

Politechnika Warszawska

W Y D Z I A Ł F I Z Y K I



Praca dyplomowa magisterska

na kierunku Fizyka Techniczna
w specjalności Fizyka i Technika Jądrowa

Wpływ efektów detektorowych na korelacje femtoskopowe par
barion-barion wyznaczone w symulacjach Monte Carlo na
potrzeby eksperymentu CBM

Zuzanna Gnutek

Numer albumu 284495

promotor
dr hab. inż. Hanna Zbroszczyk, prof. PW

WARSZAWA 2021

Streszczenie

Tytuł pracy: Wpływ efektów detektorowych na korelacje femtoskopowe par barion-barion wyznaczone w symulacjach Monte Carlo na potrzeby eksperymentu CBM

Celem niniejszej pracy dyplomowej było oszacowanie niezbędnych statystyk potrzebnych do wyznaczenia funkcji korelacyjnych, z założonym błędem statystycznym na poziomie: 10%, 5% i 2%, dla par $p - p$ oraz $\Lambda - \Lambda$, dla następujących wartości momentu pędu wiązki: 3.3A GeV/c, 4.4A GeV/c, 7.95A GeV/c i 12A GeV/c, dla dwóch przedziałów parametru zderzenia: $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$ oraz $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$. Do realizacji tego celu wykorzystano model UrQMD oparty na metodach symulacji Monte Carlo oraz oprogramowanie NicaFemto, które służy do wykonywania analiz femtoskopowych.

W pierwszej części pracy omówione zostały najważniejsze zagadnienia związane z fizyką zderzeń ciężkich jonów. Zostały tam opisane podstawy fizyki cząstek elementarnych - Model Standardowy oraz chromodynamika kwantowa. Omówiono również poszczególne etapy zderzeń ciężkich jonów.

W kolejnych dwóch rozdziałach przybliżono metodę femtoskopii korelacyjnej oraz dwucząstkowe korelacje femtoskopowe.

Następnie zaprezentowany został kompleks badawczy FAIR, znajdujący się w Darmstadt, w Niemczech. Omówiony został także eksperyment CBM, stanowiący jeden z czterech filarów FAIR, którego uruchomienie planowane jest na 2025 rok.

Piąty rozdział stanowi opis modelu fenomenologicznego UrQMD oraz oprogramowania: FairRoot i NicaFemto.

W dalszej części pracy zaprezentowane zostały wyniki przeprowadzonych badań. Przedstawione zostały m.in. wyniki z analizy danych uzyskanych z symulacji zderzeń ciężkich jonów, tj. rozkłady czterowektora położeń, pędów, rozkłady r_T , p_T , prędkości oraz pseudo-prędkości. Następnie omówione zostały dwie metody oszacowania niezbędnych statystyk potrzebnych do wyznaczenia korelacji femtoskopowych układu $p - p$ oraz $\Lambda - \Lambda$. Dodatkowo, w tej części pracy, przedstawiono jedno- i trójwymiarowe funkcje korelacyjne dla par $p - p$ oraz jednowymiarowe korelacje dla par $\Lambda - \Lambda$. Na zakończenie omówione zostały wnioski z wykonanych analiz.

Słowa kluczowe: femtoskopia, funkcja korelacyjna, projekt FAIR, eksperyment CBM, model UrQMD

(podpis opiekuna naukowego)

(podpis dyplomanta)

Abstract

Title of the thesis: Impact of detectors effects on femtosopic correlations of baryon-baryon pairs in Monte Carlo simulations for the CBM experiment

The aim of this thesis was to estimate the necessary statistics needed to determine the correlation functions, with the assumed statistical error at the level of: 10 %, 5 % and 2 %, for $p - p$ and $\Lambda - \Lambda$ pairs, for the following values of the beam angular momentum: 3.3A GeV/c, 4.4A GeV/c, 7.95A GeV/c and 12A GeV/c, for two collision parameter ranges: $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$ and $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$. To achieve this goal, the UrQMD model based on Monte Carlo simulation methods and the NicaFemto software, which is used to perform femtosopic analyzes, were used.

In the first part of the work they were discussed the most important issues related to the physics of heavy ion collisions. It describes the basics of elementary particle physics - the Standard Model and quantum chromodynamics. The individual stages of heavy ion collisions are also discussed.

In the next two chapters, the method of correlation femtoscopy and two-particle femtosopic correlations are discussed.

Then the FAIR research complex located in Darmstadt, Germany was presented. The CBM experiment was also discussed, which is one of the four pillars of FAIR, which is planned to be launched in 2025.

The fifth chapter describes the UrQMD phenomenological model and the software: FairRoot and NicaFemto.

The results of the conducted research are presented in the further part of the work. There were presented the results of the analysis of data obtained from the simulation of heavy ion collisions, i.e. the four-vector distributions of positions, momentum, the r_T , p_T , rapidity and pseudo-rapidity. Then, two methods of estimating the necessary statistics needed to determine the femtosopic correlations of the $p - p$ and $\Lambda - \Lambda$ systems were discussed. Additionally, in this part of the thesis, one- and three-dimensional correlation functions for $p - p$ pairs and one-dimensional correlations for $\Lambda - \Lambda$ pairs are presented. At the end, the conclusions of the analyzes were discussed.

Key words: femtoscopy, correlation function, FAIR project, CBM experiment, UrQMD model



Politechnika Warszawska

Zuzanna Gnutek

284495

Fizyka Techniczna

Oświadczenie

Świadomy/-a odpowiedzialności karnej za składanie fałszywych zeznań oświadczam, że niniejsza praca dyplomowa została napisana przeze mnie samodzielnie, pod opieką kierującego pracą dyplomową.

Jednocześnie oświadczam, że:

- niniejsza praca dyplomowa nie narusza praw autorskich w rozumieniu ustawy z dnia 4 lutego 1994 roku o prawie autorskim i prawach pokrewnych (Dz.U. z 2006 r. Nr 90, poz. 631 z późn. zm.) oraz dóbr osobistych chronionych prawem cywilnym,
- niniejsza praca dyplomowa nie zawiera danych i informacji, które uzyskałem/-am w sposób niedozwolony,
- niniejsza praca dyplomowa nie była wcześniej podstawą żadnej innej urzędowej procedury związanej z nadawaniem dyplomów lub tytułów zawodowych,
- wszystkie informacje umieszczone w niniejszej pracy, uzyskane ze źródeł pisanych i elektronicznych, zostały udokumentowane w wykazie literatury odpowiednimi odnośnikami,
- znam regulacje prawne Politechniki Warszawskiej w sprawie zarządzania prawami autorskimi i prawami pokrewnymi, prawami własności przemysłowej oraz zasadami komercjalizacji.

Oświadczam, że treść pracy dyplomowej w wersji drukowanej, treść pracy dyplomowej zawartej na nośniku elektronicznym (płycie kompaktowej) oraz treść pracy dyplomowej w module APD systemu USOS są identyczne.

Warszawa, dnia 09.11.2021

(podpis dyplomanta)



Politechnika Warszawska

Zuzanna Gnutek

284495

Fizyka Techniczna

Oświadczam, że zachowując moje prawa autorskie udzielam Politechnice Warszawskiej nieograniczonej w czasie, nieodpłatnej licencji wyłącznej do korzystania z przedstawionej dokumentacji pracy dyplomowej w zakresie jej publicznego udostępniania i rozpowszechniania w wersji drukowanej i elektronicznej ¹.

Warszawa, dnia 09.11.2021

(podpis dyplomanta)

¹Na podstawie Ustawy z dnia 4 lutego 1994 r. o prawie autorskim i prawach pokrewnych (Dz.U. z 2000 r. Nr 80, poz. 904, z późn. zm.) Art. 15a. "Uczelni w rozumieniu przepisów o szkolnictwie wyższym przysługuje pierwszeństwo w opublikowaniu pracy dyplomowej studenta. Jeżeli uczelnia nie opublikowała pracy dyplomowej w ciągu 6 miesięcy od jej obrony, student, który ją przygotował, może ją opublikować, chyba że praca dyplomowa jest częścią utworu zbiorowego."

Spis treści

Wstęp	13
1 Podstawy fizyki zderzeń ciężkich jonów	15
1.1 Model Standardowy	15
1.2 Chromodynamika kwantowa, diagram fazowy QCD	17
1.3 Zderzenia ciężkich jonów	19
2 Femtoskopia korelacyjna	21
2.1 Funkcja korelacyjna	22
2.2 Układy odniesienia	24
2.2.1 LCMS	24
2.2.2 PRF	25
3 Korelacje dwucząstkowe	27
4 Ośrodek FAIR i eksperyment CBM	31
4.1 CBM	32
5 Model UrQMD, oprogramowanie FairRoot i NicaFemto	35
5.1 UrQMD	35
5.2 FairRoot	36
5.3 NicaFemto	37
6 Wyniki	39
6.1 Analiza danych uzyskanych z symulacji UrQMD	39
6.1.1 Rozkłady położzeń	41
6.1.2 Rozkłady pędów	42
6.1.3 Rozkłady p_T , r_T , prędkości i pseudo-prędkości	44
6.2 Oszacowanie statystyk	47
6.2.1 Metoda pierwszego punktu funkcji korelacyjnej	47
6.2.2 Metoda liczby par w zderzeniu	51
6.2.3 Porównanie	54
6.3 Funkcje korelacyjne	55
6.3.1 Jednowymiarowe funkcje korelacyjne układu $p - p$	55
6.3.2 Jednowymiarowe funkcje korelacyjne układu $\Lambda - \Lambda$	59
6.3.3 Trójwymiarowe funkcje korelacyjne układu $p - p$	62
7 Podsumowanie	67

Dodatek A	69
Dodatek B	90
Spis rysunków	92
Spis tablic	97
Literatura	98

Wstęp

Zderzenia ciężkich jonów są jednym z najważniejszych źródeł informacji na temat budowy materii oraz rządzących nią praw. Aktualnie, na całym świecie, w wielu ośrodkach badawczych prowadzone są badania z zakresu zderzeń ciężko-jonowych. Jednym ze wspomnianych projektów jest kompleks FAIR, który zlokalizowany jest na terenie ośrodka GSI w Darmstadt. Uruchomienie projektu ma nastąpić w przeciągu kilku najbliższych lat.

Jednym z czterech filarów FAIR będzie eksperyment CBM, który odegra znaczącą rolę w eksplorowaniu diagramu fazowego QCD ze względu na nadzwyczajne możliwości pomiaru dużej liczby danych w jednostce czasu oraz szybkość interakcji, które pozwolą uzyskać wyniki pomiarów z niezwykle wysoką precyzją. Jedną z technik analizy danych, które będą stosowane w eksperymencie CBM będzie metoda femtoskopii korelacyjnej, która umożliwia badanie charakterystyk źródła emitującego cząstki.

Pierwotnym celem pracy było zbadanie wpływu efektów detektorowych na korelacje femtoskopowe par barion-barion, natomiast z powodu zbyt małej próbki danych, które przeszły proces rekonstrukcji, wyprodukowanych w produkcji masowej eksperymentu CBM, zamysł ten nie mógł zostać zrealizowany. Ze względu na fakt, że CBM w dalszym ciągu jest na etapie budowy, a jego uruchomienie planowane jest na 2025 rok, w pracy skupiono się na oszacowaniu wymaganej statystyki do uzyskania korelacji femtoskopowych dla par $p - p$ oraz $\Lambda - \Lambda$ przy założeniu niepewności systematycznej na poziomie: 10%, 5% oraz 2%. Otrzymane wyniki będą weryfikowane po rozpoczęciu prac badawczych w eksperymencie CBM.

W pierwszym rozdziale niniejszej pracy dyplomowej przedstawione zostały najważniejsze zagadnienia związane z fizyką zderzeń ciężkich jonów, w tym opis Modelu Standardowego oraz wyjaśnienie terminu chromodynamiki kwantowej.

Rozdział drugi i trzeci poświęcone zostały metodzie femtoskopii korelacyjnej. Przedstawiona została definicja funkcji korelacyjnej oraz opisane zostały układy odniesienia: LCMS i PRF. Dodatkowo zaprezentowano korelacje dwucząstkowe.

Czwarty rozdział pracy zawiera najważniejsze informacje na temat kompleksu FAIR, który mieści się na terenie ośrodka GSI w Darmstadt, w Niemczech. Jednym z czterech filarów całego projektu badawczego FAIR stanowić będzie eksperyment CBM, którego opis został również zawarty w niniejszym rozdziale.

W rozdziale piątym przedstawiony został model fenomenologiczny UrQMD oraz oprogramowanie użyte do realizacji niniejszej pracy magisterskiej, tj. FairRoot i NicaFemto.

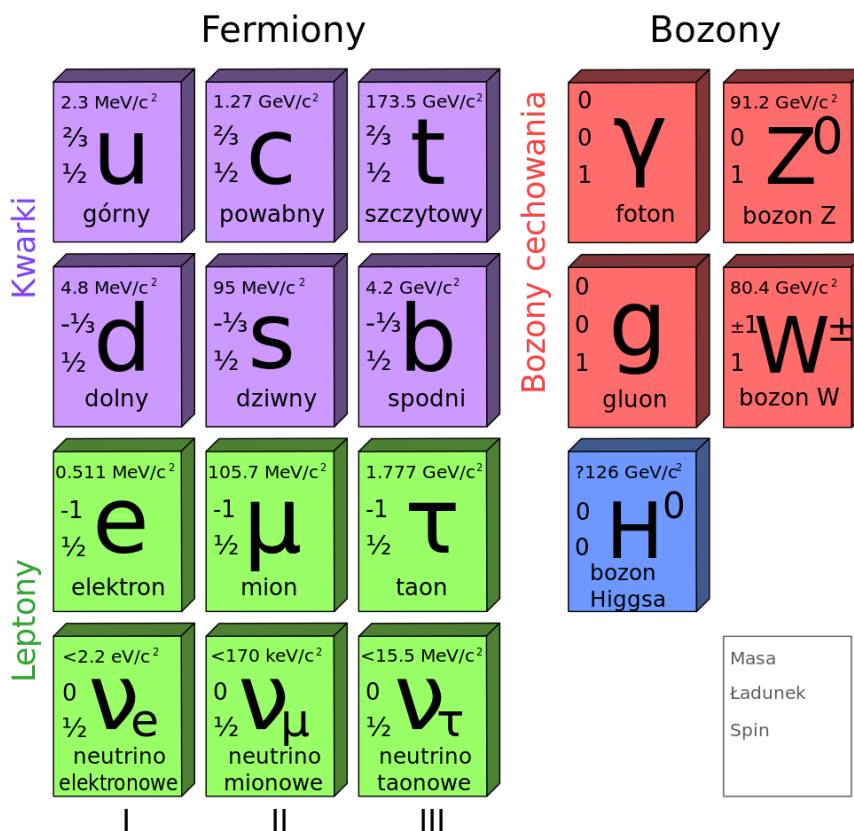
Rozdział szósty zawiera uzyskane wyniki dla danych ze zderzeń Au-Au o następujących momentach pędu wiązki: 3.3A GeV/c, 4.4A GeV/c, 7.95A GeV/c i 12A GeV/c dla dwóch zakresów parametru zderzenia ($b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$, $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$). W pracy zostały zaprezentowane m.in. rozkłady położenia, pędów, promienia poprzecznego, pędu poprzecznego, prędkości oraz pseudo-prędkości. Przedstawiono również oszacowania niezbędnych statystyk do wyznaczenia funkcji korelacyjnych, z założonym błędem systematycznym na poziomie: 10%, 5% oraz 2% dla układów: $p - p$ i $\Lambda - \Lambda$. Oszacowania zostały wykonane dwoma metodami. Dodatkowo zamieszczono jedno- i trójwymiarowe funkcje korelacyjne dla pary $p - p$ oraz jednowymiarowe korelacje femtoskopowe dla układu $\Lambda - \Lambda$.

Podsumowanie przeprowadzonych badań zostało zamieszczone w ostatnim rozdziale pracy.

1 Podstawy fizyki zderzeń ciężkich jonów

1.1 Model Standardowy

Teoria fizyki cząstek elementarnych oraz oddziaływań między nimi została nazwana Modelem Standardowym [Rys. 1.1.1]. Lata 70 XX wieku uznaje się za początki formułowania założeń teoretycznych dotyczących MS. Na potwierdzenie tych hipotez nie trzeba było długo czekać, ponieważ już w latach 80 XX wieku zostały one zaobserwowane doświadczalnie.



Rysunek 1.1.1: Model Standardowy - cząstki elementarne oraz nośniki oddziaływań [1]

Według MS materia składa się z kilkunastu podstawowych składników. Cząstki te nazywane są fermionami i dzielimy je na dwa rodzaje: leptony oraz kwarki. Każda z tych

1. PODSTAWY FIZYKI ZDERZEŃ CIĘŻKICH JONÓW

grup zawiera po sześć cząstek oraz ich antycząstki. Kwarki są podstawowym budulcem hadronów (barionów, mezonów) i nie występują samodzielnie. Każdy z kwarków wyróżnia się swoim unikatowym zapachem, tj. górny, dolny, powabny, dziwny, szczytowy oraz spodni. Do leptonów należą: elektron, neutrino elektronowe, mion, neutrino mionowe, taon oraz neutrino taonowe. Leptony w przeciwieństwie do kwarków nie są obdarzone ładunkiem kolorowym, co oznacza, że nie podlegają oddziaływaniom silnym. Mogą one występować swobodnie. Zarówno leptony jak i kwarki są cząstkami o spinie połówkowym.

Zasadnicze składniki materii, która nas otacza, stanowią następujące cząstki: elektron oraz kwarki: u (górny) i d (dolny).

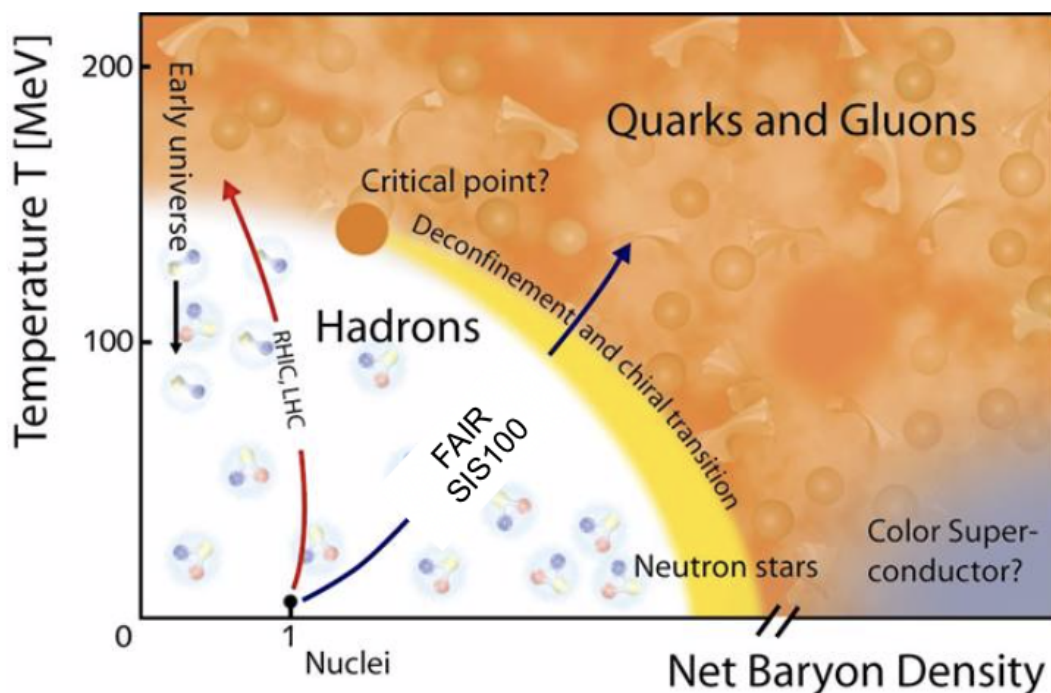
Drugą grupę Modelu Standardowego stanowią bozony, które są odpowiedzialne za oddziaływania. Oddziaływania między cząstkami elementarnymi powstają na skutek wymiany cząstek. Wyróżnia się następujące rodzaje oddziaływań: elektromagnetyczne, słabe oraz silne.

Za oddziaływanie elektromagnetyczne odpowiada wymiana fotonu i podlegają mu wszystkie cząstki elementarne posiadające ładunek elektryczny. Z oddziaływaniem słabym związane są trzy bozony: W^- , W^+ , Z^0 . W porównaniu do fotonu bozony te mają duże masy, co przekłada się na zasięg oddziaływania. Im bardziej masywna cząstka tym krótszy zasięg oddziaływań. Oddziaływanie słabe działa zarówno między leptonami, jak i kwarkami. Najbardziej powszechnym przejawem oddziaływania słabego jest rozpad β . Ostatnim rodzajem oddziaływań opisywanych przez MS jest oddziaływanie silne. Odpowiada ono za istnienie jądra atomowego. Za oddziaływanie silne odpowiadają gluony, które są bezmasowe i nie posiadają ładunku elektrycznego. Oddziaływanie polegające na wymianie gluonów zachodzi tylko pomiędzy kwarkami, które obdarzone są ładunkiem kolorowym. Leptony nie podlegają oddziaływaniom silnym.

Dopełnienie Modelu Standardowego stanowi bozon Higgsa H , o którego istnieniu poinformowały nas 4 lipca 2012 roku dwie niezależne kolaboracje z eksperymentów na LHC w CERN. W 2013 roku potwierdzono, że cząstka ta faktycznie jest bozonem Higgsa. Bozon ten pozbawiony jest spinu, ładunku elektrycznego oraz koloru. Odpowiada on za nadawanie cząstkom fundamentalnym masy poprzez interakcję z polem Higgsa, przenoszonym przez jego nośnik - bozon H [2].

1.2 Chromodynamika kwantowa, diagram fazowy QCD

Kwantowa teoria pola zajmująca się opisem oddziaływań silnych, nazywana jest chromodynamiką kwantową (QCD - ang. Quantum Chromodynamics). Jak wiemy, z Modelu Standardowego, oddziaływaniom silnym podlegają cząstki obdarzone ładunkiem kolorowym lub cząstki, które są zbudowane z takich cząstek. Za ich przemiany oraz ruchy odpowiadają bozony zwane gluonami. Przy małych odległościach kwarki oraz gluony oddziałują ze sobą słabo, natomiast wraz ze wzrostem odległości między nimi, korzystniejsze energetycznie staje się wytworzenie nowej pary kwark-antkwark niż utrzymywanie istniejącego wiązania. Własność ta nazywana jest "uwięzieniem kwarków". Drugą cechą, która charakteryzuje chromodynamikę kwantową jest "swoboda asymptotyczna". Występuje ona przy bardzo wysokiej gęstości i temperaturze, kiedy to kwarki znacznie się do siebie zbliżają i zaczynają zachowywać się jak cząstki swobodne. Ze względu na nieprzerwane oddziaływanie między kwarkami noszą one nazwę cząstek "kwaziswobodnych".



Rysunek 1.2.1: Diagram fazowy QCD [3]

Diagram fazowy QCD [Rys. 1.2.1] przedstawia materię w stanie hadronowym oraz kwarkowym. Diagram ten opisywany jest przez dwie wielkości: temperaturę T i barionowy

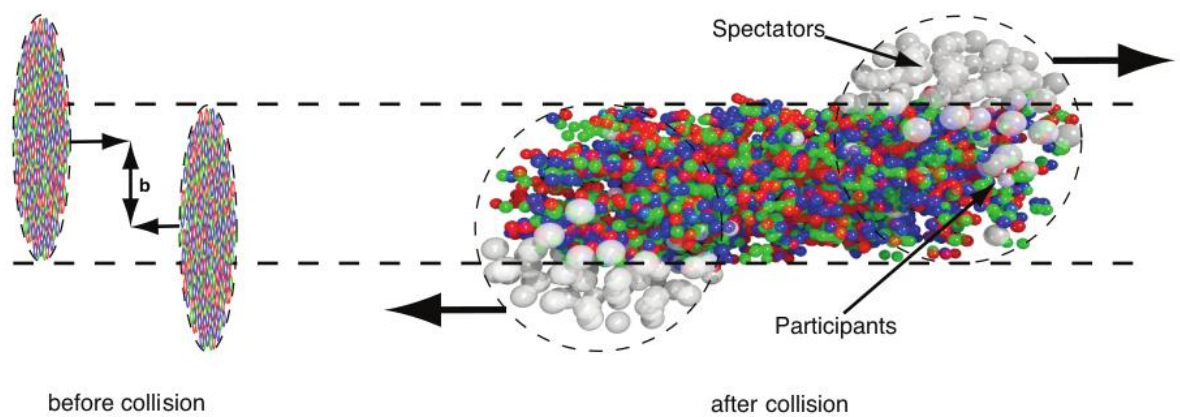
1. PODSTAWY FIZYKI ZDERZEŃ CIĘŻKICH JONÓW

potencjał chemiczny μ_B , który mówi nam jak zmieni się energia systemu po dodaniu lub odjęciu jednego barionu, zachowując inne parametry [4]. Zwykła materia jądrowa charakteryzowana jest przez niskie wartości temperatur oraz barionowy potencjał chemiczny równy $940 MeV$. Dla większych wartości temperatury i gęstości barionowej obserwowana jest faza przejścia między gazem złożonym z hadronów i plazmą kwarkowo-gluonową (QGP - ang. Quark-Gluon Plasma). Przejście to nazywane jest przejściem fazowym I rzędu, które kończy się w punkcie krytycznym. Zmniejszając wartości μ_B , za przejściem fazowym, występuje przejście typu "cross-over".

Aktualnie położenie linii przejścia fazowego I rodzaju oraz punktu "cross-over" nie zostały jeszcze dokładnie wyznaczone. Eksperymentalne odkrywanie diagramu fazowego QCD, a w szczególności poszukiwanie punktu krytycznego, jest celem eksperymentów ciężko-jonowych takich jak AGS (BNL) oraz SPS (CERN). LHC w ośrodku CERN zajmuje się natomiast badaniem obszaru diagramu w obrębie przejścia typu "cross-over".

1.3 Zderzenia ciężkich jonów

Jedną z możliwości poznania właściwości materii oraz rządzących nią praw jest badanie zderzeń ciężkich jonów, takich jak Au lub Pb , których celem jest wytworzenie plazmy kwarkowo-gluonowej. Jest to bardzo gęsta i gorąca materia, w której nie ma wyodrębnionych atomów, ani nawet protonów czy neutronów, a jedynie ich składowe cząstki - kwarki i gluony [5]. Rysunek 1.3.1 prezentuje schemat powstawania ww. plazmy kwarkowo-gluonowej w zderzeniach jądrowych.

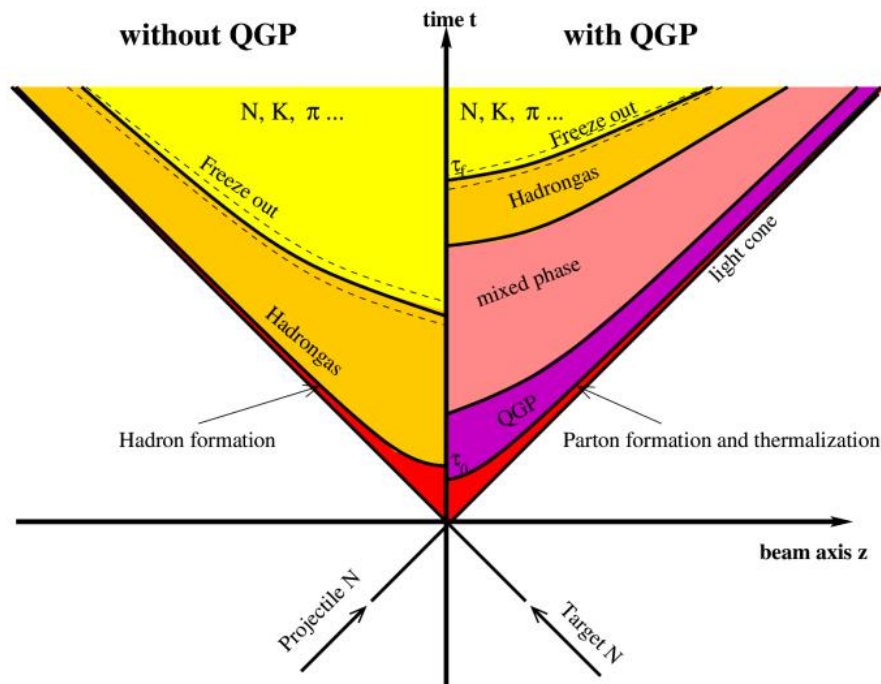


Rysunek 1.3.1: Ciężkie jony przed i po zderzeniu [6]

Pierwszym etapem zderzeń ciężkich jonów jest przyspieszenie jąder do prędkości relatywistycznych. Następnie są one kierowane na siebie (kolajdery) lub na stacjonarną tarczę (eksperymenty ze stacjonarną tarczą) w celu zajścia wysokoenergetycznego zderzenia, którego efektem jest ekspansja i rozpryskiwanie się układu na wszystkie strony. Wskutek czego powstają elementarne składniki materii (kwarki i gluony). Po osiągnięciu stanu równowagowego przez materię jądrową ($\tau_0 = 1 fm/c$) kwarki i gluony są rozpraszane w ośrodku. Gęstości energii osiągnane przy takich zderzeniach przekraczają krytyczne wartości, kiedy silnie oddziałujący system termalizuje się, a stan QGP może zostać osiągnięty. Kolejnym etapem jest łączenie się kwarków w hadrony takie jak piony lub kaony. Ekspansja trwa do momentu aż ustaną oddziaływania między hadronami, które zostały wyprodukowane - wymrożenie. Wyróżnia się dwa typy wymrożenia: chemiczne (zostaje ustalony skład chemiczny produktów) oraz termiczne (stabilizacja kinetycznych charakterystyk wyprodukowanych cząstek).

1. PODSTAWY FIZYKI ZDERZEŃ CIĘŻKICH JONÓW

Schemat czasowo-przestrzennej ewolucji źródła wyprodukowanego na skutek zderzenia ciężko-jonowego przy wysokich energiach został zaprezentowany na Rysunku 1.3.2. Przedstawione są na nim dwa możliwe scenariusze ewolucji systemu: z kreacją stanu QGP oraz bez kreacji. Informacje na temat tego, czy podczas zderzenia jądrowego materia przeszła w stan plazmy kwarkowo-gluonowej otrzymujemy pośrednio przez badanie cząstek w stanie końcowym (np. piony, kaony, protony), ponieważ nie jesteśmy w stanie bezpośrednio wychwycić pojedynczych kwarków przez co nie mamy możliwości obserwowania QGP.



Rysunek 1.3.2: Schemat czasowo-przestrzennej ewolucji źródła [4]

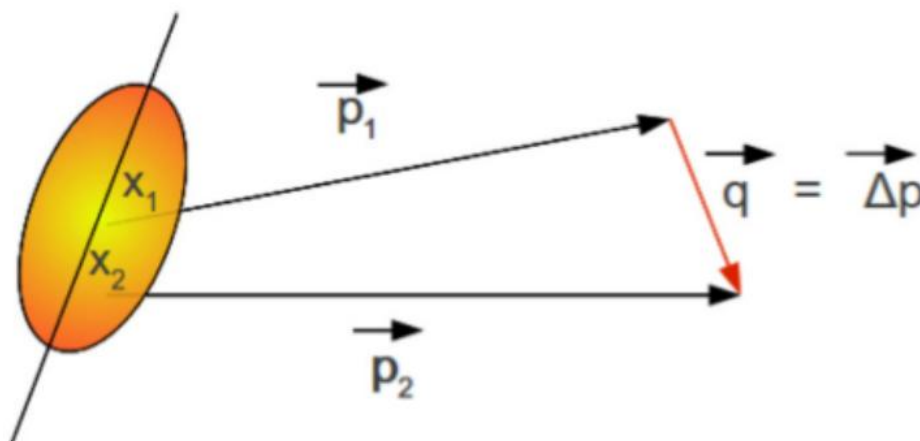
Dzięki zderzeniom ciężkich jonów jesteśmy w stanie badać własności stanu analogicznego do tego, który istniał w pierwszych chwilach po Wielkim Wybuchu, czyli w ścisłych początkach Wszechświata. Już od ponad kilkudziesięciu lat, na całym świecie, prowadzone są prace badawcze, których celem jest odkrywanie nowych tajemnic plazmy kwarkowo-gluonowej oraz poznawanie kolejnych fragmentów diagramu fazowego QGP.

2 Femtoskopia korelacyjna

Jedną z najczęściej stosowanych metod badania geometrii i dynamiki źródła emisji powstałego na skutek ciężko-jonowych zderzeń jest femtoskopia korelacyjna. Metoda ta ma na celu pomiar czasowo-przestrzennych rozmiarów obszaru, który jest źródłem emisji cząstek w badanych zderzeniach ciężkich jonów oraz analizowanie relacji tych rozmiarów z innymi charakterystykami.

Femtoskopia korelacyjna pozwala na wydobywanie informacji na temat rozmiaru źródła emisji wykorzystując fakt, że korelacje cząstek emitowanych z małymi prędkościami względnie niosą w sobie informacje o czasowo-przestrzennych rozmiarach obszaru, z którego te cząstki zostały wyemitowane [7]. Za korelacje cząstek w tym obszarze odpowiadają, w znaczącym stopniu, efekty statystyki kwantowej oraz oddziaływania w stanie końcowym. Wielkość oraz forma tych efektów zależą od czasowo-przestrzennych charakterystyk procesu emisji.

Rozmiary przestrzenne analizowanego źródła emisji sięgają rzędu femtometrów ($1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$), natomiast czasowe rzędu 10^{-23} s . Wielkości te są niemierzalne metodami bezpośrednimi. Istnieje jednak możliwość policzenia różnicy pędu pary cząstek i w następnym etapie wyznaczenie z niej funkcji korelacyjnej. Idea femtoskopii korelacyjnej została przedstawiona na Rys. 2.1.



Rysunek 2.1: Obszar z którego w punktach x_1 oraz x_2 emitowane są cząstki o pędach p_1 oraz p_2 [8]

2. FEMTOSKOPIA KORELACYJNA

Rozwijana przez prawie pół wieku metoda femtoskopii korelacyjnej stanowi piękny przykład związków odległych na pozór działów fizyki, wzajemnej stymulacji metod eksperymentalnych i opisu teoretycznego, oraz roli uzyskiwanych wyników w rozumieniu mechanizmów badanych procesów [7].

2.1 Funkcja korelacyjna

Metoda femtoskopii korelacyjnej do zbadania czasowo-przestrzennych charakterystyk źródła emisji cząstek w badanych zderzeniach ciężkich jonów wykorzystuje funkcje korelacyjne. Teoretyczną funkcję korelacyjną definiuje się jako stosunek prawdopodobieństwa jednoczesnego znalezienia dwóch cząstek o konkretnych pędach do iloczynu prawdopodobieństwa znalezienia tych cząstek oddzielnie. Poniższy wzór stanowi podstawowe narzędzie w niniejszej pracy magisterskiej.

$$C_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = \frac{P_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2)}{P_1(\vec{p}_1)P_1(\vec{p}_2)} \quad (1)$$

Do wyjaśnienia rozkładów prawdopodobieństw zakładamy, że mamy dwa identyczne bozony. Jeden z bozonów został wyemitowany z położenia $\vec{x}_1$ oraz z pędem $\vec{p}_1$, a drugi z położenia $\vec{x}_2$ z pędem $\vec{p}_1$ [9]. Funkcje falowe rozważanych bozonów są falami płaskimi opisanymi następującym równaniem:

$$\psi(x_1, x_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\exp i(k_1 x_1 + k_2 x_2) + \exp i(k_1 x_2 + k_2 x_1)]. \quad (2)$$

Prawdopodobieństwo emisji wyrażone jest wzorem:

$$S(\vec{x}, \vec{p}) = f(\vec{r})g(\vec{p}) \quad (3)$$

gdzie: $f(\vec{x})$ - przestrzenny rozkład emisji, $g(\vec{p})$ - pędowy rozkład emisji.

Jednocząstkowy rozkład wyraża się jako:

$$P_1(p) = \int S(x, p) dx. \quad (4)$$

Dwucząstkowy rozkład prawdopodobieństwa otrzymujemy, gdy pod całką znajdują się: iloczyn prawdopodobieństwa emisji cząstek oraz kwadrat modułu funkcji falowej pary cząstek:

$$P_2(p_1, p_2) = \int \int S(x_1, p_1) S(x_2, p_2) |\psi(x_1, x_2)|^2 dx_1 dx_2 \quad (5)$$

Parametryzacja rozkładu źródeł za pomocą formuły, która ma prostą interpretację fizyczną i statystyczną, stanowi podstawę ilościowego wyrażania wyników i powiązania ich z przewidywaniami modeli teoretycznych oraz wynikami innych pomiarów [7]. W niniejszej pracy parametryzacja funkcji korelacyjnych została zastosowana do wyznaczenia rozmiarów źródeł emitujących cząstki.

