

# SIPANJE SVETLOBE NA SVETLOBI

JERNEJ DEBEVC

Fakulteta za matematiko in fiziko  
Univerza v Ljubljani

Sipanje svetlobe na svetlobi je proces, ki ga napoveduje kvantna elektrodinamika in je prepovedan v klasični sliki elektromagnetizma. Zaradi velikih, težko dosegljivih energij fotonov, ki so potrebne za dovolj veliko verjetnost, da proces poteče, je sipanje svetlobe na svetlobi še slabo stoletje po teoretičnih napovedih ostalo eksperimentalno nepotrjeno. Leta 2017 pa je kolaboracija ATLAS poročala o prvi neposredni meritvi tega procesa. Sam proces in eksperiment, ki je bil izveden za detekcijo le-tega, sta v članku podrobneje predstavljena.

## LIGHT-BY-LIGHT SCATTERING

Light-by-light scattering is an interaction process predicted by quantum electrodynamics and is forbidden in the classical theory of electromagnetism. High, mostly inaccessible energies required to achieve a measurable interaction rate proved to be one of the main reasons why this process has not been experimentally confirmed even almost a century after its theoretical prediction. In 2017 the ATLAS Collaboration reported the first direct measurement of light-by-light scattering. The process and experiment performed to measure it are described in the article.

### 1. Uvod

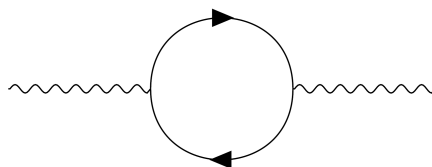
Linearnost Maxwellovih enačb nam prepoveduje interakcije fotonov, kot je sipanje fotonov na fotonih ( $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ ). V kvantni teoriji elektromagnetizma pa so ti procesi dovoljeni ter so bili teoretično napovedani, vendar do pred kratkim neizmerjeni. Meritev takšnega relativno enostavnega procesa je pomembna, ne le zaradi potrditve teoretičnih napovedi, temveč tudi zaradi potencialne možnosti iskanja novih delcev in fizikalnih procesov.

V seminarju je sprva predstavljeno teoretično ozadje sipanja svetlobe na svetlobi, od kod izvira ter kakšne so njene posledice. V drugem delu je podrobneje opisan postopek oz. eksperiment, ki ga je izvedla kolaboracija ATLAS za prvo neposredno meritev sipanja svetlobe na svetlobi.

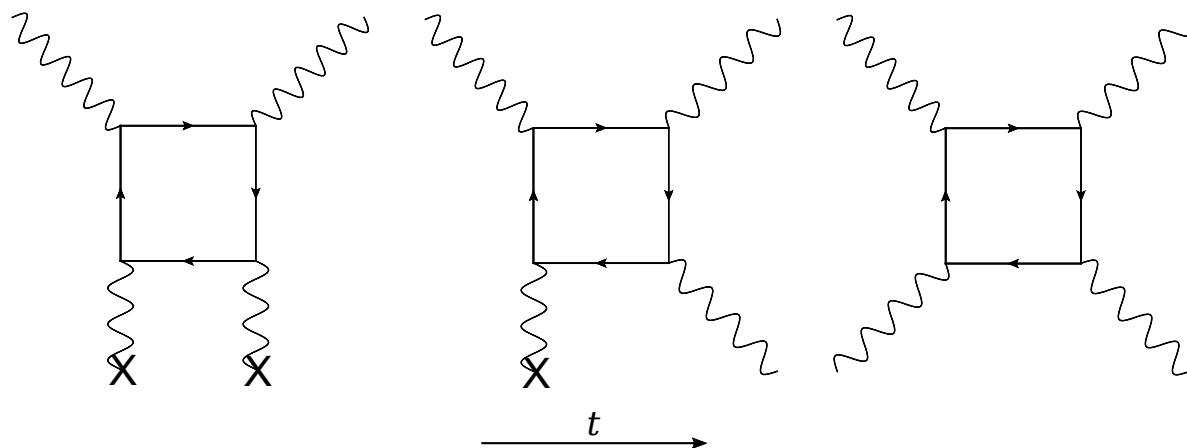
### 2. Sipanje svetlobe na svetlobi

V klasični sliki nam elektromagnetizem (EM) v celoti določajo Maxwellove enačbe, ki za rešitev dopuščajo elektromagnetno valovanje. Ena izmed glavnih lastnosti Maxwellovih enačb je njihova linearnost, ki nam dopušča, da vsota dveh rešitev prav tako reši enačbo. V vsaki točki bo odvisnost takšnega elektromagnetnega valovanja enaka vsoti odvisnosti posameznih rešitev v tej točki, čemur pravimo princip superpozicije. Posledica tega je dejstvo, da posamezni rešitvi ne vplivata druga na drugo in tako ne interagirata med seboj. Linearnost Maxwellovih enačb torej prepoveduje kakršnekoli medsebojne interakcije fotonov, kot je na primer sipanje svetlobe na svetlobi ( $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ ).

