

Autoreferat

Dr inż. Daniel Kikoła

Spis treści

I. Dane osobowe.....	2
II. Posiadane dyplomy i stopnie naukowe.....	2
III. Dotychczasowe doświadczenie zawodowe.....	2
A. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu.....	2
B. Informacja o pracy zawodowej i zajmowanych stanowiskach.....	3
C. Granty naukowe.....	4
IV. Wskaźniki bibliometryczne.....	4
V. Osiągnięcie naukowe stanowiące podstawę postępowania habilitacyjnego.....	5
A. Tytuł osiągnięcia naukowego.....	5
B. Publikacje wchodzące w skład osiągnięcia naukowego.....	5
C. Omówienie celu naukowego pracy i osiągniętych wyników wraz z omówieniem ich wykorzystania.....	6
1. Wprowadzenie.....	6
a) Ciężkie kwarki jako narzędzie do badania właściwości plazmy kwarkowo-gluonowej.....	7
b) Rozdzielenie efektów związanych z plazmą kwarkowo-gluonową od innych zjawisk w badaniach eksperymentalnych.....	9
c) Badanie dynamiki gluonów i kwarków w nukleonie z wykorzystaniem cząstek zawierających ciężkie kwarki.....	9
2. Uzyskane wyniki.....	10
a) Reakcje U+U jako narzędzie do badań oddziaływań kwarkonium z plazmą kwarkowo-gluonową.....	10
b) Oszacowanie wpływu efektów zimnej materii jądrowej na produkcję kwarków pięknych.....	12
c) Rozdzielenie przepływów eliptycznych od korelacji non-flow, faktoryzacja korelacji non-flow.....	13
d) Pomiar przepływów eliptycznych elektronów z rozpadów hadronów zawierających ciężkie kwarki w zakresie energii zderzacza RHIC.....	14
e) Projekt AFTER@LHC: perspektywy nowych badań i pomiarów.....	17
f) Badanie dynamiki kwarków i gluonów w nukleonach w eksperymencie AFTER@LHC.....	18
VI. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo – badawczych.....	21
A. Zaproszone referaty na międzynarodowych konferencjach.....	21
B. Udział w uruchomieniu detektora Heavy Flavor Tracker w eksperymencie STAR.....	21
C. Praca na rzecz projektu AFTER@LHC.....	22
D. Opracowanie metody monitorowania objętości wodoru w uformowanych odpadach promieniotwórczych z wykorzystaniem tomografii mionowej.....	22

22.01.2018 r.

Daniel Kikoła

I. Dane osobowe

Imię i nazwisko: Daniel Kikoła

Unikatowe numery identyfikacyjne badacza: ORCID: 0000-0001-6896-6475, Inspire ID: INSPIRE-00182042

II. Posiadane dyplomy i stopnie naukowe

Stopień naukowy doktora nauk fizycznych nadany 27 stycznia 2011 r. przez Wydział Fizyki Politechniki Warszawskiej.

Tytuł rozprawy doktorskiej: *Produkcja cząstek o ukrytym powabie w zderzeniach relatywistycznych ciężkich jonów rejestrowanych w eksperymencie STAR*

Promotorzy w przewodzie doktorskim: prof. dr hab. Jan Pluta, dr Grażyna Odyniec.

Dyplom magistra inż. fizyki uzyskany w 2005 r. na Wydziale Fizyki Politechniki Warszawskiej, na kierunku Fizyka Techniczna w specjalność: Fizyka Komputerowa.

Tytuł pracy magisterskiej: *Model hydrodynamiczny w opisie charakterystyk niektórych obserwabli w zderzeniach relatywistycznych jąder atomowych w zakresie energii RHIC i LHC.*

Promotor: dr Wiktor Peryt

III. Dotychczasowe doświadczenie zawodowe

A. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu

- | | |
|--------------------|---|
| 2013 - obecnie | Wydział Fizyki Politechniki Warszawskiej, ul. Koszykowa 75, Warszawa
Adiunkt, Zakład Fizyki Jądrowej |
| 2011 - 2013 | Department of Physics, Purdue University, West Lafayette, IN, USA
Postdoctoral Research Associate
Badania związane z fizyką jądrową wysokich energii w ramach eksperymentu STAR (analiza produkcji ciężkich kwarków i ich przepływów eliptycznych). |
| 2007 - 2011 | Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, CA, USA
Student Assistant
Badania w ramach studiów doktoranckich związane z fizyką jądrową wysokich energii w ramach eksperymentu STAR (analiza produkcji mezonów J/ψ w rekcjach ciężkich jonów). |
| 3/2007 –
8/2007 | Kierownik zespołu badań Site-centric
Gemius SA |
| 2006 – 2007 | Analitik
Gemius SA |

Daniel Kikoła

B. Informacja o pracy zawodowej i zajmowanych stanowiskach

- 5/2014 - obecnie **Kierownik Pracowni Metod i Technik Jądrowych, <http://mitj.fizyka.pw.edu.pl>
Wydział Fizyki Politechniki Warszawskiej**
Obowiązki: koordynacja i kierowanie pracami zespołu zajmującego się zastosowaniami fizyki jądrowej w medycynie, energetyce i przemyśle. Projekty realizowane w ostatnim czasie w ramach tej pracowni obejmowały opracowanie narzędzi komputerowych do analizy danych i modelowania Monte Carlo w radioterapii, nowych technik dozymetrycznych oraz zastosowanie tomografii mionowej do monitorowania uformowanych odpadów jądrowych.
- 10/2013 - obecnie **Kierownik Laboratorium Fizyki Jądrowej
Wydział Fizyki Politechniki Warszawskiej**
- 2016 – obecnie **Członek Komisji Programowej
Wydział Fizyki Politechniki Warszawskiej**
Jako członek Komisji Programowej biorę udział w recenzowaniu i rekomendowaniu modyfikacji programu nauczania oraz recenzowaniu proponowanych tematów prac inżynierskich i magisterskich.
- 2015 – obecnie **Promotor pomocniczy w przewodzie doktorskim mgr. Leszka Kosarzewskiego
Wydział Fizyki Politechniki Warszawskiej**
- 2015 – obecnie **Opiekun Studenckiego Koła Naukowego CAMAC, <http://camac.if.pw.edu.pl>
Politechnika Warszawska**
- 12/2017 - obecnie **Członek STAR Talk Committee**
Rola STAR Talk Committee jest:
- wybór prelegentów prezentujących wyniki w imieniu współpracy STAR na najważniejszych konferencjach w tematyce badawczej STARa,
- wyszukiwanie kandydatów do wygłoszenia zaproszonych referatów w imieniu współpracy STAR.
- 1/2013 – 1/2016 **Lider (ang. co-convener) grupy roboczej w eksperymencie STAR zajmującej się fizyką ciężkich kwarków (ang. Heavy Flavor Physics Working Group)**
Eksperyment STAR (www.star.bnl.gov) w Brookhaven National Laboratory (USA) jest dużym międzynarodowym naukowym przedsięwzięciem dedykowanym badaniom materii jądrowej w ekstremalnych warunkach wysokiej temperatury i gęstości energii. W skład współpracy STAR wchodzi obecnie 63 instytucji naukowych z 13 państw i ponad 630 członków.
Moja rola jako lidera grupy roboczej w STARze polegała na:
 - analizie danych,
 - czuwaniu nad jakością (poprawnością) badań wykonywanych w grupie,
 - planowaniu i kierowaniu pracami członków grupy,
 - udziale w przygotowywaniu planu zbierania danych przez eksperyment STAR (tzn. określaniu celów fizycznych oraz jakie dane i jak długo mają być zbierane w danym roku).
- 2015 **Członek STAR Beam User Request committee** tj. zespołu przygotowującego planu zbierania danych przez eksperyment STAR na lata 2016 i 2017
- 2014 **Członek STAR Beam User Request committee** tj. zespołu przygotowującego planu zbierania danych przez eksperyment STAR na lata 2015 i 2016

C. Granty naukowe

2017 – 2021 **Kierownik projektu na Politechnice Warszawskiej**, grant Horizon 2020 Euratom **CHANCE**: Characterization of conditioned nuclear waste for its safe disposal in Europe, <http://chance-h2020.eu/en>,

2013 – 2015 **Kierownik grantu HOMING PLUS/2013-7/8: Getting to the Bottom of Quark-Gluon Plasma: Studies of Partonic Medium Properties with Heavy Quarks**, Fundacji na rzecz Nauki Polskiej

IV. Wskaźniki bibliometryczne

Dane na podstawie Web of Science Core Collection, stan na 15 grudnia 2017 r.

Łączna liczba publikacji: 164

H-index: 44, Ilość cytowań: 6 185, Ilość cytowań bez autocytowań: 5 829.

Wskaźniki bibliometryczne dla publikacji wchodzących w skład osiągnięcia stanowiącego podstawę postępowania habilitacyjnego

Sumaryczny Impact Factor: 15.628

Ilość cytowań: 44, ilość cytowań bez autocytowań: 43

David Kluź

V. Osiągnięcie naukowe stanowiące podstawę postępowania habilitacyjnego

A. Tytuł osiągnięcia naukowego

Jak osiągnięcie naukowe w rozumieniu z art. 16 ust. 2 ustawy z dnia 14 marca 2003 r. o stopniach naukowych i tytule naukowym oraz o stopniach i tytule w zakresie sztuki (Dz. U. 2016 r. poz. 882 ze zm. w Dz. U. z 2016 r. poz. 1311.) przedstawiam cykl niżej wymienionych publikacji pod wspólnym tytułem:

Wykorzystanie pomiarów przepływów eliptycznych oraz produkcji ciężkich kwarków do badania materii w zderzeniach jądrowych w zakresie energii zderzacza RHIC

B. Publikacje wchodzące w skład osiągnięcia naukowego

- H1 STAR Collaboration (L. Adamczyk et al.), *Elliptic flow of electrons from heavy-flavor hadron decays in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200, 62.4$ and 39 GeV*, Physical Review C 95, 034907 (2017) Impact Factor 2017: 3.146
- H2 Daniel Kikoła, Grazyna Odyniec, Ramona Vogt, *Prospects for quarkonia production studies in U+U collisions*, Physical Review C 84, 054907 (2011) Impact Factor 2011: 3.308
- H3 Daniel Kikoła, Li Yi, ShinIchi Esumi, Fuqiang Wang, Wei Xie, *Nonflow 'factorization' and a novel method to disentangle anisotropic flow and nonflow*, Physical Review C 86, 014901 (2012) Impact Factor 2012: 3.715
- H4 Daniel Kikoła, Andrzej Lipiec, *Estimate of cold nuclear matter effects on bottom production in d+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*, Acta Physica Polonica B 47, 2033-2043 (2016) Impact Factor 2016: 0.904
- H5 Daniel Kikoła, *Effect of Hadron Contamination on Dielectron Signal Reconstruction in Heavy Flavor Production Measurements*, Advances in High Energy Physics 2015, 385205 (2015) Impact Factor 2015: 1.839
- H6 Daniel Kikoła, *Prospects for Open Heavy Flavor Measurements in Heavy Ion and p+A Collisions in a Fixed-Target Experiment at the LHC*, Advances in High Energy Physics 2015, 783134 (2015), Impact Factor 2015: 1.839
- H7 Daniel Kikoła, Miguel García Echevarria, Cynthia Hadjidakis, Jean-Philippe Lansberg, Cedric Lorcé, Laure Massacrier, Catarina Marques Quintans, Andrea Signori, Barbara Trzeciak, *Feasibility Studies for Single Transverse-Spin Asymmetry Measurements at a Fixed-Target Experiment Using the LHC Proton and Lead Beams (AFTER@LHC)*, Few-Body Systems 58:139 (2017) Impact Factor 2017: 0.877
- H8 Daniel Kikoła (for the STAR collaboration), *Open heavy flavor production at STAR*. Proceeding of science (DIS 2013) 196 (2013), Impact Factor: brak
- H9 Daniel Kikoła, *Five things you should remember about heavy flavor measurements*. Journal of Physics: Conference Series 612, 012023 (2015), Impact Factor: brak

C. Omówienie celu naukowego pracy i osiągniętych wyników wraz z omówieniem ich wykorzystania.

Moim głównym obszarem zainteresowań jest fizyka jądrowa wysokich energii, a dokładniej eksperymentalne badania oddziaływań silnych w warunkach ogromnych gęstości energii.

Zebrane w niniejszym autoreferacie wyniki są podsumowaniem moich prac związanych z wykorzystaniem pomiarów przepływów eliptycznych oraz produkcji ciężkich kwarków (c i b) do badania właściwości materii produkowanej w zderzeniach relatywistycznych protonów i ciężkich jonów w zakresie energii zderzacza Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC), tj. 39 – 200 GeV na parę nukleonów w układzie środka masy. Centralną część stanowią badania eksperymentalne, związane zarówno z wykonywaniem pomiarów, jak i rozwojem nowych metod badawczych oraz przygotowaniem nowych eksperymentów. Za ważny element moich prac uważam również badania modelowe, ponieważ obliczenia modelowe są obecnie niezbędne do interpretacji otrzymanych wyników eksperymentalnych i wyciągnięcia wniosków na temat rozważanych procesów fizycznych.

1. Wprowadzenie

Eksperymenty z dziedziny fizyki jądrowej wysokich energii, w tym relatywistyczne zderzenia ciężkich jonów, stanowią wyjątkową okazję do badania oddziaływań silnych. Oddziaływania silne, których nośnikami są gluony, są odpowiedzialne za połączenie kwarków, uważanych obecnie za cząstki elementarne, w protony i neutrony. Te z kolei są podstawowymi składnikami jąder atomowych. Masy prądowe („gołe”) kwarków dają zaledwie $\approx 1-2\%$ masy nukleonów, za pozostałe 98% odpowiedzialne są oddziaływania silne. Są one zatem źródłem znacznej większości masy materii widocznej we wszechświecie. Teorią opisującą oddziaływania kolorowe silne kwarkami jest chromodynamika kwantowa (ang. Quantum Chromodynamic, QCD). Jednym z podstawowych zadań fizyki jądrowej wysokich energii jest zrozumienie dynamiki kwarków i gluonów oraz sposobu, w jaki nukleony powstają w wyniku tych interakcji. Jest to także ogólny cel moich badań, przedstawionych w niniejszym autoreferacie.