W przypadku jednowymiarowej funkcji korelacyjnej, która wyrażona jest w zależności od inwariantnej zmiennej ($q_{inv} = \sqrt{(p_1 - p_2)^2 - (E_1 - E_2)^2}$) do funkcji korelacyjnej dopasowuje się analityczną funkcję, która przyjmuje następującą postać:

$$C(q_{inv}) = 1 + \lambda \exp(-q_{inv}^2 R_{inv}^2) \quad (6)$$

Parametr R_{inv}^2 charakteryzuje wielkość obszaru emisji (promień źródła emitującego cząstki), natomiast parametr λ charakteryzuje efekty, które mają wpływ na wielkość efektu korelacyjnego.

W przypadku trójwymiarowej funkcji korelacyjnej, która bardziej szczegółowo opisuje charakterystykę obszaru emisji, funkcja korelacyjna zależy od składowych wektora różnicy pędów ($q(q_{out}, q_{side}, q_{long})$), analityczna funkcja przyjmuje postać:

$$C(q_{out}, q_{side}, q_{long}) = 1 + \lambda \exp(-q_{out}^2 R_{out}^2 - q_{side}^2 R_{side}^2 - q_{long}^2 R_{long}^2). \quad (7)$$

Eksperymentalną funkcję korelacyjną definiuje się jako stosunek rozkładu różnic pędów cząstek pochodzących z jednego zderzenia (sygnał) do rozkładu różnic pędów cząstek pochodzących z kilku zderzeń (tło):

$$C_2(\vec{q}) = \frac{A(\vec{q})}{B(\vec{q})}. \quad (8)$$

2.2 Układy odniesienia

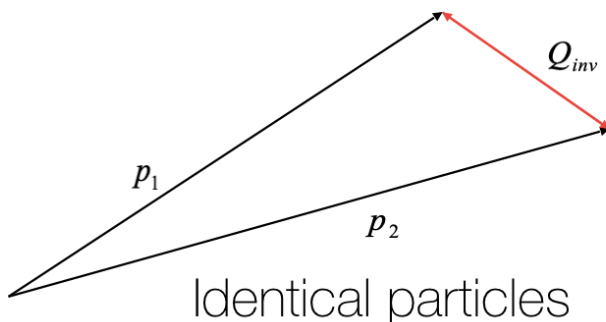
W większości przypadków do opisu korelacji femtoskopowych używa się jednego z dwóch układów odniesienia: LCMS (ang. Longitudinally Co-Moving System) lub PRF (ang. Pair Rest Frame). Dla cząstek identycznych zazwyczaj wykorzystuje się układ LCMS, natomiast dla nieidentycznych układ PRF.

2.2.1 LCMS

Układ LCMS [Rys. 2.2.1.1] swoje zastosowanie znajduje w analizach femtoskopowych cząstek identycznych. W układzie tym całkowity pęd pary wzdłuż kierunku wiązki wynosi 0. Układ wprowadzany jest w celu likwidacji wpływu początkowych prędkości cząstek, które są zderzane (w kierunku podłużnym), a koncentracji na prędkościach w kierunku poprzecznym (odzwierciedlającym wzbudzenie układu) [7]. W układzie LCMS funkcja korelacyjna wyznaczana jest w zależności od zmiennej q_{inv} . W swoich analizach w znacznym stopniu korzystałam z układu odniesienia LCMS.

Q_{inv}

Longitudinal Co-Moving System - **LCMS**

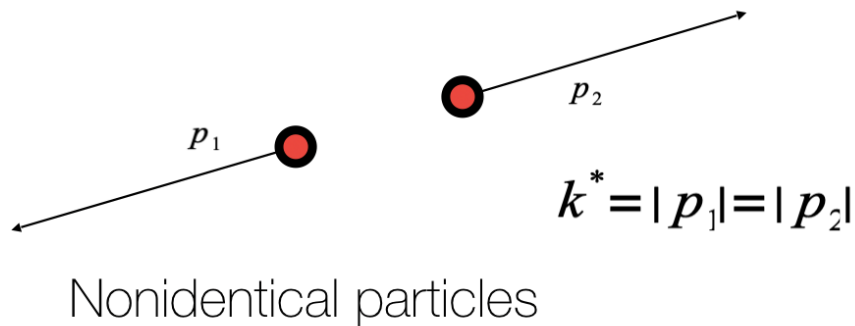


k^*

Rysunek 2.2.1.1: Idea układu LCMS [3]

2.2.2 PRF

Dla cząstek nieidentycznych najczęściej stosowanym układem odniesienia jest układ spoczynkowy pary czyli Pair Rest Frame. Jest to układ, w którym całkowity pęd pary znika ($\vec{p}_1 = -\vec{p}_2$), a funkcja korelacyjna rozpatrywana jest w zależności od k^* ($k^* = |\vec{p}_1| = |\vec{p}_2|$). Dla cząstek, które posiadają te same masy ($m_1 = m_2$) układ ten wykazuje liniową zależność względem q_{inv} ($2k^* = q_{inv}$). Koncepcja układu PRF została przedstawiona na Rys. 2.2.2.1.

Pair Rest Frame - **PRF**

$$Q_{inv} = 2k^* \quad \text{for } m_1 = m_2$$

Rysunek 2.2.2.1: Idea układu PRF [3]

2. FEMTOSKOPIA KORELACYJNA

3 Korelacje dwucząstkowe

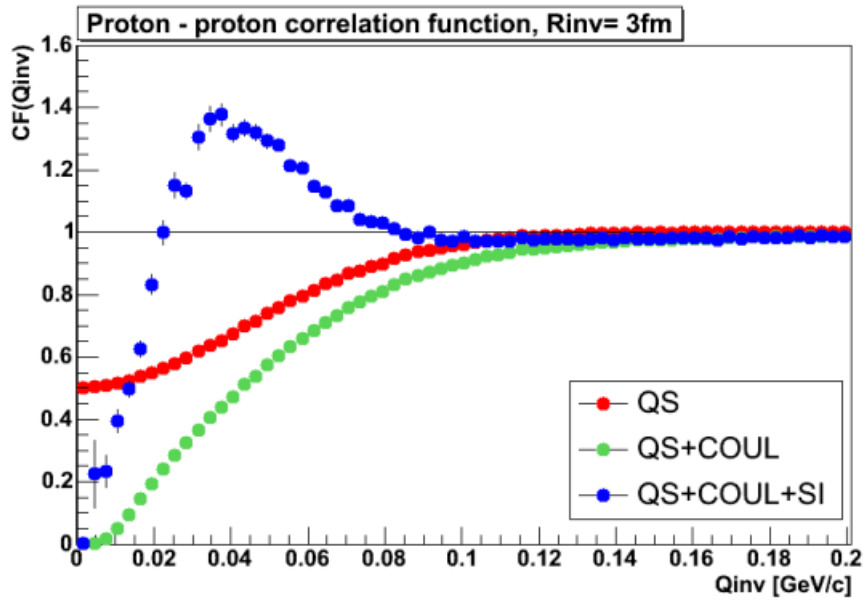
Femtoskopowe korelacje dwucząstkowe badane są w układach cząstek identycznych $(p-p, \Lambda-\Lambda)$ oraz w układach cząstek nieidentycznych o takich samych masach $(p-\bar{p}, \Lambda-\bar{\Lambda})$ lub o różnych masach $(p-\Lambda)$.

Z punktu widzenia niniejszej pracy dyplomowej kluczowe znaczenie odgrywają korelacje dwubarionowe. Ze względu na większą masę barionów w stosunku do najliczniej produkowanych cząstek takich jak np. mezony π oraz K , korelacje dwubarionowe dostarczają informacje na temat fragmentu źródła emisji, jaki nie jest dostępny dla innych rodzajów cząstek [7].

Korelacje cząstek identycznych, w obszarze ich małych pędów względnych, są zdeterminowane m.in. przez efekty statystyki kwantowej (QS - ang. Quantum Statistics). Bozony podlegają statystyce Bose-Einsteina, w której zwiększa się prawdopodobieństwo znalezienia dwóch cząstek o takim samym stanie kwantowym (pozytywna korelacja). Statystyce Fermiego-Diraca oraz zakazowi Pauliego, który zmniejsza prawdopodobieństwo znalezienia dwóch cząstek o podobnych wartościach pędu, podlegają natomiast fermiony. Dodatkowo na korelacje cząstek identycznych wpływają oddziaływania w stanie końcowym (FSI - ang. Final State Interactions). Do tych oddziaływań zalicza się krótkozasięgowe oddziaływania silne oraz dalekozasięgowe oddziaływania kulombowskie.

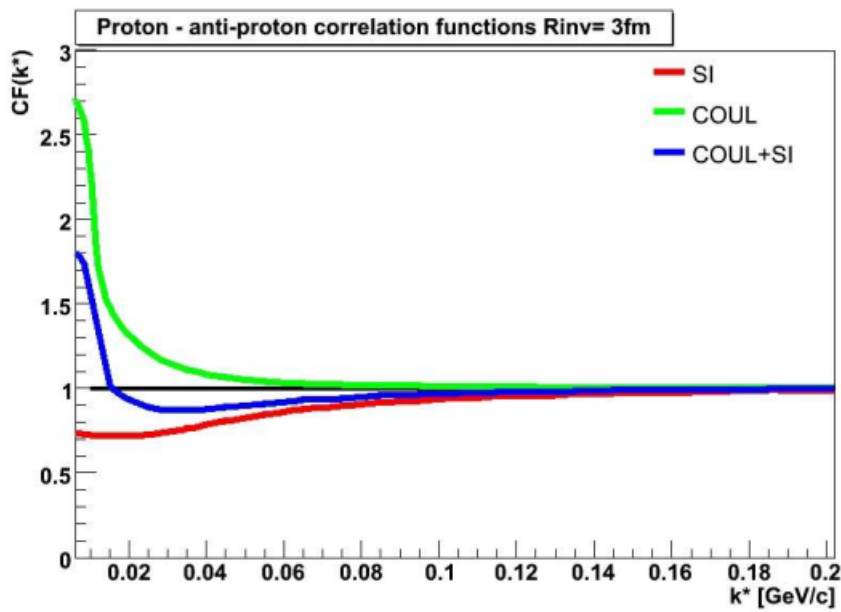
Na Rys. 3.1 przedstawione zostały funkcje korelacyjne dwóch identycznych protonów dla źródła o promieniu $3fm$. Na wykresie widoczny jest wpływ efektów statystyki kwantowej oraz oddziaływań w stanie końcowym na kształt otrzymanej funkcji korelacyjnej. Z uwagi na fakt, że analizujemy korelacje dwóch protonów, które są fermionami, podlegają one statystyce Fermiego-Diraca, a co za tym idzie widoczna jest negatywna korelacja o wartości 0.5 dla $q_{inv} = 0 GeV/c$. Kolejnym członem jest oddziaływanie kulombowskie. Ze względu, że analizujemy identyczne cząstki, które mają identyczny ładunek również otrzymujemy negatywną korelację. Ostatnim elementem składającym się na funkcję korelacyjną są oddziaływania silne, które sprawiają, że na wykresie funkcji korelacyjnej obserwujemy charakterystyczny dodatni pik.

3. KORELACJE DWUCZĄSTKOWE



Rysunek 3.1: Funkcje korelacyjne układu $p - p$ [10]

W przypadku korelacji cząstek nieidentycznych na kształt funkcji korelacyjnej wpływ mają jedynie oddziaływania w stanie końcowym.



Rysunek 3.2: Funkcje korelacyjne układu $p - \bar{p}$ [10]

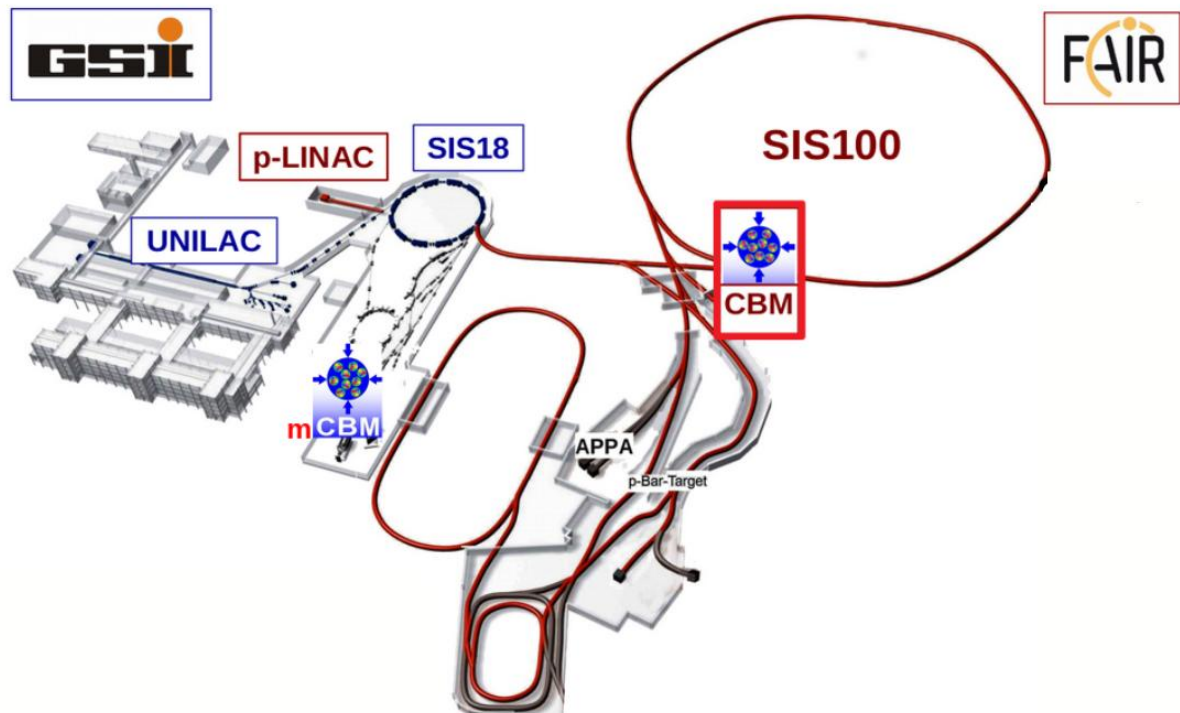
Na Rys. 3.2 widnieją funkcje korelacyjne dla układu proton-antyproton uwzględniające zarówno oddziaływania silne i kulombowskie, jak i każde z oddziaływań oddzielnie. Pierwszą składową funkcji korelacyjnej jest oddziaływanie silne. Cząstki, które analizujemy są przeciwne i zachodzi między nimi zjawisko anihilacji, które na wykresie widoczne jest w postaci negatywnej korelacji dla k^* równego i bliskiego $0 \text{ GeV}/c$. Drugą składową jest oddziaływanie kulombowskie. Analizowane cząstki mają ładunki równe co do wielkości, ale przeciwne znaki. Daje nam to silną pozytywną korelację.

3. KORELACJE DWUCZĄSTKOWE

4 Ośrodek FAIR i eksperyment CBM

Ze względu na fakt, że badania zderzeń ciężkich jonów są jednym z najważniejszych elementów składających się na zrozumienie budowy materii i rządzących nią praw fizyki aktualnie w wielu ośrodkach badawczych na całym świecie prowadzone są badania w tym zakresie.

Jednym z ww. projektów naukowych jest kompleks FAIR (ang. An Facility for Antiproton and Ion Research), który mieści się na terenie ośrodka badawczego GSI (ang. Helmholtz Center for Heavy Ion Research) w Darmstadt, w Niemczech. FAIR aktualnie jest na etapie budowy. Uruchomienie projektu ma nastąpić w przeciągu kilku najbliższych lat [11]. Schemat kompleksu został przedstawiony na Rys. 4.1.



Rysunek 4.1: Schemat kompleksu FAIR [12]

Projekt badawczy FAIR będzie największym na świecie obiektem tego typu. Spośród pozostałych projektów badawczych zajmujących się badaniem materii kompleks FAIR wyróżniać się będzie przede wszystkim możliwością produkcji materii, która występuje tylko w głębi kosmosu.

4. OŚRODEK FAIR I EKSPERYMENT CBM

Najważniejszy element całego kompleksu będzie stanowił synchrotron SIS-100 o obwodzie 1100 m, który umieszczony będzie w tunelu mieszczącym się 17 m pod ziemią. Ze względu na swoje rozmiary umożliwi on rozpędzanie cząsteczek materii do wysokich energii. Osiągalne maksymalne energie przyspieszanych wiązek będą wynosić: $\sqrt{s_{NN}} = 35 - 45 GeV$ w przypadku ciężkich jonów oraz $0 - 15 GeV$ dla antyprotonów [7].

Do filarów kompleksu FAIR będą należeć następujące eksperymenty:

- APPA (Atomic, Plasma Physics and Applications),
- CBM (Compressed Baryonic Matter),
- NUSTAR (Nuclear Structure, Astrophysics and Reactions),
- PANDA (antiProton ANnihilation at Darmstadt).

Szacuje się, że cały projekt FAIR skupi około 3000 naukowców z ponad 50 krajów. Od roku 2010 jednym z krajów członkowskich projektu FAIR została również Polska, która ma i będzie miała udział w realizacji badań prowadzonych w GSI, w Niemczech.

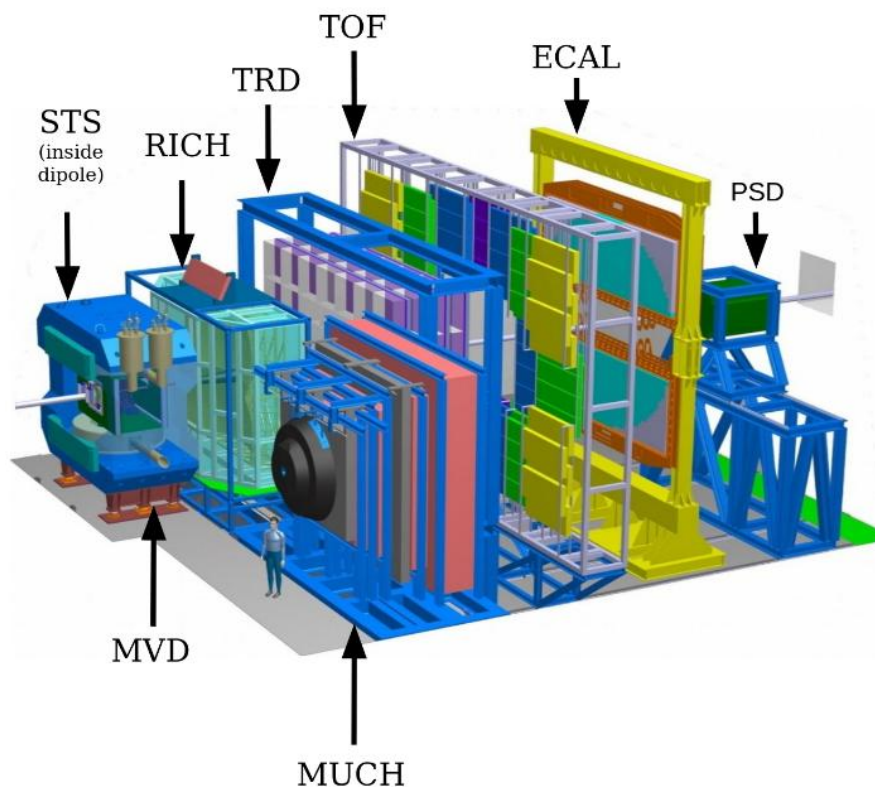
4.1 CBM

Z punktu widzenia fizyki zderzeń ciężkich jonów, przy analizie filarów kompleksu FAIR, szczególną uwagę należy zwrócić na eksperyment CBM, który uznawany jest przez wielu naukowców za najważniejszy element całego projektu badawczego. CBM odegra znaczącą rolę w odkrywaniu diagramu fazowego QCD ze względu na nadzwyczajne możliwości pomiaru dużej liczby danych w jednostce czasu oraz szybkości interakcji, które pozwolą uzyskać wyniki pomiarów z niezwykle wysoką precyzją [13].

Celem eksperymentu CBM jest przede wszystkim zbadanie właściwości materii jądrowej (przemian fazowych, określenie granic faz, punktów krytycznych) w obszarze dużych gęstości barionowych przy użyciu wysokoenergetycznych zderzeń. Cały projekt badawczy został zaprojektowany w taki sposób, aby nie ograniczać się do pomiarów/obserwacji objętościowych, lecz mierzyć z dużą dokładnością rzadkie zjawiska.

W eksperymentcie CBM chodzi o tak silną kompresję nukleonów (barionów), aby partony będące ich składnikami uległy "stopieniu" do postaci plazmy kwarkowo gluonowej QGP, materii silnie oddziałującej, opisaną teorią chromodynamiki kwantowej QCD [14].

Jednym z ważniejszych sub-detektorów należących do eksperymentu CBM będzie detektor STS (ang. Silicon Tracking System). Umieszczony będzie on wewnątrz dużego elektromagnesu działającego jako dipol magnetyczny zmieniający trajektorie cząstek w zależności od ich masy oraz ładunku. Do głównych zadań detektora STS należeć będzie rekonstrukcja torów oraz określenie momentów naładowanych cząstek generowanych w czasie interakcji wiązki. Do określenia wtórnych wierzchołków o wysokiej precyzji identyfikacji mezonu D służyć będzie detektor MVD (ang. Micro-Vertex Detector). Pomiary elektronów z pędem powyżej $1,5\text{GeV}/c$ wykonywane będą przez dwa detektory: RICH (ang. Ring Imaging Cherenkov) oraz TRD (ang. Transition Radiation Detector). Miony będą mierzone za pomocą aktywnego pochłaniacza hadronów MUCH (ang. Muon Chamber). Naładowane hadrony będą identyfikowane dzięki detektorowi TOF (ang. Time Of Flight). Uzupełnienie całego eksperymentu stanowią dwa sub-detektory: ECAL (ang. Electromagnetic Calorimeter) dostarczający informacji o fotonach i neutronach oraz PSD (ang. Projectile Spectator Detector), który służy do określania centralności kolizji oraz orientacji płaszczyzny reakcji [15]. Schemat eksperymentu CBM został zaprezentowany na Rys. 4.1.1.



Rysunek 4.1.1: Detektor CBM [12]

5 Model UrQMD, oprogramowanie FairRoot i NicaFemto

5.1 UrQMD

Model UrQMD (ang. Ultra relativistic Quantum Molecular Dynamics) jest modelem transportu hadronów z zaimplementowanym mechanizmem modelowania oddziaływań silnych z zastosowaniem teorii strun [16]. UrQMD jest obecnie jednym z najbardziej zaawansowanych dostępnych modeli mikroskopowych. Został on z powodzeniem zastosowany do symulacji zderzeń ciężkich jonów dla szerokiego spektrum energetycznego w takich eksperymentach jak: Bevalac, SIS, AGS, SPS oraz RHIC. Model ten został zaimplementowany w języku programistycznym FORTRAN i oparty jest na metodach Monte-Carlo [7].

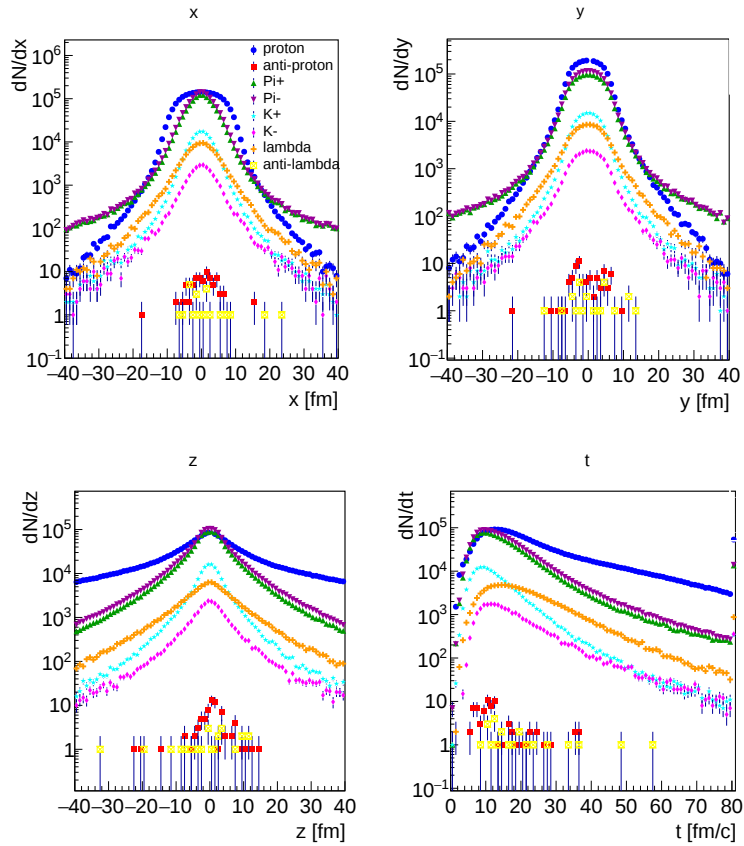
Przykładowe parametry wejściowe modelu to:

- rodzaj zderzanych cząstek,
- parametr zderzenia,
- typ zderzenia,
- energia zderzenia.

Do parametrów wyjściowych w analizach femtoskopowych należą m.in.:

- iterator cząstki,
- kod PDG cząstki,
- masa cząstki,
- czterowektor położenia-czasu
- czterowektor pędu-energii.

Przykładowe rozkłady czterowektora położenia uzyskane z symulacji wykonanej z wykorzystaniem modelu UrQMD zostały przedstawione na Rys. 5.1.1.



Rysunek 5.1.1: Czterowektor położenia (skala logarytmiczna)

5.2 FairRoot

FairRoot jest zbiorem oprogramowania, które ma swoje zastosowanie w badaniach w dziedzinie fizyki wysokich energii. Jest to standardowa platforma symulacji, rekonstrukcji i analizy danych. Każdy z eksperymentów, w którym prowadzone są badania w zakresie zderzeń ciężkich jonów posiada swoje unikatowe oprogramowanie. FairRoot został napisany pod eksperymenty prowadzone w kompleksie FAIR w ośrodku GSI. FairRoot umożliwia użytkownikom projektowanie i/lub konstruowanie detektorów i/lub zadań analitycznych w prosty sposób [17]. Oprogramowanie to zaprojektowano w ten sposób, aby przy tworzeniu eksperymentów zminimalizować ilość oprogramowania do minimum.

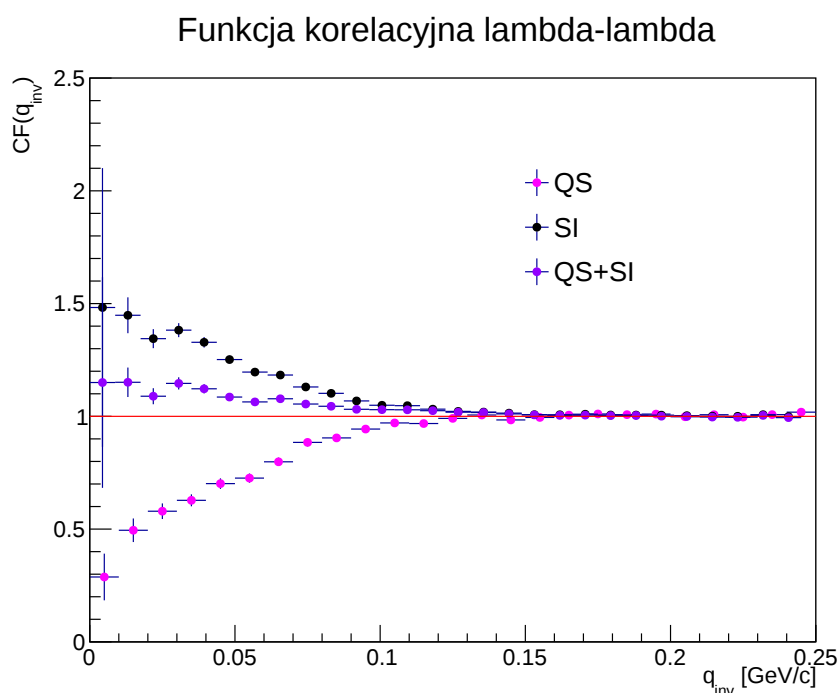
W skład FairRoot wchodzi m.in.:

- ROOT - środowisko CERN'owskie zawierające m.in. obsługę drzew ROOT'owych i rysowanie histogramów,
- GSL - zestaw bibliotek zawierających wiele przydatnych funkcji matematycznych,
- Geant 3 i Geant 4 - pakiety do rekonstrukcji danych,
- cmake - pakiet obsługujący "międzyplatformowe" makefile [18].

5.3 NicaFemto

NicaFemto jest to oprogramowanie stworzone przez dr Daniela Wielanka, dedykowane analizom korelacji femtoskopowych.

Na Rys. 5.3.1 zostały przedstawione przykładowe funkcje korelacyjne, uzyskane przy użyciu oprogramowania NicaFemto, dla układu $\Lambda - \Lambda$ z uwzględnionymi efektami statystyki kwantowej oraz oddziaływania silnego, jak i każde z nich oddzielnie.



Rysunek 5.3.1: Funkcja korelacyjna dla układu $\Lambda - \Lambda$

6 Wyniki

6.1 Analiza danych uzyskanych z symulacji UrQMD

Pierwszym etapem przeprowadzonych badań w ramach realizacji niniejszej pracy magisterskiej było wykonanie symulacji zderzeń ciężkich jonów przy użyciu modelu UrQMD. Symulacje zostały wykonane dla 4 różnych wartości momentu pędu wiązki, przy których będzie pracował eksperyment CBM, tj. 3.3A GeV/c, 4.4A GeV/c, 7.95A GeV/c oraz 12A GeV/c. Część skryptu bash-owego napisanego do tego celu została zamieszczona w poniżej tabeli.

Tabela 1: Skrypt bash-owy do wykonania symulacji UrQMD

```
...

noOfEvents=10000
collisionEnergy=4.4 # 3.3, 7.95, 12 A GeV/c

E='shuf -i1-1000000000 -n1'
GEN_SEED='expr $SLURM_ARRAY_TASK_ID + $E'
ONE=1
S_INDEX='expr $SLURM_ARRAY_TASK_ID + $ONE'
INDEX=$(printf "%05d" "$S_INDEX")

cd /lustre/nyx/cbm/users/zgnutek/produkcja
mkdir -p auau_12_v1
cd auau_12_v1

cat >inputfile_$INDEX<<EOF
pro 197 79 - Au (zloto)
tar 197 79 - Au (zloto)
nev $noOfEvents - liczba zderzen
IMP 0.0 15.0 - zakres parametru zderzenia b
plb $collisionEnergy - moment pedu wiazki
tim 200 200
eos 0
```

6. WYNIKI

```
rsd $GEN_SEED
f13
f14
f15
f16
#f19 – format pliku wyjściowego
f20

xxx
EOF

...
```

W wyniku poprawnie wykonanych symulacji uzyskano pliki w formacie ".f19", które zawierają informacje na temat cząstek powstałych w skutek zderzeń ciężko-jonowych. Następnie pliki te przekonwertowano do postaci drzew root'owych, ponieważ analiza danych w formacie ".root" jest zdecydowanie bardziej przyjazna użytkownikom.

W kolejnym etapie do przeprowadzenia dokładnej analizy symulowanych danych sporządzono rozkłady następujących wielkości:

- czterowektora położenia cząstki w czasie (x, y, z, t),
- czterowektora pędu oraz energii (p_x, p_y, p_z, E),
- promienia poprzecznego:

$$r_T = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (9)$$

- pędu poprzecznego:

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (10)$$

- prędkości:

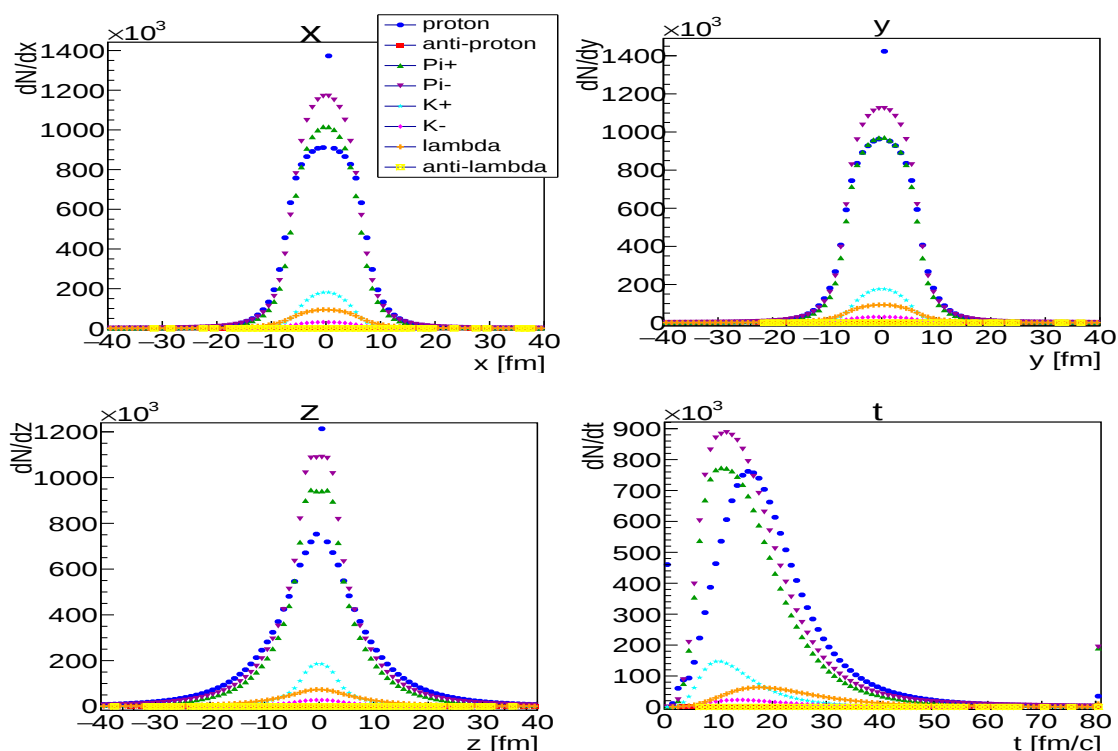
$$Y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (11)$$

- pseudo-prędkości:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{t + z}{t - z} \quad (12)$$

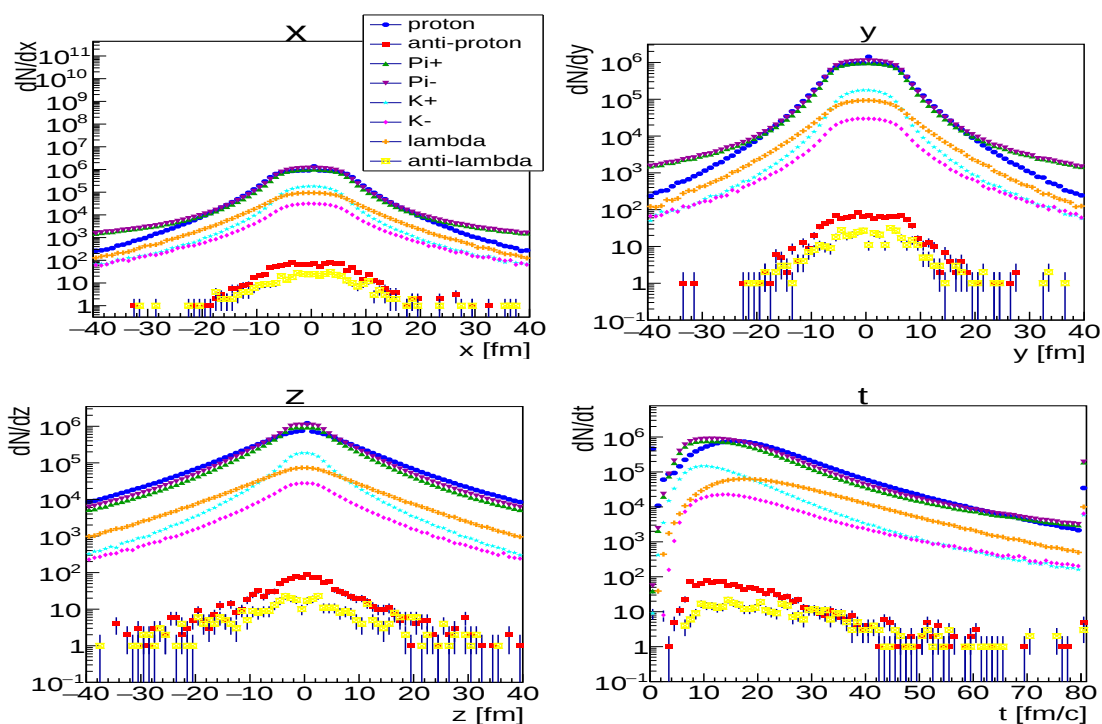
Na Rys. 6.1.1.1 - 6.1.3.2 zostały przedstawione przykładowe rozkłady czterowektora położenia i pędu oraz rozkłady pędu i promienia poprzecznego, pospieszności, pseudo-pospieszności dla danych uzyskanych z symulacji Monte Carlo, dla momentu pędu wiązki 12A GeV/c oraz dla zakresu parametru $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$. Charakterystyki te wykonano dla następujących cząstek: p , $\bar{p}$, π^+ , π^- , K^+ , K^- , Λ oraz $\bar{\Lambda}$. Histogramy przedstawiono w skali logarytmicznej oraz liniowej, w celu lepszego zaprezentowania wyników.

