

Rozprawa doktorska

PRODUKCJA CZĄSTEK NAŁADOWANYCH
W ODDZIAŁYWANIACH OŁÓW-OŁÓW PRZY ENERGII
 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76 \text{ TeV}$ I PROTON-OŁÓW PRZY ENERGII
 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02 \text{ TeV}$ W EKSPERYMENCIE ATLAS

Bartłomiej ŻABIŃSKI

INSTYTUT FIZYKI JĄDROWEJ

IM. HENRYKA NIEWODNICZAŃSKIEGO

POLSKIEJ AKADEMII NAUK



Praca doktorska przygotowana pod kierunkiem dr. hab. Krzysztofa Woźniaka

Kraków, Lipiec 2015

Abstract

The LHC (Large Hadron Collider) at CERN is dedicated to physics of proton-proton collisions at the highest energies. Since 2010 it provides data at new maximal energies obtained in the laboratory, currently at 13 TeV. In addition to proton beams the lead beams are also accelerated for some fraction of time, which allowed to measure $Pb + Pb$ collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV and $p + Pb$ collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV - which are analysed in this work.

The main objective of the high-energy heavy ion physics programme is the search and studies of properties of the Quark-Gluon Plasma (QGP). This state of matter was present in the early Universe (before 10^{-12} s) and can be created in the collisions of heavy nuclei. One of the basic properties of these collisions and subject of one of the first measurements is the charged particle multiplicity. It can be used to estimate the energy density of the system created in the collision and provides a basic test of theoretical models. Before first measurements at the LHC the number of produced charged particles followed a logarithmic dependence on the energy of collisions, but new observations revealed a faster growth of this observable.

This thesis describes a new method for a measurement of the charged particle multiplicity and the pseudorapidity density, applied to the data from the ATLAS experiment, which is based on counting signals (pixel clusters) from the first layer of the pixel detector. The main advantage of this method is that it fully uses the acceptance of the innermost part of the pixel detector, which is larger in pseudorapidity η than that available for other methods based on track reconstruction. In addition, this method allows to include particles with very small transverse momenta, which give signal only in the first layer of the pixel detector because either they stop before reaching even the second layer or their path is too curved by the magnetic field. The main disadvantage of this method is a strong dependence on corrections from Monte Carlo simulations.

Using the pixel cluster method the charged particle density in the pseudorapidity range $|\eta| < 2.5$ for $Pb + Pb$ collision and $|\eta| < 3.1$ for $p + Pb$ collisions is measured. Charged particle multiplicity and angular distribution of particles are obtained separately for different intervals of the collision centrality. The charged particle multiplicity in the $|\eta| < 0.5$ range in $Pb + Pb$ collisions increases fast with centrality, starting from $dN_{ch}/d\eta = 28.66$ (centrality 75-80%) up to 1742.84 (centrality 0-1%). Mean number of charged particles per a pair of nucleons participating in the collision increases slowly with centrality of $Pb + Pb$ collisions. Pseudorapidity density distributions for different centralities are similar while small differences

between them can be attributed to a lower longitudinal momentum of particles produced in the central collisions than in the peripheral collisions.

The charged particle density in $p + Pb$ collisions increases with the centrality of the collision. Also the shape of it changes due to an enhanced particle production in the Pb-going region ($\eta > 0$). In the central collisions (0-1%) charged particle density in Pb-going side reaches 70 particles while in the p -going side it is about 35. For peripheral collisions (60-90%) $dN_{ch}/d\eta$ is nearly flat in the full η range $|\eta| < 3.1$ and does not exceed 10. The average value of the charged particles density per a pair of nucleons participating in the collision is strongly depend on the method which is used to calculate N_{part} for $p + Pb$ collisions. Three versions of the Glauber's model used give very different dependences of this observable on N_{part} .

All presented results from the pixel clusters method are consistent with results obtained by the ATLAS experiment using other methods and with results of the ALICE experiment.

Spis treści

1	Wstęp	3
2	Fizyka zderzeń ciężkich jonów	6
2.1	Plazma kwarkowo-gluonowa	8
2.2	Zderzenia ciężkich jonów – sygnatury QGP	10
2.3	Pomiar krotności w zderzeniach jąder	13
3	Wielki Zderzacz Hadronów i detektor ATLAS	20
3.1	Wielki Zderzacz Hadronów	20
3.2	Detektor ATLAS	21
3.2.1	Detektor wewnętrzny.	22
3.2.2	Detektory kalorymetryczne	25
3.2.3	Komory mionowe	26
3.2.4	Detektory MBTS, LUCID, ZDC i ALFA	27
3.2.5	Akwizycja danych i system wyzwalania.	28
4	Opis danych	29
4.1	Wybór przypadków w systemie wyzwalania	30
4.2	Selekcja przypadków	31
4.3	Symulacje Monte Carlo	32
4.4	Wyznaczanie przedziałów centralności	33
4.5	Uzgodnienie podstawowych charakterystyk symulacji i danych pomiarowych	35
5	Analiza własności klastrów pikselowych	41
5.1	Selekcja klastrów pikselowych	41
5.2	Separacja klastrów ze względu na straty energii	44
5.3	Zgodność między danymi a symulacjami	61

6	Rekonstrukcja krotności i rozkładu kąтового cząstek naładowanych na podstawie informacji o klastrach pikselowych.	67
7	Krotności cząstek naładowanych w zderzeniach $Pb + Pb$ oraz $p + Pb$	86
7.1	Rezultaty analizy zderzeń $Pb + Pb$	86
7.2	Rezultaty analizy zderzeń $p + Pb$	94
7.3	Porównania z wcześniejszymi wynikami	96
8	Podsumowanie	105
A	Błędy systematyczne	114
A.1	Sumaryczny błąd systematyczny	118
B	Zestawienie wyników rekonstrukcji cząstek naładowanych w zderzeniach $Pb + Pb$	125

Rozdział 1

Wstęp

W roku 2010 uruchomiony został akcelerator LHC (ang. Large Hadron Collider) [1], który umiejscowiony jest na granicy szwajcarsko - francuskiej w Europejskim Ośrodku Badań Jądrowych CERN. Po przyspieszeniu wiązek protonów LHC uzyskiwał w latach 2010-2013 kolejne energie zderzeń z zakresu od 900 GeV do 8 TeV, a od maja 2015 roku, 13 TeV - najwyższą energię dostępną w laboratorium. W ciągu pierwszego okresu pracy LHC, który trwał do lutego 2013 roku, udało się dokonać kilku ważnych obserwacji z dziedziny fizyki cząstek elementarnych. Najważniejszym odkryciem, ogłoszonym 4 lipca 2012 roku, była obserwacja bozonu Higgs'a[2] przez dwie niezależne grupy eksperymentalne ATLAS [3] i CMS [4]. Przy akceleratorze pracują jeszcze dwa inne duże detektory ALICE [5] i LHCb [6]. Eksperyment ALICE został zaprojektowany do badania zderzeń ciężkich jonów. Detektor LHCb jest nastawiony na precyzyjne pomiary w sektorze ciężkiego kwarku b .

Akcelerator LHC może przyspieszać nie tylko wiązki protonów, ale także wiązki jonów. Dotychczas uzyskane zostały zderzenia wiązek ołowiu przy energii $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV oraz zderzenia proton-ołów przy energii $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Na badanie takich zderzeń przeznaczane jest około 10% czasu działania LHC. Choć fizyka zderzeń ciężkich jonów jest domeną eksperymentu ALICE, pomiary i analiza danych dokonywana jest także przez eksperymenty ATLAS i CMS. Głównym celem w tej dziedzinie jest poszukiwanie i badanie własności plazmy kwarko-gluonowej. Ten nowy stan materii przewidziany jest przez chromodynamikę kwantową. Plazma kwarkowo-gluonowa powstaje w warunkach bardzo dużej gęstości energii i występowała na wczesnym etapie ewolucji Wszechświata (przed 10^{-12} s). W warunkach laboratoryjnych jedynym znanym sposobem uzyskania stanu plazmy kwarkowo-gluonowej jest zderzenie ciężkich, bardzo energetycznych jąder. Poszukiwania stanu plazmy kwarkowo-gluonowej były prowadzone przez szereg lat w różnych eksperymentach na akceleratorach AGS, SPS i RHIC, a obecnie jej własności są badane przy energiach zderzeń jakie oferuje LHC. We wszystkich badaniach nowego stanu materii jednym z pierwszych pomiarów był pomiar krotności czą-

stek naładowanych. Pozwala on określić podstawowe cechy systemu wytworzonego podczas zderzeń oraz wykonać testy modeli teoretycznych. Przed pomiarami na LHC wydawało się, że liczba wyprodukowanych cząstek rośnie logarytmicznie z energią zderzenia, jednak obecne obserwacje pokazują silniejszą zależność od energii [7].

Niniejsza praca przedstawia nową metodę pomiaru krotności i gęstości cząstek naładowanych w funkcji zmiennej η (ang. pseudorapidity)¹ w eksperymencie ATLAS i porównanie jej rezultatów z wynikami uzyskanymi wcześniej innymi metodami. Eksperyment ATLAS standardowo używa pełnej rekonstrukcji torów cząstek naładowanych, wykorzystując informacje z krzemowego detektora mozaikowego (pikselowego) [3], krzemowego detektora paskowego (SCT) [3] oraz detektora promieniowania przejścia (TRT) [3]. Do badania oddziaływań $Pb+Pb$, a także $p+Pb$ wykorzystywane są także dwie metody bazujące wyłącznie na informacjach z detektora pikselowego. W metodzie „tracklet’ów” (ang. tracklet method) [8] tor cząstki definiowany jest przez dwa sygnały w różnych warstwach detektora pikselowego, dla których hipoteza śladu zgodna jest ze zrekonstruowanym pierwotnym wierzchołkiem oddziaływania. Metoda śladów pikselowych (ang. pixel tracks) wykorzystuje standardową rekonstrukcję torów cząstek, ale ograniczoną wyłącznie do tego detektora[8]. Te dwie uproszczone metody są znacznie efektywniejsze dla cząstek o małych pędach, dlatego lepiej nadają się do rekonstrukcji pełnej krotności cząstek naładowanych.

W pracy została zaprezentowana jeszcze prostsza metoda rekonstrukcji cząstek naładowanych polegająca na zliczaniu sygnałów (klastrow pikselowych) w pierwszej warstwie detektora pikselowego. Metoda zliczania sygnałów była już używana wcześniej z dużym powodzeniem przez eksperyment PHOBOS [9]. Podstawową zaletą tej metody jest wykorzystanie akceptacji pierwszej warstwy detektora pikselowego, która pokrywa szerszy obszar zmiennej η niż dalsze warstwy. Dodatkowo metoda ta uwzględnienia cząstki o bardzo małych pędach poprzecznych, które zostawiają tylko jeden sygnał w detektorze pikselowym, gdyż albo ich energia nie jest wystarczająca do dotarcia do drugiej warstwy detektora albo tor ich lotu (przy włączonym polu magnetycznym) jest za bardzo zakrzywiony. Z symulacji Monte Carlo wynika, iż cząstek które zostawiły sygnał wyłącznie w pierwszej warstwie detektora jest około 1%. Podstawową wadą tej metody jest trudność z precyzyjnym odrzuceniem lub oszacowaniem tła pochodzącego od cząstek wtórnych. Pojedynczy sygnał nie pozwala na stwierdzenie,

¹W detektorze ATLAS wykorzystywany jest prawoskrętny układ współrzędnych o środku w nominalnym punkcie oddziaływania. Oś „z” tego układu skierowana jest zgodnie z osią wiązki obiegającej okrąg akceleratora w kierunku przeciwnym do ruchu wskazówek zegara. Oś „x” skierowana jest do środka pierścienia tworzonego przez LHC, natomiast oś „y” jest skierowana do góry. Współrzędne walcowe (r, ϕ) opisują płaszczyznę poprzeczną do osi „z” z kątem azymutalnym ϕ dookoła wiązki. Zmienna η zdefiniowana jest jako $\eta = -\ln \text{tg}(\Theta/2)$, gdzie Θ jest kątem polarnym cząstki.

czy cząstka pochodzi z pierwotnego wierzchołka oddziaływania. Konieczne jest zastosowanie poprawek otrzymanych z symulacji zderzeń metodami Monte Carlo [10].

Praca zawiera osiem rozdziałów i dwa dodatki. W drugim rozdziale opisano podstawowe właściwości plazmy kwarkowo-gluonowej wraz z sygnaturami świadczącymi o występowaniu tego niezwykłego stanu materii. Detektor ATLAS opisany jest w rozdziale trzecim. Rozdział czwarty wyjaśnia sposób wyznaczania centralności zderzeń, zawiera informacje o danych użytych w przedstawianych analizach oraz opisuje podstawowe ich charakterystyki. W rozdziale piątym szczegółowo opisano proces selekcji klastrów pikselowych użytych w analizie. Opis sposobu opracowania poprawek na wydajność rekonstrukcji znajduje się w rozdziale szóstym. Wyniki otrzymane dla zderzeń $Pb + Pb$ i $p + Pb$ wraz z porównaniem ich z rezultatami innych analiz umieszczono w rozdziale siódmym. Rozdział ósmy zawiera podsumowanie. Dodatek A opisuje analizę niepewności systematycznych związanych z prezentowanymi wynikami, natomiast w Dodatku B umieszczono tabele z dodatkowymi, szczegółowymi wynikami liczbowymi.

W pracy wykorzystywanych jest wiele oryginalnych rysunków z opisami w języku angielskim, dlatego, dla konsystencji, również na rysunkach wykonanych w ramach własnej analizy takie opisy są po angielsku. Z tego samego względu również liczby zapisywane są nie z przecinkiem, ale z kropką oznaczającą liczbę dziesiętną. Stosowana jest też konwencja przyjęta przez współpracę ATLAS do opisu wielkości fizycznych, która przyjmuje prędkość światła $c = 1$, co pozwala wyrażać pęd w jednostkach MeV lub GeV.

Autor prezentowanej pracy zajmował się nie tylko opisaną w niej analizą, ale jest zaangażowany również w prace związane z detektorem promieniowania przejścia TRT. Jest odpowiedzialny jest za utrzymanie sprawności technicznej zasilaczy niskiego napięcia oraz za oprogramowanie do testowania parametrów tych zasilaczy. W ciągu studiów doktoranckich autor uzyskał stypendium w ramach programu „ETIUDA” realizowanego przez Narodowe Centrum Nauki, które umożliwiło półroczny staż w grupie detektora TRT.

Rozdział 2

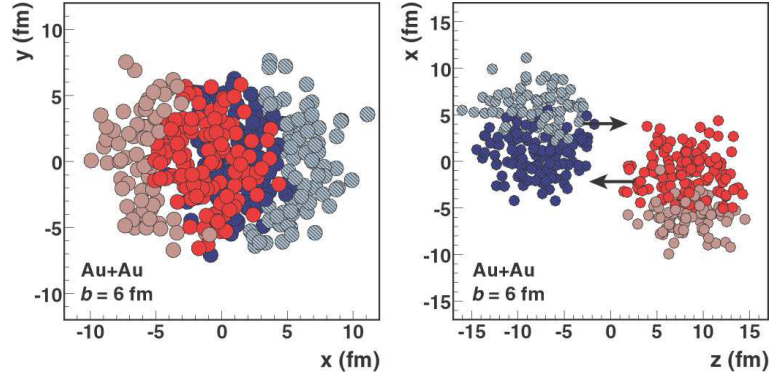
Fizyka zderzeń ciężkich jonów

Najbardziej podstawowe prawa fizyki dotyczące oddziaływań cząstek elementarnych były zawsze badane w możliwie prostych układach: w zderzeniach elektron-pozyton, proton-proton lub proton-antyproton. Te same procesy zachodzą także podczas zderzeń jąder, jednak na ich przebieg duży wpływ ma fakt, iż w pobliżu oddziałujących nukleonów znajdują się także inne nukleony. Przypomina to sytuację, w której cząstka o dużej energii uderza w tarczę, a wyprodukowane w pierwszym zderzeniu cząstki oddziałują w głębszych jej warstwach. Zastosowanie tej prostej analogii do opisu zderzenia jąder daje jednak fałszywy obraz. W rzeczywistości cząstki wtórne w zasadzie nie oddziałują z nukleonami jądra tarczy. Konieczne jest zastosowanie koncepcji czasu formacji cząstek wtórnych, by otrzymać wyniki zgodne z doświadczeniem. Dodatkowo, kolejne zderzenia nukleonu nie są równoważne, prawidłowy opis można uzyskać zakładając na przykład, że cząstki produkowane są w wyniku fragmentacji zranionych nukleonów lub zranionych kwarków [11].

Przy najwyższych energiach zderzeń jąder, w małej objętości wyzwolana jest bardzo duża energia. Pierwsze przewidywania teoretyczne zakładały zatarcie się granic pomiędzy hadronami, przez co kwarki stałyby się swobodne i tworzyły gaz złożony z kwarków i gluonów. Jednak i ten obraz okazał się nieścisły, gdyż w powstającej w takich warunkach materii oddziaływania są bardzo silne.

Przy opisie oddziaływań z udziałem jąder, istotne znaczenie ma geometria zderzenia. Ciężkie jądra mogą być traktowane jako obiekty o stosunkowo dużych rozmiarach składające się z niezależnych, nie przekrywających się nukleonów. Podczas zderzenia jądra przekrywają się zazwyczaj tylko częściowo, dlatego nie wszystkie nukleony uczestniczą w zderzeniu. Do opisu geometrii zderzenia używa się wielkości fizycznych:

- parametr zderzenia b - odległość pomiędzy środkami jąder w momencie, gdy są najbliżej siebie,



Rysunek 2.1: Poglądowy rysunek przedstawiający pojedyncze zderzenie jąder złota uzyskany przy pomocy symulacji Monte Carlo [12] bazujących na modelu Glaubera [13]. Po lewej stronie rozkład nukleonów w płaszczyźnie x-y oraz po prawej stronie w płaszczyźnie x-z. Nukleony z przeciwnych jąder oznaczone są odmiennymi kolorami, ciemniejszym kolorem wyróżnione są nukleony biorące udział w zderzeniu.

- liczba nukleonów biorących udział w zderzeniu- N_{part} ,
- liczba zderzeń pomiędzy nukleonami N_{coll} .

Wielkości te są ze sobą powiązane. Przy centralnych zderzeniach (małe wartości parametru b) i znacznym przekrywaniu się jąder większość nukleonów uczestniczy w zderzeniach i wiele z nich zderza się wielokrotnie - dlatego wartości N_{part} , a zwłaszcza N_{coll} są duże. W przypadkach zderzeń peryferycznych, gdy jądra jedynie „ocierają się” brzegami (duża wartość parametru b) niewiele nukleonów oddziałuje i wielkości N_{part} oraz N_{coll} są małe. Do wyznaczenia wspomnianych parametrów w fizyce ciężkich jonów używa się modelu Glaubera [13], który opisuje zderzenia nukleonów jako złożenie pojedynczych oddziaływań nukleonów. W symulacjach Monte Carlo wykorzystujących model Glaubera zakłada się, że pojedyncze nukleony poruszają się po oddzielnych liniowych trajektoriach, parametr zderzenia b wybierany jest z rozkładu $d\sigma/db = 2b/\pi$ oraz zderzenie pomiędzy dwoma nukleonami zachodzi jeśli odległość d pomiędzy nimi w płaszczyźnie prostopadłej do osi wiązki spełnia warunek:

$$d \leq \sqrt{\sigma_{inel}^{NN}/\pi}, \quad (2.1)$$

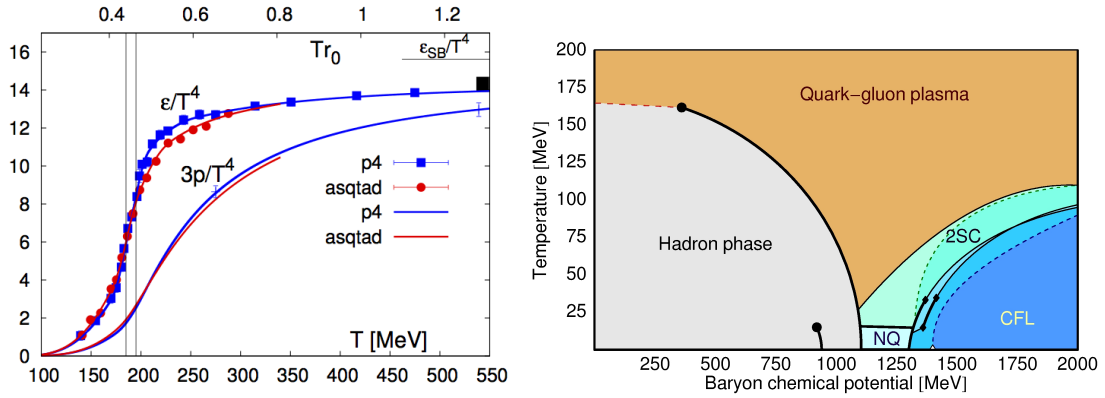
gdzie σ_{inel}^{NN} jest całkowitym przekrojem czynnym na zderzenie nieelastyczne nukleonów. Rysunek 2.1 przedstawia przykładowe zderzenie dwóch jąder złota przy założeniu, że parametr zderzenia wynosi $b=6$ fm.

2.1 Plazma kwarkowo-gluonowa

W zderzeniach ciężkich jonów bada się silnie oddziałującą materię o bardzo wysokiej temperaturze oraz dużej gęstości energii. Do jej modelowania wykorzystywana jest chromodynamika kwantowa (QCD) [14] będąca częścią Modelu Standardowego [15, 16], która opisuje silne oddziaływania kwarków i gluonów. Kwantową wielkością związaną z oddziaływaniami silnymi jest ładunek kolorowy, który może przyjmować sześć stanów: „czerwony”, „zielony”, „niebieski” oraz odpowiednie anty-kolory. W przypadku kwarków dostępny jest jeden stan kolorowy, natomiast gluony niosą dwa stany, kolor i anty-kolor. Gluony jako bozony pośredniczące odpowiadają za zmianę koloru w kwarkach oraz mogą oddziaływać między sobą. Kwarki nigdy nie były obserwowane jako cząstki swobodne, ale zawsze związane są w układach „białych”, zawierających albo kolor i anty-kolor (mezony) albo trzy różne kolory lub trzy różne anty-kolory (bariony). Dostarczenie do takiego układu energii, która mogłaby być wykorzystana do separacji pojedynczego ładunku kolorowego zawsze prowadzi do wytworzenia pary kwark-antykwarik łączącej się tak z rozdzielanymi kwarkami, że powstają dwa obiekty kolorowo neutralne.

Chociaż kwarki oddziałują silnie, to w chromodynamice kwantowej siła oddziaływania między kwarkami maleje, gdy są one bardzo blisko siebie (tzw. asymptotyczna swoboda [17]). Ta teoria prowadzi do wniosku, że w materii o bardzo dużej gęstości energii kwarki i gluony będą swobodne i utworzą coś w rodzaju „zupy” kwarkowo-gluonowej zachowującej się jak słabo oddziałujący gaz. Taki stan materii jest bardzo podobny do plazmy, dlatego nazwano go plazmą kwarkowo-gluonową (ang. Quark-Gluon Plasma, QGP) [18]. W symulacjach tego stanu opartych na obliczeniach chromodynamiki kwantowej na siatkach zaobserwowano przejście fazowe, o którym świadczy szybka zmiana liczby stopni swobody przy przechodzeniu przez temperaturę krytyczną $T_c \sim 170 - 190$ MeV przy zerowym potencjale bariochemicznym [19]. Omawianą powyżej zależność gęstości energii, ϵ , od temperatury przedstawia rysunek 2.2. Bardziej ogólne podejście do przejść pomiędzy stanami materii z chromodynamiki kwantowej przedstawia diagram fazowy na rysunku 2.2 po prawej stronie [20]. Po prawej stronie rysunku 2.2 przedstawione są różne przewidywane stany materii w zależności od temperatury i potencjału chemicznego barionów μ_B . Wyróżnia się podstawową fazę hadronową w obszarze niskiego potencjału i niskiej temperatury. Po przekroczeniu temperatury krytycznej, która zależy do potencjału μ_B , pojawia się plazma kwarkowo-gluonowa. Dodatkowo, na rysunku przedstawione są trzy stany materii hadronowej CFL (ang. colour-flavour locking) [21], 2SC (ang. two-flavour colour superconducting) [22] oraz NQ (ang. Normal Quark) [20].

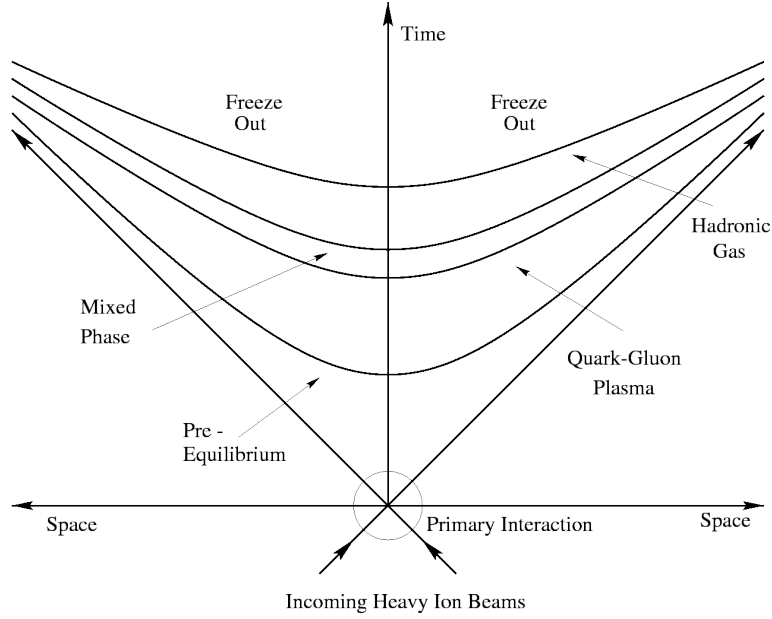
Warunki w jakich może występować omawiany stan materii upoważniają do wniosku, że w jednej z faz Wielkiego Wybuchu [23] istniał stan plazmy kwarkowo-gluonowej. Używając



Rysunek 2.2: Zależność gęstości energii, ϵ , podzielony przez T^4 w funkcji temperatury otrzymana za pomocą obliczeń chromodynamiki kwantowej na siatkach (lewa strona). Diagram przejść fazowych [20] (prawa strona).

akceleratorów, w których przyspieszamy jądra atomowe do bardzo dużych energii uzyskuje się w ich zderzeniach bardzo wysokie temperatury. Analiza takich zderzeń dostarcza informacje przydatne do badania pochodzenia Wszechświata oraz jego ewolucji. Obserwując plazmę kwarkowo-gluonową można badać również symetrię chiralną, która w plazmie jest zachowana, natomiast w normalnych warunkach jest spontanicznie łamana [24]. Efekt ten wynika z redukcji masy układu kwarków i gluonów w stanie plazmy kwarkowo-gluonowej w stosunku do układu kwarków i gluonów w fazie hadronowej.

Teoretyczne oszacowania energii zderzenia jąder niezbędnej do wytworzenia plazmy kwarkowo-gluonowej wskazywały, że mogła ona zostać osiągnięta już w eksperymentach przy akceleratorze SPS w CERN, gdzie były zderzane jądra ołowiu o energii $E_{beam} = 158$ GeV ze stałą tarczą, co odpowiada energii w układzie środka masy $\sqrt{s_{NN}} = \sqrt{2E_{beam}m_N} = 17$ GeV, gdzie m_N jest masą nukleonu w tarczy. Jednak dopiero w akceleratorze RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider)[25], dostarczającym zderzeń jąder złota o energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, została ona niewątpliwie przekroczona. Już pierwsze wyniki przy tej najwyższej wówczas energii zderzeń wskazywały, że plazma zachowuje się jak prawie idealna ciecz. W pracy Kovtun, Starinets, Soon [26] pokazano, że stosunek współczynnika lepkości gorącej plazmy z teorii Younga-Mills'a [27] do gęstości entropii jest stały i wynosi $h/4\pi$. Po raz kolejny obserwacje doświadczalne przyniosły nieoczekiwane wyniki. Stan obecnej wiedzy dotyczącej plazmy jest ciągle niepełny i pozostawia wiele zagadnień do wyjaśnienia.



Rysunek 2.3: Diagram ewolucji czasowo-przestrzennej w zderzeniach ciężkich jonów.

2.2 Zderzenia ciężkich jonów – sygnatury QGP

Od czasu osiągnięcia energii zderzeń jąder dającej nadzieję na odkrycie plazmy kwarkowo-gluonowej fizycy poszukiwali dowodów na jej istnienie. Oczekiwano wzrostu produkcji cząstek, większych rozmiarów ich źródła, czy też zmiany charakterystyk produkowanych cząstek. Zróżnicowane rodzaje badań zderzeń ciężkich jonów można podzielić na badanie wielkości fizycznych miękkich, które są czułe na zmiany właściwości ośrodka lub liczby stopni swobody oraz twardych pochodzących z wczesnego etapu zderzeń ciężkich jonów, które dają informację na temat ewolucji czasowo-przestrzennej badanego układu.

Proces zderzenia jąder można podzielić na kilka etapów [28]. W pierwszej fazie dochodzi do uwolnienia bardzo dużej energii, która powoduje podgrzanie gęstego ośrodka powstałego ze zderzających się nukleonów. Na tym etapie temperatura jest na tyle wysoka, że może dojść do uwolnienia kwarków i gluonów i powstania plazmy kwarkowo-gluonowej. Zostaje osiągnięty stan równowagi termodynamicznej, który trwa jednak bardzo krótko ($\ll 1 fm/c$). Na skutek rozszerzania się ośrodka i oddziaływań kwarków i gluonów następuje ochłodzenie plazmy do temperatury poniżej temperatury krytycznej. W tym okresie kwarki łączą się w hadrony i tworzy się gaz hadronowy. Temperatura i ciśnienie powstałego układu pozostają na tyle wysokie, że cały układ dalej się zmienia. Na samym końcu temperatura układu spada na tyle, że osiąga on stan „zamrożenia” kinetycznego, w którym hadrony przestają oddziaływać między sobą. Cały przebieg ewolucji zderzenia ciężkich jonów obrazuje rysunek 2.3.

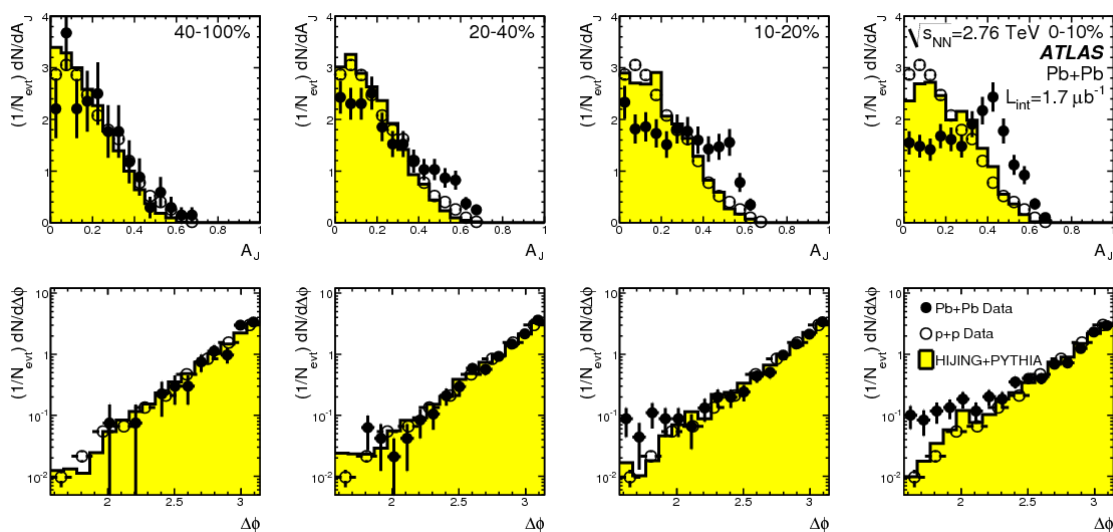
Na podstawie rozważań teoretycznych przewidywano wiele efektów, które mogłyby

wskazywać na powstanie plazmy kwarkowo-gluonowej: wystąpienie wzmożonej produkcji cząstek dziwnych, tłumienie produkcji cząstek zawierających pary kwarków $c\bar{c}$ i $b\bar{b}$. Okazało się jednak, że podstawowymi sygnałami wystąpienia silnie oddziałującej plazmy kwarkowo-gluonowej są tłumienie dżetów i anizotropia azymutalna. Sygnatury występowania plazmy kwarkowej gluonowej były już obserwowane [29, 30, 31, 32] i zostaną omówione poniżej.

Wzmożona produkcja cząstek dziwnych. W plazmie kwarkowo-gluonowej mogą w procesach fuzji kwarkowej lub gluonowej powstawać pary kwark-antykwarok z dziwnością, $s\bar{s}$. Wzmocnienie produkcji uzyskuje się przez obniżenie poziomu energii potrzebnej do produkcji układów $s\bar{s}$ dzięki przywróceniu symetrii chiralnej. Wyprodukowane w ten sposób kwarki s mają szansę przeżycia aż do momentu hadronizacji i zostać zaobserwowane w powstałych z ich udziałem cząstkach dziwnych. Wzmożona produkcja dziwności była obserwowana już przy energiach SPS i RHIC [33]. Zaobserwowano również wyraźny nadmiar cząstek zawierających więcej niż jeden kwark s lub \bar{s} (ϕ , Ω , Ξ). Jednak sama obserwacja wzmocnienia produkcji kwarków dziwnych w zderzeniach ciężkich jąder nie jest wystarczająca do potwierdzenia wytworzenia plazmy kwarkowo-gluonowej.

Tłumienie produkcji par kwarków $c\bar{c}$ oraz $b\bar{b}$. W plazmie kwarkowo-gluonowej, ze względu na występowanie kwarków, anty-kwarków oraz gluonów, występuje efekt ekranowania ładunku kolorowego [34] podobny do efektu ekranowania Debye'a [35]. Jeżeli długość ekranowania ładunku jest mniejsza niż rozmiar układu $c\bar{c}$ lub $b\bar{b}$ to produkcja mezonów tego typu zostanie ograniczona. Bardzo dobrym wskaźnikiem takiego tłumienia jest mezon J/Ψ , który składa się z pary $c\bar{c}$, a którego czas życia jest wystarczający, by mezon ten rozpadał się poza jądrem. Mierząc stopień tłumienia J/Ψ można powiedzieć coś na temat temperatury ośrodka, w którym był wyprodukowany [36]. Podobny efekt dotyczy mezonu Υ ($b\bar{b}$), jednak jego pomiar jest trudniejszy. Pomiar tłumienia produkcji ciężkiego kwarkonium został przeprowadzony przez współpracę ATLAS [37], a uzyskane wyniki są zgodne z rezultatami uzyskanymi przez inne eksperymenty [38].

Tłumienie dżetów. Podczas zderzenia dwóch nukleonów może dojść do rozproszenia ich składników, zwanych partonami [39], z bardzo dużym przekazem pędu (twarde rozpraszanie). Rozproszone partony, zgodnie z zasadą zachowania pędu, poruszają się w przeciwnych kierunkach. W sytuacji, kiedy partony przechodzą przez bardzo gęsty ośrodek, zaczynają wytracać swoją energię na skutek oddziaływania z materią lub poprzez promieniowanie. Partony poruszające się w przeciwnych kierunkach, w zależności od miejsca produkcji, mogą przebyć różne drogi przez gęsty ośrodek. W rezultacie, z partonów o podobnym pędzi początkowym



Rysunek 2.4: Górny rząd przedstawia współczynnik asymetrii dżetów dla danych ze zderzeń $Pb+Pb$ (czarne punkty), oraz symulacji z wykorzystaniem modelu HIJING [44] z dołączonymi dżetami z generatora PYTHIA [45] (żółty histogram). Puste punkty przedstawiają wyniki z analizy zderzeń $p+p$ przy energii $\sqrt{s} = 7$ TeV w eksperymencie ATLAS, przy analogicznej selekcji dżetów. Dolny rząd pokazuje rozkłady różnicy kątów azymutalnych dwóch dżetów [43].

mogą powstać dżety o bardzo różnych energiach. Takie zachowanie zostało przewidziane już przez Bjorkena [40]. W granicznym przypadku jeden z partonów może wytracić całą swoją energię i wówczas w stanie końcowym będzie widoczny tylko jeden dżet lub jedna cząstka o dużym pędzie poprzecznym. Taki efekt związany z tłumieniem cząstek o dużym pędzie poprzecznym był obserwowany po raz pierwszy w eksperymentach przeprowadzonych na akceleratorze RHIC [41, 42]. Do pomiaru tłumienia dżetów w eksperymencie ATLAS używa się współczynnika asymetrii A_j :

$$A_j = (E_{T1} - E_{T2}) / (E_{T1} + E_{T2}) \quad (2.2)$$

gdzie E_{T1} i E_{T2} oznaczają energie dżetów wyemitowanych w przeciwnych kierunkach. Wyniki pomiaru współczynnika asymetrii A_j przez współpracę ATLAS [43] przedstawia rysunek 2.4, na którym można zaobserwować różnice pomiędzy rozkładami współczynnika A_j dwóch dżetów dla danych i symulacji. Dla zderzeń centralnych (0-10% i 10-20%) średnia wartość A_j dla danych jest znacznie większa od A_j z symulacji, co sugeruje silne tłumienie dżetów nie występujące w symulacjach.

Anizotropia azymutalna. Jednym z celów analizy zderzeń jąder jest zrozumienie jak wygląda obszar, w którym tworzy się plazma kwarkowo-gluonowa. Informacji na ten temat do-

starczą pomiaru korelacji między cząstkami, które można poznać wyznaczając współczynniki Fouriera dla rozkładu kąta azymutalnego wyprodukowanych cząstek:

$$E \frac{d^3 N}{d^3 p} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2 N}{p_T dp_T dy} \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos n(\phi - \Psi_{\text{RP}}) \right], \quad (2.3)$$

gdzie ϕ oznacza kąt azymutalny cząstki, Ψ_{RP} jest kątem płaszczyzny reakcji, p pędem cząstki, p_T pędem poprzecznym cząstki, a zmienna y jest zdefiniowana w przypisie¹. Dodatnia wartość współczynnika v_n oznacza, że cząstki są częściej produkowane w płaszczyźnie reakcji. Taka asymetria interpretowana jest jako przekształcenie się początkowej asymetrii geometrycznej, związanej np. z wydłużonym kształtem obszaru przekrywania się jąder, w asymetrię w przestrzeni pędów. W przypadku cząstek o niskich wartościach pędu poprzecznego, $p_T < 3-4$ GeV obserwuje się wzmożoną emisję cząstek z obszaru materii, gdzie występuje największy gradient ciśnienia.

Duże wartości drugiej składowej harmonicznej z równania (2.3) v_2 - wypływu eliptycznego - zostały zaobserwowane w eksperymentach na akceleratorze RHIC [46, 47] i LHC [48, 49, 50]. Dowodzą one, że gorący i gęsty ośrodek, z którego są emitowane cząstki, zachowuje się jak ciecz prawie doskonała opisywana przez modele hydrodynamiczne [51], w których współczynnik lepkości do gęstości entropii jest mniejszy niż $1/4\pi$ [26]. Rysunek 2.5 przedstawia zależności składowych harmonicznych anizotropii azymutalnych od pędu poprzecznego cząstek otrzymane przez współpracę ATLAS [52]. Pomiar wyższych składowych harmonicznych daje szansę na uzyskanie silnych ograniczeń na współczynnik lepkości, ponieważ w modelach z dużą lepkością są one tłumione.

2.3 Pomiar krotności w zderzeniach jąder

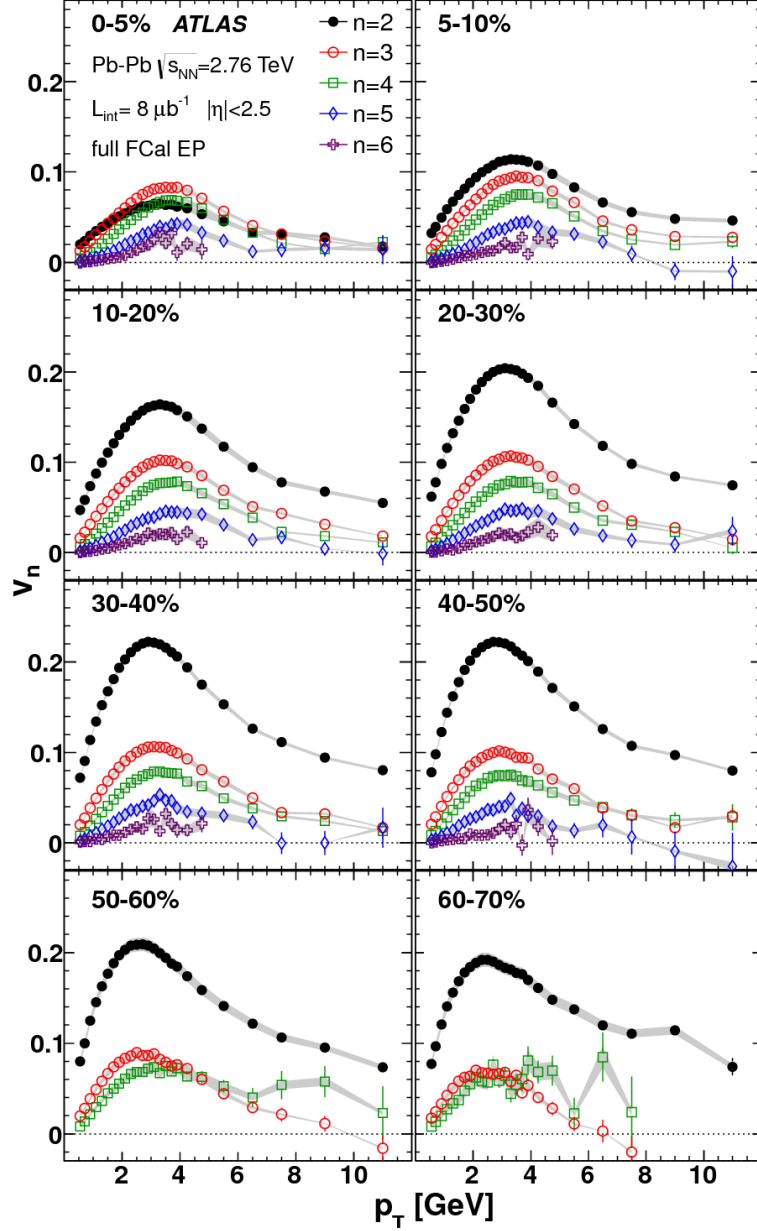
Krotność cząstek naładowanych wyprodukowanych w zderzeniach ciężkich jonów stanowi ważną wielkość, która odzwierciedla dynamikę oddziaływań nukleonów oraz właściwości gęstego i gorącego układu wytworzonego podczas zderzenia dwóch jąder. Jest również bardzo dobrym testem modeli teoretycznych opisujących te zderzenia.

Rysunek 2.6. przedstawia zależności gęstości cząstek naładowanych w funkcji zmiennej η dla zderzeń $Au + Au$ w eksperymencie PHOBOS na akceleratorze RHIC [9]. Wraz ze wzrostem energii zderzenia rośnie gęstość cząstek w obszarze centralnym $|\eta| < 1.0$, a rozkład staje się coraz szerszy. Jednak nachylenie zboczy rozkładów nie zmienia się, co więcej, przy

¹Zmienna y (ang. rapidity):

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right), \quad (2.4)$$

gdzie E - energia cząstki, a p_z oznacza składową wektora pędu o kierunku zgodnym z osią wiązki.



Rysunek 2.5: Wartości składowych harmonicznych w funkcji pędu poprzecznego dla różnych przedziałów centralności w zderzeniach $Pb + Pb$ o energii $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV, eksperyment ATLAS. Błędy systematyczne przedstawione są za pomocą szarych pól [52].

porównaniu rozkładów przetransformowanych do układu spoczynkowego jednego ze zderzających się jąder ($\eta' = \eta - y_{lab}$)² obserwujemy ich przekrywanie się (skalowania podłużne - ang. extended longitudinal scaling) [53]. Tak przetransformowane rozkłady gęstości cząstek naładowanych są przedstawione na rysunku 2.7. Dla ułatwienia porównania rozkładów uzyskanych dla różnych zderzających się jąder, zostały one unormowane do jednej pary oddziałujących nukleonów. W obszarze $\eta' > -2$ rozkłady te dla różnych energii i układów jąder pokrywają się, natomiast dla mniejszych η' gęstość cząstek naładowanych na parę oddziałujących nukleonów rośnie wraz z energią zderzenia. Widać to szczególnie wyraźnie przy porównaniu z wynikami eksperymentu ALICE [54]. Obszar, w którym występuje przekrywanie się takich rozkładów powiększa się ze wzrostem energii zderzenia.

Pomiar gęstości cząstek naładowanych w obszarze centralnym niesie informację o gęstości energii jaka została uzyskana podczas zderzenia. Dla zderzeń jąder złota o energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV całkowita dostępna energia wynosi około 39 TeV. Gdyby zamieniła się ona w całości na energię wewnętrzną układu uzyskano by gęstość energii rzędu $130 \text{ GeV}/\text{fm}^3$, o dwa rzędy wielkości większą od gęstości krytycznej energii dla plazmy kwarkowo-gluonowej. Jednak takie oszacowanie nie jest poprawne, gdyż zmierzony rozkład $dN/d\eta$ jest dużo szerszy niż rozkład izotropowy, co wyklucza pełne zatrzymanie się jąder. Oszacowanie podane przez Bjorkena [28], które bazuje na całkowitej energii cząstek wyemitowanych ze źródła w obszarze centralnym η , wydaje się być bardziej odpowiednie i przewiduje gęstość energii rzędu $5 \text{ GeV}/\text{fm}^3$. Gęstość energii otrzymana z wykorzystaniem modelu Bjorkena jest dużo niższa niż obliczona wcześniej, ale i tak przewyższa wartość gęstości krytycznej uzyskanej przy pomocy obliczeń QCD na sieciach ($0,7\text{-}1,0 \text{ GeV}/\text{fm}^3$).

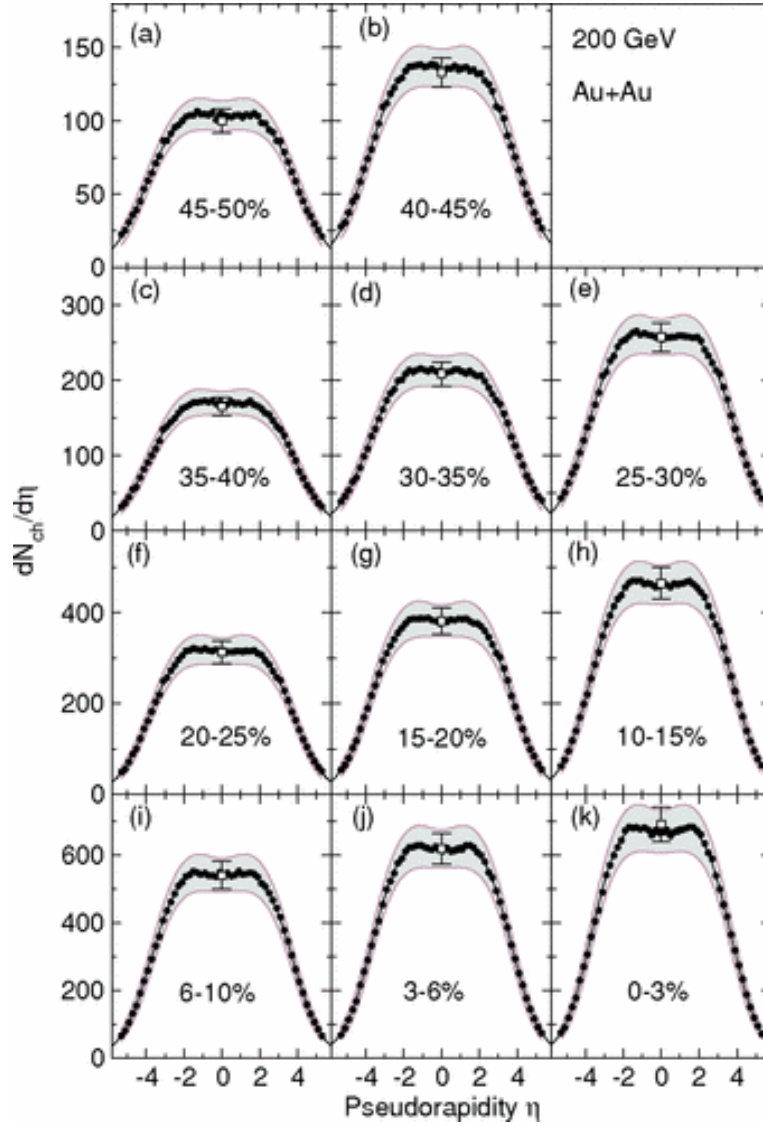
Gęstość cząstek naładowanych w centralnym obszarze zmiennej η przypadająca na parę oddziałujących nukleonów zmierzona w wielu różnych eksperymentach przedstawiona jest na rysunku 2.8. Dla energii zderzenia jąder do $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV rośnie ona prawie liniowo z $\ln(\sqrt{s_{NN}})$, jednak dla energii akceleratora LHC obserwujemy wartości znacznie wyższe, niż wynikające z takiej ekstrapolacji.

Z kilku modeli przewidujących tę zależność od energii zderzenia najlepszy opis danych wydaje się dostarczać parametryzacja ALICE power-law [55]. Niższe wartości krotności w zderzeniach $p + p$ i $p + \bar{p}$ niż w zderzeniach jąder jakie można zaobserwować na rysunku 2.8 można wytłumaczyć faktem, że w tych pierwszych około 50% energii jest unoszone przez pozostałości protonów (lub antyprotonów). W przypadku centralnych zderzeń ciężkich jąder ten

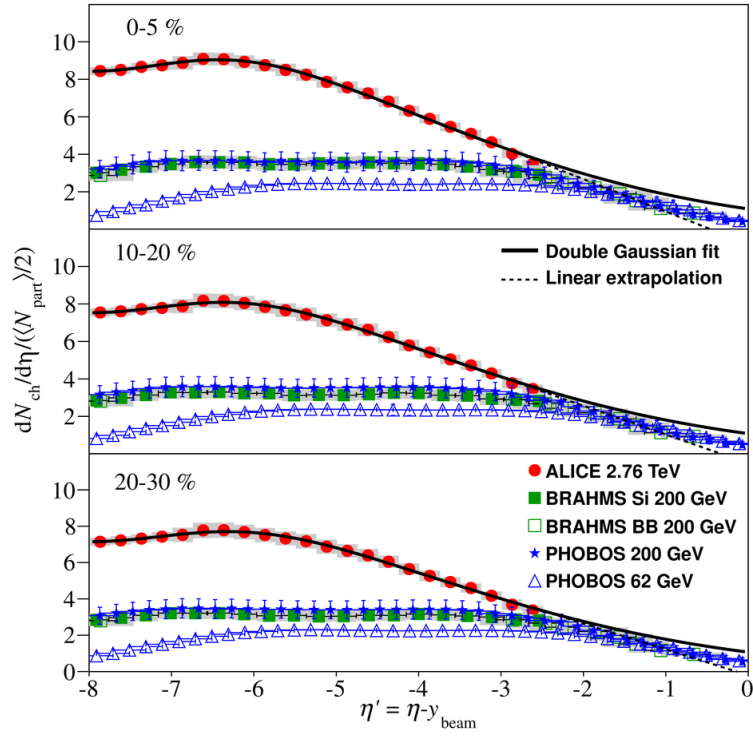
² Wartość zmiennej y_{lab} wynosi:

$$y_{lab} = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E_{beam} + p_{beam}}{E_{beam} - p_{beam}} \right), \quad (2.5)$$

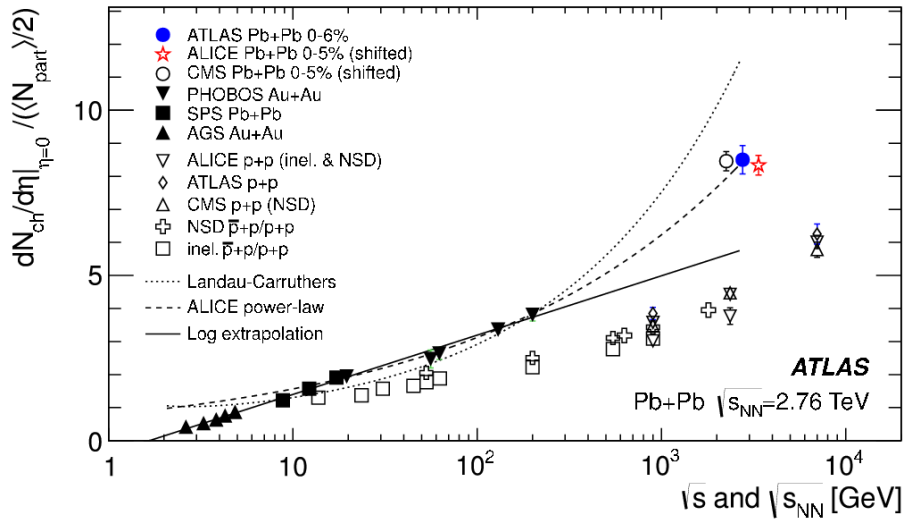
gdzie E_{beam} - energia wiązki, a p_{beam} oznacza pęd wiązki.



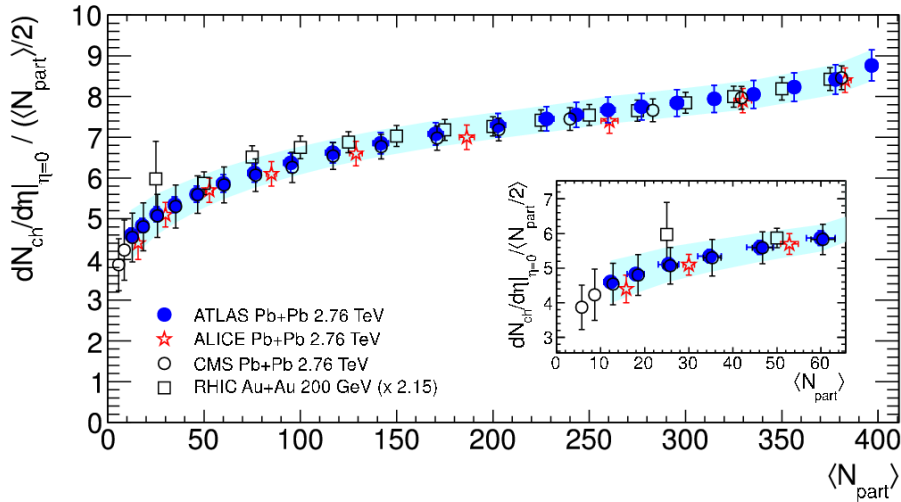
Rysunek 2.6: Gęstość cząstek naładowanych w funkcji zmiennej η dla kilku przedziałów centralności. Zderzenia $Au + Au$ o energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, eksperyment PHOBOS [9].



Rysunek 2.7: Gęstość cząstek naładowanych przypadających na parę oddziałujących nukleonów w układzie spoczynkowym jednego ze zderzających się jąder dla różnych energii zderzenia, od $\sqrt{s_{NN}} = 62$ GeV do $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV, i dla różnych wiązek. [54].



Rysunek 2.8: Gęstość cząstek naładowanych na parę oddziałujących nukleonów, N_{part} , w funkcji energii [7].

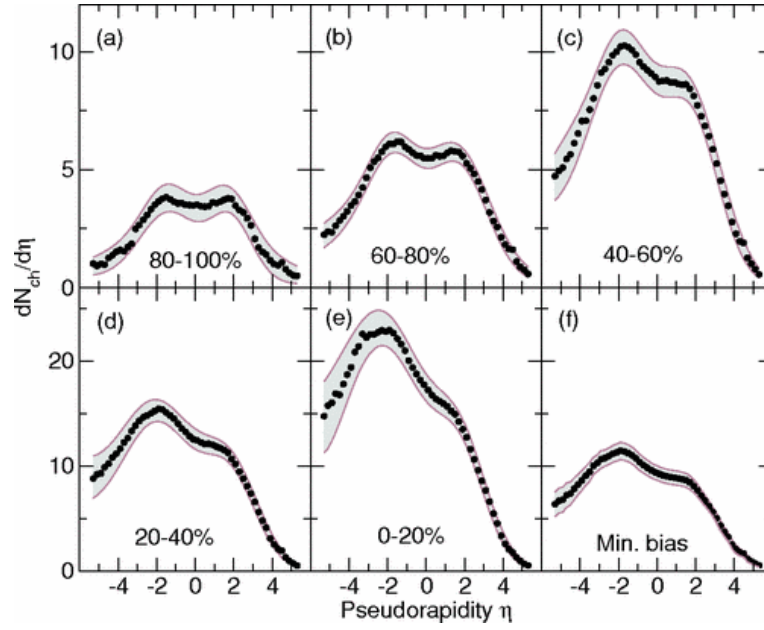


Rysunek 2.9: Gęstość cząstek naładowanych na parę oddziałujących nukleonów, w funkcji centralności reprezentowanej przez $\langle N_{\text{part}} \rangle$. Wartości uzyskane dla zderzeń $Au + Au$ zostały przeskalowane o czynnik 2.15, wynikający ze stosunku gęstości cząstek w zderzeniach $Pb + Pb$ przy energii $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV o centralności 2-4% do najbardziej centralnych zderzeń $Au + Au$ przy energii $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV. Przedziały centralności zostały dobrane tak, by dla różnych zderzających się jąder była podobna średnia wartość N_{part} [7].

efekt nie występuje, gdyż te same nukleony oddziałują wielokrotnie podczas zderzenia.