Zderzenia ciężkich jonów pozwalają na badanie oddziaływań silnych między kwarkami i gluonami w uni-katowych warunkach, ponieważ w takich reakcjach powstaje system o ogromnej gęstości energii. Jeśli jest ona wystarczająco wysoka, to jest możliwe przejście od „normalnej” materii jądrowej (w której kwarki i gluony uwięzione są w hadronach) do nowego stanu materii o kwarkowych i gluonowych stopniach swobody. Taką materię nazywamy plazmą kwarkowo-gluonową (ang. Quark-Gluon Plasma, QGP), a taki stan materii wypełniał wszechświat na wczesnym etapie jego ewolucji, kilka milionowych sekundy po Wielkim Wybuchu. Wyniki uzyskane przez eksperymenty przy zderzaczu Relativistic Heavy Ion Collider, znajdującym się w Brookhaven National Laboratory, dostarczają silnych przesłanek, że w reakcjach jonów złota o energii 200 GeV na parę nukleonów w układzie środka masy powstaje materia o partonowych stopniach swobody w stanie lokalnej równowagi termodynamicznej, tj. plazma kwarkowo-gluonowa.

Ewolucję układu wytworzonego w relatywistycznych zderzeniach ciężkich jonów (np. jonów złota Au o energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV) można podzielić na trzy etapy. Pierwszą fazę stanowią oddziaływania partonowe z dużym przekazem pędu. Następnie system rozszerza się, ulega termalizacji i powstaje QGP. Gdy (z powodu ciągłej ekspansji) gęstość energii spada do wartości, poniżej której QGP nie może istnieć, kwarki i gluony tworzą hadrony (to tzw. hadronizacja), które następnie rejestruje aparatura pomiarowa. Badania QGP prowadzone są więc w sposób pośredni, wykorzystując informacje uzyskiwane z końcowego etapu, po hadronizacji, co komplikuje interpretację wyników.

W swojej pracy skupiłem się na dwóch metodach eksperymentalnego badania właściwości QGP i dynamiki jej składników. Pierwsze podejście polega na wyznaczeniu czynnika modyfikacji jądrowej R_{AA} , drugie to analiza asymetrii rozkładów kąta azymutalnego zarejestrowanych cząstek.

Czynnik modyfikacji jądrowej opisuje zmianę rozkładów cząstek rejestrowanych w zderzeniach jądrowych względem zderzeń proton-proton. R_{AA} jest zdefiniowany jako

$$R_{AA} = \frac{d^2 N^{AuAu} / dp_T dy}{\langle N_{bin} \rangle d^2 N^{n+n} / dp_T dy} ,$$

gdzie p_T – pęd poprzeczny, y – pośpieszność cząstki, $d^2 N^{AuAu} / dp_T dy$ i $d^2 N^{n+n} / dp_T dy$ są odpowiednio rozkładami pędowymi danych cząstek rejestrowanych w reakcjach ciężkich jonów (w tym przypadku reakcjach Au+Au) i zderzeń nukleonów (najczęściej protonów). Symbol „A” występujący w R_{AA} oznacza ogólnie ciężkie jądro atomowe. Czynniki $\langle N_{bin} \rangle$ to tzw. średnia liczba zderzeń binarnych i opisuje średnią liczbę zderzeń nukleon-nukleon zachodzących w reakcjach A+A. Jeśli zderzenie ciężkich jonów jest prostą superpozycją zderzeń proton-proton, tj. nie zachodzą nowe istotne efekty jądrowe, to $R_{AA} \approx 1$. $R_{AA} > 1$ oznacza względne wzmocnienie, a $R_{AA} < 1$ – tłumienie produkcji cząstek o danym p_T i pośpieszności (np. w wyniku zmniejszonej produkcji lub strat energii i przesunięcia do innego zakresu p_T). Jeśli R_{AA} ma wartość istotnie różną od jedności, to wskazuje to na obecność nowych efektów fizycznych. Jeśli referencyjne pomiary w p+p nie są możliwe, to zamiast nich skorzysta się niekiedy z wyników dla peryferycznych zderzeń ciężkich jonów, przeskalowując je przez odpowiednie czynniki $\langle N_{bin} \rangle$. Taka wielkość jest oznaczana R_{CP} (ang. central-to-peripheral ratio).

Asymetria rozkładów kąta azymutalnego cząstek rejestrowanych w eksperymencie może dostarczyć informacji na temat zachowań kolektywnych materii jądrowej, nazywanych przepływami anizotropowymi. Według najpowszechniejszej obecnie interpretacji źródłem takiej asymetrii jest początkowa geometria wytworzonego układu, który w niecentralnych zderzeniach ma w przybliżeniu kształt elipsy w płaszczyźnie prostopadłej do wiązki ciężkich jonów. Ta początkowa asymetria przestrzenna w wyniku wielokrotnego rozpraszania i oddziaływań składników układu prowadzi do asymetrii w rozkładzie pędowym produkowanych cząstek. Wygodnymi i powszechnie stosowanym sposobem charakteryzowania przepływów anizotropowych jest rozwinięcie w szereg Fouriera rozkładu kąta azymutalnego ϕ cząstek względem płaszczyzny reakcji Ψ (Ψ jest płaszczyzną zdefiniowaną przez wiązkę jonów oraz wektor łączący środki zderzanych jonów):

$$\frac{d^2 N}{dp_T d\phi} \propto \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n(p_T) \cos(n(\phi - \Psi))$$

gdzie $v_n = \langle \cos(n(\phi - \Psi)) \rangle$. Współczynniki v_2 jest nazywany przepływem eliptycznym. W przypadku gdy emisja cząstek w reakcji jest izotropowa i brak jest oddziaływań między składnikami układu, wtedy $v_2 = 0$. Znaczną wartość v_2 w zderzeniach ciężkich jonów interpretuje się zwykle jako przejaw silnych interakcji na poziomie partonowym, a tym samym dowód na utworzenie QGP. Przepływy eliptyczne były (i w dalszym ciągu są) szczegółowo analizowane w eksperymentach przy RHIC, ponieważ takie badania mogą dostarczyć informacji o dynamice utworzonego układu w jego wczesnym stadium, równaniu stanu materii oraz termodynamicznych właściwościach QGP, takich jak stosunek lepkości dynamicznej do gęstości entropii η/s .

a) Ciężkie kwarki jako narzędzie do badania właściwości plazmy kwarkowo-gluonowej

Do badania właściwości plazmy kwarkowo-gluonowej można stosować technikę podobną do tomografii komputerowej. W tym celu wykorzystywana jest zewnętrzna „sonda”, której właściwości są dobrze znane, a cechy ośrodka wyznacza się na podstawie strat energii „sondy” podczas przejścia przez tę materię. W reakcjach ciężkich jonów rolę takiej „sondy” mogą pełnić ciężkie kwarki (kwarki powabne c i piękne b). Ponieważ mają stosunkowo dużą masę ($m_c \approx 1.3 \text{ GeV}/c^2$, $m_b \approx 4.2 \text{ GeV}/c^2$), to są produkowane we wczesnej fazie reakcji (w oddziaływaniach z dużym przekazem pędu), przed powstaniem stanu plazmy kwarkowo-gluonowej. Dlatego niosą informacje o wszystkich etapach ewolucji utworzonego systemu. Co więcej, ich produkcja (całkowity, jak i różniczkowy przekrój czynny na produkcję) jest dobrze opisywana za pomocą perturbacyjnej QCD (pQCD), tak więc kwarki c i b można traktować jak dobrze skalibrowane narzędzie do badania QGP.

W dalszej części omówię krótko swoje badania wykorzystujące dwa typy cząstek zawierających ciężkie kwarki: kwarkonia (stany związane kwarków c i \bar{c} lub b i \bar{b} , np. mezon $J/\psi(cc)$ lub $\Upsilon(bb)$) oraz mezony zbudowane z kwarka c lub b i kwarków lekkich (np. $D^0(c\bar{u})$, $D^+(c\bar{d})$ lub $B^+(u\bar{b})$), które są niekiedy nazywane ciężkimi mezonami o „otwartym” zapachu (ang. open heavy flavor meson), cząstkami o otwartym powabie/pięknie (ang. open charm meson, open beauty meson), lub mezonami powabnymi i pięknymi (ang. charmed meson, beauty meson).

Kwarkonia oraz mezony piękne i powabne traktowane jako dwa różne narzędzia do badania właściwości QGP. Kwarkonium, będąc stanem związanym $c\bar{c}$ lub $b\bar{b}$, jest obiektem pozbawionym ładunku kolorowego. Produkcja kwarkonium może co prawda zawierać etap przejściowy, gdy para $c\bar{c}$ lub $b\bar{b}$ znajduje się w stanie oktetu kolorowego [6][7], ale po odpowiednio długim czasie ładunek kolorowy jest neutralizowany i następuje utworzenie czarmonium (mezonu zawierającego parę kwarków $c\bar{c}$) lub bottomonium (zbudowanego z pary $b\bar{b}$). Modele teoretyczne przewidują, że produkcja kwarkoniów jest tłumiona w zderzeniach ciężkich jonów w porównaniu do produkcji w reakcjach $p+p$, przeskalowanych przez liczbę zderzeń binarnych, jeśli powstaje plazma kwarkowo-gluonowa. Źródłem tłumienia jest ekranowanie potencjału między kwarkami c i \bar{c} (lub b i \bar{b}) w materii o partonowych stopniach swobody (to odpowiednik ekranowania Debye’a), a długość ekranowania zależy od temperatury QGP. Różne stany kwarkonium mają odmienne energie wiązania, a zatem różne promienie. Obliczenia teoretyczne sugerują, że różne kwarkonia będą ulegać „dysocjacji” w QGP w różnych temperaturach, zatem pomiary ich produkcji pozwalają na wyznaczenie właściwości termodynamicznych QGP (temperatury).

Oprócz dysocjacji w QGP także inne efekty mogą wpływać na obserwowaną produkcję kwarkonium. Należą do nich m.in. modyfikacja rozkładu gęstości partonów w nukleonach w jądrze atomowym w porównaniu do swobodnych protonów (co wpływa na ilość produkowanych cząstek), rozbiecie kwarkonium w wyniku oddziaływania z hadronami w stanie końcowym lub wtórna produkcja w QGP (np. w wyniku łączenia się nieskorelowanych kwarków c i \bar{c}). Dobre zrozumienie tych zjawisk, zarówno pod względem jakościowym, jak i ilościowym, jest konieczne, aby wykorzystywać kwarkonia jako „termometr” plazmy kwarkowo-gluonowej.

Pomiary produkcji mezonów powabnych i pięknych dają dostęp do pojedynczych kwarków pięknych i powabnych, które niosą ładunek kolorowy i dlatego spodziewamy się, że będą oddziaływały z plazmą kwarkowo-gluonową w inny sposób niż kwarkonia. Kwark lub gluon poruszający się z dużą prędkością w QGP traci energię w wyniku oddziaływania ze składnikami tego ośrodka. Porównanie danych eksperymentalnych na temat strat energii dE/dx kwarków c i b z przewidywaniami teoretycznymi pozwala wyznaczyć współczynniki transportu dla QGP, np. średni kwadratowy przekaz pędu \hat{q} [8].

Eksperymentalne badania produkcji ciężkich kwarków polegają na rejestracji produktów rozpadu mezonów D i B . Eksperymenty przy zderzaczu RHIC wykorzystują w tym celu głównie dwie techniki. Pierwsza z nich to rejestracja elektronów lub mionów z semi-leptonowych rozpadów hadronów zawierających kwarki c i b (np. $D^+ \rightarrow e^+ + \text{cokolwiek}$ lub $B^+ \rightarrow e^+ + \text{cokolwiek}$). W drugiej mezony D są identyfikowane z wykorzystaniem rozpadów hadronowych (np. $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$), jako sygnał rezonansowy w rozkładzie masy niezmienniczej produktów rozpadu. Zaletą pierwszego podejścia są większe ilości rejestrowanych cząstek oraz względnie łatwe przygotowanie wyzwalacza do pomiarów elektronów o wysokiej energii (z wykorzystaniem kalorymetru elektromagnetycznego). Wadą zaś brak pełnej informacji o pędzie cząstki-rodzica, a badana próbka zawiera wkład zarówno od mezonów D , jak i B . Ponadto, w badaniach z wykorzystaniem elektronów jest obecne duże tło fizyczne pochodzące z konwersji kwantów gamma ($\gamma \rightarrow e^+e^-$) oraz rozpadów lekkich mezonów (np. $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$), które należy kontrolować i usunąć w analizie danych. W przypadku wykorzystania rozpadów w kanale hadronowym mamy dostęp do pełnej informacji o parametrach kinematycznych mezonu-rodzica, ale konieczne jest wykorzystanie dedykowanych detektorów, żeby uzyskać dobrą dokładność pomiarów. Np. w pomiarach $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ jest obecne bardzo duże tło od nieskorelowanych par $K^+\pi^-$ pochodzących z pierwotnego punktu zderzenia, które można usunąć, jeśli jesteśmy w stanie zrekonstruować punkt rozpadu mezonu D , a to z kolei wymaga odpowiednio precyzyjnego detektora wierzchołkowego.

W moich badaniach eksperymentalnych wykorzystywałem pierwsze podejście tj. analizę produkcji elektronów z semi-leptonowych rozpadów hadronów zawierających kwarki c i b . Takie elektrony w dalszej części autoreferatu są oznaczane symbolem e_{HF} (HF – ang. Heavy Flavor).

b) Rozdzielenie efektów związanych z plazmą kwarkowo-gluonową od innych zjawisk w badaniach eksperymentalnych

Główną trudnością w badaniach właściwości QGP jest poprawna interpretacja wyników eksperymentalnych uzyskanych w zderzeniach w ciężkich jonów. Obserwable, których używam w mojej pracy (przepływ eliptyczny v_2 i czynnik modyfikacji jądrowej R_{AA}) zależą zarówno od procesów związanych z powstaniem QGP, jak i innych zjawisk, które zachodzą niezależnie od QGP.

W przypadku R_{AA} te zjawiska noszą ogólną nazwę efektów związanych z „zimną” (normalną) materią jądrową (ang. *cold nuclear matter effects, CNM*), w odróżnieniu od „gorącej” materii w QGP. Są to efekty związane ze zmianami rozkładów pędowych cząstek mające miejsce w reakcjach, dla których zakładamy, że nie powstaje QGP, np. zderzeniach protonów z ciężkimi jonami¹.