6.1.1 Rozkłady położen



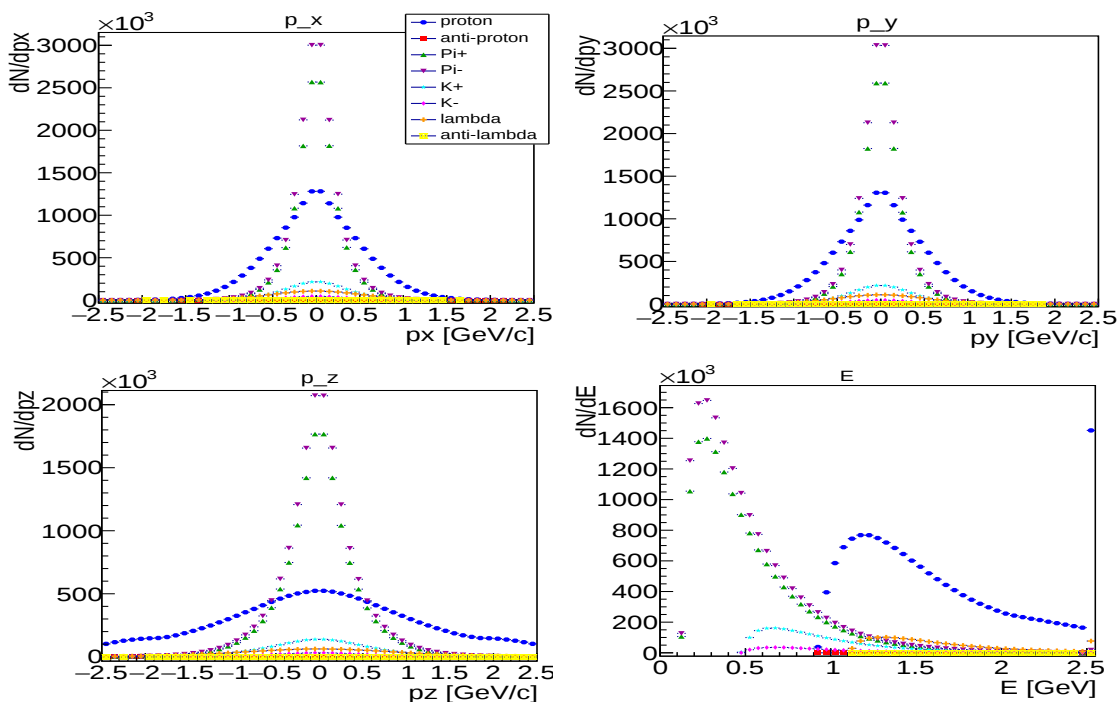
Rysunek 6.1.1.1: Czterowektor położenia dla $P_{\text{beam}} = 12A \text{ GeV/c}$, $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$ (skala liniowa)

6. WYNIKI

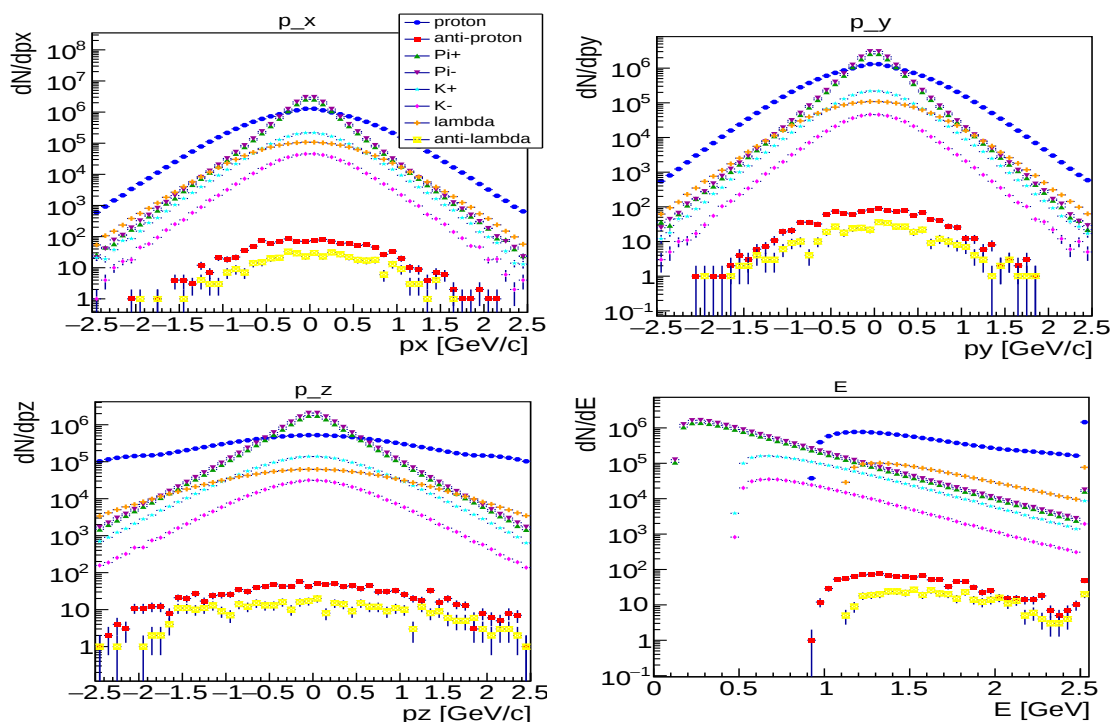


Rysunek 6.1.1.2: Czterowektor położenia dla $P_{\text{beam}} = 12A \text{ GeV/c}$, $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$ (skala logarytmiczna)

6.1.2 Rozkłady pędów

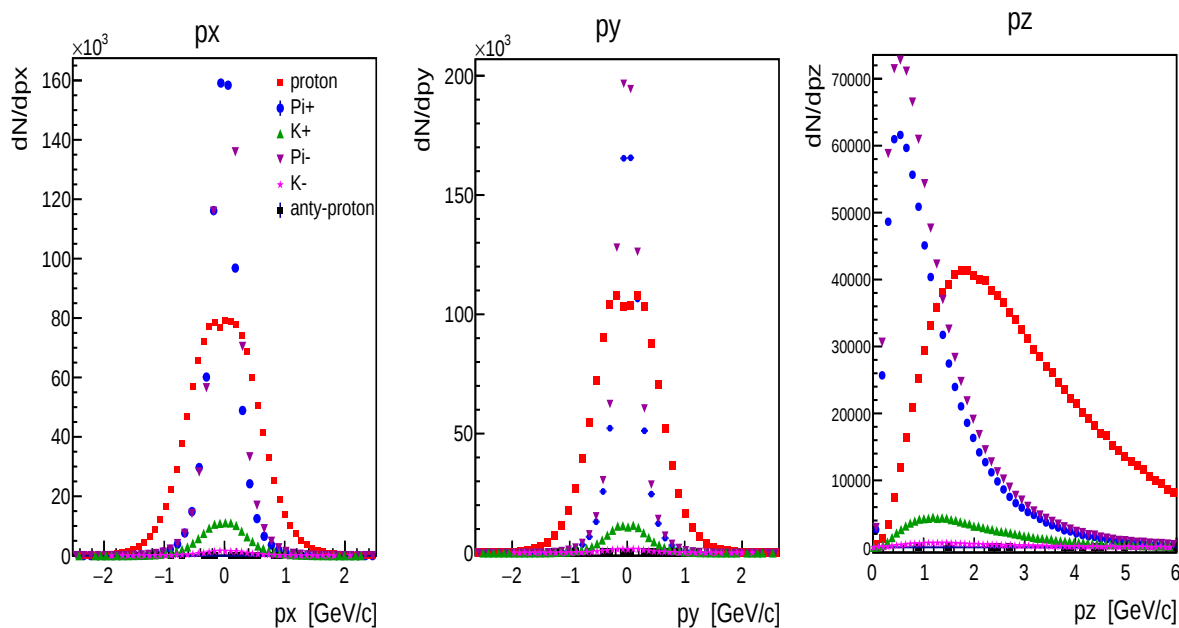


Rysunek 6.1.2.1: Czterowektor pędu dla $P_{\text{beam}} = 12A \text{ GeV/c}$, $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$ (skala liniowa)



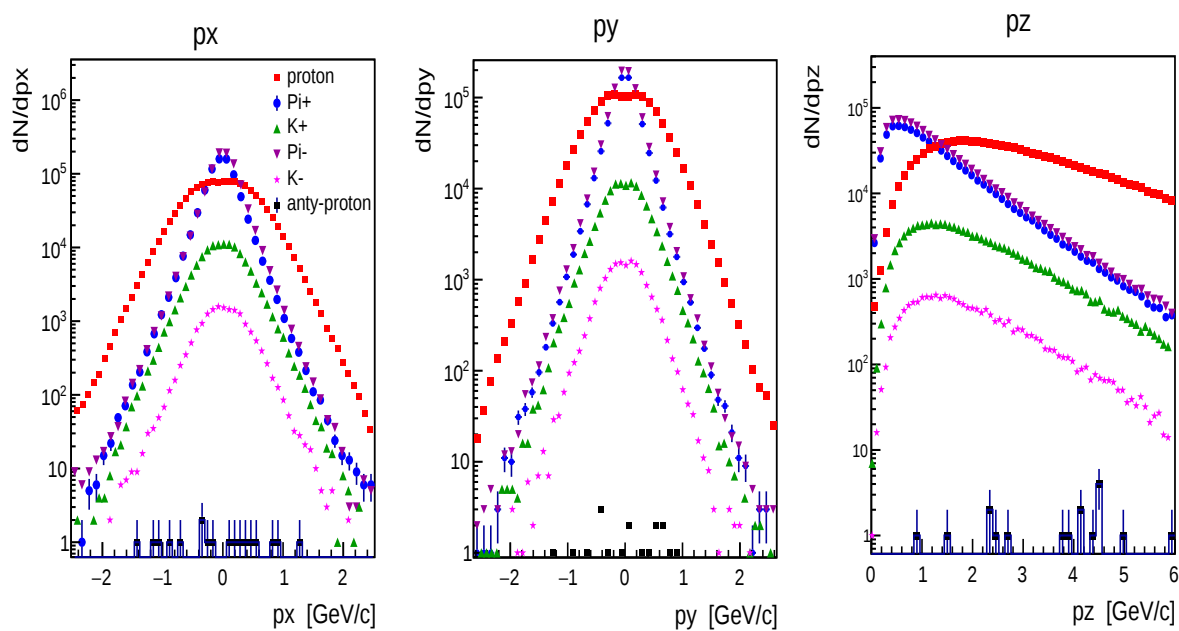
Rysunek 6.1.2.2: Czterowektor pędu dla $P_{\text{beam}} = 12A$ GeV/c, $b = 0$ fm - 3.2 fm (skala logarytmiczna)

Dla porównania wyników uzyskanych z symulacji Monte Carlo na Rys. 6.1.2.3 - 6.1.2.4 przedstawione zostały rozkłady składowych pędu uzyskane z małej próbki danych, które przeszły proces rekonstrukcji detektora.



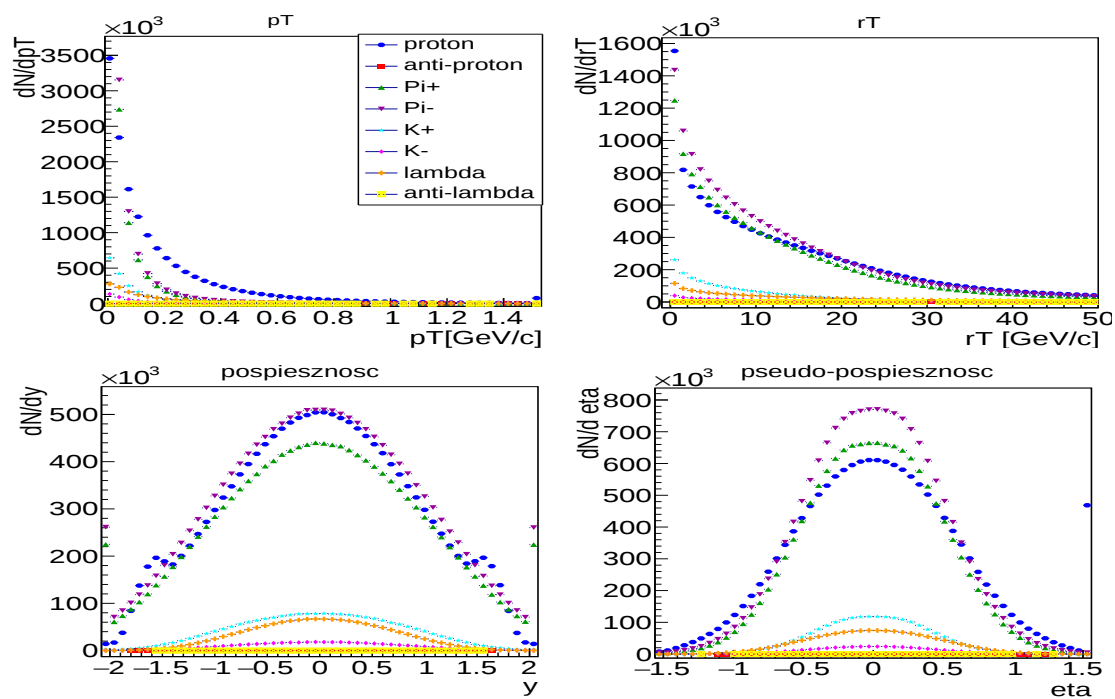
Rysunek 6.1.2.3: Składowe p_x , p_y oraz p_z dla danych zrekonstruowanych, dla $P_{\text{beam}} = 12A$ GeV/c (skala liniowa)

6. WYNIKI

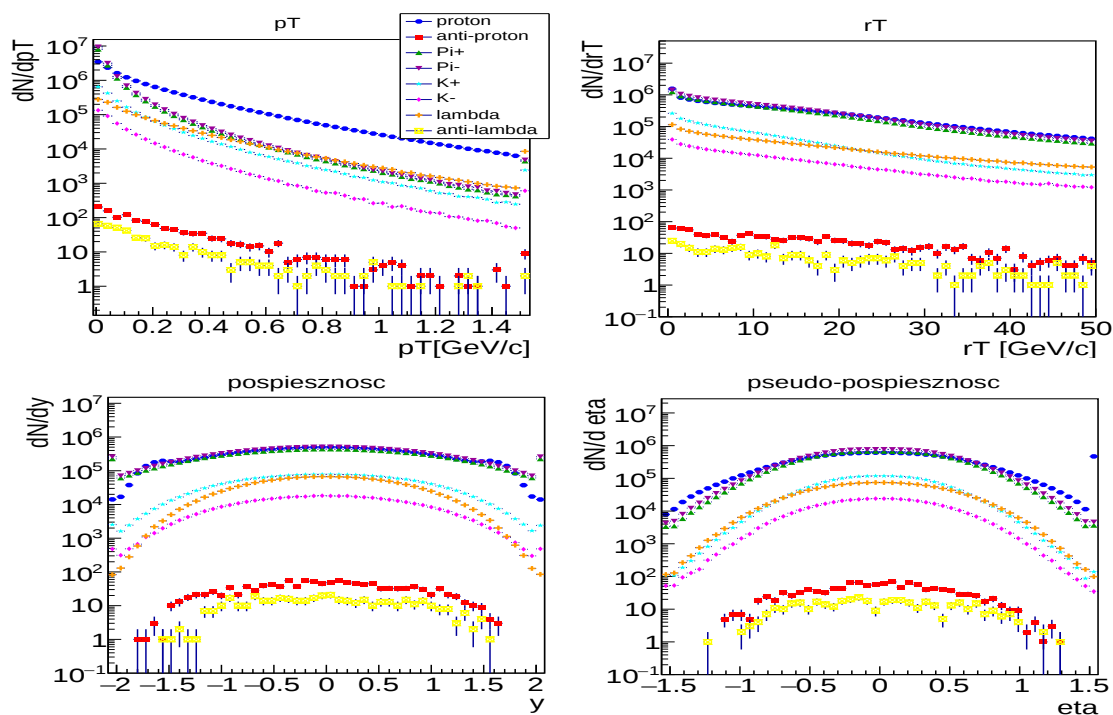


Rysunek 6.1.2.4: Składowe p_x , p_y oraz p_z dla danych zrekonstruowanych, dla $P_{\text{beam}} = 12\text{A GeV/c}$ (skala logarytmiczna)

6.1.3 Rozkłady p_T , r_T , pospieszności i pseudo-pospieszności

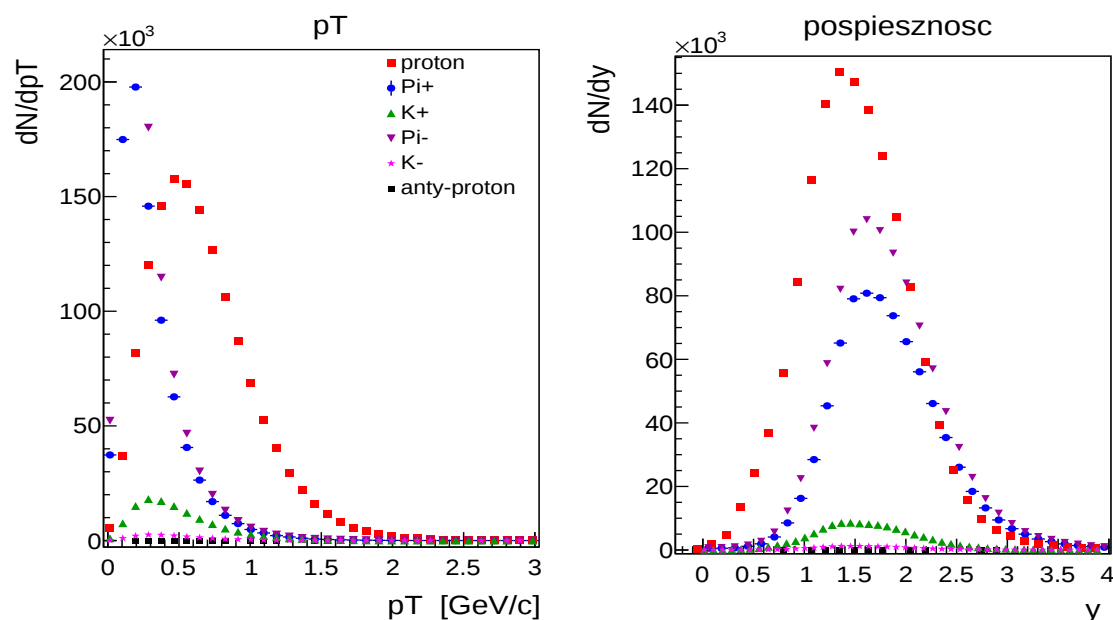


Rysunek 6.1.3.1: p_T , r_T , pospieszność, pseudo-pospieszność dla $P_{\text{beam}} = 12\text{A GeV/c}$, $b = 0\text{ fm} - 3.2\text{ fm}$ (skala liniowa)

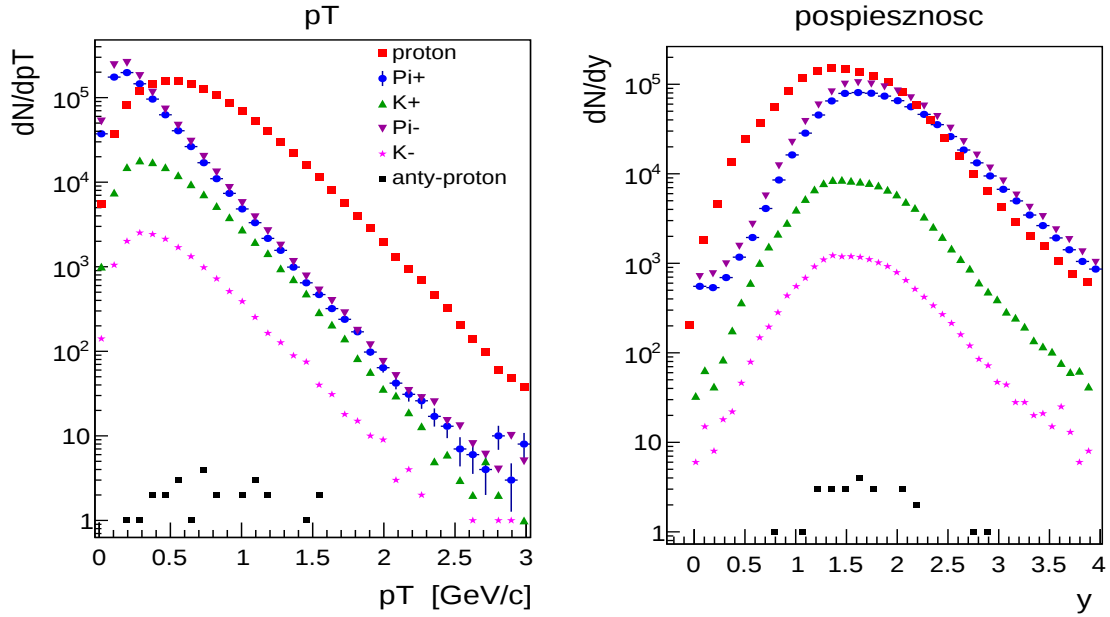


Rysunek 6.1.3.2: pT , rT , pospiesznosc, pseudo-pospiesznosc dla $P_{beam} = 12A$ GeV/c, $b = 0$ fm - 3.2 fm (skala logarytmiczna)

Na Rys. 6.1.3.3 i 6.1.3.4 zamieszczono rozkłady pędu poprzecznego oraz pospiesznosci wykonane dla danych zrekonstruowanych.



Rysunek 6.1.3.3: pT oraz pospiesznosc dla danych zrekonstruowanych, dla $P_{beam} = 12A$ GeV/c (skala liniowa)



Rysunek 6.1.3.4: p_T oraz pospieszność dla danych zrekonstruowanych, dla $P_{\text{beam}} = 12A$ GeV/c (skala logarytmiczna)

Po dokonaniu wstępnych analiz otrzymanych histogramów, uzyskanych dla danych pochodzących z symulacji Monte Carlo, można z łatwością zauważyć, że rozkłady składowych położenia, pędu oraz pospieszności i pseudo-pospieszności są symetryczne względem zera.

Różnice między rozkładami uzyskanymi dla danych z symulacji Monte Carlo oraz dla danych zrekonstruowanych szczególnie widoczne są na rozkładach pospieszności. Porównując histogramy zauważalne jest przesunięcie osi symetrii dla danych, które przeszły ciąg rekonstrukcji detektora. Wynika to z faktu, że CBM jest eksperymentem ze stacjonarną tarczą.

Na otrzymanych rozkładach można również zauważyć, że najliczniej występującymi cząstkami są π^+ i π^- , natomiast najmniejsze statystyki mają $\bar{p}$ oraz $\bar{\Lambda}$. Różnice w krotnościach poszczególnych rodzajów cząstek szczególnie widoczne są na rozkładach przedstawionych w skali logarytmicznej.

W Dodatku A zamieszczono rozkłady położenia, pędów, promieni poprzecznych, pędów poprzecznych, pospieszności oraz pseudo-pospieszności dla pozostałych wartości momentu pędu wiązki.

6.2 Oszacowanie statystyk

Kolejnym etapem analiz było oszacowanie niezbędnej liczby zderzeń potrzebnych do wyznaczenia funkcji korelacyjnych z założonym błędem systematycznym na poziomie: 10%, 5% oraz 2% dla układów: $p - p$ oraz $\Lambda - \Lambda$, dla dwóch zakresów centralności oraz czterech wartości momentu pędu wiązki (3.3A GeV/c, 4.4A GeV/c, 7.95A GeV/c, 12A GeV/c). Badania te zostały przeprowadzone z wykorzystaniem dwóch metod, które szczegółowo opisano w następnych podrozdziałach. Ze względu na ilość uzyskanych wyników schematy wykonanych analiz zostały zaprezentowane dla danych pochodzących z symulacji UrQMD dla zderzeń Au-Au, dla momentu pędu wiązki $P_{\text{beam}} = 12\text{A GeV/c}$ oraz zakresu parametru zderzenia $b = 0\text{ fm} - 3.2\text{ fm}$.

Motywacją do przeprowadzenia tej części analiz była chęć uzyskania informacji na temat ilości danych potrzebnych do przeprowadzenia podstawowych analiz femtoskopowych po uruchomieniu eksperymentu CBM w 2025 roku.

6.2.1 Metoda pierwszego punktu funkcji korelacyjnej

Pierwsza metoda oszacowania niezbędnej statystyki do uzyskania korelacji femtoskopowych dla układów: $p - p$ oraz $\Lambda - \Lambda$ przy założeniu niepewności systematycznej na poziomie: 10%, 5% oraz 2% polegała na wykorzystaniu całej dostępnej statystyki (48 mln zderzeń dla każdej wartości P_{beam}) uzyskanej z symulacji UrQMD do wyznaczenia funkcji korelacyjnych, a następnie pobranie informacji na temat wartości 1 punktu funkcji oraz jego niepewności. Dzieląc niepewność punktu przez jego wartość otrzymujemy informację na temat wartości błędu statystycznego wyznaczonej funkcji. Znając tę wartość możemy wyznaczyć liczbę par N , tak aby błąd statystyczny był na poziomie: 10%, 5% lub 2%. Do tego celu wykorzystuje się następującą zależność:

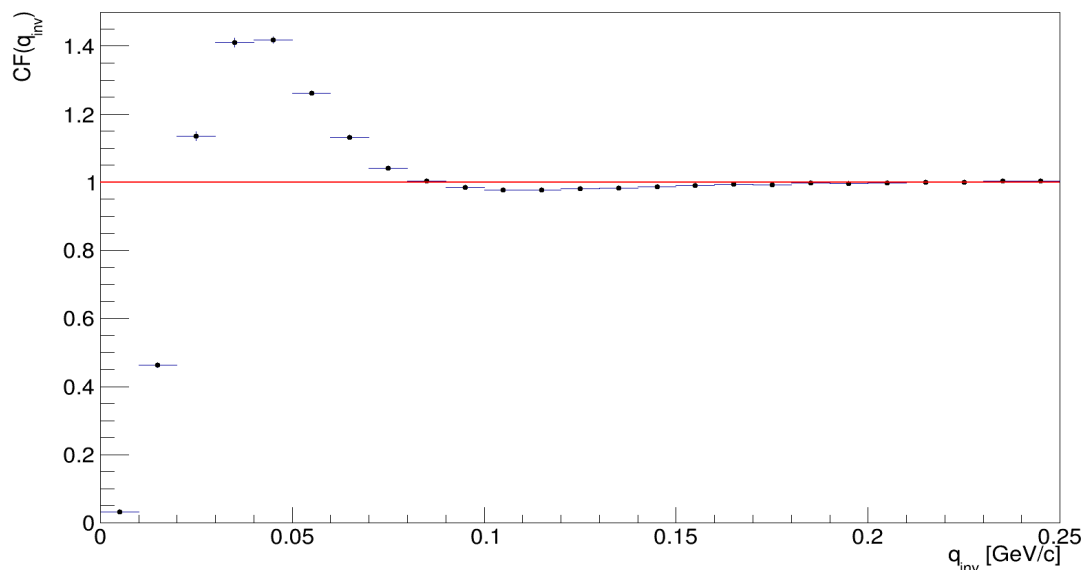
$$A = \frac{\text{niepewnosc}}{\text{wartosc}} * \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (13)$$

, gdzie A - błąd statystyczny jaki chcemy uzyskać ($A = 0.1$ (10%), 0.05 (5%) lub 0.02 (2%)),

Dla układu $p - p$ wyznaczono korelacje femtoskopowe dla 48 mln zderzeń Au-Au, dla parametru zderzenia równego $b = 0\text{ fm} - 3.2\text{ fm}$. Uzyskana funkcja korelacyjna

6. WYNIKI

przedstawiona została na Rys. 6.2.1.1. Wartość pierwszego punktu wyniosła 0,0281, natomiast jej niepewność 0,000796, co dało nam błąd statystyczny na poziomie 2.84%. Z uwagi na fakt, że chcieliśmy wyznaczyć niezbędną statystykę potrzebną do wyznaczenia funkcji korelacyjnej z błędem systematycznym na poziomie: 10%, 5% lub 2%, przekształcono zależność (13) oraz podstawiono niezbędne wartości. Otrzymano wyniki dla wszystkich wartości P_{beam} zamieszczono w Tab. 2.



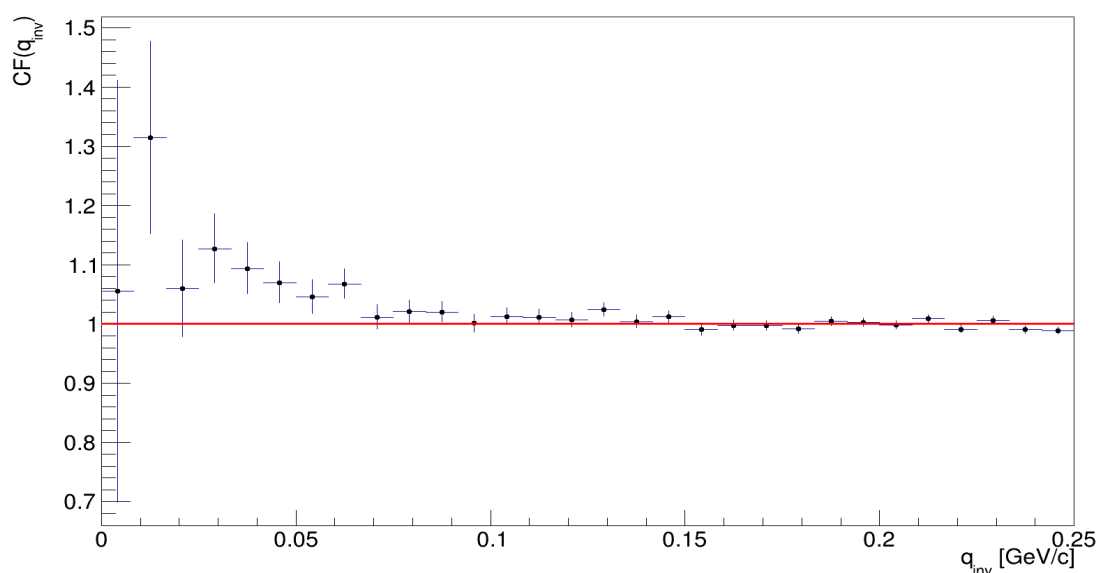
Rysunek 6.2.1.1: Funkcja korelacyjna $p-p$ (QS + S + Coul)

Tabela 2: Niezbędne statystyki do wyznaczenia funkcji korelacyjnych dla układu $p-p$ przy założeniu niepewności systematycznej na poziomie: 10%, 5% oraz 2%

moment pędu wiązki - 3.3A GeV/c		
błąd statystyczny	b = 0 fm - 3.2 fm niezbędna liczba zderzeń	b = 3.2 fm - 15.0 fm niezbędna liczba zderzeń
10%	1.546 mln	0.613 mln
5%	6.185 mln	2.451 mln
2%	38.662 mln	15.316 mln
moment pędu wiązki - 4.4A GeV/c		
błąd statystyczny	b = 0 fm - 3.2 fm niezbędna liczba zderzeń	b = 3.2 fm - 15.0 fm niezbędna liczba zderzeń
10%	2.209 mln	0.817 mln
5%	8.836 mln	3.271 mln
2%	55.229 mln	20.446 mln

moment pędu wiązki - 7.95A GeV/c		
błąd statystyczny	b = 0 fm - 3.2 fm niezbędna liczba zderzeń	b = 3.2 fm - 15.0 fm niezbędna liczba zderzeń
10%	3.017 mln	1,431 mln
5%	12.069 mln	5.725 mln
2%	75.434 mln	35.782 mln
moment pędu wiązki - 12A GeV/c		
błąd statystyczny	b = 0 fm - 3.2 fm niezbędna liczba zderzeń	b = 3.2 fm - 15.0 fm niezbędna liczba zderzeń
10%	3.877 mln	1.855 mln
5%	15.511 mln	7.419 mln
2%	96.943 mln	46.371 mln

Analogiczne analizy przeprowadzono dla układu $\Lambda - \Lambda$. Przykładowa funkcja korelacyjna dla $P_{\text{beam}} = 12A$ GeV/c oraz dla parametru zderzenia $b = 0$ fm - 3.2 fm została zaprezentowana na Rys. 6.2.1.2. W Tab. 3 zamieszczono natomiast oszacowane wartości statystyk niezbędnych do wyznaczenia korelacji femtoskopowych z założonym błędem statystycznym na poziomie: 10%, 5% oraz 2%.



Rysunek 6.2.1.2: Funkcja korelacyjna $\Lambda - \Lambda$ (QS + S)

6. WYNIKI

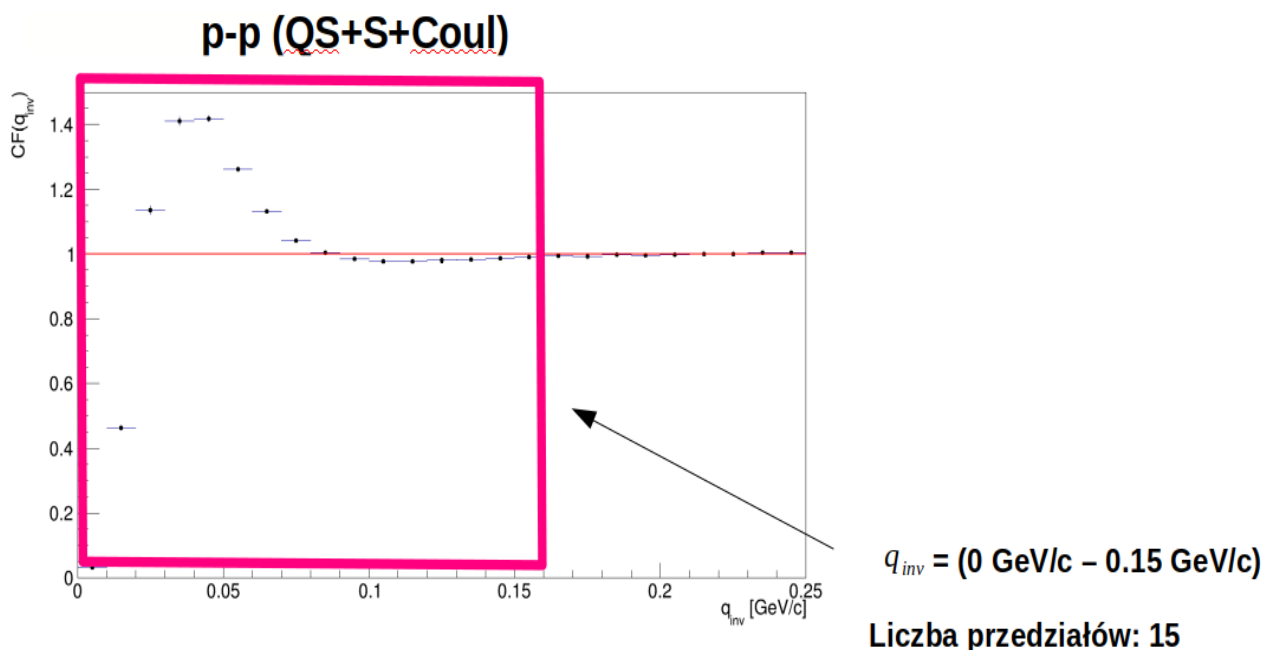
Tabela 3: Niezbędne statystyki do wyznaczenia funkcji korelacyjnych dla układu $\Lambda - \Lambda$ przy założeniu niepewności systematycznej na poziomie: 10%, 5% oraz 2%

moment pędu wiązki - 3.3A GeV/c		
błąd statystyczny	b = 0 fm - 3.2 fm niezbędna liczba zderzeń	b = 3.2 fm - 15.0 fm niezbędna liczba zderzeń
10%	657 mln	308 mln
5%	2629 mln	1231 mln
2%	16436 mln	7696 mln
moment pędu wiązki - 4.4A GeV/c		
błąd statystyczny	b = 0 fm - 3.2 fm niezbędna liczba zderzeń	b = 3.2 fm - 15.0 fm niezbędna liczba zderzeń
10%	207 mln	72 mln
5%	831 mln	287 mln
2%	5198 mln	1795 mln
moment pędu wiązki - 7.95A GeV/c		
błąd statystyczny	b = 0 fm - 3.2 fm niezbędna liczba zderzeń	b = 3.2 fm - 15.0 fm niezbędna liczba zderzeń
10%	36 mln	19 mln
5%	143 mln	75 mln
2%	896 mln	470 mln
moment pędu wiązki - 12A GeV/c		
błąd statystyczny	b = 0 fm - 3.2 fm niezbędna liczba zderzeń	b = 3.2 fm - 15.0 fm niezbędna liczba zderzeń
10%	17 mln	12 mln
5%	68 mln	50 mln
2%	428 mln	312 mln

6.2.2 Metoda liczby par w zderzeniu

Druga metoda, która została użyta do oszacowania niezbędnych statystyk bazuje również na funkcji korelacyjnej, lecz tylko w celu wyznaczenia obszaru, gdzie występuje efekt korelacyjny. W następnych etapach kluczowe znaczenie ma licznik funkcji korelacyjnej oraz liczba par $(p - p/\Lambda - \Lambda)$ przypadająca na zderzenie.

