

UNIwersytet Jagielloński

Wydział Fizyki, Astronomii
i Informatyki Stosowanej

Instytut Fizyki
im. Mariana Smoluchowskiego



Rozprawa doktorska

Poszukiwanie jąder η -mezonowych helu
w reakcji $pd \rightarrow dp\pi^0$ za pomocą układu
detekcyjnego WASA-at-COSY

Aleksander KHREPTAK

Promotor:

prof. dr hab. Paweł MOSKAL

Promotor pomocniczy:

dr Magdalena SKURZOK

Kraków, 2021

JAGIELLONIAN UNIVERSITY
FACULTY OF PHYSICS, ASTRONOMY
AND APPLIED COMPUTER SCIENCE
MARIAN SMOLUCHOWSKI INSTITUTE OF PHYSICS



Doctoral dissertation

Search for η -mesic helium
in the $pd \rightarrow dp\pi^0$ reaction by means
of the WASA-at-COSY detector

Aleksander KHREPTAK

Supervisor:

prof. dr hab. Paweł MOSKAL

Auxiliary supervisor:

dr Magdalena SKURZOK

Cracow, 2021

Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej
Uniwersytet Jagielloński

Oświadczenie

Ja niżej podpisany Aleksander Khreptak (nr indeksu: 1127289) doktorant Wydziału Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej Uniwersytetu Jagiellońskiego oświadczam, że przedłożona przeze mnie rozprawa doktorska pt. „Poszukiwanie jąder η -mezonowych helu w reakcji $pd \rightarrow dp\pi^0$ za pomocą układu detekcyjnego WASA-at-COSY” jest oryginalna i przedstawia wyniki badań wykonanych przeze mnie osobiście, pod kierunkiem prof. dr hab. Pawła Moskala. Pracę napisałem samodzielnie.

Oświadczam, że moja rozprawa doktorska została opracowana zgodnie z Ustawą o prawie autorskim i prawach pokrewnych z dnia 4 lutego 1994 r. (Dziennik Ustaw 1994 nr 24 poz. 83 wraz z późniejszymi zmianami).

Jestem świadom, że niezgodność niniejszego oświadczenia z prawdą ujawniona w dowolnym czasie, niezależnie od skutków prawnych wynikających z ww. ustawy, może spowodować unieważnienie stopnia nabytego na podstawie tej rozprawy.

Kraków, dnia

.....

podpis doktoranta

Streszczenie

Niniejsza rozprawa doktorska poświęcona jest eksperymentalnemu badaniu możliwości powstania silnie związanego układu mezonu η i jądra atomowego, tak zwanego *jądra mezonowego*. Kwestia istnienia takiego egzotycznego rodzaju materii jądrowej jest rozważana przez fizyków od prawie 35 lat, jednak do tej pory nie została potwierdzona eksperymentalnie.

W roku 2014 przeprowadzono obiecujący eksperyment dedykowany poszukiwaniu stanu związanego jądra ${}^3\text{He}$ z mezonem η . Pomiar wykonano z wysoką statystyką i akceptancją przy użyciu układu detekcyjnego WASA zainstalowanego na akceleratorze COSY w Centrum Badawczym Jülich w Niemczech. W tym eksperymencie użyto protonowej wiązki oraz deuteronowej tarczy pelletowej. System elektroniki odczytu i akwizycji danych eksperymentu został ustawiony do pomiaru funkcji wzbudzenia dla reakcji $pd \rightarrow dp\pi^0$, $pd \rightarrow dn\pi^+$, $pd \rightarrow ppn\pi^0$, $pd \rightarrow ppp\pi^-$, $pd \rightarrow {}^3\text{He}2\gamma$, $pd \rightarrow {}^3\text{He}\gamma$, $pd \rightarrow pd$ i $pd \rightarrow ppn$ wokół progu na produkcję mezonu η . Dane zbierano podczas powolnej i ciągłej zmiany pędu wiązki w zakresie od 1.426 do 1.635 $\frac{\text{GeV}}{c}$, co odpowiada zakresowi energii dostępnej $Q_{{}^3\text{He}\eta}$ od -70 do $+30$ MeV .

W tej pracy zaprezentowano wyniki poszukiwania jądra η -mezonowego helu w reakcji $pd \rightarrow dp\pi^0$. Aby wyznaczyć funkcję wzbudzenia dla tego procesu zidentyfikowano wszystkie emitowane cząstki oraz zastosowano odpowiednie kryteria selekcji wybrane na podstawie wyników symulacji Monte Carlo reakcji powstania jądra mezonowego ${}^3\text{He}-\eta$ i jego rozpadu poprzez wzbudzenie rezonansu $N^*(1535)$. Całkowita świelność w funkcji energii dostępnej $Q_{{}^3\text{He}\eta}$, użyta do normalizacji krzywej wzbudzenia, została obliczona w oparciu o reakcję kwaziswobodnego rozpraszania protonów. W funkcji wzbudzenia nie zaobserwowano wąskiej struktury rezonansowej, która mogłaby zostać zinterpretowana jako sygnatura istnienia η -mezonowego jądra helu. Dlatego też wyznaczono górną granicę całkowitego przekroju czynnego na produkcję stanu związanego ${}^3\text{He}-\eta$ i jego rozpad w procesie $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$. Górna granica na poziomie ufności 90% waha się od 13 do 24 nb dla zakresów energii wiązania od 0 do 40 MeV oraz szerokości od 5 do 50 MeV .

Słowa kluczowe: jądro mezonowe, η -mezonowe jądro helu, mezon η , stan związany, rezonans N^* .

“Search for η -mesic helium in the $pd \rightarrow dp\pi^0$ reaction by means of the WASA-at-COSY detector”

This doctoral dissertation is devoted to the experimental study of the possible formation of a strong bound nuclear system of the η meson and the atomic nucleus, so-called *mesic nucleus*. The possibility of the existence of such exotic kind of nuclear matter is discussed by physicists for almost 35 years, but so far has not yet been confirmed experimentally.

A promising experiment dedicated to the search for the bound state of the ${}^3\text{He}$ nucleus with the η meson was conducted in 2014. The measurement was performed with high statistics and acceptance using the WASA detection system installed at the COSY accelerator in the Jülich Research Center in Germany. In this experiment a proton beam and a deuteron pellet target were used. The readout electronics and the data acquisition system of the experiment were set up to measure the excitation functions for the $pd \rightarrow dp\pi^0$, $pd \rightarrow dn\pi^+$, $pd \rightarrow ppn\pi^0$, $pd \rightarrow ppp\pi^-$, $pd \rightarrow {}^3\text{He}2\gamma$, $pd \rightarrow {}^3\text{He}6\gamma$, $pd \rightarrow pd$ and $pd \rightarrow ppn$ reactions around the η meson production threshold. Data was collected during a slow and continuous change of the beam momentum ranging from 1.426 to 1.635 $\frac{\text{GeV}}{c}$, which corresponds to the excess energy range $Q_{{}^3\text{He}\eta}$ from -70 to $+30$ MeV .

This thesis presents results of the search for the η -mesic helium in the $pd \rightarrow dp\pi^0$ reaction. In order to determine the excitation function for this process, all outgoing particles were identified and appropriate selection criteria, based on the results of Monte Carlo simulations of the ${}^3\text{He}-\eta$ production and its decay via excitation of the $N^*(1535)$ resonance, were applied. The integrated luminosity as a function of the excess energy $Q_{{}^3\text{He}\eta}$, used for the normalization of the excitation curve, was calculated based on the quasi-free scattering reaction of protons. No narrow resonance structure, that could be interpreted as a signature of the existence of the η -mesic helium, was observed in the excitation function. Therefore, the upper limit of the total cross-section for the production of the ${}^3\text{He}-\eta$ bound state and its decay via the $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{bound}} \rightarrow dp\pi^0$ process was determined. The upper limit at the 90% confidence level varies from 13 to 24 nb within the binding energy range from 0 to 40 MeV and the width from 5 to 50 MeV .

Keywords: mesic nucleus, η -mesic helium, η meson, bound state, N^* resonance.

Podziękowania

Na wstępie chciałabym skierować swoje podziękowania do mojego Promotora, *Pana Profesora Pawła Moskala*, za wzięcie mnie pod swoją opiekę naukową oraz umożliwienie rozwoju w dziedzinie fizyki. Dziękuję za czas poświęcony mi w trakcie pisania tej pracy, za wykazaną cierpliwość, wszechstronne wsparcie i pomoc, udzielane mi na każdym etapie studiów doktoranckich.

Pragnąłbym wyrazić swoją ogromną wdzięczność mojej promotorce pomocniczce, *dr Magdalenie Skurzok*, za nieocenione wskazówki dotyczące analizy danych eksperymentalnych, interpretacji wyników i przygotowania pracy, za szereg twórczych dyskusji, za odpowiedzi na niekończącą się listę pytań oraz za wszelkie rady i uwagi odnośnie użycia języka polskiego w fizyce.

Chciałbym również podziękować *dr Oleksandrowi Rundelowi* za wtajemniczenie mnie w szczegóły programowania.

I also want to give thanks to the WASA-at-COSY Collaboration members for organizing the experiment that became the topic of my thesis. I am especially grateful to *prof. Volker Hejny*.

Składam serdeczne podziękowania *Kolegom i Koleżankom* z Zakładu Doświadczalnej Fizyki Cząstek i jej Zastosowań za przyjazną atmosferę pracy i życzliwość.

Chcę także wyrazić swoją wdzięczność profesorom Uniwersytetu Jagiellońskiego za ciekawe zajęcia, w których uczestniczyłem w trakcie studiów doktoranckich: *prof. dr hab. Józefowi Spałkowi*, *prof. dr hab. Adamowi Rycerzowi*, *prof. dr hab. Kazimierzowi Bodkowi*, *prof. dr hab. Januszowi Brzywczykowi*, *prof. dr hab. Andrzejowi Magierze* i innym. Dziękuję również *Januszowi Konarskiemu* za pomoc udzieloną podczas praktyk dydaktycznych.

Bardzo dziękuję wszystkim pracownikom administracyjnym Zakładu, Instytutu i Wydziału, w tym Paniom: *Agnieszce Wach*, *Alicji Mysiek*, *Monice Król*, *Małgorzacie Nałódce*, *Małgorzacie Dobosz-Petryk*, za pomoc w pokonywaniu barier biurokratycznych.

Chcę podziękować moim *Wykładowcom* z Lwowskiego Uniwersytetu Narodowego im. Iwana Franko za całą wiedzę, którą mi przekazali¹.

Serdecznie dziękuję *Pani Halynie Mychajliwnij Szopie* za czas spędzony w redakcji „Świata fizyki”, za motywację i inspirację do podejmowania wyzwań oraz ciągłego poszerzania horyzontów².

Chciałbym szczególnie podziękować *Mamie, Tacie, Babciom* i *Bratu* za nieocenioną pomoc na każdym etapie mojego życia. Dziękuję również moim *Przyjaciółom* za wsparcie³.

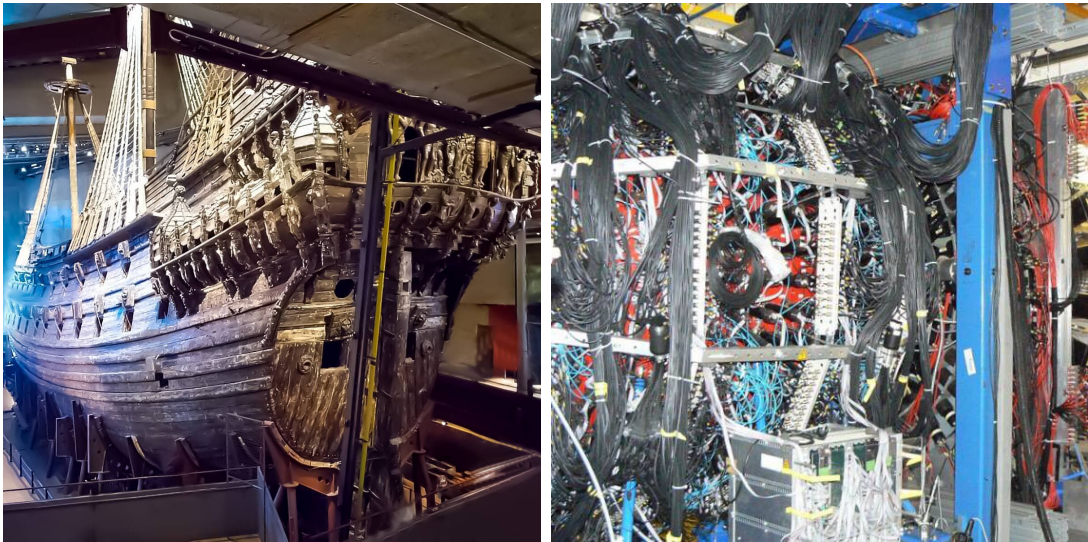
Składam serdeczne podziękowania wszystkim osobom, nie tylko wymienionym na tej liście, które przyczyniły się do powstania tej rozprawy.

Praca została zrealizowana przy wsparciu Narodowego Centrum Nauki w ramach grantu nr 2016/23/B/ST2/00784 „Poszukiwanie jąder mezonowych” oraz częściowo sfinansowana z dotacji celowych w ramach projektu „Poszukiwanie jąder mezonowych ${}^3\text{He}-\eta$ ”: DSC 2017 (decyzja MNiSW nr 7150/E-338/M/2017), DSC 2018 (decyzja MNiSW nr 7150/E-338/M/2018), MNS 2019 (decyzja nr 2019-N17/MNS/000024) i MNS 2020 (decyzja nr 2020-N17/MNS/000024).

¹Хочу подякувати своїм *Викладачам* із Львівського Національного Університету імені Івана Франка за усі ті знання, котрі вони мені передали.

²Я щиро дякую *Пані Галіні Михайлівній Шопі* за час, проведений в редакції „Світу фізики”, за мотивацію та натхнення до прийняття викликів і постійного розширення горизонтів.

³Особливо я хотів би подякувати *Мамі, Татові, Бабусям* і *Брату* за безцінну допомогу на кожному етапі мого життя. Також дякую своїм *Друзям* за підтримку.



Na lewym zdjęciu⁴ przedstawiono królewski galeon, szwedzki okręt „Vasa”. Był to potężny statek wykonany ze szlachetnego czarnego dębu, który miał 69 metrów długości, 52 metry wysokości i ważył 1200 ton. Został zamówiony przez króla Gustawa II Adolfa na wojnę z Rzeczpospolitą. Będąc jednym z największych i najdroższych okrętów wojennych szwedzkiej floty, „Vasa” miał zostać jej okrętem flagowym. 10 sierpnia 1628 roku galeon, obserwowany przez duży tłum ludzi, po raz pierwszy odbił od brzegu z portu sztokholmskiego. Pod wpływem wiatru statek silnie przechylił się na lewą burtę. Po nabraniu wody okręt „Vasa” zatonął. Głównym powodem spektakularnej katastrofy były błędy projektowe, ponieważ w XVII wieku nie znano jeszcze obliczeń teoretycznych, które pomogłyby ustabilizować statek. Po 333 latach na dnie morza galeon „Vasa” został wydobyty na powierzchnię i przekształcony w muzeum. Więcej informacji na temat tego bardzo ciekawego statku znajduje się na stronie internetowej muzeum: <https://www.vasamuseet.se/pl>.

Brzmienie nazwy okrętu „Vasa” jest bardzo podobne do nazwy układu detekcyjnego WASA (na zdjęciu⁵ po prawej stronie) użytego do eksperymentu opisanego w niniejszej pracy doktorskiej (patrz rozdział 4.2). Detektor ten również został skonstruowany w Szwecji, gdzie przez kilka lat służył na akceleratorze CELSIUS, a następnie został przeniesiony do Niemiec i zainstalowany na synchrotronie COSY w Jülich. Projektowanie i budowa tego typu aparatury badawczej wymaga wielu zaawansowanych obliczeń teoretycznych, ogromnego nakładu pracy i zajmuje dużo czasu. Koncepcja detektora WASA została zaproponowana przez szwedzkich i polskich fizyków jeszcze w 1987 roku, zaś do użytku oddano go w 2002 roku. W przeciwieństwie do statku „Vasa”, aparat WASA działał przez prawie 12 lat i służył do wielu różnych badań eksperymentalnych. Na przykład za jego pomocą został odkryty dibarion, czyli układ złożony z sześciu kwarków. Środkowa część detektora WASA zostanie wykorzystana do nowych eksperymentów na akceleratorze FAIR w Darmstadt.

⁴Zdjęcie zostało wykonane przez dr O. Rundela.

⁵Zródło zdjęcia: strona internetowa kolaboracji WASA-at-COSY: <http://collaborations.fz-juelich.de/ikp/wasa/>.

Spis treści

Wykaz skrótów	1
Wprowadzenie	3
I Jądro mezonowe	7
1 Podstawy teoretyczne	9
1.1 Stany związane, stany wirtualne i rezonanse w teorii rozpraszania	9
1.2 Mezon η i jego oddziaływanie z nukleonami	12
1.3 Teoretyczne przewidywania istnienia jąder η -mezonowych	13
2 Krótka historia poszukiwania jąder η-mezonowych	17
2.1 Obszar ciężkich jąder	17
2.2 Obszar lekkich jąder	19
3 Motywacja badań	25
II Eksperyment	27
4 Układ detekcyjny WASA-at-COSY	29
4.1 Synchrotron COSY	29
4.2 Detektor WASA	31
4.2.1 Tarcza pelletowa	33
4.2.2 Środkowa część detektora WASA (CD)	34
4.2.3 Przednia część detektora WASA (FD)	36
4.3 System akwizycji danych	40
5 Pomiary reakcji fuzji proton-deuteron	43
5.1 Ustawienia wiązki protonowej	43
5.2 Preselekcja zdarzeń na etapie zbierania danych	45
6 Oprogramowanie do analizy danych	47
6.1 Platforma programistyczna ROOT	47
6.2 Hadronowy generator zdarzeń PLUTO++	48
6.3 Symulacja odpowiedzi detektora WASA Monte Carlo (WMC)	48

6.4	Pakiet do analizy danych RootSorter	49
7	Symulacja reakcji $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$	51
7.1	Model kinematyczny	51
7.2	Rozkład pędu Fermiego N^* wewnątrz ${}^3\text{He}$	53
7.3	Schemat programu do symulacji reakcji $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$	56
8	Analiza danych	59
8.1	Kalibracja kalorymetru elektromagnetycznego (SEC)	59
8.2	Wstępna selekcja zdarzeń $pd \rightarrow dp\pi^0$	61
8.3	Identyfikacja cząstek	63
8.3.1	Protony	63
8.3.2	Neutralne piony	64
8.3.3	Deuterony	65
8.4	Cięcia kinematyczne dla selekcji zdarzeń odpowiadających powstaniu stanu związanego ${}^3\text{He}-\eta$	66
9	Wydajność	69
9.1	Akceptancja geometryczna	69
9.2	Wydajność rekonstrukcji	70
10	Świetłość	73
10.1	Definicja świetłości	73
10.2	Wyznaczenie świetłości dla reakcji kwaziswobodnego rozpraszania protonów	74
10.2.1	Symulacja Monte Carlo reakcji $pd \rightarrow ppn_{sp}$	75
10.2.2	Kryteria selekcji zdarzeń $pd \rightarrow ppn_{sp}$	78
10.2.3	Otrzymany wynik	82
10.2.4	Analiza niepewności pomiarowych	83
III	Dyskusja wyników	85
11	Funkcja wzbudzenia	87
12	Górna granica całkowitego przekroju czynnego	89
13	Analiza niepewności systematycznych	93
14	Podsumowanie	95
	Załączniki	99
A	Oszacowanie przekroju czynnego na produkcję jądra mezonowego ${}^3\text{He}-\eta$ w reakcji fuzji proton-deuteron	99

B Oszacowanie świetlności na podstawie własności wiązki i tarczy	101
Bibliografia	103
Spis rysunków	119
Spis tablic	123

Wykaz skrótów

W niniejszej pracy użyto następujących skrótów od pierwszych liter angielskich nazw:

FSI – **F**inal **S**tate **I**nteraction (oddziaływanie w stanie końcowym)

QCD – **Q**uantum **C**hromodynamics (chromodynamika kwantowa)

QMC – **q**uark-**m**eson **c**oupling (sprzężenie kwarkowo-mezonowe)

COSY – **C**ooler **S**ynchrotron

WASA – **W**ide **A**ngle **S**hower **A**paratus

CD – **C**entral **D**etector

MDC – **M**ini **D**rift **C**hamber

PSB – **P**lastic **S**cintillator **B**arrel

SEC – **S**cintillation **E**lectromagnetic **C**alorimeter

FD – **F**orward **D**etector

FWC – **F**orward **W**indow **C**ounter

FPC – **F**orward **P**roportional **C**hamber

FTH – **F**orward **T**rigger **H**odoscope

FRH – **F**orward **R**ange **H**odoscope

DAQ – **D**ata **A**cquisition

QDC – Charge(**Q**)-to-**D**igital **C**onverter

TDC – **T**ime-to-**D**igital **C**onverter

TOF – **T**ime-of-**F**light

Do oznaczenia układu środka masy użyto skrótu CM (z ang. *center-of-mass*). Akronim WMC oznacza symulację przy użyciu pakietu programistycznego WASA Monte Carlo.

Wprowadzenie

*Gdy ktoś kocha różę, której jedyny okaz znajduje się
na jednej z milionów gwiazd, wystarczy mu na nie
spojrzeć, aby być szczęśliwym.*

Mówi sobie: „Na którejś z nich jest moja róża. . .”

— Antoine de Saint-Exupéry, *Mały Książę*
(przekład: Marta Malicka)

Od zarania dziejów jednym z najgłębszych pragnień człowieka jest zrozumienie otaczającego go świata. Jedno z fundamentalnych pytań dotyczących natury materii, z której zbudowane są gwiazdy, planety oraz istoty żywe, brzmi: czy zjawiska, które obserwujemy w przyrodzie, można wyjaśnić na podstawie kilku elementarnych cegiełek i sił, które działają między nimi? Pierwsze próby sięgają ponad dwóch tysięcy lat wstecz, kiedy to grecki filozof Demokryt spekulował o małych atomach [1]. Rozwój matematycznego przyrodoznawstwa w XVII wieku sprzyjał renesansowi koncepcji atomizmu. Isaac Newton twierdził, że wszystkie ciała zbudowane są z najmniejszych twardych i nieprzenikliwych cząstek podlegających ruchowi, i obdarzonych bezwładnością [2]. Ale dopiero przełom XIX i XX wieków można nazwać początkiem fizyki atomu, jądra oraz cząstek elementarnych. Wtedy został odkryty elektron, później proton i neutron. Kolejne lata przyniosły odkrycie ponad 200 innych cząstek [3] oraz ich antycząstek. Obecnie większość z nich nie jest uznawana *sensu stricto* za elementarne.

Według jednej z najważniejszych teorii współczesnej fizyki, Modelu Standardowego (z ang. *Standard Model*), materia we Wszechświecie zbudowana jest z dwóch podstawowych typów cząstek elementarnych, zwanych leptonami i kwarkami [4]. Naładowane leptony (elektrony e , miony μ , taony τ) biorą udział w oddziaływaniach słabych i elektromagnetycznych, zaś obojętne, nazywane neutrinami (ν_e , ν_μ , ν_τ), – tylko w słabych. Kwarki (górne u , dolne d , dziwne s , powabne c , piękne b i prawdziwe t) natomiast oddziałują silnie, słabo i elektromagnetycznie. Chromodynamika kwantowa (QCD, z ang. *quantum chromodynamics*), która jest częścią Modelu Standardowego, służy do opisu oddziaływania silnego między kwarkami poprzez pola gluonowe. Grecki przyrostek „chromo”, który oznacza kolor, związany jest z liczbą kwantową zwaną ładunkiem kolorowym – jednym z podstawowych pojęć QCD. Kwarki wiążą się w hadrony [4]. Najczęściej obserwowane hadrony składają się z trzech kwarków qqq (bariony) lub par kwark-antykwar $q\bar{q}$ (mezony). Najważniejszymi z nich są proton (uud) i neutron (ddu), dwa bariony (zwane również nukleonami), z których zbudowane są wszystkie jądra atomowe.

Jako unikalne laboratorium do badań oddziaływań pomiędzy hadronami oraz różnych efektów zachodzących w materii jądrowej służą egzotyczne stany związane. Przykładem takich stanów są atomy mezonowe, w których ujemnie naładowany mezon π^- lub K^- zostaje uwięziony w potencjale kulombowskim jądra atomowego [5–7]. W tym przypadku dominującym jest oddziaływanie elektromagnetyczne, podczas gdy oddziaływanie silne pomiędzy mezonem i jądrem prowadzi do przesunięcia i poszerzenia poziomów energetycznych w atomie [5]. Jednym z najważniejszych wyników badań stanów głęboko związanych pionu z ciężkimi jądrami atomowymi jest obserwacja częściowego przywrócenia symetrii chiralnej wewnątrz jąder [6].

W roku 1952 Marian Danysz i Jerzy Pniewski z Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego zaobserwowali nowy typ jąder atomowych w emulsjach fotograficznych wystawionych na działanie promieni kosmicznych [8], tzw. hiperjądra. Takie obiekty oprócz nukleonów zawierają hiperony Λ , Σ lub Ξ [9]. Według współczesnych koncepcji hiperony, podobnie jak nukleony, składają się z trzech kwarków, z tym że co najmniej jeden z nich jest dziwny (s) [4]. Dzięki badaniom właściwości hiperjąder dokonano znacznych postępów w zrozumieniu oddziaływań ΛN i ΣN [9].

W ostatnich latach odkryte zostały również takie egzotyczne obiekty, jak np. tetrakwarki ($qq\bar{q}\bar{q}$) [10,11], pentakwarki ($qqqq\bar{q}$) [12] i dibariony ($qqqqqq$) [13–16]. Pozostaje jednak wiele obiektów teoretycznie postulowanych, ale do tej pory nie potwierdzonych eksperymentalnie. Jednym z nich jest *jądro mezonowe*. Oczekuje się, że ten rodzaj egzotycznej materii jądrowej składa się z jądra atomowego związanego z neutralnym mezonem η , η' , \bar{K} , ω lub ϕ [17,18] wyłącznie poprzez oddziaływanie silne. Z teoretycznego punktu widzenia jednym z najbardziej obiecujących kandydatów jest jądro η -mezonowe, ponieważ, jak pokazano w pracy [19], oddziaływanie η -nukleon jest bardzo silne i przyciągające. Istnienie takiego stanu związanego zostało po raz pierwszy zapostulowane w 1986 roku [20,21]. Od tego czasu przeprowadzono wiele eksperymentów dedykowanych poszukiwaniom jąder mezonowych, jednak do tej pory nie potwierdzono jednoznacznie ich istnienia [22,23].

Zaobserwowanie stanów związanych mezonu η z jądrem atomowym pozwoliłoby na dokładniejsze zrozumienie elementarnego oddziaływania η -nukleon, które obecnie jest słabo znane [22]. Przebadanie jąder η -mezonowych dostarczyłoby informacji na temat własności rezonansu barionowego $N^*(1535)$ w materii jądrowej i pomogłoby przetestować różne modele teoretyczne opisujące jego strukturę wewnętrzną [24–28]. Ponadto szczególnie interesująca byłaby także analiza zmiany własności mezonu η związanego z jądrem atomowym, gdyż zgodnie z niektórymi przewidywaniami teoretycznymi [29–31] energia takiego wiązania jest czuła na singletową składową funkcji falowej η .

Obserwacja gwałtownego wzrostu całkowitego przekroju czynnego dla reakcji $dp \rightarrow {}^3\text{He}\eta$ [32–35] w pobliżu progu wskazuje na występowanie bardzo silnego oddziaływania między mezonem η i jądrem ${}^3\text{He}$. Dlatego też dobrym kandydatem do eksperymentalnego poszukiwania jądra η -mezonowego helu może być układ ${}^3\text{He}-\eta$. Niektóre modele teoretyczne [22,36] przewidują możliwość istnienia takiego stanu związanego o energii wiązania kilku MeV .

Metoda doświadczalna pozwalająca na poszukiwanie η -mezonowych jąder ${}^3\text{He}$ w reakcjach fuzji jądrowej proton-deuteron została opracowana przez krakowską grupę kolaboracji WASA-at-COSY. Koncepcja eksperymentu [37] została przedstawiona na posiedzeniu Komitetu Doradczego w Centrum Badawczym Jülich w Niemczech i rekomendowana do realizacji. Na przełomie maja i czerwca 2014 roku dokonano pomiaru reakcji $pd \rightarrow dp\pi^0$, $pd \rightarrow dn\pi^+$, $pd \rightarrow ppn\pi^0$, $pd \rightarrow ppp\pi^-$, $pd \rightarrow {}^3\text{He}2\gamma$, $pd \rightarrow {}^3\text{He}6\gamma$, $pd \rightarrow pd$ oraz $pd \rightarrow ppn$. W eksperymencie użyto chłodzonej wiązki protonowej synchrotronu COSY [38–40]. Podczas pomiarów w każdym cyklu przyspieszania pęd wiązki powoli zmieniano w sposób ciągły w zakresie od 1.426 do 1.635 $\frac{\text{GeV}}{c}$, co odpowiada zakresowi energii dostępnej na reakcję $pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta$ od -70 do $+30$ MeV . Jako tarcza służyły zamrożone kropelki deuteru, zwane pelletami, których wiązka po skolimowaniu krzyżowała się z protonową wiązką w jonowodzie COSY. Do rejestracji emitowanych cząstek służył układ detekcyjny WASA [41–45]. W tym eksperymencie zebrano największą do tej pory próbkę danych na poszukiwanie jąder η -mezonowych [46].

Istnienie układu związanego ${}^3\text{He}-\eta$ objawiłoby się jako struktura rezonansowa poniżej progu na produkcję mezonu η na krzywych wzbudzenia dla badanych procesów. Pomiaru dokonano biorąc pod uwagę dwa możliwe mechanizmy rozpadu stanu związanego ${}^3\text{He}-\eta$ [37]. Pierwszy z nich przebiega poprzez absorpcję mezonu η i wzbudzenie jednego z nukleonów do rezonansu $N^*(1535)$, który następnie rozpada się na parę nukleon-pion. W takim mechanizmie dominującymi kanałami rozpadu jądra η -mezonowego są:

$$\begin{aligned} pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} &\rightarrow dp\pi^0 \rightarrow dp\gamma\gamma, \\ &\rightarrow dn\pi^+, \\ &\rightarrow ppn\pi^0 \rightarrow ppn\gamma\gamma, \\ &\rightarrow ppp\pi^-, \\ &\rightarrow pnn\pi^+. \end{aligned}$$

Zgodnie z drugą hipotezą możliwy jest bezpośredni rozpad związanego mezonu η „orbitującego” wokół potencjału jądra helu. W takim przypadku reakcje mogą przebiegać następująco:

$$\begin{aligned} pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} &\rightarrow {}^3\text{He}2\gamma, \\ &\rightarrow {}^3\text{He}3\pi^0 \rightarrow {}^3\text{He}6\gamma. \end{aligned}$$

Niniejsza praca poświęcona jest opisowi analizy danych eksperymentalnych dla reakcji $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0 \rightarrow dp\gamma\gamma$. Analiza danych została przeprowadzona w oparciu o symulację metodą Monte Carlo tego procesu. W tym celu został opracowany model kinematyczny powstania stanu związanego ${}^3\text{He}-\eta$ w reakcji fuzji jądrowej protonu i deuteronu oraz jego rozpad poprzez tworzenie pośredniego rezonansu N^* , analogicznie jak we wcześniejszych analizach dotyczących produkcji jądra mezonowego ${}^4\text{He}-\eta$ w reakcji dd [23,47–50]. Symulację przeprowadzono używając rozkładu pędu rezonansu N^* w układzie N^* -deuteron, który został wyznaczony w pracach [51,52].

Przedstawione w tej rozprawie doktorskiej wyniki analizy danych są częścią kilku publikacji naukowych [53–56], zostały również zaprezentowane na spotkaniach roboczych kolaboracji WASA-at-COSY, seminariach Wydziału Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej Uniwersytetu Jagiellońskiego, a także na kilku krajowych i międzynarodowych konferencjach.

Prezentowana dysertacja podzielona została na czternaście rozdziałów. W rozdziale **pierwszym** opisano założenia teoretyczne istnienia jąder η -mezonowych. **Drugi** rozdział przedstawia krótką historię i wyniki poszukiwań tej egzotycznej formy materii jądrowej w różnych eksperymentach. W rozdziale **trzecim** zaprezentowano motywację badań dedykowanych poszukiwaniom stanów związanych mezonu η z jądrami atomowymi. W rozdziale **czwartym** została opisana aparatura laboratoryjna użyta do pomiarów – układ detekcyjny WASA-at-COSY, zaś rozdział **piąty** zawiera informacje o warunkach eksperymentalnych. W rozdziale **szóstym** opisano z kolei oprogramowanie wykorzystane do analizy danych. Rozdział **siódmy** poświęcony jest opisowi symulacji metodą Monte Carlo reakcji sygnałowej $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$. W rozdziale **ósmym** przedstawiono opis kolejnych kroków analizy danych prowadzących do rekonstrukcji zdarzeń badanego procesu. W rozdziale **dziewiątym** wyznaczono akceptancję geometryczną i wydajność rekonstrukcji poprzez zastosowanie wybranych kryteriów selekcji do wysymulowanych danych. Rozdział **dziesiąty** zawiera opis obliczenia świetności w eksperymencie na podstawie reakcji kwaziswobodnego rozpraszania protonów. W rozdziale **jedenastym** przedstawiono uzyskaną funkcję wzbudzenia dla reakcji $pd \rightarrow dp\pi^0$. Ponieważ na krzywej wzbudzenia nie zaobserwowano żadnej struktury, która mogłaby świadczyć o istnieniu η -mezonowego jądra ${}^3\text{He}$, wyznaczono górną granicę całkowitego przekroju czynnego dla rozważanego procesu, której obliczenie opisano w rozdziale **dwunastym**. W rozdziale **trzynastym**, natomiast, przedstawiono analizę niepewności systematycznych wyznaczenia funkcji wzbudzenia i górnej granicy. W ostatnim rozdziale, tj. **czternastym**, podsumowano niniejszą rozprawę doktorską. Praca zawiera również dwa załączniki. Pierwszy z nich (**A**) poświęcony jest oszacowaniu przekroju czynnego na produkcję η -mezonowego jądra ${}^3\text{He}$ oraz jego rozpad poprzez wzbudzenie rezonansu $N^*(1535)$, w drugim (**B**) zaś przedstawiono oszacowanie świetności na podstawie własności wiązki i tarczy.

Część I

Jądro mezonowe

1

Podstawy teoretyczne

Istnienie jądra η -mezonowego, czyli stanu związanego mezonu η z jądrem atomowym, zostało po raz pierwszy teoretycznie przewidziane prawie 35 lat temu [20, 21]. Powstanie takiego układu związanego byłoby możliwe ze względu na przyciągające i silne oddziaływanie mezonu η z nukleonami w jądrze [19].

Rozdział ten poświęcony jest przeglądowi zagadnień teoretycznych dotyczących jąder η -mezonowych. Pierwszy podrozdział dotyczy określenia stanów związanych, stanów wirtualnych i rezonansów w teorii macierzy rozpraszania. W drugiej części rozdziału omówiono właściwości mezonu η oraz jego oddziaływanie z nukleonami (ηN). Ostatni podrozdział przedstawia kilka przewidywań teoretycznych dla stanów związanych mezonu η z jądrem atomowym.

Szczegółowy opis zagadnień teoretycznych dotyczących stanów związanych oraz wyjaśnienie podstawowych definicji znajduje się w pracach [22,47,57].

1.1 Stany związane, stany wirtualne i rezonanse w teorii rozpraszania

We współczesnej doświadczalnej fizyce jądrowej czy też fizyce cząstek elementarnych jedną z najważniejszych metod badawczych jest eksperyment rozpraszania. Podstawowym zadaniem teorii rozpraszania, służącej do teoretycznego opisu procesów rozpraszania, jest wyznaczenie prawdopodobieństwa, że dany układ oddziaływających cząstek ewoluje z pewnego stanu początkowego opisywanego wektorem $|\Psi_{początkowy}\rangle$ do jakiegoś stanu końcowego $|\Psi_{końcowy}\rangle$ [58]. Takie przekształcenie można opisać za pomocą operatora rozpraszania \hat{S} , jak następuje [59]:

$$|\Psi_{końcowy}\rangle = \hat{S} |\Psi_{początkowy}\rangle. \quad (1.1)$$

Operator \hat{S} jest unitarny, analityczny, symetryczny względem odwrócenia czasu oraz niezmienniczy względem transformacji Lorentza [58–62].

W bazie ortonormalnej równanie (1.1) można zapisać następująco [47]:

$$|\Psi_{końcowy}\rangle = \sum_{f,i} |f\rangle S_{fi} \langle i| |\Psi_{początkowy}\rangle, \quad (1.2)$$

gdzie $|i\rangle$ oznacza stan początkowy (z ang. *initial*) układu, $|f\rangle$ jest jego stanem

końcowym (z ang. *final*), natomiast symbol S_{fi} reprezentuje elementy macierzy rozpraszania (z ang. *scattering matrix*), zwanej również macierzą S , które są zdefiniowane jako [63]:

$$S_{fi} = \langle f | \hat{S} | i \rangle. \quad (1.3)$$

Kwadrat modułu $|S_{fi}|^2$ określa prawdopodobieństwo przejścia od $|i\rangle$ do $|f\rangle$ [63]. Macierz rozpraszania została po raz pierwszy wprowadzona w 1937 roku przez Johna Wheelera [64], zaś w roku 1943 ideę macierzy S niezależnie opracował i uzasadnił Werner Heisenberg [65].

Jedną z ważnych technik matematycznych w teorii rozpraszania jest analiza macierzy S jako funkcji analitycznej zespolonego pędu p lub energii E [59]. Właściwości analityczne macierzy rozpraszania zależą od potencjału oddziaływania, zwłaszcza od jego zachowania asymptotycznego (gdy $r \rightarrow \infty$). Jeśli dla dużych odległości r potencjał maleje wykładniczo i jest funkcją analityczną od r w obszarze¹ $\Re r > 0$, to macierz rozpraszania jest analityczna na całej płaszczyźnie zespolonej z wyjątkiem skończonej liczby punktów osobliwych (biegunów) [59].

Dla cząstek bezspinowych macierz rozpraszania w bazie momentu pędu jest diagonalna [58,60], a jej niezerowe elementy można wyrazić następująco [59]:

$$S_l(p) = e^{2i\delta_l(p)}, \quad (1.4)$$

gdzie l oznacza moment pędu układu, zaś $\delta_l(p)$ to przesunięcie fazowe. Energia zespolona E układu związana jest z pędem zespolonym p poprzez wyrażenie [22]:

$$E = \frac{p^2}{2\mu} = \frac{1}{2\mu} \left[(\Re p)^2 - (\Im p)^2 + 2i (\Re p) (\Im p) \right], \quad (1.5)$$

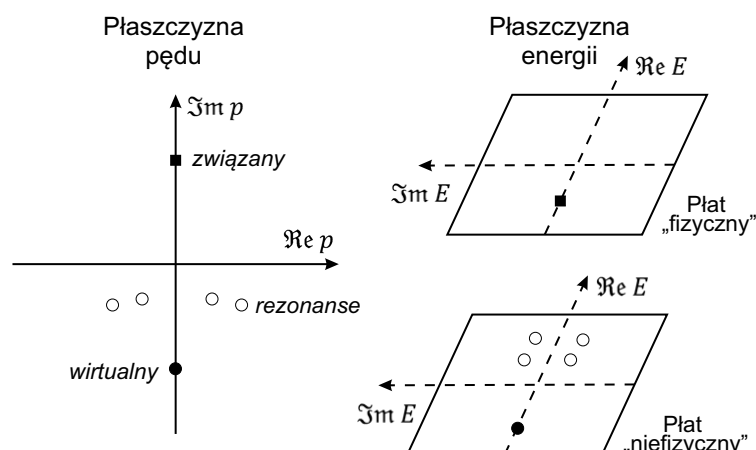
gdzie μ jest zredukowaną masą układu oddziałujących cząstek. Ponieważ pęd w równaniu (1.5) może mieć wartość dodatnią lub ujemną, to macierz rozpraszania w płaszczyźnie zespolonej energii jest funkcją zdefiniowaną na powierzchni Riemanna składającej się z dwóch płatów: „fizycznego” (któremu odpowiada $\Im p > 0$) oraz „niefizycznego” ($\Im p < 0$) [59]. Używając wyrażenia (1.5) część rzeczywistą i urojoną energii zespolonej można zapisać odpowiednio jako [22]:

$$\Re E = \frac{(\Re p)^2 - (\Im p)^2}{2\mu}, \quad (1.6)$$

$$\Im E = \frac{(\Re p)(\Im p)}{\mu}. \quad (1.7)$$

Na rysunku 1.1 przedstawiono macierz rozpraszania w płaszczyznach zespolonych pędu i energii. Położenie biegunów macierzy S determinuje zarówno zachowanie odpowiedniej funkcji falowej, jak i fizyczną interpretację rozwiązania równania Schrödingera [66]. Tym biegunom odpowiadają różne stany: związane, wirtualne oraz rezonansowe [58], a także kwazi-związane i kwazi-wirtualne [22]. Jeśli potencjał oddziaływania jest funkcją rzeczywistą (przypadek braku kanałów

¹W niniejszej pracy część rzeczywistą i urojoną zespolonej wielkości fizycznej x oznaczono za pomocą symboli odpowiednio $\Re x$ (z ang. *real*) i $\Im x$ (z ang. *imaginary*).

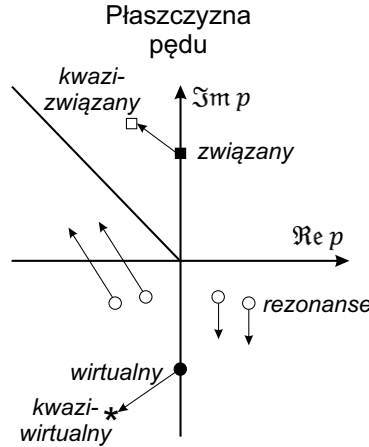


Rysunek 1.1. Położenia biegunów macierzy rozpraszania S na zespolonych płaszczyznach pędu p (lewa strona) i energii E (prawa strona) odpowiadające stanowi związanemu (czarny kwadrat), stanowi wirtualnemu (czarne kółko) i rezonansom (puste kółka). Rysunek zaczerpnięto z pracy [22].

absorpcyjnych), to bieguny macierzy rozpraszania mogą leżeć tylko na urojonej osi $\Im m p$ lub w dolnej półpłaszczyźnie urojonego pędu [67]. Funkcje falowe w obszarze $\Im m p > 0$ są znormalizowanymi rozwiązaniami równania Schrödingera o ujemnej energii rzeczywistej ($\Re e E < 0$) i odpowiadają stanom związanym [66] (czarny kwadrat na rysunku 1.1). W zwykłym sensie są to obiekty, których masa jest mniejsza niż suma mas ich składowych [57]. Na ujemnej urojonej półosi pędu ($\Im m p < 0$) rozwiązania równania Schrödingera są rozbieżne wykładniczo, a zatem nie są fizyczne. Rozwiązania te odpowiadają ujemnym energiom na „niefizycznym” płacie powierzchni Riemanna ($\Re e E < 0$). Takie stany nazywane są wirtualnymi lub antyzwiązanymi [66] (czarne kółko). Natomiast biegunom leżącym na „niefizycznym” płacie Riemanna w pobliżu rzeczywistej osi pędu, których rzeczywista część energii jest dodatnia ($\Re e E > 0$), odpowiadają rezonanse [22] (puste kółka). Urojona część energii ($\Im m E$) w tym przypadku jest interpretowana jako szerokość odpowiedniego rezonansu [66].

Jeżeli brane są pod uwagę również kanały nieelastyczne, potencjał oddziaływania zawiera część urojoną. W pracach [57,67,68] pokazano, że położenia biegunów macierzy S wtedy przesuwają się. Ten ruch biegunów przedstawiono strzałkami na rysunku 1.2. Rezonanse w trzecim kwadrancie poruszają się do góry, natomiast w czwartym kwadrancie – w dół [58]. Dlatego w przypadku potencjału zespolonego zarówno bieguny stanów kwazi-związanych (zwanymi również niestabilnie związanymi), jak i rezonansów znajdują się w drugim kwadrancie płaszczyzny zespolonego pędu, odpowiednio powyżej i poniżej przekątnej [57,68]. Jądro η -mezonowe, jeśli istnieje, *sensu stricto* jest stanem kwazi-związanym.

Stany (kwazi-)związane i rezonanse można zaobserwować w eksperymentach jako gwałtowną zmianę fazy funkcji $S_l(p)$, która jest spowodowana istnieniem biegunu [59] lub jako pik całkowitego przekroju czynnego w funkcji energii [61].



