



**INSTYTUT FIZYKI JĄDROWEJ
IM. HENRYKA NIEWODNICZAŃSKIEGO
POLSKIEJ AKADEMII NAUK**

Rozprawa doktorska

mgr inż. Barbara Anna Wasilewska

**Badanie rozpadu stanów kolektywnych
w reakcjach indukowanych protonami**

Promotor: **dr hab. inż. Maria Kmieciak**
Promotor pomocniczy: **dr inż. Michał Ciemała**

Kraków, październik 2018

Abstract

The studies of the collective modes of excitation in the atomic nucleus have been giving an exclusive look into the bulk properties of these systems since the very beginning of the nuclear physics. The strongest collective modes, called Giant Resonances are measured with different probes, such as α particles, γ rays, heavy ions and protons. The reactions of choice are usually inelastic scattering of projectiles on the target nucleus or fusion-evaporation of both nuclei.

The study of the collective modes in proton-induced reactions, presented in this thesis, was performed in a new proton facility – Cyclotron Centre Bronowice (CCB) – in Krakow, Poland. The Centre’s main purpose is proton therapy, however an ambitious scientific program is also carried out and a very important role is played by the study of the phenomenon of Giant Resonances in nuclei. It is accomplished by the irradiation of the target of choice by the proton beam and simultaneous measurement of the energy of the inelastic scattered protons and the γ rays emitted from the excited nuclei of the target.

After a series of test experiments based on the $^{12}\text{C}(p, p'\gamma)$ reaction, the very first experiment, which purpose was a measurement of the γ decay of Giant Resonances induced in ^{208}Pb , was performed. This target was chosen, for it was only in $^{208}\text{Pb}(^{17}\text{O}, ^{17}\text{O}'\gamma)$ reaction that the γ decay of Isoscalar Giant Quadrupole Resonance (ISGQR) has been observed. The main goal of the experiment presented in the following thesis was to prove, by measurement of the γ decay of ISGQR, the possibility to study this excitation mode in Krakow. New information on the state was also expected, due to use of a different reaction. Additionally, excitation and γ -decay of other high-energy collective states, such as Pygmy Dipole States and Giant Dipole Resonance, were anticipated.

The experimental set-up consisted of 16 the KRATTA array’s triple telescopes used for detection of light charged particles, 8 big BaF_2 scintillators of the HECTOR array for detection of high-energy γ rays with good efficiency and a cluster of currently build PARIS calorimeter used to resolve the origin of low-energy part of the γ -energy spectra. Although the PARIS array has also high efficiency for the detection of high-energy γ rays, the experiment did not fully benefit from this characteristic, as it was available only for the second part of it.

The data were collected only if a particle and a γ ray were measured in coincidence. The results were presented in the form of γ energy vs. excitation energy of the target nucleus matrix. Excitation energy and γ ray energy spectra corresponding to the events of the γ -decay of the excited state to the ^{208}Pb states of choice were created by setting specific conditions relating these two observables. Additionally, γ -decay spectra of individual excited states were also produced.

The following thesis presents the experimental set-up, the analysis method and shows the obtained results. A stress is put on presenting a method of data analysis for PARIS cluster, which due to a non-standard configuration of two different optically connected scintillator materials with common PMT (so called *phoswich*) needed a dedicated approach to analysis. The data treatment is explained in a great detail and the method of the analysis of the results is shown based on the test $^{12}\text{C}(p, p'\gamma)$ reaction. The obtained results for $^{208}\text{Pb}(p, p'\gamma)$ reaction are shown, discussed and compared with theoretical predictions. Finally, an attempt to compare the results with the previously mentioned $\text{Pb}(^{17}\text{O}, ^{17}\text{O}'\gamma)$ experiment is carried out. The thesis is summarised and the future perspectives are outlined.

Streszczenie

Badanie stanów kolektywnych jądra atomowego jest doskonałym narzędziem dostarczającym informacji dotyczących zachowania jądra jako całości. Gigantyczne rezonanse, czyli najsilniej wzbudzone stany kolektywne, badane są w reakcjach jądrowych za pomocą różnych próbników: kwantów γ , cząstek α , ciężkich jonów i protonów, wykorzystując reakcje nieelastycznego rozpraszania, bądź fuzji-ewaporacji.

Tematem niniejszej pracy jest badanie rozpadu γ stanów kolektywnych w reakcjach indukowanych protonami. Zadanie to zostało wykonane w IFJ PAN w Krakowie w Centrum Cyklotronowym Bronowice (CCB), w którym oprócz prowadzenia terapii protonowej nowotworów realizowany jest zróżnicowany program badawczy. Jednym z głównych jego tematów jest badanie wzbudzenia i rozpadu gigantycznych rezonansów jądrowych za pomocą eksperymentów, w których jądra tarczy wzbudzone są poprzez naświetlanie jej wiązką szybkich protonów pochodzącą z cyklotronu. Jednoczesny pomiar rozproszonych nieelastycznie protonów i kwantów γ emitowanych przez wzbudzone jądra pozwala odtworzyć przebieg reakcji i uzyskać informacje o zaistniałym procesie.

Po serii eksperymentów testowych wykorzystujących reakcję $^{12}\text{C}(p, p'\gamma)$, przeprowadzono pomiar rozpadu stanów kolektywnych w oparciu o reakcję $^{208}\text{Pb}(p, p'\gamma)$. Wybór tego izotopu wynikał z faktu, że jądro ^{208}Pb jest jedynym dla którego zaobserwowano w reakcji $^{208}\text{Pb}(^{17}\text{O}, ^{17}\text{O}'\gamma)$ rozpad γ izoskalarnego gigantycznego rezonansu kwadrupolowego (ISGQR). Celem eksperymentu przedstawianego w niniejszej pracy było wykazanie, że stosując wiązkę protonów dostępną w CCB można uzyskać informację na temat rozpadu γ ISGQR. Przewidywano również zaobserwowanie wzbudzeń i rozpadów γ innych wysokoenergetycznych stanów kolektywnych, takich jak pigmejskie stany dipolowe i gigantyczny rezonans dipolowy.

Zastosowany układ pomiarowy składał się z 16 teleskopów układu KRATTA, używanych do pomiaru lekkich cząstek naładowanych; 8 dużych scyntylatorów BaF_2 tworzących układ HECTOR o dużej wydajności na detekcję wysokoenergetycznych kwantów γ ; oraz klastra kalorymetru PARIS, posiadającego oprócz wysokiej wydajności, bardzo dobrą energetyczną i czasową zdolność rozdzielczą.

Podczas pomiaru dane były zbierane, gdy spełniony był warunek jednoczesnej detekcji kwantu γ i naładowanej cząstki lekkiej. Pozwoliło to na utworzenie macierzy energii kwantu γ względem energii wzbudzenia jądra ^{208}Pb . Po zastosowaniu odpowiednich warunków uzyskano i następnie poddano analizie widma energii wzbudzenia oraz energii kwantów γ emitowanych z rozpadów stanów wzbudzonych do określonych stanów końcowych w jądrze ^{208}Pb .

Niniejsza praca przedstawia zastosowany układ pomiarowy, metodę analizy danych i uzyskane wyniki. Wprowadzone są w niej niezbędne pojęcia teorii fizyki jądrowej. Ze względu na specyficzną budowę układu PARIS, szczegółowo opisana jest metoda analizy zebranych za jego pomocą danych. Dokładnie opisany jest również sposób przygotowania danych do analizy, a sama metoda analizy jest zaprezentowana na przykładzie reakcji testowej $^{12}\text{C}(p, p'\gamma)$. Najważniejszą częścią pracy jest przedstawienie wyników dotyczących wzbudzenia stanów kolektywnych i ich rozpadu poprzez emisję kwantów γ dla reakcji $^{208}\text{Pb}(p, p'\gamma)$, oraz porównanie ich z przewidywaniami teoretycznymi. Praca zakończona jest podsumowaniem zawierającym informacje o planowanej kontynuacji badań.

Spis treści

1	Wprowadzenie	1
1.1	Reakcje jądrowe	3
1.2	Wzbudzenia i rozpad stanów dyskretnych	6
1.3	Wzbudzenia i rozpad gigantycznych rezonansów	11
1.4	Modele teoretyczne	24
2	Układy detekcyjne wykorzystane w pomiarze	29
2.1	Działanie scyntylatorów	29
2.2	Układ HECTOR	31
2.3	Układ PARIS	33
2.4	Układ KRATTA	34
3	Przygotowanie detektorów promieniowania gamma do pomiaru	39
3.1	Regeneracja detektorów układu HECTOR	39
3.2	Badanie własności klastra układu PARIS	40
4	Metoda pomiaru	53
4.1	Układ pomiarowy	54
4.2	System akwizycji danych	56
4.3	Kalibracja układów detekcyjnych	61
4.4	Pomiar z tarczą ^{12}C	67
5	Badanie rozpadu γ stanów kolektywnych w ^{208}Pb	71
5.1	Analiza danych pomiarowych	71
5.2	Uzyskane wyniki	76
6	Intepretacja wyników dotyczących wzbudzeń i rozpadów gigantycznych rezonansów	91
6.1	Wyznaczenie nasileń przejść	91
6.2	Ustalenie parametrów modelu optycznego	92
6.3	Porównanie wyników obliczeń DWBA z danymi pomiarowymi	95
6.4	Interpretacja widma γ rozpadu do stanu podstawowego	101
	Podsumowanie	113
	Podziękowania	117
	Dodatki	
A	Źródło algorytmu służącego do odejmowania tła metodą statystyczną	119
	Bibliografia	125

Rozdział 1

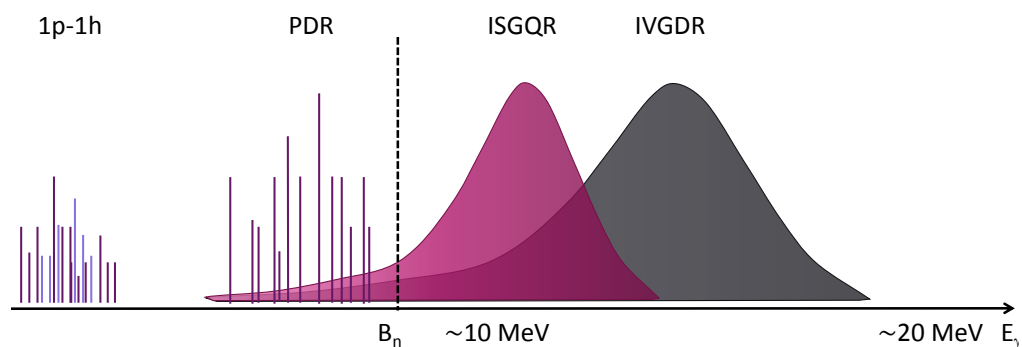
Wprowadzenie

Fizyka jądrowa jest dziedziną nauki o ponad stuletniej historii, rozpoczętej przez Henri Becquerela w 1896 roku poprzez odkrycie radioaktywności. Doświadczenia Ernesta Rutherforda, przeprowadzane na początku XX w., pozwoliły poznać strukturę atomu, jako bytu składającego się z jądra atomowego otoczonego chmurą elektronów. Sam sposób przeprowadzania eksperymentu – polegający na naświetlaniu tarczy z jednorodnego materiału wiązką przyspieszonych jonów – jest stosowany po dziś dzień, dając możliwość poznawania kolejnych własności jądra atomowego.

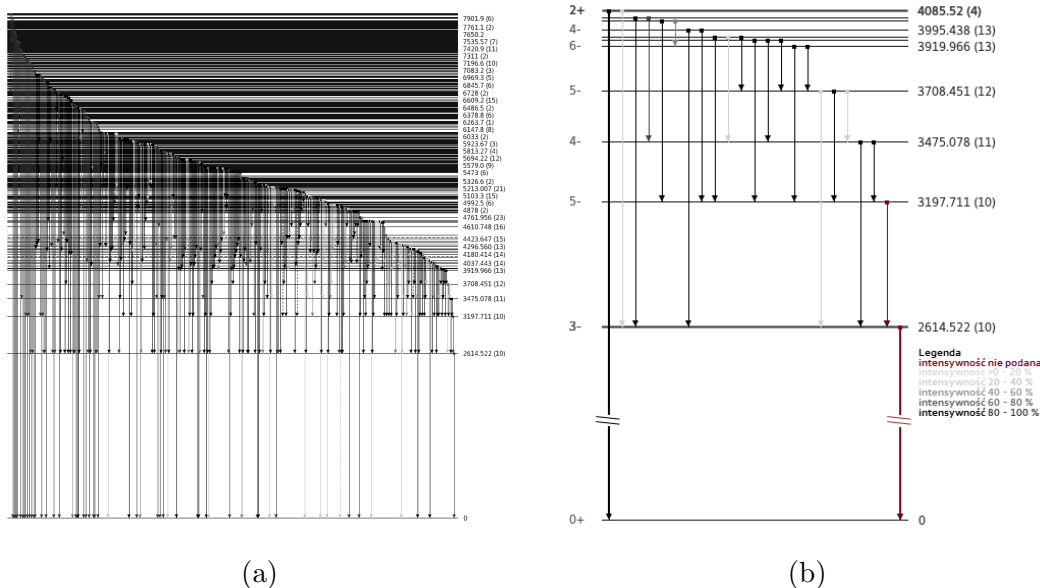
W wyniku naświetlania tarczy, jądrom przekazywana jest dodatkowa energia wewnętrzna, nazywana energią wzbudzenia, która następnie jest z nich ponownie wysyłana. Eksperymenty fizyki jądrowej bazują na pomiarze tego procesu. W tego typu badaniach wymagana jest możliwość rozróżnienia rodzaju emitowanych cząstek, jak i pomiaru ich energii. Na podstawie tych informacji odtwarzana jest struktura wewnętrznych stanów jądra w zależności od energii wzbudzenia (patrz rys. 1.1).

Stan w którym dany układ kwantowy posiada minimalną energię, nazywany jest stanem podstawowym; natomiast taki, w którym posiada dodatkową energię – stanem wzbudzonym. Gdy większość nukleonów w jądrze, to jest protonów i neutronów, znajduje się w stanie wzbudzonym, stan ten jest nazywany wzbudzeniem kolektywnym. Pomiar tych wzbudzeń jest wyjątkowym narzędziem służącym do określania własności jądra atomowego jako całości.

Przedmiotem niniejszej rozprawy doktorskiej jest zbadanie rozpadu stanów wzbudzonych w jądrze ^{208}Pb w reakcji rozproszenia nieelastycznego protonów. Reakcja taka jest zapisywana skrótowo jako $^{208}\text{Pb}(p, p'\gamma)$. Celem pomiaru było uzyskanie informacji o rozpadzie γ wysokoenergetycznych jądrowych wzbudzeń



Rysunek 1.1: Schematyczne widmo wzbudzenia jądra w reakcji z protonami.

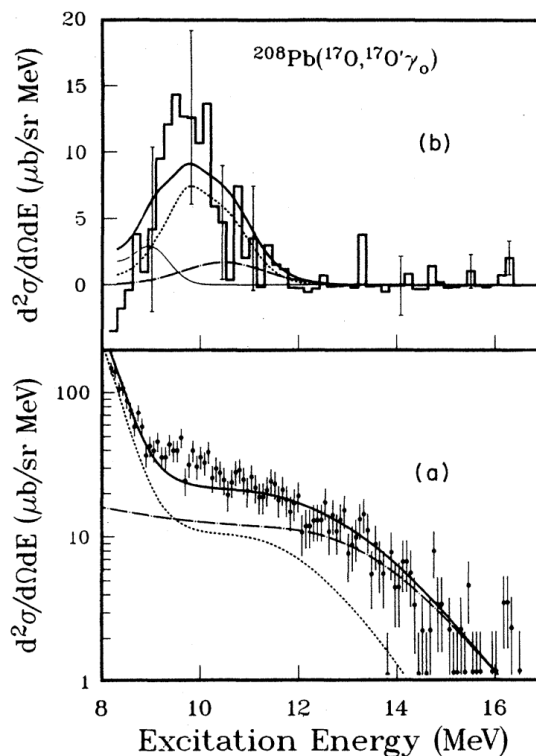


Rysunek 1.2: Schemat poziomów energetycznych w izotopie ^{208}Pb w zakresie do 8 (a) i 4,1 MeV (b). Na rys. 1.2b dwa najniższe przejścia ze stanów wzbudzonych do stanu podstawowego są pogrubione [2].

kolektywnych typu E1 i E2, interpretowanych jako uporządkowany ruch wszystkich nukleonów w jądrze. Został on zrealizowany poprzez jednoczesny pomiar energii protonów rozproszonych na jądrach tarczy oraz kwantów γ emitowanych w wyniku wzbudzenia jąder.

Izotop ^{208}Pb jest jądrem podwójnie magicznym o stosunkowo wysoko leżącym pierwszym stanie wzbudzonym, posiadającym energię 2,615 MeV oraz kręt i parzystość 3^- . Powyżej tej energii zidentyfikowano setki stanów wzbudzonych (patrz rys. 1.2a), w większości rozpadających się do stanu podstawowego kaskadą niskoenergetycznych przejść, przechodzących przez pierwszy stan wzbudzony. Ze względu na wysokie progi detekcji, w czasie eksperymentu jedyną oznaką wzbudzeń tych stanów jest rejestracja kwantów γ o energii 2,6 MeV skorelowana z wyższą energią wzbudzenia jądra. Na szczególną uwagę zasługują stany rozpadające się bezpośrednio do stanu podstawowego, gdyż to one powinny być widoczne w eksperymentalnym widmie kwantów γ . Leżącym najbliżej stanu 3^- jest, oddalony o 1,5 MeV, stan 2^+ o energii 4,085 MeV (rys. 1.2b). Natomiast w rejonie energii pomiędzy 5 MeV a 8 MeV istnieje wiele stanów rozpadających się poprzez emisję promieniowania typu E1, interpretowanych jako tzw. pigmejskie stany dipolowe. W rejonie wysokich energii wzbudzenia zaobserwowano w tym izotopie różnego rodzaju gigantyczne rezonanse, m.in. dla energii 10,6 MeV izoskalarny rezonans kwadrupolowy (ISGQR), dla energii 13,7 MeV izoskalarny rezonans monopolowy (ISGMR) i izowektorowy rezonans dipolowy (IVGDR), a dla energii 19,6 MeV izoskalarny rezonans oktopolowy (ISGOR). Jądro to jest jedynym, dla którego opublikowano wyniki eksperymentalne przedstawiające rozpad γ ISGQR (zaprezentowane na rys. 1.3) [1].

Przewidywane widmo wzbudzenia jądra ^{208}Pb poprzez reakcję z protonami można opisać następująco (patrz rys. 1.1): dla niskich energii dominującą rolę pełnią jednocząstkowe wzbudzenia stanów dyskretnych; dla energii poniżej energii wiązania neutronu S_n istotne są pigmejskie stany dipolowe; powyżej progu na emisję neutronu obserwowane jest wzbudzenie izoskalarnego rezonansu kwadrupolowego,

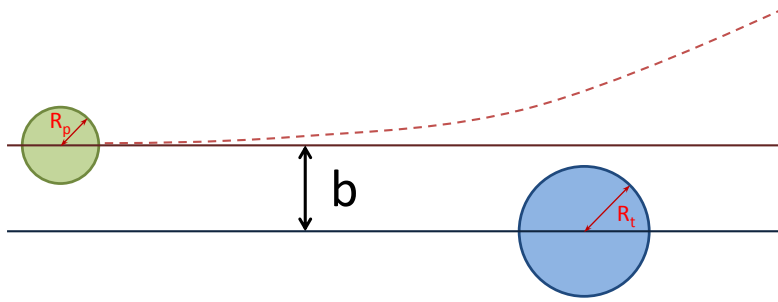


Rysunek 1.3: Wyniki pomiaru reakcji $^{208}\text{Pb}(^{17}\text{O}, ^{17}\text{O}'\gamma_0)$. Dolny panel (a): eksperymentalne widmo energii wzbudzenia skorelowane z rozpadem γ do stanu podstawowego. Górny panel (b): eksperymentalne widmo energii wzbudzenia skorelowane z rozpadem γ do stanu podstawowego wzbudzeń innych niż GDR. Rysunek pochodzi z pracy [1].

podczas gdy dla jeszcze wyższych energii najbardziej prawdopodobnym zdarzeniem jest wzbudzenie izowektorowego gigantycznego rezonansu dipolowego. Niniejsza praca ma na celu przedstawienie wyników badań uzyskanych na podstawie analizy widm kwantów γ emitowanych w wyniku rozpadu jąder ^{208}Pb wzbudzonych za pomocą nieelastycznego rozpraszania wiązki protonów. Eksperyment ten był pierwszym pomiarem wykorzystującym w tym celu znajdujący się w Centrum Cyklotronowym Bronowice, służący przede wszystkim do protonoterapii, cyklotron Proteus C-235 firmy IBA.

1.1 Reakcje jądrowe

Dzięki tysiącom godzin pracy naukowców zajmujących się fizyką jądrową, zasób współczesnej wiedzy z tej dziedziny jest ogromny. Jednocześnie, złożoność zagadnienia jak dotąd nie pozwoliła na stworzenie jednolitego opisu teoretycznego umożliwiającego odtworzenie wszystkich zaobserwowanych własności jąder atomowych. Zamiast tego zaproponowane zostały modele teoretyczne o określonych zakresach stosowności. W najogólniejszym podziale rozróżnić można dwie grupy modeli: reakcyjne – opisujące przebieg procesu zderzenia jądra pocisku i tarczy oraz modele jądra – opisujące jego wewnętrzną strukturę. Modele jądra atomowego można rozdzielić z kolei na kolejne dwie grupy: powłokowe, opisujące zachowania pojedynczych nukleonów w jądrze, oraz kolektywne, obrazujące zachowanie jądra jako



Rysunek 1.4: Definicja parametru zderzenia. Na zielono zaznaczone jest jądro-pocisk, trajektoria ruchu oznaczona jest czerwoną linią przerywaną, a jej asymptota linią ciągłą. Na niebiesko zaznaczone jest jądro-tarcza.

całości. Dodatkowymi czynnikami wpływającymi na wybór modelu są m.in. masa opisywanego układu, jego energia, czy jego kształt.

Mimo wielu dzielących je różnic, wszystkie istniejące modele jądra atomowego łączy traktowanie go jako układu kwantowego, opisywanego takimi wielkościami fizycznymi jak orbitalny moment pędu (kręt orbitalny) \vec{L} , wypadkowa spinów nukleonów \vec{S} , całkowity moment pędu \vec{I} , parzystość \vec{P} , czy izospin \vec{T}^1 . W dalszym toku rozprawy, zgodnie z przyjętym nazewnictwem, całkowity moment pędu \vec{I} będzie nazywany skrótowo spinem.

Jądra pocisku i tarczy oddziałują ze sobą podczas zderzenia głównie poprzez siły elektromagnetyczne i silne. Proces ten nazywamy reakcją jądrową. To, które z oddziaływań pełni dominującą rolę, zależy od odległości między jądrami podczas reakcji oraz dostępnej w niej energii. Pomocnym jest wprowadzenie pojęcia parametru zderzenia b , definiowanego jako odległość pomiędzy środkiem jądra-tarczy a asymptotą toru nadbiegającego jądra-pocisku (patrz rys. 1.4).

Jeżeli energia jąder wiązki ma wartość poniżej bariery potencjału kulombowskiego lub jądra oddziałują na dużej odległości ($b \geq R_p + R_t$, gdzie R_p – promień jądra-pocisku, R_t – promień jądra-tarczy²) oddziaływanie jest czysto elektromagnetyczne. Przykładami reakcji tego typu są elastyczne i nieelastyczne rozproszenia kulombowskie cząstek. Dla energii wiązki znacząco przekraczających wartość bariery potencjału kulombowskiego i przy małych parametrach zderzenia ($b < |R_t - R_p|$) reakcje zachodzą przede wszystkim przez oddziaływanie silne. Są to na przykład: fuzja, wymiana cząstek czy fragmentacja. Wyróżnić można graniczną wartość parametru zderzenia, powyżej której ruch cząstki padającej jest zakrzywiany w polu jądra tarczy (rozproszenie elastyczne), a poniżej której zachodzi rozproszenie nieelastyczne. Powiązany z tym parametrem zderzenia kąt rozproszenia ϑ_{gr} nazywany jest kątem *grazing* (ang. „to graze” - zadrapać).

W kontekście kwantowym reakcje jądrowe można opisać jako działanie operatorowe na funkcji falowej danego układu. Działanie to powoduje zmianę wartości własnych, powstałych w wyniku kwantyzacji operatorów takich wielkości, jak moment pędu, spin, czy parzystość. W szczególności, w procesie wzbudzenia jądra atomowego dostarczana jest mu dodatkowa energia, pozwalająca na osiągnięcie

¹W całym tekście używane są następujące oznaczenia: \hat{A} – operator A; \vec{A} – wektor A; A – długość wektora \vec{A} , wartość własna operatora \hat{A} , bądź wielkość skalarna A; ΔA – zmiana długości wektora \vec{A} .

²Przyjęte jest tutaj, że promień jądra R definiowany jest jako zasięg potencjału jądrowego wiążącego nukleony w danym jądrze.

innego stanu (stanu wzbudzonego). Identyfikowany jest on zwykle za pomocą wartości spinu i parzystości, zapisywanego jako l^π , gdzie: l – wartość własna operatora spinu, przyjmująca wartości $0, \pm\frac{1}{2}, \pm 1, \pm\frac{3}{2} \dots$; π – wartość własna operatora parzystości, przyjmująca wartości ± 1 , zaznaczana odpowiednio jako „+” i „-”. Układ stanów wzbudzonych jądra w zależności od ich energii nazywany jest schematem poziomów energetycznych.

Ważną wielkością powiązaną z pojęciem schematu poziomów energetycznych jest przeniesione z termodynamiki klasycznej pojęcie gęstości stanów (poziomów). Definiuje się ją jako liczbę możliwych stanów \mathcal{N} przypadających na określony przedział energii ΔE :

$$\rho(E_0, E_0 + \Delta E) = \frac{\mathcal{N}(E_0 + \Delta E) - \mathcal{N}(E_0)}{\Delta E}, \quad (1.1)$$

gdzie: $\mathcal{N}(E_0)$ – liczba dostępnych stanów dla energii E_0 .

W granicy $\Delta E \rightarrow 0$, równanie to przechodzi w:

$$\rho(E) = \frac{d\mathcal{N}(E)}{dE}. \quad (1.2)$$

Przy niewielkich energiach wzbudzenia, liczba dostępnych stanów, a co za tym idzie ich gęstość jest niewielka. Powoduje to, że przerwy pomiędzy kolejnymi stanami są dużo większe niż szerokości naturalne (Γ) tych stanów. Dzięki temu mierzone widma energetyczne promieniowania gamma, pochodzące z rozpadów tych stanów zawierają dobrze wyróżnione lokalne maksima liczby zliczeń (piki). Stany te nazywane są stanami dyskretnymi. Wraz ze wzrostem energii wzbudzenia, rośnie gęstość poziomów energetycznych oraz liczba nukleonów biorących udział we wzbudzeniu. Stany energetyczne, w których prawie wszystkie nukleony są wzbudzone, opisywane są za pomocą modeli kolektywnych.

Ze względu na to, że jądra atomowe są układami kwantowymi, mogą one być opisywane jedynie stochastycznie. Podstawowym pojęciem opisu reakcji jądrowych jest przekrój czynny, zdefiniowany jako powierzchnia centrum rozpraszania, w którą uderzając, cząstka wywoła reakcję. Przyjmując, że w objętości $L^2 dZ$ znajduje się N centrów rozpraszania, prawdopodobieństwo zajścia reakcji można zapisać jako [3]:

$$dP = \frac{N\sigma}{L^2} = \sigma ndz \quad (1.3)$$

gdzie: σ – przekrój czynny;

n – gęstość centrów rozpraszania.

W fizyce jądrowej najczęstszymi jednostkami przekrojów czynnych są, wynikające odpowiednio z długości promieni atomu i jądra, barny i femtometry kwadratowe: $1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m} = 100 \text{ fm}^2$. Pochodną przekroju czynnego po innych wielkościach fizycznych nazywa się różniczkowym przekrojem czynnym. Najczęściej używanymi są pochodne po energii i po kącie bryłowym. Dla cząstek niespolaryzowanych, przekrój czynny nie zależy od kąta ϕ i powiązanie pomiędzy różniczkowym i całkowitym przekrojem czynnym przyjmuje postać:

$$\sigma = \int \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) d\Omega = \int \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_\theta 2\pi \sin(\vartheta) d\vartheta = \int \left(\frac{d\sigma}{d\vartheta} \right) d\vartheta. \quad (1.4)$$

Inną stosowaną miarą prawdopodobieństwa jest współczynnik przejścia, definiowany jako prawdopodobieństwo zajścia zdarzenia na sekundę. Dla gęstości n

centrów rozpraszających i względnej prędkości ν cząstek biorących udział w reakcji, współczynnik ten można powiązać z przekrojem czynnym formułą [3]:

$$\lambda = n\sigma\nu. \quad (1.5)$$

Dodatkowo, jest on w naturalny sposób powiązany z innymi miarami prawdopodobieństwa:

$$\lambda = \frac{1}{\tau} = \frac{\Gamma}{\hbar}, \quad (1.6)$$

gdzie: τ – czas życia stanu;
 Γ – szerokość stanu.

Nazwijmy układ jądra-pocisku a i jądra-tarczy A stanem wejściowym α . W wyniku reakcji osiągnięty jest stan wyjściowy β , w którym wyemitowana została cząstka b i uzyskano jądro końcowe B . Przyjmując założenie, że równość elementu macierzyowego Hamiltonianu opisującego przejście ze stanu α do β i reakcji odwrotnej są sobie równe:

$$|\hat{H}_{\alpha\beta}|^2 = |\hat{H}_{\beta\alpha}|^2, \quad (1.7)$$

stosunek przekrojów czynnych dla obu reakcji można zapisać jako:

$$\frac{\sigma_{\beta\rightarrow\alpha}}{\sigma_{\alpha\rightarrow\beta}} = \frac{(2I_a + 1)(2I_A + 1)k_\alpha^2}{(2I_b + 1)(2I_B + 1)k_\beta^2}, \quad (1.8)$$

gdzie: I_a, I_A – spiny cząstki a i jądra A w stanie α ;
 I_b, I_B – spiny cząstki b i jądra B w stanie β ;
 k_α, k_β – liczba falowa stanu α i β .

Związek ten nazywany jest prawem równowagi szczegółowej.

1.2 Wzbudzenia i rozpad stanów dyskretnych

Wzbudzenia polegające na zmianie stanów nukleonów wewnątrz jądra, nazywane wzbudzeniami cząstkowymi, opisywane są w ramach modeli powłokowych. Powstanie tych modeli związane jest z obserwacją szczególnie dużych energii wiązania nukleonu dla jąder o określonych liczbach protonów i neutronów, nazywanych liczbami magicznymi. Podobnie jak w modelu powłokowym atomu, przyjmuje się że w jądrze atomowym pojedyncze nukleony oddziałują z centralnym potencjałem jądrowym. Rozwiązania równania własnego operatora energii przy zadanym kształcie potencjału pozwalają na odtworzenie układu poziomów energetycznych, których krotność zdegenerowania odpowiada liczbom magicznym. Można zatem przyjąć opis, w którym nukleony w jądrze obsadzają kolejne powłoki. W modelu tym energia wzbudzenia może zostać przekazana pojedynczemu nukleonowi i wykorzystana na przesunięcie go na wyższą powłokę, generując w rezultacie dziurę w powłoce niższej. Wzbudzenie takie nazywane jest wzbudzeniem typu cząstka-dziura, bądź wzbudzeniem jednocząstkowym i oznaczane w literaturze jako 1p-1h. Istnieje także możliwość skorelowanego wzbudzenia większej liczby cząstek, które są oznaczane analogicznie jako np-nh, gdzie n oznacza liczbę wzbudzonych cząstek.

1.2.1 Wibracje

Energia wzbudzenia może zostać przekazana większej liczbie nukleonów. Mamy wtedy do czynienia z wzbudzeniem kolektywnym powodującym zmianę własności jądra jako całości. Zmiana ta, realizowana poprzez wprowadzenie wszystkich nukleonów w uporządkowany ruch, może być odbierana jako wzrost krętu jądra (ruch rotacyjny), bądź zmiana jego kształtu (ruchy wibracyjne). W rejonie niewielkiej gęstości poziomów, stany kolektywne tworzą charakterystyczne serie zbudowanych na sobie poziomów energetycznych, nazywanych pasmami (patrz rys.1.5b). Wzbudzenia tego typu obserwowane są głównie w jądrach o dużej liczbie nukleonów znajdujących się poza wypełnioną powłoką (nazywanych przez analogię do atomu nukleonami walencyjnymi) i wiążą się ze zjawiskiem deformacji kształtu jądra, rozumianego jako odstępstwo od symetrii sferycznej. Jeśli przyjąć, że jądro atomowe jest elipsoidą obrotową o półosiach a i b jednorodnie naładowaną ładunkiem Ze , elektryczny moment dipolowy jądra można opisać jako [4]:

$$Q_z = \frac{1}{e} \int (3z^2 - r^2) \rho(\vec{r}) dV = \frac{2}{5} Z(b^2 - a^2) = \frac{4}{5} \bar{R}^2 \delta, \quad (1.9)$$

gdzie: $\delta = \Delta R / \bar{R}$;
 $\Delta R = b - a$;
 $\bar{R} = (a + b) / 2$.

Parametr δ nazywany jest parametrem odkształcenia i przyjmuje wartość dodatnią dla kształtów wydłużonych w kierunku osi symetrii (kształt cygara), a ujemną dla kształtów spłaszczonych w kierunku tej osi (kształt dyni). Dla jądra sferycznego półosie są sobie równe, więc moment kwadrupolowy znika a δ przyjmuje wartość 0.