Ko preidemo na kvantno sliko, torej v teorijo kvantne elektrodinamike (QED), pa se enačbe spremenijo in dovoljujejo procese kot je  $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ . Sipanje svetlobe na svetlobi je povezano s polarizacijo vakuuma, kar je bilo znano že hitro v razvoju teorije QED [1]. Polarizacija vakuuma je proces, pri katerem EM polje za kratek čas fluktuirava v različne pare delec-antidelec. Feynmanov diagram za fluktuacijo fotona je prikazan na sliki 1. Proces te vrste postanejo pomembni nad določeno velikostjo električnega polja, ki jo imenujemo Schwingerjeva limita [2] in znaša približno  $1.3 \cdot 10^{18}$  V/m. Nad to limito enačbe za EM polje postanejo nelinearne ter tako dopuščajo procese kot je spontan nastanek parov delec-antidelec ali  $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ . Velika vrednost te limite nam otežuje zaznavo sipanja svetlobe na svetlobi, saj moramo preseči njeno vrednost, do koder pa na primer laserska tehnologija še ni napredovala.



**Slika 1.** Foton lahko za kratek čas fluktuirata v par delec-antidelec. Če imata delca naboj, lahko na primer interagirata z zunanjimi EM polji. Posledica je dejstvo, da Maxwellove enačbe v tem primeru niso veljavne.



**Slika 2.** Feynmanovi diagrami za Delbrückovo sipanje (levo), razcep (splitting) fotona (sredina) in za proces  $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$  (desno), pri katerem lahko interakcijo posredujejo katerikoli nabiti fermioni, bozoni  $W^\pm$  ali drugi, še ne odkriti delci. Križci predstavljajo zunanja polja, ki prispevajo k interakciji [3].

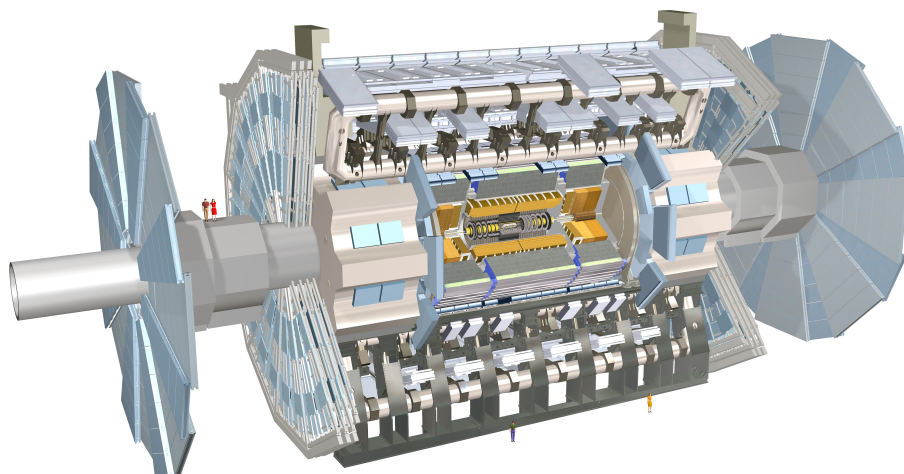
Sipanje svetlobe na svetlobi, prikazano na sliki 2 desno, je torej kvantno mehanski proces, ki v najnižjem redu poteka preko škatlastih diagramov. Presek za tak proces je sorazmeren z  $\alpha_{em}^4$  ( $\alpha_{em} = 1/137$ ), kar nam da relativno majhno verjetnost za interakcijo ter oteži zaznavo samega procesa. Interakcija lahko poteka z različnimi delci znotraj diagrama: nabitimi fermioni ali bozoni  $W^\pm$ . Poleg teh delcev pa lahko proces poteče tudi z drugimi, še ne odkritimi delci, kar nam ponudi priložnost za iskanje sledi novih delcev. Odstopanje teoretičnih napovedi velikosti preseka za proces od izmerjenih eksperimentalnih vrednosti bi lahko pomenilo, da proces poteka preko novih delcev, ki jih v teoretični napovedi z uporabo standardnega modela nismo upoštevali [4].

Zaradi velikih energij fotonov, ki jih potrebujemo za interakcijo, ter majhne velikosti preseka, je meritev sipanja svetlobe na svetlobi še 80 let po teoretičnih napovedih predstavljala težavo za eksperimentalno potrditev. V tem času pa so eksperimentalni fiziki vseeno uspeli izmeriti procese, ki so sicer tesno povezani s sipanjem svetlobe na svetlobi, pa vendar nekoliko drugačni.

Prvi proces je tako imenovano Delbrückovo sipanje (slika 2 levo), ki predstavlja proces, kjer se visoko energijski foton siplje na Coulombskem potencialu jeter. Glavna razlika med tem procesom in sipanjem svetlobe na svetlobi je dejstvo, da v tem primeru enega izmed fotonov, ki sodeluje pri interakciji, prispeva polje okoli jedra in je posledično virtualen. Interakcijo sta prvič opazili dve eksperimentalni skupini v 70-ih letih prejšnjega stoletja [5, 6].

Drugi proces, povezan s sipanjem svetlobe na svetlobi, je tako imenovan razcep (splitting) fotona, prikazana na sliki 2 v sredini. Pri tej interakciji, podobno kot v prejšnjem primeru, vpadni foton interagira s Coulombskim potencialom jedra, vendar sta v tem primeru končno stanje dva izhajajoča fotona, ki si delita energijo začetnega. Razcep fotona je prvič uspela zaznati skupina, ki je hkrati prva opazila tudi Delbrückovo sipanje [5].