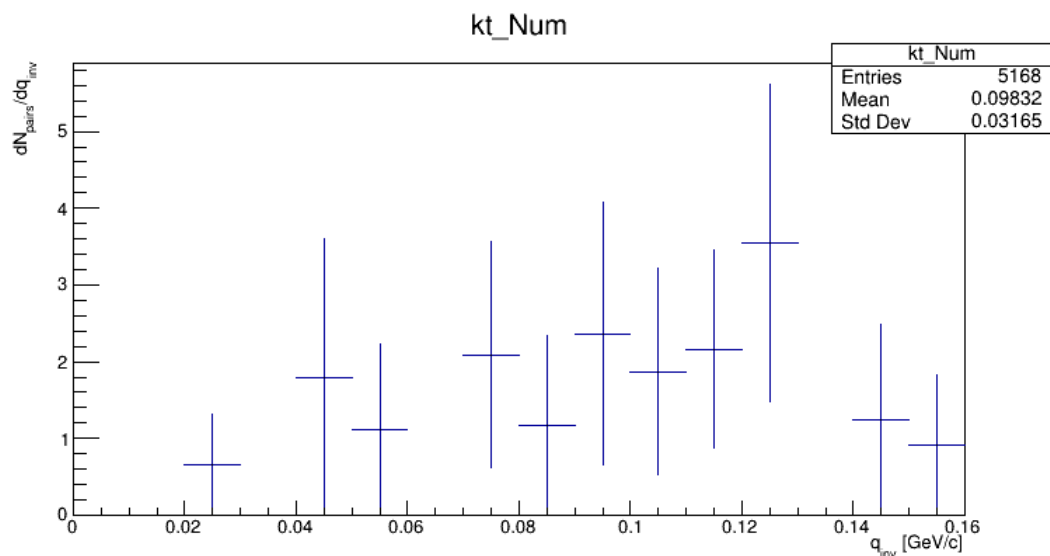
Na podstawie funkcji korelacyjnej układu $p - p$ wyznaczonej z 10 milionów zderzeń dla $P_{beam} = 12A$ GeV/c oraz parametru zderzenia $b = 0$ fm - 3.2 fm określono zakres efektu korelacyjnego oraz liczbę przedziałów. Jak widać na Rys. 6.2.2.1 wpływ statystyki kwantowej (QS), oddziaływania silnego (S) i kulombowskiego (Coul) na kształt funkcji korelacyjnej widoczny jest dla $q_{inv} = 0$ GeV/c - 0.15 GeV/c.



Rysunek 6.2.2.1: Funkcja korelacyjna p-p (QS + S + Coul) z zaznaczonym obszarem efektu korelacyjnego

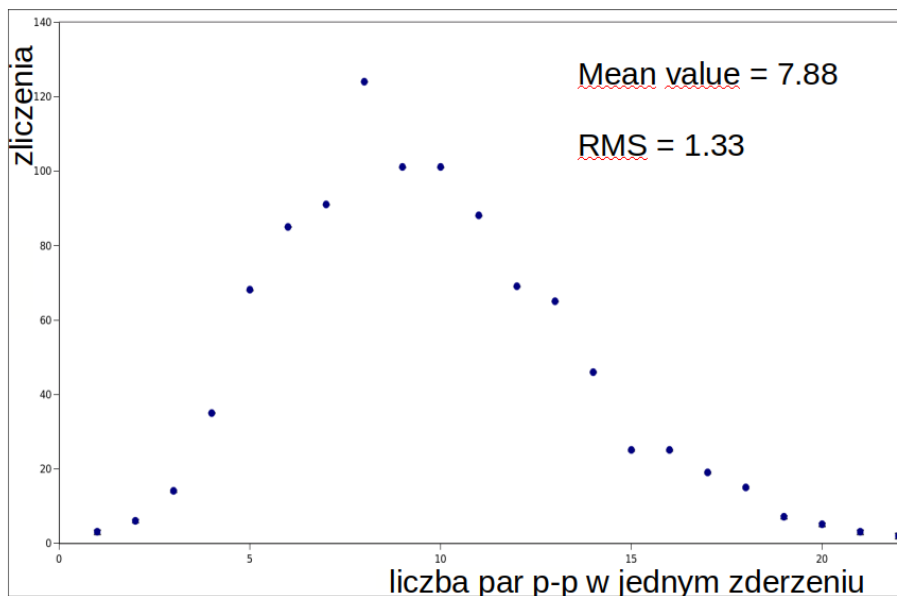
Bazując na informacjach uzyskanych z powyższego wykresu obliczono licznik funkcji korelacyjnej dla 1000 zderzeń oddzielnie, z uwzględnionym odcięciem na rejon efektu korelacyjnego. Przykładowy rozkład licznika funkcji korelacyjnej dla jednego zderzenia został przedstawiony na Rys. 6.2.2.2.

6. WYNIKI



Rysunek 6.2.2.2: Licznik funkcji korelacyjnej dla jednego zderzenia

Ostatecznie z obliczonych liczników funkcji korelacyjnych uzyskano rozkład [Rys. 6.2.2.3], gdzie na osi X znajduje się średnia liczba par $p - p$ w jednym binie, natomiast na osi Y widnieje liczba przypadków o zadanej liczbie par. Z uzyskanego rozkładu wyznaczono wartość oczekiwaną oraz RMS, co daje nam informację na temat średniej liczby par w obszarze efektu korelacyjnego przypadająca na jeden bin.



Rysunek 6.2.2.3: Rozkład liczby par $p - p$ w obszarze efektu korelacyjnego ($q_{inv} = 0\text{GeV}/c - 0.15\text{GeV}/c$)

Wiedząc ile średnio par żądamy na jeden bin w rejonie korelacyjnym, wyznaczono wymaganą statystykę do uzyskania funkcji korelacyjnej dla układu $p - p$ przy założeniu niepewności systematycznej ($= \frac{1}{\sqrt{N}}$, N - liczba par w jednym binie) na poziomie: 10%, 5% oraz 2%. Do wyznaczenia liczby zderzeń użyto również następującej zależności:

$$\text{niezbędna liczba zderzeń} = (\text{liczba binów} * N) / (\text{wartość oczekiwana}).$$

Otrzymane wyniki przedstawiono w poniższej Tab. 4.

Tabela 4: Niezbędne statystyki do wyznaczenia funkcji korelacyjnych dla układu $p - p$ przy założeniu niepewności systematycznej na poziomie: 10%, 5% oraz 2%

moment pędu wiązki - 3.3A GeV/c		
błąd statystyczny	b = 0 fm - 3.2 fm niezbędna liczba zderzeń	b = 3.2 fm - 15.0 fm niezbędna liczba zderzeń
10%	1512	611
5%	6048	2452
2%	37896	15326
moment pędu wiązki - 4.4A GeV/c		
błąd statystyczny	b = 0 fm - 3.2 fm niezbędna liczba zderzeń	b = 3.2 fm - 15.0 fm niezbędna liczba zderzeń
10%	1920	770
5%	7656	3078
2%	47736	19223
moment pędu wiązki - 7.95A GeV/c		
błąd statystyczny	b = 0 fm - 3.2 fm niezbędna liczba zderzeń	b = 3.2 fm - 15.0 fm niezbędna liczba zderzeń
10%	2904	1074
5%	11568	4298
2%	72240	30855
moment pędu wiązki - 12A GeV/c		
błąd statystyczny	b = 0 fm - 3.2 fm niezbędna liczba zderzeń	b = 3.2 fm - 15.0 fm niezbędna liczba zderzeń
10%	4560	1906
5%	18264	7626
2%	114216	47198

6. WYNIKI

W przypadku oszacowania niezbędnych statystyk do wyznaczenia funkcji korelacyjnych dla układu $\Lambda - \Lambda$ metoda ta okazała się być nieefektywna, ponieważ dla każdej wartości momentu pędu oraz każdego przedziału centralności, w każdym zderzeniu, które przeszło analizy występuje po jednej parze $\Lambda - \Lambda$. W związku z tym na rozkładach liczby par otrzymujemy tylko jeden bin, a wartość oczekiwana wynosi 1.

6.2.3 Porównanie

Analizując otrzymane wyniki można z łatwością zauważyć, że statystyki potrzebne do wyznaczenia funkcji korelacyjnych dla układu $p - p$, z założonym błędem statystycznym na poziomie: 10%, 5% oraz 2%, rosną wraz ze wzrostem wartości momentu pędu wiązki. Zależność ta widoczna jest w obu metodach. Największa liczba zderzeń potrzebna będzie do wyznaczenia funkcji korelacyjnej dla momentu pędu wiązki $P_{\text{beam}} = 12A \text{ GeV}/c$.

W przypadku układu $\Lambda - \Lambda$ wraz ze wzrostem wartości P_{beam} (moment pędu wiązki) ilości niezbędnych zderzeń maleje.

We wszystkich wypadkach oszacowana statystyka jest mniejsza dla zderzeń niecentralnych ($b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$).

Różnice w otrzymanych ilościach zderzeń wynoszą w każdym wypadku 3 rzędy wielkości. Wynika to z faktu, że w pierwszej metodzie do analiz wykorzystano jedynie 1000 zderzeń, natomiast w drugi wypadku użyto całą dostępną statystykę (48 mln zderzeń). Po wykonaniu obliczeń liczby par przypadających na jedno zderzenie dla obu metod uzyskano, że w drugiej metodzie przypada około 1000 par więcej na zderzenie, niż w pierwszej metodzie, co wyjaśnia różnice w otrzymanych wartościach i potwierdza, że analizy przeprowadzone różnymi metodami dały ten sam efekt.

Porównując obie metody można stwierdzić, że metoda oszacowywania niezbędnych statystyk do wyznaczenia korelacji z założonym błędem statystycznym, na podstawie pierwszego punktu funkcji korelacyjnej jest szybsza i daje możliwość wyznaczenia liczby zderzeń dla układu $\Lambda - \Lambda$, co w przypadku drugiej metody nie jest możliwe.

6.3 Funkcje korelacyjne

Końcowym etapem przeprowadzonych analiz było wykonanie jednowymiarowych funkcji korelacyjnych dla układów: $p - p$ i $\Lambda - \Lambda$ dla 4 wartości P_{beam} (3.3A GeV/c, 4.4A GeV/c, 7.95A GeV/c i 12A GeV/c) oraz dla dwóch klas centralności ($b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$ oraz $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$). Uzyskane wyniki zostały przedstawione w podrozdziałach 6.3.1 oraz 6.3.2.

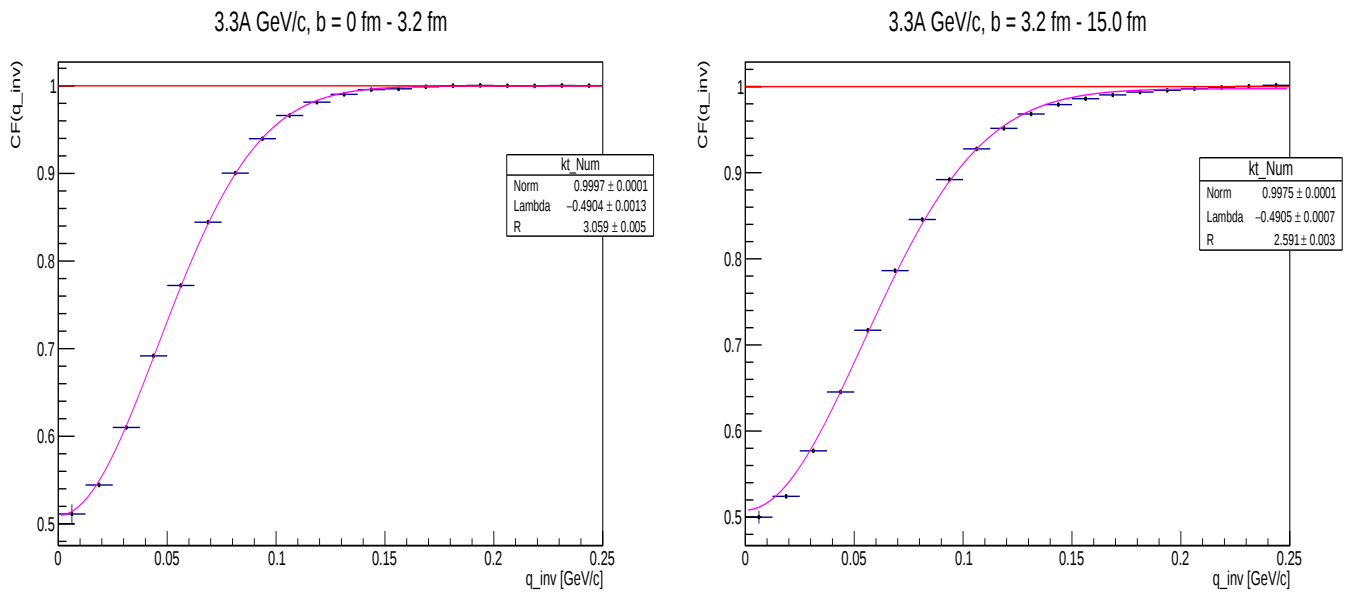
Do realizacji tej części badań wykorzystano dane z modelu UrQMD oraz oprogramowania NicaFemto, które służy do analiz femtoskopowych. W analizach przyjęto następujące cięcia kinematyczne dla protonów i Λ : $0.2 < p_T < 2.0 \text{ GeV}/c$ oraz $-1.5 < \eta < 1.5$. Zastosowanym układem odniesienia dla identycznych barionów był układ LCMS. Przykładowy skrypt do wyznaczania korelacji femtoskopowych dla par $p - p$ został zamieszczony w Dodatku B.

Dodatkowo wyznaczono również trójwymiarowe funkcje korelacyjne $p - p$, które zamieszczono w podrozdziale 6.3.3.

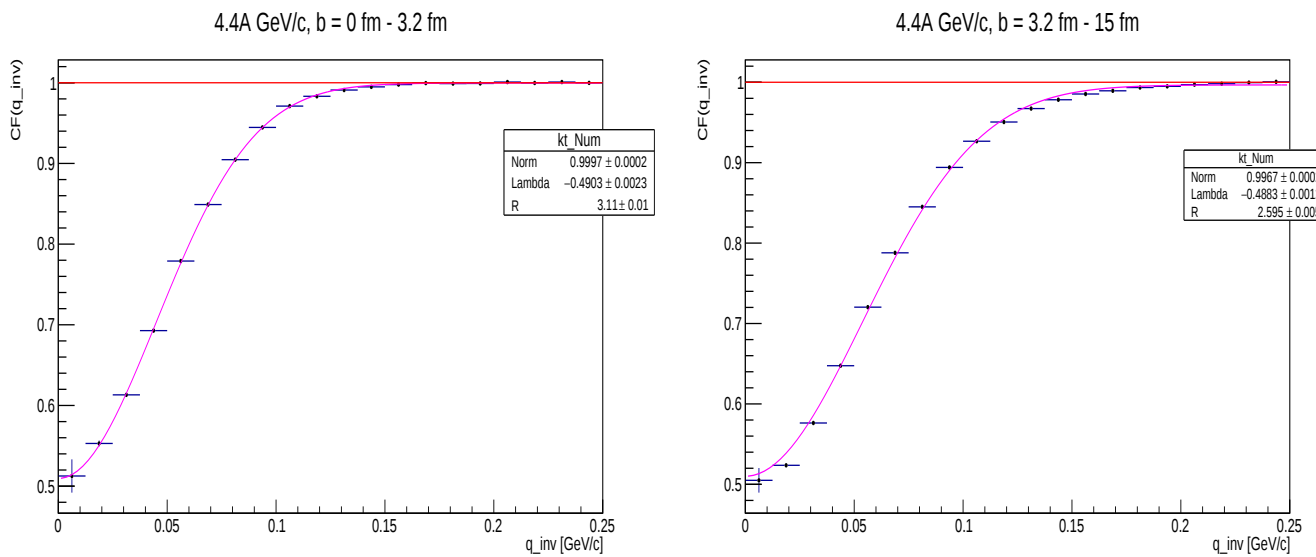
6.3.1 Jednowymiarowe funkcje korelacyjne układu $p - p$

Na Rys. 6.3.1.1 - 6.3.1.4 zaprezentowano korelacje femtoskopowe $p - p$ dla różnych wartości momentu pędu wiązki oraz różnych centralności. Głównym celem wyznaczenia funkcji korelacyjnych $p - p$ było uzyskanie informacji na temat charakterystyki źródła, z którego wyemitowane zostały te cząstki. Do tego celu w analizach włączone zostały jedynie efekty statystyki kwantowej.

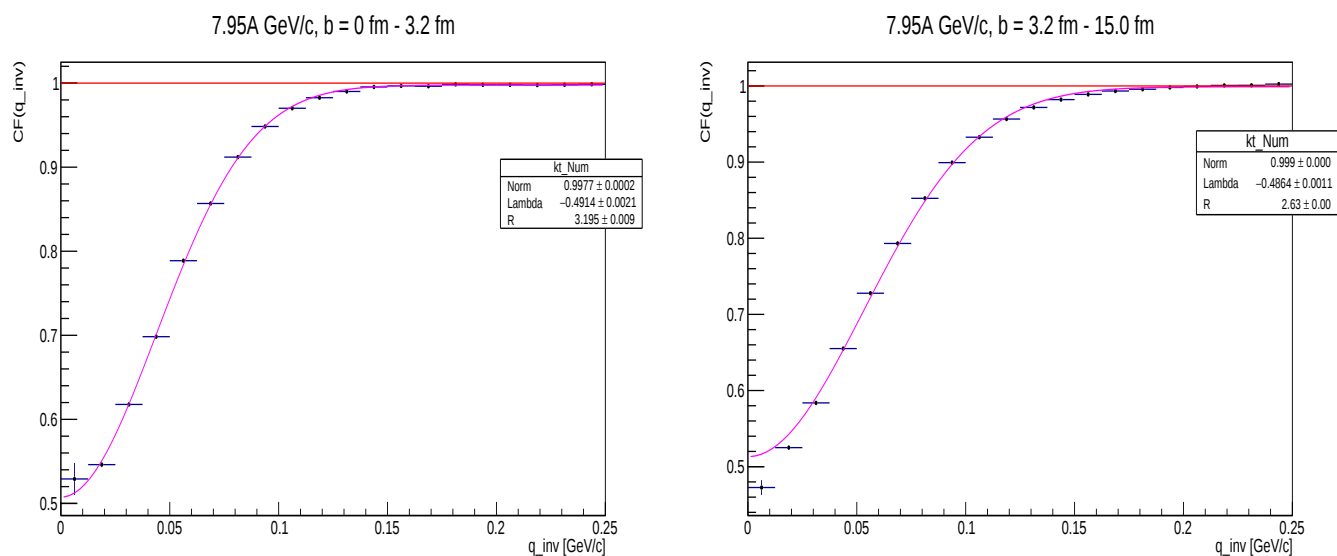
6. WYNIKI



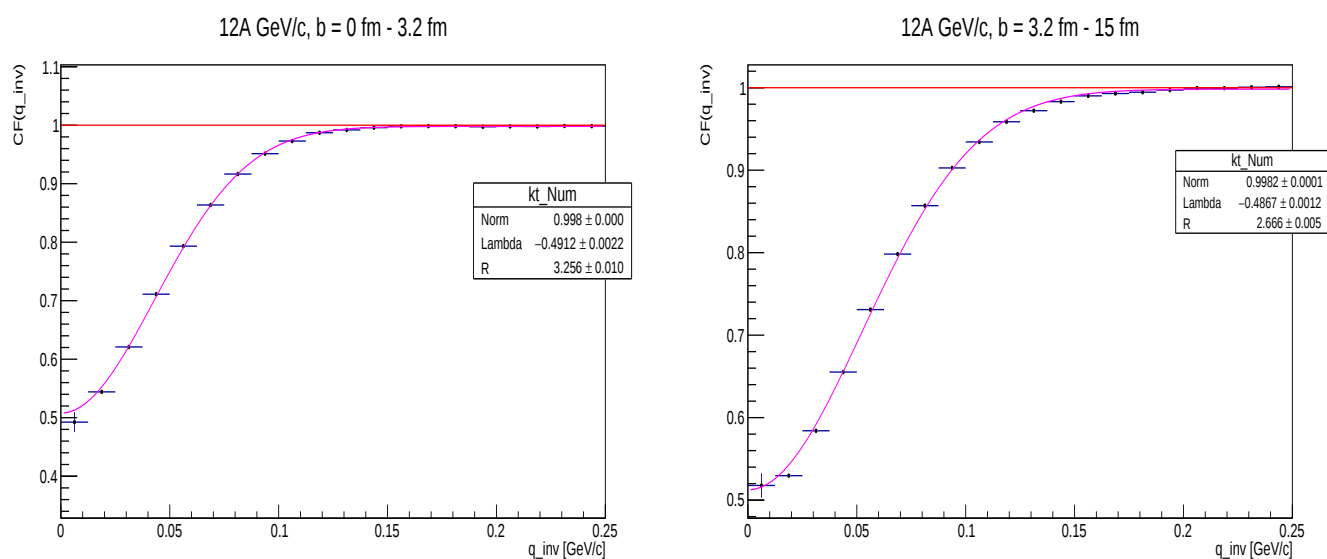
Rysunek 6.3.1.1: Funkcje korelacyjne p-p (QS) dla $P_{\text{beam}} = 3.3A \text{ GeV/c}$ dla dwóch zakresów parametru zderzenia $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$ oraz $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$



Rysunek 6.3.1.2: Funkcje korelacyjne p-p (QS) dla $P_{\text{beam}} = 4.4A \text{ GeV/c}$ dla dwóch zakresów parametru zderzenia $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$ oraz $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$



Rysunek 6.3.1.3: Funkcje korelacyjne p-p (QS) dla $P_{\text{beam}} = 7.95A \text{ GeV/c}$ dla dwóch zakresów parametru zderzenia $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$ oraz $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$



Rysunek 6.3.1.4: Funkcje korelacyjne p-p (QS) dla $P_{\text{beam}} = 12A \text{ GeV/c}$ dla dwóch zakresów parametru zderzenia $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$ oraz $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$

6. WYNIKI

W Tab. 5 i Tab. 6 przedstawiono wartości promieni źródeł uzyskane w wyniku parametryzacji funkcji korelacyjnych.

Tabela 5: Wartości promieni źródeł dla zderzeń centralnych

moment pędu wiązki, parametr zderzenia	R [fm]
3.3A GeV/c, $b=0-3.2$ fm	3.059 ± 0.005
4.4A GeV/c, $b=0-3.2$ fm	3.110 ± 0.010
7.95A GeV/c, $b=0-3.2$ fm	3.195 ± 0.009
12A GeV/c, $b=0-3.2$ fm	3.256 ± 0.010

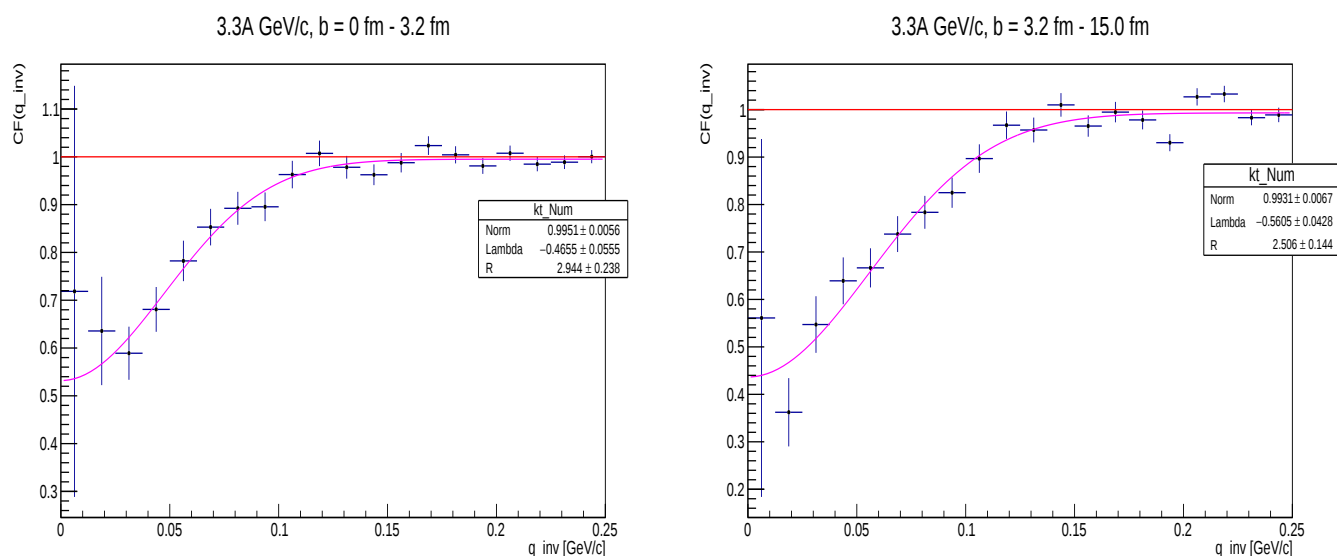
Tabela 6: Wartości promieni źródeł dla zderzeń niecentralnych

moment pędu wiązki, parametr zderzenia	R [fm]
3.3A GeV/c, $b=3.2-15$ fm	2.591 ± 0.003
4.4A GeV/c, $b=3.2-15$ fm	2.595 ± 0.005
7.95A GeV/c, $b=3.2-15$ fm	2.630 ± 0.004
12A GeV/c, $b=3.2-15$ fm	2.666 ± 0.005

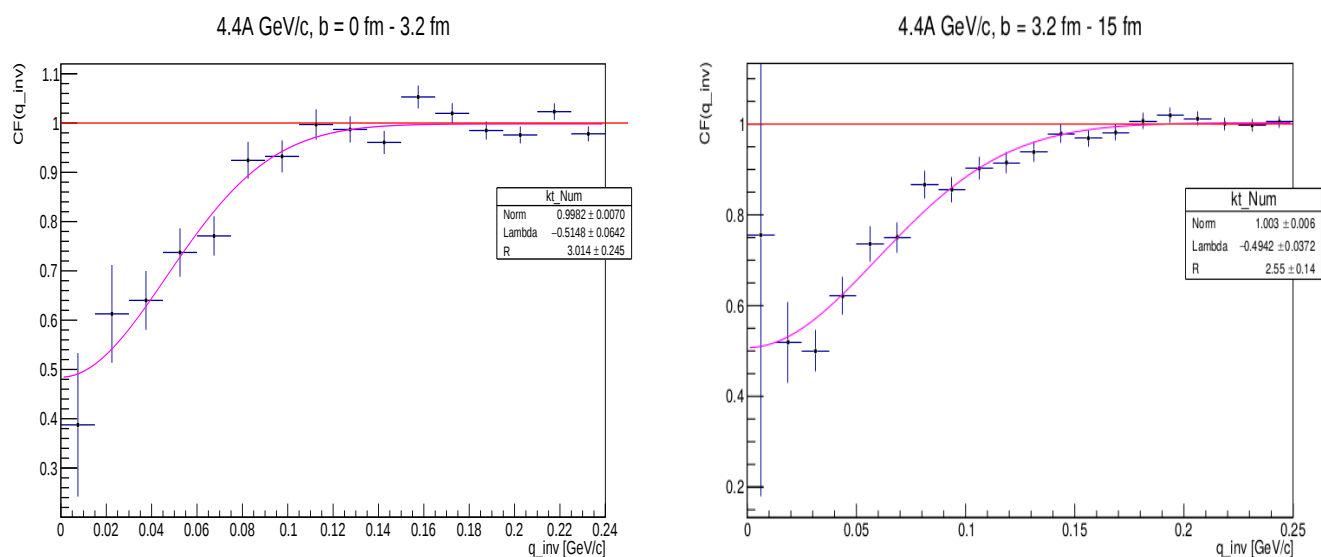
Otrzymane funkcje korelacyjne pozwalają stwierdzić, że promień źródła emitującego cząstki w czasie zderzenia maleje z centralnością, natomiast rośnie wraz z momentem pędu wiązki.

6.3.2 Jednowymiarowe funkcje korelacyjne układu $\Lambda - \Lambda$

W analogiczny sposób jak dla układu $p - p$ wyznaczone zostały funkcje korelacyjne dla układu $\Lambda - \Lambda$ [Rys. 6.3.2.1 - 6.3.2.4]. Obliczone rozmiary źródeł zamieszczono w Tab. 7 oraz Tab. 8.

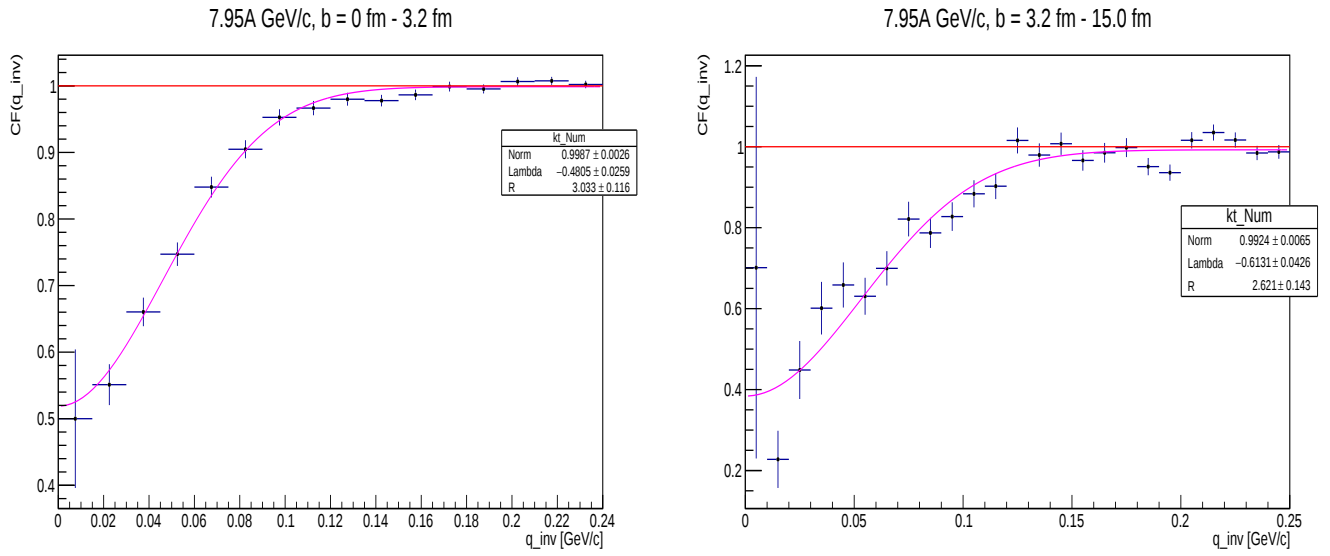


Rysunek 6.3.2.1: Funkcje korelacyjne $\Lambda - \Lambda$ (QS) dla $P_{\text{beam}} = 3.3A \text{ GeV/c}$ dla dwóch zakresów parametru zderzenia $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$ oraz $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$

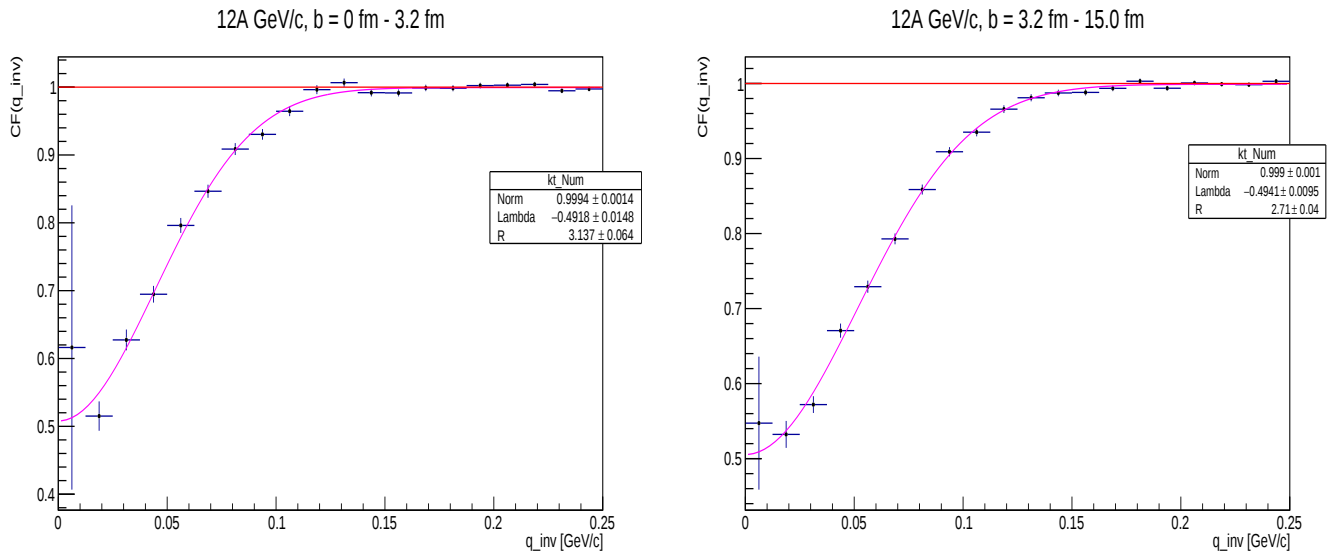


Rysunek 6.3.2.2: Funkcje korelacyjne $\Lambda - \Lambda$ (QS) dla $P_{\text{beam}} = 4.4A \text{ GeV/c}$ dla dwóch zakresów parametru zderzenia $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$ oraz $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$

6. WYNIKI



Rysunek 6.3.2.3: Funkcje korelacyjne $\Lambda - \Lambda$ (QS) dla $P_{\text{beam}} = 7.95A \text{ GeV/c}$ dla dwóch zakresów parametru zderzenia $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$ oraz $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$



Rysunek 6.3.2.4: Funkcje korelacyjne $\Lambda - \Lambda$ (QS) dla $P_{\text{beam}} = 12A \text{ GeV/c}$ dla dwóch zakresów parametru zderzenia $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$ oraz $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$

Tabela 7: Wartości promieni źródeł dla zderzeń centralnych

moment pędu wiązki, parametr zderzeni	R [fm]
3.3A GeV/c, b=0-3.2 fm	2.944 ± 0.238
4.4A GeV/c, b=0-3.2 fm	3.014 ± 0.245
7.95A GeV/c, b=0-3.2 fm	3.033 ± 0.116
12A GeV/c, b=0-3.2 fm	3.137 ± 0.064

Tabela 8: Wartości promieni źródeł dla zderzeń niecentralnych

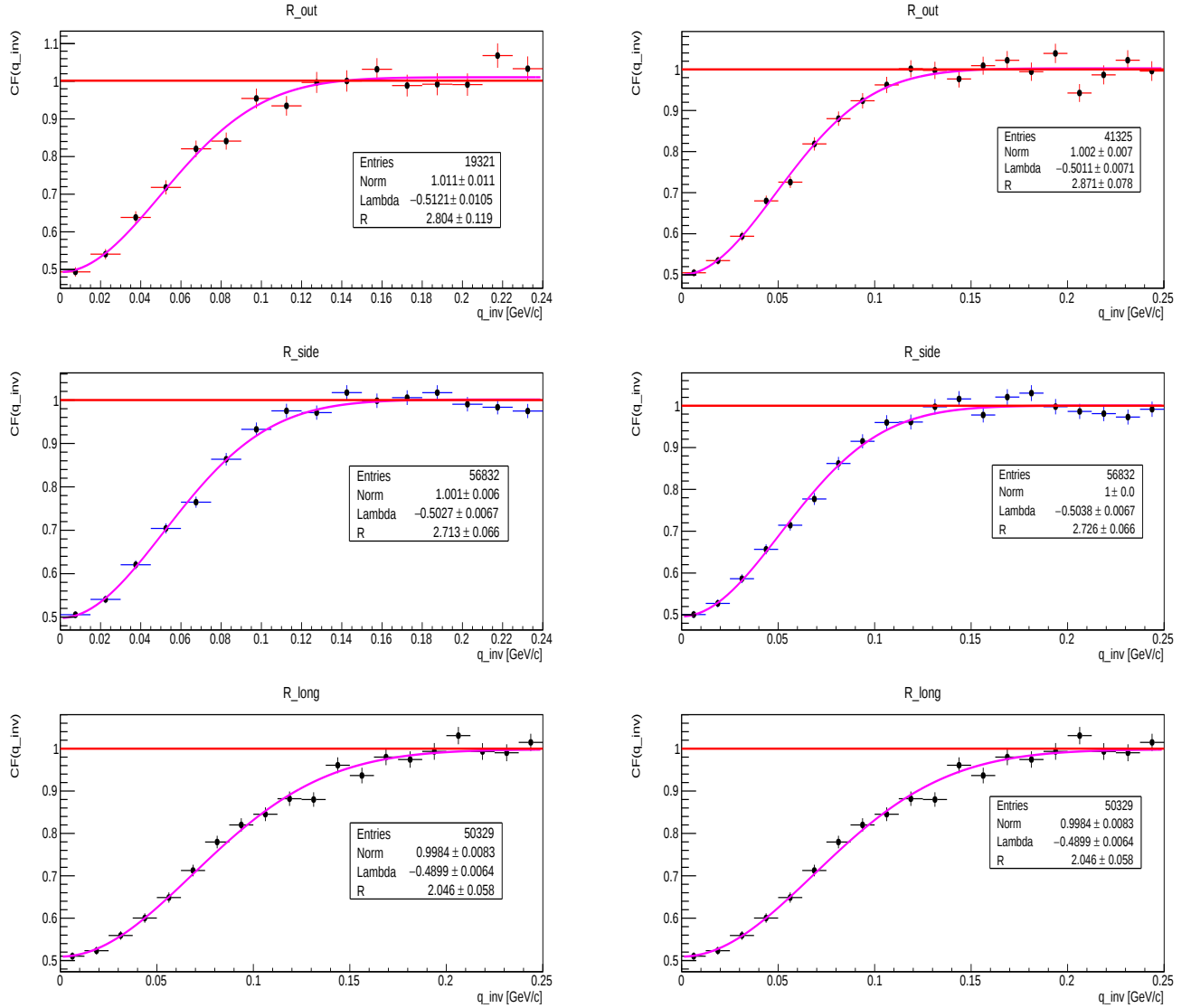
moment pędu wiązki, parametr zderzenia	R [fm]
3.3A GeV/c, b=3.2-15 fm	2.506 ± 0.144
4.4A GeV/c, b=3.2-15 fm	2.55 ± 0.140
7.95A GeV/c, b=3.2-15 fm	2.621 ± 0.143
12A GeV/c, b=3.2-15 fm	2.710 ± 0.040

Dla układu cząstek $\Lambda - \Lambda$ można zaobserwować taką samą zależność jak dla układu $p - p$, tj. promień źródła maleje z centralnością, natomiast rośnie wraz z momentem pędu wiązki.