Gęstość cząstek naładowanych w obszarze centralnym zmiennej η rośnie także ze wzrostem centralności zderzenia (rysunek 2.9). Fakt, że liczba cząstek przypadających na parę oddziałujących nukleonów nie jest stała, lecz rośnie w bardziej centralnych zderzeniach, świadczy o tym, że większa liczba zderzeń nukleonów przyczynia się do bardziej efektywnej produkcji cząstek. Nie ma tu jednak prostej proporcjonalności do liczby zderzeń N_{coll} , gdyż wtedy obserwowalibyśmy znacznie silniejszy wzrost. Ciekawa jest także obserwacja, że zależność gęstości cząstek od centralności, przedstawiona na rysunku 2.9, ma ten sam kształt dla danych uzyskanych przy bardzo różnych energiach: $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV [9] oraz $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV [7].

Wyniki uzyskiwane dla zderzeń jąder mogą być porównywane nie tylko z elementarnymi oddziaływaniami $p + p$ lub $p + \bar{p}$, ale także ze zderzeniami proton-jądro lub deuter-jądro. Daje to szansę na poznanie efektów związanych z wielokrotnymi oddziaływaniami nukleonu w jądrze, w układzie dla którego nie oczekuje się wystąpienia termalizacji. Na rysunku 2.10 przedstawione są rozkłady gęstości cząstek naładowanych w η dla różnych przedziałów centralności dla zderzeń $d + Au$ na akceleratorze RHIC przy energii 200 GeV. Rozkład dla zderzeń peryferycznych jest praktycznie symetryczny, natomiast dla zderzeń centralnych produkcja cząstek jest wyraźnie silniejsza w obszarze fragmentacji jądra złota. Taki efekt jest przewi-



Rysunek 2.10: Gęstość cząstek naładowanych jako funkcja zmiennej η w pięciu przedziałach centralności zderzeń $d + Au$, eksperyment PHOBOS. W panelu f przedstawiony jest rozkład dla całkowitej próbki zawierającej zderzenia nieelastyczne [9].

dywany w modelu zranionych nukleonów [56] lub w modelu saturacji partonów (ang. parton saturation model) [57].

Rozdział 3

Wielki Zderzacz Hadronów i detektor ATLAS

3.1 Wielki Zderzacz Hadronów

Wielki Zderzacz Hadronów LHC [1] jest ostatnim elementem kompleksu akceleratorowego w ośrodku CERN pod Genewą. Został zbudowany w tunelu wykorzystywanym wcześniej przez akcelerator LEP (ang. Large Electron - Positron Collider), który przyspieszał wiązki elektronów i pozytonów. Tunel ten znajduje się na głębokości od 45 m do 170 m, a jego całkowity obwód wynosi 27.2 km. Akcelerator LHC przyspiesza dwie przeciwbieżne wiązki (protonów lub jąder ołowiu) do najwyższej energii jaka kiedykolwiek była osiągnięta w laboratorium. Nominalna energia zderzeń $p + p$ przewidziana dla tego akceleratora w centrum ich masy wynosi 14 TeV, natomiast dla zderzeń jąder ołowiu ta sama energia w przeliczeniu na parę nukleonów będzie miała wartość 5.5 TeV. Uzyskanie tak wysokich energii jest możliwe dzięki zastosowaniu magnesów nadprzewodzących zdolnych wytworzyć pole magnetyczne o wartości 8.33 T. W magnesach tych zastosowano stop NbTi, który staje się nadprzewodnikiem w temperaturze 1.9 K. Tak silne pole magnetyczne pozwala utrzymać przyspieszane w LHC wiązki na właściwej trajektorii.

Poza uzyskiwaniem dużych energii zderzeń LHC charakteryzuje się także wysoką ich częstotliwością, nominalna jej wartość dla zderzeń proton-proton wynosi 40 MHz - czyli jedno zderzenie co 25 ns. To, ile przypadków zderzeń zostanie uzyskanych zależy zarówno od przekroju czynnego σ związanego z prawdopodobieństwem wystąpienia badanego procesu oraz od własności akceleratora zwanej świetlnością, \mathcal{L} :

$$N = \mathcal{L} \times \sigma \tag{3.1}$$

Świetlność akceleratora można obliczyć wykorzystując poniższy wzór:

$$\mathcal{L} = N_b f \frac{n_1 n_2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad (3.2)$$

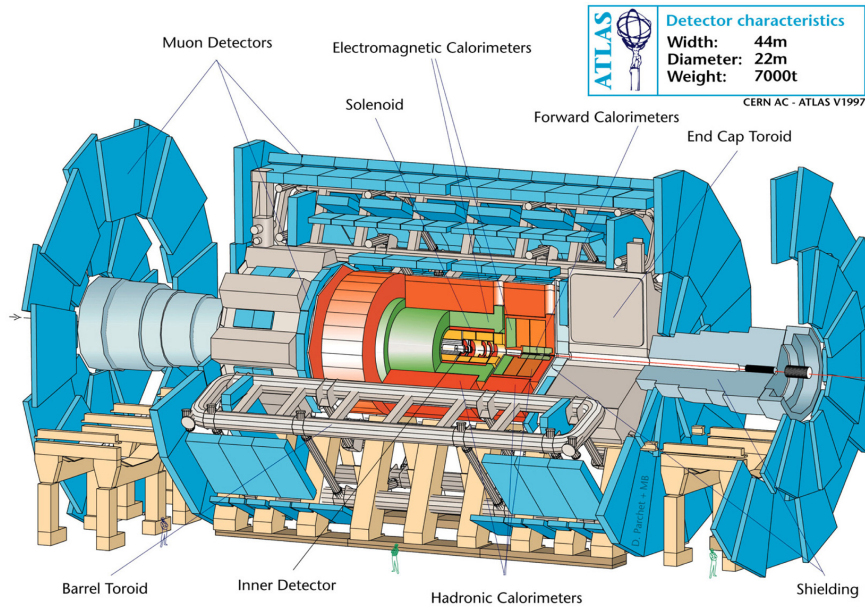
gdzie N_b jest liczbą zderzających się paczek z cząstkami, f częstotliwością zderzeń, n_1 i n_2 liczbą cząstek w paczkach wiązki 1 i wiązki 2, σ_x i σ_y są poprzecznymi przekrojami wiązki w kierunku poziomym i pionowym. Wiązki w LHC zostały zaprojektowane tak, aby maksymalnie zawierały po 2008 paczek, a w pojedynczej paczce mogło znajdować się $\sim 10^{11}$ protonów. Odległość pomiędzy paczkami, poruszającymi się z prędkościami bardzo bliskimi prędkości światła, wynosi około 7 m. Częstotliwość obiegu wiązek w LHC wynosi 11 kHz, co pozwala uzyskać 31 milionów przecięć paczek w nominalnym punkcie zderzenia w ciągu sekundy. Wartość świetlności jaką uzyskuje obecnie akcelerator LHC wynosi dla zderzeń pp $\mathcal{L} = 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Dla zderzeń jąder ołowiu, ze względu na dużo mniejszą liczbę jonów w paczkach oraz mniejszą liczbę paczek, wartość ta jest znacznie mniejsza i wynosi $\mathcal{L} = 10^{27} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Na obwodzie LHC zostały przygotowane cztery specjalne miejsca, gdzie wiązki się przecinają i dochodzi do zderzeń. W każdym z nich umieszczony jest jeden z detektorów do rejestrowania przypadków: ATLAS, CMS, ALICE lub LHCb. Pierwsze dwa detektory ATLAS i CMS zostały zaprojektowane i wybudowane jako detektory ogólnego przeznaczenia. Detektor ALICE jest detektorem dedykowanym do badania zderzeń jąder ołowiu, natomiast detektor LHCb jest zoptymalizowany do pomiarów przypadków z rozpadami kwarku „b”.

Do dnia dzisiejszego akcelerator LHC przyspieszał dwa razy wiązki ołowiu: w listopadzie 2010 roku i grudniu 2011 oraz dwa razy przyspieszał jednocześnie wiązkę protonów i wiązkę jąder ołowiu: we wrześniu 2012 i w styczniu 2013. W przypadku przyspieszania jąder ołowiu osiągnięto energię zderzeń w środku masy $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76 \text{ TeV}$, natomiast dla zderzeń protonów z jądrami ołowiu energia w środku masy była 5.02 TeV.

3.2 Detektor ATLAS

Detektor ATLAS (ang. „A Toroidal LHC ApparatuS”) jest detektorem ogólnego przeznaczenia używanym do obserwacji cząstek powstających podczas zderzeń protonów lub jąder ołowiu. Jest on największym detektorem zbudowanym przy jakimkolwiek akceleratorze, a jego rozmiary można porównać do rozmiarów cztero-piętrowego bloku mieszkalnego (25 m wysokości i 44 m długości). Przy tak dużych rozmiarach i skomplikowaniu detektora niezbędna jest duża liczba ludzi nadzorujących jego działanie, a różnorodność uzyskiwanych danych wymaga pracy wielu osób nad ich analizą. W przypadku eksperymentu ATLAS mamy do czynienia



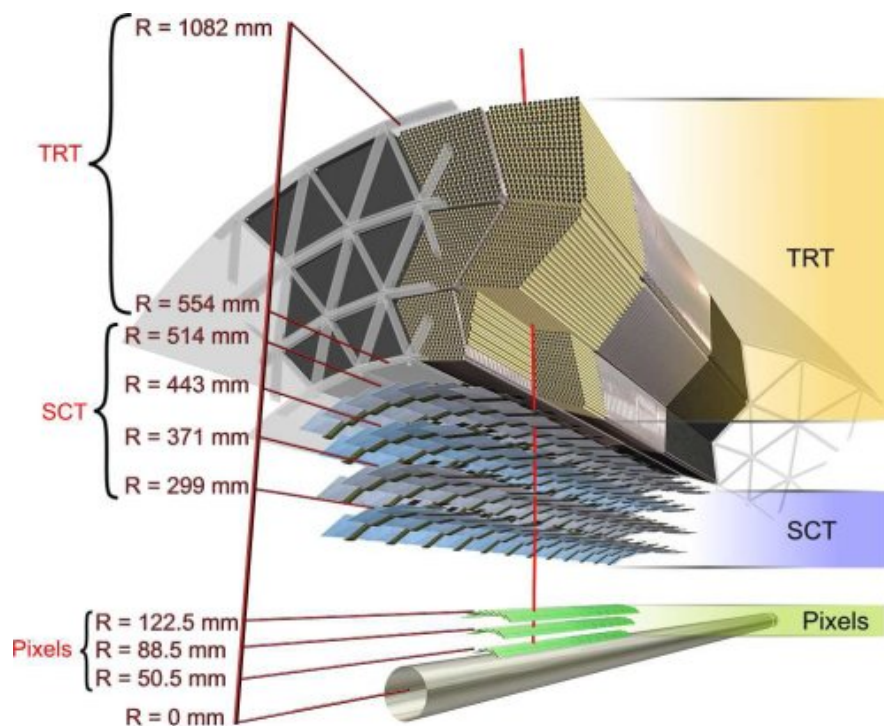
Rysunek 3.1: Detektor ATLAS

z współpracą ponad 3000 fizyków z 38 krajów, którzy już od ponad 20 lat uczestniczą w jego projektowaniu, budowie i obsłudze.

Detektor ATLAS ma kształt walca domkniętego dwoma tzw. dyskami, dzięki czemu hermetycznie otacza punkt zderzeń wiązek. Wiązka akceleratora LHC przechodzi przez detektor wzdłuż osi walca. Taka konstrukcja jest typowa dla detektorów używanych w fizyce wysokich energii. Wyróżnić można trzy główne zespoły detektorów tworzące kolejne warstwy w detektorze ATLAS. Zaczynając od samego środka pierwszy system pomiarowy - detektor wewnętrzny (ID, ang. Inner Detector) służy do znajdowania śladów cząstek naładowanych. Jest on otoczony przez zespół kalorymetrów, w których mierzona jest energia zatrzymywanych w nich cząstek. Na końcu znajdują się komory mionowe, które służą do detekcji mionów. Wewnętrzny magnes solenoidalny wytwarza pole magnetyczne $B=2\text{T}$ w detektorze wewnętrznym. Magnesy toroidalne wytwarzają pole magnetyczne o indukcji 0.5 T dla komór mionowych w centralnej części detektora i 1 T w obszarze dysków detektora. Przekrój przez cały detektor ATLAS pokazuje rysunek 3.1.

3.2.1 Detektor wewnętrzny.

Detektor wewnętrzny został zaprojektowany do precyzyjnych pomiarów torów cząstek naładowanych, także tych o bardzo dużych pędach. Posiada również bardzo dobrą przestrzenną zdolność rozdzielczą w części najbliższej punktowi zderzenia, potrzebną do dokładnego wyznaczenia położenia wierzchołków oddziaływań. W detektorze wewnętrznym wyróżnia się



Rysunek 3.2: Detektor wewnętrzny

trzy detektory rozmieszczone w koncentrycznych warstwach wokół punktu zderzenia, wykonane w różnych technologiach. Najbliżej punktu zderzeń wiązek znajduje się detektor pikselowy, który zbudowany jest z prostokątnych sensorów krzemowych podzielonych na niewielkie elementy czynne (piksele). Środkową warstwę detektora wewnętrznego zajmuje krzemowy detektor paskowy SCT (ang. Semi Conductor Tracker). Najbardziej na zewnątrz znajdują się detektor słonkowy TRT (ang. Transition Radiation Tracker), w którym sygnały zbierane są przez druty umieszczone wewnątrz poliwęglanowych słonek wypełnionych specjalnym gazem, pozwalającym na detekcję promieniowania przejścia, wytworzonego w radiatorze. W większości wymienione detektory mierzą cząstki w pełnym kącie azymutalnym i w szerokim zakresie kąta polarnego ($|\eta| < 2.5$), tylko detektor TRT mierzy w zakresie $|\eta| < 2$. Ich schematyczną budowę pokazano na rysunku 3.2. Detektor wewnętrzny zaprojektowany został do pomiaru cząstek z pędem poprzecznym $p_T > 500$ MeV, jednakże ze zmniejszoną efektywnością detektor ten może mierzyć cząstki z pędem poprzecznym od 100 MeV.

Kluczową rolę w prezentowanych analizach odgrywa detektor pikselowy. Jest to bardzo precyzyjne urządzenie, które posiada ponad 80 milionów elektronicznych kanałów odczytu połączonych z pojedynczymi pikselami krzemowymi o rozmiarach $50\mu\text{m} \times 400\mu\text{m}$ lub $50\mu\text{m} \times 600\mu\text{m}$. Detektor ten składa się z 1744 modułów krzemowych tworzących trzy cylindryczne warstwy w centralnym rejonie i po trzy warstwy w kształcie dysków na jego końcach.

Pierwsza warstwa detektora pikselowego w obszarze centralnym znajduje się 50.5 mm od osi wiązki, a kolejne warstwy odpowiednio 90 i 120 mm od osi wiązki. W przypadku dysków odległości wzdłuż osi z wynoszą 495, 580 i 650 mm od nominalnego punktu zderzenia. Moduły w centralnym obszarze detektora pikselowego montowane są pod kątem -20° do stycznej płaszczyzny cylindra. Wprowadzenie takiego kąta pozwala na przekrywanie się modułów, dzięki czemu uzyskane jest pełne pokrycie kąta azymutalnego ϕ , przez ten detektor. Rozdzielczość detektora pikselowego to $10 \mu\text{m}$ we współrzędnych $R-\phi$ oraz $115 \mu\text{m}$ we współrzędnej z w części środkowej i we współrzędnej R w dyskach. W 2014 roku dodana została dodatkowa warstwa sensorów krzemowych, jeszcze bliższa rury akceleratora, jednak nie było jej podczas zbierania danych analizowanych w tej pracy.

Drugim półprzewodnikowym detektorem śladów jest SCT. W centralnej cylindrycznej części składa się on z czterech koncentrycznych podwójnych warstw, a w obszarze dysków występuje po 9 warstw z każdej strony punktu oddziaływania. Centralna część detektora SCT pokrywa zakres $|\eta| < 1.1$, a poszczególne podwójne warstwy umieszczone są w odległościach 299, 371, 443 i 514 mm od osi wiązki. Po dodaniu dysków akceptacja detektora rozszerza się na obszar $|\eta| < 2.5$, a poszczególne warstwy w dyskach umieszczone są w odległościach od 934 do 2720 mm od punktu zderzenia wiązek. Krzemowe paski z jakich wykonany jest detektor mają 12 cm długości i $80 \mu\text{m}$ szerokości, umieszczone są równolegle do osi wiązki w obszarze centralnym i radialnie w obszarze dysków. Moduły krzemowe są tak ustawione, by kąt między paskami w poszczególnych parach warstw części cylindrycznej wynosił 40 mrad . Pozwala to na określenie punktu przejścia cząstki jako miejsca przecięcia się pasków z zarejestrowanym sygnałem. Zdolność rozdzielcza wynosi w tym przypadku $17 \mu\text{m}$ w kierunku $R-\phi$ i $580 \mu\text{m}$ w kierunku z . Podobnie ustawione są także moduły w dyskach. Detektor SCT składa się z 4088 dwustronnych modułów, a łączna liczba kanałów odczytu sięga 6.3 milionów. Podobnie jak w przypadku detektora pikselowego moduły w centralnej części detektora zamontowane są pod kątem 11° i zachodzą na siebie by uzyskać pełne pokrycie w kącie ϕ .

Najdalszą od punktu oddziaływania częścią detektora wewnętrznego jest gazowy detektor promieniowania przejścia TRT. Składa się on ze słomek wykonanych z pokrytej warstwą aluminium folii poliamidowej, wypełnionych mieszkanką gazową (70% Xe, 27% CO_2 i 3% O_2), z połączonym drutem wolframowym w środku. Drut ten jest anodą sygnałową podłączoną do jednego z 351000 elektronicznych kanałów odczytu zbierających sygnały z tego detektora. W centralnej części TRT rurki mają długość 144 cm, co zapewnia pokrycie obszaru $|\eta| < 1.0$. W dalej położonych pierścieniach słomki mają długość 37 cm i są ustawione radialnie do osi wiązki. Pełny zakres akceptacji detektora sięga czterech jednostek zmiennej η , $|\eta| < 2$. Centralna część tego detektora tworzy cylinder o promieniu wewnętrznym wynoszącym 554 mm i zewnętrznym 1082 mm. W dwóch częściach bardziej oddalonych od punktu oddziaływania,

w odległościach od 848 mm do 2710 mm, słomki zamontowane są radialnie, w pierścieniach o promieniu wewnętrznym 848 mm i zewnętrznym 2710 mm. Dzięki mieszaninie gazowej zawierającej ksenon, możliwa jest identyfikacja wysoko energetycznych elektronów, które emitują silne promieniowanie przejścia.

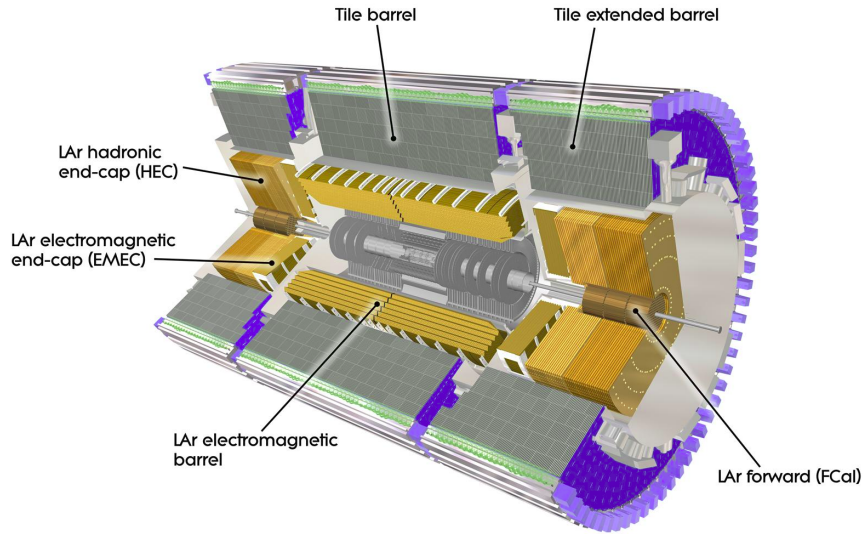
Cząstka naładowana wyprodukowana podczas zderzeń przechodząca przez wszystkie detektory składające się na detektor wewnętrzny zazwyczaj pozostawia sygnały w trzech modułach detektora pixelowego, w 8 punktach w detektorze SCT i w 36 słomkach detektora TRT. Połączenie wszystkich odczytów z tych detektorów pozwala określić ślad cząstki w detektorze i precyzyjnie wyznaczyć jej pęd na podstawie zakrzywienia toru w polu magnetycznym.

3.2.2 Detektory kalorymetryczne

Detektor ATLAS wyposażony jest w zestaw kalorymetrów elektromagnetycznych i hadronowych (Rys. 3.3). Każdy z kalorymetrów jest wykonany z umieszczanych naprzemiennie warstw absorbera, w którym zachodzą oddziaływania mierzonych cząstek i powstają kaskady cząstek wtórnych, oraz warstw aktywnych, gdzie mierzony jest sygnał wytworzony przez cząstki naładowane. Kalorymetry tworzą bardzo hermetyczny zestaw detektorów pokrywających pełny zakres kątów azymutalnych w bardzo szerokim zakresie zmiennej η od -4.9 do 4.9. Przy tak zaplanowanym ułożeniu detektorów uzyskano możliwość dokładnego pomiaru brakującej energii jaką niosą ze sobą neutrino.

Kalorymetr elektromagnetyczny wykonany jest z kilku warstw ołowianej blachy pełniącej rolę absorbera zaś w części aktywnej detektora jest używany ciekły argon, który wypełnia przestrzeń pomiędzy ołowiem. Każda warstwa absorbera w kalorymetrze wykonana jest w kształcie harmonijki. Materiał zawarty w tym kalorymetrze odpowiada 22 drogom radiacyjnym X_0 dla części centralnej i 24 drogom radiacyjnym X_0 dla dysków. Kalorymetr elektromagnetyczny może mierzyć kaskady od elektronów i fotonów o energiach do 1 TeV. Jest on podzielony na komórki o rozmiarach od 0.003×0.01 w $\eta \times \phi$ w pierwszej warstwie do 0.1×0.1 w trzeciej warstwie. Mały rozmiar komórek w pierwszej warstwie pozwala na dokładny pomiar miejsca wejścia cząstek do kalorymetru. W pozostałych warstwach rozmiar pojedynczej komórki zwiększa się odpowiednio wraz z odległością od punktu oddziaływania, gdyż bardzo wysoka precyzja nie jest już niezbędna. Kalorymetr elektromagnetyczny pozwala na pomiar energii elektronów, pozytonów i fotonów wyemitowanych w zakresie zmiennej η od -3.2 do 3.2.

Do pomiaru energii niesionej przez hadrony służy kalorymetr hadronowy. W części środkowej detektora zwanej beczką zbudowany jest z elementów podobnych do „kafelków”, w obszarze dysków umieszczono dodatkowy kalorymetr HEC (ang. hadronic end-cap) wyko-



Rysunek 3.3: Kalorymetry detektora ATLAS

nany z warstw miedzianych pomiędzy którymi jest ciekły argon. Materiał zawarty w kalorymetrze hadronowym odpowiada ok. 10 drogom na oddziaływanie.

W detektorze „kafelkowym” (ang. tile) znajdują się na przemian ułożone plastikowe warstwy scyntylacyjne oraz żelazne płyty absorbera. Cały kalorymetr „kafelkowy” został podzielony na trzy części, środkowa część pokrywa zakres $|\eta| < 1$ natomiast dwie boczne części tego detektora pokrywają zakres $0.8 < |\eta| < 1.7$. Kalorymetr HEC składa się z dwóch dysków wstawionych po obu stronach detektora ATLAS, zaraz po dyskach kalorymetru elektromagnetycznego. Zakres akceptacji HEC przekrywa się z zakresem akceptacji kalorymetru „kafelkowego” i kalorymetru do przodu FCal (ang. Forward Calorimeter) i wynosi $1.5 < |\eta| < 3.2$. FCal mierzy energię cząstek wyemitowanych pod małymi kątami względem kierunku wiązki. Pokrywa on zakres $3.1 < |\eta| < 4.9$ i składa się z trzech warstw. Pierwsza warstwa służy do pomiaru energii cząstek oddziałujących elektromagnetycznie, a pozostałe dwie mierzą energię zdeponowaną przez hadrony. Detektor FCal wypełniony jest ciekłym argonem znajdującym się w przestrzeni pomiędzy płytami: miedzianymi w części elektromagnetycznej a wolframowymi w części hadronowej.

3.2.3 Komory mionowe

Detektory mionowe w detektorze ATLAS składają się z czterech rodzajów komór mierzących tory mionów. Pomiar pędu mionów umożliwia pole magnetyczne wytwarzane przez toroidalne magnesy nadprzewodzące. Główny magnes mieści się w centralnej części detektora

ATLAS i wytwarza w obszarze $|\eta| < 1.4$ pole magnetyczne o indukcji ~ 0.5 T. Pozostałe dwa magnesy znajdują się w dyskach i wytwarzają pole magnetyczne ~ 1 T pokrywające obszar $1.6 < |\eta| < 2.7$. W obszarze centralnym komory mionowe umieszczone są zaraz za kalorymetrami w odległości od 5 m do 10 m od osi wiązki. Komory mionowe w dyskach rozłożone są prostopadle do wiązki i zaczynają się przy $|z| = 7.4$ m, a kończą się na odległości $|z| = 21.5$ m. W detektorze mionów do pomiarów torów cząstek wykorzystywane są komory dryfowe (MDT, ang. Monitored Drift Tubes) w obszarze $|\eta| < 2.7$ oraz komory CSC (ang. Cathode Strip Chambers) w zakresie $2.0 < |\eta| < 2.7$. W systemie wyzwalania używane są natomiast komory RPC (ang. Resistive Plate Chamber) oraz komory TGC (ang. Thin Gap Chambers).

3.2.4 Detektory MBTS, LUCID, ZDC i ALFA

Detektor ATLAS uzupełniony jest o mniejsze detektory umieszczone w obszarach dysków oraz blisko rury akceleratora. Pokrywają one niewielki zakres kąta bryłowego, ale mają istotne znaczenia w systemie wyzwalania.

Detektor MBTS (ang. Minimum Bias Trigger Scintillators) składa się z dwóch dysków umieszczonych prostopadle do wiązki w odległości $z = \pm 365$ cm od środka detektora ATLAS. W każdym z dysków zawierających płyty scyntylatora występują po dwa pierścienie, których graniczne promienie to 153 mm, 426 mm oraz 890 mm. Ponadto w detektorze tym występuje podział na osiem zakresów w kącie azymutalnym. Każdy z 32 tak powstałych modułów scyntylatora jest połączony światłowodem z fotopowielaczem rejestrującym przejście cząstek naładowanych. Cały detektor MBTS pokrywa zakres $2.09 < |\eta| < 3.84$.

Detektory LUCID (ang. Luminosity measurement using Cherenkov Integrating Detector) są umieszczone symetrycznie w odległości 17 m od punktu zderzeń wiązek tuż przy rurze akceleratora. Wykonane są z 16 aluminiowych rur wypełnionych gazem C_4F_{10} , w którym podczas przejścia relatywistycznych cząstek naładowanych powstaje promieniowanie Czerenkowa, rejestrowane przez fotopowielacze. LUCID służy przede wszystkim do pomiaru świetlności wiązki.

Detektor ZDC (ang. Zero-Degree Calorimeter) jest umieszczony z obu stron detektora ATLAS w odległości 140 m od punktu oddziaływania, za najbliższym z magnesów akceleratora LHC. W tym miejscu wiązki lecące w przeciwnych kierunkach są odchyłone w różne strony i rozdzielone do osobnych rur próżniowych, dzięki czemu możliwe jest zainstalowanie detektora na przedłużeniu kierunku, w jakim poruszała się wiązka w okolicach punktu zderzenia, czyli pod zerowym kątem polarnym. Jest to kalorymetr wykonany z kwarcowych prętów jako elementów czynnych oraz wolframowych płyt jako absorbera. Detektor ZDC pokrywa obszar

$|\eta| \geq 8.2$, dlatego rejestrowane są w nim przede wszystkim te neutrony ze zderzających się jąder ołowiu, które nie brały udziału w oddziaływaniach i w związku z tym ich tor nie różni się znacząco od pierwotnego kierunku lotu jąder, z których pochodzą.

Detektor ALFA (ang. Absolute Luminosity for ATLAS) znajduje się w odległości około ± 240 m od punktu oddziaływania. Wyposażony jest w ok. 1500 włókien scyntylicyjnych pozwalających na pomiar miejsca przejścia cząstek naładowanych z dokładnością $30 \mu\text{m}$. Służy do rejestracji protonów rozproszonych pod bardzo małymi kątami.

3.2.5 Akwizycja danych i system wyzwalania.

System selekcji i akwizycji danych odpowiedzialny jest za wybór i zapis interesujących przypadków z częstotliwością rzędu 200-400 Hz¹. System wyzwalania ustawiony jest tak, aby efektywnie wyszukiwać interesujące przypadki o odpowiednich sygnaturach. System ten składa się z trzech stopni decyzyjnych L1 (poziom pierwszy), L2 (poziom drugi) oraz filtra przypadków EF (ang. Event Filter). Od 2015 roku dwa dalsze poziomy (L2 i EF) zostały połączone w jeden (HLT - ang. High Level Trigger). Pierwszy stopień systemu wyzwalania bazuje na bardzo szybko dostępnych, podstawowych informacjach z kalorymetrów i komór mionowych. Zastosowanie pierwszego stopnia wyzwalania L1 redukuje częstotliwość przypadków z 40 MHz do 75 kHz. Kolejny stopień wyzwalania L2 analizuje przekazane informacje z poziomu L1 wykorzystując pełną informację o detektorze. Po przejściu L2 częstotliwość przypadków spada do 3.5 kHz. Ostateczna decyzja o akceptacji przypadku i jego zapisie podejmowana jest na ostatnim poziomie, czyli EF. Proces ten obejmuje pełną rekonstrukcję przypadków i trwa średnio $\sim 4\text{s}$ na przypadek. Obliczenia dokonane na poziomie L2 i EF wymagają kilku tysięcy komputerów bez przerwy analizujących napływające dane.

Uzyskane w ten sposób przypadki zbierane są w grupy i oznaczane za pomocą unikatowych numerów. Taki pojedynczy numer (ang. Event Number) odpowiada okresowi zbieranych danych o własnym numerze (ang. Run Number), który jest dodatkowo podzielony na bloki świetlności (ang. „luminosity blocks”) standardowo trwające dwie minuty. Każdy blok świetlności jest sprawdzany przez ekspertów pod kątem przydatności do analiz fizycznych. Blok, który przejdzie kryteria jakościowe zostaje zakwalifikowany jako „dobry”. Następnie jest tworzona lista „dobrych” bloków (ang. Good Run List, GRL), która jest punktem wyjściowym dla analiz fizycznych. Każdy okres zbierania danych ma swoją listę „dobrych” bloków.

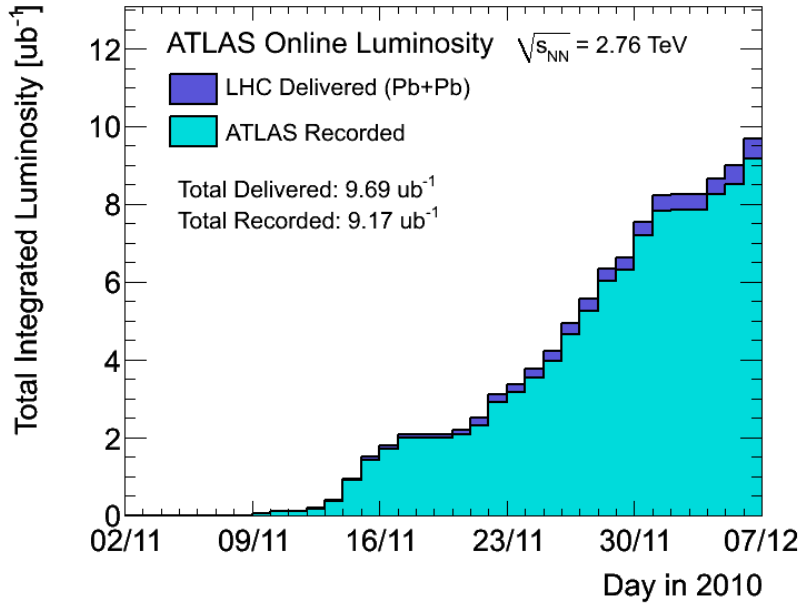
¹Częstotliwość jest ograniczona przez prędkość zapisu danych na dyskach oraz dostępną przestrzeń dyskową, podana wartość dotyczy lat 2009 - 2013.

Rozdział 4

Opis danych

W prezentowanych analizach zostały użyte dane zebrane podczas zderzeń jąder ołowiu ($^{208}_{82+}\text{Pb}$) o energii w układzie środka masy $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV ($Pb + Pb$) oraz zderzeń protonów z jądrami ołowiu. W przypadku zderzeń $p + Pb$ energia zderzenia w układzie środka masy cząstek wynosiła 5.02 TeV ($p + Pb$). Dane dla zderzeń $Pb + Pb$ zarejestrowane w 2010 roku przez eksperyment ATLAS odpowiadają całkowitej świetlności $9 \mu\text{b}^{-1}$. Większość danych była zbierana przy włączonym solenoidzie detektora wewnętrznego (dane oznaczone jako B-ON). Jednak w przypadku zderzeń $Pb + Pb$ z 2010 r. około $1 \mu\text{b}^{-1}$ danych zostało zarejestrowanych w detektorze ATLAS przy wyłączonym solenoidzie, czyli bez pola magnetycznego w detektorze wewnętrznym (dane oznaczone jako B-OFF). W takich przypadkach cząstki naładowane poruszają się wzdłuż linii prostych niezależnie od ich pędu, możliwa jest więc rejestracja cząstek o bardzo niskich pędach, a jedynym ograniczeniem staje się całkowita utrata energii kinetycznej prowadząca do zatrzymania się cząstki (dla $p_T < 100$ MeV). Dane zbierane przy wyłączonym polu magnetycznym były dedykowane dla pomiaru krotności cząstek naładowanych w zderzeniach $Pb + Pb$. Całkowitą świetlność dostarczoną w 2010 r. przez akcelerator LHC oraz tę zarejestrowaną przez eksperyment ATLAS dla zderzeń $Pb + Pb$ przedstawia rysunek 4.1. Widać wyraźnie, że detektor ATLAS pracował z dużą wydajnością sięgającą 95%. Zderzenia $Pb + Pb$ były rejestrowane także w 2011 roku, jednak przy analizie globalnych charakterystyk oddziaływań $Pb + Pb$ błędy statystyczne stają się znacznie mniejsze od błędów systematycznych już przy wykorzystaniu nawet tylko części danych z 2010 roku, dlatego nie było potrzeby analizowania większej próbki danych.

Pierwsze zderzenia $p + Pb$ w akceleratorze LHC zostały zarejestrowane we wrześniu 2012 roku. Podczas kilkunastu godzin pracy zebrano dane odpowiadające scałkowanej świetlności $1 \mu\text{b}^{-1}$. Energia wiązki protonów podczas tych zderzeń wynosiła 4 TeV natomiast energia wiązki jąder ołowiu była mniejsza, 1.57 TeV/nukleon. W związku z tym układ środka masy dla zderzeń proton-nukleon jest przesunięty w zmiennej y o 0.465 w kierunku lotu protonu.



Rysunek 4.1: Światłość dostarczona przez LHC oraz światłość danych zapisanych przez eksperyment ATLAS w 2010.

4.1 Wybór przypadków w systemie wyzwalania

System wyzwalania podczas pomiarów zderzeń $Pb + Pb$ w 2010 roku, jak i zderzeń $p + Pb$ w 2012 roku pracował z częstotliwością na poziomie kilkuset Hz z powodu niewielkiej światłości i tym samym małej częstotliwości samych zderzeń. Światłość chwilowa w okresie zbierania danych $Pb + Pb$ wahała się od $3.69 \times 10^{23} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ do $30.4 \times 10^{24} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, natomiast podczas zbierania danych $p + Pb$ wynosiła $8 \times 10^{25} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Z tego powodu system zbierania danych mógł zapisywać wszystkie przypadki oddziaływań („minimum bias”). Selekcja takich przypadków odbywała się na poziomie pierwszym (L1) systemu wyzwalania, a pozostałe stopnie systemu wyzwalania pracowały w trybie przepuszczania wszystkich przypadków. Podstawą decyzji podejmowanych na poziomie L1 były informacje z detektorów MBTS i ZDC.

Dla zderzeń $Pb + Pb$ wymagany był sygnał w co najmniej jednym module w detektorze MBTS po każdej stronie detektora ATLAS (warunek L1_MBTS_1.1) lub analogicznie sygnał w detektorach ZDC z obu stron (spełniony choćby jeden z warunków L1_ZDC_A_C oraz L1_ZDC_AND). Zapewniało to rejestrowanie przypadków zawierających niewielką liczbę cząstek naładowanych (od 2) lecących w obszar akceptacji detektora MBTS oraz tych, w których z każdego jądra ołowiu ołowiu uwolnione zostały jakieś nukleony-spektatory.

Do rejestracji zderzeń $p + Pb$ nie dało się wykorzystać efektywnie detektora ZDC, gdyż często wszystkie neutrony z jąder ołowiu pozostawały związane w większych, naładowanych

Rodzaj danych	Numer okresu danych (run)	Całkowita liczba przypadków
$Pb + Pb$ (B-OFF)	169866	11220759
$Pb + Pb$ (B-ON)	169839	4999532
$Pb + Pb$ (B-ON)	170004	8687424
$Pb + Pb$ (B-ON)	170398	5437723
$p + Pb$ (B-ON)	210184	3680348

Tabela 4.1: Dane użyte do analizy krotności cząstek naładowanych

fragmentach, które nie trafiły w detektor ZDC. Wykorzystywany więc był jedynie detektor MBTS i wymagane były sygnały w co najmniej dwóch z spośród 32 modułów tego detektora, ale nie żądano by występowały po obu stronach punktu oddziaływania (warunek L1_MBTS.2).

Szczegółowy opis sygnatur stosowanych w systemie wyzwiania do zbierania przypadków inkluzywnych i ich wydajności dla zderzeń $Pb + Pb$ opisany jest w [58], natomiast dla zderzeń $p + Pb$ w [59].

4.2 Selekcja przypadków

W prezentowanej pracy zostały użyte dane ze zderzeń $Pb + Pb$ oraz $p + Pb$. W przypadku zderzeń $Pb + Pb$ został wybrany jeden okres zbierania danych (ang. run), kiedy solenoid w detektorze wewnętrznym był wyłączony oraz trzy okresy zbierania danych, kiedy wszystkie komponenty detektora wewnętrznego były włączone. Zderzenia $p + Pb$ w 2012 roku były rejestrowane w jednym krótkim okresie. Wszystkie zebrane wtedy dane zostały uwzględnione w analizie. Globalne informacje o wykorzystywanych danych zawiera Tabela 4.1.

Podczas analizy danych zostały wprowadzone dodatkowe warunki na selekcję przypadków zapewniające, iż wykorzystane zostaną wyłącznie dane dobrej jakości. Pierwszym warunkiem, wymaganym dla wszystkich danych jest akceptacja wyłącznie tych przypadków, które zostały zarejestrowane w blokach świetlności (ang. lumiblock) występujących na liście GRL (ang. Good Run List). Następnym elementem selekcji danych było odrzucanie przypadków najprawdopodobniej nie będących analizowanymi oddziaływaniami $Pb + Pb$ lub $p + Pb$. Detektor MBTS pozwala nie tylko zliczać liczbę cząstek, ale wyznaczać dość dokładnie ich czas pojawienia się w scyntylatorze. Ponieważ dyski MBTS znajdują się po przeciwnych stronach detektora ATLAS oraz leżą w tej samej odległości od jego środka, cząstki pochodzące z oddziaływań jąder z wiązek dolatują do MBTS w bardzo podobnym czasie. Stosując warunek na różnicę czasów nie większą niż 3 ns można odrzucić większość przypadków tła. Usuwa się

warunek	Liczba przypadków	
	Pb+Pb pole magnetyczne włączone	Pb+Pb pole magnetyczne wyłączone
Przeanalizowane przypadki	16950980	10298627
Akceptowane w liście GRL	15312826	9526993
System wyzwala L1	11260434	6488753
Czas w det. MBTS	7243508	3408057
Zrekonstruowany wierzchołek	7017072	3097083
Zakres położenia wierzchołka	1618807	721804

Tabela 4.2: Wpływ zastosowanych cięć na selekcję przypadków dla zderzeń $Pb + Pb$ z włączonym oraz wyłączonym polem magnetycznym.

więc wszystkie przypadki pochodzące od oddziaływań poza detektorem (tzw. „beam halo”). Odrzucana jest też większość oddziaływań ze zderzeń wiązki z gazem resztkowym wewnątrz rury akceleratora.

Kolejnym warunkiem było znalezienie w przypadku dobrze zrekonstruowanego pierwotnego wierzchołka oddziaływania znajdującego się w pobliżu środka detektora ATLAS: $|z_{vtx}| < 20$ mm dla zderzeń $Pb + Pb$ i $|z_{vtx}| < 225$ mm dla zderzenia $p + Pb$. Dodatkowo, ze względu na fakt występowania przypadków z oddziaływaniami dyfrakcyjnymi, w zderzeniach $p + Pb$ wprowadzono cięcie usuwające te przypadki. Odrzucane były przypadki, w których nie występowały żadne sygnały w kalorymetrze, o energii poprzecznej większej niż 200 MeV, w szerokim przedziale zmiennej η po stronie fragmentacji jąder ołowiu. Dopuszczalna przerwa w zmiennej η , $\Delta\eta_{\text{gap}}^{\text{Pb}}$, bez sygnałów w obszarze $0 < |\eta| < 4.9$ nie mogła być większa niż 2.1. Wszystkie zastosowane w analizie cięcia wraz liczbą przypadków pozostałych po selekcji przedstawione są dla danych ze zderzeń $Pb+Pb$ w Tabeli 4.2, a dla zderzeń $p+Pb$ w Tabeli 4.3.

4.3 Symulacje Monte Carlo

Przy analizach zderzeń cząstek elementarnych nieodzowne jest używanie symulacji, które pozwalają na dokładne zrozumienie jak przebiegają procesy zachodzące w detektorze, jak pracują algorytmy użyte przy rekonstrukcji konkretnych wielkości fizycznych lub własności badanych zderzeń. Znając różnice między wielkościami prawdziwymi w symulowanych przypadkach, a ich wartościami zrekonstruowanymi, można wyznaczyć poprawki i stosować je do rzeczywistych pomiarów. Dokładny opis detektora wraz z elementami pasywnymi, odpowia-

Warunek	Liczba przypadków
Przeanalizowane przypadki	3680348
GRL	2460044
System wyzwalań L1	2124680
Czas w detektorze MBTS	1858618
Zrekonstruowany wierzchołek oraz zakres położenia wierzchołka	1839372
Brak przerwy w η ($\Delta\eta_{\text{gap}}^{\text{Pb}} < 2.1$)	1820046

Tabela 4.3: Wpływ zastosowanych cięć na liczbę przypadków dla zderzeń $p + Pb$

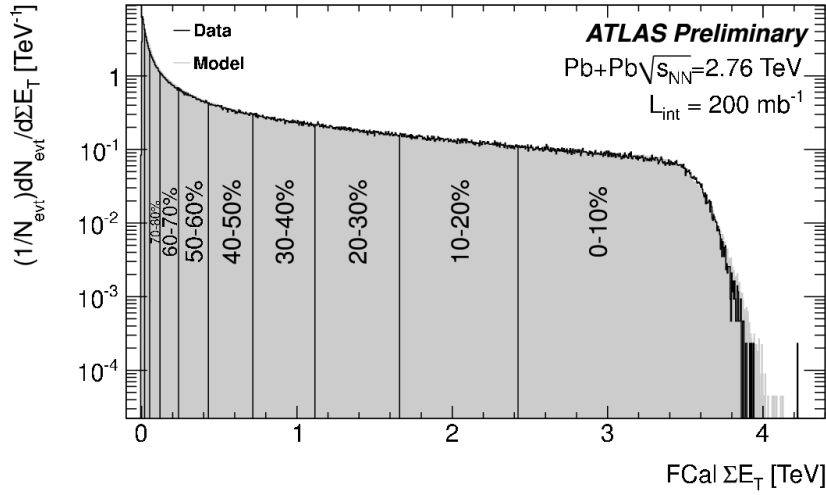
dający jego stanowi podczas zbierania danych jest niezbędny dla stosowania takiej procedury.

W prezentowanej analizie zostały użyte dwa generatory opisujące zderzenia ciężkich jonów HIJING [44, 60] i HYDJET[61]. HIJING stosunkowo dobrze odtwarza własności oddziaływań $Pb + Pb$ i $p + Pb$, natomiast HYDJET może być wykorzystany jedynie pomocniczo, gdyż jego przewidywania są znacząco odmienne. Do symulacji detektora został użyty program GEANT4 [62].

4.4 Wyznaczanie przedziałów centralności

Zderzenia ciężkich jąder mają charakterystyki odmienne od tych opisujących zderzenie ze sobą dwóch punktowych obiektów. Najcięższe jądra atomowe składające się z protonów i neutronów tworzących bardzo duży obiekt w mikroskali. Z racji stosunkowo dużych rozmiarów jąder ich geometryczne położenie podczas zderzenia ma decydujący wpływ na to jak dużo nukleonów bierze udział w oddziaływaniu. Przy zderzeniu centralnym mogą oddziaływać prawie wszystkie nukleony, jednak jeżeli jądra atomowe musną się tylko brzegami to tylko nieznaczne nukleony będą uczestniczyły w zderzeniu. Odległość pomiędzy środkami zderzających się jąder w płaszczyźnie prostopadłej do osi wiązki opisuje parametr zderzenia b . Dla zderzeń $Pb + Pb$ parametr ten może przyjmować wartości od 0 do 20 fm. Parametr b jest wielkością używaną w fizyce teoretycznej, ale w przypadku analizy zderzeń z rzeczywistych danych nie jest możliwy jego pomiar. Inną miarą centralności zderzenia może być całkowita liczba zderzeń pomiędzy nukleonami, N_{coll} , lub liczba oddziałujących nukleonów, N_{part} . Wielkości te również nie są wprost mierzalne, ale ich użycie jest znacznie dogodniejsze w analizie.

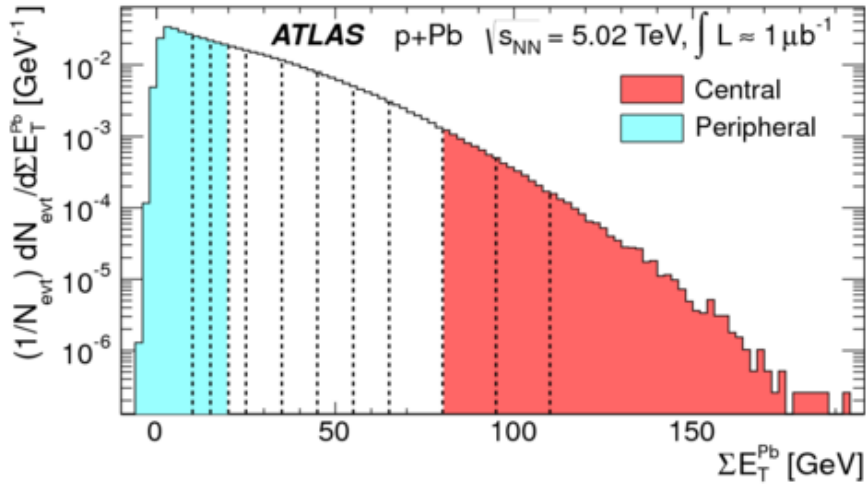
W eksperymencie ATLAS do wyznaczania przedziałów centralności został wybrany kalorymetr rejestrujący cząstki wyemitowane po małych kątach (Forward Calorimeter, FCal), a dokładniej mierzona w nim energia poprzeczna $\Sigma E_{\text{T}}^{\text{FCal}}$. Całkowita energia poprzeczna mie-



Rysunek 4.2: Rozkład energii poprzecznej w detektorze FCal wraz z podziałem na przedziały centralności [63].

rzona w tym detektorze jest monotonicznie skorelowana z parametrem zderzenia b , z N_{part} oraz N_{coll} . Dzięki temu, jeśli wybierze się dla zderzeń $Pb+Pb$ 10% przypadków z największymi wartościami ΣE_T^{FCal} to będą się one w znacznym stopniu pokrywały się z przypadkami z najmniejszymi wartościami parametru zderzenia b albo z bardzo dużymi wartościami N_{part} czy N_{coll} , czyli z najbardziej centralnymi przypadkami. Taki podział przypadków na przedziały ΣE_T^{FCal} można kontynuować, wybierając coraz bardziej peryferyczne przypadki. Niemierzalne wielkości charakteryzujące zderzenie można szacować na podstawie symulacji Monte Carlo zawierających model Glaubera, np. korzystając z modelu HIJING. Tabela 4.4 przedstawia przedziały wartości ΣE_T^{FCal} wraz ze średnią wartością N_{part} odpowiadającą tym konkretnym przedziałom centralności [7]. Do analizy zderzeń $Pb+Pb$ zostały użyte 32 przedziały centralności, choć niekiedy stosowany jest podział na szersze i mniej liczne przedziały centralności. Rysunek 4.2 przedstawia rozkład ΣE_T w zderzeniach $Pb+Pb$ z zaznaczonymi granicami przedziałów centralności.

W celu wyznaczenia poprawnej korelacji między energią poprzeczną w detektorze FCal a parametrami N_{coll} i N_{part} otrzymanymi przy użyciu modelu Glaubera konieczne jest ustalenie jaka część wszystkich nieelastycznych zderzeń została zaakceptowana przez system wyzwania i podczas dalszej selekcji przypadków oraz wyliczenie procentowego stosunku f (ang. sampling fraction) liczby zaakceptowanych przypadków do wszystkich zderzeń nieelastycznych. Na skutek restrykcyjnej selekcji przypadków parametr f może być mniejszy niż 100%. Przy łagodnych warunkach akceptacji przypadków, kiedy selekcję przechodzą także przypadki z tła lub przypadki dyfrakcyjne, wartość f może przekroczyć 100%. W prezentowanej analizie



Rysunek 4.3: Rozkład energii poprzecznej w detektorze FCal w zderzeniach $p + Pb$ po stronie wiązki ołowiu ΣE_T^{Pb} . Przerywane pionowe linie oznaczają przedziały centralności [65].

zderzeń $Pb + Pb$ parametr f wynosi $98\% \pm 2\%$.

Dla zderzeń $p + Pb$ o ich centralności świadczy bardziej wartość energii poprzecznej, ΣE_T^{Pb} , z części detektora FCal znajdującego się po stronie, w którą lecą produkty fragmentacji jądra ołowiu. Suma wartości ΣE_T^{FCal} z obu stron punktu oddziaływania jak i taka sama suma wartości dla strony fragmentacji protonu ΣE_T^P jest znacznie mniej czuła na liczbę oddziaływań protonu z nukleonami jądra ołowiu. Rysunek 4.3 przedstawia rozkład energii poprzecznej z detektora FCal po stronie ołowiu. Do wyznaczenia parametrów N_{part} i N_{coll} użyto standardowo model Glaubera oraz dodatkowo rozszerzony model Glaubera-Gribova [64], który dopuszcza fluktuacje przekroju czynnego oddziaływań nukleon-nukleon. W przypadku modelu Glaubera-Gribova użyto dwie wartości parametru Ω decydującego o szerokości rozkładu prawdopodobieństwa przekroju czynnego wykorzystanego w tym modelu, $\Omega = 0.55$ i $\Omega = 1.01$. Wartości parametrów cięcia na ΣE_T^{Pb} i odpowiadające im średnie wartości N_{part} i N_{coll} jakie zostały użyte w prezentowanej analizie przedstawia Tabela 4.5 [66].

4.5 Uzgodnienie podstawowych charakterystyk symulacji i danych pomiarowych

W metodzie rekonstrukcji cząstek naładowanych omawianej w tej pracy bardzo ważną rolę pełnią poprawki wyliczone na podstawie symulacji Monte Carlo. Z tego względu konieczne jest takie dostosowanie symulacji, by były one jak najbardziej podobne do danych pomiarowych. Jak to zostanie dalej pokazane, poprawki praktycznie nie zależą od krotności

Przedział centralności [%]	ΣE_T^{FCal} [TeV]	N_{part}	N_{coll}
0-1	3.4422	400.6 ± 1.3	1857.7 ± 145.8
1-2	3.2932	392.6 ± 1.8	1761.4 ± 137.1
2-3	3.1595	383.2 ± 2.1	1678.2 ± 130.5
3-4	3.0356	372.6 ± 2.3	1597.6 ± 122.4
4-5	2.9188	361.8 ± 2.5	1521.5 ± 115.6
5-6	2.8074	351.0 ± 2.7	1448.6 ± 110.2
6-7	2.7003	340.6 ± 2.9	1380.5 ± 103.8
7-8	2.5981	330.0 ± 3.0	1314.1 ± 98.8
8-9	2.4989	319.8 ± 3.1	1252.7 ± 93.7
9-10	2.4050	309.9 ± 3.3	1194 ± 89.3
10-11	2.3129	300.2 ± 3.3	1137.7 ± 84.6
11-12	2.2273	290.9 ± 3.4	1084.4 ± 80.4
12-13	2.1433	281.7 ± 3.6	1033.3 ± 76.9
13-14	2.0637	272.7 ± 3.6	984.6 ± 73.1
14-15	1.9856	263.9 ± 3.7	936.9 ± 69.7
15-16	1.9111	255.5 ± 3.8	892.6 ± 66.3
16-17	1.8383	247.2 ± 3.8	849.9 ± 62.8
17-18	1.7684	239.3 ± 3.7	809.2 ± 59.5
18-19	1.6998	231.6 ± 3.8	770.9 ± 56.3
19-20	1.6351	224.0 ± 3.8	733.2 ± 53.6
20-25	1.3383	202.6 ± 3.9	631.6 ± 45.7
25-30	1.0877	170.2 ± 4.0	486.4 ± 35.4
30-35	0.8721	141.7 ± 3.9	369.1 ± 27.1
35-40	0.6896	116.8 ± 3.8	275.4 ± 20.6
40-45	0.5345	95.0 ± 3.7	201.7 ± 16.0
45-50	0.4070	76.1 ± 3.5	144.5 ± 12.2
50-55	0.3035	59.9 ± 3.3	101.2 ± 9.5
55-60	0.2205	46.1 ± 3.0	69 ± 7.2
60-65	0.1555	34.7 ± 2.7	46 ± 5.3
65-70	0.1066	25.4 ± 2.3	29.8 ± 3.9
70-75	0.0709	18.0 ± 2.0	18.7 ± 2.8
75-80	0.0456	12.2 ± 1.6	11.4 ± 1.9

Tabela 4.4: Przedziały centralności dla zderzeń $Pb+Pb$, odpowiadające im graniczne wartości ΣE_T^{FCal} oraz średnie wartości N_{part} i N_{coll} .