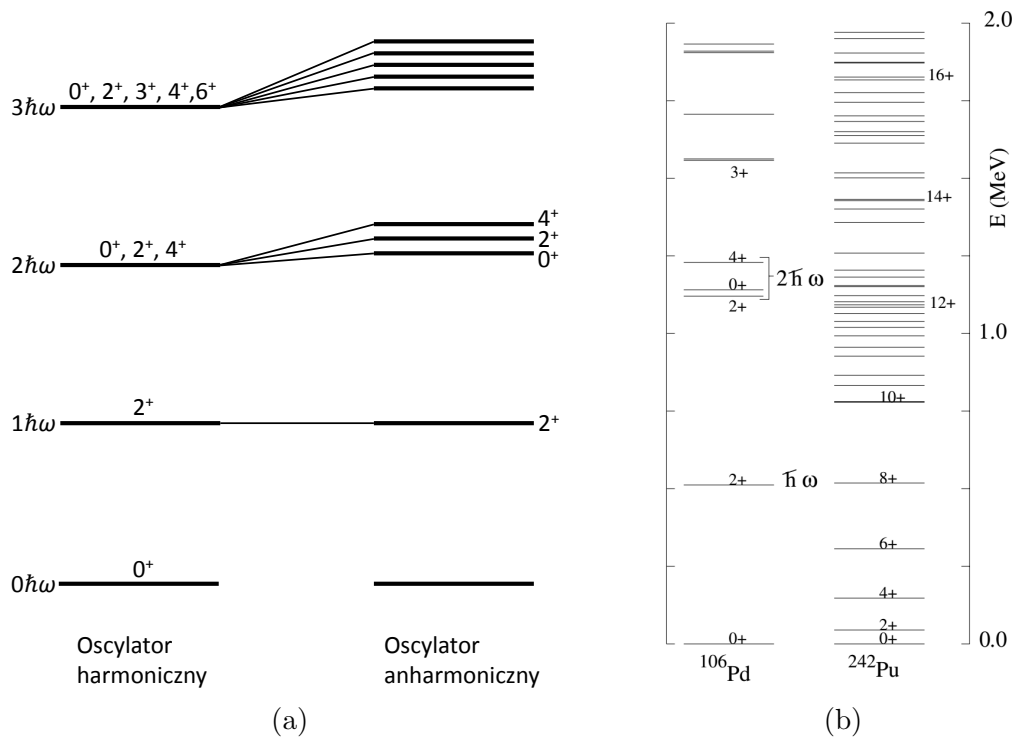
Duża liczba nukleonów walencyjnych zwiększa tendencję jądra do odkształceń. Powierzchnię jądra przy niewielkich drganiach można opisać w postaci sumy kolejnych harmonik sferycznych:

$$R(\vartheta, \varphi) = R_0 \left[1 + \sum_{l=0}^{\infty} \left(\sum_{m=-l}^l a_{l,m} Y_l^m(\vartheta, \varphi) \right) \right]. \quad (1.10)$$

Reprezentacja ta zawiera w sobie m -krotną ($m = 2l + 1$) degenerację dla każdego rzędu drgania multipolowego. Dla danego multipola l można zidentyfikować pasmo stanów energetycznych $E_l = n\hbar\omega_l$, $n = 1, 2, \dots$, interpretowanych jako kolejne fonony drgania. Rozwiązania równania własnego hamiltonianu oscylatora harmonicznego dla rzędu multipola l i energii drgania $n\hbar\omega_l$ są dodatkowo zdegenerowane ze względu na spin, dając proste widmo równoodległych stanów. Degeneracja ta zanika w przypadku oscylatorów anharmonicznych (patrz rys. 1.5a).

Najprostszyimi możliwymi drganiami niskoenergetycznymi są wibracje kwadrupolowe ($l = 2$)³, dla których stany mają parzystość dodatnią⁴, a krotność zdegenerowania wynosi 5. Można wykazać, że przy przejściu do układu współrzędnych, w którym osie pokrywają się z osiami symetrii jądra, stopnie degeneracji redukują się i układ jest w pełni określony przez dwa typy wibracji, nazywanych wibracjami β i γ . W przypadku wibracji typu β kształt jądra drga zgodnie z osią symetrii (os 3 na rys. 1.6), zatem rzut momentu pędu fononu na oś symetrii wynosi 0. Oznacza to, że pasmo wibracji β zbudowane jest na stanie 0^+ . Kierunek wibracji typu γ

³W tym rozwinięciu, multipolowość $l = 0$ reprezentuje kształt kulisty, czyli brak deformacji, a $l = 1$ ruch translacyjny jądra.



Rysunek 1.5: Schematy poziomów dla pasm stanów kolektywnych. (a): Porównanie schematu poziomów pasma wibracyjnego dla oscylatora harmonicznego i anharmonicznego [4]. (b): Porównanie uzyskanych w pomiarze schematów pasm: wibracyjnego w ^{106}Pd i rotacyjnego w ^{242}Pu . Pasma rotacyjne spełnia równanie 1.13 do $I = 10\hbar$ [3].

jest prostopadły do osi symetrii, dając rzut momentu pędu równy 2. Wibracje te są więc budowane na stanie 2^+ .

1.2.2 Rotacje

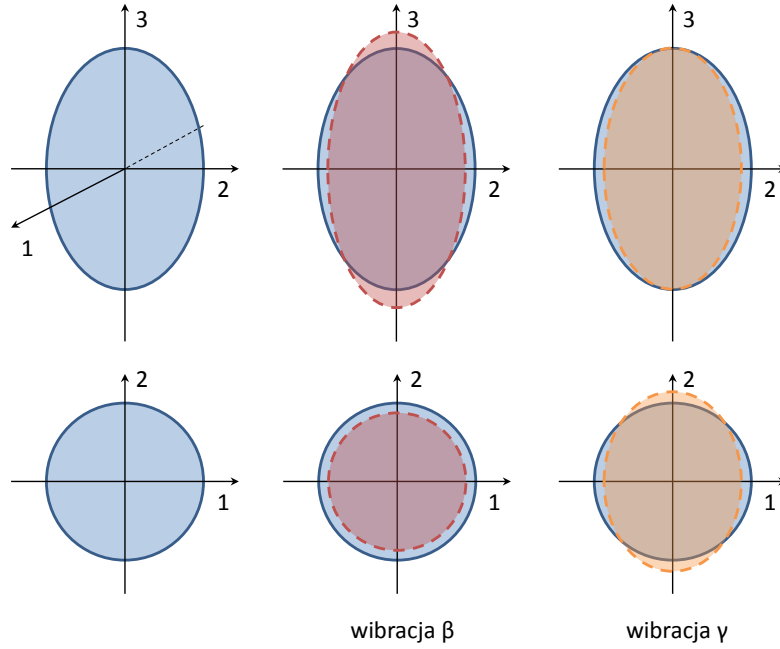
Dla jąder sferycznych nie jest możliwe rozróżnienie stanów wynikających z obrotu układu, co przekłada się na nieskończenie duże energie wzbudzenia powiązane z rotacją takiego kształtu. Wynika stąd, że rotacja jądra może być obserwowana jedynie, gdy jądro jest zdeformowane. Wymóg ten mogą spełniać m.in. jądra zawierające powłoki wypełnione w około połowie, charakteryzujące się występowaniem deformacji w stanie podstawowym. Stany rotacyjne można najprościej opisać za pomocą modelu obrotu bryły sztywnej. Można ponownie użyć obrazu jądra jako elipsoidy obrotowej i wprowadzić wewnętrzny, zgodny z jej półosiami, układ współrzędnych $\{1,2,3\}$, gdzie ze względu na nierozróżnialność stanów przy obrocie wokół osi symetrii 3, rotacja następuje tylko w osi prostopadłej do niej. Można przywołać klasyczne wzory na energię ruchu obrotowego rotora wokół dowolnej osi X prostopadłej do osi 3:

$$\vec{L} = \mathcal{J}\vec{\omega} \quad (1.11)$$

$$E = \frac{1}{2}\mathcal{J}\omega^2, \quad (1.12)$$

gdzie: \mathcal{J} – efektywny moment bezwładności względem osi X.

⁴Podobnie, jak w rozwinięciu multipolowym pola elektromagnetycznego, $\pi = (-1)^l$. Zależność ta wynika z ogólnych własności harmonik sferycznych.



Rysunek 1.6: Przekroje wzduż i w poprzek osi symetrii zdeformowanego jądra przybliżonego elipsoidą obrotową. Na niebiesko zaznaczony jest kształt zdeformowanego jądra, kolorem czerwonym zaznaczona jest maksymalna zmiana kształtu przy wibracjach typu β , a na pomarańczowo maksymalna zmiana kształtu przy wibracjach typu γ [4].

W przypadku jąder znajdujących się w stanie o wewnętrznym spinie równym 0, równanie to można zapisać, poprzez kwantyzację operatora kwadratu krętu L^2 , w postaci [4]:

$$E = \frac{\hbar^2 I(I+1)}{2\mathcal{J}}, \quad I = 0, 2, 4, \dots \quad (1.13)$$

Ze względu na symetrię zwierciadlaną względem płaszczyzny $\{1, 2\}$, dopuszczalne są jedynie parzyste funkcje własne operatora krętu, skąd wynika parzystość spinów I . Pasma rotacyjne spełniające powyższe równanie są rzeczywiście obserwowane.

Gdy jądro znajduje się w początkowym stanie o spinie \vec{j} , całkowity spin układu dla pasma rotacyjnego zbudowanego na nim jest złożeniem wektorowym: $\vec{I} = \vec{L} + \vec{j}$. Ze względu na symetrię osiową, do krętu jądra nie dodaje się składowa spinu wewnętrznego skierowana wzduż osi 3 ($K \equiv j_3$). Zakładając dodatkowo, że oddziaływanie Coriolisa w jądrze jest małe, wzór na energie stanów rotacyjnych przyjmuje postać:

$$E = \frac{\hbar^2 [I(I+1) - K^2]}{2\mathcal{J}}, \quad I = K, K+1, K+2, \dots, K \neq 0. \quad (1.14)$$

1.2.3 Rozpad stanu wzbudzonego

Dodatkowa energia zdeponowana w jądrze wzbudzonym jest z niego emitowana tak, by jądro powróciło do stanu podstawowego. Deekscytacja jądra może zachodzić w procesie emisji cząstek lub kwantów γ , rozszczepienia bądź konwersji wewnętrznej. Przebieg rozpadu jest zależny od dostępnej energii oraz liczb kwantowych opisujących układ. Jeżeli wartość energii wzbudzenia jest niższa od energii

wiązania nukleonów S, jedynymi dostępnymi kanałami rozpadu są emisja kwantu γ i konwersja wewnętrzna. Wraz ze wzrostem energii powyżej wartości S otwierają się kolejne kanały: na rozpad stanu poprzez emisję nukleonów, dalej cząstek lekkich i poprzez rozszczepienie. Ponieważ przedmiotem rozprawy jest rozpad stanu wzbudzonego poprzez emisję kwantu γ , reszta tego podrozdziału zostanie poświęcona opisowi deekscytacji tego typu.

W ujęciu elektrodynamiki klasycznej, zmienne pole elektromagnetyczne można rozpisać na szereg drgań elektrycznych i magnetycznych o kolejnych rzędach multipolowych, oznaczanych odpowiednio El i Ml dla elektrycznego i magnetycznego drgania o multipolowości l . Drgania te tworzą układ zupełny funkcji własnych operatorów spinu i parzystości. Pole rzędu $l = 0$ reprezentuje monopol, czyli stałe źródło pola elektrycznego⁵, wyższe rzędy multipolowe mogą być rozumiane jako kwanty γ , unoszące coraz wyższe wartości spinu l . Korzystając z równań Maxwella można wykazać, że elektryczne promieniowanie multipolowe posiada parzystość $(-1)^l$, a magnetyczne $(-1)^{l+1}$.

Rozkład kątowy emisji kwantów γ jest wielkością mierzalną, bezpośrednio powiązaną z funkcjami własnymi operatora spinu. Wartość spinu unoszonego przez kwant γ można wyznaczyć zatem eksperymentalnie. Multipolowość przejść jest podstawą ich klasyfikacji, rozszerzoną z emisji kwantu γ na emisję innych cząstek oraz na wzbudzenia, w rezultacie będąc podstawową obserwabłą służącą do budowy schematów poziomów energetycznych jądra.

Kształt widocznej w zmierzonym widmie promieniowania γ struktury powiązanej z deekcytacją stanu dyskretnego (tzw. pikę) można opisać krzywą Gaussa (rys. 1.7), dla której maksimum μ odpowiada energii kwantu γ wyemitowanego w procesie deekscytacji podczas przejścia jądra z początkowego stanu wzbudzonego $I_i^{\pi_i}$ do stanu końcowego $I_f^{\pi_f}$. Na obserwowaną szerokość pikę σ_{eff} składa się szerokość naturalna Γ stanu oraz energetyczna zdolność rozdzielcza detektora σ_{det} .

Zredukowane prawdopodobieństwo przejścia, jednostki Weisskopfa

W teorii zaburzeń zależnej od czasu (patrz podrozdział 1.4.1), współczynnik przejścia ze stanu i do stanu f przedstawia kwadrat amplitudy przejścia pomiędzy stanami [3]:

$$\lambda_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | \hat{T} | i \rangle|^2 \delta(E_f - E_i), \quad (1.15)$$

gdzie: \hat{T} – operator opisujący przejście ze stanu i do stanu f ;
 E_f, E_i – energia odpowiednio stanu f i i .

Dla przejść radiacyjnych o określonej zmianie spinu l i energii E_γ , współczynnik przejścia można przekształcić do postaci [5]:

$$\begin{aligned} \lambda_{i \rightarrow f}(l) &= \frac{8\pi}{\hbar} \frac{l+1}{l[(2l+1)!!]^2} \left[\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right]^{2l+1} e^2 \sum_m |\langle f | \mathcal{M}_{l,m} | i \rangle|^2 \\ &= \frac{8\pi}{\hbar} \frac{l+1}{l[(2l+1)!!]^2} \left[\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right]^{2l+1} e^2 B(l, i \rightarrow f), \end{aligned} \quad (1.16)$$

⁵W kontekście emisji promieniowania, nie zaobserwowano jeszcze emisji cząstek będących monopolami magnetycznymi. Jednakże, istnieje możliwość wzbudzenia jądra tak, by kombinacja liczb kwantowych dawała łącznie wzbudzenie typu M0.

gdzie sumowanie przebiega po zmianie magnetycznej liczby kwantowej m . Współczynnik $B(l)$ nazywany jest zredukowanym prawdopodobieństwem przejścia⁶. W wielkości tej zawarta jest bezpośrednia informacja o oddziaływaniu jądrowym w wyniku którego zachodzi przejście ze stanu i do stanu f . Można wykazać, że dla przejść jednocząstkowych o rzędzie multipolowym l^7 zredukowane prawdopodobieństwa przejścia wynoszą odpowiednio dla przejść typu E i M [6]:

$$B_{Wu}(El) = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{3}{l+3} \right)^2 (1.2A^{1/3})^{2l} e^2 \text{fm}^{2l} \quad (1.17a)$$

$$B_{Wu}(Ml) = \frac{10}{4\pi} \left(\frac{3}{l+3} \right)^2 (1.2A^{1/3})^{2l-2} \mu_0^2 \text{fm}^{2l-2}. \quad (1.17b)$$

Wyznaczone w ten sposób liczby nazywane są jednostkami Weisskopfa i są one często używane do przedstawiania zmierzonych wartości zredukowanego prawdopodobieństwa przejścia. Jeśli dla danego przejścia $B(l)$ znacząco przekracza wartość wynikającą ze wzorów 1.17a i 1.17b oznacza to, że dane wzbudzenie jest kolektywne.

1.3 Wzbudzenia i rozpad gigantycznych rezonansów

Dla energii rzędu kilkunastu MeV eksperymentalnie stwierdzono występowanie stanów jądrowych o wysokim przekroju czynnym na wzbudzenie i szerokości naturalnej rzędu kilku MeV⁸. Nazwane zostały one gigantycznymi rezonansami (GR, ang. *Giant Resonances*). Dla tak wysokich energii gęstość stanów jest na tyle duża, że można traktować GR jako złożenie wielu nachodzących na siebie stanów. Poprzez zasadę nieoznaczoności duża szerokość rezonansów implikuje, że stany te rozpadają się bardzo szybko (czas rzędu $10^{-22} - 10^{-20}$ s [7]). Kształt rezonansu opisywany jest funkcją Lorentza, parametryzowaną poprzez położenie centroidy x_0 , szerokość Γ i nasilenie S (patrz rys. 1.7):

$$L(x; x_0, \Gamma) = S \frac{\frac{1}{2}\Gamma}{(x - x_0)^2 + (\frac{1}{2}\Gamma)^2}. \quad (1.18)$$

Na podstawie przeprowadzonych pomiarów dla GR, ustalono że funkcją, która w przybliżeniu dobrze opisuje uzyskane rozkłady przekrojów czynnych w zależności od energii jest asymetryczna krzywa odpowiadająca rezonansowi tłumionemu:

$$\sigma^{GR}(E; E_0, \Gamma) = S \frac{(E\Gamma)^2}{(E^2 - E_{GR}^2)^2 + (E\Gamma)^2}, \quad (1.19)$$

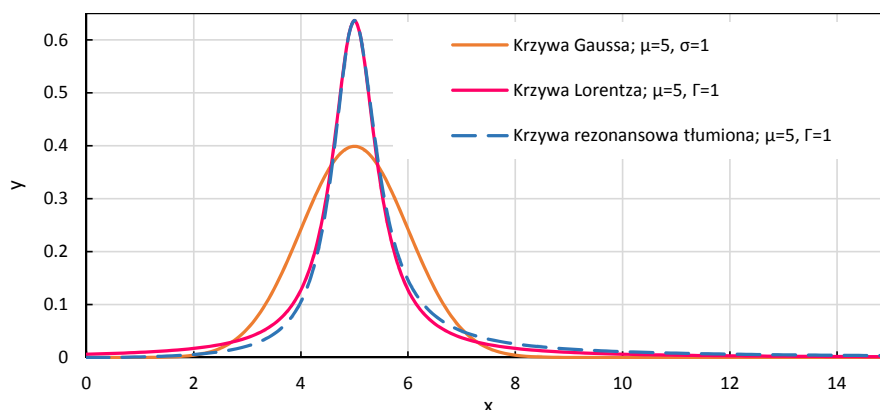
⁶Zredukowane prawdopodobieństwo przejścia dla typu $\mu = E, M$ i multipolowości l oznaczane jest często jako $B(\mu l \uparrow)$, gdy prowadzi ze stanu o niższej energii do wyższej i nazywane zredukowanym prawdopodobieństwem przejścia „w górę”. Analogicznie przejście ze stanu o wyższej energii do niższej (przejście „w dół”) oznaczane jest jako $B(\mu l \downarrow)$.

⁷W ścisłym sensie, wzory te są prawdziwe dla $l \geq 2$ [6], jednakże używane są one również dla niższych rzędów multipolowych [5].

⁸Niekiedy szerokość naturalna stanu jest nazywana szerokością wewnętrzną, bądź po prostu szerokością. W tekście określenia te będą używane zamiennie.

gdzie: $\sigma^{GR}(E)$ – różniczkowy przekrój czynny po energii na wzbudzenie GR, nazywany funkcją nasilenia GR;

- E – energia wzbudzenia;
- S – nasilenie rezonansu;
- Γ – szerokość rezonansu;
- E_{GR} – centroida rezonansu.



Rysunek 1.7: Porównanie kształtu krzywych: Gaussa (linia pomarańczowa), rezonansowej (linia różowa) i rezonansu tłumionego (linia niebieska przerywana). Wszystkie krzywe są znormalizowane tak, że $\int_{-\infty}^{\infty} f(x)dx = 1$.

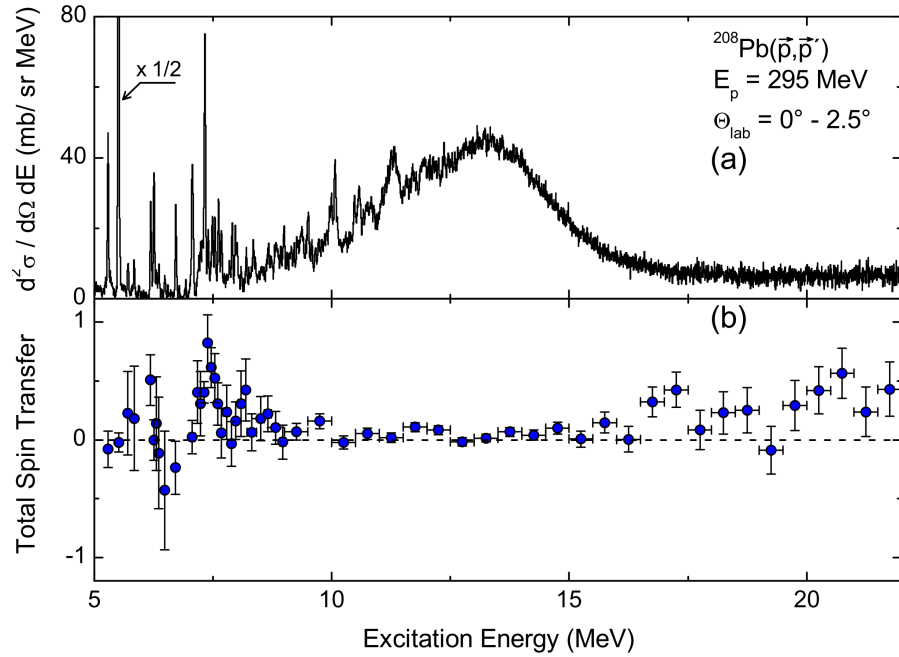
Współcześnie, dzięki wykorzystaniu spektrometrów magnetycznych, możliwe jest badanie kształtu funkcji nasilenia rezonansu z energetyczną zdolnością rozdzielczą rzędu kilkudziesięciu keV. Z pomiarów tego typu wyłania się obraz gigantycznych rezonansów jako zespołów wzbudzeń o strukturze subtelnej (patrz rys. 1.8 i 1.9).

Gigantyczne rezonanse interpretowane są jako oscylacje kształtu jądra wynikające z uporządkowanego ruchu wszystkich nukleonów. Podstawa ich klasyfikacji bazuje na rozdzieleniu drgań na kolejne multipole. Tak więc, w zależności od zmiany spinu ΔI , obserwowane są Gigantyczne Rezonanse Monopolowe, Dipolowe, Kwadrupolowe itd. (patrz rys. 1.10).

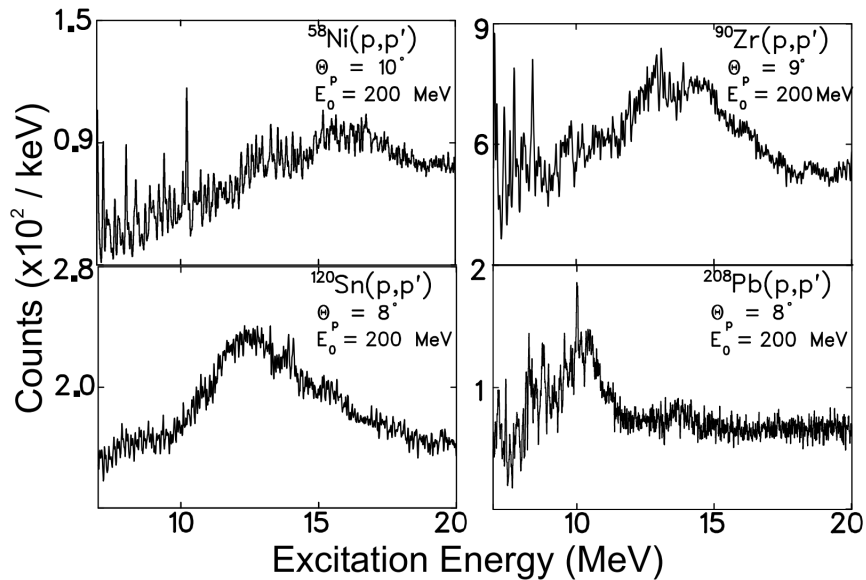
Gdy w wyniku wzbudzenia dochodzi do zmiany wypadkowej spinów wewnętrznych ($\Delta S = 1$), wzbudzenie takie określane jest mianem magnetycznego i rozumiane jest ono jako ruch nukleonów ze spinem wewnętrznym $+\frac{1}{2}$ względem nukleonów ze spinem $-\frac{1}{2}$. Gdy $\Delta S = 0$, wzbudzenie jest nazywane elektrycznym, a ruch cząstki jest niezależny od jej spinu.

Ostatnim sposobem klasyfikacji rezonansów jest rozróżnienie na rezonanse izowektorowe, w których protony poruszają się względem neutronów, oraz izoskalarne, w przypadku których ruch cząstki jest niezależny od jej rodzaju. Podział ten bazuje na koncepcji zmiany izospinu (ΔT).

Pojęcie izospinu zostało wprowadzone w celu ułatwienia obliczeń dla układów nukleonów. W modelu izospinowym przyjmuje się, że proton i neutron są dwoma możliwymi stanami tej samej cząstki, rozróżnianymi przez wektorową wielkość kwantową – izospin \vec{T} . Gdy nukleon znajduje się w stanie π („w górę”) – jest protonem, natomiast w stanie ν („w dół”) jest neutronem. Dzięki temu założeniu do obliczeń układów nukleonów można wykorzystywać ten sam, opierający się na macierzach Pauliego aparat matematyczny, jak przy obliczeniach związanych ze spinami wewnętrznymi cząstek. Składowe operatora izospinu spełniają więc te



Rysunek 1.8: Wyniki eksperymentalne pomiaru reakcji $^{208}\text{Pb}(p, p')$ przy energii wiązki $E_p = 295$ MeV i spektrometrem ustawionym pod kątem 0° . Uzyskana rozdzielczość wynosiła $\Delta E \simeq 25$ keV FWHM. (a): widmo energii wzbudzenia. (b): całkowity przekaz spinu. Rysunek pochodzi z pracy [8].



Rysunek 1.9: Widma energii wzbudzenia jąder ^{58}Ni , ^{90}Zr , ^{120}Sn i ^{208}Pb w reakcji (p, p') przy energii wiązki $E_p = 200$ MeV, zebrane z rozdzielczością $\Delta E \simeq 40$ keV FWHM. Kąty rozproszeń zostały wybrane tak, by wzmocnić udział reakcji wzbudzenia ISGQR. Rysunek pochodzi z pracy [9].

same zasady komutacji, jak inne operatory krętu, a ΔT może przyjmować jedynie wartości całkowite.

Szczególne znaczenie ma operator trzeciej składowej izospinu $\hat{\tau}_z$, którego działanie można zdefiniować jako:

$$\hat{\tau}_z |\pi\rangle = +\frac{1}{2} |\pi\rangle; \quad (1.20a)$$

$$\hat{\tau}_z |\nu\rangle = -\frac{1}{2} |\nu\rangle. \quad (1.20b)$$

Innymi słowy, operator ten różnicuje nukleony, zwracając wartość własną $+\frac{1}{2}$ dla protonów, a $-\frac{1}{2}$ dla neutronów. Ujmując to w kontekście niezwiązanym z pojęciem izospinu, operator ten rozróżnia między nukleonem neutralnym a naładowanym. Można go wykorzystać do wyrażenia w przestrzeni izospinowej innych wielkości fizycznych związanych z nukleonami, np.:

$$\hat{q} = \frac{1}{2}e + \hat{\tau}_z e \quad \text{operator ładunku nukleonu}; \quad (1.21)$$

$$\hat{m} = \frac{m_p + m_n}{2} + (m_p - m_n)\hat{\tau}_z \quad \text{operator masy nukleonu}. \quad (1.22)$$

Widać, że wyrażenia te są sumą dwóch operatorów: niezależnego od izospinu (izoskalarne) i zależnego od niego (izowektorowe). Operator izowektorowy może zmienić izospin \vec{T} , przy czym, zgodnie z zasadą zachowania ładunku, składowa T_z musi być zachowana. Operator izoskalarne nie zmienia izospinu. Szczególnym przykładem oddziaływania izoskalarne jest oddziaływanie silne, którego podstawową cechą jest niezależność ładunkowa, równoznaczna niezależności izospinowej. Oddziaływanie elektromagnetyczne można, natomiast, w przestrzeni izospinowej rozwinąć w szereg multipolowy operatorów ze względu na generowaną zmianę izospinu ΔT :

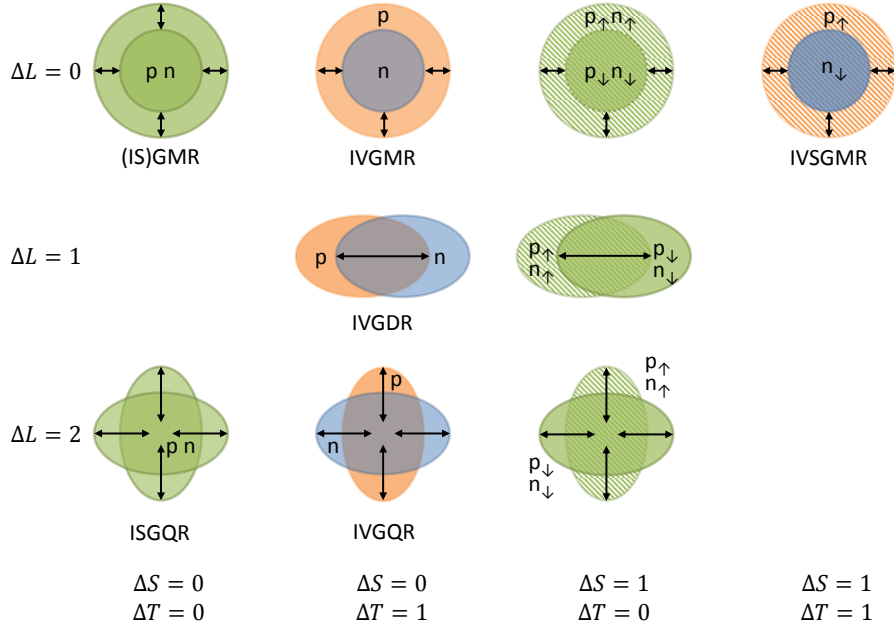
$$\hat{O}(\vec{T}) = \sum_{\Delta T=0}^{\infty} \hat{O}_{\Delta T}, \quad (1.23)$$

gdzie \hat{O}_0 , to oddziaływanie izoskalarne, \hat{O}_1 , izowektorowe itd.. Istnieją przesłanki, że wyższe wyrazy tego rozwinięcia nie istnieją, jednak nie jest to udowodnione [10].

Można się zatem spodziewać, że w rozproszeniach kwantów γ i jąder o dużym Z , wzbudzone będą głównie rezonanse izowektorowe. Cząstki lekkie o $S = T = 0$, takie jak cząstka α , wzbudzać będą natomiast głównie stany izoskalarne. Własność ta jest rzeczywiście obserwowana i wykorzystywana eksperymentalnie do selektywnego badania wybranych typów wzbudzeń [6]. W przypadku protonu można się spodziewać, że ze względu na mały ładunek będzie on oddziaływać z jądrem głównie poprzez oddziaływanie silne, jednocześnie posiadany przez to jądro niezerowy spin i izospin pozwalają oczekiwać, że reakcji nieelastycznego rozpraszania będą wzbudzone zarówno stany izoskalarne, jak i izowektorowe.

Ogólną własnością GR związaną ze zmianą izospinu jest to, że na rozdzielenie ruchu protonów i neutronów, czyli na zmianę izospinu, potrzebna jest dodatkowa energia. Skutkuje to wyższą wartością energii wzbudzenia dla rezonansów izowektorowych względem odpowiadających im rezonansów izoskalarne o tym samym ΔL ⁹.

⁹Szczególnym przypadkiem jest ISGDR, dla którego silniejszym wzbudzeniem jest stan trójfononowy, odpowiadający wyższej energii wzbudzenia. Można więc odnieść wrażenie, że ISGDR leży powyżej IVGDR. Doskonale jest to objaśnione w książce [6].



Rysunek 1.10: Schematyczne przedstawienie rodzajów rezonansów dla trzech pierwszych rzędów drgań multipolowych [6]. W poszczególnych wierszach narysowane są rezonanse o tym samym ΔL , a w kolumnach drgania o tych samych ΔS i ΔT . Kolorem zielonym zaznaczone są drgania, w których nie zachodzi separacja ruchu protonów i neutronów (GR izoskalarne, $\Delta T = 0$), pełnym wypełnieniem zaznaczone są drgania, w których nie następuje separacja ze względu na spin cząstek (GR elektryczne $\Delta S = 0$). Dla rezonansów dla których istnieją skrótowe nazwy, zostały one podane.

1.3.1 Izowektorowy Gigantyczny Rezonans Dipolowy

Pierwszym odkrytym oraz najdokładniej zbadanym rezonansem jest izowektorowy Gigantyczny Rezonans Dipolowy (IVGDR)¹⁰ interpretowany jako uporządkowane drgania wszystkich protonów w jądrze względem neutronów. Stan ten jest łatwo wzbudzany w wielu reakcjach, przy czym na wyróżnienie zasługują reakcje typu (γ, γ') , w pomiarze których otrzymywane są proste w interpretacji widma absorpcyjne.

W porównaniu z innymi gigantycznymi rezonansami, ze względu na charakter wzbudzenia (typu E1) dla GDR występuje większy udział rozpadów do stanu podstawowego przez emisję kwantu γ w stosunku do emisji neutronów: $\sigma_\gamma/\sigma_n \approx 10^{-3}$. Wartość ta jest na tyle duża, że pomiar rozpadu γ jest metodą wykorzystywaną w badaniach GDR. Dotychczasowe eksperymenty wskazują, że GDR występuje we wszystkich jądrach, począwszy od ^4He , aż do ^{239}Pu , a energię wzbudzenia można wyrazić za pomocą empirycznego wzoru [6]:

$$E_{GDR}(A) = 31,2A^{-1/3} + 20,6A^{-1/6}\text{MeV}, \quad (1.24)$$

przechodzącego dla średnio-ciężkich jąder ($A \approx 180$) w [7]:

$$E_{GDR}(A) \approx 79A^{-1/3}\text{MeV}. \quad (1.25)$$

¹⁰Ze względu na to, że inne rezonanse dipolowe są trudne do wzbudzenia a przez to mało zbadane, zwykle rezonans izowektorowy nazywa się po prostu Gigantycznym Rezonansem Dipolowym – GDR. Tak też będzie przyjęte w tekście, jeżeli rozróżnienie nie będzie potrzebne.

Nasilenie GDR można natomiast wyrazić wzorem [6]:

$$\int_0^{\infty} \sigma(E) dE = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar N Z}{mc A} \approx 60 \frac{N Z}{A} [\text{MeV mb}]. \quad (1.26)$$

Oprócz GDR wzbudzanych na stanie podstawowym, wzbudzenia tego typu obserwowane są również w reakcjach fuzji. Przyjmowane jest, że w takich reakcjach, gdy jądro osiągnie stan równowagi termicznej, energia wzbudzenia jest dystrybuowana pomiędzy wzrost krętu jądra L , deformację kształtu oraz ruch nukleonów. W przypadku, gdy ruch ten ulegnie uporządkowaniu, tworzy on GDR.

Ciekawym zagadnieniem jest zaproponowana przez D. Brinka i rozwinięta przez P. Axela hipoteza zakładająca, że gigantyczne rezonanse można zbudować na dowolnym stanie [11], [12]. Hipoteza ta jest weryfikowana obecnie przez różne grupy badawcze [13], [14].