Efekty CNM klasyfikujemy jako zjawiska zachodzące w stanie początkowym (np. zmiana gęstości rozkładu kwarków i gluonów w nukleonach w jądrach atomowych w porównaniu do rozkładów w swobodnym protonie, co z kolei powoduje zmianę ilości i charakterystyk kinematycznych produkowanych cząstek) oraz efekty w stanie końcowym. Ta druga kategoria obejmuje m.in. efekt Cronina (zwiększenie średniego p_T w reakcjach $p+A$ w porównaniu do zderzeń $p+p$) oraz rozbiecie kwarkonium podczas przechodzenia przez fragmenty zderzanych ze sobą jąder atomowych (jeśli produkcja kwarkonium ma miejsce odpowiednio wcześniej podczas reakcji) lub w wyniku oddziaływania z hadronami w stanie końcowym [7],[9]. Efekty CNM są wyznaczone przez pomiar czynnika modyfikacji jądrowej w zderzeniach $p+A$ lub $d+Au$ (w przypadku RHICa), a następnie ekstrapolowane dla reakcji $A+A$, co jest trudnym zadaniem i wymaga dodatkowych obliczeń modelowych. Trzeba jednak podkreślić, iż znajomość efektów CNM jest kluczowa dla interpretacji wyników uzyskanych dla reakcji ciężkich jonów w kontekście badań właściwości QGP.

Przepływ eliptyczny v_2 jest mierzony, wykorzystując rozkład kąta azymutalnego cząstek w stanie końcowym, zawiera więc wkład od zjawisk zachodzących w plazmie kwarkowo-gluonowej, fluktuacji w stanie początkowym (fluktuacji rozkładu nukleonów w zderzanych jądrach, co wpływa na pierwotną geometrię układu) oraz efektów w stanie końcowym, niezwiązanych z powstaniem QGP. Te ostatnie obejmują głównie korelacje katowe wynikające z rozpadów krótkożyciowych cząstek oraz korelacja cząstek produkowanych w tzw. dżetach (dżety to wiązki hadronów o znacznym pędzie skupione w wąskim stożku) i są nazywane efektami „non-flow” (w odróżnieniu od przepływów eliptycznych, ang. *elliptic flow*). Eksperymentalnie próbuje się rozdzielić te wkłady do v_2 , mierząc korelacje non-flow w danych $p+p$, a następnie ekstrapolując je do wyników w reakcjach ciężkich jonów, lub używając korelacji wielocząstkowych w pomiarach v_2 . Pomiar v_2 wykorzystując korelacje dwu- i czterocząstkowe, oznaczane odpowiednio $v_2\{2\}$ i $v_2\{4\}$, dostarczają górnego i dolnego ograniczenia na rzeczywiste wartości v_2 . Fluktuacje v_2 i korelacje non-flow mają dodatni wkład do mierzonych wartości $v_2\{2\}$. W przypadku $v_2\{4\}$ korelacje non-flow są stłumione i można je zaniedbać, a fluktuacje v_2 pomniejszają v_2 rejestrowane w eksperymencie [10].

c) Badanie dynamiki gluonów i kwarków w nukleonie z wykorzystaniem cząstek zawierających ciężkie kwarki

Powyżej krótko opisałem, w jaki sposób można wykorzystać pomiary produkcji ciężkich kwarków i przepływ eliptyczny do badania właściwości materii jądrowej (produkowanej w tym przypadku w wysokoenergetycznych zderzeniach ciężkich jonów) oraz oddziaływań kwarków i gluonów w takiej materii. Do

¹ To założenie powinno być spełnione dla pomiarów produkcji ciężkich kwarków w rozważanym tu zakresie energii ($\sqrt{s_{NN}} \sim 39 - 200$ GeV), jednak może nie być prawdziwe w przypadku produkcji lekkich mezonów w zakresie wyższych energii, np. w eksperymentach przy zderzaczu Large Hadron Collider (LHC). W ogólności powstanie QGP jest możliwe w reakcjach proton-proton lub protonów z ciężkimi jonami. Na przykład dane eksperymentalne potwierdziły kolektywne zachowania hadronów produkowanych w zderzeniach $p+p$ i $p+Pb$ w LHC [4], [5], a nawet reakcjach $d+Au$ w RHIC [1]–[3].

tego drugiego zagadnienia można podejść również w odmienny sposób, badając strukturę spinową nukleonu, która daje dostęp do dynamiki kwarków i gluonów w jego wnętrzu.

Od dziesięcioleci prowadzone są intensywne eksperymentalne i teoretyczne badania wewnętrznej struktury nukleonu, ale wiedza na temat rozkładu i dynamiki jego składników (kwarków i gluonów) jest wciąż niezadowolająca. Jednym z kluczowych problemów jest brak pełnego zrozumienia struktury spinowej nukleonu i tego, jak jego podstawowe elementy układają się w obiekt o spinie $\frac{1}{2}$. W przypadku podłużnie spolaryzowanego nukleonu, jego spin można wyrazić jako sumę:

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2} \Delta\Sigma + \Delta G + L_q + L_g$$

gdzie $\Delta\Sigma$ i ΔG to całkowity wkład odpowiednio kwarków i gluonów, a L_q i L_g reprezentują wkład wynikający z orbitalnego momentu pędu kwarków i gluonów, tj. powstający w wyniku ich względnego ruchu w nukleonie. L_q i L_g dają zatem dostęp do dynamiki partonów w nukleonie. Wyniki eksperymentalne wskazują, że udział spinów kwarków $\Delta\Sigma$ wynosi około $\approx 30\%$ [11]–[13], a dane zebrane podczas eksperymentów przy RHICu sugerują, że udział gluonów wynosi $\approx 20\%$ [14]. Wartości L_q i L_g są do tej pory bardzo słabo poznane, ale można uzyskać do nich dostęp (pośrednio) w eksperymentach wykorzystujących reakcje spolaryzowanych protonów. Przedmiotem moich badań w ostatnim okresie była analiza wykonalności oraz wyznaczenie dokładności tego typu pomiarów w przygotowywanym projekcie AFTER@LHC (ang. A fixed target experiment at the LHC) tj. eksperymencie ze stacjonarną tarczą wykorzystującym wiązki protonów i ciężkich jonów z akceleratora Large Hadron Collider (LHC). Wykonane prace i ich wyniki opisałem zwięźle w podrozdziale 2.f.

2. Uzyskane wyniki

a) Reakcje U+U jako narzędzie do badań oddziaływań kwarkonium z plazmą kwarkowo-gluonową

Wyniki przedstawione w tej części pochodzą z publikacji [15], a zaprezentowanym w niej analizom przyświecały dwie główne motywacje. Po pierwsze, jądra uranu mają niesymetryczny kształt, dzięki czemu zderzenia U+U z inną orientacją przestrzenną pozwalają na większe zmiany gęstości energii w tym samym układzie w porównaniu do reakcji Au+Au, typowych dla RHICa. Wybierając określone orientacje oddziaływań U+U można osiągnąć różne gęstości energii w tym samym układzie eksperymentalnym, co potencjalnie pozwala na ograniczenie niepewności systematycznych w zestawieniu z sytuacją, gdy porównujemy reakcje ciężkich i lekkich jonów (np. Au+Au z Cu+Cu). Ponadto długości ścieżki, którą pokonuje mezon J/ψ lub Υ w materii jądrowej, są różne dla różnych konfiguracji przestrzennych reakcji U+U, co spowoduje różne efektywne wartości przekroju czynnego na jego rozbitcie w wyniku oddziaływania z tzw. zimną materią jądrową (czasami to zjawisko jest nazywane absorpcją jądrową).

Gdy dłuższe osie zderzanych jąder uranu są równoległe do osi wiązki (ang. konfiguracja Tip-Tip, TT), to powstaje system o największej dostępnej gęstości energii, a zarazem najdłuższej drodze L w materii jądrowej. Zarazem L jest najkrótsza w przypadku, gdy krótkie osie jąder U są równoległe do osi wiązki (ang. konfiguracja Side-Side, SS). Założyliśmy, że porównując wyniki dla różnych orientacji oddziaływań U+U będzie można badać absorpcję jądrową ze zmniejszoną niepewnością z powodu modyfikacji rozkładów partonów w jądrach atomowych (ten efekt nazywany jest czasem przekrywaniem partonów, ang. shadowing), ponieważ spodziewaliśmy się, że przekrywanie będzie podobne dla reakcji TT i SS dla danej centralności. Nasze badania pokazały jednak, że przekrywanie nie znosi się, kiedy weźmiemy stosunek wyników dla konfiguracji TT i SS.

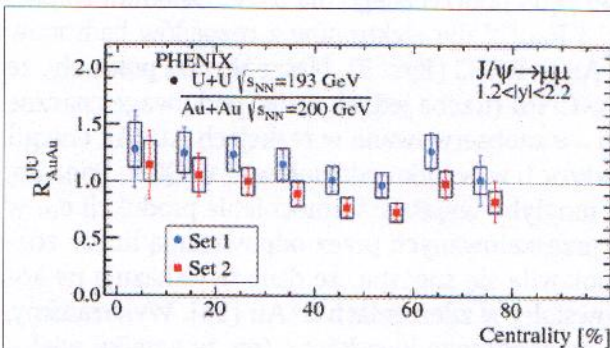
W zderzeniach U+U tworzony jest system o większej gęstości energii w porównaniu z reakcjami Au+Au, co pozwala na dodatkowe testowanie modeli oddziaływania ciężkich mezonów i kwarkonium z gorącą materią jądrową. W publikacji [15] oszacowałem spodziewaną gęstość energii i pokazałem, że średnio gęstość energii jest większa o 20% w zderzeniach U+U (uśrednionych, bez wyboru konkretnej orientacji przestrzennej tarczy i pocisku) w porównaniu do reakcji Au+Au. Kolizje TT mogłyby zapewnić jeszcze wyższe wartości, ale selekcja takich przypadków w eksperymencie jest trudna (choć zasadniczo możliwa, jak to opisałem w [15]).

Sądę, że oszacowywanie gęstości energii z publikacji [15] zwiększyło zainteresowanie badaniami produkcji cząstek w reakcjach U+U w RHIC, na przykład pomiarami produkcji ciężkich kwarków (e_{HF} [16], J/ψ [17], Y [18]), par e^+e^- [19] i hadronów zawierających kwarki s [20]. W tych artykułach autorzy przywołali moje ilościowe oszacowania wzrostu gęstości energii w U+U w porównaniu z Au+Au jako jedną z motywacji opisanych w nich badań.

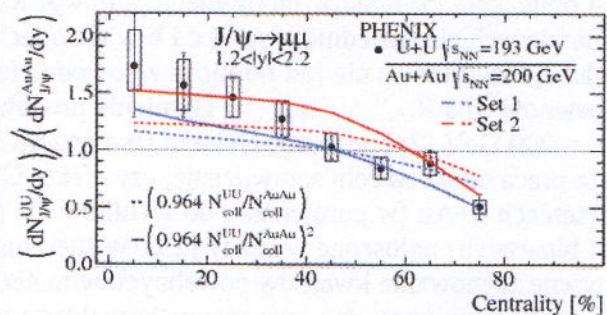
W artykule [15] zaproponowałem również nową obserwabę, która może dostarczyć dodatkowych informacji na temat oddziaływań kwarkonium z plazmą kwarkowo-gluonową. W przypadku, gdy dochodzi do wtórnej produkcji mezonów J/ψ w wyniku połączenia nieskorelowanych kwarków c i \bar{c} , obecnych w QGP, to liczba powstałych w ten sposób mezonów J/ψ jest w przybliżeniu proporcjonalna do kwadratu liczby kwarków w materii, $\propto N_c^2$. Ponieważ liczba produkowanych kwarków powabnych jest proporcjonalna do liczby zderzeń binarnych [21], to zaproponowałem nową obserwabę – względny czynnik modyfikacji jądrowej R_{AuAu}^{UU} – żeby sprawdzić, czy taka wtórna, statystyczna produkcja jest dominującym procesem, któremu podlega J/ψ w QGP. R_{AuAu}^{UU} jest zdefiniowany jako stosunek liczby wyprodukowanych J/ψ w reakcjach U+U do liczby J/ψ obserwowanych w zderzeniach Au+Au, unormowanych przez stosunek liczby zderzeń binarnych w Au+Au i U+U podniesiony do kwadratu:

$$R_{AuAu}^{UU} = \frac{dN_{J/\psi}^{UU}/dy}{dN_{J/\psi}^{AuAu}/dy} \left(\frac{N_{bin}^{AuAu}}{N_{bin}^{UU}} \right)^2.$$

Jeśli mezony J/ψ są produkowane głównie w wyniku łączenia się kwarków c i \bar{c} w QGP, a tłumienie w zderzeniach ciężkich jonów jest niezależne od absorpcji jądrowej i gęstości energii, wówczas $R_{AuAu}^{UU} \approx 1$. Przewaga R_{AuAu}^{UU} nad R_{AA} polega na tym, że R_{AuAu}^{UU} nie zależy od pomiarów przekroju czynnego na produkcję J/ψ reakcjach p+p, a jest to najpoważniejsze źródło niepewności przy obliczaniu R_{AA} . Dlatego R_{AuAu}^{UU} pozwala na badania zachowania mezonów J/ψ w QGP z lepszą dokładnością.



Rysunek 1: Względny czynnik modyfikacji jądrowej R_{AuAu}^{UU} dla J/ψ zmierzony przez eksperyment PHENIX. Rysunek zaczerpnięty z [22].



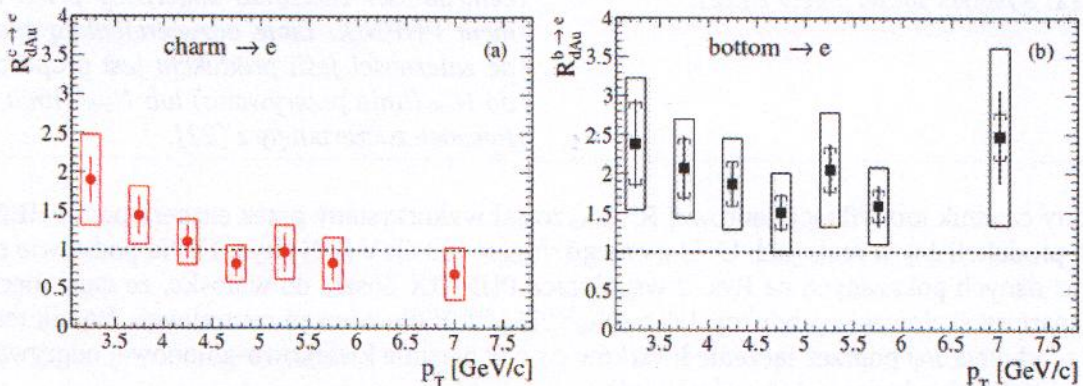
Rysunek 2: Stosunek liczby mezonów J/ψ produkowanych w reakcjach U+U i Au+Au w funkcji centralności zderzenia zmierzony przez eksperyment PHENIX. Linie odzwierciedlają spodziewane zależności jeśli produkcja jest proporcjonalna do N_{coll} (linia przerywana) lub N_{coll}^2 (linia ciągła). Rysunek zaczerpnięty z [22].