Rysunek 1.2. Schemat przedstawiający ruch biegunów macierzy rozpraszania na płaszczyźnie pędu dla przypadku zespolonego potencjału oddziaływania. Strzałkami pokazano, jak te bieguny poruszają się wraz ze wzrostem części urojonej potencjału. Pusty kwadrat oraz gwiazdka oznaczają odpowiednio stan kwazi-związany i kwazi-wirtualny. Rysunek zaczerpnięto z pracy [57].

1.2 Mezon η i jego oddziaływanie z nukleonami

Mezon η został odkryty w roku 1961 w Narodowym Laboratorium w Berkeley² jako rezonans w widmie masy niezmienniczej trzech pionów [69]. Od tego czasu podjęto wiele wysiłków zarówno teoretycznych, jak i eksperymentalnych w celu zbadania jego własności. Według Particle Data Group (PDG) [3] masa mezonu η jest równa $m_\eta = 547.862 \pm 0.017 \frac{MeV}{c^2}$, co stanowi około połowę masy nukleonu. Jego szerokość wynosi $\Gamma = 1.31 \pm 0.05 keV$ [3] i jest bardzo mała w porównaniu z szerokościami innych mezonów o większych masach. Ze spinem $J = 0$ oraz ujemną parzystością przestrzenną ($P = -1$) [3] mezon η należy do rodziny mezonów pseudoskalarnych [4]. Jest on elektrycznie neutralnym mezonem o zerowym izospinie ($I = 0$) z dodatnią parzystością ładunkową ($C = +1$) i parzystością G ($G = +1$) [3]. W reprezentacji grupy $SU(3)$ mezon η można przedstawić jako superpozycję stanów singletowego η_0 i oktetowego η_8 charakteryzującą się kątem mieszania³ θ [71]:

$$|\eta\rangle = \cos\theta |\eta_8\rangle - \sin\theta |\eta_0\rangle, \quad (1.8)$$

gdzie

$$|\eta_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}) \quad \text{oraz} \quad |\eta_8\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}}(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}). \quad (1.9)$$

²Narodowe Laboratorium im. Lawrence'a w Berkeley (z ang. *Lawrence Berkeley National Laboratory*) – multidyscyplinarne laboratorium naukowe będące częścią Uniwersytetu Kalifornijskiego w Berkeley (USA). Prowadzone są tam badania głównie w dziedzinie fizyki, chemii, genomiki, badań materiałowych i inżynierii.

³Średnia wartość kąta mieszania wynosi $\theta = 15.5^\circ \pm 1.3^\circ$ [70].

Ze względu na bardzo krótki czas życia (z ang. *lifetime*) mezonów η ($\tau_\eta = 5.02 \cdot 10^{-19} \text{ s}$ [57]) nie jest możliwe wygenerowanie ich wiązki, dlatego też niemożliwe jest badanie elastycznego rozpraszania η -nukleon (ηN) i η -jądro (ηA). Informacje na temat interakcji ηN można więc uzyskać tylko w sposób pośredni, na przykład z pomiarów reakcji produkcji mezonu η indukowanych pionem ($\pi N \rightarrow \eta N$), fotonem ($\gamma N \rightarrow \eta N$) lub protonem ($p N \rightarrow p N \eta$) badając oddziaływanie tego mezonu z nukleonem w stanie końcowym (FSI, z ang. *Final State Interaction*) [18]. Obecnie istnieją szczegółowe dane eksperymentalne dotyczące tych procesów, które podsumowano w kilku artykułach przeglądowych, między innymi w pracach [18,72–76].

Oddziaływanie mezonu η z nukleonem w obszarze niskich energii jest zdominowane przez rezonans barionowy S_{11} ($N^*(1535)$) [77], którego maksimum znajduje się około 49 MeV powyżej progu dla kanału ηN . Jego szerokość $\Gamma = 150 \text{ MeV}$ [3] pokrywa cały zakres oddziaływania ηN [22]. Rezonans N^* jest silnie sprzężony w fali s zarówno z pionem, jak i mezonem η [78] oraz powoduje gwałtowny wzrost przekroju czynnego dla oddziaływania pion-nukleon [22].

Amplituda rozpraszania ηN wyznaczana jest głównie fenomenologicznie na podstawie analizy kanałów sprzężonych i dopasowania wyników do dostępnych danych eksperymentalnych [22]. Po raz pierwszy obliczenia długości rozpraszania η -nukleon ($a_{\eta N}$), uwzględniające trzy kanały $\pi N \rightarrow \eta N$, $\pi N \rightarrow \pi N$ i $\pi N \rightarrow \pi \pi N$, zostały przeprowadzone przez Rajeeva S. Bhalerao'a i Lon-Changa Liu'a w roku 1985 [19]. Uzyskane wyniki⁴ ($a_{\eta N} = 0.27 + i0.22$ lub $a_{\eta N} = 0.28 + i0.19$) wskazały, że w obszarze niskich energii oddziaływanie pomiędzy mezonem η i nukleonem jest przyciągające i silne.

1.3 Teoretyczne przewidywania istnienia jąder η -mezonowych

Analiza kwantowo-mechaniczna, oparta o wartości długości rozpraszania $a_{\eta N}$ otrzymane przez autorów pracy [19], wykonana rok później przez Quamrula Haidera i Lon-Changa Liu'a pozwoliła na wyciągnięcie wniosku o możliwości powstania silnie związanego układu mezonu η i jądra atomowego o liczbie masowej $A \geq 12$ [20,21]. Te obliczenia zostały potwierdzone następnie w pracy [79]. Taki egzotyczny stan związany nazwano *jądrem η -mezonowym* (z ang. *η -mesic nucleus*). Od tego czasu opracowano wiele modeli teoretycznych opisujących oddziaływanie ηN . Dopasowanie ich do różnych dostępnych danych eksperymentalnych przyniosło szeroki zakres możliwych wartości długości rozpraszania $a_{\eta N}$. Jej część rzeczywista $\Re a_{\eta N}$ waha się od 0.18 do 1.14 fm, natomiast część urojona $\Im a_{\eta N}$ jest w zakresie od 0.16 do 0.49 fm [22,74,77]. Większe wartości $a_{\eta N}$ wskazują na to, iż oddziaływanie η -nukleon jest na tyle silne, że możliwe jest powstanie stanów związanych mezonu η z jądrami o małych liczbach masowych A , takimi jak ${}^4\text{He}$, ${}^3\text{He}$ [36,78,80–88] lub nawet tryton i deutron [89–91].

⁴Różne wartości $a_{\eta N}$ otrzymano na podstawie dopasowania modelu fenomenologicznego R. S. Bhalerao'a i L. C. Liu'a do dwóch zbiorów dostępnych danych.

Jednym z powszechnych podejść teoretycznych w badaniach oddziaływania mezonu η z jądrem atomowym jest skonstruowanie odpowiedniego potencjału optycznego $U_{\eta\text{-jądro}}$ w oparciu o długość rozpraszania η -nukleon $a_{\eta N}$, a następnie użycie go do rozwiązania równania falowego [22]. Na przykład w tak zwanym przybliżeniu „ $T\rho$ ” dla jądra atomowego o liczbie masowej A potencjał ten można zapisać następująco [57]:

$$U_{\eta\text{-jądro}}(r) = V + iW = -\frac{4\pi}{2\mu} T_{\eta N \rightarrow \eta N} A \rho(r), \quad (1.10)$$

gdzie r jest współrzędną promieniową, μ oznacza zredukowaną masę układu η -jądro, $T_{\eta N \rightarrow \eta N}$ jest macierzą przejścia η -nukleon (z ang. *transition matrix*), zaś $\rho(r)$ to gęstość jądrowa. Warunkiem powstania jądra η -mezonowego jest ujemna wartość części rzeczywistej potencjału optycznego ($V = \Re U_{\eta\text{-jądro}} < 0$), co odpowiada oddziaływaniu przyciągającemu [77]. Bazując na tej metodzie wyznaczono energie wiązania i szerokości stanów związanych mezonu η z ^{12}C i kilkoma cięższymi jądrami [20,21,92–94].

Innym podejściem jest model sprzężenia kwarkowo-mezonowego (QMC, z ang. *quark-meson coupling*) oparty na chromodynamice kwantowej. W tym modelu zakłada się, iż mezon η jest „zanurzony” wewnątrz jądra atomowego i łączy się z kwarkami oraz miesza się z mezonem η' [29,95,96]. Rozwiązując równania pola średniego wyznacza się masę mezonu η w jądrze m_{η}^* , która różni się od jego masy w próżni m_{η} . Część rzeczywista potencjału optycznego układu η -jądro, obejmującego efekt mieszania η - η' , zapisywana jest wtedy jako [22]:

$$V(r) = m_{\eta}^*(r) - m_{\eta}. \quad (1.11)$$

Potencjału tego użyto do rozwiązania równania Kleina-Gordona dla kilku jąder o zamkniętej powłoce (^{16}O , ^{40}Ca , ^{90}Zr , ^{208}Pb) oraz dla ^6He , ^{11}B i ^{26}Mg [95,96]. Uzyskane wyniki sugerują, że we wszystkich tych jądram należy spodziewać się stanów związanych.

W przypadku lekkich jąder atomowych stany związane mogą przejawiać się jako bieguny macierzy rozpraszania S [22] (patrz podrozdział 1.1). Takie jądro mezonowe może powstać, jeśli część urojona długości rozpraszania η -jądro jest dodatnia ($\Im a_{\eta\text{-jądro}} > 0$) [97] i jej moduł jest mniejszy od modułu części rzeczywistej $a_{\eta\text{-jądro}}$ [93]:

$$|\Im a_{\eta\text{-jądro}}| < |\Re a_{\eta\text{-jądro}}|, \quad (1.12)$$

co zapewnia istnienie bieguna macierzy S w ujemnej półpłaszczyźnie energii. Dodatkowo, aby biegun leżał w płaszczyźnie stanu związanego, a nie stanu wirtualnego, wymagane jest spełnienie warunku $\Re a_{\eta\text{-jądro}} < 0$ [97].

Do badań teoretycznych stanów związanych mezonu η z lekkimi jądrami atomowymi używane są modele oparte na równaniach wielociałowych dla układów mezonu η i dwóch, trzech lub czterech nukleonów. Na podstawie jednego z pierwszych obliczeń, w którym rozważono układ sprzężony $\eta NN - \pi NN$ w równaniach trzeciałowych, przewidziano istnienie stanu kwazi-związanego o masie 2430 MeV i szerokości $10\text{-}20 \text{ MeV}$ [98]. Bazując na tym pomysle kilka lat później zbadano

możliwość produkcji stanów związanych $d-\eta$, $t-\eta$, ${}^3\text{He}-\eta$ oraz ${}^4\text{He}-\eta$ [89,90]. Analiza ta pozwoliła wywnioskować, iż możliwe jest wiązanie mezonu η z jądrami o liczbie masowej $A \geq 2$ dla $\Re a_{\eta N}$ w zakresie od 0.27 do 0.98 fm [90].

Alternatywne podejście, uwzględniające dane o mechanizmie produkcji mezonu η i jego oddziaływaniu w stanie końcowym (FSI), zostało przedstawione przez Neelimą Kelkar *et al.* [22,81,82,99]. Przeprowadzona analiza, oparta na koncepcji opóźnienia czasowego Wignera, pozwoliła obliczyć amplitudy rozpraszania η -jądro i zlokalizować stany kwazi-związane $d-\eta$, ${}^3\text{He}-\eta$ oraz ${}^4\text{He}-\eta$.

Opierając się na bezpionowej efektywnej teorii pola (z ang. *pionless effective field theory*) za pomocą stochastycznej metody wariacyjnej (z ang. *stochastic variational method*) zbadano układy ηNNN oraz $\eta NNNN$ [83]. Bazując na długościach rozpraszania η -nukleon $a_{\eta N}$, stwierdzono, że dla utworzenia stanu związanego ${}^3\text{He}-\eta$ wymagana jest minimalna wartość $\Re a_{\eta N}$ około 1 fm , natomiast w przypadku ${}^4\text{He}-\eta$ musi ona przekraczać 0.7 fm . Wyniki te zostały następnie potwierdzone w obliczeniach układów wielociałowych przy użyciu potencjałów oddziaływania NN i ηN [84].

Używając innego podejścia, uwzględniającego informacje na temat produkcji mezonu η w pobliżu progu, opracowano model teoretyczny procesu powstania stanów związanych ${}^4\text{He}-\eta$ w reakcji fuzji $d + d$ [85]. Zostały wyznaczone kształty i wartości przekrojów czynnych dla procesu $dd \rightarrow ({}^4\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow {}^3\text{He}N\pi$ poniżej progu dla szerokiego zakresu parametrów potencjału optycznego ${}^4\text{He}-\eta$. W podobnej analizie, opisaney w pracy [86], przeprowadzono poszukiwanie biegunów odpowiedniej macierzy rozpraszania. Stwierdzono, że dla niektórych zestawów wartości parametrów potencjału ${}^4\text{He}-\eta$ istnieją bieguny odpowiadające stanom związanym, stanom niezwiązanym lub wcale nie istnieją.

Wcześniejsze badania fenomenologiczne, przeprowadzone przez Sławomira Wycecha i Wojciecha Krzemienia [100], bazujące na przybliżeniu amplitudy rozpraszania dla procesu dwuciałowego, pozwoliły oszacować przekrój czynny dla reakcji $dd \rightarrow ({}^4\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow {}^3\text{He}p\pi^-$, który wynosi około 4.5 nb .

W jednej z ostatnich analiz teoretycznych oddziaływania mezonu η z jądrem ${}^3\text{He}$ [36] uwzględniono całkowite przekroje czynne i parametr asymetrii dla reakcji $pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta$ w pobliżu progu. Bazując na tych danych obliczono potencjał optyczny oddziaływania ${}^3\text{He}-\eta$ i wywnioskowano możliwość istnienia słabo związanego stanu ${}^3\text{He}-\eta$ o energii wiązania 0.3 MeV i szerokości 3 MeV .

Oszacowany teoretycznie przekrój czynny na produkcję i rozpad η -mezonowego jądra helu dla procesu $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow {}^3\text{He}3\pi^0$ wynosi około 0.4 nb , natomiast dla kanałów $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dN\pi$ ($ppN\pi$) jest równy około 80 nb [37] (patrz załącznik A).

W pracach przeglądowych [22,57] szczegółowo omówiono badania teoretyczne dotyczące poszukiwania jąder η -mezonowych. Rozważano również możliwość tworzenia stanów (kwazi-)związanych jąder atomowych z innymi mezonami, takimi jak η' , \bar{K} , ω lub ϕ [17,18,101–105].

2

Krótką historia poszukiwania jąder η -mezonowych

Od czasu zapostulowania po raz pierwszy przez Q. Haidera i L. C. Liu'a [20,21] istnienia jąder mezonowych, równoległe z badaniami teoretycznymi przeprowadzono wiele eksperymentów dedykowanych poszukiwaniom tego egzotycznego rodzaju materii jądrowej. W tym rozdziale przedstawiono podsumowanie poprzednich pomiarów przeprowadzonych w obszarach ciężkich i lekkich jąder.

2.1 Obszar ciężkich jąder

Jak zostało wspomniane w podrozdziale 1.3, pierwsze teoretyczne przewidywania wykazały, że mezon η może wiązać się w jądrach z liczbą masową $A \geq 12$ [20,79]. W związku z tym pierwsze wysiłki eksperymentalne dedykowane potwierdzeniu istnienia takich stanów związanych dotyczyły obszaru ciężkich jąder.

Pierwsze dwa eksperymenty poświęcone poszukiwaniu jąder η -mezonowych przeprowadzono w 1988 roku niezależnie przez zespoły badawcze w BNL¹ [106] i Los Alamos² [107]. W obu badaniach dokonano pomiaru reakcji rozpraszania $\pi^+ + {}^AX \rightarrow p + {}^{A-1}X - \eta$ zaproponowanej w pracy [21], używając wiązki dodatkowo naładowanych pionów oraz czterech tarcz (AX): litowej (${}^7\text{Li}$), węglowej (${}^{12}\text{C}$), tlenowej (${}^{16}\text{O}$) i aluminiowej (${}^{27}\text{Al}$). Powstające w tym procesie protony rejestrowano za pomocą spektrometru magnetycznego. W Los Alamos używano dodatkowo detektora 4π w kształcie kuli wykonanej z kryształów germanianu bizmutu BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$), który służył do detekcji naładowanych cząstek powstających w procesie rozpadu jądra mezonowego w koincydencji z wylatującym protonem. W eksperymencie BNL kąt rozpraszania zarejestrowanych protonów wynosił około 15° [106]. Dla takiego kąta transfer pędu jest zbyt duży (pęd mezonu η względem jądra wynosi $q = 200 \frac{\text{MeV}}{c}$ [57]), co znacznie zmniejszyło praw-

¹BNL (z ang. *Brookhaven National Laboratory*) – Laboratorium Narodowe Brookhaven – interdyscyplinarne centrum badawcze należące do Departamentu Energii Stanów Zjednoczonych i zlokalizowane w Upton na wyspie Long Island (stan Nowy Jork, USA). Jednym z założycieli laboratorium był Izaak Rabi – amerykański fizyk pochodzenia polsko-żydowskiego, laureat Nagrody Nobla z fizyki.

²Laboratorium Narodowe Los Alamos (z ang. *Los Alamos National Laboratory*) – ośrodek badawczy Departamentu Energii Stanów Zjednoczonych, powstały podczas II wojny światowej w celu badań nad realizacją bomby atomowej w ramach projektu Manhattan. Laboratorium zlokalizowane jest w okolicy miasta Santa Fe, stolicy stanu Nowy Meksyk (USA).

dopodobieństwo możliwego powstania stanu związanego w procesie (π, N) [108]. Dlatego w uzyskanych widmach nie zaobserwowano sygnału, który można by zinterpretować jako pochodzący od jądra mezonowego. Natomiast zespół pracujący w Los Alamos przedstawił wstępne wyniki analizy [107] dla tarczy tlenowej, pokazujące dowody na możliwość istnienia stanu związanego $^{15}\text{O}-\eta$, jednak od tego czasu wyniki te nie zostały potwierdzone i opublikowane.

Pięć lat później podjęto kolejną próbę poszukiwania takich stanów egzotycznych w Laboratorium Los Alamos przy użyciu akceleratora LAMPF³ [109]. Ten eksperyment był motywowany wcześniejszą pracą Haidera i Liu [110]. Rozważano w nim możliwość produkcji η -mezonowego jądra fluoru ($^{18}\text{F}-\eta$) w procesie podwójnej wymiany ładunku (DCX, z ang. *Double Charge Exchange*): $\pi^+ + ^{18}\text{O} \rightarrow \pi^- + ^{18}\text{Ne}$. W takiej reakcji, na skutek oddziaływania pionu wiązki z neutronem wewnątrz jądra tlenu, kreowany jest mezon η ($\pi^+n \rightarrow \eta p$), co może prowadzić do powstania stanu związanego $^{18}\text{F}-\eta$. Jeden z możliwych kanałów rozpadu takiego stanu przebiega poprzez absorpcję mezonu η na jednym z neutronów w jądrze fluoru i następnie emisję ujemnie naładowanego pionu i protonu ($\eta n \rightarrow \pi^- p$). Zmierzone krzywe wzbudzenia dla procesu DCX nie wykazały jednak wyraźnego sygnału od η -mezonowego jądra ^{18}F .

Pierwsze obiecujące wyniki eksperymentalnego poszukiwania jąder η -mezonowych uzyskano w latach 1998-1999 [111–114] w Instytucie Fizycznym im. P. N. Lebediewa⁴, gdzie za pomocą synchrotronu elektronowego „Pachra” (z ros. „Пачра”) i spektrometru scyntylicyjnego dokonano pomiaru fotoprodukcji mezonu η w reakcji $\gamma + ^{12}\text{C} \rightarrow p(n) + ^{11}\text{B}-\eta$ (lub $^{11}\text{C}-\eta$) $\rightarrow \pi^+ + n + X$. Możliwość powstania ciężkich jąder η -mezonowych pod wpływem wiązek fotonów została zapostulowana przez Aleksandra Lebedeva i Vladimira Tryasucheva [115] jeszcze w 1991 roku. Przypuszczano, że w pierwszym etapie tego procesu powstaje szybki nukleon (proton lub neutron) oraz powolny mezon η , który wiąże się z jądrem ^{11}B lub ^{11}C . Według przewidywań taki stan związany rozpada się poprzez wzbudzenie rezonansu $N^*(1535)$, a następnie jego deekscytację na parę pion-nukleon. W eksperymencie rejestrowano skorelowane pary π^+n za pomocą dwuramiennego spektrometru czasu przelotu TOF (z ang. *Time-of-Flight*), ramiona którego ustawiono pod kątem 180° . Uzyskany rozkład masy niezmienniczej takich par zawierał wąski pik przesunięty o $90 \pm 15 \frac{\text{MeV}}{c^2}$ względem maksimum masy rezonansu N^* , co zostało zinterpretowane przez autorów jako efekt związania mezonu η z jądrem boru (lub węgla) [114].

W późniejszym eksperymencie, przeprowadzonym w Instytucie im. Lebediewa w 2009 roku, zbadano reakcję dwunukleonowego rozpadu η -mezonowego jądra powstającego w wyniku dwunukleonowej absorpcji mezonu η w jądrze węgla ($\eta NN \rightarrow NN$) [116]. Tym razem za pomocą układu dwóch spektrometrów

³LAMPF – (z ang. *Los Alamos Meson Physics Facility*) – dawna nazwa jednego z najpotężniejszych na świecie akceleratorów liniowych, który jest zainstalowany w Laboratorium Narodowym Los Alamos. Jego nazwa współczesna – LANSCE (z ang. *Los Alamos Neutron Science Center*).

⁴Instytut Fizyczny im. P. N. Lebediewa Rosyjskiej Akademii Nauk (z ros. *Физический институт и.м. П. Н. Лебедева Российской академии наук*) – jeden z wiodących i najstarszych ośrodków badawczych w dziedzinie fizyki w Federacji Rosyjskiej.

TOF rejestrowano skorelowane pary pn i wyznaczono ich rozkłady prędkości. Zakładając, że zaobserwowany w eksperymencie pik dla prędkości protonów w obszarze $\beta_p \sim 0.6\text{--}0.7$ spowodowany był powstaniem oraz rozpadem stanu kwazi-związanego mezonu η i jądra atomowego z $A = 11$, oszacowano całkowity przekrój czynny na produkcję jądra η -mezonowego w fotoreakcji $\gamma + {}^{12}\text{C} \rightarrow N + p + n + X$, który wynosi $10 \mu\text{b}$.

Kolejną próbę poszukiwania jąder η -mezonowych podjęto przy użyciu wewnętrznej wiązki deuteronowej akceleratora NUCLOTRON⁵ [117,118]. Wówczas badano reakcję $d + {}^{13}\text{C} \rightarrow \pi + p + X$. W uzyskanych widmach efektywnej masy skorelowanych par πp zaobserwowano rezonansowe piki poniżej progu na produkcję mezonu η . Wynik ten może być zinterpretowany jako sygnatura rozpadu rezonansu N^* powstającego w wyniku absorpcji mezonu w nukleonie. Jednak badanie wymaga wyższej akceptacji spektrometru.

Dane wskazujące na możliwe istnienie η -mezonowego jądra magnezu zostały uzyskane przez kolaborację COSY-GEM⁶ [120–122] z pomiarów reakcji $p + {}^{27}\text{Al} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^{25}\text{Mg} - \eta \rightarrow {}^3\text{He} + p + \pi^- + X$. W widmie masy brakującej jonów ${}^3\text{He}$ zaobserwowano pik, który odpowiada energii wiązania $-13.13 \pm 1.64 \text{ MeV}$ i szerokości $4.35 \pm 1.27 \text{ MeV}$ [120], co zostało zinterpretowane jako sygnatura stanu związanego ${}^{25}\text{Mg} - \eta$. Ten wynik jednak należałoby potwierdzić dokonując pomiarów z wyższą statystyką.

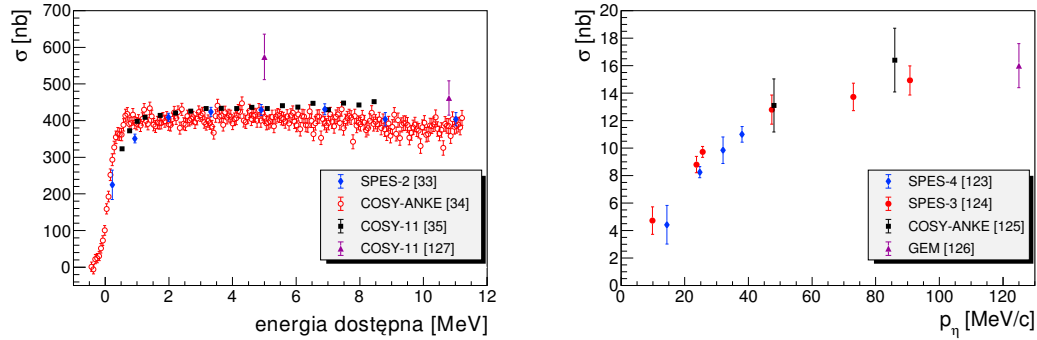
2.2 Obszar lekkich jąder

Badania dotyczące produkcji mezonu η w różnych procesach przyniosły szeroki zakres możliwych długości rozpraszania η -nukleon ($\Re a_{\eta N} \in (0.18, 1.14) \text{ fm}$ [22, 74,77]), co nie wyklucza możliwości powstania stanów związanych mezonu η z lekkimi jądrami, m.in. ${}^4\text{He}$, ${}^3\text{He}$ [36,78,80–88], trytonem lub deuteronem [89–91] (patrz podrozdział 1.3). Ponadto ze względu na mniejszą absorpcję mezonu η stany związane z lekkimi jądrami powinny być węższe niż w przypadku ciężkich jąder [108], przez co łatwiej byłoby je zaobserwować.

Eksperymentalne badania oddziaływań układów ${}^3\text{He}\eta$ i ${}^4\text{He}\eta$ w stanie końcowym (FSI) mogą sugerować istnienie stanów związanych mezonu η z jądrem helu. Jest to przede wszystkim obserwacja gwałtownego wzrostu całkowitego przekroju czynnego σ dla reakcji $dp(pd) \rightarrow {}^3\text{He}\eta$ [32–35] i $dd \rightarrow {}^4\text{He}\eta$ [122–126] (patrz rysunek 2.1), co wskazuje na istnienie bardzo silnego oddziaływania między mezonem η i jądrem helu.

⁵NUCLOTRON (z ros. *НУКЛОТРОН*) – synchrotron naładowanych jonów, protonów i spolaryzowanych deuteronów, zamontowany w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych (z ros. *Объединённый институт ядерных исследований*) – międzynarodowym ośrodku naukowym w mieście Dubna w obwodzie moskiewskim (Federacja Rosyjska).

⁶COSY (z ang. *Cooler Synchrotron*) – synchrotron służący do przyspieszania protonów i deuteronów. Obsługiwany przez Instytut Fizyki Jądrowej w Centrum Badawczym Jülich (z niem. *Forschungszentrum Jülich*) – ośrodku naukowo-badawczym znajdującym się w pobliżu miasta Jülich w Nadrenii Północnej-Westfalii (Niemcy). W rozdziale 4.1 szczegółowo opisano ten akcelerator. Układ GEM (z ang. *Germanium wall plus Magnetic spectrograph*) składał się z czterech detektorów germanowych o wysokiej czystości oraz spektrografu magnetycznego [119].



Rysunek 2.1. W lewym panelu pokazano całkowity przekrój czynny dla reakcji $dp(pd) \rightarrow {}^3\text{He}\eta$ w funkcji energii dostępnej $Q_{\text{He}\eta}$. Przedstawiono wyniki pomiarów opisanych w pracach [33] (niebieskie romby), [34] (czerwone puste kółka), [35] (czarne kwadraty) i [127] (fioletowe trójkąty). Prawy panel prezentuje całkowity przekrój czynny dla reakcji $dd \rightarrow {}^4\text{He}\eta$ w funkcji pędu mezonu η w układzie środka masy uzyskany z pomiarów opisanych w pracach [123] (niebieskie romby), [124] (czerwone kółka), [125] (czarne kwadraty) oraz [126] (fioletowy trójkąt).

Jak można zauważyć na rysunku 2.1, w przypadku reakcji $dp(pd) \rightarrow {}^3\text{He}\eta$ (lewy panel) wzrost całkowitego przekroju czynnego σ przy progu na produkcję mezonu η jest znacząco szybszy niż dla reakcji $dd \rightarrow {}^4\text{He}\eta$ (prawy panel). Takie zachowanie przekroju czynnego daje dużą nadzieję na możliwość zaobserwowania jądra mezonowego ${}^3\text{He}-\eta$. Kolejnym argumentem przemawiającym za istnieniem silnego oddziaływania w układzie ${}^3\text{He}-\eta$ jest mała wartość oraz słaba zależność energetyczna tensorowej zdolności analizującej T_{20} deuteronu, która została wyznaczona dla procesu $dp \rightarrow {}^3\text{He}\eta$ dla zakresu energii dostępnej $Q \in (0, 11) \text{ MeV}$ [128,129]. Ponadto całkowity przekrój czynny zmierzony dla reakcji fotoprodukcji $\gamma{}^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}\eta$ [130,131] wykazuje podobne zachowanie jak dla przypadku produkcji hadronowej [34,35].

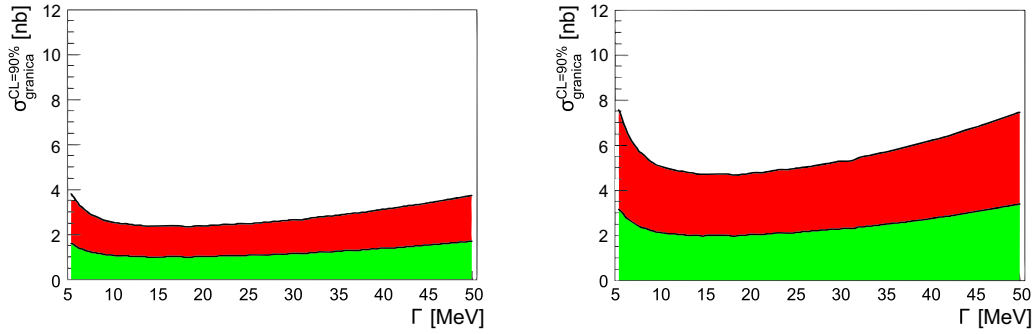
Pierwszy eksperyment dedykowany bezpośredniemu poszukiwaniu stanu związanego mezonu η z lekkim jądrem został przeprowadzony dla reakcji fotoprodukcji $\gamma{}^3\text{He} \rightarrow \pi^0 pX$ [130] przy użyciu kalorymetru TAPS (z ang. *Two/Three Arm Photon Spectrometer*) zainstalowanego na mikrotronie MAMI⁷. W tym eksperymencie zostały zmierzone funkcje wzbudzenia dla dwóch zakresów kąta względnego między pionem i protonem w układzie środka masy. W widmie przedstawiającym różnicę między krzywymi wzbudzenia uzyskanymi dla zakresów kąta $170^\circ - 180^\circ$ i $150^\circ - 170^\circ$ zaobserwowano wzmocnienie poniżej progu na reakcję $\gamma{}^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}\eta$. Zinterpretowano to jako możliwą sygnaturę powstania jądra mezonowego ${}^3\text{He}-\eta$, w którym mezon η , wychwycony przez jeden z nukleonów wewnątrz jądra helu, prowadzi do wzbudzenia rezonansu $N^*(1535)$, który następnie rozpada się na parę pion-nukleon. Dopasowując funkcję rozkładu Breit-Wignera

⁷MAMI (z niem. *Mainzer Mikrotron* lub ang. *Mainz Microtron*) – akcelerator cząstek, tworzący i przyspieszający ciągle spolaryzowane wiązki elektronów o wysokiej intensywności i energii, znajdujący się w ośrodku eksperymentalnym na terenie Uniwersytetu Johanna Guttenberga w Moguncji (Niemcy).

do danych eksperymentalnych została wyznaczona energia wiązania oraz szerokość dla stanu związanego ${}^3\text{He}-\eta$, które wyniosły odpowiednio $(-4.4 \pm 4.2) \text{ MeV}$ i $(25.6 \pm 6.1) \text{ MeV}$ [130]. Christoph Hanhart w swojej pracy [132] zasugerował, iż dane uzyskane w tym eksperymencie nie pozwalają jednak wyciągnąć jednoznacznie wniosku o istnieniu stanu związanego mezonu η i jądra ${}^3\text{He}$. Kolejny pomiar [131] przeprowadzony ze znacznie wyższą statystyką wykazał, że struktura zaobserwowana w funkcji wzbudzenia $\pi^0 p$ jest artefaktem wynikającym ze skomplikowanego zachowania tła.

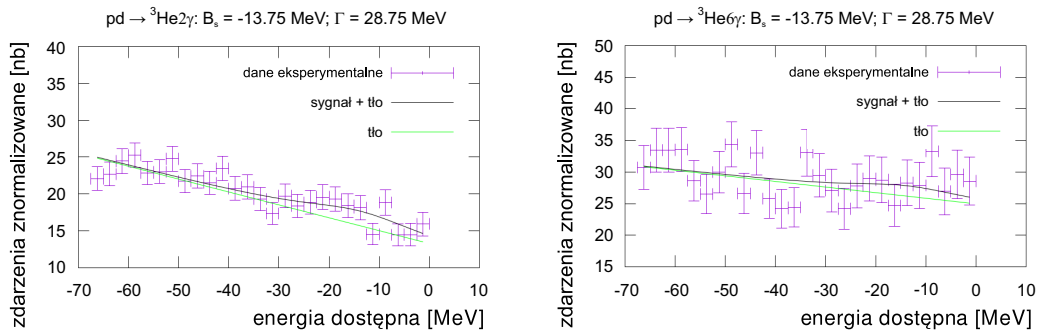
Bardzo obiecujące eksperymenty poświęcone poszukiwaniom η -mezonowych jąder helu zostały przeprowadzone przy użyciu akceleratora COSY w Centrum Badawczym Jülich [119]. Funkcje wzbudzenia zmierzone przez kolaborację COSY-11 [133–137] dla reakcji $dp \rightarrow {}^3\text{He}\pi^0$ oraz $dp \rightarrow ppp\pi^-$ w pobliżu progu na produkcję mezonu η nie wykazały żadnej struktury rezonansowej, która mogłaby pochodzić z rozpadu stanu związanego ${}^3\text{He}-\eta$. Wyznaczono więc górne granice całkowitego przekroju czynnego dla procesów $dp \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow {}^3\text{He}\pi^0$ i $dp \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow ppp\pi^-$, które wynoszą odpowiednio 70 nb [134] i 270 nb [135].

W latach 2008 i 2010 kolaboracja WASA-at-COSY przeprowadziła ekskluzywne pomiary dedykowane poszukiwaniom stanu związanego ${}^4\text{He}-\eta$ w reakcji fuzji jądrowej deutron-deutron [23]. W eksperymentach zmierzono funkcje wzbudzenia dla reakcji $dd \rightarrow {}^3\text{He}p\pi^-$ (2008 i 2010) [47–49,138] oraz $dd \rightarrow {}^3\text{He}n\pi^0$ (2010) [49,50,138] w pobliżu progu na produkcję ${}^4\text{He}\eta$. Pomiary wykonano dokonując powolnej i ciągłej zmiany pędu wiązki wokół progu w każdym cyklu jej przyspieszania. W pierwszym eksperymencie zakres pędu deutronowej wiązki odpowiadał zakresowi energii dostępnej $Q_{4\text{He}\eta} \in (-51, 22) \text{ MeV}$, natomiast w późniejszym został poszerzony odpowiednio do $Q_{4\text{He}\eta} \in (-70, 30) \text{ MeV}$. Uzyskane krzywe wzbudzenia nie ujawniły jednak żadnej wąskiej struktury poniżej progu ${}^4\text{He}\eta$, którą można byłoby zinterpretować jako sygnaturę stanu związanego mezonu η i jądra helu. Dlatego też wyznaczono górne granice całkowitego przekroju czynnego na powstanie jądra η -mezonowego ${}^4\text{He}$ w badanych reakcjach poprzez dopasowanie do krzywych wzbudzenia sumy funkcji Breita-Wignera (opisującej sygnał) oraz wielomianu drugiego stopnia (opisującego tło). Dla danych zebranych w 2010 roku [49] dopasowania dokonano jednocześnie dla obu kanałów z uwzględnieniem zależności izospinowej między parami $n\pi^0$ i $p\pi^-$. Przeprowadzona analiza pozwoliła po raz pierwszy wyznaczyć eksperymentalnie górną granicę całkowitego przekroju czynnego dla procesu $dd \rightarrow ({}^4\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow {}^3\text{He}n\pi^0$, która na poziomie ufności 90% waha się od 2.5 do 3.5 nb [49]. Z kolei wynik uzyskany dla reakcji $dd \rightarrow ({}^4\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow {}^3\text{He}p\pi^-$ z pomiarów w 2010 roku (od 5 do 7 nb [49]) jest około czterokrotnie niższy w porównaniu z rezultatem otrzymanym w poprzednim eksperymencie [48]. Górne granice dla obu badanych kanałów w funkcji szerokości stanu związanego przedstawiono na rysunku 2.2. Pojawienie się pierwszego modelu teoretycznego opisującego przekroje czynne poniżej progu na reakcję ${}^4\text{He}\eta$ [85] pozwoliło dopasować widma teoretyczne do eksperymentalnych funkcji wzbudzenia dla różnych parametrów potencjału optycznego oraz wyznaczyć górną granicę całkowitego przekroju czynnego na produkcję η -mezonowego jądra ${}^4\text{He}$ w procesie $dd \rightarrow {}^3\text{He}N\pi$ (od 5.2 do 7.5 nb) [138].

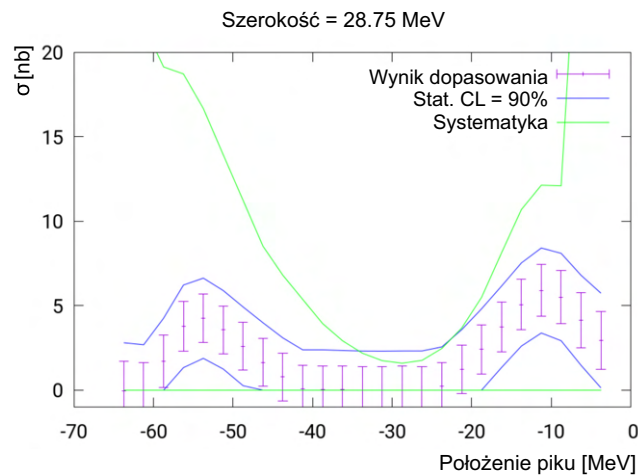


Rysunek 2.2. Górna granica całkowitego przekroju czynnego dla reakcji $dd \rightarrow (^4\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow ^3\text{He}n\pi^0$ (lewy panel) i $dd \rightarrow (^4\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow ^3\text{He}p\pi^-$ (prawy panel) w funkcji szerokości stanu związanego Γ dla energii wiązania $B_s = 30 \text{ MeV}$. Zielone pole na dole przedstawia systematyczne niepewności. Rysunki zaczerpnięto z pracy [49].

Ostatni eksperyment kolaboracji WASA-at-COSY, przeprowadzony w roku 2014, dotyczył poszukiwania η -mezonowego jądra ^3He w reakcji fuzji jądrowej proton-deuteron [37]. W jego trakcie udało się zebrać największą do tej pory próbkę danych [23,56,139,140]. Dokonano pomiaru reakcji rozważając dwie hipotezy rozpadu η -mezonowego stanu związanego: (i) poprzez absorpcję mezonu η na jednym z nukleonów i wzbudzenie go do rezonansu $N^*(1535)$, a następnie jego rozpad na parę nukleon-pion [140] (opisany w dalszej części niniejszej pracy) oraz (ii) poprzez rozpad bezpośredni związanego mezonu η „orbitującego” wokół jądra helu. Drugi mechanizm rozpadu $^3\text{He}-\eta$ zbadano po raz pierwszy analizując reakcje $pd \rightarrow (^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow ^3\text{He}2\gamma$ i $pd \rightarrow (^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow ^3\text{He}6\gamma$ [139,140], uwzględniając model teoretyczny opisany w pracy [141]. Analiza funkcji wzbudzenia (rysunek 2.3) wskazuje na możliwość istnienia stanu związanego $^3\text{He}-\eta$ o szerokości większej od 20 MeV i energii wiązania w zakresie od 0 do 15 MeV . Zaobserwowana struktura rezonansowa zawiera się jednak w niepewności systematycznej, co nie pozwala jednoznacznie stwierdzić, czy w rozważanym mechanizmie powstaje stan związany. Wyznaczono więc górną granicę całkowitego przekroju czynnego dla procesów produkcji jądra mezonowego $^3\text{He}-\eta$, w których związany mezon η rozpada się bezpośrednio na dwa fotony (2γ) lub trzy piony neutralne ($3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$). W celu jej ilościowego oszacowania przeprowadzono dopasowanie do krzywych wzbudzenia sumy funkcji liniowej (tło) oraz funkcji Breit-Wignera (sygnał), jak pokazano czarną linią na rysunku 2.3. Dopasowanie wykonano jednocześnie dla obu procesów z uwzględnieniem współczynników rozgałęzienia dla kanałów rozpadu $\eta \rightarrow 2\gamma$ i $\eta \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$. Górna granica uzyskana w tej analizie na poziomie ufności 90% waha się od 2 do 15 nb [140] w zależności od parametrów stanu związanego. Przykładowe widmo dla szerokości $\Gamma = 28.75 \text{ MeV}$ przedstawiono na rysunku 2.4. Jest to pierwszy wynik eksperymentalny otrzymany dla procesu z bezpośrednim rozpadem mezonu η związanym w jądrze.



Rysunek 2.3. Krzywe wzbudzenia dla reakcji $pd \rightarrow {}^3\text{He}2\gamma$ (lewy panel) oraz $pd \rightarrow {}^3\text{He}6\gamma$ (prawy panel). Fioletowe punkty pokazują wyniki eksperymentalne. Czarna linia przedstawia wynik dopasowania sumy funkcji liniowej i funkcji Breita-Wignera dla przykładowych kombinacji parametrów stanu związanego B_s i Γ podanych nad wykresami. Zielona linia ukazuje liniową funkcję tła. Rysunki zaczerpnięto z pracy [140].



Rysunek 2.4. Górna granica całkowitego przekroju czynnego dla reakcji $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow {}^3\text{He}2\gamma(6\gamma)$ w funkcji położenia pików energii wiązania dla stałej szerokości stanu związanego $\Gamma = 28.75 \text{ MeV}$. Wartości amplitudy funkcji Breita-Wignera uzyskane z dopasowania pokazano wraz z niepewnościami statystycznymi (fioletowe linie pionowe). Zakres możliwych wartości przekroju czynnego na produkcję stanów związanych otrzymany na podstawie niepewności statystycznej odpowiadającej poziomowi ufności 90% przedstawiono niebieskimi liniami, natomiast zakres możliwych wartości przekroju czynnego z uwzględnieniem niepewności systematycznej zobrazowano zielonymi liniami. Rysunek zaczerpnięto z pracy [140].

3

Motywacja badań

Odkrycie jąder η -mezonowych byłoby interesujące samo w sobie, gdyż istnienie takiego egzotycznego rodzaju materii jądrowej nie zostało jeszcze jednoznacznie potwierdzone eksperymentalnie. Ponadto obserwacja takiego obiektu i zbadanie jego własności miałyby wiele ważnych konsekwencji dla fizyki mezonów η .

Jedną z nich byłaby możliwość analizy oddziaływania mezonów η z nukleonami wewnątrz materii jądrowej. Jak wspomniano w podrozdziale 1.2, bezpośredni pomiar długości rozpraszania η -nukleon ($a_{\eta N}$) nie jest możliwy ze względu na niedostępność wiązek mezonów η , co związane jest z ich bardzo krótkim czasem życia [22,57]. Obecnie wartość $a_{\eta N}$ jest wyznaczona z dużą niepewnością: jej część rzeczywista w różnych pracach różni się nawet sześciokrotnie [22,74,77]. Potencjał optyczny interakcji ηN jest bezpośrednio związany z wartością $\Re a_{\eta N}$, dlatego bardzo ważne jest dokładniejsze wyznaczenie długości rozpraszania $a_{\eta N}$. Dzięki pomiarom przekrojów czynnych na powstanie jąder η -mezonowych byłoby możliwe uściślenie charakterystyki oddziaływania η -nukleon, przede wszystkim amplitudy i długości rozpraszania dla procesu $\eta N \rightarrow \eta N$.

Badania stanów związanych mogą przynieść dokładniejsze informacje na temat struktury kwarkowej mezonu η i zmiany jego własności w materii jądrowej. Zgodnie z pracami [29–31] energia wiązania układu η -jądro jest czuła na singletową składową funkcji falowej mezonu η (patrz równanie 1.8). Wraz ze zwiększeniem kąta mieszania θ wzrasta składowa singletowa η_0 kosztem składowej oktetowej η_8 . Prowadzi to z kolei do silniejszego przyciągania, wzrostu energii wiązania i zwiększenia wartości długości rozpraszania $a_{\eta N}$. Ponadto przyrost składowej η_0 powoduje zmniejszenie efektywnej masy mezonu η wewnątrz jądra atomowego m_η^* . Dlatego też pomiary stanów związanych mezonu η w jądrach atomowych (zwłaszcza przesunięcia masy $m_\eta^* - m_\eta$) pozwolą na badanie dynamiki łamania symetrii osiowej $U_A(1)$ [29,103,104].

