



NARODOWE CENTRUM BADAŃ JĄDROWYCH
ul. Andrzeja Sołtana 7
05-400 Otwock

WPLYW STRUKTURY JĄDRA ^{20}Ne
NA REAKCJE Z JEGO UDZIAŁEM

Izabela Strojek

Praca doktorska wykonana
w Narodowym Centrum Badań Jądrowych
pod kierunkiem prof. dra hab. Krzysztofa Ruska

Warszawa, grudzień 2012 r.

Gdyby ktoś mniemał, że coś „wie”, to jeszcze nie wie, jak wiedzieć należy
1Kor 8,2

Podziękowania

Praca doktorska jest efektem działań wielu ludzi, którzy w większym bądź mniejszym stopniu przyczynili się do jej końcowego kształtu i formy.

W pierwszej kolejności pragnę gorąco podziękować swojemu promotorowi, prof. dr. hab. Krzysztofowi Ruskowi za okazaną cierpliwość i zaufanie pokładane w moje możliwości. Jego pomoc nie ograniczała się tylko do spraw bezpośrednio związanych z pracą doktorską, ale dotyczyła również wielu kwestii wykraczających poza zakres obowiązków promotora. Jego rozległa wiedza z zakresu fizyki jądrowej, w szczególności doskonała znajomość tematyki reakcji jądrowych, oraz umiejętność przekazywania tej wiedzy towarzyszyły mi w czasie całego doktoratu a w sposób najbardziej intensywny podczas etapu końcowego – pisania pracy.

Niezastąpioną pomoc przy samym eksperymencie, zarówno na etapie przygotowań jak i wykonania i analizy danych uzyskałam od prof. dr. hab. Ernesta Piaseckiego, wcześniejszego kierownika grupy BARIERA. Jego wieloletnie doświadczenie fizyka eksperymentatora umożliwiło, pomimo pojawiających się trudności i nieprzewidzianych zdarzeń, sprawne i efektywne przeprowadzenie obu eksperymentów.

Szczególne podziękowania należą się również obecnemu kierownikowi grupy, dr Agnieszce Trzcińskiej. Jej zaangażowanie w pracę oraz pogoda ducha sprzyjały zdrowej atmosferze i rozładowywaniu napięć podczas eksperymentów.

Chciałabym podziękować również pozostałym członkom grupy: mgr inż. Maciejowi Kisielińskiemu za dzielenie się wiedzą i doświadczeniem elektronika jądrowego oraz zaznajomienie z układem ICARE; mgr. Michałowi Kowalczykowi, dr. Reginie Siudak oraz dr. hab. Wojciechowi Gawlikowiczowi za pomoc przy pisaniu programów analizujących; dr. hab. Nicholasowi Keeley, za pomoc przy poznawaniu programu FRESCO; dr. hab. Stanisławowi Kliczewskiemu za pomoc przy prowadzeniu eksperymentu; dr. Wiesławowi Czarnackiemu za dzielenie się wiedzą na temat detektorów krzemowych oraz ich regenerację, oraz wielu innym, których obecność i wkład pracy przyczyniły się do napisania tej pracy.

Część eksperymentalna pracy wykonywana była w Środowiskowym Laboratorium Ciężkich Jonów UW a za zmierzone wielkości należą się szczególne podziękowania zespołowi operatorów cyklotronu oraz osobom w inny sposób związanym z układem ICARE.

Na zakończenie chciałam podziękować również całemu Zakładowi Fizyki Jądrowej za niezwykle miłą współpracę i ciepłe przyjęcie do grona pracowników.

Spis treści

Wykaz ważniejszych oznaczeń.....	6
1 Cel i motywacja.....	7
2 Plan pracy.....	11
3 Eksperyment ICARE-1b.....	13
3.1 Opis układu pomiarowego ICARE.....	13
3.2 Rodzaje detektorów użytych podczas eksperyment.....	15
3.2.1 Detektor pojedynczy.....	15
3.2.2 Detektor podwójny.....	15
3.3 Kalibracja energetyczna detektorów.....	16
3.3.1 Kalibracja energetyczna detektorów pojedynczych.....	17
3.3.2 Kalibracja energetyczna teleskopów.....	18
3.4 Ustawienie detektorów podczas eksperymentu.....	18
4 Analiza danych eksperymentalnych.....	20
4.1 Zmierzone wielkości.....	20
4.1.1 Jednowymiarowe widma energetyczne otrzymane z detektorów pojedynczych.....	20
4.1.2 Wyznaczenie energii wiązki.....	21
4.1.3 Dwu i jednowymiarowe widma energetyczne otrzymane z teleskopów dla $^{20}\text{Ne}+^{208}\text{Pb}$	23
4.2 Wyznaczenie rozkładów kątowych.....	25
4.2.1 Rozkład kątowy rozpraszania quasi-elastycznego ^{20}Ne	25
4.2.2 Rozkład kątowy reakcji transferu.....	31
4.2.2.1 $^{208}\text{Pb}(^{20}\text{Ne},^{\text{X}}\text{F})$	32
4.2.2.2 $^{208}\text{Pb}(^{20}\text{Ne},^{\text{X}}\text{O})$	33
4.2.2.3 $^{208}\text{Pb}(^{20}\text{Ne},^{\text{X}}\text{N})$	35
4.2.2.4 $^{208}\text{Pb}(^{20}\text{Ne},^{\text{X}}\text{C})$	36
4.2.3 Całkowity przekrój czynny na reakcje.....	38
5 Eksperyment CC13.....	40
5.1 Opis układu pomiarowego.....	40
5.2 Wyniki.....	42
6 Obliczenia modelowe.....	44
6.1 Reakcje jądrowe.....	44
6.1.1 Mechanizm reakcji jądrowych.....	44
6.1.2 Formalizm opisu reakcji wprost.....	45
6.1.3 Model kanałów sprzężonych reakcji (Coupled Reaction Channels = CRC).....	45
6.1.4 Modele przybliżone.....	46
6.1.4.1 Model optyczny.....	46
6.1.4.2 Model kanałów sprzężonych (Coupled Channles = CC).....	47

6.1.4.3 Przybliżenie Borna z falami odkształconymi (DWBA).....	48
6.2 Obliczenia.....	49
6.2.1 Fresco.....	49
6.2.2 Wyznaczenie zależności energetycznej efektywnego potencjału.....	50
6.3 Obliczenia przekrojów czynnych reakcji przekazu neutronu $^{208}\text{Pb}(^{20}\text{Ne}, ^{21}\text{Ne})^{207}\text{Pb}$ metodą DWBA.....	57
6.4 CCBA.....	61
6.5 Rozkład prawdopodobieństwa wysokości bariery kulombowskiej.....	62
7 Wnioski i podsumowanie.....	65
Dodatek A.....	69
Dodatek B.....	70
Dodatek C.....	76
Bibliografia.....	78

Streszczenie

Celem pracy było zbadanie wpływu reakcji transferu na rozkład prawdopodobieństwa wysokości bariery kulombowskiej dla układu $^{20}\text{Ne}+^{208}\text{Pb}$. Wykonano dwa eksperymenty, podczas których tarcza ze wzbogaconego ^{208}Pb bombardowana była wiązką ^{20}Ne przyspieszaną w cyklotronie Środowiskowego Laboratorium Ciężkich Jonów UW. Do pomiaru produktów reakcji w obu przypadkach użyto wielo-detektorowego systemu ICARE.

Pierwszy z eksperymentów dostarczył informacje o rozkładach kątowych przekroju czynnego na rozpraszanie quasi-elastyczne oraz reakcje prowadzące do produktów o $Z=6,7,8,9$. Wykorzystując dostępne w literaturze wyniki eksperymentalne uzyskane przy wyższych energiach, wyznaczono zależność energetyczną parametrów potencjału optycznego dla $^{20}\text{Ne}+^{208}\text{Pb}$ w zakresie od 108.6 do 161.2 MeV. Niezbędny przy tych obliczeniach parametr deformacji jądrowej ^{20}Ne został wyznaczony z re-analizy uzyskanych wcześniej eksperymentalnych przekrojów czynnych na rozpraszanie elastyczne i nieelastyczne dla energii 131 MeV.

W drugim eksperymencie uzyskano informacje o przekrojach czynnych dla poszczególnych produktów reakcji emitowanych pod kątem rozpraszania 142.5° . Wartość przekroju czynnego na produkcję ^{21}Ne posłużyła do wyznaczenia czynnika spektroskopowego tego jądra.

Korzystając z wyznaczonych wielkości (parametrów potencjału optycznego, parametru deformacji ^{20}Ne , czynnika spektroskopowego ^{21}Ne) zostały wykonane obliczenia rozkładów barier metodą przybliżenia Borna z falami zaburzonymi (DWBA) oraz metodą sprzężonych kanałów (CCBA). Wykazały one poprawę zgodności obliczeń z wynikami doświadczalnymi przy stopniowym włączaniu kolejnych procesów nieelastycznych i reakcji transferu. Pokazano, że reakcja transferu neutronu zachodzi z dużym prawdopodobieństwem przy energiach poniżej bariery kulombowskiej i ma duży wpływ (porównywalny do wpływu wzbudzenia jądra ^{20}Ne) na rozkład prawdopodobieństwa wysokości bariery kulombowskiej dla układu $^{20}\text{Ne}+^{208}\text{Pb}$.

Summary

The aim of this study was to investigate the effect of the transfer reaction on probability distribution of Coulomb barrier for the system $^{20}\text{Ne}+^{208}\text{Pb}$. Two experiments were performed during which the enriched ^{208}Pb target was bombarded with a ^{20}Ne beam accelerated in the cyclotron of the Heavy Ion Laboratory UW. In both cases the reaction products were measured using the multi-detector system ICARE.

The first experiment provided information about the angular distributions of the cross section for the quasi-elastic scattering and for reactions leading to products with $Z = 6,7,8,9$. Using experimental results available in the literature obtained at higher energies, the energy dependence of the optical potential parameters for $^{20}\text{Ne}+^{208}\text{Pb}$ from 108.6 to 161.2 MeV was determined. The nuclear deformation parameter of ^{20}Ne required for the calculation was obtained from a re-analysis of previously published experimental cross sections for elastic and inelastic scattering at 131 MeV.

In the second experiment information about the cross sections for each of the reaction products emitted at scattering angle of 142.5° was obtained. The value of the cross section for the production of ^{21}Ne was used to determine the spectroscopic factor for the $^{20}\text{Ne}/^{21}\text{Ne}$ overlap.

Using the obtained values (optical potential parameters, deformation parameter of ^{20}Ne , spectroscopic factor of ^{21}Ne) calculations of barrier distribution were performed with the distorted-wave Born approximation (DWBA) and the coupled channel (CCBA) methods. They showed improved compatibility between calculations and experimental results with the gradual inclusion of inelastic processes and the transfer reaction. It is shown that the neutron transfer reaction takes place with high probability at energies below the Coulomb barrier and has a strong influence (comparable to the excitation of ^{20}Ne) on the probability distribution of the Coulomb barrier for the $^{20}\text{Ne}+^{208}\text{Pb}$ system.

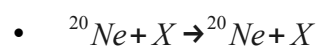
Wykaz ważniejszych oznaczeń

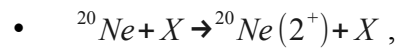
E_{eff}	energia efektywna	$E_{eff} = \frac{2 E_{CM}}{\operatorname{cosec}\left(\frac{\theta_{CM}}{2}\right)}$
Ψ	funkcja falowa	
H	hamiltonian	
Z	liczba ładunkowa jądra (liczba atomowa)	
A	liczba nukleonów jądra (liczba masowa)	
T	element macierzowy przejścia	
K	operator energii kinetycznej	
β	parametr deformacji	
V_{eff}	potencjał efektywny	
V_C	potencjał kulombowski	
D_{QE}	rozkład prawdopodobieństwa wysokości barier kulombowskich (skr. rozkład barier)	$D_{QE} = -\frac{d(\sigma_{QE}/\sigma_R)}{dE}$
$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)(\vartheta)$	różniczkowy przekrój czynny	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)(\vartheta) = \frac{N_{det}(\vartheta)}{S \cdot \Phi \cdot \Omega_{det} \cdot n_0}$
DEF	długość deformacji	$DEF = \beta R_0$
R_0	promień jądra	
Φ	strumień cząstek padających	
S	powierzchnia	
Ω_{det}	kąt bryłowy detekcji	
$N_{det}(\vartheta)$	liczba cząstek zarejestrowana przez detektor pod kątem ϑ	
n_0	liczba jąder tarczy na cm^2	
σ_{QE}	$\frac{d\sigma_{QE}}{d\Omega}$ - różniczkowy przekrój czynny na rozpraszanie quasi-elastyczne	
σ_R	$\frac{d\sigma_R}{d\Omega}$ - różniczkowy przekrój czynny na rozpraszanie Rutherforda	

1 Cel i motywacja

Niniejsza praca jest częścią dużego programu badawczego realizowanego przez grupę BARIERY. Grupa założona przed kilku laty przez prof. Ernesta Piaseckiego kierowana jest obecnie przez dr Agnieszkę Trzciniąską. Celem programu jest badanie rozkładów prawdopodobieństwa wysokości barier kulombowskich (w skrócie rozkładów barier) dla różnych układów zderzających się jąder. Eksperymenty poświęcone temu zagadnieniu grupa przeprowadzała dotąd głównie w Laboratorium Ciężkich Jonów Uniwersytetu Warszawskiego oraz na Uniwersytecie Jyväskylä w Finlandii. Uzyskane do tej pory wyniki posłużyły do napisania jedenastu publikacji: [Pia02], [Swi04], [Pia05], [Swi05a], [Pia07], [Pia08], [Pia09a], [Pia09b], [Trz11], [Str12], [Pia12a], [Pia12b], jednej pracy doktorskiej [Swi05b], oraz dwóch prac magisterskich [Stu09], [Pio09].

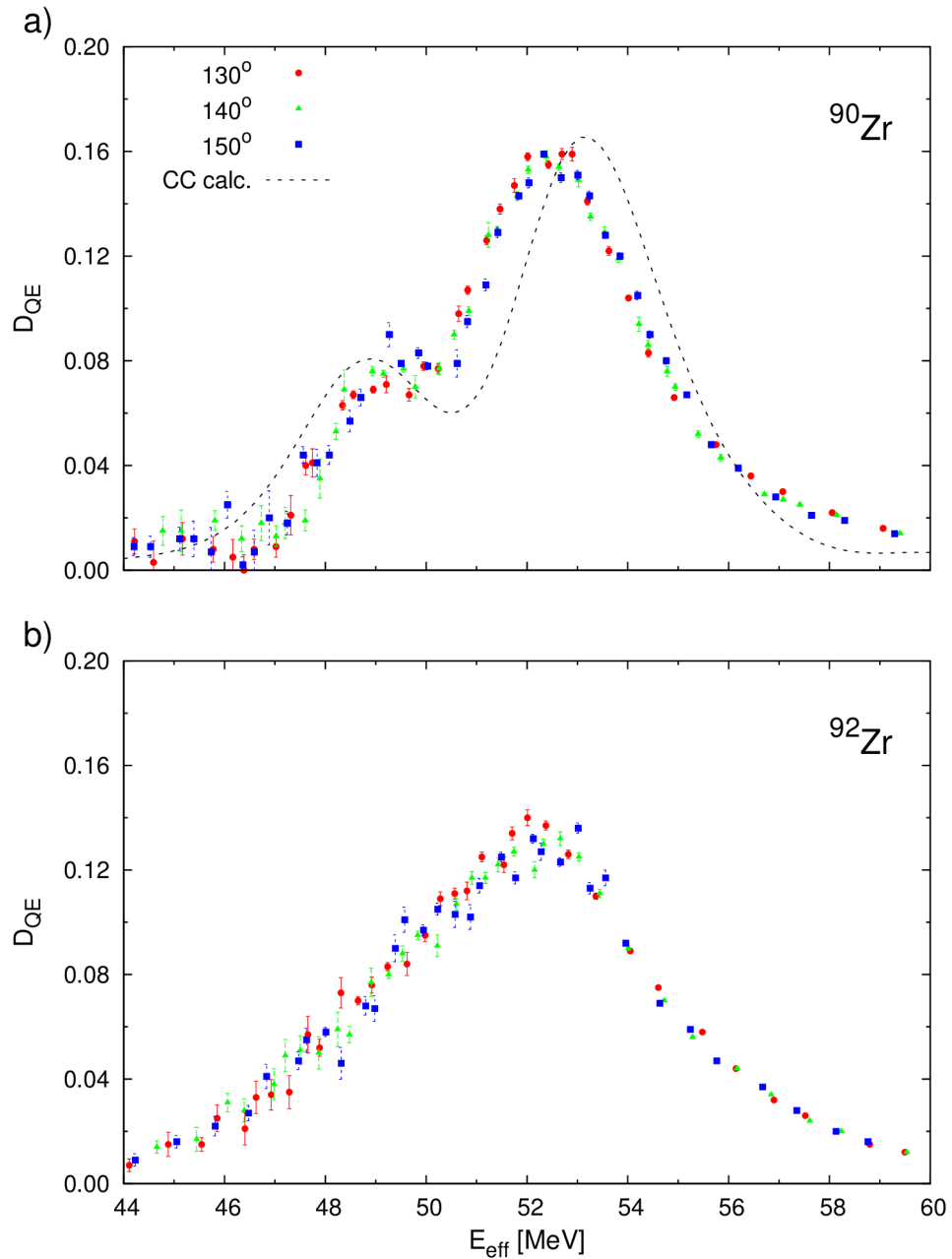
Struktura zderzających się jąder ma bezpośredni wpływ na dynamikę procesów zachodzących podczas zderzenia a przez to wpływa na rozkład bariery kulombowskiej. Zależności te powinny być szczególnie widoczne w przypadku układów, w których jedno z jąder jest zdeformowane. Wybrany w charakterze pocisku izotop ^{20}Ne to jądro o dużej deformacji i związanej z nią strukturze rotacyjnej nisko-leżących stanów wzbudzonych. Procesy nieelastycznego rozpraszania, w szczególności te, które prowadzą do wzbudzenia ^{20}Ne do pierwszego stanu wzbudzonego (2+) o energii 1.633 MeV, powinny zatem dominować w oddziaływaniach ^{20}Ne z różnymi jądrami tarczy. W przeprowadzonych dotąd eksperymentach jako tarczy użyto jąder cyny ($^{112,116,118,119}\text{Sn}$), cyrkonu ($^{90,92}\text{Zr}$), niklu ($^{58,60,61,\text{nat}}\text{Ni}$) oraz ołowiu (^{208}Pb). Obliczenia modelowe przewidywały dla takich układów rozkład bariery zawierający dwa widoczne maksima, pochodzące od elastycznego i nieelastycznego rozpraszania:





gdzie X jest jądrem tarczy. Przykład takiego dwu-wartościowego rozkładu zmierzonego dla izotopów ^{90}Zr przedstawia rys. 1.1a. Rozkład przedstawiony jest w funkcji energii efektywnej, by umożliwić porównanie danych zmierzonych pod różnymi kątami.

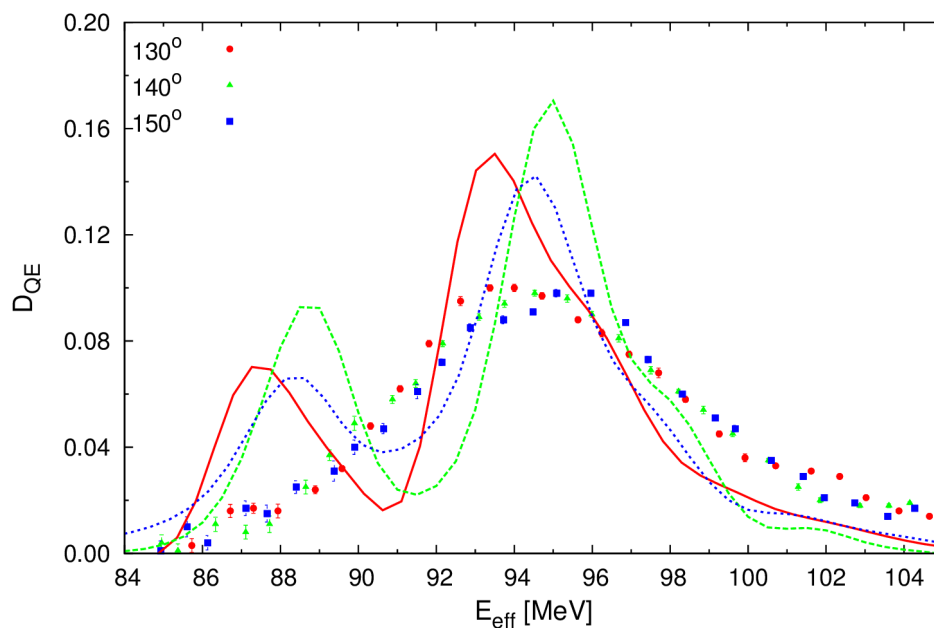
Jednak dla drugiego z izotopów cyrkonu rozkład bariery był pozbawiony tej charakterystycznej struktury (rys. 1.1b).



Rysunek 1.1: Rozkład barier zmierzony dla $^{20}\text{Ne} + ^{90}\text{Zr}$ (a) oraz dla $^{20}\text{Ne} + ^{92}\text{Zr}$ (b). Poszczególne kolory odpowiadają różnym kątom rozpraszania. Dla ^{90}Zr przerywaną krzywą przedstawione zostały obliczenia modelowe [Pia09a]

Wyjaśnienia tej niezgodności danych eksperymentalnych z przewidywaniami upatrywano w odmiennej strukturze obu jader tarczy: jądro ^{90}Zr charakteryzuje się małą gęstością nisko-leżących poziomów wzbudzonych, natomiast ^{92}Zr ma tych poziomów znacznie więcej. Zatem duża liczba procesów nieelastycznych związanych ze wzbudzeniami tarczy ^{92}Zr mogła w rezultacie prowadzić do zacierania oczekiwanej struktury rozkładu [Pia09a].

W celu weryfikacji tej hipotezy jako tarczy użyto ^{208}Pb , który jako jądro podwójnie magiczne trudno ulega wzbudzeniom. Spodziewano się, że układ $^{20}\text{Ne}+^{208}\text{Pb}$ będzie charakteryzował się wyraźną, dwu-wartościową strukturą bariery. Wynik eksperymentu nie potwierdził jednak tych przewidywań – uzyskany rozkład bariery, podobnie jak w przypadku układu $^{20}\text{Ne}+^{92}\text{Zr}$, pozbawiony był oczekiwanej struktury (rys. 1.2). Tym razem nie mogło być to skutkiem wzbudzeń tarczy [Pia08].



Rysunek 1.2: Porównanie zmierzonych rozkładów bariery dla $^{20}\text{Ne}+^{208}\text{Pb}$ (punkty) z obliczeniami modelowymi (krzywe). Poszczególne kolory odpowiadają różnym kątom rozpraszania [Pia09b]

Powstało podejrzenie, że w przypadku $^{20}\text{Ne}+^{208}\text{Pb}$ duży wpływ na rozkład bariery mają reakcje transferu nukleonów [Pia09b].

Zasadniczym celem niniejszej pracy jest sprawdzenie tej hipotezy poprzez pomiary wszystkich możliwych kanałów reakcji jądrowych indukowanych w zderzeniach $^{20}\text{Ne}+^{208}\text{Pb}$, a następnie, stosując nowoczesne modele reakcji jądrowych,

wyznaczenie wzajemnych zależności pomiędzy strukturą zderzających się jąder, w szczególności strukturą ^{20}Ne , a dynamiką i mechanizmami tych procesów. Porównanie wyników doświadczalnych i obliczeń teoretycznych pozwoli też na sprawdzenie, czy współczesne modele teoretyczne skutecznie opisują obserwacje eksperymentalne.

2 Plan pracy

Pracę nad niniejszą rozprawą naukową można podzielić na trzy etapy:

1. Przygotowanie układu pomiarowego i przeprowadzenie eksperymentu.
2. Napisanie odpowiednich programów i analiza danych doświadczalnych.
3. Pogłębienie wiedzy na temat modeli reakcji jądrowych i wykonanie obliczeń modelowych w celu interpretacji otrzymanych wcześniej danych.

Eksperymenty, których opis i wyniki zawiera niniejsza praca były pierwszymi (nie licząc kilku testów) wykonanymi na układzie ICARE od czasu jego montażu i uruchomieniu w warszawskim laboratorium. Przygotowanie do przeprowadzenia eksperymentu wymagało wielu pomniejszych działań, jak testy i wybór detektorów, kalibracja platform, na których miały znajdować się ruchome detektory jak i kalibracja energetyczna samych detektorów. Podczas eksperymentu ICARE-1b (2009) zmierzono rozkłady kątowe produktów reakcji przy dwóch energiach wiązki ^{20}Ne , natomiast eksperyment CC13 (2010) dostarczył danych dotyczących reakcji przekazu nukleonów dla kąta 142.5° , przy energii 102 MeV. Opis niektórych z przygotowań oraz opis samego układu ICARE znajduje się w rozdz. 3 i 5.

Analiza uzyskanych danych wymagała napisania kilku programów, w wyniku których z surowych danych uzyskano posortowany zbiór konkretnych histogramów (zarówno jedno jak i dwuwymiarowych) a następnie poszukiwane rozkłady kątowe. Kody programów, które mogą być wykorzystywane również przez innych użytkowników ICARE'a umieszczone są w dod. B, a szczegóły analizy zawiera rozdz. 4.

Obliczenia modelowe przeprowadzone zostały przy pomocy kodu FRESKO. W pierwszej kolejności została przeprowadzona kompleksowa analiza danych dotyczących elastycznego i nieelastycznego rozpraszania ^{20}Ne na ^{208}Pb , łącznie z tymi uzyskanymi przez

innych autorów. W jej wyniku wyznaczono energetyczną zależność efektywnego potencjału optycznego dla układu $^{20}\text{Ne}+^{208}\text{Pb}$ oraz parametr kwadrupolowej deformacji jądrowej ^{20}Ne . Obliczenia wykonane przy wykorzystaniu różnych modeli reakcji umożliwiły zbadanie wpływu wzbudzenia pocisku (^{20}Ne) i tarczy (^{208}Pb) oraz reakcji przekazu neutronu $^{208}\text{Pb}(^{20}\text{Ne}, ^{21}\text{Ne})^{207}\text{Pb}$ na rozkłady kątowe przekroju czynnego na rozpraszanie i rozkład bariery kulombowskiej. Krótkie wprowadzenie teoretyczne do modeli reakcji jądrowych oraz szczegóły rachunków modelowych przedstawia rozdz. 6.