Względny czynnik modyfikacji jądrowej R_{AuAu}^{UU} został wykorzystany przez eksperyment PHENIX w badaniach produkcji J/ψ w reakcjach U+U o energii $\sqrt{s_{NN}} = 193$ GeV [22] (Rys. 1). Na podstawie tych wyników oraz danych pokazanych na Rys. 2 współpraca PHENIX doszła do wniosku, że dane nieco faworyzują scenariusz skalowania produkcji J/ψ z $(N_{bin}^{UU}/N_{bin}^{AuAu})^2$ dla zderzeń centralnych. Wynik ten potwierdza, że produkcja J/ψ poprzez łączenie kwarków c i \bar{c} w plazmie kwarkowo-gluonowej odgrywa znaczącą rolę w centralnych zderzeniach Au+Au i U+U.

b) Oszacowanie wpływu efektów zimnej materii jądrowej na produkcję kwarków pięknych

W artykule [15] wraz ze współautorami zaproponowaliśmy i przedyskutowaliśmy możliwość wykorzystania reakcji U+U o różnych orientacjach przestrzennych w celu eksperymentalnego usunięcia efektów zimnej materii jądrowej (efektów CNM) w pomiarach R_{AA} dla mezonów J/ψ i Υ . Wraz z Andrzejem Lipcem analizowałem również efekty CNM dla elektronów z rozpadów hadronów zawierających kwarki piękne [23]. Eksperymentalne dane na ten temat nie były dostępne, a te informacje są kluczowe dla interpretacji wyników z reakcji ciężkich jonów.

Jak wspomniałem wcześniej, badanie produkcji ciężkich kwarków pozwala na wyznaczenie współczynników transportowych dla plazmy kwarkowo-gluonowej (na podstawie obliczeń modelowych). Aby zminimalizować niepewności systematyczne z tym związane, pożądane jest wyznaczenie R_{AA} i R_{pA} (lub R_{dAu} w przypadku RHIC-a) oddzielnie dla produkcji kwarków c i b. W przypadku kwarków c istnieją odpowiednie dane eksperymentalne tj. R_{dAu} i R_{AA} dla mezonów D. Oszacowanie R_{dAu} dla elektronów z rozpadów hadronów zawierających kwark b (oznaczane czasem symbolem $b \rightarrow e$) było brakującym elementem do interpretacji wyników R_{AA} dla $b \rightarrow e$ opublikowanych przez eksperyment PHENIX [24], a następnie przez współpracę STAR. Aby rozwiązać ten problem, ja i Andrzej Lipiec (przygotowujący wówczas pracę magisterską pod moją opieką) obliczyliśmy modyfikację produkcji $b \rightarrow e$, spodziewaną w wyniku znanych efektów zimnej materii jądrowej [23]. Zastosowaliśmy następującą metodę badawczą. Punktem wyjściowym były rozkłady pędu poprzecznego mezonów powabnych zmierzone przez eksperyment STAR w reakcjach p+p o energii 200 GeV. Następnie obliczyliśmy rozkład p_T tych mezonów w reakcjach d+Au o energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV zakładając, że te rozkłady są zmodyfikowane przez przekrywanie partonów oraz efekt Cronina. Korzystając z uzyskanych w ten sposób wyników, przy pewnych dodatkowych założeniach, wyznaczyliśmy rozkłady p_T elektronów z rozpadów hadronów powabnych (oznaczone symbolem $c \rightarrow e$). Następnie odjęliśmy te dane od rozkładów p_T dla e_{HF} (które zawierają zarówno $c \rightarrow e$, jak i $b \rightarrow e$) zmierzonych w d+Au. W rezultacie otrzymaliśmy rozkład pędu poprzecznego dla $b \rightarrow e$. Ostatnim etapem było obliczenia czynników modyfikacji jądrowej $R_{dAu}^{c \rightarrow e}$ i $R_{dAu}^{b \rightarrow e}$ dla elektronów z rozpadów hadronów zawierających odpowiednio kwarki c i b w reakcjach d+Au w RHIC (Rys. 3). Nasze wyniki pokazały, że produkcja kwarków b nie jest tłumiona z powodu efektów CNM (trzeba jednak wziąć pod uwagę znaczne niepewności dla $R_{dAu}^{c \rightarrow e}$ i $R_{dAu}^{b \rightarrow e}$). Tłumienie produkcji $b \rightarrow e$ zaobserwowane w reakcjach Au+Au energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [24] jest więc efektem strat energii kwarków b w wyniku oddziaływań w QGP. Ponadto, nasza praca miała na celu sprawdzenie, czy efekty CNM mogłyby wyjaśnić wzmocnienie produkcji e_{HF} w zderzeniach d+Au (w porównaniu do wyników dla p+p przeskalowanych przez odpowiednią liczbę zderzeń binarnych) ogłoszone w pracy [25]. W literaturze pojawiła się sugestia, że dane te wskazują na kolektywne zachowanie kwarków powabnych w materii powstałej w zderzeniach d+Au [26]. Wykazaliśmy, że przesłanianie partonów oraz rozmycie rozkładu pędu poprzecznego kwarków c (np. w wyniku wielokrotnego rozpraszania na innych partonach tj. efektu Cronina), dobrze wyjaśniają zaobserwowane eksperymentalnie wzmocnienie produkcji e_{HF} dla niskich pędów poprzecznych ($p_T < 2.5$ GeV/c).



Rysunek 3: Czynniki modyfikacji jądrowej $R_{dAu}^{c \rightarrow e}$ i $R_{dAu}^{b \rightarrow e}$ dla elektronów z rozpadów hadronów zawierających odpowiednio kwarki c (panel a) i kwarki b (panel b) dla pośpieszności ≈ 0 wyznaczone w pracy [23].

c) Rozdzielenie przepływów eliptycznych od korelacji non-flow, faktoryzacja korelacji non-flow

Aby zastosować przepływ eliptyczny do badań właściwości QGP, pożądane jest, żeby zrozumieć, jakie procesy mają wkład do obserwowanej azymutalnej anizotropii v_2 , i ewentualnie usunąć efekty non-flow. W artykule [27] wraz ze współautorami badaliśmy cechy korelacji non-flow (które modelowaliśmy, korzystając z programu PYTHIA) oraz ich wpływ na v_2 mierzone w reakcjach ciężkich jonów. W tym celu skonstruowaliśmy symulacje zdarzenia ciężkich jonów jako pojedyncze zdarzenie p+p z PYTHIi połączone z cząstkami reprezentującymi cząstki produkowane masowo w reakcjach (ang. „bulk” matter). Te cząstki zostały wygenerowane, zakładając ich kolektywne zachowanie oraz pełną termalizację system. Takie cechy odpowiadają właściwościom przypisywanym QGP oraz są zbliżone do założeń modelu hydrodynamicznego reakcji ciężkich jonów, dlatego nazwaliśmy je cząstkami *hydro*. Cząstki hydro miały następujące właściwości: $v_2(p_T) = a \cdot p_T$, gdzie $a = 0.1 \text{ (GeV/c)}^{-1}$ a rozkład p_T miał postać $dN/dp_T \propto p_T \exp^{-p_T/B}$, gdzie $B = 0.23 \text{ GeV/c}$.

Skoncentrowaliśmy nasze badania na oczekiwanej własności przepływów kolektywnych, mianowicie na rozkładzie na czynniki (faktoryzacji) korelacji dwucząstkowych. Te korelacje w kącie azymutalnym ϕ można rozwinąć w szereg Fouriera względem kąta $\Delta\phi$ między cząstkami a i b w danej parze:

$$\frac{d^3 N^{\text{Pair}}}{dp_T^a dp_T^b d\Delta\phi} \propto 1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2V_{n\Delta}(p_T^a, p_T^b) \cos(n\Delta\phi).$$

Jeżeli cząstki są niezależnie od siebie skorelowane z płaszczyzną reakcji (np. z powodu przepływów kolektywnych), a korelacje dwucząstkowe są pomijalne, to $V_{n\Delta}$ podlega faktoryzacji na jednocząstkowe przepływy v_n :

$$V_{n\Delta}(p_T^a, p_T^b) = v_n(p_T^a) v_n(p_T^b)$$

W tym przypadku v_n jest obliczane z korelacji dwucząstkowych i jest oznaczane zwykle jako $v_n\{2\}$. Jednocząstkowe przepływ v_n można obliczyć na podstawie elementów diagonalnych $V_{n\Delta}$ lub korzystając ze znanej, referencyjnej wartości $v_n(p_T^{\text{Ref}})$:

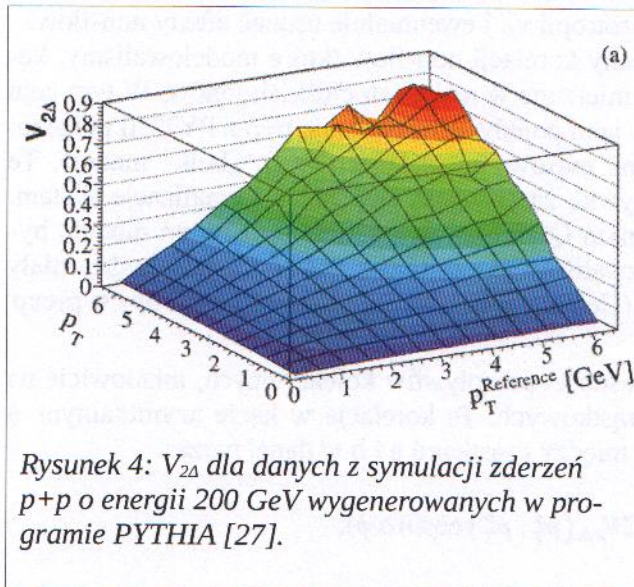
$$v_n(p_T) = \frac{V_{n\Delta}(p_T, p_T^{\text{Ref}})}{v_n(p_T^{\text{Ref}})}$$

Bezpośrednią konsekwencją tego wyrażania jest to, że $v_n(p_T)$ jest niezależne od referencyjnego v_n . Pomiar w ramach współprac ATLAS i CMS potwierdziły taką właściwość dla v_n zmierzonych przy niskim p_T w reakcjach ciężkich jonów w LHC.

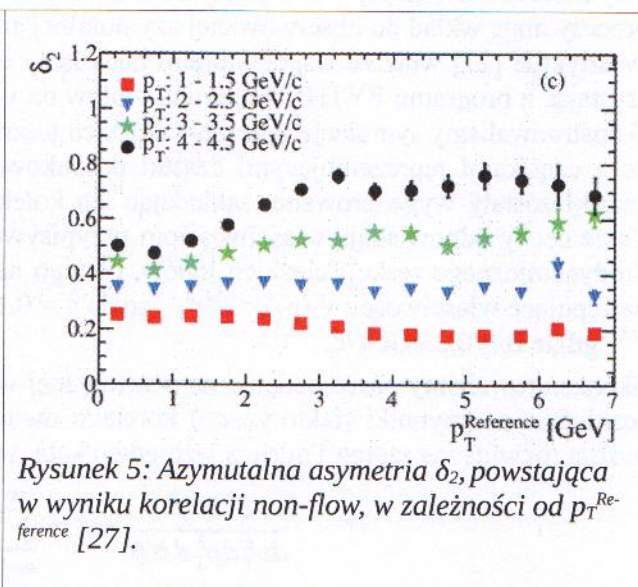
W naszym artykule zbadaliśmy możliwą faktoryzację v_2 pochodzącą od efektów non-flow (które dalej oznaczam przez δ_2), głównie pochodzących z dżetów. O ile mi wiadomo, był to pierwszy raz, kiedy rozważono taką możliwość. W tym przypadku zakładamy, że oś dżetu odgrywa rolę płaszczyzny symetrii (podobnie jak płaszczyzna reakcji jest płaszczyzną symetrii dla zderzeń ciężkich jonów) i może prowadzić do faktoryzacji hadronów produkowanych w dżecie w wyniku fragmentacji szybkiego partonu. Nasze obliczenia z wykorzystaniem PYTHIi pokazały, że korelacje non-flow pochodzące z dżetów rzeczywiście podlegają faktoryzacji, kiedy rozważamy cząstki o dużym pędzie poprzecznym. Rysunek 4 prezentuje $V_{n\Delta}$ obliczone dla reakcji p+p o energii $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ z PYTHIi, a Rys. 5 obliczone „przepływy” $\delta_2(p_T^{\text{Reference}})$. Dla wysokich wartości p_T δ_2 is w przybliżeniu niezależne od $p_T^{\text{Reference}}$, dla którego obliczona jest wartość referencyjnego δ_2 . Wynik ten potwierdza, że „przepływy” v_2 powstające w wyniku produkcji dżetów (a więc korelacji non-flow) podlegają faktoryzacji.

Ta właściwość v_n została eksperymentalnie potwierdzona przez wyniki eksperymentu ALICE w zderzeniach Pb+Pb o energii $\sqrt{s_{NN}} = 2,76 \text{ TeV}$ [28], gdzie współpraca ALICE konstatuje: “If the global fit is applied to $V_{n\Delta}$ points exclusively at large particle momenta, factorization behavior can be tested for correlations that are predominantly jet-induced. An example is shown in Fig. 7, where the global fit has been applied to $V_{n\Delta}$ points within $5 < p_T^a < 15 \text{ GeV/c}$. In this case, there are six $V_{n\Delta}$ datapoints fitted, and three fit parameters, which are $v_n\{\text{GF}\}$ at 5–6, 6–8, and 8–15 GeV/c. An approximate factorization is observed

over this range. The agreement between fit and data for the lowest fitted datapoint (at 5–6 GeV/c) is rather poor, indicating that the correlations there are in a transitional region that is less jet-dominated than at higher p_T .” [28]



Rysunek 4: $V_{2\Delta}$ dla danych z symulacji zderzeń $p+p$ o energii 200 GeV wygenerowanych w programie PYTHIA [27].



Rysunek 5: Azymutalna asymetria δ_2 , powstająca w wyniku korelacji non-flow, w zależności od $p_T^{\text{Reference}}$ [27].