Analiza stanów związanych jądra atomowego i mezonu η dostarczyłaby również informacji o własnościach rezonansu $N^*(1535)$ w materii jądrowej i pozwoliłaby przetestować różne modele teoretyczne opisujące jego strukturę [24–28]. Jak zostało wspomniane w podrozdziale 1.2, rezonans ten dominuje w oddziaływaniach η -nukleon przy małych energiach [22,77]. Jego własności wewnątrz jądra atomowego mają duży wpływ na potencjał optyczny interakcji η -jądro [24]. Jeden z modeli teoretycznych, model dubletów chiralnych (z ang. *chiral doublet model*), przedstawia rezonans $N^*(1535)$ jako partnera chiralnego nukleonu, a różnicę mas

między nimi jako funkcję liniową kondensatu chiralnego [25]. Przy takim podejściu przesunięcie masy nukleonu i rezonansu N^* wewnątrz materii jądrowej zmniejsza się na skutek częściowego przywrócenia symetrii chiralnej. To prowadzi do tego, że stan η -związany charakteryzuje się potencjałem optycznym przyciągającym na powierzchni jądra i odpychającym wewnątrz niego [24,25]. W innym podejściu, unitarnym modelu chiralnym (z ang. *chiral unitary model*), rezonans $N^*(1535)$ jest traktowany jako obiekt dynamicznie generowany w sprzężonych kanałach rozpraszania mezon-barion [26,94]. Ponieważ w tym przypadku przesunięcie masy N^* w materii jądrowej jest małe [28], potencjał optyczny oddziaływania η -jądro jest przyciągający wewnątrz jądra [142].

Jak wspomniano w rozdziale 2, do tej pory żaden eksperyment nie udowodnił jednoznacznie istnienia η -mezonowego jądra ${}^3\text{He}$. Niektóre prace teoretyczne (między innymi [22,36]) wskazują jednak na możliwość produkcji takich stanów związanych o energii wiązania kilku MeV (patrz podrozdział 1.3).

Część II
Eksperyment

4

Układ detekcyjny WASA-at-COSY

Eksperyment opisany w niniejszej pracy został przeprowadzony w Centrum Badauczym Jülich w Niemczech (z niem. *Forschungszentrum Jülich*). Aparatura laboratoryjna, która umożliwiła przeprowadzenie pomiarów, obejmuje kompleks synchrotronowy COSY (z ang. *Cooler Synchrotron*) [38–40], który dostarczał przyspieszoną wiązkę protonów i szerokokątny detektor kaskad WASA (z ang. *Wide Angle Shower Apparatus*) [41–45] służący do rejestracji oraz identyfikacji produktów badanych reakcji.

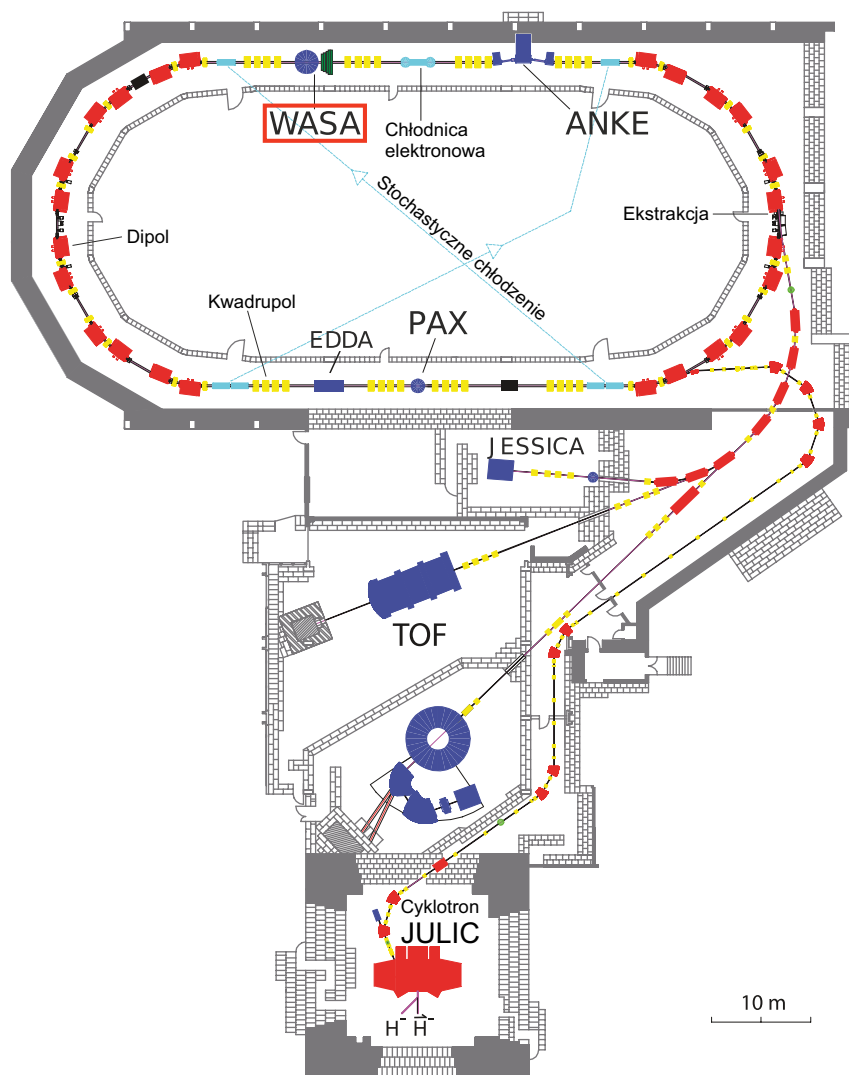
Układ WASA-at-COSY został szczegółowo opisany w wielu wcześniejszych pracach (na przykład w [47,50,139,143]), dlatego też w poniższym rozdziale przedstawiono krótki opis jego poszczególnych elementów, podkreślając ich znaczenie dla pomiarów opisanych w niniejszej rozprawie oraz aspekty związane z modyfikacją przedniej części detektora wiosną 2014 roku.

4.1 Synchrotron COSY

Wiązka protonów używana w tym eksperymencie była dostarczana przez akcelerator COSY, którego schemat przedstawiono na rysunku 4.1. Synchrotron COSY jest pierścieniem akumulacyjnym przeznaczonym do przyspieszania spolaryzowanych i niespolaryzowanych wiązek protonów lub deuteronów, wyposażonym w elektronowy i stochastyczny układ chłodzenia [38,39,144]. Został on uruchomiony w 1993 roku i do końca 2014 roku służył do licznych eksperymentów, które wniosły istotny wkład w dziedzinę fizyki hadronów niskiej energii [119].

Do kompleksu synchrotronowego COSY należą źródło jonów, cyklotron izochroniczny JULIC (z ang. *Jülich Isochronous Cyclotron*), pierścień akumulujący COSY w kształcie owalu o obwodzie 184 m z magnesami dipolowymi, kwadrupolowymi i sekstupolowymi oraz tarcze na pierścieniu i wiązce zewnętrznej.

Na początku procesu przyspieszania źródło jonów wytwarza spolaryzowane lub niespolaryzowane ujemnie naładowane jony wodoru H^- lub deuteru D^- . Następnie są one wstępnie przyspieszane w cyklotronie JULIC [145] do pędu odpowiednio $p_{H^-} = 295 \frac{MeV}{c}$ [39,40] lub $p_{D^-} = 540 \frac{MeV}{c}$ [146]. Na wyjściu z cyklotronu elektrony są usuwane z jonów wodoru (deuteru) podczas przejścia przez folię węglową o gęstości powierzchniowej 20–25 $\frac{\mu g}{cm^2}$ [147]. Uzyskane w ten sposób dodatnio naładowane protony (deuterony) są wstrzykiwane (z ang. *injecting*)



Rysunek 4.1. Schemat kompleksu akceleratorowego COSY przedstawiający cyklotron JULIC, pierścień akumulacyjny COSY, magnesy dipolowe i kwadrupolowe, elektronowy i stochastyczny układ chłodzenia. Na schemacie pokazano miejsca zajmowane przez detektory na pierścieniu (WASA-at-COSY, ANKE, PAX i EDDA) oraz wiązce zewnętrznej (JESSICA i TOF). Układ detekcyjny WASA-at-COSY użyty w omawianym eksperymencie zaznaczono czerwoną ramką. Rysunek zaczerpnięto z pracy [43].

do jonowodu akceleratora COSY, a następnie przyspieszane do nominalnego pędu wiązki $p_{wiązki}$ (w zakresie od $0.3 \frac{GeV}{c}$ do $3.7 \frac{GeV}{c}$ [43]). COSY pozwala zakumulować do 10^{11} niespolaryzowanych lub do 10^{10} spolaryzowanych cząstek wiązki [148].

Tor wiązki utrzymywany jest za pomocą 24 magnesów dipolowych, podczas gdy 32 magnesy kwadrupolowe służą do ogniskowania wiązki, a 18 magnesów sekstupolowych – do kontroli aberracji chromatycznych. W celu zmniejszenia rozmycia pędowego i geometrycznego wiązki oraz jej emitancji używane są dwa mechanizmy chłodzenia: elektronowe i stochastyczne [38,39,144].

Układ chłodzenia elektronowego (chłodnica elektronowa, z ang. *e-cooler*) to krótki odcinek synchrotronu, do którego wprowadzana jest wiązka elektronów o prędkości równej nominalnej prędkości wiązki COSY oraz o bardzo małym rozmyciu pędowym i geometrycznym. Na skutek oddziaływania kulombowskiego cząstek wiązki z gazem elektronowym szybsze protony (deuterony) są spowalniane, a wolniejsze – przyspieszane. Proces ten trwa aż do osiągnięcia równowagi termicznej. Pierwotnie zainstalowana chłodnica używa elektronów o energii do 100 keV [147] i służy do chłodzenia protonów do pędu $p_{\text{wiązki}} = 600 \frac{\text{MeV}}{c}$ [144]. W 2013 roku obok detektora PAX zainstalowano dodatkową chłodnicę elektronową dla energii elektronów do 2 MeV [149].

Do chłodzenia stochastycznego używane jest urządzenie elektromagnetyczne, zwane „pick-up”. Za jego pomocą w jednym miejscu na jonowodzie mierzone jest odchylenie cząstek wiązki względem nominalnej orbity, a następnie odpowiedni sygnał przekazywany jest najkrótszą drogą (po linii prostej) do układu korygującego, zwanego „kicker”, umieszczonego po przeciwnej stronie synchrotronu (błękitne linie na rysunku 4.1). Poprzez przyłożenie odpowiedniego pola elektrycznego korygowane jest odchylenie wiązki od nominalnej orbity. COSY wyposażono w dwie pary urządzeń *pick-up-kicker*, które korygują odpowiednio poprzeczne i podłużne komponenty pędu wiązki [144,150]. Układy chłodzenia synchrotronu COSY pozwalają na osiągnięcie rozdzielczości pędu wiązki $\frac{\Delta p}{p}$ do 10^{-4} [39].

Jedną z zalet akceleratora COSY jest możliwość prowadzenia pomiarów podczas wolnego przyspieszania (*rampowania*) wiązki w zadanym zakresie pędu. Metoda ta pozwala znacznie zredukować błędy systematyczne występujące w przypadku pomiarów dla ustalonych wartości pędu i została zastosowana w niniejszym [56,140] oraz wcześniejszych eksperymentach [35,48,49].

4.2 Detektor WASA

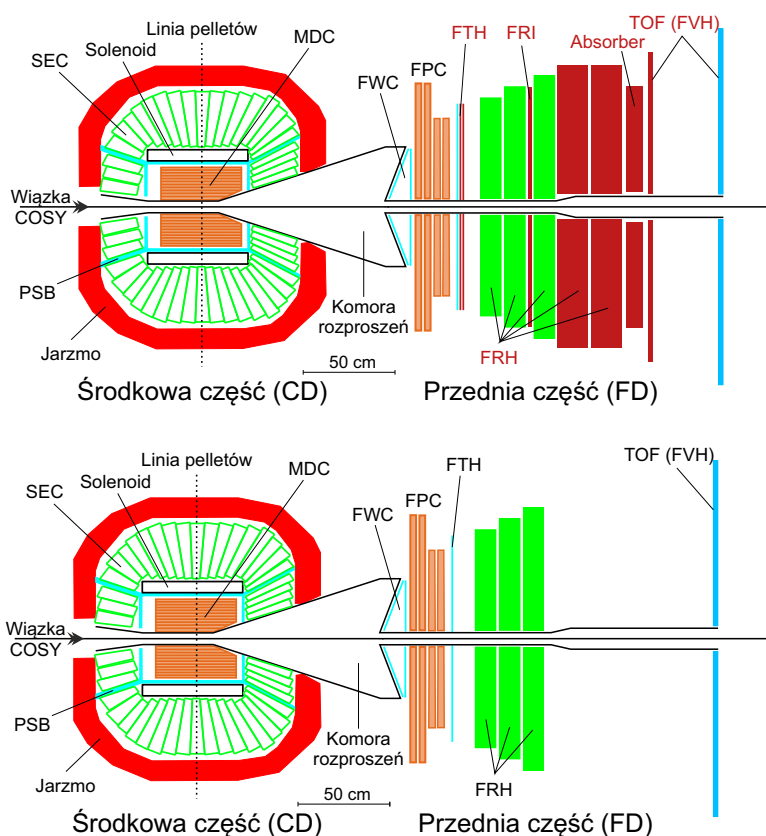
Początkowo detektor WASA został zainstalowany na akceleratorze CELSIUS¹ (w 1999 roku²), gdzie był eksploatowany od 2002 [42] do 2005 roku, kiedy synchrotron wyłączono z użytku [153]. Następnie został on przeniesiony i zainstalowany na akceleratorze COSY w Centrum Badawczym Jülich [43,154], gdzie od drugiej połowy 2006 roku [44,45] do czerwca 2014 roku służył do przeprowadzania eksperymentów kolaboracji WASA-at-COSY [119].

Układ detekcyjny WASA-at-COSY został zoptymalizowany do badań reakcji na produkcję i rozpad lekkich mezonów, takich jak π , η , η' , ω . Z akceptancją geometryczną bliską 4π sr i świetlnością rzędu $10^{32} \frac{1}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}$ pozwalał na identyfikację oraz rekonstrukcję cząstek naładowanych i neutralnych [43].

¹CELSIUS (z ang. *Cooling with Electrons and Storing of Ions from the Uppsala Synchrocyclotron*) – chłodzony synchrotron akumulujący jony, który był używany do 2005 roku w szwedzkim centrum badawczym „The Svedberg-laboratoriet” (TSL) w Uppsali [42].

²Projekt budowy układu detekcyjnego przeznaczonego do precyzyjnych pomiarów produkcji rozpadu mezonów neutralnych, szerokokątnego aparatu WASA, został zaproponowany przez szwedzkich i polskich fizyków jeszcze w 1987 roku [151,152].

Detektor WASA znajdował się na jednym z dwóch prostych odcinków synchrotronu COSY (czerwona ramka na rysunku 4.1). Układ detekcyjny składał się z trzech głównych elementów, a mianowicie: systemu tarczy pelletowej, części środkowej **CD** (z ang. *Central Detector*) i przedniej **FD** (z ang. *Forward Detector*)³. Jonowód akceleratora COSY przechodził przez cały układ i krzyżował się prostopadłe z rurą tarczy pelletowej w środkowej części detektora (patrz rysunek 4.2). FD i CD pozwalały na rejestrację odpowiednio cząstek odrzutu i produktów rozpadu mezonów [43].



Rysunek 4.2. Schemat układu detekcyjnego WASA-at-COSY. Skrótory użyte do oznaczenia poszczególnych elementów detektora wyjaśniono w tekście. W *górnym panelu* przedstawiono oryginalną konfigurację WASA używaną do 2014 roku, gdzie ciemnoczerwonym kolorem zaznaczono moduły FD usunięte przed omawianym eksperymentem. W *dolnym panelu* natomiast pokazano zmodyfikowany układ detektora użyty podczas pomiarów opisanych w tej pracy. Rysunek zaczerpnięto z prac [43,143].

W roku 2014 układ detekcyjny WASA został znacznie zmodyfikowany. Usunięto z niego niektóre moduły części przedniej [143,155]. Na rysunku 4.2 porównano oryginalną (górnym panel) i zmodyfikowaną (dolny panel) konfiguracje

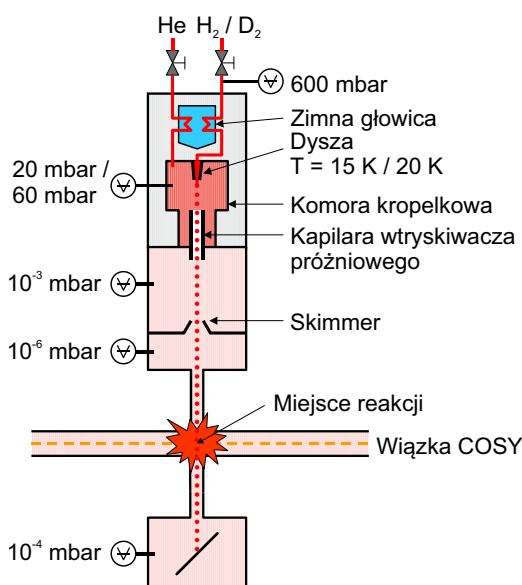
³W dalszej części pracy do oznaczenia środkowej i przedniej części układu detekcyjnego WASA-at-COSY użyto skrótów odpowiednio CD i FD.

detektora WASA-at-COSY. Elementy FD, które zostały usunięte, zaznaczono ciemnoczerwonym kolorem.

Detektor WASA-at-COSY w nowej konfiguracji został szczegółowo opisany w kolejnych sekcjach tego rozdziału.

4.2.1 Tarcza pelletowa

System tarczy pelletowej⁴ (z ang. *pellet target system*), który wytwarzał strumień bardzo małych kropelek zamrożonego wodoru lub deuteru o dużej gęstości (zwanymi *pelletami*), był unikalnym rozwiązaniem w eksperymencie WASA [157–162]. Znajdował się on na specjalnej platformie zainstalowanej nad detektorem CD, a linia pelletów przechodziła przez środek detektora, gdzie krzyżowała się z jonowodem COSY [43]. Główne elementy systemu przedstawiono na rysunku 4.3.



Rysunek 4.3. Schemat systemu tarczy pelletowej, umieszczonego w górnej części detektora CD razem z linią pelletów, która wprowadzała pellety do miejsca interakcji z wiązką COSY. Podano typowe ciśnienia w różnych częściach systemu i temperatury dyszy podczas wytwarzania pelletów wodoru/deuteru. Rysunek zaczerpnięto z pracy [143].

Wodór (lub deuter) o wysokiej czystości schładzano w *zimnej głowicy* do temperatury około 15 K (lub 20 K w przypadku deuteru), czyli do momentu skroplenia gazu. Strumień ciekłego wodoru (deuteru) włączano następnie do *komory kropelkowej* wypełnionej hel⁵ pod ciśnieniem około 20 mbar (60 mbar) przez szklaną *dyszę* o średnicy 13 μm, która była połączona z przetwornikiem piezoelektrycznym. Drgania akustyczne (o częstotliwości od 40 kHz do 80 kHz)

⁴Alternatywne nazwy zalecane przez Komisję Nazewnictwa Fizycznego Polskiego Towarzystwa Fizycznego na angielski termin *pellet* to „granulka” lub „kuleczka” [156].

⁵Hel zapobiegał zamarzaniu wodoru (deuteru) przy dyszy, które mogłyby doprowadzić do jej zablokowania [143].

wytwarzane przez kryształ piezoelektryczny przerywały strumień cieczy w ciąg kroperek o jednakowych rozmiarach (o średnicy $\sim 50 \mu\text{m}$) i odstępach ($\sim 5 \text{mm}$). Następnie, podczas wstrzyknięcia wiązki kropelek do komory próżniowej przez *kapilarę* o długości 7cm , kropelki zamarzały na skutek wyparowania, tworząc *pellety* zamrożonego wodoru (deuteru) o średnicy $25\text{--}35 \mu\text{m}$. Wiązkę pelletów, skolimowaną za pomocą *skimmera*, wprowadzano przez ciekłą rurkę o długości 2m do komory rozproszeń w celu interakcji z wiązką COSY [43,143,159,160]. Pozostałe po reakcji zamrożone kropelki kierowano do specjalnej komory pod CD i po wyparowaniu usuwano za pomocą pomp turbinowych. Podstawowe właściwości systemu tarczy pelletowej podsumowano w tabeli 4.1.

Tabela 4.1. Właściwości układu tarczy pelletowej w eksperymencie WASA-at-COSY. Dane zaczerpnięto z prac [43,162]

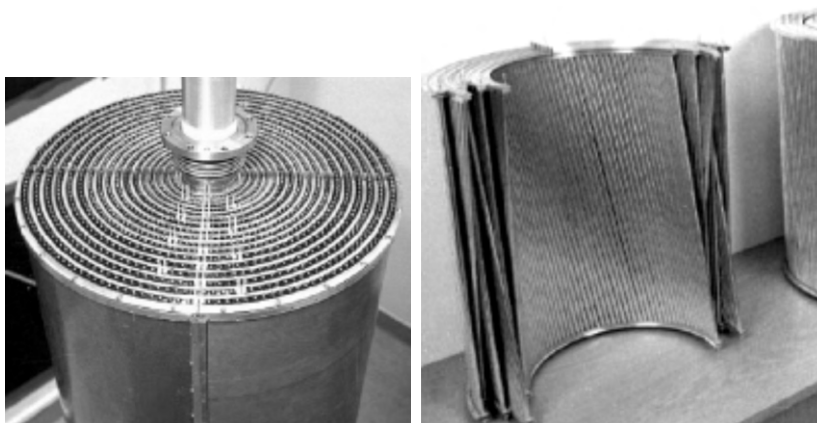
Parametr	Wartość
Szybkość wytwarzania pelletów (H_2)	$8 \cdot 10^3 \text{ pelletów/s}$
Szybkość wytwarzania pelletów (D_2)	$20 \cdot 10^3 \text{ pelletów/s}$
Średnica pelletu	$25 - 35 \mu\text{m}$
Prędkość pelletów	$80 \frac{\text{m}}{\text{s}}$
Częstotliwość pelletów (w miejscu interakcji)	$5 - 12 \text{ kHz}$
Odstęp między pelletami	5 mm
Efektywna grubość tarczy (H_2)	$4 \cdot 10^{15} \text{ atomów/cm}^2$
Efektywna grubość tarczy (D_2)	$8 \cdot 10^{15} \text{ atomów/cm}^2$
Średnica wiązki pelletów	$2 - 4 \text{ mm}$

4.2.2 Środkowa część detektora WASA (CD)

Miejsce przecięcia wiązki pelletów tarczy i wiązki COSY otaczał sferyczny układ poddetektorów, zwany CD. Środkowa część aparatu WASA została zaprojektowana głównie w celu rejestracji, identyfikacji i rekonstrukcji lekkich mezonów oraz produktów ich rozpadu (fotonów, elektronów, naładowanych pionów). Obejmowała ona zakres kąta biegunowego θ od 20° do 169° i prawie cały zakres kąta azymutalnego ϕ [41–43]. W tej sekcji przedstawiono poszczególne elementy CD zaznaczone na rysunku 4.2.

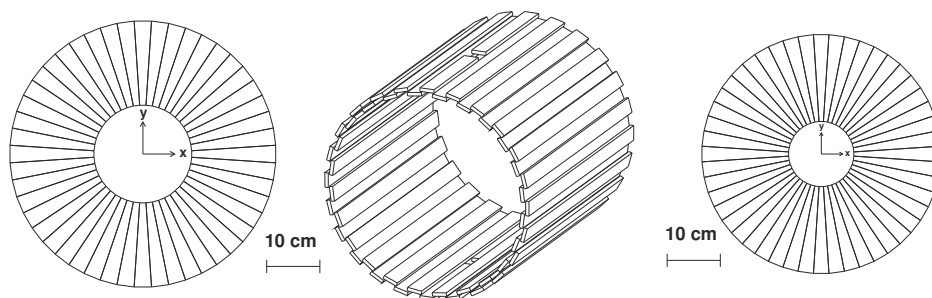
Wewnętrzna komora dryfowa **MDC** (z ang. *Mini Drift Chamber*) została zainstalowana wokół jonowodu COSY i służyła do trójwymiarowej rekonstrukcji toru cząstek naładowanych w zakresie kąta biegunowego θ od 24° do 159° oraz do wyznaczenia ich pędu. Komora w kształcie cylindra składała się z 1738 rurek, zwanych *słomkami* (z ang. *straw*), ułożonych w 17 warstwach. Średnica słomek w 5 wewnętrznych warstwach wynosiła 4mm , 6mm w 6 średnich i 8mm w 6 zewnętrznych warstwach. Rurki były wykonane z cienkiej ($25 \mu\text{m}$ grubości) folii mylarowej pokrytej od wewnątrz warstwą $0.1 \mu\text{m}$ aluminium i wypełnione mieszaniną gazów argonu i etanu. Drut anodowy o średnicy $20 \mu\text{m}$ wykonany z połączanego wolframu był umieszczony w środku każdej słomki. W dziewięciu

warstwach wewnętrznych słomki były ułożone równoległe do osi wiązki (oś z), zaś w pozostałych ośmiu warstwach – pochylone pod małym kątem ($6^\circ - 9^\circ$) względem osi z , tworząc hiperboloidalny kształt. Cała MDC była zamontowana w cylindrycznej osłonie wykonanej z Al-Be o grubości 1 mm [42,43]. Na rysunku 4.4 przedstawiono zdjęcia komory MDC.



Rysunek 4.4. Komora dryfowa MDC. W lewym panelu pokazano całą zmontowaną MDC wewnątrz osłony Al-Be. W prawym panelu natomiast przedstawiono jedną jej połowę. Zdjęcia zaczerpnięto z pracy [43].

Komorę dryfową otaczała tzw. beczka, zbudowana z cienkich scyntylatorów plastikowych BC408 [163] – **PSB** (z ang. *Plastic Scintillator Barrel*), wyprodukowana przez Instytut Problemów Jądrowych im. A. Sołtana w Warszawie [41]. PSB składała się z części środkowej w kształcie cylindra (48 pasków scyntylacyjnych o rozmiarach $550 \times 38 \times 8\text{ mm}$) i dwóch części bocznych, klap (z ang. *end cap*, po 48 scyntylatorów w kształcie kawałków pizzy) o średnicy 51 cm (przednia część) i 42 cm (tylna część), jak przedstawiono na rysunku 4.5. Taki kształt pokrywał prawie cały zakres kątów θ i ϕ . Ten poddetektor wraz z MDC i kalorymetrem elektromagnetycznym SEC służył do identyfikacji cząstek naładowanych metodami $\Delta E - p$ i $\Delta E - E$ [42].

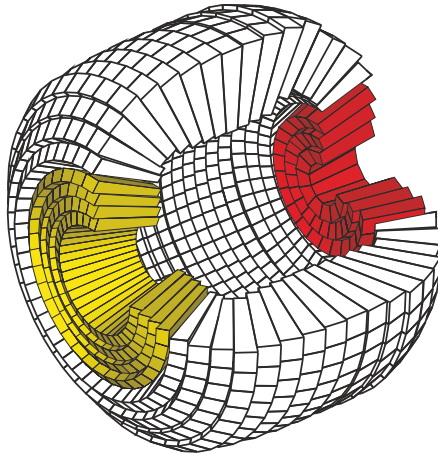


Rysunek 4.5. Schemat przedniej, środkowej i tylnej części scyntylacyjnego poddetektora PSB. W środkowej części widoczne są szczeliny dla rury tarczy pelletowej. Rysunek zaczerpnięto z pracy [43].

Wektor pędu cząstek naładowanych wyznaczano w MDC na podstawie krzywizny ich toru w polu magnetycznym, wytworzonym przez nadprzewodzący elektro-

magnes (**solenoid**), który otaczał poddetektory MDC i PSB. Solenoid chłodzony ciekłym helem mógł wytwarzać pole magnetyczne o indukcji do $1.3 T$ [41,164].

Scyntylacyjny kalorymetr elektromagnetyczny **SEC** (z ang. *Scintillator Electromagnetic Calorimeter*) został umieszczony między nadprzewodzącym elektromagnesem i żelaznym jarzmem otaczającym CD. Składał się z 1012 kryształów jodku cezu domieszkowanego sodem⁶ CsI(Na), mających kształt ściętych piramid, ułożonych w 24 warstwach w taki sposób, żeby sferycznie otoczyć miejsce przecięcia wiązki pelletów z wiązką COSY (patrz rysunek 4.6). W zależności od warstwy, długość kryształów wahała się od 30 cm w środkowej części (biały kolor) do 25 cm w przedniej (żółty kolor) i 20 cm w tylnej (czerwony kolor). Ten poddetektor pokrywał zakres kąta biegunowego θ od 20° do 169° z rozdzielczością kątową 5° i prawie cały zakres kąta azymutalnego ϕ . Służył do rejestracji cząstek naładowanych i neutralnych oraz wyznaczania ich energii (do 800 MeV). Próg energetyczny rejestracji fotonów wynosił $\sim 2\text{ MeV}$ [42,43].



Rysunek 4.6. Schemat kalorymetru elektromagnetycznego SEC zbudowanego z kryształów CsI(Na) wokół punktu interakcji wiązki pelletów z wiązką COSY. Można go podzielić na część przednią (żółta), środkową (biała) i tylną (czerwona). Wiązka COSY wchodziła do kalorymetru od strony prawej (czerwonej). Rysunek zaczerpnięto z pracy [43].

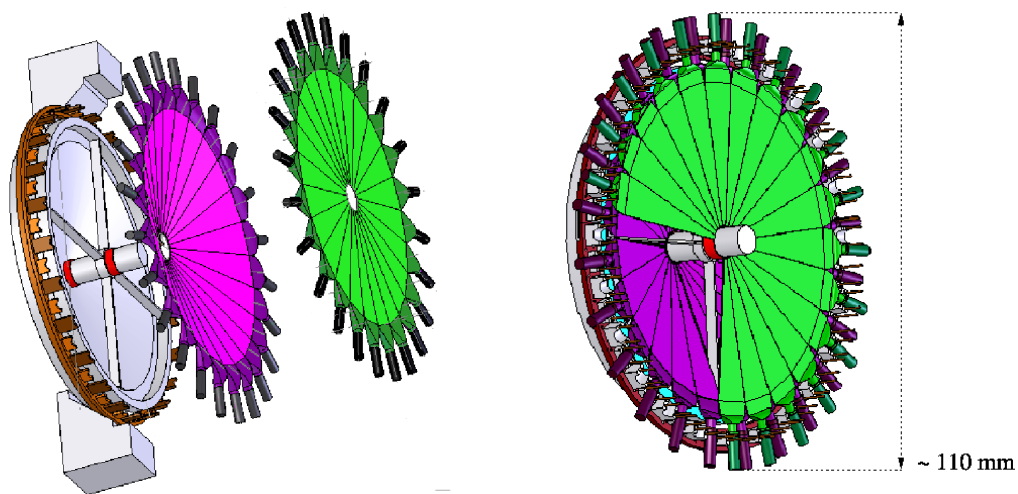
4.2.3 Przednia część detektora WASA (FD)

W przedniej części aparatu WASA, bezpośrednio za komorą rozproszeń, znajdował się układ poddetektorów rejestrujących cząstki wylatujące w kierunku do przodu, zwany FD. Konfiguracja tej części detektora miała stożkowy kształt, obejmowała zakres kąta biegunowego θ od 3° do 18° i pozwalała na pomiar strat energii oraz wyznaczenie toru ruchu głównie protonów, deuteronów i jąder helu. Identyfikacja cząstek w FD opierała się na metodach $\Delta E - E$ i $\Delta E - \Delta E$. Detektor mógł być również użyty do pomiarów neutronów i naładowanych pionów [42,45].

⁶Kryształy zostały wyhodowane w Instytucie Monokryształów w Charkowie (Ukraina) [165] (z ukr. *Інститут монокристалів*).

Jak wspomniano wcześniej, niektóre elementy FD zostały usunięte z oryginalnej konfiguracji detektora WASA w 2014 roku [143,155] (patrz rysunek 4.2). W dalszej części tego rozdziału zostaną opisane poszczególne elementy FD detektora WASA-at-COSY użyte w omawianym eksperymencie.

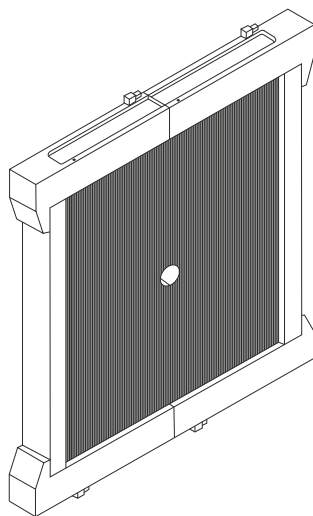
Licznik scyntylacyjny **FWC** (z ang. *Forward Window Counter*), osadzony na stalowym oknie wyjściowym próżniowej komory rozproszeń, był pierwszym poddetektorem FD (wzdłuż kierunku wiązki) i znajdował się najbliżej punktu interakcji. Został wykonany z dwóch warstw cienkiego (o grubości 3 mm) scyntylatora plastikowego BC408 [163]. Każda warstwa była podzielona na 24 elementy w kształcie kawałków pizzy podłączone do fotopowielaczy XP3112 [166] za pomocą światłowodów, jak pokazano na rysunku 4.7. Aby dobrze dopasować pierwszą warstwę (FWC1) do stożkowego kształtu okna komory rozproszeń, jej elementy zostały nachylone pod kątem 20° od pozycji pionowej, zaś druga warstwa (FWC2) została zamontowana prostopadłe do osi wiązki oraz obrócona względem FWC1 o połowę elementu [167]. Sygnałów z FWC używano w logice trygerów sprzętowych w celu zmniejszenia tła spowodowanego wtórnie rozproszonymi cząstkami (po interakcji z komorą próżniową) [42]. Bazując na informacji o stratach energii w poszczególnych warstwach FWC względem całkowitej energii zdeponowanej w FD można było identyfikować cząstki naładowane [47].



Rysunek 4.7. Schemat licznika scyntylacyjnego FWC, składającego się z dwóch warstw po 24 elementy każda. Pierwsza warstwa FWC1 (fioletowa) w kształcie stożka była zamontowana bezpośrednio na oknie komory rozproszeń. Druga płaska warstwa FWC2 (zielona) została obrócona o pół elementu względem FWC1. W lewym panelu rysunku przedstawiono części poddetektora oraz okno wyjściowe komory rozproszenia wykonane ze stali nierdzewnej. W prawym panelu pokazano zamontowaną konstrukcję FWC. Rysunek zaczerpnięto z pracy [143].

Kolejnym elementem FD była komora proporcjonalna **FPC** (z ang. *Forward Proportional Chamber*) służąca jako detektor śladowy cząstek naładowanych. Zmontowana została z czterech kwadratowych modułów z okrągłym otworem w środku dla jonowodu akceleratora COSY (jeden taki moduł przedstawiono na

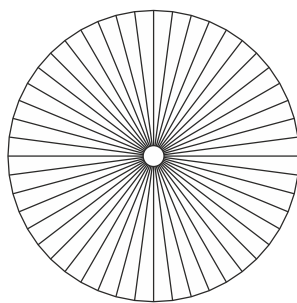
rysunku 4.8). Moduły FPC były obrócone o 45° względem siebie (w płaszczyźnie prostopadłej do osi wiązki) i składały się z czterech naprzemiennie ułożonych warstw. W każdej warstwie było po 122 rurek dryfowych (słomek) o średnicy 8 mm [42]. Słomki te zostały wykonane z aluminizowanej folii mylarowej i wypełnione mieszaniną gazów argonu i etanu ($80\% \text{ Ar}$ i $20\% \text{ C}_2\text{H}_6$) [168], zaś pośrodku mieściły anodowy drut ze stali nierdzewnej o średnicy $35\ \mu\text{m}$ [169]. Poddetektor FPC pozwalał na dokładną rekonstrukcję współrzędnych śladów naładowanych cząstek wylatujących z obszaru interakcji w kierunku do przodu oraz dostarczał informacji o ich kątach [43].



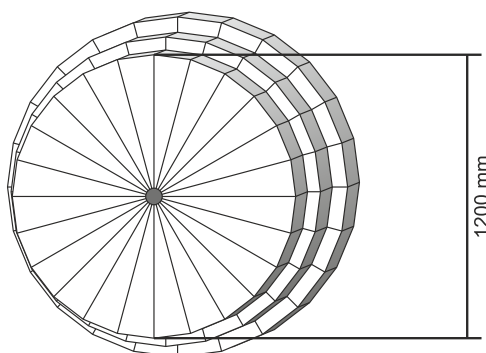
Rysunek 4.8. Schemat jednego z modułów komory proporcjonalnej FPC służącej jako detektor śladowy cząstek naładowanych. Każdy moduł poddetektora FPC składał się z czterech ułożonych naprzemiennie warstw po 122 słomek każda. Rysunek zaczerpnięto z pracy [43].

Trzecim segmentem detektora FD był hodoskop **FTH** (z ang. *Forward Trigger Hodoscope*) [170], który dostarczał dla trygera pierwszego poziomu szybkie sygnały o krotności naładowanych cząstek wlatujących do FD. Pierwotnie składał się z trzech cienkich warstw scyntylatora plastikowego BC408 [163] o grubości 5 mm [41,43] i pozwalał na dokładną rekonstrukcję kątów biegunowego θ i azymutalnego ϕ [169]. Podczas omawianego eksperymentu zamontowano tylko jedną warstwę (FTH1) podzieloną na 48 pojedynczych elementów w kształcie kawałków pizzy, której schemat przedstawiono na rysunku 4.9. FTH1 w połączeniu z modułem FRH (opisanym poniżej) mógł służyć do identyfikacji cząstek naładowanych metodą $\Delta E - E$ [139,143].

Największą i najcięższą częścią FD był kalorymetr **FRH** (z ang. *Forward Range Hodoscope*), zbudowany z trzech warstw scyntylatora plastikowego BC400 [163] o grubości 11 cm , z których każda była podzielona na 24 elementy w kształcie kawałków tortu [43,169], jak przedstawiono na rysunku 4.10. Ten hodoskop, wyprodukowany w Warszawie, był głównym poddetektorem części przedniej aparatu WASA, używanym zarówno do pomiaru energii cząstek wylatujących w kierunku do przodu, jak i do ich identyfikacji metodą $\Delta E - E$ [41].



Rysunek 4.9. Schemat pierwszej warstwy hodoskopu FTH, która została zamontowana w aparacie WASA podczas eksperymentu opisanego w niniejszej pracy. Ten poddetektor składał się z 48 cienkich scyntylatorów plastikowych. Rysunek zaczerpnięto z prac [43,143].



Rysunek 4.10. Schemat hodoskopu FRH w konfiguracji używanej podczas eksperymentu opisanego w niniejszej pracy. Składał się on z trzech warstw scyntylatora plastikowego po 24 elementy każda. Rysunek zaczerpnięto z prac [43,143].

W pierwotnej konfiguracji detektor WASA zawierał pięć warstw FRH (od FRH1 do FRH5) [50], jednak w 2014 roku dwie ostatnie z nich zdemontowano [139].

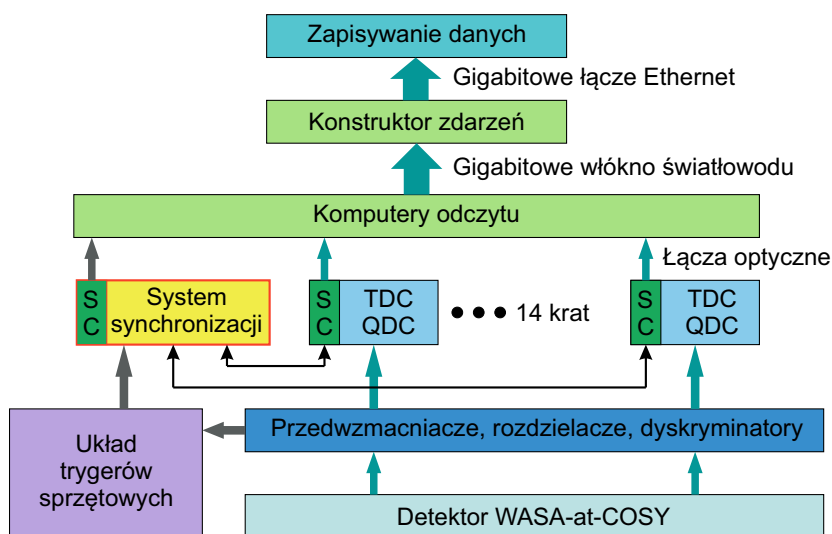
Podczas omawianego eksperymentu nie zainstalowano pośredniego scyntylatora FRI (z ang. *Forward Range Interleaving Hodoscope*), osadzonego wcześniej między FRH2 i FRH3. Nie używano również żelaznego absorbera, który opcjonalnie mógł być zamontowany bezpośrednio za FRH [143] (patrz rysunek 4.2).

Ostatnim elementem FD był detektor „veto” FVH (z ang. *Forward Veto Hodoscope*), który służył do rejestracji wysokoenergetycznych cząstek przechodzących przez wszystkie poprzednie warstwy aparatu WASA [42]. Składał się on z 22 pionowych i 2 poziomych pasków scyntylatora plastikowego [155]. Do 2014 roku aparat WASA zawierał dwie warstwy FVH⁷ [171], zaś podczas pomiarów opisanych w niniejszej pracy zamontowana została tylko druga warstwa hodoskopu „veto” (FVH2). Ten poddetektor razem z FWC mógł służyć do pomiaru czasu przelotu (z ang. *time of flight*) cząstek wychodzących z miejsca interakcji [155], dlatego został oznaczony jako TOF. W analizie opisaną w niniejszej pracy nie użyto tego poddetektora.

⁷Pierwsza (zdemontowana) warstwa (FVH1) składała się tylko z 12 poziomych pasków scyntylatora plastikowego [43].

4.3 System akwizycji danych

Głównym celem systemu akwizycji danych **DAQ** (z ang. *Data Acquisition System*), użytego w omawianym eksperymencie, było odpowiednie przetworzenie sygnałów pochodzących ze wszystkich elementów detektora WASA-at-COSY w celu ich zapisania na dyskach twardych i dalszej analizy. System akwizycji został oparty na systemach DAQ trzeciej generacji służących w eksperymentach na synchrotronie COSY [172–174], a jego hierarchiczną strukturę przedstawia schemat na rysunku 4.11.



Rysunek 4.11. Schemat blokowy elementów składających się na system akwizycji danych DAQ trzeciej generacji układu detekcyjnego WASA-at-COSY. Użyte skróty wyjaśniono w tekście rozdziału. Rysunek zaczerpnięto z pracy [173].

Elektronika odczytu w eksperymencie WASA-at-COSY została oparta na płytach FPGA⁸ (z ang. *Field Programmable Gate Array*). Sygnały analogowe odczytywane z fotonowielaczy podłączonych do scyntylatorów dzielono na dwie gałęzie przy użyciu rozdzielaczy (z ang. *splitters*). Następnie jedną z nich wysyłano przez dyskryminatory (z ang. *discriminators*) do układu trygerów, a drugą – przetwarzano do postaci cyfrowej przy użyciu konwerterów ładunku **QDC** (z ang. *Charge(Q)-to-Digital Converters*). Skojarzone z tymi sygnałami czasy rejestracji cząstek określano wykorzystując konwertery czasu **TDC** (z ang. *Time-to-Digital Converters*). Sygnały odczytywane ze słomek MDC i FPC były natomiast wstępnie wzmacniane za pomocą przedwzmacniaczy (z ang. *preamplifiers*) i przekazywane do dyskryminatorów, a następnie do TDC. Moduły QDC i TDC były umieszczone w 14 kratkach połączonych przez światłowody z komputerami odczytu. Zdigitalizowane sygnały z przypisanymi znacznikami czasu przesyłano do kolejki FIFO (z ang. *First In First Out*). Całym procesem formowania danych

⁸FPGA jest to rodzaj macierzy bloków logicznych, które można odpowiednio zaprogramować w zależności od zadań, do których dany układ ma służyć.

sterował układ trygerów, który sprawdzał warunki ustawione dla danego eksperymentu. Połączony z nim system synchronizacji (**SC**) nadawał numery zdarzeniom i przesyłał je wraz ze znacznikiem czasu do płyt QDC i TDC. Sygnałom z tym samym znacznikiem czasu przydzielano ten sam numer zdarzenia. Te sygnały następnie przekazywano do komputerów odczytu oraz kreatora zdarzeń, który zbierał strumień danych i zapisywał je na dysku. System DAQ układu detekcyjnego WASA-at-COSY osiągał szybkość zapisywania danych około 10^4 zdarzeń na sekundę [172,173].