Sipanje svetlobe na svetlobi je torej relativno nezapleten proces, ki je veliko let predstavljal velik



**Slika 3.** Detektor ATLAS. Del detektorja je odrezan, da je omogočen pogled v notranjost. Ljudje na sliki so prikazani za občutek velikosti [7].

problem za eksperimentalno potrditev. Kolaboracija ATLAS pa v svojem nedavnem članku poroča o uspešni zaznavi elastičnega sipanja svetlobe na svetlobi [3], nekoliko kasneje pa je uspešno zaznavo potrdila tudi kolaboracija CMS [4]. V nadaljevanju tega dela je podrobneje opisan eksperiment kolaboracije ATLAS, ki je kot prvi zaznal sipanje svetlobe na svetlobi.

### 3. Meritev procesa sipanja svetlobe na svetlobi z detektorjem ATLAS

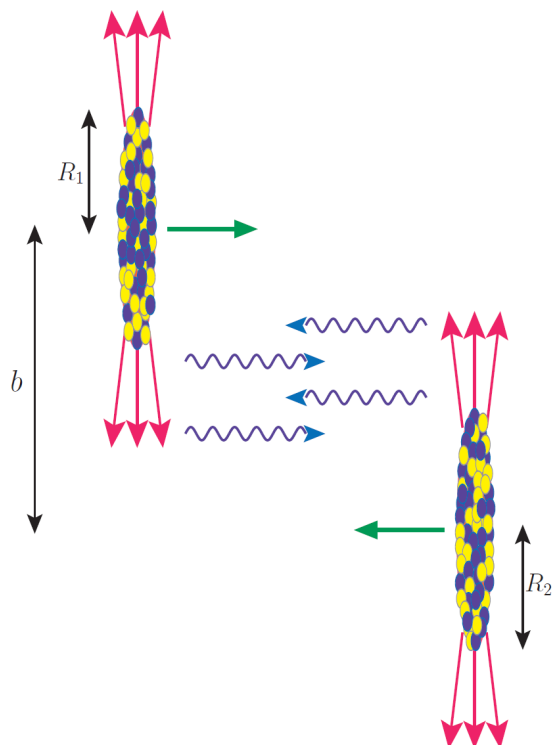
#### 3.1 Detektor ATLAS

Detektor ATLAS (slika 3) je eden izmed štirih velikih eksperimentov na Velikem hadronskem trkalniku (Large Hadron Collider, LHC) v CERN-u na obrobju Ženeve [8]. V celoti detektor meri približno 45 m v dolžino, 25 m v premeru in ima maso približno  $7 \cdot 10^6$  kg. Zgrajen je bil kot večnamenski detektor, sposoben zaznavanja trkov in interakcij delcev, ki jih ponuja LHC. Slednji je sposoben pospeševanja protonov ali težkih ionov do zelo velikih energij ter trkov le-teh za zaznavo v detektorjih.

Detektor ATLAS je sestavljen iz več delov [8]. Notranji del detektorja je sestavljen iz silicijevih senzorjev, namenjenih sledenju nabitih delcev, letečih stran od sredinske interakcijske točke. Nabiti delci ob preletu silicijevih senzorjev zavijajo v močnem magnetnem polju velikosti 2 T, ki ga ustvarjajo superprevodni magneti, kar omogoča, da iz ukrivljenosti sledi izračunamo gibalno količino nabitega delca. Okoli silicijevih senzorjev so nameščeni različni EM in hadronski kalorimetri, ki so sposobni izmeriti energijo delcev, ki v njih priletijo. Zunanji in največji del detektorja sestavljajo mionski spektrometri. Ti so sestavljeni iz več tipov senzorjev in so namenjeni meritvi gibalne količine mionov.

#### 3.2 Ultra-periferni trki svinčevih jeder

Za zaznavo sipanja svetlobe na svetlobi moramo očitno biti sposobni ustvariti visokoenergetske fotone, katerih energije so višje kot tiste, ki jih lahko dosežemo z laserji. Za detekcijo tega procesa na LHC lahko uporabimo neobičajen vir takšnih fotonov, ki ga predstavljajo EM polja okoli pospešenih



**Slika 4.** Ultra-periferni trk svinčevih jeder. EM polja so prikazana z rdečimi puščicami, kvazi-realni fotoni, s katerimi v ekvivalentni fotonski aproksimaciji opišemo EM polje, pa z vijoličnimi. Jedra prikažemo kot sploščena zaradi Lorentzove kontrakcije, vendar le zaradi pomoči pri interpretaciji. Sicer lahko v drugem opazovalnem sistemu trk izgleda drugače [9].

svinčevih (Pb) jeder. Velikosti teh polj so precej večje od tistih, dosegljivih z lasersko tehnologijo, in presegajo Schwingerjevo limito. Za uspešno ustvarjen proces  $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$  tako potrebujemo, da med seboj interagirata le EM polji okoli jeder, in ne jedra neposredno. Nujni pogoj za takšno interakcijo je torej proces, kjer se jedri fizično zgrešita, vendar se srečata na dovolj majhni razdalji, da interagirata EM polji okoli njiju. Drugače rečeno, osredotočimo se na trke z vpadnim parametrom  $b > 2R$ , kjer je  $R$  radij svinčevega jedra. Trkom takšnega tipa pravimo ultra-periferni trki (ultra-peripheral collision, UPC). Primer takšnega trka je prikazan na sliki 4.