Nasze obliczenia wykazały, że asymetrie azymutalne obliczone dla cząstek „bulk” (v_2) i cząstek produkowanych w dżetach (δ_2) podlegają faktoryzacji, ale mają różną zależność od p_T . Na podstawie tej obserwacji zaproponowałem nową metodę do rozdzielania przepływu eliptycznego v_2 i korelacji non-flow δ_2 w eksperymentalnych danych z reakcji ciężkich jonów. Założyliśmy, że $V_{n\Delta}$ można wyrazić jako sumę dwóch składników, reprezentujących przepływy kolektywne i non-flow:

$$V_{2\Delta}(p_T^a, p_T^b) = v_2(p_T^a)v_2(p_T^b) + \delta_2(p_T^a)\delta_2(p_T^b).$$

Następnie zaproponowaliśmy, żeby dopasować tę formułę do eksperymentalnych danych $V_{n\Delta}(p_T^a, p_T^b)$, żeby wyznaczyć $v_2(p_T)$ i $\delta_2(p_T)$. Przetestowaliśmy tę metodę dla symulacji zdarzeń PYTHIA zmieszanych z cząstkami charakteryzującymi się hydrodynamicznym przepływem v_2 (cząstki *hydro*). Wyniki pokazały, że podejście to działa dość dobrze w symulowanym przypadku „zmieszanych” przepływów eliptycznych i efektów non-flow [27].

d) Pomiar przepływów eliptycznych elektronów z rozpadów hadronów zawierających ciężkie kwarki w zakresie energii zderzacza RHIC

Metoda pomiarowa

W moich badaniach wykorzystywałem pomiary produkcji elektronów z semi-leptonowych rozpadów hadronów zawierających ciężkie kwarki (oznaczanych symbolem e_{HF}), żeby uzyskać informacje na temat przepływów eliptycznych kwarków c i b . To wygodne podejście, ponieważ stosunek rozgałęzień BR dla tych rozpadów jest stosunkowo wysoki (około 10% dla mezonów B i D), a identyfikacja elektronów jest względnie prosta w STARze. Problemem jest jednak duże tło, które należy zrozumieć i usunąć w analizie.

Ogólnie taki pomiar polega na zmierzeniu tzw. *inkluzywnej próbki elektronów* (która zawiera wszystkie ślady, które spełniły wymagania co do ich jakości oraz kryteria założone w identyfikacji elektronów), a następnie zastosowaniu poprawek na zanieczyszczenie hadronami i tło pochodzące z innych procesów fizycznych (obejmujące głównie elektrony z konwersji kwantów gamma w materiale detektora oraz z rozpadów lekkich mezonów, głównie π^0 i η). Elektrony tła są nazywane w literaturze specjalistycznej (ang.) *photonic electrons*, e_{pho} . Liczba e_{HF} rejestrowanych w eksperymencie (N_{HF}) jest obliczana jako:

$$N_{\text{HF}} = N_{\text{inc}} * p - N_{\text{pho}}/\epsilon_{\text{pho}},$$

gdzie N_{inc} to liczność inkluzywnej próbki elektronów, p to czystość tej próbki (udział elektronów w N_{inc}), N_{pho} to liczba zidentyfikowanych elektronów tła, a ϵ_{pho} to wydajność oznaczania e_{pho} . Eksperyment STAR stosuje statystyczną metodę oznaczania e_{pho} z wykorzystaniem masy niezmienniczej $M_{e^+e^-}$ par e^+e^- . W tym

podejściu liczba e_{pho} jest wyznaczana na podstawie sygnału w rozkładzie $M_{e^+e^-}$ w obszarze niskich wartości ($M_{e^+e^-} < 150 \text{ MeV}/c^2$) [29]. Mając N_{HF} można ją następnie wykorzystać do obliczenia liczby produkowanych cząstek lub przekroju czynnego na produkcję e_{HF} (po zastosowaniu niezbędnych korekcji związanych z wydajnością pomiarów) lub do wyznaczania innych obserwabli np. przepływu eliptycznego. Jeśli to możliwe, to należy usunąć także inne, drugorzędne źródła tła (np. słabe rozpady mezonów K lub rozpady $J/\psi \rightarrow e^+e^-$). Ogólnie rzecz ujmując, pomiary z wykorzystaniem e_{HF} są trudne i skomplikowane, ponieważ wymagają dużej ilości danych oraz drobiazgowej analizy.

Ponieważ ilość produkowanych lekkich hadronów jest dużo większa niż cząstek zawierających kwarki powabne i piękne, to niezwykle ważne jest kontrolowanie zarówno czystości próbki, jak i tła od e_{pho} . Ocena czystości próbki N_{inc} jest jednym z głównych źródeł niepewności systematycznej w pomiarach z wykorzystaniem e_{HF} w eksperymencie STAR, szczególnie w zakresie niskich p_T ($p_T < 1.2 \text{ GeV}/c$) i wysokich pędów poprzecznych ($p_T > 5 \text{ GeV}/c$). Oszacowanie czystości próbki było ważnym elementem moich badań przepływu eliptycznego e_{HF} w zderzeniach ciężkich jonów w STARze.

W pracy [30] analizowałem także, w jaki sposób błędna identyfikacja hadronów jako elektrony w komorze projekcji czasowej², która jest głównym detektorem używanym do rekonstrukcji śladów i identyfikacji cząstek w STARze, wpływa na pomiary produkcji ciężki kwarków. Na podstawie dostępnych danych sparametryzowałem czystość inkluzywnej próbki elektronów, a następnie zbadałem, w jaki sposób różne poziomy zanieczyszczenia hadronami mogą wpływać na wydajność oznaczania tła od e_{pho} , a także na pomiary produkcji J/ψ z wykorzystaniem rozpadów $J/\psi \rightarrow e^+e^-$. Obliczyłem rozkłady masy niezmienniczej par e^+e^- dla reakcji p+p o energii $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ wygenerowanych z wykorzystaniem programu PYTHIA, zakładając kilka poziomów zanieczyszczenia (25%, 50% i 100% rzeczywistej liczby elektronów). Rysunek 8 w pracy [30] przedstawia otrzymane rozkłady $M_{e^+e^-}$. Przeprowadzone analizy wykazały, że w zakresie niskich mass jest wyraźnie widoczny sygnał $\phi \rightarrow K^+K^-$ z masą przesuniętą w kierunku niższych wartości z powodu rekonstrukcji masy niezmienniczej cząstki-matki z założeniem niepoprawnej masy produktów rozpadu. Jest to potencjalne źródło niepewności systematycznej w pomiarach e_{HF} , ponieważ może prowadzić do niepoprawnego oszacowania tła od e_{pho} . Moje badania wykazały również, że ta niepewność ma znikome znaczenie przy zastosowaniu typowych wymagań w analizie produkcji e_{HF} w STARze. Było to ważne sprawdzenie potencjalnego źródła niepewności w badaniach przepływów eliptycznych dla e_{HF} , ponieważ w przeszłości złe oszacowanie tła od e_{pho} doprowadziło do publikacji niepoprawnych wyników na temat produkcji e_{HF} [31]. Wykazałem również, że zanieczyszczenie hadronami nie ma znaczącego wpływu na rekonstrukcję $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, jeśli tylko ilość rejestrowanych mezonów J/ψ jest wysoka. W przeciwnym razie wkład $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ do sygnału może być zaniżony z powodu fluktuacji tła.

Wyniki badań eksperymentalnych

Prezentowe w tym rozdziale pomiary są częścią programu RHIC Beam Energy Scan, którego celem jest badanie diagramu fazowego materii jądrowej, w tym poszukiwanie punktu krytycznego oraz przejścia fazowego od „normalnej” materii jądrowej do plazmy kwarkowo-gluonowej. W moich badaniach eksperymentalnych skupiłem się na pomiarze przepływu eliptycznego v_2 dla e_{HF} produkowanych w zderzeniach Au+Au o energii $\sqrt{s_{NN}} = 39$ oraz 62,4 i 200 GeV rejestrowanych przez eksperyment STAR przy RHIC. Byłem główną postacią w analizie danych i uzyskaniu wyników dla przepływu eliptycznego przy użyciu metod korelacji dwu- i czterocząstkowych, odpowiednio $v_2\{2\}$ i $v_2\{4\}$ [32]. Rysunek 6 przedstawia $v_2\{2\}$ i $v_2\{4\}$ dla e_{HF} w funkcji p_T w zderzeniach Au+Au o energii $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$, w porównaniu do wyników uzyskanych metodą płaszczyzny zdarzenie $v_2\{EP\}$ przez eksperymenty STAR i PHENIX. Prezentowane wyniki eksperymentu STAR zostały uzyskane dla danych z tzw. wyzwalaczem minium-bias (min-bias) lub z wymaganiem w zdarzeniu sygnału od elektronu o wysokim pędzie poprzecznym (tzw. wyzwalacz High-Tower, jego szczegółowy opis można znaleźć w artykule [32]). Zarówno $v_2\{2\}$, jak i $v_2\{4\}$ mają wartości dodatnie, co oznacza, że rzeczywiste wartości przepływu eliptycznego dla e_{HF} są dodatnie. Rysunek 7 przedstawia $e_{HF} v_2\{2\}$ i $v_2\{4\}$ wraz z przewidywaniami modelu BAMPS [33], [34], modelu autorstwa Gossiaux i współautorów [35]–[37] oraz modelu bazującego na formalizmie TMatrix autorstwa He i innych [38],[39]. Modele te zakładają, że ciężkie kwarki intensywnie oddziałują z otaczającą je materią o

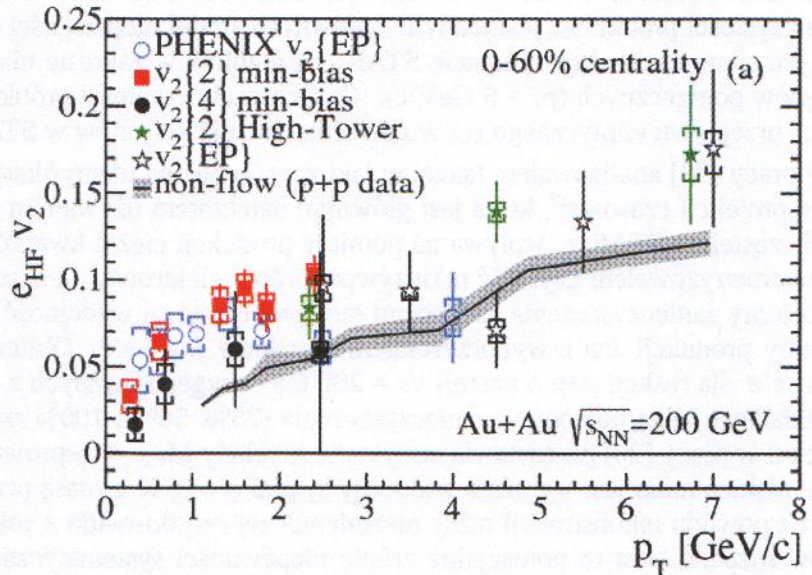
² ang. Time Projection Chamber, TPC

partonowych stopniach swobody. Wyniki obliczeń teoretycznych mają dość dobrą zgodność z prezentowanymi danymi eksperymentalnymi, biorąc pod uwagę niepewności. Skończone i dodatnie wartości v_2 dla elektronów z rozpadów hadronów zawierających ciężkie kwarki wskazują, że ciężkie kwarki też mają dodatnie v_2 . Te większe od zera wartości v_2 zostały prawdopodobnie uzyskane w wyniku oddziaływań z partonami w QGP. Wyniki dla przepływów eliptycznych $v_2\{2\}$ i $v_2\{4\}$ oraz tłumienie produkcji e_{HF} dla wysokich pędów poprzecznych zaobserwowane w reakcjach ciężki jonów w RHIC [40][41] potwierdzają, że ciężkie kwarki oddziałują silnie (intensywnie) z plazmą kwarkowo-gluonową wytworzoną w tych reakcjach.

$v_2\{2\}$ wykazuje lekki wzrost z p_T dla $p_T > 4$ GeV/c, co jest prawdopodobnie efektem korelacji pochodzących z dżetów (efektów non-flow). Oceniliśmy siłę tych korelacji, korzystając z pomiarów korelacji e_{HF} hadron w zderzeniach p+p o energii $\sqrt{s} = 200$ GeV i programu PYTHIA. Korelacje z p+p zostały przeskalowane przez liczbę hadronów w zderzeniach Au+Au, aby uwzględnić wpływ krotności cząstek na obserwowane korelacje cząstek w dżetach (większa liczba cząstek w reakcji rozmywa efekt korelacyjny). Oszacowanie v_2 pochodzącego z korelacji non-flow w reakcjach Au+Au jest widoczne na Rys. 6 w postaci czarnej linii, gdzie szarym kolorem zaznaczyliśmy niepewności wyników (łącznie statystyczne i systematyczne). Korelacje non-flow mogą wyjaśnić wzrost $v_2\{2\}$ ze wzrostem pędu poprzecznego, co sugeruje, że wyniki v_2 dla $p_T > 4$ GeV/c są zdominowane przez efekty non-flow.

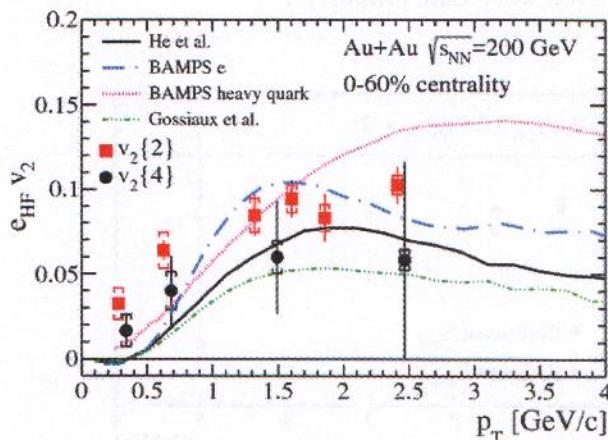
Wyniki eksperymentu STAR są również porównywane z pomiarami $v_2\{EP\}$ wykonanymi przez współpracę PHENIX, w których zastosowano dużą różnicę w pseudospieszczości $\Delta\eta$ między detektorem, w którym mierzono płaszczyznę zdarzenia, a detektorem wykorzystywanym do identyfikacji elektronów. Takie warunki powinny zmniejszyć efekty non-flow. Wyniki PHENIXa są spójne z danymi ze STARa w dostępnym zakresie p_T ($p_T < 4$ GeV/c). Pomiary $e_{HF} v_2$ zostały wykonane także przez eksperyment ALICE dla zderzeń Pb+Pb o energii $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV [42] z $|\Delta\eta| > 0.9$. Uzyskane wyniki są podobne do wartości obserwowanych dla RHICa dla $p_T < 5$ GeV/c, ale v_2 w reakcjach Pb+Pb maleje ze wzrostem p_T , w odróżnieniu od wyników STARa. To kolejna przesłanka, że wzrost $e_{HF} v_2$ dla $p_T > 4$ GeV/c w danych STARa wynika z korelacji dżetowych.