Szczegółowy opis systemu akwizycji danych eksperymentu WASA-at-COSY jest przedstawiony w pracy [175].

5

Pomiary reakcji fuzji proton-deuteron

Dane analizowane w niniejszej pracy pochodzą z eksperymentu dedykowanego poszukiwaniu stanu związanego ${}^3\text{He}-\eta$, przeprowadzonego przez kolaborację WASA-at-COSY w dniach od 21 maja do 2 czerwca 2014 roku w Centrum Badawczym Jülich w Niemczech [37]. Pomiar ten wykonano zderzając chłodzoną wiązkę protonową dostarczaną przez synchrotron COSY [39,44] z deuteronową tarczą pelletową. Pęd wiązki zmieniano w sposób ciągły w każdym cyklu jej przyspieszania od $1.426 \frac{\text{GeV}}{c}$ do $1.635 \frac{\text{GeV}}{c}$, przekraczając próg kinematyczny ($1.573 \frac{\text{GeV}}{c}$) na produkcję mezonu η w reakcji $pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta$. Do rejestracji produktów końcowych mierzonych procesów użyty został układ detekcyjny WASA [41–45] (patrz rozdział 4). Ten eksperyment pozwolił na zebranie największej do tej pory próbkę danych dedykowanych poszukiwaniu η -mezonowego jądra helu [46].

Poniższy rozdział przedstawia podstawowe informacje dotyczące parametrów i warunków przeprowadzonego eksperymentu.

5.1 Ustawienia wiązki protonowej

W celu pomiaru funkcji wzbudzenia wokół progu na reakcję $pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta$, równocześnie minimalizując efekty systematyczne, zastosowano tzw. technikę *rampowania* wiązki [34,35]. Każdy cykl przyspieszania akceleratora rozpoczynał się od wstrzyknięcia około $3 \cdot 10^9$ protonów wiązki z cyklotronu JULIC do pierścienia COSY (patrz rysunek 4.1), które następnie przez pierwsze 6.5 sekundy przyspieszono do pędu $p_{\text{wiązki}}^{\text{początkowy}} = 1.426 \frac{\text{GeV}}{c}$. W czasie cyklu 3.2 sekundy napięcie na detektorach zwiększono do reżimu operacyjnego. Strumień zamrożonych pelletów wprowadzono do wiązki COSY (patrz podrozdział 4.2.1) w czasie cyklu 6.2 sekundy, równocześnie z rozpoczęciem rejestrowania danych przez system akwizycji (patrz podrozdział 4.3). W ciągu 78.5 sekundy wartość pędu wiązki wolno i liniowo zwiększono do maksymalnej, czyli $p_{\text{wiązki}}^{\text{końcowy}} = 1.635 \frac{\text{GeV}}{c}$ (tzw. rampowanie). W czasie przyspieszania ponad połowa protonów wiązki była tracona z powodu oddziaływania z tarczą pelletową [143]. Po kolejnych 3 sekundach blokowano strumień pelletów i wyłączano system rejestracji danych. W końcu cyklu zmniejszono napięcie na detektorach (91 sekunda), a pozostające cząstki usuwano z jonowodu poprzez zmianę pola magnetycznego magnesów sterujących. Ogólny czas cyklu

to 94 sekundy, natomiast efektywny czas zapisywania danych to 81.801 sekundy (87%). W tabelach 5.1 i 5.2 podsumowano odpowiednio główne parametry wiązki oraz strukturę cyklu przyspieszania.

Tabela 5.1. Parametry wiązki protonowej akceleratora COSY w eksperymencie nr 186.3 (21 V – 2 VI 2014 r).

Parametr	Wartość
Liczba cząstek w wiązce	$(2.9 - 3.3) \cdot 10^9$
Zakres pędu wiązki	$1.426 - 1.635 \frac{GeV}{c}$
Częstotliwość obiegu wiązki	$1.365 - 1.417 MHz$
Czas cyklu	94 s
Czas akwizycji danych	81.801 s
Efektywny czas pomiaru	245 godzin

Tabela 5.2. Struktura cyklu przyspieszania wiązki protonowej akceleratora COSY w eksperymencie nr 186.3 (21 V – 2 VI 2014 r).

Czas, s	Czynność
0	początek cyklu
0.353	wstrzyknięcie i wstępne przyspieszanie wiązki
3.2	włączenie wysokiego napięcia na detektorach
6.2	wprowadzenie strumienia pelletów WASA i włączenie systemu akwizycji danych
6.5	początek rampowania wiązki ($p_{wiązki}^{początkowy} = 1.426 \frac{GeV}{c}$)
85	koniec rampowania wiązki ($p_{wiązki}^{końcowy} = 1.635 \frac{GeV}{c}$)
88	blokada strumienia pelletów
88.001	wyłączenie systemu akwizycji danych
91	wyłączenie wysokiego napięcia na detektorach
94	koniec cyklu

Zakres rampowania pędu wiązki $p_{wiązki} \in (1.426, 1.635) \frac{GeV}{c}$ ustawiony w eksperymencie odpowiada zakresowi energii dostępnej¹ na produkcję mezonu η w reakcji $pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta$ od $Q = -70 \text{ MeV}$ do 30 MeV ($Q = 0 \text{ MeV}$ oznacza próg). W niniejszej analizie zakres Q został podzielony na 40 jednakowych interwałów o szerokości 2.5 MeV .

¹W niniejszej pracy energię dostępną (z ang. *excess energy*) zdefiniowano jako różnicę masy niezmienniczej układu zderzających się wiązki i tarczy oraz mas jądra helu i mezonu η (patrz równanie (7.4)).

5.2 Preselekcja zdarzeń na etapie zbierania danych

Preselekcja zdarzeń została przeprowadzona na dwóch poziomach. W tym podrozdziale przedstawiono preselekcję na poziomie sprzętowym (z ang. *hardware*) podczas zbierania danych. Z kolei dalsza preselekcja na poziomie analizy danych zostanie opisana w podrozdziale 8.2.

Ze względu na ograniczoną wydajność systemu akwizycji danych (10^4 zdarzeń na sekundę [172,173]) oraz limitowaną przestrzeń dyskową niemożliwe było zgromadzenie informacji o wszystkich zdarzeniach zarejestrowanych w detektorach. Dlatego też w trakcie pomiarów dokonywano wyboru interesujących zdarzeń przy użyciu układu wyzwalaczy (lub *trygerów*, z ang. *trigger*) przedstawionych w tabeli 5.3.

Tabela 5.3. Aktywne trygery użyte do analizy danych opisanej w niniejszej pracy. Zaznaczono kolejno numer trygera, warunki jego wyzwalania (opisane szczegółowo w tekście) i współczynnik przeskalowania (PS).

Nr	Logika	PS
10	fwHea1 fwHeb1 fwHedwr1	1
21	frha1 psc1	4000

Logika głównego trygera (z numerem 10) dedykowanego do rejestracji produktów reakcji $pd \rightarrow dp\pi^0$ była oparta na sygnałach pochodzących z przedniej części detektora WASA. Wymagano co najmniej jednej cząstki naładowanej powyżej progu ($2 MeV$) zarejestrowanej w obu warstwach licznika przedniego FWC² (fwHea1 | fwHeb1). Ta cząstka musiała mieć także sygnaturę w hodoskopie wyzwalania FTH i pierwszej warstwie hodoskopu kalorymetrycznego FRH. Przy tym ślad cząstki we wszystkich tych detektorach musiał być rejestrowany pod tym samym kątem azymutalnym (fwHedwr1) – tzw. *”matching trigger”* [176].

Dodatkowo, w celu wyznaczenia świątlności użyto trygera o numerze 21 dedykowanego do selekcji zdarzeń pochodzących od kwaziswobodnego rozpraszania protonów (patrz rozdział 10). Wybierano tylko zdarzenia odpowiadające jednoczesnej rejestracji co najmniej jednej cząstki naładowanej w pierwszej warstwie hodoskopu FRH (frha1) oraz co najmniej jednej cząstki naładowanej w cylindrycznej części beczki scyntylacyjnej PSB (psc1). Współczynnik przeskalowania³ dla tego trygera wynosił 4000.

²Szczegółowe wyjaśnienie użytych skrótów nazw poddetektorów aparatu WASA znajduje się w podrozdziale 4.2.

³Skalowanie oznacza, że nie każde zdarzenie spełniające warunki trygera było zapisywane na dysku, ale tylko te zdarzenia, dla których reszta z dzielenia jego numeru przez współczynnik przeskalowania była równa zero (operacja *modulo*).

Zdarzenia zawierające odpowiedź detektora zapisywano razem z informacją o pędzie wiązki w funkcji czasu. Po dwóch tygodniach pomiarów zgromadzono około 20 TB danych zapisanych w 1001 pojedynczych plikach⁴ (zwanym w języku angielskim *run*). Część danych z okresu optymalizacji akceleratora, dostosowania parametrów wiązki i tarczy w pierwszym etapie eksperymentu oraz z powodu niestabilnych warunków występujących w trakcie pomiarów została wyłączona z analizy. Zestaw danych analizowany w niniejszej pracy składa się z 899 *runów* ($\sim 90\%$) i odpowiada efektywnemu czasowi pomiaru około 245 godzin.

⁴Nowy plik generowano po zapisaniu 20 GB danych i zakończeniu bieżącego cyklu przyspieszania wiązki COSY.

6

Oprogramowanie do analizy danych

Oprócz sprzętu laboratoryjnego, wykorzystanego podczas pomiarów, kluczową częścią eksperymentu jest również specjalistyczne oprogramowanie używane do rekonstrukcji odpowiednich wielkości fizycznych cząstek na podstawie zmierzonych i zdigitalizowanych danych. W przypadku eksperymentu WASA-at-COSY oprogramowanie to można podzielić na trzy główne pakiety, a mianowicie: generator zdarzeń PLUTO++ do symulacji kinematyki badanych procesów, pakiet WASA Monte Carlo (WMC) stosowany do symulacji odpowiedzi detektora oraz program RootSorter, który służy do analizy zarówno danych eksperymentalnych, jak i zdarzeń wysymulowanych.

W poniższym rozdziale przedstawiono krótkie wprowadzenie do platformy programistycznej (z ang. *framework*) ROOT oraz wymienionych pakietów.

6.1 Platforma programistyczna ROOT

ROOT [177,178] jest pakietem programów obiektowych i bibliotek napisanym w języku C++ i opracowanym w Europejskim Centrum Badań Jądrowych CERN (z franc. *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*). To narzędzie programistyczne zostało stworzone przez René'a Bruna i Fonsa Rademakersa [179] do wykorzystania jako platforma do analizy i wizualizacji danych eksperymentalnych z zakresu fizyki jądrowej, fizyki cząstek elementarnych oraz fizyki relatywistycznej wysokich energii. Obecnie jest rozwijane i szeroko stosowane również w innych dziedzinach do analizy i przetwarzania danych.

Kluczową cechą pakietu ROOT jest wyjątkowa struktura danych zwana *drzewem* (z ang. *tree*), które jest podzielone na *gałęzie* (z ang. *branches*) i *liście* (z ang. *leaves*). Jest to bardzo wygodny sposób gromadzenia i odczytu dużych zbiorów danych zapisanych w jednym pliku. Program zapewnia potężne możliwości do pracy z takimi obiektami graficznymi jak wykresy i histogramy, włącznie z grafiką w wymiarach 2D i 3D. ROOT oferuje wiele opcji dopasowania różnych funkcji do danych. Szablony klas wektorowych służą do opisywania wektorów (w sensie fizycznym) w wymiarach 2, 3 i 4 przestrzeni Minkowskiego. Ponadto, specjalne biblioteki matematyczne pakietu zawierają zbiory różnych funkcji przydatnych zarówno do podstawowych, jak i do zaawansowanych obliczeń numerycznych. Program posiada układ wejścia-wyjścia (I/O, z ang. *input/output*), który nie za-

leży od systemu operacyjnego komputera. Interakcja użytkownika z ROOT jest możliwa za pośrednictwem interfejsu graficznego lub wiersza poleceń [177–179].

Wszystkie obliczenia, widma, dopasowania funkcji przedstawione w niniejszej pracy zostały wykonane przy użyciu platformy programistycznej ROOT.

6.2 Hadronowy generator zdarzeń PLUTO++

Generator zdarzeń PLUTO++ [180–182] jest platformą do modelowania reakcji hadronowych i ciężkojonowych całkowicie opartą na środowisku ROOT [177–179]. To oprogramowanie, pierwotnie zaprojektowane na potrzeby symulacji Monte Carlo w eksperymencie HADES (z ang. *High Acceptance Dielectron Spectrometer*) [183] w GSI¹, zostało następnie zaadaptowane również do innych eksperymentów, w tym także do eksperymentu WASA-at-COSY.

W symulacjach *zdarzenie* zdefiniowane jest jako zbiór czterowektorów Lorentza odpowiadających cząstkom, które biorą udział w reakcji fizycznej. PLUTO generuje wektory czteropędu dla wszystkich cząstek symulowanego procesu z zadaniem pędem wiązki lub energią, zarówno w stanach pośrednich, jak i końcowym, oraz rozdziela je w przestrzeni fazowej odpowiedniej dla danej liczby cząstek. Oprócz prostych reakcji program pozwala również tworzyć bardziej skomplikowane modele procesów zawierające kilka różnych rozpadów uwzględniając współczynniki rozgałęzienia (z ang. *branching ratio*) [180]. Wbudowany język skryptowy, który został specjalnie zaprojektowany do tego celu, może obsługiwać wypełnianie histogramów i filtrowanie zdarzeń [181,182]. Plik wyjściowy generatora PLUTO++ (najczęściej w formacie ROOT) zawiera informacje o czterowektorach wszystkich cząstek powstających w łańcuchu reakcji oraz o wierzchołkach rozpadów. Wynik symulacji może być następnie przetworzony za pomocą innych narzędzi programistycznych. W przypadku eksperymentu WASA jest to pakiet WASA Monte Carlo opisany w kolejnym podrozdziale.

6.3 Symulacja odpowiedzi detektora WASA Monte Carlo (WMC)

Kolejnym etapem analizy jest symulacja odpowiedzi detektora dla wygenerowanych zdarzeń. Do tego celu służy pakiet **WASA Monte Carlo (WMC)**², który jest oparty na opracowanym w CERNie oprogramowaniu GEANT3 (z ang. *Geometry And Tracking*) [184]. Program ten odtwarza właściwości aparatu WASA najbardziej zbliżone do rzeczywistych, a zwłaszcza konfigurację układu detektora oraz wymiary i rodzaj materiału każdego z jego elementów [143]. W pakiecie WMC zastosowano parametryzację przekrojów czynnych dla wszystkich możliwych reakcji w materiałach detektora. Zaimplementowano również trójwymia-

¹GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH – Instytut Badań Ciężkich Jonów z siedzibą w Darmstadt w Niemczech.

²W dalszej części pracy do oznaczenia symulacji WASA Monte Carlo użyto skrótu WMC.

rową mapę pola magnetycznego wytwarzanego przez solenoid. W trakcie analizy symulowana jest interakcja każdej cząstki należącej do zdarzenia z elementami aparatu WASA, zarówno aktywnymi (np. scyntylatorami, komorami dryfowymi, licznikiem proporcjonalnym), jak i pasywnymi (np. jonowodem, konstrukcją wsporczą) oraz polem magnetycznym. Na skutek oddziaływania cząstek z materiałem detektora początkowe wartości ich parametrów ulegają zmianie. W symulacji uwzględnia się różne procesy fizyczne przy tym zachodzące: straty energii, interakcje hadronowe, wielokrotne rozpraszanie, rozpady cząstek wtórnych oraz konwersję fotonów. Zgodność między wysymulowaną i rzeczywistą odpowiedzią detektora w eksperymencie można regulować na etapie analizy przy użyciu specjalnych filtrów rozmywania, które uwzględniają dodatkowe zjawiska, takie jak propagacja światła w scyntylatorach, szumy elektryczne i dryf elektronów w detektorach gazowych (słomkach) [155].

Dane wyjściowe WMC zapisywane są w formacie podobnym do formatu danych eksperymentalnych i zawierają informacje o punktach interakcji cząstek w różnych częściach detektora oraz zmienne kinematyczne każdej cząstki. Pliki te można przetwarzać w tym samym łańcuchu analizy co dane eksperymentalne (patrz rysunek 6.1). Pozwala to na wyznaczenie akceptancji i wydajności detektora oraz na optymalizację analizy (porównanie z danymi eksperymentalnymi).

Jak zostało wspomniane w podrozdziale 4.2, podczas omawianego eksperymentu użyto układu detekcyjnego WASA w zmodyfikowanej konfiguracji. Została ona uwzględniona także w symulacjach WMC.

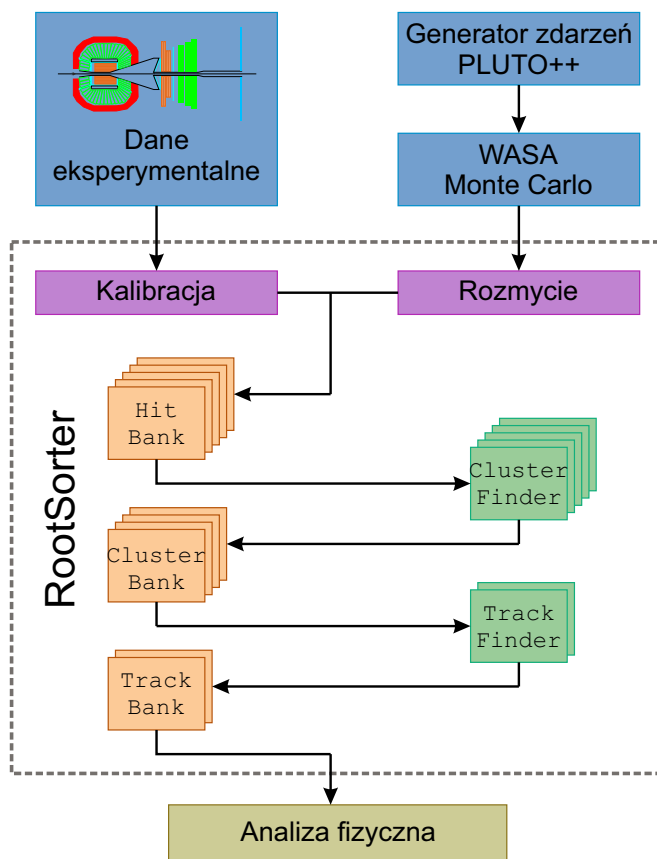
6.4 Pakiet do analizy danych *RootSorter*

Analizę zarówno danych eksperymentalnych, jak i wyników symulacji WMC przeprowadzono przy użyciu platformy **RootSorter** opartej na środowisku programistycznym ROOT [177–179]. Pierwotnie narzędzie to zostało opracowane dla eksperymentu COSY-ANKE (z ang. *Apparatus for Studies of Nucleon and Kaon Ejectiles*) [185]. Pakiet napisany jest w języku C++ z wykorzystaniem technik programowania obiektowego i ma strukturę modułową, co pozwala rozszerzyć jego podstawową funkcjonalność na potrzeby innych eksperymentów (m.in. eksperymentu WASA-at-COSY) [143]. Dekodowanie, kalibracja każdego poddetektora, rekonstrukcja torów i energii cząstek realizowane są w poszczególnych modułach *RootSortera*. Informacje o geometrii detektora i stałe kalibracyjne przechowywane są w centralnej bazie danych. Oprogramowanie analityczne można łatwo modyfikować w zależności od zmian konfiguracji detektora.

Na pierwszym etapie rekonstrukcji zdarzeń, zdekodowane dane eksperymentalne przesyłane są do specjalnego obiektu o nazwie `HitBankRaw`, w którym zapisywana jest zdigitalizowana informacja o czasie i energii *trafień*³ (z ang. *hit*) dla poszczególnych elementów detektora WASA. Po zastosowaniu funkcji kalibracyjnej informacja ta konwertowana jest na fizyczne wartości czasu i energii, a następnie te dane kopiowane są do obiektu `HitBank`. W przypadku analizy

³Trafienie – jest to sygnał zarejestrowany w pojedynczym elemencie detektora.

zdarzeń wysymulowanych, dane przechowywane są w obiekcie `HitBankMC`, a po użyciu funkcji rozmycia (w celu uzyskania tej samej rozdzielczości, jaka była obserwowana w eksperymencie) również przesyłane do `HitBank`. W kolejnych krokach analiza dla danych eksperymentalnych i symulacji WMC przebiega według tego samego łańcucha. Algorytm `ClusterFinder` łączy trafienia z koincydencją czasową w sąsiednich elementach w grupy trafień, nazywane *klastrami* (z ang. *cluster*), które następnie zapisuje do obiektu `ClusterBank`. Procedura `TrackFinder` grupuje klastry w *ślad* (z ang. *track*) pozostawiony w detektorze przez jedną cząstkę i przesyła dane do obiektu `TrackBank`. Ślad zawiera wszystkie informacje o pojedynczej cząstce. Następnie ślady zrekonstruowane w danym oknie czasowym (zadany przez dedykowany tryger) są sumowane w jedno *zdarzenie*. W idealnym przypadku jest ono pojedynczym zderzeniem protonu wiązki i deuteronu tarczy, a liczba śladów jest równa liczbie cząstek wyprodukowanych w takiej reakcji. W rzeczywistości jednak sytuacja wygląda inaczej ze względu na ograniczoną akceptancję detektora i wydajność rekonstrukcji oraz nakładanie się zdarzeń [143]. Dlatego w celu uzyskania fizycznie znaczących wyników wymagana jest dalsza analiza danych. Rysunek 6.1 przedstawia schemat blokowy całego opisanego algorytmu przetwarzania danych.



Rysunek 6.1. Schemat blokowy łańcucha analizy danych eksperymentalnych i wysymulowanych zdarzeń przy użyciu platformy do analizy danych RootSorter. Rysunek zaczerpnięto z pracy [186]

7

Symulacja reakcji $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$

W fizyce cząstek symulacje Monte Carlo odgrywają kluczową rolę, ponieważ pozwalają zrozumieć procesy fizyczne zachodzące w reakcjach jądrowych. Modelowanie komputerowe reakcji sygnału służy podczas analizy danych do identyfikacji cząstek i wyboru optymalnych kryteriów selekcji zdarzeń, natomiast symulacje procesów tła umożliwiają ustalenie sposobów jego eliminacji. Ponadto, analiza wysymulowanych procesów pozwala na wyznaczenie akceptancji detektora i wydajności rekonstrukcji zdarzeń.

W poniższym rozdziale zaprezentowano koncepcję oraz schemat modelowania powstania i rozpadu stanu związanego ${}^3\text{He}-\eta$ w reakcji $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$. Dla potrzeb niniejszej pracy zostały przeprowadzone symulacje tego procesu przy użyciu hadronowego generatora zdarzeń PLUTO++ [180–182] oraz pakietu programistycznego WMC (patrz podrozdziały 6.2 i 6.3).

7.1 Model kinematyczny

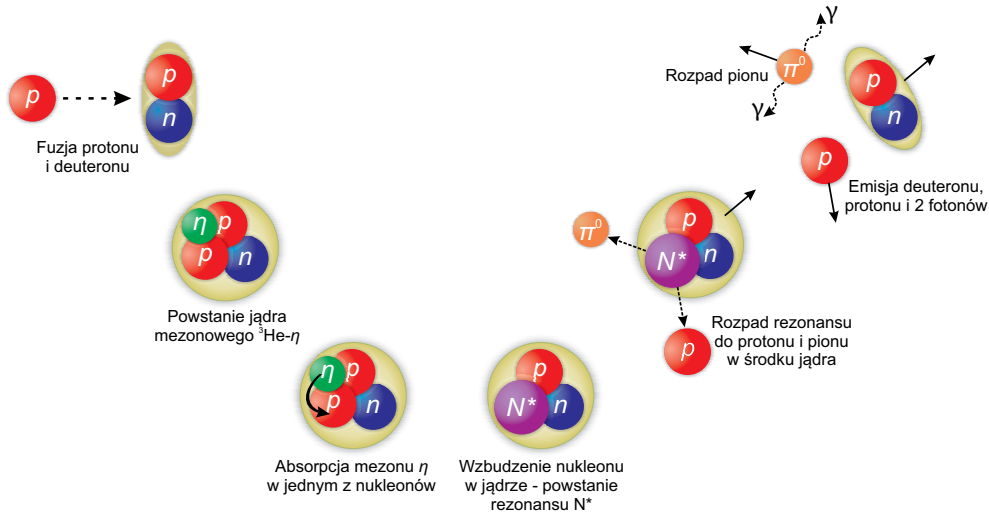
W podrozdziale 2.2 wspomniano, że w omawianym eksperymencie rozważano dwa różne modele opisujące proces reakcji i rozpadu stanu związanego ${}^3\text{He}-\eta$ w reakcji zderzenia wiązki protonowej z tarczą deuteronową. Niniejsza praca skupia się na analizie kanału $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$, zakładając model z formacją rezonansu $N^*(1535)$ [37], którego mechanizm pokazano na rysunku 7.1.

Zgodnie z omawianą hipotezą proton wiązki uderza w deuteron tarczy z pędem $\vec{p}_{\text{wiązki}}$, co prowadzi do powstania jądra helu związanego z mezonem η poprzez oddziaływanie silne. Masa utworzonego jądra mezonowego jest sumą mas mezonu m_η i jądra helu $m_{{}^3\text{He}}$ pomniejszoną o energię wiązania B_s :

$$m_{({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}}} = m_\eta + m_{{}^3\text{He}} - B_s. \quad (7.1)$$

Prędkość powstałego jądra mezonowego ${}^3\text{He}-\eta$ określona jest prędkością środka masy zderzających się protonu i deuteronu widzianą z układu laboratoryjnego, co można zapisać następująco [187]:

$$\vec{\beta} = \frac{\vec{p}_{\text{wiązki}}}{E_{\text{wiązki}} + m_d}, \quad (7.2)$$



Rysunek 7.1. Schemat procesu powstania i rozpadu jądra mezonowego w reakcji $pd \rightarrow dp\pi^0$. Czerwone, niebieskie, zielone i pomarańczowe kółka prezentują odpowiednio protony, neutrony, mezony η i π^0 . Fioletowe kółko przedstawia rezonans N^* . Stany związane cząstek (deuteron lub jądro) pokazano żółtym kolorem.

gdzie $E_{\text{wiązki}} = \sqrt{m_p^2 + |\vec{p}_{\text{wiązki}}|^2}$ oznacza energię protonu wiązki, a m_d i m_p są odpowiednio masami deuteronu i protonu.

Całkowita masa niezmiennicza układu zderzających się protonu i deuteronu wyraża się równaniem (7.3):

$$\sqrt{s_{pd}} = \sqrt{|\mathbb{P}_{\text{wiązki}} + \mathbb{P}_{\text{tarczy}}|^2} = \left(m_p^2 + m_d^2 + 2m_d\sqrt{m_p^2 + |\vec{p}_{\text{wiązki}}|^2}\right)^{1/2}, \quad (7.3)$$

gdzie symbolami $\mathbb{P}_{\text{wiązki}} = (E_{\text{wiązki}}, \vec{p}_{\text{wiązki}})$, $\mathbb{P}_{\text{tarczy}} = (m_d, 0)$ przedstawiono wektory czteropędu odpowiednio wiązki i tarczy. Energię dostępną reakcji można zdefiniować jako

$$Q = \sqrt{s_{pd}} - m_{{}^3\text{He}} - m_\eta. \quad (7.4)$$

Uwzględniając równanie (7.3), wzór (7.2) przybiera następującą postać:

$$\vec{\beta} = \frac{2m_d \cdot \vec{p}_{\text{wiązki}}}{s_{pd} - m_p^2 - m_d^2}. \quad (7.5)$$

Według założonego modelu, mezon η może zostać zaabsorbowany przez jeden z nukleonów wewnątrz jądra helu, powodując jego wzbudzenie do stanu rezonansu $N^*(1535)$ [48]. Rezonans ten rozpada się na parę proton- π^0 , a następnie pion na dwa kwanty γ [3,49]. Pozostałe dwa nukleony wiążą się tworząc deuteron. Równocześnie w tym modelu założono, że tuż przed rozpadem rezonans N^* porusza się z pędem Fermiego \vec{p}_F [51,52] w układzie środka masy stanu związanego. Deuteron natomiast pełni rolę spektatora, a jego pęd i energię w układzie środka masy (CM) można wyznaczyć uwzględniając zasadę zachowania pędu i energii:

$$\vec{p}_d^{CM} = -\vec{p}_F, \quad (7.6)$$

$$E_d^{CM} = \sqrt{m_d^2 + |\vec{p}_F|^2}. \quad (7.7)$$

Korzystając z transformacji Lorentza można otrzymać pęd i energię deuteronu w układzie laboratoryjnym zgodnie ze wzorami [187]:

$$\vec{p}_d = \vec{p}_d^{CM} + \gamma\vec{\beta} \left(\frac{\gamma}{\gamma+1} \vec{\beta} \cdot \vec{p}_d^{CM} + E_d^{CM} \right), \quad (7.8)$$

$$E_d = \gamma \left(E_d^{CM} + \vec{\beta} \cdot \vec{p}_d^{CM} \right), \quad (7.9)$$

gdzie $\gamma = 1/\sqrt{1 - |\vec{\beta}|^2}$ oznacza czynnik Lorentza.

Masa rezonansu N^* wyraża się zaś następująco:

$$m_{N^*} = \left(s_{pd} + m_d^2 - 2\sqrt{s_{pd}} \cdot \sqrt{m_d^2 + |\vec{p}_F|^2} \right)^{1/2}. \quad (7.10)$$

Względny kąt pomiędzy protonem i pionem pochodzącymi z rozpadu rezonansu N^* , w jego układzie spoczynkowym jest równy 180° . Wartość pędu tych cząstek w tym układzie odniesienia¹ opisana jest następującym równaniem [188]:

$$|\vec{p}_{p,\pi^0}^{**}| = \frac{\sqrt{(m_{N^*}^2 - m_{\pi^0}^2 - m_p^2)^2 - 4m_{\pi^0}^2 m_p^2}}{2m_{N^*}}, \quad (7.11)$$

gdzie m_{π^0} oznacza masę mezonu π^0 .

Wektor czteropędu protonu można przetransformować najpierw do układu środka masy stanu związanego ${}^3\text{He}-\eta$, a następnie do układu laboratoryjnego przy użyciu transformacji Lorentza, analogicznie jak we wzorach (7.8) i (7.9).

Neutralny pion natomiast rozpada się na dwa fotony: $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ [3]. W układzie spoczynkowym π^0 kwanty γ muszą (zgodnie z zasadą zachowania pędu) mieć równy pęd i poruszać się w przeciwnych kierunkach. Energia fotonu jest równa połowie masy spoczynkowej neutralnego pionu. Używając transformacji Lorentza zgodnie z równaniami (7.8) i (7.9) czteropędy kwantów γ można przetransformować kolejno do układu odniesienia rezonansu N^* , do układu środka masy ${}^3\text{He}-\eta$, a następnie do układu laboratoryjnego.

7.2 Rozkład pędu Fermiego N^* wewnątrz ${}^3\text{He}$

Naszkicowany w poprzednim podrozdziale mechanizm kreacji i rozpadu jądra mezonowego zakłada, że mezon η jest absorbowany przez jeden z nukleonów w jądrze helu i może propagować się w ${}^3\text{He}$ poprzez kolejne wzbudzenia nukleonów do stanu rezonansu barionowego $N^*(1535)$, aż ostatecznie N^* rozpadnie się na wolny mezon π^0 i proton². Rozkład pędu rezonansu N^* wewnątrz jądra ${}^3\text{He}$ determinuje kinematykę cząstek powstałych z jego rozpadu (π^0, p), a tym samym wpływa na wydajność pomiaru reakcji.

¹Układ spoczynkowy rezonansu N^* oznaczony został symbolem „**”.

²W przypadku rozważanej symulacji założono, że rezonans N^* powstaje poprzez absorpcję mezonu η w protonie.

Pierwszej próby wyznaczenia rozkładu pędu N^* w jądrze helu³ dokonano w pracach [51,52]. Przeprowadzone obliczenia opierają się na konstrukcji elementarnego oddziaływania $NN^* \rightarrow NN^*$ poprzez wymianę mezonu π i η . Uwzględniając potencjały oddziaływań NN^* oraz rozkład masy rezonansu N^* , który ma wartość centralną 1535 MeV i szerokość 150 MeV [3], uzyskano efektywny potencjał oddziaływania N^* -deuteron. Przewidziano kilka możliwych stanów kwazi-związanych układu N^*-d zależnie od wyboru stałych sprzężenia πNN^* oraz ηNN^* . Rozkład względnego pędu układu N^*-d przedstawia się następującym równaniem [52]:

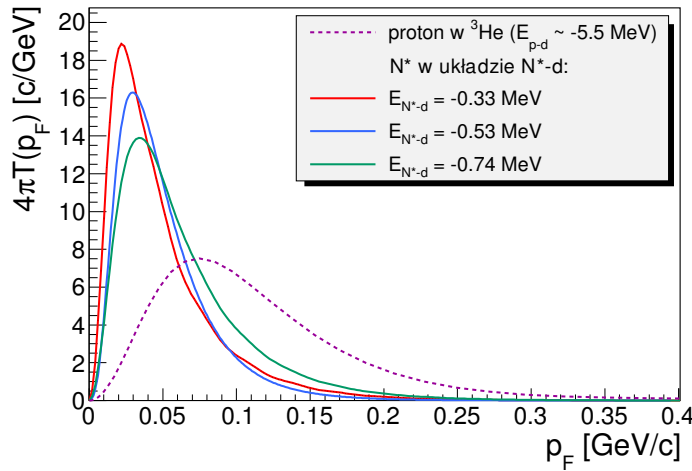
$$T(p_F) = \frac{1}{4\pi} |\chi(p_F)|^2 \cdot |p_F|^2, \quad (7.12)$$

gdzie $\chi(p_F)$ oznacza funkcję falową układu N^*-d w przestrzeni pędów.

Rozkład ten został znormalizowany następująco [52]:

$$4\pi \int_0^\infty T(p_F) dp_F = 1. \quad (7.13)$$

Rysunek 7.2 przedstawia rozkład pędu rezonansu N^* uzyskany dla trzech różnych zestawów stałych sprzężenia, które odpowiadają energiom wiązania $E_{N^*-d} = -0.33 \text{ MeV}$, -0.74 MeV [52] i -0.53 MeV [51].



Rysunek 7.2. Porównanie względnego rozkładu pędu Fermiego rezonansu $N^*(1535)$ w układzie N^* -deuteron, uzyskanego dla trzech różnych energii wiązania $E_{N^*-d} = -0.33 \text{ MeV}$ (czerwona krzywa), -0.53 MeV (niebieska krzywa), -0.74 MeV (zielona krzywa) [51,52], oraz pędu protonu wewnątrz jądra ${}^3\text{He}$ dla energii separacji $\sim -5.5 \text{ MeV}$ (fioletowa krzywa przerywana) [189]. Rozkłady zostały znormalizowane do 1 (patrz równanie 7.13).

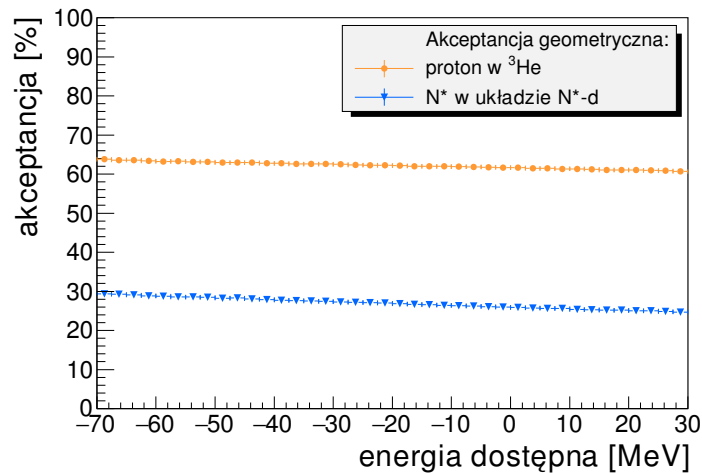
Przedstawione widma dla rezonansu N^* (ciągłe krzywe czerwona, niebieska i zielona) są węższe niż to uzyskane dla protonu w ${}^3\text{He}$ (fioletowa krzywa przerywana), co wynika z faktu, iż energia wiązania N^* jest znacznie mniejsza niż

³W omawianym modelu jeden z nukleonów wewnątrz ${}^3\text{He}$ jest zastąpiony przez rezonans N^* , czyli rozważa się układ kwazi-związany N^*-NN

energia separacji protonu w jądrze helu (która wynosi $\sim -5.5 \text{ MeV}$). Funkcja falowa słabiej związanego N^* ma szerszy rozkład w przestrzeni współrzędnych, a zatem w reprezentacji pędów (transformata Fouriera) ma węższy rozkład [52].

Do celów niniejszej analizy w symulacjach reakcji $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$ założono, że N^* w układzie środka masy jądra mezonowego porusza się z rozkładem pędu otrzymanym dla energii wiązania $E_{N^*-d} = -0.53 \text{ MeV}$ (niebieska krzywa na rysunku 7.2). Dodatkowo przeprowadzono symulacje tej reakcji postulując, że rezonans N^* porusza się z rozkładem pędu Fermiego wyznaczonym dla protonu w jądrze ${}^3\text{He}$ [189]. Wybór alternatywnego modelu nie wpływa na metodę eksperymentalną, jednak znacznie zmienia akceptację rejestracji cząstek wylatujących w kierunku do przodu (do FD), co wiąże się z faktem, iż rozkład pędu Fermiego dla protonów wewnątrz ${}^3\text{He}$ ma pik dla wyższej wartości p_F (fioletowa krzywa przerywana) względem maksimum rozkładu dla N^* w układzie N^*-d .

Akceptancję geometryczną detektora WASA-at-COSY w funkcji energii dostępnej Q dla rozważanych modeli rozkładu pędu N^* pokazano na rysunku 7.3.



Rysunek 7.3. Akceptancja geometryczna detektora WASA-at-COSY dla reakcji $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0 \rightarrow dp\gamma\gamma$ w przypadku dwóch różnych modeli rozkładu pędu Fermiego rezonansu N^* w jądrze ${}^3\text{He}$: dla N^* w układzie N^*-d [51,52] (błękitne trójkąty) oraz protonu w ${}^3\text{He}$ [189] (pomarańczowe kółka).

Jej wartość została wyznaczona pod warunkiem jednoczesnej rejestracji deuteronu w detektorze FD oraz protonu i dwóch kwantów γ w CD. Przedstawione widma pokazują znaczącą różnicę między wynikami otrzymanymi dla obu modeli rozkładu pędu. Akceptancja wyznaczona na podstawie symulacji bazującej na modelu opisanym w pracach [51,52] (błękitne trójkąty) jest ponad dwa razy niższa niż akceptancja dla modelu alternatywnego (pomarańczowe kółka). Zastosowanie różnych podejść opisujących pęd N^* w ${}^3\text{He}$ daje jeden z największych przyczynków do niepewności systematycznej w analizie danych (patrz rozdział 13). Warto jednak podkreślić, że kształt krzywej akceptacji nie zależy od wybranego modelu, a zatem rozkład pędu rezonansu N^* w jądrze helu nie ma wpływu na możliwość wykrycia istnienia jądra mezonowego ${}^3\text{He}-\eta$.

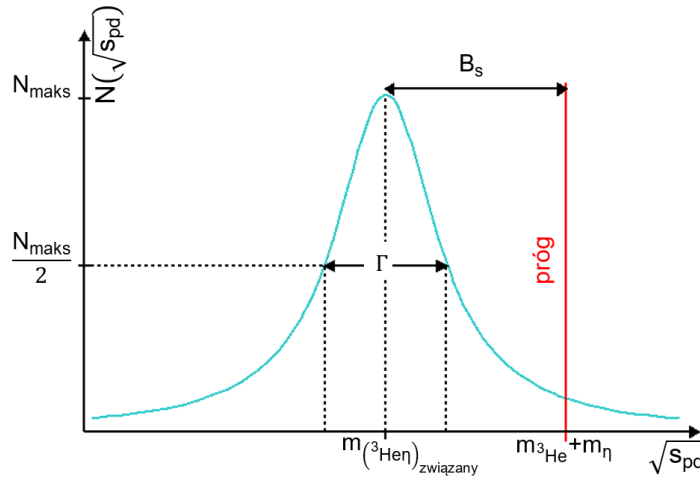
7.3 Schemat programu do symulacji reakcji $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0 \rightarrow dp\gamma\gamma$

Bazując na modelu reakcji $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0 \rightarrow dp\gamma\gamma$ przedstawionym w podrozdziale 7.1 przeprowadzono symulację metodą Monte Carlo przy użyciu hadronowego generatora zdarzeń PLUTO++ [180–182] (patrz podrozdział 6.2) w celu wyznaczenia czteropędów wszystkich cząstek w stanie końcowym: deuteronu, protonu oraz dwóch kwantów γ . Program do generacji zdarzeń można przedstawić według następującego schematu.

W pierwszym kroku algorytm wybierał wartość pędu wiązki $p_{\text{wiązki}}$ wygenerowaną jednorodnie w zakresie od $1.426 \frac{\text{GeV}}{c}$ do $1.635 \frac{\text{GeV}}{c}$, co odpowiada eksperymentalnemu rampowaniu (patrz podrozdział 5.1).

Następnie obliczona została masa niezmiennicza $\sqrt{s_{pd}}$ oddziałujących protonu i deuteronu na podstawie wylosowanej wartości $p_{\text{wiązki}}$ zgodnie ze wzorem (7.3). W symulacjach zakłada się, że rozpatrywany stan związany ${}^3\text{He}-\eta$ ma strukturę rezonansową ze stałą energią wiązania B_s i szerokością Γ , a wartość $\sqrt{s_{pd}}$ jest rozmyta zgodnie z rozkładem Breit-Wignera, opisanym wzorem (7.14) oraz zobrazowanym na rysunku 7.4:

$$N(\sqrt{s_{pd}}) = \frac{\Gamma^2}{4} \cdot \frac{1}{\left(\sqrt{s_{pd}} - m_{\eta} - m_{{}^3\text{He}} + B_s\right)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}. \quad (7.14)$$



Rysunek 7.4. Rozkład Breit-Wignera masy niezmienniczej $\sqrt{s_{pd}}$ stanu związanego ${}^3\text{He}-\eta$ opisany wzorem (7.14). Symbolem N_{maks} oznaczono amplitudę, czyli maksymalną wartość rozkładu. Czerwona pionowa linia oznacza próg na produkcję mezonu η w reakcji $pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta$.

W symulacjach przyjęto, że wektor pędu rezonansu N^* , powstającego wskutek absorpcji mezonu η w protonie, ma izotropowy rozkład we współrzędnych sferycznych jądra mezonowego $\vec{p}_F = (p_F, \theta, \phi)$, a jego wartość p_F opisana jest

rozkładem Fermiego podanym w poprzednim podrozdziale (patrz wzór (7.12)) oraz przedstawionym na rysunku 7.2. Do obliczeń użyto rozkładu dla energii wiązania $E_{N^*-d} = -0.53 \text{ MeV}$.

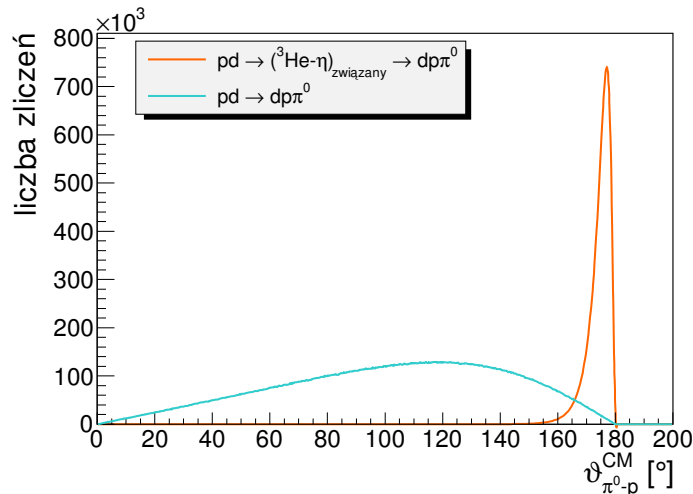
Wektor czteropędu deuteronu wylatującego z miejsca reakcji w układzie środka masy został wyznaczony bazując na zasadzie zachowania pędu i założeniu modelu spektatora (patrz równania (7.6) i (7.7)).

W kolejnym kroku obliczona została masa rezonansu m_{N^*} zgodnie ze wzorem (7.10). Wektory pędów protonu i pionu powstających z rozpadu rezonansu N^* wygenerowano zgodnie z rozkładem izotropowym we współrzędnych sferycznych układu spoczynkowego tego rezonansu, natomiast ich wartość wyznaczono według równania (7.11).

Fotony pochodzące z rozpadu pionu neutralnego wysymulowano w jego układzie spoczynkowym izotropowo we współrzędnych sferycznych, przyjmując wartość pędu kwantu γ równą połowie masy pionu ($m_{\pi^0}/2$).