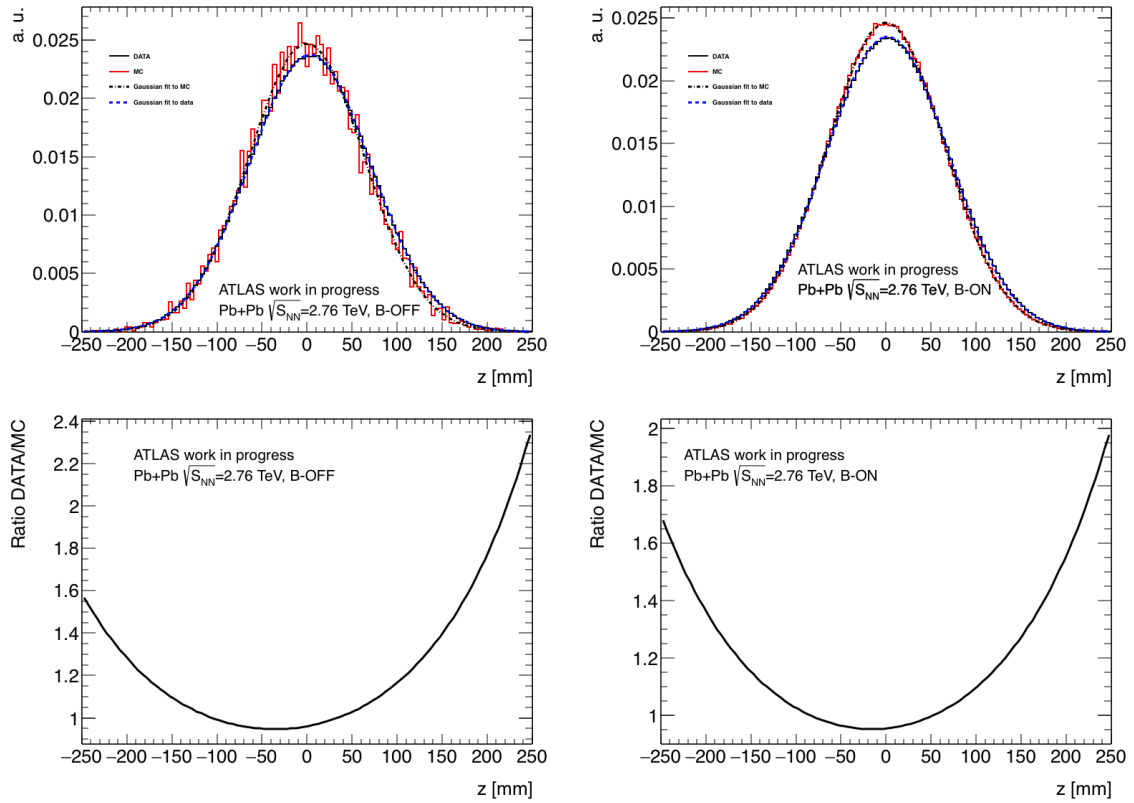
Przedział centralności [%]	$\Sigma E_T^{\text{Pb}}[\text{GeV}]$	N_{part}	$N_{\text{part}}, \Omega = 0.55$	$N_{\text{part}}, \Omega = 1.01$
0 - 1	90.8727	18, 18 $^{+2.66}_{-0.995}$	24.11 $^{+1.57}_{-2.03}$	27.41 $^{+1.55}_{-4.43}$
1 - 5	65.839	16.06 $^{+1.68}_{-0.889}$	19.46 $^{+1.28}_{-1.28}$	21.4 $^{+1.43}_{-1.98}$
5 - 10	53.6545	14.58 $^{+1.22}_{-0.82}$	16.47 $^{+1}_{-1}$	17.43 $^{+1.14}_{-1.07}$
10 - 20	39.9624	13.03 $^{+0.826}_{-0.732}$	13.73 $^{+0.794}_{-0.811}$	14.07 $^{+0.865}_{-0.79}$
20 - 30	31.0642	11.35 $^{+0.648}_{-0.632}$	11.19 $^{+0.624}_{-0.659}$	11.12 $^{+0.686}_{-0.621}$
30 - 40	24.1534	9.791 $^{+0.56}_{-0.587}$	9.168 $^{+0.506}_{-0.529}$	8.92 $^{+0.606}_{-0.486}$
40 - 60	13.5539	7.408 $^{+0.437}_{-0.558}$	6.613 $^{+0.403}_{-0.371}$	6.313 $^{+0.501}_{-0.335}$
60 - 90	2.81714	3.964 $^{+0.195}_{-0.306}$	3.558 $^{+0.191}_{-0.171}$	3.408 $^{+0.261}_{-0.155}$

Tabela 4.5: Przedziały centralności dla zderzeń $p + Pb$, odpowiadające im wartości graniczne ΣE_T^{Pb} oraz średnie wartości N_{part} z trzech rozważanych modeli [66].

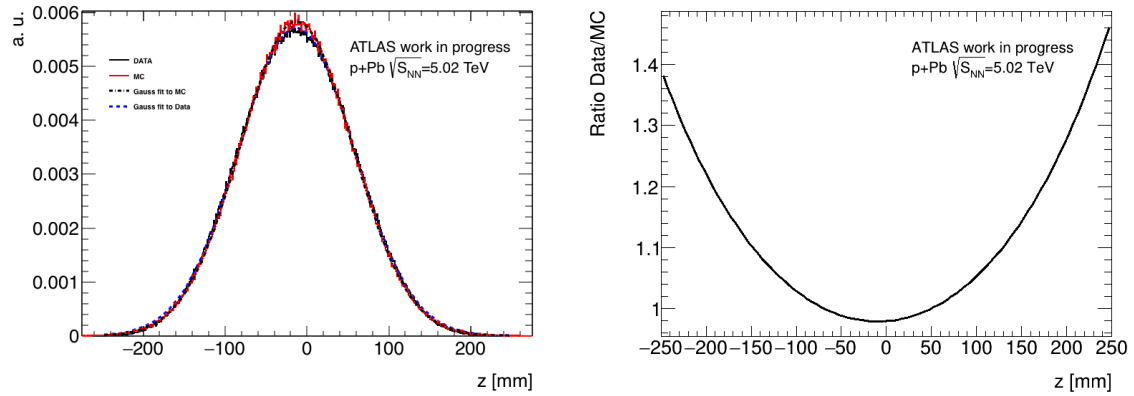
przypadków. Nie ma też dużego znaczenia kształt rozkładu zmiennej η , gdyż poprawki są wyznaczane w wąskich przedziałach jej zmienności. Dość istotne mogłyby za to okazać się różnice w symulowanym i rzeczywistym rozkładzie położenia wierzchołków oddziaływań, pokazane dla zderzeń $Pb + Pb$ na rysunku 4.4. Oprócz rozkładów przedstawiono na nim dopasowane do danych i symulacji funkcje Gaussa oraz różnice pomiędzy tymi funkcjami. Widać wyraźnie, że wspomniane rozkłady się różnią, rozkłady z danych są nieco szersze. Różnią się również rozkłady położenia wierzchołka oddziaływania dla danych ze zderzeń $p + Pb$ i symulacji Monte Carlo, przedstawione na rysunku 4.5.

Powszechnie stosowaną metodą kompensowania takich różnic jest użycie wagi nadawanej przypadkom z symulacji Monte Carlo, która w niniejszym przypadku byłaby prezentowanym na rysunkach 4.4 i 4.5 stosunkiem dwóch dopasowanych funkcji Gaussa. W dalszej analizie zderzeń $Pb + Pb$ wykorzystywany będzie jednak tylko wąski przedział położenia wierzchołków, a mianowicie $|z_{vtx}| < 20$ mm. W tym przedziale funkcja poprawiająca jest prawie stała. Ponieważ dysponujemy niewielką liczbą przypadków z symulacji, więc fluktuacje statystyczne są i tak znacznie większe niż wprowadzana poprawka, dlatego nie zastosowano wagi poprawiającej rozkłady wierzchołków w symulacjach $Pb + Pb$.

Natomiast w przypadku zderzeń $p + Pb$ stosowanie wagi poprawiającej rozkład położenia wierzchołka oddziaływania w symulacjach jest bardziej uzasadnione. Głównym powodem tego podejścia jest korzystanie z prawie całego odstępnego zakresu wartości położenia wierzchołka. Liczba przypadków z symulacji MC jest też na tyle duża, że wprowadzona waga faktycznie poprawia zgodność danych i symulacji. Waga dla rozkładów wierzchołka oddziaływania została wyliczona w bardzo dużej liczbie wąskich przedziałów z_{vtx} (rysunek 4.6), przy

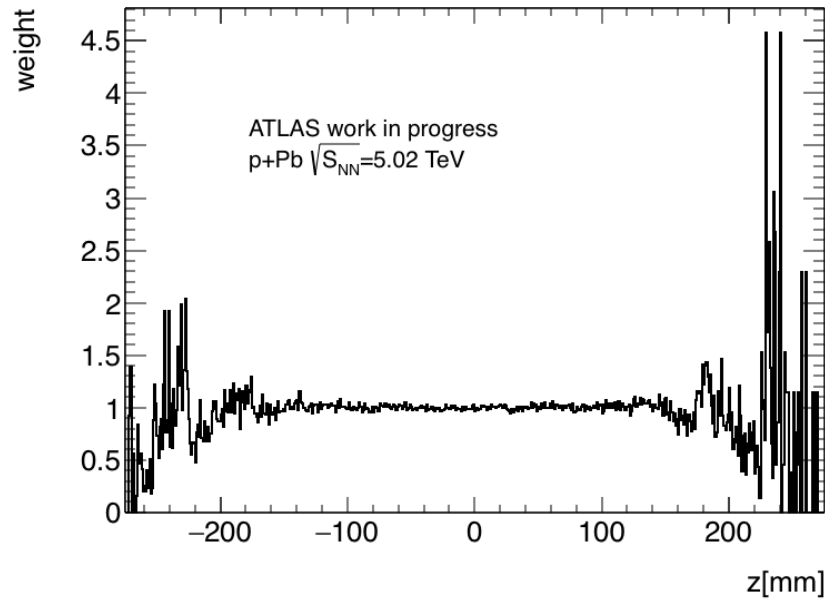


Rysunek 4.4: Rozkłady położenia pierwotnego wierzchołka oddziaływania dla danych i symulacji ze zderzeń $Pb + Pb$ z wyłączonym (lewa strona) i włączonym (prawa strona) polem magnetycznym. Rozkłady zostały unormowane do jedności. Niebieska i czarna przerywana linia przedstawiają funkcje Gaussa dopasowane do rozkładów. Na dole przedstawiony jest stosunek dopasowanych funkcji.

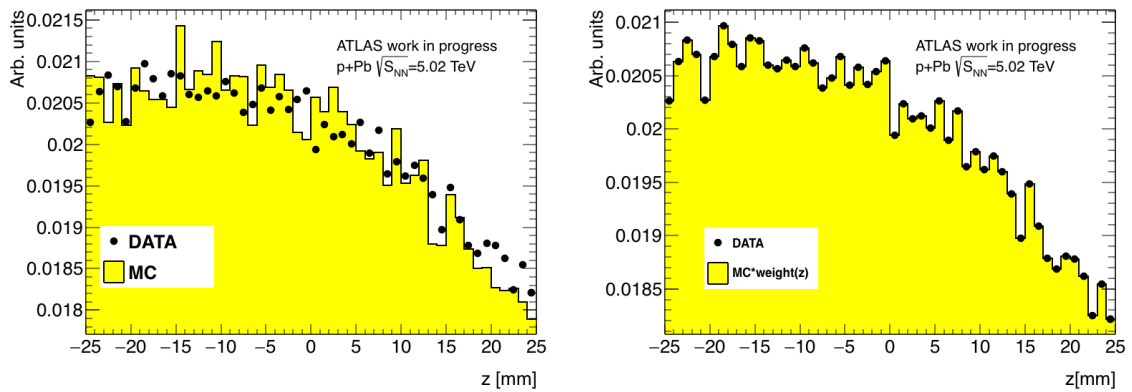


Rysunek 4.5: Rozkłady położenia pierwotnego wierzchołka oddziaływania dla danych i symulacji ze zderzeń $p + Pb$ unormowane do jedności (lewa strona). Niebieska i czarna przerywana linia przedstawiają funkcje Gaussa dopasowane do rozkładów. Po prawej stronie przedstawiony jest stosunek dopasowanych funkcji Gaussa.

wykorzystaniu normalizacji do jedności w szerszych przedziałach, zgodnych z tymi, które są używane w dalszej analizie. W kolejnym kroku każdy bin ze stosunku pomiędzy danymi i symulacjami został podzielony przez odpowiednią średnią wartość z 11 przedziałów o szerokości 50 mm. Zależność wartości wagi od z_{vtx} przedstawiona jest na rysunku 4.6. W efekcie po zastosowaniu otrzymanej wagi do rozkładów położenia wierzchołka oddziaływania w symulacjach Monte Carlo uzyskuje się rozkłady w pełni zgodne z rozkładami z danych, co zostało pokazane na rysunku 4.7.



Rysunek 4.6: Waga stosowana do przypadków symulacji Monte Carlo zderzeń $p + Pb$ w zależności od położenia wierzchołka pierwotnego oddziaływania.



Rysunek 4.7: Przykładowe rozkłady położenia wierzchołka oddziaływania $p + Pb$ dla danych i symulacji w zakresie $|z_{vtx}| < 25$ mm. Z lewej strony pokazane są rozkłady z symulacji przed zastosowaniem wagi, z prawej strony po zastosowaniu wagi. Wszystkie rozkłady zostały unormowane do jedności.

Rozdział 5

Analiza własności klastrów pikselowych

5.1 Selekcja klastrów pikselowych

Cząstki naładowane przechodzące przez detektor krzemowy uwalniają w nim elektrony i dziury, których przepływ jest rejestrowany jako sygnał w poszczególnych pikselach. Ze względu na małe rozmiary pikseli, dość często sygnał od jednej cząstki pojawia się w kilku sąsiadujących ze sobą pikselach. Z tego względu używany jest algorytm łączący piksele, w których zarejestrowano sygnał w obiekty zwane klastrami. Dane $Pb + Pb$ zrekonstruowano przy pomocy starszej wersji tego algorytmu, który łączył ze sobą piksele stykające się bokami lub tylko rogami. W ten sposób w jeden klaster mogły być łączone sygnały od różnych cząstek, o ile tylko ich trajektorie były na tyle blisko siebie, by któreś z ich pikseli przekrywały się lub choćby sąsiadowały. Dane $p + Pb$ zrekonstruowano z udoskonaloną wersją tego algorytmu, wykorzystująca metodę sieci neuronowych [71], która pozwala na zidentyfikowanie i podzielenie większości klastrów zawierających sygnały od dwóch lub więcej cząstek. Nie powoduje to znaczącego zwiększenia liczby klastrów, istotnie poprawiona jest jednak ich pozycja, co ma duże znaczenie dla rekonstrukcji śladów.

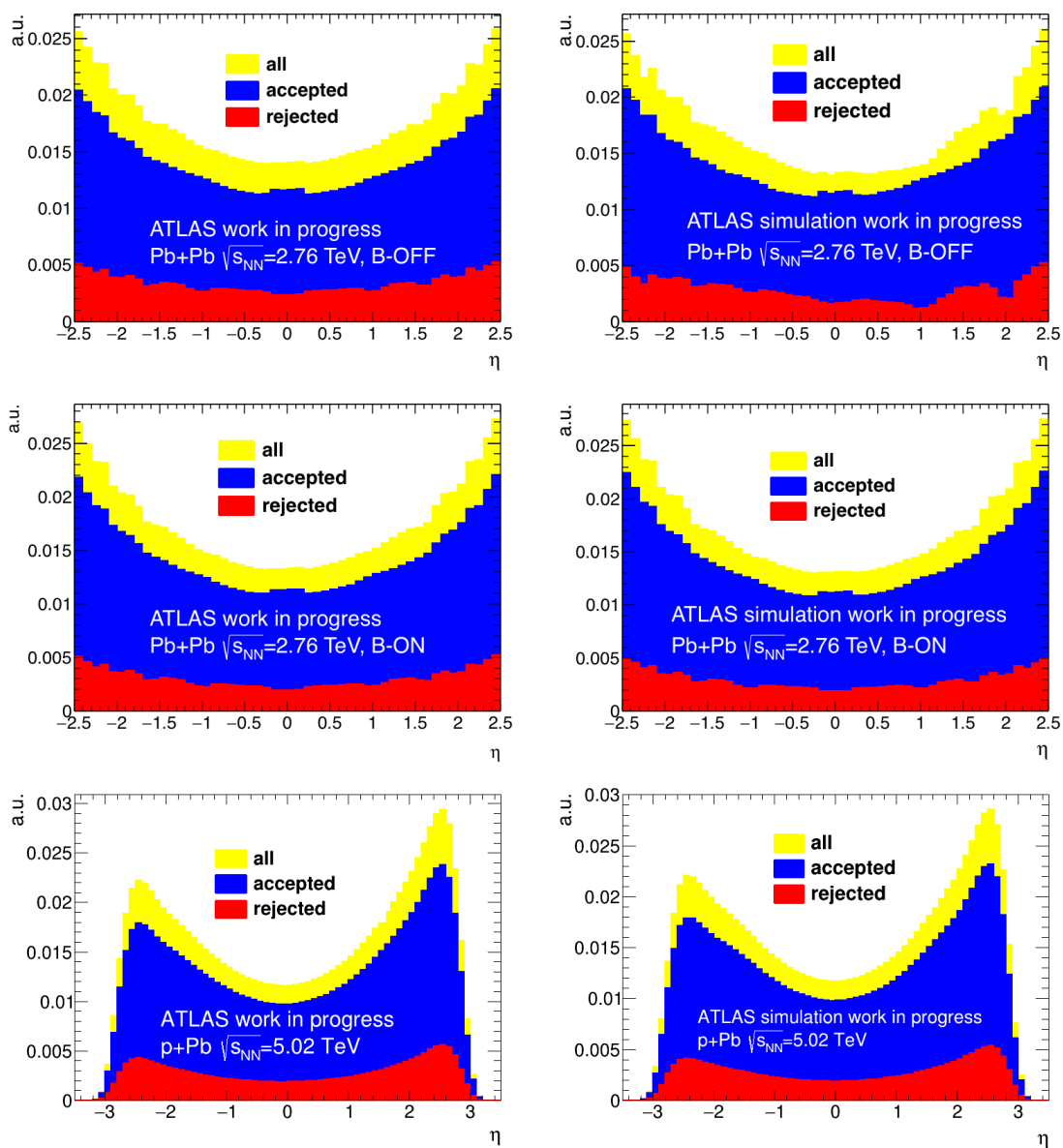
Do rekonstrukcji liczby cząstek pierwotnych w przypadku na podstawie sygnałów z detektora pikselowego wystarczy wykorzystać samą informację o liczbie pikseli z sygnałami, jeśli jako poprawkę zastosuje się stosunek średniej liczby pikseli z sygnałami do średniej liczby cząstek pierwotnych otrzymany z symulacji. Ponieważ jednak poszczególne cząstki mogą dawać sygnał w bardzo różnej liczbie pikseli, wyniki takiej rekonstrukcji podlegałyby znacznym fluktuacjom. Wykorzystanie klastrów pikselowych bardzo istotnie redukuje wielkość fluktuacji. Pozostaje jednak problem klastrów, które nie pochodzą od cząstek pierwotnych, ale np. od cząstek wtórnych lub szumu elektronicznego. Celem analizy przedstawianej w tym rozdziale

Rodzaj	$Pb + Pb$ B-OFF		$Pb + Pb$ B-ON		$p + Pb$	
	Dane	Symulacje	Dane	Symulacje	Dane	Symulacje
klastry połączone	17.02 %	16.57%	15.08%	13.95%	14.79%	14.43%
klastry na brzegu modułu	18.00%	17.86%	17.40 %	13.95 %	17.06 %	16.78%
klastry fałszywe	10.28 %	9.91%	7.89%	6.63%	7.72 %	7.21%
wszystkie odrzucone	19.43 %	19.15 %	17.87%	17.04%	17.68%	17.46%

Tabela 5.1: Wartości procentowe odrzuconych klastrów.

było zbadanie własności klastrów w celu zdefiniowania kryteriów takiej ich selekcji, by odrzucić możliwie dużo klastrów niepożądanych, pozostawiając zdecydowaną większość klastrów od cząstek pierwotnych. Można wtedy oczekiwać, że korelacja między liczbą klastrów a liczbą cząstek pierwotnych będzie silniejsza, a wyniki rekonstrukcji staną się bardziej precyzyjne.

Wśród klastrów, które należy odrzucać można wyróżnić kilka kategorii. Konstrukcja modułów krzemowych powoduje, że w niektórych obszarach rejestrowane sygnały nie pozwalają w sposób wiarygodny stwierdzić, że klaster rzeczywiście pochodzi od przelatującej przez nie cząstki. Przede wszystkim niektóre piksele, czasem położone dość daleko od siebie, korzystają z tego samego kanału elektroniki, przez co cząstka przechodząca przez jeden z nich przyczynia się do utworzenia dwóch klastrów i nie ma pewności, przez który z nich faktycznie przeszła. Klastry zawierające takie piksele oznaczane są w czasie rekonstrukcji danych jako połączone (ang. ganged). Obszar blisko brzegu modułu krzemowego także powinien być wykluczony, gdyż cząstka tworząca tu sygnał często nie przechodzi przez całą grubość krzemu i właściwości sygnału są zdeformowane. Dodatkowo algorytm rekonstrukcji bada jakość znalezionych klastrów i oznacza jako fałszywe te, które uznaje za najprawdopodobniej nie pochodzące od cząstek [71]. W zależności od rodzaju danych lub symulacji liczba połączonych klastrów waha się od 13% do 17% wszystkich klastrów. Liczba klastrów utworzonych z pikseli znajdujących się na brzegach modułów pikselowych wynosi około 17%. Klastry oznaczone przez algorytm jako „fałszywe” stanowią od 6 do 10% wszystkich klastrów. Dokładne wartości procentowe zamieszczono w Tabeli 5.1. Należy zauważyć, że udziały procentowe wszystkich niepożądanych klastrów nie są sumą udziałów poszczególnych kategorii - wszystkie klastry połączone znajdują się w obszarach przy brzegach modułów, a klastry oznaczone jako „fałszywe” także rzadko występują w innych obszarach detektora. Zależność liczby klastrów zaakceptowanych i niepożądanych od η przedstawiona jest na rysunku 5.1. Ponieważ obszar na brzegu sensorów stanowi zawsze ten sam procent całkowitej powierzchni sensora, oczekuje się podobnej zależności od η dla obu rodzajów klastrów i uzyskane wyniki są zgodne z takimi przewidywaniami, kształty tych rozkładów są do siebie zbliżone.



Rysunek 5.1: Rozkład liczby klastrów zaakceptowanych (accepted), odrzuconych (rejected) oraz wszystkich (all) w funkcji η . Górny rząd przedstawia klastry z danych i symulacji dla zderzeń $Pb + Pb$ z wyłączonym polem magnetycznym. Środkowy rząd klastry z danych i symulacji zderzeń $Pb + Pb$ z włączonym polem magnetycznym. Rozkład klastrów z danych i symulacji zderzeń $p + Pb$ przedstawia rząd dolny. Lewa strona przedstawia wyniki z danych a prawa strona z symulacji.

Informację o tym, jak często występują klastry pochodzące od więcej niż jednej cząstki można uzyskać analizując symulacje Monte Carlo. Na podstawie ich analizy można wyróżnić klastry, które zostały utworzone przez jedną, dwie lub więcej cząstek oraz klastry do których nie jest przypisana żadna cząstka. Pewnym utrudnieniem jest istniejąca optymalizacja programu do symulacji Monte Carlo w eksperymencie ATLAS, która polega na rezygnacji z zapisu informacji o części cząstek wtórnych w celu zmniejszenia rozmiaru plików. Dlatego większość klastrów bez przypisanej cząstki nie pochodzi od szumu w danym elemencie sensora, ale od pominiętej w zapisie przypadkowej cząstki wtórnej.

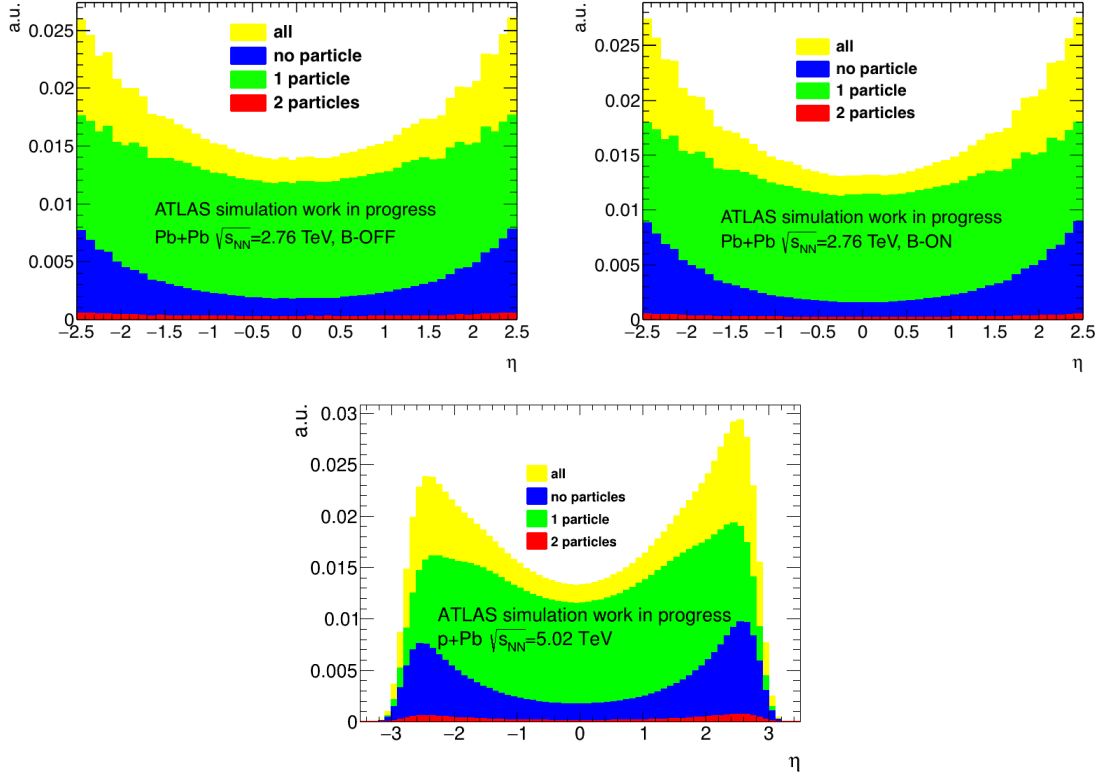
Klastry z przypisaną tylko jedną cząstką stanowią około 75% wszystkich zaakceptowanych klastrów. Klastry, do których nie była przypisana żadna cząstka stanowią 22% wszystkich klastrów. Pojawiają się również klastry do których były przypisane dwie lub więcej cząstek i stanowią one mniej niż 2% wszystkich klastrów. Przekrywanie się klastrów od kilku cząstek nie jest więc efektem bardzo istotnym. Rysunek 5.2 przedstawia rozkłady zmiennej η klastrów w zależności od liczby cząstek tworzących pojedynczy klastery.

Bazując na informacji z symulacji Monte Carlo można również ustalić wkład procentowy klastrów pochodzących od cząstek wtórnych i pierwotnych oraz jakie typy cząstek dały sygnał, na podstawie którego zostały utworzone klastry. W przedstawionej analizie klastry, które zostały utworzone przez cząstkę pierwotną lub przez kilka cząstek, wśród których była cząstka pierwotna traktowane są jako klastry pierwotne. Klastry z przypisaną cząstką wtórną lub klastry bez przypisanej cząstki traktowane są jako klastry wtórne. Liczba klastrów pierwotnych wynosiła około 60%, klastrów wtórnych około 40%.

Klastry wtórne i klastry pierwotne różnią się znacząco pod względem procentowego udziału różnych typów cząstek tworzących klastry. Rozkłady zmiennej η prezentujące udziały klastrów pochodzących od poszczególnych typów cząstek przedstawiają rysunki 5.3 odpowiednio dla klastrów pierwotnych i wtórnych. W obydwu przypadkach dominującymi cząstkami są mezony π^\pm , które stanowią około 85% cząstek pierwotnych i około 50% cząstek wtórnych. W klastrach pierwotnych możemy wyróżnić ponadto klastry pochodzące od cząstek takich jak mezony K^\pm , protony i antyprotony. W przypadku klastrów pochodzących od cząstek wtórnych istotne są udziały nie tylko pionów, ale także protonów i antyprotonów, pozytonów i elektronów, pojawiają się też miony. Zestawienie procentowe udziału klastrów od różnych cząstek przedstawiają Tabela 5.2 dla klastrów pierwotnych i Tabela 5.3 dla klastrów wtórnych.

5.2 Separacja klastrów ze względu na straty energii

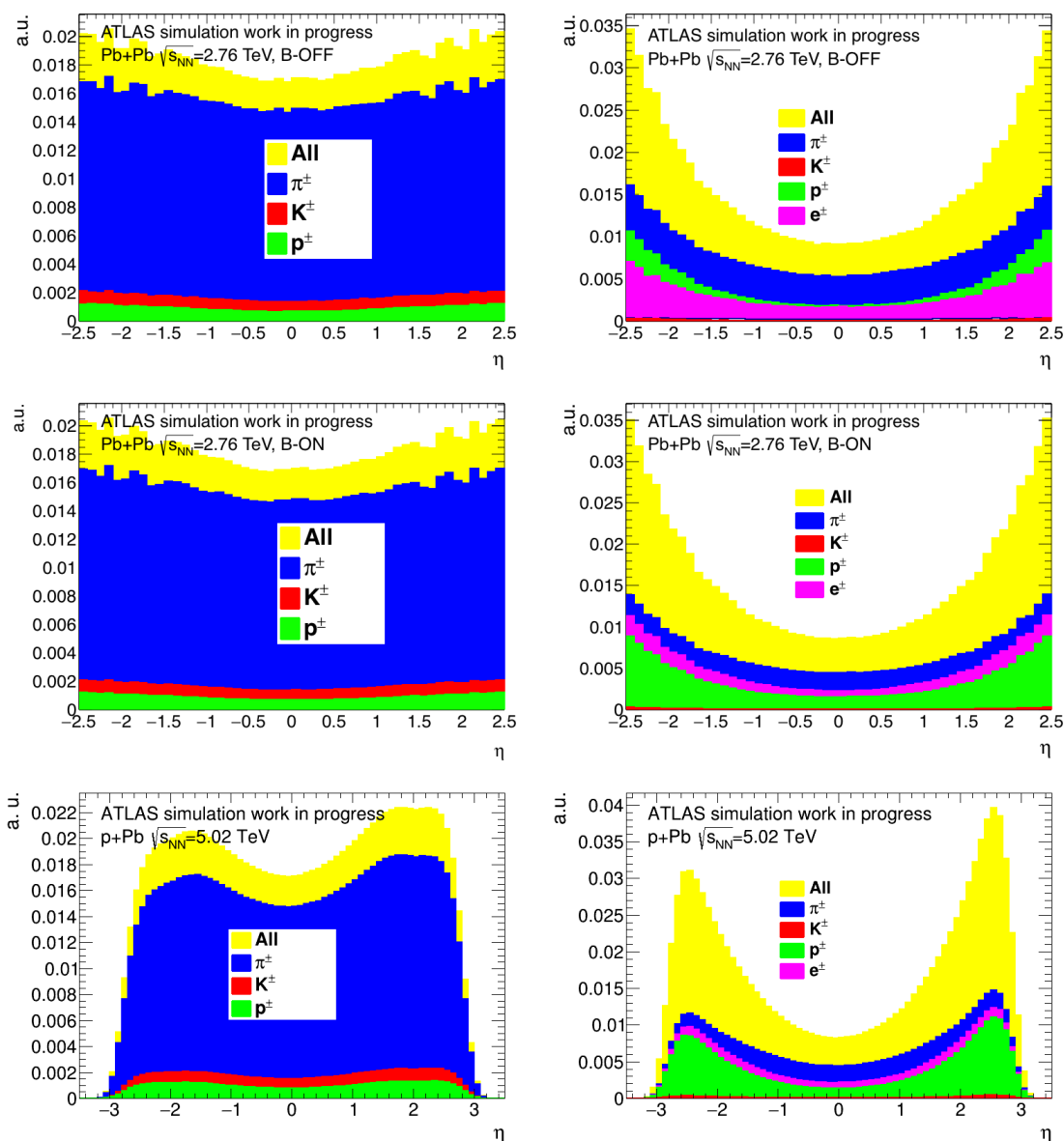
Detektor pikselowy pozwala rejestrować sygnały od cząstek pierwotnych z szerokiego zakresu zmiennej η , do $|\eta| \approx 2.7$ dla zderzeń w samym środku detektora, Tory tych cząstek



Rysunek 5.2: Rozkład η wszystkich klastrów (kolor żółty), klastrów do których została przypisana jedna cząstka (kolor zielony), dwie cząstki (kolor czerwony) oraz rozkład klastrów gdzie nie była przypisana żadna cząstka (kolor niebieski). Wszystkie rozkłady zostały unormowane do jednostkowej powierzchni rozkładu wszystkich klastrów. Rząd górny, po lewej stronie zderzenia $Pb + Pb$ przy wyłączonym polu magnetycznym, po prawej - zderzenia $Pb + Pb$ z włączonym polem magnetycznym, a rząd dolny zderzenia $p + Pb$.

	$Pb + Pb$ B-OFF	$Pb + Pb$ B-ON	$p + Pb$
Piony π^\pm	85.12 %	85.16 %	85.05 %
Kaony K^\pm	9.38 %	9.38 %	9.77 %
Protony p^\pm	5.12%	5.13 %	5.53%
Pozostałe	0.38 %	0.33 %	0.35 %

Tabela 5.2: Procentowy udział cząstek pierwotnych tworzących klastry w detektorze pikselowym, dla symulacji Monte Carlo, z generatora HIJING.

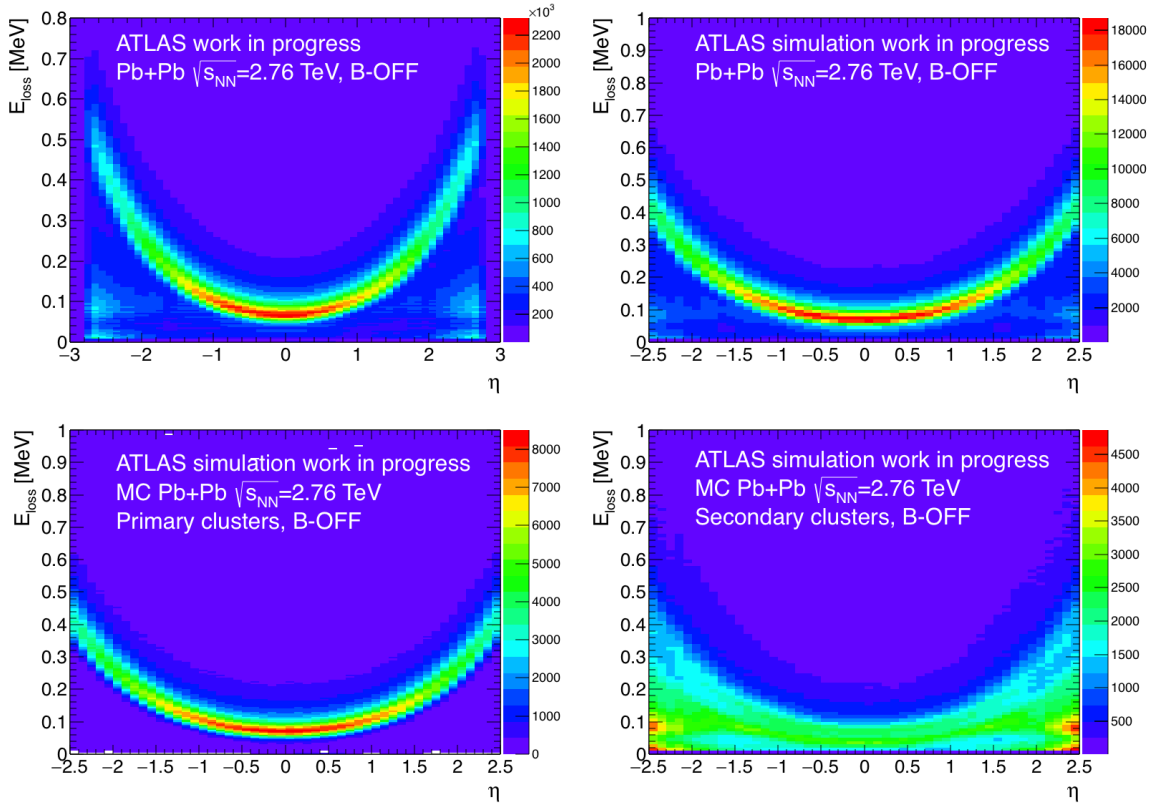


Rysunek 5.3: Rozkład zmiennej η klastrów pochodzących od różnych cząstek pierwotnych (lewa strona) lub cząstek wtórnych (prawa strona). Żółty histogram zawiera wszystkie klastry, pozostałe histogramy zawierają klastry od różnych rodzajów cząstek: pionów (niebieski), kaonów (czerwony), protonów i antyprotonów (zielony), elektronów i pozytonów (fioletowy). W kolejnych rzędach od góry symulacje Monte Carlo dla zderzeń $Pb + Pb$ z wyłączonym, z włączonym polem magnetycznym, a na dole symulacje zderzeń $p + Pb$.

	<i>Pb + Pb</i> B-OFF	<i>Pb + Pb</i> B-ON	<i>p + Pb</i>
Piony π^\pm	43.48 %	50.78 %	42.05 %
Kaony K^\pm	0.72 %	0.87%	0.92 %
Protony p^\pm	22.73 %	27.34 %	24.19%
Elektrony e^\pm	30.99 %	19.25%	29.88 %
Miony μ^\pm	2.04 %	1.59 %	1.90 %
Pozostałe	0.14%	0.17%	1.06 %

Tabela 5.3: Procentowy udział cząstek wtórnych tworzących klastry w detektorze pikselowym, dla symulacji Monte Carlo, z generatora HIJING.

przechodzą przez sensory krzemowe pod różnymi kątami, od 90° (dla $\eta=0$) do 7° (dla $\eta=2.7$). Droga przebyta w krzemie przez cząstkę wyemitowaną pod małym kątem jest do 8 razy dłuższa niż dla cząstki wlatującej wzdłuż normalnej do sensora. Z tego względu sygnał zarejestrowany w detektorze jest znacznie większy w pierwszym przypadku. Oczekiwana średnia wartość sygnału od danej cząstki jest więc funkcją jej kąta emisji. Jest to wyraźnie widoczne w analizie dwuwymiarowych rozkładów zależności zarejestrowanych strat jonizacyjnych cząstki od zmiennej η (rys. 5.4, 5.5 oraz 5.6). W dwuwymiarowych rozkładach uzyskanych z danych eksperymentalnych (w lewym górnym rogu na każdym z rysunków) możemy wyróżnić charakterystyczny półkolisty pas sygnałów od cząstek pierwotnych. W obszarze $|\eta| > 1.5$ występuje dodatkowo dość duża liczba klastrów o relatywnie małych sygnałach, wyprodukowanych głównie przez cząstki przechodzące przez sensory pod dużymi kątami. Są to cząstki wtórne, wytworzone na zewnątrz detektora pikselowego zostawiające sygnały znacznie mniejsze niż te od cząstek pierwotnych wyemitowanych z $|\eta| > 1.5$, a trafiających w dalej położone sensory. Straty jonizacyjne w klastrach mogą być również skutkiem tzw. szumów elektronicznych. Pochodzenie omawianych tu sygnałów od różnego rodzaju cząstek potwierdzone jest przez analizę symulacji Monte Carlo. W górnym prawym rogu na rysunkach 5.4, 5.5 i 5.6 przedstawione są otrzymane z symulacji rozkłady depozytu energii w funkcji zmiennej η zgodne z otrzymanymi z danych eksperymentalnych. Poniżej przedstawione są natomiast zależności uzyskane wyłącznie dla klastrów pozostawionych przez cząstki pierwotne (lewy dolny róg) oraz dla klastrów pochodzących od cząstek wtórnych lub bez przypisanej cząstki (prawy dolny róg). W pierwszym przypadku zupełnie zniknęły małe sygnały dla $|\eta| > 1.5$, natomiast w drugim są one dominujące. W przypadku cząstek wtórnych nadal widoczny jest pas sygnałów podobny do tego indukowanego przez cząstki pierwotne. Pochodzi on od cząstek wtórnych, lecących pod podobnym kątem jak cząstki pierwotne, przeważnie powstałych

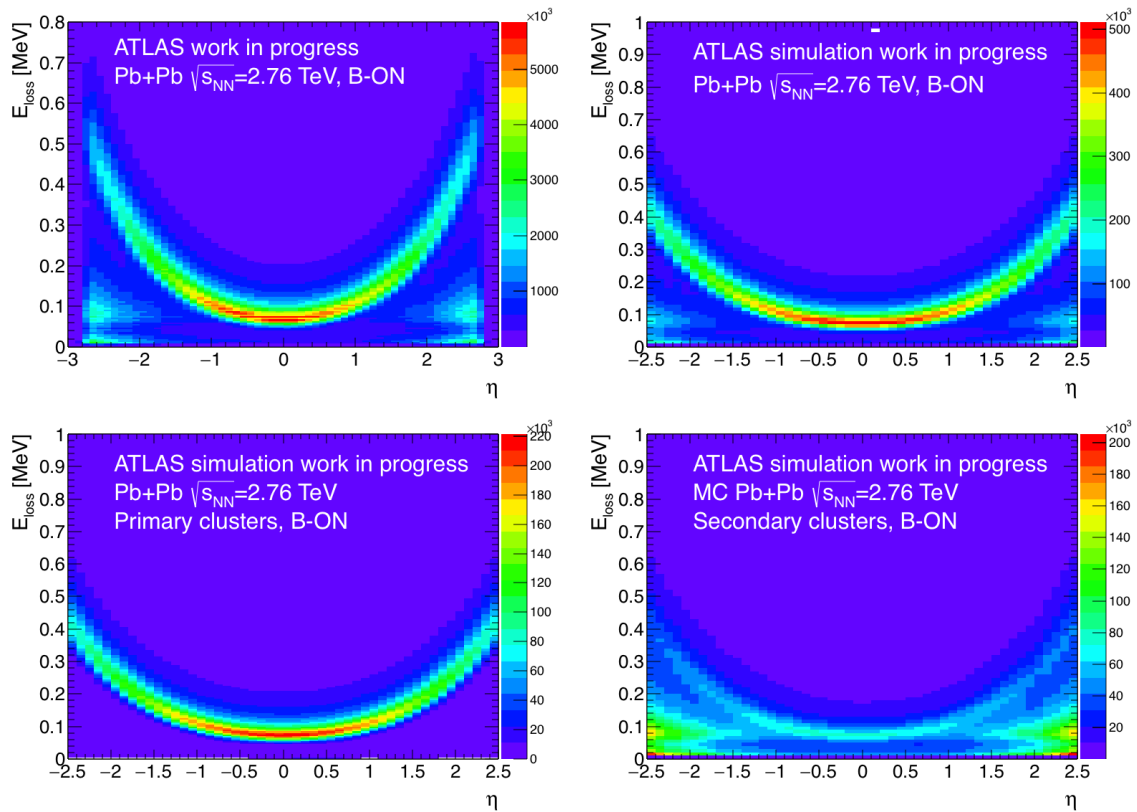


Rysunek 5.4: Dwuwymiarowy rozkład jonizacyjnych strat energii, E_{loss} , zarejestrowanych w klastrach pikselowych w funkcji zmiennej η klastrów dla zderzeń $Pb + Pb$ przy wyłączonym polu magnetycznym. W górnym rzędzie rozkład dla wszystkich klastrów otrzymany z danych (lewy górny róg) oraz z symulacji Monte Carlo (prawy górny róg). W dolnym rzędzie rozkłady dla klastrów z symulacji, pochodzących od cząstek pierwotnych (lewy dolny róg) oraz od cząstek wtórnych (prawy dolny róg).

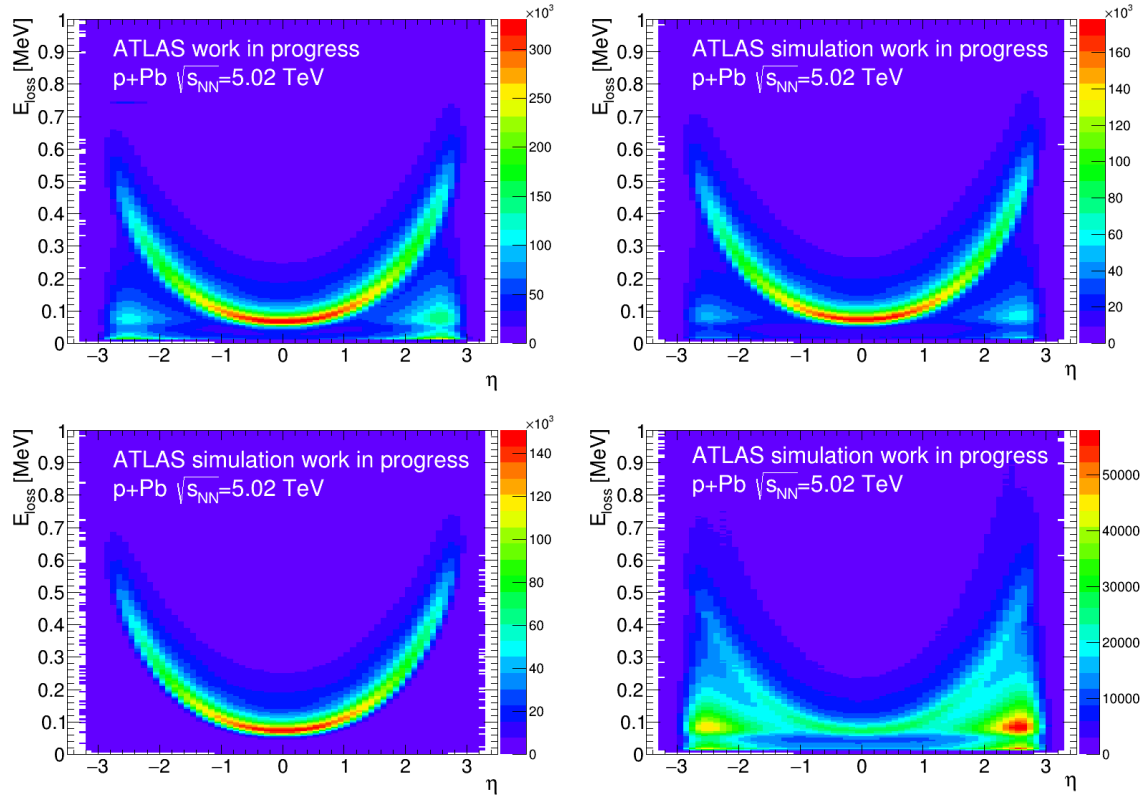
z rozpadów cząstek pierwotnych lub z ich oddziaływań w rurze akceleratora. W takich sytuacjach cząstki wtórne zachowują w przybliżeniu kierunek, jaki miała wytwarzająca je cząstka pierwotna.

Bazując na różnicy między sygnałami od cząstek pierwotnych i wtórnych można opracować cięcie odrzucające jak najwięcej klastrów wtórnych przy jak najmniejszej liczbie utraconych klastrów pierwotnych. Graniczna linia podziału będzie przebiegać poniżej pasa odpowiadającego cząstkom pierwotnym. Choć można by taką granicę poprowadzić arbitralnie, to została podjęta próba optymalizacji jej wyboru oparta na wynikach symulacji.

Dla opracowania cięcia na jonizacyjne straty energii w klastrach pikselowych zostały użyte rozkłady strat energii E_{loss} dla ustalonych wartości zmiennej η . Na przedstawionych na rysunkach 5.7, i 5.8 rozkładach otrzymanych dla $\eta > 1.5$ wyraźnie wyodrębniają się dwa maxi-



Rysunek 5.5: Dwuwymiarowy rozkład jonizacyjnych strat energii, E_{loss} , zarejestrowanych w klastrach pikselowych w funkcji zmiennej η klastrów dla zderzeń $Pb + Pb$ przy włączonym polu magnetycznym. W górnym rzędzie rozkład dla wszystkich klastrów otrzymany z danych (lewy górny róg) oraz z symulacji Monte Carlo (prawy górny róg). W dolnym rzędzie rozkłady dla klastrów z symulacji, pochodzących od cząstek pierwotnych (lewy dolny róg) oraz od cząstek wtórnych (prawy dolny róg).



Rysunek 5.6: Dwuwymiarowy rozkład jonizacyjnych strat energii, E_{loss} , zarejestrowanych w klastrach pikselowych w funkcji zmiennej η klastrów dla zderzeń $p + Pb$. W górnym rzędzie rozkład dla wszystkich klastrów otrzymany z danych (lewy górny róg) oraz z symulacji Monte Carlo (prawy górny róg). W dolnym rzędzie rozkłady dla klastrów z symulacji, pochodzących od cząstek pierwotnych (lewy dolny róg) oraz od cząstek wtórnych (prawy dolny róg).

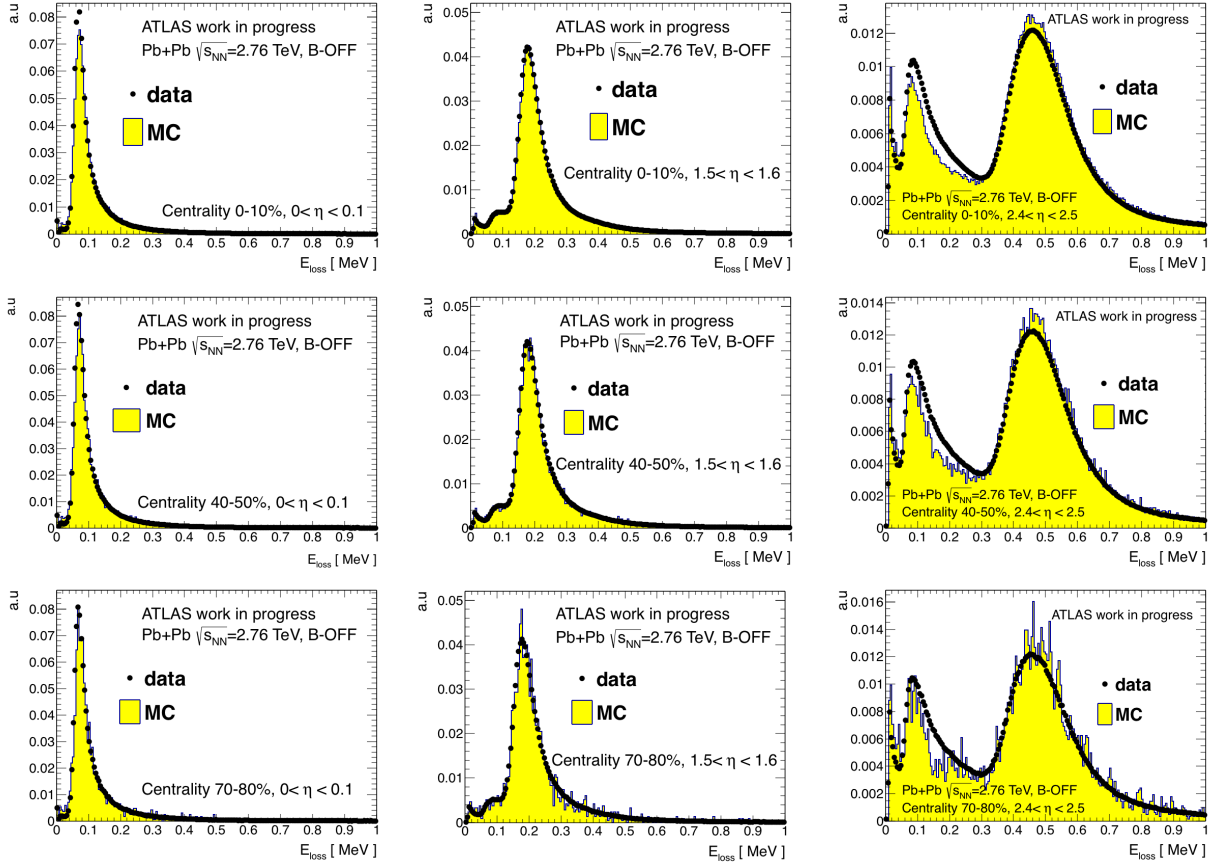
ma. Maksima te odpowiadają cząstkom pierwotnym i wtórnym zgodnie z rysunkami 5.4–5.6. W obszarach małych η widoczne jest tylko jedno maksimum. Uzyskanie optymalnego cięcia na jonizacyjne straty energii w klastrach pikselowych możliwe jest przez wykorzystanie symulacji Monte Carlo. Jak widać na rysunkach 5.7, i 5.8 wyniki symulacji są jakościowo zgodne z danymi eksperymentalnymi. Dla oddziaływań $Pb + Pb$ symulacje Monte Carlo bardzo dobrze opisują dane dla $\eta = 0$ i $\eta = 1.5$, jedynie dla $\eta = 2.5$ zauważalne są pewne różnice. Dla oddziaływań $p + Pb$ cechy widoczne w danych są jakościowo odtwarzane, jednak pozycje maksimów są nieco różne w danych i symulacjach Monte Carlo.

Przykładowe rozkłady E_{loss} z symulacji Monte Carlo dla klastrów wtórnych i pierwotnych przy ustalonych wartościach η są porównane na rysunku 5.9. Widać wyraźnie, że punkt przecięcia się tych rozkładów jest bardzo blisko miejsca, w którym znajduje się minimum ich sumy (linia koloru zielonego na rysunku 5.9). Wybranie miejsca przecięcia się tych rozkładów, jako granicy między klastrami wtórnymi i pierwotnymi wydaje się być najkorzystniejsze, gdyż zmieniając jej położenie w kierunku mniejszych wartości E_{loss} akceptuje się więcej klastrów wtórnych niż zyskuje klastrów pierwotnych i analogicznie wybierając granicę przy większym E_{loss} traci się więcej klastrów pierwotnych niż usuwa klastrów wtórnych. Punkt przecięcia się dwóch rozkładów znajduje się obliczając punkt wspólny dwu wielomianów drugiego stopnia dopasowanych osobno do każdego z rozkładów w pobliżu miejsca przecięcia. Rysunek 5.9, przedstawia wybrane rozkłady jonizacyjnych strat energii dla danych ze zderzeń $Pb + Pb$, przy ustalonych wartościach η wraz z dopasowanymi wielomianami drugiego stopnia.

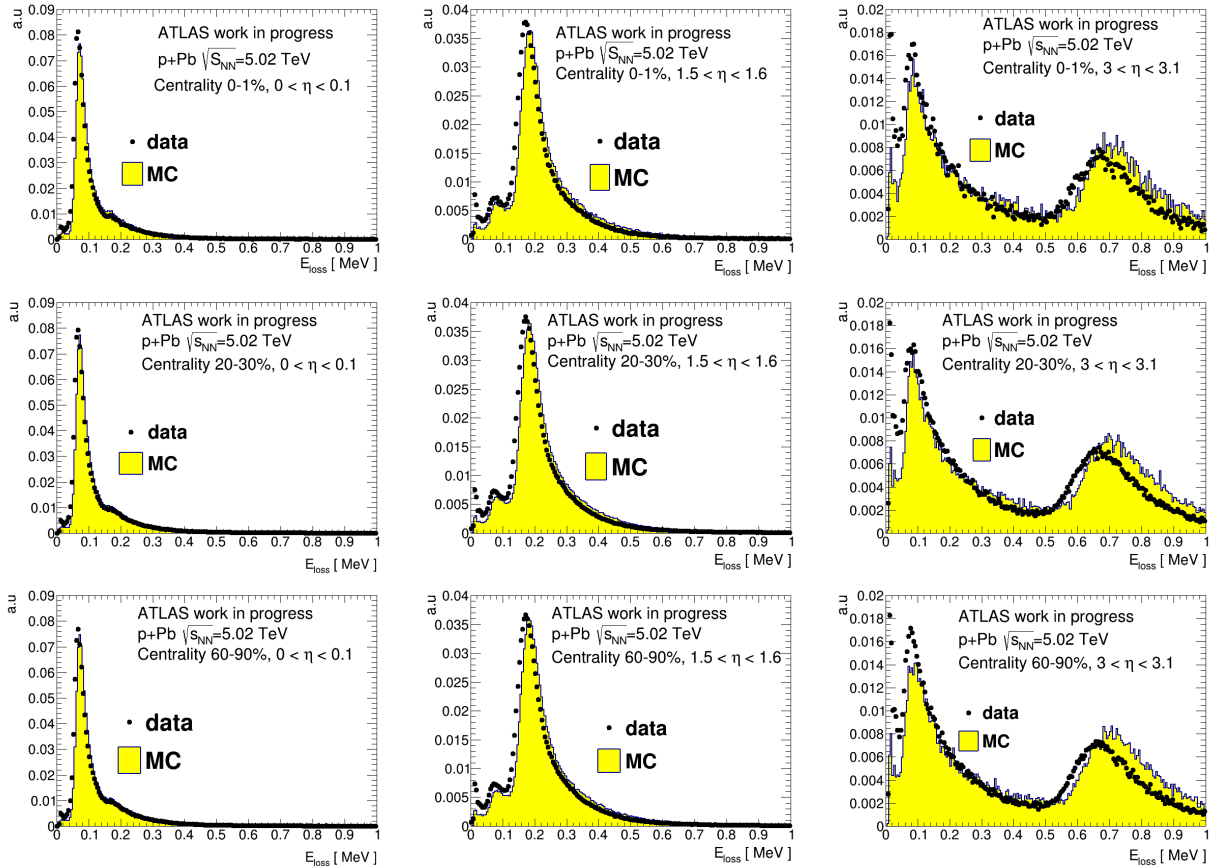
Zależność uzyskanych w ten sposób granicznych wartości E_{loss} od zmiennej η przedstawia rysunek 5.10. Najwłaściwsza funkcja ciągła, która ma kształt zbliżony do poszukiwanego cięcia ma postać $E_{loss,min}(\eta) = a + b \cosh(\eta)$ (rys 5.11).