Wyniki v_2 dla reakcji Au+Au o niższych energiach tj. $\sqrt{s_{NN}} = 39$ i 62,4 GeV pokazują inny trend niż dla 200 GeV. Dla $\sqrt{s_{NN}} = 39$ i 62,4 GeV wartości $v_2\{2\}$ dla e_{HF} są zgodne z zerem i systematycznie mniejsze niż $v_2\{2\}$ dla $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV w dostępnym zakresie pędu poprzecznego tj. $p_T < 1$ GeV / c (Rys. 8). Taka zależność $e_{HF} v_2$ od energii reakcji jest odmienna od wyników pomiarów przepływu eliptycznego dla lekkich hadronów, dla których v_2 jest dodatnie w tym zakresie energii, a różnica między $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV a 39 GeV jest mała. Co więcej, nie zaobserwowano istotnego tłumienia produkcji e_{HF} w reakcjach Au+Au o energii $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV [43][44]. Różnica pomiędzy $e_{HF} v_2$ dla niskich p_T w reakcjach Au+Au o energii $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV and 39 GeV w porównaniu do wyników dla $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV sugeruje, że kwarki powabnie oddziałują słabiej z otaczającą je materią partonową dla tych niższych energii, trzeba jednak zaznaczyć, że różnica nie jest istotna statystycznie. Wyniki te mogą oznaczać, że następuje zmiana właściwości



Rysunek 6: Przepływy eliptyczne v_2 dla elektronów (e_{HF}) z rozpadów hadronów zawierających ciężkie kwarki w reakcjach Au+Au o energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV zmierzone przez eksperyment STAR z wykorzystaniem korelacji dwu- i cztercząstkowych $v_2\{2\}$ i $v_2\{4\}$ oraz metody płaszczyzny zdarzenia $v_2\{EP\}$ [32].

materii jądrowej powstającej w reakcjach ciężkich jonów o energii $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV w porównaniu do zderzeń o $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Do potwierdzenia tej hipotezy konieczne są jednak większe ilości danych i dodatkowe pomiary w szerszym zakresie pędu poprzecznego.



Rysunek 7: Przepływy eliptyczne $v_2\{2\}$ i $v_2\{4\}$ dla e_{HF} w reakcjach Au+Au o energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV uzyskane przez eksperyment STAR [32], porównane z wynikami obliczeń modelowych.

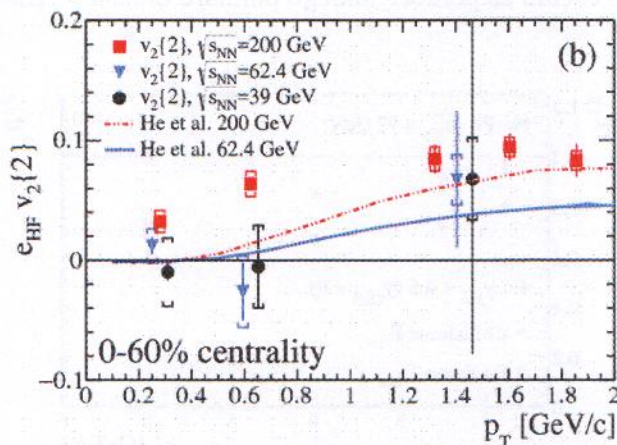


Figure 8: Przepływy eliptyczne $v_2\{2\}$ dla e_{HF} w reakcjach Au+Au o energii $\sqrt{s_{NN}} = 39, 62,4$ i 200 GeV uzyskane przez eksperyment STAR [32]. Linie prezentują przewidywania modelu bazującego na formalizmie TMatrix (He i inni).

e) Projekt AFTER@LHC: perspektywy nowych badań i pomiarów

Naturalną konsekwencją mojego zaangażowania w pomiar produkcji i przepływów eliptycznych dla ciężkich kwarków w zakresie energii RHICa ($\sqrt{s_{NN}} = 39$ i $62,4$ oraz 200 GeV) było zainteresowanie projektem AFTER@LHC tj. propozycją eksperymentu ze stacjonarną tarczą z wykorzystaniem wiązek akceleratora LHC. Zderzenie wiązki jonów ołowiu o energii $2,76$ TeV na nukleon ze stacjonarną tarczą skutkuje energią $\sqrt{s_{NN}} = 72$ GeV w układzie środka masy, bliską energii, dla której zaobserwowano, że v_2 dla e_{HF} jest zgodne z zerem. Głównymi zaletami projektu AFTER@LHC jest duża dostępna świetność, a zatem duże ilości dostępnych danych (znacznie większa niż w moich badaniach w RHICu) i znaczne „pchnięcie” (ang. boost) między układem laboratoryjnym i środka masy (współczynnik Lorentza $\gamma \approx 40$). Umożliwia to względnie łatwy pomiar produkcji mezonów D i B przy użyciu techniki rekonstrukcji wtórnego wierzchołka, a (co ma niebagatelne znaczenie) do takich pomiarów można wykorzystać istniejące eksperymenty. Doskonałym przykładem jest eksperyment LHCb, który dysponuje detektorami umożliwiającymi efektywną identyfikację cząstek i rekonstrukcję wierzchołków rozpadów hadronów zawierających kwarki c i b oraz odpowiednią geometrią (pokrycie obszaru tzw. przedniej pośpieszności, ang. forward rapidity). W artykule [45] rozważałem perspektywy pomiarów mezonów zawierających kwarki c i b (mezonów D i B) w projekcie AFTER@LHC. Pokazałem, że ich wyniki mogą pomóc w odpowiedzi na dwa ważne pytania związane z interpretacją danych eksperymentalnych: Jaki jest mechanizm utraty energii przez ciężkie kwarki podczas ich ruchu w materii partonowej? Czy materia jądrowa zachowuje się kolektywnie w małym systemie w zakresie energii zderzacza RHIC?

Wyznaczenie mechanizmu straty energii przez ciężkie kwarki w materii partonowej. W literaturze rozważane są dwa główne mechanizmy strat energii przez parton podczas poruszania się w plazmie kwarkowo-gluonowej. Pierwszy z nich to radiacyjne straty energii (w wyniku emisji gluonów), drugi to kolizyjne straty energii z powodu zderzeń z kwarkami i gluonami w QGP. Ich względna intensywność jest nieznana i często w modelach określana przez parametr, którego wartość jest wyznaczana na podstawie porównania z danymi eksperymentalnymi, co jest obecnie obciążone znaczną niepewnością. W artykule [45] zaproponowałem nowe eksperymentalne podejście do tego problemu. Proponowana metoda polega na równoczesnym pomiarze współczynnika modyfikacji jądrowej w funkcji p_T i pośpieszności, aby wykorzystać różne zależności radiacyjnych i kolizyjnych strat energii od energii poruszającego się obiektu (kwarku c w tym przypadku). Opierający się na symulacjach, uwzględniających spodziewane wydajności

pomiarów mezonów D, pokazałem, że proponowana metoda powinna być użyteczna w eksperymencie ze stacjonarną tarczą przy LHC. Rysunek 9 demonstruje, że w rzeczy samej można się spodziewać różnych zależności czynnika modyfikacji jądrowej R_{CP} w przypadku tych dwóch mechanizmów strat energii, dzięki czemu za pomocą takiego pomiaru można wyznaczyć ich wzajemne proporcje.

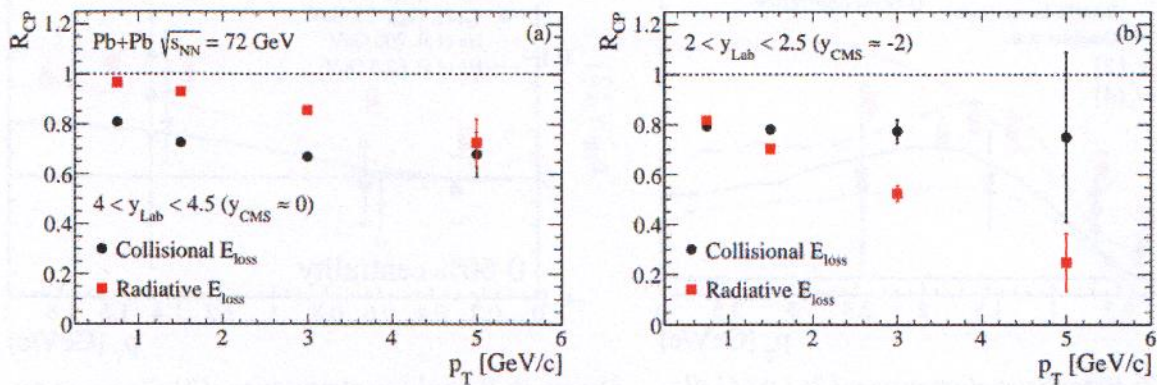


Figure 9: Czynniki modyfikacji jądrowej R_{CP} w funkcji pędu poprzecznego dla dwóch przedziałów prędkości obliczony dla mezonów D^0 w zderzeniach Pb+Pb o energii $\sqrt{s_{NN}} = 72$ GeV w AFTER@LHC [45]. Punkty prezentują spodziewane zależności od p_T i oszacowaną dokładność pomiarów dla dwóch założonych mechanizmów strat energii (kolizyjnych i radiacyjnych).

Test kolektywnego zachowania materii jądrowej w reakcjach „małych” systemów. Wyniki pomiarów przepływów anizotropowych dla hadronów rejestrowanych w reakcjach p+p, p+A (oraz d+Au) w LHC i RHIC [4], [5], [1]–[3] sugerują kolektywne zachowanie materii wytworzonej w reakcjach tych małych (w porównaniu do zderzeń ciężkich jonów) systemów. Obecnie jedną z proponowanych interpretacji danych eksperymentalnych jest powstanie „kropli” plazmy kwarkowo-gluonowej w takich reakcjach, choć jeszcze kilka lat temu reakcje p+p i p+A traktowane były jako punkty odniesienia (ang. null experiment) w poszukiwaniach plazmy kwarkowo-gluonowej w zderzeniach A+A. Pojawiła się nawet sugestia, że to kolektywne zachowania ciężkich kwarków są odpowiedzialne za wspomniane wcześniej względne wzmocnienie produkcji e_{HF} zaobserwowane w reakcjach in d+Au o energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [26]. Niemniej, te dane można również wytłumaczyć, zakładając „pospolite” efekty „zimnej” materii jądrowej, co wykazałem razem ze współautorem w artykule [23]. Dostępne dane z powodu znacznych niepewności nie pozwalają na jednoznaczne stwierdzenie, która hipoteza jest poprawna. W publikacji [45] wykazałem, że AFTER@LHC pozwoli na rygorystyczny test kolektywnych zachowań ciężkich kwarków w małych systemach poprzez precyzyjny pomiar przepływów eliptycznych dla mezonów D w reakcjach p+A o energii $\sqrt{s_{NN}} = 115$ GeV. Pozytywny wynik byłby moim zdaniem argumentem potwierdzającym powstanie plazmy kwarkowo-gluonowej w reakcjach p+A.

f) Badanie dynamiki kwarków i gluonów w nukleonach w eksperymencie AFTER@LHC

Jak wspominałem w rozdziale 1.c, pomiar produkcji cząstek w zależności od spinu zderzanych hadronów może dostarczyć informacji o rozkładach partonów i dynamice kwarków i gluonów w nukleonie. Jedy- nym z problemów jest wciąż niepełne zrozumienie struktury spinowej nukleonu i procesów, w wyniku których kwarki i gluony dają w sumie obiekt o obserwowanym spinie $\frac{1}{2}$. W przypadku nukleonu spolaryzowanego podłużnie, jego spin jest opisany wyrażeniem:

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2} \Delta\Sigma + \Delta G + L_q + L_g,$$

gdzie $\Delta\Sigma$ i ΔG reprezentują odpowiednio wkłady spinu kwarków i gluonów. Δ oznacza zależną od spinu gęstość kwarków (lub antykwarków) lub gluonów w funkcji x , gdzie x to ułamek podłużnego pędu protonu niesiony przez parton. $\Delta\Sigma$ jest sumą spinu kwarków i antykwarków $\Delta\Sigma = \Delta u + \Delta\bar{u} + \Delta d + \Delta\bar{d} + \Delta s + \Delta\bar{s}$. Wielkości L_q i L_g reprezentują część spinu nukleonu pochodzące z orbitalnego momentu pędu kwarków i gluonów, czyli wynikające z ich względnego ruchu w nukleonie. Wartości L_q i L_g są bardzo słabo określo-

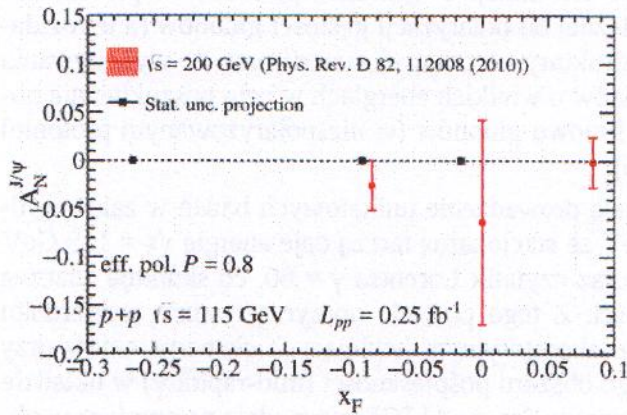
ne, ale w ogólności ich wyznaczenie może dostarczyć informacji o dynamice partonów w protonach i neutronach. Co więcej, wiedza na temat rozkładów zależnej od polaryzacji gęstości gluonów (a te rozkłady są słabo poznane) jest niezbędna do zrozumienia struktury otaczającej materii oraz do wykonywania precyzyjnych obliczeń teoretycznych dla reakcji hadronów o wielkich energiach w celu poszukiwania nowych cząstek. Na przykład rozkład spolaryzowanych liniowo gluonów (w niespolaryzowanym protonie) wpływa na kinematykę produkcji bozonów Higgsa [46].