Czteropędy wszystkich cząstek wylatujących z miejsca reakcji zostały przetransformowane do układu laboratoryjnego przy użyciu transformacji Lorentza. Wygenerowane w ten sposób czterowektory posłużyły jako dane wejściowe do symulacji odpowiedzi detektora przy użyciu pakietu symulacyjnego WASA Monte Carlo (patrz podrozdział 6.3).

Symulację rozpadu N^* na parę π^0 -proton przeprowadzono przy założeniu jego izotropowego rozkładu kąтового w układzie spoczynkowym rezonansu. Względny kąt między protonem i pionem w tym układzie $\vartheta_{\pi^0-p}^{**}$ jest równy 180° . Na skutek ruchu Fermiego nukleonów wewnątrz jądra ${}^3\text{He}$ kąt ten w układzie środka masy stanu związanego $\vartheta_{\pi^0-p}^{CM}$ jest rozmyty o około 15° (pomarańczowa krzywa na rysunku 7.5).



Rysunek 7.5. Rozkład kąta względnego $\vartheta_{\pi^0-p}^{CM}$ między protonem i π^0 widziany w układzie środka masy dla reakcji sygnału $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$ (pomarańczowa krzywa) oraz dla reakcji bezpośredniej $pd \rightarrow dp\pi^0$ (błękitna krzywa). Symulacje każdej reakcji wykonano dla 10^7 zdarzeń.

Jako model procesu tła w niniejszej analizie rozważono reakcję przebiegającą bezpośrednio: $pd \rightarrow dp\pi^0 \rightarrow dp\gamma\gamma$. W symulacjach założono jednorodny rozkład produktów tej reakcji w dostępnej przestrzeni fazowej. W przypadku tego procesu rozkład $\vartheta_{\pi^0-p}^{CM}$ obejmuje szeroki zakres kątowy, co obrazuje błękitna krzywa na rysunku 7.5. Cięcie w widmie kąta względnego między protonem a π^0 zostało wykorzystane jako jedno z głównych kryteriów selekcji zdarzeń odpowiadających powstaniu jądra mezonowego ${}^3\text{He}-\eta$ (patrz podrozdział 8.3).

Głównym celem eksperymentu WASA-at-COSY przeprowadzonego w 2014 roku było potwierdzenie istnienia jądra mezonowego ${}^3\text{He}-\eta$ (patrz rozdział 5). Sygnatury stanu związanego ${}^3\text{He}-\eta$ poszukiwano jako maksimum w funkcji wzbudzenia (zależności przekroju czynnego od energii dostępnej Q) dla reakcji $pd \rightarrow dp\pi^0$ poniżej progu na produkcję mezonu η .

W poniższym rozdziale przedstawiono analizę danych zebranych podczas pomiarów, prowadzącą do wyselekcjonowania zdarzeń odpowiadających powstaniu jądra mezonowego ${}^3\text{He}-\eta$ w procesie $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$.

8.1 Kalibracja kalorymetru elektromagnetycznego (SEC)

W analizie reakcji $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$ konieczna jest rekonstrukcja neutralnych pionów poprzez ich rozpad na dwa fotony $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Do pomiaru energii i kątów kwantów γ w niniejszym eksperymencie służył scyntylicyjny kalorymetr elektromagnetyczny SEC (patrz podrozdział 4.2.2).

Dane pomiarowe zapisywano przez system akwizycji w postaci cyfrowej przy użyciu przetworników analogowo-cyfrowych (ADC, z ang. *Analog-to-Digital Converters*) podłączonych do fotopowielaczy scyntylatorów. Do celów analizy zebranych danych wymagana jest kalibracja polegająca na przetworzeniu informacji cyfrowej (wartości napięć na fotopowielaczach) z ADC na odpowiednią rzeczywistą energię zdeponowaną w detektorach. Wstępnej kalibracji SEC dokonano przed instalacją na akceleratorze COSY przy użyciu mionów kosmicznych i źródeł radioaktywnych [165,190]. Aby zoptymalizować rekonstrukcję wektorów czteropędu fotonów pochodzących z rozpadu $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ w niniejszej analizie przeprowadzono dodatkową korekcję współczynnika wzmocnienia poszczególnych kryształów CsI(Na) bazującą na obliczeniu masy niezmienniczej pionu [50,191].

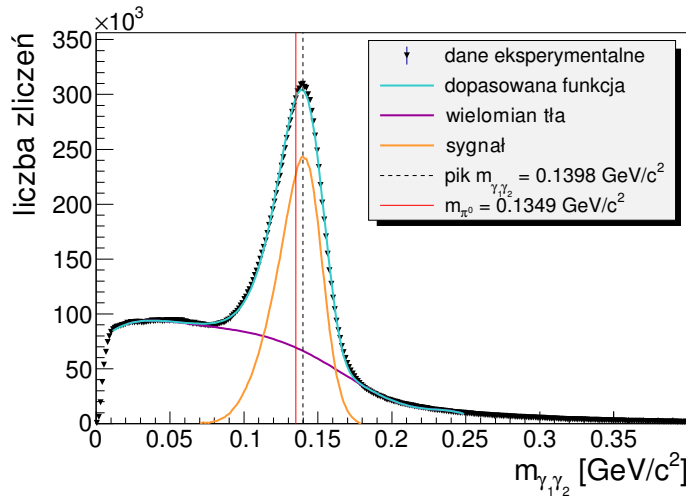
W procesie kalibracji wybierano zdarzenia z dokładnie dwoma klastrami neutralnymi zarejestrowanymi w detektorze CD, zakładając, iż odpowiadają one kwantom γ . Masę niezmienniczą dla tej pary obliczano zgodnie z następującym wzorem [50]:

$$m_{\gamma_1\gamma_2} = \sqrt{2E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}(1 - \cos\vartheta_{\gamma_1\gamma_2})}, \quad (8.1)$$

gdzie E_{γ_1} i E_{γ_2} oznaczają energie fotonów zmierzone przed korektą kalibracji, a $\vartheta_{\gamma_1\gamma_2}$ jest kątem względnym między ich wektorami pędu w układzie laboratoryjnym. Masę $m_{\gamma_1\gamma_2}$ dla każdej pary fotonów (powstałej z π^0) obliczono bazując na sygnałach z dwóch kryształów centralnych (z największą energią zdeponowaną w każdym z klastrów) [165], zakładając jednocześnie, że wpływ pozostałych kryształów się uśrednia [191].

W celu wyznaczenia globalnego współczynnika korekcyjnego kalibracji, zrekonstruowano rozkład masy niezmienniczej dwóch fotonów dla całej próbki danych eksperymentalnych, który pokazano czarnymi punktami na rysunku 8.1. Tło dla $m_{\gamma_1\gamma_2} \in (0, 0.09) \frac{\text{GeV}}{c^2}$ spowodowane jest błędnymi kombinacjami zrekonstruowanych fotonów, które nie należą do tego samego rozpadu $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ [191] oraz kwantami γ trafiającymi pomiędzy kryształami (co skutkuje dzieleniem jednego klastra na dwa i rejestracją sygnałów jednocześnie w dwóch fotopowielaczach).

Położenie pików rozkładu $m_{\gamma_1\gamma_2}$ wyznaczono poprzez dopasowanie do widma funkcji opisującej sygnał i tło, co przedstawia błękitna krzywa na rysunku 8.1.



Rysunek 8.1. Rozkład masy niezmienniczej dla kombinacji dwóch fotonów zarejestrowanych w kalorymetrze elektromagnetycznym uzyskany z pomiaru reakcji $pd \rightarrow dp\pi^0$ (czarne punkty). Błękitna krzywa pokazuje funkcję dopasowaną do sygnału i tła, natomiast fioletowa krzywa przedstawia wielomian siódmego stopnia opisujący tło. Sygnał po odjęciu tła zobrazowano pomarańczową krzywą. Czarną linią przerywaną zaznaczono położenie pików rozkładu ($m_{\gamma_1\gamma_2} = 0.1398 \frac{\text{GeV}}{c^2}$), a czerwoną linią ciągłą – wartość masy pionu neutralnego ($m_{\pi^0} = 0.1349 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ [3]).

Do części sygnału związanej ze zdarzeniami $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ dopasowano tak zwaną funkcję Nowosybirską [192]:

$$f(x) = \Lambda \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln qx}{\tau} \right)^2 + \tau^2 \right], \quad (8.2)$$

gdzie

$$q_x = 1 + \frac{(x - x_0) \sinh(\tau \sqrt{\ln 4})}{\sigma \sqrt{\ln 4}}. \quad (8.3)$$

Ta funkcja opisuje asymetryczny rozkład Gaussa ze współczynnikiem skalowania Λ , szerokością σ i pozycją pikę x_0 . Asymetrię rozkładu można zmieniać za pomocą parametru τ . Tło natomiast zostało opisane wielomianem siódmego stopnia (fioletowa krzywa na rysunku 8.1). Sygnał po odjęciu tła pokazano pomarańczową krzywą, a położenie jego maksimum ($m_{\gamma_1\gamma_2} = 0.1398 \frac{\text{GeV}}{c^2}$) zaznaczono czarną linią przerywaną. Kształt krzywej po odjęciu tła nie jest idealnie symetryczny, co wiąże się z różnymi efektami zachodzącymi w kryształach CsI (niejednorodności w kryształach, fluktuacje strat energii kwantów γ) oraz fotopowielaczach (fluktuacje liczby wytworzonych fotoelektronów) [191]. Bazując na odchyleniu pikę od rzeczywistej masy pionu neutralnego ($m_{\pi^0} = 0.1349 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ [3] – czerwona linia ciągła) wyznaczono wartość współczynnika korekcji kalibracji jako [50]:

$$\kappa = \frac{m_{\pi^0}}{m_{\gamma_1\gamma_2}}. \quad (8.4)$$

Współczynnik korygujący κ zastosowano dla każdego kryształu kalorymetru.

Pozostałe moduły układu detekcyjnego zostały skalibrowane przez członków kolaboracji WASA-at-COSY [143].

8.2 Wstępna selekcja zdarzeń $pd \rightarrow dp\pi^0$

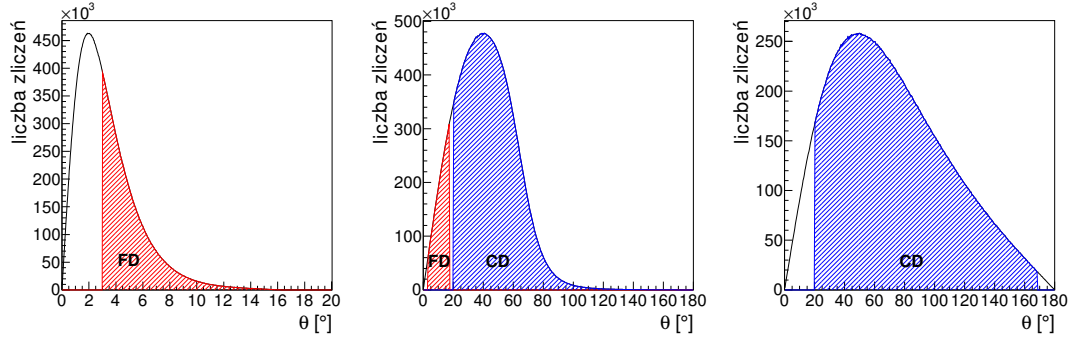
W trakcie pomiarów przeprowadzono preselekcję danych eksperymentalnych odpowiadających reakcji $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$ na poziomie trygera sprzętowego, który wymagał co najmniej jednego śladu w detektorze FD od cząstki naładowanej (patrz podrozdział 5.2). W następnym kroku, w celu zredukowania procesów tła oraz przyspieszenia analizy danych, wykonano preselekcję surowych danych przy założeniu warunków wybranych na podstawie przeprowadzonych symulacji Monte Carlo (patrz rozdział 7).

Rysunek 8.2 przedstawia rozkłady kątowe otrzymane z symulacji dla produktów końcowych reakcji $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0 \rightarrow dp\gamma\gamma$, czyli deuteronów (lewy panel), protonów (środkowy panel) i fotonów (prawy panel). Zakresy kątowe objęte odpowiednimi częściami układu detekcyjnego WASA-at-COSY są zaznaczone pokolorowanymi polami: czerwonym dla FD $\theta_{FD} \in (3, 18)^\circ$ i niebieskim dla CD $\theta_{CD} \in (20, 169)^\circ$ (patrz podrozdział 4.2). Schemat konfiguracji detektora WASA z zaznaczonym procesem $pd \rightarrow ({}^3\text{He}\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0 \rightarrow dp\gamma\gamma$ oraz zakresami akceptancji geometrycznej pokazano na rysunku 8.3.

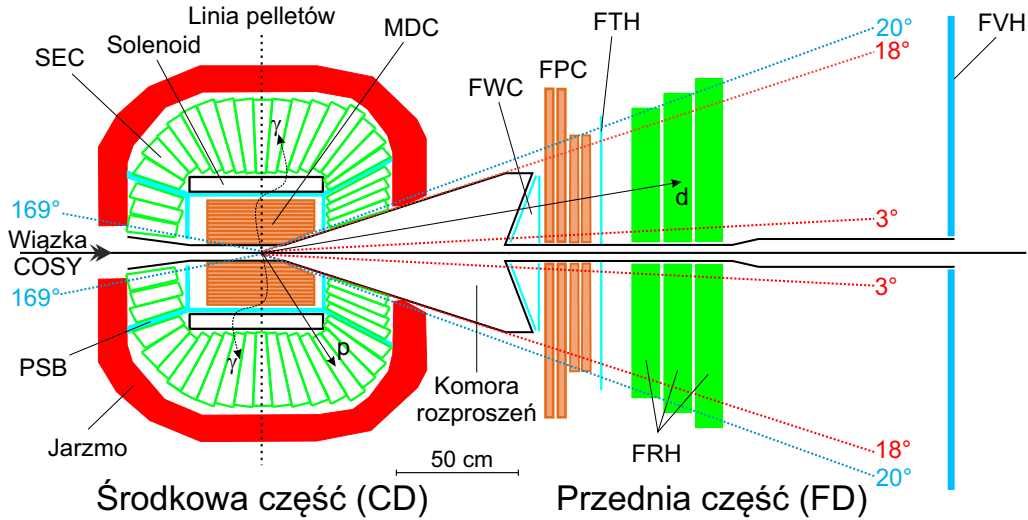
Bazując na wysymulowanych rozkładach kątowych cząstek powstających w reakcji $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$ wybrano następujące kryteria wstępnej selekcji zdarzeń:

- rejestracja dokładnie jednego śladu w przedniej części detektora WASA (FD) odpowiadającego cząstce naładowanej,

- zakres kąta biegunowego odpowiedniego śladu: $\theta_{FD} \in (3, 18)^\circ$, co odpowiada akceptancji geometrycznej FD (patrz podrozdział 4.2.3),
- rejestracja dokładnie jednej cząstki naładowanej w środkowej części detektora WASA (CD).



Rysunek 8.2. Rozkłady kątowe dla deuteronów (*lewy panel*), protonów (*środkowy panel*) i fotonów (*prawy panel*) powstających w reakcji $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0 \rightarrow dp\gamma\gamma$. Rysunek przedstawia wyniki symulacji metodą Monte Carlo przy założeniu rozkładu pędu rezonansu N^* wewnątrz ${}^3\text{He}$ opisanego w pracach [51,52] (patrz rozdział 7). Pokolorowane pola określają akceptancję geometryczną detektora WASA: części przedniej FD (czerwone pole) i środkowej CD (niebieskie pole).



Rysunek 8.3. Układ detekcyjny WASA-at-COSY z zaznaczonymi produktami końcowymi reakcji $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0 \rightarrow dp\gamma\gamma$ oraz akceptancją geometryczną detektorów FD (czerwone linie przerywane) i CD (niebieskie linie przerywane). Deuterony rejestrowano w przedniej części detektora WASA, natomiast większość protonów i fotony – w środkowej części. Rysunek zaczerpnięto z [37].

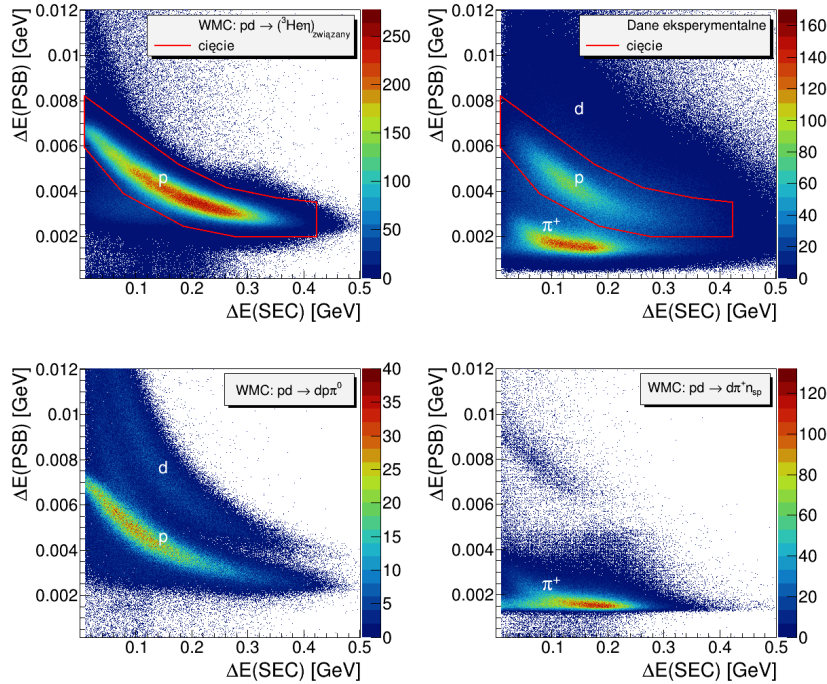
Metody identyfikacji poszczególnych cząstek, emitowanych w badanej reakcji, zostały opisane w kolejnych podrozdziałach.

8.3 Identyfikacja cząstek

8.3.1 Protony

Zgodnie z przeprowadzonymi symulacjami reakcji $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$ większość protonów (86%) może być zarejestrowana w środkowej części detektora WASA-at-COSY (niebieskie pole w środkowym panelu na rysunku 8.2). Protony zostały zidentyfikowane na podstawie strat energii w plastikowych scyntylatorach $\Delta E(\text{PSB})$ względem energii zdeponowanej w kalorymetrze elektromagnetycznym $\Delta E(\text{SEC})$. Wyselekcjonowano je graficznie w widmie $\Delta E(\text{PSB})-\Delta E(\text{SEC})$ bazując na przeprowadzonych symulacjach Monte Carlo dla reakcji sygnału i głównych przyczynków tła.

Odpowiednie widma $\Delta E(\text{PSB})-\Delta E(\text{SEC})$ dla wyników symulacji reakcji sygnału $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$ oraz danych eksperymentalnych wraz z zaznaczonym cięciem graficznym dla selekcji protonów przedstawiono w pierwszym wierszu na rysunku 8.4. Widmo eksperymentalne porównano również z wynikami symulacji Monte Carlo dla procesów tła ($pd \rightarrow dp\pi^0$ i $pd \rightarrow d\pi^+n_{sp}$), które pokazano w drugim wierszu na rysunku 8.4.



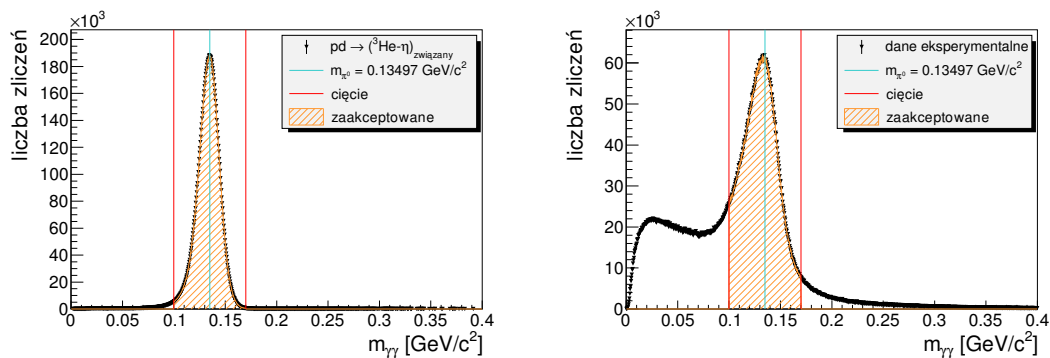
Rysunek 8.4. Widma strat energii w plastikowych scyntylatorach $\Delta E(\text{PSB})$ w odniesieniu do energii zdeponowanej w kalorymetrze elektromagnetycznym $\Delta E(\text{SEC})$. W pierwszym wierszu porównano widmo uzyskane w symulacjach WMC reakcji sygnału $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$ (lewy panel) oraz widmo eksperymentalne (prawy panel). Zastosowane cięcia graficzne zaznaczono czerwoną linią. Drugi wiersz przedstawia wyniki symulacji WMC dla dominujących procesów tła: $pd \rightarrow dp\pi^0$ (lewy panel) i $pd \rightarrow d\pi^+n_{sp}$ (prawy panel).

Jak wspomniano wcześniej, w symulacjach procesu przebiegającego bezpośrednio $pd \rightarrow dp\pi^0$ założono jednorodny rozkład produktów tej reakcji w dostępnej przestrzeni fazowej. W widmie $\Delta E(\text{PSB})-\Delta E(\text{SEC})$ dla tego kanału (lewy panel drugiego wiersza) oprócz maksimum odpowiadającego protonom istnieje również koncentracja zdarzeń odpowiadająca deuteronom, które trafiają do detektora CD. W spektrum eksperymentalnym maksimum od deuteronomów jest częścią tła powyżej zaznaczonego cięcia. W tymże widmie dla $\Delta E(\text{PSB})$ w pobliżu 0.002 GeV widoczna jest również koncentracja zdarzeń od naładowanych pionów zarejestrowanych w detektorze CD (porównaj z widmem dla reakcji $pd \rightarrow d\pi^+n_{sp}$ w prawym panelu drugiego wiersza).

8.3.2 Neutralne piony

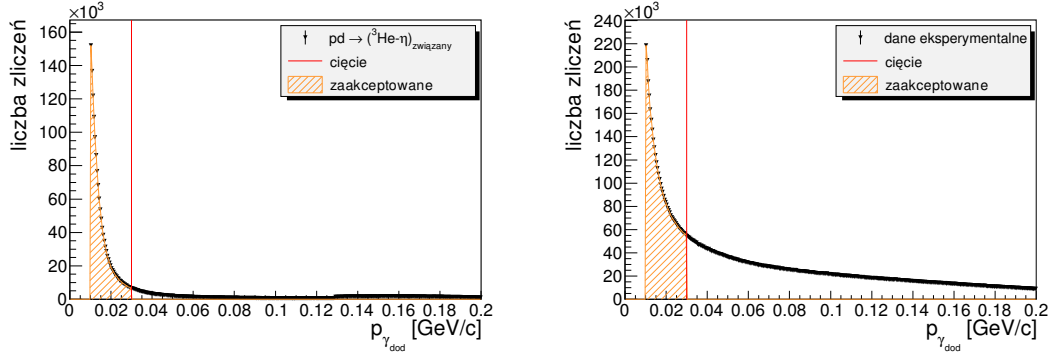
Jak zostało wspomniane w podrozdziale 8.1, kwanty gamma pochodzące z rozpadów neutralnych pionów zostały zarejestrowane w środkowej części detektora WASA-at-COSY. Rekonstrukcję mezonów π^0 przeprowadzono poprzez wyznaczenie masy niezmienniczej dwóch fotonów pochodzących z rozpadu $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. W analizie danych wybierano najpierw zdarzenia, w których zarejestrowano co najmniej dwa klastry neutralne w kalorymetrze elektromagnetycznym SEC. Następnie dla każdej pary fotonów obliczano masę niezmienniczą $m_{\gamma\gamma}$. W przypadku więcej niż dwóch klastrów, brano pod uwagę tylko takie kombinacje, dla których różnica między masą pionu m_{π^0} i masą niezmienniczą $m_{\gamma\gamma}$ jest minimalna.

Bazując na wynikach symulacji metodą Monte Carlo (patrz rozdział 7) reakcji sygnału $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$ (lewy panel na rysunku 8.5) zastosowano warunki selekcji w widmie masy niezmienniczej ($m_{\gamma\gamma} \in (0.10, 0.17) \frac{\text{GeV}}{c^2}$), które przedstawiono pionowymi czerwonymi liniami. Rozkład $m_{\gamma\gamma}$ zmierzony eksperymentalnie pokazano w prawym panelu na rysunku 8.5. Zdarzenia zaakceptowane do dalszej analizy zaznaczono pomarańczowym polem.



Rysunek 8.5. Identyfikacja neutralnych pionów na podstawie masy niezmienniczej $m_{\gamma\gamma}$ fotonów pochodzących z rozpadu $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (czarne punkty). Na rysunku przedstawione są wyniki symulacji metodą Monte Carlo dla reakcji sygnału $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$ (lewy panel) i widmo otrzymane eksperymentalnie (prawy panel). Masę rzeczywistą pionu neutralnego ($m_{\pi^0} = 0.1349 \frac{\text{GeV}}{c} [3]$) zaznaczono błękitną linią, zakres zastosowanego cięcia ($m_{\gamma\gamma} \in (0.10, 0.17) \frac{\text{GeV}}{c^2}$) – czerwonymi liniami, a zdarzenia zaakceptowane – pomarańczowym polem.

W celu eliminacji tła pochodzącego od procesów z więcej niż dwoma kwantami γ (na przykład od reakcji $pd \rightarrow dp\pi^0\pi^0$ lub $pd \rightarrow dp\pi^0\pi^0\pi^0$) zastosowano cięcie w rozkładzie pędu $p_{\gamma_{dod}}$ klastrów, które nie zostały wybrane do rekonstrukcji masy niezmienniczej $m_{\gamma\gamma}$. W dalszej analizie uwzględniono tylko te zdarzenia, dla których pęd odpowiadający dodatkowym klastrom jest mniejszy od $0.03 \frac{GeV}{c}$, jak zaznaczono pomarańczowym polem na rysunku 8.6.



Rysunek 8.6. Rozkład pędu dodatkowych neutralnych klastrów $p_{\gamma_{dod}}$ (czarne punkty) dla wyników symulacji metodą Monte Carlo reakcji sygnału $pd \rightarrow (^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$ (lewy panel) i danych eksperymentalnych (prawy panel). Zastosowane cięcie ($p_{\gamma_{dod}} < 0.03 \frac{GeV}{c}$) zaznaczono pionową czerwoną linią, natomiast zdarzenia zaakceptowane do dalszej analizy – polem pomarańczowym.

8.3.3 Deuterony

Zgodnie z symulacjami reakcji $pd \rightarrow (^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$ powstałe deuterony wylatują w kierunku do przodu. Jak pokazano w lewym panelu na rysunku 8.2 tylko część z nich (około 32%) zostaje zarejestrowana przez detektor WASA-at-COSY¹ (czerwone pole). Dlatego też identyfikację deuteronów przeprowadzono przy użyciu metody masy brakującej.

Zasada zachowania czteropędu dla reakcji $pd \rightarrow (^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow Xp\pi^0$ przedstawia się następująco:

$$\mathbb{P}_{\text{wiązki}} + \mathbb{P}_{\text{tarczy}} = \mathbb{P}_X + \mathbb{P}_p + \mathbb{P}_{\pi^0}, \quad (8.5)$$

gdzie symbolem $\mathbb{P}_i = (E_i, \vec{p}_i)$ oznaczono czteropęd, E_i – energię, a \vec{p}_i – wektor pędu odpowiedniej cząstki.

Bazując na wzorze (8.5) kwadrat masy cząstki X można wyznaczyć jako:

$$m_X^2 = |\mathbb{P}_X|^2 = |\mathbb{P}_{\text{wiązki}} + \mathbb{P}_{\text{tarczy}} - \mathbb{P}_p - \mathbb{P}_{\pi^0}|^2. \quad (8.6)$$

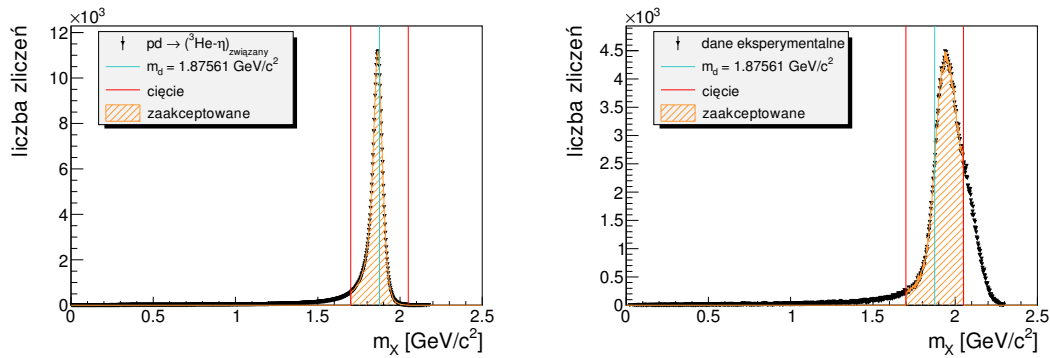
Zgodnie z definicją czterowektora wyraz (8.6) można przekształcić następująco:

$$m_X^2 = E_X^2 - \vec{p}_X^2 = (E_{\text{wiązki}} + E_{\text{tarczy}} - E_p - E_{\pi^0})^2 - (\vec{p}_{\text{wiązki}} + \vec{p}_{\text{tarczy}} - \vec{p}_p - \vec{p}_{\pi^0})^2. \quad (8.7)$$

¹Przy założeniu modelu opisującego ruch rezonansu N^* wewnątrz ^3He przedstawionego w pracach [51,52] (patrz rozdział 7).

Maksimum eksperymentalnego rozkładu masy brakującej m_X (prawy panel na rysunku 8.7) jest szersze i przesunięte w prawo względem wyników symulacji dla reakcji $pd \rightarrow (^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow Xp\pi^0$ (lewy panel) o $\sim 0.07 \frac{\text{GeV}}{c^2}$. Prawdopodobnie spowodowane jest to procesami tła, które pozostały po zastosowaniu kryteriów selekcji w rozkładach $m_{\gamma\gamma}$ (ogon w lewej części eksperymentalnego widma na rysunku 8.5) i $p_{\gamma_{\text{dod}}}$ (rysunek 8.6). Masę deuteronu ($m_d = 1.8756 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ [3]) zaznaczono pionową błękitną linią.

Bazując na symulacjach reakcji sygnału $pd \rightarrow (^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow Xp\pi^0$ wybrano kryteria selekcji w tym rozkładzie: $m_X \in (1.70, 2.05) \frac{\text{GeV}}{c^2}$, co jest zobrażowane pionowymi czerwonymi liniami na rysunku 8.7. Zdarzenia zaakceptowane do dalszej analizy zaznaczono pomarańczowym polem.

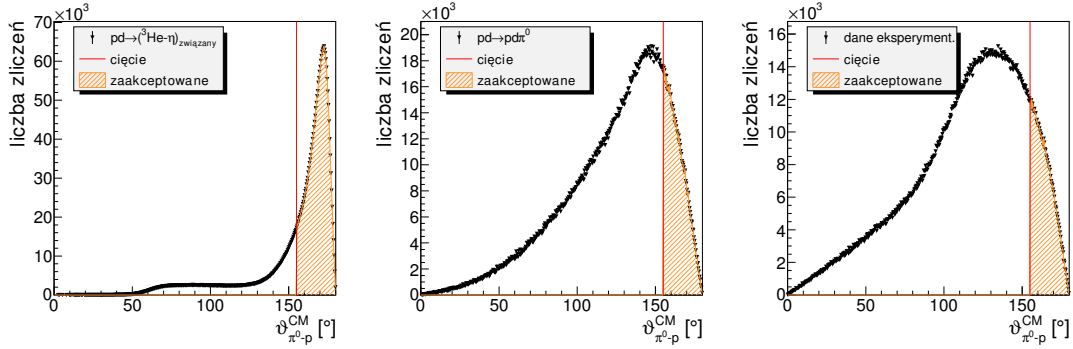


Rysunek 8.7. Rozkład masy brakującej m_X (czarne punkty) dla reakcji $pd \rightarrow (^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow Xp\pi^0$. W lewym panelu rysunku przedstawiono widmo m_X otrzymane dla symulacji metodą Monte Carlo reakcji sygnału, a w prawym panelu – rozkład zmierzony eksperymentalnie. Pionową błękitną linią zaznaczono masę deuteronu ($m_d = 1.8756 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ [3]), natomiast czerwonymi liniami – zastosowane kryteria selekcji zdarzeń $m_X \in (1.70, 2.05) \frac{\text{GeV}}{c^2}$. Zakres zdarzeń zaakceptowanych do dalszej analizy oznaczono pomarańczowym polem.

8.4 Cięcia kinematyczne dla selekcji zdarzeń odpowiadających powstaniu stanu związanego $^3\text{He}-\eta$

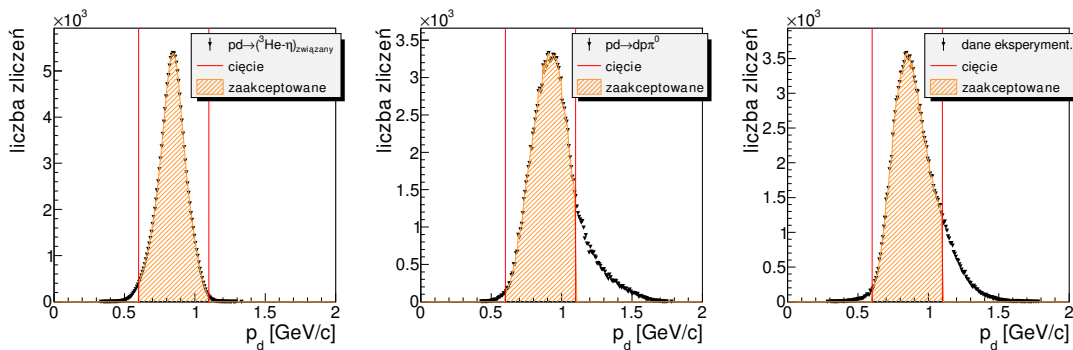
W celu selekcji zdarzeń odpowiadających powstaniu jądra mezonowego $^3\text{He}-\eta$ przeanalizowano rozkład kąta względnego $\vartheta_{\pi^0-p}^{CM}$ między mezonem π^0 i protonem w układzie środka masy reakcji, który przedstawiono na rysunku 8.8. Jak zostało wspomniane w podrozdziale 7.1, w założonym modelu rozpadu stanu związanego pion i proton pochodzą z rozpadu rezonansu N^* , a kąt między nimi w układzie spoczynkowym N^* jest równy 180° . Na skutek ruchu Fermiego nukleonów wewnątrz jądra ^3He , a następnie propagacji cząstek przez detektor (w trakcie symulacji WMC), kąt $\vartheta_{\pi^0-p}^{CM}$ ulega rozmyciu, co można zobaczyć w lewym panelu prezentującym wynik symulacji dla reakcji $pd \rightarrow (^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$.

W eksperymentalnym widmie (pokazanym w prawym panelu) większość zdarzeń pochodzi od procesów tła, wśród których dominującym jest $pd \rightarrow dp\pi^0$ (środkowy panel). Aby zredukować tło w tym rozkładzie wybrano tylko te zdarzenia, dla których kąt $\vartheta_{\pi^0-p}^{CM}$ jest większy od 155° (pomarańczowe pole).



Rysunek 8.8. Rozkład kąta względnego $\vartheta_{\pi^0-p}^{CM}$ między pionem i protonem w układzie środka masy (czarne punkty) dla symulacji WMC reakcji sygnału $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$ (lewy panel) i procesu bezpośredniego $pd \rightarrow dp\pi^0$ (środkowy panel) oraz dla danych eksperymentalnych (prawy panel). Pionową czerwoną linią pokazano zastosowane cięcie ($\vartheta_{\pi^0-p}^{CM} \in (155^\circ, 180^\circ)$), a pomarańczowym polem – zdarzenia zaakceptowane do dalszej analizy.

Dodatkowo zbadano rozkład pędu deuteronu p_d w układzie laboratoryjnym. Jak można zobaczyć na rysunku 8.9, tło w widmie eksperymentalnym (prawy panel) pochodzi głównie od procesu przebiegającego bezpośrednio $pd \rightarrow dp\pi^0$ (środkowy panel). Bazując na symulacjach reakcji sygnału $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$ (lewy panel) w celu eliminacji tła w rozkładzie p_d wybrano kryteria selekcji zdarzeń $p_d \in (0.6, 1.1) \frac{\text{GeV}}{c}$, które zaznaczono na widmach czerwonymi liniami. Zdarzenia zaakceptowane zaznaczono pomarańczowym polem.



Rysunek 8.9. Rozkład pędu deuteronu w układzie laboratoryjnym p_d (czarne punkty) dla symulacji WMC reakcji sygnału $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$ (lewy panel) i procesu bezpośredniego $pd \rightarrow dp\pi^0$ (środkowy panel) oraz dla danych eksperymentalnych (prawy panel). Zastosowane cięcie ($p_d \in (0.6, 1.1) \frac{\text{GeV}}{c}$) pokazano pionowymi czerwonymi liniami, natomiast zakres zdarzeń zaakceptowanych – pomarańczowym polem.

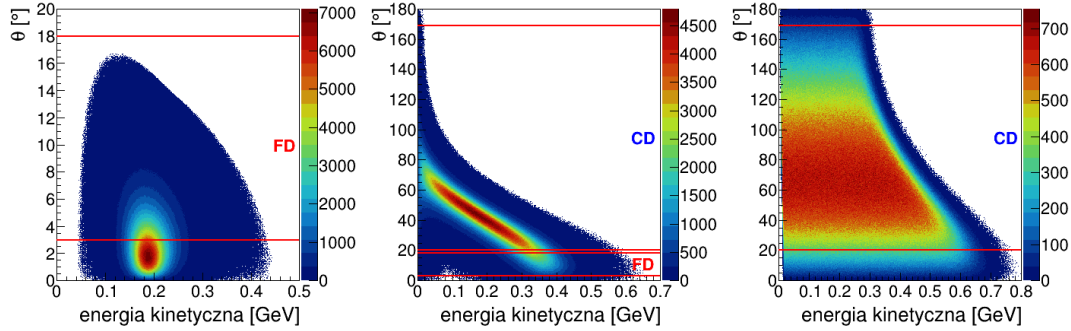
Ponieważ nie wszystkie produkty końcowe procesu $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0 \rightarrow dp\gamma\gamma$ zostały zarejestrowane przez detektor, a następnie zrekonstruowane w analizie, eksperymentalna liczba zdarzeń tej reakcji musi zostać skorygowana o wydajność rekonstrukcji ε . Zależy ona od akceptancji geometrycznej detektora, prawdopodobieństwa detekcji cząstek i wydajności całego łańcucha analizy prowadzącego do identyfikacji zdarzeń badanego procesu.

W poniższym rozdziale opisano oszacowanie wydajności rekonstrukcji zdarzeń oparte na symulacjach WASA Monte Carlo.

9.1 Akceptancja geometryczna

Akceptancję geometryczną dla reakcji $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0 \rightarrow dp\gamma\gamma$ wyznaczono w oparciu o symulacje wykonane za pomocą generatora PLUTO++ [180–182] (patrz rozdziały 6.2 i 7). Kąty biegunowe wszystkich cząstek wychodzących z miejsca reakcji porównano z obszarem geometrycznym układu detekcyjnego WASA (patrz podrozdział 4.2). Schemat konfiguracji detektora z zaznaczonymi produktami końcowymi reakcji $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0 \rightarrow dp\gamma\gamma$ oraz zakresami akceptancji geometrycznej został pokazany na rysunku 8.3.

Rysunek 9.1 ilustruje korelację kątów rozpraszania θ w funkcji energii kinetycznej E_{kin} cząstek w stanie końcowym reakcji sygnału $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0 \rightarrow dp\gamma\gamma$ otrzymaną z generatora zdarzeń. Czerwone linie na wykresach wskazują geometryczną akceptację detektora WASA: dla części przedniej (FD) od 3° do 18° oraz części środkowej (CD) od 20° do 169° (patrz podrozdział 4.2). Zgodnie z przedstawionym w lewym panelu widmem deuterony wylatują z miejsca reakcji w kierunku do przodu, większość z nich (62%) jednak trafia do wnętrza jonowodu COSY i nie zostaje zarejestrowana przez detektor FD. Panel środkowy pokazuje, że około 86% protonów może trafić w CD, a 11% z nich w FD. Bazując na warunkach preselekcji zdarzeń eksperymentalnych (patrz podrozdział 8.2) uwzględniono tylko protony z obszaru CD. W środkowej części detektora rejestrowane jest 92% fotonów pochodzących z rozpadu neutralnego pionu π^0 (prawy panel). Podsumowując, akceptancja geometryczna układu detekcyjnego WASA na jednoczesną detekcję wszystkich produktów badanej reakcji wynosi około 30% (patrz niebieskie trójkąty w lewym panelu na rysunku 9.2).



Rysunek 9.1. Wygenerowane widma kinematyczne produktów końcowych reakcji $pd \rightarrow (^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0 \rightarrow dp\gamma\gamma$: deuteronów (*lewy panel*), protonów (*środkowy panel*) oraz fotonów (*prawy panel*). Czerwone linie na widmach wskazują akceptancję geometryczną detektora WASA (patrz podrozdział 4.2).

9.2 Wydażność rekonstrukcji

W celu wyznaczenia wydażności całego łańcucha analizy przeprowadzono symulacje reakcji sygnału $pd \rightarrow (^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0 \rightarrow dp\gamma\gamma$ i tła $pd \rightarrow dp\pi^0$ przy użyciu programu WASA Monte Carlo (patrz rozdziały 6.3 i 7), które następnie przeanalizowano w ten sam sposób, jak dane eksperymentalne (patrz rozdział 8). Wydażność rekonstrukcji $\varepsilon(Q)$ w funkcji energii dostępnej Q wyznaczono poprzez porównanie liczby zdarzeń, które spełniły wszystkie kryteria selekcji $\mathcal{N}_{\text{rekon}}^{\text{WMC}}(Q)$ oraz liczby zdarzeń wygenerowanych $\mathcal{N}_{\text{gener}}(Q)$ w każdym interwale Q :

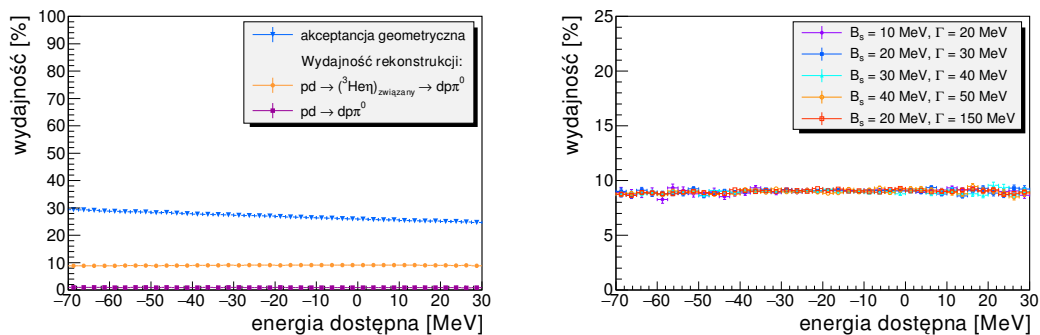
$$\varepsilon(Q) = \frac{\mathcal{N}_{\text{rekon}}^{\text{WMC}}(Q)}{\mathcal{N}_{\text{gener}}(Q)}. \quad (9.1)$$

W tabeli 9.1 pokazano całkowitą wydażność rekonstrukcji reakcji sygnału $pd \rightarrow (^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0 \rightarrow dp\gamma\gamma$ na każdym etapie analizy obliczoną w oparciu o próbkę $5 \cdot 10^7$ wysymulowanych zdarzeń. Szczegółowy opis kryteriów selekcji zdarzeń oraz identyfikacji cząstek dla badanego kanału przedstawiono w rozdziale 8. Warunki zastosowane w niniejszej analizie pozwalają zmniejszyć wydażność detekcji dominującego procesu tła $pd \rightarrow dp\pi^0$ do poziomu poniżej 0.8%, podczas gdy dla reakcji sygnału ε wynosi około 9%.

Końcowy wynik oszacowania akceptancji geometrycznej (niebieskie trójkąty), wydażności rekonstrukcji zdarzeń dla reakcji $pd \rightarrow (^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$ (pomarańczowe kółka) i dla procesu $pd \rightarrow dp\pi^0$ (fioletowe kwadraty) w funkcji energii dostępnej Q przedstawiono w lewym panelu na rysunku 9.2. Wydażność nie zależy od energii wiązania jądra mezonowego B_s i jego szerokości Γ , jak pokazano w prawym panelu na rysunku 9.2.

Tabela 9.1. Całkowita wydajność rekonstrukcji zdarzeń dla reakcji $pd \rightarrow (^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$ na różnych etapach analizy.

