mionového spektrometru viz kapitola 2. Proto jsme požadovali, aby měly menší absolutní hodnotu pseudorapidity než $|\eta| < 2, 4$. Dále jsme požadovali, aby hybnost každého mionu byla menší než $p_{\mu^{\pm}}^T < 10$ GeV. Rozdělení hmotnosti a hybnosti mionového páru viz 7.5b.



Obrázek 7.5: Kinematická rozdělení pro proces $\gamma \gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$ při $\sqrt{s} = 7$ TeV.

Následně jsme, jak je naznačeno na Obr. 7.5
a požadovali, aby hmotnost páru byla v rozmezí 20 GeV
 $m_{\mu^+\mu^-} < 70$ GeV a jak je vidět z Obr. 7.5, hybnost mionového páru j
sme požadovali menší než $p_{\mu^+\mu^-}^T < 1,5$ GeV.



Obrázek 7.6: Kinematická rozdělení pro proces $\gamma\gamma\to\mu^+\mu^-$ při $\sqrt{s}=7$ TeV.

Opět jsme vykreslili spektrum akoplanarity vit Obr. 7.6
b a integrací jsme dostali účinný průřez

$$\sigma = 0,55 \pm 0,01 \text{ pb.}$$
(7.3)

7.1.4 Simulace $\gamma \gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$ při $\sqrt{s} = 13$ TeV

Vygenerovali jsme 1 × 10⁷ eventů, parametry jsou uvedeny v Tab. 7.4. Kladli jsme na ně požadavky podobné jako při nižší energii. Požadovali jsme, aby každý mion měl $|\eta| < 2, 4$ a $p_{\mu^{\pm}}^{T} > 10$ GeV.

ECMS	PTMIN	IPROC	$\sigma \ [pb]$
$13 \ 000$	7	16008	$5,45 \pm 0,10$

Tabulka 7.4: Parametry, se kterými jsme v FPMC vygenerovali 10 milionů událostí $\gamma \gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$ při $\sqrt{s} = 13$ TeV, σ je účinný průřez s jakým byla data vygenerována.



Obrázek 7.7: Kinematická rozdělení pro proces $\gamma\gamma\to\mu^+\mu^-$ při $\sqrt{s}=13$ TeV.

Na obrázku 7.7 je zachyceno rozdělení hmotnosti páru 7.7
a a trasverzální hybnost 7.7
b spolu s ohraničením fázového prostoru 20 GeV
 $< m_{\mu^+\mu^-} < 70$ GeV a $p_{\mu^+\mu^-}^T < 1,5$ GeV. Rapidita páru je na Obr. 7.8
a



Obrázek 7.8: Kinematická rozdělení pro proces $\gamma\gamma\to\mu^+\mu^-$ při $\sqrt{s}=13$ TeV.

Z rozdělení akoplanarity 7.8b jsme zjistili účinný průřez

$$\sigma = 0,72 \pm 0,01 \text{ pb.}$$
 (7.4)

7.2 Analýza případů měřených detektory ATLAS a AFP

7.2.1 Simulace $\gamma \gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$ při $\sqrt{s} = 13$ TeV

Použili jsme stejný dataset jako je v Tab. 7.4. Opět jsme požadovali $|\eta| < 2, 4$ a $p_{\mu^{\pm}}^T > 10$ GeV. Navíc jsme požadovali, aby 30 GeV $< m_{\mu^+\mu^-}$. Rozdělení frakce ztracené energie pro proton na straně A resp. C je na Obr. 7.9a resp. 7.9b. Navíc je na obrázku znázorněna oblast, ve které jsou schopny AFP měřit (0,015 $< \xi < 0,15$). ξ_A a ξ_C jsou společně vykresleny na Obr. 7.10a.



Obrázek 7.9: Kinematická rozdělení pro proces $\gamma \gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$ při $\sqrt{s} = 13$ TeV s dopřednými detektory.



Obrázek 7.10: Kinematická rozdělení pro proces $\gamma\gamma\to\mu^+\mu^-$ při $\sqrt{s}=13~{\rm TeV}$ s dopřednými detektory.