Przy wyznaczaniu funkcji granicznej służącej do odrzucania klastrów pochodzących od cząstek wtórnych konieczne było sprawdzenie, na ile jest ona zależna od centralności przypadków. W tym celu na rysunku 5.12 porównane zostały parametry funkcji $E_{loss,min}(\eta)$ uzyskane dla kilku klas centralności. Ponieważ brak statystycznie istotnych różnic pomiędzy wartościami tych parametrów, w analizie wykorzystywana jest uniwersalna funkcja $E_{loss,min}(\eta) = -0.053 + 0.066 \cosh(\eta)$ dla danych z wyłączonym polem magnetycznym i funkcja $E_{loss,min}(\eta) = -0.019 + 0.059 \cosh(\eta)$ dla danych z włączonym polem magnetycznym.

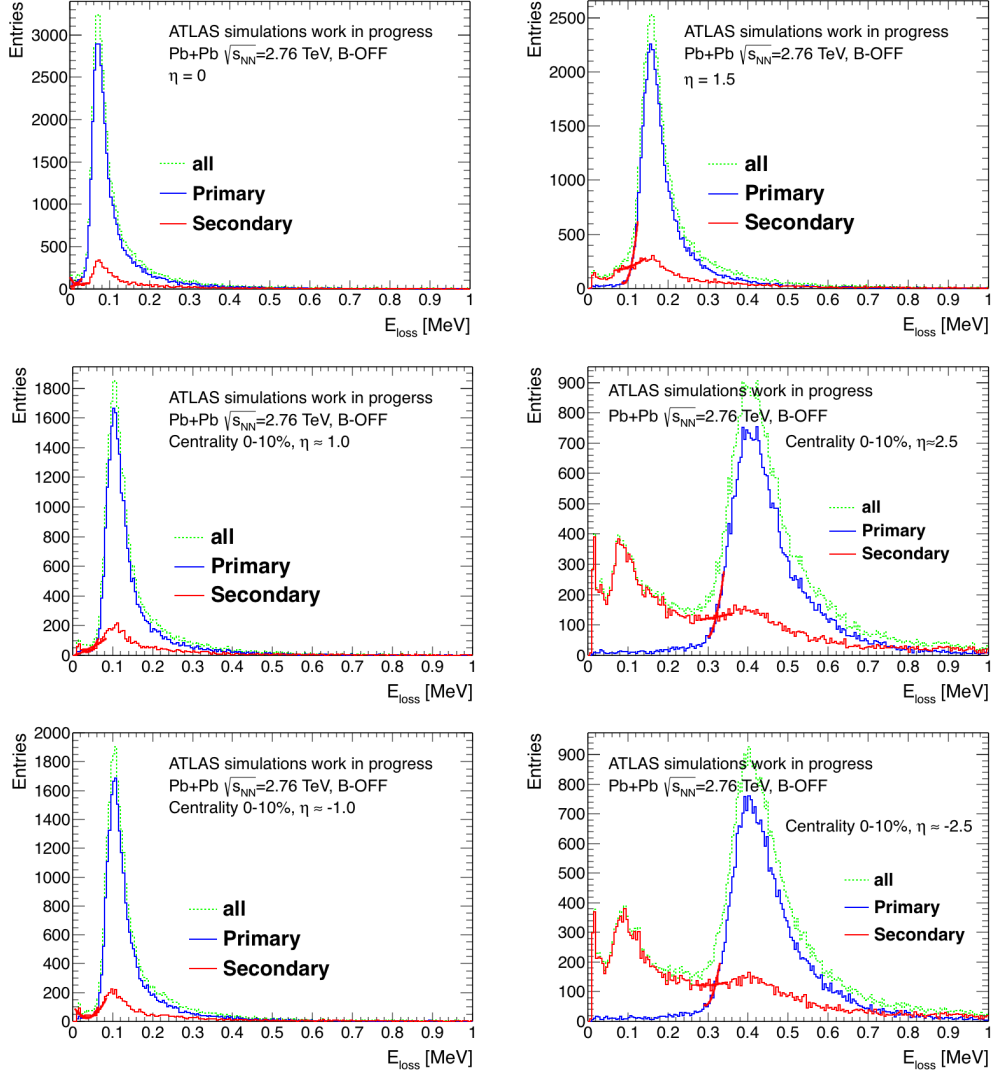
W przypadku ustalania cięcia na jonizacyjne straty energii w klastrach pikselowych dla zderzeń $p + Pb$ metoda została zmodyfikowana ze względu na różnicę w rozkładach E_{loss} w danych i symulacjach polegającą na pewnym przesunięciu części rozkładu odpowiadającej cząstkom pierwotnym. Zastosowanie tej samej wartości granicznej E_{loss} w obu przypadkach byłoby niewłaściwe. Bardziej poprawne jest wykorzystanie położenia minimum w pełnym rozkładzie E_{loss} (od cząstek pierwotnych i wtórnych). Punkt ten w symulacjach jest bar-



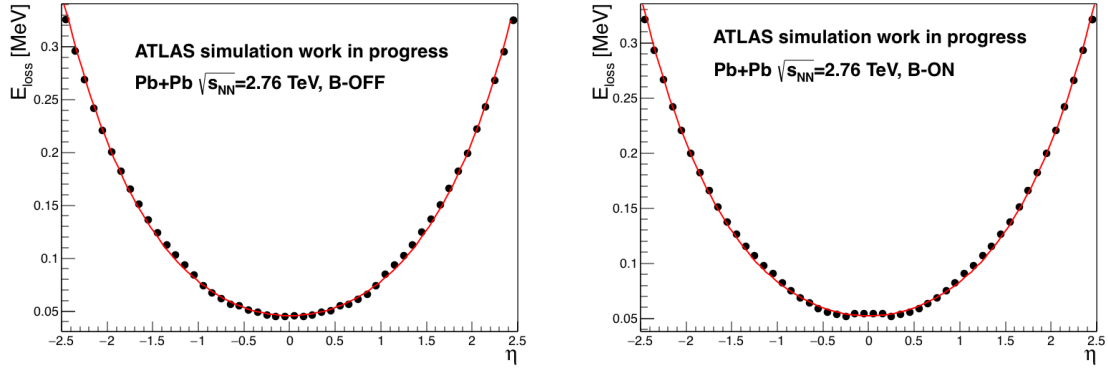
Rysunek 5.7: Rozkłady jonizacyjnych strat energii, E_{loss} , w klastrach pixelowych dla danych (czarne kropki) i symulacji Monte Carlo (żółty histogram) dla zderzeń $Pb + Pb$ przy wyłączonym polu magnetycznym. W kolejnych kolumnach zaczynając od lewej strony przedstawione są rozkłady dla wartości $\eta \sim 0.05, 1.55, 2.55$. W kolejnych rzędach przedstawiono rozkłady dla różnych przedziałów centralności 0-10%, 40-50% i 70-80%.



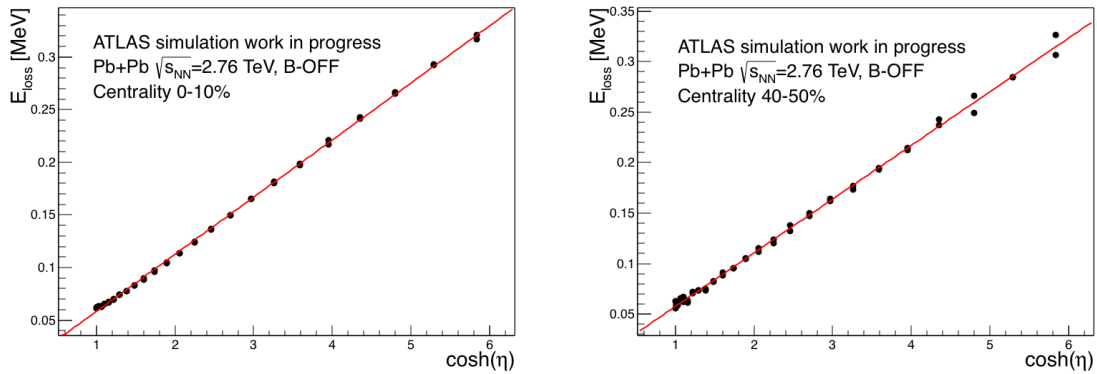
Rysunek 5.8: Rozkłady jonizacyjnych strat energii, E_{loss} , w klastrach pixelowych dla danych (czarne kropki) i symulacji Monte Carlo (żółty histogram) dla zderzeń $p + Pb$. W kolejnych kolumnach zaczynając od lewej strony przedstawione są rozkłady dla wartości $\eta \sim 0.05, 1.55, 3.05$. W kolejnych rzędach przedstawiono rozkłady dla różnych przedziałów centralności 0-1%, 20-30% i 60-90%.



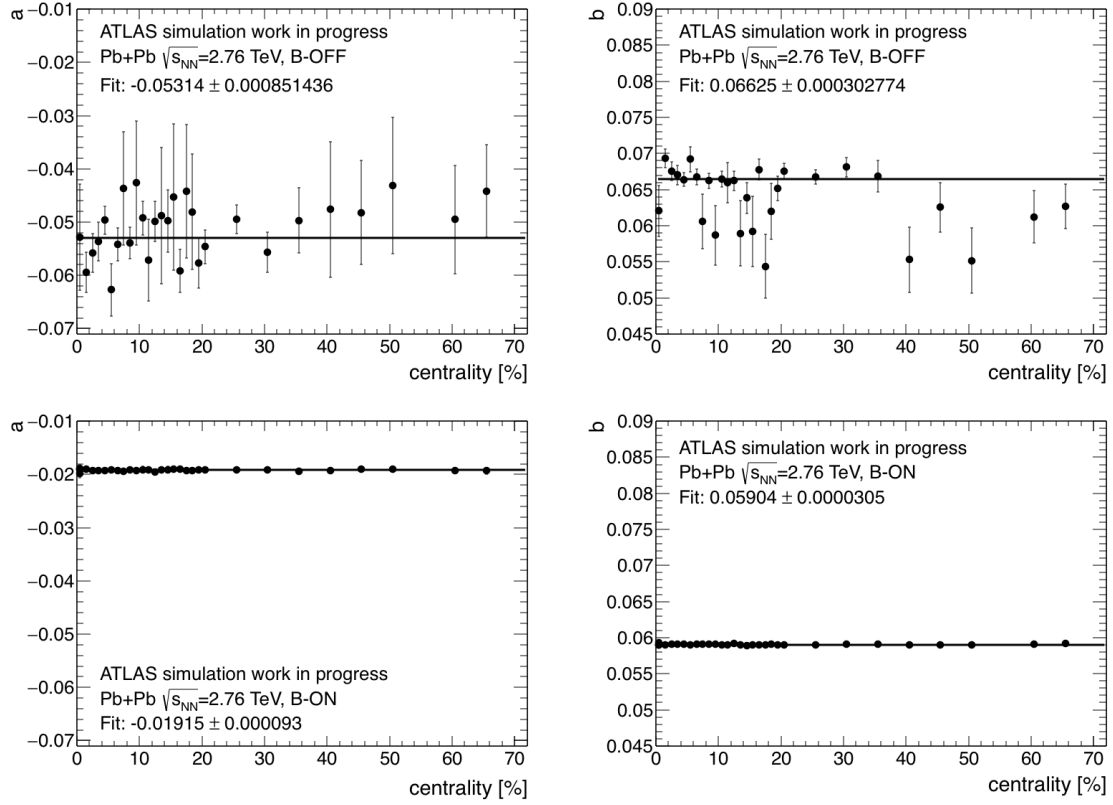
Rysunek 5.9: Rozkłady jonizacyjnych strat energii, E_{loss} , w klastrach pikselowych pochodzących od cząstek pierwotnych (niebieski) i od cząstek wtórnych (czerwony) i wszystkich klastrów (zielony) dla wybranych wartości η i centralności. U góry rozkłady przy ustalonym $\eta \approx 0$ i $\eta \approx 1.5$ dla wszystkich centralności razem. W środku rozkłady strat energii dla centralności 0-10% oraz wartości $\eta \approx 1.0$ i $\eta \approx 2.5$, na dole rozkłady dla tej samej centralności, ale przy ustalonym $\eta \approx -1.0$ i $\eta \approx -2.5$. Rozkłady otrzymane z symulacji zderzeń $Pb + Pb$ przy wyłączonym polu magnetycznym.



Rysunek 5.10: Wartości jonizacyjnych strat energii, E_{loss} , w punktach przecięcia się rozkładów energii w klastrach od cząstek wtórnych i pierwotnych jako funkcja η dla zderzeń $Pb + Pb$ w pełnym zakresie centralności. Po lewej stronie symulacje bez pola magnetycznego, po prawej stronie - symulacje przy włączonym polu magnetycznym. Dopasowana funkcja ma postać $E_{loss,min}(\eta) = a + b \cosh(\eta)$.



Rysunek 5.11: Wartości jonizacyjnych strat energii, E_{loss} , w punktach przecięcia się rozkładów energii w klastrach od cząstek wtórnych i pierwotnych przeskalowane przez podstawienie $x = \cosh(\eta)$ wraz z dopasowaną funkcją liniową w przedziałach centralności 0-10% i 40-50%. Symulacje zderzeń $Pb + Pb$ przy wyłączonym polu magnetycznym.



Rysunek 5.12: Wartości parametrów funkcji $E_{loss,min}(\eta) = a + b \cosh(\eta)$ w zależności od centralności zderzenia $Pb + Pb$. W górnym rzędzie zderzenia $Pb + Pb$ z wyłączonym polem magnetycznym. Dolny rząd zderzenia $Pb + Pb$ z włączonym polem magnetycznym. Czarne linie przedstawiają średnie wartości parametrów a i b .

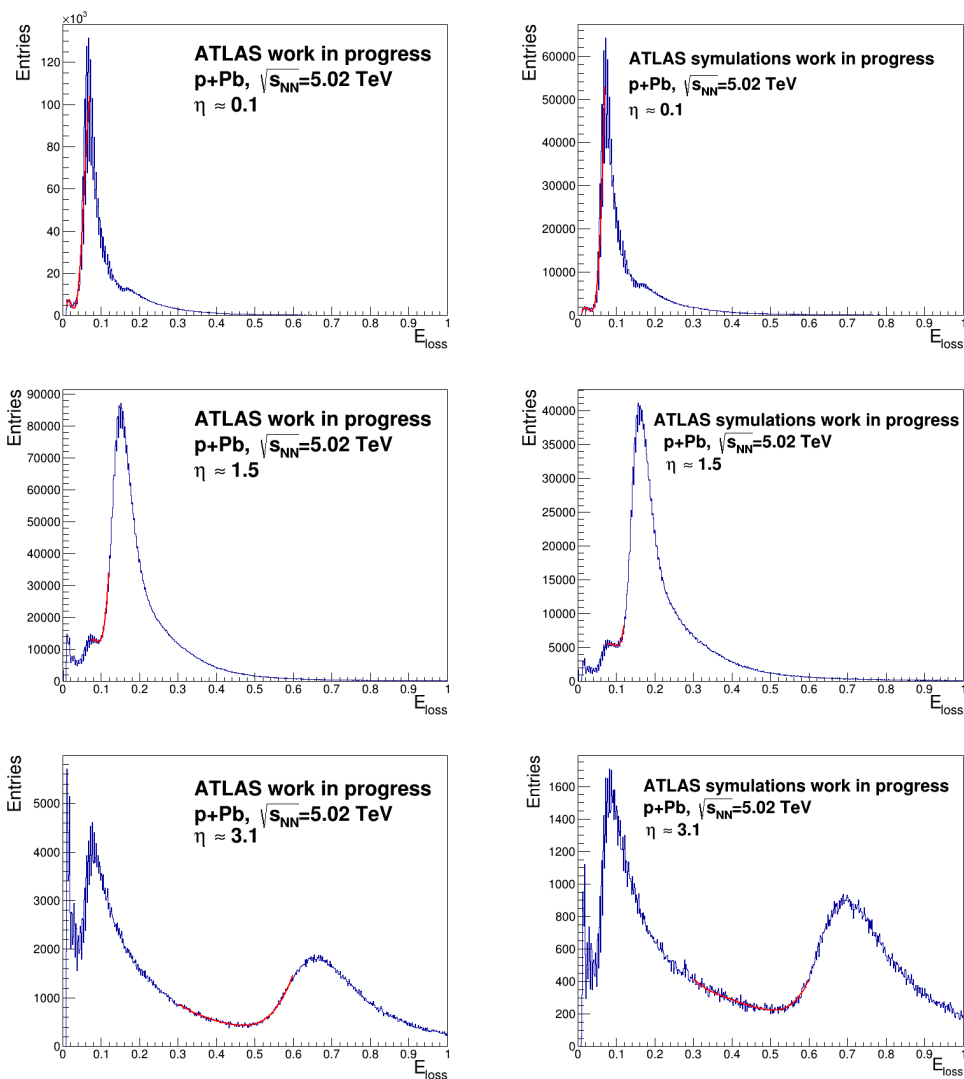
Rodzaj analizy	Dane	Symulacje MC
$Pb + Pb$ B-OFF	$-0.053 + 0.066 \cosh(\eta)$	
$Pb + Pb$ B-ON	$-0.019 + 0.059 \cosh(\eta)$	
$p+Pb$	$-0.0255 + 0.048 \cosh(\eta)$	$-0.028 + 0.052 \cosh(\eta)$

Tabela 5.4: Funkcja $E_{loss,min}(\eta) = a + b \cosh(\eta)$ używana do odrzucania klastrów od cząstek wtórnych. W zderzeniach $Pb + Pb$ używana jest jedna funkcja odrzucająca otrzymana z symulacji, natomiast w zderzeniach $p + Pb$ używane są dwie funkcje odrzucające, oddzielnie dla danych i symulacji.

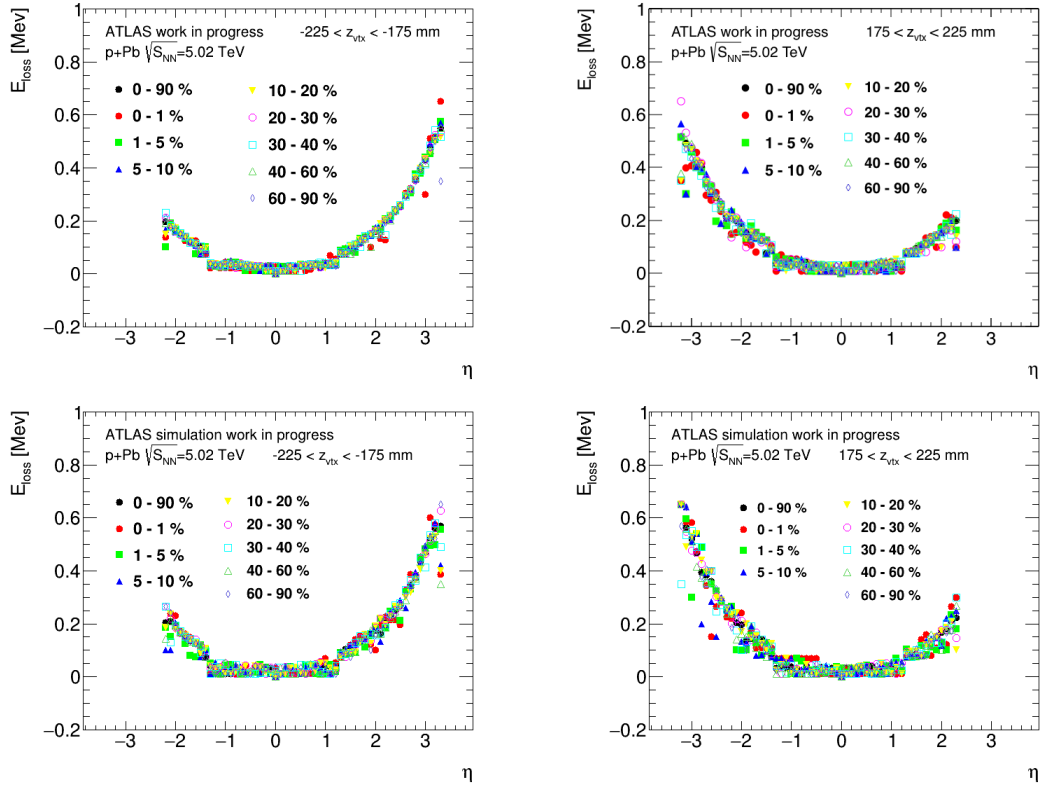
dzo bliski używanemu poprzednio punktowi przecięcia się rozkładów od cząstek pierwotnych i wtórnych. Lokalne minimum było wyznaczane za pomocą wielomianu czwartego rzędu, który był dopasowywany w interesującym obszarze (rys. 5.13). Dalsza procedura wyznaczania funkcji wykorzystywanej do selekcji klastrów przebiegała identycznie jak dla zderzeń $Pb + Pb$, jedynie punkty przecięcia zostały zastąpione przez uzyskane minima w rozkładach $E_{loss}(\eta)$. Konieczne było też wyznaczenie odrębnych funkcji dla danych i dla symulacji Monte Carlo. Na rysunku 5.14 pokazane są wartości $E_{loss,min}$ uzyskane dla różnych zakresów centralności w funkcji zmiennej η . Rysunek 5.15 przedstawia wartości $E_{loss,min}$ dla różnych położenia wierzchołka przedstawione jako funkcja zmiennej η .

Otrzymane cięcia na jonizacyjne straty energii E_{loss} dla różnych analizowanych danych, przedstawione są razem w tabeli 5.4. W przypadku zderzeń $Pb + Pb$ stosuje się te same cięcia dla danych i dla symulacji. Różne wartości cięć dla danych z polem magnetycznym i bez pola magnetycznego są skutkiem wpływu pola magnetycznego na tor cząstek oraz na ruch ładunków elektrycznych w krzemie tworzących później sygnał. Dla zderzeń $p + Pb$ stosuje się dwie różne funkcje cięcia oddzielnie dla danych rzeczywistych i symulacji. Różnice pomiędzy danymi ze zderzeń $Pb + Pb$ i $p + Pb$ wynikają przede wszystkim ze zmian w algorytmach do wyszukiwania klastrów pikselowych oraz zmian w pracy detektora jakie zaszły na przestrzeni dwóch lat.

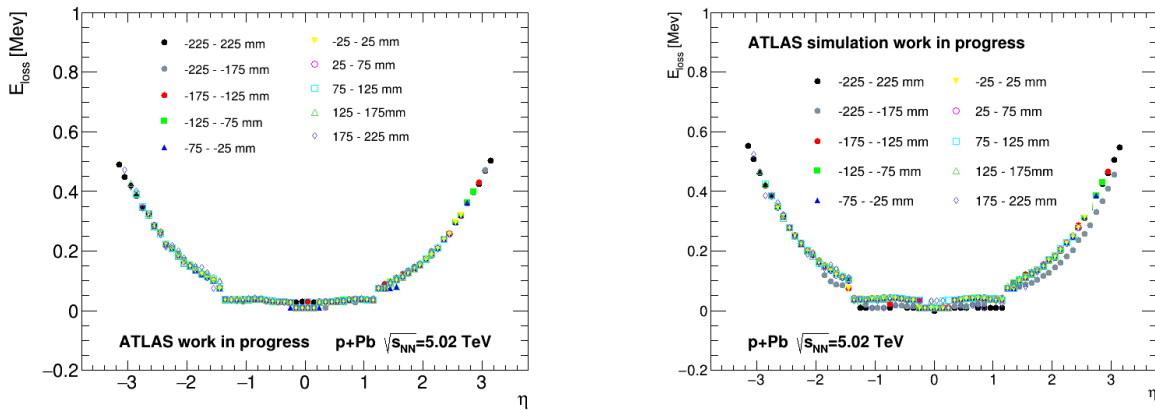
Całkowita liczba klastrów po odrzuceniu klastrów niepożądanych oraz po cięciu na straty jonizacyjne energii w klastrach pikselowych oscyluje około 70% wszystkich klastrów przed selekcją, tak dla danych jak i dla symulacji Monte Carlo zarówno w zderzeniach $Pb + Pb$ jak i $p + Pb$. Wpływ selekcji na rozkłady η klastrów przedstawiony jest na rysunku 5.16, otrzymany kształt jest bliższy oczekiwanemu dla cząstek pierwotnych.



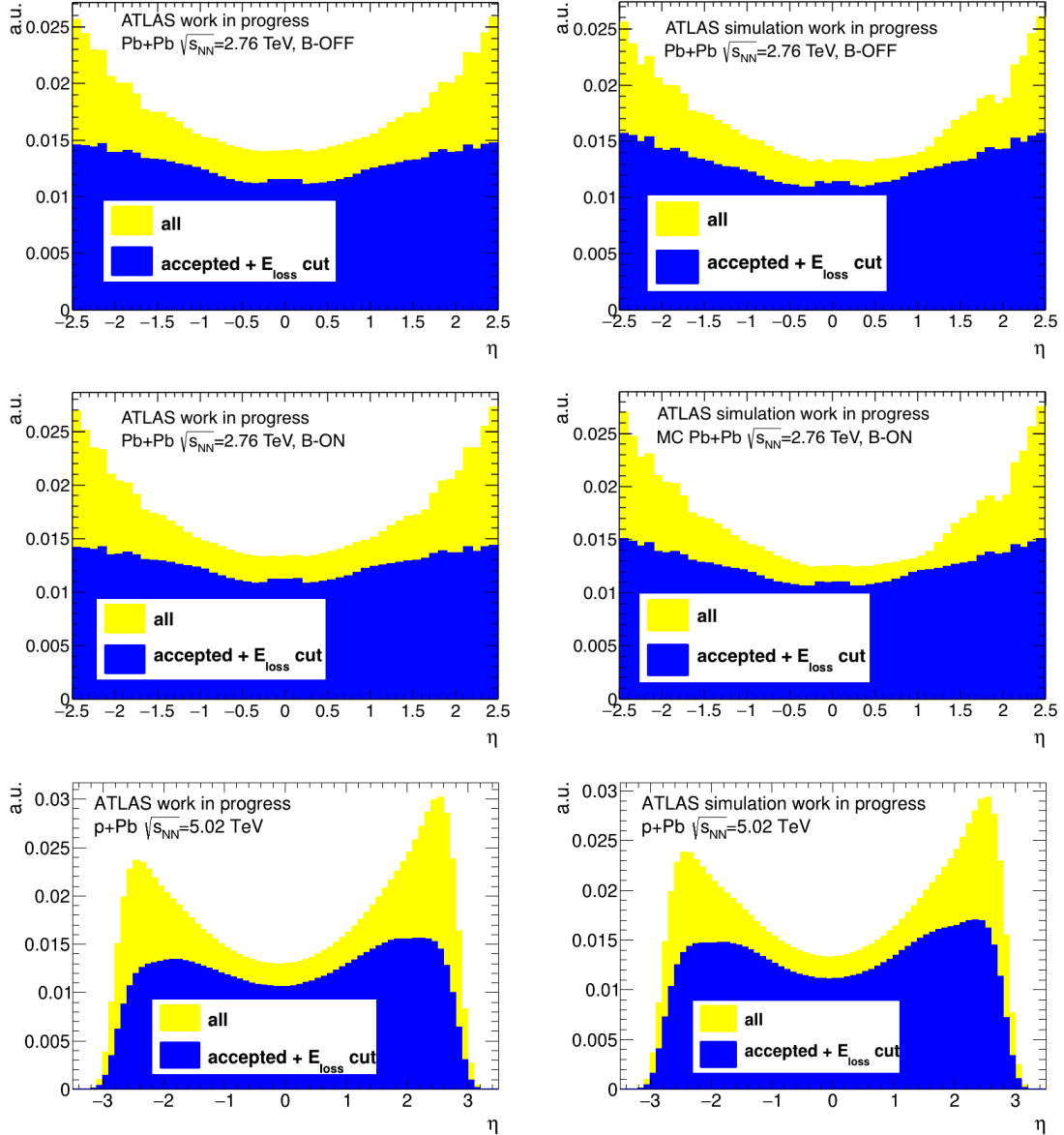
Rysunek 5.13: Przykłady rozkładów jonizacyjnych strat energii otrzymanych z danych (lewa strona) i symulacji MC (prawa strona) dla zderzeń $p + Pb$, w wąskich przedziałach zmiennej η , dla $\eta \approx 0.1$ (górze), $\eta \approx 1.5$ (środek), $\eta \approx 3.1$ (dół) wraz z dopasowanym wielomianem czwartego stopnia (linia czerwona).



Rysunek 5.14: Położenia minimum w rozkładach E_{loss} w zależności od η dla danych (górną) i symulacji Monte Carlo (dół) dla zderzeń $p+Pb$ w różnych przedziałach centralności opisanych na rysunkach oraz dla dwóch zakresów położenia wierzchołka, -225 do -175 mm (lewa strona) i 175 do 225 mm (prawa strona).



Rysunek 5.15: Położenia minimum w rozkładach E_{loss} w zależności od η dla danych (lewa strona) i symulacji (prawa strona) dla zderzeń $p+Pb$ dla różnych zakresów położenia pierwotnego wierzchołka.



Rysunek 5.16: Rozkład dla wszystkich klastrów (all) w zmiennej η unormowany do jedności (kolor żółty) oraz klastrów po odrzuceniu klastrów niepożądanych i zastosowaniu cięcia na E_{loss} odrzucającego klastry od cząstek wtórnych (accepted+ E_{loss} - kolor niebieski). W kolejnych rzędach rozkłady dla zderzeń $Pb + Pb$ z polem magnetycznym wyłączonym, włączonym oraz dla zderzeń $p + Pb$. Z lewej strony dane, z prawej strony symulacje.

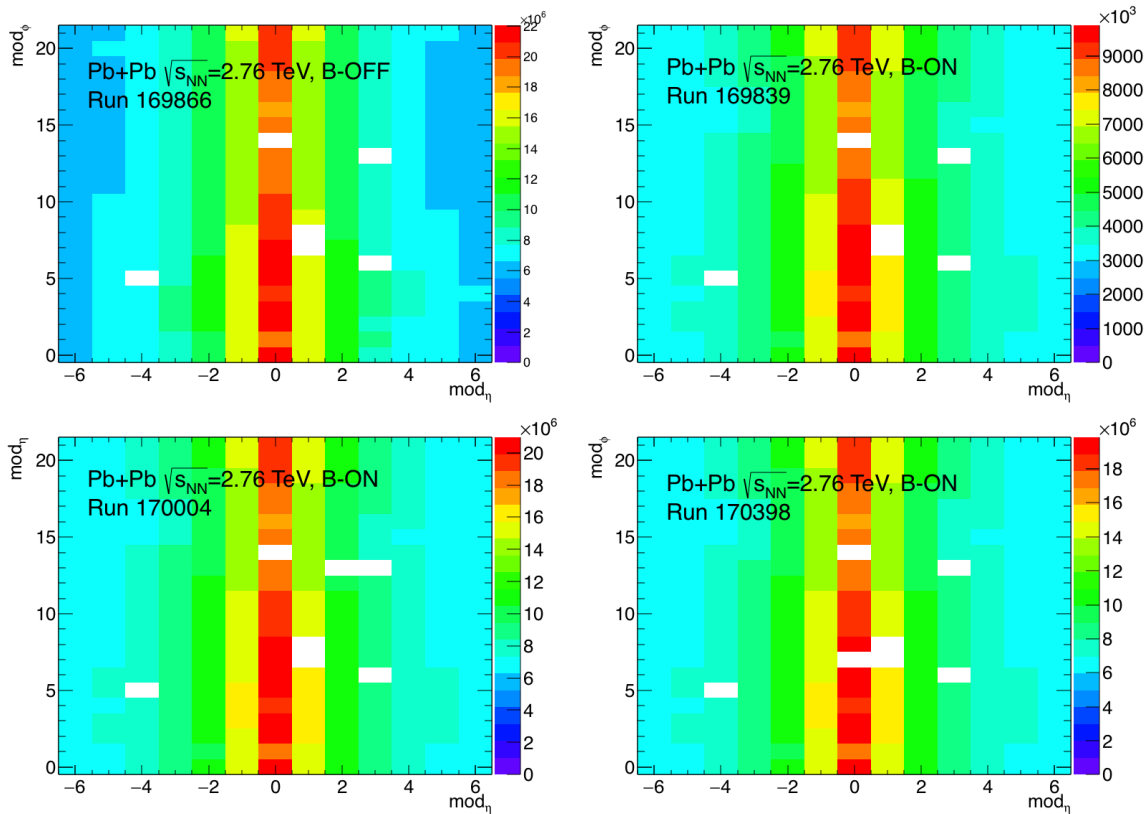
5.3 Zgodność między danymi a symulacjami

Istotną różnicą między danymi a symulacjami Monte Carlo był stan detektora pikselowego. Pierwsza warstwa detektora pikselowego zawiera 286 modułów. Moduły te ułożone są w formie 13 pierścieni w płaszczyźnie xy . Każdy pierścień składa się z 22 modułów. Podczas zbierania danych nie wszystkie moduły krzemowe działały prawidłowo. Cząstki przechodzące przez wadliwe lub niedziałające moduły nie były rejestrowane, co ma wpływ na liczbę zrekonstruowanych klastrów. Częściowo efekt ten został uwzględniony w symulacjach Monte Carlo. Należy jednak pamiętać, że w różnych okresach zbierania danych liczba niedziałających modułów zmieniała się. W trakcie zbierania danych $Pb + Pb$ nieczynnych było maksymalnie siedem modułów (2.4%), natomiast dla zderzeń $p + Pb$ było ich osiemnaście (6.3%). Symulacje uwzględniały tylko jedną ustaloną geometrię detektora. Rysunki 5.17, 5.18 i 5.19 przedstawiają mapy modułów w pierwszej warstwie detektora dla różnych okresów zbierania danych i dla symulacji Monte Carlo. Białe obszary oznaczają niedziałające moduły. Również moduły, w których liczba zarejestrowanych sygnałów była ponad 100 razy mniejsza niż w innych, podobnie umiejscowionych modułach z pierwszej warstwy detektora pikselowego, traktowane są jak wyłączone. W przypadku danych i symulacji zderzeń $Pb + Pb$ różnice pomiędzy mapami modułów nie są wielkie, i maksymalnie dotyczą co najwyżej dwóch modułów. Dla usunięcia tej niezgodności najprościej byłoby zignorować sygnały z wszystkich modułów, które w jakimkolwiek okresie w danych lub w symulacjach były nieaktywne. Można jednak zastosować opisaną poniżej metodę, dzięki której nie trzeba rezygnować z dostępnej informacji.

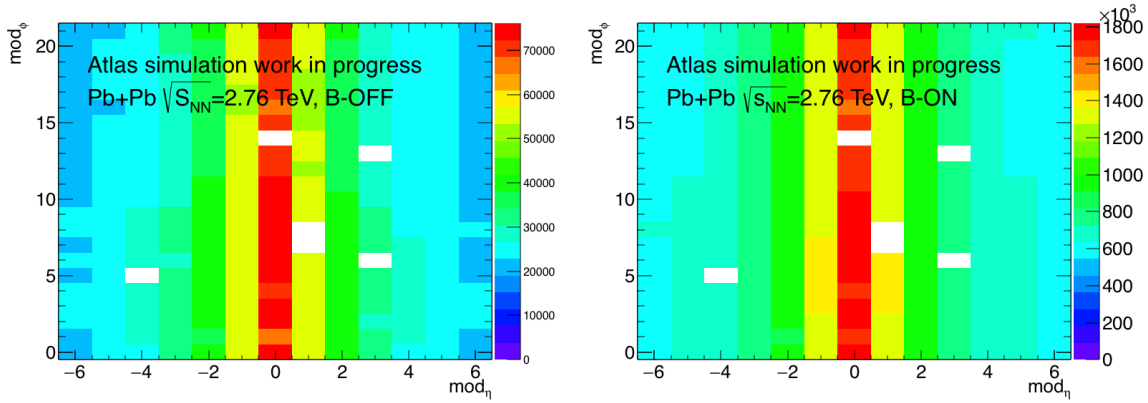
Brak sygnałów z jednego modułu oznacza, że w obszarze zmiennej η , który on pokrywa, zrekonstruowanych jest o $1/22$ mniej klastrów, co wynika z liczby modułów w pierścieniu. W celu skompensowania tego efektu można nadać klastrom z pozostałych modułów w tym pierścieniu wagę $22/21$. W ogólnym przypadku waga ta wynosi:

$$w_{mod}(\eta) = 22/N_{active}^{mod} \quad (5.1)$$

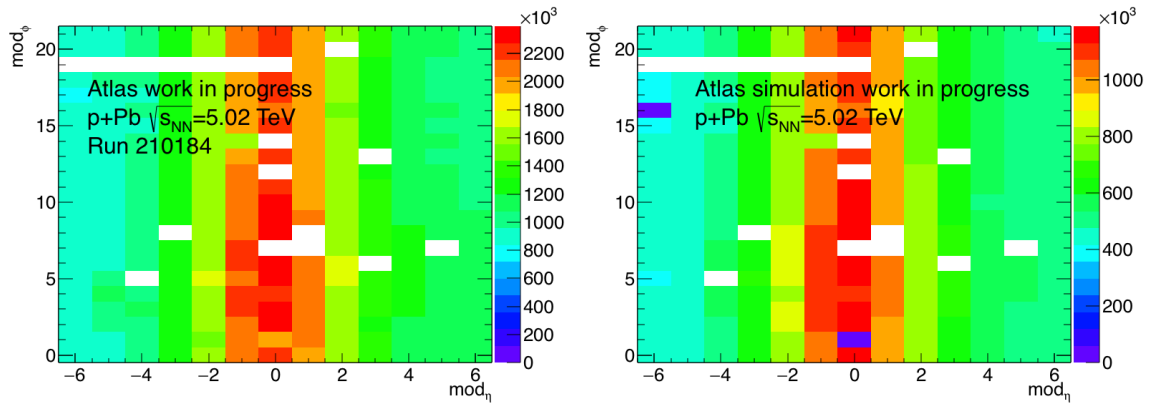
gdzie N_{active}^{mod} oznacza liczbę działających modułów w pierścieniu. Stosowanie takiej wagi poprawia jedynie rozkład w zmiennej η natomiast praktycznie nie zmienia rozkładu w kącie azymutalnym, co widać wyraźnie przy porównaniu odpowiednich rozkładów na rysunku 5.20. Warto tutaj zauważyć, że symulacje dobrze odtwarzają szczegóły geometrii detektora pikselowego. Silne fluktuacje liczby klastrów dla różnych wartości ϕ nie są przypadkowe, ale wynikają z częściowego przekrywania się modułów, co skutkuje niekiedy rejestracją dwóch sygnałów od jednej cząstki. Oczywiście, w niektórych zakresach ϕ widać wyraźnie brak sygnałów z nieczynnych modułów, szczególnie w zderzeniach $p + Pb$ w obszarze $\phi \approx -1$ rad, gdzie odpowiada on nieczynnym modułom o indeksie $mod_{\phi}=19$ (rys. 5.19).



Rysunek 5.17: Liczba sygnałów w modułach pierwszej warstwy detektora pikselowego w zależności od indeksu modułu w zmiennej η , mod_η , i w kącie azymutalnym, mod_ϕ dla czterech różnych okresów zbierania danych ze zderzeń $Pb + Pb$. Górny lewy rysunek dotyczy danych z wyłączonym polem magnetycznym, pozostałe z polem włączonym. W dwóch pierwszych (u góry) sześć modułów jest nieczynnych (białe pola), natomiast w pozostałych wykryto jeszcze jeden nieczynny moduł, dla $mod_\eta=2$ (lewy dolny rysunek) lub $mod_\eta=0$ (prawy dolny).



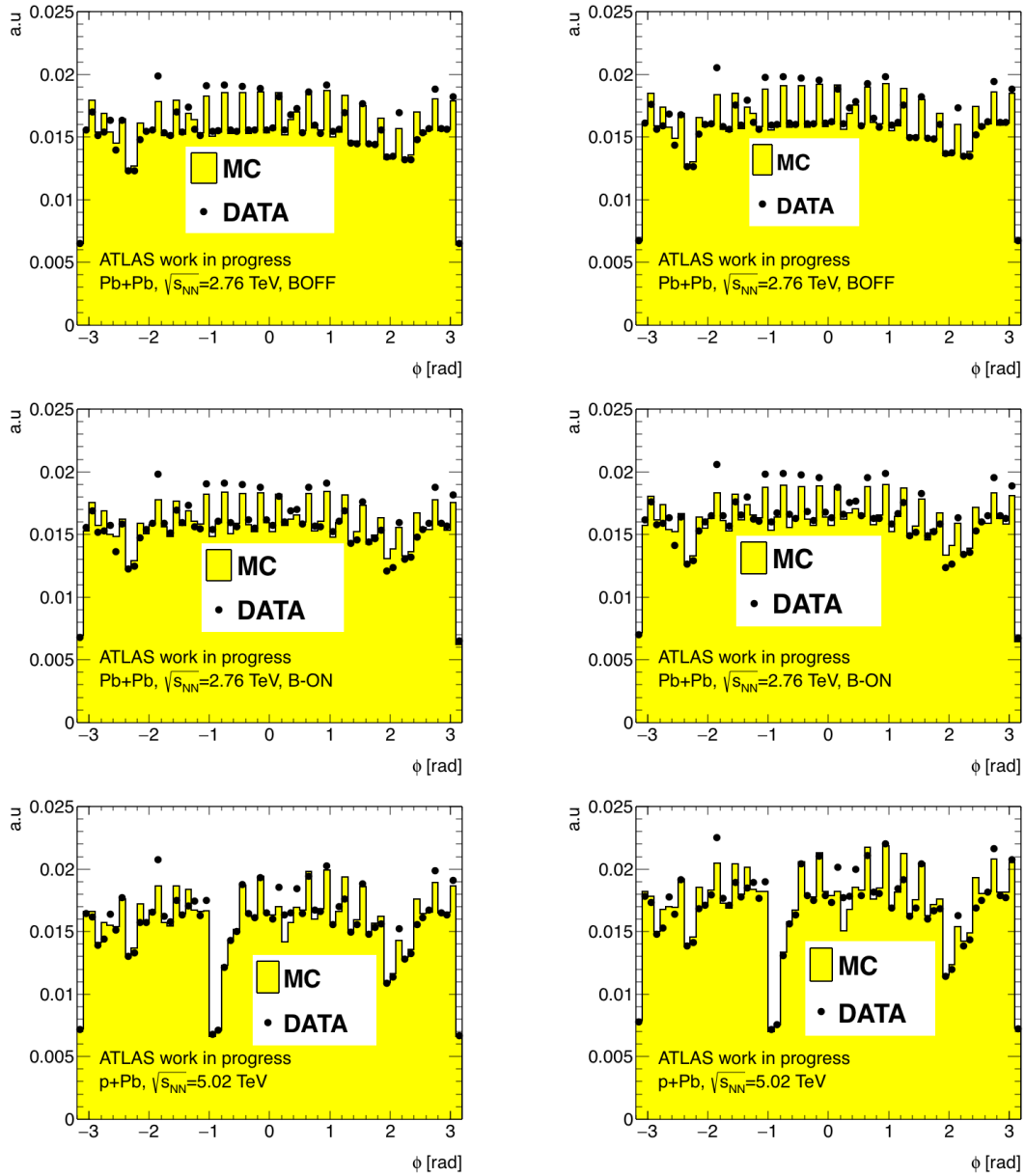
Rysunek 5.18: Liczba sygnałów w modułach pierwszej warstwy detektora pikselowego w zależności od indeksu modułu w zmiennej η , mod_η , i w kącie azymutalnym, mod_ϕ dla symulacji Monte Carlo zderzeń $Pb + Pb$. Rysunek po lewej stronie dotyczy symulacji z wyłączonym polem magnetycznym, po prawej stronie z polem włączonym. Białe pola oznaczają nieczynne moduły.



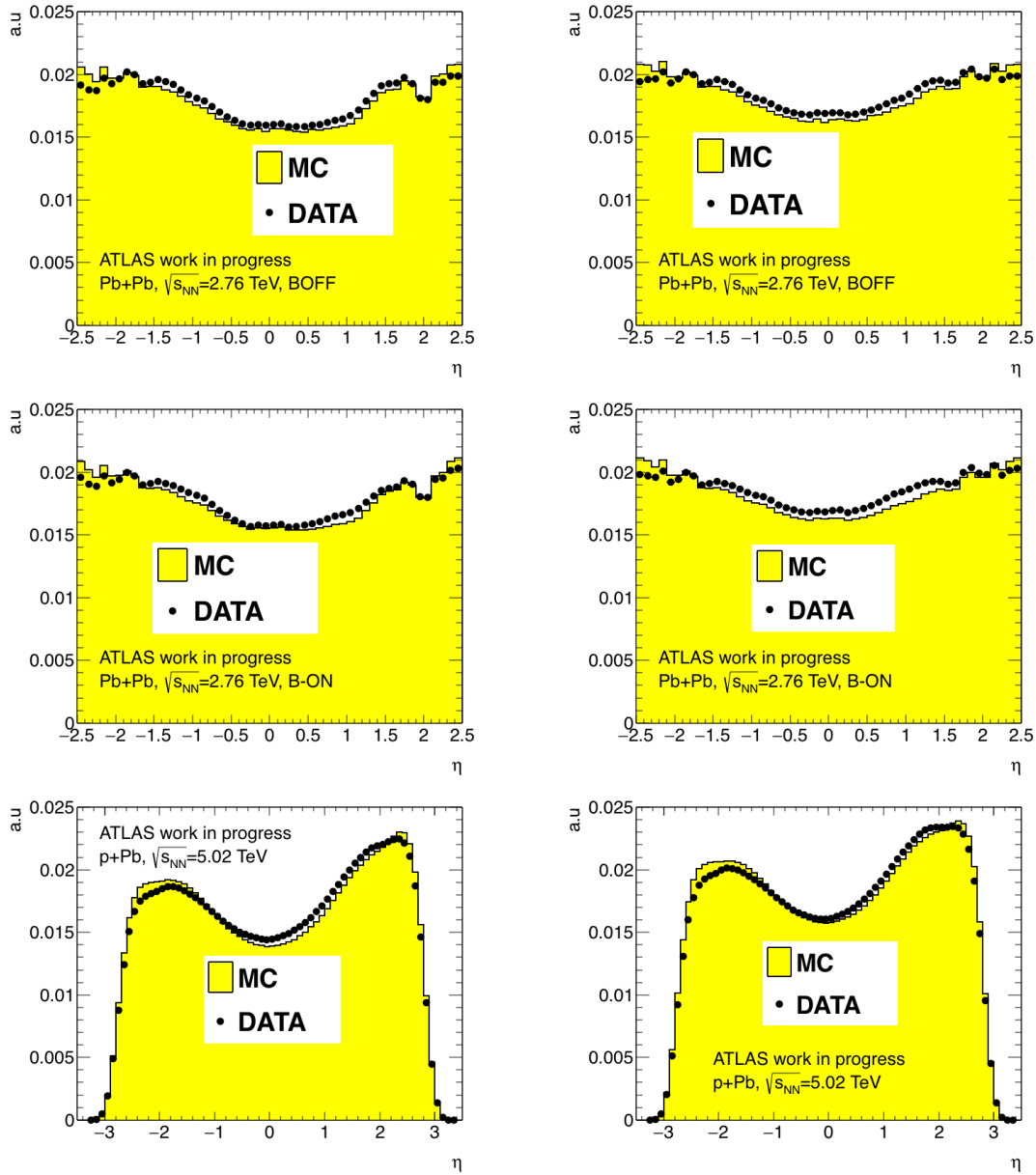
Rysunek 5.19: Liczba sygnałów w modułach pierwszej warstwy detektora pikselowego w zależności od indeksu modułu w zmiennej η , mod_η , i w kącie azymutalnym, mod_ϕ dla danych (po lewej stronie) i symulacji Monte Carlo (po prawej stronie) ze zderzeń $p + Pb$. Dla symulacji występują dodatkowe dwa moduły z prawie zerową liczbą sygnałów (dla $mod_\eta=-6$ oraz $mod_\eta=0$), które zostały potraktowane jako moduły w pełni nieczynne.

Waga nadana klastrom z obszaru η , w którym występują nieaktywne moduły poprawia ich rozkład w zmiennej η . Na rysunku 5.21 w rozkładach dla $Pb + Pb$ na przykład z lewej strony widać lokalne minimum w okolicach $\eta \approx 2.1$. Jest to skutek pary nieaktywnych modułów o indeksie $mod_\eta=3$. Te nieregularności znikają po zastosowaniu wag, rozkłady po prawej stronie są gładzsze i bardziej symetryczne. W przypadku danych $p + Pb$ tak wyraźnych efektów nie da się zauważyć, gdyż porównywane rozkłady zostały uśrednione w szerokim zakresie położenia wierzchołków. Nieaktywne moduły pokrywają różne obszary η w zależności od położenia wierzchołka, dlatego rozkłady przed i po zastosowaniu wag są wygładzone.

Wszystkie przedstawione w porównaniach rozkłady dla symulacji Monte Carlo dość dobrze odzwierciedlają kształt rozkładów dla danych. Występują jednak pewne systematyczne różnice widoczne na rysunku 5.21, które nie przekraczają 5%. Nie jest oczywiste, czy wynikają one z niedoskonałości symulacji lub niedokładnego symulowania cząstek wtórnych powstających w detektorze ATLAS, czy też są raczej skutkiem niezgodności rozkładu cząstek pierwotnych z generatorem i prawdziwego ich rozkładu w danych. Ponieważ tej różnicy nie można usunąć, będzie ona traktowana jako przyczynek do błędu systematycznego związanego z symulacjami Monte Carlo.



Rysunek 5.20: Porównanie rozkładów kąta azymutalnego, ϕ , wszystkich wyselekcjonowanych klastrów w zderzeniach $Pb + Pb$ z wyłączonym polem magnetycznym (górny rząd), zderzeń $Pb + Pb$ z włączonym polem magnetycznym (środkowy rząd) oraz zderzeń $p + Pb$ (dolny rząd). Po lewej stronie pokazano rozkłady przed zastosowaniem wag związanych z nieczynnymi modułami. Rozkłady po zastosowaniu wag umieszczone są po prawej stronie. Żółty histogram przedstawia wyniki symulacji Monte Carlo, czarne punkty oznaczają dane.



Rysunek 5.21: Porównanie rozkładów zmiennej η wszystkich wyselekcjonowanych w zderzeniach $Pb+Pb$ z wyłączonym polem magnetycznym (górny rząd), $Pb+Pb$ z włączonym polem magnetycznym (środkowy rząd) oraz zderzeń $p+Pb$ (dolny rząd). Po lewej stronie pokazano rozkłady przed zastosowaniem wag związanych z nieczynnymi modułami. Rozkłady po zastosowaniu wag umieszczone są po prawej stronie. Żółty histogram przedstawia symulacje Monte Carlo, czarne punkty oznaczają dane.

Rozdział 6

Rekonstrukcja krotności i rozkładu kąтового cząstek naładowanych na podstawie informacji o klastrach pikselowych.

Zarejestrowane w detektorze pikselowym sygnały, klastry pikselowe, pochodzące od cząstek mogą być wykorzystane do rekonstrukcji liczby i rozkładu naładowanych cząstek pierwotnych. Kierunek wektora między pierwotnym wierzchołkiem oddziaływania a klastrem pikselowym można użyć do wyznaczenia kąta emisji cząstki. Odchylenie w polu magnetycznym istotne jest dla cząstek o małych pędach i zmienia przede wszystkim kąt azymutalny, a ma mały wpływ na zmienną η . Jeśli przez N_{cl}^{MC} oznaczymy liczbę klastrów w przypadkach z symulacji, a przez N_{prim} liczbę naładowanych cząstek pierwotnych to średnia liczba klastrów przypadających na naładowaną cząstkę pierwotną jest zdefiniowana jako:

$$\epsilon_{reco}(\eta) = \frac{\langle N_{cl}^{MC}(\eta) \rangle}{\langle N_{primary}(\eta) \rangle}, \quad (6.1)$$

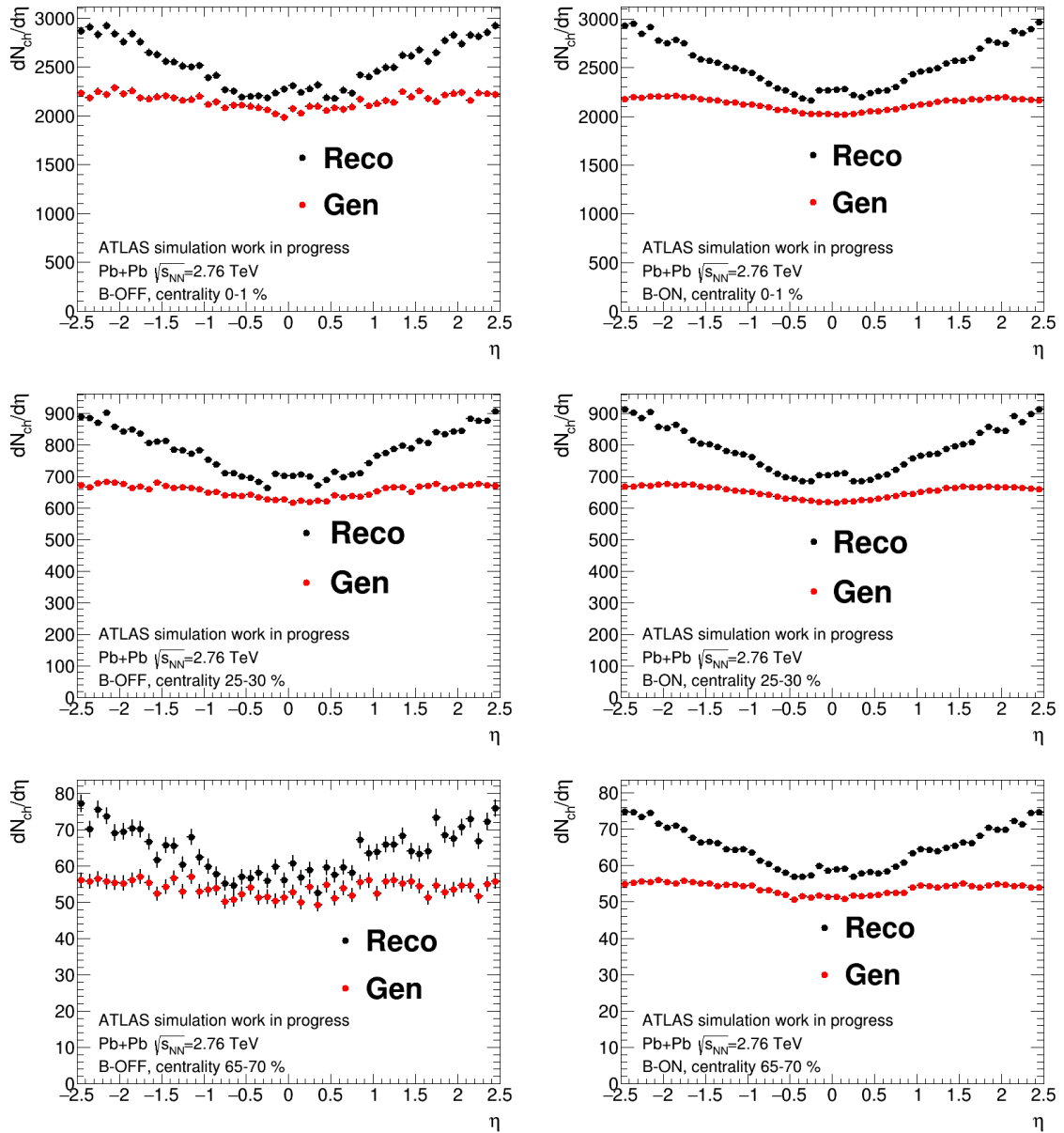
gdzie średnia wyznaczana jest dla ustalonej klasy przypadków. Do obliczeń wykorzystane zostały symulacje zderzeń $Pb + Pb$ oraz $p + Pb$ wygenerowanych przez HIJING. Uwzględnione zostały jedynie klastry spełniające warunki selekcji opisane w rozdziale 5. Rozkłady wygenerowanych cząstek pierwotnych oraz rozkłady zrekonstruowanych klastrów z symulacji Monte Carla dla zderzeń $Pb + Pb$ oraz $p + Pb$ przedstawiają rysunki 6.1 i 6.2. Wartości średniej liczby klastrów ϵ_{reco} jako funkcji zmiennej η pokazane są na rysunku 6.3. Funkcja ta będzie traktowana jako sumaryczna poprawka na wszystkie efekty uwzględniająca wydajność rekonstrukcji klastrów oraz udział klastrów od cząstek wtórnych. Rekonstruowana na podstawie liczby za-

rejestrowanych w danych klastów, N_{cl}^{data} , średnia liczba naładowanych cząstek pierwotnych będzie więc obliczana jako:

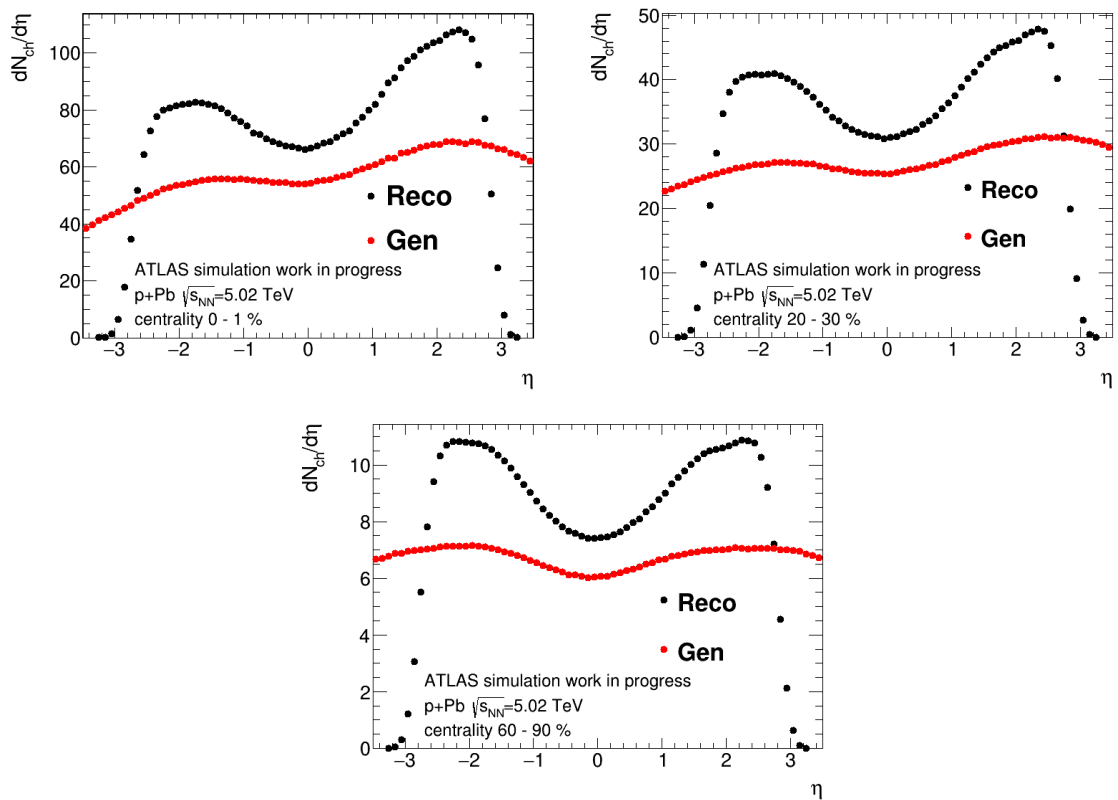
$$\langle N_{rec}^{data}(\eta) \rangle = \frac{\langle N_{cl}^{data}(\eta) \rangle}{\epsilon_{reco}(\eta)} \quad (6.2)$$

Oprócz podstawowej zależności średniej liczby klastów na cząstkę pierwotną od zmiennej η , może występować zależność do centralności przypadków oraz od położenia wierzchołka oddziaływania. W pierwszym przypadku zależność taka może wynikać ze wzrastającego wraz z liczbą śladów prawdopodobieństwa łączenia w jeden klaster sygnałów od bliskich cząstek. W drugim przypadku taka zależność wydajności rekonstrukcji może wynikać z budowy detektora, a w szczególności położenia przerw między sensorami oraz pasywnych elementów będących źródłami cząstek wtórnych. W zależności od położenia wierzchołka oddziaływania cząstki wyemitowane pod pewnymi kątami mogą przelecieć pomiędzy sensorami pierwszej warstwy detektora pikselowego lub trafiając kolejno w dwa sensory mogą utworzyć dwa klastry. Jeszcze istotniejszy wpływ ma obecność nieaktywnych sensorów, które tworzą dziury w akceptacji detektora. Przy stosunkowo niewielkim przesunięciu wierzchołka bardzo istotnie może zmieniać się wydajność rekonstrukcji klastów od cząstek o określonej wartości zmiennej η . Idealna poprawka powinna uwzględniać te efekty, ale wymagałaby jednak wyznaczenia jej w bardzo wąskich przedziałach zmiennej η oraz dla każdego położenia wierzchołka z osobna. Nie jest to niestety możliwe ze względu na ograniczoną liczbę przypadków z symulacji Monte Carlo, co wymusza uśrednienie poprawek w przedziałach zmiennej η i położenia wierzchołków w celu zmniejszenia ich błędów statystycznych. Co prawda prowadzi to do powiększenia fluktuacji w poszczególnych przypadkach, lecz nie ma dużego wpływu przy wyznaczaniu średniej liczby cząstek pierwotnych dla większej liczby przypadków. W tym wypadku taka uśredniona poprawka daje prawidłową wartość oczekiwaną pod warunkiem, że przypadki w danych pomiarowych i w symulacjach mają zgodne rozkłady położenia wierzchołków.