Pri UPC trkih torej interagirajo EM polja okoli jeder. Pri tem se lahko prav tako vprašamo, kako je takšna interakcija ekvivalentna interakciji dveh prostih fotonov, ki tukaj očitno niso prisotni. Izkaže se, da lahko EM polji v tem primeru približno opišemo s prostimi fotoni, kar je predstavljeno v naslednjem poglavju.

### 3.3 Ekvivalentna fotonska aproksimacija

Dejstvo, da lahko EM polje okoli nabitega delca, ki z veliko hitrostjo leti mimo neke točke v prostoru, opišemo s prostimi fotoni je predlagal že Enrico Fermi leta 1924 [10]. Približek take vrste imenujemo ekvivalentna fotonska aproksimacija (Equivalent photon approximation, EPA).

Da dobimo občutek, kako vpeljemo to aproksimacijo, si lahko najprej predstavljamo nabit delec z nabojem  $Ze_0$ , ki z določeno hitrostjo leti mimo neke točke  $P$  na najmanjši razdalji  $b$ . Električno in magnetno polje v točki  $P$  sta podani kot

$$|E_{\perp}(t)| \approx |H(t)| \approx \frac{Ze_0b\gamma}{(b^2 + \gamma^2t^2)^{3/2}}, \quad (1)$$

kjer je  $\gamma$  Lorentzov faktor in je delec v času  $t = 0$  najbližje točki  $P$ . Zaradi relativistične hitrosti

delca, se njegovo EM polje skrči v smeri hitrosti delca. To pomeni, da bo zaradi velike hitrosti delca in skrčitve polj v točki P polje znatne velikosti le za kratek čas, kar lahko aproksimiramo s superpozicijo valov z določeno porazdelitvijo po frekvencah. Da dobimo to porazdelitev naredimo Fourierovo transformacijo električnega in magnetnega polja, kar nam da

$$|E_{\perp}(\omega)| = |H(\omega)| = \frac{2Ze_0}{\pi\gamma} \omega K_1\left(\frac{\omega b}{\gamma}\right), \quad (2)$$

Kjer je  $K_1$  modificirana Besslova funkcija. Ob predpostavki  $\omega b \ll \gamma$ , kar ustreza kratkemu času interakcije, lahko Besslovo funkcijo razvijemo do prvega reda, kjer velja  $K_1(x) \approx 1/x$  za razvoj okoli  $x = 0$ . Tako dobimo

$$|E_{\perp}(\omega)| \approx |H(\omega)| \approx \frac{2Ze_0}{\pi b}. \quad (3)$$

Številski tok fotonov na enoto površine dobimo iz enakosti energijskih tokov. Energijski tok fotonov na enoto površine je enak  $\omega N(\omega)$ , kjer je  $N(\omega)$  številski tok fotonov na enoto površine. Energijski tok EM polja na enoto površine pa je enak velikosti Poyntingovega vektorja, ki pa je sorazmeren s produktom  $E_{\perp}$  in  $H$ . Če izraza enačimo dobimo

$$N(\omega) = \frac{\alpha_{em} Z^2}{\pi^2 b^2 \omega}. \quad (4)$$

Podroben opis zgornje izpeljave in več o sami ekvivalentni fotonski aproksimaciji lahko najdemo v ref. [11].

EPA lahko uporabimo tudi v našem primeru ultra-perifernih trkov. Na sliki 4, ki prikazuje tak trk, so z vijugami prikazani fotoni.

Kar je za nas napomembnejše v enačbi (4) je sorazmernost z  $Z^2$ . Če torej povečamo naboj delca, dobimo veliko večje številske toke fotonov. To je posledično glavni razlog, da pri iskanju sipanja svetlobe na svetlobi na LHC uporabimo Pb jedra in ne protone. Ker imajo svinčeva jedra  $Z = 82$  dobimo, da se številski tok fotonov okoli vsakega jedra poveča za kar 6724 v primerjavi s primerom, da bi pospeševali protone z  $Z = 1$ .

### 3.4 Izračun preseka za interakcijo

Do sedaj smo interakcijo, ki jo hočemo zaznati, opisali do nastanka vpadnih fotonov, kar vključuje posredovanje fotonov s strani Pb jeder. To pomeni, da proces, ki ga gledamo, ni več le sipanje svetlobe na svetlobi, temveč sta dodatno prisotni tudi interakciji fotonov s Pb jedri. Celotni proces je tako predstavljen na sliki 5 levo. Zaradi dodatne interakcije se spremeni velikost skupnega preseka, ki upošteva tako presek za sipanje svetlobe na svetlobi kot interakcijo Pb jeder.