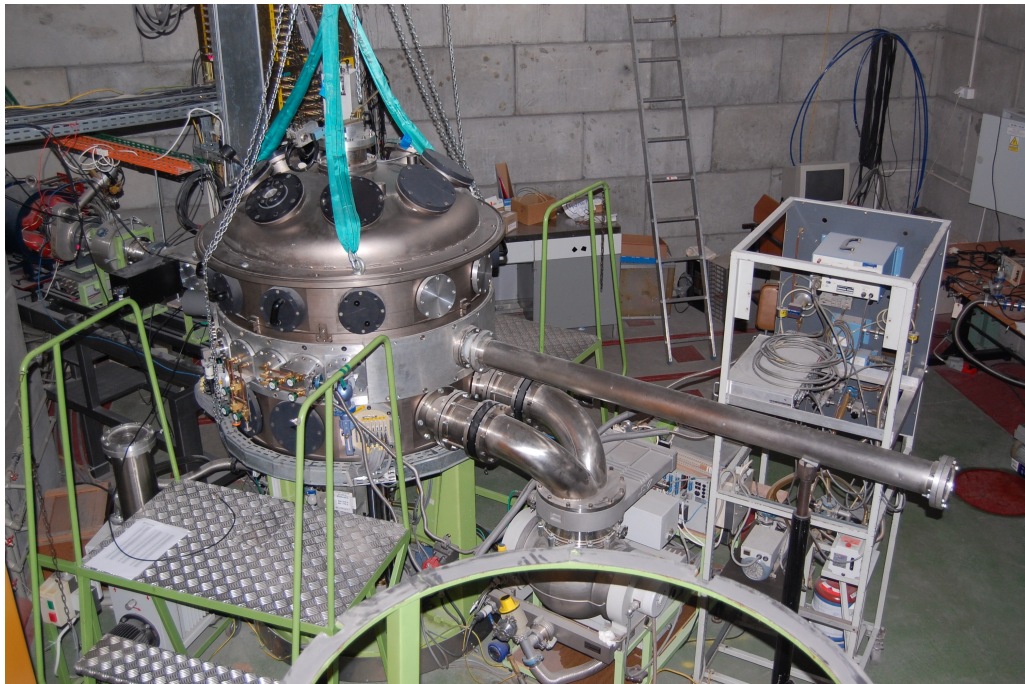
3 Eksperyment ICARE-1b

Eksperyment został przeprowadzony w Środowiskowym Laboratorium Ciężkich Jonów Uniwersytetu Warszawskiego, w 2009 roku. Wiązka ^{20}Ne przyspieszana była w cyklotronie izochronicznym o $K=160$ i doprowadzana do komory rozprożeń ICARE. Intensywność wiązki na tarczy była rzędu $6 \cdot 10^8$ jonów/sekundę. Podczas eksperymentu używana była tarcza ze wzbogaconego izotopu ^{208}Pb (99%) o średniej grubości $150 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ na podkładce Al_2O_3 o grubości $60 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ i dwie tarcze kalibracyjne z ^{197}Au o grubości $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Dane zostały zebrane dla dwóch energii wiązki: 108.6 i 115 MeV, w zakresie kątów 52-120 stopni (w układzie laboratoryjnym).

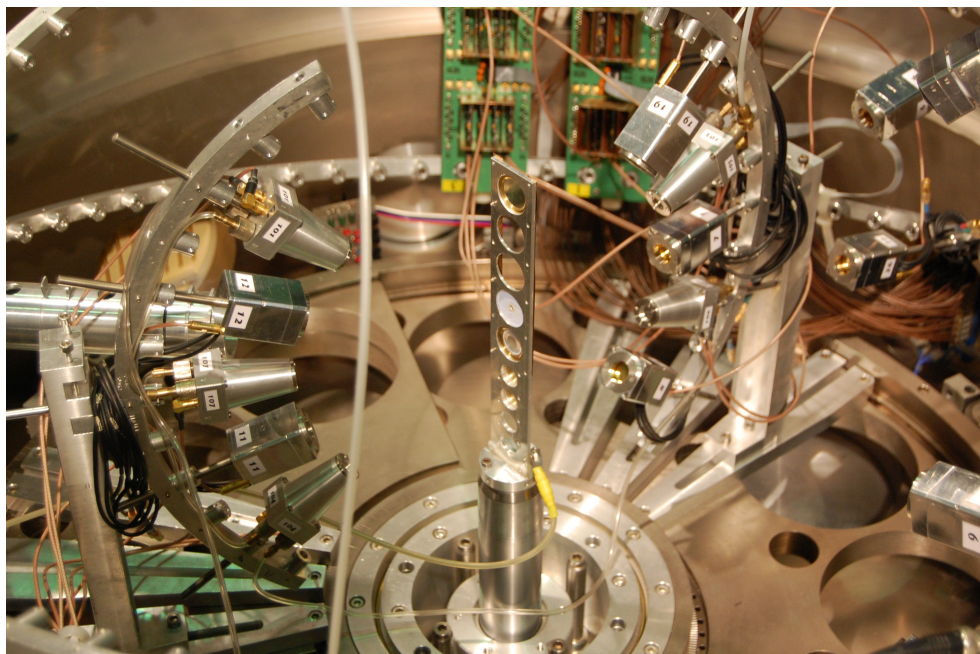
3.1 Opis układu pomiarowego ICARE

Układ ICARE (rys. 3.1), którego pełna nazwa w języku francuskim brzmi: d'Identificateur de Charges à Rendement Elevé, został zbudowany w laboratorium IReS w Strasbourgu. Od roku 2007 wykorzystywany jest do prowadzenia eksperymentów w Środowiskowym Laboratorium Ciężkich Jonów Uniwersytetu Warszawskiego. Centralną częścią tego układu jest komora rozprożeń, która wraz z zestawem detektorów oraz systemem akwizycji danych stanowi wydajny układ detekcji cząstek naładowanych. Integralną częścią układu jest również system do wytwarzania wysokiej próżni (rzędu 10^{-6} mbara) oraz system doprowadzania i regulacji ciśnienia gazu wypełniającego detektory gazowe. Komora rozprożeń ma kształt walca o wysokości 0.7 metra i średnicy 1 metra. Wewnątrz niej istnieje możliwość montażu detektorów pod różnymi kątami zarówno na stałych pozycjach, jak i na ruchomych platformach. W drugim przypadku możliwa jest zmiana pozycji danego detektora podczas eksperymentu, bez konieczności otwierania komory. W samym środku komory montowane są tarcze na specjalnie do tego celu zaprojektowanej ramce, której pozycja (górną-dół i obrót) również może być zmieniana

przy zamkniętej komorze Na rys. 3.2 przedstawione zostało wnętrze komory, z widoczną pośrodku ramką z tarczami.



Rysunek 3.1: Układ ICARE. Na zdjęciu widoczna jest komora rozprożeń, układ próżniowy, oraz panel sterowniczy do układu gazowego



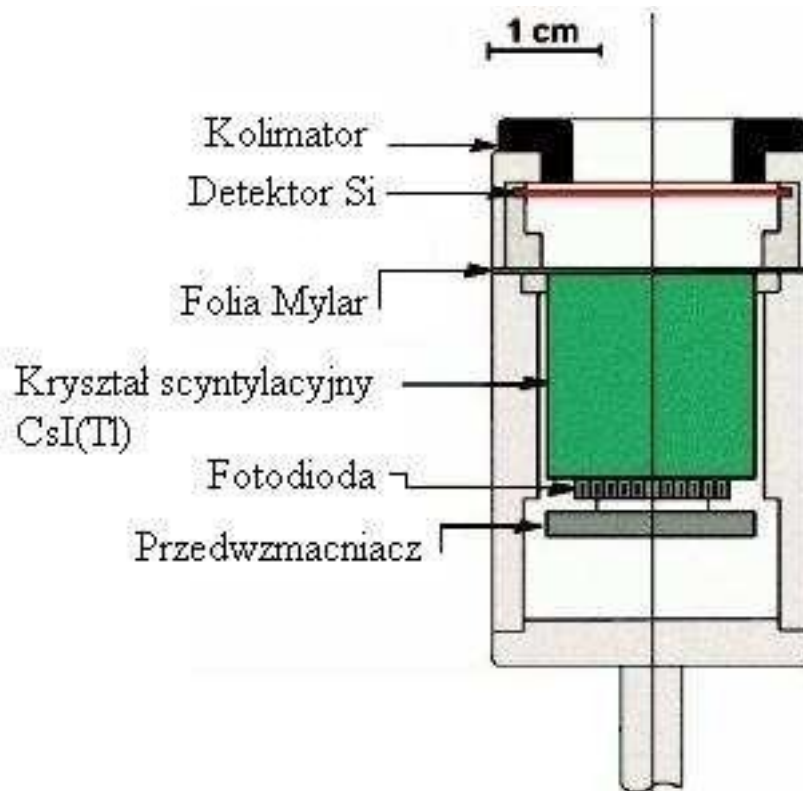
Rysunek 3.2: Wnętrze komory z umieszczonymi w środku tarczami. Na zdjęciu widoczne są również detektory użyte podczas eksperymentu

3.2 Rodzaje detektorów użytych podczas eksperyment

Detekcja cząstek naładowanych odbywała się za pomocą półprzewodnikowych detektorów krzemowych oraz gazowych komór jonizacyjnych. Zostały z nich utworzone pojedyncze i podwójne układy detekcyjne, które dla wygody i przejrzystości pracy w dalszej jej części będziemy nazywali krótko detektorami pojedynczymi i podwójnymi.

3.2.1 Detektor pojedynczy

Schemat detektora pojedynczego przedstawiony jest na rys. 3.3. Głównym jego elementem był krzemowy detektor półprzewodnikowy o grubości 300-500 μm (podczas omawianego eksperymentu nie był wykorzystywany detektor scyntylacyjny, widoczny na rysunku). Grubość detektora krzemowego była wystarczająca do całkowitego zatrzymania interesujących produktów reakcji. Detektory pojedyncze przekazywały informację o całkowitej energii cząstki naładowanej E_{tot} .

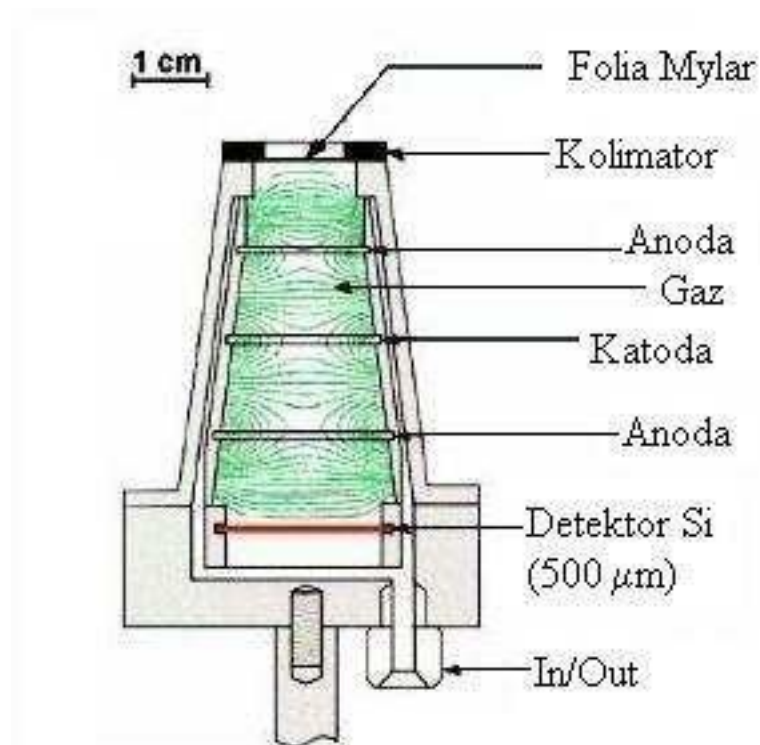


Rysunek 3.3: Schemat detektora pojedynczego

3.2.2 Detektor podwójny

Detektor podwójny, często też nazywany teleskopem, to układ składający się z

gazowej komory jonizacyjnej i półprzewodnikowego detektora krzemowego (rys. 3.4). Cząstka naładowana wpadała do teleskopu przez okienko wejściowe, przechodziła przez wypełnioną gazem komorę jonizacyjną i zostawała zatrzymana w detektorze krzemowym o grubości 500 μm . W celu uniemożliwienia ucieczki gazu okienko zostało osłonięte folią Mylar o grubości 2.5 μm . Komora jonizacyjna o długości 4.8 cm wypełniona była izobutanem o ciśnieniu 25 mbar, o stałej prędkości przepływu. Pole elektryczne w jej objętości wytwarzane było za pomocą dwóch anod i jednej katody.



Rysunek 3.4: Schemat teleskopu

Elektroniczny system akwizycji rozpoczął zbieranie danych od chwili przyjęcia sygnału z detektora krzemowego, zatem zdarzenia w których cząstki traciły całą swą energię w komorze jonizacyjnej nie były rejestrowane. Redukowało to liczbę zarejestrowanych zdarzeń, niemożliwych do identyfikacji za pomocą metody $\Delta E \times E$.

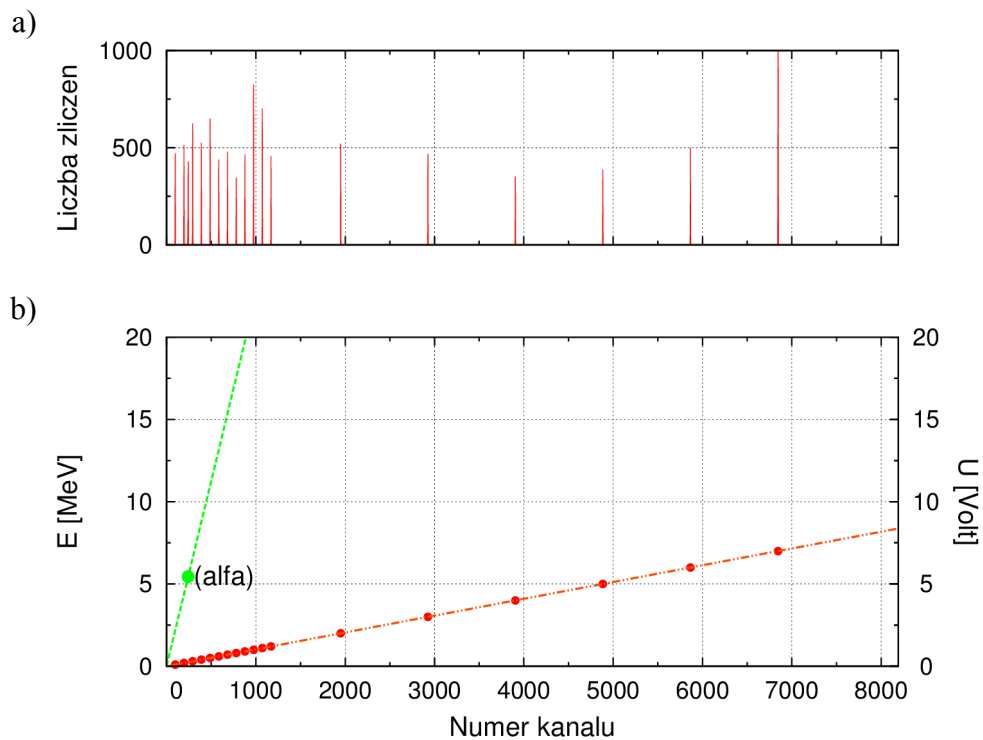
3.3 Kalibracja energetyczna detektorów

Kalibracja energetyczna detektorów została wykonana przy użyciu radioaktywnego źródła ^{241}Am emitującego cząstki alfa, głównie o energii 5485.56 keV, oraz precyzyjnego generatora impulsów firmy BNC. Zarówno półprzewodnikowy detektor krzemowy jak i

gazowa komora jonizacyjna należą do klasy detektorów proporcjonalnych. Ładunek zbierany przez taki detektor w wyniku przejścia przez niego cząstki naładowanej jest proporcjonalny do liczby par jonów wytworzonych (kosztem utraconej energii) w obszarze czynnym detektora – krzemie bądź gazie. Zatem wysokość impulsu prądowego, bądź napięciowego na wyjściu detektora jest proporcjonalna do utraconej energii cząstki.

3.3.1 Kalibracja energetyczna detektorów pojedynczych

Pierwszy etap kalibracji polegał na pomiarze przez dany detektor widma sygnału generatora dla różnych wartości amplitudy sygnału (od 0.1 do ok. 7 V). Przykładowe widmo przedstawia rys. 3.5a. Pozwoliło to na wyznaczenie funkcji przyporządkowującej numer kanału odpowiedniej wartości amplitudy sygnału (czerwona linia na rys. 3.5b).



Rysunek 3.5: Widmo kalibracyjne detektora i jego funkcja odpowiedzi

Kolejnym etapem był pomiar rzeczywistego widma cząstek alfa pochodzących ze źródła ^{241}Am . Informacja pozyskana z tego widma pozwoliła na normalizację wyznaczonej wcześniej funkcji i uzyskanie przyporządkowania numerowi kanału rzeczywistej wartości energii (zielona linia na rys. 3.5b).

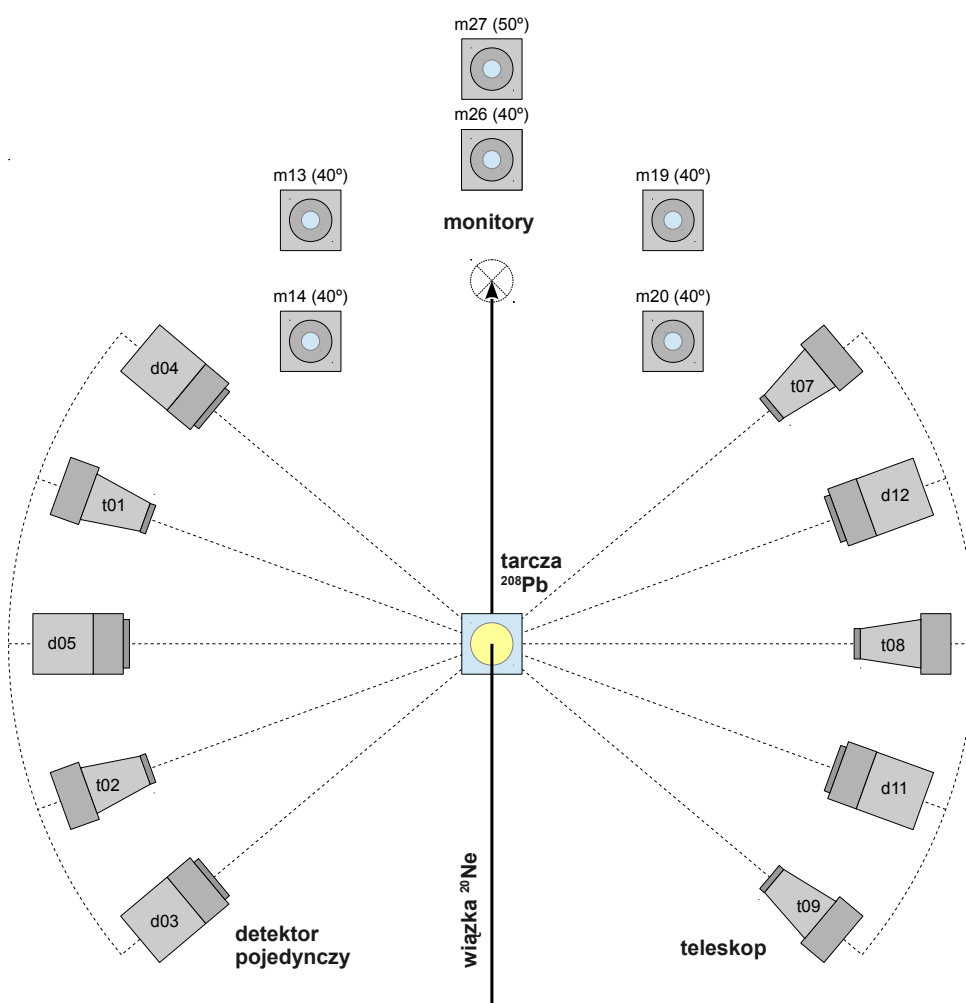
3.3.2 Kalibracja energetyczna teleskopów

Kalibracja energetyczna teleskopów wymagała kalibracji obu detektorów wchodzących w jego skład: komory jonizacyjnej i półprzewodnikowego detektora krzemowego. Ilość ładunku wytworzonego w komorze jonizacyjnej podczas jonizacji gazu przez cząstkę naładowaną była proporcjonalna do utraconej przezeń energii ΔE . Detektor krzemowy, w którym następowało zatrzymanie cząstki, dostarczał informacji o energii zdeponowanej w jego objętości E' . Całkowita energia cząstki, zarejestrowana przez teleskop to suma energii utraconej w komorze jonizacyjnej i detektorze krzemowym $\Delta E + E' = E_{tot}$. Kalibracja detektora krzemowego została objaśniona w paragrafie wcześniejszym. W przypadku komory gazowej pierwszy etap kalibracji został wykonany analogicznie jak przy detektorze krzemowym. Informacja o energii straconej w gazie przez cząstkę alfa została wyznaczona jako różnica sygnałów zarejestrowanych przez detektor krzemowy w dwóch przypadkach – przed i po napełnieniu gazem.

3.4 Ustawienie detektorów podczas eksperymentu

Część detektorów pojedynczych wraz z teleskopami została zamontowana na ruchomych platformach, na specjalnych, pionowych łukach. Ze względu na ograniczenia mechaniczne wewnątrz komory położenia tych łuków mogły zmieniać się w zakresie od 50° do 120° .

Pozostałe detektory pojedyncze – monitory, umieszczono symetrycznie względem osi wiązki na stałych pozycjach: pięć pod kątem 40° i jeden pod 50° . Miały one za zadanie monitorowanie energii i położenia wiązki podczas eksperymentu. Schemat ustawienia detektorów przedstawia rys. 3.6.



Rysunek 3.6: Ustawienie detektorów podczas eksperymentu

4 Analiza danych eksperymentalnych

Gdy zdarzenie zarejestrowania cząstki w detektorze spełniło warunki wyzwania akwizycji, informacja o nim zapisywana była w pliku binarnym. Przekształcenie danych z formy binarnej do formatu ASCII (dod. A), dogodnego dla dalszej analizy, odbywało się za pomocą programu Micare (dod. B). Na dalszym etapie analizy następowało sortowanie i tworzenie widm energetycznych dla poszczególnych detektorów przy użyciu programu HI100 (dod. B).

4.1 Zmierzone wielkości

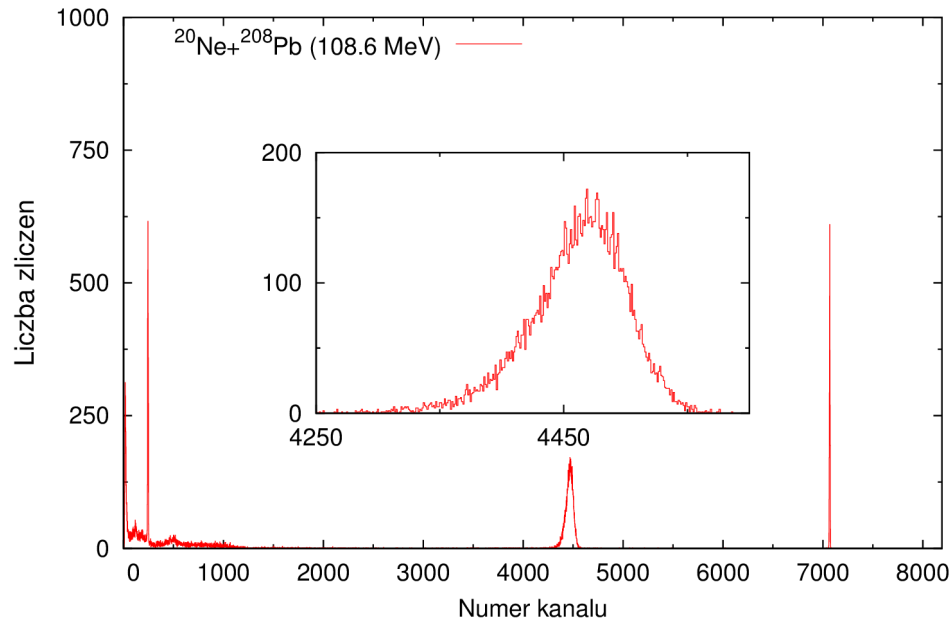
Eksperyment podzielony był na kolejne pomiary, pomiędzy którymi dokonywane były planowe zmiany, np. położenia detektorów na ruchomych platformach, rodzaju tarczy etc. Z każdego pomiaru otrzymano szereg widm energetycznych zmierzonych przez poszczególne detektory.

4.1.1 Jednowymiarowe widma energetyczne otrzymane z detektorów pojedynczych

Rysunek 4.1 przedstawia widmo zmierzone przez jeden z monitorów, który nie zmieniał swojego położenia w ciągu całego eksperymentu. Główną linią jest linia quasi-elastycznego rozpraszania ^{20}Ne na tarczy, dodatkowo wyeksponowana w większej skali na wewnętrznym rysunku. Na widmie widoczna jest również linia generatora (po prawej stronie linii quasi-elastycznego rozpraszania).

Przykład widm zmierzonych przez detektor pojedynczy, ruchomy, przy różnych kątach rozpraszania obrazuje rys. 4.2. Wraz ze zmniejszającą się energią cząstek rejestrowanych przez detektor ulega poszerzeniu linia pochodząca od quasi-elastycznego rozpraszania, do której dodają się linie pochodzące od innych pierwiastków i procesów. W

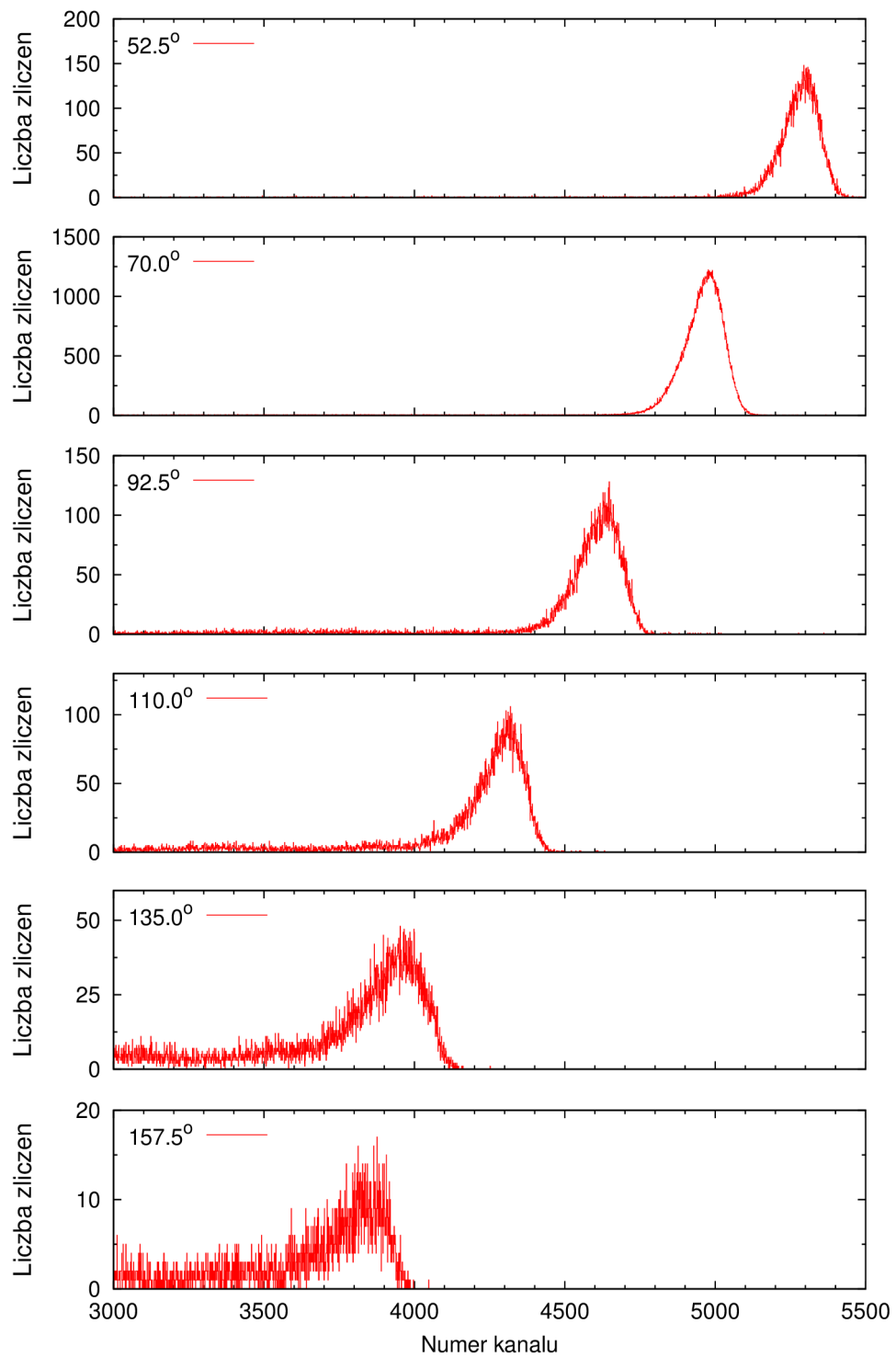
przypadku detektorów pojedynczych nie było możliwe ich rozdzielenie. Taką możliwość oferowały tylko teleskopy. Również statystyka zliczeń stopniowo zmniejszała się z rosnącym kątem rozpraszania.