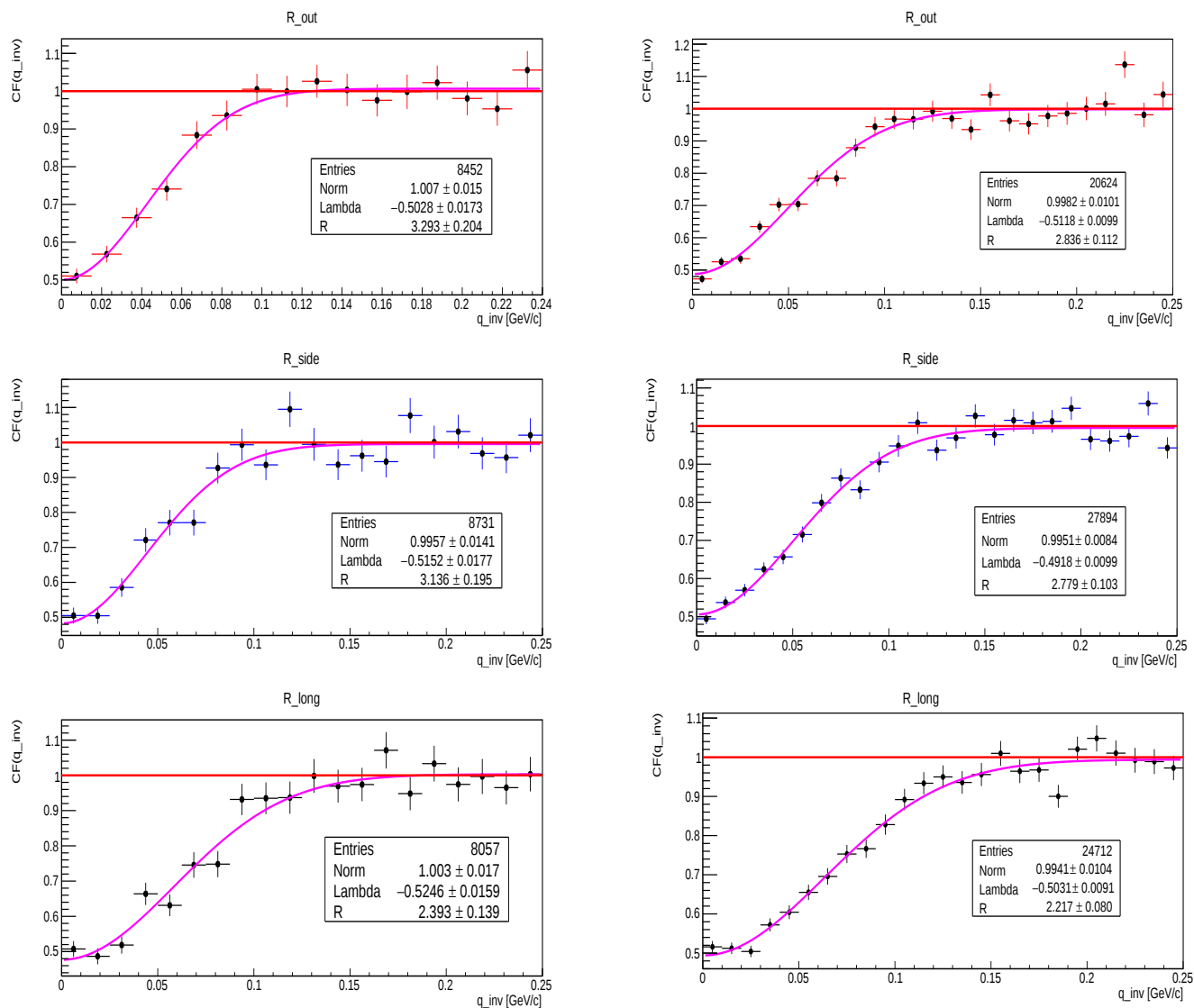
6. WYNIKI

6.3.3 Trójwymiarowe funkcje korelacyjne układu $p-p$

Składowe funkcji korelacyjnych dla układu $p-p$ zostały przedstawione na Rys. 6.3.3.1 - 6.3.3.4, natomiast w Tab. 9 i Tab.10 zaprezentowano otrzymane rozmiary źródeł.

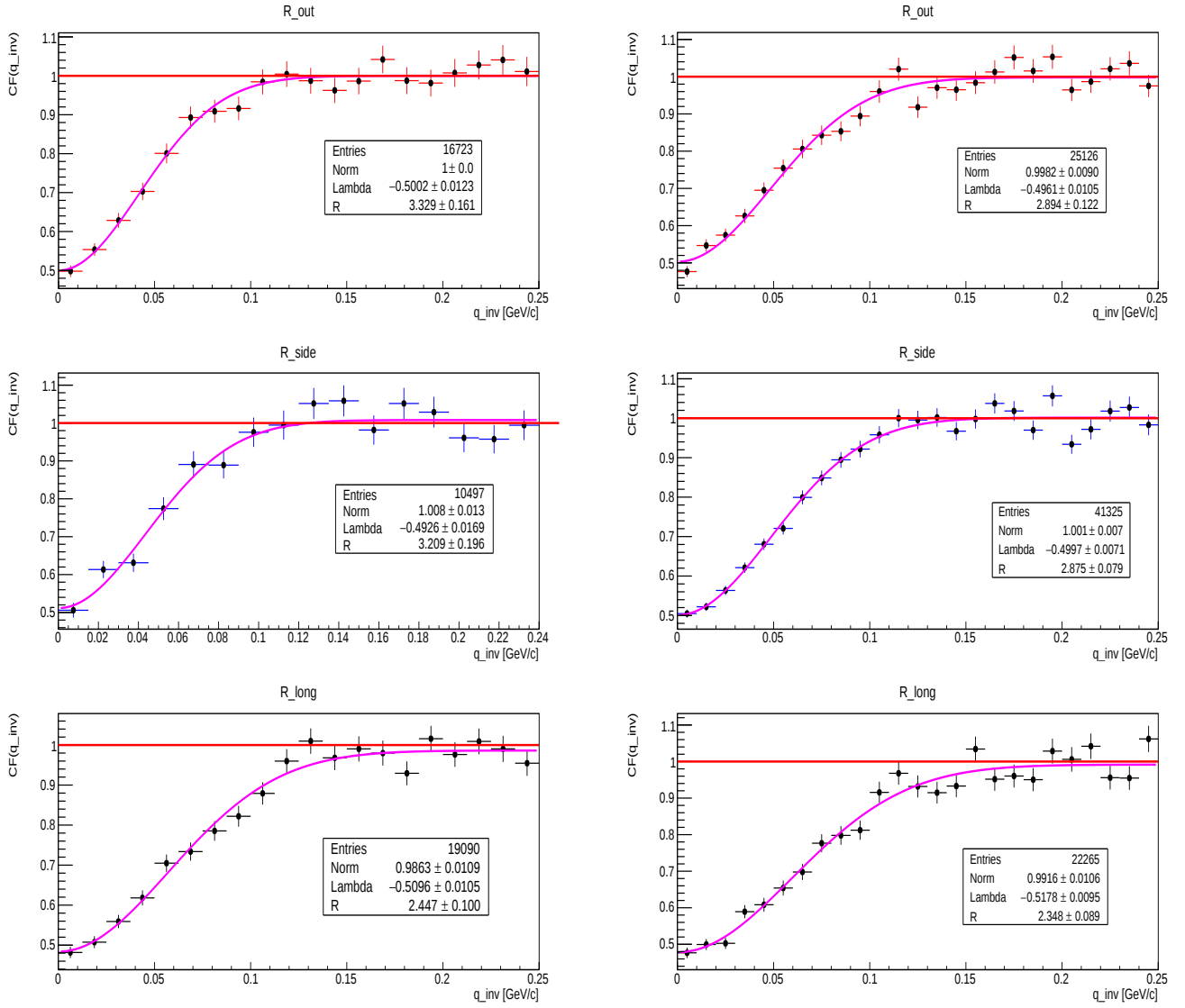


Rysunek 6.3.3.1: Składowe out , $side$ oraz $long$ trójwymiarowej funkcji korelacyjnej dla układu $p-p$ (QS), dla $P_{beam} = 3.3A$ GeV/c, dla dwóch zakresów parametru zderzenia $b = 0$ fm - 3.2 fm oraz $b = 3.2$ fm - 15.0 fm

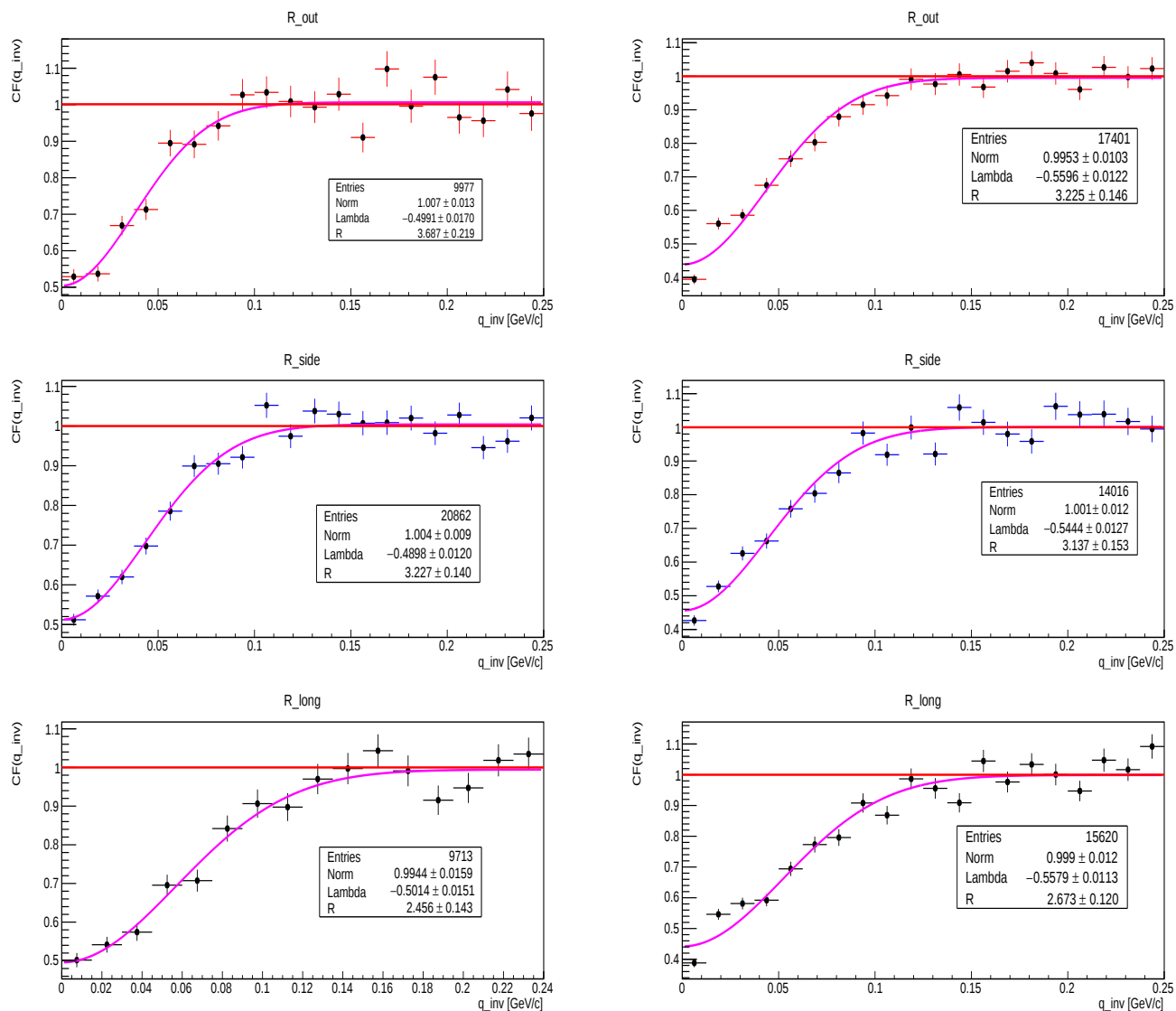


Rysunek 6.3.3.2: Składowe *out*, *side* oraz *long* trójwymiarowej funkcji korelacyjnej dla układu p-p (QS), dla $P_{beam} = 4.4A \text{ GeV/c}$, dla dwóch zakresów parametru zderzenia $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$ oraz $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$

6. WYNIKI



Rysunek 6.3.3.3: Składowe *out*, *side* oraz *long* trójwymiarowej funkcji korelacyjnej dla układu p-p (QS), dla $P_{beam} = 7.95A \text{ GeV/c}$, dla dwóch zakresów parametru zderzenia $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$ oraz $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$



Rysunek 6.3.3.4: Składowe *out*, *side* oraz *long* trójwymiarowej funkcji korelacyjnej dla układu p-p (QS), dla $P_{beam} = 12A \text{ GeV/c}$, dla dwóch zakresów parametru zderzenia $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$ oraz $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$

6. WYNIKI

Tabela 9: $R_{out}, R_{side}, R_{long}$ - parametr zderzenia $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$

moment pędu wiązki, $b=0.0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$	$R_{out} \text{ [fm]}$	$R_{side} \text{ [fm]}$	$R_{long} \text{ [fm]}$
3.3A GeV/c	2.871 ± 0.078	2.726 ± 0.066	2.046 ± 0.058
4.4A GeV/c	3.293 ± 0.204	3.136 ± 0.195	2.393 ± 0.139
7.95A GeV/c	3.329 ± 0.161	3.209 ± 0.196	2.447 ± 0.100
12A GeV/c	3.687 ± 0.219	3.227 ± 0.140	2.456 ± 0.143

Tabela 10: $R_{out}, R_{side}, R_{long}$ - parametr zderzenia $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$

moment pędu wiązki, $b=3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$	$R_{out} \text{ [fm]}$	$R_{side} \text{ [fm]}$	$R_{long} \text{ [fm]}$
3.3A GeV/c	2.804 ± 0.119	2.713 ± 0.066	2.046 ± 0.058
4.4A GeV/c	2.836 ± 0.112	2.779 ± 0.103	2.217 ± 0.080
7.95A GeV/c	2.894 ± 0.122	2.875 ± 0.079	2.348 ± 0.0089
12A GeV/c	3.225 ± 0.146	3.137 ± 0.153	2.673 ± 0.120

Zarówno dla funkcji korelacyjnych jednowymiarowych i trójwymiarowych obserwujemy tę samą zależność wzrostu rozmiarów źródeł wraz ze wzrostem momentu pędu. Największe wartości przyjmuje składowa R_{out} , natomiast najmniejsze składowa R_{long} .

7 Podsumowanie

W niniejszej pracy dyplomowej oszacowane zostały niezbędne statystyki do wyznaczenia funkcji korelacyjnych par $p - p$ i $\Lambda - \Lambda$, z założonym błędem statystycznym na poziomie: 10%, 5% oraz 2%. Do wyznaczenia wymaganej liczby zderzeń wykorzystano dane z modelu UrQMD dla zderzeń Au-Au o następujących momentach pędu wiązki: 3.3A GeV/c, 4.4A GeV/c, 7.95A GeV/c i 12A GeV/c, przy których będzie pracował eksperyment CBM. Analizy wykonano dla dwóch przedziałów parametru zderzenia: $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$ oraz $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$.

Oszacowania niezbędnych statystyk zostały wykonane dwoma metodami. W pierwszej z nich wykorzystana została cała dostępna liczba zderzeń, następnie wyznaczono funkcję korelacyjną, której wartość pierwszego punktu oraz jego niepewność były punktem wyjścia do oszacowania wymaganej statystyki. W drugim przypadku korzystano z małej próbki danych (np. 1000 zderzeń). Wyznaczono korelacje femtoskopowe, w celu wyznaczenia obszaru, gdzie występuje efekt korelacyjny. W kolejnych etapach kluczowe znaczenie miał licznik funkcji korelacyjnej oraz liczba par przypadająca na zderzeni.

Analizując otrzymane wyniki uzyskane dwoma metodami można z łatwością zauważyć, że dla par $p - p$ wraz ze wzrostem P_{beam} niezbędna liczba zderzeń znacznie wzrasta. Widoczna jest również następująca zależność: Im "dokładniejszą" funkcję korelacyjną chcemy uzyskać, tym potrzebujemy większej statystyki.

Dla par $\Lambda - \Lambda$ wymagana statystyka do uzyskania funkcji korelacyjnych jest znacznie większa w porównaniu do niezbędnej liczby zderzeń dla układu $p - p$. Nie jest to natomiast dla nas niczym zaskakującym, ponieważ proces rekonstrukcji Λ jest bardziej złożonym mechanizmem. Cząstki te są rejestrowane poprzez produkty rozpadu, przez co powstaje ich mniej niż np. protonów, które rejestrowane są bezpośrednio. W przypadku par $\Lambda - \Lambda$ widoczny jest spadek niezbędnej statystyki dla większych wartości momentu pędu wiązki.

Porównując obie metody można stwierdzić, że metoda oszacowywania niezbędnych statystyk do wyznaczenia korelacji z założonym błędem statystycznym, na podstawie pierwszego punktu funkcji korelacyjnej jest szybsza i daje możliwość wyznaczenia liczby zderzeń dla układu $\Lambda - \Lambda$, co w przypadku drugiej metody nie jest możliwe.

7. PODSUMOWANIE

Dodatkowo bazując na otrzymanych danych z symulacji wyznaczone zostały korelacje femtoskopowe dla układów $p - p$ i $\Lambda - \Lambda$, w celu poznania rozmiarów promieni źródeł emitujących te cząstki.

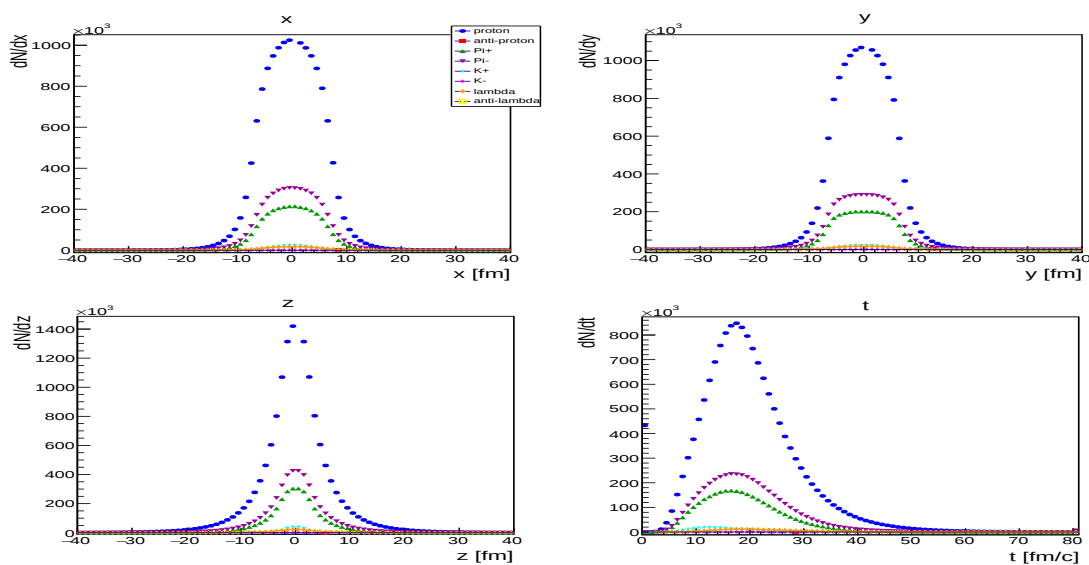
Po dokonaniu parametryzacji funkcji korelacyjnych otrzymano informacje na temat wartości promieni źródeł emitujących cząstki dla czterech momentów pędu wiązki, przy których będzie działał eksperyment CBM. Otrzymane wielkości są rzędu 2.6 fm - 3.3 fm dla protonów oraz 2.5 fm - 3.2 fm dla Λ . Rozmiary te rosną wraz ze wzrostem P_{beam} . Bazując na otrzymanych korelacjach femtoskopowych można stwierdzić, że promień źródła ma największą wartość dla zderzeń centralnych ($b = 0$ fm - 3.2 fm) i maleje dla zderzeń niecentralnych ($b = 3.2$ fm - 15.0 fm).

Uzyskane wyniki stanowią punkt wyjścia dla analiz femtoskopowych, które będą prowadzone w eksperymencie CBM, po jego uruchomieniu w 2025 roku.

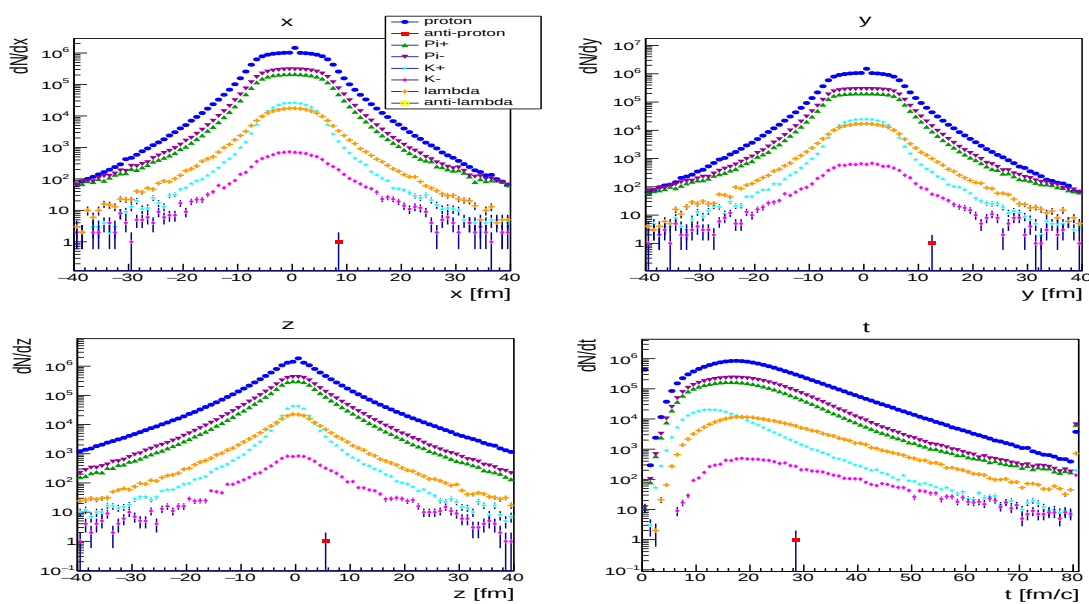
Dodatek A

Rozkłady położeń

3.3A GeV/c

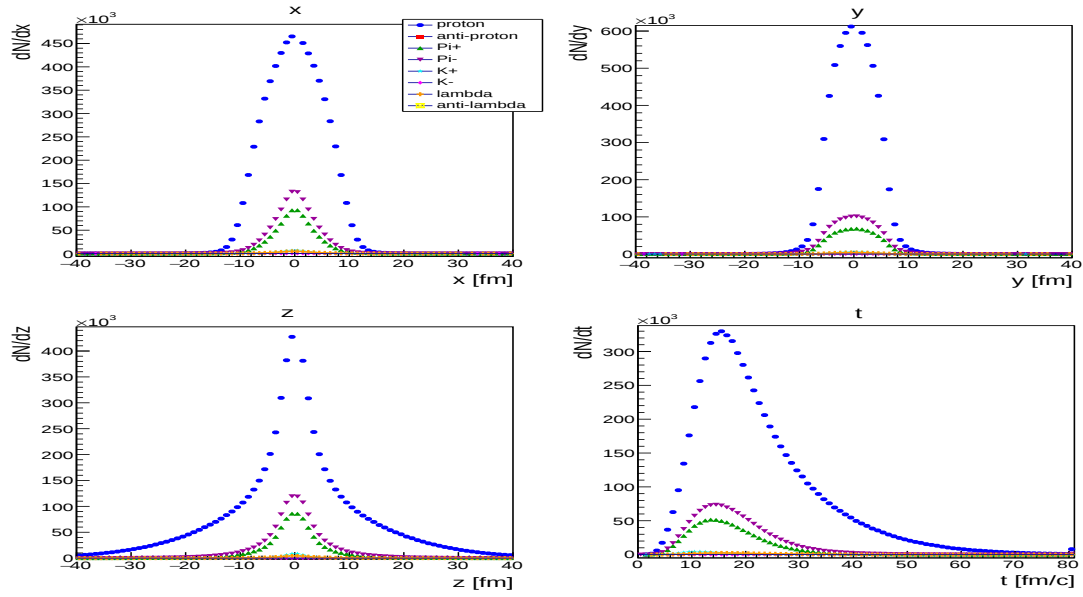


Rysunek A.1: Czterowektor położenia dla $P_{beam} = 3.3A$ GeV/c, $b = 0$ fm - 3.2 fm (skala liniowa)

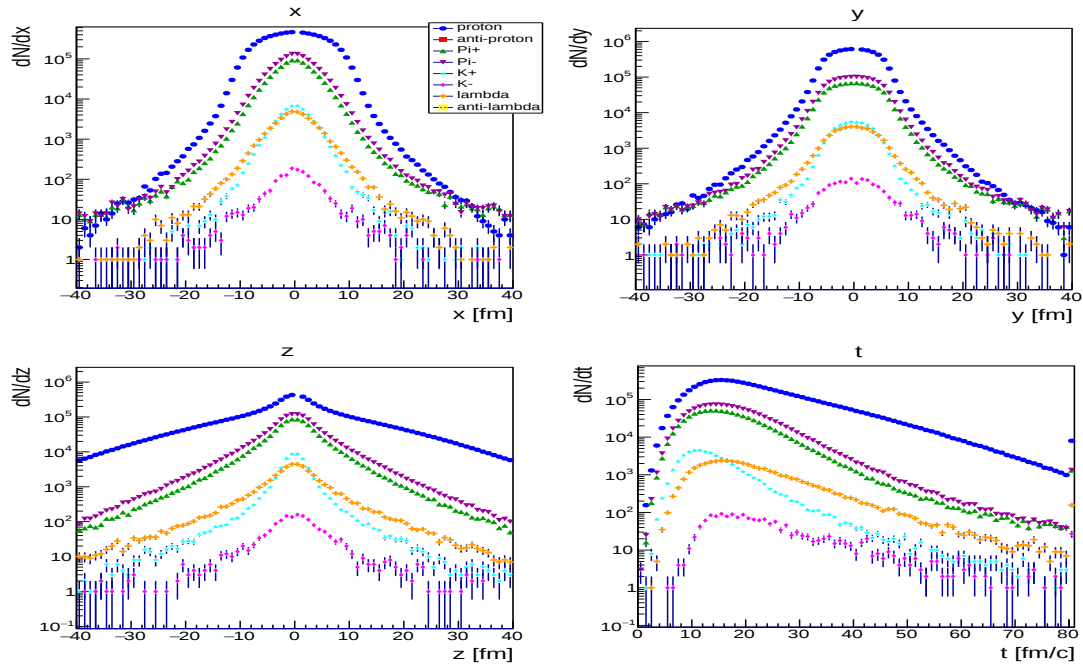


Rysunek A.2: Czterowektor położenia dla $P_{beam} = 3.3A$ GeV/c, $b = 0$ fm - 3.2 fm (skala logarytmiczna)

7. PODSUMOWANIE

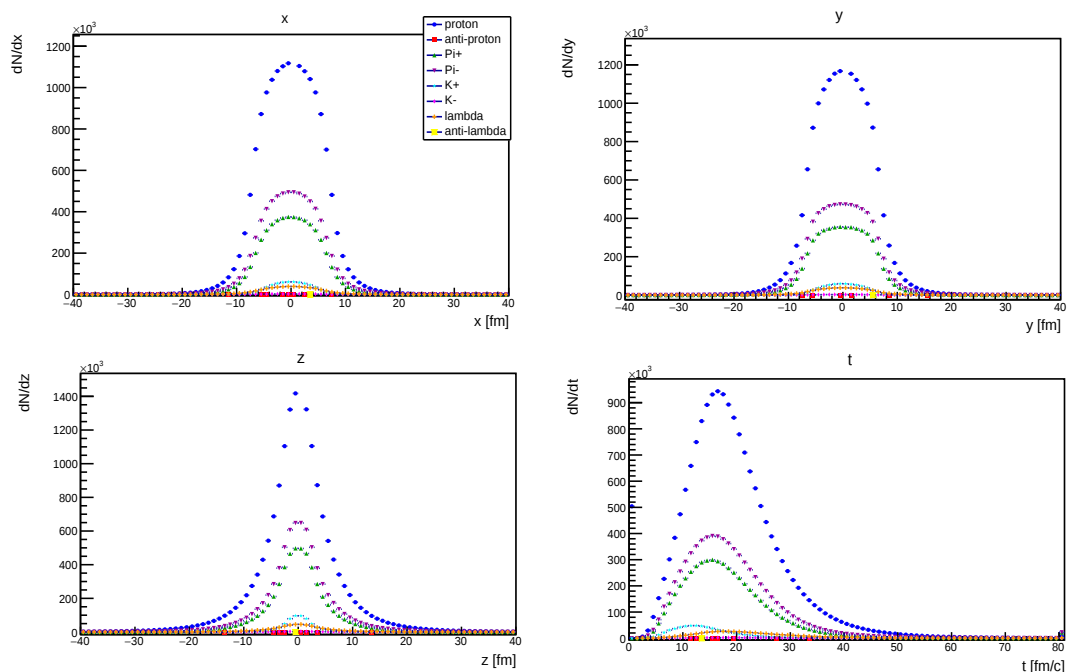


Rysunek A.3: Czterowektor położenia dla $P_{\text{beam}} = 3.3A$ GeV/c, $b = 3.2$ fm - 15.0 fm (skala liniowa)

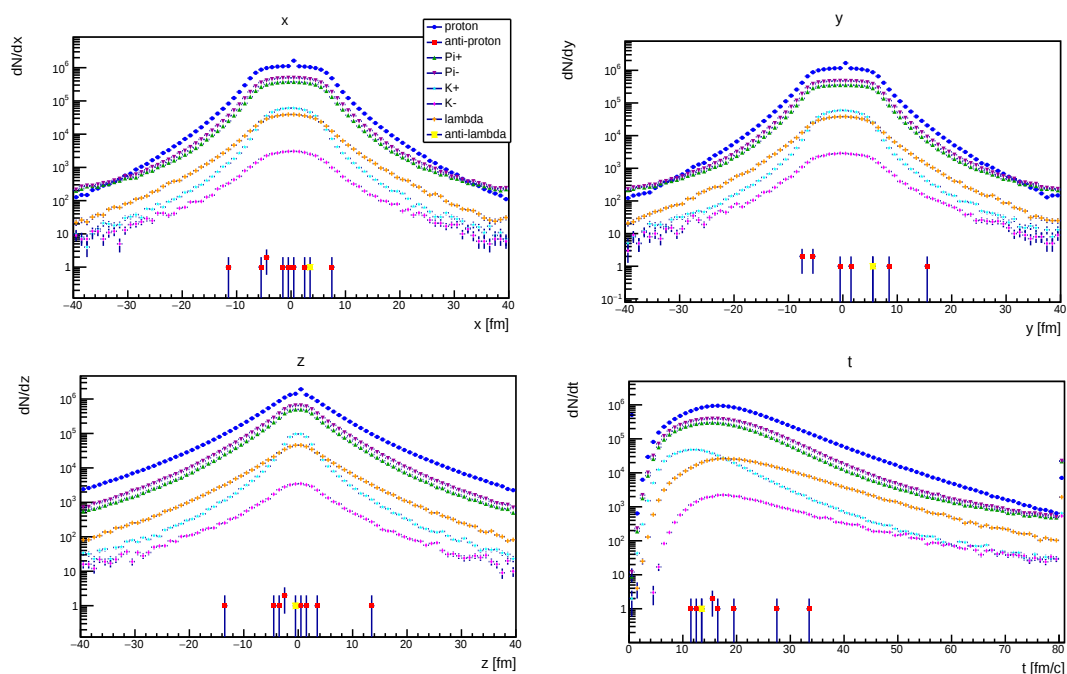


Rysunek A.4: Czterowektor położenia dla $P_{\text{beam}} = 3.3A$ GeV/c, $b = 3.2$ fm - 15.0 fm (skala logarytmiczna)

4.4A GeV/c

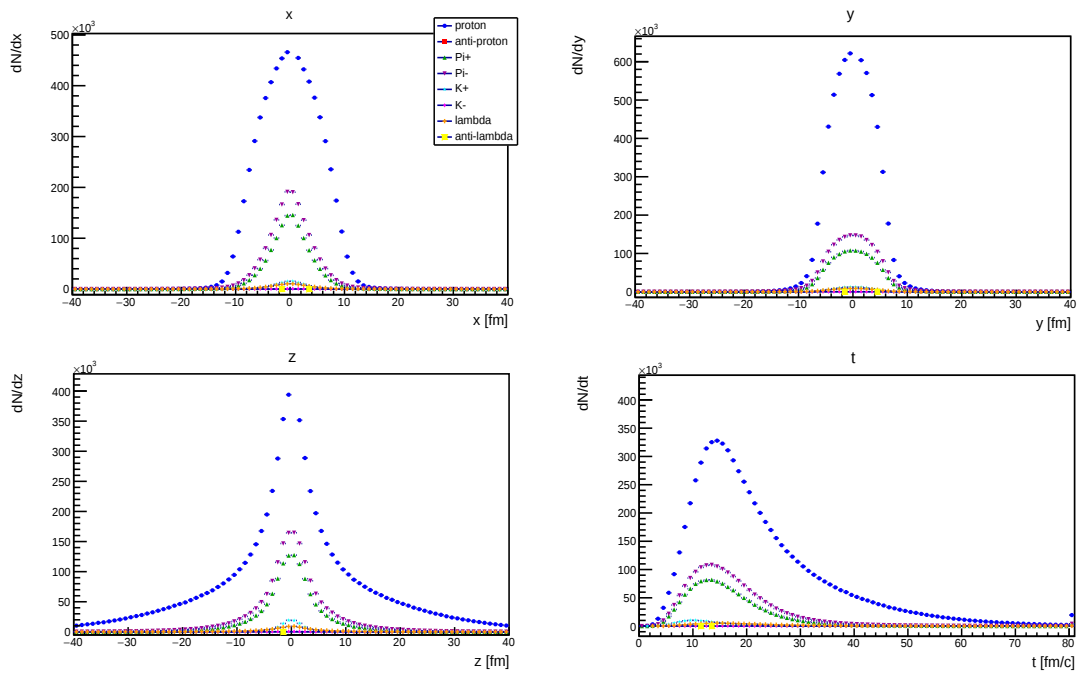


Rysunek A.5: Czterowektor położenia dla Pbeam = 4.4A GeV/c, b = 0 fm - 3.2 fm (skala liniowa)