Projekt AFTER@LHC ma kilka cech, które umożliwiają prowadzenie unikatowych badań w zakresie fizyki spinu nukleonu. Zderzenie protonu o energii 7 TeV ze stacjonarną tarczą daje energię $\sqrt{s} = 115$ GeV w układzie środka masy (ang. center-of-mass, c.m.s) oraz czynnik Lorentza $\gamma \approx 60$, co skutkuje znaczną wartością pchnięcia, około 4,8 jednostek pośpieszności. Z tego powodu oprzyrządowanie w kierunku przedniej pośpieszności (forward rapidity) w układzie laboratoryjnym istniejących eksperymentów przy LHC (np. LHCb lub ALICE) daje dostęp do centralnego obszaru pośpieszności (mid-rapidity) w układzie c.m.s., a detektory w mid-rapidity w układzie laboratoryjnym (np. w ALICE) pozwalają na pomiary w obszarze „tylnej” pośpieszności (ang. backward rapidity) w układzie c.m.s. Taki eksperyment zapewniłby pokrycie szerokiego zakresu kinematycznego kwarków i gluonów w zderzanych nukleonach, łącznie z dostępem do krańców przestrzeni fazowej ($x \rightarrow 1$), co jest niemożliwe w eksperymentach w układzie zderzacza. Przy dużej częstotliwości zderzeń dostępnej w LHC eksperyment ze stacjonarną tarczą umożliwiłby zebranie ogromnej ilości danych, a co za tym idzie precyzyjny pomiar rzadkich cząstek, zawierających ciężkie kwarki. Takie cząstki (np. mezony J/ψ i Υ) lub mezony powabne D są wytwarzane głównie w procesach fuzji gluonów (w tym zakresie energii). W eksperymentach wykorzystujących reakcje spolaryzowanych protonów można zmierzyć spinową asymetrię produkcji tych cząstek, a następnie uzyskać (pośrednio) dostęp do wkładu gluonów L_g do spinu nukleonu, a więc dynamiki gluonów w protonie.

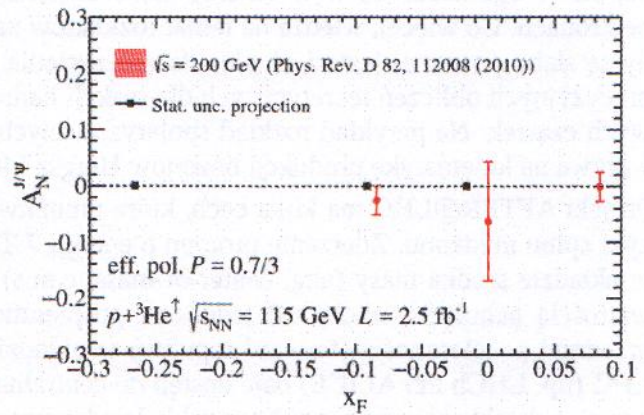
Wraz ze współpracownikami przygotowałem artykuł, w którym przedstawiliśmy motywację fizyczną oraz spodziewaną dokładność pomiarów zależnej od spinu asymetrii produkcji mezonów J/ψ , Υ oraz par leptonów z procesu Drell-Yana, korzystając z detektorów ALICE i LHCb [47]. W czasie zaledwie jednego roku zbierania danych można uzyskać bardzo wysoką precyzję pomiarów, znacznie lepszą od dostępnych wyników, a nawet planowanych eksperymentów. Rysunki 10 i 11 pokazują oszacowaną dokładność pomiaru poprzecznej spinowej asymetrii A_N (ang. single-transverse spin asymmetry) produkcji mezonów J/ψ reakcjach protonów z tarczą zawierającą poprzecznie spolaryzowane protony (p') lub atomy helu (${}^3\text{He}'$) w porównaniu do opublikowanych danych z eksperymentu PHENIX. Współczynnik A_N jest amplitudą modulacji rozkładu kąta azymutalnego cząstek wynikającej z korelacji ich produkcji ze spinem protonu i jest zdefiniowany w następujący sposób:

$$A_N = \frac{1}{P} \frac{\sigma^\uparrow - \sigma^\downarrow}{\sigma^\uparrow + \sigma^\downarrow},$$

gdzie P to efektywna polaryzacja tarczy, a $\sigma^{(\uparrow/\downarrow)}$ oznaczają przekroje czynne na produkcję (lub ilość produkowanych) cząstek dla dwóch przeciwnych konfiguracji polaryzacji tarczy („w górę” lub „w dół”).



Rysunek 10: Oszacowanie dokładności pomiarów poprzecznej spinowej asymetrii A_N dla produkcji J/ψ w reakcjach wiązki protonów z tarczą zawierającą poprzecznie spolaryzowane protony [47].



Rysunek 11: Oszacowanie dokładności pomiarów poprzecznej spinowej asymetrii A_N dla produkcji J/ψ w reakcjach wiązki protonów z tarczą zawierającą poprzecznie spolaryzowane jądra ${}^3\text{He}$ [47].

Pomiary z wykorzystaniem ${}^3\text{He}$ mają szczególne znaczenie, ponieważ efektywnie to neutron niesie polaryzację ${}^3\text{He}$. Dlatego eksperyment ze spolaryzowaną tarczą ${}^3\text{He}$ pozwoliłby na unikatowe i ekscytujące badania zależnych od spinu rozkładów kwarków i gluonów w neutronie neutron. Propozycje tych oraz innych, równie istotnych badań związanych z fizyką spinu w AFTER@LHC przedstawiłem w zaproszonym referacie podczas sesji plenarnej konferencji 22nd International Spin Symposium [48] w 2016 r. (jednej z głównych konferencji w tej dziedzinie).

VI. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo – badawczych

Poniżej przedstawiam moje osiągnięcia uzyskane po doktoracie.

A. Zaproszone referaty na międzynarodowych konferencjach

1. Daniel Kikoła, 2016, **wystąpienie podczas sesji plenarnej:** *AFTER@LHC: The Spin Physics Program*, 22nd International Spin Symposium, Champaign, IL, USA, <https://indico.cern.ch/event/570680/contributions/2308626/>
2. Daniel Kikoła (for the STAR collaboration), 2013, **wystąpienie podczas sesji plenarnej:** *Heavy flavor production at STAR*, Strangeness in Quark Matter 2013, Birmingham, Wielka Brytania <http://indico.cern.ch/event/204432/contributions/1490952/>
3. Daniel Kikoła, 2016, *Quarkonium-hadron correlation and quarkonium production vs. centrality in pp collisions*, ECT* Workshop: New Observables in Quarkonium Production, Trento, Włochy <https://indico.cern.ch/event/453040/contributions/1962551/>
4. Daniel Kikoła, 2014, *5 Things You Should Know About Heavy Flavor Measurements (Overview of heavy flavor measurements)*, Hot Quarks 2014 workshop, Las Negras, Hiszpania, <https://indico.cern.ch/event/289215/contributions/660396/>
5. Daniel Kikoła (for the STAR collaboration), 2014, *Open heavy flavor production from STAR*, 10th International Workshop on High- p_T Physics in the RHIC/LHC era, Nantes, Francja, <https://indico.cern.ch/event/289665/contributions/1644448/>
6. Daniel Kikoła (for the STAR collaboration), 2011, *Quarkonium production at STAR*, The 4th Workshop of the APS Topical Group on Hadronic Physics, Anaheim, CA, USA, <https://dru-pal.star.bnl.gov/STAR/presentations/ghp2011/daniel-kikola>

B. Udział w uruchomieniu detektora Heavy Flavor Tracker w eksperymencie STAR

Heavy Flavor Tracker (HFT) [49],[50] to detektor wierzchołkowy zainstalowany w eksperymencie STAR w Brookhaven National Laboratory. Został zaprojektowany w celu precyzyjnych pomiarów produkcji cząstek zawierających ciężkie kwarki (c lub b) z wykorzystaniem rekonstrukcji punktu rozpadu (tzw. wierzchołka wtórnego) tych cząstek. Wierzchołki wtórne znajdują się w niewielkiej odległości (rzędu $\sim 100 \mu\text{m}$, np. dla mezonu D^0 $c\tau = 120 \mu\text{m}$) od miejsca, w którym zachodzi badane zderzenie. W ramach grantu *Getting to the Bottom of Quark-Gluon Plasma: Studies of Partonic Medium Properties with Heavy Quarks* wraz z moim zespołem brałem udział w przygotowaniu oprogramowania niezbędnego do wdrożenia, a następnie użytkowania detektora HFT. Mój osobisty wkład obejmował:

- Przygotowanie programów do symulacji wpływu efektu „pile-up” na jakość rekonstrukcji śladów w detektorze HFT. „Pile-up” to zderzenia, które miały miejsce przed lub po reakcji, którą chcemy badać, a które zbieramy razem z interesującym nas zderzeniem z powodu długiego czasu odczytu danych z detektora. Przygotowane narzędzie zostało wykorzystane w symulacjach używanych do optymalizacji rekonstrukcji śladów cząstek z HFT w eksperymencie STAR dla danych zebranych w 2014 roku.
- Wdrożenie i przetestowanie narzędzi do monitorowania jakości danych zebranych przez detektor HFT.
- Badania wydajności programu do rekonstrukcji pierwotnych wierzchołków zderzenia (ang. primary vertex finder, oprogramowanie używane do znalezienia punktu w przestrzeni, w którym nastąpiła kolizja), gdy używane są ślady z informacjami z HFT. Takie ślady są rekonstruowane z bardzo wysoką rozdzielczością i istniało ryzyko, że wydajność znalezienia pierwotnego wierzchołka może spaść lub program będzie podawał błędne wyniki. Dobra dokładność i wydajność rekonstrukcji pierwotnego wierzchołka jest niezbędna do pełnego wykorzystania możliwości HFT.

Detektor HFT został pomyślnie uruchomiony i dostarcza wyniki naukowe. Pomiary przepływów eliptycznych v_2 mezonów D^0 [51], wykonane dzięki HFT, potwierdziły, że kwarki c mają znaczne wartości v_2 . Sugeruje to, że kwarki powabne osiągają lokalną równowagę termodynamiczną z materią o kwarkowych i gluonowych stopniach swobody, wytworzoną w zderzeniach ciężkich jonów o energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV w RHIC.

C. Praca na rzecz projektu AFTER@LHC

W ramach pracy na rzecz projektu AFTER@LHC zajmowałem się studiami wykonalności proponowanych badań. Wykonałem oszacowania niepewności statystycznych pomiarów poprzecznej spinowej asymetrii produkcji A_N dla mezonów D^0 w reakcjach $p+p'$ energii $\sqrt{s} = 115$ GeV, zaprezentowanych w artykule pokonferencyjnym [52]. Oszacowałem też dokładność pomiarów przepływów eliptycznych dla zidentyfikowanych hadronów, a te wyniki zostały przedstawione podczas konferencji Strangeness in Quark Matter 2017 [53]. Wykonałem również obliczenia dla przewidywanych efektów jądrowych w produkcji mezonów J/ψ i Υ oraz związanych z tym niepewności teoretycznych w artykule [54].

D. Opracowanie metody monitorowania objętości wodoru w uformowanych odpadach promieniotwórczych z wykorzystaniem tomografii mionowej

Opisana tu metoda została opracowana przez zespół studentów i naukowców z Uniwersytetu w Bristolu (University of Bristol) i Politechniki Warszawskiej, w którego pracach uczestniczyłem. Tomografia mionowa (ang. Muon Scattering Tomography, MST) to technika wykorzystująca promieniowanie kosmiczne do generowania trójwymiarowych obrazów na podstawie rozpraszania mionów na atomach ośrodka. Poprzez pomiar trajektorii mionów przed wejściem do obiektu i po jego opuszczeniu możliwe jest wyznaczenie rozkładu gęstości badanej próbki. Z uwagi na dużą przenikliwość mionów, MST pozwala na obrazowanie przedmiotów o większej grubości oraz gęstości niż tomografia rentgenowska. MST znalazła szerokie zastosowanie, m. in. w wykrywaniu przemytu materiałów radioaktywnych oraz nieniszczących badaniach zawartości pakietów uformowanych odpadów radioaktywnych (tj. zawartości beczek, w których odpady zalane są betonem lub asfaltem). Zachodzące w takich beczkach procesy chemiczne mogą prowadzić do produkcji wodoru lub innych gazów. W przypadku, gdy materiałem wypełniającym jest asfalt, który jest nieprzepuszczalny dla wody i gazów, to możliwe jest przemieszczanie się małych bąbli wodoru oraz łączenie się w większe bańki. Obecność gazu może powodować „zagotowanie” asfaltu, jego wypływanie z pojemnika i rozprzestrzenienie radioaktywnych zanieczyszczeń, a w skrajnym przypadku zagrożenie wybuchem w przypadku zapłonu większej ilości wodoru.

W ramach wspólnego projektu z Uniwersytetem w Bristolu opracowaliśmy metodą pozwalającą na wykrywanie obszarów, w których znajduje się gaz (np. wodór) oraz pomiar jego objętości z dobrą dokładnością (względna niepewność wyniosła mniej niż 10% dla objętości gazu powyżej 2 litrów). Ponadto, zaproponowane rozwiązanie umożliwia stwierdzenie, czy powstała jedna duża bańka wodoru (która powoduje zagrożenie wybuchem), czy też gaz jest rozmieszczony w kilku małych obszarach (które stanowią małe ryzyko). Nasze wyniki zostały zaprezentowane w formie plakatu na konferencji 2017 Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, Atlanta, USA, 21-20.10.2017 [55].

Te badania są kontynuowane w ramach grantu Horizon 2020 Euratom pt. *CHANCE: Characterization of conditioned nuclear waste for its safe disposal in Europe* (Charakterystyka uformowanych odpadów promieniotwórczych w celu ich bezpiecznej utylizacji w Europie), <http://chance-h2020.eu/en>. Jestem kierownikiem projektu CHANCE na Politechnice Warszawskiej.