Dla GDR zbudowanego na stanie podstawowym ciężkiego, sferycznego jądra funkcja nasilenia opisywana jest wzorem 1.19. Jednak jednym z ciekawszych zagadnień jest zmiana kształtu funkcji, widoczna w jądrach nie spełniających co najmniej jednego z tych warunków. W szczególności, dla jąder lekkich obserwowana jest fragmentacja rezonansu zbudowanego na stanie podstawowym rozumiana jako nałożenie się wzbudzeń jednocząstkowych do różnych podpówłok, niewidoczna w ciężkich jądrach ze względu na wyższą gęstość poziomów. Energia rezonansu jest związana z długością osi symetrii wzdłuż której zachodzi oscylacja. W przypadku jąder zdeformowanych, gdzie osie symetrii są różnej długości, nasilenie można przedstawić jako sumę rezonansów, z których każdy jest scharakteryzowany zestawem parametrów (E_i, Γ_i, S_i) :

$$\sigma(E) = \sum_i \frac{S_i (E\Gamma_i)^2}{(E^2 - E_i^2)^2 + (E\Gamma_i)^2}. \quad (1.27)$$

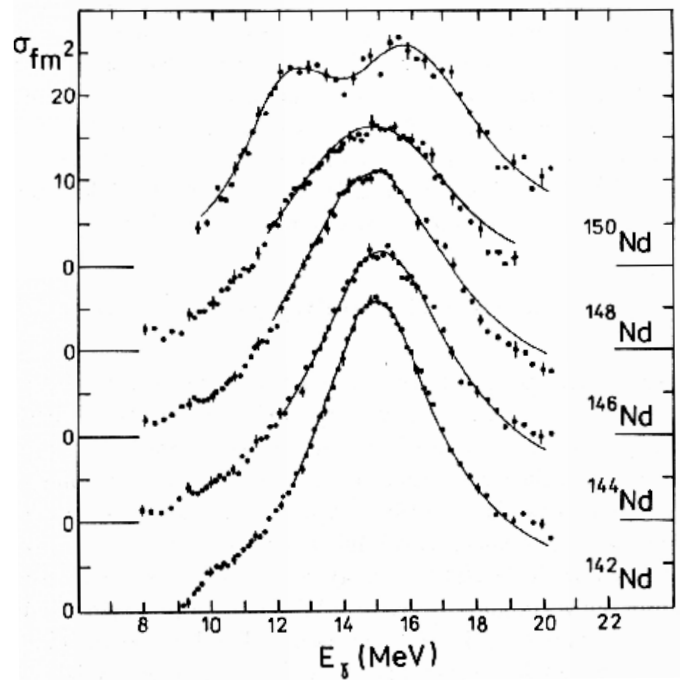
Zakres sumowania zależy od stopnia deformacji jądra i i_{max} przyjmuje wartości między 2 – dla jądra w kształcie elipsoidy obrotowej, a 5 – dla szybko rotującej elipsoidy trójosiowej. Trzy stopnie swobody generowane są przez oscylacje wzdłuż osi $\{1, 2, 3\}$ elipsoidy, a dwa dodatkowe wynikają z efektu Coriolisa, mającego istotne znaczenie dla dużych krętów.

Pomiary widm energii kwantów γ pochodzących z rozpadu GDR są zatem doskonałym narzędziem do badania deformacji jąder. Pokazuje to rys. 1.11, przedstawiający kształt rezonansu dla kolejnych izotopów neodymu. Dla jądra ^{142}Nd , posiadającego zamkniętą powłokę neutronową, GDR przyjmuje kształt dobrze opisywany wzorem 1.19. Wraz ze wzrostem liczby neutronów walencyjnych szerokość rezonansu zwiększa się, aż do pełnego rozszczepienia na dwie składowe w przypadku GDR wzbudzonego w jądrze ^{150}Nd [15].

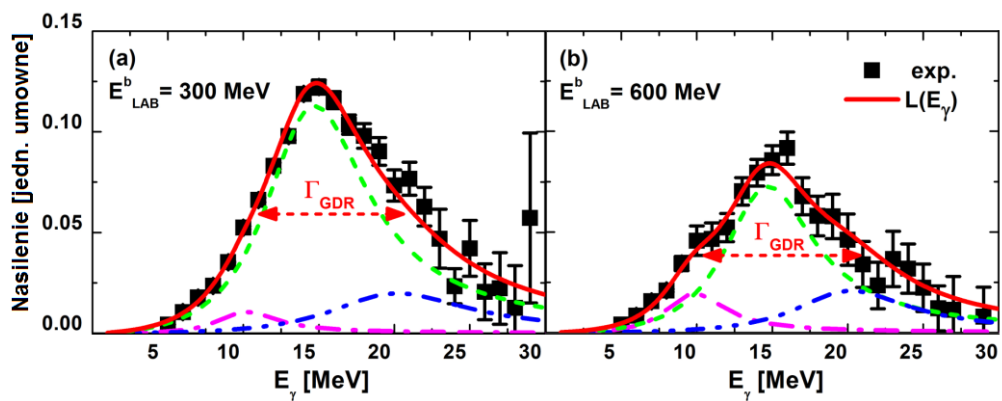
Szczególnie interesującym zagadnieniem jest badanie kształtu nasilenia GDR w funkcji temperatury jądra, definiowanej analogicznie jak w fizyce statystycznej jako funkcja gęstości stanów $\rho(E)$:

$$T = \left(\frac{1}{\rho(E)} \frac{d\rho(E)}{dE} \right)^{-1}. \quad (1.28)$$

Współczesne badania wykazują, że centroida GDR wraz ze wzrostem temperatury nie zmienia się, natomiast jego szerokość się zwiększa. Nierozstrzygnięte jest, czy istnieje pewna wartość T_{max} , powyżej której Γ_{GDR} ulega wysyceniu. Aby dać odpowiedź na to pytanie przeprowadzane są nowe pomiary polegające na wytwarzaniu jąder złożonych konkretnego izotopu przy różnych energiach wzbudzenia (patrz rys. 1.12).



Rysunek 1.11: Funkcje nasilenia GDR dla izotopów $^{142-150}\text{Nd}$. Widoczna jest ewolucja kształtu wraz ze wzrostem liczby neutronów walencyjnych. Rysunek pochodzi z pracy [15].



Rysunek 1.12: Funkcje nasilenia GDR dla ^{88}Mo zmierzone w reakcji $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca}$, przeprowadzone dla dwóch różnych energii wiązki: 300 i 600 MeV. Zaznaczone są również krzywe dopasowania 3 składowych GDR, oznaczające że jądro przyjęło kształt elipsoidy trójosiowej. Rysunek pochodzi z pracy [16].

1.3.2 Izoskalarny Gigantyczny Rezonans Kwadrupolowy

Izoskalarny Gigantyczny Rezonans Kwadrupolowy (ISGQR) został odkryty na początku lat 70. i, podobnie jak GDR, jest on zjawiskiem powszechnym. Dla ciężkich jąder ISGQR jest obserwowany w postaci struktury o jednym, dobrze zdefiniowanym maksimum. Wraz ze spadkiem masy jądra, poczynając od obszaru masowego $A \simeq 90$, stan ten coraz bardziej miesza się z izoskalarnym rezonansem monopolem, dlatego większość czystych danych dotyczących ISGQR pochodzi z pomiarów dla jąder o dużych masach. Jak wspomniano wcześniej, doskonałym narzędziem do badań stanów izoskalarnych są reakcje typu (α, α') , jednak wzbudzenie to można wywołać również za pomocą innych pocisków.

W wyniku pomiarów dla jąder o masie $A > 90$, zaproponowano empiryczny wzór na energię wzbudzenia ISGQR [6]:

$$E_{ISGQR}(A) = 64A^{-1/3}. \quad (1.29)$$

W porównaniu z rozpadem γ GDR, analogiczny rozpad GQR jest mało prawdopodobny. Preferowany rozpad do stanu podstawowego jest ograniczony przez wymagany typ przejścia – E2. Rozpad do niskoleżącego stanu wzbudzonego może zachodzić poprzez emisję promieniowania typu E1, będącego typem przejścia preferowanym z punktu mechaniki kwantowej. Prawdopodobieństwo takiego rozpadu jest jednakże pomniejszone o czynnik wynikający z emisji niższej energii¹¹. Oba te efekty mają wpływ na niewielki zasób wiedzy o rozpadzie γ ISGQR. Dotychczas przeprowadzono jeden pomiar, z którego opublikowano widma energii wzbudzenia skorelowane z rozpadem γ ISGQR zbudowanego na stanie podstawowym w jądrze ^{208}Pb [1].

Rozważania teoretyczne wskazują, że również w przypadku ISGQR powinna istnieć możliwość badania kształtu jądra poprzez pomiar funkcji nasilenia rezonansu. Oczekiwany jest, że w zdeformowanym jądrze kształt ulegnie rozszczepieniu na składowe, wyraźnie oddalone od siebie¹², jednak ze względu na trudność badań, efekt ten nie został jeszcze zaobserwowany eksperymentalnie.

1.3.3 Reguły sum ważone energią

Sumę wszystkich możliwych współczynników przejść ze stanu podstawowego generowanych przez operator \hat{F} nazywa się funkcją odpowiedzi, bądź funkcją nasilenia [17]:

$$S_F(\varepsilon) = \sum_{n=0}^{\infty} |\langle n | \hat{F} | 0 \rangle|^2 \delta(\varepsilon - E_{n0}), \quad (1.30)$$

gdzie: ε – energia wniesiona do układu;
 n – stany własne hamiltonianu;
 $E_{n0} = E_n - E_0$ – różnica w energii pomiędzy stanem n a stanem podstawowym.

¹¹W bardzo ogólnych rozważaniach można przyjąć, że współczynnik przejścia $\lambda(E1)$ zależy od E_γ , jak: $\lambda(E1) \propto E_\gamma^3$ [3].

¹²Na przykład, dla parametru deformacji $\beta = 0,3$ różnica centroid obu składowych ma wynosić ok. 2-3 MeV.

Sumę tę jest trudno wyznaczyć. Zamiast niej wykorzystywane są prostsze do obliczenia kolejne momenty funkcji odpowiedzi:

$$m_p(F) = \int_0^\infty d\varepsilon S_F(\varepsilon) \varepsilon^p = \sum_{n=0}^{\infty} |\langle n | \hat{F} | 0 \rangle|^2 E_{n0}^p. \quad (1.31)$$

Korzystając z własności $|n\rangle \langle n| = 1$, powyższe równanie można zapisać w postaci:

$$m_p(F) = \langle 0 | \hat{F}^\dagger (\hat{H} - E_0)^p F | 0 \rangle. \quad (1.32)$$

Wzór w tej formie nazywany jest regułą sum rzędu p dla operatora \hat{F} . Wybierając odpowiednie operatory przejścia, reguły sum przyjmują możliwe do wyliczenia formy. Z punktu widzenia rozprawy celowym jest zaprezentowanie reguły sum pierwszego rzędu [6] dla izowektorowego elektrycznego przejścia dipolowego:

$$IV[E1]EWSR = \sum_n (E_n - E_0) B(E1; 0 \rightarrow n) = \frac{9\hbar^2}{8\pi m} \frac{NZ}{A} [e^2 \text{fm}^2 \text{MeV}] \quad (1.33)$$

oraz izoskalarne elektrycznego przejścia kwadrupolowego:

$$IS[E2]EWSR = \sum_n (E_n - E_0) B(E2; 0 \rightarrow n) = \frac{50\hbar^2}{8\pi m} A \langle r^2 \rangle [e^2 \text{fm}^4 \text{MeV}], \quad (1.34)$$

gdzie: m – masa nukleonu;

$\langle r^2 \rangle$ – średnia kwadratowa promienia jądra.

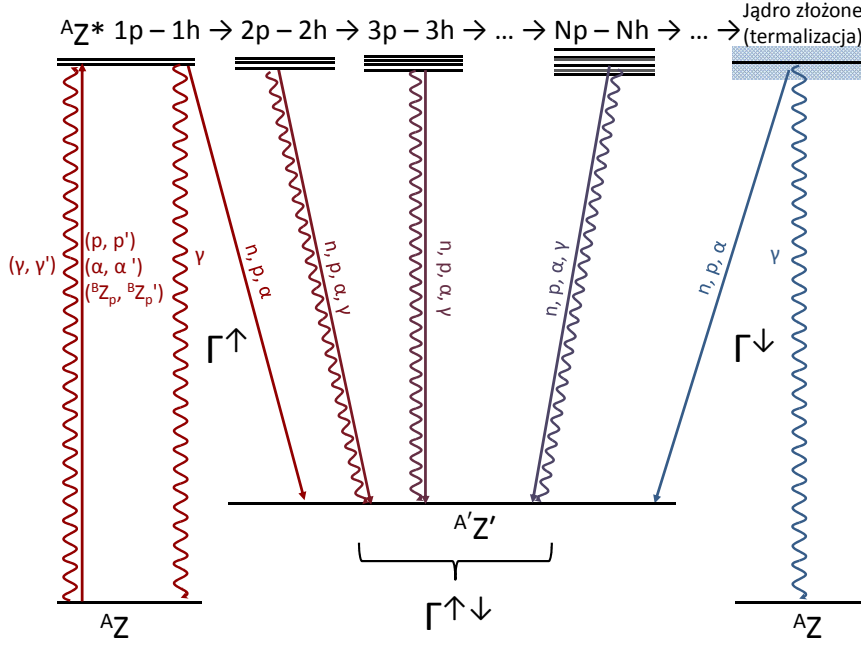
Przyjmując, że GDR wyczerpuje prawie całą regułę sum, można pominąć pozostałe przejścia i zamiast sumowania przyjąć zależność [6]:

$$B_{GDR}(E1; 0 \rightarrow n) \approx \frac{9\hbar^2}{8\pi m} \frac{NZ}{AE_{GDR}} \approx 14.8 \frac{NZ}{AE_{GDR}} [e^2 \text{fm}^2] \quad (1.35)$$

1.3.4 Rozpad gigantycznych rezonansów

Ze względu na kształt gigantycznych rezonansów odpowiadający krzywej rezonansowej tłumionej, przyjmowany jest następujący przebieg powstawania i zanikania GR (patrz rys. 1.13): w pierwszym kroku, w procesie rozproszenia nieelastycznego cząstek lekkich, ciężkich jonów bądź absorpcji promieniowania γ , następuje wzbudzenie niezależnych stanów jednocząstkowych. Na tym etapie jądro może tracić energię poprzez emisję promieniowania γ i neutronów. Z procesem tym związana jest składowa szerokości rezonansu Γ^\uparrow , nazywana szerokością ucieczki (ang. *escape width*). W następnym kroku, nazywanym tłumieniem rezonansu, jednocząstkowe stany sprzęgają się w stany coraz bardziej złożone, aż do osiągnięcia sprzężenia wszystkich wzbudzeń w jedno. Podczas tego procesu część energii może zostać wykorzystana na emisję cząstki lub kwantu γ . Jest to zjawisko emisji przedrównowagowej, z którym związana jest część szerokości rezonansu Γ^\downarrow określana szerokością rozpraszania (ang. *spreading width*). Po osiągnięciu równowagi termicznej, tj. wyrównaniu energii posiadanej przez wszystkie nukleony, powstaje jądro złożone. Emisja cząstki albo kwantu γ z jądra złożonego jest odpowiedzialna za część szerokości rezonansu Γ^\downarrow , nazywanej szerokością rozpadu (ang. *decay width*).

Podążając za tokiem rozumowania zaprezentowanym w pracy [1], w niniejszej rozprawie przyjęty został model dwustopniowego rozpadu gigantycznych rezonansów. W pierwszym kroku, z prawdopodobieństwem określonym przez szerokość Γ^\uparrow



Rysunek 1.13: Schemat wzbudzenia i rozpadu Gigantycznego Rezonansu.

zachodzi rozpad stanu jednocząstkowego. Rozpad taki jest nazywany rozpadem wprost. W drugim kroku wzuszenie jednocząstkowe sprzęga się aż do termalizacji jądra i z prawdopodobieństwem określonym przez Γ^\downarrow zachodzi rozpad przez jądro złożone¹³. Przyjmując, że są to jedyne dwie możliwości rozpadu GR, można zapisać:

$$\Gamma = \Gamma^\uparrow + \Gamma^\downarrow. \quad (1.36)$$

Rozpad gigantycznych rezonansów do stanu podstawowego poprzez emisję kwantu γ

Na obu etapach zanikania gigantycznego rezonansu może zachodzić jego rozpad poprzez emisję kwantu γ do stanu podstawowego. Przekrój czynny na tę reakcję dany jest wzorem [1]:

$$\sigma_{x,x'\gamma_0}^{GR}(E) = \sigma_{x,x'}^{GR}(E) \left[\frac{\Gamma_{\gamma_0}}{\Gamma} + \frac{\Gamma^\downarrow}{\Gamma} B_{CN}(E) \right], \quad (1.37)$$

gdzie: $\sigma_{x,x'}^{GR}(E)$ – przekrój czynny na wzuszenie rezonansu w reakcji nieelastycznego rozproszenia jąder-pocisków;

Γ_{γ_0} – szerokość rozpadu γ do stanu podstawowego;

$B_{CN}(E)$ – współczynnik rozgałęzienia w rozpadzie jądra złożonego dla danego typu rezonansu.

¹³Reakcja wprost i przez jądro złożone zaznaczane są często indeksami: D (ang. *direct* – wprost) i CN (ang. *compound nucleus* – jądro złożone). Tak też będzie przyjęte w tekście.

Współczynnik rozgałęzienia w rozpadzie jądra złożonego może zostać wyznaczony za pomocą modelu statystycznego. Przyjmuje on wtedy postać:

$$B_{CN}(E) = C \frac{\langle \Gamma_{\gamma 0}^{CN} \rangle}{\langle \Gamma^{CN} \rangle} = C \frac{8\pi(l+1)}{l[(2l+1)!!]} \left[\frac{E_{GR}}{\hbar c} \right]^{2l+1} b_{El}(E), \quad (1.38)$$

gdzie: C – statystyczny współczynnik korekcyjny;
 $\langle \Gamma_{\gamma 0}^{CN} \rangle$ – średnia szerokość na rozpad γ do stanu podstawowego w przedziale energii;
 $\langle \Gamma^{CN} \rangle$ – średnia całkowita szerokość stanu w przedziale energii;
 E_{GR} – centroida rezonansu;
 $b_{El}(E)$ – rozkład nasilenia rezonansu; $E_{GR}B(El) = \int_0^\infty E b_{El}(E) dE$.

Korzystając z prawa równowagi szczegółowej (równanie 1.8), szerokość na rozpad stanu wzbudzonego n do stanu podstawowego poprzez przejście radiacyjne El można opisać wzorem [1]:

$$\Gamma_{\gamma 0} = \frac{8\pi(l+1)}{l[(2l+1)!!]^2} \left[\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right]^{2l+1} \frac{2I+1}{2I'+1} B(El, 0 \rightarrow n) \text{ [MeV]}, \quad (1.39)$$

gdzie: E_γ – energia emitowanego kwantu γ ;
 I, I' – spin jądra w stanie podstawowym i stanie wzbudzonym;
 $B(El, 0 \rightarrow n)$ – zredukowane prawdopodobieństwo przejścia ze stanu podstawowego do stanu n .

Przekrój czynny na wzbudzenie rezonansu można wyznaczyć ze wzoru [1]:

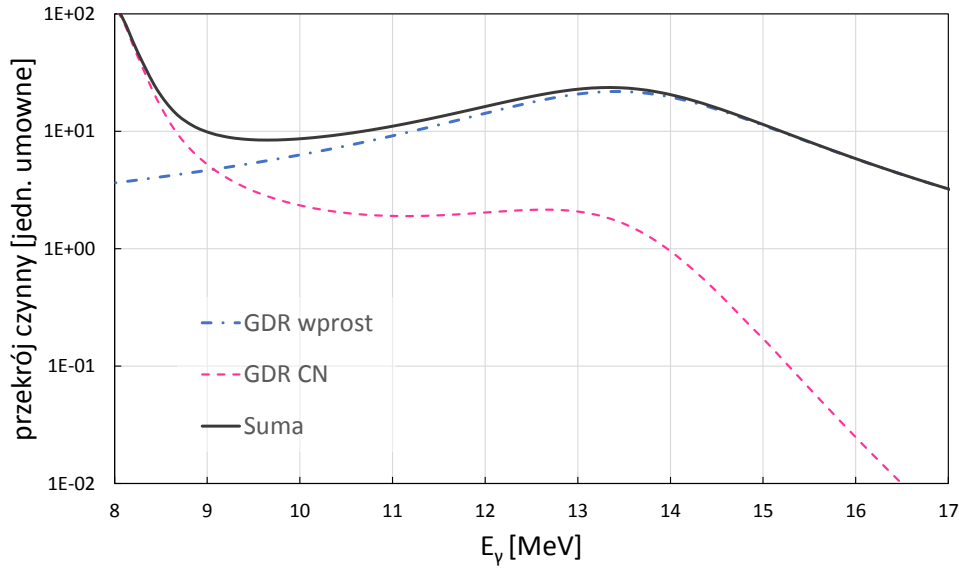
$$\begin{aligned} \sigma_{x,x'}(E) &= \sigma_{x,x'}(E)|_{B(El)=1} b_{El}(E) \\ &= \sigma_{x,x'}(E)|_{B(El)=1} \frac{E_{GR}}{E} B(El \uparrow) L(E; E_{GR}, \Gamma), \end{aligned} \quad (1.40)$$

gdzie: $\sigma_{x,x'}(E)|_{B(El)=1}$ – przekrój czynny na wzbudzenie stanu o multipolowości l i jednostkowym zredukowanym prawdopodobieństwie przejścia;

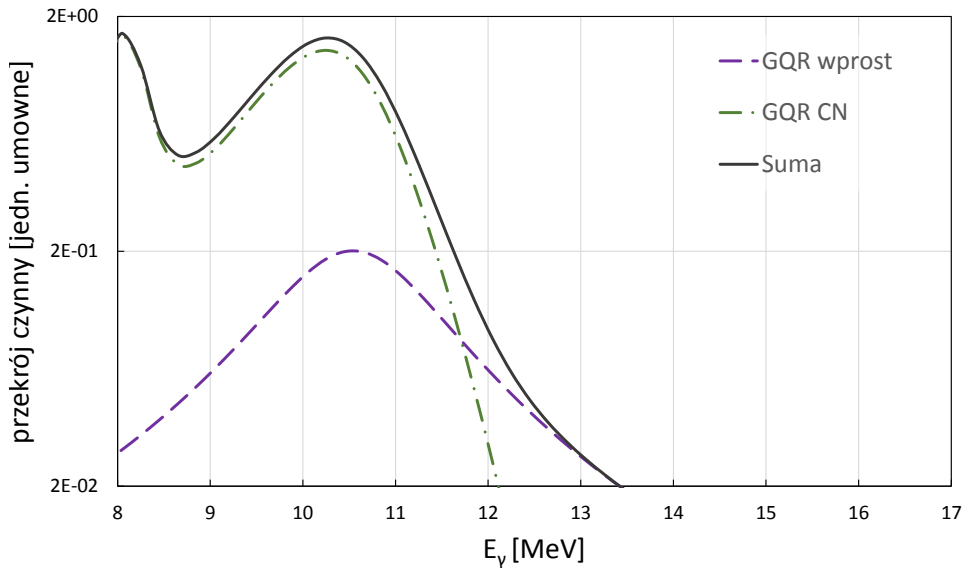
$L(E; E_{GR}, \Gamma)$ – kształt krzywej rezonansowej tłumionej o parametrach gigantycznego rezonansu; $\int_0^\infty L(E; E_{GR}, \Gamma) dE = 1$.

Rysunek 1.14 przedstawia przykładowe krzywe rozkładu przekroju czynnego na rozpad GDR i GQR do stanu podstawowego obliczone dla tablicowych parametrów kształtów rezonansów [18]. Przyjęte wartości zebrane są w tabeli 1.1. Dla obu rezonansów krzywa odpowiadająca rozpadowi wprost posiada maksimum zliczeń w centroidzie rezonansu i zachowuje jego kształt.

Krzywa odpowiadająca rozpadowi przez jądro złożone jest natomiast silnie malejąca, co wynika z faktu, że przekrój czynny na rozpad przez jądro złożone jest odwrotnie proporcjonalny do gęstości stanów jądrowych (patrz równ. 1.38). W przypadku GDR kształt jest zaznaczony jako plateau w rejonie między 10 MeV a 14 MeV; dla GQR struktura ta jest silniej zarysowana.



(a)



(b)

Rysunek 1.14: Przykładowe krzywe odpowiadające rozkładowi przekrojów czynnych na rozpad poprzez emisję kwantów γ gigantycznych rezonansów: IVGDR (a) i ISGQR (b) do stanu podstawowego. Na czarno zaznaczony jest całkowity przekrój czynny na rozpad do stanu podstawowego danego rezonansu, rozpad wprost zaznaczony jest krzywą w kolorze niebieskim dla GDR i fioletowym dla GQR. Rozpad przez jądro złożone zaznaczony jest krzywą różową dla GDR i zieloną dla GQR.

Tabela 1.1: Parametry opisujące kształt gigantycznych rezonansów wykorzystane w pracy [18].

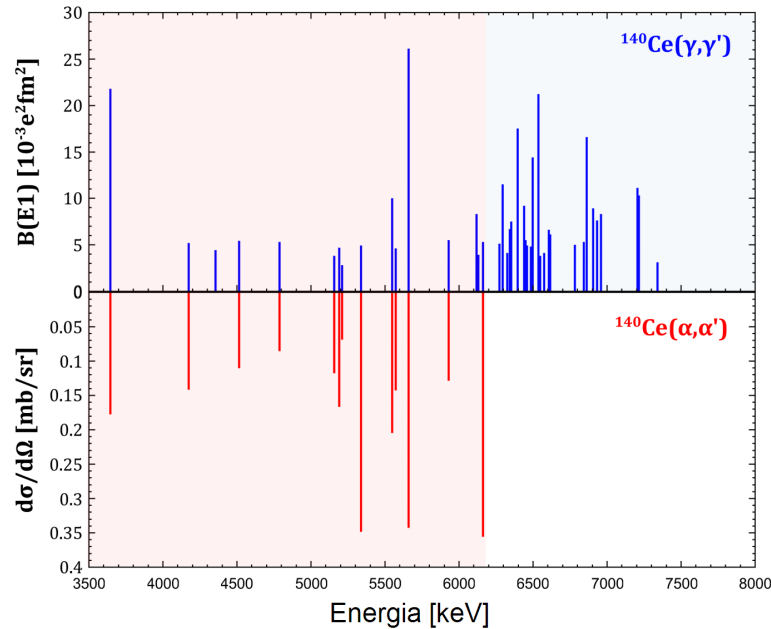
Parametr	ISGQR	IVGDR
E_{GR} [MeV]	10,6	13,7
Γ [MeV]	2,0	3,7

1.3.5 Pigmejskie Stany Dipolowe

Jednym z popularniejszych tematów badań ostatnich lat są Pigmejskie Stany Dipolowe, określane zwykle skrótem PDR (ang. *Pygmy Dipole Resonance*). Zjawisko zostało zauważone najpierw w lekkich jądrach, gdzie jego nasilenie wyraźnie rosło wraz ze wzrostem masy pierwiastka. Na tej podstawie zaproponowano interpretację PDR opartą na obrazie oscylacji nadmiarowych neutronów (tzw. skóry neutronowej) względem rdzenia jądra o $N=Z$ i zaliczono je w poczet kolektywnych stanów rezonansowych. W świetle ostatnich badań, ta interpretacja wydaje się być jednak nadmiernym uproszczeniem.

PDR obserwowany jest jako grupa wzbudzeń typu E1 znajdująca się w rejonie niskoenergetycznej części rozkładu GDR, cechująca się nasileniem rzędu kilku procent względem nasilenia GDR. W zależności od użytej reakcji, uzyskane widma różnią się, co jest interpretowane tym, że część wzbudzonych stanów jest typu izowektorowego, a część izoskalarne. Przykładowe funkcje nasilenia γ dla jądra ^{140}Ce , uzyskane dla dwóch reakcji: (γ, γ') i $(\alpha, \alpha'\gamma)$, przedstawione są na rysunku 1.15. Jak już wspomniano wyżej, cząstki α wzbudzają stany o $\Delta T = 0$, natomiast kwanty γ z większym prawdopodobieństwem wzbudzają stany o $\Delta T = 1$. Jak widać na rysunku 1.15, stany w wysokoenergetycznej części rejonu wzbudzane są jedynie w reakcji (γ, γ') . Oznacza to, że PDR ma tam charakter izowektorowy. Obserwacja ta zgadza się z wynikami analogicznych pomiarów dla innych jąder.

Ta własność PDR, jak również wyraźna fragmentacja rejonu oraz możliwość poprawnego opisu wzbudzeń w ramach modeli sprzężeń fononowych powodują, że środowisko naukowe na nowo podejmuje dyskusję na temat rzeczywistej natury tego zjawiska. Jedną ze nowych propozycji jest przedstawianie PDR jako złożenia dwóch różnych ruchów: pływów toroidalnych w jądrze oraz kompresji rdzenia [21].



Rysunek 1.15: Porównanie wyników pomiarów nasilenia PDR dla jądra ^{140}Ce za pomocą dwóch reakcji: górny panel – (γ, γ') [19], dolny panel – $(\alpha, \alpha'\gamma)$ [20]. Wyniki są przedstawione odpowiednio w postaci zredukowanego prawdopodobieństwa przejścia i różniczkowego przekroju czynnego.

1.4 Modele teoretyczne

Jak zaznaczono w podrozdziale 1.1, istnieje cała gama modeli teoretycznych dostosowanych do opisu szczególnych aspektów własności jąder atomowych i przebiegu reakcji jądrowych. Z punktu widzenia analizy danych, będących przedmiotem rozprawy, na szczególną uwagę zasługują model optyczny reakcji jądrowych oraz model statystyczny rozpadu jądra atomowego.

1.4.1 Model optyczny

Model optyczny jest ogólnym przybliżeniem przebiegu reakcji jądrowych, na którego podstawie budowane są konkretne metody obliczeń. W modelu tym cząstkę padającą traktuje się jako falę oddziałującą z potencjałem jądra. Obliczenia są prowadzone analogicznie, jak dla fali świetlnej padającej na granicę ośrodków. Fala ta może ulec załamaniu, ugięciu, bądź absorpcji. Zastosowany do obliczeń potencjał centralny $U(r)$, nazywany potencjałem optycznym, opisuje w tej analogii kształt oraz współczynnik załamania ośrodka, na który pada fala. W najogólniejszej postaci potencjał ten przyjmuje postać:

$$U(r) = -V(r) - iW(r), \quad (1.41)$$

gdzie: r – względna odległość pomiędzy jądrami biorącymi udział w reakcji;
 $V(r)$ – część rzeczywista potencjału;
 $W(r)$ – część urojona potencjału.

Część urojona jest konieczna do uwzględnienia w obliczeniach zachodzących reakcji jądrowych. Głębokość części urojonej potencjału jest zwykle dużo mniejsza od części rzeczywistej, przyjmując wartości z przedziału $W_0 \approx 3 - 10$ MeV. Dla porównania, zwykle zadaje się $V_0 \approx 40$ MeV [4]. Przy tak zadanym potencjale równanie Schrödingera dla kanału wejściowego α , gdzie w reakcji bierze udział jądro-pocisk a i jądro-tarcza A , przyjmuje postać:

$$\left(\hat{H}_\alpha + \hat{T}_\alpha + \hat{U}_\alpha - E \right) \Psi = 0, \quad (1.42)$$

gdzie: α – wejściowy kanał reakcji, $\alpha = a + A$;
 \hat{H}_α – hamiltonian wewnętrzny cząstek, $H_\alpha = H_a + H_A$;
 \hat{T}_α – dostępna energia kinetyczna;
 Ψ – pełna funkcja falowa układu.

Rozdzielając współrzędne na wewnętrzne i względne, funkcję falową można zapisać jako: $\Psi = \Phi_\alpha \chi_\alpha(\vec{r}_\alpha)$. Równanie 1.42 można wtedy zapisać w postaci dwóch niezależnych równań [22]:

$$(H_\alpha - \varepsilon_\alpha) \Phi_\alpha = 0 \quad (1.43a)$$

$$(T_\alpha + U_\alpha - E_\alpha) \chi_\alpha(\vec{r}_\alpha) = 0, \quad (1.43b)$$

gdzie: Φ_α – jądrowa (wewnętrzna) funkcja własna, $\Phi_\alpha = \Phi_a \Phi_A$;
 χ_α – funkcja własna powiązana ze względnym ruchem jąder a i A .

Równanie 1.43b nazywane jest równaniem Schrödingera dla modelu optycznego. Równanie to tylko dla niewielkiej liczby możliwych kształtów potencjału daje rozwiązania analityczne. Zwykle więc jego rozwiązanie jest poszukiwane numerycznie poprzez metody przybliżone.

Przybliżenie Borna dla fal odkształconych w modelu optycznym

Jedną z metod obliczeń wykorzystujących model optyczny jest przybliżenie Borna dla fal odkształconych (DWBA – ang. *Distorted Wave Born Approximation*), stosowane do obliczeń przekrojów czynnych na rozproszenia nieelastyczne. W metodzie tej wykorzystywany jest rachunek zaburzeń, którego podstawowym założeniem jest przyjęcie, że hamiltonian układu można rozdzielić na dwie części:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \lambda \hat{H}', \quad (1.44)$$

gdzie: \hat{H}_0 – operator, dla którego istnieje dokładne rozwiązanie równania Schrödingera;

\hat{H}' – część zaburzająca hamiltonianu, dająca niewielką poprawkę do rozwiązania;

λ – parametr wyrażający niewielki udział operatora \hat{H}' w hamiltonianie.

Założenie o niewielkim przyczynku pochodzącym od \hat{H}' pozwala rozwinąć funkcję i energię własną stanu w szeregi:

$$\Psi = \Psi^{(0)} + \lambda \Psi^{(1)} + \lambda^2 \Psi^{(2)} + \lambda^3 \Psi^{(3)} + \dots \quad (1.45a)$$

$$E = E^{(0)} + \lambda E^{(1)} + \lambda^2 E^{(2)} + \lambda^3 E^{(3)} + \dots, \quad (1.45b)$$

które po wstawieniu do równania Schrödingera tworzą układ równań ze względu na potęgę λ . Definiuje ona rząd rachunku zaburzeń. Równanie rzędu (n) można rozwiązać posiadając rozwiązanie rzędu ($n-1$).