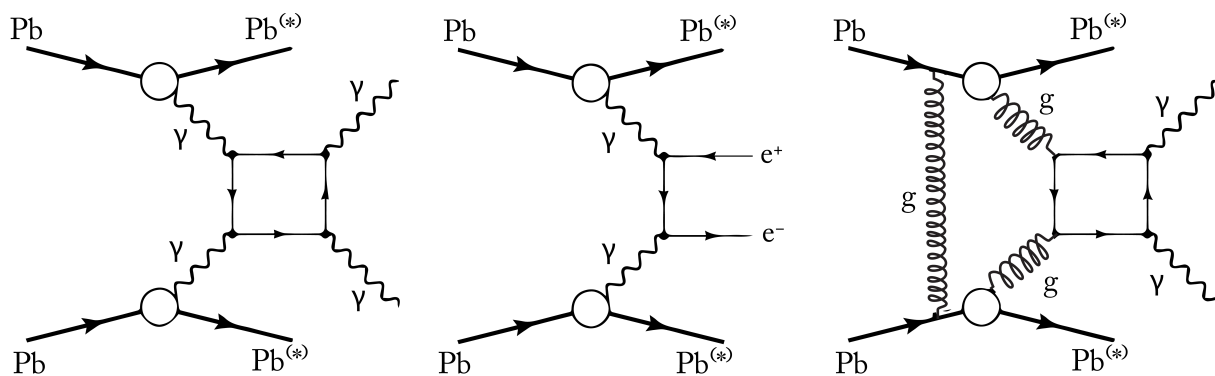
V našem primeru je zelo dober približek za celoten proces kar produkt posameznih presekov, torej velja

$$\sigma_{\text{Pb Pb} \rightarrow \text{Pb}^{(*)} \text{Pb}^{(*)} \gamma \gamma} = \int n(\omega_1) n(\omega_2) \sigma_{\gamma \gamma \rightarrow \gamma \gamma} d\omega_1 d\omega_2, \quad (5)$$

kjer integrala tečeta čez vse energije fotonov,  $n$  številski toka fotonov na enoto površine (iz (4)) pointegrirana po celotnem vpadnem parametru in  $\sigma_{\gamma \gamma \rightarrow \gamma \gamma}$  presek za sipanje svetlobe na svetlobi.

Zelo pomembno in hitro očitno dejstvo je sorazmernost dobljenega preseka z  $Z^4$ , ki pride iz produkta obeh fotonskih tokov, kar nam posledično drastično poveča velikost preseka če uporabimo Pb jedra v primerjavi s protoni. Faktor povečanja je reda velikosti  $10^7$ .

Podrobno izpeljavo preseka in podrobnosti lahko najdemo v ref. [12].



Slika 5. Feynmanovi diagrami za ultra-periferni trk Pb jeder (levo), kjer Pb jedri oddata fotone, ki nato interagirata preko škatlastega diagrama. Predstavljeni sta tudi dve možni ozadji:  $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$  (sredina) in  $gg \rightarrow \gamma\gamma$  (desno). Oznaka z zvezdico (\*) predstavlja možno EM eksitacijo jadra [4].

### 3.5 Detekcija dogodkov

Po različnih procesih v interakcijski točki v sredini detektorja ATLAS dobimo v detektorju signal v obliki trajektorije delca ali v obliki oddane energije v kalorimetrih. Različnih vrst interakcij, ki so možne pri trkih svinčevih jeder, je ogromno. Glavna naloga eksperimenta je torej razlikovati signal, to je proces, ki ga hočemo detektirati, od ostalih procesov, v nadaljevanju imenovanih ozadje.

Za detekcijo  $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$  potrebujemo le dva zaznana fotona v celotnem detektorju, saj svinčevi jedri, ki sodelujeta v procesu, odletita iz detektorja skozi žarkovno cev naprej po pospeševalniku. Hitro lahko torej izločimo procese, kjer svinčevi jedri fizično trčita, saj v tem primeru dobimo ogromno aktivnosti po celotnem detektorju z veliko izhajajočimi delci. Za primarne kriterije, ki nam izločijo nezaželene procese, tako izberemo dovolj majhno število zaznanih delcev v notranjem delu detektorja in skupno energijo v transverzalni smeri  $E_T$  (pravokotno na prvotno smer Pb jeder), zaznana v kalorimetrih, ki se nahaja med 5 in 200 GeV [3]. Tako dobimo določeno število dogodkov, ki ustreza zgornjim zahtevam, katere lahko podrobneje analiziramo in izločimo še preostala ozadja. Ozadje ima v tem primeru tri glavne prispevke v obliki procesov, ki jih potencialno lahko napačno indentificiramo kot  $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ . Vsak izmed njih je v nadaljevanju podrobneje opisan.

### 3.6 Relevantna ozadja

Kot že omenjeno poleg sipanja svetlobe na svetlobi v detektorju potekajo tudi drugi procesi, ki nam predstavljajo ozadje, katerega se poskušamo znebiti. Da spoznamo oz. raziščemo ozadje dovolj dobro, lahko opravimo računalniške simulacije procesov in tako dobimo med drugim tudi pričakovano število zaznanih dogodkov posameznega tipa. Po selekciji dogodkov s primarnimi kriteriji, opisanimi zgoraj, pričakujemo 9.1 dogodkov signala in 104 dogodke ozadja [3]. To pomeni, da je signal, ki ga hočemo zaznati, popolnoma zašumljen z ozadjem. Posledično je potrebno na podatke postaviti še dodatne kriterije, da zmanjšamo količino ozadja.