Invariantní hmotu jsme vykreslili do Obr. 7.10b a dostali tak účinný průřez

$$\sigma = 0,65 \pm 0,01 \text{ pb.}$$
(7.5)

V dalším kroku jsme požadovali, aby alespoň jeden proton mohl být detekován a pro takovou podmínku jsme vykreslili obě hodnoty ξ_A i ξ_C do 2D histogramu 7.12a. Na Obr. 7.12b je rozdělení $m_{\mu^+\mu^-}$ pro leptonový pár, kdy alespoň jeden proton může být detekován. Na Obr. 7.11 je graf podobný Obr. 6.8. Červené čáry znázorňují akceptanci jednotlivých ramen AFP detektoru, proto prostor mezi dvěma rovnoběžnými čarami vymezuje páry mionů, které byli vyprodukovány v interakci kdy alespoň jeden proton může být detekován. Kosočtverec vytvořený červenými čarami znázorňuje oblast, ve které mohou být změřeny oba protony. Účinný průřez produkce fotonového páru, kdy alespoň jeden proton může být detekován pomocí AFP detektoru je

$$\sigma = 0,115 \pm 0,002 \text{ pb.} \tag{7.6}$$



Obrázek 7.11: Graf znázorňující vztah mezi hmotou mionového páru a rapiditou po cutu na akceptanci jednoho ramena AFP detektoru. Červené čáry znázorňují meze akceptance AFP detektoru.



Obrázek 7.12: Kinematická rozdělení pro proces $\gamma \gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$ při $\sqrt{s} = 13$ TeV s dopřednými detektory.



Posledním krokem bylo požadovat, aby oba protony mohly být detekovány. 2D histogram ξ_A a ξ_C je vykreslený na Obr. 7.13a.

Obrázek 7.13: Kinematická rozdělení pro proces $\gamma\gamma\to\mu^+\mu^-$ při $\sqrt{s}=13~{\rm TeV}$ s dopřednými detektory.



Obrázek 7.14: Graf znázorňující vztah mezi hmotou mionového páru a rapiditou, který může být změřen pomocí obou ramen AFP detektoru.

Na Obr. 7.13
b je rozdělení $m_{\mu^+\mu^-}$. Účinný průřez produkce fotonového páru, kdy ob
a protony mohou být detekovány pomocí AFP detektoru je

$$\sigma = 1,75 \pm 0,03 \text{ fb.} \tag{7.7}$$

7.3 $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$

Jak jsme se zmínili v kapitole 5.2, difotonová produkce je ve standardním modelu možná skrze krabicový diagram, který má ve svojí smyčce leptony, kvarky nebo bosony W^{\pm} . Ve fyzice za standardním modelem může interakce probíhat jako čtyřinterakce fotonů, nebo můžou být ve smyčce jiné nabité částice.

7.3.1 $\gamma \gamma \rightarrow \gamma \gamma \mathbf{v} \mathbf{SM}$

Nejdříve jsme vygenerovali 1×10^7 eventů. Parametry jsou shrnuty v Tab7.5

ECMS	PTMIN	IPROC	σ [fb]
13000	10	16060	$0,93 \pm 0,02$

Tabulka 7.5: Parametry, se kterými jsme v FPMC vygenerovali 10 milionů událostí $\gamma \gamma \rightarrow \gamma \gamma$ v SM, σ je účinný průřez s jakým byla data vygenerována.

IPROC = 16060 je $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ tak, jak jej předpovídá SM viz Obr. 5.2. Požadovali jsme, aby fotony mohly být měřeny centrálním detektorem, tedy nechť $|\eta| < 2, 4$. Vykreslili jsme rozdělení hmotnosti fotonového páru Obr. 7.15a, transverzální hybnosti fotonového páru Obr. 7.15b. Dále jsme vykreslili hybnost jednoho fotonu Obr. 7.16a a rapiditu fotonového páru Obr. 7.16b.



Obrázek 7.15: Kinematická rozdělení pro proces $\gamma \gamma \rightarrow \gamma \gamma$ při $\sqrt{s} = 13$ TeV.



Obrázek 7.16: Kinematická rozdělení pro proces $\gamma \gamma \rightarrow \gamma \gamma$ při $\sqrt{s} = 13$ TeV.

Účinný průřez produkce fotonového páru je

$$\sigma = 0,173 \pm 0,004 \text{ fb.}$$
 (7.8)

Potom jsme požadovali, aby alespoň jeden proton mohl být detekován pomocí AFP. Pro tuto selekci jsme vykreslili rozdělení hmotnosti Obr. 7.17a a Obr. 7.18a. Účinný průřez produkce fotonového páru, kdy alespoň jeden proton může být detekován pomocí AFP detektoru je

$$\sigma = 0,011 \pm 0,001 \text{ fb.}$$
(7.9)



Obrázek 7.17: Kinematická rozdělení pro proces $\gamma\gamma\to\gamma\gamma$ při $\sqrt{s}=13$ TeV.