W przybliżeniu Borna operator \hat{H}' jest interpretowany jako umożliwiający przejście pomiędzy stanami własnymi niezaburzonego hamiltonianu, czyli innymi słowy zajście reakcji jądrowej. Urwanie rachunku zaburzeń na pierwszym rzędzie daje przybliżony wzór na amplitudę przejścia ze stanu α do β w postaci [22]:

$$\mathcal{T}_{\alpha\beta} = \langle \Psi_\beta^{(0)} | \hat{H}' | \Psi_\alpha^{(0)} \rangle. \quad (1.46)$$

Wyznaczona wartość amplitudy przejścia zależy więc od sposobu zdefiniowania hamiltonianu \hat{H}' oraz przyjętych rozwiązań równania Schrödingera. W przypadku obliczeń DWBA, rozwiązanie równania szukane jest w postaci fal kulistych. Fale te rozwijane są w szereg ze względu na l – jest to tzw. rozwinięcie na fale parcjalne. Ostatecznie rozwiązanie przyjmuje postać [22]:

$$\Psi_\alpha^{(+)} \simeq \Phi_\alpha \chi_\alpha^{(+)}(\vec{k}_\alpha, \vec{r}_\alpha) \quad (1.47a)$$

$$\simeq \Phi_\alpha \frac{4\pi}{k_\alpha r_\alpha} \sum_{l,m} i^l e^{i\delta_l} f_l(k_\alpha, r_\alpha) Y_l^m(\hat{\mathbf{r}}_\alpha) Y_l^{m*}(\hat{\mathbf{k}}_\alpha), \quad (1.47b)$$

gdzie: $\chi_\alpha^{(+)}(\vec{k}_\alpha, \vec{r}_\alpha)$ – odkształcona fala kulista, $(+), (-)$ symbolizuje odpowiednio falę rozbiegającą się i zbiegającą się;

δ_l – przesunięcie fazowe funkcji;

$Y_l^m(\theta)$ – harmonika sferyczna; rozwiązanie części kątowej równania Schrödingera;

$f_l(k_\alpha, r_\alpha)$ – rozwiązanie części radialnej równania Schrödingera, spełniające równanie:

$$\left(E_\alpha - \frac{\hbar^2}{2m_\alpha} \left(-\frac{d^2}{dr^2} + \frac{l(l+1)}{r^2} \right) - U_\alpha \right) f_l(k_\alpha, r_\alpha) = 0. \quad (1.48)$$

Jako zaburzenie H' przyjmowana jest różnica pomiędzy wypadkowym potencjałem nukleonów V_α a potencjałem optycznym U_α . Ostatecznie, amplituda przejścia dla reakcji $a + A \rightarrow b + B$ przyjmuje postać [22]:

$$\mathcal{T}_{\alpha\beta}^{DWBA} = \langle \chi_\beta^{(-)} \Phi_\beta | \hat{V}_\beta - \hat{U}_\beta | \Phi_\alpha \chi_\alpha^{(+)} \rangle. \quad (1.49)$$

Użycie tego przybliżenia oznacza przyjęcie poniższych założeń.

Założenie 1.1. Reakcja, dla której wykonywane są obliczenia, ma wielokrotnie mniejszy przekrój czynny niż rozproszenie elastyczne.

Założenie 1.2. Reakcja $\alpha \rightarrow \beta$ zachodzi bezpośrednio.

Założenie 1.3. Funkcje χ_α i χ_β , asymptotycznie dążące do poprawnego rozwiązania przy $r \rightarrow \infty$, używane są jako wystarczająco dobre do opisu w całym zakresie r .

Założenia te były spełnione przy obliczeniach przekrojów czynnych na wzbudzenia w reakcji będącej przedmiotem rozprawy. W szczególności, detektory oddalone na odległość kilkudziesięciu centymetrów od miejsca reakcji można uznać za oddalone do nieskończoności w porównaniu z rozmiarem jądra atomowego. Z tego powodu do obliczeń przekrojów czynnych na wzbudzenia stanów w ^{208}Pb wykorzystany został kod Fresco [23], bazujący na metodzie DWBA.

1.4.2 Model statystyczny jądra złożonego

Komplementarnym modelem opisu reakcji jądrowych jest model statystyczny, powiązany z pojęciem jądra złożonego. Służy on do opisu reakcji, w których jądro jest wzbudzone do stanu wielo-nukleonowego, charakteryzującego się bardzo dużą liczbą stopni swobody. Jądro znajdujące się w takim stanie nazywane jest jądrem złożonym. Liczba dostępnych stanów układu jądra złożonego jest na tyle duża, że można używać pojęć mechaniki statystycznej, takich jak gęstość stanów i temperatura.

W uproszczonym obrazie reakcja powstania jądra złożonego przebiega następująco: energia zostaje przekazana jądrze, następnie rozkłada się ona równomiernie na wszystkie nukleony (proces termalizacji), po czym rozpad stanu następuje po tak długim czasie, że w jądrze nie jest zachowana już informacja o sposobie powstania stanu wzbudzonego. Przebieg reakcji jest w tej interpretacji dwustopniowy, co można zapisać jako:



gdzie: a, A – jądro-pocisk i jądro-tarcza w kanale wejściowym α

b, B – wyemitowana cząstka i rezyduum w kanale wyjściowym β

C – jądro złożone.

Przy takiej interpretacji przekrój czynny na reakcję $\alpha \rightarrow \beta$ można wyznaczyć jako iloczyn prawdopodobieństwa powstania i rozpadu jądra złożonego [24]:

$$\sigma_{\alpha\beta} = \sigma_{\alpha C} \frac{\Gamma_\beta}{\Gamma_{tot}}, \quad (1.51)$$

gdzie: $\sigma_{\alpha C}$ – przekrój czynny na utworzenie jądra złożonego w reakcji $a + A \rightarrow C$;

Γ_β – szerokość rozpadu do stanu β ;

$\Gamma_{tot} = \sum_i \Gamma_i$ – całkowita szerokość rozpadu jądra złożonego, będąca sumą szerokości rozpadu do wszystkich możliwych kanałów.

W tym ujęciu poszczególne kanały rozpadu są konkurencyjne względem siebie i wybierane w sposób losowy. Do obliczeń przebiegu rozpadu jądra złożonego wykorzystywany jest zwykle kwantowo-mechaniczny formalizm Hausera-Feshbacha [25]. W opisie tym ujęty jest wpływ zasad zachowania spinu i parzystości, przez co szerokość rozpadu w kanale β jest opisana wzorem:

$$\Gamma_{\beta}(E, I) = \frac{1}{2\pi\rho(E, I)} \sum_{s, l, I_b} \delta(\vec{s} + \vec{l} + \vec{I}_B - \vec{I}) \int_0^{E-S_b} T_l(\varepsilon) \rho_B(E - S_b - \varepsilon, I_B) d\varepsilon, \quad (1.52)$$

gdzie: E, I – energia i spin jądra złożonego;
 E_B, I_B – energia i spin rezyduum B ;
 ε, l – energia i kręt unoszone przez wyemitowaną cząstkę b ;
 s – wewnętrzny spin wyemitowanej cząstki b ;
 S_b – energia wiązania cząstki b w jądrze złożonym;
 ρ, ρ_B – gęstość stanów przy energii E i spinie I odpowiednio dla jądra złożonego i rezyduum B ;
 $T_l(\varepsilon)$ – współczynnik transmisji dla cząstki b unoszącej kręt l i energię ε .

W najogólniejszej formie, współczynnik transmisji można zdefiniować następująco: niech z cząstką b wewnątrz jądra związana jest funkcja falowa ψ_a i liczba falowa k_a , a poza jądrem ψ_e i k_e . Współczynnik transmisji, będący prawdopodobieństwem przeniknięcia przez barierę potencjału, dany jest wzorem:

$$T = \frac{|\psi_a|^2 k_a}{|\psi_e|^2 k_e}. \quad (1.53)$$

W niniejszej pracy do obliczeń teoretycznych użyty został kod One-Step [26], bazujący na formalizmie Hausera-Feshbacha, służący do wyznaczenia prawdopodobieństwa rozpadu jądra złożonego do stanu podstawowego poprzez emisję kwantu γ .

Rozdział 2

Układy detekcyjne wykorzystane w pomiarze

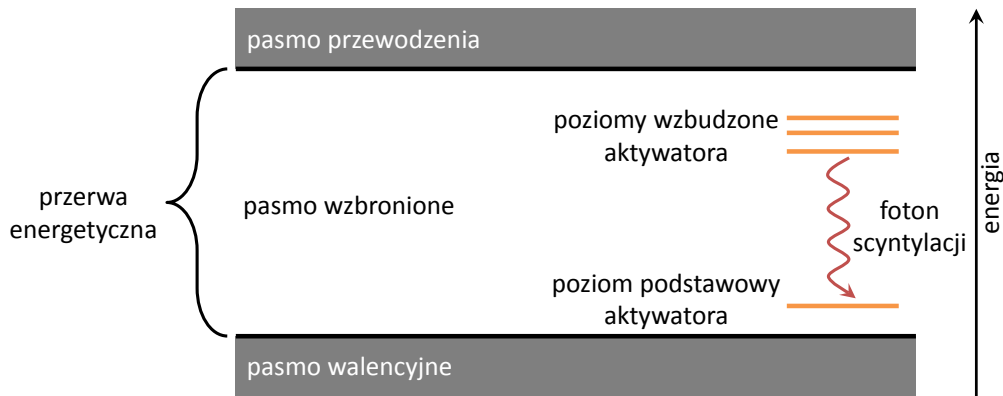
Celem rozprawy było zbadanie rozpadu poprzez emisję kwantów γ stanów kolektywnych wzbudzonych za pomocą nieelastycznego rozpraszania protonów na jądrze ^{208}Pb . Jego realizacja opierała się na wynikach eksperymentu, w którym mierzono dla każdego zdarzenia zarówno energię wzbudzenia jądra tarczy, jak i energię kwantów gamma wyemitowanych ze wzbudzonego jądra. Do pomiaru wykorzystano trzy układy detektorów scyntylacyjnych: HECTOR i PARIS do pomiaru energii kwantów gamma oraz KRATTA do identyfikacji i pomiaru energii cząstek lekkich.

Zanim przedstawiona zostanie charakterystyka poszczególnych układów, przypomniane zostaną ogólnie mechanizm działania oraz własności nieorganicznych detektorów scyntylacyjnych.

2.1 Działanie scyntylatorów

Detektory scyntylacyjne wykorzystują zjawisko pojawienia się w materiale impulsu świetlnego w wyniku przejścia przez niego promieniowania jonizującego. Zjawisko to dla scyntylatorów nieorganicznych wyjaśnia się za pomocą pasmowej teorii przewodnictwa, której pojęcia są schematycznie przedstawione na rysunku 2.1. Energia promieniowania jonizującego jest absorbowana przez kryształ i powoduje przeniesienie elektronów do pasma przewodzenia. Energia elektronu rozpraszana jest w sieci krystalicznej, powodując wybijanie kolejnych elektronów do pasma przewodnictwa, tak długo, aż elektron osiągnie energię bliską szerokości przerwy energetycznej, po czym następuje powrót do pasma walencyjnego z emisją fotonu. Dla potrzeb detekcji promieniowania jonizującego, aby zwiększyć efektywność odczytu wyemitowanych przez materiał fotonów, stosuje się często domieszkowanie pierwiastkami chemicznie podobnymi, które lokalnie zmieniają strukturę pasm energetycznych. Układ pasm może zostać również zaburzony przez lokalne niedoskonałości w strukturze krystalicznej, bądź zanieczyszczenia.

Bardziej rozbudowany układ poziomów energetycznych w kryształach powoduje, że absorpcja promieniowania może zachodzić przez różne poziomy pośrednie o odmiennych czasach życia. Zwykle uogólnia się je do dwóch składowych: szybkiej – powiązanej ze zjawiskiem natychmiastowej emisji fotonu (fluorescencji) oraz wolnej – powiązanej z osiągnięciem przez elektron poziomu, z którego przejście do stanu podstawowego jest wzbronione, opóźniając deekscytację (fosforescencja). Oba te zjawiska konkurują ze sobą i wpływają na ostateczny kształt impulsu świetlnego,



Rysunek 2.1: Mechanizm procesu scyntytacji w scyntylatorach nieorganicznych.

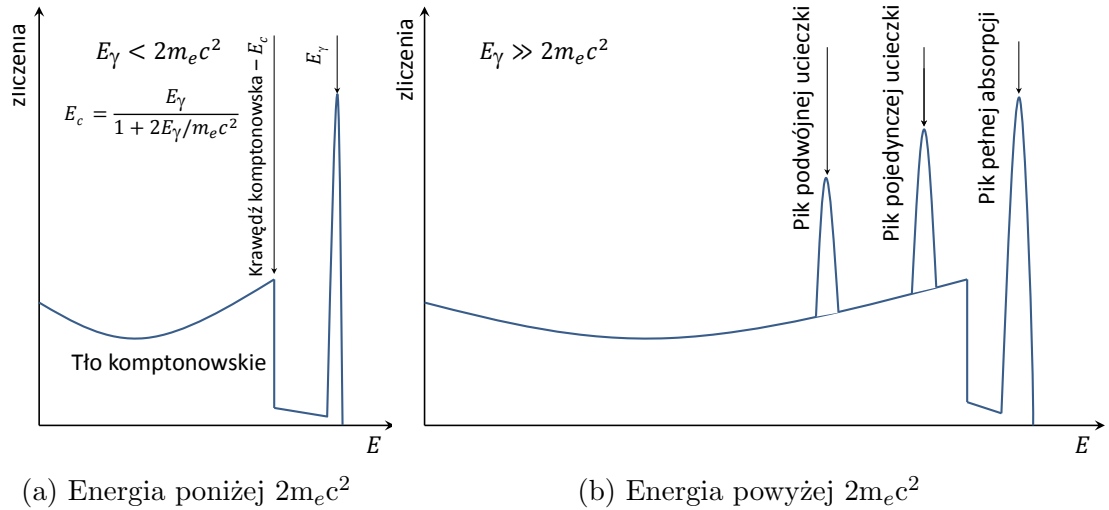
będącego złożeniem impulsów wynikających z powyższych procesów, a w rezultacie na własności scyntyлятора. Dla poszczególnych typów promieniowania udział fluorescencji względem fluorescencji w impulsie świetlnym jest różny [27], dzięki czemu poprzez analizę kształtu impulsu (ang. *Pulse Shape Analysis* – PSA) można rozróżnić cząstki, które zdeponowały energię. Własność ta jest wykorzystywana w obecnych w pomiarze scyntylatorach: fluorku baru (BaF_2) i jodku cezu domieszkowanego talem (CsI:Tl).

Ścianki kryształów są wypolerowane i owinięte materiałem o niskiej transmisji optycznej, tak aby przez odbicia fotony dotarły do układu zmieniającego impulsy świetlne na elektryczne. Najczęściej stosowanym do tego układem jest fotopowielacz (ang. *photomultiplier tube* – PMT). Używane są również fotodiody (ang. *photodiode* - PD) i fotopowielacze krzemowe (ang. *silicone photomultiplier* – SiPM)

2.1.1 Macierz odpowiedzi dla detektorów kwantów γ

Podczas oddziaływania kwantu γ z detektorem, tylko w części przypadków energia zostaje przez kryształ zaabsorbowana całkowicie. Dla wysokoenergetycznych kwantów γ podstawowym sposobem oddziaływania z detektorem scyntylicyjnym jest kreacja par elektron-pozyton. W wyniku anihilacji pozytonu powstają dwa kwanty γ , każdy o energii 511 keV, które mogą przeniknąć przez kryształ bez oddziaływania. W ten sposób na widmach energetycznych oprócz maksimum odpowiadającego pełnej absorpcji energii kwantu γ powstają dwa dodatkowe maksima o energiach pomniejszych o 511 keV i 1022 keV, nazywane pikami pojedynczej i podwójnej ucieczki. Również w procesie rozproszenia komptonowskiego może się zdarzyć, że rozproszony foton wydostanie się z kryształu bez interakcji i tylko część początkowej energii oddziałującego kwantu γ zostanie zarejestrowana. Widmo pochodzące od monoenergetycznego źródła promieniowania gamma odzwierciedla te procesy (patrz rys. 2.2). W wyniku ucieczki rozproszonego fotonu powstaje w widmie ciągłe tło, natomiast na skutek ucieczki kwantów γ pochodzących z anihilacji pozytonu powstają dodatkowe piki.

Rozkład prawdopodobieństwa rejestracji energii E_d dla początkowej energii kwantu γ nazywany jest funkcją odpowiedzi detektora dla danej energii E_γ . Natomiast zbiór tych funkcji dla różnych początkowych energii E_γ określany jest mianem macierzy odpowiedzi. Aby porównać wyniki obliczeń teoretycznych z danymi



Rysunek 2.2: Schematyczny kształt widma energetycznego pochodzącego od monoenergetycznego kwantu γ : (a) – schemat widma dla energii, przy której nie zachodzi proces krecacji par; (b) – kształt widma dla wysokiej wartości E_γ , gdzie krecacja par ma dominujące znaczenie. Rysunek poglądowy [27].

eksperymentalnymi, koniecznym jest uwzględnienie funkcji odpowiedzi detektora dla poszczególnych energii. W czasie analizy danych eksperymentalnych, przedstawianej w tej rozprawie, dla detektorów układu HECTOR dostępna była macierz odpowiedzi obejmująca zakres od 0 MeV do 32 MeV z krokiem 1 MeV.

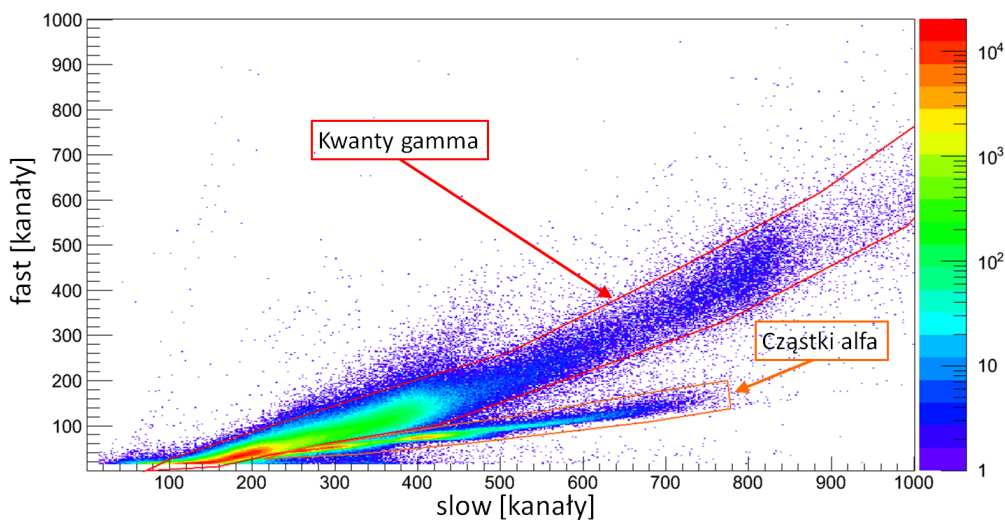
2.2 Układ HECTOR

HECTOR (ang. *High Energy γ -deteCTOR* [28] – detektor wysokoenergetycznych kwantów gamma) składa się z ośmiu kryształów scyntylacyjnych BaF_2 , w każdy o średnicy 14 cm i długości 17 cm. Scyntylator ten ze względu na obecność baru (posiadającego liczbę atomową $Z = 74$) oraz dużą gęstość ($\rho = 4,88 \text{ g/cm}^3$) charakteryzuje się wysoką wydajnością na detekcję promieniowania γ . W detektorze zachodzi zarówno proces fluorescencji i fosforescencji, powodując powstanie dwóch składowych impulsu: szybkiej (czas rozpadu 0,6 ns) i wolnej (630 ns) [27]. Krótki czas formowania się impulsu świetlnego, wynikający z czasu rozpadu szybkiej składowej, zapewnia wysoką czasową zdolność rozdzielczą, pozwalającą na rozdzielenie sygnałów pochodzących od kwantów γ i neutronów metodą czasu przelotu (TOF). Z powodu niewielkiego zysku świetlnego (9500 fotonów/MeV) detektory tego typu posiadają dość małą energetyczną zdolność rozdzielczą, jednak w pomiarach wysokoenergetycznych widm ciągłych promieniowania γ własność ta nie ma krytycznego znaczenia.

Ze względu na podobieństwo chemiczne w procesie wytwarzania kryształu dochodzi do podmienienia części atomów baru na znajdujący się w tej samej grupie układu okresowego pierwiastków radon. Można przez to w kryształach zaobserwować aktywność wewnętrzną powstałą poprzez rozpad α radonu. Jak wspomniano na początku tego rozdziału, analiza kształtu impulsu pozwala na rozróżnienie pomiędzy poszczególnymi typami cząstek, które zdeponowały energię w scyntylatorze. W celu selekcji zdarzeń detekcji kwantu γ odczyt danych z detektorów układu HECTOR odbywa się poprzez moduł elektroniczny BaFPro [29].

Moduł ten zaprojektowany został w Mediolanie i posiada 16 kanałów. Może on spełniać jednocześnie rolę dyskryminatora stało-frakcyjnego (ang. *constant fraction discriminator* – CFD), oraz wzmacniacza ładunko- i amplitudo-czułego. W celu realizacji obu funkcji, moduł posiada dwa wejścia: jedno do uzyskania informacji o ładunku zgromadzonym w impulsie; drugie do wytworzenia sygnału logicznego w dyskryminatorze i uzyskania informacji o amplitudzie impulsu. BaFPro posiada dwa wyjścia wielokanałowe analogowe umożliwiając uzyskanie informacji o ładunku i amplitudzie impulsu dla każdego detektora i dwa wyjścia logiczne: jedno wielokanałowe i jedno pojedyncze. Sygnały logiczne są wytwarzane przez CFD pod warunkiem przekroczenia przez poszczególne impulsy wartości progowej i przekazywane są do bloków logiki elektronicznej. Ich suma logiczna (OR) wykorzystywana jest do wytworzenia sygnału wyzwalającego zapis zdarzeń, tzw. *tryggera*, natomiast pojedyncze sygnały logiczne służą do uzyskania informacji czasowej o zdarzeniu.

Informacje o ładunku i amplitudzie przekazywane są na konwerter analogowo-cyfrowy (ang. *Analogue to Digital Converter* – ADC). ze względu na czas przetwarzania sygnałów w module, wyjście z gałęzi elektronicznej odpowiedzialnej za obróbkę ładunkową sygnału nazywa się składową wolną (ang. *slow*), a za obróbkę amplitudową – składową szybką (ang. *fast*). Podczas analizy danych eksperymentalnych tworzone są macierze składowej wolnej względem szybkiej (nazywane zwyczajowo macierzami *slow-fast*), pozwalające na wybranie zdarzeń detekcji pojedynczego kwantu γ w detektorze. Przykładowa macierz *slow-fast* pochodząca z pomiaru kalibracyjnego przedstawiona jest na rys. 2.3. Na macierzy zaznaczone są regiony odpowiadającymi detekcji kwantu γ i cząstki α .



Rysunek 2.3: Przykładowa macierz składowej szybkiej względem wolnej dla pojedynczego detektora BaF₂ układu HECTOR. Dane zostały zebrane podczas kalibracji detektorów γ źródłami promieniotwórczymi ^{60}Co i $^{244}\text{Cm}+^{13}\text{C}$. Na rysunku czerwoną kreską zaznaczony został obszar na macierzy interpretowany jako detekcja pojedynczego kwantu γ , a pomarańczową kreską detekcja cząstki α .

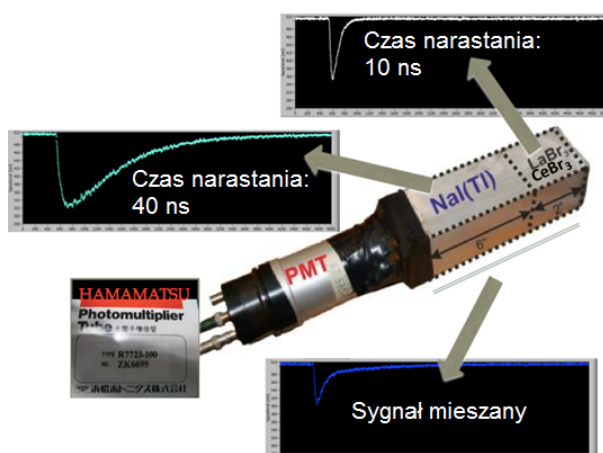
2.3 Układ PARIS

PARIS (ang. *Photon Array for studies with Radioactive Ion and Stable Beams* [30] – fotonowy układ do badań z radioaktywnymi i stabilnymi wiązkami jonów) jest budowanym obecnie zespołem detektorów promieniowania γ , zaprojektowanym do stosowania w szerokim zakresie energii. Układ ma posiadać cechy pozwalające na jednoczesne wykorzystywanie go jako filtra krotności, czyli wysoką czasową i energetyczną zdolność rozdzielczą oraz spektrometru dla wysokoenergetycznych (między 10 MeV a 50 MeV) kwantów gamma. Dodatkowo projekt układu zakłada dużą elastyczność w wyborze stosowanej w pomiarze geometrii.

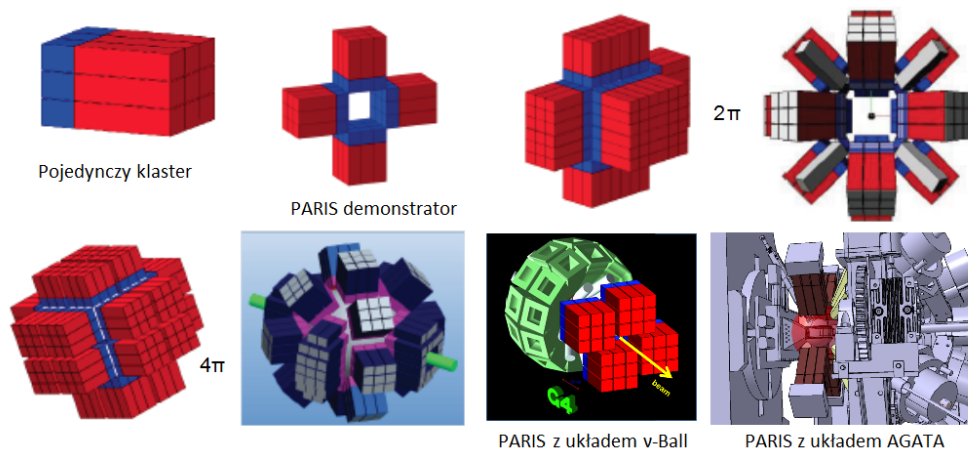
Jako spełniające wszystkie kryteria wybrane zostało rozwiązanie oparte na trzech materiałach scyntylacyjnych: bromku lantanu domieszkowanym cerem ($\text{LaBr}_3:\text{Ce}$) bądź bromku ceru (CeBr_3) i jodku sodu domieszkowanym talem (NaI:Tl) użytych w konfiguracji tzw. *phoswicha* (ang. *phosphor sandwich* – fosforowa kanapka), czyli dwóch połączonych optycznie scyntylatorów o wspólnym kanale odczytu. Podstawą działania *phoswicha* jest wysoka odmienność charakterystyk impulsów świetlnych, pozwalająca poprzez PSA na odwikłanie informacji pochodzących z poszczególnych kryształów.

Pojedynczy detektor układu PARIS składa się z sześciennego ($2'' \times 2'' \times 2''$) kryształu $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ bądź CeBr_3 zapewniającego dobrą energetyczną i czasową zdolność rozdzielczą i dołączonego prostopadłościennego ($2'' \times 2'' \times 6''$) kryształu NaI:Tl , zwiększającego wydajność detekcji dla wysokich energii kwantów γ (patrz rys. 2.4). Impulsy świetlne są odczytywane za pomocą fotopowielaczy Hamamatsu R7723-100 z dedykowanym specjalnie dla tego układu dzielnikiem napięcia zaprojektowanym w instytucie IPHC w Strasburgu.

Podstawową jednostką układu jest tzw. klastery, czyli zespół 9 detektorów zestawionych w szyku 3×3 (patrz lewy górny róg rys. 2.5). Docelowo w skład spektrometru PARIS mają wchodzić 24 klastry (czyli 216 pojedynczych detektorów), obejmując pełen kąt bryłowy, jednak układ ten może być użyteczny również w konfiguracjach pokrywających mniejszy kąt. Rysunek 2.5 przedstawia niektóre z za-



Rysunek 2.4: Zdjęcie układu PARIS z rozrysowanymi jego częściami oraz przykładami możliwych impulsów: pełnej absorpcji energii kwantu gamma w kryształach $\text{LaBr}_3:\text{Ce}/\text{CeBr}_3$, pełnej absorpcji w kryształach NaI:Tl oraz absorpcji w obu kryształach [31].



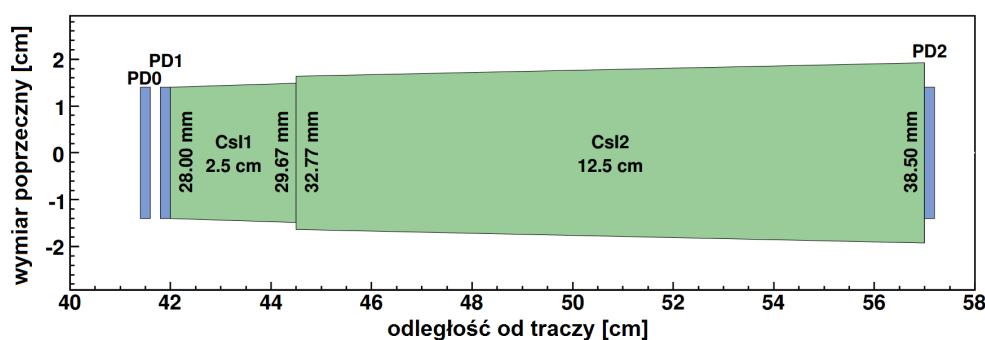
Rysunek 2.5: Przykładowe geometrie układu PARIS. Od lewego górnego rogu: pojedynczy klaster, PARIS demonstrator, dwie konfiguracje obejmujące kąt bryłowy 2π , dwie konfiguracje obejmujące pełen kąt bryłowy, dwie propozycje zastosowania PARIS demonstratora z innymi układami detekcji kwantów gamma [32].

proponowanych geometrii. Obecnie dostępne są 4 klastry układu, czyli tzw. PARIS demonstrator.

Aby w pełni wykorzystać możliwości dawane przez ten spektrometr, stosuje się wieloetapowy, nieco bardziej niż przeciętnie skomplikowany sposób analizy danych. Dokładnie jest on opisany w rozdziale 3, w sekcji 3.2.

2.4 Układ KRATTA

KRATTA (ang. *KRA*kow *Tripple Telescope Array* [33] – krakowski układ potrójnych teleskopów) jest układem służącym do detekcji, identyfikacji i pomiaru energii lekkich jonów (ang. *Light Charged Particles* – LCP). Każdy detektor składa się z trzech fotodiód (oznaczanych kolejno PD0, PD1, PD2) i dwóch odseparowanych optycznie kryształów jodku cezu domieszkowanych talem o długościach 2,5 cm i 12,5 cm (oznaczanych CsI1 i CsI2). Wymienione części teleskopu ułożone są w konfiguracji: PD0 – PD1 – CsI1 – CsI2 – PD2 (parz rys. 2.6).

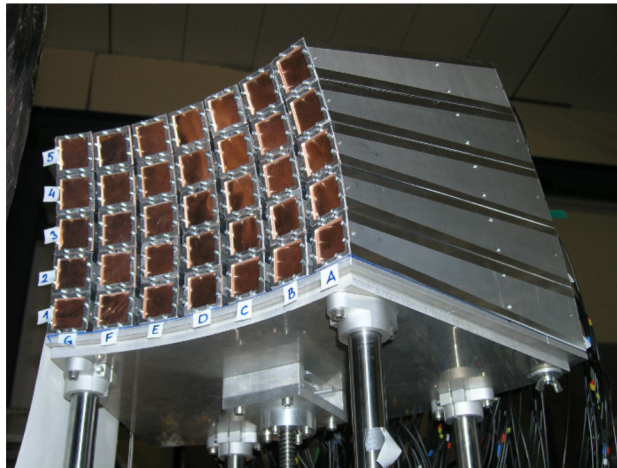


Rysunek 2.6: Rysunek przedstawiający budowę pojedynczego detektora układu KRATTA. Kolorem niebieskim zaznaczone są fotodiody, zielonym kryształy CsI:Tl. Odległość od tarczy mierzona jest dla optymalnego położenia detektora [33].

W zależności od energii oddziałującej cząstki istnieją następujące możliwości jej depozytu:

1. całkowity depozyt w PD0;
2. rozdział depozytu pomiędzy PD0 i PD1;
3. minimalny depozyt w PD0, częściowy w PD1 i częściowy w CsI1 – odczyt impulsu świetlnego przez PD1;
4. minimalny depozyt energii w PD0 i PD1, częściowy w CsI1 i CsI2 – odczyty impulsów świetlnych odpowiednio przez PD1 i PD2.

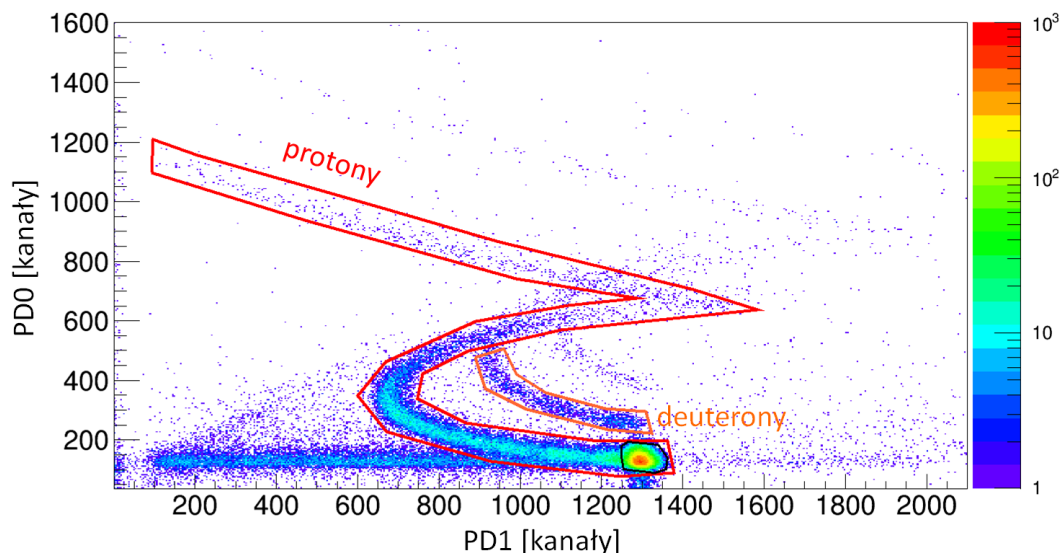
Każde z tych zdarzeń generuje odmienne kształty impulsów, dodatkowo modyfikowane przez różnice w oddziaływaniu poszczególnych cząstek lekkich. W ten sposób trzy sygnały z fotodiod zawierają w sobie informację o rodzaju i energii zarejestrowanej cząstki. Detektory zaprojektowane zostały tak, by na odległości 40 cm od tarczy, przylegając do siebie ścianami, każdy detektor obejmował ten sam kąt bryłowy wynoszący 4,5 msr (patrz rys. 2.7).



Rysunek 2.7: Zdjęcie układu KRATTA w optymalnej geometrii. Detektory są ustawione na odległości 40 cm od tarczy [33].