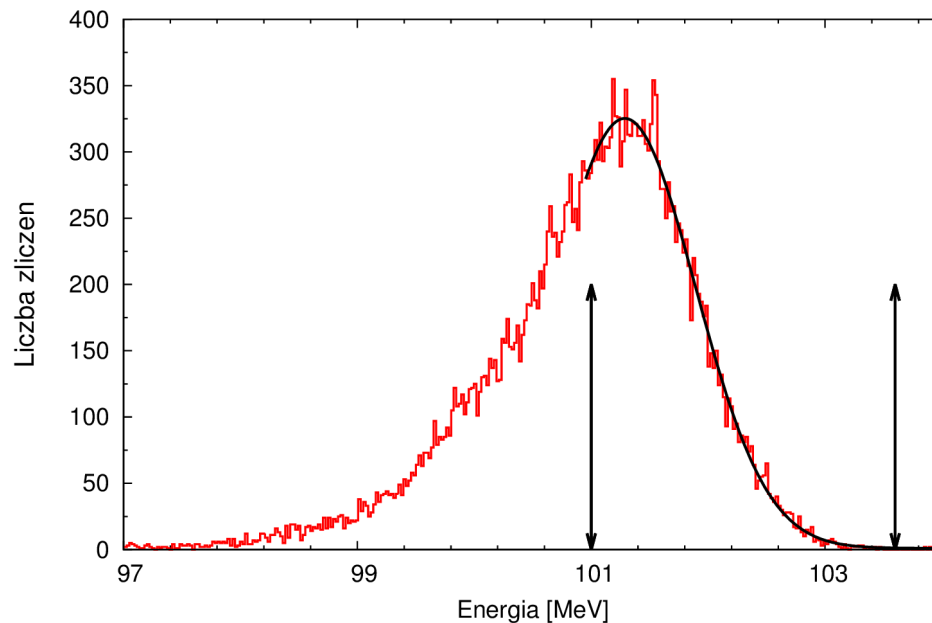
Rysunek 4.1: Widma jednego z monitorów zmierzone z tarczą ^{208}Pb

4.1.2 Wyznaczenie energii wiązki

Energia wiązki wyznaczona była dzięki zastosowaniu detektorów monitorujących, umieszczonych pod kątami 40 i 50 stopni, na stałych pozycjach. Uwzględniała ona mechanizm reakcji rozpraszania ^{20}Ne na tarczy ^{197}Au . Najsilniejszym kanałem tej reakcji jest rozpraszanie elastyczne oraz w mniejszym stopniu rozpraszanie nieelastyczne, związane ze wzbudzeniami jąder tarczy i pocisku, co uwidacznia niesymetryczność głównej linii widma (rys. 4.3). Dopasowywanie rozkładu Gaussa do tej linii uwzględniało jej prawe zbocze, czyli obszar znajdujący się pomiędzy strzałkami na rys 4.3. Znając energię linii elastycznego rozpraszania energię wiązki można wyznaczyć wprost z kinematyki reakcji. Niezbędna jest przy tym poprawka na stratę energii w tarczy. Można przyjąć, że dokładność tak wyznaczonej energii wiązki jest równa szerokości połówkowej linii rozpraszania, czyli w naszym przypadku około 1.5%.



Rysunek 4.2: Widma quasi-elastycznego rozpraszania ^{20}Ne na ^{208}Pb zmierzone przy energii 108.6 MeV przez detektor pojedynczy pod różnymi kątami rozpraszania

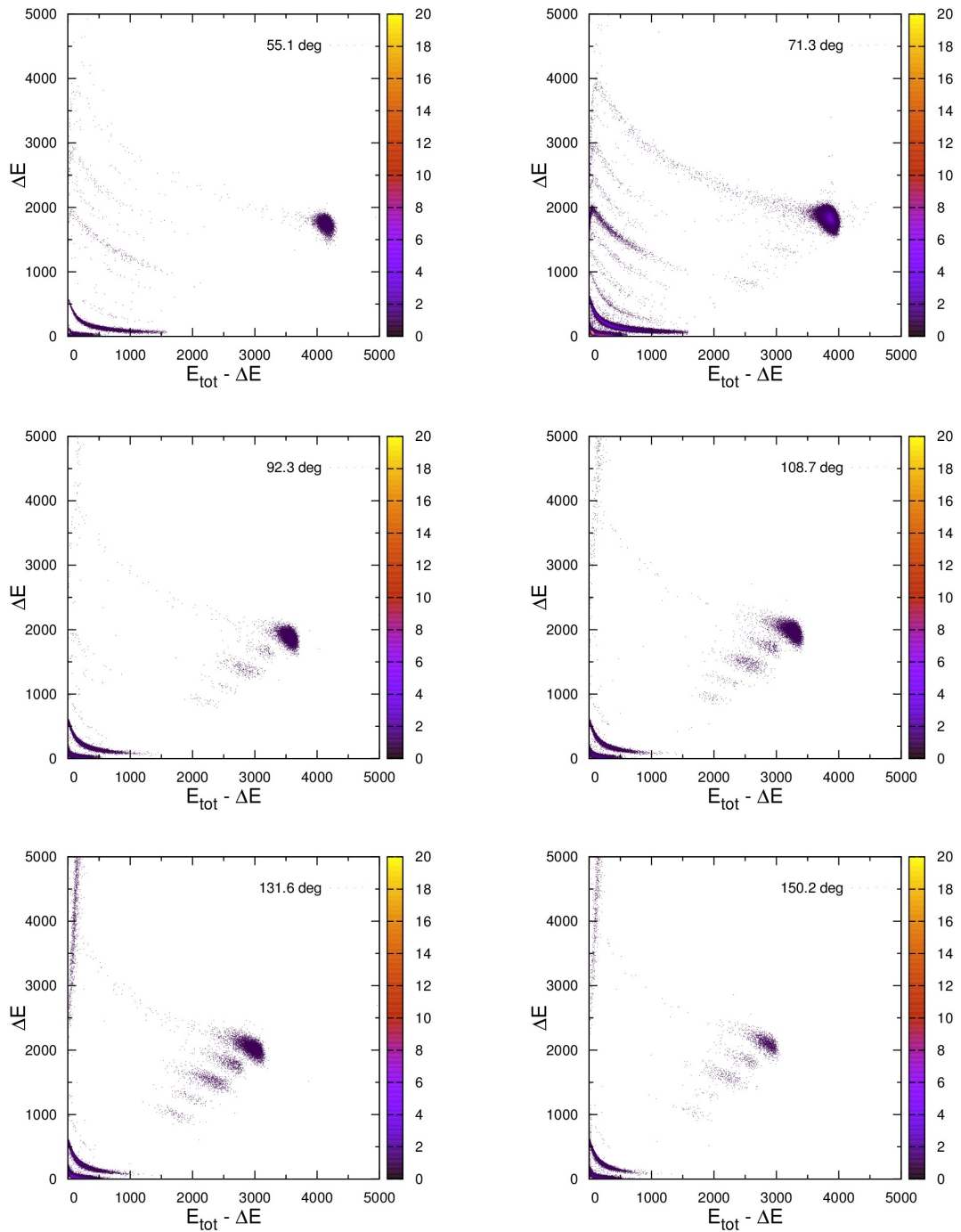


Rysunek 4.3: Widmo quasi-elastycznego rozpraszania ^{20}Ne na ^{208}Pb zmierzone przy energii 108.6 MeV zmierzone przez monitor z dopasowanym rozkładem Gaussa do linii quasi-elastycznej

4.1.3 Dwu i jednowymiarowe widma energetyczne otrzymane z teleskopów dla $^{20}\text{Ne}+^{208}\text{Pb}$

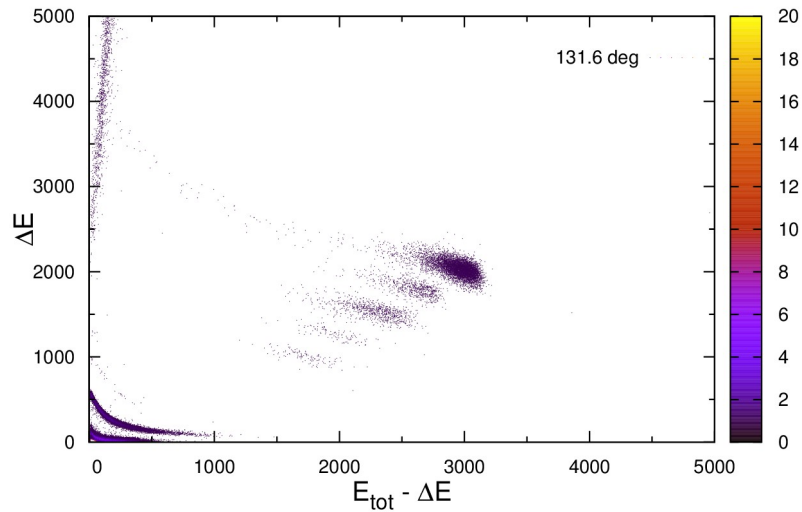
Dzięki zastosowaniu teleskopów zostały zmierzone dwuwymiarowe widma produktów rozpraszania i reakcji. Zgodnie z formułą Bethego-Blocha [Eng80] zdarzenia odpowiadające poszczególnym izotopom układają się na takim widmie wzdłuż charakterystycznych krzywych hiperbolicznych. Przykład dwuwymiarowych widm zmierzonych przez jeden z teleskopów przy różnych kątach rozpraszania przedstawia rys. 4.4.

Przykład widma zmierzonego przy kącie 131.6° , przedstawionego powtórnie w większej skali na rys. 4.5, posłuży za szczegółowy opis widma dwuwymiarowego. Na osi rzędnych tego widma odłożona jest energia zarejestrowana w komorze jonizacyjnej ΔE , na osi odciętych energia zmierzona przez detektor krzemowy $E_{tot} - \Delta E$. Najwyższa krzywa odpowiada izotopom neonu ($Z=10$). Poniżej znajdują się krzywe związane z izotopami, kolejno: fluoru ($Z=9$), tlenu ($Z=8$), azotu ($Z=7$) oraz węgla ($Z=6$).



Rysunek 4.4: Widma dwuwymiarowe zmierzone przez teleskop dla reakcji $^{20}\text{Ne}+^{208}\text{Pb}$ (przy energii 108.6 MeV) przy różnych kątach

Analiza rys. 4.4 pozwala wyciągnąć wniosek, że przy przednich kątach głównymi produktami reakcji są jądra neonu. W okolicach kąta 90 stopni zaczynają pojawiać się również inne produkty reakcji, związane z reakcjami transferu. Szczególnie duży jest udział izotopów tlenu.



Rysunek 4.5: Dwuwymiarowe widmo z rys. 4.4 przedstawione w większej skali

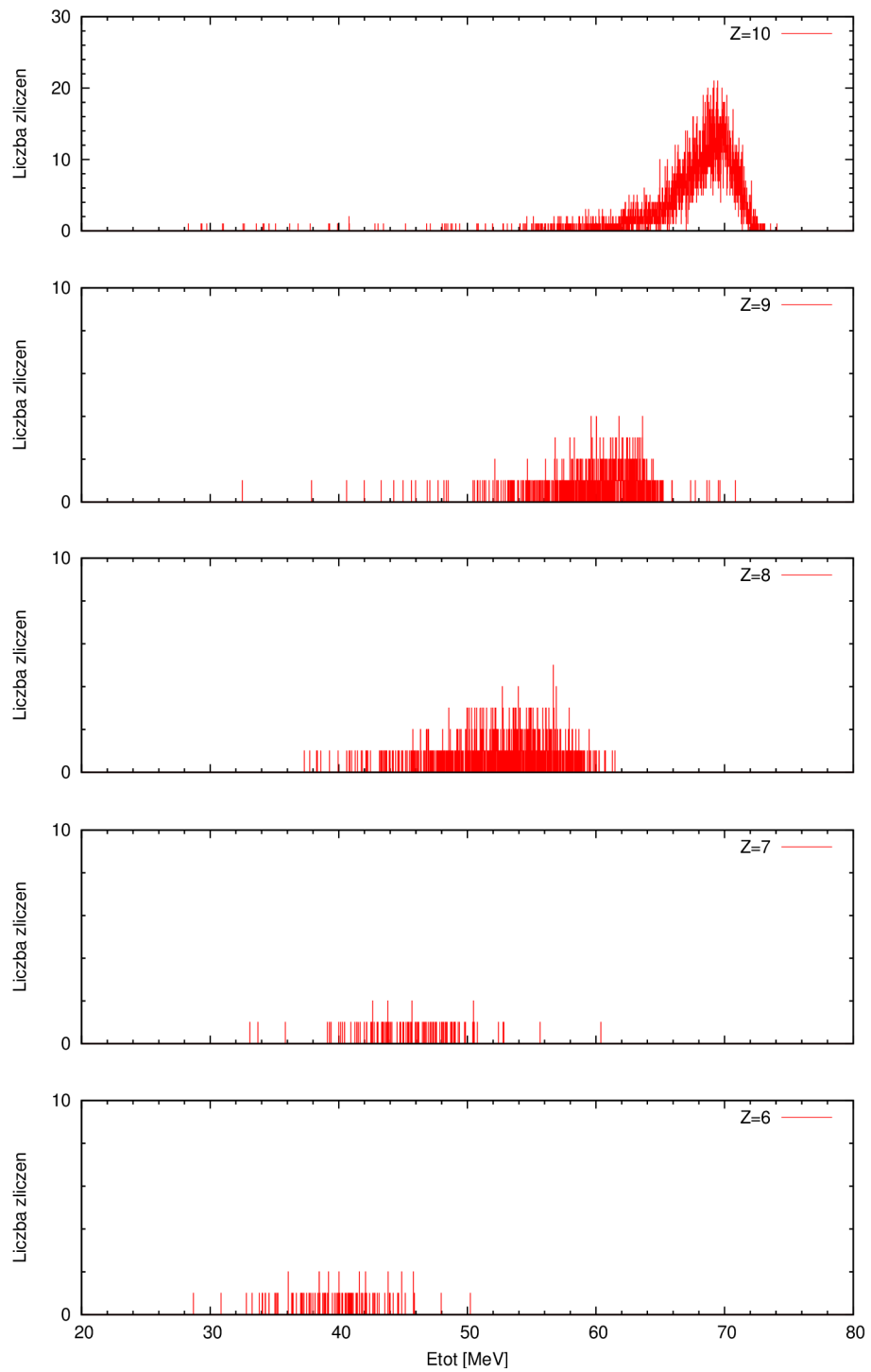
Dwuwymiarowe widma umożliwiły postawienie konturów wokół poszczególnych izotopów i identyfikację, ze względu na Z , konkretnych zdarzeń. Po dokonaniu identyfikacji i kalibracji wszystkich interesujących zdarzeń dla poszczególnych izotopów zostały wyznaczone jednowymiarowe widma energetyczne (rys. 4.6).

4.2 Wyznaczenie rozkładów kątowych

Jednowymiarowe widma energetyczne poszczególnych izotopów umożliwiły wyznaczenie rozkładów kątowych rozpraszania ^{20}Ne na ^{208}Pb oraz reakcji transferu, prowadzących do izotopów: fluoru, tlenu, azotu i węgla. W tabeli 1 wymienione są główne kanały reakcji umożliwiające produkcję tych izotopów.

4.2.1 Rozkład kątowy rozpraszania quasi-elastycznego ^{20}Ne

Rys. 4.7 przedstawia widma izotopów neonu zmierzone pod różnymi kątami przy energii 108.6 MeV. Już wstępna analiza pozwala sformułować dwa proste wnioski: energia izotopów neonu maleje wraz ze wzrostem kąta rozpraszania, co wynika wprost z kinematyki reakcji. Drugim spostrzeżeniem jest poszerzenie linii quasi-elastycznego rozpraszania. Tłumaczyć to należy min. pojawieniem się produktów reakcji transferu pojedynczych nukleonów z tarczy, oraz do tarczy. W celu szczegółowego opisu zostały osobno przedstawione i omówione widma zmierzone pod przednim i tylnym kątem.



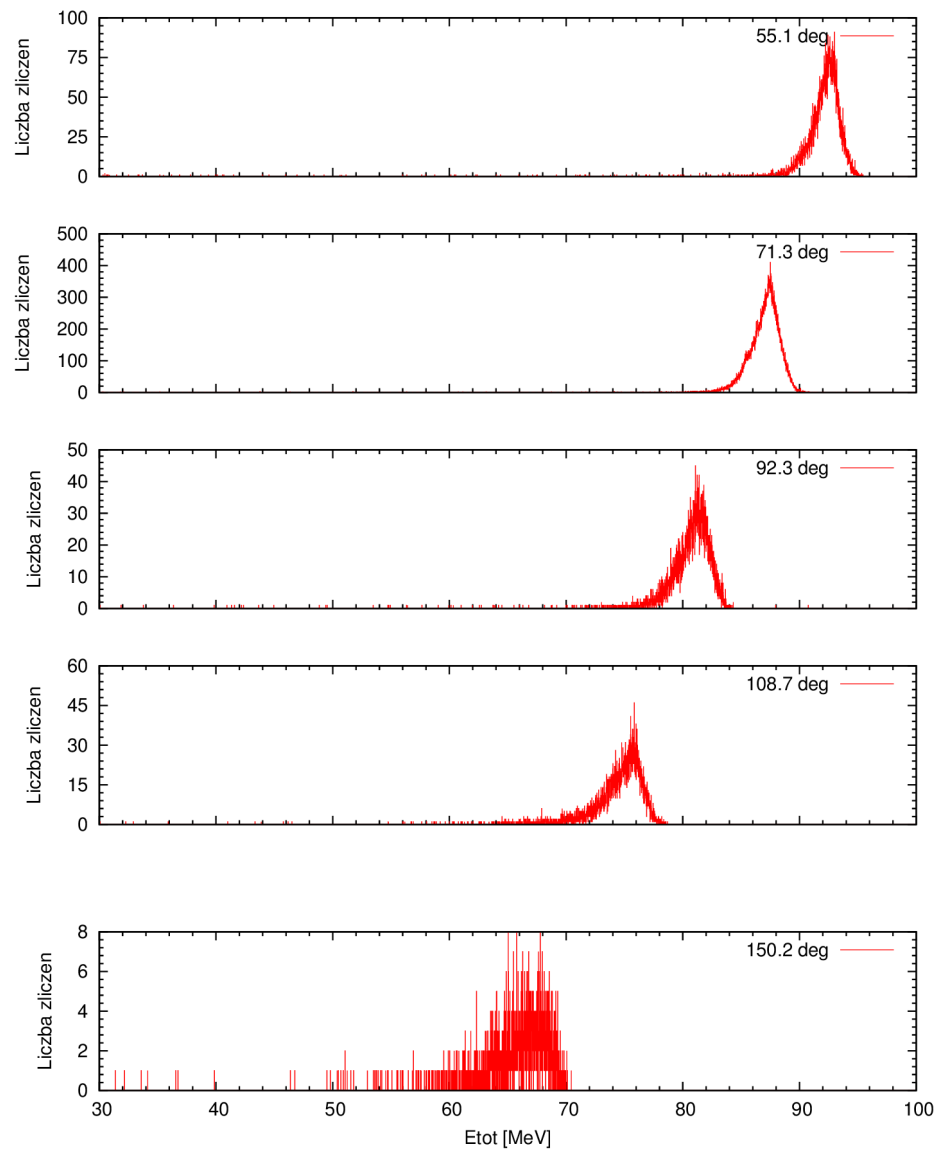
Rysunek 4.6: Widma energetyczne poszczególnych izotopów zmierzone przez jeden z teleskopów przy energii 108.6 MeV, pod kątem 131.6°

Tabela 1: Przewidywane kanały reakcji $^{20}\text{Ne}+^{208}\text{Pb}$

numer reakcji	Z	kanały reakcji	ciepło reakcji Q [keV]
1	10	$^{208}\text{Pb}(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{Ne})^{208}\text{Pb}$	0.0
2	10	$^{208}\text{Pb}(^{20}\text{Ne}, ^{22}\text{Ne})^{206}\text{Pb}$	3019.77
3	10	$^{208}\text{Pb}(^{20}\text{Ne}, ^{21}\text{Ne})^{207}\text{Pb}$	-606.71
4	10	$^{208}\text{Pb}(^{20}\text{Ne}, ^{19}\text{Ne})^{209}\text{Pb}$	-12927.39
5	9	$^{208}\text{Pb}(^{20}\text{Ne}, ^{19}\text{F})^{209}\text{Bi}$	-9044.54
6	9	$^{208}\text{Pb}(^{20}\text{Ne}, ^{18}\text{F})^{210}\text{Bi}$	-14872.31
7	9	$^{208}\text{Pb}(^{20}\text{Ne}, ^{17}\text{F})^{211}\text{Bi}$	-18883.67
8	8	$^{208}\text{Pb}(^{20}\text{Ne}, ^{18}\text{O})^{210}\text{Po}$	-12055.79
9	8	$^{208}\text{Pb}(^{20}\text{Ne}, ^{17}\text{O})^{211}\text{Po}$	-15549.07
10	8	$^{208}\text{Pb}(^{20}\text{Ne}, ^{16}\text{O})^{212}\text{Po}$	-13683.96
11	8	$^{208}\text{Pb}(^{20}\text{Ne}, ^{16}\text{O } ^4\text{He})^{208}\text{Pb}$	-4729.85
12	7	$^{208}\text{Pb}(^{20}\text{Ne}, ^{15}\text{N})^{213}\text{At}$	-22312.35
13	7	$^{208}\text{Pb}(^{20}\text{Ne}, ^{14}\text{N})^{214}\text{At}$	-28274.1
14	6	$^{208}\text{Pb}(^{20}\text{Ne}, ^{14}\text{C})^{214}\text{Rn}$	-27490.53
15	6	$^{208}\text{Pb}(^{20}\text{Ne}, ^{13}\text{C})^{215}\text{Rn}$	-30746.82
16	6	$^{208}\text{Pb}(^{20}\text{Ne}, ^{12}\text{C})^{216}\text{Rn}$	-29045.96

Widoczne na widmach, w dalszej części pracy, strzałki wskazują na przewidywane położenie poszczególnych izotopów wynikające z kinematyki reakcji, po uwzględnieniu strat energii w tarczy.

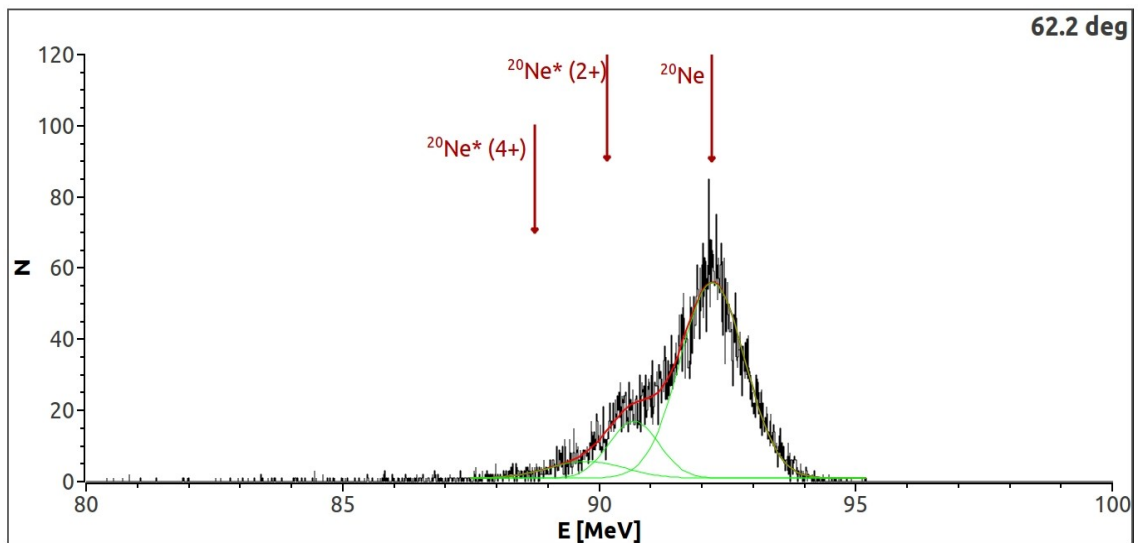
W przypadku kąta przedniego (rys. 4.8) głównymi kanałami reakcji jest rozpraszanie elastyczne oraz nieelastyczne prowadzące do wzbudzenia ^{20}Ne do poziomów (2+) i (4+) o energiach 1.633 MeV i 4.248 MeV. Niestety rozdzielczość detektorów użytych w eksperymencie nie pozwalała na rozróżnienie tych linii w widmie energetycznym. Na rysunku przedstawiona została próba dopasowania sumarycznej funkcji Gaussa do rzeczywistego widma. Było to możliwe jedynie przy z góry założonych parametrach rozkładu normalnego (wysokości i położenia).