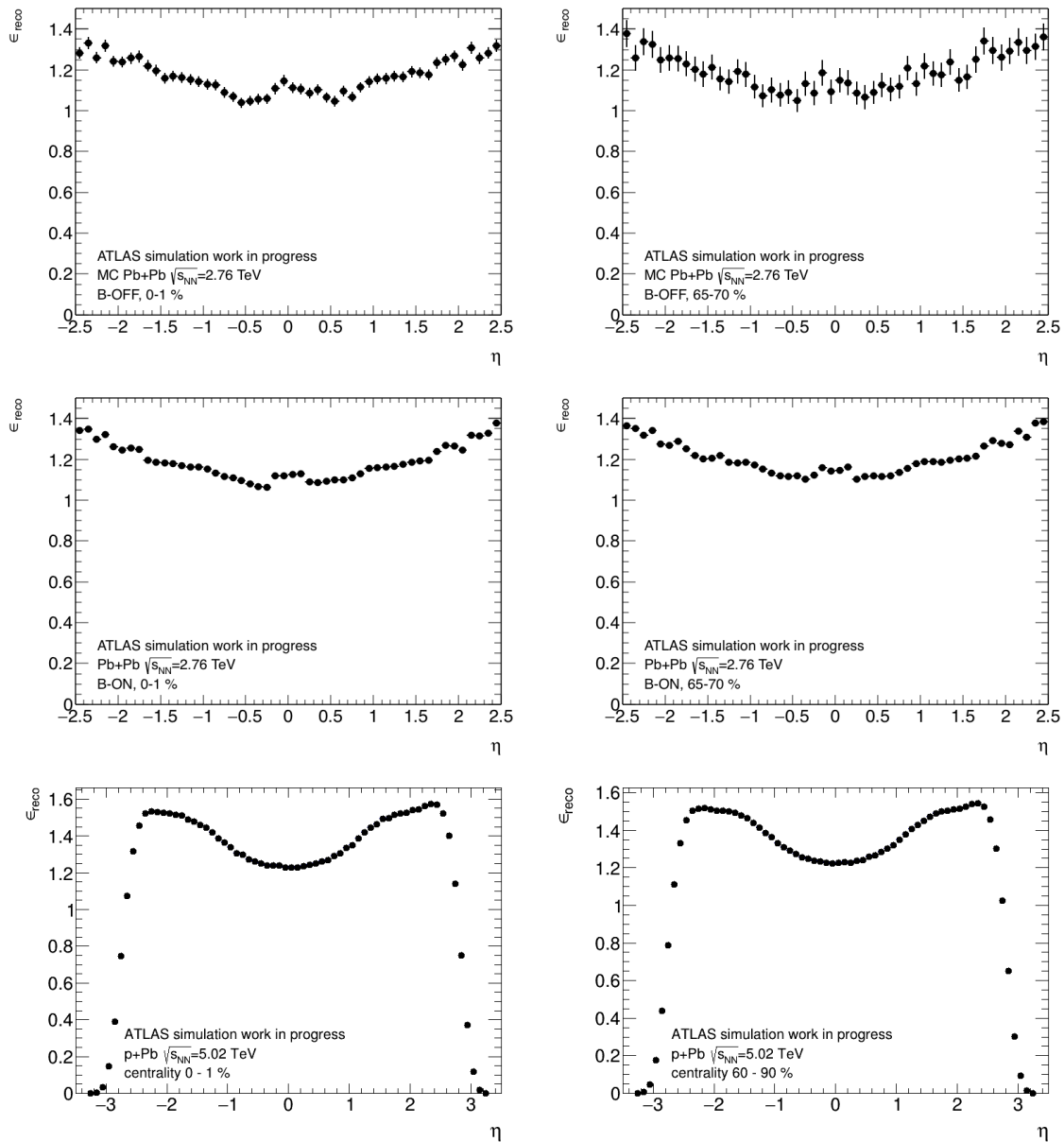
Analiza zależności poprawki od położenia wierzchołka pozwoliła wykryć pewną szczególnie cechą detektora pikselowego powiązaną z występowaniem połączonych pikseli (ganged pixels) i zawierających je klastry. Standardowo takie klastry były odrzucane jako nie zawsze powiązane z rzeczywistą cząstką. Ponieważ są one zlokalizowane w niektórych miejscach detektora przy bardzo bliskich sobie wartościach współrzędnej z , to dla odpowiadającej im wartości zmiennej η wydajność rekonstrukcji klastów bardzo istotnie spada. Na rysunku 6.4 przedstawiającym wartość ϵ_{reco} w bardzo wąskich przedziałach współrzędnej z_{vtx} wierzchołka oddziaływania, widać wyraźne punktowe spadki wydajności rekonstrukcji klastów pikselowych dla konkretnych wartości zmiennej η w okolicach $|\eta| \approx 0.5$, których lokalizacja zmienia się w zależności od położenia wierzchołka. Pochodzenie tego efektu od odrzuconych klastów potwierdzają dwuwymiarowe rozkłady zmiennej η i kąta azymutalnego (ϕ) klastów, które



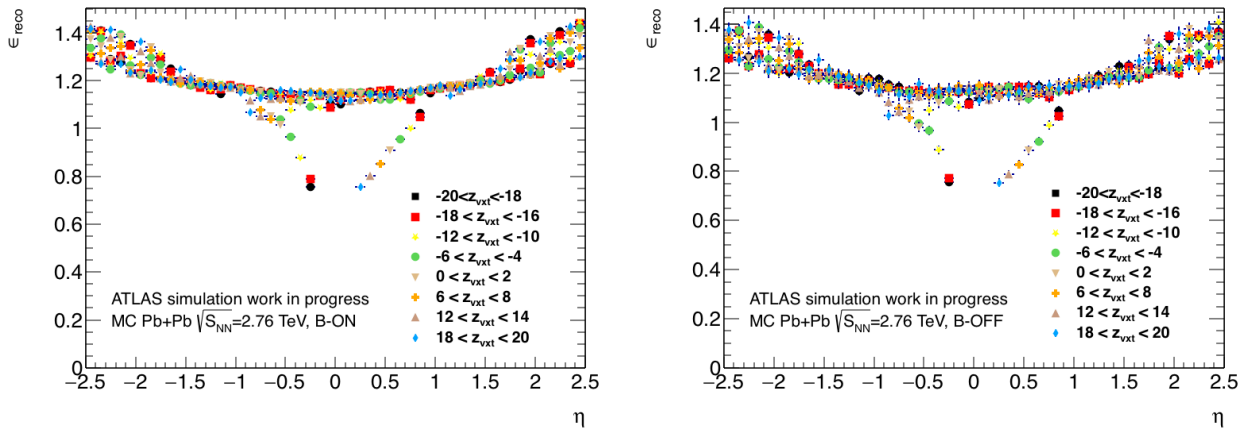
Rysunek 6.1: Rozkłady gęstości klastrów pikselowych (czarne punkty) i cząstek naładowanych z generatora Hijing (czerwone punkty) dla symulacji zderzeń $Pb+Pb$ bez pola magnetycznego (lewa strona) i z polem magnetycznym (prawa strona). Wyniki przedstawione są dla trzech wybranych przedziałów centralności: 0 – 1% (górny rząd), 25 – 30% (środkowy rząd) oraz 65 – 70% (dolny rząd).



Rysunek 6.2: Rozkłady gęstości klastrów pikselowych (czarne punkty) i cząstek naładowanych z generatora Hijing (czerwone punkty) dla symulacji zderzeń $p + Pb$. Wyniki przedstawione są dla trzech wybranych przedziałów centralności: 0 – 1%, 20 – 30% i 60 – 90%.



Rysunek 6.3: Średnia liczba klastrów przypadających na jedną naładowaną cząstkę pierwotną jako funkcja zmiennej η dla symulacji zderzeń $Pb + Pb$ bez pola magnetycznego (górnny rząd) i z polem magnetycznym (środkowy rząd) oraz dla zderzeń $p + Pb$ (dolny rząd). Wyniki przedstawione są dla dwóch wybranych przedziałów centralności: 0-1%, oraz 65-70% dla zderzeń $Pb + Pb$, oraz 0-1% i 60-90% dla zderzeń $p + Pb$.

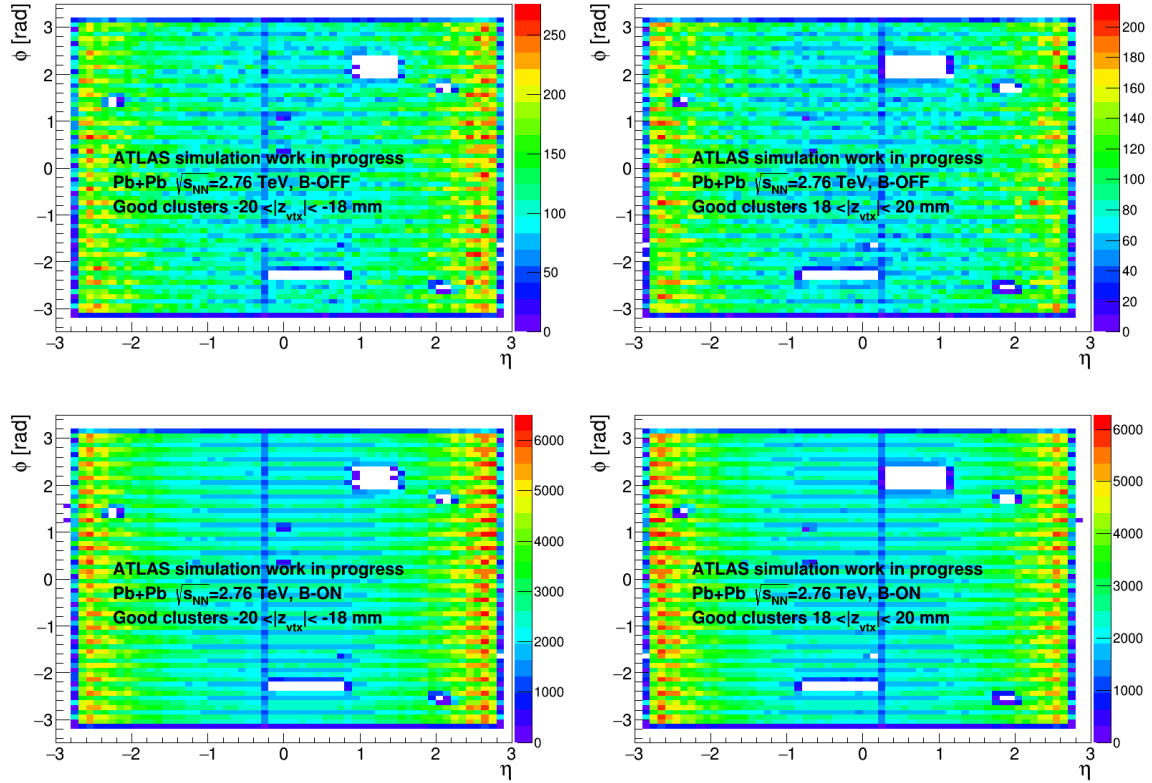


Rysunek 6.4: Średnia liczba klastrów przypadająca na jedną naładowaną cząstkę pierwotną w funkcji zmiennej η dla różnych zakresów położenia wierzchołka oddziaływania dla zderzeń $Pb + Pb$ bez pola magnetycznego (lewa strona) i zderzeń $Pb + Pb$ z polem magnetycznym (prawa strona). Zakresy położenia pierwotnego wierzchołka oddziaływania podane są w milimetrach.

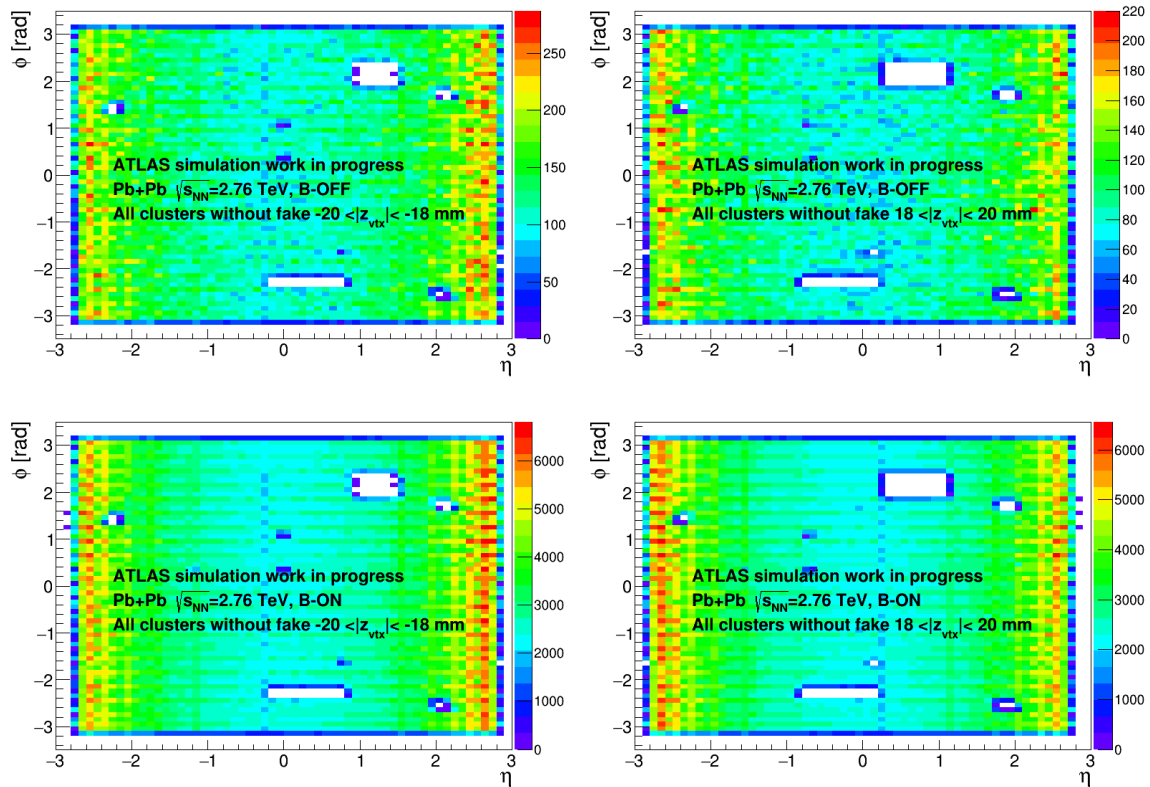
przedstawiają rysunki 6.5 i 6.6. Oprócz obszarów bez klastrów związanych z obecnością nieaktywnych sensorów widoczny jest też pas z niską liczbą zrekonstruowanych i zaakceptowanych „dobrych”¹ klastrów, gdy selekcja obejmowała m.in. odrzucanie klastrów zawierających połączone piksele (rys. 6.5). Jeśli ten ostatni warunek jest pominięty i odrzucane są tylko „fałszywe” klastry, to wspomniana niewydajność staje się znacznie mniej widoczna (rys. 6.6).

W celu ograniczenia tego rodzaju fluktuacji wydajności podjęta została próba uwzględnienia klastrów z połączonymi pikselami i zaakceptowania ich przy wyznaczaniu liczby cząstek pierwotnych. Ponieważ połączone piksele znajdują się zawsze w pewnej odległości od siebie, więc jedna cząstka może wytworzyć oprócz klastra z połączonym pikselem w miejscu jej przejścia przez sensor drugi klaster zawierający drugi z połączonych pikseli. Dlatego rozsądne wydaje się przypisanie klastrów z połączonymi pikselami mniejszej wagi niż pozostałym klastrów. Choć można by oczekiwać powstania w takiej sytuacji dwóch klastrów, to optymalna wartość tej wagi może być różna od 0.5. Dla jej wyznaczenia zbadano zgodność rozkładu cząstek pierwotnych z rozkładem zrekonstruowanym z klastrów (przy zmiennej wadze klastrów z połączonymi pikselami) przypadek po przypadku. Dla symulacji zderzeń $Pb + Pb$ wykorzystano do tego przypadki w całym zakresie centralności natomiast dla zderzeń $p + Pb$ przypadki o centralności 0–50%. To ograniczenie zastosowane do zderzeń $p + Pb$ miało na celu zapewnienie krotności cząstek pierwotnych wystarczającej do uzyskania statystycznie znaczącego porównania rozkładów. W każdym z analizowanych przypadków obliczana była wartość

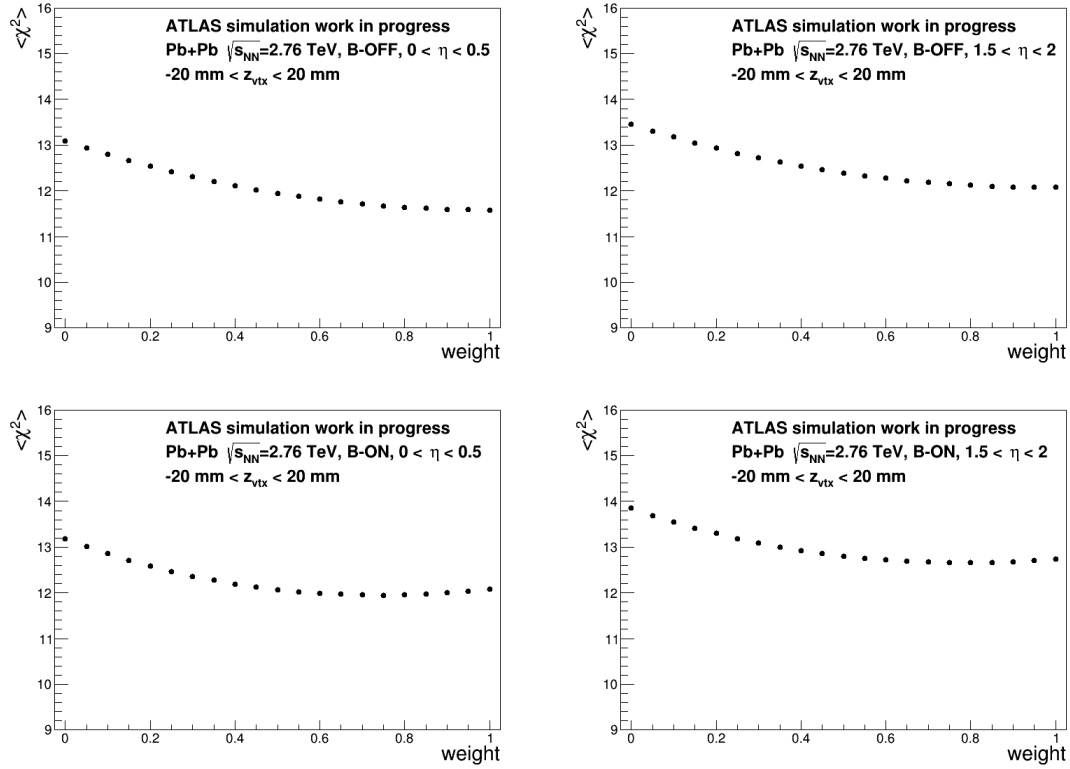
¹opisanych w rozdziale 5



Rysunek 6.5: Dwuwymiarowe rozkłady kąta azymutalnego, ϕ , i zmiennej η dla klastrów z pierwszej warstwy detektora pikselowego przy dwóch skrajnych położeniach wierzchołka oddziaływania ($-20 < z_{vtx} < -18\text{mm}$ po lewej stronie oraz $18 < z_{vtx} < 20$ mm po prawej stronie) uzyskanych dla symulacji zderzeń $Pb + Pb$ bez pola magnetycznego(górny rząd) oraz symulacji $Pb + Pb$ z włączonym polem magnetycznym. Uwzględnione zostały tylko klastry, które przeszły pełną selekcję.



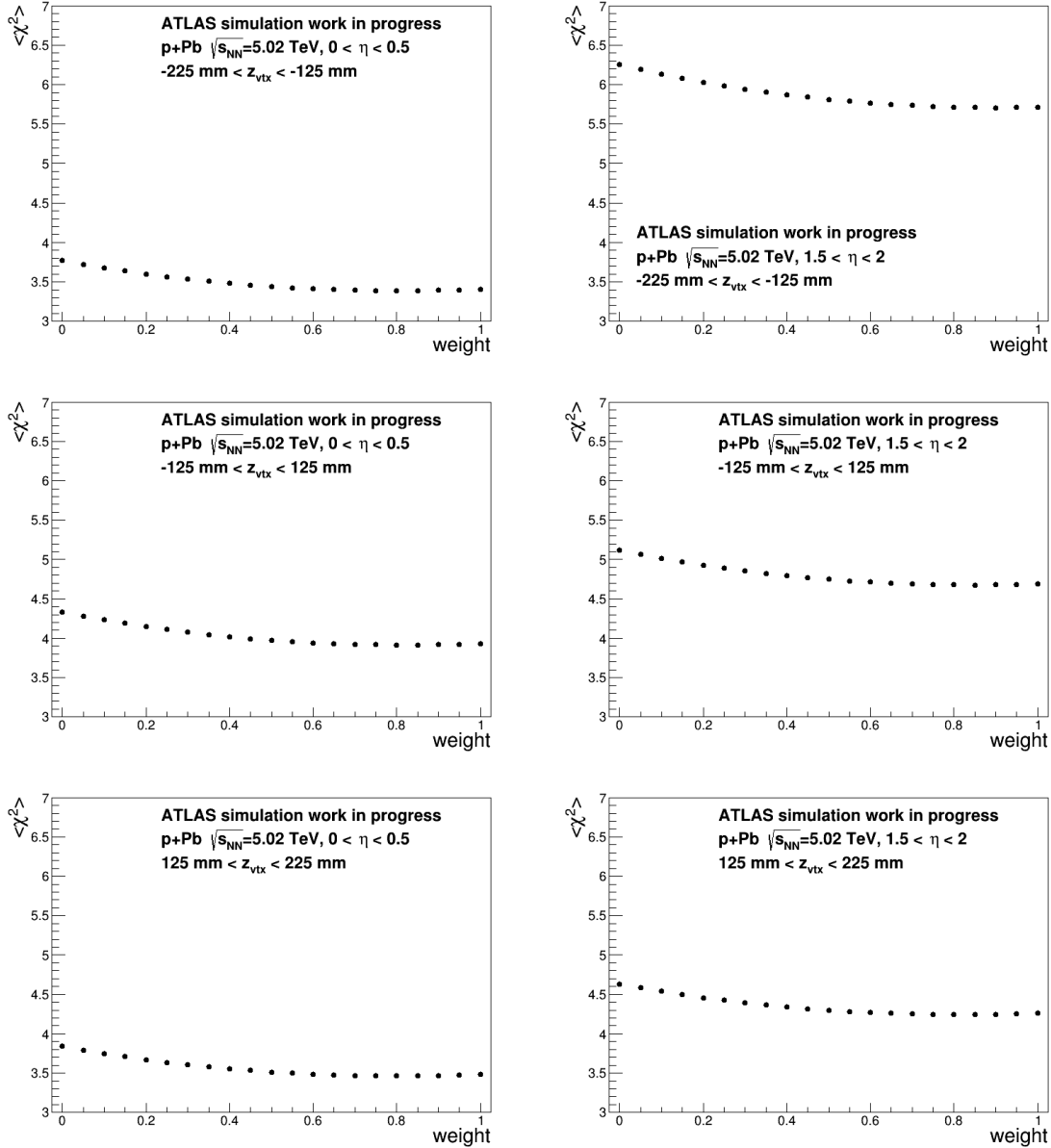
Rysunek 6.6: Dwuwymiarowe rozkłady kąta azymutalnego, ϕ , w funkcji zmiennej η dla pierwszej warstwy detektora pikselowego przy dwóch skrajnych położeniach wierzchołka oddziaływania ($-20 < z_{vtx} < -18\text{mm}$ po lewej stronie oraz $18 < z_{vtx} < 20$ mm po prawej stronie) uzyskanych dla symulacji zderzeń $Pb + Pb$ bez pola magnetycznego (górny rząd) oraz symulacji $Pb + Pb$ z włączonym polem magnetycznym. Rysunki przedstawiają klastry pozostałe po odrzuceniu „falszywych” klastrów.



Rysunek 6.7: Wartości odchyłeń χ^2 , przy 50 stopniach swobody, między zrekonstruowaną a prawdziwą gęstością naładowanych cząstek pierwotnych, $dN_{ch}/d\eta$, w zależności od wagi, z jaką były uwzględniane klastry z połączonymi pikselami („ganged”), dla symulacji zderzeń $Pb + Pb$ z wyłączonym polem magnetycznym (górny rząd) oraz symulacji zderzeń $Pb + Pb$ z włączonym polem magnetycznym (dolny rząd). Prezentowane są wartości odchyłeń χ^2 dla dwóch zakresów zmiennej η .

χ^2 przy 50 stopniach swobody rozkładu zmiennej η cząstek pochodzącego z rekonstrukcji względem rozkładu naładowanych cząstek pierwotnych dla wybranych przedziałów centralności oraz w przypadku zderzeń $p + Pb$ również dla trzech przedziałów położenia wierzchołka oddziaływania. Na rysunkach 6.7 i 6.8 przedstawiona została zależność średniego χ^2 od wartości zastosowanej wagi klastrów z połączonymi pikselami, w różnych przedziałach zmiennej η , odpowiednio dla zderzeń $Pb + Pb$ z wyłączonym polem magnetycznym, z włączonym polem magnetycznym oraz dla zderzeń $p + Pb$.

Wartości χ^2 maleją ze wzrostem zastosowanej wagi i ich najmniejsza wartość występuje dla wagi bliskiej 1. Położenia minimum średniego χ^2 uzyskane w różnych przedziałach η są ze sobą zgodne i przyjmują wartość 1 dla symulowanych zderzeń $Pb + Pb$ z wyłączonym polem magnetycznym, 0.85 dla symulowanych zderzeń $Pb + Pb$ z włączonym polem magnetycznym oraz 0.85 dla symulowanych zderzeń $p + Pb$. Z racji tego, że omawiane minima są słabo



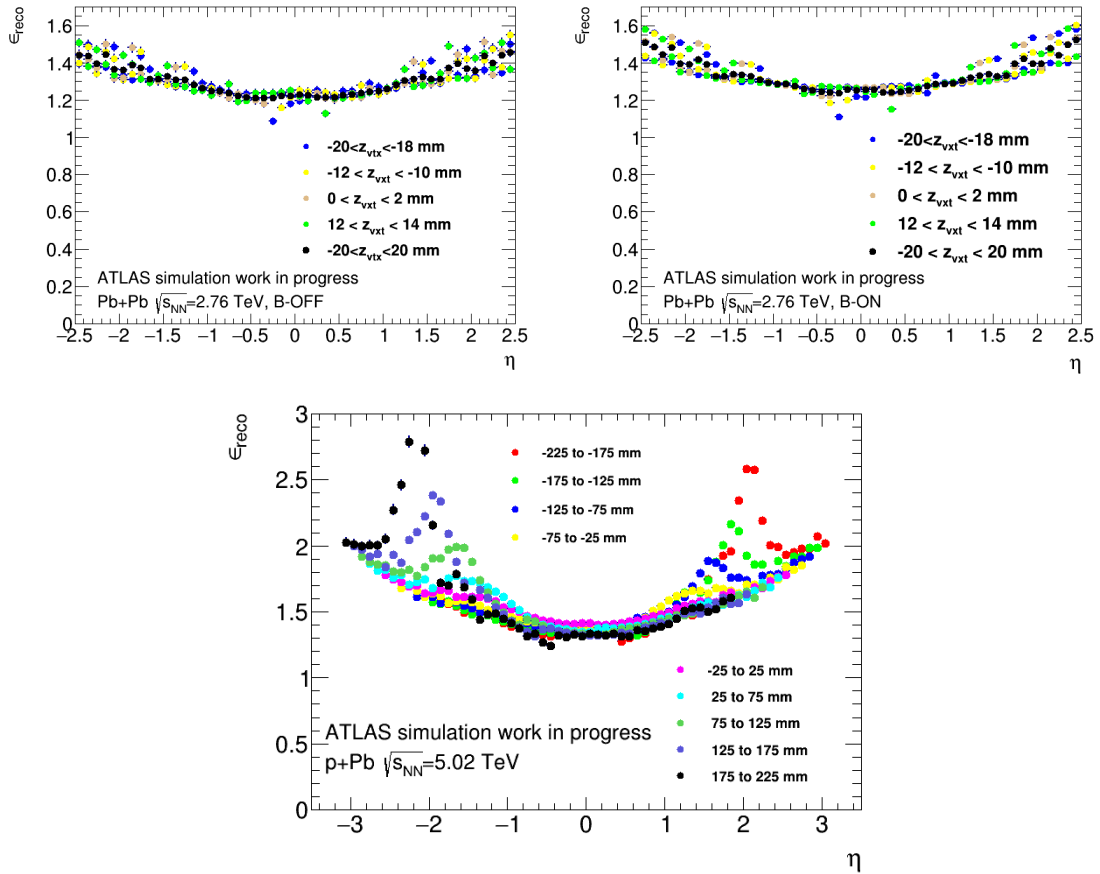
Rysunek 6.8: Wartości odchyłeń χ^2 , przy 50 stopniach swobody, między zrekonstruowaną a prawdziwą gęstością naładowanych cząstek pierwotnych, $dN_{ch}/d\eta$, w zależności od wagi, z jaką były uwzględniane klastry z połączonymi pikselami („ganged”), dla symulacji zderzeń $p + Pb$. Prezentowane są wartości odchyłeń χ^2 uzyskane dla dwóch przedziałów zmiennej η oraz trzech zakresów położenia pierwotnego wierzchołka oddziaływania.

określone zastosowanie wagi równej 1 tak mało zmienia średnią wartości χ^2 , że bez popełnienia istotnego błędu można ją przyjąć dla wszystkich typów danych. Jednocześnie w ten sposób wprowadzane są dwa skrajnie różniące się warianty rekonstrukcji: uwzględnienie klastrów z połączonymi pikselami z wagą 1 oraz odrzucenie takich klastrów (czyli nadanie im wagi równej 0). Różnica między wynikami takich rekonstrukcji jest znacznie mniejsza od innych przyczynków do błędu systematycznego.

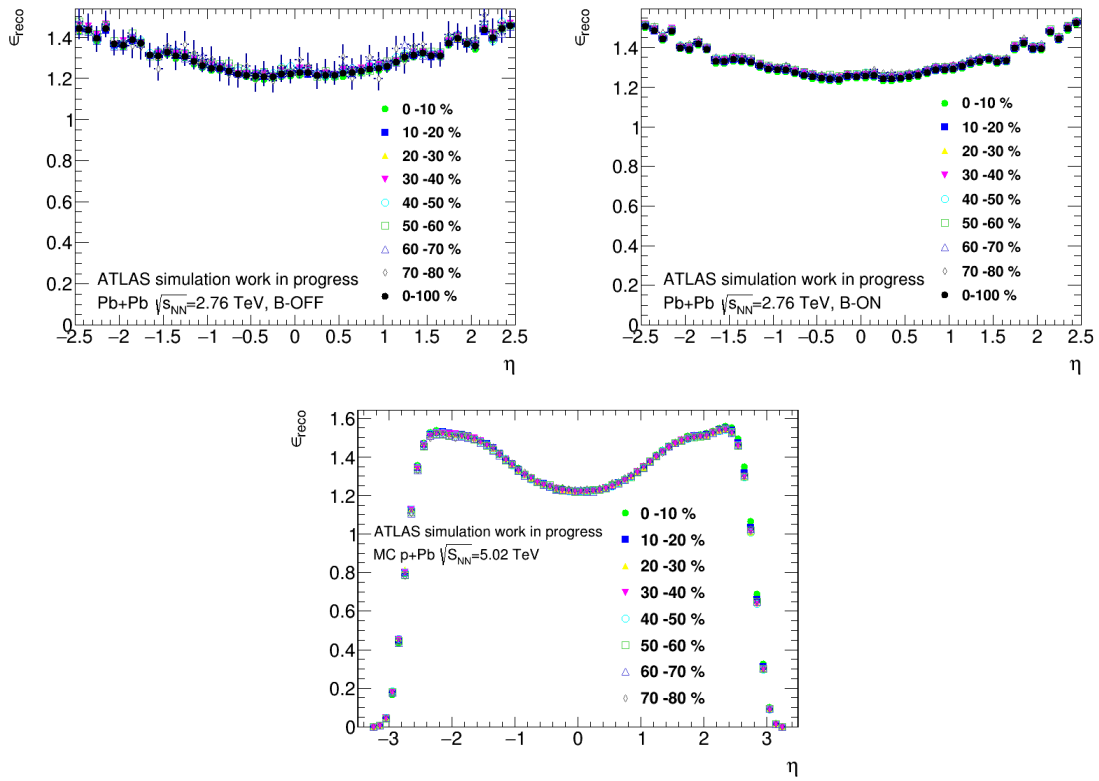
Średnia liczba klastrów przypadających na naładowaną cząstkę pierwotną może zależeć od wielu czynników, przede wszystkim od zmiennej η , położenia wierzchołka oddziaływania i centralności przypadku. Zależność od położenia wierzchołka oddziaływania była analizowana poprzez wyznaczenie wartości $\epsilon_{reco}(\eta)$ w węższych przedziałach z_{vtx} . Dla danych ze zderzeń $Pb + Pb$ pełny wykorzystywany zakres $|z_{vtx}| < 20$ mm został dodatkowo podzielony na 8 wąskich przedziałów. Jak widać na rysunku 6.9, na wykresach u góry, wartości $\epsilon_{reco}(\eta)$ uzyskane w mniejszych przedziałach są zbliżone do wartości otrzymanych z całego zakresu (czarne punkty), a odchylenia mają charakter fluktuacji statystycznych, gdyż np. jasnoniebieskie punkty przypadkowo występują zarówno powyżej, jak i poniżej wartości uśrednionej w całym zakresie. Dla zderzeń $Pb + Pb$ można więc zastosować jedną wartość $\epsilon_{reco}(\eta)$ niezależną od aktualnego położenia wierzchołka oddziaływania, gdyż pełny zakres położen wierzchołków i tak jest dość wąski. Dla danych $p+Pb$ używa się znacznie szerszego zakresu położenia wierzchołków $|z_{vtx}| < 225$ mm i na rysunku 6.9 widać wyraźną systematyczną różnicę pomiędzy funkcjami $\epsilon_{reco}(\eta)$ otrzymanymi w węższych podzakresach z_{vtx} . Konieczne jest zatem używanie odrębnych funkcji odpowiadających przedziałowi z_{vtx} , do którego przypisany jest dany przypadek.

Podczas wyznaczania wartości $\epsilon_{reco}(\eta)$ wykorzystywane były wszystkie przypadki z danego zakresu położen wierzchołków, niezależnie od ich centralności. Można się jednak spodziewać, że średnia liczba klastrów na naładowaną cząstkę pierwotną zależy nieco od centralności zderzenia, czy też raczej od liczby cząstek wyprodukowanych w danym zderzeniu. Im więcej cząstek trafia w detektor pikselowy, tym większa jest szansa, że przejdą one przez sensor krzemowy tak blisko siebie, iż znaleziony zostanie tylko jeden wspólny klaster. Z tego względu średnia liczba klastrów na naładowaną cząstkę pierwotna będzie nieco niższa w centralnych zderzeniach $Pb + Pb$. Z kolei wartości $\epsilon_{reco}(\eta)$ dla najbardziej peryferycznych przypadków będą nieco większe, niż te otrzymane z wykorzystaniem wszystkich przypadków.

Rysunek 6.10 przedstawia funkcje $\epsilon_{reco}(\eta)$ wyznaczone dla symulacji zderzeń $Pb + Pb$ oraz $p + Pb$ w różnych przedziałach centralności dla całego mierzonego zakresu położenia wierzchołków. Widać wyraźnie, że różnice pomiędzy wynikami dla różnych centralności są bardzo małe, w przypadku pojedynczych punktów w granicach błędu statystycznego. Istnieją jednak różnice systematyczne, lepiej widoczne gdy są one pokazane jako względna różnica



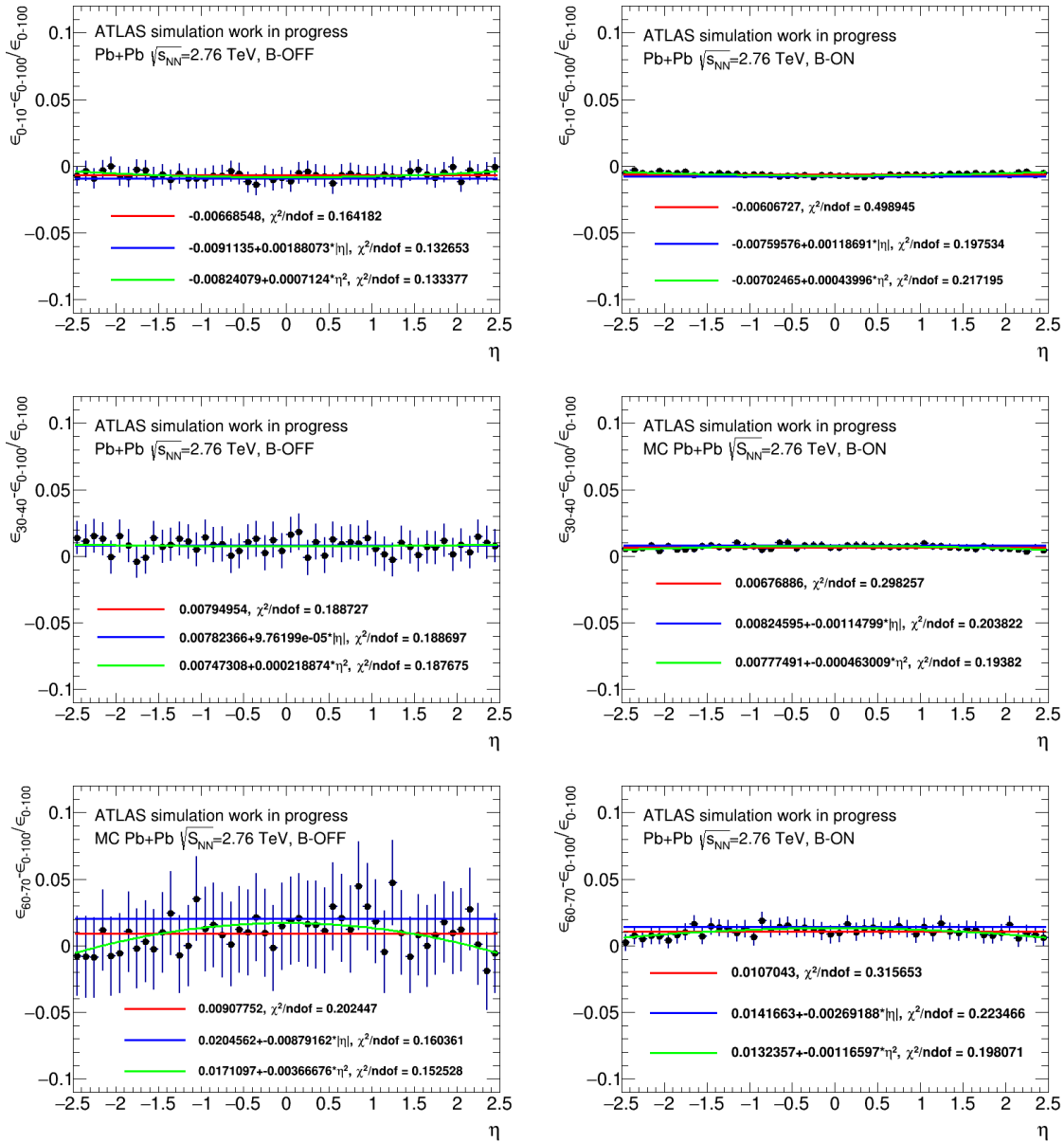
Rysunek 6.9: Wartości średniej liczby klastrów przypadających na jedną naładowaną cząstkę pierwotną jako funkcja zmiennej η w wybranych przedziałach położenia wierzchołka oddziaływanie. Rysunek u góry po lewej przedstawia zależności dla symulacji zderzeń $Pb + Pb$ bez pola magnetycznego, u góry po prawej dla symulacji zderzeń $Pb + Pb$ z włączonym polem magnetycznym, a na dole dla dla symulacji zderzeń $p + Pb$.



Rysunek 6.10: Średnia liczba klastrów przypadająca na jedną naładowaną cząstkę pierwotną jako funkcja zmiennej η dla 8 przedziałów centralności. U góry rozkłady uzyskane dla symulacji zderzeń $Pb + Pb$ bez pola magnetycznego (z lewej), z polem magnetycznym (z prawej), a u dołu dla zderzeń $p + Pb$.

wyniku dla danej centralności względem wartości uśrednionych po wszystkich centralnościach (rysunki 6.11 i 6.12). Błędy wynikające ze statystycznej niepewności wyników uzyskanych dla danej centralności są nieco zawyżone z powodu korelacji z wartościami uśrednionymi. Dla zderzeń $Pb + Pb$ trzeba uznać, że różnice te, choć niewielkie (do 2%), mają jednak systematyczny trend odpowiadający efektom oczekiwanym w związku z częstszym przekrywaniem się klastrów. Dla zderzeń $p + Pb$ (rys 6.12) różnice te są w granicach błędu konsyistentne z zerem, nie można więc mówić o zależności od centralności. Oznacza to, że prawdopodobieństwo pokrywania się klastrów jest znikome przy krotnościach występujących w tych danych. Na rysunku 6.11 pokazane zostały także trzy wybrane funkcje: $y(\eta) = a$, $y = a + b|\eta|$ oraz $y(\eta) = a + b\eta^2$, dopasowane do przedstawianych względnych różnic. Spośród testowanych funkcji najlepiej wypada funkcja postaci $y(\eta) = a + b|\eta|$, która opisuje zależność względnej różnicy pomiędzy wartościami w najbardziej peryferycznym przedziale centralności a pozostałymi wartościami w poszczególnych centralnościach od zmiennej η .

Analiza zależności $\epsilon_{reco}(\eta)$ od centralności potwierdza istnienie efektów związanych



Rysunek 6.11: Względna różnica między średnią liczbą klastrów przypadająca na jedną naładowaną cząstkę pierwotną w przypadkach o centralnościach 0-10%, 30-40% lub 60-70% a średnią dla wszystkich przypadków zderzeń $Pb + Pb$ z wyłączonym polem magnetycznym (lewa strona) oraz z włączonym polem magnetycznym (prawa strona), jako funkcja zmiennej η . Dopasowane do punktów funkcje omawiane w tekście są przedstawione jako kolorowe linie, w legendzie podana jest ich postać z wartością parametrów oraz $\chi^2/ndof$.

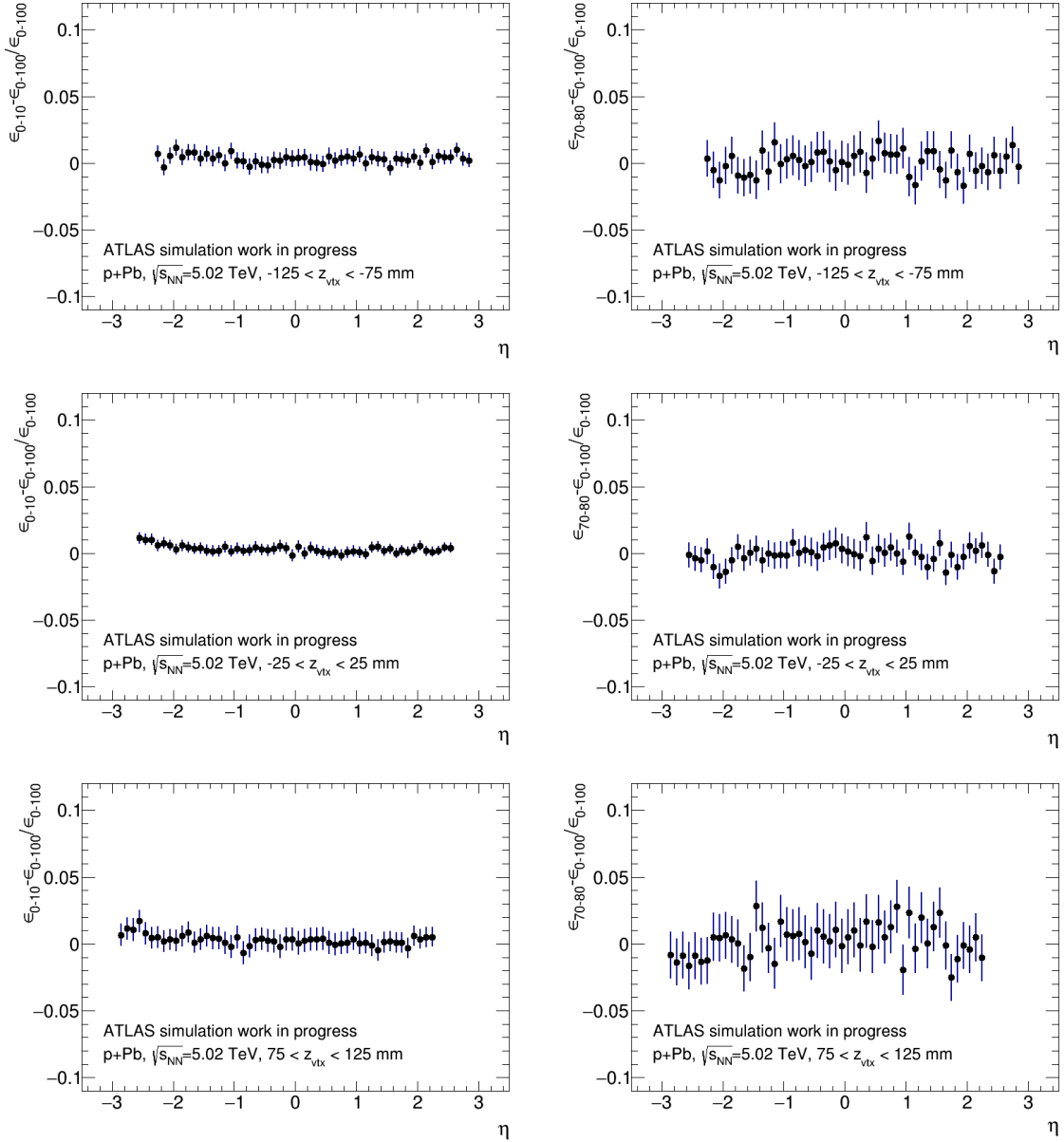
z przekrywaniem się klastrów. W celu uwzględnienia tego efektu podczas rekonstrukcji należy więc zastosować funkcję modyfikującą $\epsilon_{reco}(\eta)$. Nie powinna to jednak być funkcja zależna wprost od centralności, lecz raczej od liczby klastrów występujących w danym przypadku. Do tego celu została wykorzystana funkcja postaci $y(\eta) = a + b|\eta|$ dopasowana do względnej różnicy średnich krotności. Na rysunku 6.13 przedstawione zostały wartości parametrów tej funkcji, a i b , wyznaczone dla poszczególnych centralności, ale wyrażone w zależności od średniej liczby klastrów w tych przypadkach. Po dopasowaniu prostej otrzymano zależność liniową a i b od liczby klastrów w przypadku. Wprowadzenie tej linowej zależności pozwala na proste zmodyfikowanie średniej wartości $\epsilon_{reco}(\eta)$, by lepiej oddawała wartość odpowiednią dla przypadków o określonej centralności:

$$\epsilon(\eta, n_{cl}) = \epsilon(\eta)(1 + a(n_{cl}) + b(n_{cl})|\eta|). \quad (6.3)$$

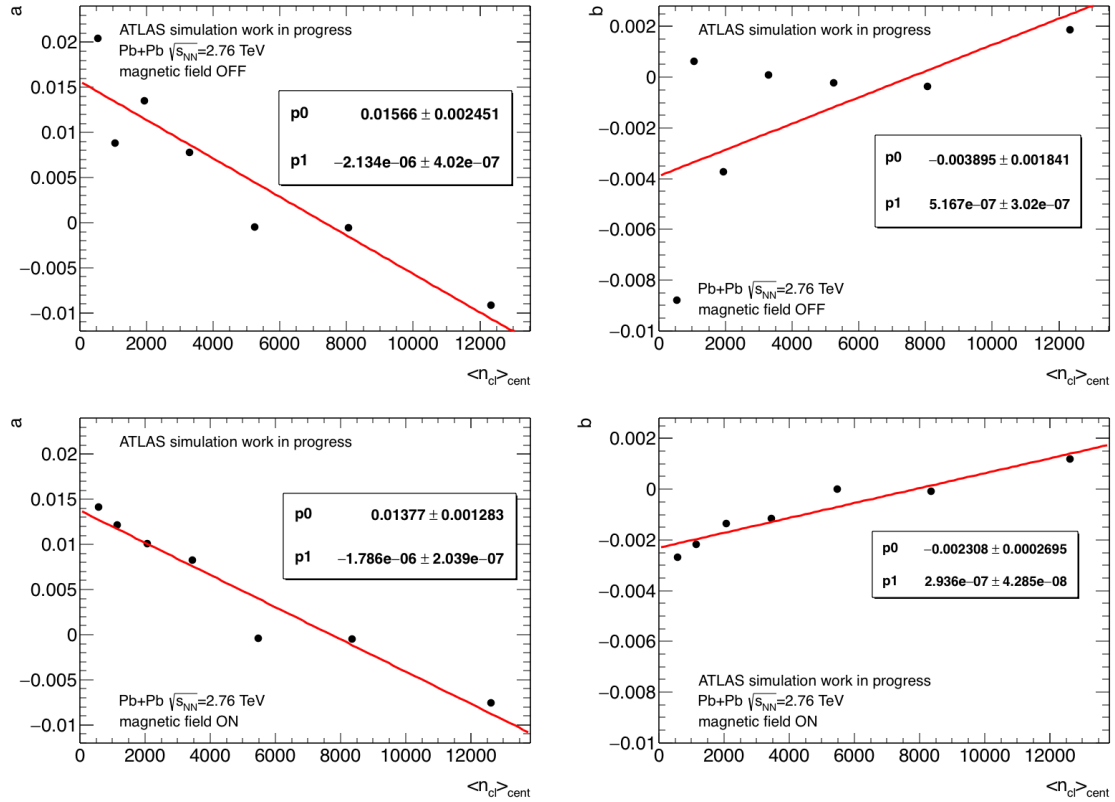
Powyżej opisana analiza została przeprowadzona dla symulacji zderzeń $Pb + Pb$ z włączonym i wyłączonym polem magnetycznym. Dla tych drugich liczba przypadków nie była wystarczająca, by po podziale na klasy centralności otrzymać stabilne wyniki. Jak widać na rysunku 6.13 (górny rząd) zbyt duże są fluktuacje wartości parametru a i b z powodu małej statystyki. Ponieważ jednak obecność pola magnetycznego nie powinna mieć większego wpływu na analizowane efekty, dlatego przy rekonstrukcji liczby cząstek naładowanych w danych $Pb + Pb$ w obu przypadkach wykorzystana została funkcja z parametrami a i b otrzymanymi dla symulacji z polem magnetycznym włączonym.

Podsumowując średnia liczba klastrów pikselowych przypadająca na naładowaną cząstkę pierwotną nie zależy od centralności zderzeń $p + Pb$ (rys. 6.12) ale dla zderzeń $Pb + Pb$ konieczne jest wprowadzanie modyfikacji zależnej do krotności przypadku. Zależność $\epsilon_{reco}(\eta)$ od położenia wierzchołka oddziaływania staje się istotna jeśli wykorzystywane są przypadki z szerszego przedziału z_{vtx} . Dlatego dla danych $Pb + Pb$ (gdzie $|z_{vtx}| < 20$ mm) zależność od z_{vtx} może być zaniedbana, natomiast dla zderzeń $p + Pb$ mierzonych w bardzo szerokim zakresie położenia wierzchołka konieczne jest wyznaczenie $\epsilon(\eta)$ w kilku węższych przedziałach z_{vtx} . Rysunki 6.14 i 6.15 przedstawiają wartości średniej liczby klastrów przypadających na naładowaną cząstkę pierwotną w funkcji zmiennej η . Będą one używane do wyznaczenia krotności cząstek naładowanych w zderzeniach $Pb + Pb$ i $p + Pb$. Dla wszystkich typów zderzeń widać, że dla dużych bezwzględnych wartości zmiennej η rośnie liczba klastrów przypadająca na naładowaną cząstkę przekraczając niekiedy nawet 2 (zderzenia $p + Pb$). Natomiast dla małych bezwzględnych wartości zmiennej η , $|\eta| \approx 0$ jest ona bliska 1.2.