Nr.	Warunek	Wydajność ε
1	Akceptancja geometryczna (podrozdział 9.1)	30%
2	Wstępna selekcja (podrozdział 8.2)	24.7%
3	Selekcja protonów $\Delta E(\text{PSB})-\Delta E(\text{SEC})$ (rysunek 8.4)	14.9%
4	Identyfikacja pionów (rysunek 8.5)	14.6%
5	Cięcie w rozkładzie $\theta_{\pi^0-p}^{CM}$ (rysunek 8.8)	10.5%
6	Identyfikacja deuteronów, masa brakująca (rysunek 8.7)	9.2%
7	Cięcie w rozkładzie pędu deuteronów (rysunek 8.9)	9%



Rysunek 9.2. Lewy panel przedstawia akceptancję geometryczną detektora WASA na jednoczesną detekcję wszystkich produktów końcowych reakcji sygnału $pd \rightarrow (^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0 \rightarrow dp\gamma\gamma$ (niebieskie trójkąty), wydajność rekonstrukcji zdarzeń dla reakcji sygnału (pomarańczowe kółka) i dla reakcji tła $pd \rightarrow dp\pi^0$ (fioletowe kwadraty) w funkcji energii dostępnej Q . W prawym panelu liniami o różnych kolorach pokazano wydajność rekonstrukcji sygnału dla kilku wybranych wartości energii wiązania B_s i szerokości Γ stanu związanego $^3\text{He}-\eta$.

Określenie światłości detektora¹ oraz oszacowanie całkowitej wydajności rekonstrukcji zdarzeń (patrz rozdział 9) jest kluczowe dla precyzyjnego wyznaczenia całkowitego przekroju czynnego dla reakcji na produkcję i rozpad stanu związanego $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$.

W przeprowadzonym eksperymencie światłość może się zmieniać w obrębie cyklu przyspieszania wiązki COSY (patrz podrozdział 5.1) ze względu na straty spowodowane jej oddziaływaniem z tarczą oraz gazem pozostającym w jonowodzie [143], jak również poprzez przesunięcie wiązki względem tarczy skorelowane ze zmianą pędu oraz adiabatycznym zmniejszaniem jej rozmiaru [50]. Dlatego też została wyznaczona nie tylko całkowita światłość, ale także jej zależność od energii dostępnej $\mathcal{L}(Q)$. Dokładna znajomość tej zależności jest ważna dla ścisłej normalizacji eksperymentalnych funkcji wzbudzenia (zależności liczby wyselekcjonowanych zdarzeń od energii dostępnej Q) dla badanej reakcji.

Niniejszy rozdział poświęcony jest metodzie wyznaczenia światłości w funkcji energii dostępnej $\mathcal{L}(Q)$ poprzez badanie reakcji kwaziswobodnego rozpraszania proton-proton.

10.1 Definicja światłości

W eksperymencie WASA-at-COSY z tarczą pelletową światłość chwilową $L(t)$ możemy określić jako liczbę cząstek wiązki uderzających w tarczę w jednostce czasu, pomnożoną przez gęstość powierzchniową tarczy [47]:

$$L(t) = \frac{\text{liczba oddziałujących cząstek wiązki}}{\text{jednostka czasu}} \cdot \frac{\text{liczba cząstek tarczy}}{\text{jednostka powierzchni}} \quad (10.1)$$

Liczba zdarzeń danej reakcji zarejestrowana przez detektor $\Delta N_{\text{eksp}}(\theta, \phi)$ w kącie bryłowym $\Delta\Omega(\theta, \phi)$, gdzie θ jest kątem biegunowym, a ϕ kątem azymutalnym, jest zależna liniowo od światłości całkowitej \mathcal{L} uzyskanej w czasie eksperymentu T oraz od odpowiedniego różniczkowego przekroju czynnego $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi)$.

¹Opis wyznaczenia światłości został opublikowany przez autora niniejszej rozprawy w formie materiałów pokonferencyjnych [53].

Zgodnie z powyższym całkowitą światłość można wyrazić równaniem [193]:

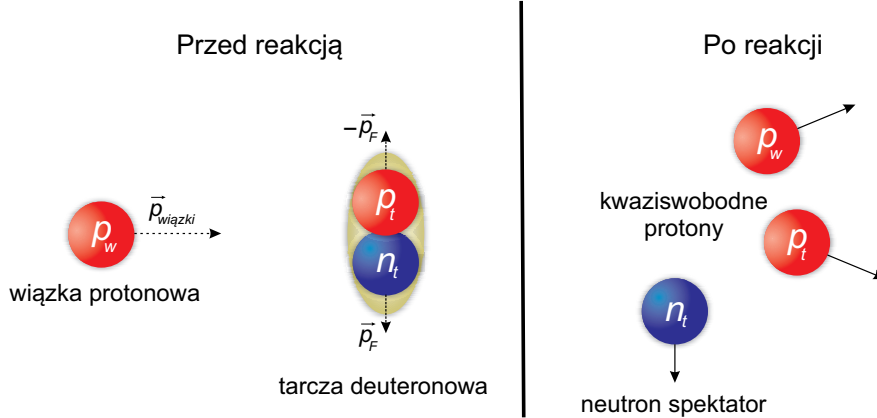
$$\mathcal{L} = \int_{t=0}^T L(t)dt = \frac{\Delta N_{\text{eksp}}(\theta, \phi)}{\Delta\Omega(\theta, \phi) \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi)}. \quad (10.2)$$

Światłość \mathcal{L} w danym eksperymencie można więc wyznaczyć poprzez pomiar procesu ze znanym przekrojem czynnym $\frac{d\sigma}{d\Omega}$.

10.2 Wyznaczenie światłości dla reakcji kwaziswobodnego rozpraszania protonów

W niniejszej analizie światłość $\mathcal{L}(Q)$ została wyznaczona poprzez pomiar reakcji kwaziswobodnego rozpraszania protonów zgodnie z metodą opisaną szczegółowo w pracach [47,50,194].

W takim procesie proton wiązki rozprasza się na protonie tarczy deuteronowej, zaś neutron tarczy jest spektatorem, czyli nie bierze udziału w reakcji, ale wylatuje z miejsca kolizji uderzając w detektor z pędem Fermiego \vec{p}_F . Neutron spektator jest rzeczywistą cząstką rejestrowaną w eksperymencie. W tej pracy dla oznaczenia reakcji kwaziswobodnego rozpraszania użyto następującego zapisu: $pd \rightarrow ppn_{sp}$. Schemat takiego procesu przedstawiono na rysunku 10.1.



Rysunek 10.1. Lewa strona rysunku ukazuje zderzające się proton wiązki i deuteron tarczy. Podczas tej kolizji zachodzi kwaziswobodna reakcja $pp \rightarrow pp$, w wyniku której powstają dwa protony oraz neutron spektator (prawa strona rysunku). Czerwone i niebieskie kółka przedstawiają odpowiednio protony i neutrony. Pęd wiązki protonowej $\vec{p}_{\text{wiązki}}$ oznaczony jest długą strzałką, natomiast pędy Fermiego \vec{p}_F nukleonów wewnątrz deuteronu – krótkimi strzałkami.

Zaletą wyznaczania światłości przy użyciu reakcji kwaziswobodnej $pp \rightarrow ppn_{sp}$ jest duża liczba rozproszeń protonów, które łatwo rejestrować w detektorze WASA (ponieważ są one cząstkami naładowanymi) oraz doskonale znany przekrój czynny dla rozpraszania $pp \rightarrow pp$ (wielokrotnie zmierzony w eksperymentach, na przykład przez kolaborację EDDA [195,196]).

W przypadku reakcji kwaziswobodnej ocena świetlności jednak komplikuje się z powodu ruchu nukleonów wewnątrz deuteronu tarczy (ruch Fermiego). Biorąc pod uwagę, że liczba rozproszonych protonów \mathcal{N}_{eksp} w kącie bryłowym $\Delta\Omega(\theta, \phi)$ jest proporcjonalna zarówno do świetlności całkowitej \mathcal{L} , jak i do iloczynu różniczkowego przekroju czynnego rozpraszania w układzie środka masy proton-proton $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta^{CM}, \phi^{CM}, p_F, \theta_F, \phi_F)$ oraz gęstości prawdopodobieństwa rozkładu pędu Fermiego nukleonów wewnątrz tarczy deuteronowej $f(p_F, \theta_F, \phi_F)$, wyrażenie (10.2) do obliczania świetlności całkowitej dla procesu $pd \rightarrow ppn_{sp}$ przyjmuje następującą postać [194]:

$$\mathcal{L} = \frac{\mathcal{N}_0}{2\pi} \frac{\mathcal{N}_{eksp}}{\int_{\Delta\Omega} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta^{CM}, \phi^{CM}, p_F, \theta_F, \phi_F) f(p_F, \theta_F, \phi_F) dp_F d \cos \theta_F d \phi_F d \phi^{CM} d \cos \theta^{CM}}. \quad (10.3)$$

Dla tak złożonej geometrii detektora z polem magnetycznym, jak np. WASA, kąt bryłowy $\Delta\Omega(\theta, \phi)$ odpowiadający temu detektorowi nie może być wyrażony w formie analitycznej [194]. Całkę w mianowniku powyższego równania można obliczyć metodą Monte Carlo uwzględniając geometrię aparatu WASA oraz wydajność rekonstrukcji zdarzeń. W tym celu wygenerowano \mathcal{N}_0 zdarzeń kwaziswobodnego rozpraszania protonów i przeanalizowano je zgodnie z metodą opisaną w kolejnych sekcjach tego rozdziału.

Współczynnik $\frac{\mathcal{N}_0}{2\pi}$ we wzorze (10.3) jest stałą normalizacji, wynikającą z faktu, że całka w tym równaniu nie jest bezwymiarowa, a jej jednostka odpowiada jednostce przekroju czynnego. Ruch Fermiego nukleonów wewnątrz tarczy deuteronowej prowadzi do tego, że wartość całkowitej masy niezmienniczej $\sqrt{s_{pp}}$ w układzie środka masy proton-proton zmienia się od jednego zdarzenia do kolejnego. Dlatego liczba zdarzeń uzyskana w symulacji musi być znormalizowana, tak aby całka po pełnym kącie bryłowym (prawa część mianownika we wzorze (10.3)) była równa całkowitemu przekrojowi czynnemu dla rozpraszania elastycznego uśrednionemu rozkładem $\sqrt{s_{pp}}$. Przy założeniu braku ruchu Fermiego wynik całkowania powinien być równy całkowitemu elastycznemu przekrojowi czynnemu dla danego pędu wiązki. Współczynnik 2π natomiast związany jest z nierozróżnialnością rozproszonych protonów [193].

10.2.1 Symulacja Monte Carlo reakcji $pd \rightarrow ppn_{sp}$

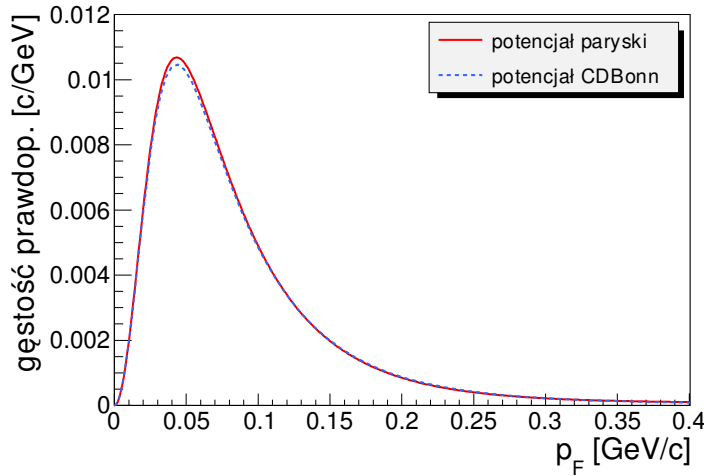
Symulacje kwaziswobodnej reakcji $pd \rightarrow ppn_{sp}$ metodą Monte Carlo przebiegały w kilku etapach. W pierwszym kroku wygenerowano jednorodnie pęd wiązki w zakresie $p_{wiązki} \in (1.426, 1.635) \frac{GeV}{c}$, co odpowiada eksperymentalnemu rampowaniu. Założono równocześnie, że tarcza deuteronowa jest w spoczynku. Bazując na powyższym wektory czteropędu wiązki i tarczy można opisać następująco:

$$\mathbb{P}_{wiązki} = (E_{p_w}, \vec{p}_{p_w}) = (E_{p_w}, p_{wiązki}, 0, 0), \quad (10.4)$$

$$\mathbb{P}_{tarczy} = (m_d, 0), \quad (10.5)$$

gdzie $\vec{p}_{p_w} = (p_{wiązki}, 0, 0)$ i $E_{p_w} = \sqrt{m_p^2 + |\vec{p}_{p_w}|^2}$ oznaczają odpowiednio wektor pędu protonu wiązki we współrzędnych sferycznych i jego energię.

W symulacji deuteron tarczy rozważano jako układ związanych protonu i neutronu (p_t, n_t). Przyjęto, że wektor pędu neutronu n_t ma izotropowy rozkład we współrzędnych sferycznych tarczy $\vec{p}_{n_t}^{CM} = \vec{p}_F = (p_F, \theta_F, \phi_F)$, zaś wartość p_F opisana jest rozkładem Fermiego nukleonów wewnątrz deuteronu. W każdej iteracji algorytm losowo wybierał wartość pędu p_F w zakresie od 0 do $0.4 \frac{GeV}{c}$ zgodnie z rozkładem otrzymanym dla modelu potencjału paryskiego [197]. Został on przedstawiony czerwoną krzywą ciągłą na rysunku 10.2 razem z rozkładem dla modelu potencjału CDBonn [198] (pokazanym niebieską krzywą przerywaną), którego użyto do badania systematyki.



Rysunek 10.2. Rozkład pędu Fermiego nukleonów wewnątrz deuteronu dla modelu potencjału paryskiego (czerwona krzywa) [197] i CDBonn (niebieska krzywa) [198]. Rozkłady są znormalizowane do 1 w zakresie pędu od 0 do $0.4 \frac{GeV}{c}$.

Cosinus kąta biegunowego $\theta_{n_t}^{CM}$ i kąt azymutalny $\phi_{n_t}^{CM}$ neutronu n_t w układzie odniesienia deuteronu tarczy zostały wygenerowane zgodnie z rozkładem jednorodnym w zakresach:

$$\cos \theta_{n_t}^{CM} \in (-1, 1), \quad (10.6)$$

$$\phi_{n_t}^{CM} \in (-\pi, \pi). \quad (10.7)$$

Następnie, wektor czteropędu neutronu tarczy $\mathbb{P}_{n_t}^{CM}$, obliczony w układzie środka masy bazując na założeniach modelu spektatora ($|\mathbb{P}_{n_t}^{CM}|^2 = m_n^2$, gdzie m_n oznacza masę neutronu), został przetransformowany do układu laboratoryjnego \mathbb{P}_{n_t} przy użyciu transformacji Lorentza².

Biorąc pod uwagę ruch Fermiego protonu wewnątrz deuteronu na podstawie wyrażenia (10.8) obliczono jego masę m_{p_t} , która jest różna od m_p ze względu na energię wiązania w deuteronie:

$$m_{p_t} = \left(m_d^2 + m_n^2 - 2m_d \cdot \sqrt{m_n^2 + |\vec{p}_F|^2} \right)^{1/2}. \quad (10.8)$$

²Uwzględniając założenie o tym, że tarcza jest nieruchoma, czterowektor neutronu spektatora w układzie laboratoryjnym \mathbb{P}_{n_t} jest równy czterowektorowi w układzie środka masy $\mathbb{P}_{n_t}^{CM}$.

Wektor czteropędu tego protonu $\mathbb{P}_{p_t}^{CM}$ wyznaczony w układzie środka masy został następnie przetransformowany do układu laboratoryjnego \mathbb{P}_{p_t} .

W kolejnym kroku rozpatrzono układ dwóch oddziałujących protonów: wiązki p_w i tarczy p_t . Masa niezmiennicza takiego systemu $\sqrt{s_{pp}}$ została obliczona zgodnie z równaniem (10.9):

$$\sqrt{s_{pp}} = \sqrt{|\mathbb{P}_{wiązki} + \mathbb{P}_{p_t}|^2} = \sqrt{(E_{p_w} + E_{p_t})^2 - (\vec{p}_{p_w} + \vec{p}_{p_t})^2}, \quad (10.9)$$

gdzie $\mathbb{P}_{p_t} = (E_{p_t}, \vec{p}_{p_t})$. Symbolami $E_{p_t} = \sqrt{m_p^2 + |\vec{p}_{p_t}|^2}$ i \vec{p}_{p_t} oznaczono odpowiednio energię i pęd protonu tarczy p_t w układzie laboratoryjnym.

Na podstawie równania (10.9) wyznaczono efektywny pęd wiązki $p_{wiązki}^{ef}$ w układzie, w którym proton tarczy jest w spoczynku:

$$p_{wiązki}^{ef} = \left(\left(\frac{s_{pp} - m_p^2 - m_{p_t}^2}{2m_{p_t}} \right)^2 - m_p^2 \right)^{1/2}. \quad (10.10)$$

Rozkład wartości $p_{wiązki}^{ef}$ pokazano różową krzywą przerywaną w lewym panelu na rysunku 10.3.

Kolejno czterowektory protonów wiązki i tarczy zostały przetransformowane do układu środka masy. W tym układzie wygenerowano izotropowo kąt rozproszenia θ^{CM} pomiędzy protonami oraz kąt azymutalny ϕ^{CM} . Następnie wektory czteropędu rozproszonych protonów $\mathbb{P}_{p_w}^{CM}$ i $\mathbb{P}_{p_t}^{CM}$ zostały przetransformowane do układu laboratoryjnego (odpowiednio \mathbb{P}_{p_w} i \mathbb{P}_{p_t}) oraz wykorzystane jako dane wejściowe do symulacji WMC (patrz podrozdział 6.3).

Każdemu wygenerowanemu zdarzeniu \mathcal{N}_0 została przypisana waga odpowiadająca różniczkowemu przekrojowi czynnemu w funkcji kąta rozproszenia θ^{CM} i masy niezmienniczej układu proton-proton $\sqrt{s_{pp}}$ zależnej od efektywnego pędu wiązki $p_{wiązki}^{ef}$. W tym celu wykorzystano wartości przekroju czynnego $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ dla reakcji elastycznego rozpraszania $pp \rightarrow pp$ określone przy użyciu programu SAID³ [199, 200]. W lewym panelu rysunku 10.3 pokazano obliczenia $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ za pomocą SAID, które są zgodne z rozkładami mierzonymi przez kolaborację EDDA⁴ [195,196].

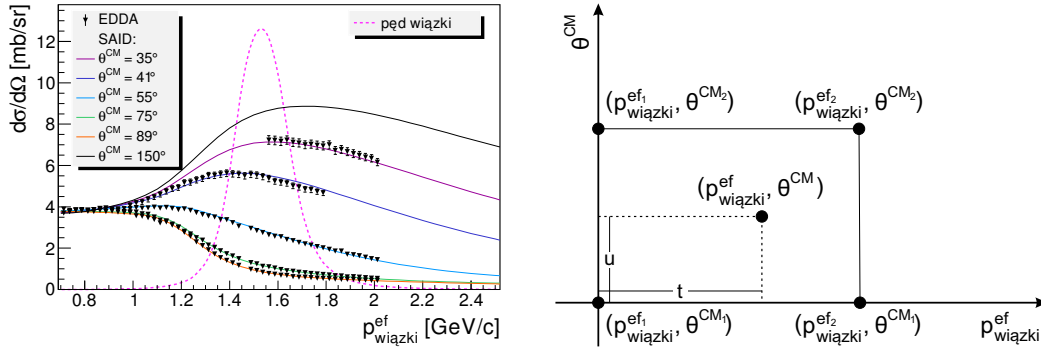
Różniczkowe przekroje czynne dla odpowiednich $p_{wiązki}^{ef}$ i θ^{CM} zostały oszacowane przy użyciu interpolacji dwuliniowej w płaszczyźnie „pęd–kąt rozpraszania” zgodnie z równaniem (10.11) [194]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(p_{wiązki}^{ef}, \theta^{CM}) = & (1-t)(1-u) \frac{d\sigma}{d\Omega}(p_{wiązki}^{ef_1}, \theta^{CM_1}) + t(1-u) \frac{d\sigma}{d\Omega}(p_{wiązki}^{ef_2}, \theta^{CM_1}) + \\ & tu \frac{d\sigma}{d\Omega}(p_{wiązki}^{ef_2}, \theta^{CM_2}) + (1-t)u \frac{d\sigma}{d\Omega}(p_{wiązki}^{ef_1}, \theta^{CM_2}), \end{aligned} \quad (10.11)$$

gdzie zmienne t i u są zdefiniowane w prawym panelu rysunku 10.3.

³Ten program dopasowuje oszacowania teoretyczne do istniejących danych eksperymentalnych. W niniejszej analizie użyto obliczeń bazujących na pracy [199].

⁴W omawianej analizie do oszacowania przekrojów czynnych użyto bazy danych SAID, ponieważ dane otrzymane przez kolaborację EDDA nie są wystarczające w interesującym nas zakresie kąta θ^{CM} i pędu $p_{wiązki}^{ef}$.



Rysunek 10.3. Lewy panel rysunku przedstawia różniczkowe przekroje czynne dla elastycznego rozpraszania proton-proton w funkcji efektywnego pędu wiązki $p_{\text{wiązki}}^{\text{ef}}$ dla różnych wartości kąta rozpraszania w układzie środka masy θ^{CM} . Czarnymi trójkątami pokazano dane eksperymentalne otrzymane przez kolaborację EDDA [195,196], natomiast krzywymi o różnych kolorach – obliczenia przy użyciu programu SAID [199,200]. Dodatkowo, różową linią przerywaną oznaczono rozkład efektywnego pędu wiązki $p_{\text{wiązki}}^{\text{ef}}$ dla kwaziswobodnej reakcji $pp \rightarrow pp$ otrzymany dla $p_{\text{wiązki}} \in (1.426, 1.635) \frac{\text{GeV}}{c}$. Prawy panel pokazuje metodę obliczenia różniczkowego przekroju czynnego $\frac{d\sigma}{d\Omega}(p_{\text{wiązki}}^{\text{ef}}, \theta^{\text{CM}})$ przy użyciu interpolacji dwuliniowej (rysunek ten zaczerpnięto z pracy [194]).

10.2.2 Kryteria selekcji zdarzeń $pd \rightarrow ppn_{sp}$

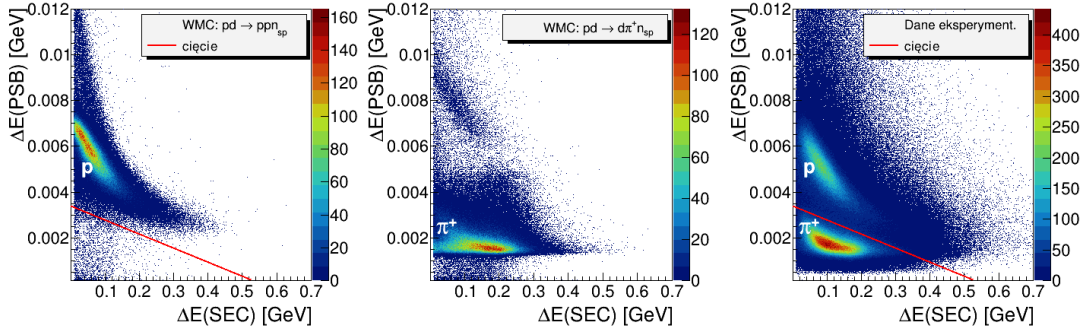
Analizę reakcji kwaziswobodnego rozpraszania protonów przeprowadzono dla danych eksperymentalnych bazując na wynikach symulacji WMC. W celu identyfikacji zdarzeń reakcji $pd \rightarrow ppn_{sp}$ zastosowano szereg warunków i cięć analogicznych do tych opisanych w pracach [47,50].

W omawianym eksperymencie warunkiem trygera nr 21, który został użyty do selekcji rozpraszania protonów, była rejestracja co najmniej jednej naładowanej cząstki w części przedniej detektora WASA i co najmniej jednej naładowanej cząstki w części środkowej (patrz podrozdział 5.2). Dla potrzeb tej analizy ustalono bardziej restrykcyjny warunek, wybierając dokładnie jedną naładowaną cząstkę w FD i dokładnie jedną naładowaną cząstkę w CD.

W pracy [47] została szczegółowo opisana analiza wszystkich możliwych reakcji tła dla kwaziswobodnego rozpraszania proton-proton podczas fuzji dwóch deuteronów. W przypadku niniejszej analizy dominującymi procesami tła są reakcje $pd \rightarrow d\pi^+n_{sp}$ oraz $pd \rightarrow pd$.

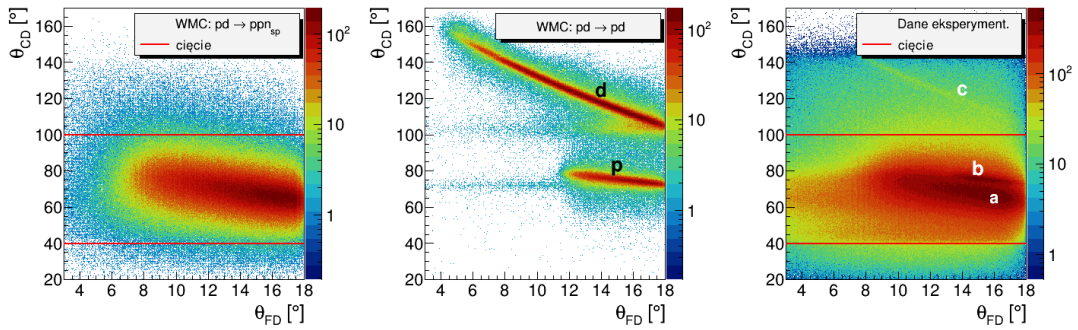
Aby wyeliminować piony pochodzące z reakcji $pd \rightarrow d\pi^+n_{sp}$, wykonano cięcie w funkcji strat energii w plastikowych scyntylatorach⁵ $\Delta E(\text{PSB})$ względem energii zdeponowanej w kalorymetrze elektromagnetycznym $\Delta E(\text{SEC})$. Odpowiednie widma $\Delta E(\text{PSB})-\Delta E(\text{SEC})$ dla danych eksperymentalnych oraz wyników symulacji WMC przedstawione są na rysunku 10.4 wraz z zastosowanym cięciem, zaznaczonym ukośną czerwoną linią.

⁵Szczegółowe wyjaśnienie użytych skrótów nazw poddetektorów aparatu WASA znajduje się w podrozdziale 4.2.



Rysunek 10.4. Porównanie widma strat energii w plastikowych scyntylatorach $\Delta E(\text{PSB})$ w odniesieniu do energii zdeponowanej w kalorymetrze elektromagnetycznym $\Delta E(\text{SEC})$ dla wyników symulacji WMC reakcji sygnału $pd \rightarrow ppn_{sp}$ (lewy panel) i reakcji tła $pd \rightarrow d\pi^+n_{sp}$ (środkowy panel) oraz dla danych eksperymentalnych (prawy panel). Zastosowane cięcie zaznaczono czerwoną linią.

Kolejne kryterium selekcji dotyczy wyeliminowania tła pochodzącego z reakcji elastycznego rozpraszania protonu wiązki na deuteronie tarczy $pd \rightarrow pd$. W tym celu na podstawie symulacji WMC wykonano cięcie w rozkładzie kąta biegunowego naładowanych cząstek zarejestrowanych w środkowej części detektora WASA, akceptując zdarzenia w zakresie $\theta_{CD} \in (40^\circ, 100^\circ)$ i eliminując tym samym deuterony z elastycznego rozpraszania w CD. Zastosowane kryterium przedstawiono na rysunku 10.5 poziomymi czerwonymi liniami.

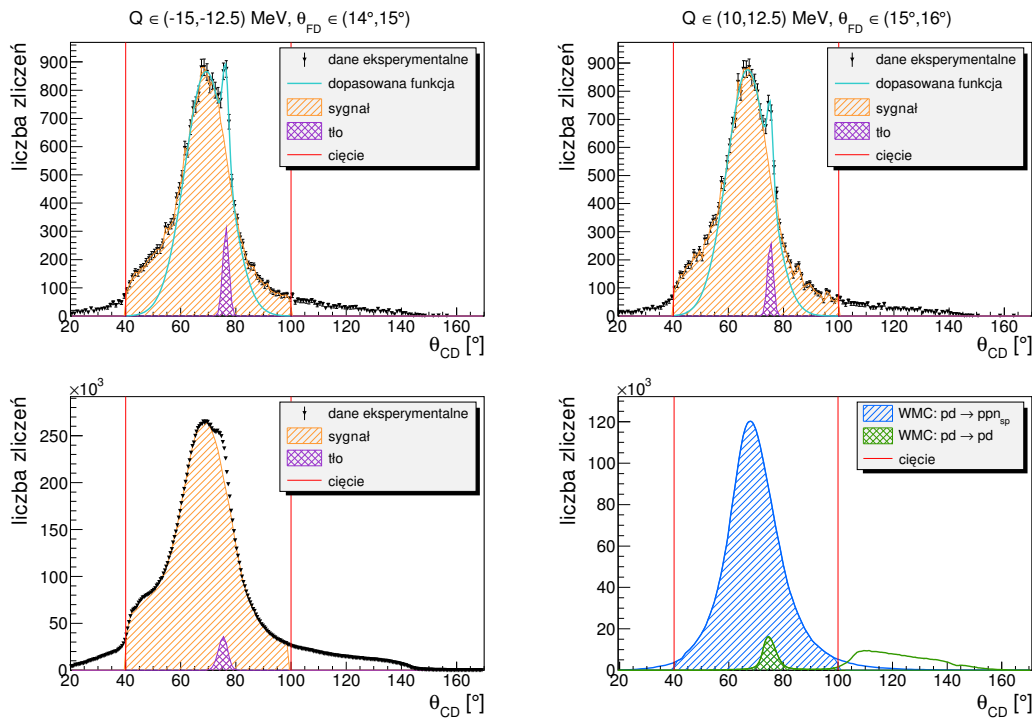


Rysunek 10.5. Korelacje między kątami biegunowymi θ_{CD} i θ_{FD} naładowanych cząstek zarejestrowanych odpowiednio w środkowej (CD) i przedniej (FD) części detektora WASA dla wyników symulacji WMC reakcji kwaziswabnego rozpraszania $pd \rightarrow ppn_{sp}$ (lewy panel) i reakcji tła $pd \rightarrow pd$ (środkowy panel) oraz uzyskane w eksperymencie (prawy panel). Zastosowane cięcie oznaczone jest poziomymi czerwonymi liniami. W widmie eksperymentalnym wskazane obszary oznaczają: (a) reakcję $pd \rightarrow ppn_{sp}$, (b) protony i (c) deuterony z reakcji $pd \rightarrow pd$. Przy odwzorowaniu spektr wykorzystano skalę logarytmiczną.

Po zastosowaniu tego warunku selekcji w widmie eksperymentalnym (prawy panel na rysunku 10.5) oprócz zdarzeń odpowiadających kwaziswabnemu rozpraszaniu $pd \rightarrow ppn_{sp}$ (lewy panel), istnieje wyraźna koncentracja zdarzeń w obszarze $\theta_{FD} \in (14^\circ, 17^\circ)$ i $\theta_{CD} \in (73^\circ, 77^\circ)$ odpowiadająca elastycznie rozproszo-

nym protonom z procesu $pd \rightarrow pd$ w CD (środkowy panel). Aby wyeliminować te zdarzenia, do rozkładu kąta biegunowego cząstek rejestrowanych w CD θ_{CD} (czarne punkty – patrz pierwszy wiersz na rysunku 10.6) dopasowano funkcję będącą sumą dwóch funkcji Gaussa (błękitna linia). Dopasowanie przeprowadzono dla poszczególnych interwałów energii dostępnej Q i kąta biegunowego cząstek wlatujących do FD θ_{FD} . Parametry tej funkcji zostały wykorzystane do wyznaczenia tła (fioletowe pole) i sygnału (pomarańczowe pole).

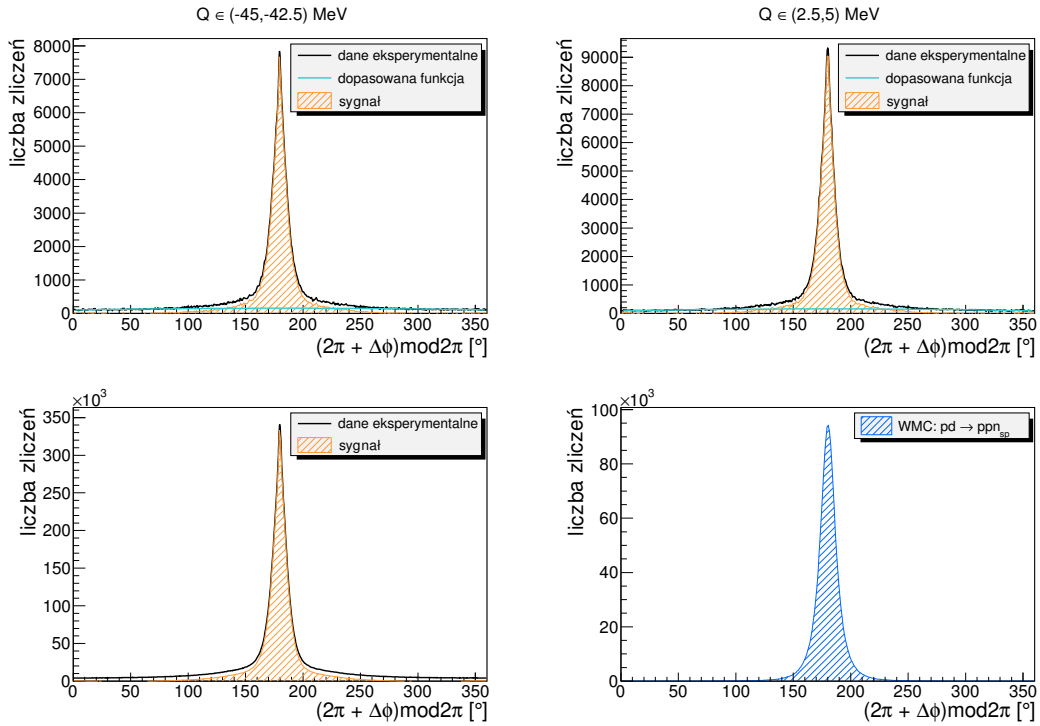
W drugim wierszu rysunku 10.6 przedstawiono porównanie widma θ_{CD} dla całego zakresu $Q \in (-70, 30) \text{ MeV}$ i $\theta_{FD} \in (3^\circ, 18^\circ)$ otrzymanego eksperymentalnie (lewy panel) oraz wyników symulacji WMC (prawy panel) dla reakcji sygnału $pd \rightarrow ppn_{sp}$ (niebieskie pole) i reakcji tła $pd \rightarrow pd$ (zielone pole).



Rysunek 10.6. Rozkład kąta biegunowego θ_{CD} naładowanych cząstek zarejestrowanych w środkowej części detektora WASA. *Pierwszy wiersz* przedstawia przykładowe widma dla dwóch interwałów $Q \in (-15, -12.5) \text{ MeV}$ i $\theta_{FD} \in (14^\circ, 15^\circ)$ oraz $Q \in (10, 12.5) \text{ MeV}$ i $\theta_{FD} \in (15^\circ, 16^\circ)$. Czarne punkty opisują dane pomiarowe, natomiast błękitna linia obrazuje funkcję dopasowaną do rozkładu. Sygnał po odjęciu tła oraz zastosowaniu kryterium selekcji jest oznaczony pomarańczowym polem, a pik od reakcji $pd \rightarrow pd$ – fioletowym polem. *W lewym panelu drugiego wiersza* pokazano widmo będące sumą rozkładów θ_{CD} otrzymanych eksperymentalnie dla wszystkich interwałów Q i θ_{FD} . *W prawym panelu* natomiast zaprezentowano wyniki symulacji WMC dla reakcji $pd \rightarrow ppn_{sp}$ (niebieskie pole) i $pd \rightarrow pd$ (zielone pole). Pionowe czerwone linie określają zastosowane kryterium selekcji ($\theta_{CD} \in (40^\circ, 100^\circ)$).

Ruch Fermiego nukleonów w deuteronie tarczy prowadzi do rozmycia w rozkładzie $\Delta\phi = \phi_{FD} - \phi_{CD}$, gdzie ϕ_{FD} i ϕ_{CD} to kąty azymutalne naładowanych

cząstek zarejestrowanych odpowiednio w przedniej i środkowej części detektora WASA. W idealnym przypadku, przy braku ruchu Fermiego, $\Delta\phi = 180^\circ$. W celu odjęcia tła pozostającego po selekcji w widmie $\Delta\phi$ przeprowadzono jego symetryzację używając funkcji $(2\pi + \Delta\phi)\text{mod}2\pi$, a następnie dopasowano wielomian drugiego stopnia do tła dla każdego z interwałów energii dostępnej Q . Przykładowe rozkłady $(2\pi + \Delta\phi)\text{mod}2\pi$ dla różnych interwałów Q zaprezentowano w pierwszym wierszu rysunku 10.7. Dane pomiarowe zaznaczono czarną krzywą, zaś błękitna linia ukazuje kwadratową funkcję dopasowaną do tła, a pomarańczowe pole przedstawia sygnał po odjęciu tła. Drugi wiersz tego rysunku odzwierciedla eksperymentalne widmo dla całego zakresu $Q \in (-70, 30) \text{ MeV}$ (lewy panel) oraz wynik symulacji reakcji $pd \rightarrow ppn_{sp}$ (prawy panel).



Rysunek 10.7. Rozkład $(2\pi + \Delta\phi)\text{mod}2\pi$, gdzie $\Delta\phi = \phi_{FD} - \phi_{CD}$ jest różnicą kątów azymutalnych naładowanych cząstek rejestrowanych w detektorach FD i CD. *Pierwszy wiersz* przedstawia przykładowe widma dla dwóch interwałów energii dostępnej $Q \in (-45, -42.5) \text{ MeV}$ i $Q \in (2.5, 5) \text{ MeV}$ (czarna krzywa), funkcję dopasowaną do tła (błękitna linia) oraz pik sygnału po odjęciu tła (pomarańczowe pole). *W lewym panelu drugiego wiersza* zaprezentowano sumę eksperymentalnych rozkładów $(2\pi + \Delta\phi)\text{mod}2\pi$ dla wszystkich interwałów Q przed (czarna krzywa) i po odjęciu tła (pomarańczowe pole). *Prawy panel* pokazuje natomiast wynik symulacji WMC dla reakcji $pd \rightarrow ppn_{sp}$.

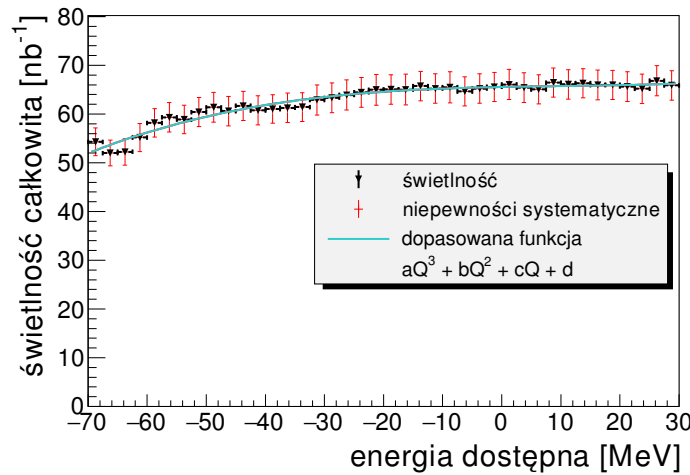
Porównując widma w drugim wierszu rysunku 10.7, można zauważyć, że rozkład $(2\pi + \Delta\phi)\text{mod}2\pi$ otrzymany z symulacji ma nieco inny kształt niż zmierzony w eksperymencie. Prawdopodobnie wynika to z faktu, że symulacje WMC kwaziswobodnego rozpraszania protonów przeprowadzono przy użyciu modelu rozkładu

pędu Fermiego w zakresie do 0.4 GeV (patrz rysunek 10.2). W rzeczywistości jednak ten zakres jest znacznie szerszy. Ponadto praca [201] pokazuje zgodność danych eksperymentalnych z modelem spektatora dla pędów do około 150 MeV z dokładnością $> 4\%$.

10.2.3 Otrzymany wynik

Zastosowanie kryteriów opisanych powyżej pozwoliło na wyselekcjonowanie reakcji $pd \rightarrow ppn_{sp}$ i wyznaczenie eksperymentalnej liczby zdarzeń \mathcal{N}_{eksp} . W analizie uwzględniono czynnik przeskalowania dedykowanego trygera, który wynosi 4000 (patrz podrozdział 5.2). Wyniki symulacji przeanalizowano dokładnie w taki sam sposób, jak dane eksperymentalne, a następnie każdemu zaakceptowanemu zdarzeniu została przypisana waga różniczkowego przekroju czynnego (patrz rysunek 10.3). To pozwoliło wyznaczyć liczbę zaakceptowanych wysymulowanych zdarzeń \mathcal{N}_{sym} i obliczyć całkę w mianowniku prawej części równania (10.3). Ponadto wzięto pod uwagę tak zwane zjawisko „cieniowania” (z ang. „*shadowing effect*”) protonu p_t przez neutron n_t w deuteronie [202], które prowadzi do zmniejszenia przekroju czynnego dla kwaziswobodnego rozpraszania o 4.5% [203].

Świetlność \mathcal{L} została obliczona przy użyciu wyrażenia (10.3) dla każdego interwału energii dostępnej Q . Uzyskany wynik świetlności całkowitej w funkcji Q został przedstawiony na rysunku 10.8 wraz z dopasowanym wielomianem trzeciego stopnia $aQ^3 + bQ^2 + cQ + d$, którego parametry podano w tabeli 10.1.



Rysunek 10.8. Świetlność całkowita w funkcji energii dostępnej $\mathcal{L}(Q)$ obliczona dla reakcji kwaziswobodnego rozpraszania $pd \rightarrow ppn_{sp}$ z błędami statystycznymi (czarne punkty) i niepewnością systematyczną (pionowe czerwone linie) oraz dopasowaną funkcją wielomianu trzeciego stopnia (błękitna krzywa).

Zgodnie z rysunkiem 10.8 świetlność stopniowo rośnie wraz ze zwiększaniem pędu wiązki do wartości energii dostępnej -30 MeV . Jest to spowodowane zmianą pokrywania się wiązki i tarczy w każdym cyklu przyspieszania [50]. Wartość świetlności całkowitej otrzymanej w tej analizie wynosi $\mathcal{L} = 2511 \frac{1}{nb}$.

Tabela 10.1. Parametry wielomianu $aQ^3 + bQ^2 + cQ + d$ dopasowanego do krzywej świetlności całkowitej $\mathcal{L}(Q)$ uzyskanej dla reakcji $pd \rightarrow ppn_{sp}$.

$a, \frac{1}{nb \cdot MeV^3}$	$b, \frac{1}{nb \cdot MeV^2}$	$c, \frac{1}{nb \cdot MeV}$	$d, \frac{1}{nb}$
$(2.38 \pm 0.29) \cdot 10^{-5}$	$(-7.58 \pm 1.93) \cdot 10^{-4}$	$(2.45 \pm 0.37) \cdot 10^{-2}$	65.56 ± 0.10

10.2.4 Analiza niepewności pomiarowych

Ważnym elementem wyznaczenia świetlności dla reakcji kwaziswobodnego rozpraszania jest analiza niepewności pomiarowych, które wynikają z wielu czynników.

Niepewność statystyczna dla każdego interwału energii dostępnej Q_i (indeksem i określono numer interwału) wyniosła mniej niż 0.1%, a do jej obliczenia użyto następującego wzoru:

$$\Delta \mathcal{L}_{stat_i} = \sqrt{\left(\frac{\partial \mathcal{L}_i}{\partial \mathcal{N}_{eksp_i}} \Delta \mathcal{N}_{eksp_i}\right)^2 + \left(\frac{\partial \mathcal{L}_i}{\partial \mathcal{N}_{sym_i}} \Delta \mathcal{N}_{sym_i}\right)^2}, \quad (10.12)$$

gdzie $\Delta \mathcal{N}_{eksp_i}$ oznacza błąd statystyczny liczby zdarzeń pomiarowych \mathcal{N}_{eksp_i} w danym interwale Q_i , a $\Delta \mathcal{N}_{sym_i} = \sqrt{\sum_j \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_j^2}$ to błąd statystyczny liczby zdarzeń wysymulowanych \mathcal{N}_{sym_i} , wyznaczony biorąc pod uwagę wagi przekroju czynnego $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_j$ dla każdego zdarzenia numerowanego indeksem j .