Rysunek 4.7: Widma energetyczne izotopów neonu zmierzone przy różnych kątach dla energii wiązki 108.6 MeV

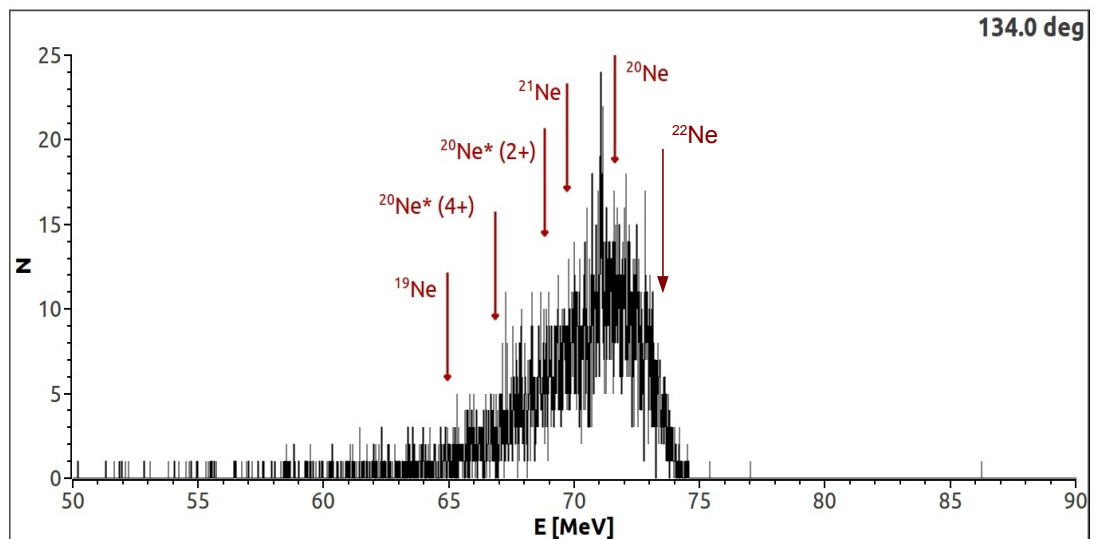
W przypadku kąta tylnego do kanałów elastycznego i nieelastycznego dochodzą produkty reakcji (rys. 4.9):

- przekazu jednego neutronu do tarczy (stripping) – nr 4, tab. 1
- przekazu jednego neutronu z tarczy do pocisku (pick-up) – nr 3, tab. 1
- przekazu dwóch neutronów z tarczy do pocisku – nr 2, tab. 1



Rysunek 4.8: Widmo izotopów neonu zmierzone pod kątem 62.2° przy energii 108.6 MeV

Zważywszy na dużą ujemną wartość ciepła reakcji strippingu $^{208}\text{Pb}(^{20}\text{Ne}, ^{19}\text{Ne})^{209}\text{Pb}$ (tab. 1) produkt tej reakcji, ^{19}Ne , praktycznie nie występuje w widmie. (rys. 4.9).



Rysunek 4.9: Widmo izotopów neonu zmierzone pod kątem 134° przy energii 108.6 MeV

Widma energetyczne zmierzone dla neonu, w szerokim zakresie kątów, umożliwiły wyznaczenie różniczkowego przekroju czynnego na rozpraszanie quasi-elastyczne ^{20}Ne na ^{208}Pb . Ponieważ gęstość strumienia cząstek padających na tarczę nie była mierzona

podczas eksperymentu, różniczkowy przekrój czynny został wyznaczony metodą pośrednią, poprzez wykorzystanie detektorów monitorujących.

Różniczkowy przekrój czynny na rozpraszanie definiujemy jako [Wil76]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)(\vartheta) = \frac{N_{det}(\vartheta)}{S \cdot \Phi \cdot \Omega_{det} \cdot n_0} \quad (4.1)$$

gdzie N_{det} - liczba cząstek zarejestrowanych przez detektor, ϑ - kąt rozpraszania w układzie laboratoryjnym, S - powierzchnia tarczy, Φ - strumień cząstek padających, Ω_{det} - kąt bryłowy detekcji, n_0 - liczba jąder tarczy w cm^2 .

W przypadku monitorów analogicznie:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)(\vartheta_{mon}) = \frac{N_{mon}(\vartheta_{mon})}{S \cdot \Phi \cdot \Omega_{mon} \cdot n_0} \quad (4.2)$$

W rezultacie wykorzystania obu zależności rozkład kątowy rozpraszania możemy wyznaczyć ze wzoru:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)(\vartheta) = \frac{N_{det}(\vartheta)}{N_{mon}(\vartheta_{mon})} \cdot C \quad (4.3)$$

Otrzymanie bezwzględnych wartości przekroju czynnego wymaga jeszcze wyznaczenia stałej C , różnej dla każdego detektora. Jest to możliwe dla kątów spełniających zależność:

$\vartheta < \frac{1}{4} \vartheta_{gr}$, przez przyrównanie $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)(\vartheta)$ do różniczkowego przekroju czynnego na rozpraszanie Rutherforda. W tym zakresie kątów mamy bowiem do czynienia z sytuacją, w której przelatujący pocisk doznaje tylko oddziaływania kulombowskiego. Przekrój czynny na rozpraszanie Rutherforda (w układzie lab.) został obliczony według wzoru [Yan10]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)(\vartheta)_{Ruth} = 5.2 \left(\frac{Z_1 Z_2}{E \sin^2 \vartheta}\right)^2 \frac{\left[\cos \vartheta + \sqrt{1 - \left(\frac{m_1 \sin \vartheta}{m_2}\right)^2}\right]^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{m_1 \sin \vartheta}{m_2}\right)^2}} \quad (4.4)$$

gdzie: Z_1, m_1 - ładunek i masa pocisku, Z_2, m_2 - ładunek i masa tarczy, E - energia pocisku w ukł. lab. Korzystając z opisanej wyżej metody dla każdego teleskopu zostały wyznaczone stałe C .

Kolejnym etapem było uśrednienie wszystkich wartości przekrojów zgodnie ze

wzorem na średnią ważoną:

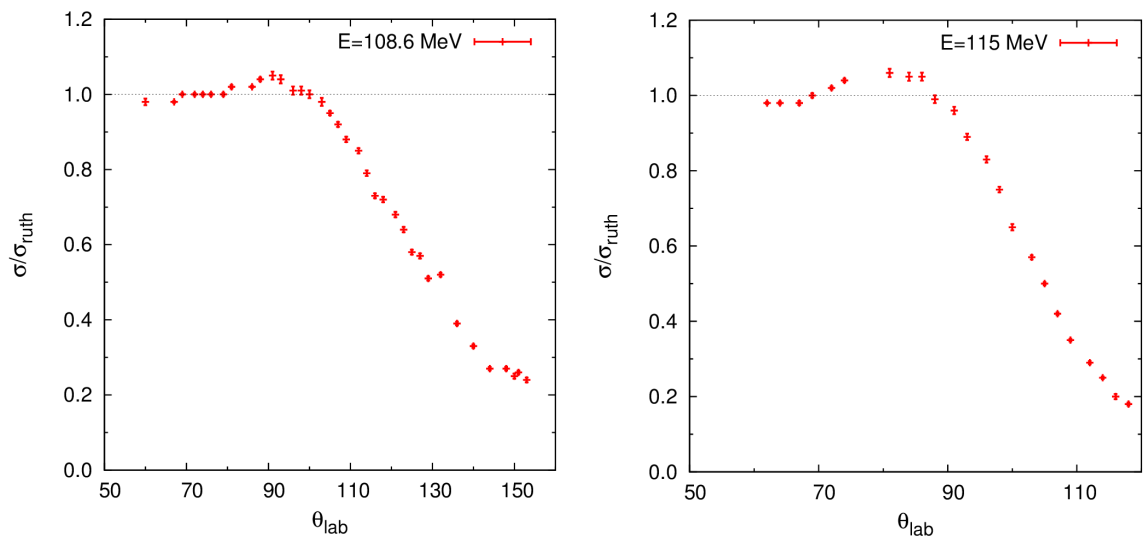
$$\left(\frac{d\bar{\sigma}}{d\Omega}\right)(\vartheta) = \frac{\sum_{i=1}^5 \frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta) \cdot w_i}{\sum_{i=1}^5 w_i} \quad (4.5)$$

gdzie i to numer kolejnego teleskopu a w_i to odpowiednia waga danego przekroju czynnego przyjęta jako:

$$w_i = \frac{1}{s^2} \quad (4.6)$$

gdzie s reprezentuje odchylenie standardowe wartości liczby zliczeń.

Wyliczone w ten sposób rozkłady dla dwóch energii wiązki przedstawia rys. 4.10. Niepewności pomiarowe uwzględniały statystyczne błędy wynikające z liczby zliczeń.



Rysunek 4.10: Rozkład kątowy rozpraszania quasi-elastycznego zmierzony dla dwóch energii

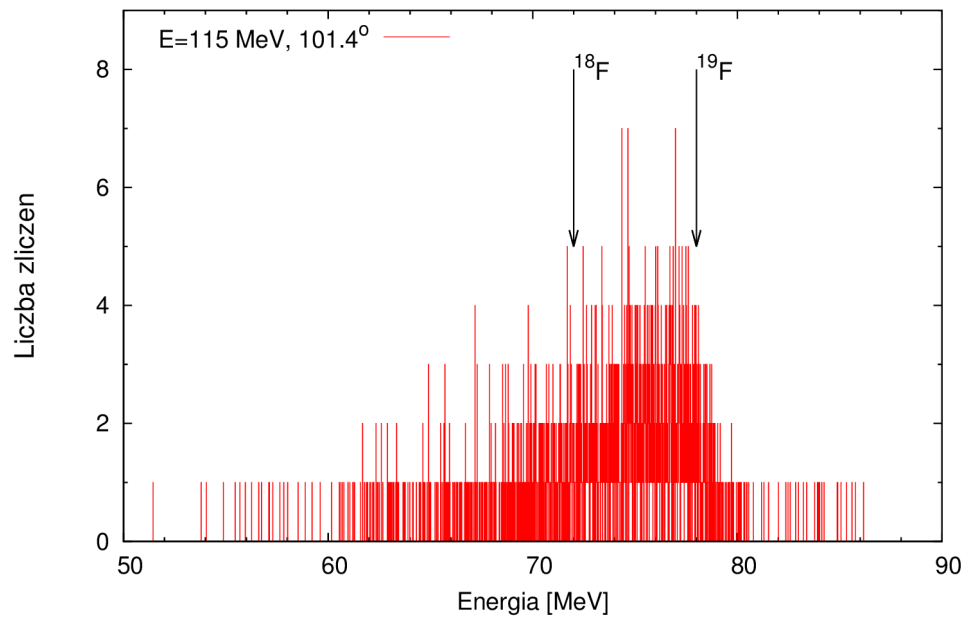
4.2.2 Rozkład kątowy reakcji transferu

Rozkłady kątowe różniczkowego przekroju czynnego dla poszczególnych reakcji transferu zostały wyznaczone również zgodnie ze wzorem (4.3). Podobnie jak w przypadku rozpraszania quasi-elastycznego, dla wszystkich teleskopów zostały policzone rozkłady kątowe reakcji, w których produktami były izotopy o liczbie atomowej, kolejno: 9, 8, 7 i 6. Rozkłady dla poszczególnych produktów zmierzone przez różne teleskopy

zostały uśrednione zgodnie z formułą (4.5).

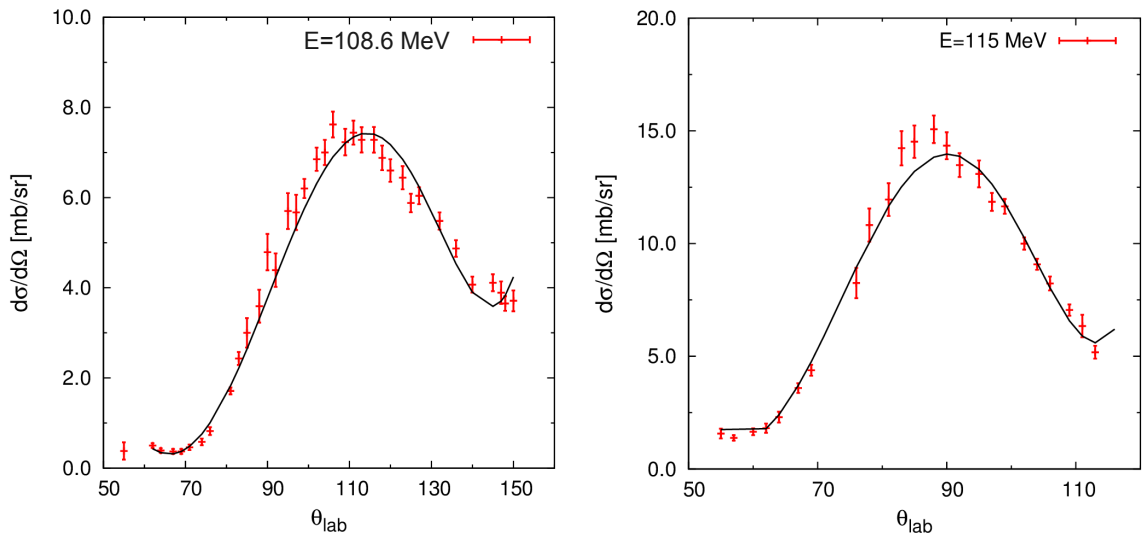
4.2.2.1 $^{208}\text{Pb}(^{20}\text{Ne},^X\text{F})$

Widmo energetyczne izotopów fluoru pod tylnym kątem przedstawia rys. 4.11. Izotopy fluoru pochodziły głównie z reakcji strippingu jednego protonu i strippingu pary proton+neutron (reakcje nr 5 i 6 tab. 1).



Rysunek 4.11: Widmo izotopów fluoru zmierzone dla kąta 101.4° przy energii 115 MeV

Rysunek 4.12 przedstawia rozkłady kątowe reakcji dla obu energii. Tak wyznaczone rozkłady doświadczalne opisane zostały za pomocą wielomianów piątego stopnia (krzywe ciągłe na rys. 4.12) co pozwoliło na wyliczenie całkowitego przekroju czynnego dla tych reakcji. Zostały one przedstawione w tab. 2. Można zauważyć, że ze wzrostem energii rośnie przekrój czynny na reakcje, w których produktami są izotopy fluoru oraz zmniejszanie się kąta, dla którego obserwujemy maksimum rozkładu.



Rysunek 4.12: Rozkłady kątowe produktów reakcji o liczbie atomowej $Z=9$, po lewej dla 108.6 MeV, po prawej dla 115 MeV

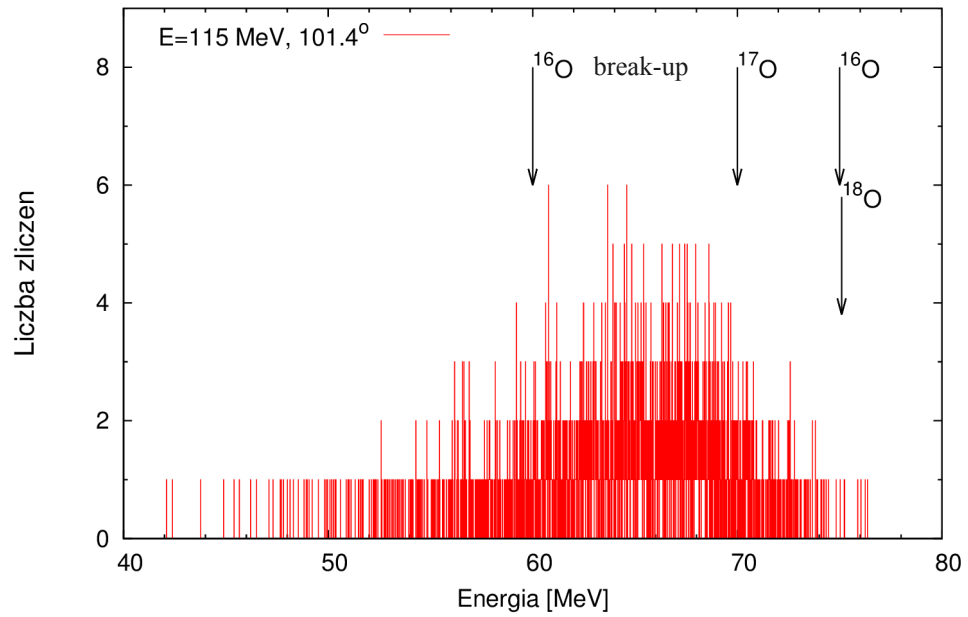
Tabela 2: Całkowite przekroje czynne reakcji, w których produktami są izotopy fluoru przy dwóch energiach wiązki

	E=108.6 MeV	E=115 MeV
Z=9	$37.1^{+1.9}_{-1.9}$ mb	$52.7^{+2.8}_{-2.8}$ mb

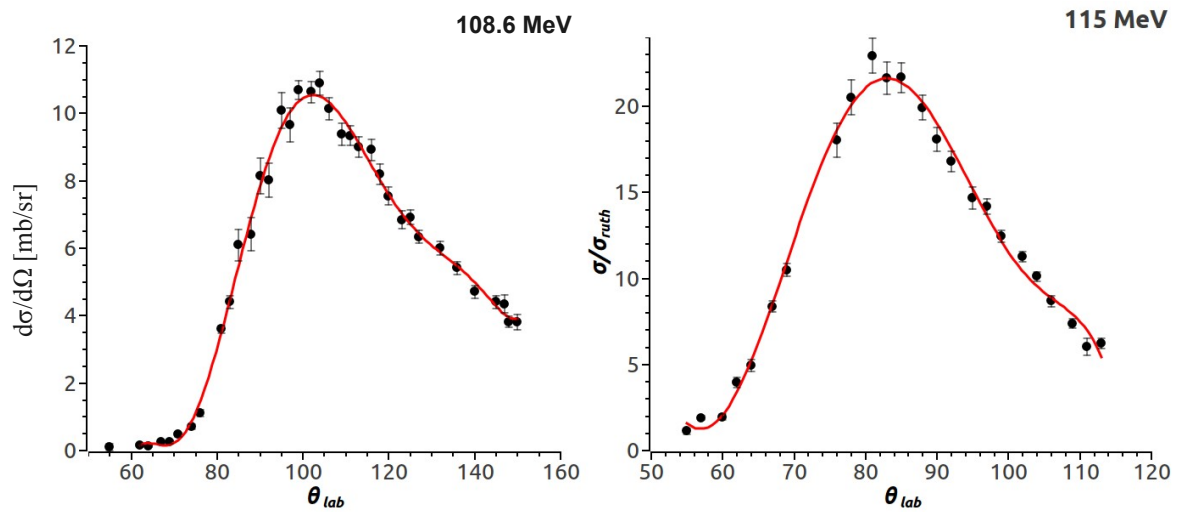
4.2.2.2 $^{208}\text{Pb}(^{20}\text{Ne},^X\text{O})$

Widmo energetyczne izotopów tlenu pod jednym z kątów przedstawia rys. 4.13. Izotopy tlenu pochodziły głównie z reakcji strippingu dwóch protonów (reakcja nr 8 tab. 1), strippingu ^3He (reakcja nr 9 tab. 1) oraz strippingu cząstki alfa (reakcja nr 10, tab. 1). Należy również uwzględnić zdarzenia pochodzące z reakcji rozerwania neonu (break-up) na ^{16}O i cząstkę alfa (reakcja nr 11, tab. 1).

Rysunek 4.14 przedstawia rozkłady kątowe reakcji dla obu energii. Podobnie jak w przypadku izotopów fluoru rozkłady doświadczalne opisane zostały za pomocą wielomianów piątego stopnia (krzywe ciągłe na rys. 4.14) co pozwoliło na wyliczenie całkowitego przekroju czynnego dla tych reakcji. Został on przedstawiony w tab. 3



Rysunek 4.13: Widmo izotopów tlenu zmierzone dla kąta 101.4° przy energii 115 MeV



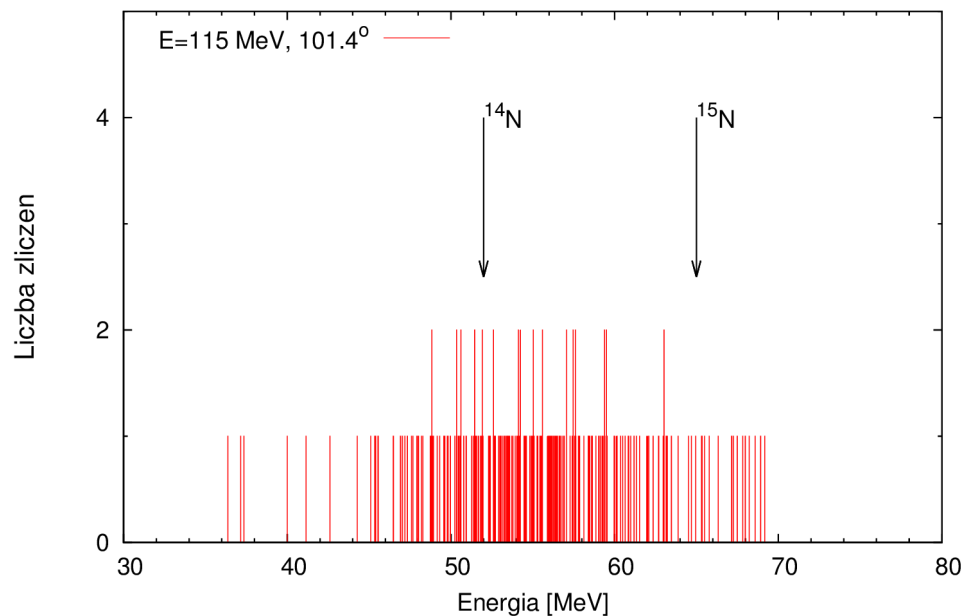
Rysunek 4.14: Rozkłady kątowe produktów reakcji o liczbie atomowej $Z=8$: po lewej dla 108.6 MeV , po prawej dla 115 MeV

Tabela 3: Całkowite przekroje czynne reakcji, w których produktami są izotopy tlenu przy dwóch energiach wiązki

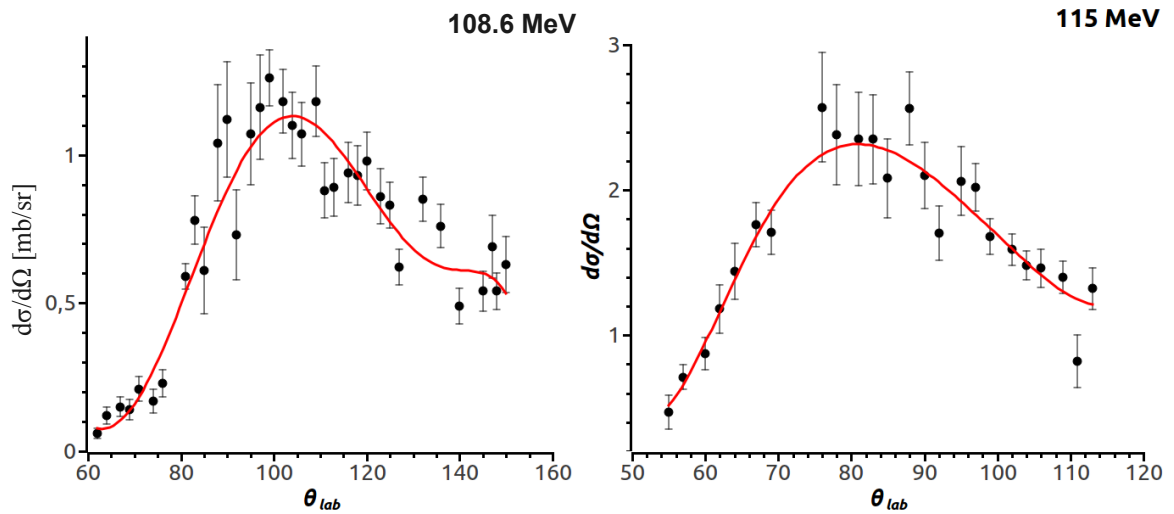
	E=108.6 MeV	E=115 MeV
Z=8	$50.5^{+2.3}_{-2.2}$ mb	$77.4^{+3.2}_{-3.4}$ mb

4.2.2.3 $^{208}\text{Pb}(^{20}\text{Ne},^X\text{N})$

Widmo energetyczne izotopów azotu pod jednym z kątów przedstawia rys. 4.15. Izotopy azotu pochodziły głównie z reakcji strippingu: 3p i 2 n (reakcja nr 12 tab. 1) oraz 3p i 3n (reakcja nr 13 tab. 1).

Rysunek 4.15: Widmo izotopów azotu zmierzone dla kąta 101.4° przy energii 115 MeV

Rysunek 4.16 przedstawia rozkłady kątowe przekroju czynnego na reakcje dla obu energii. Rozkłady doświadczalne opisane zostały za pomocą wielomianów piątego stopnia (krzywe ciągłe na rys. 4.16) co pozwoliło na wyliczenie całkowitego przekroju czynnego dla tych reakcji. Zostały one przedstawione w tab. 4.



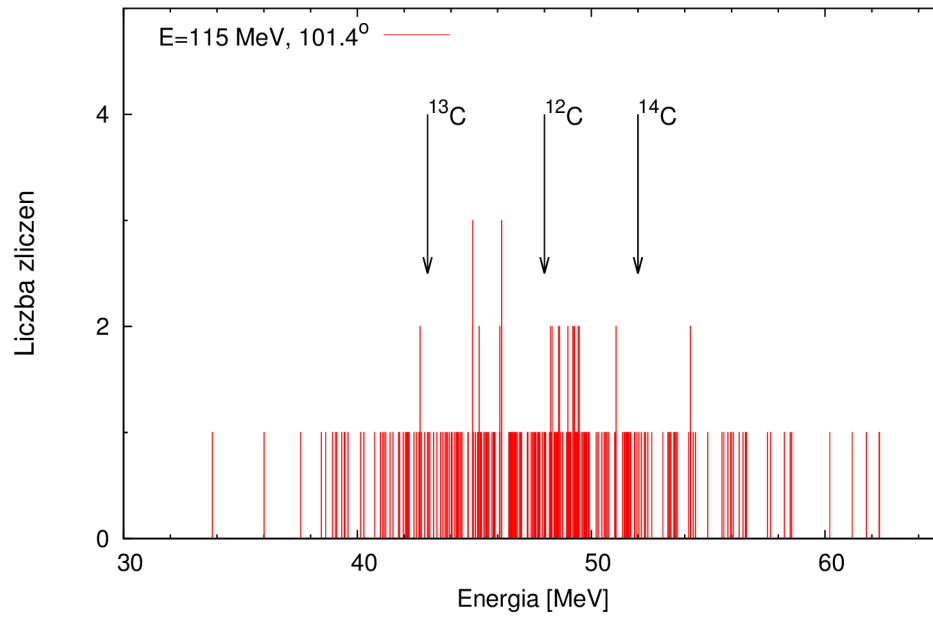
Rysunek 4.16: Rozkłady kątowe produktów reakcji o liczbie atomowej $Z=7$: po lewej dla 108.6 MeV, po prawej dla 115 MeV

Tabela 4: Całkowite przekroje czynne reakcji, w których produktami są izotopy azotu przy dwóch energiach wiązki

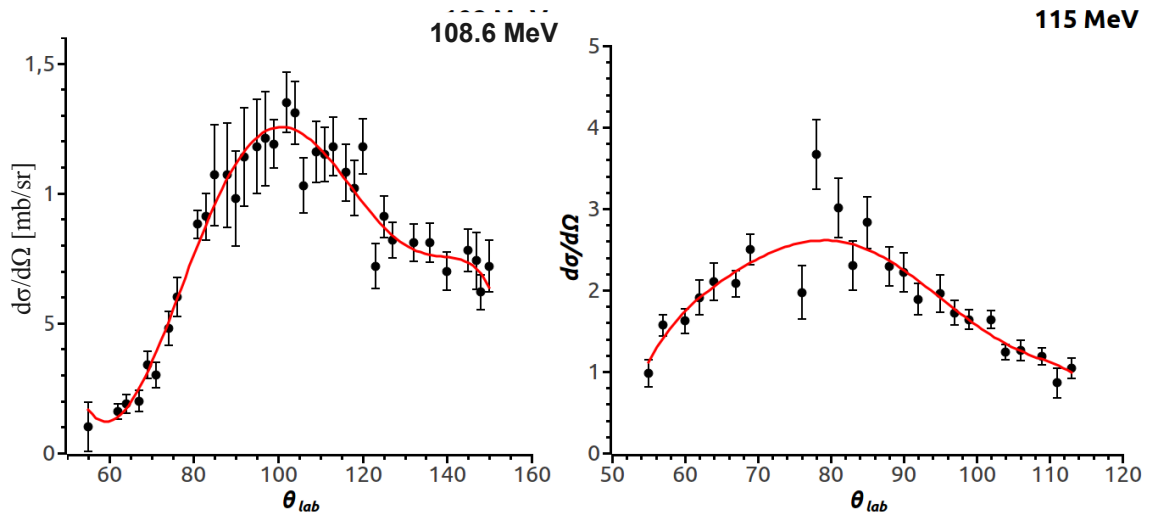
	E=108.6 MeV	E=115 MeV
Z=7	$6.4^{+0.9}_{-0.9}$ mb	$10.7^{+1.2}_{-1.2}$ mb

4.2.2.4 $^{208}\text{Pb}(^{20}\text{Ne}, ^x\text{C})$

Widmo energetyczne izotopów węgla pod jednym z kątów przedstawia rys. 4.17. Izotopy węgla pochodziły głównie z reakcji strippingu: 4p i 2 n (reakcja nr 14 tab. 1), 4p i 3n (reakcja nr 15 tab. 1) oraz 4p i 4n (reakcja nr 16 tab. 1). Rysunek 4.18 przedstawia rozkłady kątowe reakcji dla obu energii. Rozkłady doświadczalne opisane zostały za pomocą wielomianów piątego stopnia (krzywe ciągłe na rys. 4.18) co pozwoliło na wyliczenie całkowitego przekroju czynnego dla tych reakcji. Zostały one przedstawione w tab. 5.