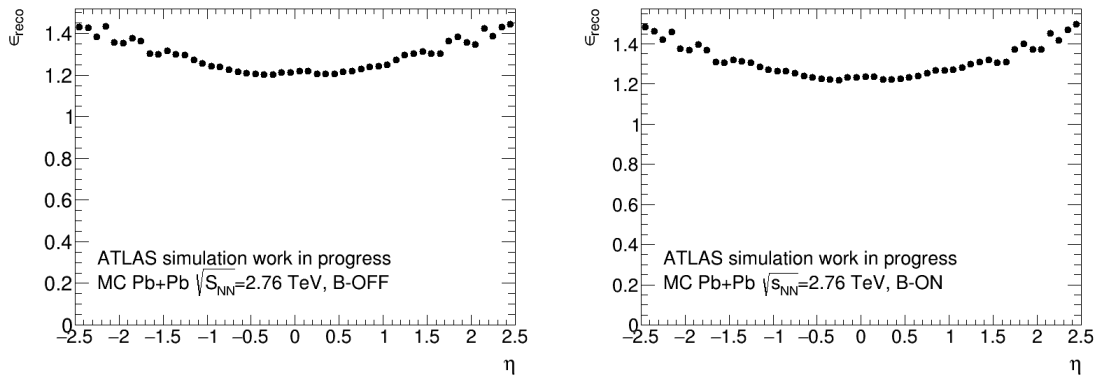
Obserwowana zależność świadczy o tym, że w obszarach, gdzie cząstki pierwotne przechodzą przez sensory krzemowe pod małymi kątami algorytm tworzący klastry znajduje wiele klastrów dodatkowych. Tylko częściowo są to klastry pochodzące od cząstek wtórnych, głównie



Rysunek 6.12: Względna różnica między średnią liczbą klastrow przypadająca na jedną naładowaną cząstkę pierwotną w przypadkach o centralnościach 0-10% (z lewej strony) oraz 70-80% (z prawej strony), a średnią dla wszystkich przypadków zderzeń $p + Pb$ przedstawiona dla kilku zakresów położenia wierzchołków (kolejne rysunki) jako funkcja zmiennej η .

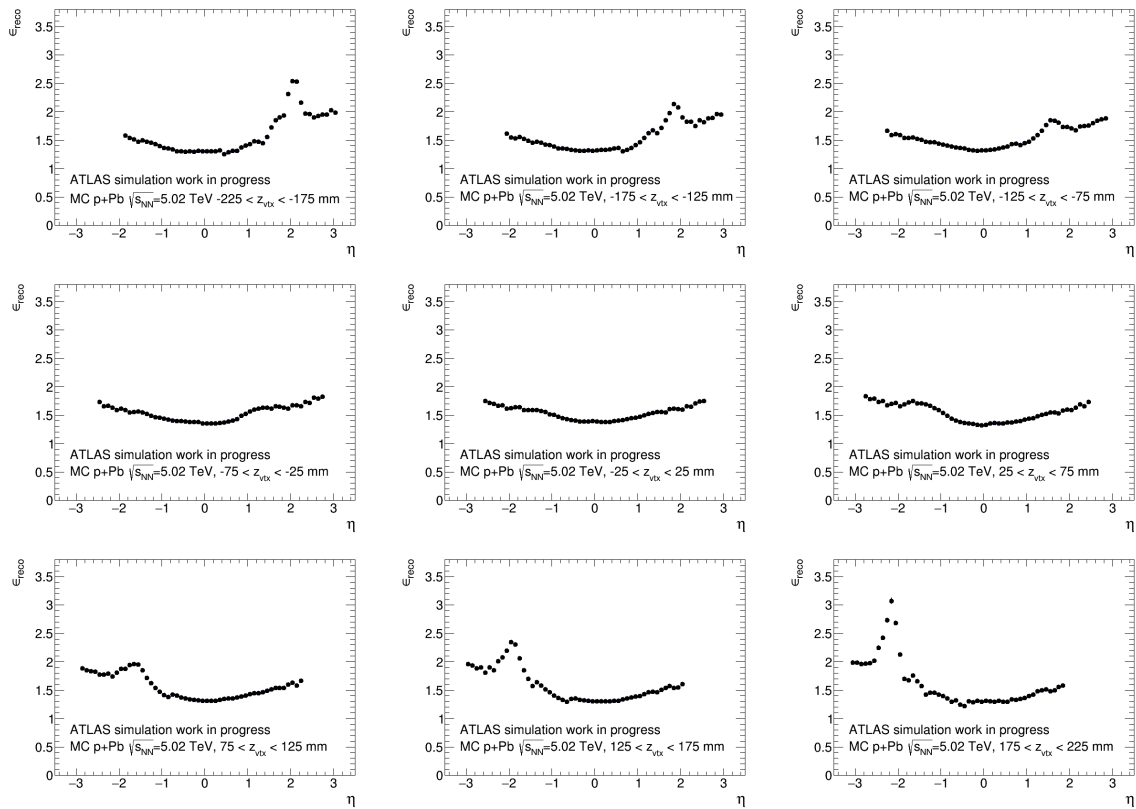


Rysunek 6.13: Wartości parametrów funkcji postaci $a + b|\eta|$ dopasowanej do względnej różnicy między średnią liczbą klastrów na naładowaną cząstkę pierwotną w różnych przedziałach centralności i w pełnym zakresie centralności, przedstawione jako zależność od całkowitej liczby klastrów pikselowych w przypadku, dla symulacji zderzeń $Pb + Pb$ z wyłączonym polem magnetycznym (górny rząd) oraz z włączonym polem magnetycznym (dolny rząd). Czerwone linie przedstawiają funkcje liniowe dopasowane do punktów.



Rysunek 6.14: Średnia liczba klastrów przypadająca na jedną naładowaną cząstkę pierwotną jako funkcja zmiennej η dla symulacji zderzeń $Pb + Pb$ z wyłączonym polem magnetycznym (lewa strona) i włączonym polem magnetycznym (prawa strona). Wykorzystywane były jedynie przypadki z wierzchołkiem w zakresie od -20 mm do 20 mm.

takich, które powstały w oddziaływaniach w rurze akceleratora, gdyż zachowują one kierunek zbliżony do cząstki pierwotnej, która przyczyniła się do ich powstania. Klastry od cząstek wtórnych wytworzonych w innych częściach detektora są w większości odrzucane ze względu na zbyt niski pozostawiony sygnał. Prawdopodobnie większość dodatkowych klastrów powstaje przez podział dużego klastra pochodzącego od jednej cząstki podzielonego przez algorytm na dwa odrębne klastry. Wskazuje na to między innymi duża liczba klastrów, do których w symulacjach nie była przypisana żadna cząstka naładowana (rozdział 5).



Rysunek 6.15: Średnia liczba klastrów przypadająca na jedną naładowaną cząstkę pierwotną jako funkcja pseudorapidity dla symulacji zderzeń $p + Pb$ w różnych przedziałach położenia wierzchołka oddziaływania.

Rozdział 7

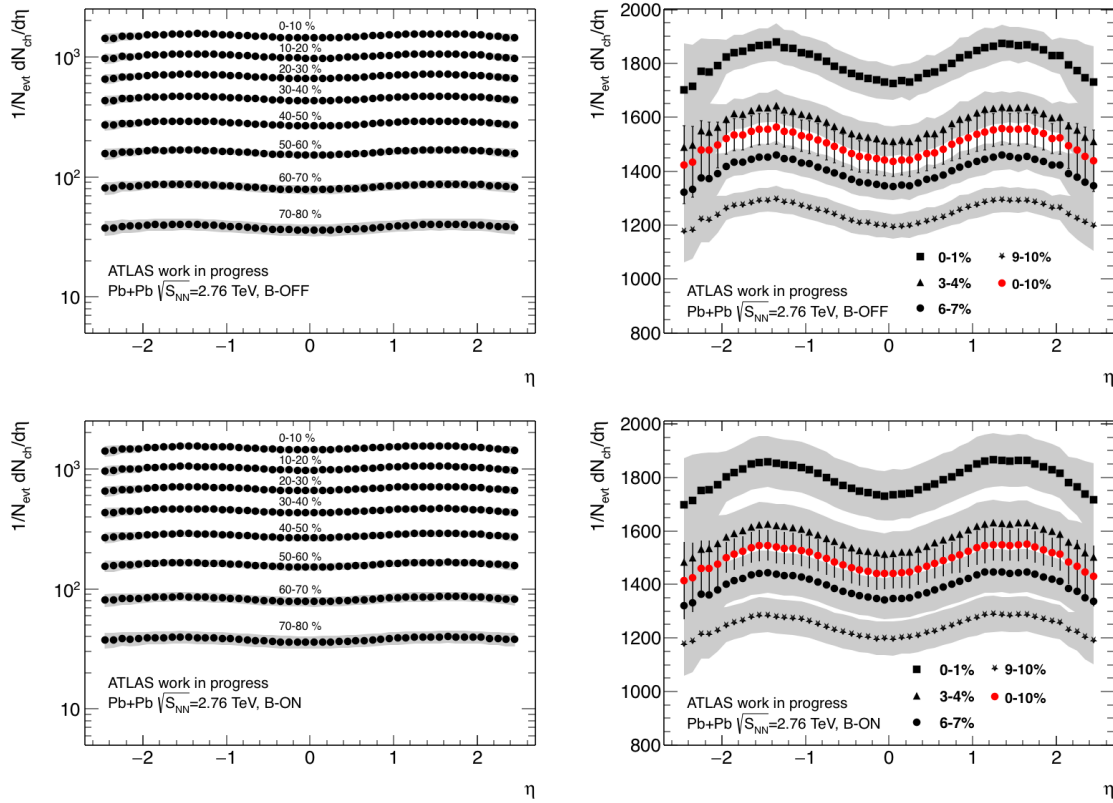
Krotności cząstek naładowanych w zderzeniach $Pb + Pb$ oraz $p + Pb$

7.1 Rezultaty analizy zderzeń $Pb + Pb$

Korzystając z wyznaczonej w poprzednim rozdziale średniej liczby klastrów pikselowych przypadających na naładowaną cząstkę pierwotną można odtworzyć zarówno rozkład $dN_{ch}/d\eta$, jak i średnią krotność cząstek w wybranym przedziale η . W tym rozdziale zrekonstruowane rozkłady i wielkości są uśrednione po odpowiednich zakresach położenia wierzchołka, badana jest natomiast ich zależność od centralności zderzeń.

Dane ze zderzeń $Pb + Pb$ zostały na potrzeby tej analizy podzielone na przedziały centralności o szerokości 10%, chociaż niekiedy używany jest podział na przedziały dwa razy węższe. Przypadki najbardziej centralne (0-20%) są także analizowane w przedziałach o szerokości 1%. Zgodnie ze strategią stosowaną w eksperymencie ATLAS pominięte zostały przypadki najbardziej peryferyczne (80-100%). Dla tych przypadków wszelkie parametry związane z centralnością są bardzo niepewne i obciążone dużymi błędami systematycznymi.

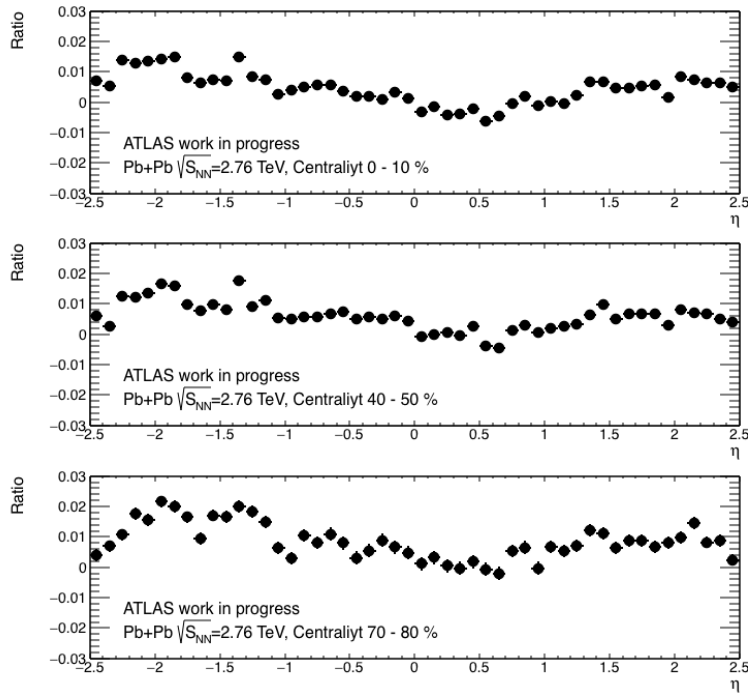
Analiza błędów systematycznych pomiaru krotności cząstek naładowanych uwzględnia wiele efektów. Szczegółowy opis poszczególnych składowych błędów systematycznego zawarty jest w dodatku A. Dla zderzeń $Pb + Pb$ największy wkład wnosi niepewność związana z symulacjami danych metodami Monte Carlo, która w centralnym obszarze zmiennej η wynosi około 5% natomiast na brzegach rozkładów przekracza 10%. Kolejnym znaczącym przyczynkiem do błędów systematycznych jest niepewność związana ze sposobem wyznaczania przedziałów centralności. Dla zderzeń $Pb + Pb$ ten składnik błędów systematycznych w najbardziej centralnym przedziale centralności nie przekracza 2%, ale rośnie aż do 14% dla zderzeń najbardziej peryferycznych. Inne składniki błędów systematycznych, opisane w dodatku A mają znacznie mniejsze znaczenie, gdyż nie przekraczają 3%.



Rysunek 7.1: Rozkłady gęstości cząstek naładowanych $dN_{ch}/d\eta$ dla wybranych przedziałów centralności, otrzymane z analizy zderzeń $Pb+Pb$ z polem magnetycznym wyłączonym (górny rząd) i polem magnetycznym włączonym (dolny rząd). Lewa kolumna zawiera porównanie wyników w pełnym analizowanym zakresie centralności, w prawej przedstawione są rezultaty dla przedziału 0-10% porównane z wynikami uzyskanymi w znacznie węższych przedziałach (0-1 %, 3-4%, 6-7%,9-10%). Szarym kolorem przedstawiony jest błąd systematyczny.

W zderzeniach $Pb + Pb$ liczba wyprodukowanych cząstek silnie rośnie z centralnością zderzenia. Jest to doskonale widoczne na rysunku 7.1, na którym przedstawione są rozkłady $dN_{ch}/d\eta$ w ośmiu przedziałach centralności. Krotność rośnie 50-krotnie przy przejściu od zderzeń peryferycznych do zderzeń najbardziej centralnych.

W najbardziej peryferycznych zderzeniach $Pb + Pb$ (przedział centralności 75-80%), jakie były brane pod uwagę, średnia gęstość cząstek, $dN_{ch}/d\eta$, liczona w obszarze $|\eta| < 0.5$ (zgodnie z tabelą B.1 z dodatku B) wynosi $28.66 + 4.22_{(syst.)} - 8.14_{(syst.)} \pm 0.08_{(stat.)}$. W zderzeniach najbardziej centralnych (przedział centralności 0-1%) średnia gęstość cząstek wyprodukowanych wynosi $1742.84 + 65.36_{(syst.)} - 65.41_{(syst.)} \pm 1,47_{(stat.)}$. Podane wartości odnoszą się do zderzeń z wyłączonym polem magnetycznym. Dla danych z włączonym polem magnetycznym otrzymane wartości średniej gęstości cząstek są podobne i mieszczą się w granicach

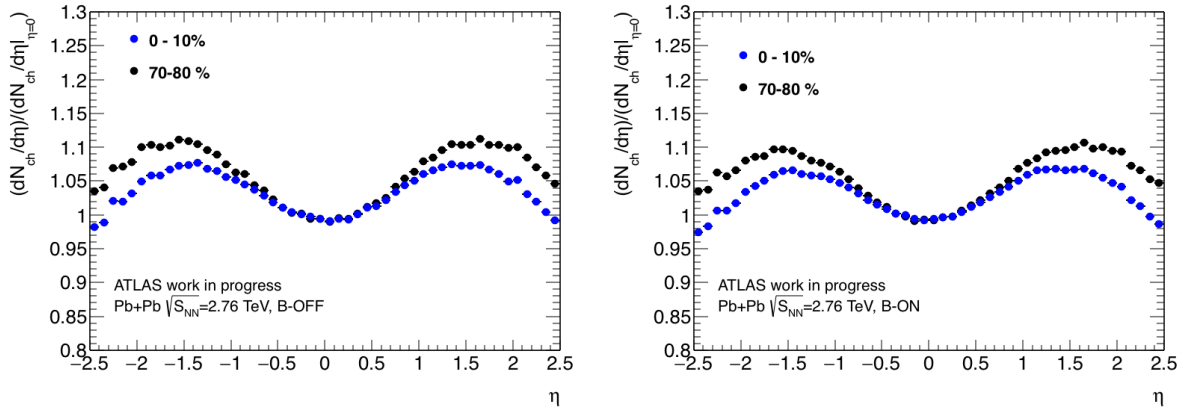


Rysunek 7.2: Względne różnice pomiędzy rozkładami $dN_{ch}/d\eta$ dla danych ze zderzeń $Pb + Pb$ z polem magnetycznym wyłączonym i włączonym dla trzech przedziałów centralności.

błądów. Względne różnice pomiędzy rozkładami zmiennej η dla danych $Pb + Pb$ z polem i bez pola magnetycznego są pokazane na rysunku 7.2 i na ogół nie przekraczają one 2%. Zestawienie wszystkich średnich wartości dla różnych przedziałów centralności dla danych $Pb + Pb$ z polem i bez pola magnetycznego zawierają tabele umieszczone w dodatku B.

Najbardziej widoczną cechą rozkładów $dN_{ch}/d\eta$ jest zmiana ich wysokości przy wzroście centralności zderzeń $Pb + Pb$ związana ze wzrostem całkowitej liczby wyprodukowanych cząstek. Modyfikacji ulega także i kształt rozkładu. Na rysunku 7.3 przedstawione zostały rozkłady $dN_{ch}/d\eta$ dla danych z polem i bez pola magnetycznego unormowane tak, by dla $|\eta| \approx 0$ ich wartość była równa 1. Uzyskane zostało to przez podzielenie rozkładu przez średnią wartość krotności w obszarze $|\eta| < 0.5$. Przy takiej normalizacji widać, że rozkłady dla przypadków najbardziej centralnych (0-10%) oraz dla przypadków peryferycznych (70-80%) w obszarze $|\eta| > 1.0$ różnią się o kilka procent. W przypadkach centralnych obserwowane jest relatywnie mniej cząstek w obszarze dużych η niż w przypadkach peryferycznych. Można wiązać ten efekt z większymi stratami energii zderzających się nukleonów dla przypadków centralnych. Produkowane w takich zderzeniach cząstki mają więc średnio mniejsze pędy podłużne, a tym samym mniejsze wartości $|\eta|$.

Zmianę rozkładu zmiennej η cząstek naładowanych z centralnością zderzenia korzystniej jest badać dzieląc wszystkie rozkłady przez rozkład dla zderzeń najbardziej peryferycz-



Rysunek 7.3: Rozkłady zmiennej η cząstek naładowanych w zderzeniach $Pb + Pb$ znormalizowane do wartości gęstości cząstek w obszarze $|\eta| < 0.5$, dla dwóch przedziałów centralności: 0-10% i 70-80% . Z lewej strony przedstawione są dane uzyskane bez pola magnetycznego, z prawej strony z polem magnetycznym.

nych (70-80%), czyli analizując wielkość:

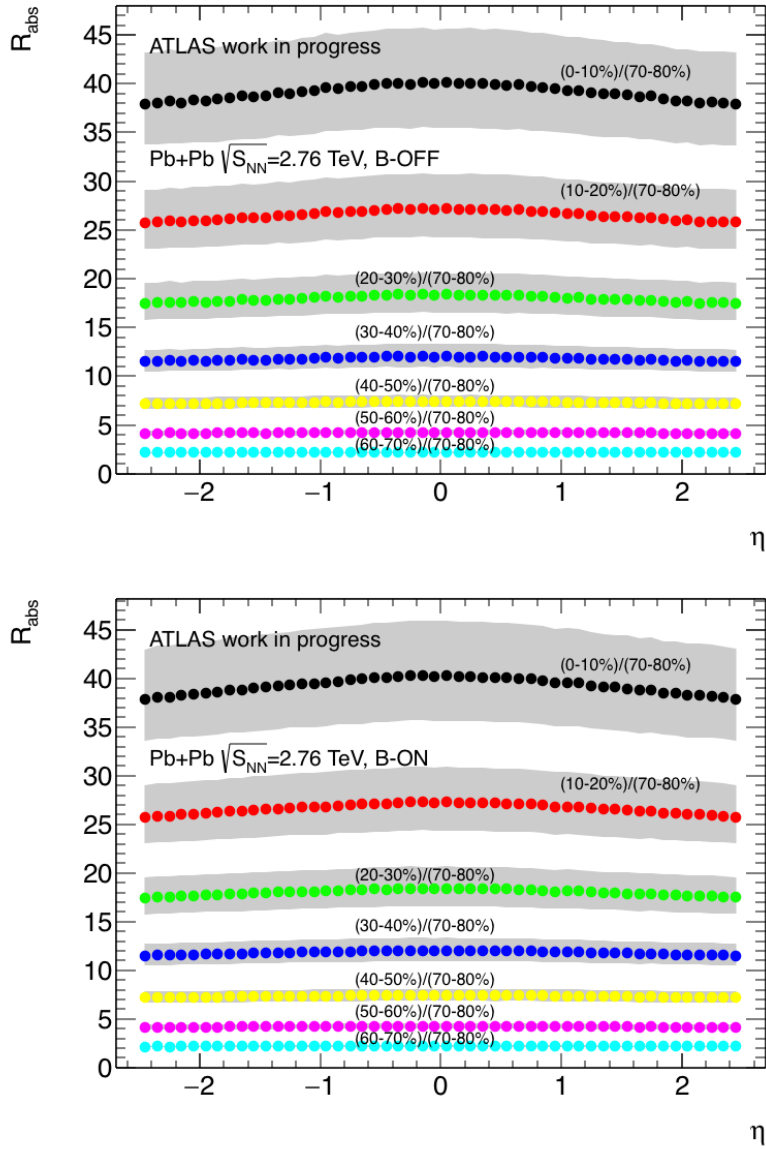
$$R_{abs}(\eta) = (dN_{ch}^{centr}/d\eta)/(dN_{ch}^{70-80\%}/d\eta). \quad (7.1)$$

Rysunek 7.4 potwierdza, że krotność w zderzeniach najbardziej centralnych jest kilkadziesiąt razy większa niż w peryferycznych. Tak wielka różnica związana jest przede wszystkim ze wzrostem liczby zderzających się nukleonów. Dla usunięcia tej zależności można posłużyć się stosunkiem uwzględniającym średnie wartości N_{part} :

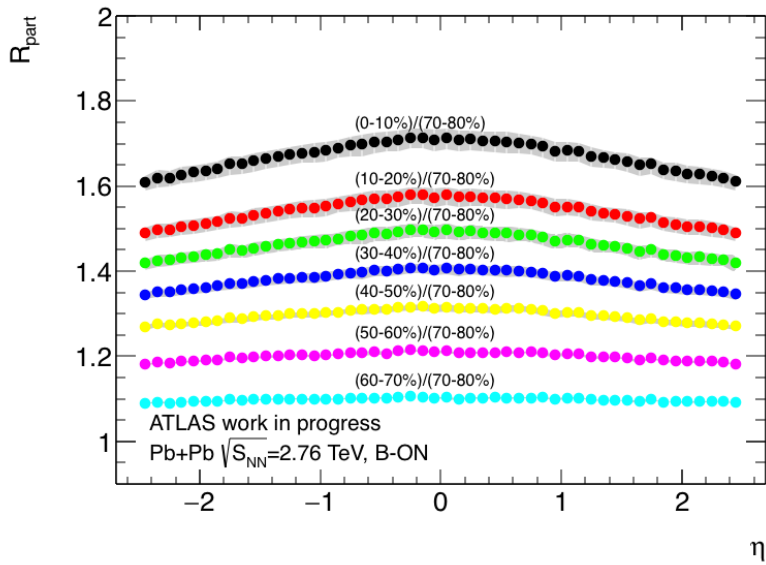
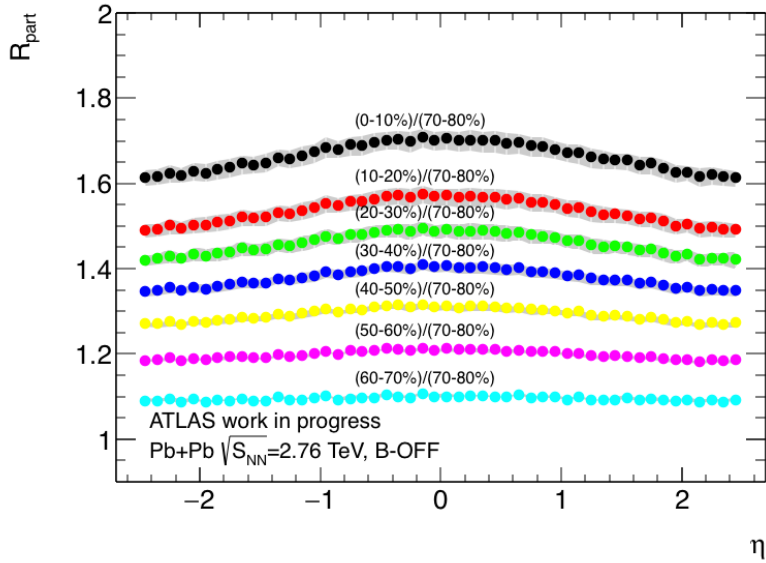
$$R_{part}(\eta) = \frac{\frac{1}{\langle N_{part}^{centr} \rangle} \frac{dN_{ch}^{centr}}{d\eta}}{\frac{1}{\langle N_{part}^{70\%-80\%} \rangle} \frac{dN_{ch}^{70\%-80\%}}{d\eta}}, \quad (7.2)$$

którego zależność od η i centralności przedstawiona jest na rysunku 7.5. Stosunek tak znormalizowanych rozkładów jest dużo mniejszy i nie przekracza 1.8, widać jednak, że nukleony uczestniczące w zderzeniach centralnych o około 60-70% efektywniej przyczyniają się do produkcji cząstek.

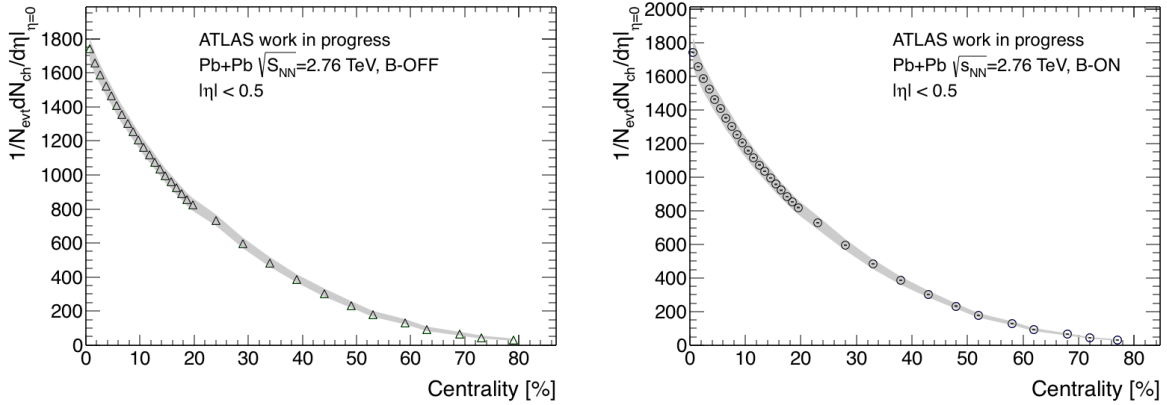
Do ilościowej analizy zależności produkcji cząstek od centralności zderzenia $Pb + Pb$ najwygodniej jest użyć średniej gęstości cząstek w obszarze $|\eta| < 0.5$. Zależność tę można przedstawić jako funkcję przedziału centralności (rysunek 7.6) lub liczby oddziałujących nukleonów, N_{part} (rysunek 7.7). W najbardziej centralnych przypadkach średnia gęstość cząstek w okolicach $|\eta| \approx 0$ jest bliska 1800 i szybko spada do około 30 cząstek w najbardziej peryferycznym przedziale (75-80%). Średnia liczba cząstek naładowanych rośnie w przybliżeniu liniowo wraz z liczbą oddziałujących nukleonów (rys 7.7).



Rysunek 7.4: Stosunek R_{abs} , rozkładów $dN_{ch}/d\eta$ cząstek naładowanych w zderzeniach $Pb+Pb$ o różnych centralnościach do tego samego rozkładu w zderzeniach peryferycznych 70-80%, przy wyłączonym polu magnetycznym (górze) i przy włączonym polu magnetycznym (dół).



Rysunek 7.5: Stosunek R_{part} , rozkładów $dN_{ch}/d\eta$ cząstek naładowanych w zderzeniach $Pb + Pb$, znormalizowanych na parę oddziałujących nukleonów o różnych centralnościach do tego samego rozkładu w zderzeniach peryferycznych 70-80%, przy wyłączonym polu magnetycznym (górze) i przy włączonym polu magnetycznym (dół). Szare pole przedstawia błędy systematyczne, które są niewielkie gdyż kasują się nie tylko przyczynki związane z efektami detektorowymi, ale redukują się także przyczynki związane z niepewnością w wyznaczaniu centralności.



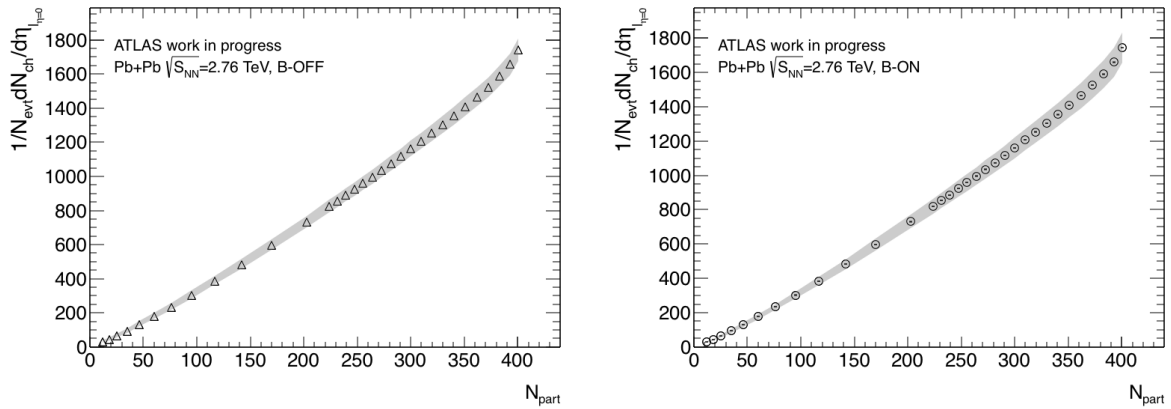
Rysunek 7.6: Średnia liczba cząstek naładowanych w obszarze $|\eta| < 0.5$ w funkcji przedziałów centralności dla danych $Pb + Pb$ z polem magnetycznym wyłączonym (lewa strona) i włączonym (prawa strona). Szary pas wokół punktów pokazuje wielkość błędów systematycznych.

Po normalizacji $dN_{ch}/d\eta|_{|\eta|<0.5}$ do jednej pary oddziałujących nukleonów zmienia się charakter zależności od centralności, co obrazuje rysunek 7.8. Wraz ze wzrostem N_{part} , czyli przechodzeniem do coraz bardziej centralnych zderzeń, rośnie liczba wyprodukowanych cząstek przypadających na parę zderzających się nukleonów. Oznacza to, że produkcja cząstek staje się relatywnie bardziej efektywna, gdyż zależy nie tylko od tego, ile nukleonów ze sobą się zderzało, ale także ile zderzeń nukleon-nukleon przypadało na jeden oddziałujący nukleon. Najprostszy dwuskładnikowy model [67] zakładający taką zależność przewiduje:

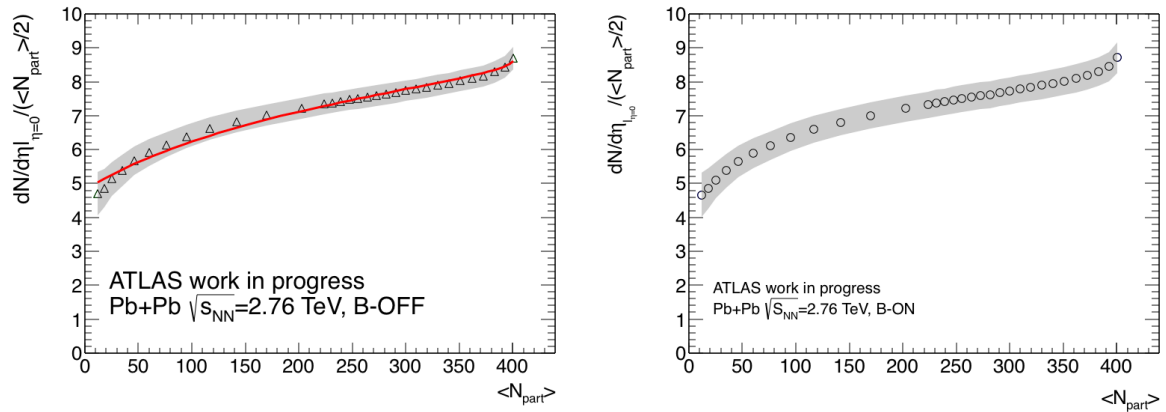
$$dN_{ch}/d\eta = n_{pp}((1 - x) \langle N_{\text{part}} \rangle / 2 + x \langle N_{\text{coll}} \rangle), \quad (7.3)$$

gdzie: n_{pp} jest gęstością rozkładu η wyprodukowanych cząstek dla zderzeń proton-proton, N_{part} i N_{coll} oznaczają odpowiednio liczbę oddziałujących nukleonów oraz liczbę zderzeń nukleon-nukleon, x jest udziałem w produkcji cząstek w oddziaływaniach proton-proton pochodzącym od procesów twardych, zależnych od liczby zderzeń. W zderzeniach Au+Au przy energiach $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV i $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV wyznaczona wartość x wynosi $0.13 \pm 0.01_{(stat.)} \pm 0.05_{(syst.)}$ [68]. W analizowanych danych $Pb + Pb$ przy energii $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV model ten również oddaje charakter zależności przedstawionej na rysunku 7.8, choć dopasowanie do danych nie jest najlepsze ($\chi^2/ndf = 5.9$). Uzyskana wartość $x = 0.104 + 0.018_{(syst.)} - 0.034_{(syst.)}$ ¹ jest podobna do wartości uzyskanej przy niższej energii. Gęstość rozkładu η wyprodukowanych cząstek, n_{pp} , w omawianym dopasowaniu traktowana była jako wolny parametr i uzyskana jej wartość wynosi 4.614.

¹Błąd statystyczny jest zaniedbywalny



Rysunek 7.7: Średnia liczba cząstek naładowanych w przedziale $|\eta| < 0.5$ w funkcji N_{part} . Po lewej stronie przedstawiono rozkłady dla danych $Pb+Pb$ z wyłączonym polem magnetycznym, po prawej z włączonym. Szary pas wokół punktów pokazuje wielkość błędów systematycznych.



Rysunek 7.8: Średnia liczba cząstek naładowanych w obszarze $|\eta| < 0.5$ przypadająca na parę oddziałujących nukleonów w zależności od liczby oddziałujących nukleonów, N_{part} . Po lewej stronie przedstawiono rozkłady dla danych $Pb + Pb$ z wyłączonym polem magnetycznym, po prawej z włączonym. Szary pas wokół punktów pokazuje błąd systematyczny. Linia przedstawia dopasowanie do danych przewidywania modelu dwukomponentowego, opisanego w tekście.

7.2 Rezultaty analizy zderzeń $p + Pb$

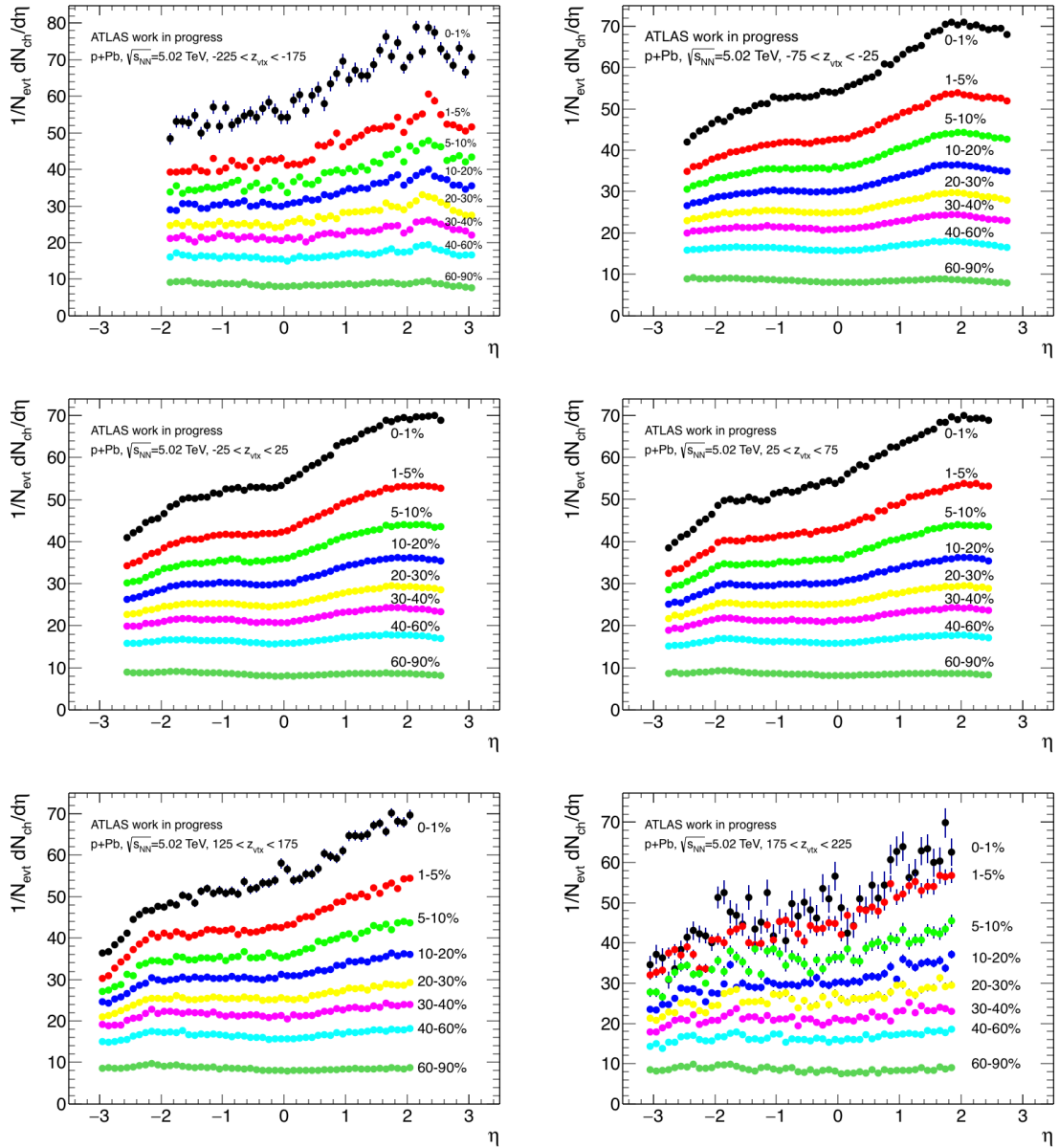
Dla zderzeń $p + Pb$, podobnie jak dla zderzeń $Pb + Pb$, największy wkład do błędu systematycznego wnosi niepewność związana z symulacjami Monte Carlo, która w centralnym obszarze zmiennej η wynosi około 4% natomiast na brzegach rozkładów osiąga 12%. Kolejnym przyczynkiem, który znacząco powiększa błąd systematyczny, jest niepewność związana ze sposobem wyznaczania przedziałów centralności, która nie przekracza 5%. Pozostałe składniki błędu systematycznego, również opisane w dodatku A, mają mniejsze znacznie i nie przekraczają 3%.

Analiza zderzeń $p + Pb$ była prowadzona nie tylko w przedziałach centralności, ale także w różnych przedziałach położenia wierzchołka. Dzięki rozszerzeniu wykorzystywanego zakresu z_{vtx} możliwe było pewne rozszerzenie przedziału zmiennej η , w którym rekonstruowany był rozkład $dN_{ch}/d\eta$. Na rysunku 7.9 pokazane są te rozkłady w różnych zakresach położenia wierzchołka i centralności. W celu uzyskania rozkładu $dN_{ch}/d\eta$ w maksymalnym zakresie η trzeba dokonać uśrednienia tych rozkładów dla różnych przedziałów z_{vtx} , które są zdefiniowane dla danej wartości η . Po takim uśrednieniu otrzymano rozkłady $dN_{ch}/d\eta$ w przedziale $|\eta| < 3.1$ przedstawione na rysunku 7.10

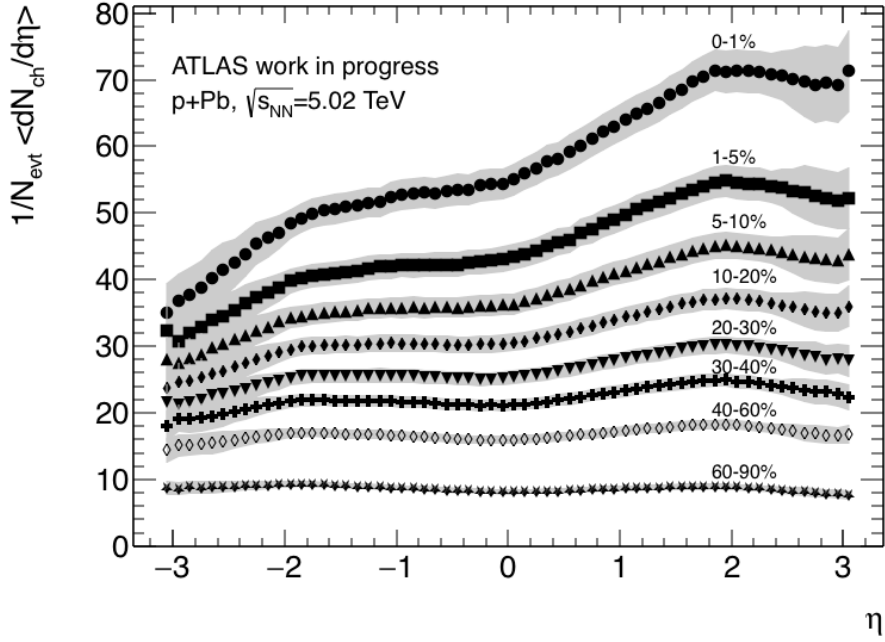
Rozkład gęstości cząstek naładowanych w funkcji zmiennej η jest asymetryczny. Więcej cząstek jest produkowanych w obszarze fragmentacji jądra ołowiu niż w obszarze fragmentacji protonu. Asymetria ta jest najsilniejsza dla najbardziej centralnych zderzeń (0-1%), w których gęstość wyprodukowanych cząstek naładowanych lecących zgodnie z kierunkiem wiązki protonów (ujemne wartości η) osiąga wartość około 35 i rośnie dla dodatnich η osiągając wartość 70 dla $\eta = 2 - 3$. W zderzeniach peryferycznych (60-90%) rozkład zmiennej η jest w przybliżeniu symetryczny, a średnia wartość gęstości cząstek wynosi ~ 9 . Jest to wartość zbliżona do gęstości cząstek równej 6.252, która jest obserwowana w zderzeniach $p + p$ przy energii $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV [69]. Pomędzy tymi skrajnymi centralnościami rozkłady η zmieniają się w sposób ciągły (rysunki 7.9 i 7.10).

Dla zderzeń $p + Pb$ stosunek rozkładów $dN_{ch}/d\eta$, R_{abs} , dla różnych centralności do rozkładu dla zderzeń peryferycznych (70-80%) silnie zależy od η . Wiąże się to z faktem, że w obszarze fragmentacji protonu wzrost liczby produkowanych cząstek jest dużo wolniejszy, niż w obszarze fragmentacji jądra ołowiu. Na rysunku 7.11 poza wartościami $R_{abs}(\eta)$ widoczne są również czerwone linie przedstawiające funkcję kwadratową $y = a + bx + cx^2$ dopasowaną do danych, której parametry umieszczone są w tabeli 7.1.

Ciekawsze wydają się być zależności $(dN_{ch}/d\eta)/\langle N_{part} \rangle/2$ od N_{part} przedstawione na rysunku 7.12. Liczba oddziałujących nukleonów została wyznaczona przy użyciu trzech różnych modeli. W pierwszym przypadku użyto standardowego modelu Glaubera, w dwóch pozo-



Rysunek 7.9: Rozkłady $dN_{ch}/d\eta$ w zderzeniach $p+Pb$ dla sześciu wybranych przedziałów położenia wierzchołka z zakresu $-225 < z_{vtx} < 225$ mm oraz ośmiu przedziałów centralności. Dla zachowania czytelności pokazane są tylko błędy statystyczne.

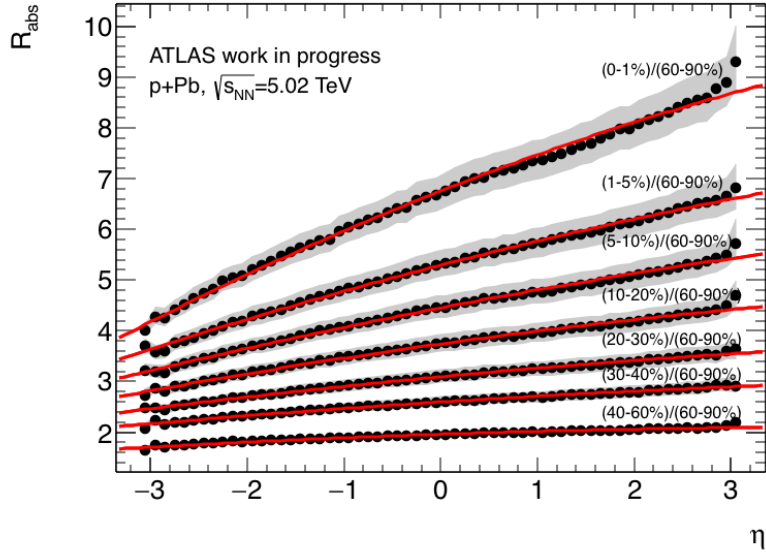


Rysunek 7.10: Uśrednione wartości gęstości $dN_{ch}/d\eta$ cząstek naładowanych w zderzeniach $p + Pb$ dla ośmiu przedziałów centralności. Szare pasy oznaczają błędy systematyczne, błędy statystyczne są najczęściej mniejsze od rozmiarów punktów

stałych użyto modelu Glaubera-Gribova, zakładającego możliwość fluktuacji przekroju czynnego oddziaływań nukleon-nukleon, σ_{NN} . W modelu tym szerokość gaussowskich fluktuacji σ_{NN} zdefiniowana jest przez parametr Ω . Zastosowano dwie jego wartości 0.55 i 1.01. Wybór modelu ma decydujące znaczenia dla charakteru zależności $dN_{ch}/d\eta/\langle N_{\text{part}} \rangle/2$ od N_{part} . W przypadku standardowego modelu Glaubera średnia liczba cząstek przypadająca na parę oddziałujących nukleonów rośnie wraz w centralnością zderzenia $p + Pb$. Przy użyciu modelu Glauber-Gribova z parametrem $\Omega=0.55$ zależność od centralności znika, natomiast po powiększeniu fluktuacji σ_{NN} do wartości 1.01 średnia liczba cząstek maleje ze wzrostem centralności. Tak różne zachowanie w zależności od użytego modelu sugeruje, że oddziaływania nukleon - nukleon wymagają lepszego poznania i zrozumienia.

7.3 Porównania z wcześniejszymi wynikami

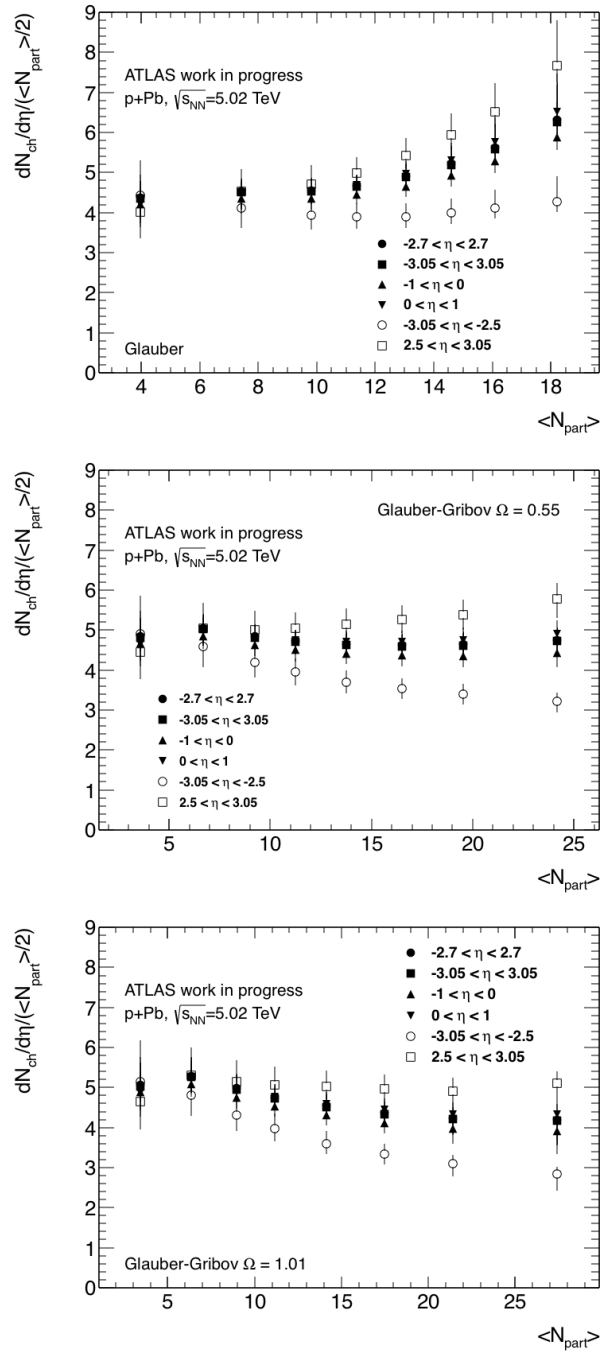
Rezultaty uzyskane metodą zliczania klastrów pikselowych można porównać z wynikami otrzymanymi innymi metodami oraz z wynikami z innych eksperymentów. W eksperymencie ATLAS podstawową metodą rekonstrukcji krotności przypadków w oddziaływaniach z udziałem ciężkich jonów jest metoda „tracklet’ów”, dlatego najważniejsze jest porównanie



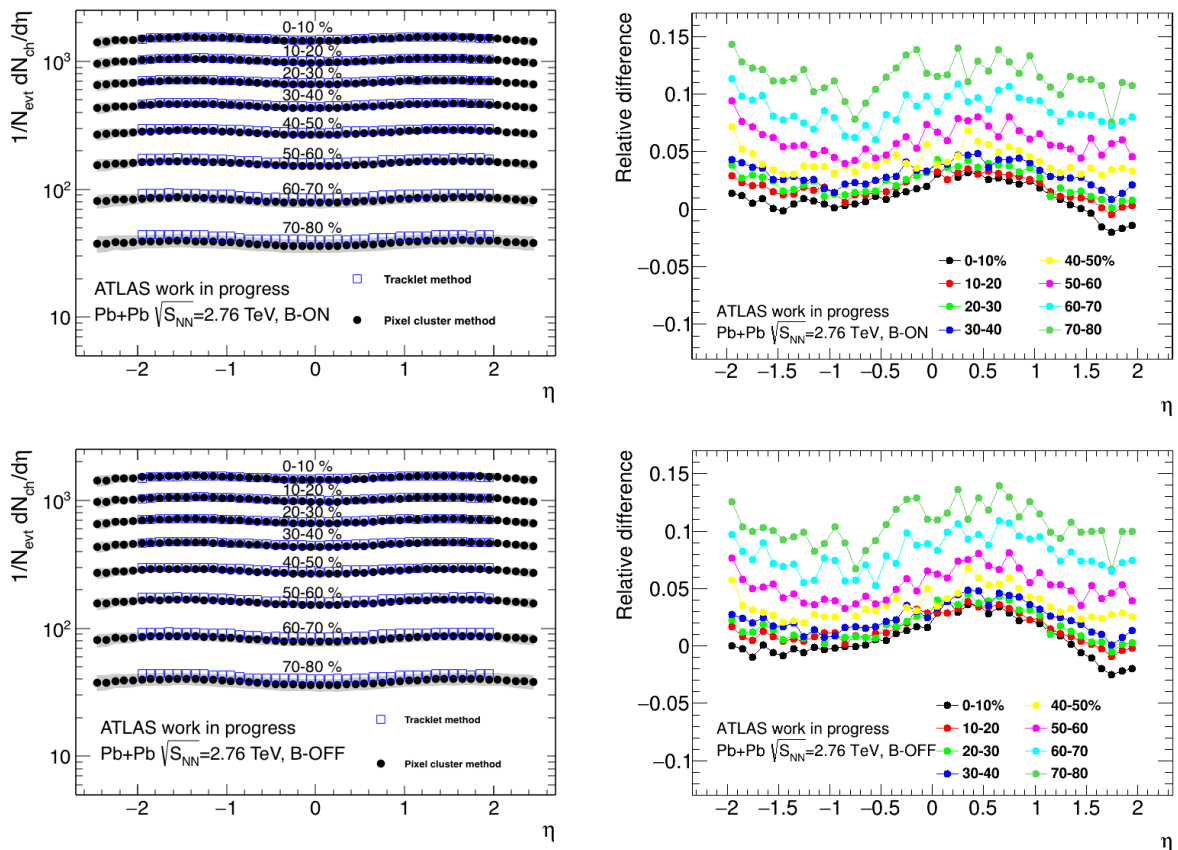
Rysunek 7.11: Stosunek R_{abs} średniej liczby cząstek naładowanych w obszarze $|\eta| < 3.1$ w zderzeniach $p + Pb$ dla kilku klas centralności do średniej liczby cząstek w zderzeniach peryferycznych 60-90%. Czerwone linie przedstawiają dopasowane funkcje kwadratowe postaci $a + b\eta + c\eta^2$, ich parametry znajdują się Tabeli 7.1.

Centralność	Równanie dopasowanej paraboli
0 – 1%/60 – 90%	$6.716 + 0.722\eta - 0.028\eta^2$
1 – 5%/60 – 90%	$5.292 + 0.484\eta - 0.023\eta^2$
5 – 10%/60 – 90%	$4.450 + 0.357\eta - 0.018\eta^2$
10 – 20%/60 – 90%	$3.737 + 0.257\eta - 0,015\eta^2$
20 – 30%/60 – 90%	$3.092 + 0.175\eta - 0.011\eta^2$
30 – 40%/60 – 90%	$2.595 + 0.117\eta - 0.008\eta^2$
40 – 60%/60 – 90%	$1.953 + 0.058\eta - 0.004\eta^2$

Tabela 7.1: Parametryzacja zależności $R_{abs}(\eta)$ w zderzeniach $p + Pb$ za pomocą funkcji kwadratowej przedstawionej na rysunku 7.11.



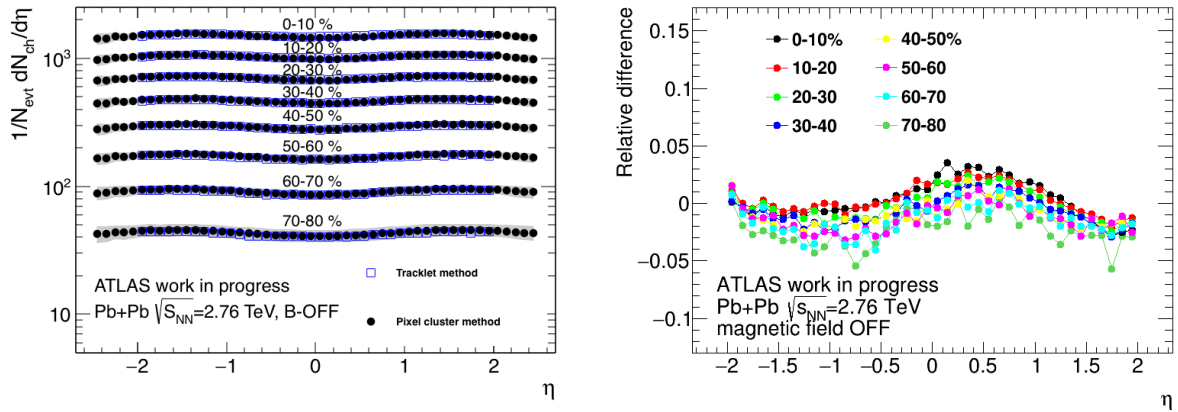
Rysunek 7.12: Średnia gęstość cząstek naładowanych przypadająca na parę oddziałujących nukleonów, N_{part} , w różnych przedziałach zmiennej η jako funkcja N_{part} . Wartości N_{part} uzyskane zostały przy użyciu standardowego modelu Glaubera (rys. górny) i modelu Glaubera-Gribova dla wartości $\Omega=0.55$ (rys. środkowy) oraz dla $\Omega=1.01$ (rys. dolny).