Posledním krokem bylo požadovat, aby oba protony mohly být detekovány AFP detektorem. Proto jsme vykreslili hmotnost Obr. 7.17b a Obr. 7.18b. Účinný průřez produkce fotonového páru, kdy oba protony mohou být detekovány pomocí AFP detektoru je

$$\sigma = 0,0030 \pm 0,0001 \text{ fb.}$$
 (7.10)



ramen AFP detektoru.

Obrázek 7.18: Kinematická rozdělení pro proces $\gamma \gamma \rightarrow \gamma \gamma$ při $\sqrt{s} = 13$ TeV.

7.3.2 Anomální proces $\gamma\gamma\to\gamma\gamma$ s parametrem $\zeta_1^\gamma=10^{-12}$

Vygenerovali 1×10^7 eventů s parametry, které jsou uvedené v Tab 7.6.

ECMS	PTMIN	IPROC	A1A	$\sigma \; [fb]$	
13 000	10	16016	10^{-12}	0	$4,4 \pm 0,2$

Tabulka 7.6: Parametry, se kterými jsme v FPMC vygenerovali 10 milionů událostí $\gamma \gamma \rightarrow \gamma \gamma$ v optimistickém anomálním procesu, σ je účinný průřez s jakým byla data vygenerována.

IPROC = 16016 je anomální proces $\gamma \gamma \rightarrow \gamma \gamma$.

Požadovali jsme $|\eta| < 2, 4$. Rozdělení hmotnosti fotonového páru viz Obr. 7.19a, transverzální hybnosti fotonového páru Obr. 7.19b.



Obrázek 7.19: Kinematická rozdělení pro anomální proces $\gamma\gamma\to\gamma\gamma$ při $\sqrt{s}=13~{\rm TeV}$ s $\zeta_1^\gamma=10^{-12}.$

Z rozdělení hmotnosti jsme zjistili účinný průřez

$$\sigma = 3, 1 \pm 0, 2 \text{ pb.}$$
 (7.11)

Potom jsme požadovali, aby alespoň jeden proton byl v akceptanci AFP. Pro takové události jsme vykreslili hmotnost Obr. 7.20a a Obr. 7.21a.



Obrázek 7.20: Kinematická rozdělení pro anomální proces $\gamma\gamma\to\gamma\gamma$ při $\sqrt{s}=13~{\rm TeV}$ s $\zeta_1^\gamma=10^{-12}.$

Učinný průřez po této selekci je

$$\sigma = 0,50 \pm 0,02$$
 pb. (7.12)

Nakonec jsme požadovali, aby byly oba protony detekovatelné pomocí AFP. Pro tyto události jsme vykreslili Obr. 7.21b a hmotnost Obr. 7.20b, pro tuto selekci jsme dostali účinný průřez

$$\sigma = 0,051 \pm,002 \text{pb.} \tag{7.13}$$



Obrázek 7.21: Kinematická rozdělení pro anomální proces $\gamma\gamma\to\gamma\gamma$ při $\sqrt{s}=13~{\rm TeV}$ s $\zeta_1^\gamma=10^{-12}.$

7.3.3 Anomální proces $\gamma \gamma \rightarrow \gamma \gamma$ s parametrem $\zeta_1^{\gamma} = 10^{-13}$

Vygenerovali jsme 2×10^6 eventů s parametry, které jsou uvedené v Tab 7.7. Od předešlého měření se liší parametrem A1A.

ECMS	PTMIN	IPROC	A1A	A2A	σ [fb]
13 000	10	16060	10^{-13}	0	$0,93 \pm 0,02$

Tabulka 7.7: Parametry, se kterými jsme v FPMC vygenerovali 2 miliony událostí $\gamma\gamma \to \gamma\gamma$ v anomálním procesu s parametrem $\zeta_1^\gamma = 10^{-13}, \, \sigma$ je účinný průřez s jakým byla data vygenerována.

Požadovali jsme $|\eta| < 2, 4$. Pro tyto události jsme vykreslili invariantní hmotnost viz Obr. 7.22a, ze které jsme zjistili účinný průřez

$$\sigma = 0,030 \pm 0,005 \text{ pb.} \tag{7.14}$$

Dále jsme vykreslili transverzální hybnost fotonového páru viz Obr. 7.22b. Navíc také transverzální hybnost jednoho fotonu viz Obr 7.23a a rapiditu fotonového páru 7.23b.