Rysunek 4.17: Widmo izotopów węgla zmierzone dla kąta 101.4° przy energii 115 MeV



Rysunek 4.18: Rozkłady kątowe produktów reakcji o liczbie atomowej $Z=6$: po lewej dla 108.6 MeV, po prawej dla 115 MeV

Tabela 5: Całkowite przekroje czynne reakcji, w których produktami są izotopy węgla przy dwóch energiach wiązki

	E=108.6 MeV	E=115 MeV
Z=6	$7.4^{+0.9}_{-0.9}$ mb	$12.2^{+1.3}_{-1.4}$ mb

4.2.3 Całkowity przekrój czynny na reakcje

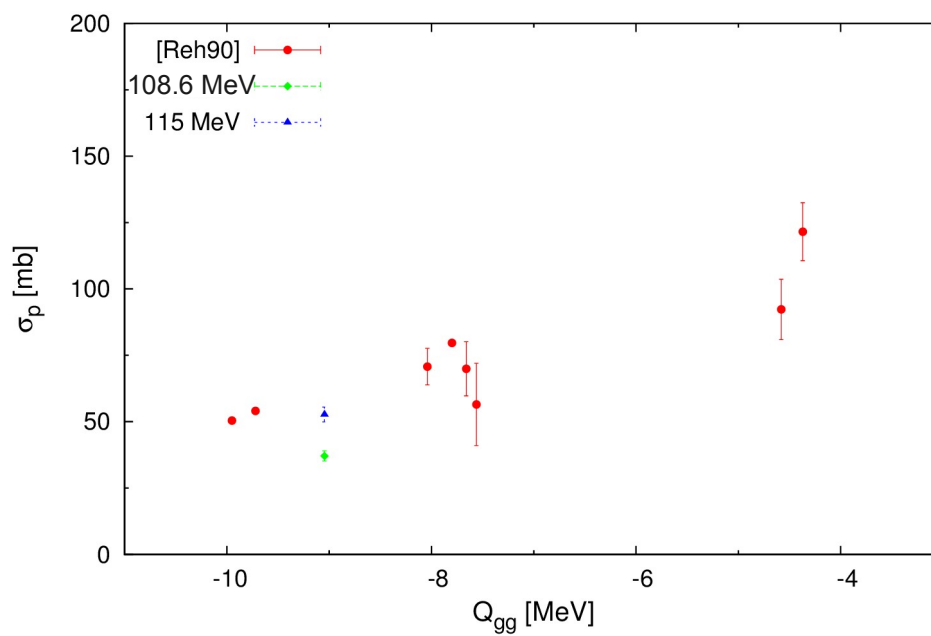
Tabela 6 zawiera zestawienie przekrojów czynnych dla różnych izotopów oraz ich sumę, czyli całkowity przekrój czynny na reakcje transferu nukleonów. Ponieważ w przypadku izotopów Ne nie było możliwe ich rozdzielanie nie zostały one umieszczone w tabeli.

Tabela 6: Całkowity przekrój czynny dla różnych izotopów (w mb) oraz zestawienie sumaryczne.

Z	E=108.6 MeV	E=115 MeV
9	$37.1^{+1.9}_{-1.9}$	$52.7^{+2.8}_{-2.8}$
8	$50.5^{+2.3}_{-2.2}$	$77.4^{+3.2}_{-3.4}$
7	$6.4^{+0.9}_{-0.9}$	$10.7^{+1.2}_{-1.2}$
6	$7.4^{+0.9}_{-0.9}$	$12.2^{+1.3}_{-1.4}$
Σ	101.4	153.0

Dla systemu $^{20}\text{Ne}+^{208}\text{Pb}$ istnieje niewielka liczba dostępnych danych eksperymentalnych dotyczących reakcji transferu. [Reh90] podaje dane dotyczące przekrojów jedno-protonowego transferu dla różnych rodzajów pocisku i tarczy ^{208}Pb w funkcji Q_{gg} (ciepło reakcji, ze stanu podstawowego do stanu podstawowego), które zostały przedstawione w postaci czerwonych punktów na rys. 4.19. Na ich tle zostały umieszczone dane zmierzone w eksperymencie ICARE-1b: punkt zielony i niebieski odpowiednio dla energii 108.6 MeV i 115 MeV, wzięte z tab. 2. Oba punkty nie odbiegają znacząco od trendu wskazującego na wzrost przekroju czynnego wraz ze wzrostem ciepła

reakcji.



Rysunek 4.19: Całkowity przekrój czynny na reakcje transferu jedno-protonowego. Porównanie danych uzyskanych w tej pracy z systematyką Rehma [Reh90]. Szczegóły w tekście

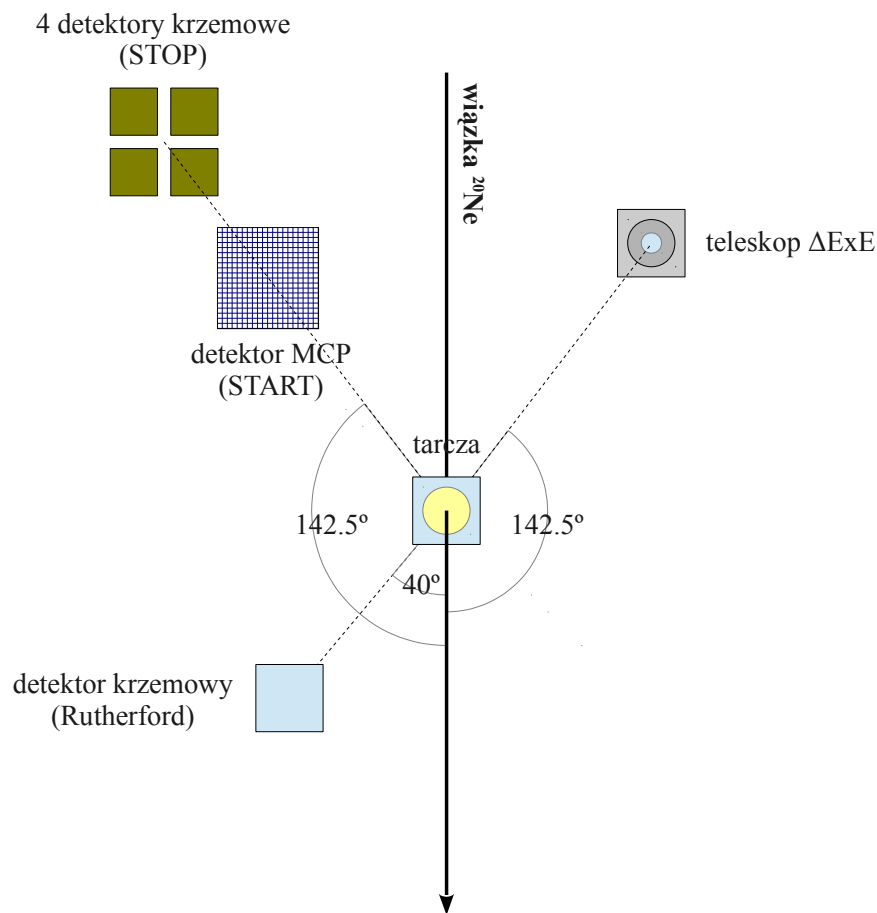
5 Eksperyment CC13

Eksperyment CC13, wykonany w Środowiskowym Laboratorium Ciężkich Jonów na układzie ICARE był uzupełnieniem eksperymentu przeprowadzonego wcześniej na Uniwersytecie Jyväskylä. Celem obu był dokładny pomiar przekrojów czynnych produktów reakcji $^{20}\text{Ne} + X$ ($X = {}^{\text{nat}}\text{Ni}$, $^{90,92}\text{Zr}$, ^{118}Sn i ^{208}Pb). Ponieważ metody użyte w obu eksperymentach były bardzo podobne, poniżej przedstawiony zostanie krótki opis tylko eksperymentu warszawskiego, w którym autorka pracy brała czynny udział.

5.1 Opis układu pomiarowego

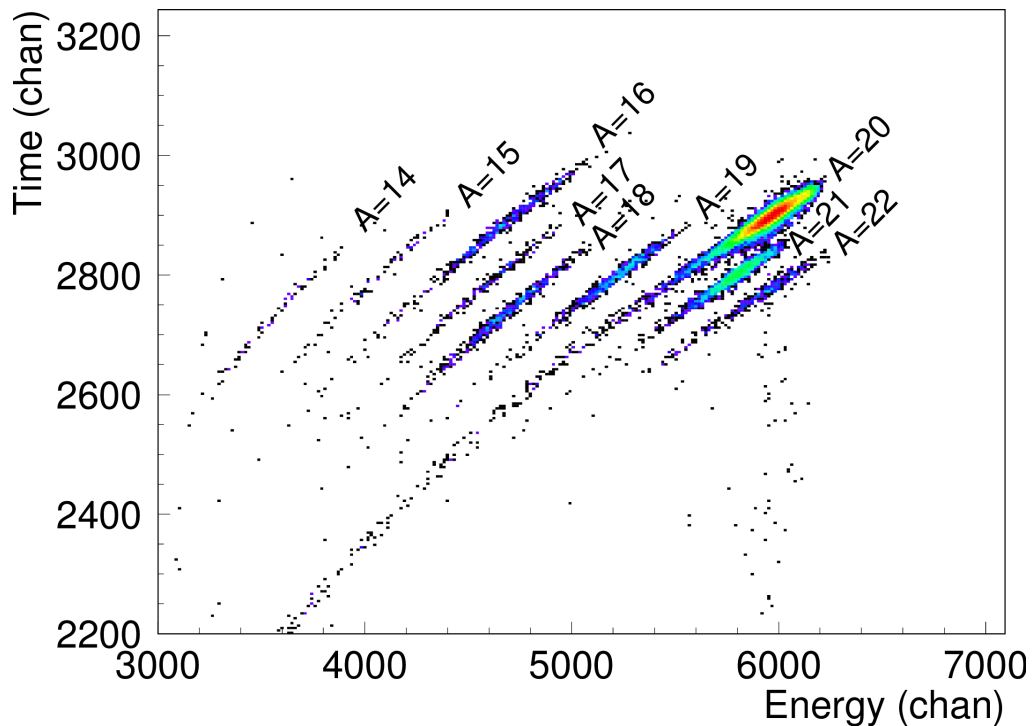
Energia wiązki ^{20}Ne była różna w przypadku różnych tarcz i dobrana do zakresu wartości rozkładu bariery kulombowskiej, przewidzianego modelowymi obliczeniami. Wynosiła ona odpowiednio: 51.7 MeV dla ${}^{\text{nat}}\text{Ni}$ (o grubości $250 \mu\text{g}/\text{cm}^2$), 62.8 MeV dla ^{90}Zr ($100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$), 62.6 MeV dla ^{92}Zr ($100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$), 72.1 MeV dla ^{118}Sn ($130 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) i 102.0 MeV dla ^{208}Pb ($150 \mu\text{g}/\text{cm}^2$). Schemat układu eksperymentalnego przedstawia rys. 5.1. W celu identyfikacji mas jąder rozproszonych do tyłu została zastosowana technika czasu przelotu (ToF). Sygnał START był przekazywany przez detektor MCP (Microchannel Plate). Cztery detektory krzemowe o wymiarach 20 mm x 20 mm każdy, ułożone w kwadracie 2x2, którego środek znajdował się pod kątem 142.5° względem kierunku wiązki w układzie laboratoryjnym, dostarczały sygnał STOP oraz informację o energii zarejestrowanej cząstki. Odległość pomiędzy detektorami START i STOP, zwana bazą ToF, wynosiła 75 cm. Uzyskano bardzo dobrą czasową zdolność rozdzielczą na poziomie 120 ps co przekładało się na około 0.15 a.m.u rozdzielczości masowej. Dodatkowo, w celu identyfikacji ładunku symetrycznie do kierunku wiązki został umieszczony teleskop gazowo-krzemowy opisany w rozdz. 3. Postawiony pod przednim kątem dodatkowy detektor krzemowy („Rutherford”) miał za zadanie monitorowanie wiązki podczas

eksperymentu.



Rysunek 5.1: Schematyczny widok ustawienia eksperymentu CC13

Na rys. 5.2 przedstawione jest przykładowe widmo energii w funkcji czasu zmierzone podczas eksperymentu. Metoda ToF pozwala na separację zdarzeń ze względu na liczbę masową A , ale nie umożliwia identyfikacji ładunkowej. Dlatego też przy przyporządkowaniu linii konkretnemu izotopowi brano pod uwagę przewidywaną wydajność poszczególnych procesów. Na rys. 5.2 można zauważyć, że najwięcej zdarzeń pochodziło z elastycznego rozpraszania ^{20}Ne . Widoczne są również produkty o liczbie masowej $A=21$ i 22 (przyporządkowane do $^{21,22}\text{Ne}$), $A=19$ (^{19}F), $A=18,17,16$ ($^{18,17,16}\text{O}$), $A=15,14$ ($^{15,14}\text{N}$). Produkty o $A=19$ muszą niemal w całości reprezentować izotopy fluoru, bowiem w eksperymencie Icare-1b pokazano, że reakcja $^{208}\text{Pb}(^{20}\text{Ne}, ^{19}\text{Ne})^{209}\text{Pb}$ ma miejsce z bardzo małym prawdopodobieństwem.



Rysunek 5.2: Przykładowe widmo czasowe ExTOF

5.2 Wyniki

Rezultatem eksperymentu było zmierzenie przekrojów czynnych na produkcję różnych izotopów pod kątem 142.5° . Wyniki zestawione są w tabeli 7. Są one obarczone 5% niepewnością pomiarową wynikającą ze statystyki, sumaryczny błąd mógł wzrosnąć czasami do 10% ze względu na błędy systematyczne. Wartość przekroju czynnego na produkcję ^{21}Ne , 9.4 mb/sr, wyróżniona w ostatnim wierszu tabeli, posłużyła w tej pracy do wyznaczenia czynnika spektroskopowego dla systemu $^{21}\text{Ne}=\text{}^{20}\text{Ne}+\text{n}$ (rozdz. 6).

Tabela 7: Przekrój czynny na produkcję izotopów przy energiach około-barierowych (mb/sr) [Pia12a]

	A	14	15	16	17	18	19	21	22
	Z	7	7	8	8	8	9	10	10
^{nat} Ni		$6 \cdot 10^{-3}$		0.8	0.06	$6.5 \cdot 10^{-2}$	$6.5 \cdot 10^{-2}$		$4.6 \cdot 10^{-2}$
⁹⁰ Zr		$2 \cdot 10^{-2}$	$9 \cdot 10^{-2}$	3.0	0.19	$5.1 \cdot 10^{-2}$	0.23		
⁹² Zr		$5.4 \cdot 10^{-2}$	0.11	2.1	0.21	0.23	0.56	0.5	0.17
¹¹⁸ Sn		$6 \cdot 10^{-2}$	0.2	1.7	0.38	0.98	2.0	2.1	1.7
²⁰⁸ Pb		2.4	1.4	2.5	1.2	3.8	4.2	9.4	3.8

6 Obliczenia modelowe

Zmierzone w eksperymencie wielkości fizyczne pozwalają na wyciągnięcie informacji o strukturze jąder uczestniczących w zderzeniu i oddziaływaniu pomiędzy nimi. By było to możliwe niezbędna jest znajomość teorii opisującej mechanizmy reakcji jądrowych. Z uwagi na złożoność opisu skomplikowanego układu wielocząsteczkowego jakim jest jądro atomowe, wykonywane obliczenia oparte są na pewnych modelach i metodach przybliżonych.

Obszar zainteresowań został zawężony do reakcji dwuciałowych, bezpośredniego oddziaływania.

6.1 Reakcje jądrowe

6.1.1 Mechanizm reakcji jądrowych

Reakcje dwuciałowe to procesy, w których zarówno w kanale wejściowym jak i wyjściowych znajdują się po dwie cząstki:

$$A+b=a+B$$

Jeżeli w kanale wyjściowym pojawiają się te same cząstki co w kanale wejściowym, przy jednoczesnym zachowaniu całkowitej energii kinetycznej, proces taki nazywany jest rozpraszaniem elastycznym. Gdy całkowita energia kinetyczna ulega zmniejszeniu, a wyjściowe cząstki znajdują się w stanie wzbudzonym, mamy do czynienia z rozpraszaniem nieelastycznym. Gdy podczas reakcji nastąpiło przekazanie nukleonów z tarczy do pocisku, bądź z pocisku do tarczy, mówimy wtedy o reakcjach transferu. Jeden kanał wejściowy może prowadzić do wielu kanałów wyjściowych, jak również jeden kanał wyjściowy może być wynikiem różnych kanałów wejściowych, reprezentujących różne

systemy nuklidów.

Reakcjami bezpośredniego oddziaływania, zwanymi krócej reakcjami wprost, nazywane są procesy jednostopniowe, bez etapu pośredniego powstawania jądra złożonego. Padający pocisk oddziałuje jedynie z pojedynczymi nukleonami tarczy. Czas oddziaływania jest stosunkowo krótki, rzędu 10^{-22} s i jest porównywalny z czasem przejścia pocisku przez tarczę. Reakcje wprost możemy podzielić na dwie zasadnicze grupy:

- 1) reakcje rozpraszania nieelastycznego;
- 2) reakcje transferu jednego lub kilku nukleonów pomiędzy pociskiem a tarczą.

6.1.2 Formalizm opisu reakcji wprost

Stan układu reprezentowany jest przez funkcję falową, którą możemy przedstawić jako sumę po wszystkich dostępnych kanałach wyjściowych:

$$\Psi = \sum_i \psi_i(x) \chi_i(\vec{r}) \quad (6.1)$$

gdzie $\psi_i(x)$ to funkcja falowa opisująca strukturę zderzających się jąder a $\chi_i(\vec{r})$ to funkcja ich ruchu względnego w i -tym kanale wyjściowym [Sat83].

Funkcja falowa spełnia równanie Schrödingera:

$$H \Psi = E \Psi \quad (6.2)$$

gdzie E jest całkowitą energią układu.

Hamiltonian możemy zapisać w postaci:

$$H = H_0(x) + K(\vec{r}) + U(\vec{r}, x) \quad (6.3)$$

gdzie $K(\vec{r})$ to operator energii kinetycznej a $U(\vec{r}, x)$ to potencjał oddziaływania zależny od współrzędnych wewnętrznych zderzających się jąder x i od współrzędnych ruchu względnego \vec{r} , zaś $H_0(x)$ opisuje ich strukturę wewnętrzną.

6.1.3 Model kanałów sprzężonych reakcji (Coupled Reaction Channels = CRC)

Po wstawieniu modelowej funkcji falowej do równania Schrödingera i skorzystaniu z własności ortogonalności i normalizacji funkcji, $\langle \psi_i, \psi_j \rangle = \delta_{ij}$, otrzymujemy układ sprzężonych równań całkowo-różniczkowych [Sat83]:

$$[(E - \epsilon_\alpha) - K - \langle \psi_\alpha | U | \psi_\alpha \rangle] \chi_\alpha(\vec{r}_\alpha) = \sum \langle \psi_\alpha | H - E | \psi_i \chi_i(\vec{r}_i) \rangle \quad (6.4)$$

$$[(E - \epsilon_\beta) - K - \langle \psi_\beta | U | \psi_\beta \rangle] \chi_\beta(\vec{r}_\beta) = \sum_{i \neq \beta} \langle \psi_\beta | H - E | \psi_i \chi_i(\vec{r}_i) \rangle \quad (6.5)$$

...

gdzie ϵ_α , ϵ_β to energie własne stanów ψ_α , ψ_β .

Liczba dostępnych kanałów oraz wielkość wyrazów sprzęgających decydują o stopniu komplikacji rozwiązania tego układu. W przypadku reakcji przekazu nukleonów, gdy w kanałach wejściowym i wyjściowym mamy inne cząstki, w układzie równań pojawia się człon nieortogonalny. Rozwiązanie takiego układu napotyka na dodatkowe trudności, dlatego też w przypadku reakcji transferu stosuje się często metodę przybliżenia Borna z falami odkształconymi (Distorted Wave Born Approximation = DWBA).

6.1.4 Modele przybliżone

6.1.4.1 Model optyczny

W przypadku rozpraszania elastycznego, gdy kanał wyjściowy jest tożsamy z kanałem wejściowym obliczenia zawężają się do jednego równania z potencjałem zespolonym:

$$U(r) = V_C(r) + V_N(r) + iW_N(r) \quad (6.6)$$

którego część urojona odpowiedzialna będzie za przypadki przechodzenia cząstek do innych kanałów, różnych od kanału wejściowego. Podejście takie nazywamy modelem optycznym.

Potencjał kulombowski V_C najczęściej przyjmuje postać [Sat83]:

$$V_C(r) = \begin{cases} \frac{Z_P Z_T}{r} & \text{dla } r \geq R_0 \\ \frac{Z_P Z_T}{2R_0} \left(3 - \frac{r^2}{R_0^2} \right) & \text{dla } r < R_0 \end{cases} \quad (6.7)$$

przy założeniu $R_0 = r_{0C} (A_P^{1/3} + A_T^{1/3})$ fm, gdzie Z_P , Z_T to liczby atomowe pocisku i tarczy, A_P , A_T to ich liczby masowe, a r_{0C} to parametr promienia potencjału.

Potencjał jądrowy $V_N(r)$ może zostać wyznaczony za pomocą metody „double folding” (DF) wykorzystującej znajomość rozkładów gęstości materii jądrowej oddziałujących jąder oraz oddziaływania nukleon-nukleon [Coo82]. Potencjał DF zgodnie

z [Sat79] można zdefiniować jako:

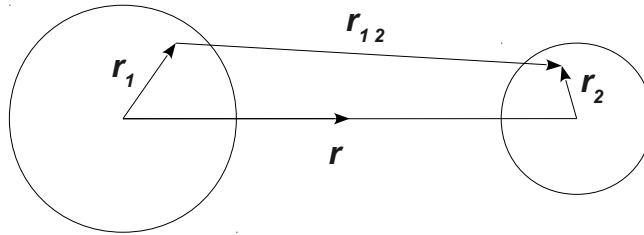
$$V_{DF}(r) = \int dr_1 \int dr_2 \rho_1(r_1) \rho_2(r_2) v(r_{12} = r + r_2 - r_1) \quad (6.8)$$

gdzie ρ_1 i ρ_2 są rozkładami gęstości, v opisuje oddziaływanie nukleon-nukleon, a r , r_1 , r_2 są współrzędnymi, jak na rys. 6.1. Część urojona potencjału jądrowego, $W_N(r)$, przyjmuje się najczęściej w podobnej formie jak część rzeczywistą [Sat79].

Efektywny potencjał jądrowy może więc zostać przyjęty w postaci:

$$V_N(r) = (N_r + i N_i) \cdot V_{DF}(r) \quad (6.9)$$

gdzie $V_{DF}(r)$ to potencjał double-folded, a N_r i N_i to parametry normalizacyjne. Parametry te nie są stałe i zmieniają się w funkcji energii układu, szczególnie silnie w okolicy bariery kulombowskiej. Efekt ten, nazwany efektem progowym (Threshold Anomaly = TA) jest obserwowany dla wielu systemów [Sat78].



Rysunek 6.1: Współrzędne potencjału double-folding

6.1.4.2 Model kanałów sprzężonych (Coupled Channels = CC)

W przypadku rozpraszania ze wzbudzeniem poziomów rotacyjnych cząstki lub tarczy potencjał optyczny powinien uwzględniać deformację jądra. Przyjmowany jest on najczęściej w postaci, w której występuje zależność od powierzchni zdeformowanego jądra, $V_N[r - R(\theta, \Phi)]$, gdzie $R(\theta, \Phi) = R_0 \{1 + \beta Y_2^0(\theta, \Phi)\}$ w przypadku deformacji kwadrupolowej. Po rozwinięciu w szereg Taylora otrzymujemy:

$$V_N[r - R(\theta, \Phi)] = V_N(r - R_0) - \beta_2 R_0 Y_2^0(\theta, \Phi) \frac{dV_N}{dr} + \dots \quad (6.10)$$

gdzie R_0 jest promieniem równowagi, θ, Φ są kątami polarnymi, a β_2 jest parametrem

deformacji. Wyrazy proporcjonalne do wyższych potęg β_2 możemy zaniedbać, wówczas wyraz pierwszy odpowiada sferycznemu potencjałowi, wyraz drugi prowadzi do sprzężenia pomiędzy kanałem elastycznym a nieelastycznym.

Deformację ładunkową zwykle uwzględniamy inaczej. Potencjał kulombowski sferyczny pomiędzy ładunkiem Z tarczy i rozkładem ładunku $q(r_i)$ zdeformowanej cząstki możemy zapisać w postaci [Sat83]:

$$V_c(r) = \int \frac{Z \cdot q(r_i)}{|r - r_i|} d^3 r_i \quad (6.11)$$

Po rozwinięciu w szereg na wielomiany Legendre'a i skorzystaniu z własności harmonik sferycznych otrzymujemy:

$$V_C^{\lambda\mu}(R) = \sum_{\lambda,\mu} M(E_{\lambda\mu}) \frac{\sqrt{4\pi e^2}}{2\lambda+1} \frac{Z}{R^{\lambda+1}} \quad (6.12)$$

gdzie $M(E_{\lambda\mu}) = \int q(r_i) r_i^\lambda Y_{\lambda\mu}(\hat{r}_i) d^3 r_i$ jest elektrycznym multipolem rzędu λ .