Po wzmocnieniu sygnałów z fotodiod przy użyciu dedykowanych przedwzmacniaczy, są one zapisywane za pomocą digitizerów. Poprzez wykorzystanie analizy kształtów impulsów, układ KRATTA umożliwia identyfikację cząstek w zakresie od $Z=1$ do $Z=7$ w szerokim przedziale energii (w szczególności, dla protonów zakres energetyczny obejmuje wartości w przedziale 2,5 MeV – 230 MeV). Jednakże, na potrzeby opisywanego w niniejszej pracy eksperymentu, wymagana była tylko identyfikacja protonów w niewielkim zakresie energetycznym. Zauważono, że przy tych wymaganiach podobnej jakości rezultaty uzyskuje się wyznaczając jedynie wysokość amplitudy impulsu dla poszczególnych fotodiod, a następnie tworząc macierz wartości amplitud PD0 względem PD1 lub PD1 względem PD2.

Dla każdego typu cząstki energia przy której zaczynają oddziaływać z drugim kryształem CsI:Tl jest inna. W przypadku protonów punkt przebicia znajduje się w okolicy wartości $E_p = 90$ MeV. W pomiarze będącym tematem rozprawy



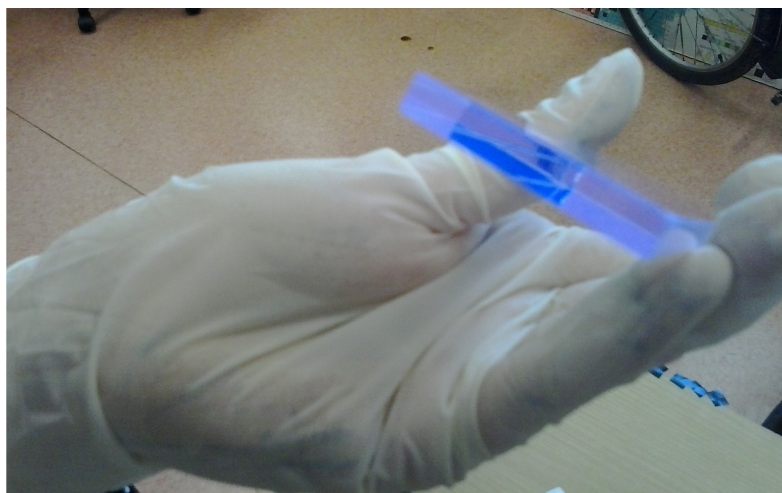
Rysunek 2.8: Przykładowa macierz amplitudy sygnału z PD0 względem PD1 dla pojedynczego modułu układu KRATTA. Zaznaczone są obszary identyfikowane jako detekcja protonu (czerwony) i deuteronu (pomarańczowy), dodatkowo zaznaczony jest pik pochodzący od rozproszenia elastycznego protonu na tarczy (czarny). Dane zostały zebrane podczas pomiaru testowego przeprowadzonego na CCB.

użyta energia wiązki protonów wynosiła 85 MeV, dlatego do analizy wykorzystywane były sygnały z fotodiod PD0 i PD1. Rysunek 2.8 przedstawia przykładową macierz PD0 vs. PD1 z zaznaczonymi obszarami zdarzeń identyfikowanych jako detekcja protonów (linia czerwona) oraz deuteronów (linia pomarańczowa). Selekcja określonych typów zdarzeń następuje poprzez wybranie na macierzy właściwego rejonu. Nazywane jest to potocznie postawieniem bramek dwuwymiarowych.

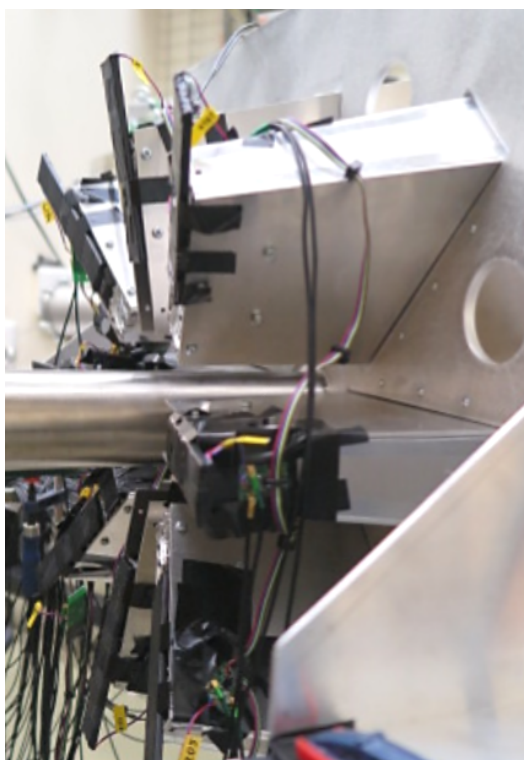
2.4.1 Detektory plastikowe

Używany podczas eksperymentu cyklotron Proteus C-235 firmy IBA pracuje z częstotliwością 106 MHz [34], co przekłada się na impuls wiązki co 9,4 ns. Z drugiej strony, czas narastania sygnału w detektorach układu KRATTA wynosi ok. 100 ns. Jest on zatem zbyt długi, by otrzymywać dane z wystarczającą rozdzielczością czasową dla tej częstotliwości wiązki. Zdecydowano się, by na przodach detektorów KRATTA ustawić cienkie detektory plastikowe. użytym materiałem był BC-408, stanowiący roztwór organicznego scyntylatora w poli(toulenku-winyłu) (PVT). Materiał ten cechuje się dobrą wydajnością na detekcję przechodzących cząstek lekkich oraz wysoką świetlnością i czasową zdolnością rozdzielczą.

Zdjęcie przykładowego detektora w trakcie przygotowania do pomiaru przedstawione jest na rys. 2.9. Detektory miały wymiar 4 cm×12 cm×0,5 cm. Rozmiar został wybrany tak, by każdy detektor plastikowy przykrywał trzy segmenty układu KRATTA (patrz rys. 2.10). Niewielka grubość detektorów zapewniała minimalizację strat energetycznych w procesie oddziaływania protonu z materiałem. Sygnał z detektorów odczytywany był za pomocą fotodiod i następnie wzmacniany przy użyciu dedykowanych przedwzmacniaczy.



Rysunek 2.9: Zdjęcie pojedynczego detektora plastikowego w czasie przygotowania do pomiaru. Detektory były owijane w folię teflonową, a następnie w przygotowany otwór mocowana była fotodioda.



Rysunek 2.10: Zdjęcie detektorów plastikowych zamontowanych na czoła detektorów KRATTA.

Rozdział 3

Przygotowanie detektorów promieniowania gamma do pomiaru

Do przeprowadzenia pomiarów w Centrum Cyklotronowym Bronowice przygotowane zostały dwa układy detektorów promieniowania gamma: HECTOR i PARIS. HECTOR, będąc układem działającym od wielu lat, został poddany procedurze odświeżenia. PARIS jest nowym układem, dla którego pomiar przeprowadzony w Krakowie był jednym z pierwszych, w których był wykorzystany. Przed tym pomiarem zostały zbadane jego własności oraz opracowana została metoda analizy danych pozyskiwanych za pomocą tych detektorów.



(a) Elementy detektora

(b) Czysty kryształ fluorku baru

Rysunek 3.1: Zdjęcia zrobione podczas regeneracji detektorów układu HECTOR. (a): rozłożony na części detektor, na stole od lewej widoczne: osłona ołowiana detektora, osłona fotopowielacza, dzielnik napięcia, owinięty w folię aluminiową i teflonową kryształ BaF_2 , schowany w aluminiowej osłonie fotopowielacza. (b): wyczyszczony i przeszlifowany kryształ BaF_2 chwilę przed ponownym zawinięciem w folię teflonową.

3.1 Regeneracja detektorów układu HECTOR

Układ HECTOR składa się z ośmiu kryształów fluorku baru, do których za pomocą kleju optycznego dołączone są fotopowielacze. Na jakość informacji uzyskiwanej za pomocą detektorów scyntylacyjnych istotny wpływ ma jego budowa oraz przygotowanie kryształu scyntylatora. Z jednej strony detektory muszą być izolowane

od zewnętrznych źródeł światła, z drugiej fotony wytworzone pod wpływem promieniowania w kryształach muszą być z jak najlepszą wydajnością transportowane do fotopowielacza. Klej optyczny, będąc substancją ciekłą, powoli przemieszcza się w detektorze powodując pogorszenie warunków pracy. Dlatego raz na kilka lat zalecane jest rozebranie detektora (rys. 3.1a), jego wyczyszczenie (rys. 3.1b), nałożenie nowej warstwy kleju i ponowne złożenie. Procedura taka została wykonana w Krakowie we wrześniu 2014 r. Przed i po regeneracji detektorów układu HECTOR zmierzone zostały widma energetyczne dla źródeł ^{137}Cs , ^{60}Co i $^{244}\text{Cm}+^{13}\text{C}$ i wyznaczone zostały energetyczne zdolności rozdzielcze. Uzyskane wyniki zebrane są w tabeli 3.1.

Tabela 3.1: Rozdzielczości detektorów układu HECTOR przed i po procedurze odświeżenia.

Numer detektora	Dane	Energia [keV]				
		661,7	1173,2	1332,5	5617,6	6128,6
1	Przed	b.d.	16,61%	19,39%	9,27%	12,35%
	Po	17,28%	12,61%	13,42%	8,00%	7,07%
2	Przed	19,23%	13,51%	15,47%	6,87%	8,87%
	Po	18,98%	13,17%	16,38%	6,45%	10,21%
3	Przed	17,18%	12,65%	12,99%	7,28%	6,40%
	Po	17,06%	12,21%	12,38%	8,36%	6,27%
4	Przed	17,32%	13,19%	14,13%	10,42%	9,92%
	Po	15,39%	11,41%	11,60%	7,32%	6,19%
5	Przed	18,64%	14,73%	14,93%	11,59%	7,90%
	Po	16,87%	12,50%	13,01%	10,39%	6,37%
6	Przed	16,37%	11,91%	12,50%	7,89%	7,03%
	Po	15,82%	11,61%	12,43%	8,17%	6,74%
7	Przed	28,42%	20,04%	19,12%	8,24%	6,78%
	Po	16,89%	12,14%	13,91%	8,04%	6,61%
8	Przed	17,15%	13,51%	15,00%	9,15%	8,57%
	Po	17,48%	12,34%	13,04%	7,47%	7,72%
Średnia	Przed	19,19%	14,52%	15,44%	8,84%	8,48%
	Po	16,97%	12,25%	13,27%	8,03%	7,15%
Odchylenie standardowe	Przed	3,88%	2,47%	2,40%	1,50%	1,83%
	Po	1,01%	0,52%	1,35%	1,06%	1,25%
Δśrednia		2,21%	2,27%	2,17%	0,81%	1,33%
Zmiana [%]		13,05%	18,54%	16,36%	10,14%	18,62%

3.2 Badanie własności klastra układu PARIS

Jak wspomniano w rozdziale 2, pojedynczy detektor układu PARIS składa się z dwóch połączonych optycznie scyntylatorów bromku lantanu bądź bromku ceru (dalej nazywanej częścią bromkowo-lantanowcową) i jodku sodu (nazywaną dalej częścią jodkowo-sodową). Dziewięć detektorów łączonych jest w klaster i dane

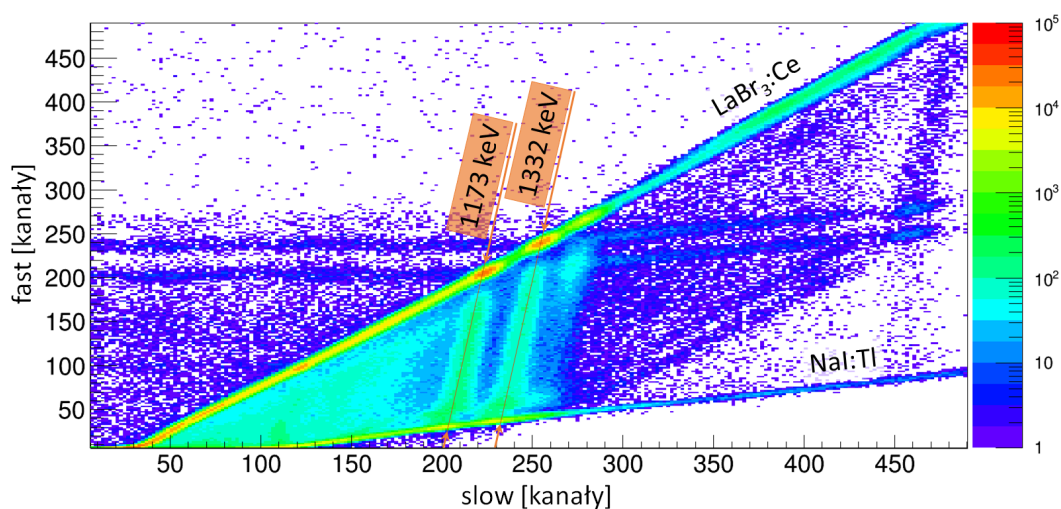
z nich analizowane są razem, umożliwiając uwzględnienie w wynikach zjawiska rozproszenia fotonu pomiędzy detektorami. Podczas gdy podejmowane są próby odczytu sygnałów z detektorów w sposób cyfrowy, podstawowym sposobem pozostaje nadal odczyt za pomocą modułów elektroniki analogowej.

W ostatnich latach przeprowadzone zostały dwa pomiary testowe klastra układu PARIS: w laboratorium γ ELBE w Dreźnie w grudniu 2013 r. oraz w ośrodku ATOMKI w Debreczynie w kwietniu 2017 r. Dane zebrane w tych testach posłużyły do przygotowania algorytmów i metody analizy danych zebranych z wykorzystaniem analogowego modułu PARISPro oraz do scharakteryzowania energetycznej zdolności rozdzielczej i wydajności w funkcji energii przychodzącego kwantu γ dla pojedynczego detektora i całego klastra.

3.2.1 Dane otrzymywane z modułu PARISPro

PARISPro jest modułem elektronicznym, bazującym na opisanym w sekcji 2.2 BaFPro. Podobnie, jak wcześniej opisany moduł, PARISPro przetwarza impuls elektryczny z detektora w dwóch gałęziach: szybkiej i wolnej oraz generuje sygnał logiczny w oparciu o CFD. Działanie modułu zostało dostosowane do charakterystyk impulsów pochodzących z układu PARIS ze szczególnym uwzględnieniem wymaganego zakresu dynamicznego.

Dane otrzymywane z modułu PARISPro można przedstawić w postaci macierzy wartości składowej szybkiej względem wolnej (patrz rys. 3.2), nazywanej macierzą *slow-fast*. Aby zinterpretować zawarte w niej dane należy rozważyć procesy absorpcji energii w *phoswichu*. Energia kwantu γ może zostać zdeponowana w takim detektorze w trojaki sposób. Dla niskich energii kwantu γ najbardziej prawdopodobnym zdarzeniem jest pełna absorpcja energii w pierwszej części detektora, zrobionej z $\text{LaBr}_3\text{:Ce}$ bądź CeBr_3 . Materiały te cechuje wysoka świetlność (63 000 fotonów/MeV i 45 000 fotonów/MeV odpowiednio dla $\text{LaBr}_3\text{:Ce}$ i dla CeBr_3) oraz krótki czas trwania impulsu, dlatego stosunek amplitudy do ładunku (A/Q) jest wysoki.



Rysunek 3.2: Macierz zależności składowych impulsu: szybkiej względem wolnej dla pojedynczego detektora układu PARIS, zebrana w trakcie pomiaru ze źródłami kalibracyjnymi: ^{60}Co i ^{137}Cs . Zaznaczone są linie przypadków pochodzących z całkowitej absorpcji kwantu γ w jednym materiale scyntylacyjnym oraz równoległe linie zdarzeń odpowiadające detekcji tej samej energii kwantu γ .

Wraz ze wzrostem energii kwantu γ , rośnie prawdopodobieństwo przeniknięcia fotonu bez interakcji przez pierwszą część kryształu i jego absorpcji w kryształach NaI:Tl. Materiał ten ma mniejszą świetlność (38 000 fotonów/MeV) i prawie ośmiokrotnie dłuższy sygnał, więc wartość A/Q jest znacząco niższa. Przyjmując, że charakterystyka impulsu jest niezależna od zdeponowanej energii a PARISPro działa w sposób idealny, należałoby się spodziewać na macierzy składowej szybkiej względem wolnej dwóch prostych zbudowanych ze zdarzeń całkowitej absorpcji kwantu γ w jednym z kryształów, o nachyleniach powiązanych ze stosunkami amplitud do ładunku dla obu materiałów.

Trzecim sposobem, w jaki energia może zostać zdeponowana w detektorze, jest częściowa absorpcja energii kwantu γ w obu jego częściach. W tym przypadku impuls świetlny będzie superpozycją impulsów pochodzących z obu kryształów. Stosunek amplitudy do ładunku będzie więc zależny od stosunku energii zdeponowanych w obu częściach detektora, przyjmując wartości A/Q z zakresu pomiędzy stosunkami amplitudy do ładunku charakteryzującymi zdarzenia pełnej absorpcji w jednym z kryształów. Zdarzenia odpowiadające depozytowi tej samej sumarycznej energii kwantu γ powinny tworzyć krzywą łączącą ze sobą piki całkowitego depozytu w $\text{LaBr}_3\text{:Ce/CeBr}_3$ i NaI:Tl .

3.2.2 Transformacje macierzy *slow-fast*

Wyraźne rozróżnienie na macierzy *slow-fast* pomiędzy poszczególnymi sposobami detekcji kwantu γ w detektorze PARIS umożliwia odzyskanie informacji o całkowitej zdeponowanej w nim energii. Procedurę tę nazywa się wewnętrznym *add-backiem*. Dla ułatwienia dalszej dyskusji, zagadnienie to zostanie zdefiniowane matematycznie.

Niech dla pojedynczego zdarzenia całkowita zdeponowana energia wynosi:

$$E = E_L + E_N, \quad (3.1)$$

gdzie: E_L – depozyt energii w części bromkowo-lantanowcowej;

E_N – depozyt energii w części jodkowo-sodowej.

Przyjmując, że sygnał pochodzący z części bromkowo-lantanowcowej opisywany jest funkcją $g_E(t)$, a z części jodkowo-sodowej $h_E(t)$ oraz:

$$p = \frac{E_L}{E}, \quad (3.2)$$

sygnał wyjściowy z detektora $f_{E,p}(t)$ dla pojedynczego zdarzenia, w którym zdeponowana została energia E_L w części lantanowcowo-bromkowej i energia E_N w części jodkowo-sodowej, można opisać jako:

$$f_{E,p}(t) = g_{pE}(t) + h_{(1-p)E}(t).$$

Działanie modułu PARISPro możemy opisać matematycznie jako działanie operatorowe rzutujące impuls f na wektor $[S, F]$:

$$\hat{O} : f_{E,p} \mapsto [S, F].$$

Poszukiwany jest operator \hat{T} , który odwikła z wektora $[S, F]$ informację o E . Wynikiem takiego działania będzie transformacja macierzy *slow-fast*. Niech

$$\frac{F}{S} = \eta.$$

Przyjmijmy poniższe założenia:

Założenie 3.1. przypadki o tej samej energii E układają się na macierzy na prostej:

$$\eta_E(p) \propto p;$$

Założenie 3.2. proste odpowiadające energiom E_i i E_j są równoległe:

$$\eta_{E_i}(p) = \eta_{E_j}(p);$$

Założenie 3.3. zdarzenia o tym samym p układają się na prostych:

$$\eta_p(E) \propto E;$$

wtedy do transformacji macierzy można wykorzystać operatory liniowe. Jak widać na rysunku 3.2, macierz *slow-fast* zdaje się spełniać te założenia powyżej energii progowej wynoszącej około 1 MeV dla części jodkowo-sodowej detektora. Zaproponowane i przetestowane zostały dwie transformacje: ortogonalizacja i rotacja [35].

Ortogonalizacja

Ortogonalizację macierzy *slow-fast* możemy zdefiniować matematycznie jako działanie:

$$\hat{U} : [S, F] \mapsto [c_N, c_L],$$

gdzie: $c_L(E), c_N(E)$ – funkcje odwrotne do funkcji kalibracyjnych odpowiednio dla części bromkowo-lantanowcowej i jodkowo-sodowej.

Działanie to można zapisać w postaci macierzowej:

$$\begin{pmatrix} c_N(E_N) \\ c_L(E_L) \end{pmatrix} = \frac{1}{a_N - a_L} \begin{pmatrix} -a_L & 1 \\ a_N & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S(E, p) \\ F(E, p) \end{pmatrix},$$

gdzie: a_L, a_N – nachylenia linii odpowiadających pełnej absorpcji kolejno w części bromkowo-lantanowcowej i jodkowo-sodowej.

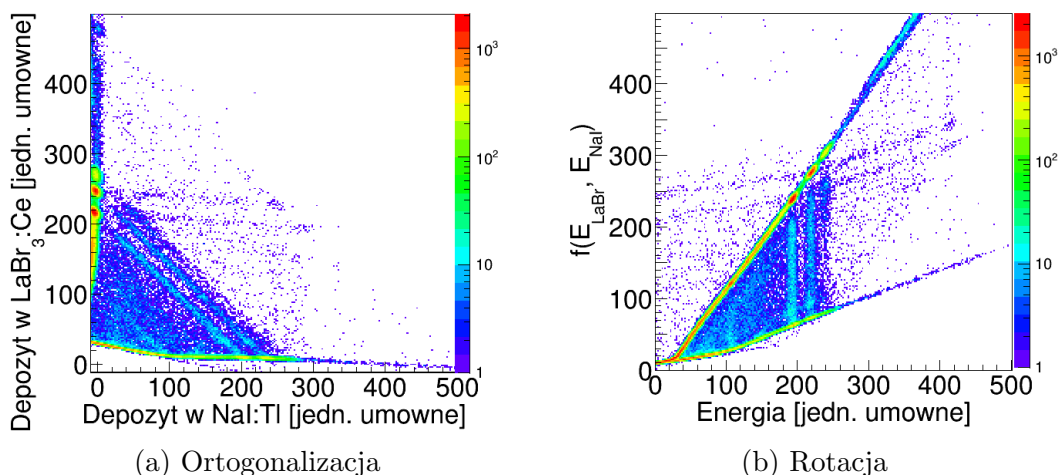
Dzięki takiej transformacji, w nowym układzie współrzędnych informacje o energii zdeponowanej w dwóch częściach detektora są niezależne i mogą być osobno kalibrowane. Metoda ta zadziała poprawnie nawet jeśli niespełnione jest założenie 3.2. Z drugiej strony, transformacja ta uwidacznia nieliniowości, które są obecne dla niskich energii kwantów gamma (patrz rys. 3.3a).

Rotacja

Nieco prostszym podejściem jest obrócenie macierzy *slow-fast* o taki kąt α , by zdarzenia o jednakowej energii leżały na prostych równoległych do nowej osi OY' . Działanie to można zdefiniować jako:

$$\hat{R} : [S, F] \mapsto [c, w],$$

gdzie: $c(E)$ – funkcja odwrotna do funkcji kalibracyjnej dla całego detektora;
 $w(E_L, E_N)$ – nowa funkcja zależna od sposobu rozdziału depozytu energii.



Rysunek 3.3: Porównanie macierzy powstałych w wyniku zastosowania na danych typu *slow* i *fast* transformacji liniowych: ortogonalizacji (a) i rotacji (b). Dane zostały zebrane w pomiarze ze źródłami kalibracyjnymi: ^{60}Co i ^{137}Cs . Na macierzy (a) na osi X odłożona jest energia zdeponowana w części NaI:Tl detektora, na osi Y – w części $\text{LaBr}_3\text{:Ce}$. Wyraźnie uwypuklona jest na niej niedoskonałość metody dla niskich energii kwantu gamma, gdzie niespełnione jest założenie 3.3. Na macierzy (b) na osi X odłożona jest całkowita energia zdeponowana w kryształach, na osi Y wielkość będąca funkcją energii zdeponowanej w $\text{LaBr}_3\text{:Ce}$ i NaI:Tl. Wielkość ta nie jest używana w analizie.

Macierzowo rotację można przedstawić jako:

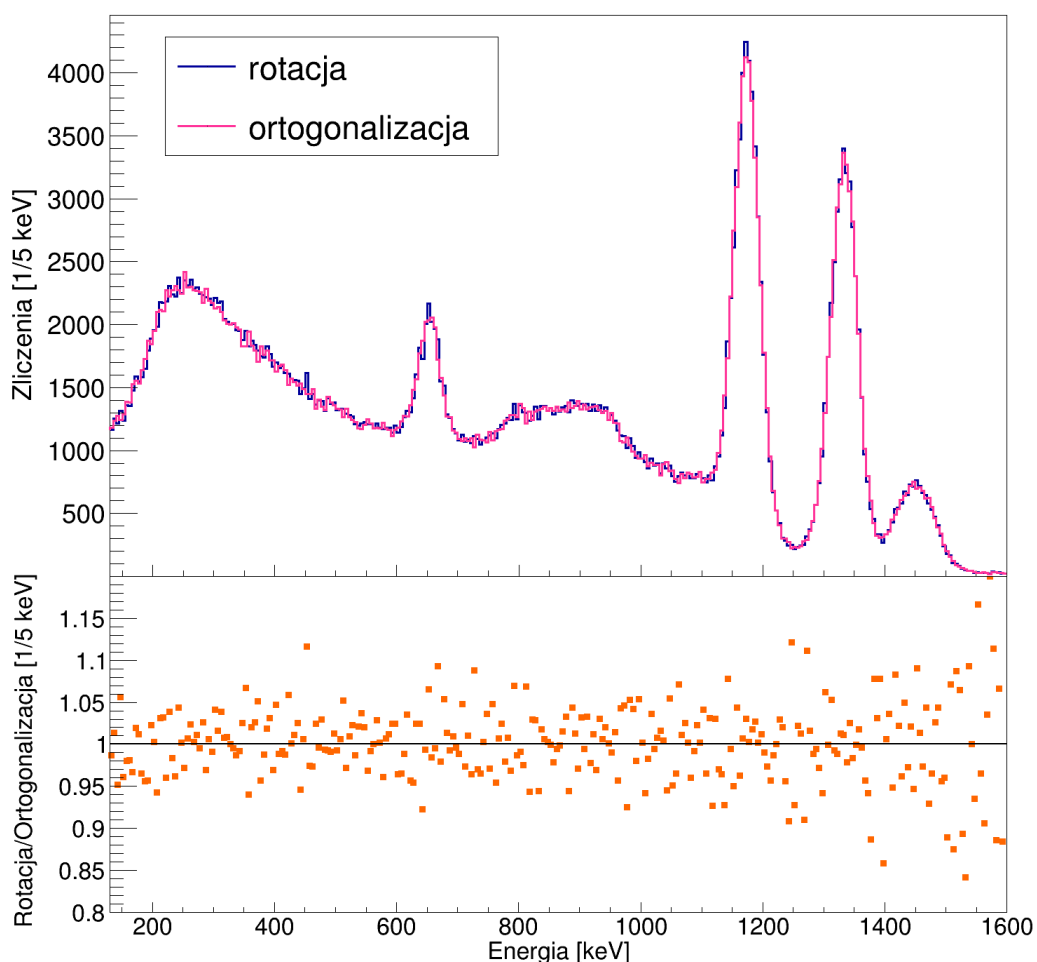
$$\begin{pmatrix} c(E) \\ w(E, p) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S(E, p) \\ F(E, p) \end{pmatrix}.$$

Metoda ta działa poprawnie, nawet jeśli założenie 3.3 nie jest spełnione. Dodatkowo, informację o całkowitej energii zdeponowanej w detektorze uzyskuje się w oparciu o dwukrotnie mniejszą liczbę parametrów: dla rotacji jest to jeden kąt obrotu i wspólna kalibracja dla wszystkich zdarzeń, a dla ortogonalizacji są to dwa kąty nachyleń prostych oraz dwie kalibracje dla zdarzeń pełnej absorpcji w poszczególnych kryształach. Kosztem tego uproszczenia jest konieczność stosowania ramek dwuwymiarowych w celu rozróżnienia poszczególnych typów zdarzeń.

Ponieważ obie metody dawały podobne wyniki (patrz rys. 3.4), a rotacja była obciążona mniejszą niepewnością wynikającą z liczby użytych parametrów, to ta transformacja była stosowana w analizie danych pochodzących z układu PARIS.

3.2.3 Kalibracja energetyczna

Od detektorów układu PARIS oczekuje się pracy w obejmującym dwa rzędy wielkości zakresie dynamicznym. Jest to wyzwanie zarówno na poziomie technicznym, jak i analizy danych, z uwagi na nieliniowy wzrost amplitudy sygnałów wytwarzanych w fotopowielaczach w odpowiedzi na wzrost liczby fotonów wygenerowanych w detektorze. Należy też zaznaczyć, że używanie detektorów układu PARIS w geometrii klastra ma umożliwić odtworzenie całkowitej energii fotonu, który rozproszywszy się, pozostawił tylko część energii w pojedynczym detektorze, deponując resztę energii w sąsiednim (patrz podrozdział 3.2.4). Jest to osiągalne jedynie przy bardzo dokładnej kalibracji energetycznej detektorów. Stąd istotnym zagadnieniem



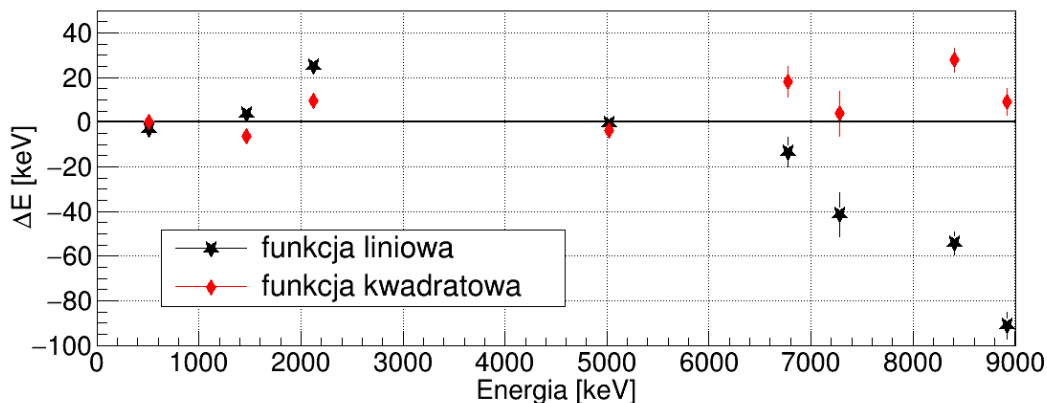
Rysunek 3.4: Panel górny: porównanie widm energetycznych dla pomiaru ze źródłami kalibracyjnymi: ^{60}Co i ^{137}Cs uzyskanych po zastosowaniu dwóch metod transformacji macierzy: ortogonalizacji (czerwony) i rotacji (czarny). Panel dolny: podzielone przez siebie widma; na czerwono zaznaczona jest linia $y=1$, osiągnięta, jeżeli uzyskane widma byłyby identyczne.

podczas badania własności układu PARIS był wybór najlepszej funkcji kalibracyjnej.

Przetestowane zostały cztery funkcje w następujących postaciach:

- liniowa: $f(x) = a_l + b_l x$;
- kwadratowa: $g(x) = a_k + b_k x + c_k x^2$;
- pierwiastkowa: $h(x) = a_s + b_s x + c_s \sqrt{x}$;
- potęgowa: $h(x) = a_p + b_p x^{c_p}$.

Jakość dopasowania była sprawdzana poprzez analizę residuów (patrz rys. 3.5). Definiowane są one jako różnica między wartością energii uzyskanej w wyniku zastosowania funkcji kalibracyjnej i znanej wartości dla danego przejścia. Ze względu na przejrzystość, na rysunku zaznaczone są residua dla funkcji liniowej i kwadratowej. Jak widać, funkcja liniowa nie jest w stanie odtworzyć poprawnie wartości dla wysokich energii. Funkcja kwadratowa dużo lepiej odwzorowuje eksperymentalne wartości przejść, dla najwyższej energii zawyżając jedynie nieznacznie wartość. Pozostałe funkcje dawały podobne wyniki, przy czym dla funkcji kwadratowej niepewność wyznaczenia parametrów była najmniejsza. Z tej przyczyny funkcja ta została zastosowana w analizie danych.



Rysunek 3.5: Porównanie otrzymanych wartości residuów w zależności od energii kwantu γ wyznaczonych poprzez kalibrację funkcją liniową (czarne gwiazdki) i kwadratową (czerwone kółka). Dane zostały zebrane podczas testu w laboratorium γ ELBE (patrz podrozdział 3.2.5).

3.2.4 Odzyskiwanie informacji o pełnej energii zdeponowanej w klastrze

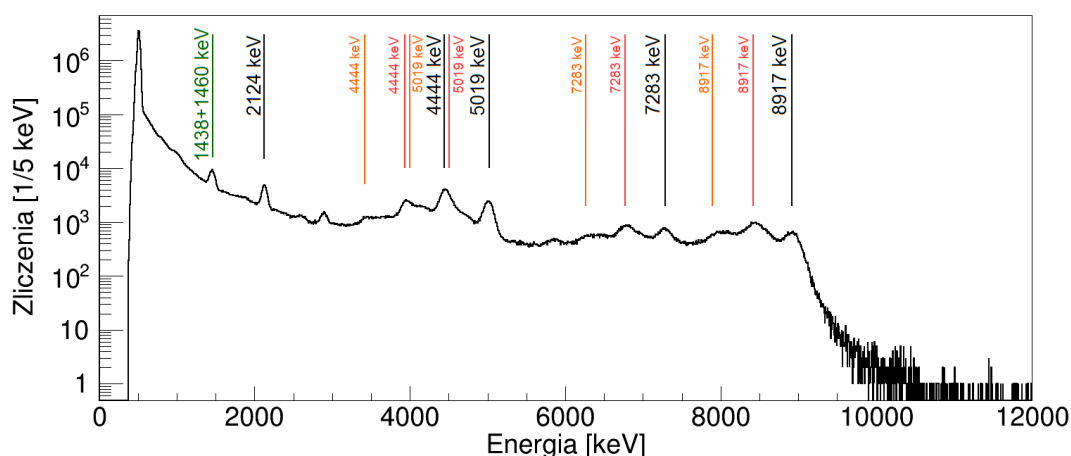
Jak już wspomniano w podrozdziale 2.1.1, w wyniku rozproszenia komptonowskiego oraz kreacji par energia zarejestrowana przez detektor może być mniejsza od energii oddziałującego kwantu γ . W konfiguracji klastra, jeśli uciekający foton zostanie zaabsorbowany w innym kryształ, istnieje możliwość odzyskania informacji o początkowej wartości energii oddziałującego kwantu γ . Procedura ta jest nazywana zewnętrznym *add-backiem*, w nawiązaniu do procedury odzyskiwania całkowitej energii zdeponowanej w kryształ, która jest nazywana wewnętrznym *add-backiem*.