Zastosowanie kluczowych kryteriów selekcji dla rozkładów różnych zmiennych w analizie danych (patrz rysunki 10.4 i 10.5) jest źródłem niepewności systematycznej dla wartości świetlności $\Delta \mathcal{L}_{syst}$. W celu oszacowania błędu systematycznego spowodowanego zastosowanymi cięciami zmieniono ich zakres o $\pm 10\%$ oraz powtórzono pełną analizę danych. Niepewność ta została wyznaczona za pomocą wyrażenia:

$$\Delta \mathcal{L}_{syst_i} = \sqrt{\sum_k \left(\frac{|\mathcal{L}_i^{P_k=P_k^-} - \mathcal{L}_i^{bazowa}| + |\mathcal{L}_i^{P_k=P_k^+} - \mathcal{L}_i^{bazowa}|}{2}\right)^2}, \quad (10.13)$$

gdzie $\mathcal{L}_i^{P_k=P_k^-}$ i $\mathcal{L}_i^{P_k=P_k^+}$ oznaczają wartość świetlności uzyskaną po zmianie danego parametru P_k odpowiednio o -10% i $+10\%$, indeks k określa jego numer, natomiast symbol \mathcal{L}_i^{bazowa} wyraża wartość nominalnej świetlności. Indeks i wskazuje numer interwału energii dostępnej Q_i . Wartość tej niepewności wyniosła 2.5%.

Następnym przyczynkiem wpływającym na błąd systematyczny jest odcięcie tła w widmie kąta biegunowego θ_{CD} (patrz pierwszy wiersz rysunku 10.6), który wynosi 1.3%.

Dodatkowa niepewność systematyczna, związana ze zmianą funkcji dopasowanej do tła w rozkładzie $(2\pi + \Delta\phi) \bmod 2\pi$ (pierwszy wiersz rysunku 10.7) z wielomianu drugiego stopnia na prostą, wyniosła mniej niż 1%.

Kolejnym źródłem niepewności systematycznych jest założenie modelu rozkładu pędu Fermiego nukleonów wewnątrz deuteronu zastosowanego w symu-

lacjach Monte Carlo. Niniejsza analiza została przeprowadzona wykorzystując rozkład bazujący na potencjale paryskim [197]. Ponadto przeprowadzono również symulacje przy założeniu rozkładu dla potencjału CDBonn [198] (patrz rysunek 10.2). Różnica wyników związana z zastosowaniem tych modeli wynosi 0.2%.

Dodatkowo błąd systematyczny może pochodzić od założenia dwuliniowej interpolacji używanej do wyznaczenia przekrojów czynnych dla rozpraszania protonów (patrz prawy panel rysunku 10.3). W celu oszacowania tej niepewności wykonano obliczenia bazując na interpolacji liniowej oraz wybierając wartość przekroju czynnego w punkcie płaszczyzny „pęd–kąt rozpraszania” najbliższym do danych wartości $p_{wiązki}^{ef}$ i θ^{CM} . Wpływ różnicy zastosowanych metod był mniejszy niż 1%.

Uwzględniając to, że obliczenia bazujące na programie SAID [199,200] dobrze opisują pomiary wykonane przez kolaborację EDDA [195,196] (patrz lewy panel rysunku 10.3), wykorzystano błąd systematyczny wyznaczenia różniczkowego przekroju czynnego rozpraszania $pp \rightarrow pp$ na podstawie danych EDDA (2.7%).

Przy obliczeniach świelności zostało uwzględnione zjawisko ”cieniowania” [202, 203]. Jako że do tej pory nie oszacowano teoretycznie możliwego błędu od tego efektu, za niepewność systematyczną przyjęto jego połowę, czyli 2.25%.

Obliczając pierwiastek sumy kwadratów wyżej oszacowanych niepewności systematycznych, uzyskano całkowitą niepewność systematyczną dla świelności, która wynosi około 4.8%.

Przy obliczaniu świelności należy również uwzględnić niepewność związana z normalizacją danych uzyskanych przez kolaborację EDDA [195,196] (4%).

Całkowita świelność wyznaczona dla reakcji $pd \rightarrow ppn_{sp}$ wynosi zatem:

$$\mathcal{L} = (2511 \pm 2_{stat} \pm 120_{syst} \pm 100_{norm}) \frac{1}{nb}, \quad (10.14)$$

gdzie indeksy *stat*, *syst* i *norm* oznaczają odpowiednio niepewności statystyczne, systematyczne i normalizacyjne.

Błędy systematyczne świelności dla każdego interwału energii dostępnej Q_i zobrazowane są na rysunku 10.8 w postaci pionowych czerwonych linii. Całkowita wartość świelności jest zgodna w granicach niepewności z wynikiem uzyskanym dla niniejszego eksperymentu w oparciu o dwie alternatywne metody przedstawione w pracach [139,140]. Dodatkowo wykonano oszacowanie świelności całkowitej oparte na założeniach dotyczących parametrów tarczy pelletowej oraz właściwości wiązki protonowej, które jest przedstawione w załączniku B.

Część III
Dyskusja wyników

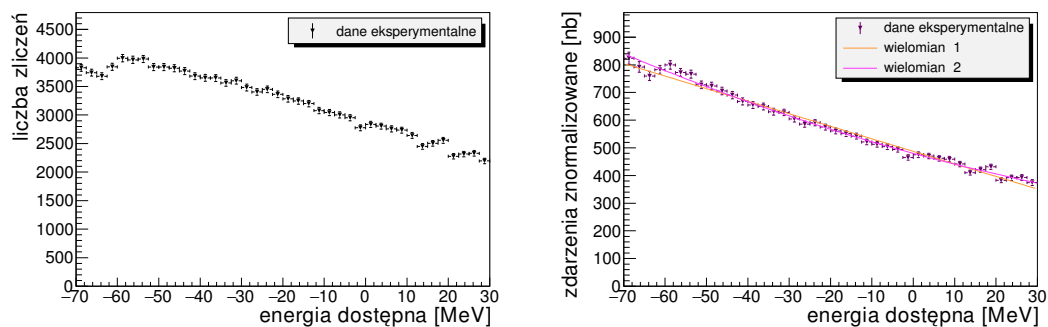
11

Funkcja wzbudzenia

W wyniku analizy danych zebranych w niniejszym eksperymencie wyznaczono krzywe wzbudzenia dla reakcji $pd \rightarrow dp\pi^0$ w celu poszukiwania sygnału od jądra mezonowego¹ ${}^3\text{He}-\eta$. Taki stan związany, gdyby istniał, przejawiałby się jako struktura rezonansowa na krzywej wzbudzenia dla badanego procesu poniżej progu na reakcję $pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta$.

Liczbę zdarzeń dla reakcji $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$ w funkcji energii dostępnej Q , po zastosowaniu wszystkich warunków i kryteriów selekcji przedstawionych w rozdziale 8, pokazano w lewym panelu rysunku 11.1.

Normalizację tej krzywej wzbudzenia przeprowadzono dzieląc liczbę zdarzeń zidentyfikowanych jako $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$ w każdym interwale energii dostępnej Q przez odpowiednią świetność całkowitą $\mathcal{L}(Q)$, obliczoną dla reakcji $pd \rightarrow ppn_{sp}$ (rysunek 10.8), i korygując przez wydajność rekonstrukcji (rysunek 9.2), wyznaczoną na podstawie symulacji Monte Carlo studiowanej reakcji (patrz rozdział 7). Końcową funkcję wzbudzenia dla badanego procesu (w jednostce przekroju czynnego) pokazano w prawym panelu na rysunku 11.1.



Rysunek 11.1. W lewym panelu czarnymi punktami przedstawiono eksperymentalną liczbę zdarzeń zidentyfikowanych jako $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$ po zastosowaniu wszystkich kryteriów selekcji opisanych w rozdziale 8. W prawym panelu fioletowymi punktami zaprezentowano funkcję wzbudzenia uzyskaną po normalizacji liczby zdarzeń badanej reakcji przez świetność i skorygowaną przez wydajność rekonstrukcji. Dodatkowo pokazano funkcje dopasowane do tej krzywej: liniową (pomarańczowa linia) i kwadratową (różowa linia).

¹Uzyskane wyniki zostały opublikowane przez autora niniejszej rozprawy w pracy [56].

12

Górna granica całkowitego przekroju czynnego dla reakcji $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$

Kształt uzyskanej krzywej wzbudzenia (prawy panel na rysunku 11.1) można dobrze opisać linią prostą (pomarańczowa linia dopasowana z $\chi^2 \sim 1.1$ na stopień swobody), lub funkcją kwadratową (różowa linia z $\chi^2 \sim 1.4$). Nie zaobserwowano wzrostu funkcji wzbudzenia poniżej progu na produkcję mezonu η , który można byłoby zinterpretować jako strukturę rezonansową. Dlatego została wyznaczona górna granica (z ang. *upper limit*) przekroju czynnego na produkcję i rozpad stanu związanego ${}^3\text{He}-\eta$ w kanale $pd \rightarrow dp\pi^0$. W tym celu założono, że sygnał od stanu związanego można opisać funkcją Breita-Wignera:

$$\sigma(Q, B_s, \Gamma, A) = A \cdot \frac{\frac{\Gamma^2}{4}}{(Q - B_s)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}, \quad (12.1)$$

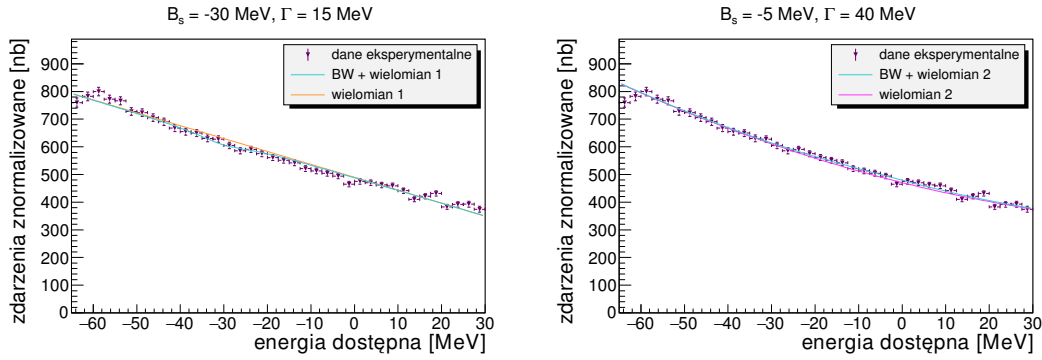
gdzie A oznacza amplitudę, czyli przekrój czynny dla energii centralnej (kiedy $Q = B_s$), B_s – energię wiązania, a Γ – szerokość stanu związanego.

Aby ilościowo oszacować górną granicę całkowitego przekroju czynnego dla reakcji $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$ do krzywej wzbudzenia dopasowano funkcję będącą sumą wielomianu opisującego tło i funkcji Breita-Wignera (12.1) opisującej sygnał. Dopasowanie przeprowadzono dla różnych kombinacji parametrów η -mezonowego jądra ${}^3\text{He}$: energii wiązania B_s i szerokości stanu związanego Γ w zakresie odpowiednio od -40 do 0 MeV i od 5 do 50 MeV . Przykładowe wyniki dopasowania zaprezentowano na rysunku 12.1. Do obliczenia górnej granicy użyto następującego wyrażenia:

$$\sigma_{\text{granica}}^{CL=90\%} = k \cdot \sigma_A, \quad (12.2)$$

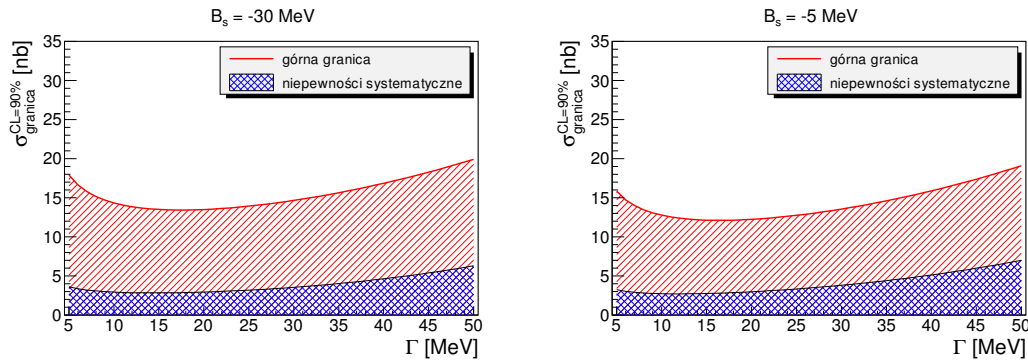
gdzie σ_A oznacza odchylenie standardowe amplitudy A otrzymane z opisanego powyżej dopasowania, a k jest współczynnikiem statystycznym równym 1.64485 [3] odpowiadającym poziomowi ufności (CL, z ang. *confidence level*) 90%.

Ostateczne wyniki uzyskano poprzez uśrednienie wartości górnych granic otrzymanych przy dopasowaniu funkcji liniowej i kwadratowej opisujących tło. Przykładowe wartości $\sigma_{\text{granica}}^{CL=90\%}$ dla różnych kombinacji parametrów jądra mezonowego ${}^3\text{He}-\eta$ podano w tabeli 12.1. Górna granica waha się w zakresie od 13 do 24 nb i zależy głównie od szerokości stanu związanego, podczas gdy zależność od energii wiązania jest słaba. Wyniki dla $B_s = -30$ MeV oraz $B_s = -5$ MeV przed-



Rysunek 12.1. Krzywa wzbudzenia dla reakcji $pd \rightarrow dp\pi^0$ dla przykładowych kombinacji parametrów stanu związanego B_s i Γ podanych nad wykresami. Fioletowe punkty pokazują dane uzyskane w eksperymencie, błękitna linia zaś przedstawia wynik dopasowania funkcją opisaną w tekście. Pomarańczowa linia ukazuje funkcję liniową dopasowania tła (*lewy panel*), natomiast różowa linia – alternatywną, kwadratową, funkcję tła (*prawy panel*).

stawiono na rysunku 12.2. Niebieskie pole w dolnej części widma pokazuje niepewności systematyczne opisane w następnym rozdziale. Uzyskaną górną granicę w funkcji parametrów B_s i Γ zaprezentowano na rysunku 12.3.

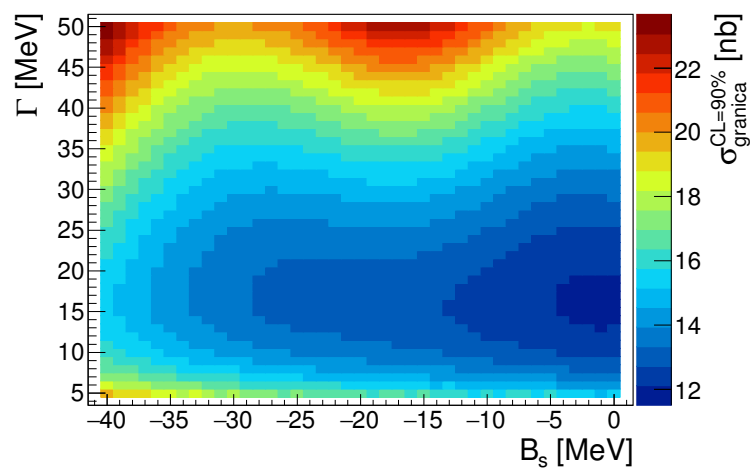


Rysunek 12.2. Górna granica całkowitego przekroju czynnego na produkcję i rozpad jądra mezonowego ${}^3\text{He}-\eta$ poprzez reakcję $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$ wyznaczona na poziomie ufności 90% w funkcji szerokości stanu związanego Γ (czerwone krzywe). Zaprezentowano przykładowe widma dla energii wiązania $B_s = -30 \text{ MeV}$ (*lewy panel*) i $B_s = -5 \text{ MeV}$ (*prawy panel*). Niebieskie pole na dole widm przedstawia niepewności systematyczne.

Wartość górnej granicy $\sigma_{\text{granica}}^{CL=90\%}$ uzyskana w niniejszej analizie jest około 3 razy mniejsza niż granica 70 nb [134] wyznaczona przez kolaborację COSY-11 dla reakcji $dp \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow {}^3\text{He}\pi^0$ i o około 3.5 razy mniejsza niż teoretycznie oszacowany przekrój czynny dla procesu $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$ (patrz dodatek A).

Tabela 12.1. Górna granica całkowitego przekroju czynnego na produkcję i rozpad jądra mezonowego ${}^3\text{He}-\eta$ w procesie $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$ wyznaczona na poziomie ufności 90%. Wartości $\sigma_{\text{granica}}^{CL=90\%}$ uzyskano przez uśrednienie wyników dopasowania do krzywej wzbudzenia funkcji będących sumą funkcji Breit-Wignera oraz wielomianów pierwszego i drugiego stopnia dla różnych parametrów stanu związanego B_s, Γ .

B_s, MeV	Γ, MeV	$\sigma_{\text{granica}}^{CL=90\%}, \text{nb}$	B_s, MeV	Γ, MeV	$\sigma_{\text{granica}}^{CL=90\%}, \text{nb}$
-40	5	20	-35	5	19
-40	10	16	-35	10	15
-40	15	15	-35	15	14
-40	20	16	-35	20	14
-40	25	16	-35	25	15
-40	30	17	-35	30	16
-40	35	19	-35	35	17
-40	40	20	-35	40	18
-40	45	22	-35	45	19
-40	50	24	-35	50	21
-30	5	18	-25	5	17
-30	10	14	-25	10	14
-30	15	14	-25	15	13
-30	20	13	-25	20	13
-30	25	14	-25	25	14
-30	30	15	-25	30	15
-30	35	16	-25	35	16
-30	40	17	-25	40	17
-30	45	18	-25	45	19
-30	50	20	-25	50	21
-20	5	17	-15	5	17
-20	10	14	-15	10	13
-20	15	13	-15	15	13
-20	20	13	-15	20	13
-20	25	14	-15	25	14
-20	30	15	-15	30	15
-20	35	16	-15	35	16
-20	40	18	-15	40	18
-20	45	20	-15	45	20
-20	50	22	-15	50	23
-10	5	16	-5	5	16
-10	10	13	-5	10	13
-10	15	13	-5	15	13
-10	20	13	-5	20	13
-10	25	13	-5	25	13
-10	30	14	-5	30	14
-10	35	15	-5	35	15
-10	40	17	-5	40	16
-10	45	19	-5	45	17
-10	50	21	-5	50	19



Rysunek 12.3. Górna granica całkowitego przekroju czynnego na poziomie ufności 90% uzyskana na podstawie dopasowania funkcji opisanej w tekście do krzywej wzbudzenia przy założeniu różnych parametrów stanu związanego B_s i Γ .

13

Analiza niepewności systematycznych

W celu właściwej interpretacji uzyskanych wyników wyznaczenia funkcji wzbudzenia i górnej granicy całkowitego przekroju czynnego badanej reakcji przeprowadzono analizę niepewności systematycznych analogicznie jak w pracach [47,50].

Na wyznaczenie funkcji wzbudzenia reakcji $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$ duży wpływ ma wybór kryteriów selekcji zdarzeń (patrz rozdział 8), niepewności systematyczne i normalizacji dla świetlności całkowitej (patrz rozdział 10) oraz zastosowanie różnych modeli teoretycznych rozpadu stanu związanego (patrz podrozdział 7.2). Dla obliczenia górnej granicy przekroju czynnego dodatkowo źródło błędów systematycznych jest związane z funkcją dopasowaną do tła.

Zmiana kryteriów selekcji zastosowanych w analizie (rysunki 8.4, 8.5, 8.6, 8.7, 8.8, 8.9) w granicach $\pm 10\%$ skutkuje błędem systematycznym wynoszącym około 8.5%. Niepewności systematyczne i normalizacyjne świetlności wyznaczone na podstawie reakcji kwaziswobodnego rozpraszania protonów wynoszą odpowiednio 4.8% i 4% (patrz podrozdział 10.2.4) oraz stanowią kolejny wkład do systematycznej niepewności funkcji wzbudzenia i górnej granicy. Istotnym źródłem błędów systematycznych jest przyjęte w symulacjach założenie rozkładu pędu rezonansu N^* wewnątrz jądra ${}^3\text{He}$. Niniejszą analizę przeprowadzono używając rozkładu pędu Fermiego dla N^* wyznaczonego przez Neelimą Kelkar *et al.* [51,52] (patrz podrozdział 7.2). Dodatkowo w tej analizie symulacje badanej reakcji przeprowadzono również przy założeniu, że rezonans N^* porusza się w układzie środka masy z rozkładem pędu tożsamym z rozkładem protonu wewnątrz ${}^3\text{He}$ [189] (fioletowa krzywa przerywana na rysunku 7.2). Błąd systematyczny w tym przypadku wynosi około 17%. Dopasowanie do tła funkcji liniowej i kwadratowej wprowadza dodatkową niepewność systematyczną, którą można oszacować jako połowę różnicy wyników uzyskanych przy dopasowaniu każdą z tych funkcji, czyli [48]:

$$\delta\sigma_{\text{granica}}^{CL=90\%} = \frac{\sigma_{\text{kwadr}} - \sigma_{\text{lin}}}{2}. \quad (13.1)$$

Ten błąd systematyczny zmienia się w granicy od około 2% (dla $\Gamma = 5 \text{ MeV}$) do 24% (dla $\Gamma = 50 \text{ MeV}$).

Obliczając pierwiastek sumy kwadratów wyżej oszacowanych wartości otrzymano niepewność systematyczną górnej granicy całkowitego przekroju czynnego na produkcję jądra mezonowego ${}^3\text{He}-\eta$, która waha się od 20% do 31%. Została ona pokazana niebieskim polem na rysunku 12.2.

Głównym celem badań opisanych w niniejszej rozprawie doktorskiej było poszukiwanie stanów związanych mezonu η z jądrem ${}^3\text{He}$ poprzez ekskluzywny pomiar funkcji wzbudzenia dla reakcji $pd \rightarrow dp\pi^0$. W pracy przedstawiono podstawy teoretyczne jąder η -mezonowych, historię ich poszukiwania w różnych eksperymentach, szczegółowy opis zastosowanej metody pomiarów, analizy danych zebranych w eksperymencie oraz zinterpretowano uzyskane wyniki.

Pomiaru dokonano w 2014 roku przy użyciu wewnętrznej wiązki protonowej synchrotronu COSY rozproszonej na deuteronowej tarczy pelletowej. Do rejestracji produktów reakcji $pd \rightarrow dp\pi^0$ służył układ detekcyjny WASA. W celu zmniejszenia niepewności systematycznych podczas eksperymentu pęd wiązki powoli zmieniano w sposób ciągły w każdym cyklu przyspieszania w zakresie od 1.426 do 1.635 $\frac{\text{GeV}}{c}$, co odpowiada zakresowi energii dostępnej dla układu ${}^3\text{He}-\eta$ od -70 do $+30$ MeV.

Selekcję zdarzeń odpowiadających rozpadom η -mezonowego stanu związanego rozpoczęto od identyfikacji cząstek. Protony zidentyfikowano na podstawie pomiarów energii zdeponowanej w kalorymetrze elektromagnetycznym względem strat energii w cienkich scyntylatorach plastikowych. Neutralne piony π^0 zrekonstruowano bazując na rozkładzie masy niezmienniczej dwóch fotonów pochodzących z ich rozpadów. Deuterony zaś zidentyfikowano za pomocą techniki masy brakującej. W celu wyselekcjonowania obszaru kinematycznego odpowiadającego stanom związanym ${}^3\text{He}-\eta$ zastosowano cięcia w rozkładzie kąta względnego pomiędzy pionem i protonem w układzie środka masy, a także w widmie pędu deuteronu w układzie laboratoryjnym. Warunki i zakres zastosowanych cięć oparte zostały na symulacjach przeprowadzonych metodą Monte Carlo przy założeniu, iż rozpad stanu związanego ${}^3\text{He}-\eta$ przebiega przez absorpcję mezonu η na jednym z protonów wewnątrz jądra helu, który następnie zostaje wzbudzony do rezonansu $N^*(1535)$ i rozpada się na parę proton-pion. W takim mechanizmie deuteron pełni rolę spektatora.

Symulacje Monte Carlo dla procesu $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$ pozwoliły również wyznaczyć wydajność detekcji i rekonstrukcji. Uzyskana akceptacja geometryczna detektora WASA wyniosła około 30%, natomiast wydajność całego łańcucha analizy uwzględniająca wszystkie zastosowane warunki i kryteria selekcji wyniosła około 9%.

Całkowita świetlność w eksperymencie została wyznaczona w oparciu o reakcję kwazi-swobodnego rozpraszania protonów $pd \rightarrow ppn_{sp}$, a jej wartość wyniosła $\mathcal{L} = (2511 \pm 2_{stat} \pm 120_{syst} \pm 100_{norm}) \frac{1}{nb}$. Zależność świetlności od energii dostępnej użyto do normalizacji funkcji wzbudzenia badanej reakcji.

Końcową funkcję wzbudzenia uzyskano dzieląc liczbę zdarzeń zidentyfikowanych jako $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{związany} \rightarrow dp\pi^0$ w każdym interwale energii dostępnej poprzez wydajność rekonstrukcji i całkowitą świetlność. Uzyskana krzywa wzbudzenia nie ujawnia żadnej struktury rezonansowej poniżej progu na produkcję mezonu η , którą można by zinterpretować jako sygnał od rozpadu η -mezonowego jądra ${}^3\text{He}$ o szerokości mniejszej niż 50 MeV .

Wyznaczono więc górną granicę całkowitego przekroju czynnego na produkcję stanu związanego ${}^3\text{He}-\eta$ i jego rozpadu w kanale $pd \rightarrow dp\pi^0$. W celu jej ilościowego oszacowania do krzywej wzbudzenia dopasowano sumę wielomianu opisującego tło (pierwszego i drugiego stopnia) oraz funkcji Breita-Wignera (opisującej sygnał). Wartość górnej granicy otrzymana na poziomie ufności 90% waha się od 13 do 24 nb i zależy głównie od szerokości stanu związanego. Na uzyskany wynik duży wpływ ma wybór kryteriów selekcji, niepewność systematyczna wyznaczenia świetlności, zastosowanie różnych modeli teoretycznych opisujących jądro mezonowe ${}^3\text{He}-\eta$, a także niepewność związana z zastosowaniem dopasowania wielomianu do tła. W niniejszej analizie niepewność systematyczna wyznaczenia górnej granicy całkowitego przekroju czynnego waha się od 20% do 31%.

Górna granica przekroju czynnego dla reakcji $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{związany} \rightarrow dp\pi^0$ otrzymana w tej analizie jest około 3.5 razy mniejsza niż teoretycznie oszacowany przekrój czynny 80 nb [37] dla tego procesu i około trzykrotnie mniejsza od granicy 70 nb [134] wyznaczonej przez kolaborację COSY-11 dla reakcji $dp \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{związany} \rightarrow {}^3\text{He}\pi^0$. Pomiar ten stanowi ważne ograniczenie dla modeli teoretycznych produkcji η -mezonowego jądra ${}^3\text{He}$. W granicach, określonych w tej analizie, możliwe są jednak stany związane ${}^3\text{He}-\eta$ przy długościach rozpraszania $a_{\eta N}$ około 1 fm [83,84].

Końcowe wyniki analizy opisanej w niniejszej rozprawie doktorskiej zostały opublikowane w artykule [56].

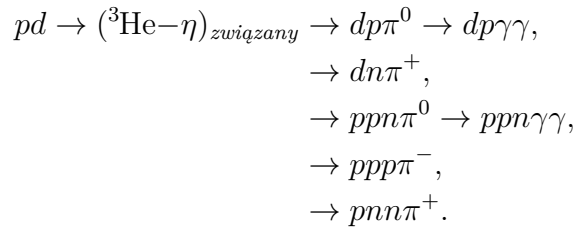
Załączniki

A

Oszacowanie przekroju czynnego na produkcję jądra mezonowego ${}^3\text{He}-\eta$ w reakcji fuzji proton-deuteron

Przewidywanie przekroju czynnego na produkcję jądra η -mezonowego jest zadaniem bardzo trudnym, ponieważ obejmuje obliczenia modelu układu kilkuciałoowego, a ponadto zależy od oddziaływania mezonu η z nukleonami wewnątrz jądra. Dlatego w celu oszacowania teoretycznej wartości przekroju czynnego wprowadzono hipotezę, że prawdopodobieństwo absorpcji mezonu η przez jądro ${}^3\text{He}$ jest tego samego rzędu, jak jego produkcji w reakcji $pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta$. Bazując na tym założeniu przekrój czynny na powstanie stanu związanego ${}^3\text{He}-\eta$ w reakcji fuzji protonu z deuteronem dla maksimum rozkładu Breita-Wignera wynosi około 400 nb (patrz lewy panel na rysunku 2.1).

Biorąc pod uwagę, że istnieje pięć najbardziej prawdopodobnych kanałów rozpadu stanu związanego ${}^3\text{He}-\eta$ poprzez absorpcję mezonu η w jądrze helu, wzbudzenie jednego z nukleonów do rezonansu $N^*(1535)$ i następnie jego deekscytację na parę pion-nukleon [37]:



i zakładając, iż prawdopodobieństwo rozpadu jądra mezonowego w każdym kanale jest równe $1/5$, możemy oszacować wartość przekroju czynnego jako $\sim 80 \text{ nb}$ na kanał.

B

Oszacowanie świetlności na podstawie własności wiązki i tarczy

W poniższym załączniku przedstawione jest oszacowanie świetlności całkowitej oparte na założeniach dotyczących własności tarczy deuteronowej oraz parametrów wiązki protonowej.

Równanie (10.1) opisujące świetlność chwilową możemy zapisać w następującej formie:

$$L(t) = n_{wiązki} \cdot \rho_{tarczy}, \quad (\text{B.1})$$

gdzie $n_{wiązki}$ oznacza liczbę protonów wiązki oddziałujących z tarczą w jednostce czasu, a ρ_{tarczy} jest powierzchniową gęstością tarczy.

Liczba $n_{wiązki}$ może być wyrażona następująco:

$$n_{wiązki} = f \cdot N_{wiązki}, \quad (\text{B.2})$$

gdzie f jest częstotliwością obiegu wiązki akceleratora (w niniejszym eksperymencie jej średnia wartość wynosiła $f = 1.391 \text{ MHz}$), natomiast $N_{wiązki}$ to liczba protonów w wiązce w pierścieniu akceleratora COSY (średnia to $3.1 \cdot 10^9$ cząstek).

Jeśli w jednym peliecie tarczy jest N_{pellet} deuteronów, to efektywną gęstość powierzchniową tarczy możemy opisać wzorem (przy założeniu 100% przekrywania się wiązki i tarczy):

$$\rho_{tarczy} = \frac{N_{pellet}}{A}, \quad (\text{B.3})$$

gdzie $A = \pi R_c^2$ jest przekrojem wiązki w położeniu tarczy (jej promień wynosi $R_c = 3 \text{ mm}$).

Liczba deuteronów w jednym peliecie produkowanym przez układ WASA-at-COSY dana jest zależnością:

$$N_{pellet} = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot R_{tarczy}^3 \cdot \rho_d \cdot \frac{n}{M} \cdot N_A, \quad (\text{B.4})$$

gdzie R_{tarczy} oznacza średni promień jednego pelletu ($15 \mu\text{m}$), ρ_d – gęstość pelletu (dla deuteru jest równa $0.162 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$), n jest liczbą atomów w jednej molekułe (dla deuteru ta liczba wynosi 2), natomiast M jest masą molową deuteru, która stanowi $4 \frac{\text{g}}{\text{mol}}$. Symbol N_A oznacza stałą Avogadro ($6.023 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{mol}}$).

Biorąc pod uwagę, że w rzeczywistości przekrywanie się wiązki i tarczy wynosi około 50% [47] i straty wiązki akceleratora wynoszą 50% [143], szacowana

świetlnosc chwilowa osiąga wartość $L(t) \sim 2.63 \cdot 10^{30} \frac{1}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}$. Dla czasu pomiaru $T = 245$ godzin (patrz rozdział 5) otrzymujemy wartość świetlności całkowitej $\mathcal{L} = 2319 \frac{1}{\text{nb}}$. Wartość ta jest niższa niż uzyskana z analizy reakcji $pd \rightarrow ppn_{sp}$ (patrz rozdział 10). Warto mieć jednak na uwadze, że opisane wyżej własności wiązki i tarczy mogą się znacznie różnić podczas cyklu przyspieszania, więc uzyskany wynik należy traktować jako bardzo przybliżony szacunek.

Bibliografia

- [1] W. Tatarkiewicz. *Historia filozofii*, tom 1: „Filozofia starożytna i średniowieczna”. Warszawa: Wydawnictwo Naukowe PWN (1981), 386 str. ISBN 83-01-02581-6.
- [2] A. Łukasik. „Atomizm dawniej i dziś. O niewspółmierności ontologicznej klasycznego i kwantowo-mechanicznego pojęcia elementarnych składników materii”. *Studia Philosophiae Christianae* **45** (2009), 133.
- [3] P. A. Zyla *et al.* (Particle Data Group). “Review of particle physics”. *Prog. Theor. Exp. Phys.* **8** (2020), 083C01. doi:10.1093/ptep/ptaa104.
- [4] D. H. Perkins. *Wstęp do fizyki wysokich energii* [tł. P. Rączka]. Warszawa: Wydawnictwo Naukowe PWN, drugie wydanie (2005), 426 str. ISBN 83-01-14246-4.
- [5] E. Friedman, A. Gal. “In-medium nuclear interactions of low-energy hadrons”. *Phys. Rep.* **452** (2007), 89. doi:10.1016/j.physrep.2007.08.002.
- [6] T. Yamazaki, S. Hirenzaki, R. S. Hayano, H. Toki. “Deeply bound pionic states in heavy nuclei”. *Phys. Rep.* **514** (2012), 1. doi:10.1016/j.physrep.2012.01.003.
- [7] C. Curceanu *et al.* “The modern era of light kaonic atom experiments”. *Rev. Mod. Phys.* **91** (2019), 025006. doi:10.1103/RevModPhys.91.025006.
- [8] M. Danysz, J. Pniewski. “Delayed disintegration of a heavy nuclear fragment”. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* **44** (1953), 348. doi:10.1080/14786440308520318.
- [9] A. Gal, E. V. Hungerford, D. J. Millener. “Strangeness in nuclear physics”. *Rev. Mod. Phys.* **88** (2016), 035004. doi:10.1103/RevModPhys.88.035004.
- [10] S.-K. Choi *et al.* (Belle Collaboration). “Observation of a resonancelike structure in the $\pi^{+-}\psi'$ mass distribution in exclusive $B \rightarrow K\pi + -\psi'$ decays”. *Phys. Rev. Lett.* **100** (2008), 142001. doi:10.1103/PhysRevLett.100.142001.
- [11] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration). “Observation of structure in the J/ψ -pair mass spectrum”. *Sci. Bull.* **65** (2020), 1983. doi:10.1016/j.scib.2020.08.032.

- [12] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration). “Observation of $J/\psi p$ resonances consistent with pentaquark states in $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi K^- p$ decays”. *Phys. Rev. Lett.* **115** (2015), 072001. doi:10.1103/PhysRevLett.115.072001.
- [13] P. Adlarson *et al.* (WASA-at-COSY Collaboration). “Abashian-booth-crowe effect in basic double-pionic fusion: A new resonance?”. *Phys. Rev. Lett.* **106** (2011), 242302. doi:10.1103/PhysRevLett.106.242302.
- [14] P. Adlarson *et al.* (WASA-at-COSY Collaboration & SAID Data Analysis Center). “Evidence for a new resonance from polarized neutron-proton scattering”. *Phys. Rev. Lett.* **112** (2014), 202301. doi:10.1103/PhysRevLett.112.202301.
- [15] P. Adlarson *et al.* (WASA-at-COSY Collaboration). “Measurement of the $np \rightarrow np\pi^0\pi^0$ reaction in search for the recently observed $d^*(2380)$ resonance”. *Phys. Lett. B* **743** (2015), 325. doi:10.1016/j.physletb.2015.02.067.
- [16] M. Bashkanov. “A discovery of the dibaryon state with WASA-at-COSY”. *Acta Phys. Pol. B* **47** (2016), 341. doi:10.5506/APhysPolB.47.341.
- [17] C. Wilkin. “An introduction to mesic nuclei”. *Acta Phys. Pol. B* **47** (2016), 249. doi:10.5506/APhysPolB.47.249.
- [18] V. Metag, M. Nanova, E. Y. Paryev. “Meson-nucleus potentials and the search for meson-nucleus bound states”. *Prog. Part. Nucl. Phys.* **97** (2017), 199. doi:10.1016/j.pnpnp.2017.08.002.
- [19] R. S. Bhalerao, L. C. Liu. “Off-shell model for threshold pionic η production on a nucleon and for ηN scattering”. *Phys. Rev. Lett.* **54** (1985), 865. doi:10.1103/PhysRevLett.54.865.
- [20] Q. Haider, L. C. Liu. “Formation of an eta-mesic nucleus”. *Phys. Lett. B* **172** (1986), 257. doi:10.1016/0370-2693(86)90846-4. [Erratum: *Ibidem* **174** (1986), 465. doi:10.1016/0370-2693(86)91038-5].
- [21] L. C. Liu, Q. Haider. “Signature for the existence of eta-mesic nucleus”. *Phys. Rev. C* **34** (1986), 1845. doi:10.1103/PhysRevC.34.1845.
- [22] N. G. Kelkar, K. P. Khemchandani, N. J. Upadhyay, B. K. Jain. “Interaction of eta mesons with nuclei”. *Rep. Prog. Phys.* **76** (2013), 066301. doi:10.1088/0034-4885/76/6/066301.
- [23] M. Skurzok. “Status of the search for η -mesic nuclei with particular focus on η -helium bound states”. *Few-Body Syst.* **62** (2021), 5. doi:10.1007/s00601-020-01585-x.
- [24] D. Jido, H. Nagahiro, S. Hirenzaki. “Medium effects to the $N(1535)$ resonance and η mesic nuclei”. *Phys. Rev. C* **66** (2002), 045202. doi:10.1103/PhysRevC.66.045202.

- [25] D. Jido, H. Nagahiro, S. Hirenzaki. “Medium effects to the $N(1535)$ resonance and η mesic nuclei”. *Nucl. Phys. A* **721** (2003), C665. doi:10.1016/S0375-9474(03)01148-5.
- [26] T. Inoue, E. Oset. “ η in the nuclear medium within a chiral unitary approach”. *Nucl. Phys. A* **710** (2002), 354. doi:10.1016/S0375-9474(02)01167-3.
- [27] H. Nagahiro, D. Jido, S. Hirenzaki. “ η -nucleus interactions and in-medium properties of $N^*(1535)$ in chiral models”. *Phys. Rev. C* **68** (2003), 035205. doi:10.1103/PhysRevC.68.035205.
- [28] H. Nagahiro, D. Jido, S. Hirenzaki. “Formation of η -mesic nuclei by the (π, n) reaction and properties of $N^*(1535)$ in medium”. *Phys. Rev. C* **80** (2009), 025205. doi:10.1103/PhysRevC.80.025205.
- [29] S. D. Bass, A. W. Thomas. “ η bound states in nuclei: a probe of flavour-singlet dynamics”. *Phys. Lett. B* **634** (2006), 368. doi:10.1016/j.physletb.2006.01.071.
- [30] S. D. Bass. “Anomalous glue, η and η' mesons”. *Acta Phys. Pol. B Proc. Suppl.* **2** (2009), 11. URL: <https://www.actaphys.uj.edu.pl/S/2/1/11>.
- [31] S. D. Bass, A. W. Thomas. “ η - η' mixing in η -mesic nuclei”. *Acta Phys. Pol. B* **41** (2010), 2239. URL: <https://www.actaphys.uj.edu.pl/R/41/10/2239>.
- [32] J. Berger *et al.* “Identification of the $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ reaction very near threshold: cross section and deuteron tensor analyzing power”. *Phys. Rev. Lett.* **61** (1988), 919. doi:10.1103/PhysRevLett.61.919.
- [33] B. Mayer *et al.* “Reactions $pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta$ and $pd \rightarrow {}^3\text{He}\pi^+\pi^-$ near the η threshold”. *Phys. Rev. C* **53** (1996), 2068. doi:10.1103/PhysRevC.53.2068.
- [34] T. Mersmann *et al.* “Precision study of the η - ${}^3\text{He}$ system using the $dp \rightarrow {}^3\text{He}\eta$ reaction”. *Phys. Rev. Lett.* **98** (2007), 242301. doi:10.1103/PhysRevLett.98.242301.
- [35] J. Smyrski *et al.* “Measurement of the $dp \rightarrow {}^3\text{He}\eta$ reaction near threshold”. *Phys. Lett. B* **649** (2007), 258. doi:10.1016/j.physletb.2007.04.021.
- [36] J.-J. Xie *et al.* “Determination of the η - ${}^3\text{He}$ threshold structure from the low energy $pd \rightarrow \eta$ - ${}^3\text{He}$ reaction”. *Phys. Rev. C* **95** (2017), 015202. doi:10.1103/PhysRevC.95.015202.
- [37] P. Moskal, W. Krzemień, M. Skurzok. *Search for the η -mesic ${}^3\text{He}$ with WASA-at-COSY*. COSY Proposal No. **186.3**, Forschungszentrum Jülich (2014).
- [38] R. Maier *et al.* “Cooler Synchrotron COSY”. *Nucl. Phys. A* **626** (1997), 395. doi:10.1016/S0375-9474(97)00562-9.

- [39] R. Maier. “Cooler Synchrotron COSY – Performance and perspectives”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **390** (1997), 1. doi:10.1016/S0168-9002(97)00324-0.
- [40] R. A. Maier. “Cooler Synchrotron COSY”. *Nucl. Phys. News* **7** (1997), 5. doi:10.1080/10506899709410847.
- [41] J. Zabierowski *et al.* “The CELSIUS/WASA detector facility”. *Phys. Scripta T* **99** (2002), 159. doi:10.1238/physica.topical.099a00159.
- [42] Chr. Bargholtz *et al.* “The WASA detector facility at CELSIUS”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **594** (2008), 339. doi:10.1016/j.nima.2008.06.011.
- [43] H.-H. Adam *et al.* (WASA-at-COSY Collaboration). *Proposal for the Wide Angle Shower Apparatus at COSY-Jülich*. Forschungszentrum Jülich (2004). arXiv:nucl-ex/0411038.
- [44] D. Prasuhn, H. Schneider, U. Bechstedt, M. Wolke. “Installation and commissioning of the WASA detector”. *Annual Report 2006 Jül-4234*, FZJ Institut für Kernphysik, 9 (2007). URL: http://www.ikp.fz-juelich.de/AnnualReports/publications/AR2006/documents/AR2006_Highlights.pdf, [dostęp: 21.04.2021].
- [45] P. Adlarson *et al.* (WASA-at-COSY Collaboration). “Measurement of the $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ Dalitz plot distribution”. *Phys. Rev. C* **90** (2014), 045207. doi:10.1103/PhysRevC.90.045207.
- [46] O. Rundel, M. Skurzok, A. Khreptak, P. Moskal. “Search for the η -mesic helium in proton–deuteron reaction”. *Acta Phys. Pol. B* **48** (2017), 1807. doi:10.5506/APhysPolB.48.1807.
- [47] W. Krzemień. *Search for η -mesic ${}^4\text{He}$ with WASA-at-COSY*. Rozprawa doktorska, Uniwersytet Jagielloński, Kraków, Polska (2011). arXiv:1101.3103 [nucl-ex].
- [48] P. Adlarson *et al.* (WASA-at-COSY Collaboration). “Search for η -mesic ${}^4\text{He}$ with the WASA-at-COSY detector”. *Phys. Rev. C* **87** (2013), 035204. doi:10.1103/PhysRevC.87.035204.
- [49] P. Adlarson, ..., O. Khreptak *et al.* (WASA-at-COSY Collaboration). “Search for η -mesic ${}^4\text{He}$ in the $dd \rightarrow {}^3\text{He}\pi^0$ and $dd \rightarrow {}^3\text{He}\pi^-$ reactions with the WASA-at-COSY facility”. *Nucl. Phys. A* **959** (2017), 102. doi:10.1016/j.nuclphysa.2017.01.001.
- [50] M. Skurzok. *Search for η -mesic helium via $dd \rightarrow {}^3\text{He}\pi^0$ reaction by means of the WASA-at-COSY facility*. Rozprawa doktorska, Uniwersytet Jagielloński, Kraków, Polska (2016). arXiv:1509.01385 [nucl-ex].