6.1.4.3 Przybliżenie Borna z falami odkształconymi (DWBA)

Rozważmy reakcję (rys. 6.2), gdy w kanale wejściowym i wyjściowym mamy inne cząstki:

$$A + b \rightarrow a + B \quad (A = a + v, B = b + v)$$

W przypadku słabych sprzężeń, gdy można zaniedbać wzbudzenia jąder pocisku i tarczy, układ równań 6.4, 6.5 redukuje się do dwóch niesprzężonych ze sobą. Pierwsze z nich opisuje proces elastycznego rozpraszania zaś drugie proces przekazu cząstki v .

Jeśli oddziaływanie odpowiedzialne za przekaz jest małe w porównaniu z centralnym potencjałem optycznym wówczas przekrój czynny na reakcję przekazu można zapisać jako [Wil76]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{DWBA} = S_A S_B \frac{\mu_\beta \mu_\alpha}{(2\pi\hbar^2)^2} \left(\frac{k_\beta}{k_\alpha} \right) \sum |T_{\beta\alpha}|^2 \quad (6.13)$$

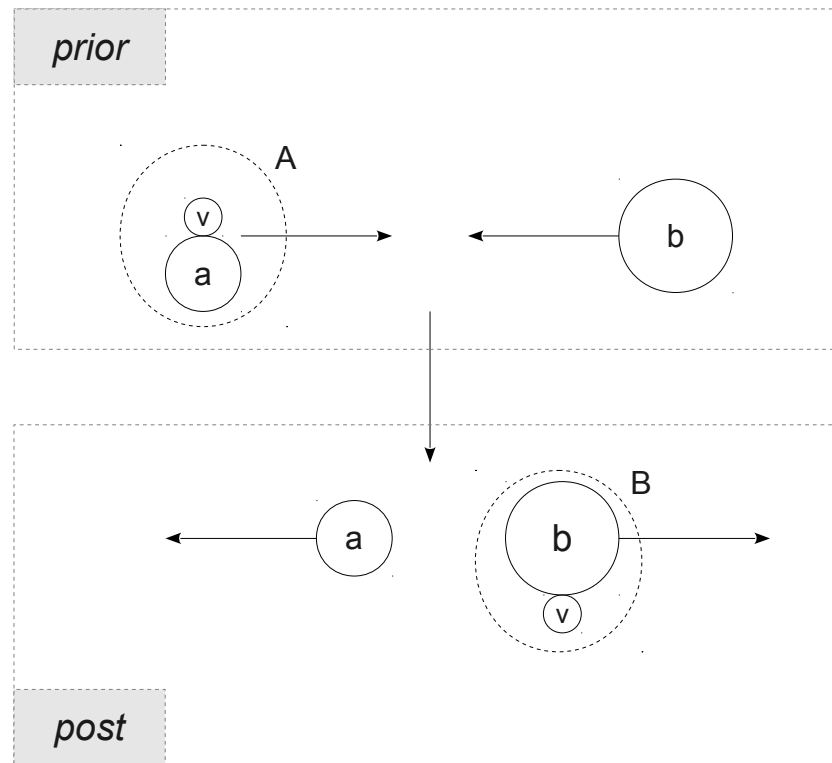
gdzie μ_α - masa cząstki padającej, μ_β - masa produktu, k_α - pęd cząstki padającej, k_β - pęd produktu, S_A , S_B to czynniki spektroskopowe jąder A i B , zaś element macierzowy $T_{\beta\alpha}$ ma postać:

$$T_{post} = \langle \chi_\beta \phi_a \phi_B | V_{av} + U_{ab} - U_\beta | \chi_\alpha \phi_A \phi_b \rangle$$

lub:

$$T_{prior} = \langle \chi_\beta \phi_a \phi_B | V_{vb} + U_{ab} - U_\alpha | \chi_\alpha \phi_A \phi_b \rangle$$

w zależności od wybranej reprezentacji POST lub PRIOR. χ_α , χ_β to funkcje opisujące elastyczne rozpraszanie $A+b$ i $a+B$, a ϕ_α , ϕ_β to wewnętrzne funkcje falowe jąder biorących udział w reakcji.



Rysunek 6.2: Schemat reakcji przekazu cząstki v .

Czynnik spektroskopowy zawiera informację o strukturze jądra i niesie ze sobą informację o udziale stanu jednocząstkowego o konkretnych liczbach kwantowych (l, j) w danym stanie jądrowym.

6.2 Obliczenia

6.2.1 Fresco

Wszystkie obliczenia modelowe zostały wykonywane przy pomocy kodu FRESKO. FRESKO to program opracowany w latach 1983-2006 przez Iana Thompsona i na bieżąco przez niego aktualizowany. Napisany jest w Fortranie i może być używany zarówno na komputerach z systemem Unix, Linux, Vax jak i Windows [Fre], [Tho09]. FRESKO umożliwia wykonanie obliczeń dla dowolnej liczby kanałów reakcji posługując się

modelami CRC, OM, DWBA oraz CC. Podczas obliczeń wykorzystywany był również dodatek do programu, SFRESCO, który umożliwiał poszukiwania najlepszego dopasowania obliczeń do danych doświadczalnych wykorzystując test zgodności χ^2 .

6.2.2 Wyznaczenie zależności energetycznej efektywnego potencjału

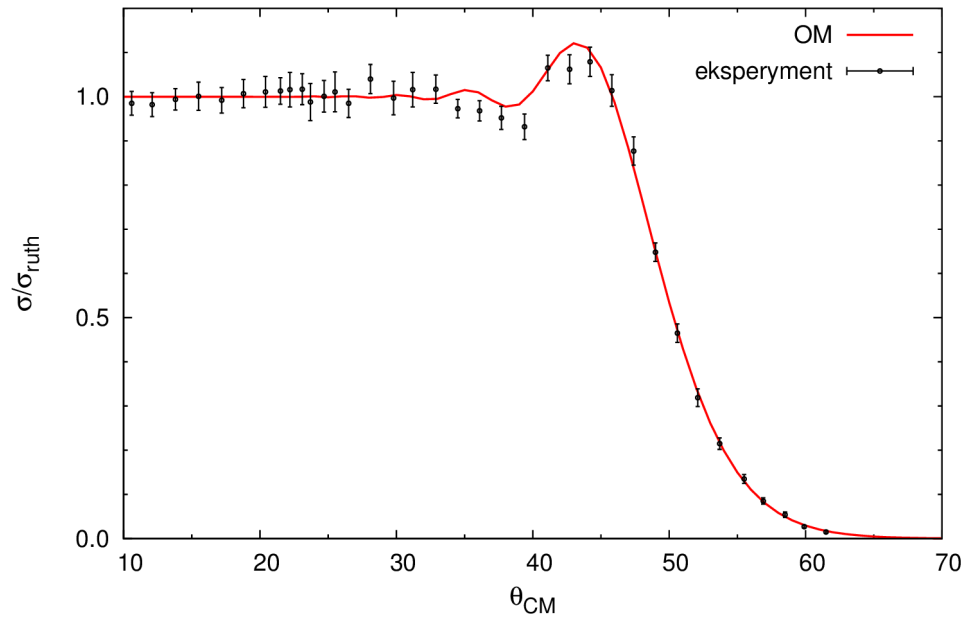
Zmierzone eksperymentalnie rozkłady kątowe dla układu $^{20}\text{Ne}+^{208}\text{Pb}$ pozwalają na wyznaczenie potencjału oddziaływania pomiędzy tymi jądrami. Został on założony w postaci:

$$U = V_C(r) + (N_r + i N_i) \cdot V_{DF}(r) \quad (6.14)$$

gdzie $V_C(r)$ to potencjał kulombowski przyjęty w postaci (6.7), przy parametrze $r_{0C}=1.25$ fm. V_{DF} to potencjał double-folded, wyznaczony przy użyciu kodu DFOT [Coo82]. Rozkładu gęstości dostarczył [Bha03] dla ^{20}Ne i [Sat94] dla ^{208}Pb . Jak zostało wcześniej nadmienione w rozdziale 6.1.4.1 potencjał efektywny nie jest stały lecz zależy od energii badanego układu. Zależność ta wprowadzona jest poprzez parametry normalizacyjne N_r i N_i , które należy wyznaczyć odrębnie dla konkretnej energii.

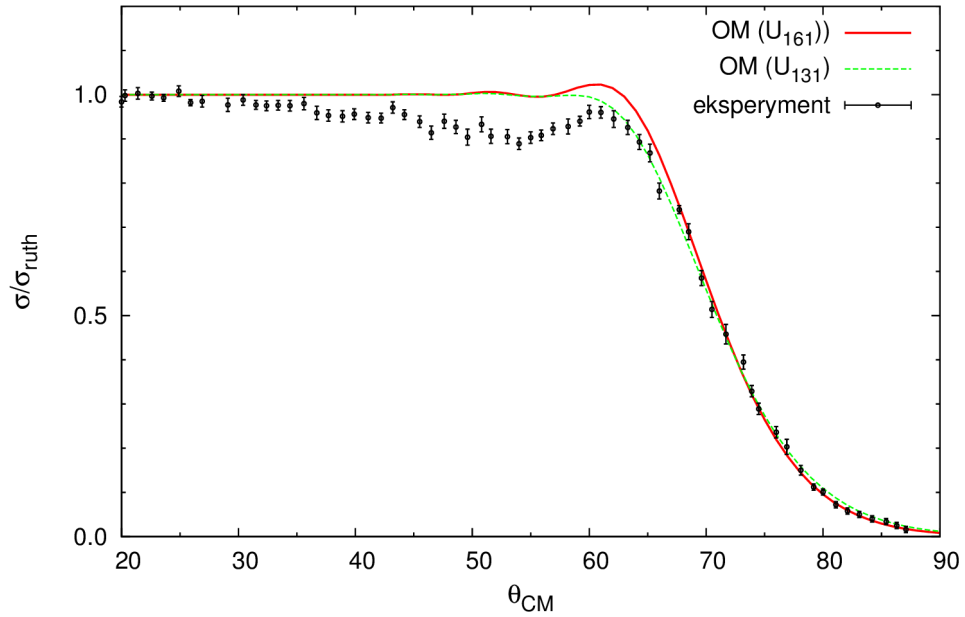
Dane doświadczalne, które dostarczył eksperyment ICARE-1b zmierzone zostały przy energiach 108.6 i 115 MeV. W tym zakresie energii, bliskiej barierze kulombowskiej, dynamika oddziaływania zdeterminowana jest przede wszystkim oddziaływaniem kulombowskim. Oddziaływanie jądrowe zaczyna odgrywać większą rolę przy wzroście energii układu jąder. Dlatego analiza została rozpoczęta od danych zmierzonych przy wyższej, dostępnej w literaturze energii, równej 161.2 MeV, by potem stopniowo przechodzić do energii coraz niższych. Zbadanie zależności potencjału jądrowego w funkcji energii jest niezbędne do wyznaczenia efektywnego rozkładu bariery kulombowskiej, liczonej w szerokim zakresie energii układu.

Dane doświadczalne dla rozpraszania elastycznego ^{20}Ne na ^{208}Pb przy energii 161.2 MeV dostarcza [Bal75]. Umożliwiają one wyznaczenie potencjału oddziaływania przy użyciu najprostszego modelu optycznego. W rezultacie poszukiwania najlepszego dopasowania obliczeń do punktów doświadczalnych otrzymano wartości dla obu parametrów normalizacyjnych, wynoszące odpowiednio: $N_r=0.876$, $N_i=0.826$. Zmierzony rozkład kątowy rozpraszania wraz z krzywą modelową przedstawia rys. 6.3.



Rysunek 6.3: Rozkład kątowy przekroju czynnego na rozpraszanie elastyczne przy energii 161.2 MeV (czarne punkty) wraz z obliczeniami modelem optycznym (czerwona, ciągła krzywa).

Kolejną energią, dla której istnieją dane doświadczalne dotyczące badanego układu jest 131 MeV [Gro78]. Przy tej energii oprócz przekroju czynnego na rozpraszanie elastyczne został również zmierzony przekrój czynny na rozpraszanie nieelastyczne prowadzące do wzbudzenia ^{20}Ne do stanu (2^+) o energii 1.63 MeV oraz do grupy stanów przy energii 4.2 MeV. Powtórzenie obliczeń OM z uwzględnieniem potencjału znalezione dla wyższej energii (U_{161}) nie odtwarza danych zmierzonych w eksperymencie (czerwona krzywa na rys.6.4). Próby znalezienia nowego potencjału efektywnego dla tej energii (U_{131}), poprzez dopasowanie obliczeń OM do danych doświadczalnych wciąż ich nie opisują (zielona krzywa na rys.6.4). Uwidocznia to potrzebę uwzględnienia w również kanałów nieelastycznych, związanych ze wzbudzeniami jądra ^{20}Ne .



Rysunek 6.4: Rozkład kątowy przekroju czynnego na rozpraszanie elastyczne przy energii 131.0 MeV (czarne punkty) wraz z obliczeniami modelem optycznym

Uwzględnienie wzbudzenia jąder możliwe jest w modelu kanałów sprzężonych, CC. Potencjał opisujący oddziaływanie powinien uwzględniać deformację jądra. W przypadku potencjału kulombowskiego do obliczeń wymagana jest więc informacja o momentach kwadrupolowych i oktopolowych jądra ^{20}Ne .

Do obliczenia zdeformowanego potencjału jądrowego niezbędna jest znajomość tzw. długości deformacji zdefiniowanej jako:

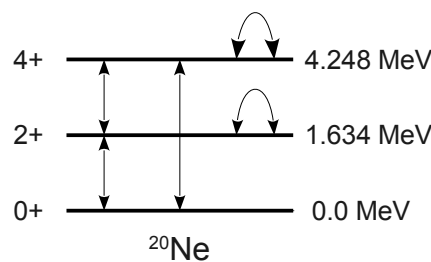
$$DE F = \beta R_0 \quad (6.15)$$

gdzie β jest parametrem deformacji kwadrupolowej lub oktopolowej a R_0 średnim promieniem.

Deformacja ładunkowa i elementy macierze $M(E_{\lambda,\mu})$ jądra ^{20}Ne zostały dokładnie wyznaczone eksperymentalnie [Bla98]. Do obliczeń zostały przyjęte wartości: $M(E2) = 1.365 e \cdot \text{fm}^2$, $M(E4) = 0.688 e \cdot \text{fm}^4$.

W przypadku deformacji jądrowej rozrzut wyznaczonych dotąd wartości jest znacznie większy [Bla98]. Wynika to z faktu, że wyznaczone wartości zależą od przyjętego modelu. W obliczeniach [Str12] wskazuje na dużą wrażliwość przekroju czynnego oraz rozkładu bariery na przyjęty parametr deformacji jądrowej β_2 dlatego też w niniejszej pracy został

on wyznaczony z dopasowania do danych doświadczalnych. Parametr deformacji β_2 oraz oba parametry normalizacyjne potencjału N_r i N_i zostały wyznaczone dzięki procedurze poszukiwania najlepszego dopasowania obliczeń do punktów doświadczalnych uzyskanych przy energii 131 MeV, dotyczących zarówno rozpraszania elastycznego, jak i nieelastycznego związanego ze wzbudzeniem jądra ^{20}Ne do stanu (2+). Schemat sprzężeń zastosowanych w obliczeniach przedstawiony został na rys. 6.5.



Rysunek 6.5: Schemat sprzężeń dla ^{20}Ne

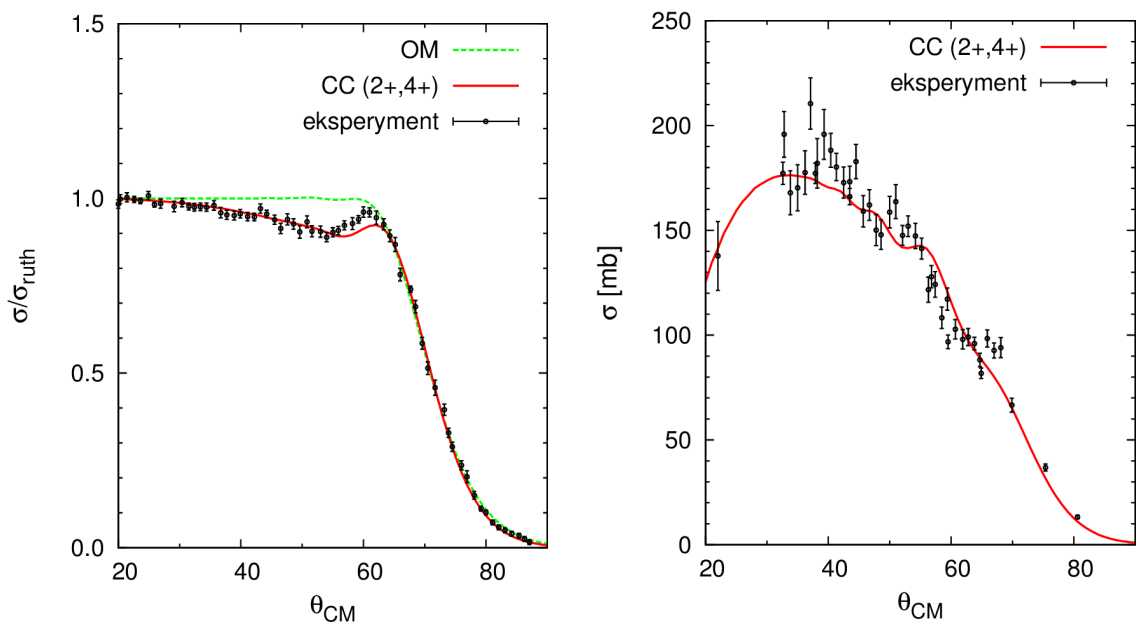
Długość deformacji oktupolowej została położona jako wartość stała, średnia z [Bla98], wynosząca $\beta_4 R = 0.6875$ fm. W rezultacie otrzymano odpowiednio: $\beta_2 \cdot R = 1.365$ fm, $N_r = 1.088$, $N_i = 0.698$. Wartość tak wyznaczonej długości deformacji nie odbiega od wartości dostępnych w literaturze (tab. 8)

Graficzne przedstawienie rezultatów dopasowania modelu do punktów doświadczalnych obrazuje rys. 6.6: po lewej stronie dla rozpraszania elastycznego, po prawej dla nieelastycznego.

Tabela 8: Porównanie wartości długości deformacji kwadrupolowej jądra ^{20}Ne

$\beta_2 R$ [fm]	reakcja	bibl.
1.32	(p,p'), 800 MeV	[Bla98]
1.29	(p,p'), 800 MeV	[Bla98] *
1.29	(p,p'), 30 MeV	[Swi76]
1.29	(p,p'), 24.5 MeV	[Swi76]
1.47	(^3He , $^3\text{He}'$), 68 MeV	[Swi74]
1.30	(^4He , $^4\text{He}'$), 104 MeV	[Reb72]
1.37	(^{20}Ne , $^{20}\text{Ne}'$), 131 MeV	Ta praca

* obliczenia uwzględniały zdeformowany potencjał spin-orbita

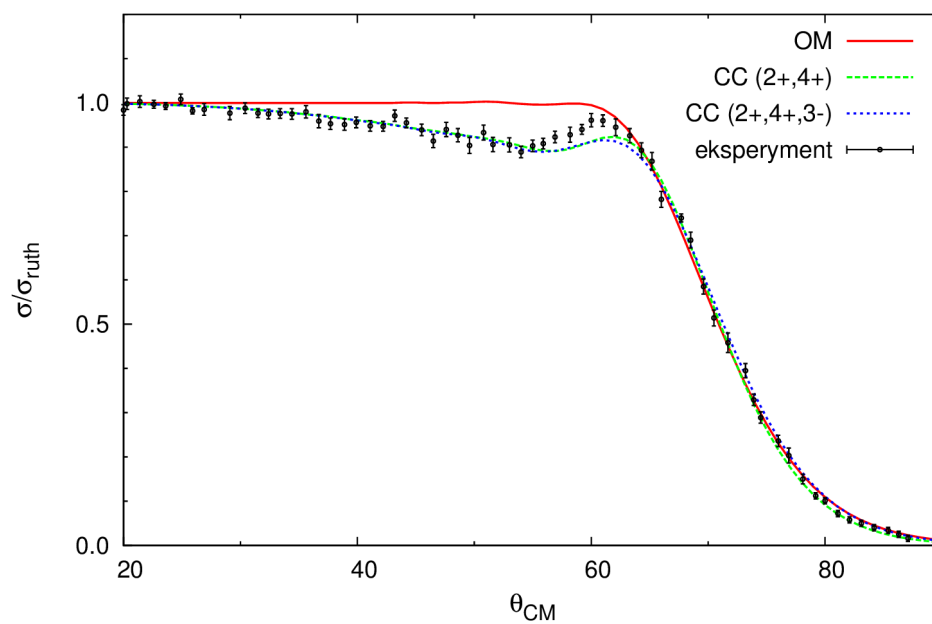


Rysunek 6.6: Rozkład kątowy przekroju czynnego na rozpraszanie elastyczne (po lewej) i nieelastycznego (po prawej) przy energii 131 MeV

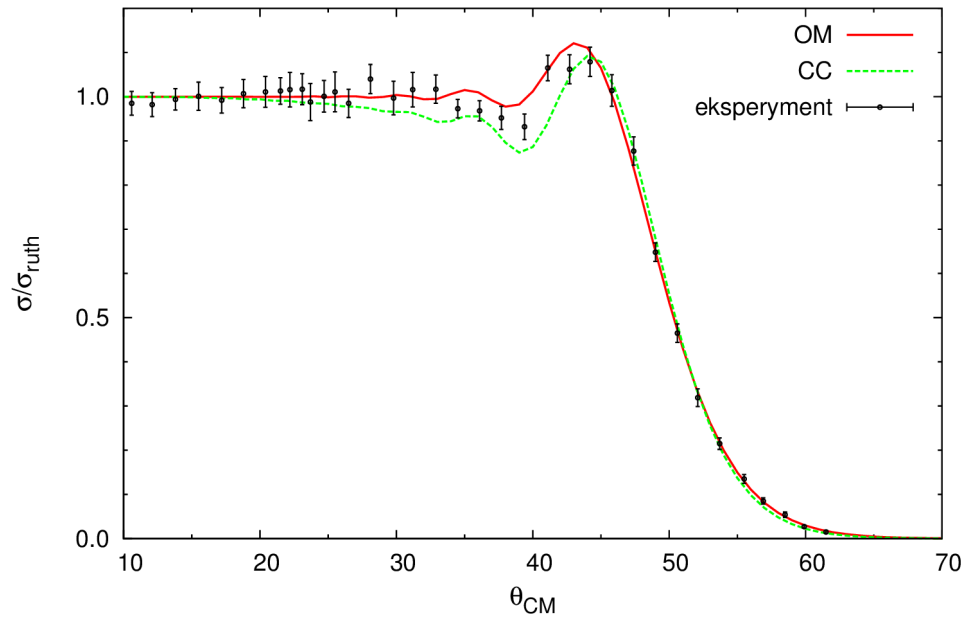
Kolejnym etapem było zbadanie wpływu wzbudzeń tarczy na modelowe rozkłady. Obliczenia przy energii 131 MeV zostały powtórzone po uwzględnieniu wzbudzenia stanu (3-) ^{208}Pb o energii 2.6145 MeV. Element macierzowy $M(E3)$ i $\beta_3 \cdot R$ zostały wzięte z literatury i położone odpowiednio: $0.621 e^2 b^3$, 0.73 fm [Kib02]. Rys. 6.7 ukazuje wpływ

wzbudzenia tarczy. Jak widać, jest on zanedbywalnie mały w stosunku do wpływu wzbudzeń jądra ^{20}Ne .

Uzyskanie informacji o parametrze deformacji β_2 jądra ^{20}Ne umożliwia powrót do energii wyższej, 161.2 MeV i powtórzenie poszukiwań potencjału efektywnego uwzględniając wzbudzenia tego jądra (wzbudzenia tarczy, zostały pominięte w celu skróceniu czasu obliczeń). W wyniku obliczeń CC parametry normalizujące najlepiej opisujące dane doświadczalne przy energii 161.2 MeV wynoszą odpowiednio: $N_r=1.077$, $N_i=0.553$ (tab. 12). Porównanie obliczeń przy użyciu różnych potencjałów efektywnych przedstawia rys. 6.8: czerwona krzywa odpowiada obliczeniom modelu optycznego a krzywa zielona odpowiada omówionym wyżej obliczeniom CC.



Rysunek 6.7: Rozkład kątowy dla rozpraszania: po lewej elastycznego, po prawej - nieelastycznego przy energii 131 MeV

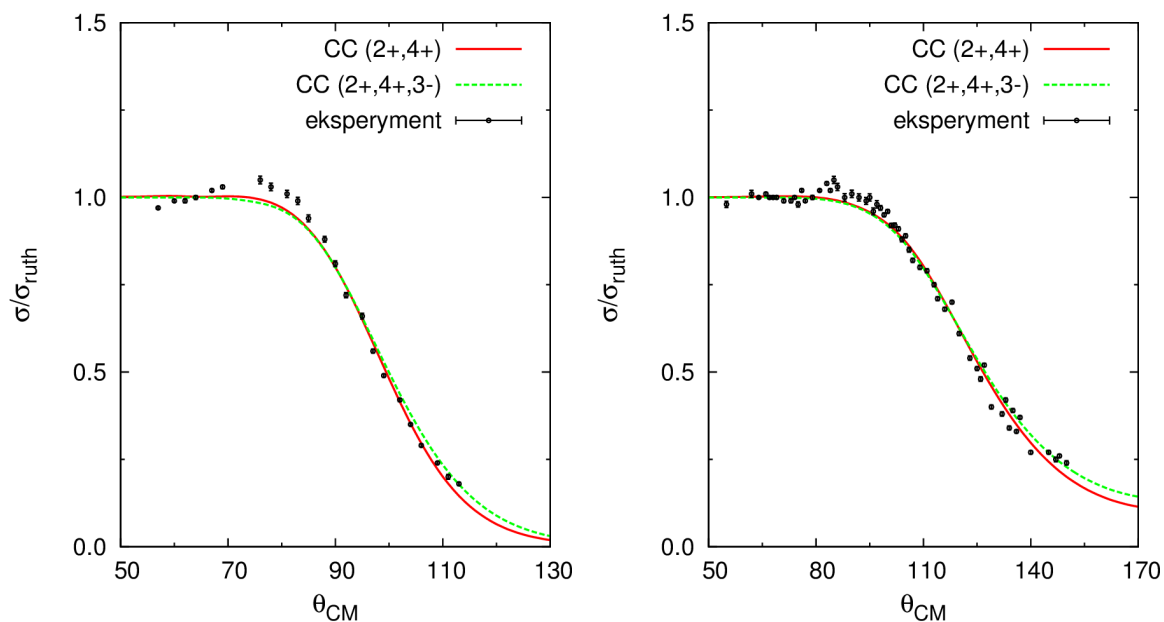


Rysunek 6.8: Przekrój czynny rozpraszania elastycznego dla energii 161.2 MeV. Szczegóły w tekście.