Rysunek 7.13: Rozkłady $dN_{ch}/d\eta$ cząstek naładowanych w zderzeniach $Pb+Pb$ dla ośmiu przedziałów centralności uzyskane metodą zliczania klastrów pikselowych (pełne punkty) oraz metodą „tracklet’ów” (puste kwadraty). Szary pas oznacza wielkość błędu systematycznego dla metody zliczania klastrów pikselowych. Górny rząd przedstawia rozkłady dla danych z polem magnetycznym włączonym, dolny rząd z wyłączonym. Po prawej stronie pokane są względne różnice pomiędzy rozkładami otrzymanymi metodą „tracklet’ów” a metodą zliczania klastrów pikselowych.

z jej wynikami.

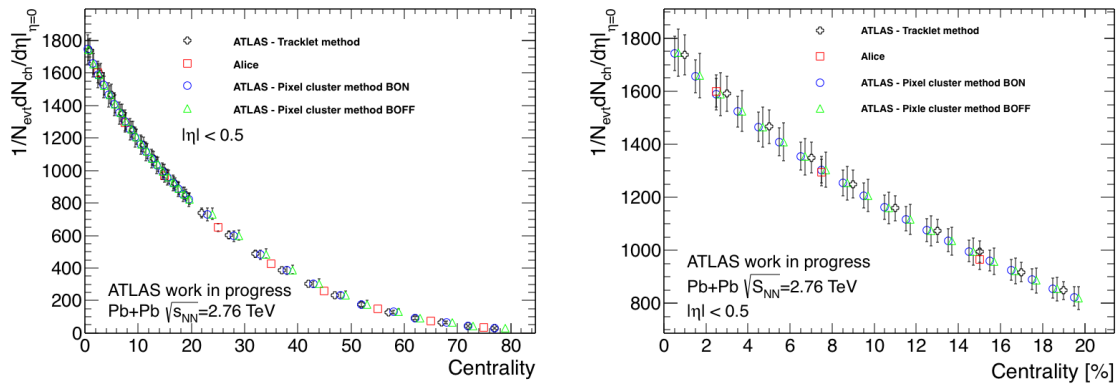
Rozkłady $dN_{ch}/d\eta$ uzyskane różnymi metodami dla zderzeń $Pb + Pb$ z wyłączonym i włączonym polem magnetycznym są przedstawione na rysunku 7.13. W obszarze $|\eta| < 2.0$, gdzie dostępne są wyniki z metody trackletów, porównywane rozkłady są zgodne dla najbardziej centralnych przypadków. Dla przypadków bardziej peryferycznych pojawiają się systematyczne różnice, przy czym względna różnica rośnie, gdy maleje centralność zderzeń i dla najbardziej peryferycznych przypadków sięga średnio około 10%. Dodatkowo zostały porównane z sobą średnie wartości gęstości cząstek uzyskane metodą „tracklet’ow” i zliczania klastrów w tych samych przedziałach centralności (tabela 7.2) pochodzące z tej samej pracy [7]. W tym wypadku występuje pełna zgodność między obiema metodami. Sugeruje to, że rozkła-



Rysunek 7.14: Rozkłady $dN_{ch}/d\eta$ cząstek naładowanych w zderzeniach $Pb+Pb$ z wyłączonym polem magnetycznym uzyskane metodą zliczania klastrów pikselowych dla podziału na przedziały centralności przy założeniu, że dane zawierają 100% przypadków nieelastycznych (pełne punkty) oraz opublikowane wyniki metody „trackletów” (puste kwadraty). Szary pas oznacza wielkość błędu systematycznego dla metody zliczania klastrów pikselowych. Po prawej stronie pokazane są względne różnice pomiędzy rozkładami otrzymanymi metodą „tracklet’ów” a metodą zliczania klastrów pikselowych.

dy z metody „tracklet’ów” [7] pokazywane na rysunku 7.13 zostały wykonane dla nieco inaczej zdefiniowanej centralności zderzeń. Potwierdzeniem tego przypuszczenia jest rysunek 7.14, na którym porównane zostały rozkłady $dN_{ch}/d\eta$ z metody „tracklet’ów” i rozkłady z metody klastrów pikselowych otrzymane w tym drugim przypadku przy zastosowaniu podziału na centralność zakładającego, że selekcja przypadków akceptuje 100%, a nie jak w podziale standardowym 98% przypadków nieelastycznych. W tym wypadku odchylenia nie przekraczają nigdy 5%, które są błędem systematycznym metody klastrów pikselowych. Rozkłady uzyskane metodą zliczania klastrów pikselowych obejmują znacznie szerszy zakres η , są dostępne w obszarze $|\eta| < 2.5$.

Do porównań ilościowych lepiej nadaje się wartość gęstości cząstek naładowanych w okolicach $\eta \approx 0$. Jest ona obliczana poprzez scałkowanie rozkładu $dN_{ch}/d\eta$ w obszarze $|\eta| < 0.5$. Jej zależność od centralności zderzenia $Pb+Pb$ pokazana jest na rysunkach 7.15 oraz 7.16. Porównane są tutaj rezultaty otrzymane przy użyciu opisywanej w tej pracy metody zliczania klastrów pikselowych, z metody „tracklet’ów” [7] oraz wyniki uzyskane przez eksperyment ALICE [55]. W tym wypadku nie widać systematycznych różnic między dwiema metodami zastosowanymi do danych eksperymentu ATLAS. Zgodność między wszystkimi metodami występuje także dla zależności średniej krotności cząstek naładowanych w obszarze $|\eta| < 0.5$ przypadającej na parę oddziałujących nukleonów, której zależność od N_{part} jest

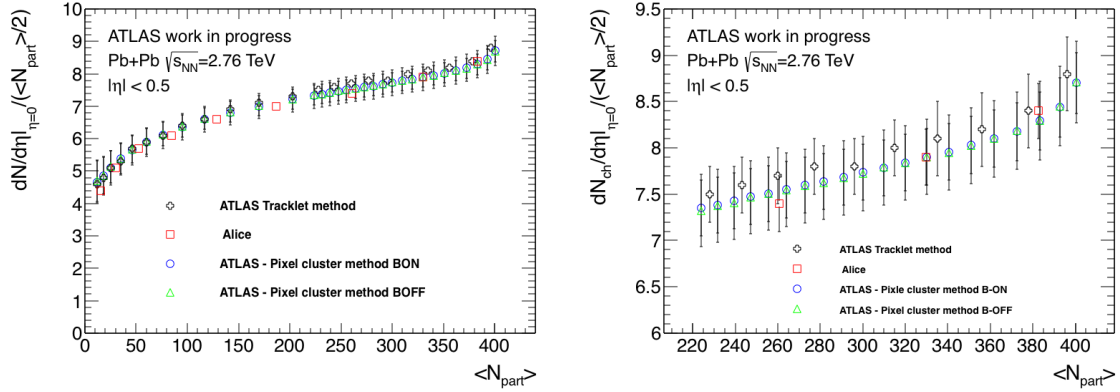


Rysunek 7.15: Średnia liczba cząstek naładowanych z przedziału $|\eta| < 0.5$ w funkcji przedziału centralności dla zderzeń $Pb+Pb$ uzyskana w eksperymencie ATLAS metodą zliczania klastrów pikselowych (dane z polem magnetycznym i bez pola magnetycznego) i metodą „tracklet’ów” oraz z eksperymentu ALICE [55]. Prezentowane wyniki są nieco rozsunięte w poziomie względem siebie dla lepszego porównania położenia punktów. Rysunek po lewej stronie przedstawia średnią liczbę naładowanych cząstek w pełnym analizowanym zakresie centralności 0-80%, a po prawej w 20 wąskich przedziałach centralności między 0 a 20%.

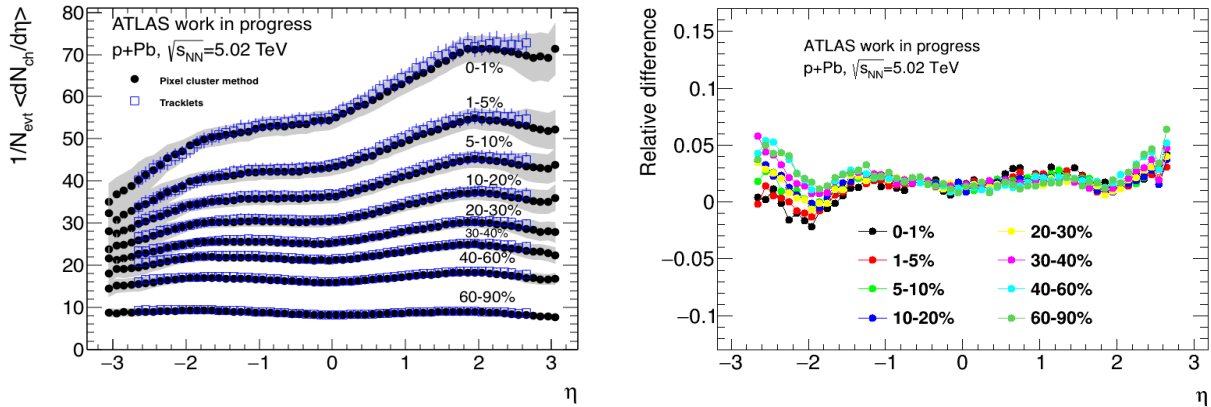
pokazana na rysunku 7.16. Niewielkie różnice można zauważyć jedynie dla najbardziej peryferycznych przypadków, gdzie punkty z eksperymentu ALICE [55] leżą nieco niżej. Ta różnica, której przyczyną może być odmienny sposób definiowania centralności, mieści się w granicach błędów systematycznych.

Analogiczne porównania można przeprowadzić dla zderzeń $p + Pb$. Na rysunku 7.17 przedstawione zostały rozkłady $dN_{ch}/d\eta$ dla ośmiu przedziałów centralności zderzeń $p + Pb$ uzyskane dwoma różnymi metodami zastosowanymi do danych eksperymentu ATLAS. W obszarze $|\eta| < 2.7$, gdzie dostępne są rezultaty z metody „tracklet’ów” [66], występuje dobra ich zgodność z wynikami metody zliczania klastrów pikselowych. Różnice nie przekraczają 6%, są więc mniejsze, niż szacowany błąd systematyczny. Zaletą metody zliczania klastrów jest to, iż pozwala ona na rekonstrukcję rozkładu zmiennej η w znacznie szerszym zakresie, aż do $|\eta| < 3.1$.

Rysunek 7.18 przedstawia rozkład $dN_{ch}/d\eta$ w pełnym zakresie centralności (0 do 100%), gdyż eksperyment ALICE opublikował wyniki ekstrapolowane do przypadków „minimum bias”. Bezpośrednie porównanie z wynikami uzyskanymi metodą zliczania klastrów pikselowych nie jest możliwe, gdyż zostały one uzyskane dla przypadków o centralności 0-90%. Konieczne jest przeskalowanie wartości $dN_{ch}/d\eta$ przez czynnik $7.9/8.44$. Wynika on ze stosunku liczby oddziałujących nukleonów w przypadkach „minimum bias” 0-100% (opublikowanej



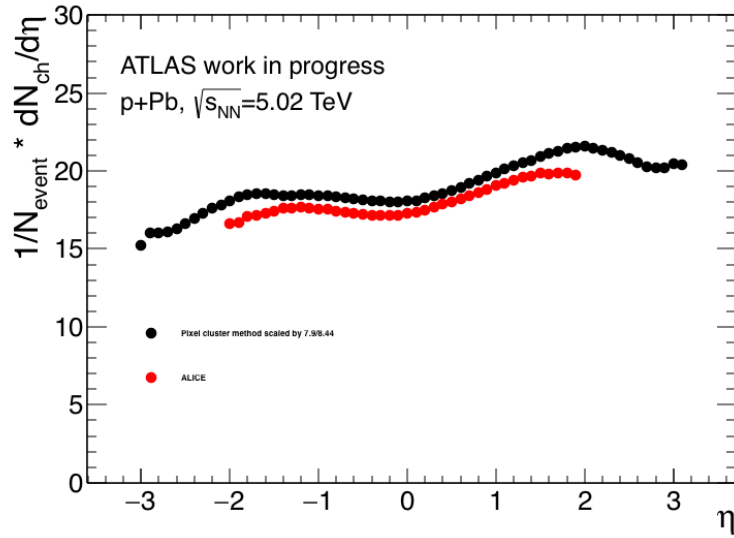
Rysunek 7.16: Średnia liczba cząstek naładowanych w obszarze $|\eta| < 0.5$ przypadająca na parę oddziałujących nukleonów w funkcji N_{part} dla zderzeń $Pb + Pb$ uzyskana w eksperymencie ATLAS metodą zliczania klastrów pikselowych (dane z polem magnetycznym i bez pola magnetycznego) i metodą „tracklet’ów” oraz z eksperymentu ALICE [55]. Po lewej stronie średnia liczba cząstek naładowanych w pełnym zakresie N_{part} od 0 do 400. Po prawej stronie wyniki dla 20 przedziałów w obszarze $200 < N_{part} < 400$.



Rysunek 7.17: Rozkład $dN_{ch}/d\eta$ cząstek naładowanych w zderzeniach $p + Pb$ dla ośmiu przedziałów centralności. Wyniki uzyskane metodą zliczania klastrów pikselowych (punkty) porównane są z rezultatami uzyskanymi metodą „tracklet’ów” (puste kwadraty) [66]. Po prawej stronie przedstawiona jest względna różnica pomiędzy rozkładem z metody „tracklet’ów” i z metody klastrów pikselowych.

Centralność %	Metoda „tracklet’ów”			Metoda zliczania klastrów pikselowych	
	$\langle N_{part} \rangle$	$dN_{ch}/d\eta$	$\frac{dN_{ch}/d\eta}{\langle N_{part} \rangle/2}$	$dN_{ch}/d\eta$	$\frac{dN_{ch}/d\eta}{\langle N_{part} \rangle/2}$
0-2	396 ± 2	1738 ± 76	8.8 ± 0.4	1699.0 ^{+63.8} _{-63.7}	8.6 ± 0.3
2-4	376 ± 2	1591 ± 67	8.4 ± 0.4	1556.6 ^{+58.5} _{-58.4}	8.3 ± 0.3
4-6	356 ± 3	1467 ± 63	8.2 ± 0.4	1437.7 ^{+54.2} _{-54.1}	8.1 ± 0.3
6-8	335 ± 3	1350 ± 57	8.1 ± 0.4	1329.5 ^{+50.3} _{-50.4}	7.9 ± 0.3
8-10	315 ± 3	1250 ± 53	8.0 ± 0.3	1230.7 ^{+46.9} _{-47.0}	7.8 ± 0.3
10-12	296 ± 3	1159 ± 48	7.8 ± 0.3	1139.8 ^{+43.8} _{-44.0}	7.7 ± 0.3
12-14	277 ± 4	1074 ± 44	7.8 ± 0.3	1055.9 ^{+40.9} _{-41.0}	7.6 ± 0.4
14-16	260 ± 4	996 ± 41	7.7 ± 0.3	977.5 ^{+38.3} _{-38.3}	7.5 ± 0.4
16-18	243 ± 4	918 ± 37	7.6 ± 0.3	906.4 ^{+35.8} _{-36.0}	7.5 ± 0.4
18-20	228 ± 4	849 ± 34	7.5 ± 0.3	839.3 ^{+33.9} _{-33.8}	7.4 ± 0.4
20-25	203 ± 4	739 ± 29	7.3 ± 0.3	730.9 ^{+30.3} _{-30.3}	7.2 ± 0.4
25-30	170 ± 4	603 ± 24	7.1 ± 0.3	597.7 ^{+26.3} _{-26.3}	7.0 ± 0.4
30-35	142 ± 4	486 ± 19	6.9 ± 0.3	483.7 ^{+23.0} _{-23.0}	6.8 ± 0.5
35-40	117 ± 4	387 ± 15	6.6 ± 0.3	386.4 ^{+19.9} _{-20.3}	6.6 ± 0.5
40-45	90.5 ± 3.7	303 ± 11	6.4 ± 0.3	303.3 ^{+17.1} _{-17.6}	6.7 ± 0.6
45-50	76.1 ± 3.5	233 ± 9	6.1 ± 0.4	233.7 ^{+15.0} _{-15.1}	6.1 ± 0.6
50-55	59.9 ± 3.3	176 ± 6	5.9 ± 0.4	177.1 ^{+12.4} _{-13.2}	5.9 ± 0.7
55-60	46.1 ± 3.0	129 ± 5	5.7 ± 0.4	130.7 ^{+10.6} _{-11.2}	5.7 ± 0.8
60-65	34.7 ± 2.7	93 ± 3	5.3 ± 0.5	93.4 ^{+9.0} _{-8.8}	5.4 ± 0.9
65-70	25.4 ± 2.3	65 ± 2	5.1 ± 0.5	65.2 ^{+7.2} _{-7.1}	5.1 ± 0.9
70-75	18.0 ± 2.0	43 ± 2	4.8 ± 0.6	43.8 ^{+5.8} _{-5.4}	4.9 ± 1.1
75-80	12.3 ± 1.6	28 ± 1	4.6 ± 0.6	28.7 ^{+4.2} _{-4.1}	4.7 ± 1.2

Tabela 7.2: Średnie wartości krotności cząstek naładowanych w obszarze $|\eta| < 0.5$ otrzymane z metody zliczania klastrów pikselowych oraz z metody „tracklet’ów” [7]. Prezentowane wartości zostały uzyskane z analizy zderzeń $Pb + Pb$ przy wyłączonym polu magnetycznym. Uzyskane wyniki podane są wraz z całkowitym błędem.



Rysunek 7.18: Rozkład $dN_{ch}/d\eta$ cząstek naładowanych w zderzeniach $p+Pb$ w pełnym zakresie centralności 0-100% (czerwone punkty) otrzymany przez eksperyment ALICE [70]. Wyniki uzyskane z metody zliczania klastrów pikselowych dla centralności 0-90% (czarne punkty) zostały przeskalowane o czynnik 7.9/8.44 w celu porównania z rezultatami z eksperymentu ALICE.

przez eksperyment ALICE [70]), a liczbą oddziałujących nukleonów dla centralności 0-90% wyliczoną przez eksperyment ATLAS. Widoczna jest pewna systematyczna różnica między wynikami ALICE i otrzymanymi w tej pracy, która jest najprawdopodobniej związana z nieco odmienną definicją przypadków „minimum bias” i związaną z tym niepewnością co do wartości czynnika skalującego. Za taką interpretacją przemawia pełna zgodność wyników dotyczących krotności cząstek naładowanych w obszarze $|\eta| < 0.5$ dla zderzeń $Pb + Pb$ (rysunek 7.15).

Rozdział 8

Podsumowanie

Celem prezentowanej pracy było opracowanie nowej metody rekonstrukcji krotności cząstek naładowanych w eksperymencie ATLAS i zastosowanie jej najpierw dla zderzeń ołów-ołów przy energii $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV, a następnie dla zderzeń proton-ołów przy energii $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV. Dzięki wykorzystaniu pierwszej warstwy detektora pikselowego o największej akceptacji spośród detektorów śladowych w detektorze ATLAS, został dokonany pomiar gęstości cząstek naładowanych w zderzeniach w szerszym zakresie zmiennej η niż dotychczas: $|\eta| < 2.5$ dla $Pb+Pb$ oraz $|\eta| < 3.1$ dla $p+Pb$. Krotność i rozkłady kątowe cząstek naładowanych wyznaczane były w zależności od centralności zderzenia.

Dla oddziaływań $Pb + Pb$ średnie wartości gęstości cząstek naładowanych w obszarze centralnym ($|\eta| < 0.5$) silnie rosną wraz z centralnością zderzeń, zaczynając od wartości $28.46 \pm 0.06_{(stat)} + 4.39_{(syst)} - 4.22_{(syst)}$ (przedział centralności 75-80%, zderzenia $Pb + Pb$ z włączonym polem magnetycznym) aż do $1745, 11 \pm 0.96_{(syst)} \pm 88, 66_{(stat)}$ (zderzenia najbardziej centralne 0-1%, zderzenia $Pb + Pb$ z włączonym polem magnetycznym). Liczba cząstek wyprodukowanych przypadających na parę oddziałujących nukleonów wolno rośnie wraz z centralnością zderzeń. Rozkłady zmiennej η dla różnych centralności są bardzo podobne, a istniejące różnice mogą świadczyć o produkcji cząstek o średnio mniejszych pędach podłużnych w zderzeniach centralnych niż w peryferycznych.

W przypadku zderzeń $p+Pb$ o energii $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV gęstość cząstek naładowanych także rośnie wraz z centralnością zderzeń. Jednocześnie kształt rozkładu $dN_{ch}/d\eta$ zmienia się, gdyż liczba cząstek rośnie wyraźnie szybciej w obszarze fragmentacji jądra ołowiu, niż w obszarze fragmentacji protonu. Największa wartość $dN_{ch}/d\eta$ dla zderzeń najbardziej centralnych w obszarze $\eta > 2$ wynosi około 70. Dla zderzeń peryferycznych $p + Pb$ (60-90%) rozkład gęstości jest prawie płaski w całym zakresie $|\eta| < 3.1$ i nie przekracza wartości 10. Wartości średniej liczby cząstek na parę oddziałujących nukleonów w funkcji średniej liczby oddziałujących nukleonów wykazują zmienność w zależności od sposobu wyznaczania N_{part} dla zderzeń

$p + Pb$. Trzy rozważane wersje modelu Glaubera dają różne wyniki - od funkcji rosnącej z centralnością do malejącej.

Przedstawione rozkłady i zmierzone wielkości są zgodne z rezultatami uzyskanymi innymi metodami oraz przez eksperyment ALICE. Dzięki zastosowaniu nowej metody możliwy jest pomiar w szerszym zakresie η niż przy pomocy metod dotąd stosowanych w eksperymencie ATLAS. Główną wadą użytej metody jest konieczność wyznaczenia tła od cząstek wtórnych za pomocą symulacji Monte-Carlo. Z tego względu niepewności systematyczne są niestety nieco większe niż w innych metodach rekonstrukcji krotności cząstek naładowanych.

Bibliografia

- [1] L. Evans and P. Bryant, *LHC Machine*, JINST **3** (2008) S08001.
- [2] ATLAS Collaboration and CMS Collaboration Collaboration, G. Aad et al., *Combined Measurement of the Higgs Boson Mass in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments*, Phys. Rev. Lett. **114** (2015) 191803.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.114.191803>.
- [3] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3** (2008) S08003.
- [4] CMS Collaboration, S. Chatrchyan et al., *The CMS experiment at the CERN LHC*, JINST **3** (2008) S08004.
- [5] ALICE Collaboration, K. Aamodt et al., *The ALICE experiment at the CERN LHC*, JINST **3** (2008) S08002.
- [6] LHCb Collaboration, A. Alves et al., *The LHCb Detector at the LHC*, JINST **3** (2008) S08005.
- [7] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Measurement of the centrality dependence of the charged particle pseudorapidity distribution in lead-lead collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with the ATLAS detector*, Phys.Lett. **B710** (2012) 363, [arXiv:1108.6027](https://arxiv.org/abs/1108.6027) [hep-ex].
- [8] ATLAS Collaboration, B.Żabiński, *Methods of Multiplicity Reconstruction in Heavy Ion Collisions in the ATLAS Experiment*, Acta Physica Polonica B **42** (2011) .
- [9] PHOBOS Collaboration, B. Alver et al., *Phobos results on charged particle multiplicity and pseudorapidity distributions in Au+Au, Cu+Cu, d+Au, and p+p collisions at ultra-relativistic energies*, Phys.Rev. **C83** (2011) 024913, [arXiv:1011.1940](https://arxiv.org/abs/1011.1940) [nucl-ex].
- [10] S. Weinzierl, *Introduction to Monte Carlo methods*, [arXiv:hep-ph/0006269](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0006269) (2000) .

- [11] A. Białas, M. Bleszyński, and W. Czyż, *Multiplicity distributions in nucleus-nucleus collisions at high energies*, Nuclear Physics B **111** (1976) 461.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321376903291>.
- [12] M. L. Miller, K. Reygers, S. J. Sanders, and P. Steinberg, *Glauber modeling in high energy nuclear collisions*, Ann.Rev.Nucl.Part.Sci. **57** (2007) 205,
 arXiv:nucl-ex/0701025 [nucl-ex].
- [13] R. Glauber, *In Lectures in Theoretical Physics, ad. WE Brittin and LG Dunham, 1:315. New York: Interscience, .*
- [14] R. K. Ellis, W. J. Stirling, and B. R. Webber, *QCD and Collider Physics*, Cambridge University Press (1996) .
- [15] S. L. Glashow, *Partial-symmetries of weak interactions*, Nuclear Physics **22** (1961) 579.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029558261904692>.
- [16] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.19.1264>.
- [17] D. J. Gross and F. Wilczek, *Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories*, Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 1343.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.30.1343>.
- [18] E. V. Shuryak, *Quark-Gluon Plasma and Hadronic Production of Leptons, Photons and Pions*, Phys.Lett. **B78** (1978) 150.
- [19] A. Bazavov, T. Bhattacharya, M. Cheng, N. Christ, C. DeTar, et al., *Equation of state and QCD transition at finite temperature*, Phys.Rev. **D80** (2009) 014504,
 arXiv:0903.4379 [hep-lat].
- [20] S. B. Ruester, V. Werth, M. Buballa, I. A. Shovkovy, and D. H. Rischke, *The Phase diagram of neutral quark matter: Self-consistent treatment of quark masses*, Phys.Rev. **D72** (2005) 034004, arXiv:hep-ph/0503184 [hep-ph].
- [21] M. G. Alford, K. Rajagopal, and F. Wilczek, *Color flavor locking and chiral symmetry breaking in high density QCD*, Nucl.Phys. **B537** (1999) 443, arXiv:hep-ph/9804403 [hep-ph].
- [22] M. G. Alford, K. Rajagopal, and F. Wilczek, *QCD at finite baryon density: Nucleon droplets and color superconductivity*, Phys.Lett. **B422** (1998) 247,
 arXiv:hep-ph/9711395 [hep-ph].

- [23] E. V. Shuryak, *Quantum Chromodynamics and the Theory of Superdense Matter*, Phys.Rep. **61** (1980) 71.
- [24] S. Misra, *Vacuum structure and chiral symmetry breaking*, arXiv:hep-ph/9405402 [hep-ph].
- [25] M. Harrison, T. Ludlam, and S. Ozaki, *RHIC project overview*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **499** (2003) 235.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890020201937X>.
- [26] K. Kovtun, P. D. T. Son, and A. O. Starinets, *Viscosity in Strongly Interacting Quantum Field Theories from Black Hole Physics*, Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 111601.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.94.111601>.
- [27] Z. Bern, J. Rozowsky, and B. Yan, *Two-loop four-gluon amplitudes in $N = 4$ super-Yang-Mills*, Physics Letters B **401** (1997) 273.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269397004139>.
- [28] J. D. Bjorken, *Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: The central rapidity region*, Phys. Rev. D **27** (1983) 140. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.27.140>.
- [29] BRAHMS Collaboration, I. Arsene et al., *Quark gluon plasma and color glass condensate at RHIC? The Perspective from the BRAHMS experiment*, Nucl.Phys. **A757** (2005) 1, arXiv:nucl-ex/0410020 [nucl-ex].
- [30] PHENIX Collaboration, K. Adcox et al., *Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX collaboration*, Nucl.Phys. **A757** (2005) 184, arXiv:nucl-ex/0410003 [nucl-ex].
- [31] PHOBOS Collaboration, B. Back et al., *The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC*, Nucl.Phys. **A757** (2005) 28, arXiv:nucl-ex/0410022 [nucl-ex].
- [32] STAR Collaboration, J. Adams et al., *Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: The STAR Collaboration's critical assessment of the evidence from RHIC collisions*, Nucl.Phys. **A757** (2005) 102, arXiv:nucl-ex/0501009 [nucl-ex].
- [33] C. Blume and C. Markert, *Strange hadron production in heavy ion collisions from SPS to RHIC*, Prog.Part.Nucl.Phys. **66** (2011) 834, arXiv:1105.2798 [nucl-ex].

- [34] T. Matsui and H. Satz, *J/psi Suppression by Quark-Gluon Plasma Formation*, Phys.Lett. **B178** (1986) 416.
- [35] M.-C. Chu and T. Matsui, *Dynamic Debye screening for a heavy-quark-antiquark pair traversing a quark-gluon plasma*, Phys. Rev. D **39** (1989) 1892.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.39.1892>.
- [36] A. Mócsy and P. Petreczky, *Color Screening Melts Quarkonium*, Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 211602. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.99.211602>.
- [37] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Measurement of the centrality dependence of J/psi yields and observation of Z production in lead-lead collisions with the ATLAS detector at the LHC*, Phys.Lett. **B697** (2011) 294, [arXiv:1012.5419](https://arxiv.org/abs/1012.5419) [hep-ex].
- [38] C. Gale and L. Ruan, *Heavy Flavor, Quarkonia, and Electroweak Probes at Quark Matter 2012*, Nuclear Physics A **904905** (2013) 334c.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947413000997>. The Quark Matter 2012 Proceedings of the XXIII International Conference on Ultrarelativistic Nucleus-Nucleus Collisions.
- [39] R. P. Feynman, *Very High-Energy Collisions of Hadrons*, Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 1415. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.23.1415>.
- [40] J. Bjorken, *Energy Loss of Energetic Partons in Quark - Gluon Plasma: Possible Extinction of High p(t) Jets in Hadron - Hadron Collisions*, FERMILAB-PUB-82-059-THY (1982) .
- [41] STAR Collaboration, Adams et al., *Transverse-Momentum and Collision-Energy Dependence of High-p_T Hadron Suppression in Au + Au Collisions at Ultrarelativistic Energies*, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 172302.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.91.172302>.
- [42] PHENIX Collaboration, S. Adler et al., *High p_T charged hadron suppression in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*, Phys.Rev. **C69** (2004) 034910,
[arXiv:nuc1-ex/0308006](https://arxiv.org/abs/nuc1-ex/0308006) [nucl-ex].
- [43] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Observation of a Centrality-Dependent Dijet Asymmetry in Lead-Lead Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.77$ TeV with the ATLAS Detector at the LHC*, Phys.Rev.Lett. **105** (2010) 252303, [arXiv:1011.6182](https://arxiv.org/abs/1011.6182) [hep-ex].

- [44] M. Gyulassy and X.-N. Wang, *HIJING 1.0: A Monte Carlo program for parton and particle production in high-energy hadronic and nuclear collisions*, Comput. Phys. Commun. **83** (1994) 307, [arXiv:nucl-th/9502021](#).
- [45] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Skands, *A brief introduction to {PYTHIA} 8.1*, Computer Physics Communications **178** (2008) 852.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0010465508000441>.
- [46] PHENIX Collaboration, A. Adare et al., *Azimuthal anisotropy of neutral pion production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV: Path-length dependence of jet quenching and the role of initial geometry*, Phys.Rev.Lett. **105** (2010) 142301, [arXiv:1006.3740 \[nucl-ex\]](#).
- [47] PHOBOS Collaboration, B. Back et al., *Centrality and pseudorapidity dependence of elliptic flow for charged hadrons in Au+Au collisions at $s(NN)^{1/2} = 200$ -GeV*, Phys.Rev. **C72** (2005) 051901, [arXiv:nucl-ex/0407012 \[nucl-ex\]](#).
- [48] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Measurement of the centrality and pseudorapidity dependence of the integrated elliptic flow in lead-lead collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with the ATLAS detector*, ATLAS-CONF-2012-117 (2012) .
<http://cds.cern.ch/record/1472939>.
- [49] ALICE Collaboration, K. Aamodt et al., *Elliptic Flow of Charged Particles in Pb-Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV*, Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 252302.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.105.252302>.
- [50] CMS Collaboration, S. Chatrchyan et al., *Measurement of the elliptic anisotropy of charged particles produced in PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV*, Phys. Rev. C **87** (2013) 014902. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.87.014902>.
- [51] P. F. Kolb and U. W. Heinz, *Hydrodynamic description of ultrarelativistic heavy ion collisions*, [arXiv:nucl-th/0305084 \[nucl-th\]](#).
- [52] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Measurement of the azimuthal anisotropy for charged particle production in $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV lead-lead collisions with the ATLAS detector*, Phys.Rev. **C86** (2012) 014907, [arXiv:1203.3087 \[hep-ex\]](#).
- [53] PHOBOS Collaboration, B. Back et al., *The Significance of the fragmentation region in ultrarelativistic heavy ion collisions*, Phys.Rev.Lett. **91** (2003) 052303, [arXiv:nucl-ex/0210015 \[nucl-ex\]](#).

- [54] ALICE Collaboration, K. Aamodt et al., *Centrality dependence of the pseudorapidity density distribution for charged particles in PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV*, Physics Letters B **726** (2013) 610.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269313007399>.
- [55] ALICE Collaboration, B. Abelev et al., *Charged-particle multiplicity density at mid-rapidity in central Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV*, Phys.Rev.Lett. **105** (2010) 252301, [arXiv:1011.3916](https://arxiv.org/abs/1011.3916) [nucl-ex].
- [56] A. Białas and W. Czyż, *Dispersion of the multiplicity distribution in hadron-nucleus collisions*, Physics Letters B **58** (1975) 325.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269375906656>.
- [57] L. McLerran, *Initial state, parton saturation and thermalization*, Nuclear Physics A **926** (2014) 3.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947414000402>.
- [58] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Performance of the ATLAS Minimum Bias and Forward Detector Triggers in 2011 Heavy Ion Run*, ATLAS-CONF-2012-122 (2012) .
<http://cds.cern.ch/record/1473425>.
- [59] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Performance of the ATLAS Minimum Bias and Forward Detector Triggers in pPb collisions*, ATLAS-CONF-2013-104 (2013) .
<http://cds.cern.ch/record/1624013>.
- [60] X.-N. Wang and M. Gyulassy, *HIJING: A Monte Carlo model for multiple jet production in pp, pA, and AA collisions*, Phys. Rev. D **44** (Dec, 1991) 3501.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.44.3501>.
- [61] I. Lokhtin, L. Malinina, S. Petrushanko, A. Snigirev, I. Arsene, and K. Tywoniuk, *Heavy ion event generator HYDJET++ (HYDrodynamics plus JETs)*, Computer Physics Communications **180** (2009) 779.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0010465508003913>.
- [62] S. Agostinelli et al., *Geant4 - a simulation toolkit*, Nucl. Instr. Meth. **A506** (2003) 250.
- [63] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Centrality dependence of Jet Yields and Jet Fragmentation in Lead-Lead Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with the ATLAS detector at the LHC*, ATLAS-CONF-2011-075 (May, 2011) .
<https://cds.cern.ch/record/1353220>.

- [64] M. Alvioli and M. Strikman, *Color fluctuation effects in proton-nucleus collisions*, Physics Letters B **722** (2013) 347.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269313003316>.
- [65] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Observation of Associated Near-Side and Away-Side Long-Range Correlations in $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV Proton-Lead Collisions with the ATLAS Detector*, Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 182302.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.182302>.
- [66] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Measurement of the centrality dependence of the charged particle pseudorapidity distribution in proton-lead collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV with the ATLAS detector*, ATLAS-CONF-2013-096 (2013) .
<https://cds.cern.ch/record/1599773>.
- [67] D. Kharzeev and M. Nardi, *Hadron production in nuclear collisions at RHIC and high-density QCD*, Physics Letters B **507** (2001) 121.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269301004579>.
- [68] PHOBOS Collaboration, B. Back et al., *Collision geometry scaling of Au + Au pseudorapidity density from $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ to 200 GeV*, Phys. Rev. C **70** (2004) 021902.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.70.021902>.
- [69] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Charged-particle multiplicities in pp interactions measured with the ATLAS detector at the LHC*, New Journal of Physics **13** (2011) 053033. <http://stacks.iop.org/1367-2630/13/i=5/a=053033>.
- [70] ALICE Collaboration, B. Abelev et al., *Pseudorapidity Density of Charged Particles in p+Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV*, Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 032301.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.032301>.
- [71] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *A neural network clustering algorithm for the ATLAS silicon pixel detector*, JINST **9** (2014) P09009.

Dodatek A

Błędy systematyczne

W metodzie rekonstrukcji krotności cząstek naładowanych poprzez zliczanie klastrów pikselowych niepewności systematyczne dotyczą samej zmierzonej wartości oraz wyboru przypadków o określonej centralności, dla których ta wartość jest wyliczana.

Poprawka wiążąca liczbę klastrów pikselowych z liczbą cząstek pierwotnych wyznaczana jest za pomocą symulacji Monte Carlo. Symulowane przypadki powinny być jak najbardziej zbliżone do rzeczywistych. Konieczne jest prawidłowe odtworzenie torów cząstek w detektorze, ich oddziaływania z materiałem detektora, oraz liczby i rodzaju cząstek wtórnych. Nie powinno być różnic w procesie przekształcania sygnałów fizycznych na sygnały dostarczone przez detektor. Na tych wszystkich etapach zgodność z danymi rzeczywistymi nigdy nie jest idealna, dlatego konieczne jest ustalenie, jaki wpływ na ostateczne wyniki mogą mieć takie niedokładności. Jedynie w procesie rekonstrukcji nie spodziewamy się różnic, gdyż zarówno przypadki z symulacji, jak i z danych rzeczywistych, są analizowane w taki sam sposób.

Oszacowanie całkowitej niepewności systematycznej otrzymanych wyników polegało na wytypowaniu i ustaleniu ilościowego wpływu poszczególnych przyczynków. Po ustaleniu źródła błędu systematycznego obliczenie jego wpływu najczęściej polega na ponownej rekonstrukcji wartości mierzonych ze zmienionymi warunkami dotyczącymi tego źródła niepewności. Różnica pomiędzy wartością mierzoną np. rozkładem gęstości klastrów naładowanych a wartością obserwowaną przy nowych założeniach wyznacza wielkość wkładu do całkowitej niepewności systematycznej. Podstawowym założeniem jest symetryczny rozkład wartości niepewności systematycznych w poszczególnych przyczynkach oraz brak korelacji pomiędzy nimi. Jednak w niektórych przypadkach wkład przyczynków do błędu systematycznego jest niesymetryczny. Z tego powodu całkowity błąd systematyczny liczony za pomocą pierwiastka z sumy kwadratów poszczególnych wkładów do systematyki jest liczony osobno w kierunku dodatnim i ujemnym.

Wszystkie wytypowane źródła błędów systematycznych można podzielić na pięć grup.

1. Błędy systematyczne związane z użytym generatorem cząstek w symulacjach Monte Carlo.
2. Błędy związane z udziałem cząstek wtórnych, do tej grupy zalicza się:
 - (a) niepewności związane z ilością materiału detektora, w którym może dochodzić do oodziaływań wtórnych, rozkład głównie materiału nieaktywnego,
 - (b) niepewność systematyczna związana z cięciem na straty jonizacyjne w detektorze pikselowym.
3. Błędy systematyczne związane ze sposobem kompensowania braku informacji z nieczynnych modułów w detektorze pikselowym.
4. Niezgodność między rozkładami $dN_{cl}/d\eta$ otrzymanymi z danych eksperymentalnych i z symulacji.
5. Niepewności systematyczne wynikające z wyznaczania przedziałów centralności

Wszystkie wymienione przyczynki do całkowitej niepewności systematycznej zostaną omówione poniżej.

Różnica pomiędzy modelami teoretycznymi Hijing i Hydjet

Wybór modelu teoretycznego w generatorach przypadków Monte Carlo może mieć wpływ na różnice między danymi a symulacjami. Różnice mogą polegać np. na innych udziałach cząstek poszczególnych typów lub na odmiennych rozkładach pędu cząstek. Ma to wpływ na ostatecznie obserwowaną liczbę klastrów pikselowych, gdyż ich średnia liczba przypadająca na cząstkę pierwotną zależy od jej własności (np. cząstki o bardzo małych pędach mogą nie dotrzeć nawet do pierwszej warstwy detektora pikselowego). Pewne oszacowanie związanych z tym niepewności może dać porównanie wyników rekonstrukcji dla różnych generatorów. Dla zderzeń $Pb + Pb$ dostępne są symulacje z dwóch generatorów: HIJING [44, 60] (traktowany jako standardowy) i HYDJET [61]. Różnica między poprawkami na wydajność rekonstrukcji klastrów wyliczonymi z symulacji Monte Carlo wykorzystujących te modele nie przekracza 3 % dla wszystkich analizowanych danych. Wartości tej różnicy na pokazanych dalej rysunkach A.2 i A.3 przedstawione są kolorem żółtym, a w legendzie znajdują się pod nazwą „Hydjet”.

Dla zderzeń $p + Pb$ dostępne są tylko symulacje przypadków z generatora HIJING, dlatego tego typu oszacowania nie są możliwe. Dokonane zostało jednak lepsze uzgodnienie danych i symulacji poprzez poprawienie rozkładu pędu poprzecznego, p_T , cząstek z generatora zgodnie z metodą opisaną w [66]. Cząstkom tym były nadawane odpowiednie wagi zależne od

ich p_T , dzięki czemu można oczekiwać zmniejszenia niepewności związanych z modelem. Niepewność związana z tą procedurą oznaczona jest kolorem brązowym na rysunku A.4 i opisana jako „pt reweighting”.

Produkcja cząstek wtórnych w nieaktywnym materiale detektora

Opis wszystkich elementów detektora ATLAS używany w symulacjach jest bardzo dokładny, szacowana niepewność co do ilości materiału nie przekracza 5%. Do testowania wpływu pozostałych niepewności materiału używa się symulacji wykorzystujących specjalny opis geometrii detektora z dodatkowym materiałem. Takimi symulacjami dysponujemy jedynie dla zderzeń $Pb + Pb$ z wyłączonym polem magnetycznym oraz dla zderzeń $p + Pb$. Różnica pomiędzy rozkładami zmiennej η cząstek zrekonstruowanymi przy użyciu poprawki standardowej i poprawki wyliczonej z symulacji z dodatkowym materiałem w detektorze nie przekracza 1%. Dla danych ze zderzeń $Pb + Pb$ z włączonym polem magnetycznym, dla których brak odpowiednich symulacji z dodatkowym materiałem, została użyta ta sama wielkość błędu systematycznego jaką otrzymamo dla zderzeń $Pb + Pb$ z wyłączonym polem magnetycznym. Do pokazania tego przyczynku na rysunkach A.2, A.3 i A.4 użyto koloru zielonego oraz opisu „Extra material”.

Cięcie na straty jonizacyjne

Niepewność związana z cząstkami wtórnymi dotyczy ich odrzucania za pomocą cięcia na straty jonizacyjne rejestrowane w detektorze pikselowym. Przy jej oszacowaniu zostały użyte dwa dodatkowe cięcia, zmieniające o $\pm 5\%$ liczbę akceptowanych wszystkich klastrów. Cięcia te były zastosowane do danych i symulacji Monte Carlo. Niepewność związana z cięciem na straty jonizacyjne w detektorze pikselowym nie przekracza 1% dla wszystkich analizowanych danych. Niepewności związane z tym źródłem błędu systematycznego zostały odpowiednio oznaczone na rysunkach A.2, A.3 i A.4 jako „+ 5% cut” i „- 5% cut”.

Wkład od niedziałających modułów.

W metodzie zliczania klastrów pikselowych konieczne było uwzględnienie faktu, iż niektóre sensory krzemowe nie działały. W prezentowanych analizach standardowo została użyta waga przypisywana klastrom uwzględniająca niedziałające moduły w pierwszej warstwie detektora pikselowego w tym samym zakresie η . Stosowanie wagi pozwalało na rekonstrukcję z wykorzystaniem wszystkich klastrów nawet wtedy, gdy w danych i w symulacjach inne moduły były nieaktywne. Alternatywnie, można było pominąć wszystkie klastry pochodzące z modułów krzemowych, nieaktywnych w jakiegokolwiek próbie danych lub w symulacjach. Różnica między wynikami uzyskanymi dla tych dwu różnych wersji rekonstrukcji nie prze-

kracza 1%. Wynikający z niej przyczynek do błędu systematycznego oznaczony jest kolorem niebieskim oraz opisem „modules” w legendzie rysunków A.2, A.3 i A.4.

Ogólne oszacowanie błędu systematycznego związanego z niezgodnością między danymi a symulacjami.

Analizowane wcześniej przyczynki do błędu systematycznego nie uwzględniają w pełni wszystkich efektów detektorowych. Pominięte są potencjalne różnice w zamianie sygnału fizycznego pozostawionego przez cząstkę na sygnał rejestrowany przez elektronikę. Nie jest uwzględniony wpływ uproszczenia symulacji polegający na wcześniejszym niż w rzeczywistości zatrzymaniu cząstek wtórnych, gdy ich pęd spadnie poniżej pewnej wartości. Wpływ tych efektów można przynajmniej częściowo oszacować na podstawie różnicy pomiędzy rozkładami zmiennej η klastrów użytych do wyznaczenia krotności cząstek naładowanych z danych i z symulacji Monte Carlo. Ponieważ stosowana poprawka, średnia liczba klastrów na naładowaną cząstkę pierwotną, praktycznie nie zależy od krotności przypadku, dlatego ewentualna niezgodność między średnią liczbą cząstek pierwotnych w symulacjach i w danych nie ma znaczenia. Z tego powodu rozkłady liczby klastrów w zależności od η zostały unormowane tak, by w obu z nich liczba wszystkich klastrów w przedziale $|\eta| < 2$ była taka sama. Stosunek liczby wszystkich klastrów w przedziale $|\eta| < 2$ w danych do tej liczby w symulacjach wynosi odpowiednio 0.958 dla zderzeń $Pb + Pb$ bez pola magnetycznego, 0.932 dla zderzeń $Pb + Pb$ z polem magnetycznym oraz 1.057 dla zderzeń $p + Pb$. Niewielka różnica w normalizacji świadczy o stosunkowo dobrej zgodności danych i symulacji w tym zakresie. Omówione powyżej rozkłady wraz z różnicą pomiędzy nimi przedstawia rysunek A.1. Jako górne oszacowanie błędu systematycznego symulacji w obszarze $|\eta| < 2$ została przyjęta występująca w nim maksymalna bezwzględna wartość tej różnicy, która wynosi 3.25% dla zderzeń $Pb + Pb$ bez pola magnetycznego, 4.85% dla zderzeń $Pb + Pb$ z polem magnetycznym oraz 4.02% dla zderzeń $p + Pb$. W pozostałym obszarze η za wartość błędu systematycznego przyjmuje się bezwzględną wartość różnicy omawianych rozkładów. Przyjęta została jednak dodatkowo zasada, że błąd systematyczny nie może maleć ze wzrostem $|\eta|$. Dlatego jeśli dla $0 < \eta_1 < \eta_2$ (albo dla $\eta_2 < \eta_1 < 0$) różnica między rozkładami w punkcie η_2 jest mniejsza niż błąd systematyczny dla η_1 to za błąd systematyczny dla η_2 przyjmowana jest większa z tych dwu wartości. Dla dużych wartości $|\eta|$ tak określona niepewność systematyczna szybko rośnie i dochodzi do kilkunastu procent. Jest to jednak oszacowanie bardzo konserwatywne, bo zawiera w sobie także potencjalną różnicę w kształcie rozkładów zmiennej η cząstek pierwotnych w danych i symulacjach, która wpływa na znalezioną liczbę klastrów i powiększa ten przyczynek do błędu systematycznego. Przyczynek ten wnosi największą niepewność do całkowitego błędu systematycznego w większości rozważanych sytuacji. Wyjątek stanowią rozkłady zmiennej η

dla zderzeń peryferycznych $Pb + Pb$, w których błąd związany z wyznaczaniem przedziałów centralności, opisywany poniżej, przewyższa przyczynkę od symulacji Monte Carlo. Na rysunkach A.2, A.3 i A.4 wkład ten do całkowitej niepewności oznaczony jest kolorem fioletowym oraz opisem „simulation”.

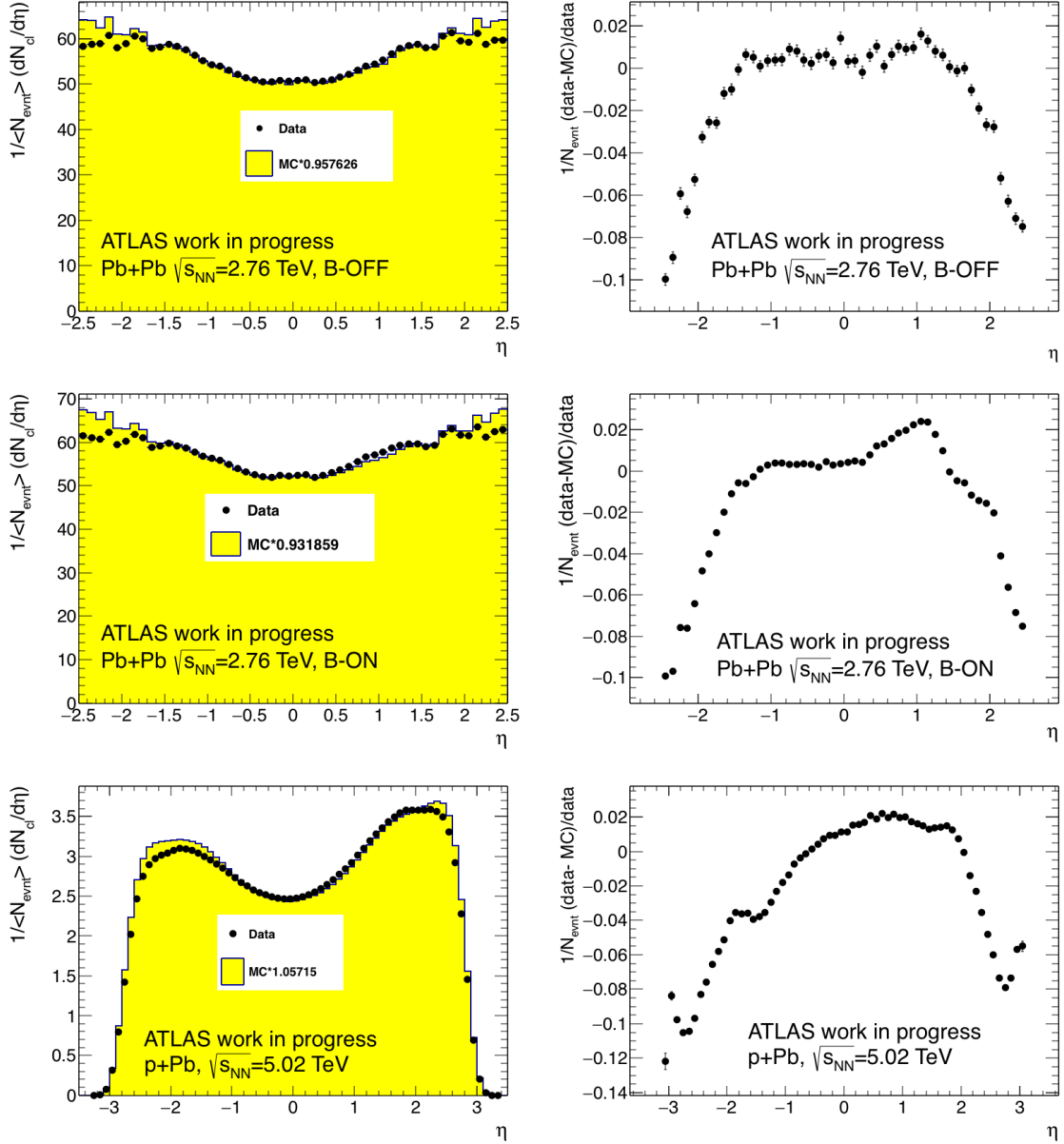
Wpływ wyznaczenia przedziałów centralności do całkowitej niepewności systematycznej

Większość przyczynków do całkowitej niepewności systematycznej zostało oszacowanych jako różnica pomiędzy rozkładem zmiennej η zrekonstruowanym w sposób standardowy a takim samym rozkładem otrzymanym z rekonstrukcji ze zmienionym jednym z parametrów analizy. Zupełnie odmienny charakter ma błąd systematyczny związany z wyznaczaniem centralności zderzeń $Pb + Pb$ lub $p + Pb$. Nie wynika on z niepewności metody rekonstrukcji, ale z doboru przypadków, dla których dana wielkość jest wyznaczana. Podział standardowy zakłada, iż akceptowane jest 98% przypadków nieelastycznych, jednak to oszacowanie ma swoją niepewność wynoszącą $\pm 2\%$. Dlatego oprócz standardowego podziału przypadków na klasy centralności, wzięte zostały pod uwagę podziały odpowiadające 100% oraz 96% przypadków nieelastycznych. We wszystkich analizowanych danych przyczynkę związaną z wyborem przedziału centralności nie przekracza 2% dla zderzeń najbardziej centralnych, a następnie rośnie przy przejściu do zderzeń bardziej peryferycznych osiągając ostatecznie wielkość około 14 % dla centralności 75-80%. Na rysunkach niepewności związane z wyznaczaniem przedziałów centralności oznaczone są kolorem czerwonym oraz opisane jako „100% Fcal” dla założenia o akceptacji 100% przypadków nieelastycznych, a kolorem zielonym i opisem „96% Fcal” dla założenia o akceptacji 96% przypadków nieelastycznych.

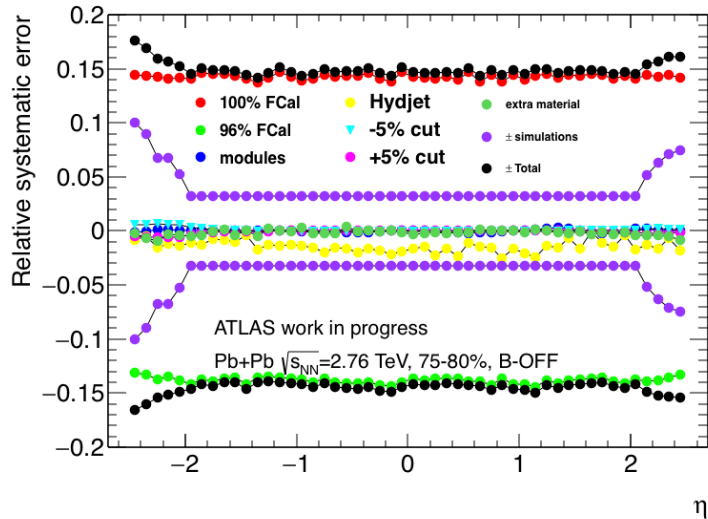
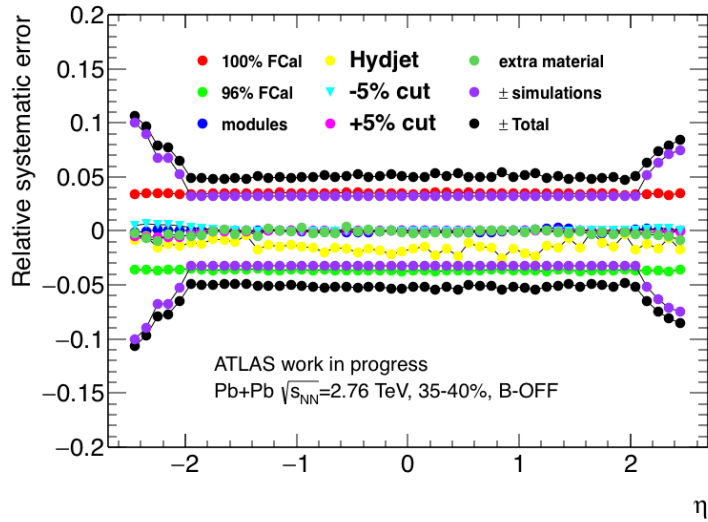
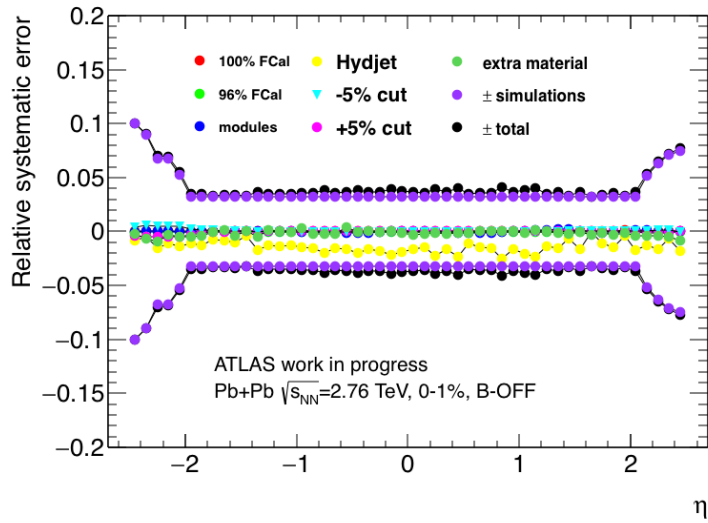
A.1 Sumaryczny błąd systematyczny

Wszystkie omawiane przyczynki niepewności systematycznych dla wybranych przedziałów centralności oraz dla uśrednionej wartości krotności w obszarze centralnym dla zderzeń $Pb + Pb$ przedstawiają rysunki A.2 i A.3, a dla zderzeń $p + Pb$ rysunek A.4. Na rysunkach czarnymi kropkami przedstawiona jest całkowita niepewność systematyczna. Wartości liczbowe średniej gęstości cząstek naładowanych w przedziałach $|\eta| < 2$ oraz $|\eta| < 0.5$ oraz ich błędy systematyczne i statystyczne dla zderzeń $Pb + Pb$ przedstawione są w dodatku B.