Bibliografia

- [1] C. Aidala, Y. Akiba, M. Alfred, K. Aoki, N. Apadula, C. Ayuso, *et al.*, *Measurements of azimuthal anisotropy and charged-particle multiplicity in d+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200, 62.4, 39,$ and 19.6 GeV*, Aug. 2017.
- [2] A. Adare, C. Aidala, N. N. Ajitanand, Y. Akiba, H. Al-Bataineh, J. Alexander, *et al.*, *Quadrupole Anisotropy in Dihadron Azimuthal Correlations in Central d+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV*, Phys. Rev. Lett., vol. 111, no. 21, p. 212301, Nov. 2013.
- [3] C. Aidala, Y. Akiba, M. Alfred, V. Andrieux, K. Aoki, N. Apadula, *et al.*, *Measurements of multi-particle correlations in d+Au collisions at 200, 62.4, 39, and 19.6 GeV and p+Au collisions at 200 GeV and implications for collective behavior*, e-Print: arXiv:1707.06108, Jul. 2017.
- [4] S. Chatrchyan, V. Khachatryan, A. M. Sirunyan, A. Tumasyan, W. Adam, T. Bergauer, *et al.*, *Multiplicity and transverse momentum dependence of two- and four-particle correlations in pPb and PbPb collisions*, Phys. Lett. B, vol. 724, no. 4–5, pp. 213–240, Jul. 2013.
- [5] V. Khachatryan, A. M. Sirunyan, A. Tumasyan, W. Adam, E. Asilar, T. Bergauer, *et al.*, *Evidence for collectivity in pp collisions at the LHC*, Phys. Lett. B, vol. 765, pp. 193–220, Feb. 2017.
- [6] J.-P. LANSBERG, *J/ψ, ψ' and Υ production at hadron colliders: A Review*, Int. J. Mod. Phys. A, vol. 21, no. 19n20, pp. 3857–3915, Aug. 2006.
- [7] Z. del Valle, G. Corcella, F. Fleuret, E. G. G. Ferreira, V. Kartvelishvili, others, *et al.*, *Quarkonium production in high energy proton-proton and proton-nucleus collisions*, Nucl. Phys. B - Proc. Suppl., vol. 214, no. 1, p. 3, May 2011.
- [8] R. Ralf and H. Van Hees, *Heavy Quarks in the Quark-Gluon Plasma*, in *Quark-Gluon Plasma 4*, World Scientific, 2010, pp. 111–206.
- [9] C. Lourenço, R. Vogt, and H. K. Wöhri, *Energy dependence of J/ψ absorption in proton-nucleus collisions*, J. High Energy Phys., vol. 2009, no. 2, pp. 014–014, Feb. 2009.
- [10] S. A. Voloshin, A. M. Poskanzer, A. Tang, and G. Wang, *Elliptic flow in the Gaussian model of eccentricity fluctuations*, Phys. Lett. B, vol. 659, no. 3, pp. 537–541, Jan. 2008.
- [11] D. de Florian, R. Sassot, M. Stratmann, and W. Vogelsang, *Global Analysis of Helicity Parton Densities and their Uncertainties*, Phys. Rev. Lett., vol. 101, no. 7, p. 72001, Aug. 2008.
- [12] D. de Florian, R. Sassot, M. Stratmann, and W. Vogelsang, *Extraction of spin-dependent parton densities and their uncertainties*, Phys. Rev. D, vol. 80, no. 3, p. 34030, Aug. 2009.
- [13] R. D. Ball, S. Forte, A. Guffanti, E. R. Nocera, G. Ridolfi, and J. Rojo, *Unbiased determination of polarized parton distributions and their uncertainties*, Nucl. Phys. B, vol. 874, no. 1, pp. 36–84, Sep. 2013.
- [14] L. Adamczyk, J. K. K. Adkins, G. Agakishiev, M. M. M. Aggarwal, Z. Ahammed, I. Alekseev, *et al.*, *Precision Measurement of the Longitudinal Double-Spin Asymmetry for Inclusive Jet Production in Polarized Proton Collisions at $\sqrt{s}=200$ GeV*, Phys. Rev. Lett., vol. 115, no. 9, p. 92002, Aug. 2015.

- [15] D. Kikoła, G. Odyniec, and R. Vogt, *Prospects for quarkonia production studies in U + U collisions*, Phys. Rev. C, vol. 84, no. 5, 2011.
- [16] X. Bai, *Measurements of Open Heavy Flavor Production in Semi-leptonic Channels at STAR*, Nucl. Phys. A, vol. 956, pp. 513–516, Dec. 2016.
- [17] W. Zha, *Recent measurements of quarkonium production in p+p and A + A collisions from the STAR experiment*, Nucl. Phys. A, vol. 931, pp. 596–600, 2014.
- [18] L. Adamczyk and others, *Υ production in U+U collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 193$ GeV measured with the STAR experiment*, Phys. Rev. C, vol. 94, no. 6, p. 64904, 2016.
- [19] J. Butterworth, *Production of $e+e^-$ from U+U collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 193$ GeV and Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 19.6, 27, 39, 62.4,$ and 200 GeV as measured by STAR*, Nucl. Part. Phys. Proc., vol. 289–290, pp. 189–192, Aug. 2017.
- [20] X. Zhu, *Ω production in p+p, Au+Au and U+U collisions at STAR*, Nucl. Phys. A, vol. 931, pp. 1098–1102, Nov. 2014.
- [21] L. Adamczyk, J. K. Adkins, G. Agakishiev, M. M. Aggarwal, Z. Ahammed, I. Alekseev, *et al.*, *Observation of D^0 meson nuclear modifications in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*, Phys. Rev. Lett., vol. 113, no. 14, 2014.
- [22] A. Adare, C. Aidala, N. N. Ajitanand, Y. Akiba, R. Akimoto, J. Alexander, *et al.*, *Forward J/ψ production in U+U collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 193$ GeV*, Phys. Rev. C, vol. 93, no. 3, p. 34903, 2016.
- [23] D. Kikoła and A. Lipiec, *Estimate of Cold Nuclear Matter Effects on Bottom Production in d+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*, Acta Phys. Pol. B, vol. 47, no. 8, p. 2033, 2016.
- [24] A. Adare, C. Aidala, N. N. Ajitanand, Y. Akiba, R. Akimoto, J. Alexander, *et al.*, *Single electron yields from semileptonic charm and bottom hadron decays in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*, Phys. Rev. C, vol. 93, no. 3, p. 34904, 2016.
- [25] A. Adare, C. Aidala, N. N. Ajitanand, Y. Akiba, R. Akimoto, H. Al-Bataineh, *et al.*, *Cold-nuclear-matter effects on heavy-quark production at forward and backward rapidity in d + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*, Phys. Rev. Lett., vol. 112, no. 25, p. 252301, 2014.
- [26] A. M. Sickles, *Possible evidence for radial flow of heavy mesons in d+Au collisions*, Phys. Lett. B, vol. 731, pp. 51–56, Apr. 2014.
- [27] D. Kikoła, L. Yi, S. Esumi, F. Wang, and W. Xie, *Nonflow “factorization” and a novel method to disentangle anisotropic flow and nonflow*, Phys. Rev. C, vol. 86, no. 1, p. 14901, Jul. 2012.
- [28] K. Aamodt, B. Abelev, A. Abrahantes Quintana, D. Adamov, A. M. Adare, M. M. Aggarwal, *et al.*, *Harmonic decomposition of two-particle angular correlations in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV*, Phys. Lett. B, vol. 708, no. 3–5, pp. 249–264, Feb. 2012.
- [29] H. Agakishiev, M. M. Aggarwal, Z. Ahammed, A. V. Alakhverdyants, I. Alekseev, J. Alford, *et al.*, *High p_T nonphotonic electron production in p+p collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV*, Phys. Rev. D, vol. 83, no. 5, p. 52006, Mar. 2011.

- [30] D. Kikoła, *Effect of Hadron Contamination on Dielectron Signal Reconstruction in Heavy Flavor Production Measurements*, Adv. High Energy Phys., vol. 2015, p. 385205, 2015.
- [31] B. I. Abelev, M. M. Aggarwal, Z. Ahammed, B. D. Anderson, D. Arkhipkin, G. S. Averichev, *et al.*, *Erratum: Transverse Momentum and Centrality Dependence of High- p_T Nonphotonic Electron Suppression in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV [Phys. Rev. Lett. 98, 192301 (2007)]*, Phys. Rev. Lett., vol. 106, no. 15, p. 159902, Apr. 2011.
- [32] STAR Collaboration, L. Adamczyk, J. K. Adkins, G. Agakishiev, M. M. Aggarwal, Z. Ahammed, *et al.*, *Elliptic flow of electrons from heavy-flavor hadron decays in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200, 62.4, \text{ and } 39$ GeV*, Phys. Rev. C, vol. 95, no. 3, p. 34907, May 2017.
- [33] J. Uphoff, O. Fochler, Z. Xu, and C. Greiner, *Open heavy flavor in Pb+Pb collisions at $\sqrt{s}=2.76$ TeV within a transport model*, Phys. Lett. B, vol. 717, no. 4–5, pp. 430–435, May 2012.
- [34] J. Uphoff, O. Fochler, Z. Xu, and C. Greiner, *Elliptic flow and energy loss of heavy quarks in ultra-relativistic heavy ion collisions*, Phys. Rev. C, vol. 84, no. 2, p. 24908, Apr. 2011.
- [35] P. B. Gossiaux and J. Aichelin, *Toward an understanding of the single electron data measured at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC)*, Phys. Rev. C, vol. 78, no. 1, p. 14904, Jul. 2008.
- [36] P. B. Gossiaux, J. Aichelin, T. Gousset, and V. Guiho, *Competition of heavy quark radiative and collisional energy loss in deconfined matter*, J. Phys. G Nucl. Part. Phys., vol. 37, no. 9, p. 94019, Sep. 2010.
- [37] J. Aichelin, P. B. Gossiaux, and T. Gousset, *Radiative and Collisional Energy Loss of Heavy Quarks in Deconfined Matter*, Acta Phys. Pol. B, vol. 43, no. 4, p. 655, Jan. 2012.
- [38] H. van Hees, M. Mannarelli, V. Greco, and R. Rapp, *Nonperturbative Heavy-Quark Diffusion in the Quark-Gluon Plasma*, Phys. Rev. Lett., vol. 100, no. 19, p. 192301, May 2008.
- [39] M. He, R. J. Fries, and R. Rapp, *Heavy-Quark Diffusion and Hadronization in Quark-Gluon Plasma*, Phys. Rev. C, vol. 86, no. 1, p. 14903, Jun. 2011.
- [40] A. Adare, S. Afanasiev, C. Aidala, N. N. Ajitanand, Y. Akiba, H. Al-Bataineh, *et al.*, *Heavy-quark production in p+p and energy loss and flow of heavy quarks in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV*, Phys. Rev. C, vol. 84, no. 4, p. 44905, Oct. 2011.
- [41] D. Kikoła, *Open heavy flavor production at STAR*, PoS, vol. DIS2013, p. 196, 2013.
- [42] J. Adam, D. Adamová, M. M. Aggarwal, G. Aglieri Rinella, M. Agnello, N. Agrawal, *et al.*, *Elliptic flow of electrons from heavy-flavour hadron decays at mid-rapidity in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV*, J. High Energy Phys., vol. 2016, no. 9, p. 28, Sep. 2016.
- [43] A. Adare, C. Aidala, N. N. Ajitanand, Y. Akiba, R. Akimoto, H. Al-Ta'ani, *et al.*, *Heavy-quark production and elliptic flow in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=62.4$ GeV*, Phys. Rev. C, vol. 91, no. 4, p. 44907, Apr. 2015.
- [44] D. Kikoła, *Heavy flavor production in STAR*, J. Phys. Conf. Ser., vol. 509, no. 1, 2014.
- [45] D. Kikoła, *Prospects for Open Heavy Flavor Measurements in Heavy Ion and p+A Collisions in a Fixed-Target Experiment at the LHC*, Adv. High Energy Phys., vol. 2015, p. 783134, 2015.

- [46] D. Boer, W. J. den Dunnen, C. Pisano, M. Schlegel, and W. Vogelsang, *Linearly Polarized Gluons and the Higgs Transverse Momentum Distribution*, Phys. Rev. Lett., vol. 108, no. 3, p. 32002, Jan. 2012.
- [47] D. Kikoła, M. G. Echevarria, C. Hadjidakis, J.-P. Lansberg, C. C. Lorcé, L. Massacrier, *et al.*, *Feasibility Studies for Single Transverse-Spin Asymmetry Measurements at a Fixed-Target Experiment Using the LHC Proton and Lead Beams (AFTER@LHC)*, Few-Body Syst., vol. 58, no. 4, p. 139, 2017.
- [48] D. Kikola, *AFTER@LHC: The Spin Physics Program, 22nd International Spin Symposium (25-30 September 2016)*. [Online]. Available: <https://indico.cern.ch/event/570680/contributions/2308626/>. [Accessed: 22-Sep-2017].
- [49] H. Qiu, *STAR heavy flavor tracker*, Nucl. Phys. A, vol. 931, pp. 1141–1146, Nov. 2014.
- [50] G. Contin, *The STAR Heavy Flavor Tracker and Upgrade Plan*, Nucl. Phys. A, vol. 956, pp. 858–861, Dec. 2016.
- [51] L. Adamczyk, J. K. Adkins, G. Agakishiev, M. M. Aggarwal, Z. Ahammed, N. N. Ajitanand, *et al.*, *Measurement of D^0 Azimuthal Anisotropy at Midrapidity in Au + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*, Phys. Rev. Lett., vol. 118, no. 21, p. 212301, May 2017.
- [52] J. P. Lansberg, M. Anselmino, R. Arnaldi, S. J. Brodsky, V. Chambert, C. Da Silva, *et al.*, *Single-Transverse-Spin-Asymmetry studies with a fixed-target experiment using the LHC beams (AFTER@LHC)*, PoS, vol. DIS2016, p. 241, Oct. 2016.
- [53] L. M. Massacrier, *Physics perspectives in AFTER@LHC; Strangeness in Quark Matter 2017 (09-15 July 2017)*. [Online]. Available: <https://indico.cern.ch/event/576735/contributions/2566944/>. [Accessed: 26-Sep-2017].
- [54] L. Massacrier, B. Trzeciak, F. Fleuret, C. Hadjidakis, D. Kikola, J. P. Lansberg, *et al.*, *Feasibility Studies for Quarkonium Production at a Fixed-Target Experiment Using the LHC Proton and Lead Beams (AFTER@LHC)*, Adv. High Energy Phys., vol. 2015, pp. 1–15, Apr. 2015.
- [55] L. Frazao, M. Dobrowolska, C. Poole, D. Kikoła, and J. Velthuis, *Detection of gas bubbles in bitumen filled nuclear waste drums with Muon Scattering Tomography, 2017 Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, Atlanta, USA, 21-20.10.2017*, Oct-2017. [Online]. Available: https://www.eventclass.org/contxt_ieee2017/online-program/session?s=N-03#2505.