#### 3.6.1 Produkcija parov elektron-pozitron

Prvo ozadje, ki je s pričakovanimi 74 dogodki po selekciji s primarnimi kriteriji še vedno najbolj prisotno, je produkcija parov elektron-pozitron ( $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ ), na sliki 5 v sredini.

Pojasniti je treba, kako sploh lahko pride do nepravilne indentifikacije delcev, še posebej v primeru, ko so eni nabiti, drugi pa ne. Nabiti delci, med njimi tudi elektroni, pri preletu skozi detektor za seboj pustijo sled. Tako lahko sledimo njihovi zaviti trajektoriji v magnetnem polju. Fotonov po drugi strani pa ne zaznamo s tem tipom senzorjev in se pojavijo le kot skupki energije,

deponirani v elektromagnetnih kalorimetrih. Možna nepravilna identifikacija delcev se lahko zgodi v primeru, kjer ne pride do rekonstrukcije sledi elektrona, ali v primeru, ko elektron v preletu skozi notranji del detektorja odda foton zavornega sevanja ter tako povzroči, da se sled in skupek energije prostorsko ne ujemata.

Večino ozadja tega tipa izločimo z zahtevo, da ne dobimo nobene rekonstruirane poti nabitega delca v notranjem delu detektorja. Z dodatnim upoštevanjem tega kriterija pričakujemo le še 4.0 zaznanih dogodkov  $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ .

### 3.6.2 Centralna ekskluzivna produkcija fotonov

Centralna ekskluzivna produkcija (CEP) fotonovskih parov  $gg \rightarrow \gamma\gamma$  (slika 5 desno) je tudi relevantno ozadje, ki ga moramo obravnavati, še posebej zaradi dejstva, da je končno stanje enako kot pri sipanju svetlobe na svetlobi, torej dva izhajajoča fotona. S prispevkom 4.7 pričakovanih dogodkov je sicer manj kritično, pa vendar znatno. Lep parameter, po katerem se ločita oba procesa, je akoplanarnost, definirana kot

$$A = 1 - \frac{\Delta\varphi}{\pi}, \quad (6)$$

kjer je  $\Delta\varphi$  razlika v azimutnem kotu obeh fotonov. Pri sipanju svetlobe na svetlobi bi naj bila zaradi ohranitve gibalne količine akoplanarnost enaka 0. Zaradi značaja interakcije  $gg \rightarrow \gamma\gamma$  pa lahko imata izhajajoča fotona v tej interakciji akoplanarnost različno od 0. Zaradi neizogibne končne natančnosti detektorjev dobimo tudi pri sipanju svetlobe na svetlobi različne vrednosti akoplanarnosti. Glavna naloga je torej poiskati mejo za akoplanarnost, ki nam najboljše loči signal od ozadja.

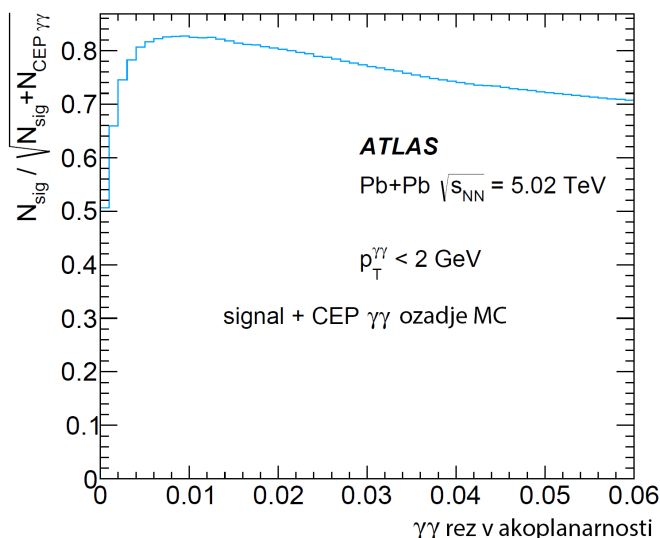
CEP ozadje je najbolj pogosto pri majhnih vrednostih vpadnega parametra, tipično kar približno pri  $b = 2R$ , kjer je  $R$  radij Pb jedra. Zaradi Coulombske interakcije med jedri in drugih procesov pa se pri teh vrednostih vpadnega parametra pojavi velika verjetnost, da vsaj eno izmed svinčevih jeder razpade. Pri  $b = 2R$  ta verjetnost že preseže 80%. Pri takšnem razpadu jedra pa ta tipično odda nevtron, ki odleti pod majhnimi koti glede na vpadni žarek. Slednjega lahko detektiramo s kalorimetri, nameščenimi pod majhnimi koti glede na žarek (Zero Degree Calorimeters, ZDC) [3]. Seveda je razpad jeder možen tudi pri sipanju svetlobe na svetlobi, vendar je pri tem procesu precej manj pogost. Posledično lahko z relativno veliko verjetnostjo trdimo, da smo ob prisotnosti zaznanega nevtrona v ZDC zaznali proces CEP in ne  $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ .

S pomočjo numeričnih simulacij lahko narišemo tudi graf relativne prisotnosti števila dogodkov signala v primerjavi z dogodki ozadja v odvisnosti od točke, kjer v akoplanarnosti naredimo rez. Graf je prikazan na sliki 6. Opazimo lahko, da na grafu dobimo maksimum, kar je tudi smiselno, saj pri premajhni vrednosti reza že izgubljammo procese signala, pri preveliki pa v končnem vzorcu ostane več dogodkov CEP. Seveda je smiselno, če za končno vrednost reza vzamemo točko, kjer sipanje svetlobe na svetlobi najbolj prevladuje nad ozadjem, kar je v tem primeru pri akoplanarnosti 0.01. Če torej postavimo zahtevo, da mora biti akoplanarnost obeh fotonov manjša od 0.01, se znebimo velike količine ozadja  $gg \rightarrow \gamma\gamma$ .

### 3.6.3 Ekskluzivna produkcija parov kvark-antikvark

Naslednje ozadje je ekskluzivna produkcija parov kvark-antikvark  $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ . Glavni problem tega procesa je primer, kjer kvarki postanejo nevtralni pioni  $\pi^0$ , slednji pa po razpadu v dva fotona v kalorimetrih pustijo zelo podoben vzorec kot fotona iz procesa  $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ . Za ta namen se določi tri parametre energijskega skupka v kalorimetrih in uporabi algoritme strojnega učenja za razlikovanje med njimi.

Če torej upoštevamo vse nove zgoraj naštete zahteve, dobimo skupno 7.3 pričakovanih dogodkov signala in 2.6 pričakovanih dogodkov ozadja. Prisotnost ozadja se je torej drastično zmanjšala, kar omogoča, da prevladuje proces sipanja svetlobe na svetlobi in ga posledično lahko izmerimo.



**Slika 6.** Relativna prisotnost signala proti ozadju  $gg \rightarrow \gamma\gamma$  kot funkcija meje za akoplanarnost, pridobljena iz numeričnih simulacij dogodkov. Ker želimo, da bi bil signal čim manj zašumljen z ozadjem, bomo rez postavili pri maksimumu, ki ga graf doseže, kar je v tem primeru pri 0.01 (prirejeno iz [3]).

### 3.7 Rezultati

Kolaboracija ATLAS je tako iz podatkov, zbranih iz trkov svinčevih jeder leta 2015, zaznala skupno 13 dogodkov, ki so ustrezali vsem zahtevanim kriterijem [3]. Slika 7 prikazuje dve kinematični distribuciji, iz katerih lahko lepo vidimo presežek zaznanih dogodkov zaradi sipanja svetlobe na svetlobi. Na slikah so kot histogrami prikazane numerične simulacije. Vidimo lahko, da se izmerjeni podatki relativno dobro ujema z napovedanimi vrednostmi.

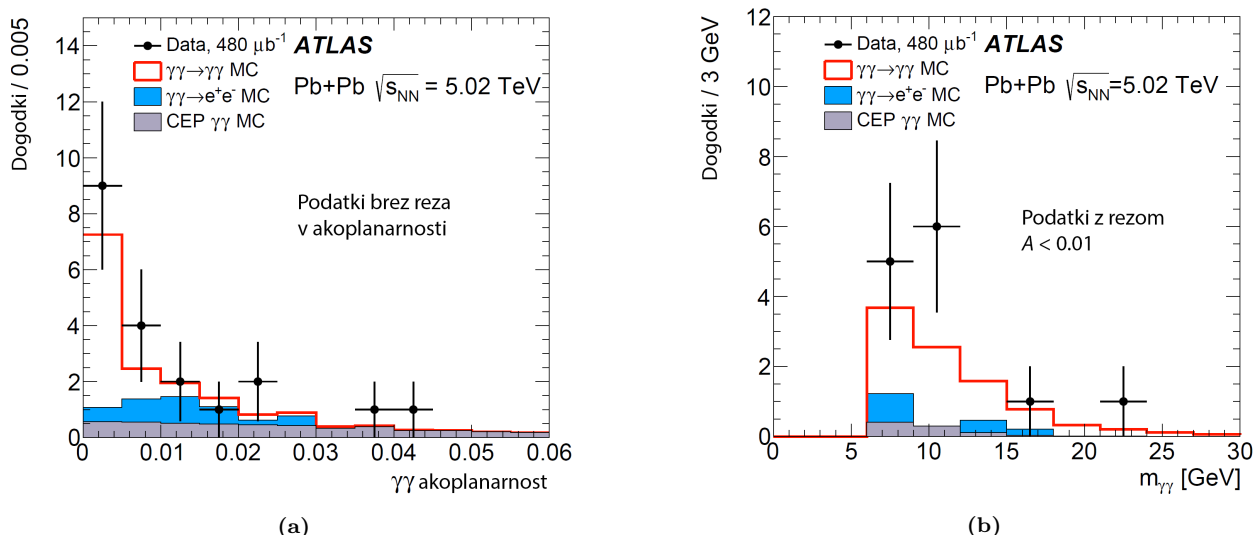
Statistično signifikanco meritve lahko ocenimo v enotah standardne deviacije Gaussove porazdelitve. Vzamemo jo kot verjetnost, da bi ozadje samo (brez sipanja svetlobe na svetlobi) fluktuiralo do te mere, da bi dalo enake izmerjene rezultate. V tem primeru ta verjetnost ustreza  $4.4\sigma$ , kar je že zelo natančno, vendar pod  $5\sigma$ , kjer lahko potrdimo odkritje. Nedavno (marca 2019) pa je kolaboracija poročala o še natančnejši meritvi procesa z uporabo podatkov izmerjenih novembra 2018. Tokrat pa je verjetnost ustrezala  $8.2\sigma$ , kjer pa že lahko potrdimo odkritje.