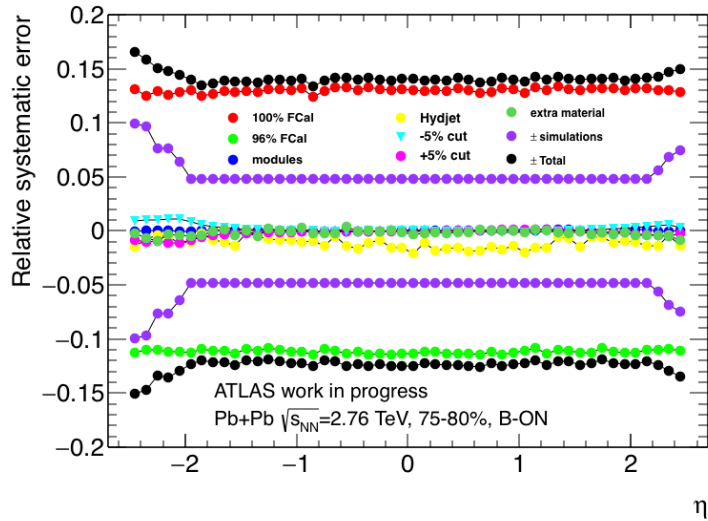
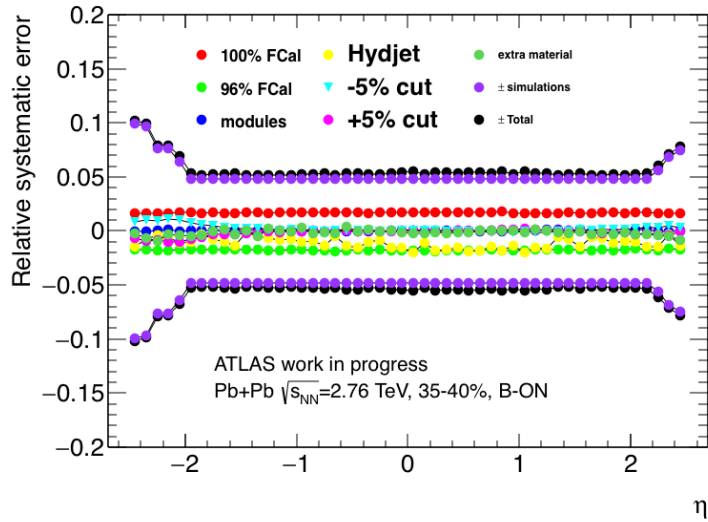
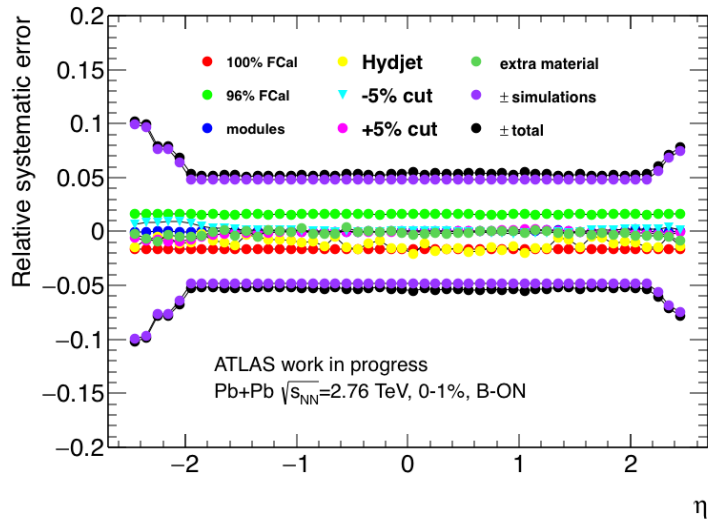
Specjalnego potraktowania wymagają błędy systematyczne tych wielkości, które są stosunkami wyników pomiarowych albo wielkości wyliczanych z modeli, ale obarczonych własną niepewnością systematyczną. Dla ilorazu część przyczynków do błędu systematycznego kasuje się, gdyż efekty z nimi związane powiększają lub obniżają jednocześnie i w takim



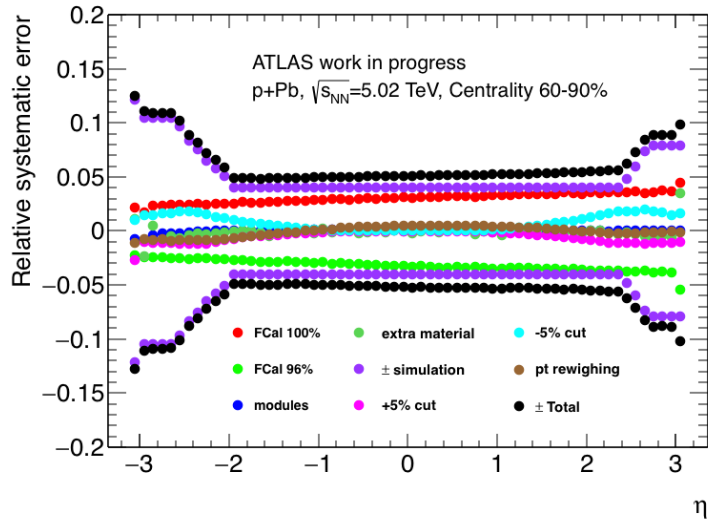
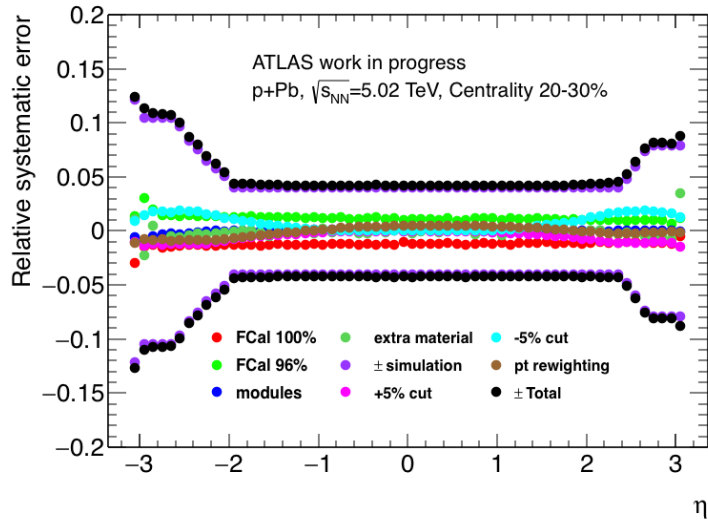
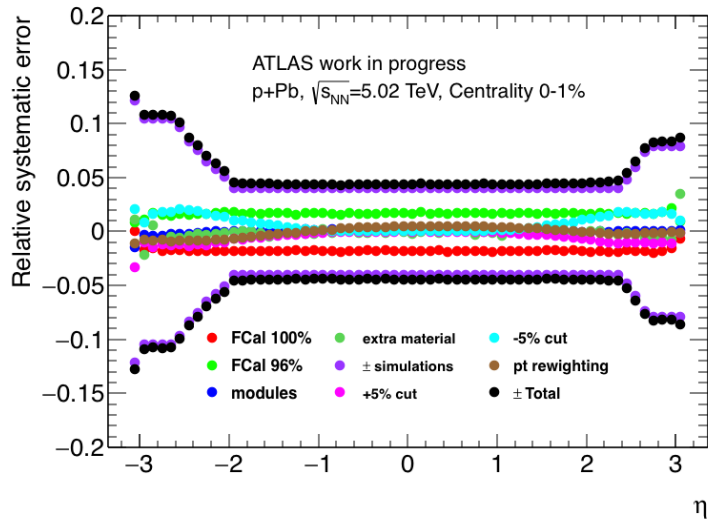
Rysunek A.1: Porównanie rozkładów zmiennej η klastrów dla danych i symulacji zderzeń $Pb+Pb$ bez pola magnetycznego (górny rząd) z polem magnetycznym (środkowy rząd) i zderzeń $p + Pb$ (dolny rząd). Po lewej stronie porównane zostały rozkłady $dN_{ch}/d\eta$ unormowane tak, aby zgadzała się średnia liczba klastrów w danych i symulacjach w obszarze $|\eta| < 2$, po prawej stronie pokazana jest ich względna różnica.



Rysunek A.2: Składowe błędy systematycznego rekonstruowanej liczby cząstek naładowanych w funkcji zmiennej η dla trzech przedziałów centralności dla zderzeń $Pb + Pb$ z wyłączonym polem magnetycznym.



Rysunek A.3: Składowe błędy systematycznego rekonstruowanej liczby cząstek naładowanych w funkcji zmiennej η dla trzech przedziałów centralności dla zderzeń $Pb + Pb$ z włączonym polem magnetycznym (prawa strona).



Rysunek A.4: Składowe błędy systematycznego rekonstruowanej liczby cząstek naładowanych w funkcji zmiennej η dla trzech przedziałów centralności w zderzeniach $p + Pb$.

Źródło niepewności	Pole wyłączone		Pole włączone	
	0-1%	75-80%	0-1%	75-80%
Model teoretyczny (Hydjet)	3%	3%	2.5%	2.5%
Cięcie na straty jonizacyjne ($\pm 5\%$ cut)	1%	1%	1%	1%
Dodatkowy materiał w detektorze (Extra material)	0.5%	0.5%	0.5%	0.5%
Niedziałające moduły (Modules)	0.5%	0.5%	0.5%	0.5%
Symulacje MC (Simulations)	10%	10%	10%	10%
Centralność FCal 100% & FCal 96%	2%	15%	2%	13%

Tabela A.1: Zestawienie maksymalnych wartości przyczynków do niepewności systematycznej, rekonstruowanej liczby cząstek naładowanych dla centralnych i peryferycznych zderzeń $Pb + Pb$.

samym stopniu zarówno licznik, jak i mianownik. Dotyczy to przede wszystkim wielkości normalizowanych do ustalonej centralności (rys. 7.6), ale także zależności rozkładów lub krotności przypadającej na parę oddziałujących nukleonów (rys. 7.8). Ponieważ zarówno normalizowana wielkość, jak i wartość N_{part} , zależą od sposobu wyznaczenia centralności, ale nie dochodzi do prostego kasowania błędów systematycznych, błąd systematyczny wyliczany jest z uwzględnieniem jednoczesnej zmiany obu wielkości.

Podsumowanie wszystkich maksymalnych wartości przyczynków do błędów systematycznych przedstawione zostało w tabeli A.1 dla zderzeń $Pb + Pb$ i w tabeli A.2 dla zderzeń $p + Pb$.

Źródło niepewności	0-1%	60-90%
Przeważenie rozkładów p_T (p_T reweighting)	1%	1%
Cięcie na straty jonizacyjne ($\pm 5\%$ cut)	3%	2,5%
Dodatkowy materiał w detektorze (Extra material)	1%	1%
Niedziałające moduły (Modules)	1%	1%
Symulacje MC (Simulations)	12%	12%
Centralność (FCal 100% & FCal 96%)	2%	5%

Tabela A.2: Zestawienie maksymalnych wartości przyczynków do niepewności systematycznej rekonstruowanej liczby cząstek naładowanych dla centralnych i peryferycznych zderzeń $p+Pb$

Dodatek B

Zestawienie wyników rekonstrukcji
cząstek naładowanych w zderzeniach
 $Pb + Pb$

Centralność %	$ \eta < 0.5$					
	$dN_{ch}/d\eta$	$+ \sigma_{SYST.}$	$- \sigma_{SYST.}$	$\pm\sigma_{STAT.}$	$\frac{dN_{ch}/d\eta}{\langle N_{part} \rangle/2}$	$\pm\sigma_{SYST}$
0-1	1742.84	65.36	65.41	1.47	8.70	0.33
1-2	1656.54	62.19	62.33	1.41	8.44	0.32
2-3	1589.01	59.65	59.81	1.38	8.29	0.31
3-4	1523.27	57.32	57.73	1.37	8.18	0.31
4-5	1465.54	55.26	55.81	1.35	8.10	0.31
5-6	1409.37	53.22	54.20	1.33	8.03	0.31
6-7	1355.01	51.26	52.50	1.29	7.96	0.31
7-8	1304.02	49.44	51.30	1.26	7.90	0.31
8-9	1253.78	47.73	50.10	1.23	7.84	0.30
9-10	1206.51	46.13	48.74	1.21	7.79	0.30
10-11	1161.75	44.49	47.33	1.19	7.74	0.30
11-12	1117.34	43.14	46.93	1.18	7.68	0.30
12-13	1075.49	41.70	45.20	1.14	7.64	0.30
13-14	1035.94	40.21	44.44	1.13	7.60	0.30
14-15	996.12	39.02	43.40	1.10	7.55	0.30
15-16	959.05	37.69	42.24	1.08	7.51	0.30
16-17	923.94	36.32	41.42	1.06	7.48	0.30
17-18	888.78	35.35	40.77	1.05	7.43	0.30
18-19	854.98	34.67	40.55	1.01	7.38	0.30
19-20	823.10	33.25	39.84	1.01	7.35	0.30
20-25	730.85	30.34	37.75	0.42	7.22	0.30
25-30	597.74	26.33	35.58	0.39	7.02	0.31
30-35	483.74	22.96	33.55	0.35	6.83	0.32
35-40	386.41	19.86	31.38	0.31	6.62	0.33
40-45	303.34	17.14	28.57	0.27	6.39	0.35
45-50	233.71	14.97	25.95	0.24	6.14	0.37
50-55	177.06	12.39	22.88	0.21	5.91	0.39
55-60	130.73	10.59	20.12	0.18	5.67	0.43
60-65	93.39	8.97	16.71	0.15	5.38	0.47
65-70	65.18	7.25	13.66	0.13	5.13	0.50
70-75	43.78	5.82	10.84	0.11	4.87	0.57
75-80	28.66	4.22	8.14	0.09	4.70	0.64

Tabela B.1: Średnie wartości gęstości cząstek naładowanych $dN_{ch}/d\eta$ w obszarze $|\eta| < 0.5$, otrzymane z analizy zderzeń $Pb + Pb$ z wyłączonym polem magnetycznym.

Centralność %	$ \eta < 2.5$			
	$dN_{ch}/d\eta$	$+ \sigma_{SYST.}$	$- \sigma_{SYST.}$	$\pm \sigma_{STAT.}$
0-1	1804.01	72.04	72.11	1.44
1-2	1716.01	68.55	68.72	1.38
2-3	1644.39	65.74	65.98	1.35
3-4	1577.58	63.20	63.63	1.34
4-5	1517.91	60.91	61.65	1.37
5-6	1458.25	58.57	59.63	1.31
6-7	1402.82	56.43	57.82	1.26
7-8	1349.91	54.46	56.38	1.24
8-9	1298.50	52.52	54.95	1.21
9-10	1248.86	50.69	53.27	1.19
10-11	1202.24	48.96	51.83	1.16
11-12	1156.13	47.33	50.87	1.16
12-13	1113.85	45.73	49.24	1.11
13-14	1072.91	44.22	48.40	1.11
14-15	1032.44	42.79	47.00	1.08
15-16	994.30	41.40	46.14	1.06
16-17	957.55	39.88	44.95	1.04
17-18	921.00	38.88	44.30	1.03
18-19	885.92	37.82	44.00	0.99
19-20	852.10	36.43	42.84	0.99
20-25	758.24	33.09	40.34	0.41
25-30	620.72	28.61	37.86	0.38
30-35	502.85	24.80	35.47	0.34
35-40	402.42	21.31	32.89	0.30
40-45	316.57	18.35	30.00	0.27
45-50	244.37	15.90	27.02	0.24
50-55	185.60	13.19	24.04	0.21
55-60	137.36	11.20	20.99	0.18
60-65	98.42	9.54	17.58	0.15
65-70	68.83	7.65	14.35	0.13
70-75	46.41	6.13	11.41	0.10
75-80	30.40	4.51	8.63	0.08

Tabela B.2: Średnie wartości gęstości cząstek naładowanych $dN_{ch}/d\eta$ w obszarze $|\eta| < 2.5$, otrzymane z analizy zderzeń $Pb + Pb$ z wyłączonym polem magnetycznym.

Centralność %	$ \eta < 0.5$					
	$dN_{ch}/d\eta$	$+ \sigma_{SYST.}$	$- \sigma_{SYST.}$	$\pm \sigma_{STAT.}$	$\frac{dN_{ch}/d\eta}{\langle N_{part} \rangle / 2}$	$\pm \sigma_{SYST}$
0-1	1745.11	88.66	88.66	0.96	8.71	0.47
1-2	1659.38	84.37	84.37	0.92	8.45	0.46
2-3	1589.60	80.78	80.76	0.92	8.30	0.45
3-4	1525.18	77.63	77.57	0.90	8.19	0.44
4-5	1464.96	74.52	74.47	0.88	8.10	0.44
5-6	1408.55	71.73	71.73	0.87	8.07	0.44
6-7	1354.00	69.08	69.06	0.85	7.95	0.43
7-8	1304.06	66.51	66.77	0.82	7.90	0.43
8-9	1253.47	64.23	64.20	0.81	7.84	0.43
9-10	1207.03	61.87	62.05	0.79	7.79	0.43
10-11	1159.39	59.55	59.51	0.77	7.72	0.43
11-12	1116.42	57.49	57.53	0.77	7.68	0.42
12-13	1073.75	55.60	55.45	0.75	7.62	0.42
13-14	1034.77	53.51	53.58	0.74	7.59	0.42
14-15	995.77	51.74	51.66	0.72	7.57	0.42
15-16	958.84	49.98	49.99	0.72	7.51	0.42
16-17	922.79	48.12	48.39	0.70	7.47	0.42
17-18	886.38	46.84	46.37	0.69	7.41	0.42
18-19	853.86	44.95	45.22	0.67	7.37	0.42
19-20	820.27	43.54	43.31	0.66	7.32	0.42
20-25	730.28	39.36	39.26	0.28	7.21	0.42
25-30	596.48	33.22	33.28	0.25	7.01	0.42
30-35	482.45	28.24	28.35	0.23	6.81	0.42
35-40	385.05	23.84	24.10	0.20	6.59	0.42
40-45	302.44	20.20	20.31	0.18	6.37	0.43
45-50	232.82	16.96	16.80	0.16	6.12	0.45
50-55	176.58	13.89	14.62	0.14	5.90	0.47
55-60	130.18	11.47	11.89	0.12	5.65	0.49
60-65	93.28	9.56	9.47	0.100	5.38	0.53
65-70	64.76	7.62	7.26	0.083	5.10	0.56
70-75	43.71	5.87	5.62	0.069	4.86	0.63
75-80	28.46	4.39	4.22	0.055	4.67	0.70

Tabela B.3: Średnie wartości gęstości cząstek naładowanych $dN_{ch}/d\eta$ w obszarze $|\eta| < 0.5$, otrzymane z analizy zderzeń $Pb + Pb$ z włączonym polem magnetycznym.

Centralność %	$ \eta < 2.5$			
	$dN_{ch}/d\eta$	$+ \sigma_{SYST.}$	$- \sigma_{SYST.}$	$\pm \sigma_{STAT.}$
0-1	1798.24	93.93	93.93	0.93
1-2	1709.97	89.37	89.36	0.90
2-3	1638.39	85.69	85.67	0.90
3-4	1572.56	82.28	82.24	0.88
4-5	1510.59	79.20	79.15	0.86
5-6	1452.83	76.16	76.16	0.84
6-7	1396.58	73.35	73.36	0.83
7-8	1344.22	70.63	70.76	0.80
8-9	1292.44	68.13	68.17	0.79
9-10	1244.82	65.61	65.78	0.78
10-11	1196.51	63.29	63.25	0.75
11-12	1151.90	61.07	61.06	0.75
12-13	1108.68	58.99	58.93	0.73
13-14	1067.96	56.90	56.86	0.72
14-15	1028.07	54.93	54.89	0.70
15-16	989.745	53.07	53.07	0.70
16-17	952.55	51.23	51.38	0.68
17-18	915.84	49.62	49.45	0.67
18-19	881.51	47.77	47.82	0.65
19-20	847.74	46.21	46.04	0.65
20-25	755.09	41.79	41.70	0.27
25-30	617.40	35.29	35.29	0.25
30-35	500.24	29.90	30.01	0.22
35-40	400.07	25.23	25.49	0.20
40-45	314.80	21.31	21.43	0.18
45-50	243.05	17.90	17.78	0.16
50-55	184.64	14.62	15.36	0.14
55-60	136.44	12.12	12.58	0.12
60-65	98.02	10.03	9.93	0.10
65-70	68.24	8.04	7.69	0.08
70-75	46.11	6.20	5.92	0.07
75-80	30.12	4.64	4.44	0.06

Tabela B.4: Średnie wartości gęstości cząstek naładowanych $dN_{ch}/d\eta$ w obszarze $|\eta| < 2.5$, otrzymane z analizy zderzeń $Pb + Pb$ z włączonym polem magnetycznym.

Spis rysunków

2.1	Poglądowy rysunek przedstawiający pojedyncze zderzenie jąder złota uzyskany przy pomocy symulacji Monte Carlo [12] bazujących na modelu Glaubera [13]. Po lewej stronie rozkład nukleonów w płaszczyźnie x-y oraz po prawej stronie w płaszczyźnie x-z. Nukleony z przeciwnych jąder oznaczone są odmiennymi kolorami, ciemniejszym kolorem wyróżnione są nukleony biorące udział w zderzeniu.	7
2.2	Zależność gęstości energii, ϵ , podzielony przez T^4 w funkcji temperatury otrzymana za pomocą obliczeń chromodynamiki kwantowej na siatkach (lewa strona). Diagram przejść fazowych [20] (prawa strona).	9
2.3	Diagram ewolucji czasowo-przestrzennej w zderzeniach ciężkich jonów.	10
2.4	Górny rząd przedstawia współczynnik asymetrii dżetów dla danych ze zderzeń $Pb+Pb$ (czarne punkty), oraz symulacji z wykorzystaniem modelu HIJING [44] z dołączonymi dżetami z generatora PYTHIA [45] (żółty histogram). Puste punkty przedstawiają wyniki z analizy zderzeń $p+p$ przy energii $\sqrt{s} = 7$ TeV w eksperymencie ATLAS, przy analogicznej selekcji dżetów. Dolny rząd pokazuje rozkłady różnicy kątów azymutalnych dwóch dżetów [43].	12
2.5	Wartości składowych harmonicznych w funkcji pędu poprzecznego dla różnych przedziałów centralności w zderzeniach $Pb+Pb$ o energii $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV, eksperyment ATLAS. Błędy systematyczne przedstawione są za pomocą szarych pól [52].	14
2.6	Gęstość cząstek naładowanych w funkcji zmiennej η dla kilku przedziałów centralności. Zderzenia $Au + Au$ o energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, eksperyment PHOBOS [9].	16
2.7	Gęstość cząstek naładowanych przypadających na parę oddziałujących nukleonów w układzie spoczynkowym jednego ze zderzających się jąder dla różnych energii zderzenia, od $\sqrt{s_{NN}} = 62$ GeV do $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV, i dla różnych wiązek. [54].	17

2.8	Gęstość cząstek naładowanych na parę oddziałujących nukleonów, N_{part} , w funkcji energii [7].	17
2.9	Gęstość cząstek naładowanych na parę oddziałujących nukleonów, w funkcji centralności reprezentowanej przez N_{part} . Wartości uzyskane dla zderzeń $Au + Au$ zostały przeskalowane o czynnik 2.15, wynikający ze stosunku gęstości cząstek w zderzeniach $Pb + Pb$ przy energii $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV o centralności 2-4% do najbardziej centralnych zderzeń $Au + Au$ przy energii $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV. Przedziały centralności zostały dobrane tak, by dla różnych zderzających się jąder była podobna średnia wartość N_{part} [7].	18
2.10	Gęstość cząstek naładowanych jako funkcja zmiennej η w pięciu przedziałach centralności zderzeń $d + Au$, eksperyment PHOBOS. W panelu f przedstawiony jest rozkład dla całkowitej próbki zawierającej zderzenia nieelastyczne [9].	19
3.1	Detektor ATLAS	22
3.2	Detektor wewnętrzny	23
3.3	Kalorymetry detektora ATLAS	26
4.1	Światłość dostarczona przez LHC oraz światłość danych zapisanych przez eksperyment ATLAS w 2010.	30
4.2	Rozkład energii poprzecznej w detektorze FCal wraz z podziałem na przedziały centralności [63].	34
4.3	Rozkład energii poprzecznej w detektorze FCal w zderzeniach $p + Pb$ po stronie wiązki ołowiu $\Sigma E_{\text{T}}^{\text{Pb}}$. Przerywane pionowe linie oznaczają przedziały centralności [65].	35
4.4	Rozkłady położenia pierwotnego wierzchołka oddziaływania dla danych i symulacji ze zderzeń $Pb + Pb$ z wyłączonym (lewa strona) i włączonym (prawa strona) polem magnetycznym. Rozkłady zostały unormowane do jedności. Niebieska i czarna przerywana linia przedstawiają funkcje Gaussa dopasowane do rozkładów. Na dole przedstawiony jest stosunek dopasowanych funkcji.	38
4.5	Rozkłady położenia pierwotnego wierzchołka oddziaływania dla danych i symulacji ze zderzeń $p + Pb$ unormowane do jedności (lewa strona). Niebieska i czarna przerywana linia przedstawiają funkcje Gaussa dopasowane do rozkładów. Po prawej stronie przedstawiony jest stosunek dopasowanych funkcji Gaussa.	39
4.6	Waga stosowana do przypadków symulacji Monte Carlo zderzeń $p + Pb$ w zależności od położenia wierzchołka pierwotnego oddziaływania.	40

- 4.7 Przykładowe rozkłady położenia wierzchołka oddziaływania $p + Pb$ dla danych i symulacji zakresie $|z_{vtx}| < 25$ mm. Z lewej strony pokazane są rozkłady z symulacji przed zastosowaniem wagi, z prawej strony po zastosowaniu wagi. Wszystkie rozkłady zostały unormowane do jedności. 40
- 5.1 Rozkład liczby klastrów zaakceptowanych (accepted), odrzuconych (rejected) oraz wszystkich (all) w funkcji η . Górny rząd przedstawia klastry z danych i symulacji dla zderzeń $Pb + Pb$ z wyłączonym polem magnetycznym. Środkowy rząd klastry z danych i symulacji zderzeń $Pb + Pb$ z włączonym polem magnetycznym. Rozkład klastrów z danych i symulacji zderzeń $p + Pb$ przedstawia rząd dolny. Lewa strona przedstawia wyniki z danych a prawa strona z symulacji. 43
- 5.2 Rozkład η wszystkich klastrów (kolor żółty), klastrów do których została przypisana jedna cząstka (kolor zielony), dwie cząstki (kolor czerwony) oraz rozkład klastrów gdzie nie była przypisana żadna cząstka (kolor niebieski). Wszystkie rozkłady zostały unormowane do jednostkowej powierzchni rozkładu wszystkich klastrów. Rząd górny, po lewej stronie zderzenia $Pb + Pb$ przy wyłączonym polu magnetycznym, po prawej - zderzenia $Pb + Pb$ z włączonym polem magnetycznym, a rząd dolny zderzenia $p + Pb$ 45
- 5.3 Rozkład zmiennej η klastrów pochodzących od różnych cząstek pierwotnych (lewa strona) lub cząstek wtórnych (prawa strona). Żółty histogram zawiera wszystkie klastry, pozostałe histogramy zawierają klastry od różnych rodzajów cząstek: pionów (niebieski), kaonów (czerwony), protonów i antyprotonów (zielony), elektronów i pozytonów (fioletowy). W kolejnych rzędach od góry symulacje Monte Carlo dla zderzeń $Pb + Pb$ z wyłączonym, z włączonym polem magnetycznym, a na dole symulacje zderzeń $p + Pb$ 46
- 5.4 Dwuwymiarowy rozkład jonizacyjnych strat energii, E_{loss} , zarejestrowanych w klastrach pikselowych w funkcji zmiennej η klastrów dla zderzeń $Pb + Pb$ przy wyłączonym polu magnetycznym. W górnym rzędzie rozkład dla wszystkich klastrów otrzymany z danych (lewy górny róg) oraz z symulacji Monte Carlo (prawy górny róg). W dolnym rzędzie rozkłady dla klastrów z symulacji, pochodzących od cząstek pierwotnych (lewy dolny róg) oraz od cząstek wtórnych (prawy dolny róg). 48

- 5.5 Dwuwymiarowy rozkład jonizacyjnych strat energii, E_{loss} , zarejestrowanych w klastrach pikselowych w funkcji zmiennej η klastrów dla zderzeń $Pb + Pb$ przy włączonym polu magnetycznym. W górnym rzędzie rozkład dla wszystkich klastrów otrzymany z danych (lewy górny róg) oraz z symulacji Monte Carlo (prawy górny róg). W dolnym rzędzie rozkłady dla klastrów z symulacji, pochodzących od cząstek pierwotnych (lewy dolny róg) oraz od cząstek wtórnych (prawy dolny róg). 49
- 5.6 Dwuwymiarowy rozkład jonizacyjnych strat energii, E_{loss} , zarejestrowanych w klastrach pikselowych w funkcji zmiennej η klastrów dla zderzeń $p + Pb$. W górnym rzędzie rozkład dla wszystkich klastrów otrzymany z danych (lewy górny róg) oraz z symulacji Monte Carlo (prawy górny róg). W dolnym rzędzie rozkłady dla klastrów z symulacji, pochodzących od cząstek pierwotnych (lewy dolny róg) oraz od cząstek wtórnych (prawy dolny róg). 50
- 5.7 Rozkłady jonizacyjnych strat energii, E_{loss} , w klastrach pixelowych dla danych (czarne kropki) i symulacji Monte Carlo (żółty histogram) dla zderzeń $Pb + Pb$ przy wyłączonym polu magnetycznym. W kolejnych kolumnach zaczynając od lewej strony przedstawione są rozkłady dla wartości $\eta \sim 0.05, 1.55, 2.55$. W kolejnych rzędach przedstawiono rozkłady dla różnych przedziałów centralności 0-10%, 40-50% i 70-80%. 52
- 5.8 Rozkłady jonizacyjnych strat energii, E_{loss} , w klastrach pixelowych dla danych (czarne kropki) i symulacji Monte Carlo (żółty histogram) dla zderzeń $p + Pb$. W kolejnych kolumnach zaczynając od lewej strony przedstawione są rozkłady dla wartości $\eta \sim 0.05, 1.55, 3.05$. W kolejnych rzędach przedstawiono rozkłady dla różnych przedziałów centralności 0-1%, 20-30% i 60-90%. 53
- 5.9 Rozkłady jonizacyjnych strat energii, E_{loss} , w klastrach pikselowych pochodzących od cząstek pierwotnych (niebieski) i od cząstek wtórnych (czerwony) i wszystkich klastrów (zielony) dla wybranych wartości η i centralności. U góry rozkłady przy ustalonym $\eta \approx 0$ i $\eta \approx 1.5$ dla wszystkich centralności razem. W środku rozkłady strat energii dla centralności 0-10% oraz wartości $\eta \approx 1.0$ i $\eta \approx 2.5$, na dole rozkłady dla tej samej centralności, ale przy ustalonym $\eta \approx -1.0$ i $\eta \approx -2.5$. Rozkłady otrzymane z symulacji zderzeń $Pb + Pb$ przy wyłączonym polu magnetycznym. 54

5.10	Wartości jonizacyjnych strat energii, E_{loss} , w punktach przecięcia się rozkładów energii w klastrach od cząstek wtórnych i pierwotnych jako funkcja η dla zderzeń $Pb + Pb$ w pełnym zakresie centralności. Po lewej stronie symulacje bez pola magnetycznego, po prawej stronie - symulacje przy włączonym polu magnetycznym. Dopasowana funkcja ma postać $E_{loss,min}(\eta) = a + b \cosh(\eta)$	55
5.11	Wartości jonizacyjnych strat energii energii, E_{loss} , w punktach przecięcia się rozkładów energii w klastrach od cząstek wtórnych i pierwotnych przeskalowane przez podstawienie $x = \cosh(\eta)$ wraz z dopasowaną funkcją liniową w przedziałach centralności 0-10% i 40-50%. Symulacje zderzeń $Pb + Pb$ przy wyłączonym polu magnetycznym.	55
5.12	Wartości parametrów funkcji $E_{loss,min}(\eta) = a + b \cosh(\eta)$ w zależności od centralności zderzenia $Pb+Pb$. W górnym rzędzie zderzenia $Pb+Pb$ z wyłączonym polem magnetycznym. Dolny rząd zderzenia $Pb + Pb$ z włączonym polem magnetycznym. Czarne linie przedstawiają średnie wartości parametrów a i b	56
5.13	Przykłady rozkładów jonizacyjnych strat energii otrzymanych z danych (lewa strona) i symulacji MC (prawa strona) dla zderzeń $p + Pb$, w wąskich przedziałach zmiennej η , dla $\eta \approx 0.1$ (góra), $\eta \approx 1.5$ (środek), $\eta \approx 3.1$ (dół) wraz z dopasowanym wielomianem czwartego stopnia (linia czerwona).	58
5.14	Położenia minimum w rozkładach E_{loss} w zależności od η dla danych (góra) i symulacji Monte Carlo (dół) dla zderzeń $p + Pb$ w różnych przedziałach centralności opisanych na rysunkach oraz dla dwóch zakresów położenia wierzchołka, -225 do -175 mm (lewa strona) i 175 do 225 mm (prawa strona).	59
5.15	Położenia minimum w rozkładach E_{loss} w zależności od η dla danych (lewa strona) i symulacji (prawa strona) dla zderzeń $p + Pb$ dla różnych zakresów położenia pierwotnego wierzchołka.	59
5.16	Rozkład dla wszystkich klastrów (all) w zmiennej η unormowany do jedności (kolor żółty) oraz klastrów po odrzuceniu klastrów niepożądanych i zastosowaniu cięcia na E_{loss} odrzucającego klastry od cząstek wtórnych (accepted+ E_{loss} - kolor niebieski). W kolejnych rzędach rozkłady dla zderzeń $Pb + Pb$ z polem magnetycznym wyłączonym, włączonym oraz dla zderzeń $p+Pb$. Z lewej strony dane, z prawej strony symulacje.	60

- 5.17 Liczba sygnałów w modułach pierwszej warstwy detektora pikselowego w zależności od indeksu modułu w zmiennej η , mod_η , i w kącie azymutalnym, mod_ϕ dla czterech różnych okresów zbierania danych ze zderzeń $Pb + Pb$. Górny lewy rysunek dotyczy danych z wyłączonym polem magnetycznym, pozostałe z polem włączonym. W dwóch pierwszych (u góry) sześć modułów jest nieczynnych (białe pola), natomiast w pozostałych wykryto jeszcze jeden nieczynny moduł, dla $mod_\eta=2$ (lewy dolny rysunek) lub $mod_\eta=0$ (prawy dolny). 62
- 5.18 Liczba sygnałów w modułach pierwszej warstwy detektora pikselowego w zależności od indeksu modułu w zmiennej η , mod_η , i w kącie azymutalnym, mod_ϕ dla symulacji Monte Carlo zderzeń $Pb + Pb$. Rysunek po lewej stronie dotyczy symulacji z wyłączonym polem magnetycznym, po prawej stronie z polem włączonym. Białe pola oznaczają nieczynne moduły. 63
- 5.19 Liczba sygnałów w modułach pierwszej warstwy detektora pikselowego w zależności od indeksu modułu w zmiennej η , mod_η , i w kącie azymutalnym, mod_ϕ dla danych (po lewej stronie) i symulacji Monte Carlo (po prawej stronie) ze zderzeń $p + Pb$. Dla symulacji występują dodatkowe dwa moduły z prawie zerową liczbą sygnałów (dla $mod_\eta=-6$ oraz $mod_\eta=0$), które zostały potraktowane jako moduły w pełni nieczynne. 63
- 5.20 Porównanie rozkładów kąta azymutalnego, ϕ , wszystkich wyselekcjonowanych klastrów w zderzeniach $Pb + Pb$ z wyłączonym polem magnetycznym (górny rząd), zderzeń $Pb + Pb$ z włączonym polem magnetycznym (środkowy rząd) oraz zderzeń $p + Pb$ (dolny rząd). Po lewej stronie pokazano rozkłady przed zastosowaniem wag związanych z nieczynnymi modułami. Rozkłady po zastosowaniu wag umieszczone są po prawej stronie. Żółty histogram przedstawia wyniki symulacji Monte Carlo, czarne punkty oznaczają dane. 65
- 5.21 Porównanie rozkładów zmiennej η wszystkich wyselekcjonowanych w zderzeniach $Pb + Pb$ z wyłączonym polem magnetycznym (górny rząd), $Pb + Pb$ z włączonym polem magnetycznym (środkowy rząd) oraz zderzeń $p + Pb$ (dolny rząd). Po lewej stronie pokazano rozkłady przed zastosowaniem wag związanych z nieczynnymi modułami. Rozkłady po zastosowaniu wag umieszczone są po prawej stronie. Żółty histogram przedstawia symulacje Monte Carlo, czarne punkty oznaczają dane. 66

6.1	Rozkłady gęstości klastrów pikselowych (czarne punkty) i cząstek naładowanych z generatora Hijing (czerwone punkty) dla symulacji zderzeń $Pb + Pb$ bez pola magnetycznego (lewa strona) i z polem magnetycznym (prawa strona). Wyniki przedstawione są dla trzech wybranych przedziałów centralności: 0 – 1% (górny rząd), 25 – 30% (środkowy rząd) oraz 65 – 70% (dolny rząd).	69
6.2	Rozkłady gęstości klastrów pikselowych (czarne punkty) i cząstek naładowanych z generatora Hijing (czerwone punkty) dla symulacji zderzeń $p + Pb$. Wyniki przedstawione są dla trzech wybranych przedziałów centralności: 0 – 1%, 20 – 30% i 60 – 90%.	70
6.3	Średnia liczba klastrów przypadających na jedną naładowaną cząstkę pierwotną jako funkcja zmiennej η dla symulacji zderzeń $Pb + Pb$ bez pola magnetycznego (górny rząd) i z polem magnetycznym (środkowy rząd) oraz dla zderzeń $p + Pb$ (dolny rząd). Wyniki przedstawione są dla dwóch wybranych przedziałów centralności: 0-1%, oraz 65-70% dla zderzeń $Pb + Pb$, oraz 0-1% i 60-90% dla zderzeń $p + Pb$	71
6.4	Średnia liczba klastrów przypadająca na jedną naładowaną cząstkę pierwotną w funkcji zmiennej η dla różnych zakresów położenia wierzchołka oddziaływania dla zderzeń $Pb + Pb$ bez pola magnetycznego (lewa strona) i zderzeń $Pb + Pb$ z polem magnetycznym (prawa strona). Zakresy położenia pierwotnego wierzchołka oddziaływania podane są w milimetrach.	72
6.5	Dwuwymiarowe rozkłady kąta azymutalnego, ϕ , i zmiennej η dla klastrów z pierwszej warstwy detektora pikselowego przy dwóch skrajnych położeniach wierzchołka oddziaływania ($-20 < z_{vtx} < -18mm$ po lewej stronie oraz $18 < z_{vtx} < 20$ mm po prawej stronie) uzyskanych dla symulacji zderzeń $Pb + Pb$ bez pola magnetycznego (górny rząd) oraz symulacji $Pb + Pb$ z włączonym polem magnetycznym. Uwzględnione zostały tylko klastry, które przeszły pełną selekcję.	73
6.6	Dwuwymiarowe rozkłady kąta azymutalnego, ϕ , w funkcji zmiennej η dla pierwszej warstwy detektora pikselowego przy dwóch skrajnych położeniach wierzchołka oddziaływania ($-20 < z_{vtx} < -18mm$ po lewej stronie oraz $18 < z_{vtx} < 20$ mm po prawej stronie) uzyskanych dla symulacji zderzeń $Pb + Pb$ bez pola magnetycznego (górny rząd) oraz symulacji $Pb + Pb$ z włączonym polem magnetycznym. Rysunki przedstawiają klastry pozostałe po odrzuceniu „fałszywych” klastrów.	74

6.7	Wartości odchyłeń χ^2 , przy 50 stopniach swobody, między zrekonstruowaną a prawdziwą gęstością naładowanych cząstek pierwotnych, $dN_{ch}/d\eta$, w zależności od wagi, z jaką były uwzględniane klastry z połączonymi pikselami („ganged”), dla symulacji zderzeń $Pb + Pb$ z wyłączonym polem magnetycznym (górnny rząd) oraz symulacji zderzeń $Pb + Pb$ z włączonym polem magnetycznym (dolny rząd). Prezentowane są wartości odchyłeń χ^2 dla dwóch zakresów zmiennej η	75
6.8	Wartości odchyłeń χ^2 , przy 50 stopniach swobody, między zrekonstruowaną a prawdziwą gęstością naładowanych cząstek pierwotnych, $dN_{ch}/d\eta$, w zależności od wagi, z jaką były uwzględniane klastry z połączonymi pikselami („ganged”), dla symulacji zderzeń $p + Pb$. Prezentowane są wartości odchyłeń χ^2 uzyskane dla dwóch przedziałów zmiennej η oraz trzech zakresów położenia pierwotnego wierzchołka oddziaływania.	76
6.9	Wartości średniej liczby klastrów przypadających na jedną naładowaną cząstkę pierwotną jako funkcja zmiennej η w wybranych przedziałach położenia wierzchołka oddziaływania. Rysunek u góry po lewej przedstawia zależności dla symulacji zderzeń $Pb + Pb$ bez pola magnetycznego, u góry po prawej dla symulacji zderzeń $Pb + Pb$ z włączonym polem magnetycznym, a na dole dla dla symulacji zderzeń $p + Pb$	78
6.10	Średnia liczba klastrów przypadająca na jedną naładowaną cząstkę pierwotną jako funkcja zmiennej η dla 8 przedziałów centralności. U góry rozkłady uzyskane dla symulacji zderzeń $Pb + Pb$ bez pola magnetycznego (z lewej), z polem magnetycznym (z prawej), a u dołu dla zderzeń $p + Pb$	79
6.11	Względna różnica między średnią liczbą klastrów przypadająca na jedną naładowaną cząstkę pierwotną w przypadkach o centralnościach 0-10%, 30-40% lub 60-70% a średnią dla wszystkich przypadków zderzeń $Pb + Pb$ z wyłączonym polem magnetycznym (lewa strona) oraz z włączonym polem magnetycznym (prawa strona), jako funkcja zmiennej η . Dopasowane do punktów funkcje omawiane w tekście są przedstawione jako kolorowe linie, w legendzie podana jest ich postać z wartością parametrów oraz $\chi^2/ndof$	80
6.12	Względna różnica między średnią liczbą klastrów przypadająca na jedną naładowaną cząstkę pierwotną w przypadkach o centralnościach 0-10% (z lewej strony) oraz 70-80% (z prawej strony), a średnią dla wszystkich przypadków zderzeń $p + Pb$ przedstawiona dla kilku zakresów położenia wierzchołków (kolejne rysunki) jako funkcja zmiennej η	82

6.13	Wartości parametrów funkcji postaci $a + b \eta $ dopasowanej do względnej różnicy między średnią liczbą klastrów na naładowaną cząstkę pierwotną w różnych przedziałach centralności i w pełnym zakresie centralności, przedstawione jako zależność od całkowitej liczby klastrów pikselowych w przypadku, dla symulacji zderzeń $Pb + Pb$ z wyłączonym polem magnetycznym (górny rząd) oraz z włączonym polem magnetycznym (dolny rząd). Czerwone linie przedstawiają funkcje liniowe dopasowane do punktów.	83
6.14	Średnia liczba klastrów przypadająca na jedną naładowaną cząstkę pierwotną jako funkcja zmiennej η dla symulacji zderzeń $Pb + Pb$ z wyłączonym polem magnetycznym (lewa strona) i włączonym polem magnetycznym (prawa strona). Wykorzystywane były jedynie przypadki z wierzchołkiem w zakresie od -20 mm do 20 mm.	84
6.15	Średnia liczba klastrów przypadająca na jedną naładowaną cząstkę pierwotną jako funkcja pseudorapidity dla symulacji zderzeń $p + Pb$ w różnych przedziałach położenia wierzchołka oddziaływania.	85
7.1	Rozkłady gęstości cząstek naładowanych $dN_{ch}/d\eta$ dla wybranych przedziałów centralności, otrzymane z analizy zderzeń $Pb + Pb$ z polem magnetycznym wyłączonym (górny rząd) i polem magnetycznym włączonym (dolny rząd). Lewa kolumna zawiera porównanie wyników w pełnym analizowanym zakresie centralności, w prawej przedstawione są rezultaty dla przedziału 0-10% porównane z wynikami uzyskanymi w znacznie węższych przedziałach (0-1 %, 3-4%, 6-7%,9-10%). Szarym kolorem przedstawiony jest błąd systematyczny.	87
7.2	Względne różnice pomiędzy rozkładami $dN_{ch}/d\eta$ dla danych ze zderzeń $Pb + Pb$ z polem magnetycznym wyłączonym i włączonym dla trzech przedziałów centralności.	88
7.3	Rozkłady zmiennej η cząstek naładowanych w zderzeniach $Pb + Pb$ znormalizowane do wartości gęstości cząstek w obszarze $ \eta < 0.5$, dla dwóch przedziałów centralności: 0-10% i 70-80% . Z lewej strony przedstawione są dane uzyskane bez pola magnetycznego, z prawej strony z polem magnetycznym.	89
7.4	Stosunek R_{abs} , rozkładów $dN_{ch}/d\eta$ cząstek naładowanych w zderzeniach $Pb + Pb$ o różnych centralnościach do tego samego rozkładu w zderzeniach peryferycznych 70-80%, przy wyłączonym polu magnetycznym (górze) i przy włączonym polu magnetycznym (dół).	90

7.5	Stosunek R_{part} , rozkładów $dN_{ch}/d\eta$ cząstek naładowanych w zderzeniach $Pb + Pb$, znormalizowanych na parę oddziałujących nukleonów o różnych centralnościach do tego samego rozkładu w zderzeniach peryferycznych 70-80%, przy wyłączonym polu magnetycznym (górze) i przy włączonym polu magnetycznym (dół). Szare pole przedstawia błędy systematyczne, które są niewielkie gdyż kasują się nie tylko przyczynki związane z efektami detektorowymi, ale redukują się także przyczynki związane z niepewnością w wyznaczaniu centralności.	91
7.6	Średnia liczba cząstek naładowanych w obszarze $ \eta < 0.5$ w funkcji przedziałów centralności dla danych $Pb + Pb$ z polem magnetycznym wyłączonym (lewa strona) i włączonym (prawa strona). Szary pas wokół punktów pokazuje wielkość błędów systematycznych.	92
7.7	Średnia liczba cząstek naładowanych w przedziale $ \eta < 0.5$ w funkcji N_{part} . Po lewej stronie przedstawiono rozkłady dla danych $Pb + Pb$ z wyłączonym polem magnetycznym, po prawej z włączonym. Szary pas wokół punktów pokazuje wielkość błędów systematycznych.	93
7.8	Średnia liczba cząstek naładowanych w obszarze $ \eta < 0.5$ przypadająca na parę oddziałujących nukleonów w zależności od liczby oddziałujących nukleonów, N_{part} . Po lewej stronie przedstawiono rozkłady dla danych $Pb + Pb$ z wyłączonym polem magnetycznym, po prawej z włączonym. Szary pas wokół punktów pokazuje błąd systematyczny. Linia przedstawia dopasowane do danych przewidywania modelu dwukomponentowego, opisanego w tekście.	93
7.9	Rozkłady $dN_{ch}/d\eta$ w zderzeniach $p+Pb$ dla sześciu wybranych przedziałów położenia wierzchołka z zakresu $-225 < z_{vtx} < 225$ mm oraz ośmiu przedziałów centralności. Dla zachowania czytelności pokazane są tylko błędy statystyczne.	95
7.10	Uśrednione wartości gęstości $dN_{ch}/d\eta$ cząstek naładowanych w zderzeniach $p + Pb$ dla ośmiu przedziałów centralności. Szare pasy oznaczają błędy systematyczne, błędy statystyczne są najczęściej mniejsze od rozmiarów punktów	96
7.11	Stosunek R_{abs} średniej liczby cząstek naładowanych w obszarze $ \eta < 3.1$ w zderzeniach $p + Pb$ dla kilku klas centralności do średniej liczby cząstek w zderzeniach peryferycznych 60-90%. Czerwone linie przedstawiają dopasowane funkcje kwadratowe postaci $a + b\eta + c\eta^2$, ich parametry znajdują się w Tabeli 7.1.	97
7.12	Średnia gęstość cząstek naładowanych przypadająca na parę oddziałujących nukleonów, N_{part} , w różnych przedziałach zmiennej η jako funkcja N_{part} . Wartości N_{part} uzyskane zostały przy użyciu standardowego modelu Glaubera (rys. górny) i modelu Glaubera-Gribova dla wartości $\Omega=0.55$ (rys. środkowy) oraz dla $\Omega=1.01$ (rys. dolny).	98

7.13	Rozkłady $dN_{ch}/d\eta$ cząstek naładowanych w zderzeniach $Pb + Pb$ dla ośmiu przedziałów centralności uzyskane metodą zliczania klastrów pikselowych (pełne punkty) oraz metodą „tracklet’ów” (puste kwadraty). Szary pas oznacza wielkość błędu systematycznego dla metody zliczania klastrów pikselowych. Górny rząd przedstawia rozkłady dla danych z polem magnetycznym włączonym, dolny rząd z wyłączonym. Po prawej stronie pokazane są względne różnice pomiędzy rozkładami otrzymanymi metodą „tracklet’ów” a metodą zliczania klastrów pikselowych.	99
7.14	Rozkłady $dN_{ch}/d\eta$ cząstek naładowanych w zderzeniach $Pb + Pb$ z wyłączonym polem magnetycznym uzyskane metodą zliczania klastrów pikselowych dla podziału na przedziały centralności przy założeniu, że dane zawierają 100% przypadków nieelastycznych (pełne punkty) oraz opublikowane wyniki metody „tracklet’ów” (puste kwadraty). Szary pas oznacza wielkość błędu systematycznego dla metody zliczania klastrów pikselowych. Po prawej stronie pokazane są względne różnice pomiędzy rozkładami otrzymanymi metodą „tracklet’ów” a metodą zliczania klastrów pikselowych.	100
7.15	Średnia liczba cząstek naładowanych z przedziału $ \eta < 0.5$ w funkcji przedziału centralności dla zderzeń $Pb + Pb$ uzyskana w eksperymencie ATLAS metodą zliczania klastrów pikselowych (dane z polem magnetycznym i bez pola magnetycznego) i metodą „tracklet’ów” oraz z eksperymentu ALICE [55]. Prezentowane wyniki są nieco rozsunięte w poziomie względem siebie dla lepszego porównania położenia punktów. Rysunek po lewej stronie przedstawia średnią liczbę naładowanych cząstek w pełnym analizowanym zakresie centralności 0-80%, a po prawej w 20 wąskich przedziałach centralności między 0 a 20%. . . .	101
7.16	Średnia liczba cząstek naładowanych w obszarze $ \eta < 0.5$ przypadająca na parę oddziałujących nukleonów w funkcji N_{part} dla zderzeń $Pb + Pb$ uzyskana w eksperymencie ATLAS metodą zliczania klastrów pikselowych (dane z polem magnetycznym i bez pola magnetycznego) i metodą „tracklet’ów” oraz z eksperymentu ALICE [55]. Po lewej stronie średnia liczba cząstek naładowanych w pełnym zakresie N_{part} od 0 do 400. Po prawej stronie wyniki dla 20 przedziałów w obszarze $200 < N_{part} < 400$	102
7.17	Rozkład $dN_{ch}/d\eta$ cząstek naładowanych w zderzeniach $p + Pb$ dla ośmiu przedziałów centralności. Wyniki uzyskane metodą zliczania klastrów pikselowych (punkty) porównane są z rezultatami uzyskanymi metodą „tracklet’ów” (puste kwadraty) [66]. Po prawej stronie przedstawiona jest względna różnica pomiędzy rozkładem z metody „tracklet’ów” i z metody klastrów pikselowych. . . .	102

7.18	Rozkład $dN_{ch}/d\eta$ cząstek naładowanych w zderzeniach $p + Pb$ w pełnym zakresie centralności 0-100% (czerwone punkty) otrzymany przez eksperyment ALICE [70]. Wyniki uzyskane z metody zliczania klastrów pikselowych dla centralności 0-90% (czarne punkty) zostały przeskalowane o czynnik 7.9/8.44 w celu porównania z rezultatami z eksperymentu ALICE.	104
A.1	Porównanie rozkładów zmiennej η klastrów dla danych i symulacji zderzeń $Pb+Pb$ bez pola magnetycznego (górny rząd) z polem magnetycznym (środkowy rząd) i zderzeń $p+Pb$ (dolny rząd). Po lewej stronie porównane zostały rozkłady $dN_{ch}/d\eta$ unormowane tak, aby zgadzała się średnia liczba klastrów w danych i symulacjach w obszarze $ \eta < 2$, po prawej stronie pokazana jest ich względna różnica.	119
A.2	Składowe błędy systematycznego rekonstruowanej liczby cząstek naładowanych w funkcji zmiennej η dla trzech przedziałów centralności dla zderzeń $Pb + Pb$ z wyłączonym polem magnetycznym.	120
A.3	Składowe błędy systematycznego rekonstruowanej liczby cząstek naładowanych w funkcji zmiennej η dla trzech przedziałów centralności dla zderzeń $Pb + Pb$ z włączonym polem magnetycznym (prawa strona).	121
A.4	Składowe błędy systematycznego rekonstruowanej liczby cząstek naładowanych w funkcji zmiennej η dla trzech przedziałów centralności w zderzeniach $p + Pb$	122

Spis tabel

4.1	Dane użyte do analizy krotności cząstek naładowanych	31
4.2	Wpływ zastosowanych cięć na selekcję przypadków dla zderzeń $Pb + Pb$ z włączonym oraz wyłączonym polem magnetycznym.	32
4.3	Wpływ zastosowanych cięć na liczbę przypadków dla zderzeń $p + Pb$	33
4.4	Przedziały centralności dla zderzeń $Pb + Pb$, odpowiadające im graniczne wartości ΣE_T^{FCal} oraz średnie wartości N_{part} i N_{coll}	36
4.5	Przedziały centralności dla zderzeń $p + Pb$, odpowiadające im wartości graniczne ΣE_T^{Pb} oraz średnie wartości N_{part} z trzech rozważanych modeli [66].	37
5.1	Wartości procentowe odrzuconych klastrów.	42
5.2	Procentowy udział cząstek pierwotnych tworzących klastry w detektorze pikselowym, dla symulacji Monte Carlo, z generatora HIJING.	45
5.3	Procentowy udział cząstek wtórnych tworzących klastry w detektorze pikselowym, dla symulacji Monte Carlo, z generatora HIJING.	47
5.4	Funkcja $E_{loss,min}(\eta) = a + b \cosh(\eta)$ używana do odrzucania klastrów od cząstek wtórnych. W zderzeniach $Pb + Pb$ używana jest jedna funkcja odrzucająca otrzymana z symulacji, natomiast w zderzeniach $p + Pb$ używane są dwie funkcje odrzucające, oddzielnie dla danych i symulacji.	57
7.1	Parametryzacja zależności $R_{abs}(\eta)$ w zderzeniach $p + Pb$ za pomocą funkcji kwadratowej przedstawionej na rysunku 7.11.	97
7.2	Średnie wartości krotności cząstek naładowanych w obszarze $ \eta < 0.5$ otrzymane z metody zliczania klastrów pikselowych oraz z metody „tracklet’ów” [7]. Prezentowane wartości zostały uzyskane z analizy zderzeń $Pb + Pb$ przy wyłączonym polu magnetycznym. Uzyskane wyniki podane są wraz z całkowitym błędem.	103

A.1	Zestawienie maksymalnych wartości przyczynków do niepewności systematycznej, rekonstruowanej liczby cząstek naładowanych dla centralnych i peryferycznych zderzeń $Pb + Pb$	123
A.2	Zestawienie maksymalnych wartości przyczynków do niepewności systematycznej rekonstruowanej liczby cząstek naładowanych dla centralnych i peryferycznych zderzeń $p + Pb$	124
B.1	Średnie wartości gęstości cząstek naładowanych $dN_{ch}/d\eta$ w obszarze $ \eta < 0.5$, otrzymane z analizy zderzeń $Pb + Pb$ z wyłączonym polem magnetycznym. . .	126
B.2	Średnie wartości gęstości cząstek naładowanych $dN_{ch}/d\eta$ w obszarze $ \eta < 2.5$, otrzymane z analizy zderzeń $Pb + Pb$ z wyłączonym polem magnetycznym. . .	127
B.3	Średnie wartości gęstości cząstek naładowanych $dN_{ch}/d\eta$ w obszarze $ \eta < 0.5$, otrzymane z analizy zderzeń $Pb + Pb$ z włączonym polem magnetycznym. . . .	128
B.4	Średnie wartości gęstości cząstek naładowanych $dN_{ch}/d\eta$ w obszarze $ \eta < 2.5$, otrzymane z analizy zderzeń $Pb + Pb$ z włączonym polem magnetycznym. . . .	129