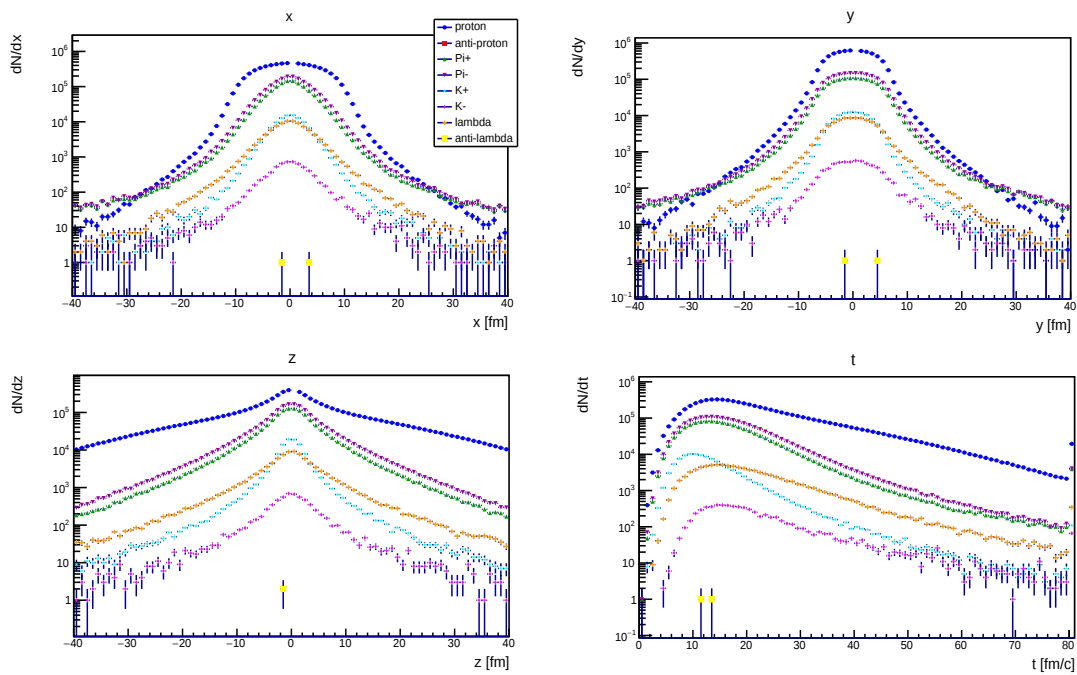


Rysunek A.6: Czterowektor położenia dla Pbeam = 4.4A GeV/c, b = 0 fm - 3.2 fm (skala logarytmiczna)

7. PODSUMOWANIE

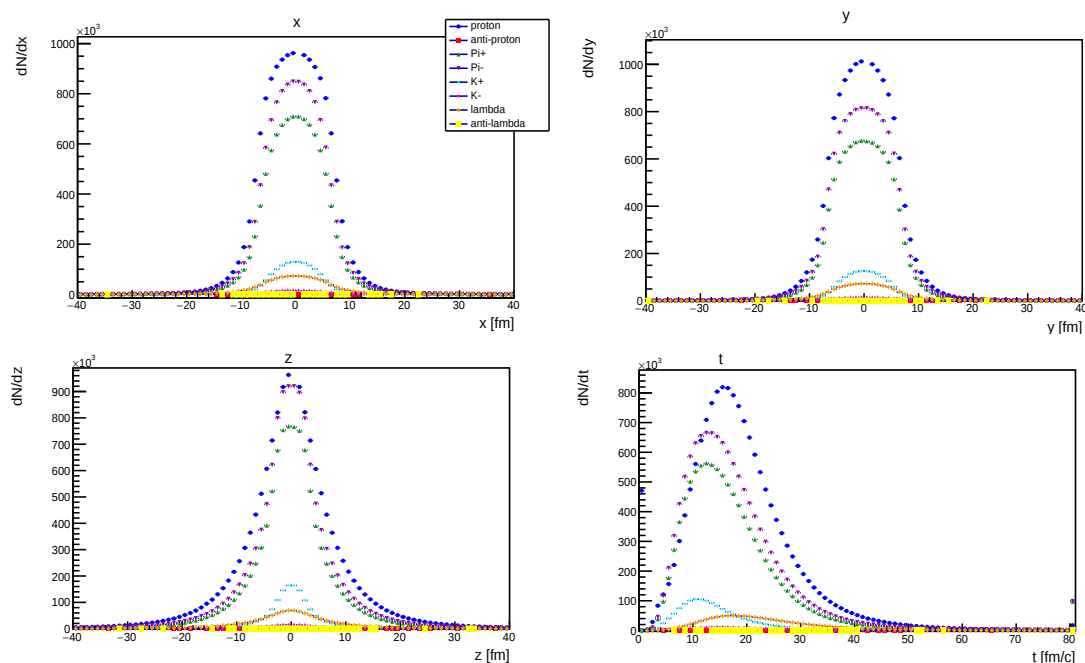
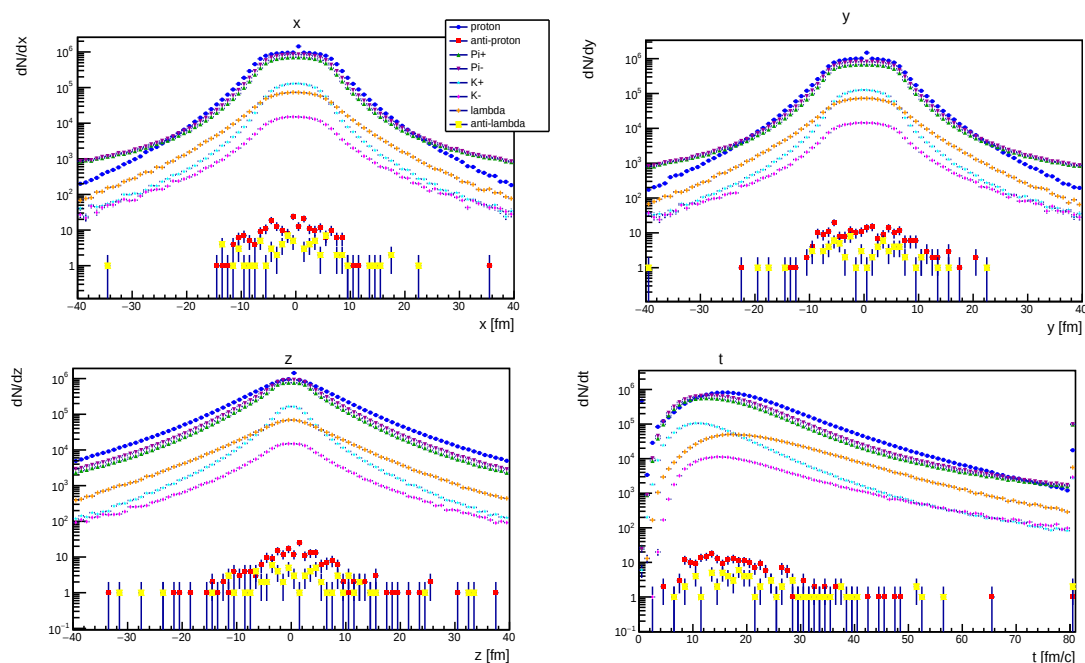


Rysunek A.7: Czwiervektor położenia dla $P_{beam} = 4.4A$ GeV/c, $b = 3.2$ fm - 15.0 fm (skala liniowa)

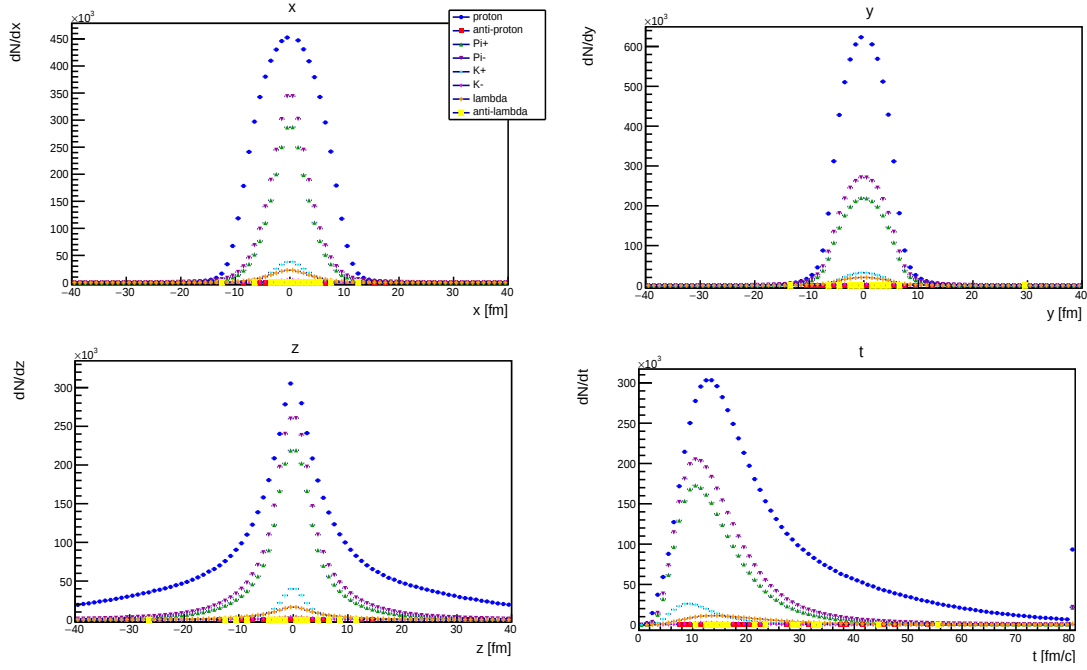


Rysunek A.8: Czwiervektor położenia dla $P_{beam} = 4.4A$ GeV/c, $b = 3.2$ fm - 15.0 fm (skala logarytmiczna)

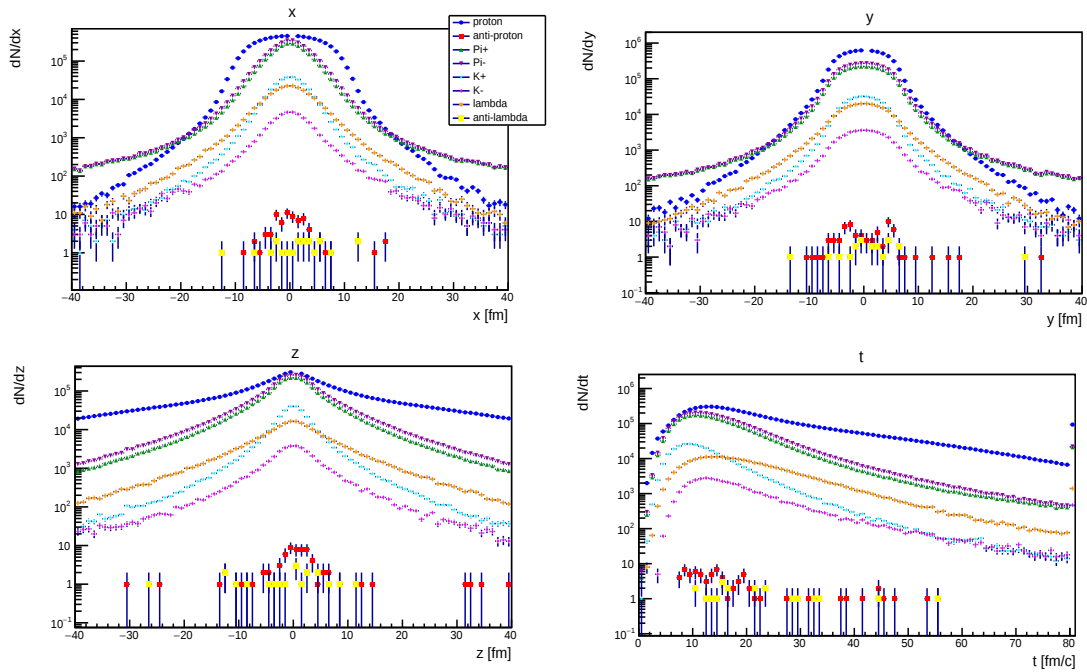
7.95A GeV/c

Rysunek A.9: Czerowektor położenia dla $P_{\text{beam}} = 7.95A \text{ GeV/c}$, $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$ (skala liniowa)Rysunek A.10: Czerowektor położenia dla $P_{\text{beam}} = 7.95A \text{ GeV/c}$, $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$ (skala logarytmiczna)

7. PODSUMOWANIE

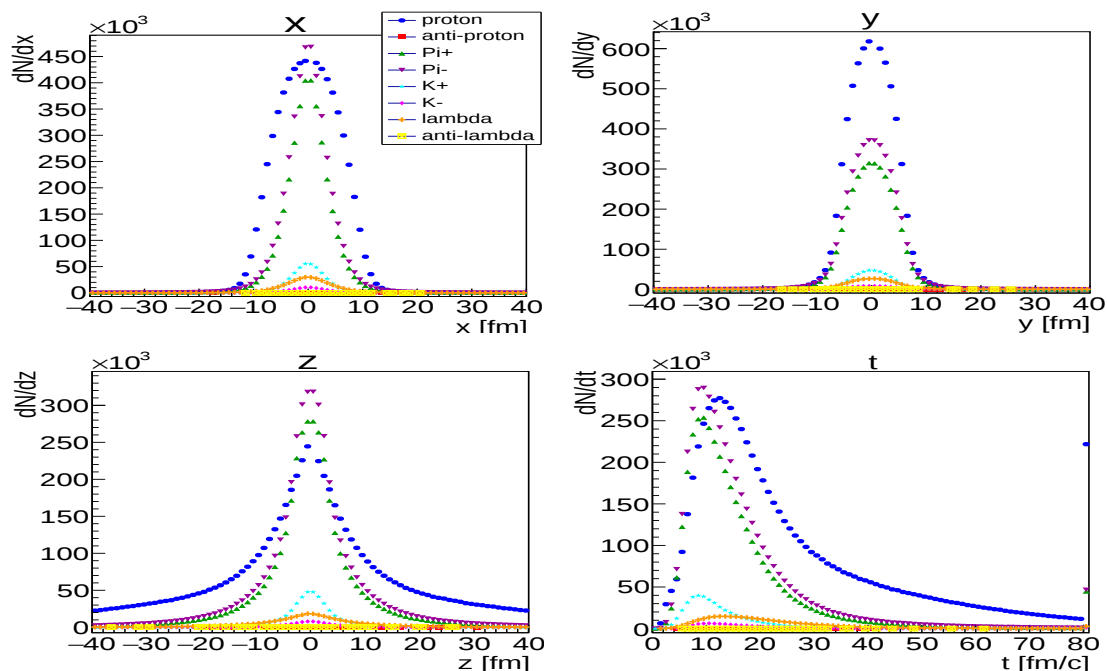
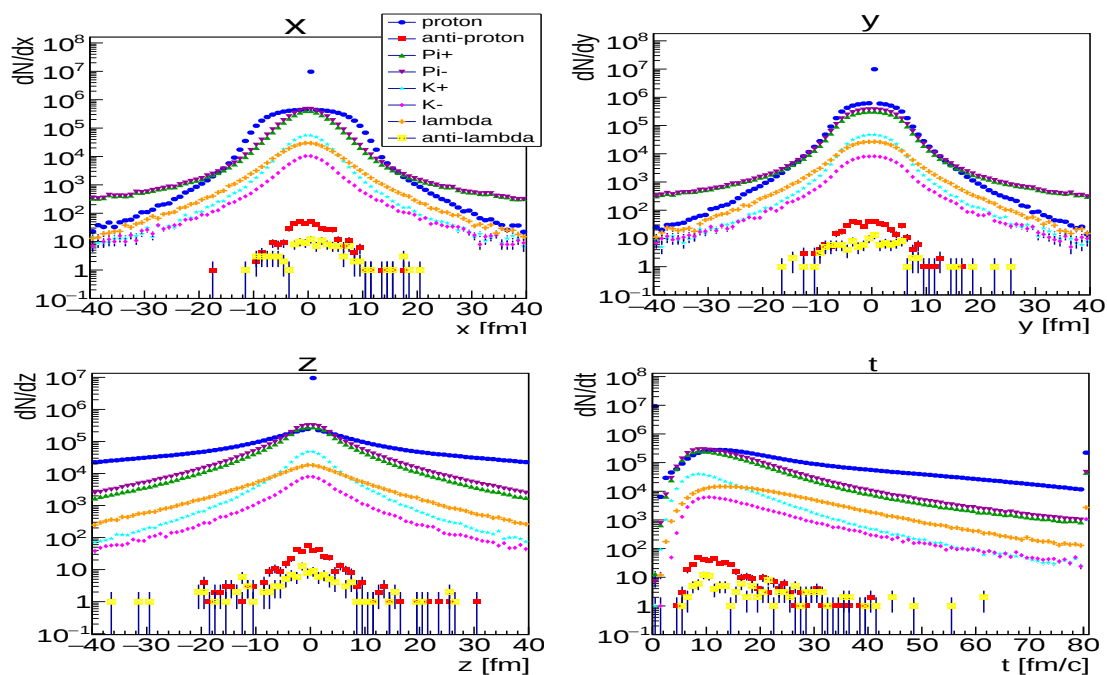


Rysunek A.11: Czterowektor położenia dla $P_{\text{beam}} = 7.95A \text{ GeV/c}$, $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$ (skala liniowa)



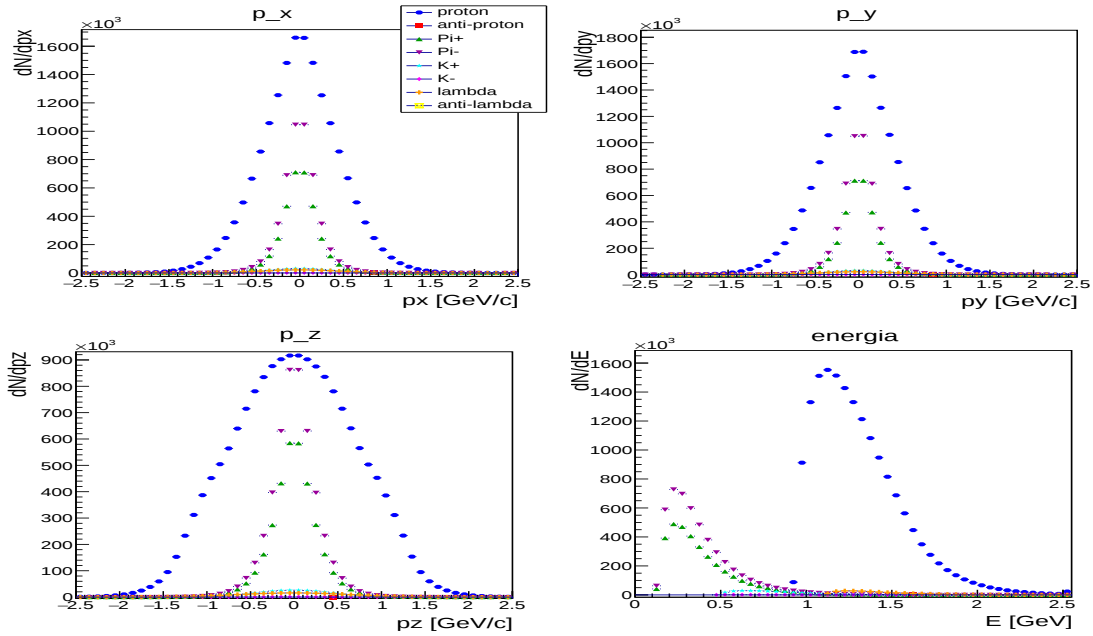
Rysunek A.12: Czterowektor położenia dla $P_{\text{beam}} = 7.95A \text{ GeV/c}$, $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$ (skala logarytmiczna)

12A GeV/c

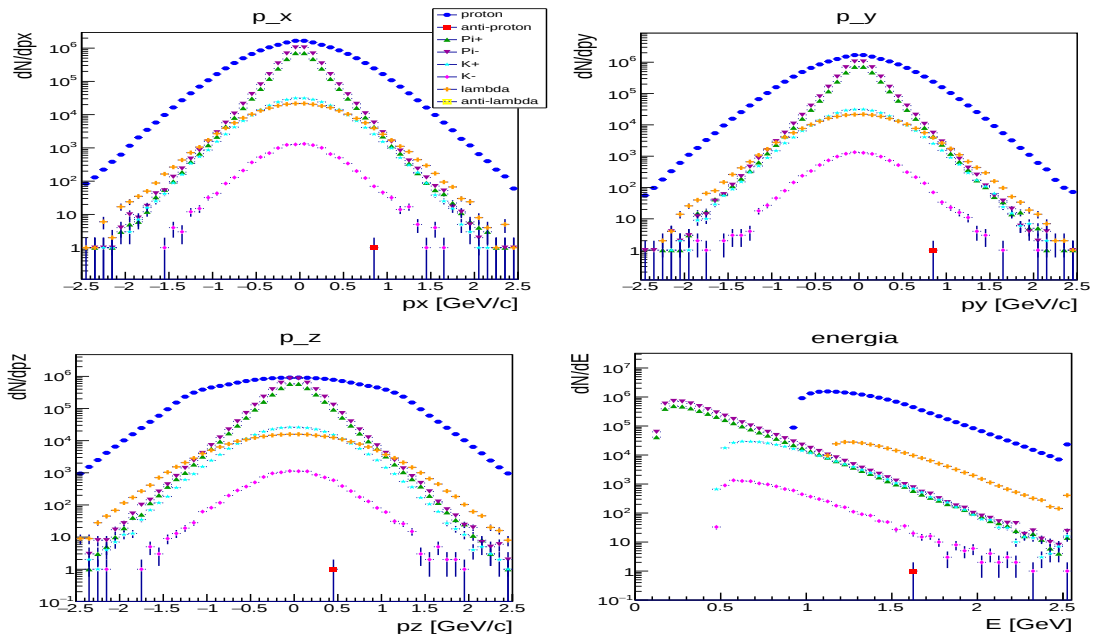
Rysunek A.13: Czterowektor położenia dla $P_{\text{beam}} = 12A \text{ GeV/c}$, $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$ (skala liniowa)Rysunek A.14: Czterowektor położenia dla $P_{\text{beam}} = 12A \text{ GeV/c}$, $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$ (skala logarytmiczna)

Rozkłady pędów

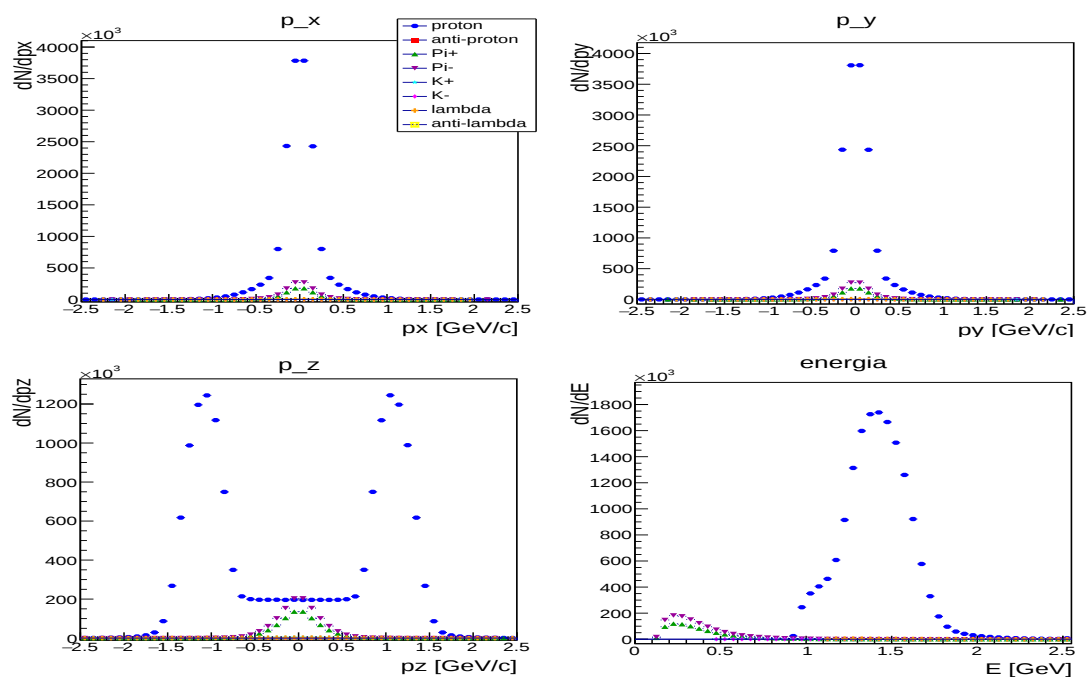
3.3A GeV/c



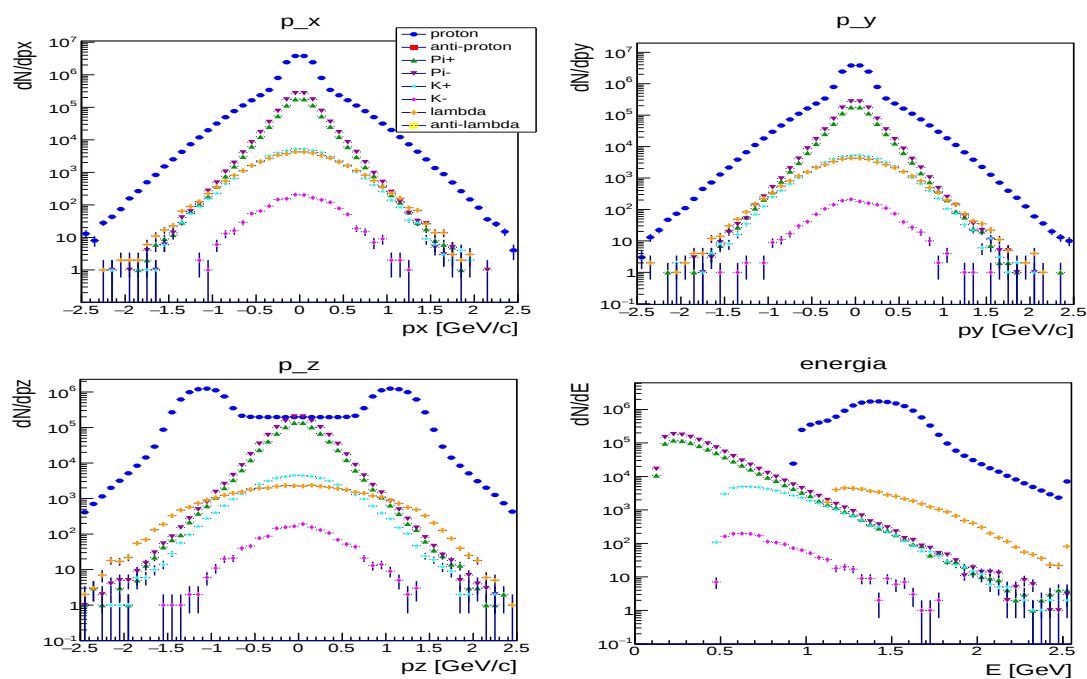
Rysunek A.15: Czterowektor pędu dla $P_{\text{beam}} = 3.3A$ GeV/c, $b = 0$ fm - 3.2 fm (skala liniowa)



Rysunek A.16: Czterowektor pędu dla $P_{\text{beam}} = 3.3A$ GeV/c, $b = 0$ fm - 3.2 fm (skala logarytmiczna)



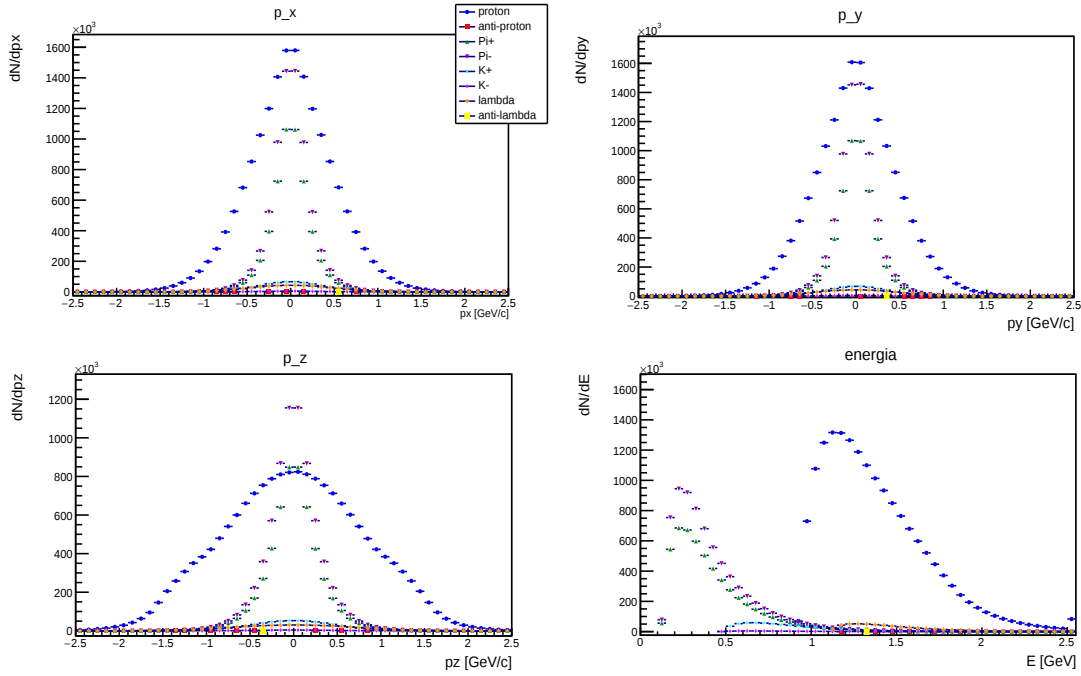
Rysunek A.17: Czterowektor pędu dla $P_{\text{beam}} = 3.3A \text{ GeV/c}$, $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$ (skala liniowa)



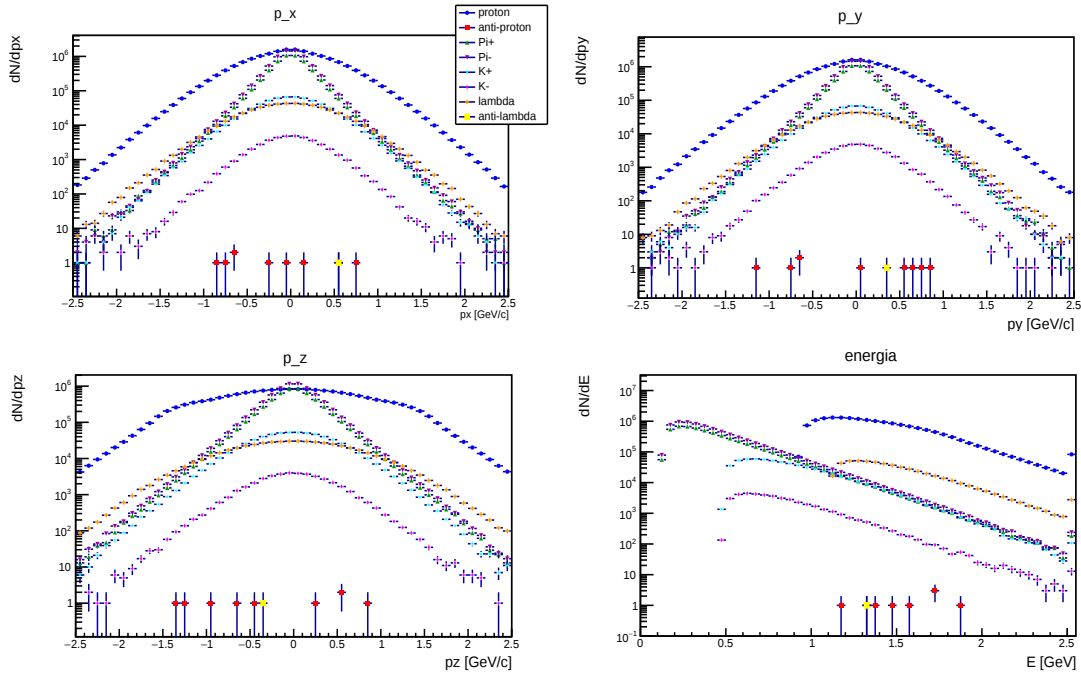
Rysunek A.18: Czterowektor pędu dla $P_{\text{beam}} = 3.3A \text{ GeV/c}$, $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$ (skala logarytmiczna)

7. PODSUMOWANIE

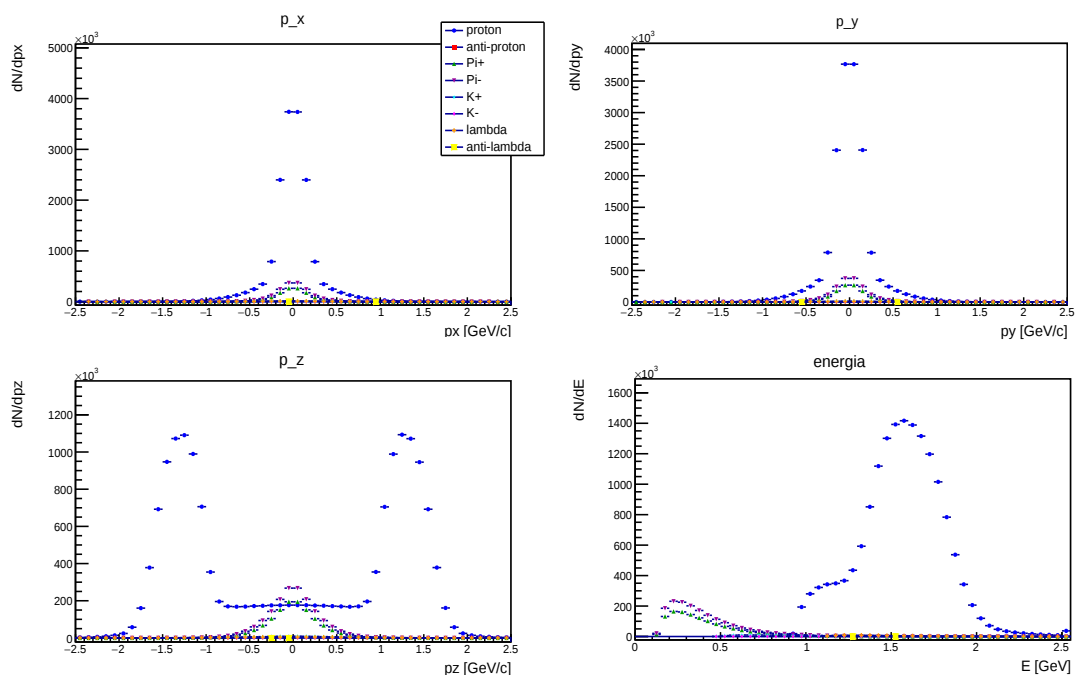
4.4A GeV/c



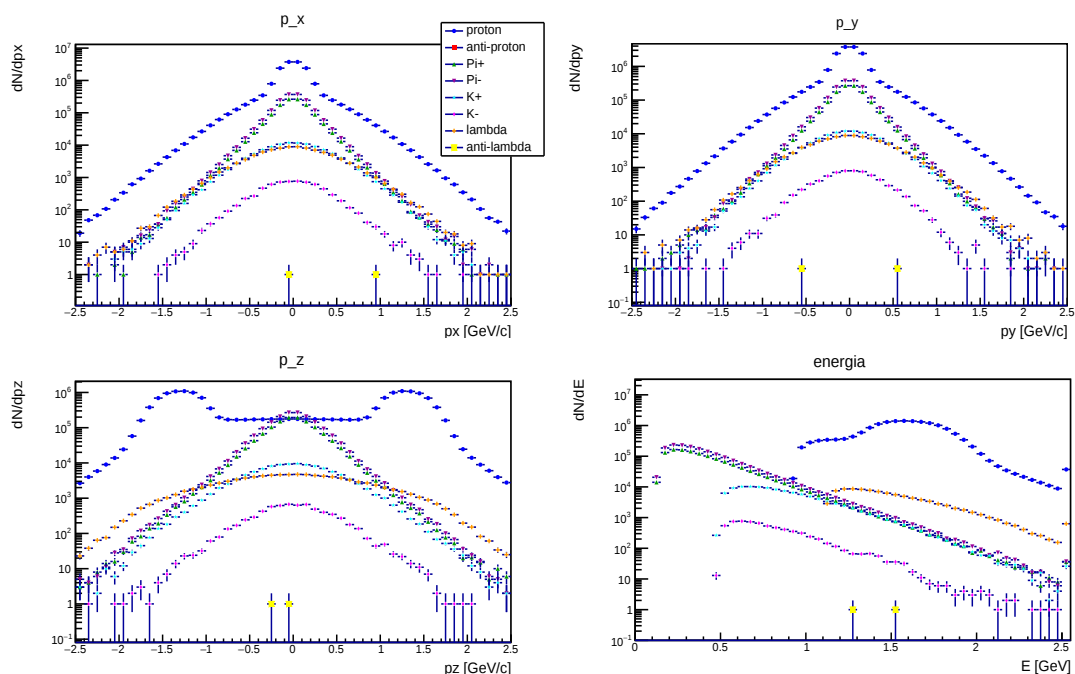
Rysunek A.19: Czterowektor pędu dla $P_{\text{beam}} = 4.4A \text{ GeV/c}$, $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$ (skala liniowa)



Rysunek A.20: Czterowektor pędu dla $P_{\text{beam}} = 4.4A \text{ GeV/c}$, $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$ (skala logarytmiczna)