Obrázek 7.22: Kinematická rozdělení pro anomální proces $\gamma\gamma\to\gamma\gamma$ při $\sqrt{s}=13~{\rm TeV}$ s $\zeta_1^\gamma=10^{-13}.$



Obrázek 7.23: Kinematická rozdělení pro anomální proces $\gamma\gamma\to\gamma\gamma$ při $\sqrt{s}=13~{\rm TeV}$ s $\zeta_1^\gamma=10^{-13}.$



Obrázek 7.24: Kinematická rozdělení pro anomální proces $\gamma\gamma\to\gamma\gamma$ při $\sqrt{s}=13~{\rm TeV}$ s $\zeta_1^\gamma=10^{-13}.$

Potom jsme požadovali, aby alespoň jeden proton mohl být měřitelný pomocí AFP. Proto jsme vykreslili Obr. 7.25a a rozdělení hmotnosti viz Obr. 7.24a, ze kterého jsme zjistili účinný průřez

$$\sigma = 4,9 \pm 0,6 \text{ fb.}$$
 (7.15)

Posledním krokem bylo opět požadovat, aby mohly být detekovány oba protony současně. Pro takové případy jsme vykreslili Obr. 7.25b a taky rozdělení hmotnosti 7.24b. Z toho jsme zjistili účinný průřez

$$\sigma = 0,46 \pm 0,06 \text{ fb.}$$
(7.16)



Obrázek 7.25: Kinematická rozdělení pro anomální proces $\gamma\gamma\to\gamma\gamma$ při $\sqrt{s}=13~{\rm TeV}$ s $\zeta_1^\gamma=10^{-13}.$

Na Obr. 7.26 je srovnání hmotnosti po cutech na dvojitou akceptanci procesu $\gamma \gamma \rightarrow \gamma \gamma$ ve standardním modelu standardního modelu a anomální proces pro dvě hodnoty parametru ξ_1^{γ} . Je krásně vidět zatím co SM rychle klesá, anomální vazba naopak roste. Hodnota konstanty ζ_1^{γ} mění pak už jen celkový účinný průřez.



Obrázek 7.26: Konečné srovnání invariantní hmoty vyprodukovaného fotonového páru pro tři možné modely.

Závěr

V této práci jsme se seznámili s urychlovačem LHC a detektorem ATLAS společně s detektory v jeho blízkosti. Shrnuli jsme hlavní myšlenky teorie rozptylu a zavedli jsme důležité pojmy. Uvedli jsme do kontextu centrální exkluzivní produkci a zběžně odvodili ekvivalentní fotonovou aproximaci, jakožto nástroj pro výpočet účinného průřezu v interakcích indukovaných fotonem. Představili jsme, jakým způsobem spolu můžou fotony interagovat. Seznámili jsme se s předchozím měřením exkluzivní produkce leptonových párů, jak pomocí centrálních detetektorů, tak i pomocí dopředných detektorů. Dále jsme se zabývali studiem protonových srážek s těžišťovou energií $\sqrt{s} = 7$ TeV a $\sqrt{s} = 13$ TeV, ve kterých byly produkovány elektronové a mionové páry. Za pomoci MC generátoru FPMC jsme simulovali exkluzivně produkované leptony, ty jsme potom pomocí RIVET analyzovali a v ROOT jsme vizualizovali výsledky. Díky tomu nyní můžeme udělat hrubé porovnání s měřením na experimentu ATLAS. Ten měřil exkluzivní produkci elektronových párů při těžišťové energii $\sqrt{s} = 7$ TeV a dospěl k účinnému průřezu $\sigma = 0,428 \pm 0,035 (\text{stat.}) \pm 0,018 (\text{syst})$ pb. V našem zkoumání jsme dospěli k účinnému průřezu $\sigma = 0.37 \pm 0.01$ pb, který je řádově ve shodě s ATLAS měřením. Náš účinný průřez je nižší z důvodu, že jsme nebrali v potaz události nad Z boson píkem.