Aby odzyskać informację o pełnej energii kwantu γ należy dodać do siebie zmierzone depozyty energii zarejestrowane przez sąsiadujące ze sobą detektory. W tym celu został opracowany algorytm wyszukujący rekurencyjnie dla każdego zdarzenia wszystkie sąsiadujące ze sobą detektory, w których została zdeponowana energia. Przyjęto, że za sąsiadujące uznawane są tylko detektory posiadające wspólną ścianę. Dodatkowo założono, że zdarzenia, w których kwant γ rozproszył się czterokrotnie pomiędzy detektorami są mało prawdopodobne i jako takie, są one odrzucane. Z drugiej strony, akceptowane są zdarzenia, w których dwa kwanty γ zdeponowały energie jednocześnie w niesąsiadujących ze sobą detektorach klastra. W zależności od warunków eksperymentalnych wymagane może być zastosowanie w algorytmie dodatkowych kryteriów czasowych. Zagadnienie jest to dokładniej omówione w podrozdziale 3.2.5, opisującym test w laboratorium γ ELBE w Dreźnie, gdzie miało to szczególnie duże znaczenie.

Zrekonstruowana energia kwantu γ E_{Σ} jest dodawana do widma detektora j , w którym zaabsorbowana została największa energia cząstkowa $E_j = E_{max}$, dzięki czemu minimalizowane jest rozmycie energetyczne związane z niedoskonałością kalibracji. Dodanie do siebie tak powstałych dziewięciu widm dla poszczególnych detektorów tworzy wspólne widmo energetyczne dla całego klastra, nazywane całkowitym *add-backiem*. Jest to ostatni krok przygotowujący dane do analizy.

3.2.5 Test w laboratorium γ ELBE w Dreźnie

Pierwszy test klastra układu PARIS miał miejsce w grudniu 2013 r. w instytucie HZDR w Dreźnie, dysponującym akceleratorem liniowym przyspieszającym elektrony do energii 20 MeV [36]. W teście wykorzystane zostało zjawisko jądrowej fluorescencji rezonansowej (ang. *Nuclear Resonance Fluorescence* – NRF), polegające na absorpcji fotonu o energii odpowiadającej przejściu do stanu wzbudzonego, a następnie rozpadzie tego stanu. W tym celu wiązka przyspieszonych elektronów o energii 16 MeV była zatrzymywana, generując promieniowanie hamowania o widmie ciągłym, sięgającym tej energii. Następnie, uzyskane w ten sposób wysokoenergetyczne fotony naświetlały tarczę. Wybraną tarczą był izotop ^{11}B , dla którego w takim eksperymencie możliwe jest zaobserwowanie linii: 2124, 4444, 5019, 7283, 8917 keV, pochodzących z rozpadu γ stanów wzbudzonych w tym jądrze (patrz rys. 3.6). Podczas pomiaru detektory były obciążone przez intensywne tło niskoenergetycznych kwantów γ , co znacząco ograniczyło ilość informacji możliwych do uzyskania z testu. W czasie tego pomiaru wykorzystywane były tylko detektory typu $\text{LaBr}_3:\text{Ce} + \text{NaI}:\text{Tl}$.



Rysunek 3.6: Widmo energetyczne klastra PARIS uzyskane z danych zebranych w czasie testu w laboratorium γ ELBE. Zaznaczone są piki pełnej absorpcji pochodzące z reakcji (kolor czarny) a także linia 1438 + 1460 keV z tła (kolor zielony). Widoczne są również piki pojedynczej (kolor czerwony) i podwójnej ucieczki (kolor pomarańczowy).

Warunki czasowe

Jakość zewnętrznego *add-backu* można najłatwiej ocenić poprzez porównanie piku pełnej absorpcji przed i po tej procedurze. Informacja ta może zostać zafałszowana przez obecność w danych koincydencji przypadkowych. Dane z testu w Dreźnie były zanieczyszczone wysokim tłem z dominującym pikiem o energii 511 keV pochodzącym z oddziaływania (głównie przez kreację par) wiązki z otoczeniem. Z tego powodu ustalenie właściwych warunków czasowych, ograniczających liczbę koincydencji przypadkowych w danych, było istotnym elementem analizy.

Podobnie jak w BaFPro (patrz podrozdział 2.2) sygnał logiczny służący do pomiaru czasu zdarzenia generowany jest dla modułu PARISPro tylko po przekroczeniu przez impuls wartości progowej. Ze względu na mniejszą świetność i dłuższy czas trwania impulsu dla części $\text{NaI}:\text{Tl}$ detektora, amplituda dla tej samej energii dla tego typu sygnałów jest około siedmiokrotnie niższa niż dla części $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$.

Zatem ustalony próg na energii E_{th_L} w kryształce $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ będzie odpowiadać energii $E_{th_N} = 7 \times E_{th_L}$ w części NaI:Tl . Własność ta powoduje, że wysokość progu musi zostać ustalona jako kompromis pomiędzy możliwie niską wartością z punktu widzenia części jodkowo-sodowej i na tyle wysoką, by obcinać szумы elektroniczne, promieniowanie X i niskoenergetyczne kawnty γ w części bromkowo-lantanowcowej.

Na potrzeby eksperymentu w Dreźnie próg został ustalony na poziomie około 400 keV w części bromkowo-lantanowcowej, w efekcie uniemożliwiając zapis czasu detekcji promieniowania γ w części jodkowo-sodowej o energii poniżej 2,8 MeV, w tym kwantów γ pochodzących z rozpadu z pierwszego stanu wzbudzonego w ^{11}B . Należy zaznaczyć, że względu na wyzwalenie zapisu za pomocą sygnału OR CFD, po otwarciu bramki logicznej zapisywana była para liczb (S_j, F_j) dla każdego detektora, nawet jeśli wysokość amplitudy impulsu w detektorze j nie przekroczyła wartości progowej E_{th} . W takim przypadku zapisywana wartość pomiaru czasu t_j była równa zero. Umożliwiło to częściowe odzyskanie zdarzeń detekcji kwantu γ o energii poniżej wartości progowej.

Przetestowane zostały trzy różne warunki czasowe dla detektorów, z których energie miały być dodane w procedurze zewnętrznego *add-backu*:

warunek ostry: dla każdego detektora j czas impulsu musi być w bramce czasowej (t_{min_j}, t_{max_j}) ;

warunek łagodny: czas impulsu musi być w bramce czasowej (t_{min_j}, t_{max_j}) dla detektora, w którym został zarejestrowany kwant γ o energii E_{max} , dla pozostałych detektorów czas nie jest sprawdzany;

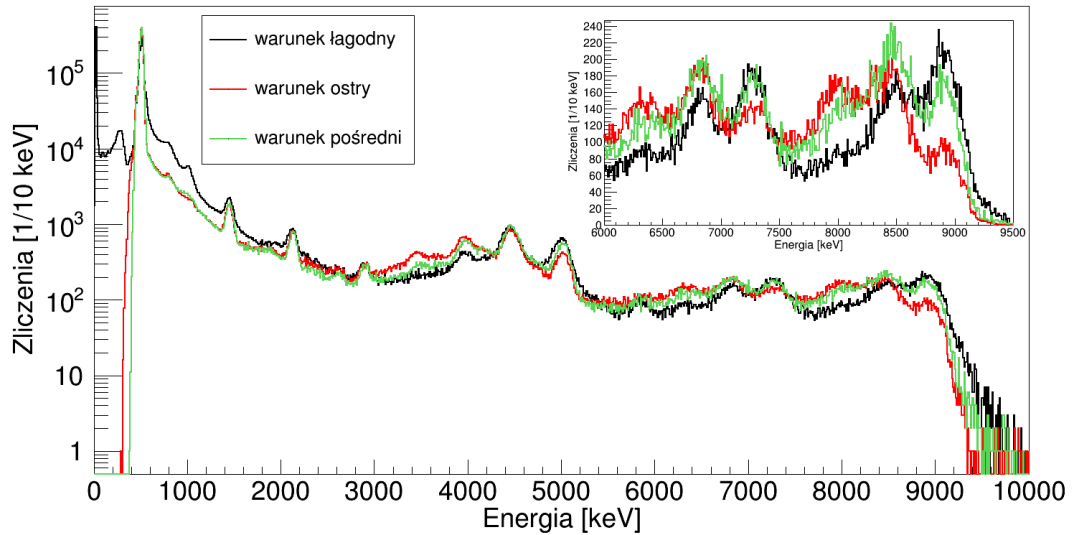
warunek pośredni: czas impulsu musi być w bramce czasowej (t_{min_j}, t_{max_j}) dla detektora, w którym został zarejestrowany kwant γ o energii E_{max} i dla impulsów pochodzących z części bromkowo-lantanowcowej, w pozostałych przypadkach czas nie jest sprawdzany.

Wpływ poszczególnych warunków można porównać na rysunku 3.7. Do dalszej analizy wybrany został warunek pośredni, dla którego wyniki były najbardziej zbliżone do przewidywań wynikających z symulacji w środowisku GEANT4 [37].

Uzyskane wyniki

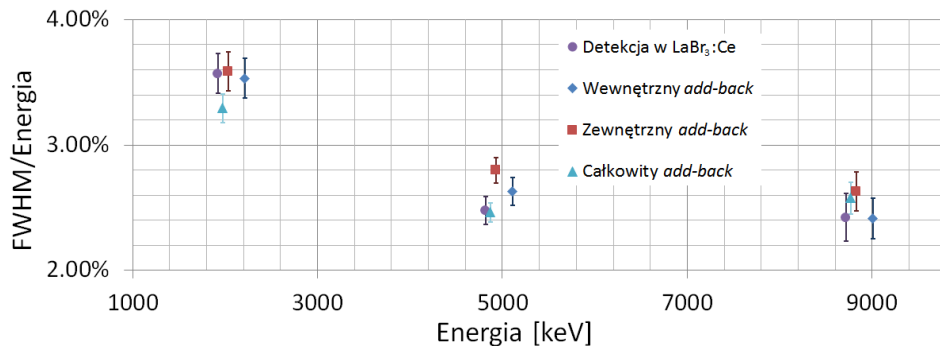
W wyniku przeprowadzonych pomiarów testowych uzyskano wartości energetycznej zdolności rozdzielczej dla trzech energii: 2124 keV, 5019 keV i 8917 keV, na różnych etapach analizy. Otrzymane wyniki dla jednego z detektorów zebrane są na wykresie 3.8. Zgodnie z teorią, wraz ze wzrostem energii kwantu γ , energetyczna zdolność rozdzielcza przyjmuje niższe wartości. Dla kolejnych kroków analizy rozdzielczość pogarsza się, co jest zgodne z oczekiwaniami. Wartości energetycznej zdolności rozdzielczej dla widma całego klastra są niższe niż dla widma po wewnętrznym *add-backu*, co wynika z tego, że rozdzielczość klastra jest wypadkową rozdzielczości dla poszczególnych detektorów.

Ze względu na duże zanieczyszczenie tłem możliwe było jedynie porównanie wydajności na detekcję pomiędzy poszczególnymi liniami. Otrzymane liczby zliczeń w piku pełnej absorpcji zostały znormalizowane do liczby zliczeń dla linii 5019 keV ze zdarzeń pełnego depozytu w części $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$. W tabeli 3.2 zebrane są wyniki



Rysunek 3.7: Porównanie widm energetycznych dla jednego z detektorów po procedurze zewnętrznego *add-backu* dla różnych warunków czasowych: łagodnego (czarny), ostrego (czerwonego) i pośredniego (zielony). Prawy górny róg: wysokoenergetyczny rejon widma w skali liniowej, z pikami pełnej absorpcji oraz pojedynczych i podwójnych ucieczek odpowiadających przejściom 7283 keV i 8917 keV. Dokładny opis poszczególnych warunków znajduje się w tekście.

uzyskane dla trzech detektorów, zajmujących pozycje na ścianie (nr 5), w rogu (nr 2) i na środku (nr 4) oraz dla całego klastra; dla danych eksperymentalnych i symulacyjnych. Zgodnie z przewidywaniami, największy wpływ zewnętrznego *add-backu* widoczny jest dla detektora leżącego na środku oraz rośnie on wraz ze wzrostem energii kwantu γ . Zauważyć można istotną rozbieżność pomiędzy wynikami symulacyjnymi i eksperymentalnymi. Był to jeden z powodów, dla których klastr został ponownie przetestowany w Debreczynie.



Rysunek 3.8: Zależność energetycznej zdolności rozdzielczej jednego z detektorów od energii kwantu γ na kolejnych etapach analizy danych: dla przypadków detekcji w kryształce $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ (fioletowe koła), po zastosowaniu wewnętrznego *add-backu* (niebieskie romby), po zastosowaniu zewnętrznego *add-backu* (czerwone kwadraty) i całkowitego *add-backu* – widmo dla całego klastra (turkusowe trójkąty).

Tabela 3.2: Zmierzone i otrzymane z symulacji względne wydajności detekcji dla detektorów klastra PARIS leżących: w rogu (nr 2), na środku (nr 4) i na ścianie (nr 5) oraz dla całego klastra. Wyniki są znormalizowane do liczby zliczeń zdeponowanych w części LaBr₃:Ce detektora w pikie odpowiadającym energii 5019 keV.

Nr det.	Energia Typ	2124 keV		5019 keV		8917 keV	
		eksp.	sym.	eksp.	sym.	eksp.	sym.
2	LaBr ₃ :Ce	2,25(18)	3,04(29)	1,00(08)	1,00(10)	0,58(05)	0,60(06)
	po wewn.	2,26(18)	3,66(35)	1,39(11)	1,78(17)	0,98(08)	1,04(10)
	po zewn.	2,45(19)	4,00(38)	1,77(14)	2,26(21)	1,31(11)	1,56(15)
4	LaBr ₃ :Ce	2,06(17)	2,90(27)	1,00(08)	1,00(10)	0,63(06)	0,52(05)
	po wewn.	2,05(17)	3,49(33)	1,53(12)	1,74(16)	1,14(10)	0,95(09)
	po zewn.	2,27(18)	4,37(41)	2,48(20)	2,95(27)	2,43(20)	2,33(22)
5	LaBr ₃ :Ce	2,34(18)	3,12(29)	1,00(08)	1,00(10)	0,63(05)	0,50(05)
	po wewn.	2,41(19)	3,77(35)	1,47(12)	1,67(16)	1,07(09)	0,91(09)
	po zewn.	2,74(21)	4,45(41)	2,09(16)	2,69(25)	1,97(15)	1,96(19)
cały klaster		23(3)	36(4)	18(2)	22(2)	17(2)	15(2)

3.2.6 Test w laboratorium ATOMKI w Debreczynie

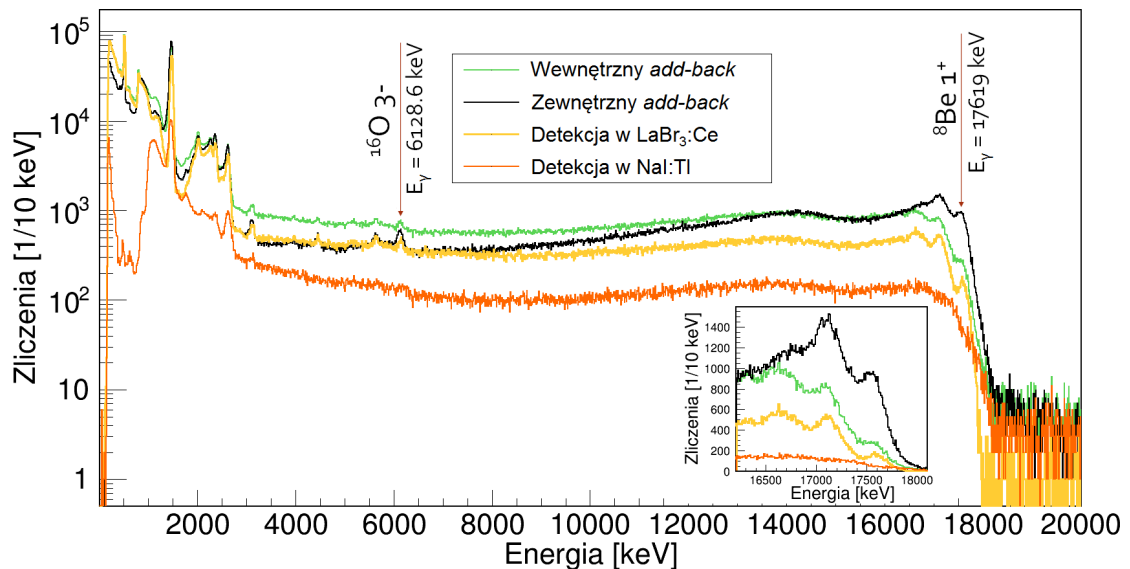
Test w laboratorium ATOMKI w Debreczynie bazował na reakcjach rezonansowych typu (p, γ) z wykorzystaniem wiązki jonów H⁺ i H₂⁺, przyspieszonych za pomocą akceleratora Van de Graffa. W tabeli 3.3 zebrane zostały podstawowe parametry wykorzystanych reakcji. Testowany klaster składał się z pięciu *phoswichy* CeBr₃+NaI i czterech LaBr₃:Ce+NaI:Tl. Detektory umieszczono w odległości 15 cm od tarczy, a dla części reakcji, w celu poprawnego wyznaczenia czynnika geometrycznego w wydajności, dodatkowo w odległości 25 cm. Aby móc uzyskać bezwzględne wartości wydajności detekcji, do pomiaru dołączony został detektor

Tabela 3.3: Reakcje, rodzaje tarcz oraz energie wiązki protonów wykorzystane w czasie pomiaru w laboratorium ATOMKI.

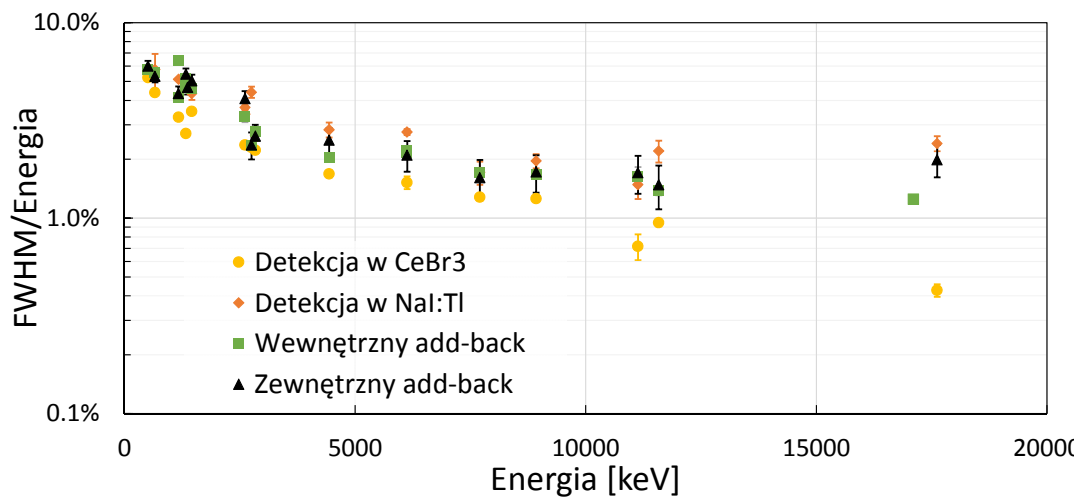
Reakcja	Tarcza	Energia rezonansu [keV]	Wiązka	Energia wiązki [keV]	Energie kwantów γ [keV]
²³ Na(p, γ) ²⁴ Mg	Na ₂ WO ₄	1318,1	H ⁺	1321	1368,6 11 584,9
²³ Na(p, γ) ²⁴ Mg	Na ₂ WO ₄	1416,9	H ⁺	1420	2754,0 8925,2
²⁷ Al(p, γ) ²⁸ Si	Al	767,2	H ⁺	768	2838,7 7706,5
¹¹ B(p, γ) ¹² C	LiBO	675	H ⁺	678	4438,0 12 137,1
⁷ Li(p, γ) ⁸ Be	LiBO	441	H ₂ ⁺	903	17 619,0

germanowy (ang. *High Purity Germanium* – HPGe) o znanej wydajności. Dla reakcji ${}^7\text{Li}(p, \gamma){}^8\text{Be}$ przetestowano również detektory w konfiguracji mini-klastra, składającego się z czterech detektorów. Użyto dwóch mini-klastrów: jednego zbudowanego z *phoswichy* typu CeBr_3+NaI oraz drugiego z $\text{LaBr}_3:\text{Ce}+\text{NaI}:\text{Tl}$.

Rysunek 3.9 przedstawia widmo energetyczne z reakcji ${}^7\text{Li}(p, \gamma){}^8\text{Be}$ po kolejnych etapach analizy, wyraźnie pokazując skuteczność metody zewnętrznego *add-backu*. Rysunek 3.10 przedstawia wartości energetycznej zdolności rozdzielczej uzyskane w tym teście dla jednego z detektorów, w tym wypadku zbudowanego z kryształów CeBr_3 i $\text{NaI}:\text{Tl}$. Tak jak można się było spodziewać, energetyczna zdolność rozdzielcza maleje wraz ze wzrostem energii. Najniższe wartości posiada widmo zbudowane z samych przypadków zarejestrowanych w CeBr_3 , a najwyższe w części $\text{NaI}:\text{Tl}$. Metody zewnętrznego i wewnętrznego *add-backu* pogarszają energetyczną zdolność rozdzielczą względem czystego kryształu CeBr_3 , jednakże wartości te wciąż są mniejsze od wartości uzyskanych dla $\text{NaI}:\text{Tl}$.



Rysunek 3.9: Widmo z reakcji ${}^7\text{Li}(p, \gamma){}^8\text{Be}$. Kolorem pomarańczowym zaznaczone jest widmo dla części $\text{NaI}:\text{Tl}$ detektora; żółtym dla części $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$. Kolorem zielonym narysowane jest widmo dla całego detektora (wewnętrzny *add-back*), natomiast czarnym widmo po procedurze zewnętrznego *add-backu*.



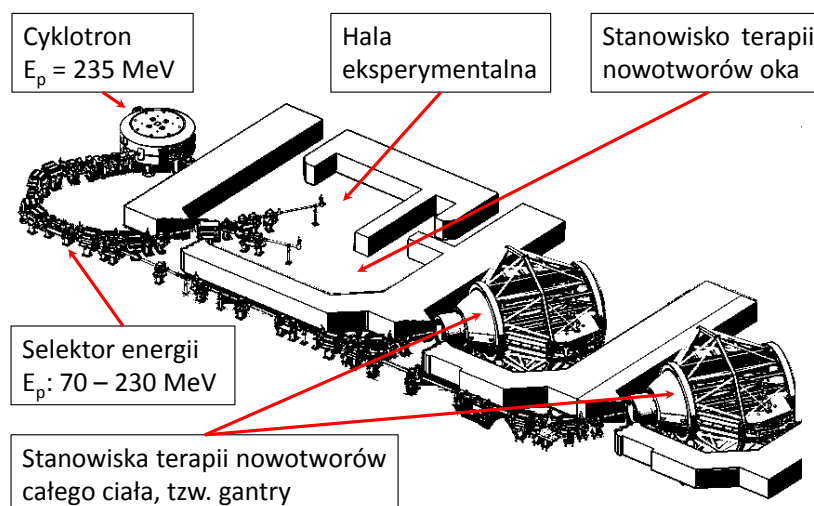
Rysunek 3.10: Wartości energetycznej zdolności rozdzielczej jednego z detektorów układu PARIS w zależności od energii kwantu γ dla części bromkowo-cerowej (żółte koła) oraz jodkowo-sodowej (pomarańczowe romby). Widmo energetyczne po zastosowaniu metody wewnętrznego *add-backu* jest symbolizowane zielonymi kwadratami, a po zastosowaniu metody zewnętrznego *add-backu* czarnymi trójkątami. Dane pochodzą z testu w laboratorium ATOMKI Debreczyn.

Rozdział 4

Metoda pomiaru

Przygotowania do eksperymentu będącego tematem rozprawy składały się z serii pomiarów testowych, przeprowadzonych w CCB IFJ PAN, opartych na wzbudzeniach stanów dyskretnych w ^{12}C w reakcji nieelastycznego rozproszenia protonów [38]. W czasie pomiędzy kolejnymi testami zarówno układ pomiarowy, jak i system akwizycji danych były udoskonalane. Historia tych zmian nie jest istotna z punktu widzenia otrzymanych wyników, dlatego przedstawiony zostanie jedynie układ pomiarowy w jego ostatecznej wersji.

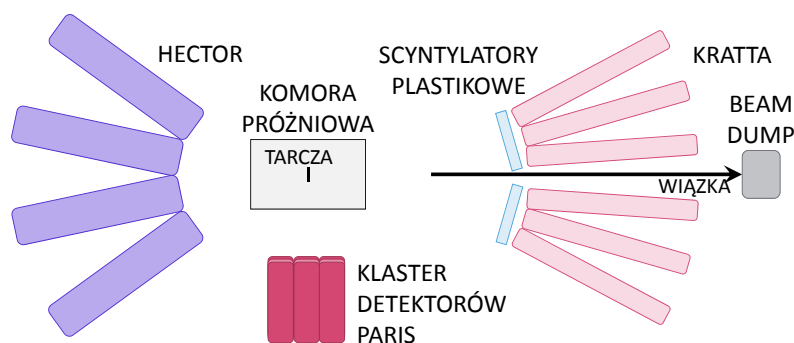
Pomiary przeprowadzane były w hali eksperymentalnej Centrum Cyklotronowego Bronowice w Krakowie. Rysunek 4.1 przedstawia schemat budynku CCB. Przyspieszona wiązka protonów prowadzona była przez selektor energii, dzięki któremu z dużą precyzją ($\Delta p/p < 0,7\%$) wybierana była energia wiązki. Następnie wiązka była skupiana i dzięki magnesom dipolowym kierowana do hali eksperymentalnej, gdzie ponownie była skupiana za pomocą soczewek magnetycznych. Na schemacie wraz z halą pomiarową zaznaczone są również pomieszczenia w których prowadzona jest protonoterapia nowotworów.



Rysunek 4.1: Schemat budynku CCB z zaznaczonymi pomieszczeniami, do których doprowadzona jest wiązka przyspieszonych protonów [39].

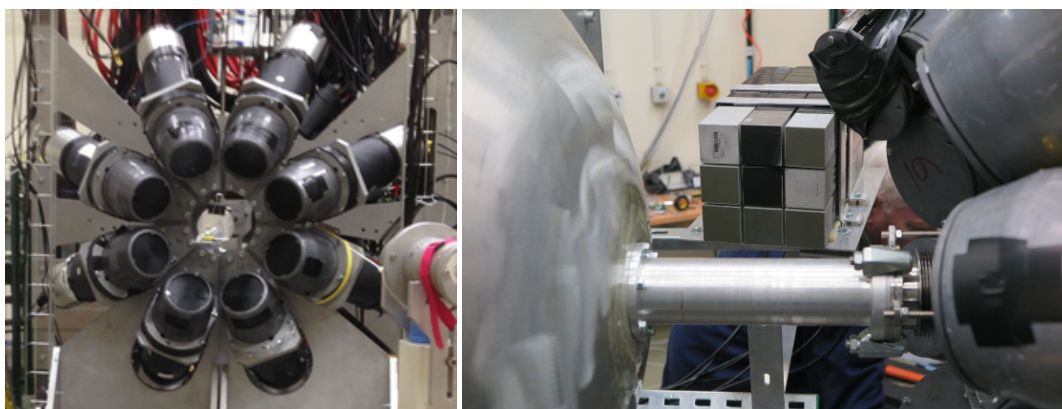
4.1 Układ pomiarowy

Schemat układu pomiarowego przedstawiony jest na rys. 4.2. Reakcja rozproszenia protonów zachodziła w komorze próżniowej, w której znajdowała się tarcza umieszczona w ramce wykonanej z tworzywa sztucznego. Komora posiadała duże okno zamknięte folią mylarową, pozwalające na pomiar rozproszonych protonów na zewnątrz komory, w przedziale kątów od 5° do 15° . Wiązka była zatrzymywana w konstrukcji nazywanej *beam dumpem* (z ang. „zrzut wiązki”), składającej się z grafitowej kostki o wymiarach $39,0\text{ cm} \times 39,0\text{ cm} \times 26,5\text{ cm}$, otoczonej dodatkowo 60 cm ciężkiego betonu¹. Zarówno z ramki tarczy, jak i z grafitu *beam dumpu* wyprowadzony był pomiar natężenia prądu.



Rysunek 4.2: Schemat układu pomiarowego – widok z góry. Wiązka porusza się w kierunku od lewej do prawej. Skala nie jest zachowana.

Osiem detektorów układu HECTOR (patrz rys. 4.3a), było umieszczonych w odległości 35 cm od tarczy pod kątem $\vartheta_H = 127^\circ$ względem wiązki, obejmując łącznie kąt $1,04\text{ sr}$, podczas gdy klaster detektorów PARIS został postawiony prostopadłe do wiązki, w odległości 30 cm , pokrywając kąt bryłowy $0,24\text{ sr}$. Dodatkowo pomiędzy dwoma detektorami BaF_2 umieszczony został pojedynczy detektor z $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ o dużej objętości (patrz zdjęcie 4.3b).



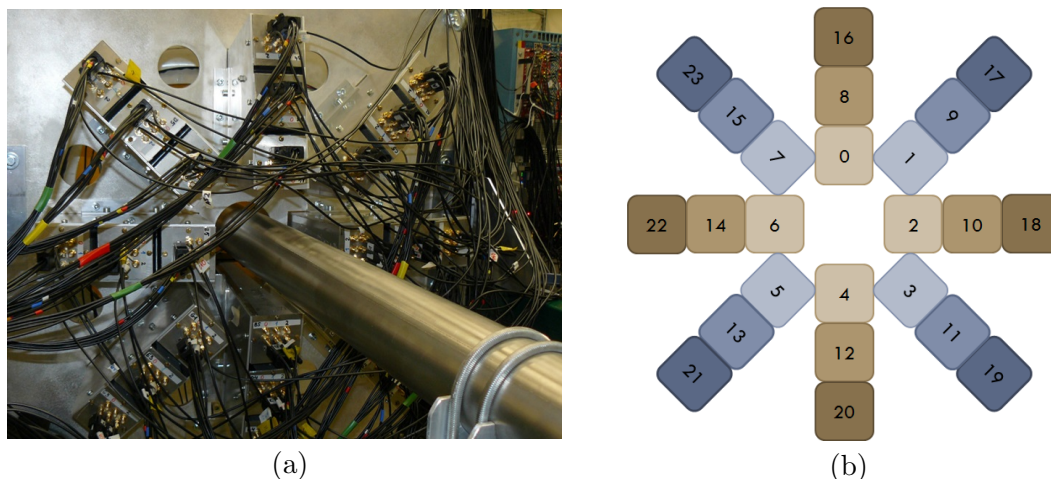
(a) HECTOR

(b) PARIS i $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$

Rysunek 4.3: Układy detektorów kwantów γ w czasie pomiaru. (a): układ HECTOR przed ustawieniem pozostałych elementów układu pomiarowego. (b): klaster układu PARIS (na środku) oraz detektor $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$, umieszczony pomiędzy dwoma detektorami układu HECTOR. Po lewej widoczna jest komora próżniowa.

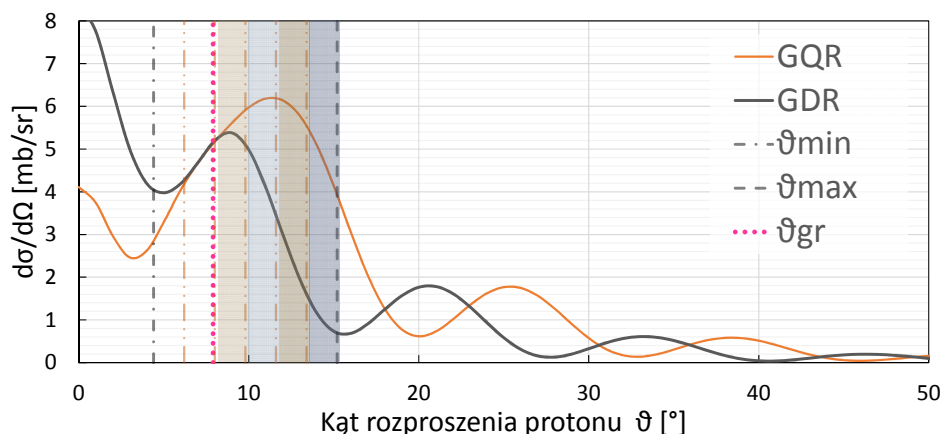
¹Ciężki beton jest przyjętym określeniem na surowiec posiadającym w swoim składzie większy niż przeciętnie udział kruszonych skał, głównie grafitu. Beton tego typu posiada większą gęstość.

Dwadzieścia cztery teleskopy układu KRATTA zostały ustawione pod małymi kątami względem wiązki, w konfiguracji tzw. gwiazdy (patrz rys. 4.4), tak że pod jednym kątem znajdowały się cztery detektory. W ten sposób powstało 6 grup odpowiadających średnim kątom rozproszenia cząstki ϑ_i : 5,3°; 7,1°; 8,9°; 10,7°; 12,5°; 14,3°. Każdy detektor miał rozpiętość kątową $\Delta\vartheta = 1,8^\circ$. Zakresy kątowe zostały wybrane w oparciu o obliczenia kodem Fresco (patrz rys. 4.5) wedle których w wybranych kątach występują lokalne maksima różniczkowego przekroju czynnego na wzbudzenie ISGQR oraz IVGDR.



Rysunek 4.4: Widok detektorów układu KRATTA w kiedunku przeciwnym do kierunku ruchu wiązki: (a) – zdjęcie układu; (b) – schemat z zaznaczoną numeracją układu podczas eksperymentu, jednakowym kolorem zaznaczone są detektory ustawione pod tym samym kątem ϑ_i .

Ze względu na zbyt dużą liczbę zliczeń pochodzących z elastycznego rozproszenia protonów na tarczy, na czas pomiaru detektory ustawione pod dwoma najmniejszymi kątami (oznaczone numerami od 0 do 7 na rys. 4.4) zostały wyłączone z akwizycji. Łącznie kąt bryłowy obejmowany przez wykorzystane detektory KRATTA wynosił 0,015 sr. Oczekiwany przekrój czynny na wzbudzenie gigantycznych rezonansów dla stosowanego w pomiarze zakresu kątów $\vartheta_K = [8,0^\circ, 15,2^\circ]$ (zakolorowany rejon na rys. 4.5) wynosił 205 μb dla ISGQR i 78 μb dla ISGDR.