Dla energii 115 i 108.6 MeV zostały zmierzone przekroje czynne na rozpraszanie quasi-elastyczne (rozdz. 4). Wykonano szereg obliczeń przy różnych parametrach N_r i N_i , poszukując tych, o najlepszym dopasowaniu (najmniejszym χ^2). Wartości $\beta_4 \cdot R$, $M(E2)$, $M(E4)$ oraz wyznaczone wcześniej $\beta_2 \cdot R$ zostały położone takie same jak w przypadku energii 131 MeV.

W rezultacie otrzymano: dla energii 115 MeV - $N_r=0.66$, $N_i=0.57$, dla 108 MeV - $N_r=0.47$, $N_i=0.31$. Dopasowanie dla obu energii przedstawia rys. 6.9.

Wartości parametrów dla wszystkich omawianych energii zawiera tab. 12. Wyznaczona zależność energetyczna efektywnego potencjału jądrowego jest typowa. Wraz ze wzrostem energii układu zwiększa się jego wkład do elastycznego rozpraszania bowiem krótsza długość fali związanej z pociskiem umożliwia głębszą i dokładniejszą penetrację jądra.



Rysunek 6.9: Rozkład kątowy rozpraszania quasi-elastycznego przy energii: 115 MeV (po lewej) i 108.6 MeV (po prawej)

Tabela 9: Parametry efektywnego potencjału jądowego dla różnych energii wiązki ^{20}Ne

E [MeV]	N_r	N_i
161.2	1.077	0.553
131.0	1.088	0.698
115.0	0.660	0.570
105.0	0.470	0.310

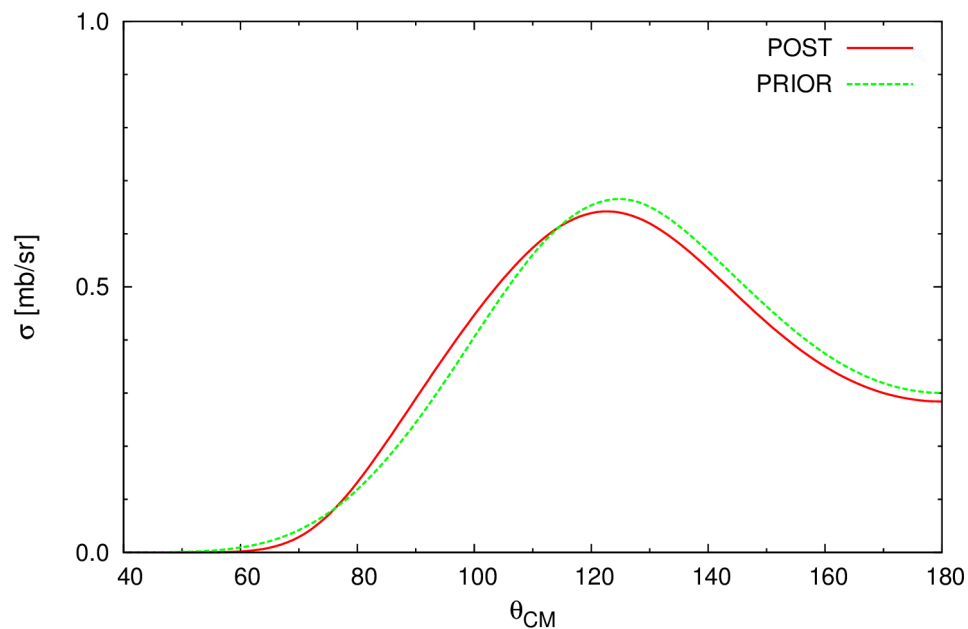
6.3 Obliczenia przekrojów czynnych reakcji przekazu neutronu $^{208}\text{Pb}(^{20}\text{Ne}, ^{21}\text{Ne})^{207}\text{Pb}$ metodą DWBA

Analiza danych zmierzonych przy energii 115 i 108 MeV, w szczególności analiza widm energetycznych zmierzonych dla izotopów neonu, wskazuje na udział zdarzeń związanych z transferem jednego neutronu z tarczy do pocisku. Obliczenia modelowe rozkładu bariery powinny zatem uwzględniać również te kanały reakcji, które prowadzą do powstawania ^{21}Ne , w szczególności reakcję pick-up $^{208}\text{Pb}(^{20}\text{Ne}, ^{21}\text{Ne})^{207}\text{Pb}$. Z drugiej strony znikoma obecność ^{19}Ne prowadzi do wniosku, że reakcja strippingu $^{208}\text{Pb}(^{20}\text{Ne}, ^{19}\text{Ne})^{209}\text{Pb}$ miała miejsce bardzo rzadko i można ją zaniedbać przy obliczeniach modelowych.

Ponieważ w eksperymentach przy energii 108.6 i 115 MeV nie było możliwe wyodrębnienie ^{21}Ne z widma izotopów neonu, przeprowadzono eksperyment uzupełniający CC13, przy energii 102 MeV. Zmierzono w nim wartość przekroju czynnego na reakcje prowadzące do powstania ^{21}Ne pod kątem $\theta_{LAB}=142.5^\circ$. Przekrój ten wynosi 9.4 mb/sr z 5% niepewnością pomiarową [Pia12b].

Modelem, który umożliwia wyznaczenie przekrojów czynnych dla reakcji transferu jest model DWBA. Potencjał efektywny oddziaływania $^{20}\text{Ne}+^{208}\text{Pb}$ został założony w postaci (6.14), z parametrami wyznaczonymi dla najniższej badanej energii, 108.6 MeV. Ten sam potencjał został założony dla oddziaływania $^{21}\text{Ne}+^{207}\text{Pb}$. Potencjał oddziaływania stanów związanych ($n+^{20}\text{Ne}$, $n+^{207}\text{Pb}$) przyjęty został w postaci Woodsa-Saxona z parametrami z tab. 11.

Rozpoczynając obliczenia w tym modelu w pierwszej kolejności należy dokonać wyboru ujęcia (PRIOR albo POST), w którym dana reakcja będzie rozpatrywana. Dla najprostszego przypadku, gdy w kanale wyjściowym znajdują się produkty w stanach podstawowych zostały wykonane obliczenia w obu podejściach i porównane na rys. 6.10.



Rysunek 6.10: Wyniki obliczeń przekroju czynnego dla reakcji strippingu $^{208}\text{Pb}(^{20}\text{Ne}, ^{21}\text{Ne})^{207}\text{Pb}$ przy energii 102 MeV w reprezentacjach POST i PRIOR

Obliczenia przy obu ujęciach nie wykazują zasadniczych różnic – do dalszych obliczeń zostało wybrane podejście POST.

Jeśli czynniki spektroskopowe dla jednego z jąder biorących udział w reakcji są znane, wówczas porównanie obliczeń z danymi doświadczalnymi umożliwia wyznaczenie czynnika spektroskopowego dla drugiego z jąder (wzór 6.13). W przypadku badanej reakcji $^{208}\text{Pb}(^{20}\text{Ne},^{21}\text{Ne})^{207}\text{Pb}$ czynniki spektroskopowe dla jądra $^{208}\text{Pb} = ^{207}\text{Pb} + ^1\text{n}$ zostały wyznaczone w pracy [Mat97] i są zamieszczone w tabeli 10. Dla jądra ^{21}Ne czynniki spektroskopowe dla nisko leżących stanów badane były w reakcji $^{20}\text{Ne}(p,d)^{21}\text{Ne}$ [Hei71] (tab. 10). Informacja o nich pochodzi jednak sprzed bardzo wielu lat i jest znacznie uboższa od przypadku ^{208}Pb , dlatego też w niniejszej pracy podjęto próbę sprawdzenia tej wartości.

Tabela 10: Czynniki spektroskopowe SF

$^{20}\text{Ne}(p,d)^{21}\text{Ne}$ [Hei71]	$E_p = 8.0$ MeV	$E_p = 12.0$ MeV	$E_p = 14.0$ MeV
0.35 MeV $1d_{5/2}$	0.75	0.67	0.65
2.80 MeV $2s_{1/2}$	0.95	0.85	0.80
3.735 MeV $1d_{5/2}$		0.04	
$^{208}\text{Pb}(p,d)^{207}\text{Pb}$ [Mat97]	$E_p = 35$ MeV	$E_p = 41$ MeV	$E_p = 65$ MeV
0.000 MeV $3p_{1/2}$	0.9	1.1	1.1
0.570 MeV $2f_{5/2}$	0.86	0.8	0.67
0.900 MeV $3p_{3/2}$	0.8	0.95	0.96
1.633 MeV $1i_{13/2}$	0.67	0.61	0.49
2.340 MeV $2f_{7/2}$	0.55	0.64	0.55
3.413 MeV $1h_{9/2}$	0.49	0.64	0.56

By uzyskać informację o najsilniejszych przejściach przeprowadzono obliczenia DWBA dla przejść do kilku stanów ^{207}Pb i trzech stanów ^{21}Ne o najsilniejszych czynnikach

spektroskopowych. Dla ułatwienia, czynniki spektroskopowe dla $^{21}\text{Ne} = ^{20}\text{Ne} + ^1\text{n}$ przyjęto równe jedności. Wyniki obliczeń przedstawione są w tab. 12. Wynika z nich, że najsilniejsze przejście związane są z trzema nisko leżącymi stanami w ołowiu i pierwszym stanem wzbudzonym ^{21}Ne . Wyniki trzech obliczeń wyróżnionych w tab. 12 zostały zsumowane i znormalizowane do punktu doświadczalnego (rys. 6.11). W ten sposób uzyskano czynnik spektroskopowy dla stanu $1d_{5/2}$ w ^{21}Ne :

$$SF = 0.792$$

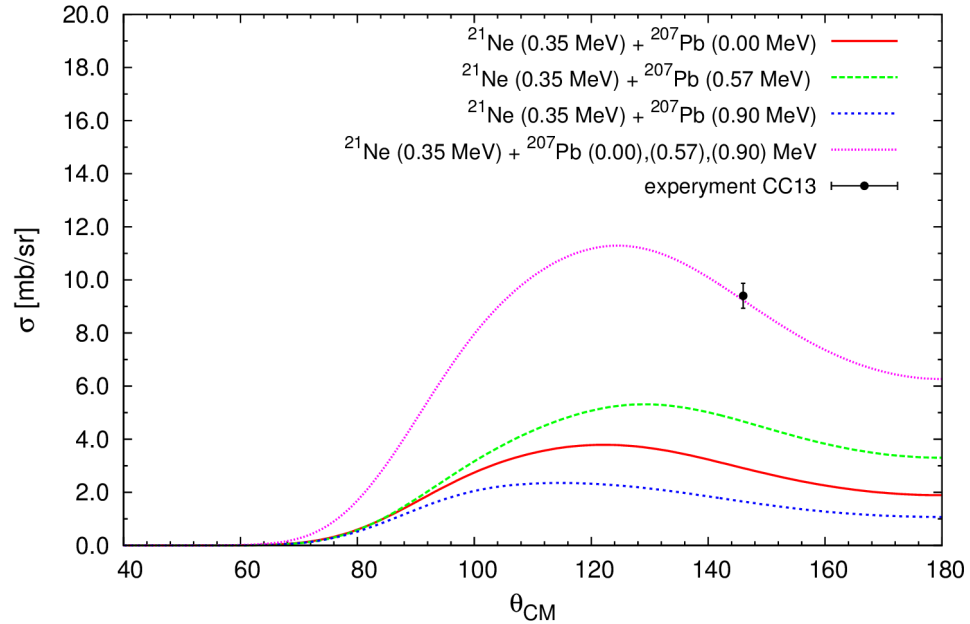
Wartość ta jest porównywalna z wyznaczonymi wcześniej przez innych autorów (tab. 10).

Tabela 11: Parametry potencjału użytego w obliczeniach DWBA

	r_{0C} [fm]	V_0 [MeV]	a [fm]	$r_{0'}$ [fm]
$^{21}\text{Ne} = ^{20}\text{Ne} + ^1\text{n}$	1.25	60	0.65	1.25
$^{208}\text{Pb} = ^{207}\text{Pb} + ^1\text{n}$	1.25	60	0.65	1.268

Tabela 12: Wartości całkowitych przekrojów czynnych (w mb) reakcji $^{208}\text{Pb}(^{20}\text{Ne}, ^{21}\text{Ne})^{207}\text{Pb}$ prowadzącej do różnych stanów jąder ^{21}Ne i ^{207}Pb obliczone metodą DWBA

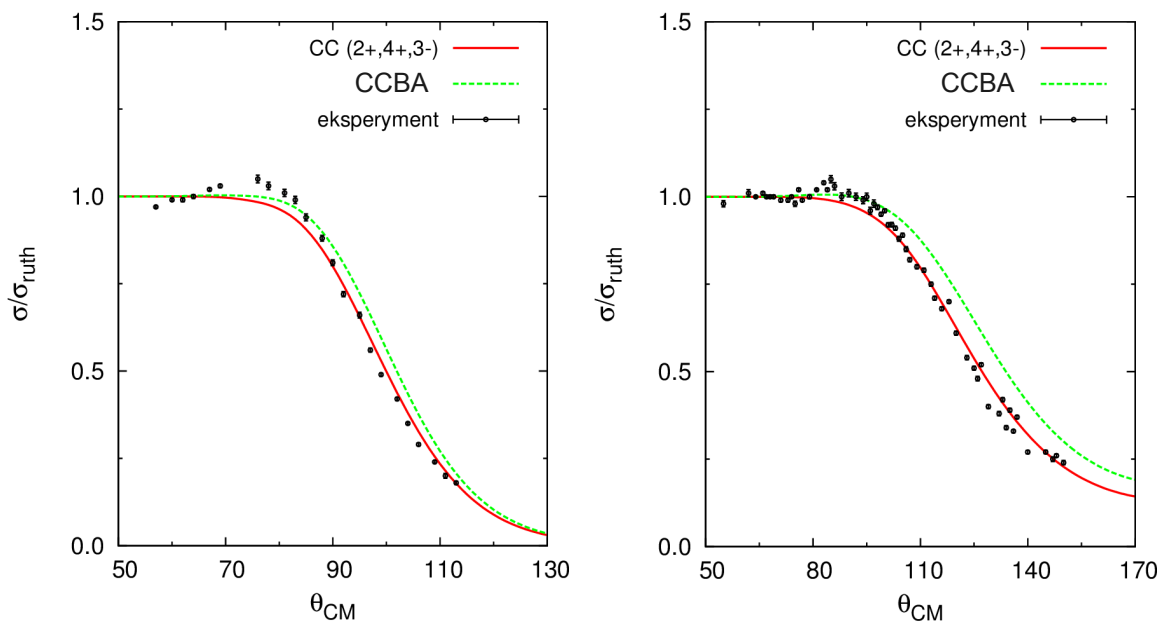
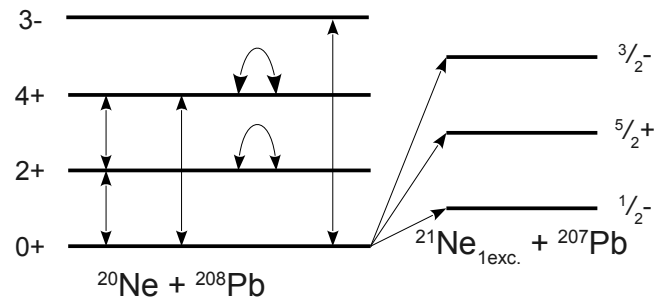
$^{21}\text{Ne} \rightarrow$ $^{207}\text{Pb} \downarrow$	1d 5/2 0.350 MeV	2s 1/2 2.800 MeV	1d 5/2 3.735 MeV
3p 1/2 0.000 MeV	97.9	9.4	1.7
2f 5/2 0.570 MeV	132.2	4.1	2.3
3p 3/2 0.900 MeV	78.8	5.0	0.6
1i 13/2 1.633 MeV	8.0	0.6	0.2
2f 7/2 2.340 MeV	20.7	0.7	0.1
1h 9/2 3.413 MeV	13.5	0.2	0.1



Rysunek 6.11: Przekrój czynny na reakcję $^{208}\text{Pb}(^{20}\text{Ne}, ^{21}\text{Ne})^{207}\text{Pb}$. Czerwona, zielona i niebieska krzywa opisują przekroje czynne do konkretnych stanów wzbudzonych jądra ^{207}Pb a ich suma przedstawiona jest za pomocą krzywej fioletowej. Na wykresie przedstawiony został również punkt zmierzony w eksperymencie CC13.

6.4 CCBA

Wyznaczenie czynnika spektroskopowego dla $^{21}\text{Ne} = ^{20}\text{Ne} + ^1_0\text{n}$ pozwoliło na powtórzenie obliczeń dla energii 108 i 115 MeV przy uwzględnieniu również reakcji przekazu neutronu $^{208}\text{Pb}(^{20}\text{Ne}, ^{21}\text{Ne})^{207}\text{Pb}$. Obliczenia zostały wykonane modelem CCBA, który rozszerza sprzężenia modelu CC o reakcje transferu. Schemat sprzężeń użyty do obliczeń przedstawia rys. 6.12. Na rys. 6.13 zostało przedstawione wyniki obliczeń i porównane z wcześniejszymi obliczeniami modelem CC. Uwzględnienie kanału transferowego w obliczeniach zwiększa wartość przekroju czynnego i różnica ta jest większa dla energii bliższej energii bariery kulombowskiej. Dowodzi to, że reakcja transferu neutronu ma duży wpływ na rozkład bariery.



Rysunek 6.13: Porównanie rozkładów kątowych przekrojów czynnych na rozpraszanie quasi-elelastyczne dla dwóch energii obliczonych modelem CC i CCBA. Po lewej stronie dla energii 115 MeV, po prawej dla energii 108 MeV.

6.5 Rozkład prawdopodobieństwa wysokości bariery kulombowskiej

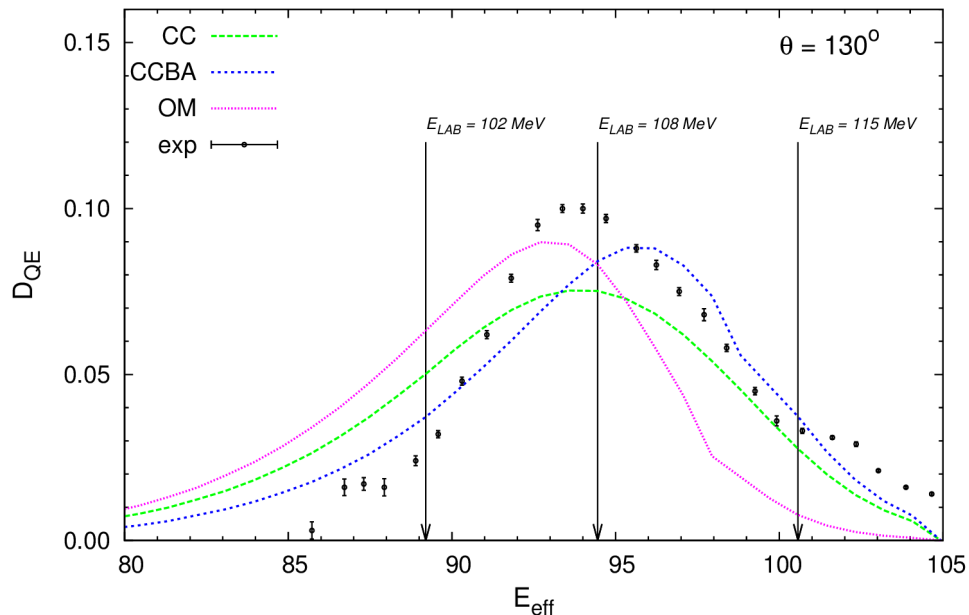
Udowodniono, że bariera kulombowska pomiędzy jądrami nie ma jednej wartości a raczej można mówić o pewnym rozkładzie prawdopodobieństwa jej wysokości D

[Das98]. Rozkład ten można wyznaczyć zarówno z funkcji wzbudzenia na fuzję, jak i z funkcji wzbudzenia na rozpraszanie quasi-elastyczne pod tylnymi kątami rozpraszania, rozumiane w tym wypadku jako suma rozpraszania elastycznego, nieelastycznego i reakcji transferu. W tym drugim przypadku rozkład bariery otrzymujemy z zależności (6.16):

$$D_{QE} = -\frac{d(\sigma_{QE}/\sigma_R)}{dE} \quad (6.16)$$

Grupa BARIERY wykonała szereg eksperymentów w celu zmierzenia rozkładów barier dla różnych układów jąder. Również dla systemu $^{20}\text{Ne}+^{208}\text{Pb}$.

W niniejszej pracy wykonano obliczenia modelowe rozkładu bariery dla układu $^{20}\text{Ne}+^{208}\text{Pb}$, wykorzystując zdobyte informacje o potencjale efektywnym, efektach wzbudzenia jąder tarczy i pocisku oraz reakcji przekazu neutronu. Obliczenia zostały wykonane przy wartościach parametrów potencjału wyznaczonych dla najniższej energii, 108 MeV, tj. $N_r=0.47$, $N_i=0.31$. Wyniki przedstawione są na rys. 6.14. Krzywa różowa odpowiada obliczeniom modelem optycznym, krzywa zielona przedstawia obliczenia uwzględniające wzbudzenia jąder tarczy i pocisku. Obliczenia przedstawione za pomocą krzywej niebieskiej uwzględniają dodatkowo reakcję transferu neutronu $^{208}\text{Pb}(^{20}\text{Ne}, ^{21}\text{Ne})^{207}\text{Pb}$.



Rysunek 6.14: Rozkład barier zmierzony dla kąta 130° wraz z krzywymi odpowiadającymi różnym modelom. Dane doświadczalne z publikacji [Pia12b]. Strzałkami wskazują energie, przy których wykonano badania zamieszczone w niniejszej pracy

Wszystkie krzywe wskazują na istnienie tylko jednego maksimum. Wartość tego maksimum jest różna w przypadku różnych modeli a najpełniejsze z obliczeń, przedstawione za pomocą niebieskiej krzywej, nie odtwarza w pełni wyników eksperymentalnych. Wynika to stąd, że punkty doświadczalne zawierają sumę wszystkich procesów nieelastycznych, zaś obliczenia nie uwzględniają wszystkich kanałów zmierzonych w eksperymencie, jak np. transfery do produktów o $Z=9,8,7,6$. W przyszłości planuje się znacznie rozszerzone obliczenia modelowe metodą sprzężonych kanałów reakcji, uwzględniające oprócz wzbudzeń jąder pocisku i tarczy oraz transferu neutronu również pozostałe reakcje obserwowane eksperymentalnie.

Należy jednak podkreślić, że obliczenia modelowe przeprowadzone w tej pracy pokazały, że użycie efektywnego potencjału oddziaływania $^{20}\text{Ne}+^{208}\text{Pb}$ daje gładki rozkład bariery kulombowskiej, bez dwóch maksimumów raportowanych wcześniej [Pia12a]. Pokazały też, że uwzględnienie w nich procesów nieelastycznych (wzbudzenie jądra pocisku oraz reakcji przekazu neutronu) zdecydowanie poprawia zgodność obliczeń z danymi eksperymentalnymi co potwierdza test χ^2 (tab.)

Tabela 13: Wartości testu χ^2 dla obliczeń wykonanych różnymi modelami

model	χ^2/n
OM	642.22
CC	239.30
CCBA	135.76

7 Wnioski i podsumowanie

W ramach niniejszej pracy przeprowadzono najpełniejsze w dotychczasowym programie grupy BARIERY, badanie oddziaływania jąder ^{20}Ne z ^{208}Pb . Eksperyment ICARE-1b dostarczył informacji o przekroju czynnym na rozpraszanie quasi-elastyczne oraz reakcje transferu, prowadzące do produktów o $Z=6,7,8,9$ w szerokim zakresie kątów ($52-120^\circ$ lab) przy dwóch energiach wiązki (108.6 i 115 MeV). W eksperymencie CC13 dzięki zastosowaniu metody ToF zmierzone zostały pod kątem 142.5° przekroje czynne dla konkretnych izotopów ($^{22,21}\text{Ne}$, ^{19}F , $^{18,17,16}\text{O}$, $^{15,14}\text{N}$). Oba eksperymenty były przeprowadzone w Środowiskowym Laboratorium Ciężkich Jonów UW na układzie ICARE. Były one pierwszymi, które wykorzystywały ten układ w Warszawie.

Dane eksperymentalne posłużyły w pierwszej kolejności do wyznaczenia parametrów potencjału N_r i N_i opisującego oddziaływanie pomiędzy ^{20}Ne a ^{208}Pb . Układ ten był wcześniej badany przy energii 161.2 MeV [Bal75] oraz 131 MeV [Gro78], a zmierzone wówczas przekroje czynne zostały włączone do obliczeń. Pozwoliło to na wyznaczenie zależności obu parametrów normalizacyjnych od energii, w zakresie od 108.6 do 162 MeV.

Przy obliczeniach uwzględniających rozpraszanie nieelastyczne ^{20}Ne związane z jego wzbudzeniem do stanów (2+) i (4+), oraz ze wzbudzeniem ^{208}Pb do stanu (3-), niezbędna była znajomość parametrów deformacyjnych jądra ^{20}Ne . W [Str12] wykazano, że zarówno przekrój czynny na rozpraszanie quasi-elastyczne jak i rozkład barier są bardzo wrażliwe na parametr deformacji jądrowej β_2 . Parametr ten został wyznaczony przez normalizację eksperymentalnych przekrojów czynnych na rozpraszanie elastyczne i nieelastyczne zmierzonych dla energii 131 MeV. Uzyskano wartość $\beta_2 \cdot R = 1.36 \text{ fm}$.

By zbadać wpływ reakcji transferu na przekrój czynny i rozkład bariery zostały

wykonane obliczenia metodą DWBA oraz CCBA, uwzględniające reakcję przekazu neutronu $^{208}\text{Pb}(^{20}\text{Ne}, ^{21}\text{Ne})^{207}\text{Pb}$. Przy tego typu obliczeniach niezbędna jest znajomość czynnika spektroskopowego opisującego ^{21}Ne jako układ związany $^{20}\text{Ne}+n$. Czynniki te zostały wyznaczone poprzez dopasowanie obliczeń do wartości przekroju czynnego na produkcję ^{21}Ne pod kątem 142.5° zmierzonego w eksperymencie CC13. Uzyskano wartość:

$$SF = 0.792$$

Tab. 14 zawiera zestawienie całkowitych przekrojów czynnych dla obserwowanych w eksperymencie ICARE-1b kanałów reakcji oraz wartości przekrojów czynnych wyliczone modelem CCBA (ich eksperymentalne wyznaczenie nie było możliwe).

Tabela 14: Zestawienie wartości całkowitych przekrojów czynnych (w mb) dla różnych kanałów reakcji

	E = 108.6 MeV	E = 115 MeV
Eksperyment ICARE-1b		
$(^{20}\text{Ne}, ^x\text{C})$	$7.4^{+0.9}_{-0.9}$	$12.2^{+1.3}_{-1.4}$
$(^{20}\text{Ne}, ^x\text{N})$	$6.4^{+0.9}_{-0.9}$	$10.7^{+1.2}_{-1.2}$
$(^{20}\text{Ne}, ^x\text{O})$	$50.5^{+2.3}_{-2.2}$	$77.4^{+3.2}_{-3.4}$
$(^{20}\text{Ne}, ^x\text{F})$	$37.1^{+1.9}_{-1.9}$	$52.7^{+2.8}_{-2.8}$
Obliczenia modelowe CCBA		
$(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{Ne}^*(2+))$	528.9	551.0
$(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{Ne}^*(4+))$	6.2	8.4
$(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{Ne}^*(3-))$	16.9	20.0
$(^{20}\text{Ne}, ^{21}\text{Ne})$	88.4	63.1

Podobne zestawienie dla różniczkowego przekroju czynnego, zmierzonego dla kąta $\theta=142.5^\circ$ przy energii 102 MeV zawiera tab. 15.