Praktická část práce se zabývá exkluzivní produkcí elektronových párů při těžišťové energii $\sqrt{s} = 13$ TeV, kde jsme dostali účinný průřez $\sigma = 0,54 \pm 0,01$ pb. ATLAS měřil také exkluzivní produkci mionových párů při těžišťové energii $\sqrt{s} = 7$ TeV resp. $\sqrt{s} = 13$ TeV s výsledkem $\sigma = 0,628 \pm 0,032$ (stat.) $\pm 0,021$ (syst.) $resp.\sigma = 0,52 \pm 0,03$ (stat.) $\pm 0,03.$ I my jsme zkoumali tento proces a dospěli jsme k výsledkům $\sigma = 0,72 \pm 0,01$ pb při $\sqrt{s} = 7$ TeV a $\sigma = 0,55 \pm 0,1$ pb při $\sqrt{s} = 13$ TeV. Opět se náš výsledek řádově shoduje s ATLAS měřením. Je třeba poznamenat, že námi zkoumaný model neobsahuje QCD korekce, které účinný průřez exkluzivní produkce potlačují.

Dalším cílem byla simulace zahrnující dopředné detektory jako AFP. K validaci použité metody bylo použito měření kolaborace CMS, neboť výsledky experimentu ATLAS zatím nejsou. CMS vidělo při integrované luminositě 9,4 fb⁻¹ dvanáct mionových páru s invariantní hmotností vyšší než $m_{\mu^+\mu^-} > 110$ GeV. My jsme pro akceptanci jednoho protonu zjistili účinný průřez $\sigma = 0, 115 \pm 0,002$ pb. To je ale pro invariantní hmotnosti $m_{\mu^+\mu^-} > 30$ GeV. Pokud zjistíme účinný průřez pro $m_{\mu^+\mu^-} > 100$ GeV, dostaneme hodnotu $\sigma = 0,040 \pm 0,001$ pb, což je asi 360 událostí. Toto číslo je značně nadhodnocené, protože jsme předpokládali maximální akceptanci AFP detektoru v jakém vůbec může měřit. Navíc generujeme bez pozadí a nebereme v potaz dodatečnou QCD interakci, která by detekci protonu znemožnila. Co se týče fotonové produkce, ověřili jsme, že v SM je tento proces významně potlačen. Naopak ve fyzice za standardním modelem jde o relativně pozorovatelný jev. Zjistili jsme, že anomální vazba produkuje naopak fotonové páry s velmi vysokou invariantní hmotou a tudíž nastává opačný problém s akceptancí dopředného detektoru.

Bibliografie

- [1] CERN Collaboration. *The Proton Synchrotron*. URL: https://home.cern/science/accelerators/proton-synchrotron.
- [2] CERN Bulletin. The particle suppliers. URL: https://cds.cern.ch/journal/ CERNBulletin/2010/14/News%20Articles/1255151.
- [3] Oswald Gröbner. "Overview of the LHC vacuum system". In: (). DOI: 10.1016/S0042-207X(00)00240-2.
- G. Aad et al. "The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider". In: (). DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08003.
- [5] Stefano Terzo, Siegfried Bethke a Richard Nisius. "Development of radiation hard pixel modules employing planar n-in-p siliconsensors with active edges for the ATLAS detector at HL-LHC". URL: https://cds.cern.ch/record/2676574.
- [6] Bartosz Mindur. "ATLAS Transition Radiation Tracker (TRT): Straw tubes for tracking and particle identification at the Large Hadron Collider". In: (). DOI: https: //doi.org/10.1016/j.nima.2016.04.026.
- [7] T. Aaltonen et al. "Search for exclusive Z boson production and observation of high mass $p\bar{p} \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow p + \ell\ell + \bar{p}$ events in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV". In: (). DOI: 10.1103/PhysRevLett.102.222002.
- [8] Peter W. Milonni. "The Electromagnetic Vacuum". In: DOI: https://doi.org/10. 1016/B978-0-08-057149-2.50006-0.
- [9] Vlasios Petousis. "Prospects and results from the AFP detector in ATLAS". In: (). URL: https://cds.cern.ch/record/2673239.
- [10] Tomas Sykora. "ATLAS Forward Proton (AFP) time-of-flight (ToF) detector: construction amp; existing experiences". In: (). URL: https://cds.cern.ch/record/ 2320908.
- [11] Vlasios Petousis. "Prospects and results from the AFP detector in ATLAS". In: (). URL: http://cds.cern.ch/record/2673239.
- [12] J. Lange et al. "Beam tests of an integrated prototype of the ATLAS Forward Proton detector". In: (). DOI: 10.1088/1748-0221/11/09/P09005.
- [13] L. Chytka a G. Avoni. "Timing resolution studies of the optical part of the AFP Timeof-flight detector". In: (). DOI: 10.1364/0E.26.008028.
- [14] Sara Diglio. "The ATLAS Forward Physics Program". In: (). URL: https://cds.cern. ch/record/1319618.
- [15] S. Abdel Khalek et al. "The ALFA Roman Pot Detectors of ATLAS". In: (). DOI: 10.1088/1748-0221/11/11/P11013.
- [16] John R Taylor. Scattering theory: the quantum theory on nonrelativistic collisions. URL: https://cds.cern.ch/record/105599.
- [17] F. Halzen a Alan D. Martin. Quarks and leptons: an introduction course in modern particle physics. 1984. ISBN: 0471887412, 9780471887416.