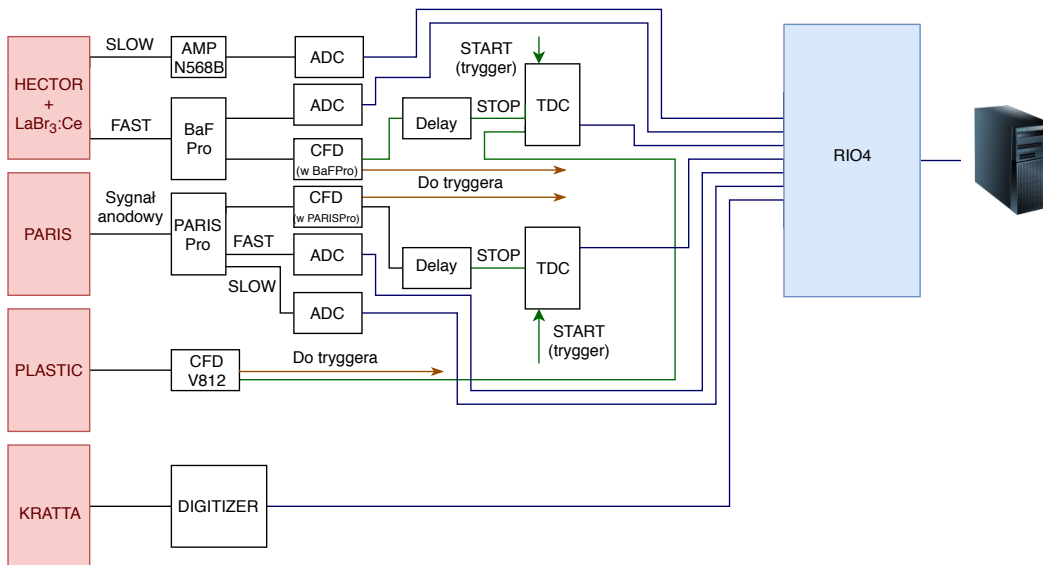


Rysunek 4.5: Przewidywany rozkład kątowy wzbudzenia ISGQR (linia pomarańczowa) i IVGDR (linia czarna). Zaznaczone wartości kątów: kąt *grazing* (linia różowa), maksymalny zakres kątowy KRATTY (linie szare), wykorzystany zakres kątów w pomiarze (obszar zakolorowany).

4.2 System akwizycji danych

W systemie akwizycji danych wyróżnić można dwie gałęzie elektroniki. Jak już wspomniano w rozdziale 2, odczyt sygnałów z detektorów promieniowania γ odbywał się w sposób analogowy, natomiast sygnały z detektorów układu KRATTA były przetwarzane przez moduły elektroniki cyfrowej. Obie gałęzie były łączone ze sobą za pomocą stworzonego w laboratorium GSI w Darmstadtzie w Niemczech systemu akwizycji danych MBS (ang. *Multi-Branch System*).

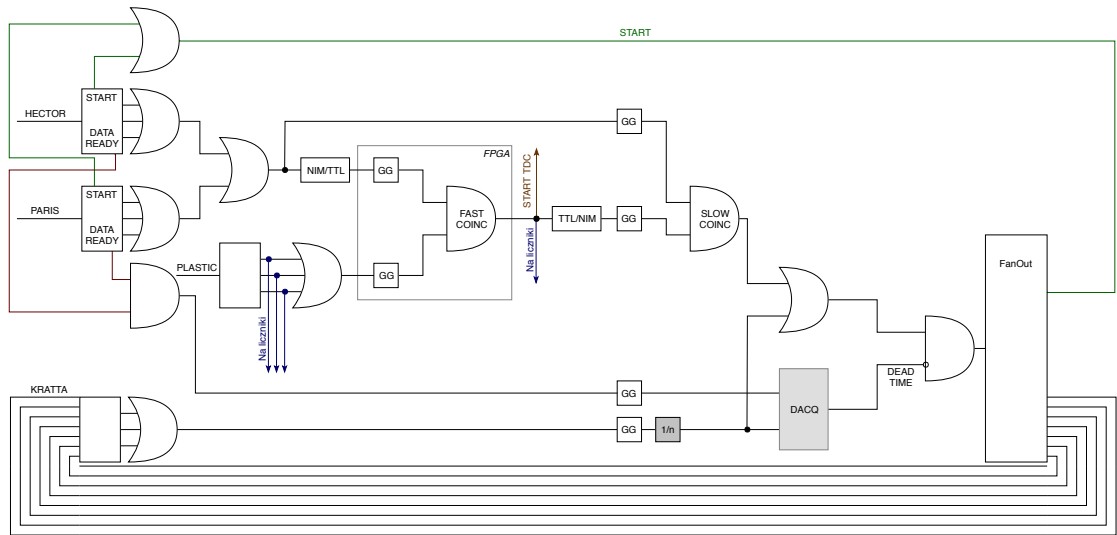
Schemat systemu akwizycji danych jest przedstawiony na rysunku 4.6. Najprostszym do prześledzenia jest trakt układu KRATTA. Dla każdego detektora sygnały z poszczególnych fotodiod są przesyłane na digitizery, skąd po otrzymaniu sygnału wyzwolenia akwizycji przekazywane są magistralą VME na kartę RIO4, gdzie są łączone razem z danymi pochodzącymi z gałęzi analogowych w zdarzenia zapisywane na dysku. Dane z układu KRATTA są zapisywane w postaci zdigitalizowanych kształtów impulsów, z których na poziomie wstępnej analizy uzyskiwana jest informacja o amplitudzie i czasie przyścia sygnału.



Rysunek 4.6: Schemat akwizycji danych. Dla ułatwienia odczytu kolorem zielonym zaznaczone są sygnały logiczne, granatowym magistrale VME a dokładny schemat tryggera przedstawiony jest na rys. 4.7. Opis w tekście.

Jak już zaznaczono w podrozdziale 2.3, informacja z detektorów układu PARIS odczytywana jest z użyciem modułu PARISPro. Wychodzące z tego modułu sygnały zawierające informację o amplitudzie i ładunku impulsu przekazywane są na konwerter analogowo-cyfrowy i po otrzymaniu sygnału wyzwolenia przesyłane są dalej na kartę RIO4. Sygnał pochodzący z wewnętrznego CFD modułu PARISPro rozdzielany jest na dwie gałęzie, z których jedna wykorzystywana jest do generacji sygnału wyzwolenia zapisu. Drugi sygnał logiczny kierowany jest na konwerter czas-liczba (TDC – ang. *Time to Digital Converter*), skąd następnie jest przekazywany na kartę RIO4.

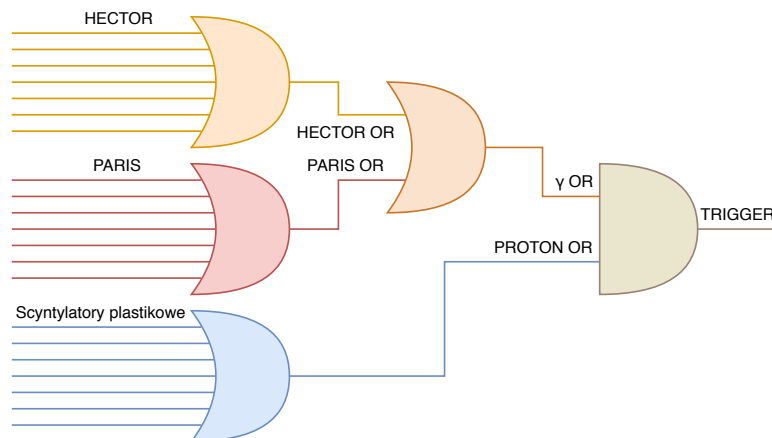
Sygnał z detektorów układu HECTOR jest rozdzielony w celu uzyskania możliwie najlepszej energetycznej zdolności rozdzielczej. Informacja o wytworzonym ładunku jest uzyskiwana poprzez zastosowanie wzmacniacza spektrometrycznego, natomiast informacja o amplitudzie sygnału oraz sygnał logiczny wyzwolenia uzyskiwane są za pomocą modułu BaFPro.



Rysunek 4.7: Schemat wytwarzania sygnału wyzwalania zapisu danych (*tryggera*).

Sygnały z detektorów plastikowych przekazywane są na osobny CFD, skąd również rozdzielane są na dwie gałęzie. Jedna jest kierowana bezpośrednio do tego samego TDC, co sygnały logiczne detektorów promieniowania γ , natomiast druga wykorzystywana jest do wytworzenia sygnału wyzwolenia. W opisie tym pominięte są elementy służące do konwersji sygnałów pomiędzy różnymi systemami.

Sygnał wyzwalania zapisu danych jest kreowany, gdy co najmniej jeden impuls logiczny z dowolnego detektora promieniowania γ (sygnał „ γ OR” na rys. 4.8) znajdzie się w odpowiednio ukształtowanej i opóźnionej bramce wygenerowanej przez sygnał z dowolnego detektora plastikowego (sygnał „PROTON OR” na rys. 4.8).



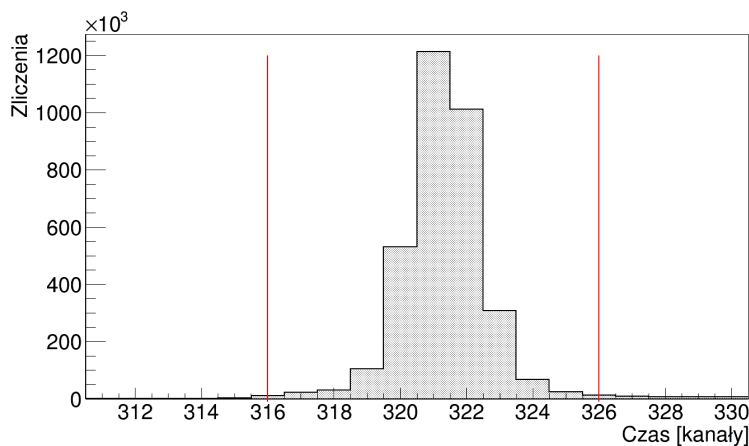
Rysunek 4.8: Schemat logiczny tworzenia sygnału wyzwalania zapisu danych. Jako „HECTOR”, „PARIS” i „Scyntyłatory plastikowe” oznaczone są skrótowo sygnały logiczne wychodzące z CFD dla poszczególnych grup detektorów. Z nich wytwarzane są sygnały OR, oznaczające detekcję kwantu γ albo protonu („ γ OR” i „PROTON OR”), których jednoczesna obecność generuje *trygger*.

Tak uzyskany *trygger* nie tylko służy do wyzwolenia zapisu danych, ale wykorzystywany jest również jako sygnał „start” w pomiarze czasu za pomocą TDC. W pomiarze tym sygnałem „stop” jest natomiast sygnał logiczny wygenerowany przez CFD osobno dla każdego detektora. Ze względu na to, że sygnał logiczny „ γ OR” jest krótszy od sygnału „PROTON OR”, tak skonstruowany pomiar czasu

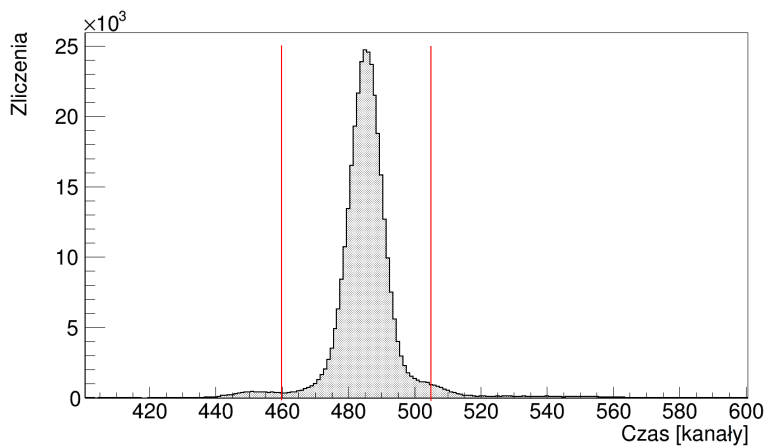
oznacza, że mierzonym jest czas dowolnego detektora względem pierwszego detektora promieniowania γ , który wygenerował sygnał logiczny. Dla detektora promieniowania γ , który wyzwolił zapis danych zmierzony czas odpowiada różnicy przesyłu sygnału na torze „start” i „stop”. Ponieważ najczęstszym zdarzeniem jest detekcja pojedynczego kwantu γ , w widmie czasowym detektorów promieniowania γ dominują takie zdarzenia, tworząc bardzo wąski pik, nazywany pikiem samokoincydencji. Dla detektorów plastikowych występuje natomiast struktura odpowiadająca kolejnym impulsom wiązki, z wyróżnionym pikiem prawdziwej koincydencji.

4.2.1 Ustalenie warunków koincydencji

Obecność w widmach czasowych detektorów promieniowania γ pików samokoincydencji pozwoliła określić akceptowane w analizie danych zakresy wartości zmierzonego za pomocą TDC czasu (tzw. bramki czasowe) bezpośrednio na widmach czasowych. Dla detektorów układu HECTOR, bramki zostały ustawione na szerokość 10 kanałów, odpowiadającą długości 3,3 ns. Czas zdarzeń w detektorach układu PARIS mierzony był za pomocą TDC o innej kalibracji czasowej. W przypadku tych detektorów, bramki były ustawione na 45 kanałów, co odpowiada 1,7 ns. Przykładowe widma czasowe dla detektorów γ z zaznaczoną branką narysowane są na rys. 4.9a i 4.9b. Dla obu układów w przedziałach tych zawiera się około 80% danych.



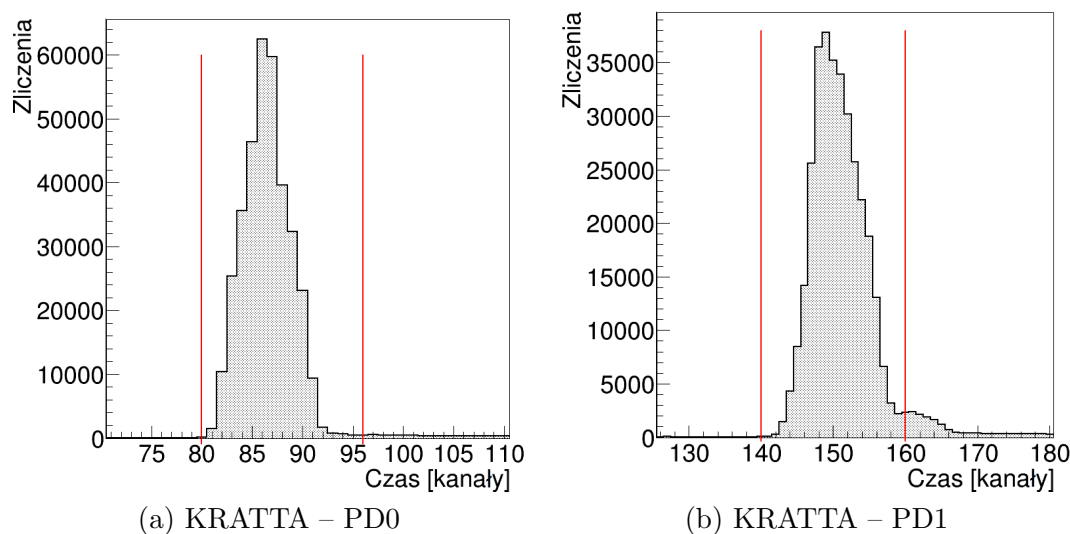
(a) HECTOR



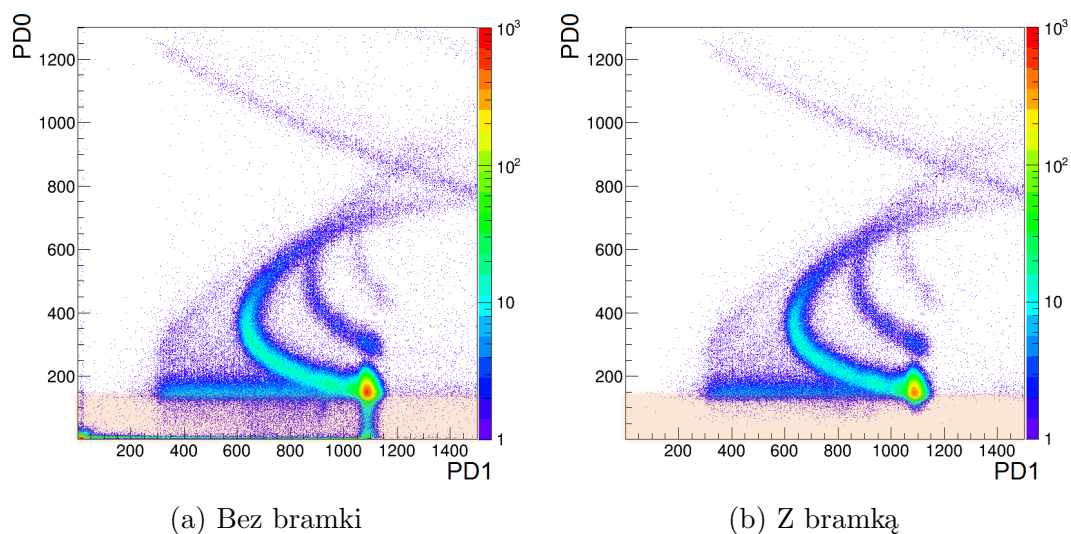
(b) PARIS

Rysunek 4.9: Widma czasowe sygnału jednego z detektorów układu HECTOR (a) oraz PARIS (b). Użyte bramki czasowe zaznaczone zostały za pomocą czerwonych linii.

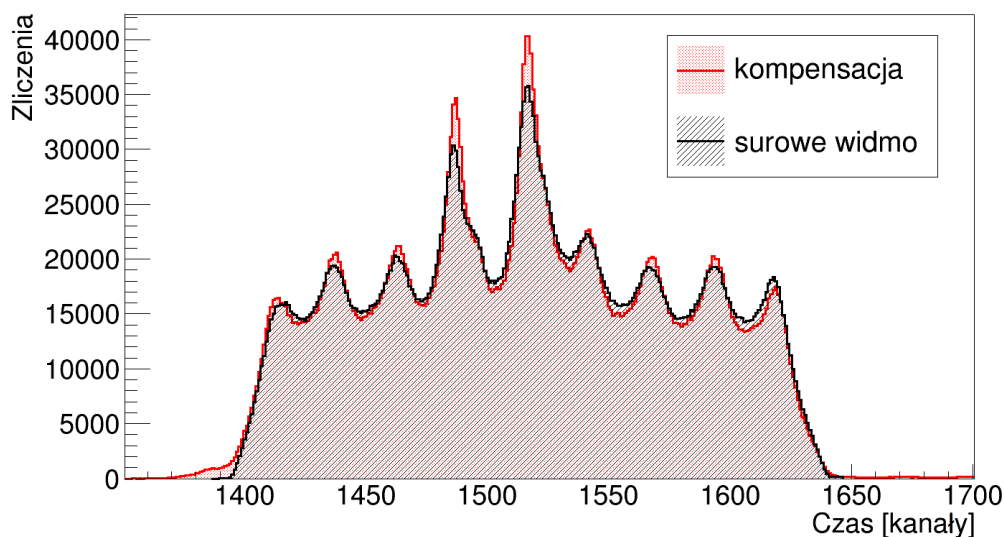
Czas przyjęcia sygnału dla układu KRATTA był wyznaczany względem początku okna zapisu sygnału (bufora), warunek czasowy służył więc do odrzucenia zdarzeń o niepoprawnym kształcie sygnału, wynikającym głównie z nałożenia się na siebie dwóch impulsów (tzw. *pile-up*). Widma czasowe dla obu fotodiod (PD0 i PD1) przedstawione są na rysunkach 4.10a i 4.10b. W przypadku PD0 bramka została ustalona na 16 kanałów, a dla PD1 na 20, odpowiadających kolejno 160 ns i 200 ns. W przypadku detektorów układu KRATTA postawienie warunków czasowych redukuje liczbę zdarzeń o połowę względem macierzy, na której nie postawiono żadnych warunków, co przedstawione jest na rys. 4.11. Zastosowanie powyższych bramek czasowych powoduje odrzucenie głównie zdarzeń, w których odczytany poprawnie został sygnał tylko dla jednej z fotodiod.



Rysunek 4.10: Widma czasowe sygnału PD0 (a) oraz PD1 (b) dla jednego z detektorów układu KRATTA. Użyte bramki czasowe zaznaczone zostały za pomocą czerwonych linii.



Rysunek 4.11: Porównanie macierzy PD0 vs. PD1 bez nałożonych warunków czasowych (a) oraz bramkowanych czasem sygnałów z fotodiod (b). Na pomarańczowo zaznaczony jest obszar niepoprawnie zapisanych zdarzeń, odrzucanych po zastosowaniu warunków czasowych.

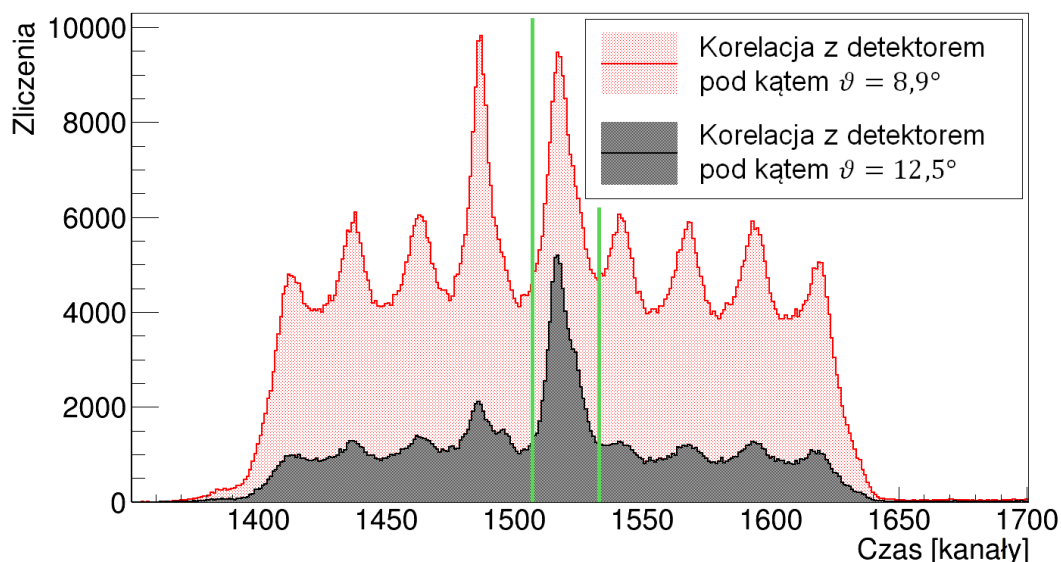


Rysunek 4.12: Przykładowe widma czasowe detektora plastikowego bez i z kompensacją różnicy w pomiarze wynikającej z różnej długości torów pomiarowych detektorów γ . Widmo surowe zaznaczone jest kolorem czarnym, widmo skompensowane kolorem czerwonym.

Dla każdego detektora kwantów γ czas przesyłu sygnału przez tor pomiarowy był inny, ze względu na istniejące różnice pomiędzy kolejnymi kanałami modułów elektronicznych oraz w długościach kabli. Własność ta powodowała, że zmierzony czas nadejścia sygnału z detektorów plastikowych, mierzony względem sygnału „ γ OR”, był zależny od tego, który detektor γ wyzwolił pomiar. Z tego powodu, aby móc zastosować wspólną bramkę na widmach czasowych detektorów plastikowych, w procesie analizy konieczne było dodanie przesunięć kompensujących powyższe różnice. Na rysunku 4.12 przedstawione jest widmo czasowe jednego z detektorów plastikowych przed dodaniem przesunięć oraz nałożone na nie widmo powstałe po ich zastosowaniu. Porównując oba widma widać poprawę jakości wynikającą z kompensacji – na widmie powstałym po jej zastosowaniu (kolor czarny) piki czasowe są węższe, a ich wysokość w stosunku do tła wyższa.

Widoczna na rysunku 4.12 regularna struktura wynika z użytej w systemie akwizycji danych szerokiej na 100 ns bramki logicznej sygnału „PROTON OR”. Występujące na niej równo-oddalone maksima odpowiadają kolejnym pulsom wiązki. Aby poprawnie wybrać pik prawdziwej koincydencji, zastosowano warunek, by detektor układu KRATTA, znajdujący się za odpowiednim detektorem plastikowym, zarejestrował proton. W czasie eksperymentu każda para detektorów naładowanych cząstek lekkich, znajdujących się pod jednym kątem ϕ i różniących się kątem $\Delta\theta = 3,6^\circ$, posiadała jeden wspólny detektor plastikowy.

Widma czasowe przykładowego detektora plastikowego pod warunkiem rejestracji protonu w odpowiadających mu detektorach układu KRATTA przedstawione są na rysunku 4.13. O ile w przypadku widma czasowego skorelowanego z detektorem cząstek ustawionym pod mniejszym kątem w stosunku do wiązki wyróżnione są dwa piki, dla detektora znajdującego się pod dalszym kątem uwytłoniiony jest jeden. Różnica ta jest spowodowana większą liczbą rozprożeń elastycznych w detektorze znajdującym się pod mniejszym kątem. Pik widoczny w obu widmach został wybrany jako odpowiadający prawdziwej koincydencji. Ze względu na metodę odejmowania tła (patrz podrozdział 5.1.3), szerokość bramki czasowej została ustalona na 26 kanałów, co odpowiada 9,4 ns, czyli okresowi cyklotronu.



Rysunek 4.13: Przykładowe widma czasowe detektora plastikowego bramkowane rejestracją cząstki w znajdujących się za nim detektorach układu KRATTA. Kolorem czerwonym narysowane jest widmo powiązane z rejestracją protonu w detektorze znajdującym się pod mniejszym kątem, kolorem czarnym pod większym. Zakres pomiędzy zielonymi liniami został przyjęty jako rejon prawdziwej koincydencji. Widma nie są znormalizowane.

4.3 Kalibracja układów detekcyjnych

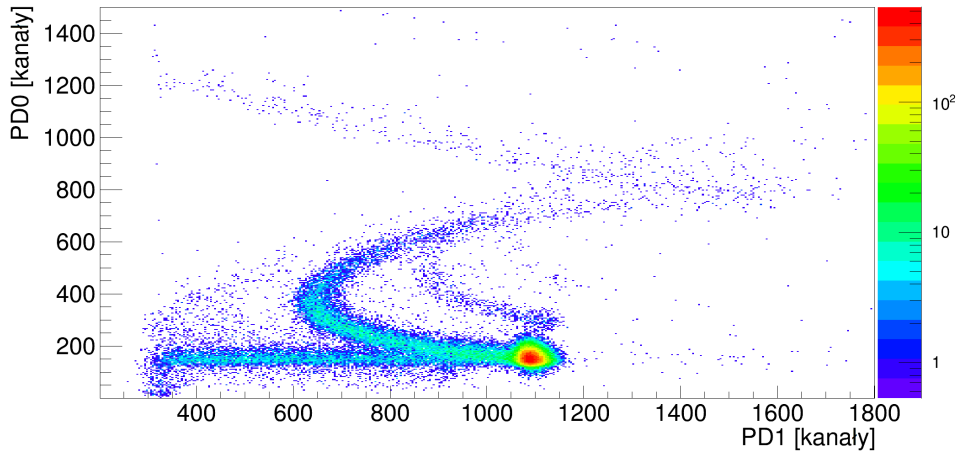
Bardzo ważnym elementem każdego eksperymentu jest przeprowadzenie odpowiedniej kalibracji. Szczególnie dobrą praktyką jest zebranie widm kalibracyjnych zarówno przed, jak i po pomiarze oraz monitorowanie zmian we wzmacnieniu w jego trakcie. Poprawna kalibracja w opisywanym eksperymencie była ważna ze względu na to, że w analizie wyników wykorzystywane były widma sumacyjne poszczególnych układów, tworzone poprzez dodanie do siebie danych ze wszystkich detektorów należących do danego układu. W przypadku układu KRATTA i HECTOR, ze względu na wysokie wartości energetycznej zdolności rozdzielczej, precyzja kalibracji nie miała krytycznego znaczenia.

W czasie pomiaru wykonano dwukrotnie pomiary kalibracyjne dla detektorów układu KRATTA i podczas jednego z nich przez godzinę zbierane były dane singlowe przy energii 85 MeV. W czasie, gdy wiązka nie była dostępna, przeprowadzane były pomiary kalibracyjne detektorów promieniowania γ z wykorzystaniem źródeł ^{60}Co i $^{244}\text{Cm}+^{13}\text{C}$.

4.3.1 Kalibracja układu KRATTA

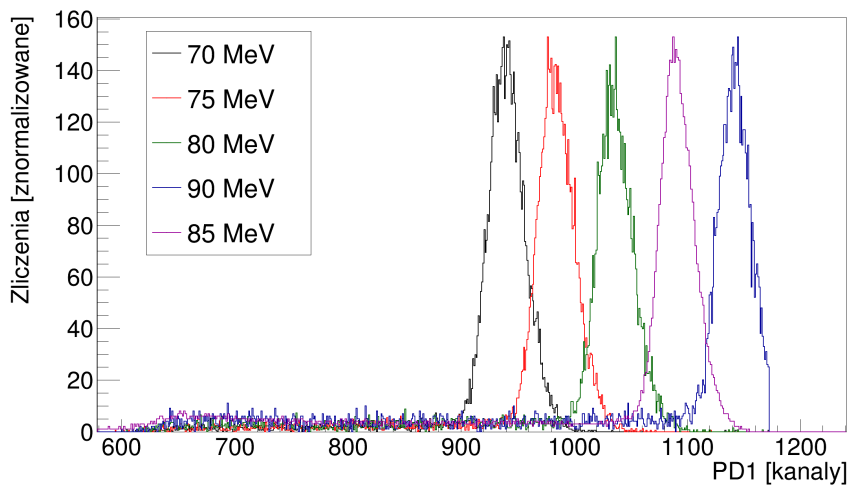
Do kalibracji detektorów mierzących energię i kąt protonów wykorzystano reakcję elastycznego rozpraszania protonów. Jak napisano w rozdziale 1, jest to najbardziej prawdopodobna reakcja pomiędzy padającym protonem a jądrem tarczy. W danych eksperymentalnych zapis zdarzeń tego typu jest tłumiony poprzez wymaganie koincydencji pomiędzy detekcją protonu i kwantu γ . W systemie akwizycji warunek ten można wyłączyć i wyzwalać zapis detekcją cząstki bezpośrednio w detektorze układu KRATTA, zbierając w ten sposób dane nazywane singlowymi.

Dane z pomiaru singlowego przedstawione w postaci macierzy amplitudy sygnału PD0 względem PD1 są zaprezentowane na rysunku 4.14. Wyraźnie zaznaczone jest maksimum liczby zliczeń odpowiadające rozproszeniom elastycznym. Zmieniając zatem energię wiązki można uzyskać serię punktów kalibracyjnych. Wykorzystanie tej samej tarczy i geometrii układu powoduje, że stosując tę metodę kalibracji uwzględnia się bezpośrednio poprawki związane ze stratą energii cząstki w tarczy i powietrzu.

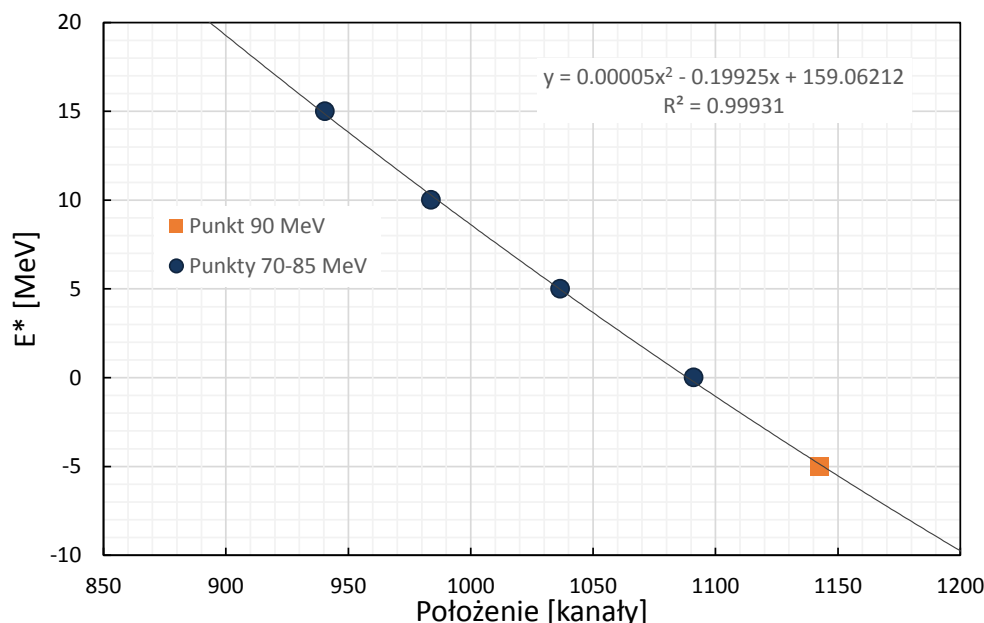


Rysunek 4.14: Przykładowa macierz PD0 vs. PD1 dla danych singlowych. Wyraźnie widoczny jest pik elastyczny.

Pomiar eksperymentalny był przeprowadzany przy energii wiązki 85 MeV, będącej najwyższą wartością dla której detekcja protonu zachodzi z pewnością w pierwszym kryształce teleskopu. Oprócz tego punktu do kalibracji wykorzystane zostały pozycje pików elastycznych przy energii wiązki równej 70 MeV, 75 MeV i 80 MeV (patrz rys. 4.15). W niektórych detektorach możliwe było również wykorzystanie punktu dla energii protonów równej 90 MeV, dla innych energia ta była wystarczająco wysoka, by detekcja protonu zachodziła w drugim kryształce CsI:Tl. Do kalibracji została zastosowana funkcja kwadratowa (patrz rys. 4.16). Sprawdzone zostało, że parametry uzyskane z dopasowania w rejonie 70–85 MeV dobrze opisywały również punkt dla energii wiązki 90 MeV.



Rysunek 4.15: Widma energetyczne protonów zebrane w czasie kalibracji układu KRATTA w przedziale energii 70–90 MeV dla jednego z detektorów. Widma energii protonów odpowiadające kolejnym energiom wiązki zaznaczone są różnymi kolorami i znormalizowane w maksimum.