Tabela 15: Zestawienie przekrojów czynnych (w mb/sr) dla różnych kanałów reakcji dla kąta rozpraszania $\theta = 142.5^\circ$

E = 102 MeV	
Eksperyment CC13	
$(^{20}\text{Ne}, ^{14}\text{N})$	2.4
$(^{20}\text{Ne}, ^{15}\text{N})$	1.4
$(^{20}\text{Ne}, ^{16}\text{O})$	2.5
$(^{20}\text{Ne}, ^{17}\text{O})$	1.2
$(^{20}\text{Ne}, ^{18}\text{O})$	3.8
$(^{20}\text{Ne}, ^{19}\text{F})$	4.2
$(^{20}\text{Ne}, ^{21}\text{Ne})$	9.4
$(^{20}\text{Ne}, ^{22}\text{Ne})$	3.8
Obliczenia modelowe CCBA	
$(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{Ne})$	73.1
$(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{Ne}^*(2+))$	7.5
$(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{Ne}^*(4+))$	0.3
$(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{Ne}^*(3-))$	0.3

Uzyskane wyniki wskazują na zmniejszanie się przekrojów czynnych na wszystkie procesy wraz z malejącą energią wiązki ^{20}Ne . Najbardziej prawdopodobne z nich, oprócz elastycznego rozpraszania, to: wzbudzenie ^{20}Ne do poziomu (2+), reakcja przekazu neutronu ($^{20}\text{Ne}, ^{21}\text{Ne}$) i reakcje prowadzące do izotopów tlenu. Przekrój czynny na ten ostatni proces maleje szybciej z energią niż przekrój czynny na przekaz neutronu. Pod wstecznymi kątami przekrój czynny na reakcję transferu neutronu jest również większy niż przekrój czynny na wzbudzenie ^{20}Ne .

Wszystko to wskazuje na konieczność uwzględnienia w modelowych obliczeniach rozkładu bariery przynajmniej dwóch procesów wyróżnionych w tab. 14 ze świadomością, że obliczenia takie nie mogą idealnie odtworzyć danych doświadczalnych, bowiem duża liczba mniej ważnych reakcji jest w nich pominięta.

Wykonane obliczenia rozkładu bariery zostały porównane z danymi doświadczalnymi uzyskanymi wcześniej [Pia12a]. Pokazały one, że zastosowanie efektywnego potencjału dla układu $^{20}\text{Ne}+^{208}\text{Pb}$ daje gładki rozkład bariery, zbliżony do tego, obserwowanego w eksperymencie. Stopniowe włączanie procesów nieelastycznych (wzbudzenie ^{20}Ne i

przekaz neutronu) poprawia zgodność obliczeń z danymi eksperymentalnymi.

Celem pracy było wyjaśnienie niezgodności między zmierzonym rozkładem bariery a przewidywaniami teoretycznymi dla układu $^{20}\text{Ne}+^{208}\text{Pb}$. Pokazano, że niezgodności te wynikają z dwóch powodów:

- nie stosowania efektywnego potencjału optycznego w obliczeniach teoretycznych
- nie uwzględniania w obliczeniach wszystkich procesów, które zachodzą w wyniku zderzenia, w tym w szczególności reakcji transferu neutronu $^{208}\text{Pb}(^{20}\text{Ne}, ^{21}\text{Ne})^{207}\text{Pb}$.

Dodatek A

Dane otrzymywane podczas eksperymentu zapisywane były w rekordach o stałej długości 16384 bajtów. Struktura rekordu i pojedynczego zdarzenia zostanie objaśniona na poniższym przykładzie przedstawionym w formacie szesnastkowym, w 4-bajtowych wierszach.

Z chwilą rejestracji impulsu prądowego przez system detekcyjny następuje wyzwolenie systemu akwizycji i informacja o tym zdarzeniu zostaje zapisana do aktualnego rekordu. Każde zdarzenie może być pojedyncze, gdy impuls został zarejestrowany tylko w jednym detektorze, lub wielokrotne, jeżeli informacja pochodzi z kilku detektorów.

45 42 59 45	EBYE
44 41 54 41	DATA
00 00 00 01	
01 00 00 00	
01 00 00 01	
DC 3F 00 00	
FF FF 00 0C	
1F F8 00 00	
2F F8 00 00	
FF FF 00 1C	
1F F8 00 01	
2F F8 00 00	
01 23 07 0A	
02 23 07 D0	
03 23 00 02	
04 23 80 03	
FF FF 00 18	
...	
FF FF 00 00	
5E 5E 5E 5E	
5E 5E 5E 5E	

Każdy rekord rozpoczyna się 24-bajtowym nagłówkiem, który oprócz znacznika początku rekordu (EBYEDATA) zawiera również jego numer (00 00 00 01).

Każde zdarzenie rozpoczyna nagłówek zdarzenia (FF FF). Zaraz po nim znajduje się informacja o liczbie 2-bajtowych bloków składających się na to zdarzenie (00 0C, 00 1C). Po sekwencji (2FF80000) pojawiają się informacje dotyczące tego zdarzenia: numer parametru trygera (np. 01,02,03 lub 04) a po nim numer detektora (np. 23). Koniec rekordu sygnalizowany jest przez ciąg bloków 5E.

Dodatek B

Kod programu Micare

Program Micare konwertuje domyślny format danych uzyskanych programem do akwizycji danych, MIDAS, do macierzy pojedynczych zdarzeń. Każde zdarzenie posiada tę samą długość i składa się z sześciu elementów:

1 – długość zdarzenia – liczba mówiąca o tym, ile detektorów zostało włączonych w tym samym czasie (tzn. w ilu pojawił się sygnał)

2 – kolejność włączenia detektora

3 – numer detektora (pozycja detektora w kasecie vxi)

4 – energia zdeponowana w pierwszym detektorze

5 – energia zdeponowana w drugim detektorze (jeśli jest używany, w przeciwnym razie jest „0”)

6 – energia zdeponowana w trzecim detektorze (jeśli jest używany, w przeciwnym razie jest „0”)

program MIcare

```
implicit none
```

```
integer(1) ldet, d(50), det(50), t(50), p1(50), p2(50), p3(50)
```

```
integer(1) buf(16384)
```

```
integer(2) dbuf(16384), run
```

```
integer(4) i, j, k, nevent, nrec, ch(50, 5), length, a, b, c, lp
```

```
character(3) dname(50), nout
```

```
character(100) nrun
```

```
ldet=0
```

```
open(1, file='base.dat', status='old')
```

```
write(*, '(a14,1x,a6,1x,a10)') 'detector: name', 'number', 'parameters'
```

!do poprawnego działania programu MIcare wymagany jest plik 'base.dat'.
powinien on zawierać listę wszystkich detektorów i teleskopów użytych
podczas danego eksperymentu, opisanych za pomocą sześciu parametrów: 1 -
pozycja detektora w kasecie vxi, 2- "1", 3-5 - numery detektorów
rejestrujących począwszy od najbliższych wiązce. listę uzupełniamy "0"

gdy liczba używanych detektorów jest mniejsza od trzech.

```
do i=1,50
  read(1,*,end=1) d(i),t(d(i)),p1(d(i)),p2(d(i)),p3(d(i)),dname(d(i))

write(*,'(a13,1x,i3.2,2x,4i4)')
dname(d(i)),d(i),t(d(i)),p1(d(i)),p2(d(i)),p3(d(i))
  if(p1(d(i))==0) p1(d(i))=5
  if(p2(d(i))==0) p2(d(i))=5
  if(p3(d(i))==0) p3(d(i))=5
  ldet=ldet+1
enddo

1  print*,"number of detectors: ",ldet
   close(1)

   open(1,file='nruns.dat',status='old')
   open(2,file='out.dat',status='unknown')

5  read(1,*,end=2) run,nrun
   print*,'opening file: ',nrun
   write(nout,'(i3.3)') run
   write(2,'(a3)') nout

   nevent=0
   nrec=0

open(3,file=nrun,access='direct',form='unformatted',status='old',recl=163
84)
  open(4,file=nout,status='unknown')

3  nrec=nrec+1

   read(3,err=4,rec=nrec) buf
   do i=1,16384
     dbuf(i)=buf(i)
     if(dbuf(i)<0) dbuf(i)=dbuf(i)+256
   enddo

   i=0
7  i=i+1
   if(i>16379) goto 3
```

```

if(dbuf(i)==255.and.dbuf(i+1)==255.and.dbuf(i+4)==31.and.dbuf(i+5)==248)
goto 6
    goto 7

6    continue
    length=dbuf(i+2)*256+dbuf(i+3)-12

    if(length<0) goto 3
    if(length==0) goto 7

    do j=1,50
        do k=1,5
            ch(j,k)=0
        enddo
    enddo

    lp=0;det=0;b=0
    i=i+12

    do i=i,i+length-4,4
        do j=1,ldet
            if((dbuf(i+1)-10)==d(j)) goto 9
        enddo
!    print*,"nonexistent number detector: ",dbuf(i+1)-10,nrec,i
    goto 10
9    continue
    if(dbuf(i)>4.or.dbuf(i)<1) goto 10
    c=dbuf(i+2)*256+dbuf(i+3)
    if(c>8192) c=c-32768
    if(c>8192.or.c<=0) goto 10

    if((dbuf(i+1)-10)/=b) lp=lp+1
    a=dbuf(i)
    b=dbuf(i+1)-10
    det(lp)=b
    ch(b,a)=c

10   continue
    enddo

    do j=1,lp

```

```

        ch(det(j),5)=0
write(4,'(3i3,2x,5i6)')
lp,j,det(j),ch(det(j),1),ch(det(j),p1(det(j))),ch(det(j),p2(det(j))),ch(d
et(j),p3(det(j)))
    nevent=nevent+1

enddo

i=i-1

goto 7

4    print*,"number of records: ",nrec-1
    print*,"number of events: ",nevent
    close(3);close(4);goto 5

2    print*,"end of runs"
    close(1);close(2)

end program

```

Kod programu HI100

Program HI100 produkuje w sposób bezstratny (nie sumuje zdarzeń) jedno- i dwuwymiarowe histogramy z macierzy utworzonych programem Micare. Format histogramów umożliwia wizualizację np programem gnuplot.

```

program HI100
    implicit none

    integer(1)    det,t,p(3)
    integer(4)    h(8192,8192),h1(8192),h2(8192),h3(8192),hbin(128,128)
    integer(4)    i,j,k,a,b,c,d,p1,p2,p3,plbin,p2bin
    character(3)  nrun,dname
    character(12) command
    logical      ex

    open(1,file='out.dat',status='old')
2    read(1,*,end=1) nrun
    print*,'run number: ',nrun

    command='mkdir run'//nrun
    inquire(file='run'//nrun,exist=ex)
    if(ex) then
    else
        call system (command)
    endif

```

```

open(2,file=nrun,status='old')

open(3,file='base.dat',status='old')
4 read(3,*,end=5) det,t,p(1),p(2),p(3),dname
print*,'detector number: ',det

do i=1,8192
  do j=1,8192
    h(i,j)=0
  enddo
enddo

do i=1,128
  do j=1,128
    hbin(i,j)=0
  enddo
enddo

h1=0;h2=0;h3=0

if(p(2)==0.and.p(3)==0) goto 6

7 read(2,*,end=3) a,b,c,d,p1,p2,p3
if(c==det) then
  if(p1==0.or.p2==0) goto 7
  if(p1>0.and.p1<=8192.and.p2>0.and.p2<=8192) then
    h(p1,p2)=h(p1,p2)+1
    h1(p1)=h1(p1)+1
    h2(p2)=h2(p2)+1
  endif
endif
goto 7

3

open(4,file='run'//nrun//'/ '//dname//'_ '//nrun//'.h2d',status='unknown')
open(5,file='run'//nrun//'/ '//dname//'_ '//nrun//'.h1d',status='unknown')

do i=1,8192
  k=0
  do j=1,8192
    if(h(i,j)/=0) then
      write(4,'(2i5,i12,i4)') i,j,h(i,j),0
      k=k+1
    endif
  enddo
  if(k/=0) then
    write(4,*) ''
    write(4,*) ''
  endif
enddo

do i=1,8192
  write(5,'(i5,2i10)') i,h1(i),h2(i)
enddo

rewind(2);close(4);close(5);goto 4

```

```
6      read(2,*,end=8) a,b,c,d,p1,p2,p3
      if(c==det) then
        if(p1==0) goto 6
        h1(p1)=h1(p1)+1
      endif
      goto 6

8

open(5,file='run'//nrun//''//dname//'_ '//nrun//'.h1d',status='unknown')

      do i=1,8192
        write(5,'(i5,i10)') i,h1(i)
      enddo

      rewind(2);close(5);goto 4

5      close(2);close(3);goto 2

1      close(1);print*, 'end of file'

end program
```

Dodatek C

Plik wejściowy użyty przy obliczeniach kodem FRESKO.

208Pb(20Ne,20Ne)208Pb, 115 MeV, coulomb and nuclear

NAMELIST

```
&FRESKO hcm=0.02 rmatch=-50 centre=0.00 hnl=0.1 rintp=0.1
      r asym=1000. accrcy=0.001 switch=1000.
      jtmin=0.0 jtmax=800.0 absend= 0.00 rnl=1.0 cutl=-3.0
      kqmax=2 thmin=0.00 thmax=180.00 thinc=1.00
      chans=1 smats=2 xstabl=1 treneg=0
      iter=1 ips=0.0 iblock=7
      elab=115.0 /

      &PARTITION namep='20Ne' massp=19.992440 zp=10 nex=4 namet='208Pb'
masst=207.976652 zt=82 qval=0.000 /
      &STATES jp=0.0 bandp=1 ep=0.0000 cpot=1 jt=0.0 bandt=1 et=0.0000 /
      &STATES jp=2.0 bandp=1 ep=1.6330 cpot=1 copyt=1 /
      &STATES jp=4.0 bandp=1 ep=4.2470 cpot=1 copyt=1 /
      &STATES copyp=1 cpot=1 jt=3.0 bandt=-1 et=2.6145 /
      &PARTITION namep='21Ne' massp=20.993846 zp=10 nex=3 namet='207Pb'
masst=206.975896 zt=82 qval=-0.60671 /
      &STATES jp=2.5 bandp=1 ep=0.35 cpot=1 jt=0.5 bandt=-1 et=0.00 /
      &STATES copyp=1 cpot=1 jt=2.5 bandt=-1 et=0.57 /
      &STATES copyp=1 cpot=1 jt=1.5 bandt=-1 et=0.90 /
      &partition /

      &POT kp=1 type=0 ap=208. at=20. rc=1.25 /
      &POT kp=1 type=10 shape=10 p2=17.62 p4=294.0 /
      &POT kp=1 type=13 shape=10 p3=1.0 /
      &STEP ib=4 ia=1 k=3 str=782.0 /
      &STEP ib=1 ia=4 k=3 str=782.0 /
      &step /

      &POT kp=1 type=1 shape=9 p1=0.66 p2=0.57 /
      &POT kp=1 type=10 shape=10 p2=1.364951 p4=0.6875 /
      &POT kp=1 type=13 shape=10 p3=1.0 /
      &STEP ib=4 ia=1 k=3 str=0.73 /
      &STEP ib=1 ia=4 k=3 str=0.73 /
      &step /
```

```

&POT kp=3 type=0 shape=0 p1=20. p3=1.25 /
&POT kp=3 type=1 shape=0 p1=60. p2=1.25 p3=0.65 /
&POT kp=4 type=0 shape=0 p1=207. p3=1.25 /
&POT kp=4 type=1 shape=0 p1=60. p2=1.268 p3=0.65 /
&POT kp=5 type=0 shape=0 p1=207. p2=20 p3=1.25 /
&POT kp=5 type=1 shape=-9 p1=0.66 p2=0.57 /
&pot /

&OVERLAP kn1=1 ic1=1 ic2=2 in=1 kind=0 nn=1 l=2 sn=0.5 j=2.5 kbpot=3
krpot=0 be=6.411 isc=1 ipc=1 nfl=0 nam=0 ampl=0.0 /
&OVERLAP kn1=2 ic1=1 ic2=2 in=2 kind=0 nn=3 l=1 sn=0.5 j=0.5 kbpot=4
krpot=0 be=7.36787 isc=1 ipc=1 nfl=0 nam=0 ampl=0.0 /
&OVERLAP kn1=3 ic1=1 ic2=2 in=2 kind=0 nn=2 l=3 sn=0.5 j=2.5 kbpot=4
krpot=0 be=7.93787 isc=1 ipc=1 nfl=0 nam=0 ampl=0.0 /
&OVERLAP kn1=4 ic1=1 ic2=2 in=2 kind=0 nn=3 l=1 sn=0.5 j=1.5 kbpot=4
krpot=0 be=8.26787 isc=1 ipc=1 nfl=0 nam=0 ampl=0.0 /
&overlap /

&COUPLING icto=-2 icfrom=1 kind=7 ip1=0 ip2=-2 ip3=5 /
&CFP in=1 ib=1 ia=1 kn=1 a=0.93 /
&CFP in=2 ib=1 ia=1 kn=2 a=1.41 /
&CFP in=2 ib=1 ia=2 kn=3 a=2.32 /
&CFP in=2 ib=1 ia=3 kn=4 a=1.89 /
&cfp /
&coupling /

```

Plik wejściowy użyty przy obliczeniach kodem sfresco.

```

'nepb_161_02.in' 'nepb_161_02.out' 2 1
&variable kind=1 name='p1' step=0.1 kp=1 pline=3 col=1/
&variable kind=1 name='p2' step=0.1 kp=1 pline=3 col=2/
&data type=0 data_file='161_el.dat' delta=0 iscale=-1 idir=1 lab=F
abserr=T/

```

Bibliografia

- [Bal75] J. B. Ball, C. B. Fulmer, E. E. Gross, M. L. Halbert, D. C. Hensley, C. A. Ludemann, M. J. Saltmarsh, G. R. Satchler, *Nucl.Phys.* **A252** (1975) 208
- [Bha03] A. Bhagwat, Y. K. Gambhir, *Int. J. Mod. Phys.* **E12** (2003) 725
- [Bla98] G. S. Blanpied, B. G. Ritchie, M. L. Barlett, R. W. Ferguson, G. W. Hoffmann, J. A. McGill, B. H. Wildenthal, *Phys. Rev.* **C38** (1998) 2180
- [Coo82] J. Cook, *Comput. Phys. Commun.* **25** (1982) 125
- [Das98] M. Dasgupta, D. J. Hinde, N. Rowley, A. M. Stefanini, *Ann. Rev. Nucl. Part.Sci.* **48** (1998) 401
- [Eng80] J. B. England, *Metody doświadczalne fizyki jądrowej*, PWN 1980
- [Fre] www.fresco.org.uk
- [Gro78] E. E. Gross, T. P. Cleary, J. L. C.Ford, D. C. Hensley, K. S. Toth, *Phys. Rev.* **C17** (1978) 1665
- [Hei71] D. W. Heikkinen, R. E. Pixley, *Phys. Rev.* **C3** (1971) 1696
- [Hor73] Y. Horikawa, A. Nakada, Y. Torizuka, *Progr. Theor. Phys.* **49** (1973) 2005
- [Kib02] T. Kibedi, R. H. Spear, *At. Data Nucl. Data Tables* **80** (2002) 35
- [Mat97] M. Matoba, K. Yamaguchi, K. Kurohmaru, O. Iwamoto, S. Widodo, A. Nohtomi, Y. Uozumi, T. Sakae, N. Koori, T. Maki, M. Nakano, *Phys. Rev.* **C55** (1997) 3152
- [Pia02] E. Piasecki, M. Kowalczyk, K. Piasecki, Ł. Świdorski, J. Srebrny, M. Witecki, F. Carstou, W. Czarnacki, K. Rusek, J. Iwanicki, J. Jastrzębski, M. Kisieliński, A. Kordyasz, A. Stolarz, J. Tys, T. Krogulski, N. Rowley, *Phys. Rev.* **C65** (2002) 054611
- [Pia05] E. Piasecki, Ł. Świdorski, P. Czosnyka, M. Kowalczyk, K. Piasecki, M. Witecki, T. Czosnyka, J. Jastrzebski, A. Kordyasz, M. Kisielinski, T. Krogulski, M. Mutterer, S. Khlebnikov, W. H. Trzaska, K. Hagino, N. Rowley, *Phys. Lett.* **B615** (2005) 55
- [Pia07] E. Piasecki, Ł. Świdorski, K. Rusek, M. Kisieliński, J. Jastrzębski, A. Kordyasz, M. Kowalczyk, M. Mutterer, T. Krogulski, K. Piasecki, P. Russotto, A. M. Stefanini, N. Rowley, *Int. J. Mod. Phys.* **E16** (2007) 502
- [Pia08] E. Piasecki, M. Kowalczyk, J. Jastrzębski, T. Krogulski, K. Piasecki, K. Rusek, Ł. Świdorski, S. Khlebnikov, M. Mutterer, W. H. Trzaska, M. Sillanpaa, S. Smirnov, G. Tiourin, S. Dmitriev, E. Kozulin, A. Ogloblin, N. Rowley, *Proc. Frontiers in Nuclear Structure, and Reactions (FINUSTAR 2), Crete, Greece, 10-14 Sept. 2007, P.Demetriou, R.Julin, S.V.Harissopoulos, Eds. p.238 (2008); AIP Conf.Proc* (2008) 1012
- [Pia09a] E. Piasecki, Ł. Świdorski, W. Gawlikowicz, J. Jastrzębski, N. Keeley, M. Kisieliński, S. Kliczewski, A. Kordyasz, M. Kowalczyk, S. Khlebnikov, E. Koshchiy, E. Kozulin, T. Krogulski, T. Loktev, M. Mutterer, K. Piasecki, A. Piórkowska, K. Rusek, A. Staudt, M. Sillanpaa, S. Smirnov, I. Strojek, G. Tiourin, W. H. Trzaska, A. Trzcińska, K. Hagino, N. Rowley, *Phys. Rev.*

C80 (2009) 054613

- [Pia09b] E. Piasecki, A. Trzcińska, W. Gawlikowicz, J. Jastrzębski, N. Keeley, M. Kisieliński, S. Kliczewski, A. Kordyasz, M. Kowalczyk, S. Khlebnikov, E. Koshchiy, E. Kozulin, T. Krogulski, T. Lotkiev, M. Mutterer, K. Piasecki, A. Piórkowska, K. Rusek, A. Staudt, I. Strojek, W. H. Trzaska, M. Sillanpaa, S. Smirnov, G. Tiourin, K. Hagino, N. Rowley, *Acta Phys. Pol.* **B40** (2009) 849
- [Pia12a] E. Piasecki, Ł. Świdorski, N. Keeley, M. Kisieliński, M. Kowalczyk, S. Khlebnikov, T. Krogulski, K. Piasecki, G. Tiourin, M. Sillanpaa, W. H. Trzaska, A. Trzcińska, *Phys. Rev.* **C85** (2012) 054608
- [Pia12b] E. Piasecki, W. Czarnacki, N. Keeley, M. Kisieliński, S. Kliczewski, A. Kordyasz, M. Kowalczyk, S. Khlebnikov, E. Koshchiy, T. Krogulski, T. Loktev, M. Mutterer, A. Piórkowska, K. Rusek, M. Sillanpaa, A. Staudt, I. Strojek, S. Smirnov, W. H. Trzaska, A. Trzcińska, *Phys. Rev.* **C85** (2012) 054604
- [Pio09] A. Piórkowska, Praca magisterska, Uniwersytet Śląski 2009
- [Reb72] H. Rebel, *Nucl. Phys.* **A180** (1972) 332
- [Reh90] K. E. Rehm, C. Beck, A. van den Berg, D. G. Kovar, L. L. Lee, W. C. Ma, F. Videbaek, T. F. Wang, *Phys. Rev.* **C42** (1990) 2497
- [Sat78] G. R. Satchler, *Phys. Reports* **199** (1991) 147
- [Sat79] G. R. Satchler, W. G. Love, *Phys. Rep.* **55** (1979) 183
- [Sat83] G. R. Satchler, *Direct nuclear reactions*, Clarendon Press 1983
- [Sat94] G. R. Satchler, *Nucl. Phys.* **A579** (1994) 241
- [Str12] I. Strojek, W. Czarnacki, W. Gawlikowicz, N. Keeley, M. Kisieliński, S. Kliczewski, A. Kordyasz, E. Koshchiy, M. Kowalczyk, E. Piasecki, A. Piórkowska, K. Rusek, R. Siudak, A. Staudt, A. Trzcińska, *Acta Phys. Pol.* **B43** (2012) 339
- [Stu09] A. Staudt, Praca magisterska, Uniwersytet Śląski, Katowice 2009
- [Swi04] Ł. Świdorski, P. Czosnyka, M. Kowalczyk, E. Piasecki, K. Piasecki, M. Witecki, J. Jastrzębski, A. Kordyasz, M. Kisieliński, T. Krogulski, N. Rowley, C. Marchetta, A. Pagano, M. Mutterer, W. H. Trzaska, K. Hagino, *Int. J. Mod. Phys.* **E13** (2004) 315
- [Swi05a] Ł. Świdorski, E. Piasecki, P. Czosnyka, T. Krogulski, N. Rowley, *Int. J. Mod. Phys.* **E14** (2005) 341
- [Swi05b] Ł. Świdorski, Praca doktorska, Uniwersytet Warszawski, Warszawa 2005
- [Swi72] R. de Swiniarski, A. D. Bacher, F. G. Resmini, G. R. Plattner, D. L. Hendrie, *Phys. Rev. Lett.* **28** (1972) 1139
- [Swi74] R. de Swiniarski, *Lett. J. Phys* **L 35** (1974) 425
- [Swi76] R. de Swiniarski, F. G. Resmini, D. L. Hendrie, A. D. Bacher, *Nucl. Phys.* **A261** (1976) 111
- [Tho09] I. J. Thompson, F. M. Nunes, *Nuclear Reactions for Astrophysics*, Cambridge University Press 2009
- [Trz11] A. Trzcińska, W. Czarnacki, P. Decowski, M. Kisieliński, P. Koczon,

A. Kordyasz, E. Koshchiy, M. Kowalczyk, B. Lommel, E. Piasecki,
K. Rusek, I. Strojek, A. Stolarz, K. Zerva, *Proc.5th International Conference
of Fusion11: Saint-Malo, France, May 2-6, 2011, Ch.Schmitt, et al. Eds.*
p.05006 (2011); EPJ Web Conf.v.17 (2011)

[Wil76] Z. Wilhelmi, *Fizyka reakcji jądrowych*, PWN 1976

[Yan10] F. Yang, J. H. Hamilton, *Modern Atomic and Nuclear Physics*, World
Scientific Publishing 2010