Z nabranimi podatki lahko prav tako izračunamo presek za interakcijo, ki ga lahko izračunamo kot

$$\sigma = \frac{N_{\text{data}} - N_{\text{bkg}}}{C \int L dt}, \quad (7)$$

kjer je  $N_{\text{data}}$  število zaznanih dogodkov,  $N_{\text{bkg}}$  pričakovano število dogodkov, ki jih prispeva ozadje,  $\int L dt$  integrirana luminoznost, in  $C$  korekcijski faktor, ki popravi efekte detektorja, kot so učinkovitost rekonstrukcije sledi nabitih delcev in učinkovitost identifikacije delcev. Izračunana vrednost preseka v tem primeru predstavlja le del velikosti celotnega preseka, ki ga opazimo pod vsemi zahtevami za parametre procesa. Preostali del preseka z izbirnimi kriteriji odrežemo in ga tako ne vidimo. Na takšen način torej izmerimo presek  $\sigma = 70 \pm 24$  (stat)  $\pm 17$  (sist) nb, kjer sta napaki statistična in sistematična. Izmerjen presek se znotraj napake ujema z vrednostjo, ki jo napoveduje standardni model. Tako lahko tudi zaključimo, da v tem primeru znotraj dosežene natančnosti ne opazimo prisotnosti novih delcev, ki jih standardni model ne bi upošteval, in bi posledično dvignili vrednost preseka v primerjavi s teoretično napovedjo, kot jo poda standardni model. Seveda to ni dokončen dokaz, saj bi za večjo zanesljivost potrebovali večjo natančnost in posledično večjo količino podatkov.





**Slika 7.** Kinematični distribuciji za 13 zaznanih dogodkov, ki ustrezajo zahtevanim kriterijem. Na levi sliki so prikazani vsi dogodki pred zahtevo za akoplanarnost (manjšo od 0.01). Histogrami prikazujejo pričakovano obnašanje, kot dobimo iz simulacij (prirejeno iz [3]).

#### 4. Zaključek

Zaznava sipanja svetlobe na svetlobi je pomembna in dolgo pričakovana meritev. Z izmerjeno velikostjo preseka  $\sigma = 70 \pm 24$  (stat)  $\pm 17$  (sist) nb, se eksperimentalni rezultati ujemajo s teoretičnimi napovedmi standardnega modela.

Trenutna omejitev v natančnosti je primarno količina podatkov, ki je na voljo za analizo. Z novo nadgradnjo detektorja ATLAS in samega LHC-ja, ki bo dovoljeval večjo količino trkov, bomo v roku naslednjih nekaj let dobili več podatkov in posledično natančnejših rezultatov, ki bi lahko prispevali podrobnejšo sled pri iskanju novih, še ne odkritih delcev.

#### LITERATURA

- [1] W. Heisenberg in H. Euler, *Folgerungen aus der Diracschen Theorie des Positrons*, Zeitschrift für Physik **98** (1936), 714–732.
- [2] J. Schwinger, *On Gauge Invariance and Vacuum Polarization*, Phys. Rev. **82** (1951), 664–679.
- [3] ATLAS Collaboration, *Evidence for light-by-light scattering in heavy-ion collisions with the ATLAS detector at the LHC*, Nature Physics **13** (2017), 852–858.
- [4] CMS Collaboration, *Evidence for light-by-light scattering and searches for axion-like particles in ultraperipheral PbPb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV*, arXiv:1810.04602 (2018).
- [5] G. Jarlskog, L. Jönsson, S. Prünster, H. D. Schulz, H. J. Willutzki in G. G. Winter, *Measurement of Delbrück Scattering and Observation of Photon Splitting at High Energies*, Phys. Rev. D **8** (1973), 3813–3823.
- [6] M. Schumacher, I. Borchert, F. Smend in P. Rullhusen, *Delbrück scattering of 2.75 MeV photons by lead*, Physics Letters B **59** (1975), 134–136.
- [7] ATLAS Experiment © 2008 CERN.
- [8] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, Journal of Instrumentation **3** (2008), S08003–S08003.
- [9] Mariola Klusek-Gawenda, *Production of pairs of mesons, leptons and quarks in ultraperipheral ultrarelativistic heavy ion collisions*, Doktorska disertacija, The Henryk Niewodniczański Institute of Nuclear Physics, Polish Academy of Sciences (2014).
- [10] E. Fermi, *On the theory of collisions between atoms and electrically charged particles*, Nuovo Cimento **2** (1925), 143–158.
- [11] P. Kessler, *IV. Théorie / Theory the Equivalent photon approximation in one- and two-photon exchange processes*, J. Phys. Colloques **35** (1974), 97.
- [12] M. Klusek-Gawenda, P. Lebedowicz in A. Szczurek, *Light-by-light scattering in ultraperipheral Pb-Pb collisions at energies available at the CERN Large Hadron Collider*, Phys. Rev. C **93** (2016), 044907.