- [51] N. G. Kelkar, H. Kamada, M. Skurzok. “N-N-N* model calculations for experimental η -mesic ${}^3\text{He}$ searches”. *Int. Jour. Mod. Phys. E* **28** (2019), 1950066. doi:10.1142/S0218301319500666.
- [52] N. G. Kelkar, D. Bedoya Fierro, H. Kamada, M. Skurzok. “Study of the N* momentum distribution for experimental η -mesic ${}^3\text{He}$ searches”. *Nucl. Phys. A* **996** (2020), 121698. doi:10.1016/j.nuclphysa.2020.121698.
- [53] A. Khreptak, O. Rundel, M. Skurzok. “Luminosity determination for the proton-deuteron reactions using quasi-free reactions with WASA-at-COSY facility”. *EPJ Web Conf.* **199** (2019), 05026. doi:10.1051/epjconf/201919905026.
- [54] A. Khreptak, M. Skurzok, O. Rundel. “Search for the ${}^3\text{He}-\eta$ bound state via $pd \rightarrow pd\pi^0$ reaction”. *Acta Phys. Pol. B* **51** (2020), 361. doi:10.5506/APhysPolB.51.361.
- [55] A. Khreptak, M. Skurzok, O. Rundel, P. Moskal. “Analysis of the $pd \rightarrow pd\pi^0$ reaction measured with WASA-at-COSY facility in order to search for η -mesic helium”. *Acta Phys. Pol. B Proc. Suppl.* **13** (2020), 835. doi:10.5506/APhysPolBSupp.13.835.
- [56] P. Adlarson, ..., A. Khreptak *et al.* (WASA-at-COSY Collaboration). “Search for the η mesic ${}^3\text{He}$ in the $pd \rightarrow dp\pi^0$ reaction with the WASA-at-COSY facility”. *Phys. Rev. C* **102** (2020), 044322. doi:10.1103/PhysRevC.102.044322.
- [57] H. Machner. “Search for quasi bound η mesons”. *J. Phys. G* **42** (2015), 043001. doi:10.1088/0954-3899/42/4/043001.
- [58] R. G. Newton. *Scattering theory of waves and particles*. New York, Heidelberg, Berlin: Springer-Verlag, drugie wydanie (1982), 743 str. ISBN 0-387-10950-1.
- [59] J. R. Taylor. *Scattering theory: The quantum theory on nonrelativistic collisions*. New York, London, Sydney, Toronto: John Wiley & Sons (1972), 478 str. ISBN 0-471-84900-6.
- [60] L. D. Landau, E. M. Lifszyc. *Mechanika kwantowa*, cz. 1: „Teoria nierelatywistyczna” [tł. L. Dobrzyński, A. Pindor]. Warszawa: Wydawnictwo Naukowe PWN, trzecie wydanie (2011), 704 str. ISBN 9788301167806.
- [61] S. Weinberg. *The quantum theory of fields*, tom 1: “Foundations”. Cambridge: Cambridge University Press (2005), 609 str. ISBN 978-0-521-55001-7.
- [62] A. R. White. “The past and the future of s-matrix theory”, w: *Scattering*, red. R. Pike, P. Sabatier. San Diego: Academic Press (2001), s. 1483. ISBN 978-0-12-613760-6.

- [63] N. N. Bogolubow, D. W. Szyrkow. *Pola kwantowe*. Moskwa: Nauka (1980), 319 str. [w j. rosyjskim: Н. Н. Боголюбов, Д. В. Ширков. *Квантовые поля*. Москва: Наука (1980), 319 с.].
- [64] J. A. Wheeler. “On the mathematical description of light nuclei by the method of resonating group structure”. *Phys. Rev.* **52** (1937), 1107. doi:10.1103/PhysRev.52.1107.
- [65] W. Heisenberg. “Die „beobachtbaren größen” in der theorie der elementarteilchen”. *Zeitschrift für Physik* **120** (1943), 513. doi:10.1007/BF01329800. *Ibidem* **120**(11), 673 (1943). doi:10.1007/BF01336936.
- [66] K. Bennaceur, J. Dobaczewski, M. Płoszajczak. “Continuum effects for the mean-field and pairing properties of weakly bound nuclei”. *Phys. Rev. C* **60** (1999), 034308. doi:10.1103/PhysRevC.60.034308.
- [67] W. Cassing, M. Stingl, A. Weiguny. “Scattering with absorptive interaction”. *Phys. Rev. C* **26** (1982), 22. doi:10.1103/PhysRevC.26.22.
- [68] S. A. Sofianos, S. A. Rakityansky. “On the possibility of eta mesic nucleus formation”, w: *Conference on Advances in Nuclear Physics and Related Areas*. 8-12 lipca 1997, Saloniki, Grecja, 570. arXiv:nucl-th/9707044 (1997).
- [69] A. Pevsner *et al.* “Evidence for a three-pion resonance near 550 MeV”. *Phys. Rev. Lett.* **7** (1961), 421. doi:10.1103/PhysRevLett.7.421.
- [70] A. Bramon, R. Escribano, M. D. Scadron. “The η - η' mixing angle revisited”. *Eur. Phys. J. C* **7** (1999), 271. doi:10.1007/s100529801009.
- [71] F. J. Gilman, R. Kauffman. “ η - η' mixing angle”. *Phys. Rev. D* **36** (1987), 2761. doi:10.1103/PhysRevD.36.2761. [Erratum: *Ibidem* **37** (1988), 3348. doi:10.1103/PhysRevD.37.3348].
- [72] M. Clajus, B. M. K. Nefkens. *πN Newsletter* **7** (1992), 76.
- [73] R. A. Arndt *et al.* “Dispersion relation constrained partial wave analysis of πN elastic and $\pi N \rightarrow \eta N$ scattering data: The baryon spectrum”. *Phys. Rev. C* **69** (2004), 035213. doi:10.1103/PhysRevC.69.035213.
- [74] R. A. Arndt *et al.* “Low-energy ηN interactions: Scattering lengths and resonance parameters”. *Phys. Rev. C* **72** (2005), 045202. doi:10.1103/PhysRevC.72.045202.
- [75] S. Prakhov *et al.* “Measurement of $\pi^- p \rightarrow \eta n$ from threshold to $p_{\pi^-} = 747$ MeV/c”. *Phys. Rev. C* **72** (2005), 015203. doi:10.1103/PhysRevC.72.015203.
- [76] B. Krusche, C. Wilkin. “Production of η and η' mesons on nucleons and nuclei”. *Prog. Part. Nucl. Phys.* **80** (2015), 43. doi:10.1016/j.ppnp.2014.10.001.

- [77] Q. Haider, L.-C. Liu. “Eta-mesic nuclei: Past, present, future”. *Int. Jour. Mod. Phys. E* **24** (2015), 1530009. doi:10.1142/S021830131530009X.
- [78] S. Wycech, A. M. Green, J. A. Niskanen. “Are there η -helium bound states?”. *Phys. Rev. C* **52** (1995), 544. doi:10.1103/PhysRevC.52.544.
- [79] G. L. Li, W. K. Cheng, T. T. S. Kuo. “On formation of η -meson-nucleus bound states”. *Phys. Lett. B* **195** (1987), 515. doi:10.1016/0370-2693(87)91564-4.
- [80] C. Wilkin. “Near-threshold production of η mesons”. *Phys. Rev. C* **47** (1993), R938. doi:10.1103/PhysRevC.47.R938.
- [81] N. G. Kelkar, K. P. Khemchandani, B. K. Jain. “Possible η -mesic ${}^3\text{He}$ states within the finite rank approximation”. *J. Phys. G* **32** (2006), L19. doi:10.1088/0954-3899/32/3/101.
- [82] N. G. Kelkar, K. P. Khemchandani, B. K. Jain. “ ηN scattering lengths favour ηd and $\eta\alpha$ states”. *J. Phys. G* **32** (2006), 1157. doi:10.1088/0954-3899/32/8/007.
- [83] N. Barnea, B. Bazak, E. Friedman, A. Gal. “Onset of η -nuclear binding in a pionless eft approach”. *Phys. Lett. B* **771** (2017), 297. doi:10.1016/j.physletb.2017.05.066. [Erratum: *Ibidem* **775** (2017), 364. doi:10.1016/j.physletb.2017.10.008].
- [84] N. Barnea, E. Friedman, A. Gal. “Onset of η -meson binding in the He isotopes”. *Nucl. Phys. A* **968** (2017), 35. doi:10.1016/j.nuclphysa.2017.07.021.
- [85] N. Ikeno, H. Nagahiro, D. Jido, S. Hirenzaki. “ η -nucleus interaction from the $d + d$ reaction around the η production threshold”. *Eur. Phys. J. A* **53** (2017), 194. doi:10.1140/epja/i2017-12381-7.
- [86] J.-J. Xie, W.-H. Liang, E. Oset. “ $\eta^4\text{He}$ interaction from the $dd \rightarrow \eta^4\text{He}$ reaction near threshold”. *Eur. Phys. J. A* **55** (2019), 6. doi:10.1140/epja/i2019-12693-6.
- [87] A. Fix, O. Kolesnikov. “Solution of the five-body $\eta^4\text{He}$ problem with separable pole expansion method”. *Phys. Lett. B* **772** (2017), 663. doi:10.1016/j.physletb.2017.07.034.
- [88] A. Fix, O. Kolesnikov. “Systematic few-body analysis of ηd , $\eta^3\text{He}$, and $\eta^4\text{He}$ interaction at low energies”. *Phys. Rev. C* **97** (2018), 044001. doi:10.1103/PhysRevC.97.044001.
- [89] S. A. Rakityansky, S. A. Sofianos, W. Sandhas, V. B. Belyaev. “Threshold scattering of the η -meson off light nuclei”. *Phys. Lett. B* **359** (1995), 33. doi:10.1016/0370-2693(95)01057-W.

- [90] S. A. Rakityansky *et al.* “Quasibound states of η -nucleus systems”. *Phys. Rev. C* **53** (1996), R2043. doi:10.1103/PhysRevC.53.R2043.
- [91] A. M. Green, J. A. Niskanen, S. Wycech. “ η -deuteron scattering”. *Phys. Rev. C* **54** (1996), 1970. doi:10.1103/PhysRevC.54.1970.
- [92] H. C. Chiang, E. Oset, L. C. Liu. “Width of bound eta in nuclei”. *Phys. Rev. C* **44** (1991), 738. doi:10.1103/PhysRevC.44.738.
- [93] Q. Haider, L. C. Liu. “Dependence of calculated binding energies and widths of η -mesic nuclei on treatment of subthreshold η -nucleon interaction”. *Phys. Rev. C* **66** (2002), 045208. doi:10.1103/PhysRevC.66.045208.
- [94] C. García-Recio, T. Inoue, J. Nieves, E. Oset. “ η bound states in nuclei”. *Phys. Lett. B* **550** (2002), 47. doi:10.1016/S0370-2693(02)02960-X.
- [95] K. Tsushima, D. Lu, A. Thomas, K. Saito. “Are η - and ω -nuclear states bound?”. *Phys. Lett. B* **443** (1998), 26. doi:10.1016/S0370-2693(98)01336-7.
- [96] K. Tsushima. “Study of ω -, η -, η' - and D^- -mesic nuclei”. *Nucl. Phys. A* **670** (2000), 198. doi:10.1016/S0375-9474(00)00098-1.
- [97] H. Machner. “Are there bound η -mesons?”. *Acta Phys. Pol. B* **45** (2014), 705. doi:10.5506/APhysPolB.45.705.
- [98] T. Ueda. “ $I = 0, J^P = 1^-$ quasibound state in the ηNN - πNN coupled system”. *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991), 297. doi:10.1103/PhysRevLett.66.297.
- [99] N. G. Kelkar. “Quantum reflection and dwell times of metastable states”. *Phys. Rev. Lett.* **99** (2007), 210403. doi:10.1103/PhysRevLett.99.210403.
- [100] S. Wycech, W. Krzemień. “Studies of mesic nuclei via decay reactions”. *Acta Phys. Pol. B* **45** (2014), 745. doi:10.5506/APhysPolB.45.745.
- [101] R. S. Hayano, S. Hirenzaki, A. Gillitzer. “Formation of η/ω -mesic nuclei using the recoilless ($d, {}^3\text{He}$) reaction”. *Eur. Phys. J. A* **6** (1999), 99. URL: <https://epja.epj.org/articles/epja/abs/1999/09/epja091/epja091.html>, [dostęp: 21.04.2021].
- [102] H. Nagahiro, S. Hirenzaki. “Formation of $\eta'(958)$ -mesic nuclei and axial $U_A(1)$ anomaly at finite density”. *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005), 232503. doi:10.1103/PhysRevLett.94.232503.
- [103] H. Nagahiro, M. Takizawa, S. Hirenzaki. “ η - and η' -mesic nuclei and $U_A(1)$ anomaly at finite density”. *Phys. Rev. C* **74** (2006), 045203. doi:10.1103/PhysRevC.74.045203.
- [104] S. D. Bass, P. Moskal. “ η' and η mesons with connection to anomalous glue”. *Rev. Mod. Phys.* **91** (2019), 015003. doi:10.1103/RevModPhys.91.015003.

- [105] J. J. Cobos-Martínez, K. Tsushima, G. Krein, A. W. Thomas. “ ϕ -meson–nucleus bound states”. *Phys. Rev. C* **96** (2017), 035201. doi:10.1103/PhysRevC.96.035201.
- [106] R. E. Chrien *et al.* “Search for bound states of the η meson in light nuclei”. *Phys. Rev. Lett.* **60** (1988), 2595. doi:10.1103/PhysRevLett.60.2595.
- [107] B. J. Lieb, L. C. Liu. “Search for nuclear bound states of the eta meson”. *Progress at LAMPF LA-11670-PR* (1988), 52. URL: <https://physicsresearch.net/LAMPF-ProgressReport1988.pdf>, [dostęp: 21.04.2021].
- [108] P. Moskal, M. Skurzok, W. Krzemień. “Status and perspectives of the search for eta-mesic nuclei”. *AIP Conf. Proc.* **1753** (2016), 030012. doi:10.1063/1.4955353.
- [109] J. D. Johnson *et al.* “Search for an η bound state in pion double charge exchange on ^{18}O ”. *Phys. Rev. C* **47** (1993), 2571. doi:10.1103/PhysRevC.47.2571.
- [110] Q. Haider, L. C. Liu. “Nuclear bound states of the η^0 meson and pion double-charge-exchange reactions”. *Phys. Rev. C* **36** (1987), 1636. doi:10.1103/PhysRevC.36.1636.
- [111] G. A. Sokol *et al.* “Search for η -mesic nuclei in photoproduction processes at LPI”. *Fizika B* **8** (1999), 85. arXiv:nucl-ex/9905006.
- [112] G. A. Sokol *et al.* „Odkrycie jąder η -mezonowych”. *Listy do czasopisma „Fizyka cząstek elementarnych i jądra atomowego”* **102** (2000), 71. URL: http://www1.jinr.ru/Archive/Pepan_letters/panl_5_2000/07_sokol.pdf, [dostęp: 21.04.2021; w j. rosyjskim: Г. А. Сокол и другие. „Обнаружение η -мезонных ядер”. *Письма в журнал „Физика элементарных частиц и атомного ядра”* **102** (2000), 71].
- [113] G. A. Sokol, A. I. L’vov, L. N. Pavlyuchenko. “Discovery of η -mesic nuclei”, w: *10th Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics*. 23-29 sierpnia 2001, Moskwa, Rosja, 188. doi:10.1142/9789812704948_0024. arXiv:nucl-ex/0111020 (2001).
- [114] G. A. Sokol, L. N. Pavlyuchenko. “Discovery and investigation of η -mesic nuclei in photoproduction processes”. *Phys. At. Nucl.* **71** (2008), 509. doi:10.1134/S1063778808030113.
- [115] A. I. Lebedev, V. A. Tryasuchev. “Cross sections for production of η nuclei by photons”. *J. Phys. G* **17** (1991), 1197. doi:10.1088/0954-3899/17/8/009.
- [116] V. A. Baskov *et al.* “Studies of eta-mesic nuclei at the LPI electron synchrotron”, w: *XXI International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems*. 10-15 września 2012, Dubna, Rosja, 102. arXiv:1212.6313 [nucl-ex] (2012).

- [117] S. V. Afanasiev *et al.* “Search results of η -mesic nuclei in the $d + C$ reaction in JINR”. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **219–220** (2011), 255. doi:10.1016/j.nuclphysbps.2011.10.105.
- [118] S. V. Afanasiev *et al.* “New status of the project “ η -nuclei” at the Nuclotron”. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **245** (2013), 173. doi:10.1016/j.nuclphysbps.2013.10.034.
- [119] C. Wilkin. “The legacy of the experimental hadron physics programme at COSY”. *Eur. Phys. J. A* **53** (2017), 114. doi:10.1140/epja/i2017-12295-4.
- [120] A. Budzanowski *et al.* (COSY-GEM Collaboration). “Search for η -mesic nuclei in a recoil-free transfer reaction”. *Phys. Rev. C* **79** (2009), 012201. doi:10.1103/PhysRevC.79.012201.
- [121] H. Machner. “Search for η -bound state”. *AIP Conf. Proc.* **1374** (2011), 397. doi:10.1063/1.3647167.
- [122] H. Machner. “Search for η -bound nuclei”. *Acta Phys. Pol. B* **41** (2010), 2221. URL: <https://www.actaphys.uj.edu.pl/R/41/10/2221>.
- [123] R. Frascaria *et al.* “Total $d + d \rightarrow \alpha + \eta$ cross sections near threshold”. *Phys. Rev. C* **50** (1994), R537. doi:10.1103/PhysRevC.50.R537.
- [124] N. Willis *et al.* “ η -helium quasi-bound states”. *Phys. Lett. B* **406** (1997), 14. doi:10.1016/S0370-2693(97)00650-3.
- [125] A. Wrońska *et al.* “Near-threshold η -meson production in the $dd \rightarrow {}^4\text{He}\eta$ reaction”. *Eur. Phys. J. A* **26** (2005), 421. doi:10.1140/epja/i2005-10185-0.
- [126] A. Budzanowski *et al.* “Cross section and tensor analysing power of the $dd \rightarrow \eta\alpha$ reaction near threshold”. *Nucl. Phys. A* **821** (2009), 193. doi:10.1016/j.nuclphysa.2009.02.004.
- [127] H.-H. Adam *et al.* “Hadronic ${}^3\text{He}\eta$ production near threshold”. *Phys. Rev. C* **75** (2007), 014004. doi:10.1103/PhysRevC.75.014004.
- [128] A. Khoukaz. “Investigation of the ${}^3\text{He}-\eta$ system with polarised beams at ANKE”. *Acta Phys. Pol. B* **45** (2014), 655. doi:10.5506/APhysPolB.45.655.
- [129] M. Papenbrock *et al.* “Absence of spin dependence in the final state interaction of the $\vec{d}p \rightarrow {}^3\text{He}\eta$ reaction”. *Phys. Lett. B* **734** (2014), 333. doi:10.1016/j.physletb.2014.05.079.
- [130] M. Pfeiffer *et al.* “Photoproduction of η -mesic ${}^3\text{He}$ ”. *Phys. Rev. Lett.* **92** (2004), 252001. doi:10.1103/PhysRevLett.92.252001.
- [131] F. Pheron *et al.* “Coherent photoproduction of η -mesons off ${}^3\text{He}$ – search for *eta*-mesic nuclei”. *Phys. Lett. B* **709** (2012), 21. doi:10.1016/j.physletb.2012.01.075.

- [132] C. Hanhart. “Comment on “Photoproduction of η -mesic ${}^3\text{He}$ ””. *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005), 049101. doi:10.1103/PhysRevLett.94.049101.
- [133] J. Smyrski *et al.* “Study of the ${}^3\text{He}-\eta$ system in $d-p$ collisions at COSY-11”. *Acta Phys. Slovaca* **56** (2006), 213. URL: <http://www.physics.sk/aps/pubs/2006/aps-2006-56-3-213.pdf>, [dostęp: 21.04.2021].
- [134] J. Smyrski *et al.* “Study of the ${}^3\text{He}-\eta$ system in $d-p$ collisions”. *Nucl. Phys. A* **790** (2007), 438. doi:10.1016/j.nuclphysa.2007.03.137.
- [135] J. Smyrski, W. Krzemień, P. Moskal. “Study of the $dp \rightarrow ppp\pi^-$ reaction near the η production threshold”. *Acta Phys. Pol. B Proc. Suppl.* **2** (2009), 133. URL: <https://www.actaphys.uj.edu.pl/S/2/1/133>.
- [136] W. Krzemień *et al.* “Search for the ${}^3\text{He}-\eta$ bound state at COSY-11”. *Int. Jour. Mod. Phys. A* **24** (2009), 576. doi:10.1142/S0217751X09044115.
- [137] P. Moskal, J. Smyrski. “Search for the η -mesic nuclei by means of COSY-11, WASA-at-COSY and COSY-TOF detector systems”. *Acta Phys. Pol. B* **41** (2010), 2281. URL: <https://www.actaphys.uj.edu.pl/R/41/10/2281>.
- [138] M. Skurzok *et al.* “Constraining the optical potential in the search for η -mesic ${}^4\text{He}$ ”. *Phys. Lett. B* **782** (2018), 6. doi:10.1016/j.physletb.2018.04.047.
- [139] O. Rundel. *Search for η -mesic ${}^3\text{He}$ in non-mesonic final states*. Rozprawa doktorska, Uniwersytet Jagielloński, Kraków, Polska (2019). arXiv:1905.04544 [hep-ex].
- [140] P. Adlarson, ..., A. Khreptak *et al.* (WASA-at-COSY Collaboration). “Search for η mesic ${}^3\text{He}$ with the WASA-at-COSY facility in the $pd \rightarrow {}^3\text{He}2\gamma$ and $pd \rightarrow {}^3\text{He}6\gamma$ reactions”. *Phys. Lett. B* **802** (2020), 135205. doi:10.1016/j.physletb.2020.135205.
- [141] M. Skurzok *et al.* “Non-mesonic decay of the η -mesic ${}^3\text{He}$ via $pd \rightarrow {}^3\text{He}2\gamma(6\gamma)$ reaction”. *Nucl. Phys. A* **993** (2020), 121647. doi:10.1016/j.nuclphysa.2019.121647.
- [142] D. Jido. “Chiral doublet model for the positive and negative parity nucleons”, w: *International Symposium on Hadron Spectroscopy, Chiral Symmetry and Relativistic Description of Bound Systems*. 24-26 lutego 2003, Tokio, Japonia, 293. arXiv:nucl-th/0312005 (2003).
- [143] N. Hüsken. *η and π^0 production in proton-deuteron fusion to ${}^3\text{He}X$ with WASA-at-COSY*. Rozprawa doktorska, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, Niemcy (2017).
- [144] D. Prasuhn *et al.* “Electron and stochastic cooling at COSY”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **441** (2000), 167. doi:10.1016/S0168-9002(99)01128-6.

- [145] W. Bräutigam *et al.* “Status and perspectives of the cyclotron JÜLIC as COSY injector”. *Nukleonika* **48** (2003), S123. URL: http://www.nukleonika.pl/www/back/full/vol48_2003/v48s2p123f.pdf, [dostęp: 21.04.2021].
- [146] H. Stockhorst *et al.* “Progress and developments at the Cooler Synchrotron COSY”, w: *8th European Particle Accelerator Conference (EPAC 2002)*. 3-7 czerwca 2002, Paryż, Francja, 629. URL: <https://cds.cern.ch/record/583430>, [dostęp: 21.04.2021].
- [147] H. J. Stein *et al.* “Present performance of electron cooling at COSY-Jülich”, w: *18th Conference on Charged Particle Accelerators (RuPAC 2002)*. 1-4 października 2002, Obninsk, Rosja, 1. arXiv:1101.5963 [physics.acc-ph] (2011).
- [148] B. Lorentz *et al.* “Status of the Cooler Synchrotron COSY-Juelich”, w: *9th European Particle Accelerator Conference (EPAC 2004)*. 5-9 lipca 2004, Lucerna, Szwajcaria, 1246. URL: <https://accelconf.web.cern.ch/e04/PAPERS/TUPLT043.PDF>, [dostęp: 21.04.2021].
- [149] V. Kamerdzhiiev *et al.* “2 MeV electron cooler for COSY and HESR – first results”, w: *5th International Particle Accelerator Conference (IPAC 2014)*. 15-20 czerwca 2014, Drezno, Niemcy, 765. doi:10.18429/JACoW-IPAC2014-MOPRI070.
- [150] H. Stockhorst. “Stochastic beam cooling”, w: *Symposium on threshold meson production in pp and pd interaction (COSY-11)*. 20-24 czerwca 2001, Kraków, Polska, 176.
- [151] S. Kullander, I. P. Zieliński. *Uppsala Accelerator News* **4** (1987).
- [152] H. Calén *et al.* *WASA: Wide Angle Shower Apparatus*. Proposal for a detector at CELSIUS from the WASA collaboration, TSL, Uppsala (1987).
- [153] T. Johansson. “CELSIUS physics: past, present, and future”. *Int. Jour. Mod. Phys. A* **20** (2005), 1588. doi:10.1142/S0217751X05023037.
- [154] “WASA finds a new home at COSY”. *Cern Courier* **45** (2005), 8. URL: <https://cds.cern.ch/record/1733763>, [dostęp: 21.04.2021].
- [155] M. Żurek. *Investigation of the charge symmetry breaking reaction $dd \rightarrow {}^4\text{He}\pi^0$ with the WASA-at-COSY facility*. Rozprawa doktorska, Universität Köln, Kolonia, Niemcy (2016).
- [156] Strona internetowa Polskiego Towarzystwa Fizycznego. URL: <https://www.ptf.net.pl>, [dostęp: 21.04.2021].
- [157] B. Trostell. “Vacuum injection of hydrogen micro-sphere beams”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **362** (1995), 41. doi:10.1016/0168-9002(95)00302-9.

- [158] C. Ekström *et al.* “Hydrogen pellet targets for circulating particle beams”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **371** (1996), 572. doi:10.1016/0168-9002(96)00009-5.
- [159] C. Ekström (CELSIUS/WASA Collaboration). “The CELSIUS/WASA pellet target system”. *Phys. Scripta T* **99** (2002), 169. doi:10.1238/physica.topical.099a00169.
- [160] T. Rausmann *et al.* “Status of the pellet target for the WASA@COSY experiment”. *Annual Report 2005 Jül-4212*, FZJ Institut für Kernphysik, 58 (2006). URL: http://www.ikp.fz-juelich.de/AnnualReports/publications/AR2005/documents/AR2005_Articles.pdf, [dostęp: 21.04.2021].
- [161] A. Winnemöller *et al.* “The WASA-at-COSY pellet target”. *Annual Report 2007 Jül-4262*, FZJ Institut für Kernphysik, 37 (2008). URL: http://www.ikp.fz-juelich.de/AnnualReports/publications/AR2007/documents/AR2007_Articles.pdf, [dostęp: 21.04.2021].
- [162] F. Bergmann *et al.* “The WASA-at-COSY pellet target”. *Annual Report 2008 Jül-4282*, FZJ Institut für Kernphysik, 52 (2009). URL: http://www.ikp.fz-juelich.de/AnnualReports/publications/AR2008/documents/AR2008_Articles.pdf, [dostęp: 21.04.2021].
- [163] “BC-400/BC-404/BC-408/BC-412/BC-416 Premium Plastic Scintillators”. BICRON Saint-Gobain Industrial Ceramics, Inc. (1998). URL: http://www.phys.ufl.edu/courses/phy4803L/group_I/muon/bicron_bc400-416.pdf, [dostęp: 21.04.2021].
- [164] R. J. M. Y. Ruber. *An ultra-thin-walled superconducting solenoid for meson-decay physics*. Rozprawa doktorska, Uppsala Universitet, Szwecja (1999).
- [165] I. Koch. *Measurement of $2\pi^0$ and $3\pi^0$ production in proton-proton collisions at a center of mass energy of 2.465 GeV*. Rozprawa doktorska, Uppsala Universitet, Szwecja (2004). URL: <http://www.diva-portal.org/smash/record.jsf?pid=diva2%3A164858>, [dostęp: 21.04.2021].
- [166] “Photomultiplier XP3112”. PHOTONIS S.A.S (2006). URL: <https://datasheetspdf.com/pdf-file/1026023/Photonis/XP3112/1>, [dostęp: 21.04.2021].
- [167] A. Pricking *et al.* “New Forward Window Hodoscope for WASA”. *Annual Report 2007 Jül-4262*, FZJ Institut für Kernphysik, 36 (2008). URL: http://www.ikp.fz-juelich.de/AnnualReports/publications/AR2007/documents/AR2007_Articles.pdf, [dostęp: 21.04.2021].
- [168] M. Janusz *et al.* “Test of the WASA Forward Proportional Chamber”. *Annual Report 2006 Jül-4234*, FZJ Institut für Kernphysik, 29 (2007).

- URL: http://www.ikp.fz-juelich.de/AnnualReports/publications/AR2006/documents/AR2006_Articles.pdf, [dostęp: 21.04.2021].
- [169] H. Calén *et al.* “Detector setup for a storage ring with an internal target”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **379** (1996), 57. doi:10.1016/0168-9002(96)00468-8.
- [170] C. Pauly. “Scintillator series tests for the WASA Forward Trigger Hodoscope renewal”. *Annual Report 2007 Jül-4262*, FZJ Institut für Kernphysik, 34 (2008). URL: http://www.ikp.fz-juelich.de/AnnualReports/publications/AR2007/documents/AR2007_Articles.pdf, [dostęp: 21.04.2021].
- [171] F. Bergmann. *Studies on the reaction $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ and search for C violation in the decay $\eta \rightarrow \pi^0 + e^0 + e^-$ with WASA-at-COSY*. Rozprawa doktorska, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, Niemcy (2017).
- [172] H. Kleines *et al.* “The new DAQ system for WASA at COSY”. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **53** (2006), 893. doi:10.1109/TNS.2006.873305.
- [173] H. Kleines *et al.* “Performance issues of the new DAQ system for WASA at COSY”. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **55** (2008), 261. doi:10.1109/TNS.2007.914033.
- [174] H. Kleines *et al.* “Development of the new DAQ System for WASA at COSY”. *Annual Report 2006 Jül-4234*, FZJ Institut für Kernphysik, 31 (2007). URL: http://www.ikp.fz-juelich.de/AnnualReports/publications/AR2006/documents/AR2006_Articles.pdf, [dostęp: 21.04.2021].
- [175] C. F. Redmer. *In search of the Box-Anomaly with the WASA facility at COSY*. Rozprawa doktorska, Bergische Universität Wuppertal, Niemcy (2010).
- [176] C. Zheng. “Matching Trigger efficiency of Forward Detector of WASA-at-COSY”. *Annual Report 2008 Jül-4282*, FZJ Institut für Kernphysik, 46 (2009). URL: http://www.ikp.fz-juelich.de/AnnualReports/publications/AR2008/documents/AR2008_Articles.pdf, [dostęp: 21.04.2021].
- [177] I. Antcheva *et al.* “ROOT – A C++ framework for petabyte data storage, statistical analysis and visualization”. *Comput. Phys. Commun.* **180** (2009), 2499. doi:10.1016/j.cpc.2009.08.005.
- [178] ROOT Data Analysis Framework. URL: <https://root.cern.ch>, [dostęp: 21.04.2021].
- [179] R. Brun, F. Rademakers. “ROOT – An object oriented data analysis framework”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **389** (1997), 81. doi:10.1016/S0168-9002(97)00048-X.

- [180] I. Fröhlich *et al.* “Pluto++: A Monte Carlo simulation tool for hadronic physics”, w: *XI International Workshop on Advanced Computing and Analysis Techniques in Physics Research (ACAT)*. 23-27 kwietnia 2007, Amsterdam, Królestwo Niderlandów, 1. doi:10.22323/1.050.0076. arXiv:0708.2382 [nucl-ex] (2007).
- [181] I. Fröhlich *et al.* “Design of the pluto event generator”. *J. Phys. Conf. Ser.* **219** (2010), 032039. doi:10.1088/1742-6596/219/3/032039.
- [182] M. A. Kagarlis. “Pluto++. A Monte Carlo simulation tool for hadronic physics”. *GSI Report 3*, Gesellschaft für Schwerionenforschung GmbH (2000). URL: <http://zefir.if.uj.edu.pl/cbm/Docs/Pluto/html/pluto.html>, [dostęp: 21.04.2021].
- [183] High Acceptance DiElectron Spectrometer. URL: <https://www-hades.gsi.de/>, [dostęp: 21.04.2021].
- [184] R. Brun *et al.* “GEANT: detector description and simulation tool”. *CERN Program Library Writeup Report No. W5013*, CERN (1994). doi:10.17181/CERN.MUHF.DMJ1.
- [185] V. Hejny, M. Hartmann, A. Mussgiller. “RootSorter: A new analysis framework for ANKE”. *Annual Report 2002 Jül-4052*, FZJ Institut für Kernphysik, 20 (2003). URL: <http://www.ikp.fz-juelich.de/AnnualReports/publications/AR2002/CHAP1/1120.pdf>, [dostęp: 21.04.2021].
- [186] S. Sawant. *Measurement of the $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ Dalitz plot distribution in pp collision with WASA-at-COSY*. Rozprawa doktorska, Indian Institute of Technology, Bombaj, Indie (2017).
- [187] R. Hagedorn. *Relativistic kinematics: a guide to the kinematics problems of high-energy physics*. New York, Amsterdam: W. A. Benjamin (1964), 166 str.
- [188] E. Byckling, K. Kajantie. *Particle kinematics*. London: John Wiley & Sons (1973), 319 str. ISBN 0471128856.
- [189] A. Nogga *et al.* “Three-nucleon bound states using realistic potential models”. *Phys. Rev. C* **67** (2003), 034004. doi:10.1103/PhysRevC.67.034004.
- [190] B. R. Jany. *Assembly and measurements of the electromagnetic calorimeter components for WASA-at-COSY setup*. Praca magisterska, Uniwersytet Jagielloński, Kraków, Polska (2006). arXiv:physics/0606110 [physics.ins-det].
- [191] D. Lersch. *Investigation of dipion final state interactions in $pp \rightarrow pp\eta[\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma]$ with the WASA-at-COSY facility*. Rozprawa doktorska, Bergische Universität Wuppertal, Niemcy (2014).

- [192] M. Nanova *et al.* (CBELSA/TAPS Collaboration). “In-medium ω mass from the $\gamma + \text{Nb} \rightarrow \pi^0\gamma + X$ reaction”. *Phys. Rev. C* **82** (2010), 035209. doi:10.1103/PhysRevC.82.035209.
- [193] P. Moskal. *η' meson production in the $pp \rightarrow pp\eta'$ reaction near threshold*. Rozprawa doktorska, Uniwersytet Jagielloński, Kraków, Polska (1998).
- [194] P. Moskal, R. Czyżykiewicz. “Luminosity determination for the quasi-free nuclear reactions”. *AIP Conf. Proc.* **950** (2007), 118. doi:10.1063/1.2819021.
- [195] D. Albers *et al.* (EDDA Collaboration). “Proton-proton elastic scattering excitation functions at intermediate energies”. *Phys. Rev. Lett.* **78** (1997), 1652. doi:10.1103/PhysRevLett.78.1652.
- [196] D. Albers *et al.* (EDDA Collaboration). “A precision measurement of pp elastic scattering cross-sections at intermediate energies”. *Eur. Phys. J. A* **22** (2004), 125. doi:10.1140/epja/i2004-10011-3.
- [197] M. Lacombe *et al.* “Parametrization of the deuteron wave function of the Paris N–N potential”. *Phys. Lett. B* **101** (1981), 139. doi:10.1016/0370-2693(81)90659-6.
- [198] R. Machleidt. “High-precision, charge-dependent Bonn nucleon-nucleon potential”. *Phys. Rev. C* **63** (2001), 024001. doi:10.1103/PhysRevC.63.024001.
- [199] R. A. Arndt, W. J. Briscoe, I. I. Strakovsky, R. L. Workman. “Updated analysis of NN elastic scattering to 3 GeV”. *Phys. Rev. C* **76** (2007), 025209. doi:10.1103/PhysRevC.76.025209.
- [200] The CNS Data Analysis Center. URL: <http://gwdac.phys.gwu.edu>, [do-step: 21.04.2021].
- [201] P. Moskal *et al.* “ η and η' mesons production at COSY-11”. *Int. Jour. Mod. Phys. A* **22** (2007), 305. doi:10.1142/S0217751X07035471.
- [202] R. J. Glauber. “High-energy collision theory”, w: *Lectures in theoretical physics*, tom 1, red. W. E. Brittin, L. C. Dunham. New York, London: Interscience Publishers (1959), 315.
- [203] E. Chiavassa *et al.* “ η -meson production in pd and pp collisions”. *Phys. Lett. B* **337** (1994), 192. doi:10.1016/0370-2693(94)91468-0.

Spis rysunków

1.1	Położenia biegunów macierzy rozpraszania S na zespolonych płaszczyznach pędu p i energii E odpowiadające stanowi związanemu, stanowi wirtualnemu i rezonansom	11
1.2	Schemat przedstawiający ruch biegunów macierzy rozpraszania na płaszczyźnie pędu dla przypadku zespolonego potencjału oddziaływania	12
2.1	Całkowity przekrój czynny dla reakcji $dp(pd) \rightarrow {}^3\text{He}\eta$ w funkcji energii dostępnej oraz całkowity przekrój czynny dla reakcji $dd \rightarrow {}^4\text{He}\eta$ w funkcji pędu mezonu η w układzie środka masy . . .	20
2.2	Górna granica całkowitego przekroju czynnego dla reakcji $dd \rightarrow ({}^4\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow {}^3\text{He}\pi^0$ i $dd \rightarrow ({}^4\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow {}^3\text{He}\pi^-$ w funkcji szerokości stanu związanego Γ	22
2.3	Krzywe wzbudzenia dla reakcji $pd \rightarrow {}^3\text{He}2\gamma$ oraz $pd \rightarrow {}^3\text{He}6\gamma$. . .	23
2.4	Górna granica całkowitego przekroju czynnego dla reakcji $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow {}^3\text{He}2\gamma(6\gamma)$ w funkcji położenia pikę energii wiązania dla stałej szerokości stanu związanego $\Gamma = 28.75 \text{ MeV}$. . .	23
4.1	Schemat kompleksu akceleratorowego COSY	30
4.2	Schemat układu detekcyjnego WASA-at-COSY	32
4.3	Schemat systemu tarczy pelletowej	33
4.4	Komora dryfowa MDC	35
4.5	Schemat przedniej, środkowej i tylnej części scyntylicyjnego poddetektora PSB	35
4.6	Schemat kalorymetru elektromagnetycznego SEC	36
4.7	Schemat licznika scyntylicyjnego FWC	37
4.8	Schemat jednego z modułów komory proporcjonalnej FPC służącej jako detektor śladowy	38
4.9	Schemat pierwszej warstwy hodoskopu FTH	39
4.10	Schemat hodoskopu FRH w konfiguracji używanej podczas eksperymentu opisanego w niniejszej pracy	39
4.11	Schemat blokowy elementów składających się na system akwizycji danych DAQ układu detekcyjnego WASA-at-COSY	40

6.1	Schemat blokowy łańcucha analizy danych eksperymentalnych i wysymulowanych zdarzeń przy użyciu platformy do analizy danych RootSorter	50
7.1	Schemat procesu powstania i rozpadu jądra mezonowego ${}^3\text{He}-\eta$ w reakcji $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$	52
7.2	Porównanie względnego rozkładu pędu Fermiego rezonansu $N^*(1535)$ w układzie N^* -deuteron, uzyskanego dla trzech różnych energii wiązania, oraz pędu protonu wewnątrz jądra ${}^3\text{He}$	54
7.3	Akceptancja geometryczna detektora WASA-at-COSY w przypadku reakcji $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0 \rightarrow dp\gamma\gamma$ dla różnych modeli rozkładu pędu Fermiego w jądrze ${}^3\text{He}$: dla N^* w układzie N^* - d oraz protonu w ${}^3\text{He}$	55
7.4	Rozkład Breit-Wignera masy niezmienniczej $\sqrt{s_{pd}}$ stanu związanego ${}^3\text{He}-\eta$	56
7.5	Rozkład kąta względnego $\vartheta_{\pi^0-p}^{CM}$ między protonem i π^0 widziany w układzie środka masy dla reakcji sygnału $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$ oraz dla reakcji bezpośredniej $pd \rightarrow dp\pi^0$	57
8.1	Rozkład masy niezmienniczej dla kombinacji dwóch fotonów zarejestrowanych w kalorymetrze elektromagnetycznym uzyskany z pomiaru reakcji $pd \rightarrow dp\pi^0$	60
8.2	Rozkłady kątowe dla deuteronów, protonów i fotonów powstających w reakcji $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0 \rightarrow dp\gamma\gamma$	62
8.3	Układ detekcyjny WASA-at-COSY z zaznaczonymi produktami końcowymi reakcji $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0 \rightarrow dp\gamma\gamma$ oraz akceptancją geometryczną FD i CD	62
8.4	Widma strat energii w plastikowych scyntylatorach $\Delta E(\text{PSB})$ w odniesieniu do energii zdeponowanej w kalorymetrze elektromagnetycznym $\Delta E(\text{SEC})$	63
8.5	Identyfikacja neutralnych pionów na podstawie masy niezmienniczej fotonów pochodzących z rozpadu $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	64
8.6	Rozkład pędu dodatkowych neutralnych klastrów $p_{\gamma_{\text{dod}}}$	65
8.7	Rozkład masy brakującej m_X dla reakcji $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow Xp\pi^0$	66
8.8	Rozkład kąta względnego $\vartheta_{\pi^0-p}^{CM}$ między pionem i protonem w układzie środka masy	67
8.9	Rozkład pędu deuteronu w układzie laboratoryjnym p_d	67
9.1	Wygenerowane widma kinematyczne produktów końcowych reakcji $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0 \rightarrow dp\gamma\gamma$	70

9.2	Akceptancja geometryczna detektora WASA na jednoczesną detekcję wszystkich produktów końcowych reakcji sygnału $pd \rightarrow (^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0 \rightarrow dp\gamma\gamma$, wydajność rekonstrukcji zdarzeń dla reakcji sygnału i dla dominującej reakcji tła $pd \rightarrow dp\pi^0$ w funkcji energii dostępnej Q . Przykładowa wydajność detekcji i rekonstrukcji sygnału dla kilku wybranych energii wiązania B_s i szerokości Γ stanu związanego $^3\text{He}-\eta$	71
10.1	Schemat reakcji kwaziswobodnego rozpraszania	74
10.2	Rozkład pędu Fermiego nukleonów wewnątrz deuteronu	76
10.3	Różniczkowe przekroje czynne dla elastycznego rozpraszania proton-proton w funkcji efektywnego pędu wiązki $p_{\text{wiązki}}^{ef}$ dla różnych wartości kąta rozpraszania w układzie środka masy θ^{CM} . Interpolacja dwuliniowa różniczkowego przekroju czynnego	78
10.4	Widma strat energii w plastikowych scyntylatorach $\Delta E(\text{PSB})$ w odniesieniu do energii zdeponowanej w kalorymetrze elektromagnetycznym $\Delta E(\text{SEC})$ dla wyników symulacji WMC reakcji sygnału $pd \rightarrow ppn_{sp}$ i reakcji tła $pd \rightarrow d\pi^+n_{sp}$ oraz dla danych eksperymentalnych	79
10.5	Korelacje między kątami biegunowymi θ_{FD} i θ_{CD} naładowanych cząstek zarejestrowanych odpowiednio w środkowej (CD) i przedniej (FD) części detektora WASA	79
10.6	Rozkład kąta biegunowego θ_{CD} naładowanych cząstek zarejestrowanych w środkowej części detektora WASA	80
10.7	Rozkład $(2\pi + \Delta\phi)\text{mod}2\pi$	81
10.8	Świetlność całkowita w funkcji energii dostępnej $\mathcal{L}(Q)$ obliczona dla reakcji kwaziswobodnego rozpraszania $pd \rightarrow ppn_{sp}$	82
11.1	Eksperymentalna liczba zdarzeń i funkcja wzbudzenia reakcji $pd \rightarrow (^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$ po zastosowaniu wszystkich kryteriów selekcji	87
12.1	Krzywa wzbudzenia dla reakcji $pd \rightarrow dp\pi^0$ dla przykładowych kombinacji parametrów stanu związanego B_s i Γ z dopasowaną funkcją	90
12.2	Górna granica całkowitego przekroju czynnego na produkcję i rozpad jądra mezonowego $^3\text{He}-\eta$ poprzez reakcję $pd \rightarrow (^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$ wyznaczona na poziomie ufności 90% w funkcji szerokości stanu związanego Γ dla $B_s = -30 \text{ MeV}$ i $B_s = -5 \text{ MeV}$	90
12.3	Górna granica całkowitego przekroju czynnego na poziomie ufności 90% uzyskana przy założeniu różnych parametrów stanu związanego B_s i Γ	92

Spis tablic

4.1	Właściwości układu tarczy pelletowej w eksperymencie WASA-at-COSY	34
5.1	Parametry wiązki protonowej akceleratora COSY w eksperymencie nr 186.3 (21 V – 2 VI 2014 r)	44
5.2	Struktura cyklu przyspieszania wiązki protonowej akceleratora COSY w eksperymencie nr 186.3 (21 V – 2 VI 2014 r)	44
5.3	Aktywne trygery użyte do analizy danych	45
9.1	Całkowita wydajność rekonstrukcji zdarzeń dla reakcji $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$ na różnych etapach analizy	71
10.1	Parametry wielomianu aQ^3+bQ^2+cQ+d dopasowanego do krzywej światłości całkowitej $\mathcal{L}(Q)$ uzyskanej dla reakcji $pd \rightarrow ppn_{sp}$	83
12.1	Górna granica całkowitego przekroju czynnego na produkcję i rozpad jądra mezonowego ${}^3\text{He}-\eta$ w procesie $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{związany}} \rightarrow dp\pi^0$ wyznaczona na poziomie ufności 90%	91