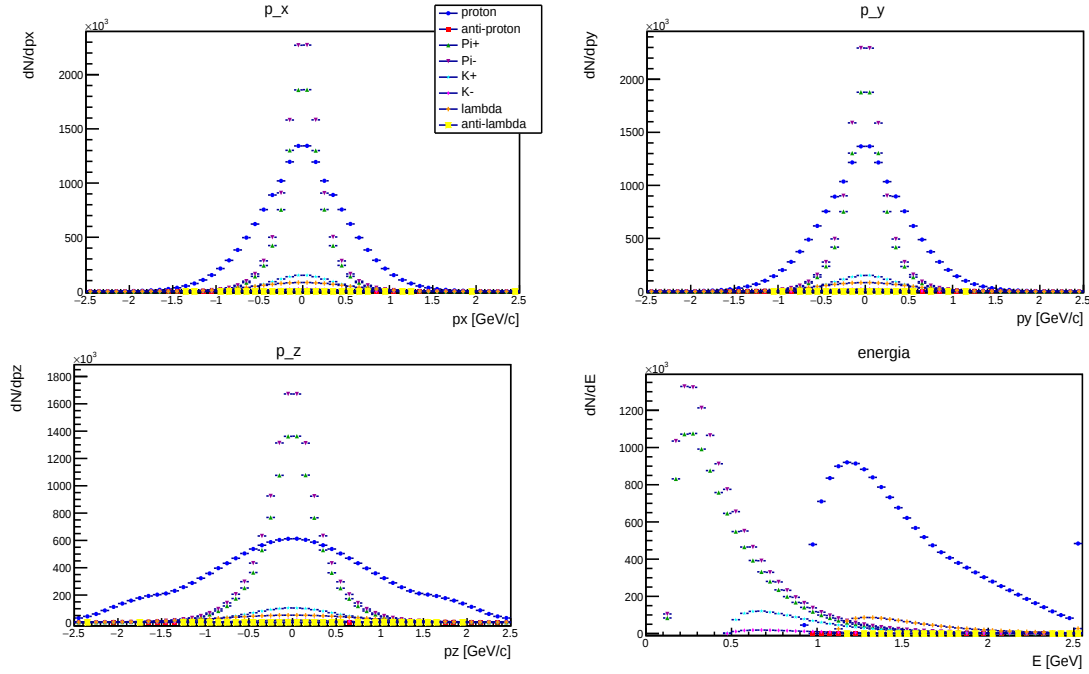
Rysunek A.21: Czterowektor pędu dla $P_{\text{beam}} = 4.4A \text{ GeV/c}$, $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$ (skala liniowa)



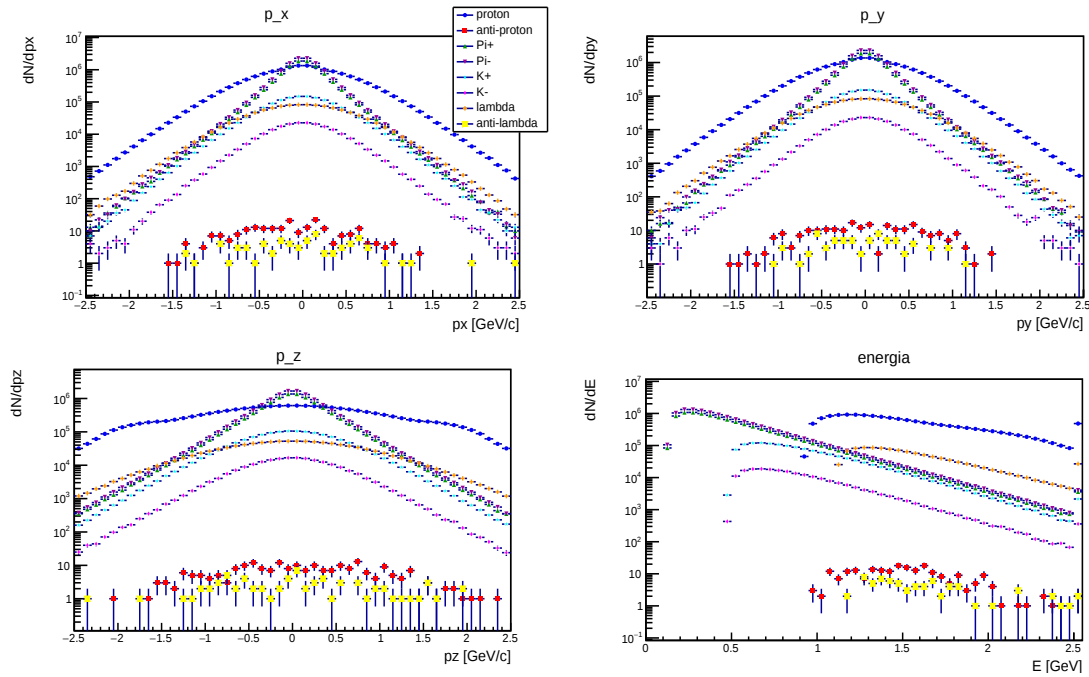
Rysunek A.22: Czterowektor pędu dla $P_{\text{beam}} = 4.4A \text{ GeV/c}$, $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$ (skala logarytmiczna)

7. PODSUMOWANIE

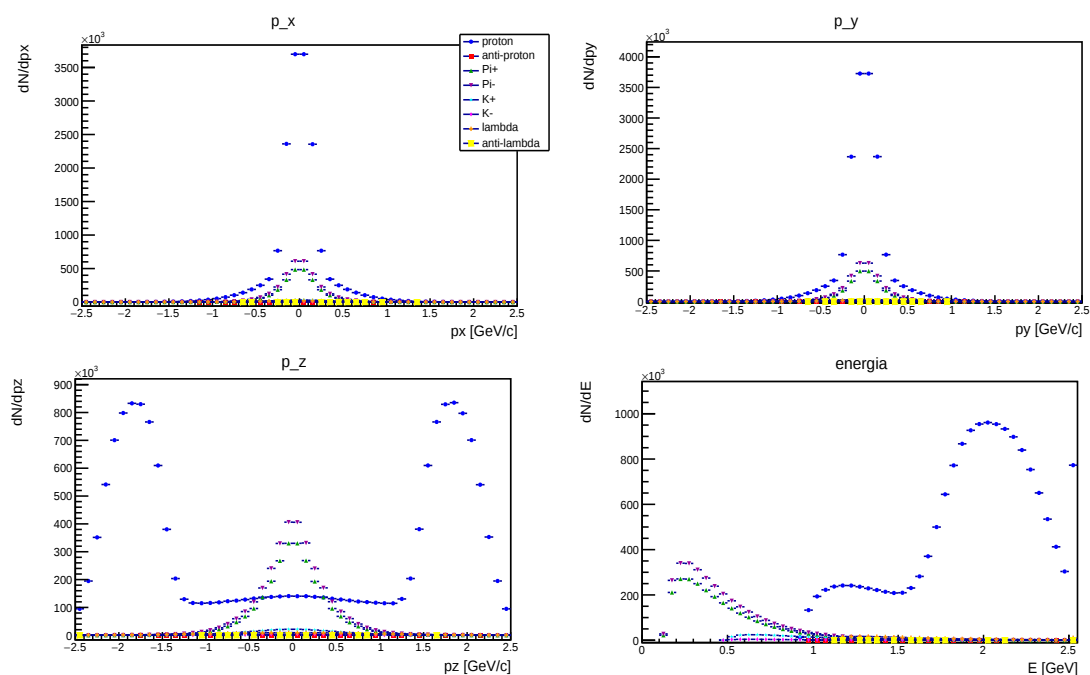
7.95A GeV/c



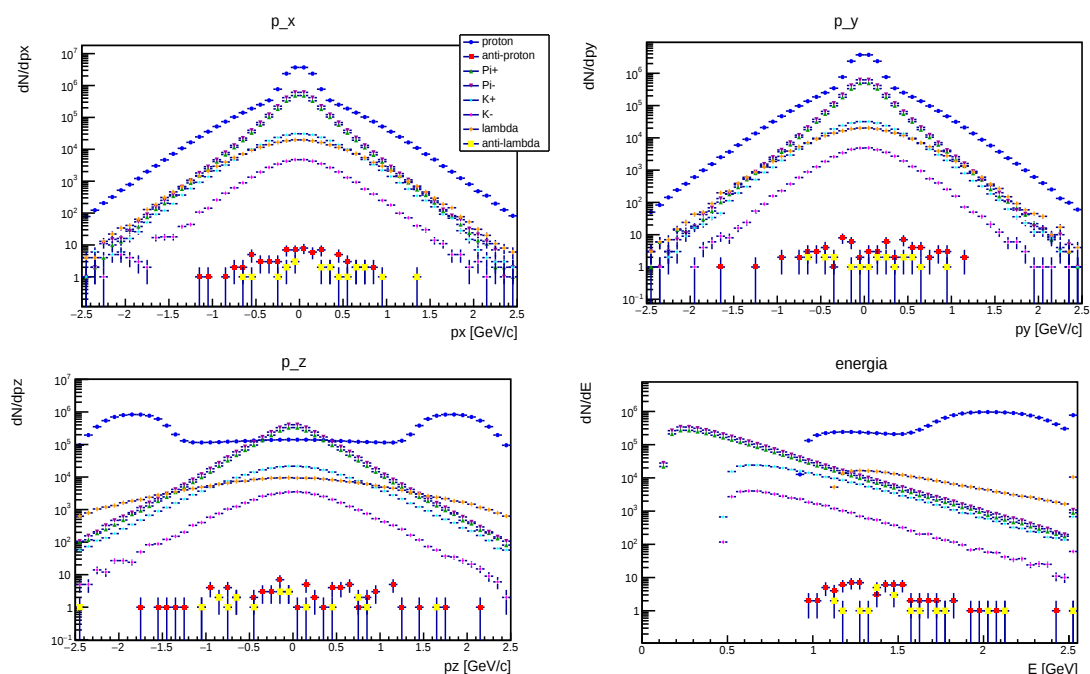
Rysunek A.23: Czterowektor pędu dla $P_{\text{beam}} = 7.95A \text{ GeV/c}$, $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$ (skala liniowa)



Rysunek A.24: Czterowektor pędu dla $P_{\text{beam}} = 7.95A \text{ GeV/c}$, $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$ (skala logarytmiczna)



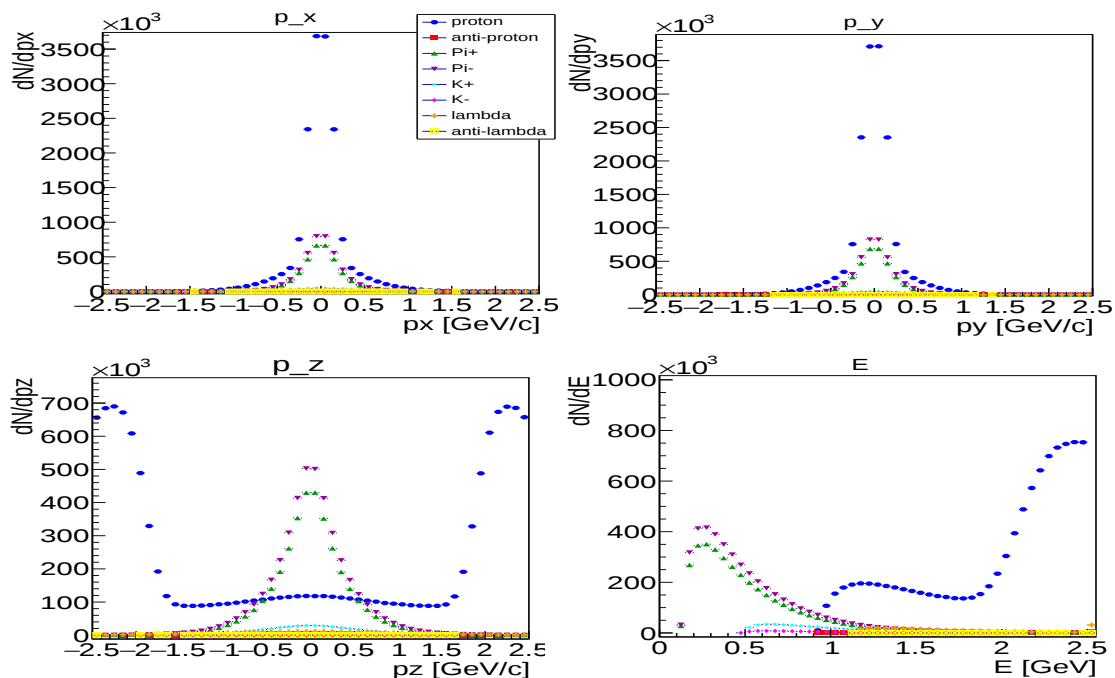
Rysunek A.25: Czerowektor pędu dla Pbeam = 7.95A GeV/c, b = 3.2 fm - 15.0 fm (skala liniowa)



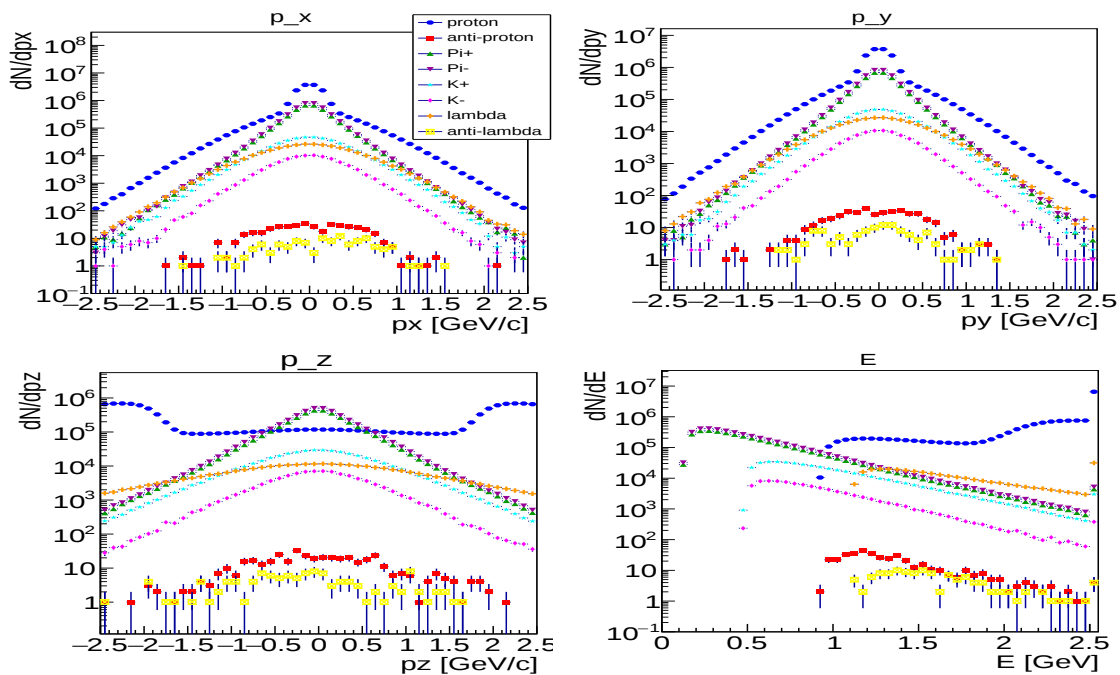
Rysunek A.26: Czerowektor pędu dla Pbeam = 7.95A GeV/c, b = 3.2 fm - 15.0 fm (skala logarytmiczna)

7. PODSUMOWANIE

12A GeV/c



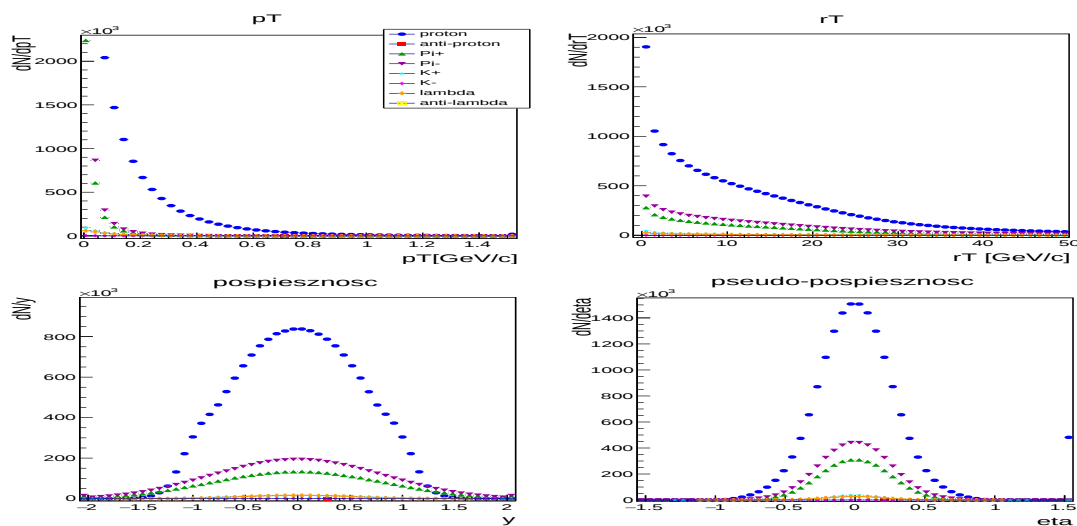
Rysunek A.27: Czterowektor pędu dla $P_{\text{beam}} = 12A \text{ GeV/c}$, $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$ (skala liniowa)



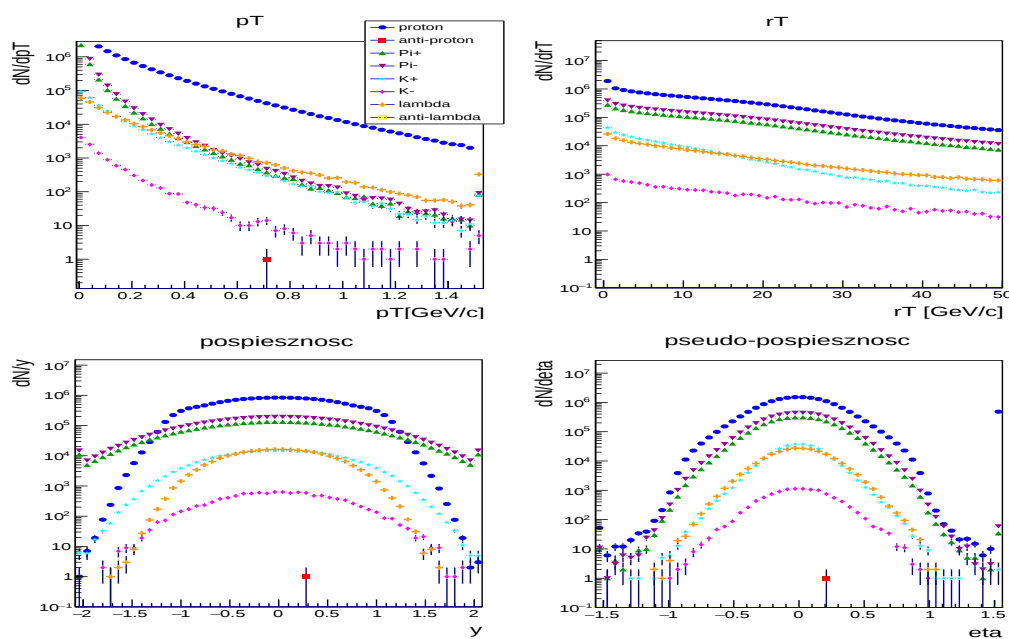
Rysunek A.28: Czterowektor pędu dla $P_{\text{beam}} = 12A \text{ GeV/c}$, $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$ (skala logarytmiczna)

Rozkłady p_T , r_T , pospieszności i pseudo-pospieszności

3.3A GeV/c

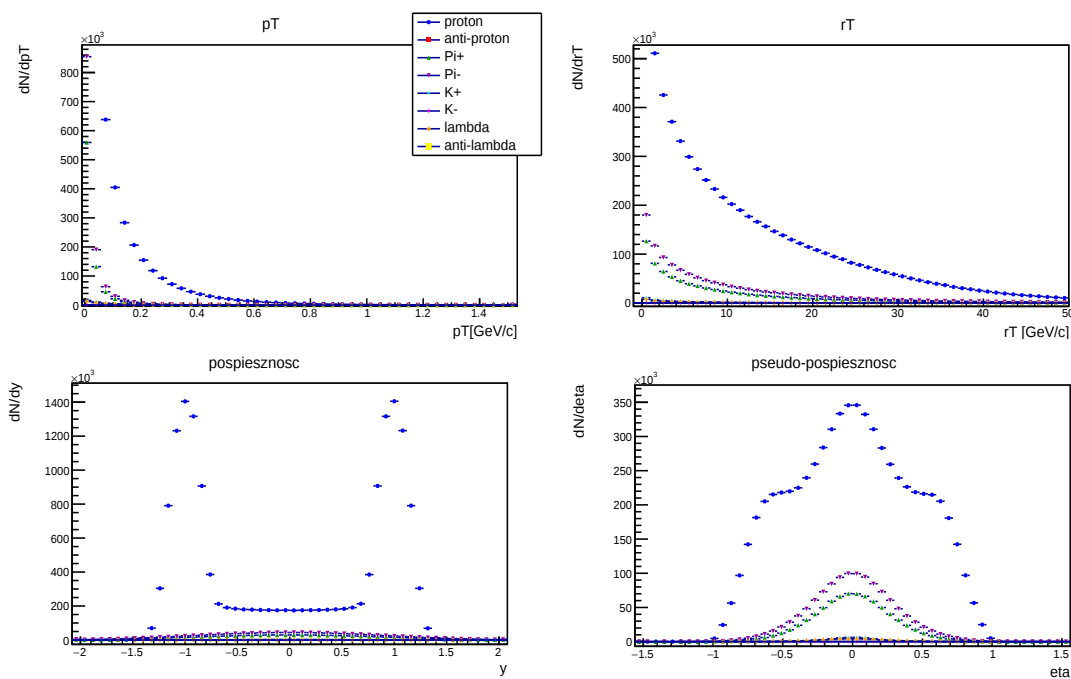


Rysunek A.29: p_T , r_T , pospieszność, pseudo-pospieszność dla $P_{\text{beam}} = 3.3A$ GeV/c, $b = 0$ fm - 3.2 fm (skala liniowa)

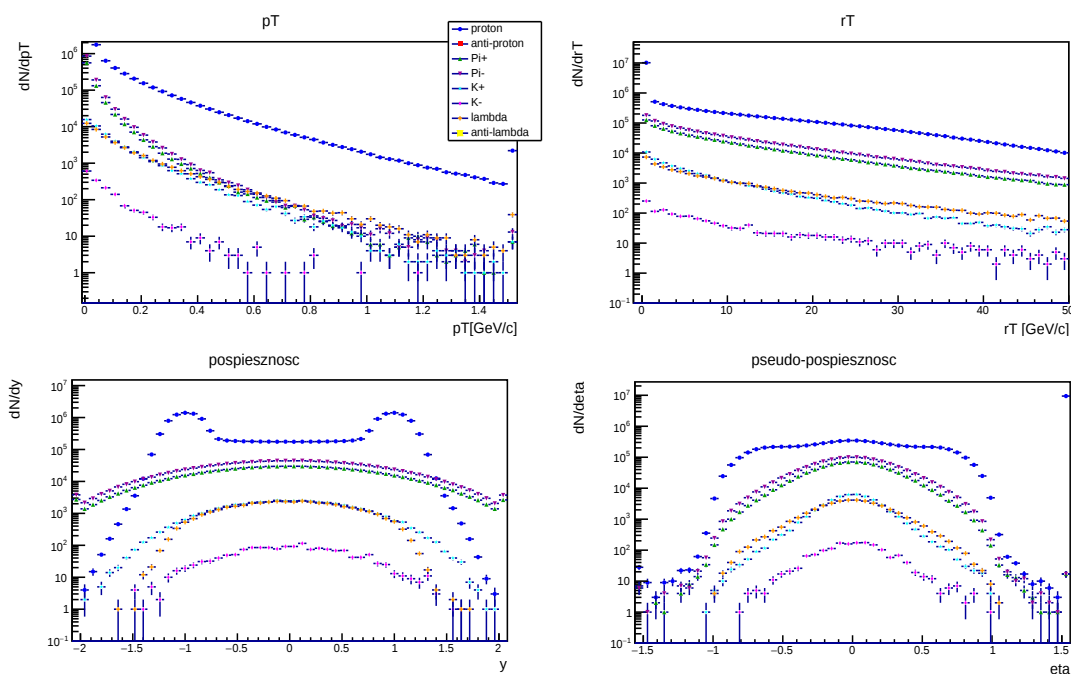


Rysunek A.30: p_T , r_T , pospieszność, pseudo-pospieszność dla $P_{\text{beam}} = 3.3A$ GeV/c, $b = 0$ fm - 3.2 fm (skala logarytmiczna)

7. PODSUMOWANIE

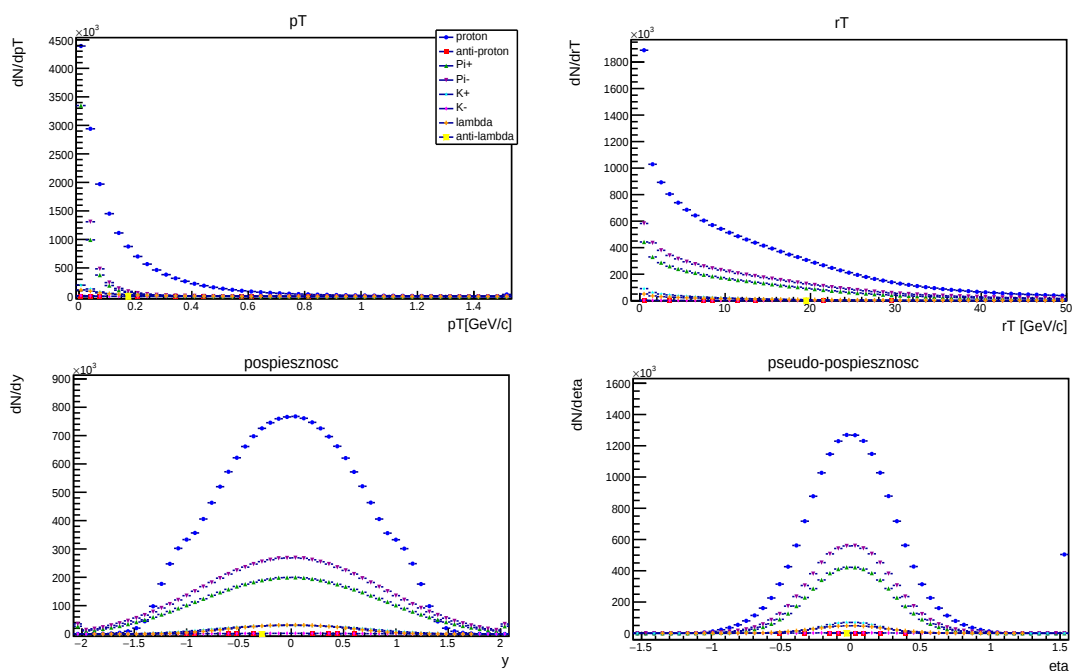


Rysunek A.31: pT, rT, pospieszność, pseudo-pospieszność dla Pbeam = 3.3A GeV/c, b = 3.2 fm - 15.0 fm (skala liniowa)

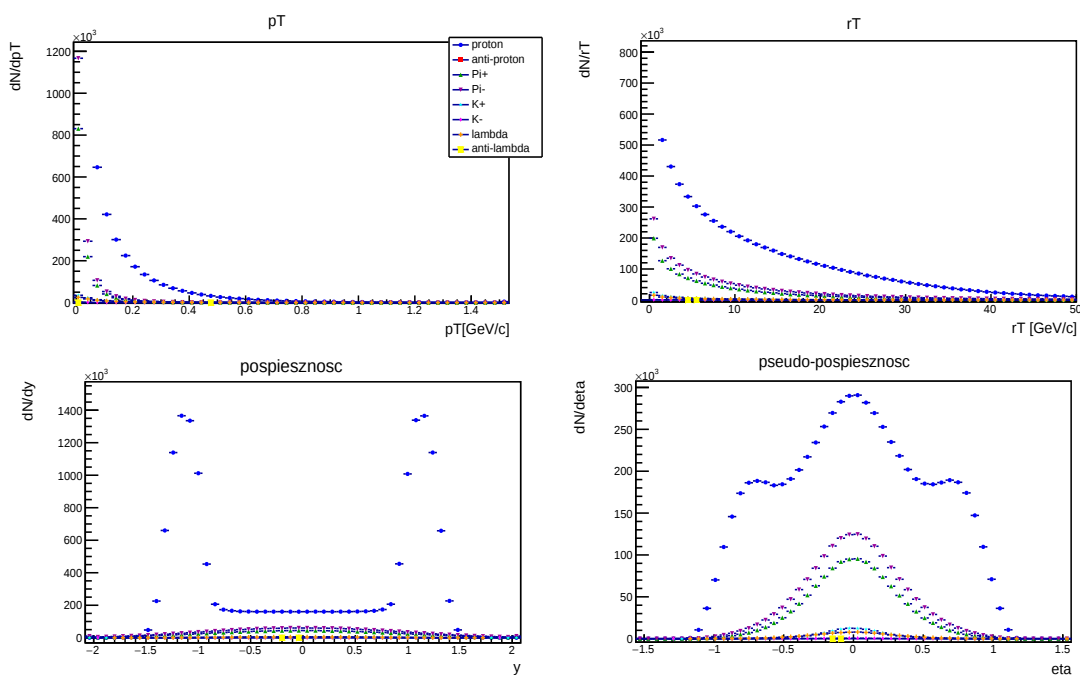


Rysunek A.32: pT, rT, pospieszność, pseudo-pospieszność dla Pbeam = 3.3A GeV/c, b = 3.2 fm - 15.0 fm (skala logarytmiczna)

4.4A GeV/c

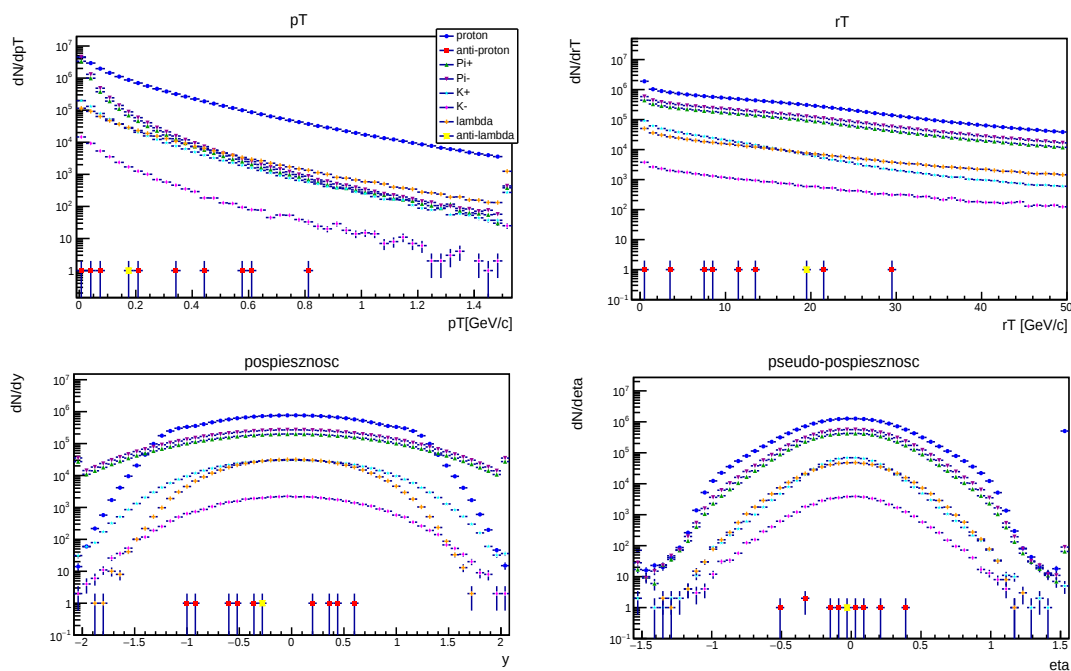


Rysunek A.33: pT, rT, pT, pseudo-pT dla $P_{\text{beam}} = 4.4A \text{ GeV/c}$, $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$ (skala liniowa)

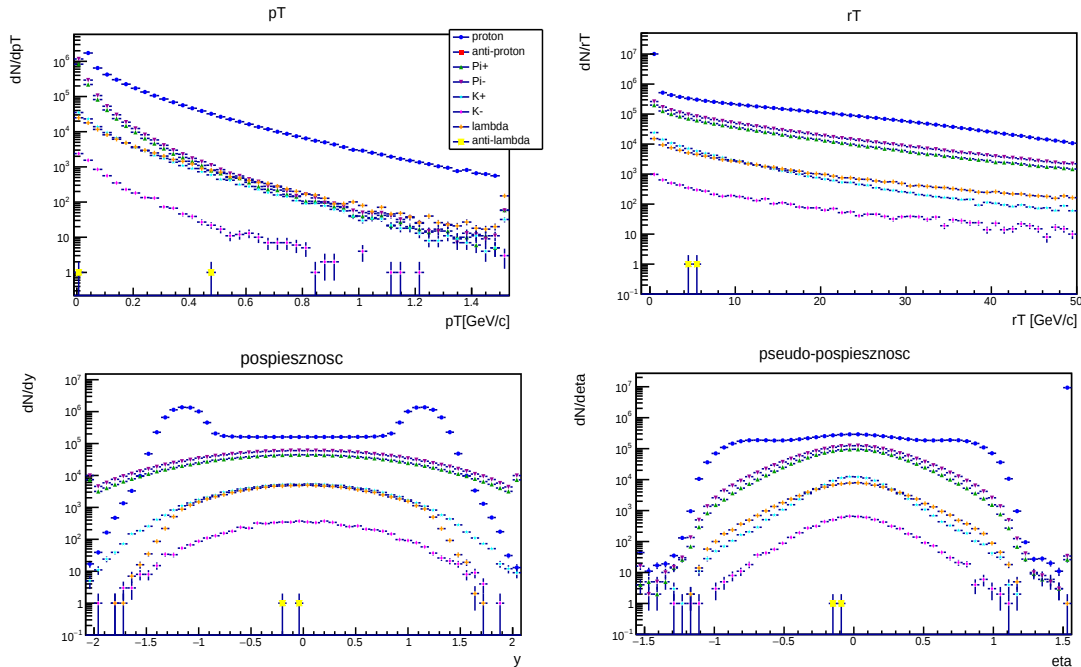


Rysunek A.35: pT, rT, pT, pseudo-pT dla $P_{\text{beam}} = 4.4A \text{ GeV/c}$, $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$ (skala liniowa)

7. PODSUMOWANIE

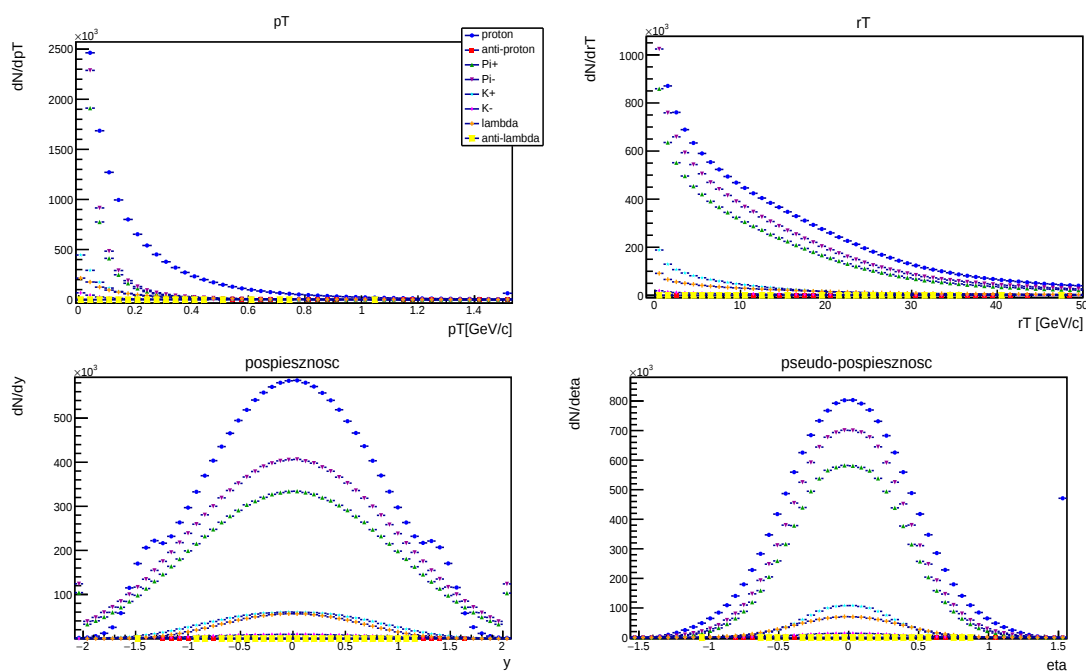


Rysunek A.34: pT , rT , pospiesznosc , $\text{pseudo-pospiesznosc}$ dla $P_{\text{beam}} = 4.4A \text{ GeV/c}$, $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$ (skala logarytmiczna)