- [18] S. Donnachie et al. "Pomeron physics and QCD". In: Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol. ().
- P. D. B. Collins. An Introduction to Regge Theory and High-Energy Physics. DOI: 10. 1017/CB09780511897603.
- [20] Dipanwita Dutta. Minimum Bias, MPI and DPS, Diffractive and Exclusive measurements at CMS. Tech. zpr. DOI: 10.1016/j.nuclphysbps.2015.09.321.
- F. Krauss, M. Greiner a G. Soff. "Photon and gluon induced processes in relativistic heavy-ion collisions". In: (). DOI: https://doi.org/10.1016/S0146-6410(97)00049-5.
- [22] E. Fermi. "Über die Theorie des Stoßes zwischen Atomen und elektrisch geladenen Teilchen". In: (). DOI: 10.1007/BF03184853.
- [23] K. Akiba et al. "LHC Forward Physics". In: (). DOI: 10.1088/0954-3899/43/11/ 110201.
- [24] Zhi-Lei Ma a Jia-Qing Zhu. "Photoproduction of dileptons and photons in p-p collisions at the Large Hadron Collider energies". In: (). DOI: 10.1103/PhysRevD.97.054030.
- [25] L. A. Harland-Lang, V. A. Khoze a M. G. Ryskin. "The photon PDF in events with rapidity gaps". In: (). DOI: 10.1140/epjc/s10052-016-4100-2.
- [26] Gerald V. Dunne. "The Heisenberg-Euler Effective Action: 75 years on". In: (). DOI: 10.1142/S2010194512007222,10.1142/S0217751X12600044.
- [27] H Euler a B Kockel. "über die Streuung von Licht an Licht nach der Diracschen Theorie". In: (). URL: https://cds.cern.ch/record/488432.
- [28] M. Elbistan, P. A. Horvathy a P. -M. Zhang. "Duality and helicity: the photon wave function approach". In: (). DOI: 10.1016/j.physleta.2017.05.042.
- [29] I. F. Ginzburg a A. Schiller. "Search for a heavy magnetic monopole at the Tevatron and CERN LHC". In: (). DOI: 10.1103/PhysRevD.57.R6599.
- [30] Cristian Baldenegro a Fichet. "Searching for axion-like particles with proton tagging at the LHC". In: (). DOI: 10.1007/JHEP06(2018)131.
- [31] Serguei Chatrchyan et al. "Exclusive photon-photon production of muon pairs in protonproton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV". In: (). DOI: 10.1007/JHEP01(2012)052.
- [32] A. Abulencia et al. "Observation of Exclusive Electron-Positron Production in Hadron-Hadron Collisions". In: (). DOI: 10.1103/PhysRevLett.98.112001.
- [33] T. Aaltonen et al. "Search for exclusive Z boson production and observation of high mass $p\bar{p} \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow p + \ell\ell + \bar{p}$ events in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV". In: (). DOI: 10.1103/PhysRevLett.102.222002.
- [34] Georges Aad et al. "Measurement of exclusive $\gamma\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-$ production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector". In: (). DOI: 10.1016/j.physletb. 2015.07.069.
- [35] M. Aaboud a G. Aad. "Measurement of the exclusive $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ process in proton-proton collisions at s=13 TeV with the ATLAS detector". In: (). DOI: https: //doi.org/10.1016/j.physletb.2017.12.043.
- [36] Albert M Sirunyan et al. "Observation of proton-tagged, central (semi)exclusive production of high-mass lepton pairs in pp collisions at 13 TeV with the CMS-TOTEM precision proton spectrometer". In: (). DOI: 10.1007/JHEP07(2018)153.
- [37] M. Boonekamp et al. "FPMC: A Generator for forward physics". In: (). eprint: 1102. 2531.