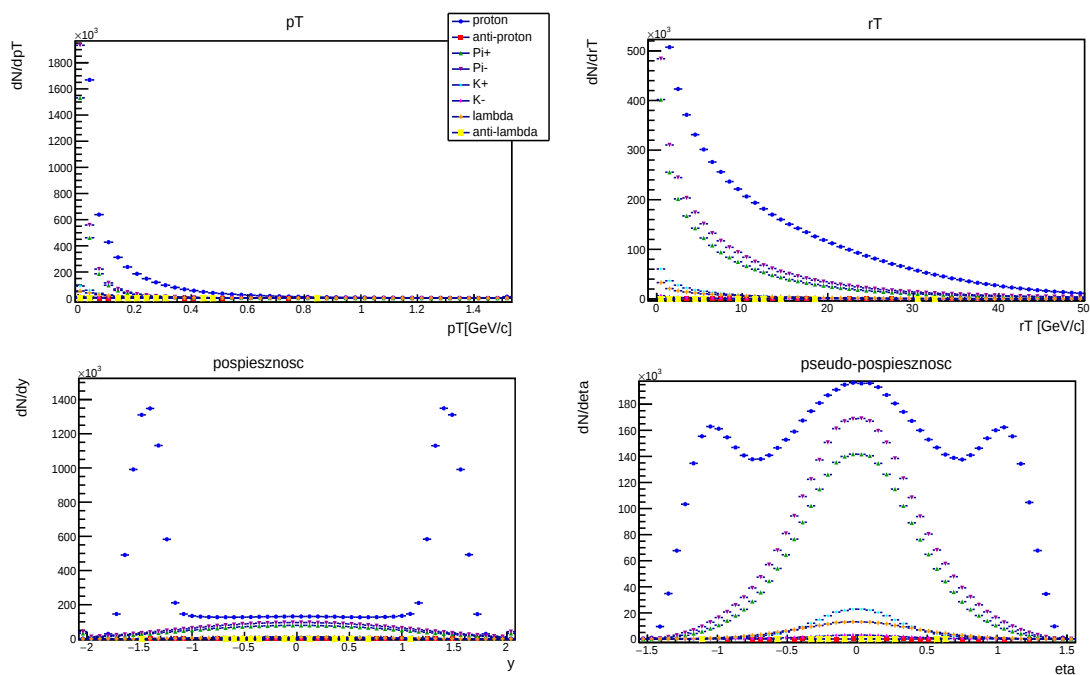


Rysunek A.36: pT , rT , pospiesznosc , $\text{pseudo-pospiesznosc}$ dla $P_{\text{beam}} = 4.4A \text{ GeV/c}$, $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$ (skala logarytmiczna)

7.95A GeV/c

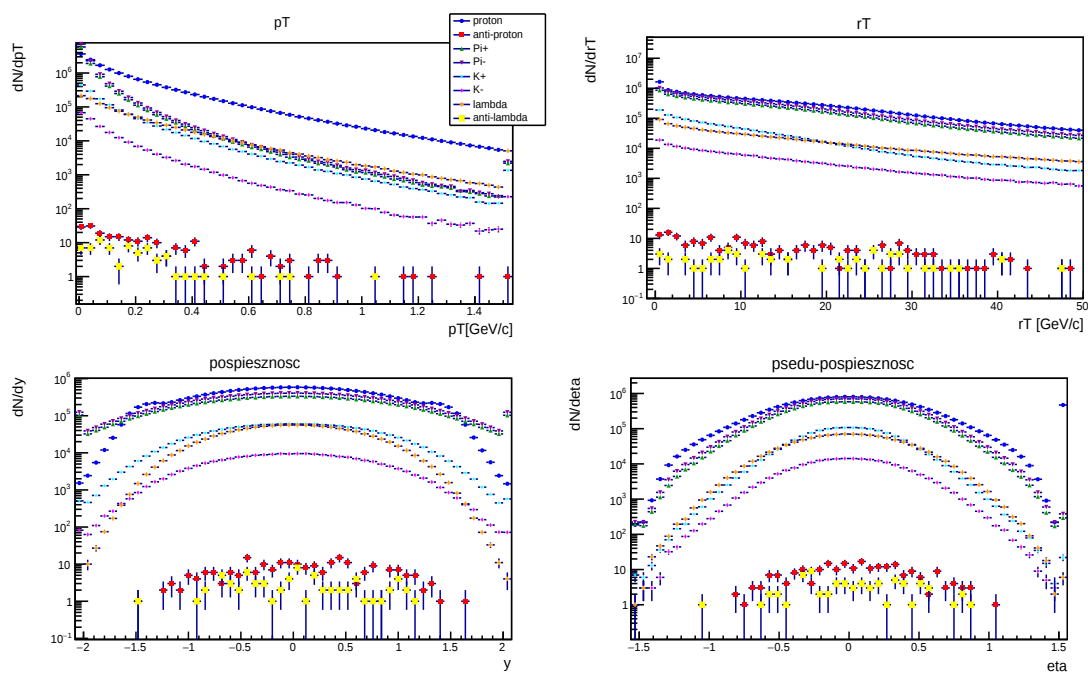


Rysunek A.37: pT, rT, pospiesznosc, pseudo-pospiesznosc dla $P_{\text{beam}} = 7.95A \text{ GeV/c}$, $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$ (skala liniowa)

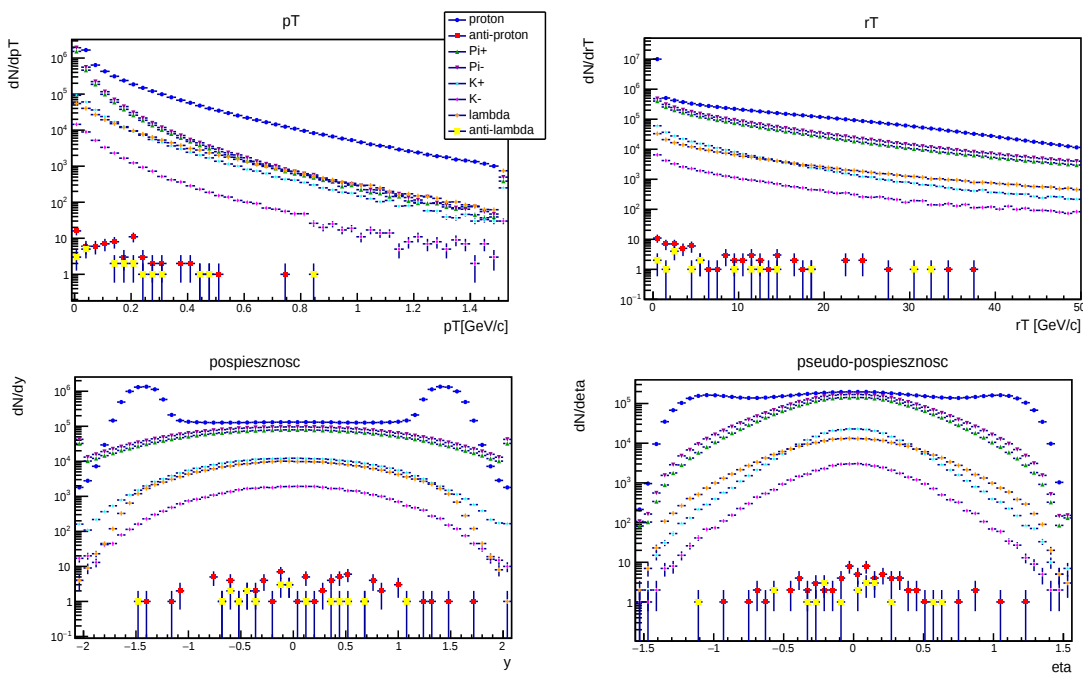


Rysunek A.39: pT, rT, pospiesznosc, pseudo-pospiesznosc dla $P_{\text{beam}} = 7.95A \text{ GeV/c}$, $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$ (skala liniowa)

7. PODSUMOWANIE

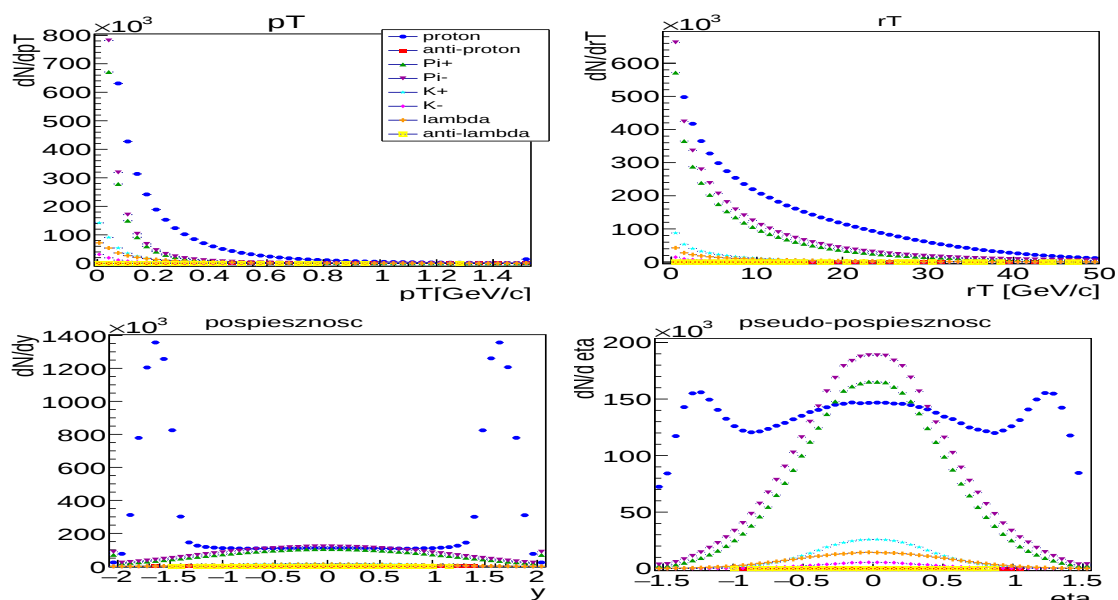


Rysunek A.38: pT , rT , pospieszność, pseudo-pospieszność dla $P_{\text{beam}} = 7.95A$ GeV/c, $b = 0$ fm - 3.2 fm (skala logarytmiczna)

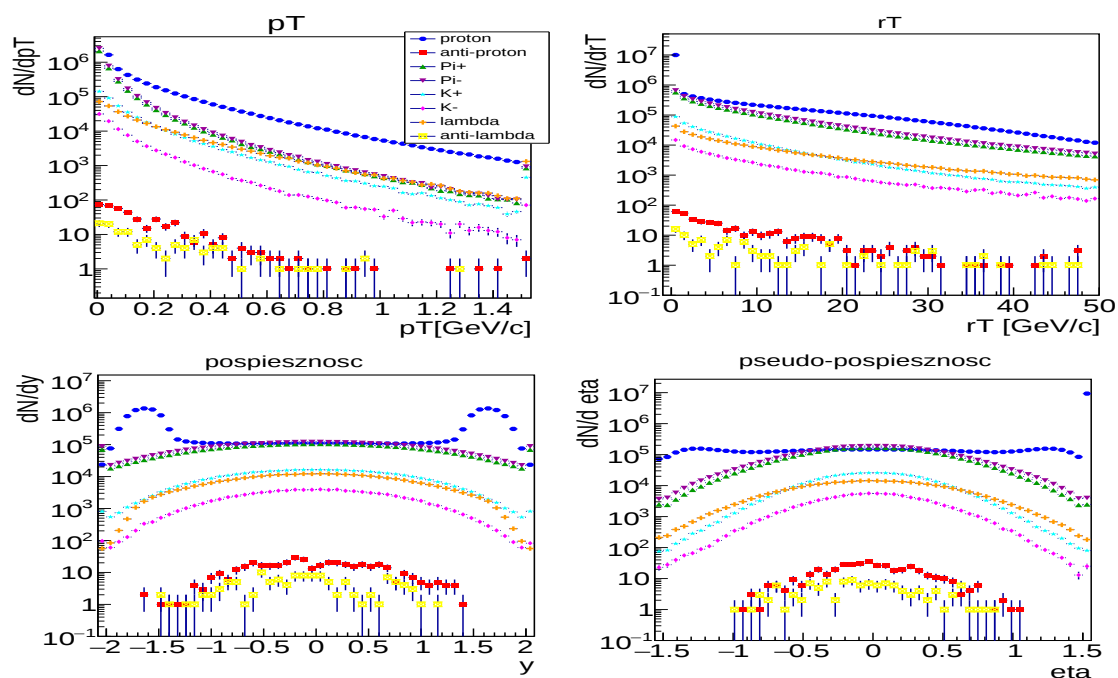


Rysunek A.40: pT , rT , pospieszność, pseudo-pospieszność dla $P_{\text{beam}} = 7.95A$ GeV/c, $b = 3.2$ fm - 15.0 fm (skala logarytmiczna)

12A GeV/c



Rysunek A.41: pT , rT , pospiesznosc, pseudo-pospiesznosc dla $P_{beam} = 12A$ GeV/c, $b = 3.2$ fm - 15.0 fm (skala liniowa)



Rysunek A.42: pT , rT , pospiesznosc, pseudo-pospiesznosc dla $P_{beam} = 12A$ GeV/c, $b = 3.2$ fm - 15.0 fm (skala logarytmiczna)

Dodatek B

Tabela 11: Skrypt bash-owy do wyznaczania funkcji korelacyjnych dla par proton-proton

```
#runner

cat >simple_hbt1d_centr_1_$INDEX.C<<EOF
NicaFemtoBasicAna *fun (int PID){
  NicaFemtoBasicAna *ana = new NicaFemtoBasicAna();

  NicaFemtoCorrFuncKt kt(NicaFemto1DCF("kt", 100, 0, 0.25,
    ENicaFemtoKinematics::kLCMS), {0.1,2.0});
  ana->SetPdg(3122);
  ana->SetCorrFctn(kt);
  ana->SetOption(NicaTwoTrackAna::BackgroundOptionMixed());

  NicaTrackBasicMCCut track_cut;
  track_cut.SetPdgCut(PID);
  track_cut.SetPtCut(0.2,2.0);
  track_cut.SetEtaCut(-1.5,1.5);
  ana->AddCut(track_cut);

  NicaEventImpactParameterCut event_cut;
  event_cut.SetMinMax(0.0,3.2);
  ana->AddCut(event_cut);

  NicaCutMonitorXY ciecie(track_cut.CutName(),
    track_cut.Pt(),track_cut.CutName(), 3);
  ciecie.SetXaxis(100,0,2);
  ciecie.SetYaxis(100,-2,2);

  NicaCutMonitorX hassan(event_cut.CutName());
  hassan.SetXaxis(100,0,15.0);
  ana->AddCutMonitor(hassan);

  ana->SetFormat(new NicaUnigenEvent());
  ana->AddCutMonitor(ciecie);
  return ana;
}
```

```

void simple_hbt1d_centr_1_${INDEX}(TString inFile = "/lustre/nyx/cbm
/users/zgnutek/produkcja/auau_7_95/test_${INDEX}.root",
TString outFile = "/lustre/nyx/cbm/users/zgnutek/promienie/
nc_pp_1d_2/${INDEX}.root"){
    FairRunAna *fRun = new FairRunAna();
    fRun->SetEventHeaderPersistence(kFALSE);
    fRun->SetSource(new NicaUnigenSource(inFile));
    fRun->SetOutputFile(outFile);

    NicaFemtoWeightGeneratorLednicky calc;
    calc.SetPairType(ENicaFemtoPairType::kProtonProton);
        calc.SetQuantumOn();
        calc.SetCoulOff();
        calc.SetStrongOff();
    NicaFemtoWeightGeneratorBasic calc_basic;

    NicaFemtoBasicAna *ana1 = fun(2212);
    NicaFemtoBasicAna *ana2 = fun(2212);
    ana1->SetWeight(calc);
    ana2->SetWeight(calc_basic);
    fRun->AddTask(ana1);
    fRun->AddTask(ana2);

    fRun->Init();
    fRun->Run(0,$NO_OF_EVENTS);
}

EOF

root -b -q simple_hbt1d_centr_1_${INDEX}.C

exit 0

```

Spis rysunków

1	Rysunek 1.1.1: Model Standardowy - cząstki elementarne oraz nośniki oddziaływań [1]	15
2	Rysunek 1.2.1: Diagram fazowy QCD [3]	17
3	Rysunek 1.3.1: Ciężkie jony przed i po zderzeniu [6]	19
4	Rysunek 1.3.2: Schemat czasowo-przestrzennej ewolucji źródła [4]	20
5	Rysunek 2.1: Obszar z którego w punktach x_1 oraz x_2 emitowane są cząstki o pędach p_1 oraz p_2 [8]	21
6	Rysunek 2.2.1.1: Idea układu LCMS [3]	24
7	Rysunek 2.2.2.1: Idea układu PRF [3]	25
8	Rysunek 3.1: Funkcje korelacyjne układu $p - p$ [10]	28
9	Rysunek 3.2: Funkcje korelacyjne układu $p - \bar{p}$ [10]	28
10	Rysunek 4.1: Schemat kompleksu FAIR [12]	31
11	Rysunek 4.1.1: Detektor CBM [12]	33
12	Rysunek 5.1.1: Czterowektor położenia (skala logarytmiczna)	36
13	Rysunek 5.3.1: Funkcja korelacyjna dla układu $\Lambda - \Lambda$	37
14	Rysunek 6.1.1.1: Czterowektor położenia dla $P_{\text{beam}} = 12\text{A GeV/c}$, $b = 0\text{ fm} - 3.2\text{ fm}$ (skala liniowa)	41
15	Rysunek 6.1.1.2: Czterowektor położenia dla $P_{\text{beam}} = 12\text{A GeV/c}$, $b = 0\text{ fm} - 3.2\text{ fm}$ (skala logarytmiczna)	42
16	Rysunek 6.1.2.1: Czterowektor pędu dla $P_{\text{beam}} = 12\text{A GeV/c}$, $b = 0\text{ fm} - 3.2\text{ fm}$ (skala liniowa)	42
17	Rysunek 6.1.2.2: Czterowektor pędu dla $P_{\text{beam}} = 12\text{A GeV/c}$, $b = 0\text{ fm} - 3.2\text{ fm}$ (skala logarytmiczna)	43
18	Rysunek 6.1.2.3: Składowe p_x , p_y oraz p_z dla danych zrekonstruowanych, dla $P_{\text{beam}} = 12\text{A GeV/c}$ (skala liniowa)	43
19	Rysunek 6.1.2.4: Składowe p_x , p_y oraz p_z dla danych zrekonstruowanych, dla $P_{\text{beam}} = 12\text{A GeV/c}$ (skala logarytmiczna)	44
20	Rysunek 6.1.3.1: p_T , r_T , pospiesznosc, pseudo-pospiesznosc dla $P_{\text{beam}} = 12\text{A GeV/c}$, $b = 0\text{ fm} - 3.2\text{ fm}$ (skala liniowa)	44
21	Rysunek 6.1.3.2: p_T , r_T , pospiesznosc, pseudo-pospiesznosc dla $P_{\text{beam}} = 12\text{A GeV/c}$, $b = 0\text{ fm} - 3.2\text{ fm}$ (skala logarytmiczna)	45
22	Rysunek 6.1.3.3: p_T oraz pospiesznosc dla danych zrekonstruowanych, dla $P_{\text{beam}} = 12\text{A GeV/c}$ (skala liniowa)	45
23	Rysunek 6.1.3.4: p_T oraz pospiesznosc dla danych zrekonstruowanych, dla $P_{\text{beam}} = 12\text{A GeV/c}$ (skala logarytmiczna)	46
24	Rysunek 6.2.1.1: Funkcja korelacyjna $p - p$ (QS + S + Coul)	48

25	Rysunek 6.2.1.2: Funkcja korelacyjna $\Lambda - \Lambda$ (QS + S)	49
26	Rysunek 6.2.2.1: Funkcja korelacyjna p-p (QS + S + Coul) z zaznaczonym obszarem efektu korelacyjnego	51
27	Rysunek 6.2.2.2: Licznik funkcji korelacyjnej dla jednego zderzenia	52
28	Rysunek 6.2.2.3: Rozkład liczby par $p - p$ w obszarze efektu korelacyjnego ($q_{inv} = 0\text{GeV}/c - 0.15\text{GeV}/c$)	52
29	Rysunek 6.3.1.1: Funkcje korelacyjne p-p (QS) dla $P_{beam} = 3.3\text{A GeV}/c$ dla dwóch zakresów parametru zderzenia $b = 0\text{ fm} - 3.2\text{ fm}$ oraz $b = 3.2\text{ fm} - 15.0\text{ fm}$	56
30	Rysunek 6.3.1.2: Funkcje korelacyjne p-p (QS) dla $P_{beam} = 4.4\text{A GeV}/c$ dla dwóch zakresów parametru zderzenia $b = 0\text{ fm} - 3.2\text{ fm}$ oraz $b = 3.2\text{ fm} - 15.0\text{ fm}$	56
31	Rysunek 6.3.1.3: Funkcje korelacyjne p-p (QS) dla $P_{beam} = 7.95\text{A GeV}/c$ dla dwóch zakresów parametru zderzenia $b = 0\text{ fm} - 3.2\text{ fm}$ oraz $b = 3.2\text{ fm} - 15.0\text{ fm}$	57
32	Rysunek 6.3.1.4: Funkcje korelacyjne p-p (QS) dla $P_{beam} = 12\text{A GeV}/c$ dla dwóch zakresów parametru zderzenia $b = 0\text{ fm} - 3.2\text{ fm}$ oraz $b = 3.2\text{ fm} - 15.0\text{ fm}$	57
33	Rysunek 6.3.2.1: Funkcje korelacyjne $\Lambda - \Lambda$ (QS) dla $P_{beam} = 3.3\text{A GeV}/c$ dla dwóch zakresów parametru zderzenia $b = 0\text{ fm} - 3.2\text{ fm}$ oraz $b = 3.2\text{ fm} - 15.0\text{ fm}$	59
34	Rysunek 6.3.2.2: Funkcje korelacyjne $\Lambda - \Lambda$ (QS) dla $P_{beam} = 4.4\text{A GeV}/c$ dla dwóch zakresów parametru zderzenia $b = 0\text{ fm} - 3.2\text{ fm}$ oraz $b = 3.2\text{ fm} - 15.0\text{ fm}$	59
35	Rysunek 6.3.2.3: Funkcje korelacyjne $\Lambda - \Lambda$ (QS) dla $P_{beam} = 7.95\text{A GeV}/c$ dla dwóch zakresów parametru zderzenia $b = 0\text{ fm} - 3.2\text{ fm}$ oraz $b = 3.2\text{ fm} - 15.0\text{ fm}$	60
36	Rysunek 6.3.2.4: Funkcje korelacyjne $\Lambda - \Lambda$ (QS) dla $P_{beam} = 12\text{A GeV}/c$ dla dwóch zakresów parametru zderzenia $b = 0\text{ fm} - 3.2\text{ fm}$ oraz $b = 3.2\text{ fm} - 15.0\text{ fm}$	60
37	Rysunek 6.3.3.1: Składowe <i>out</i> , <i>side</i> oraz <i>long</i> trójwymiarowej funkcji korelacyjnej dla układu p-p (QS), dla $P_{beam} = 3.3\text{A GeV}/c$, dla dwóch zakresów parametru zderzenia $b = 0\text{ fm} - 3.2\text{ fm}$ oraz $b = 3.2\text{ fm} - 15.0\text{ fm}$	62
38	Rysunek 6.3.3.2: Składowe <i>out</i> , <i>side</i> oraz <i>long</i> trójwymiarowej funkcji korelacyjnej dla układu p-p (QS), dla $P_{beam} = 4.4\text{A GeV}/c$, dla dwóch zakresów parametru zderzenia $b = 0\text{ fm} - 3.2\text{ fm}$ oraz $b = 3.2\text{ fm} - 15.0\text{ fm}$	63

39	Rysunek 6.3.3.3: Składowe <i>out</i> , <i>side</i> oraz <i>long</i> trójwymiarowej funkcji korelacyjnej dla układu p-p (QS), dla $P_{\text{beam}} = 7.95\text{A GeV/c}$, dla dwóch zakresów parametru zderzenia $b = 0\text{ fm} - 3.2\text{ fm}$ oraz $b = 3.2\text{ fm} - 15.0\text{ fm}$	64
40	Rysunek 6.3.3.4: Składowe <i>out</i> , <i>side</i> oraz <i>long</i> trójwymiarowej funkcji korelacyjnej dla układu p-p (QS), dla $P_{\text{beam}} = 12\text{A GeV/c}$, dla dwóch zakresów parametru zderzenia $b = 0\text{ fm} - 3.2\text{ fm}$ oraz $b = 3.2\text{ fm} - 15.0\text{ fm}$	65
41	Rysunek A.1: Czterowektor położenia dla $P_{\text{beam}} = 3.3\text{A GeV/c}$, $b = 0\text{ fm} - 3.2\text{ fm}$ (skala liniowa)	69
42	Rysunek A.2: Czterowektor położenia dla $P_{\text{beam}} = 3.3\text{A GeV/c}$, $b = 0\text{ fm} - 3.2\text{ fm}$ (skala logarytmiczna)	69
43	Rysunek A.3: Czterowektor położenia dla $P_{\text{beam}} = 3.3\text{A GeV/c}$, $b = 3.2\text{ fm} - 15.0\text{ fm}$ (skala liniowa)	70
44	Rysunek A.4: Czterowektor położenia dla $P_{\text{beam}} = 3.3\text{A GeV/c}$, $b = 3.2\text{ fm} - 15.0\text{ fm}$ (skala logarytmiczna)	70
45	Rysunek A.5: Czterowektor położenia dla $P_{\text{beam}} = 4.4\text{A GeV/c}$, $b = 0\text{ fm} - 3.2\text{ fm}$ (skala liniowa)	71
46	Rysunek A.6: Czterowektor położenia dla $P_{\text{beam}} = 4.4\text{A GeV/c}$, $b = 0\text{ fm} - 3.2\text{ fm}$ (skala logarytmiczna)	71
47	Rysunek A.7: Czterowektor położenia dla $P_{\text{beam}} = 4.4\text{A GeV/c}$, $b = 3.2\text{ fm} - 15.0\text{ fm}$ (skala liniowa)	72
48	Rysunek A.8: Czterowektor położenia dla $P_{\text{beam}} = 4.4\text{A GeV/c}$, $b = 3.2\text{ fm} - 15.0\text{ fm}$ (skala logarytmiczna)	72
49	Rysunek A.9: Czterowektor położenia dla $P_{\text{beam}} = 7.95\text{A GeV/c}$, $b = 0\text{ fm} - 3.2\text{ fm}$ (skala liniowa)	73
50	Rysunek A.10: Czterowektor położenia dla $P_{\text{beam}} = 7.95\text{A GeV/c}$, $b = 0\text{ fm} - 3.2\text{ fm}$ (skala logarytmiczna)	73
51	Rysunek A.11: Czterowektor położenia dla $P_{\text{beam}} = 7.95\text{A GeV/c}$, $b = 3.2\text{ fm} - 15.0\text{ fm}$ (skala liniowa)	74
52	Rysunek A.12: Czterowektor położenia dla $P_{\text{beam}} = 7.95\text{A GeV/c}$, $b = 3.2\text{ fm} - 15.0\text{ fm}$ (skala logarytmiczna)	74
53	Rysunek A.13: Czterowektor położenia dla $P_{\text{beam}} = 12\text{A GeV/c}$, $b = 3.2\text{ fm} - 15.0\text{ fm}$ (skala liniowa)	75
54	Rysunek A.14: Czterowektor położenia dla $P_{\text{beam}} = 12\text{A GeV/c}$, $b = 3.2\text{ fm} - 15.0\text{ fm}$ (skala logarytmiczna)	75
55	Rysunek A.15: Czterowektor pędu dla $P_{\text{beam}} = 3.3\text{A GeV/c}$, $b = 0\text{ fm} - 3.2\text{ fm}$ (skala liniowa)	76

56	Rysunek A.16: Czterowektor pędu dla $P_{\text{beam}} = 3.3A \text{ GeV}/c$, $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$ (skala logarytmiczna)	76
57	Rysunek A.17: Czterowektor pędu dla $P_{\text{beam}} = 3.3A \text{ GeV}/c$, $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$ (skala liniowa)	77
58	Rysunek A.18: Czterowektor pędu dla $P_{\text{beam}} = 3.3A \text{ GeV}/c$, $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$ (skala logarytmiczna)	77
59	Rysunek A.19: Czterowektor pędu dla $P_{\text{beam}} = 4.4A \text{ GeV}/c$, $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$ (skala liniowa)	78
60	Rysunek A.20: Czterowektor pędu dla $P_{\text{beam}} = 4.4A \text{ GeV}/c$, $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$ (skala logarytmiczna)	78
61	Rysunek A.21: Czterowektor pędu dla $P_{\text{beam}} = 4.4A \text{ GeV}/c$, $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$ (skala liniowa)	79
62	Rysunek A.22: Czterowektor pędu dla $P_{\text{beam}} = 4.4A \text{ GeV}/c$, $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$ (skala logarytmiczna)	79
63	Rysunek A.23: Czterowektor pędu dla $P_{\text{beam}} = 7.95A \text{ GeV}/c$, $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$ (skala liniowa)	80
64	Rysunek A.24: Czterowektor pędu dla $P_{\text{beam}} = 7.95A \text{ GeV}/c$, $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$ (skala logarytmiczna)	80
65	Rysunek A.25: Czterowektor pędu dla $P_{\text{beam}} = 7.95A \text{ GeV}/c$, $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$ (skala liniowa)	81
66	Rysunek A.26: Czterowektor pędu dla $P_{\text{beam}} = 7.95A \text{ GeV}/c$, $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$ (skala logarytmiczna)	81
67	Rysunek A.27: Czterowektor pędu dla $P_{\text{beam}} = 12A \text{ GeV}/c$, $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$ (skala liniowa)	82
68	Rysunek A.28: Czterowektor pędu dla $P_{\text{beam}} = 12A \text{ GeV}/c$, $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$ (skala logarytmiczna)	82
69	Rysunek A.29: p_T , r_T , prędkość, pseudo-prędkość dla $P_{\text{beam}} = 3.3A \text{ GeV}/c$, $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$ (skala liniowa)	83
70	Rysunek A.30: p_T , r_T , prędkość, pseudo-prędkość dla $P_{\text{beam}} = 3.3A \text{ GeV}/c$, $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$ (skala logarytmiczna)	83
71	Rysunek A.31: p_T , r_T , prędkość, pseudo-prędkość dla $P_{\text{beam}} = 3.3A \text{ GeV}/c$, $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$ (skala liniowa)	84
72	Rysunek A.32: p_T , r_T , prędkość, pseudo-prędkość dla $P_{\text{beam}} = 3.3A \text{ GeV}/c$, $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$ (skala logarytmiczna)	84
73	Rysunek A.33: p_T , r_T , prędkość, pseudo-prędkość dla $P_{\text{beam}} = 4.4A \text{ GeV}/c$, $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$ (skala liniowa)	85
75	Rysunek A.35: p_T , r_T , prędkość, pseudo-prędkość dla $P_{\text{beam}} = 4.4A \text{ GeV}/c$, $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$ (skala liniowa)	85

74	Rysunek A.34: p_T , r_T , prędkość, pseudo-prędkość dla $P_{\text{beam}} = 4.4A \text{ GeV}/c$, $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$ (skala logarytmiczna)	86
76	Rysunek A.36: p_T , r_T , prędkość, pseudo-prędkość dla $P_{\text{beam}} = 4.4A \text{ GeV}/c$, $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$ (skala logarytmiczna)	86
77	Rysunek A.37: p_T , r_T , prędkość, pseudo-prędkość dla $P_{\text{beam}} = 7.95A \text{ GeV}/c$, $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$ (skala liniowa)	87
79	Rysunek A.39: p_T , r_T , prędkość, pseudo-prędkość dla $P_{\text{beam}} = 7.95A \text{ GeV}/c$, $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$ (skala liniowa)	87
78	Rysunek A.38: p_T , r_T , prędkość, pseudo-prędkość dla $P_{\text{beam}} = 7.95A \text{ GeV}/c$, $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$ (skala logarytmiczna)	88
80	Rysunek A.40: p_T , r_T , prędkość, pseudo-prędkość dla $P_{\text{beam}} = 7.95A \text{ GeV}/c$, $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$ (skala logarytmiczna)	88
81	Rysunek A.41: p_T , r_T , prędkość, pseudo-prędkość dla $P_{\text{beam}} = 12A \text{ GeV}/c$, $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$ (skala liniowa)	89
82	Rysunek A.42: p_T , r_T , prędkość, pseudo-prędkość dla $P_{\text{beam}} = 12A \text{ GeV}/c$, $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$ (skala logarytmiczna)	89

Spis tablic

1	Tabela 1: Skrypt bash-owy do wykonania symulacji UrQMD	39
2	Tabela 2: Niezbędne statystyki do wyznaczenia funkcji korelacyjnych dla układu $p - p$ przy założeniu niepewności systematycznej na poziomie: 10%, 5% oraz 2%	48
3	Tabela 3: Niezbędne statystyki do wyznaczenia funkcji korelacyjnych dla układu $\Lambda - \Lambda$ przy założeniu niepewności systematycznej na poziomie: 10%, 5% oraz 2%	50
4	Tabela 4: Niezbędne statystyki do wyznaczenia funkcji korelacyjnych dla układu $p - p$ przy założeniu niepewności systematycznej na poziomie: 10%, 5% oraz 2%	53
5	Tabela 5: Wartości promieni źródeł dla zderzeń centralnych	58
6	Tabela 6: Wartości promieni źródeł dla zderzeń niecentralnych	58
7	Tabela 7: Wartości promieni źródeł dla zderzeń centralnych	61
8	Tabela 8: Wartości promieni źródeł dla zderzeń niecentralnych	61
9	Tabela 9: $R_{out}, R_{side}, R_{long}$ - parametr zderzenia $b = 0 \text{ fm} - 3.2 \text{ fm}$	66
10	Tabela 10: $R_{out}, R_{side}, R_{long}$ - parametr zderzenia $b = 3.2 \text{ fm} - 15.0 \text{ fm}$	66
11	Tabela 11: Skrypt bash-owy do wyznaczania funkcji korelacyjnych dla par proton-proton	90

Literatura

- [1] https://pl.wikipedia.org/wiki/Model_standardowy#/media/Plik:Czastki_elementarne_modelu_standardowego.svg
[dostęp: 04.10.2021]
- [2] Kmiec K.: Praca zaliczeniowa z przedmiotu Metody i Techniki Jądrowe na Wydziale Fizyki Politechniki Warszawskiej, *Model Standardowy i Nowa Fizyka*,
<http://www.if.pw.edu.pl/pluta/pl/dyd/mtj/za1/pz17/Karolina-Kmiec.pdf>
[dostęp: 04.10.2021]
- [3] Korespondencja prywatna
[dostęp: 04.10.2021]
- [4] Grebieszko K.: Wykłady z przedmiotu *Fizyka zderzeń ciężkich jonów* na Wydziale Fizyki Politechniki Warszawskiej
<http://www.if.pw.edu.pl/kperl/HIP/hip.html>
[dostęp: 04.10.2021]
- [5] <https://www.polskieradio.pl/23/266/Artykul/278581,Wielkie-Wybuchy-w-Wielkim-Zderzaczu>
[dostęp: 04.10.2021]
- [6] <https://cerncourier.com/a/participants-and-spectators-at-the-heavy-ion-fireball/>
[dostęp: 04.10.2021]
- [7] Zbrozczyk H.: *Eksperymentalne aspekty badania korelacji femtoskopowych w zderzeniach relatywistycznych ciężkich jonów*, Warszawa, Oficyna Wydawnicza Politechniki Warszawskiej, 2018
- [8] Szymański M.: *Korelacje cząstek nieidentycznych w zderzeniu jąder złota wygenerowanych przy użyciu modelu UrQMD*, Praca inżynierska, 2011
- [9] Siejka S.: *Wyniki pomiarów korelacji proton-proton w eksperymencie STAR*, Praca magisterska, 2015
- [10] Zbrozczyk H.: *Studies of baryon-baryon correlations in relativistic nuclear collisions registered at the STAR experiment*, Praca doktorska, 2008
- [11] <https://fair-center.eu/>
[dostęp: 04.10.2021]
- [12] Materiały konferencyjne dla eksperymentu CBM
[dostęp: 04.10.2021]

- [13] <https://www.fizyka.pw.edu.pl/Aktualnosci/Osiagniecia/Prof.-Zbroszczyk-wsrod-laureatow-konkursu-SONATA-BIS>
[dostęp: 04.10.2021]
- [14] https://www.researchgate.net/publication/280314874_Eksperyment_CBM
[dostęp: 04.10.2021]
- [15] Friman B., Knoll J., Leupold S., Randrup J., Rapp R., Senger P.: *The CBM Physics Book*, Berlin, Springer-Verlag, 2011
- [16] <https://urqmd.org/>
[dostęp: 04.10.2021]
- [17] <https://fairroot.gsi.de/>
[dostęp: 04.10.2021]
- [18] <http://wielanek.fizyka.pw.edu.pl/>
[dostęp: 04.10.2021]