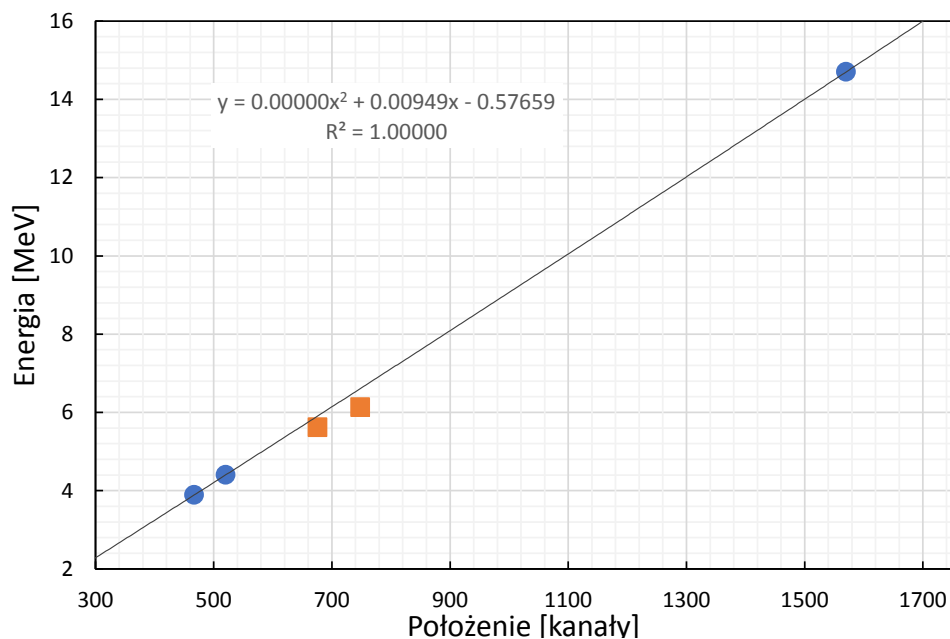
Rysunek 4.16: Przykładowa krzywa kalibracyjna detektora układu KRATTA wykonana w oparciu o położenia piku elastycznego podczas procedury kalibracji w zakresie energii wiązki 70-85 MeV (granatowe kółka). Pomarańczowym kwadratem zaznaczony jest punkt odpowiadający położeniu piku elastycznego dla energii wiązki równej 90 MeV. Punkt ten leży na dopasowanej krzywej.

4.3.2 Kalibracja detektorów promieniowania gamma

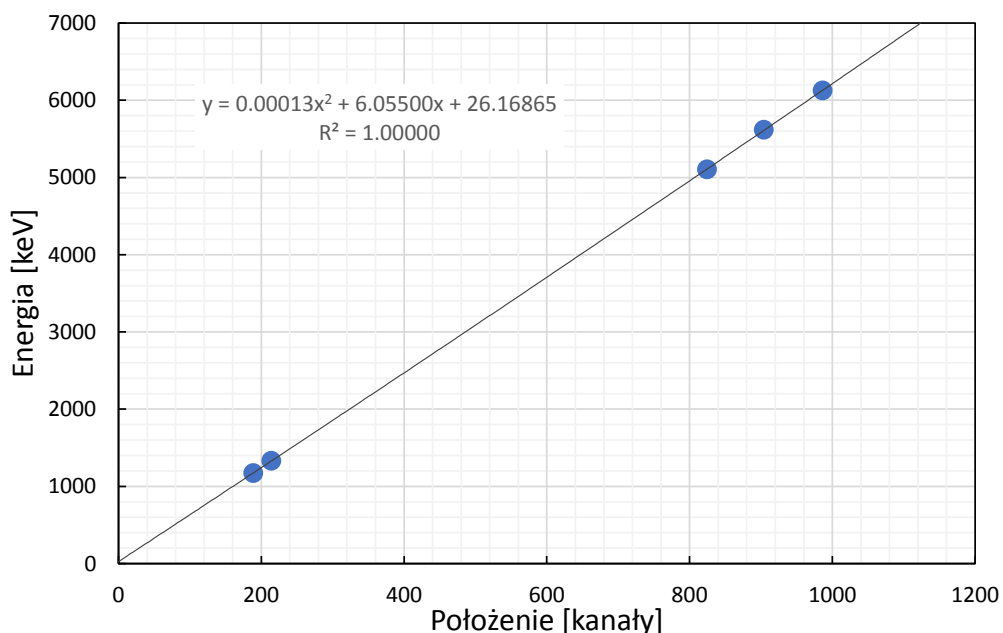
Ze względu na różne własności zarówno samych scyntylatorów, z których wykonane zostały poszczególne detektory, jak i użytych fotopowielaczy, metoda kalibracji każdego układu detektorów promieniowania γ była inna. Przed, po oraz w trakcie pomiaru zebrane zostały widma pochodzące z dwóch kalibracyjnych źródeł promieniowania gamma: ^{60}Co – emitującego kwanty γ o energiach 1173,2 keV i 1332,5 keV oraz wysokoenergetycznego źródła $^{244}\text{Cm}+^{13}\text{C}$, które dzięki reakcji wychwytu cząstek α na węglu: $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$, generuje promieniowanie o energii 6128,6 keV.

HECTOR

Detektory układu HECTOR znane są z doskonałej liniowości w szerokim zakresie energii. Niestety, ich wzmocnienie silnie zależy od obciążenia (patrz rys. 4.17). W rezultacie powoduje to, że najpewniejszą metodą kalibracji jest wykorzystanie znanych linii pochodzących bezpośrednio z pomiaru. Ze względu na liniowość detektorów, użycie dwóch przejść o niskich energiach jest już wystarczające do otrzymania poprawnych parametrów kalibracyjnych. Własność ta została zastosowana do kalibracji energetycznej tych detektorów.



Rysunek 4.17: Przykładowa prosta kalibracyjna detektora układu HECTOR wykonana w oparciu o linie obserwowane w pomiarze z tarczą ^{12}C (niebieskie kółka). Pomarańczowymi kwadratami zaznaczone są punkty pochodzące z pomiaru ze źródłem $^{244}\text{Cm}+^{13}\text{C}$. Punkty wyraźnie odbiegają od dopasowanej prostej, ze względu na zmianę wzmocnienia wynikającą ze zmniejszonego obciążenia detektorów.



Rysunek 4.18: Przykładowa krzywa kalibracyjna detektora układu PARIS wykonana w oparciu o dane z pomiarów kalibracyjnych ze źródłami ^{60}Co i $^{244}\text{Cm}+^{13}\text{C}$. Użycie krzywej drugiego stopnia daje bardzo dobrą jakość dopasowania.

PARIS

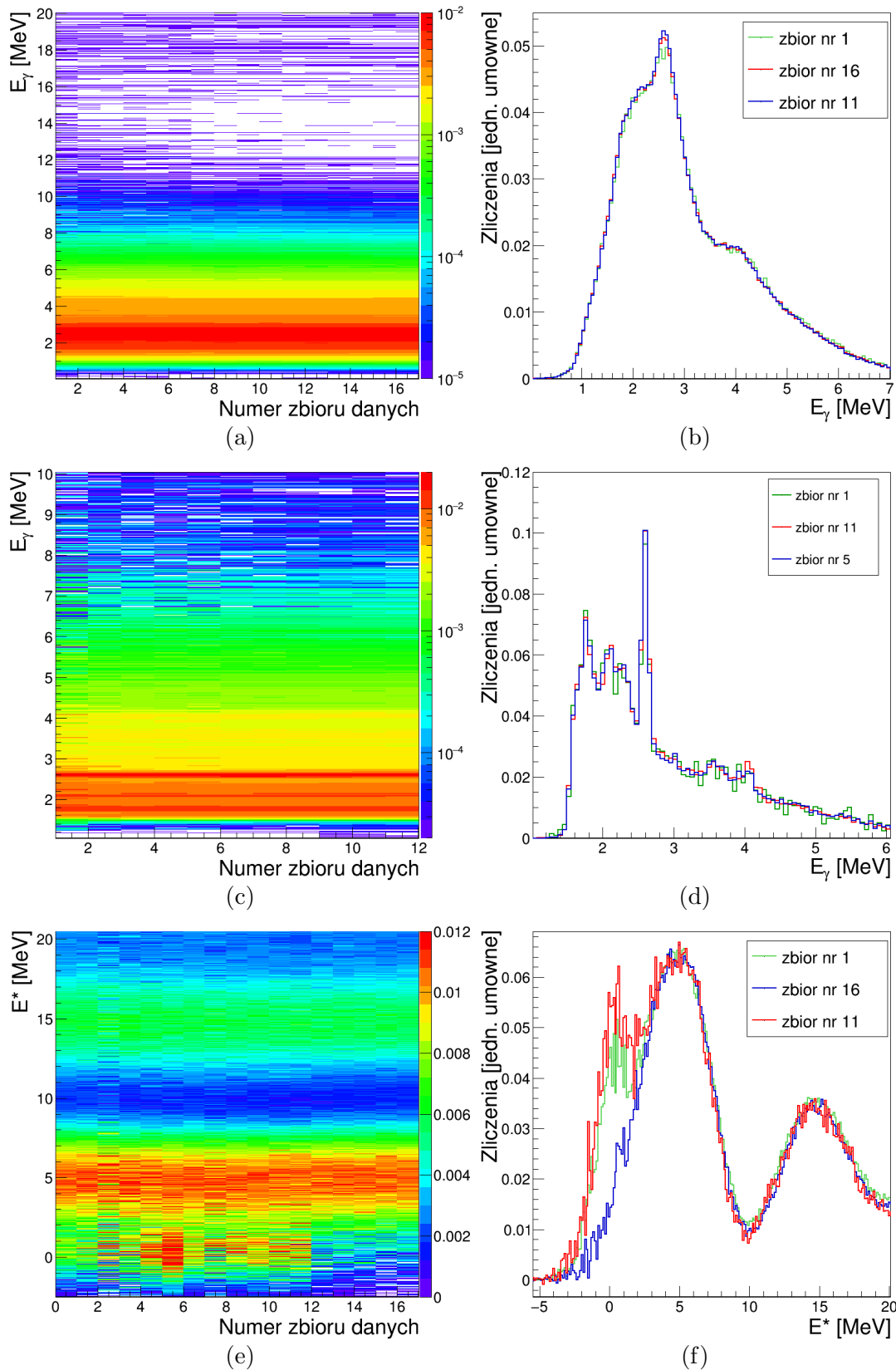
Dla detektorów układu PARIS, jak pokazano w podrozdziale 3.2.3, użycie funkcji liniowej nie jest wystarczające do otrzymania poprawnych parametrów kalibracyjnych. Aby dobrze wyznaczyć parametry funkcji kwadratowej, niezbędne jest wykorzystanie punktów pomiarowych odpowiadających wysokim energiom kwantów γ . Niestety, detektory tego układu były dostępne dopiero w końcowej części pomiaru z tarczą ^{208}Pb . Z tej przyczyny punktem kalibracyjnym o najwyższej dostępnej energii była pochodząca ze źródła $^{244}\text{Cm}+^{13}\text{C}$ linia 6128,6 keV.

W przeciwieństwie do układu HECTOR, wzmocnienie detektorów układu PARIS nie zmienia się znacząco z obciążeniem i parametry tej kalibracji mogły być wykorzystane do analizy danych eksperymentalnych. Kalibrację dużego detektora $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ przeprowadzono również z zastosowaniem źródeł promieniotwórczych, przy czym w jego przypadku możliwe było użycie funkcji liniowej.

4.3.3 Monitoring wzmocnień detektorów

Pomiar przeprowadzany był wieczorami i w nocy, dzięki czemu zebrane dane były analizowane na bieżąco, po każdym okresie pomiaru wynoszącym zwykle 16 h. Naturalnym sposobem sprawdzenia, czy w czasie eksperymentu zmieniało się wzmocnienie detektorów jest porównanie widm energetycznych utworzonych ze zbiorów danych zebranych w kolejnych okresach pomiaru. Macierze zmierzonych energii cząstek względem numeru zbioru przedstawione są na rysunkach 4.19a, 4.19c i 4.19e, kolejno dla układu HECTOR, PARIS i KRATTA. Na rysunkach 4.19b, 4.19d i 4.19f przedstawione są dodatkowo znormalizowane widma energetyczne zebrane na początku, w środku i na końcu pomiaru. Z zaprezentowanych rysunków wynika jasno, że w czasie eksperymentu wszystkie detektory działały stabilnie, dzięki czemu nie była potrzebna korekta współczynników kalibracyjnych.

W końcowej fazie pomiaru operatorzy cyklotronu poprawili sposób prowadzenia wiązki, co miało wpływ na obserwowane widmo rozproszonych protonów. Efekt ten widać na rysunkach 4.19e i 4.19f jako zmniejszenie się liczby zaobserwowanych zdarzeń rozproszenia elastycznego dla danych w zbiorach o numerach od 12 do 17.

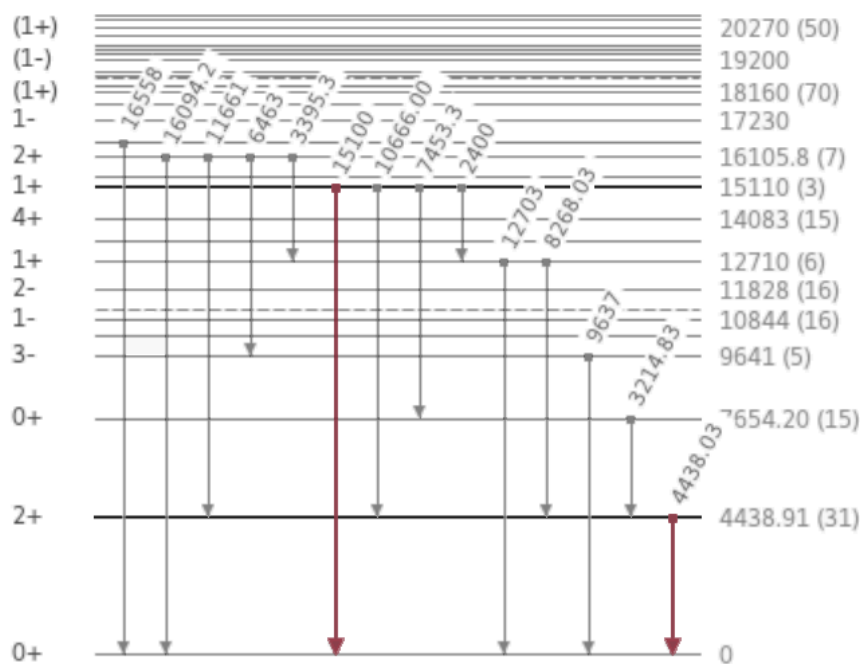


Rysunek 4.19: Macierze zależności zmierzonej energii od numeru zbioru danych ((a), (c), (e)) i widna energii dla 3 wybranych zbiorów z początku, środka i końca eksperymentu ((b), (d), (f)). Rysunki (a), (b) reprezentują dane zebrane układem HECTOR, (c), (d) – układem PARIS, (e), (f) – układem KRATTA.

4.4 Pomiar z tarczą ^{12}C

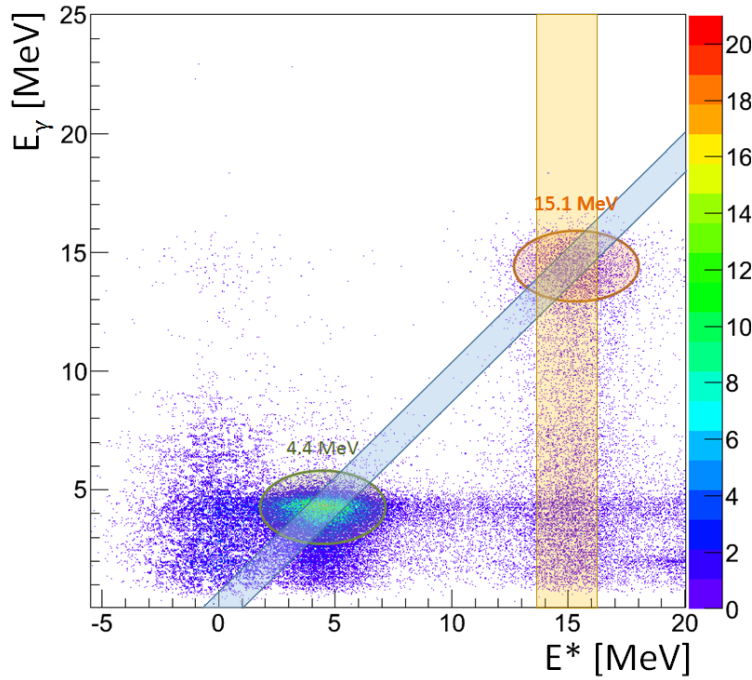
Bezpośrednio przed pomiarem rozpadu stanów kolektywnych wzbudzanych w ^{208}Pb miał miejsce ostatni test z tarczą ^{12}C , podczas którego sprawdzony został zarówno system akwizycji danych, jak i oprogramowanie służące do analizy danych. Izotop ^{12}C jest jądrem o stosunkowo prostym schemacie poziomów (patrz rys. 4.20). Najsilniej wzbudzanimi stanami są wyróżnione na rysunku poziomy 2^+ o energii 4,4 MeV i 1^+ o energii 15,1 MeV. Stany te z największym prawdopodobieństwem rozpadają się bezpośrednio do stanu podstawowego. W czasie testu energia wiązki wynosiła 85 MeV, czyli tyle samo co w czasie właściwego pomiaru.

Wyniki pomiarowe dla eksperymentów, gdzie jednocześnie mierzona jest energia wzbudzenia jądra tarczy i wyemitowanego kwantu gamma, są zwykle prezentowane w postaci macierzy zależności zmierzonej energii wyemitowanego kwantu γ od wyznaczonej energii wzbudzenia jądra. Macierz ta nazywana jest macierzą koincydencji i oznaczana jako E_γ vs. E^* . Poprawność ustawień układu można było zatem testować badając wzbudzenie i rozpad powyższych stanów, widoczne na macierzy E_γ vs. E^* jako dwa odseparowane rejony.



Rysunek 4.20: Schemat poziomów energetycznych w izotopie ^{12}C w zakresie energii do 20 MeV. Pogrubione są najsilniej wzbudzane stany 2^+ i 1^+ a na czerwono zaznaczone są kwanty γ pochodzące z rozpadu tych stanów do stanu podstawowego [2].

W celu uzyskania macierzy koincydencji, informacje zebrane bezpośrednio w pomiarze musiały zostać przetworzone. Przede wszystkim, stosując bramki dwuwymiarowe, takie jak na rysunkach 2.3 i 2.8, wyselekcjonowane zostały zdarzenia, w których zaszła detekcja protonów i kwantów γ . Następnie wyznaczono parametry kalibracji energetycznej detektorów. W następnej kolejności określone zostały bramki czasowe, wybierające zdarzenia prawdziwej koincydencji i koincydencji przypadkowej. Korzystając z tych warunków zostały utworzone dwie macierze, zawierające zdarzenia o energiach wyznaczonych za pomocą parametrów kalibracyjnych. Wyjściowa macierz koincydencji została otrzymana poprzez odjęcie od macierzy prawdziwej koincydencji zdarzeń koincydencji przypadkowej. Procedura ta zostanie opisana w sposób szczegółowy w podrozdziale 5.1.

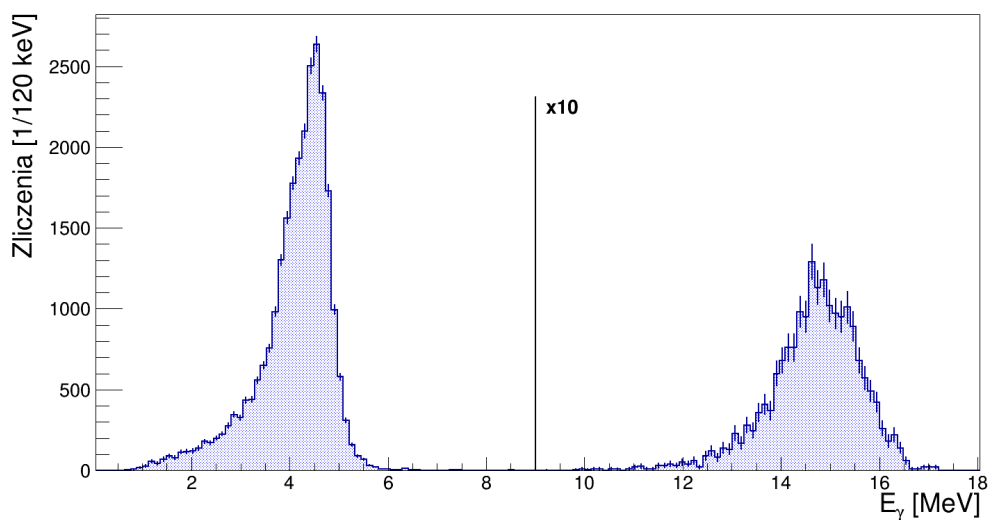


Rysunek 4.21: Przykładowa macierz dla reakcji $^{12}\text{C}(p, p')$ zbudowana ze zdarzeń, gdzie detekcja kwantu γ nastąpiła w układzie HECTOR. Elipsami zaznaczone są obszary odpowiadające silnym wzbudzeniom stanów 2^+ i 1^+ , równoległymi prostymi ograniczone są obszary odpowiadające warunkom stawianym na danych w celu analizy rozpadu wzbudzenia do stanu podstawowego (kolor niebieski) i rozpadu wzbudzenia stanu 1^+ (kolor żółty).

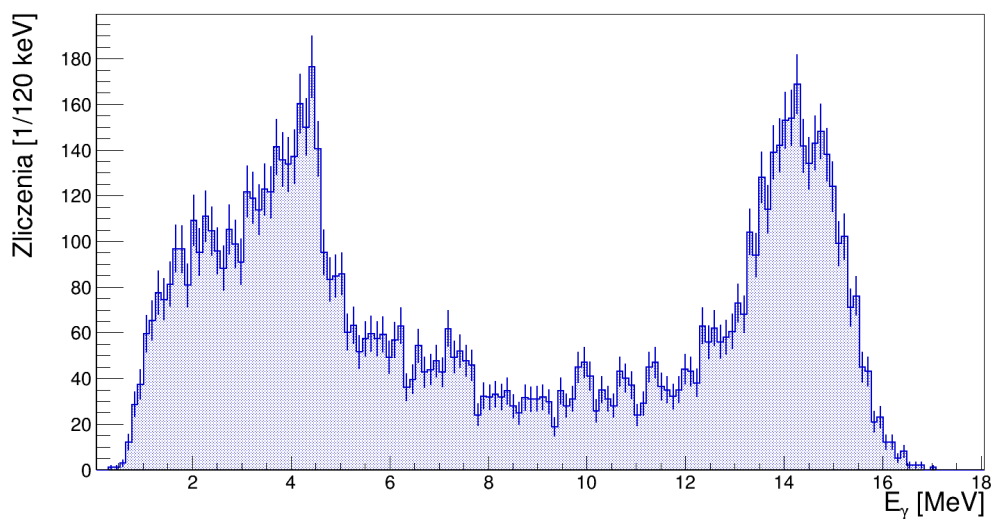
Wyjściowa macierz E_γ vs. E^* otrzymana podczas pomiaru z ^{12}C z detektorami układu HECTOR przedstawiona jest na rys. 4.21. W oczekiwanych obszarach można zaobserwować wzrost liczby zliczeń odpowiadający zdarzeniom wzbudzenia stanów 2^+ i 1^+ i ich bezpośredniemu rozpadowi do stanu podstawowego.

Aby dokładnie przyjrzeć się rozpadowi do stanu podstawowego można stworzyć jednowymiarowe widma z warunkiem, by $|E^* - E_\gamma| \leq \Delta E$, czyli by energie wzbudzenia i de-ekscytacji były sobie równe z dokładnością do szerokości zdefiniowanej bramki (zaznaczony na niebiesko obszar na rys. 4.21). Widmo energetyczne powstałe przez nałożenie na dane tego warunku i będące sumą wszystkich zdarzeń w detektorach układu HECTOR przedstawione jest na rys. 4.22. Dla rozpadu γ stanu 2^+ o energii 4,4 MeV widoczny jest pik pełnej absorpcji i drugi, mniejszy, odpowiadający pikowi pojedynczej ucieczki. W przypadku wysoko-leżącego wzbudzenia 1^+ tych dwóch pików nie da się rozróżnić.

Informacje na temat rozpadu stanu 1^+ można uzyskać tworząc widmo energii kwantu γ pod warunkiem detekcji protonu o energii odpowiadającej jego wzbudzeniu (zaznaczony na żółto obszar na rys. 4.21). Tak zbudowane widmo detekcji kwantu γ w detektorach układu HECTOR pokazane jest na rysunku 4.23. Oprócz wyraźnie widocznej struktury odpowiadającej rozpadowi do stanu podstawowego, widać również wzrost liczby zliczeń w rejonach, które można by powiązać z przejściami do innych stanów w jądrze ^{12}C . Mała statystyka zebranych danych nie pozwala jednak na uznanie tego za pewne.



Rysunek 4.22: Widma energetyczne kwantów γ pochodzących z rozpadu wzbudzeń do stanu podstawowego dla danych zebranych w teście z tarczą ^{12}C . Dla rejonu energii powyżej 9 MeV liczba zliczeń została zwiększona dziesięciokrotnie. Wyraźny jest wzrost zliczeń w obszarach odpowiadających rozpadom stanów 2^+ i 1^+ .



Rysunek 4.23: Widma energetyczne kwantów γ pochodzących z rozpadu wzbudzenia stanu 1^+ dla danych zebranych w teście z ^{12}C . Bogata struktura wskazuje na istnienie licznych kanałów, którymi może zachodzić de-ekscytacja tego wysoko-energetycznego stanu.

Rozdział 5

Badanie rozpadu γ stanów kolektywnych w ^{208}Pb

W eksperymencie będącym przedmiotem rozprawy, wiązka protonów o energii 85 MeV uderzała w tarczę wykonaną z ołowiu o czystości izotopowej 99,98% ^{208}Pb i o grubości 48 μm . Poprzez pomiar koincydencyjny rozproszonych protonów i kwantów γ możliwe było zbadanie rozpadu γ stanów wzbudzonych w reakcji $^{208}\text{Pb}(p, p')$. Przy posiadanej energetycznej zdolności rozdzielczej eksperymentalne widmo energetyczne kwantów γ , odpowiadające rozpadom do stanu podstawowego, powinno zawierać (patrz rozdział 1) wyraźne piki pochodzące z deekscytacji stanów 3^- i 2^+ , nieseparowalne w detektorach układu HECTOR, natomiast rozróżnialne w detektorach układu PARIS, piki odpowiadające stanom pigmejskim a także wysokoenergetyczną strukturę zawierającą w sobie rozpad zarówno GDR, jak i GQR.

Na czas eksperymentu progi detekcji promieniowania γ były ustawione na poziomie ok. 1,8 MeV i obniżane na potrzeby kalibracji. Natężenie prądu wiązki wynosiło 200 nA na wyjściu z cyklotronu, co po redukcji energii w selektorze dawało natężenie $\sim 0,6$ nA na tarczy. Przy takim ustawieniu system akwizycji rejestrował średnio 550 zdarzeń koincydencyjnych na sekundę.

5.1 Analiza danych pomiarowych

Podczas pomiaru zapisywano dane odpowiadające jednoczesnej rejestracji rozproszonego protonu oraz kwantu γ emitowanego ze wzbudzonych jąder ^{208}Pb . Poprawne zdarzenie musiało spełniać następujące wymagania:

- w detektorach promieniowania γ zarejestrowano co najmniej jeden foton, dla którego wartości *slow* i *fast* znajdowały się w odpowiedniej bramce dwuwymiarowej a zmierzony czas we właściwej bramce czasowej;
- w detektorze plastikowym zarejestrowano zdarzenie i jego zmierzony czas znajdował się w odpowiedniej bramce czasowej względem detektora, w którym zaszła detekcja kwantu γ ;
- w detektorach cząstek lekkich zarejestrowano dokładnie jeden proton (wartości PD0 i PD1 znajdowały się w odpowiedniej bramce dwuwymiarowej), wartości zmierzonego czasu sygnałów z obu fotodiod były w odpowiednich brankach czasowych oraz detektor ten znajdował się za detektorem plastikowym, w którym zarejestrowano zdarzenie o właściwej wartości czasu.

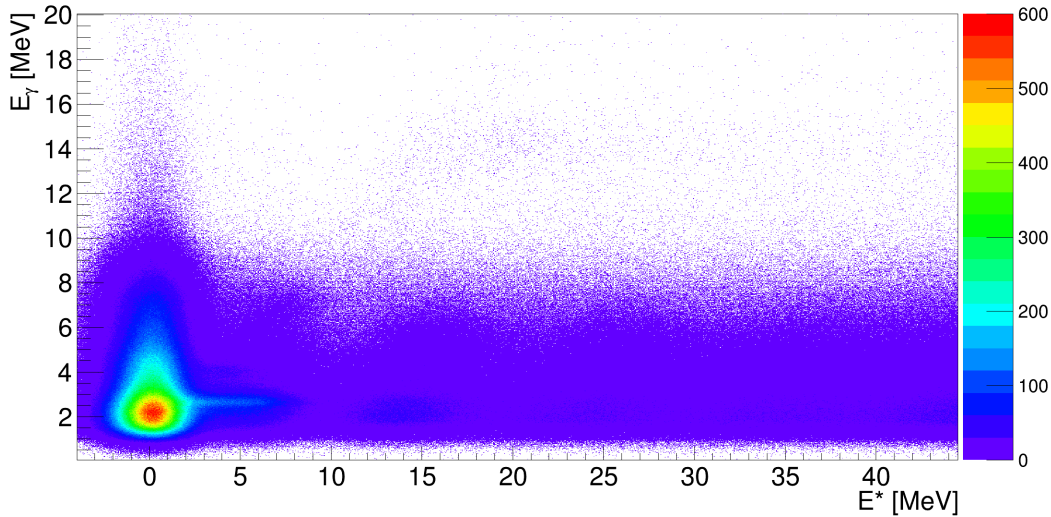
Zdarzenia interpretowane jako koincydencje przypadkowe, użyte do odejmowania tła, były budowane w ten sam sposób, a jedyną różnicą były ustalone na widmach czasowych detektorów plastikowych bramki (patrz podrozdział 5.1.1).

Powyższy warunek został zastosowany do zbudowania macierzy koincydencji zmierzonej energii kwantu γ względem energii wzbudzenia jądra ^{208}Pb , wyznaczonej z pomiaru energii rozproszonego protonu:

$$E^* = E_b - E_p, \quad (5.1)$$

gdzie: E^* – energia wzbudzenia jądra ^{208}Pb ;
 E_b – energia wiązki;
 E_p – zmierzona energia rozproszonego protonu.

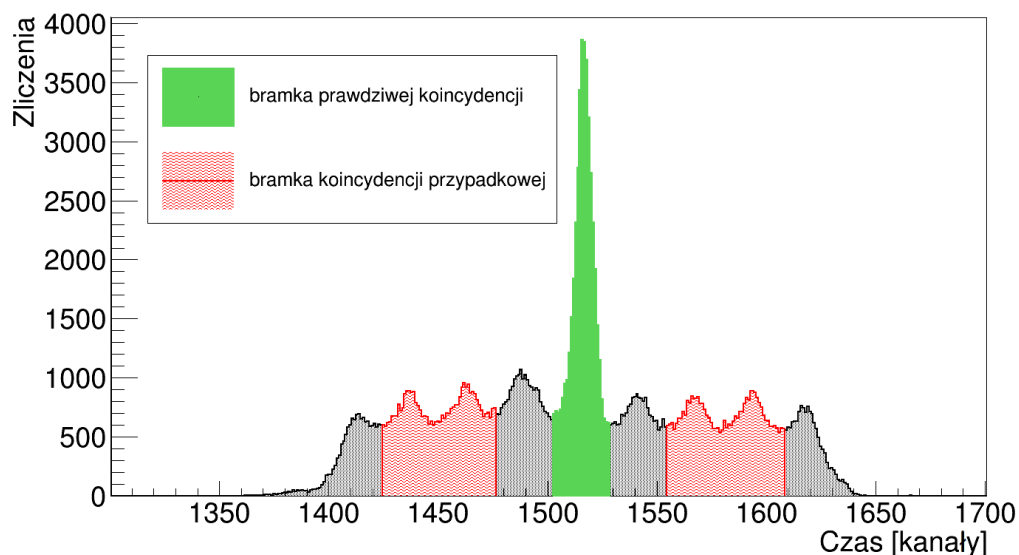
Powstała macierz jest przedstawiona na rysunku 5.1. Najbardziej wyróżniającym się jest obszar dla $E_\gamma = 2,6$ MeV, czyli energii kwantu γ emitowanego z rozpadu pierwszego stanu wzbudzonego w ^{208}Pb . Zauważyć można również zwiększoną liczbę zliczeń dla $E_\gamma = 4,1$ MeV, co odpowiada rozpadowi stanu 2^+ . Powyżej energii $E_\gamma = 8$ MeV, liczba zliczeń gwałtownie spada. Jest to spowodowane otwarciem konkurencyjnego kanału oddawania energii wzbudzenia przez jądro, jakim jest emisja neutronu (energia separacji $S_n = 7,4$ MeV [18]).



Rysunek 5.1: Macierz E_γ vs. E^* zdarzeń zarejestrowanych w bramce prawdziwej koincydencji.

5.1.1 Koincydencje przypadkowe

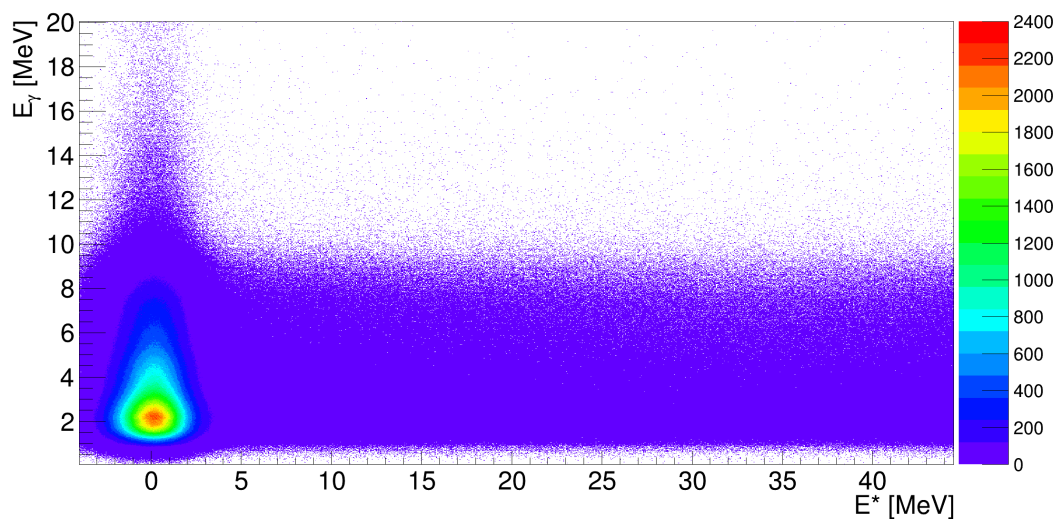
Do wyznaczenia widma tła wykorzystano dane zebrane dzięki wydłużonej bramce logicznej „PROTON OR”. Tak, jak opisano w podrozdziale 4.2.1, widmo czasowe detektorów plastikowych posiada kilka, skorelowanych z wiązką pików, z czego tylko jeden jest związany z poprawnymi zdarzeniami koincydencji, a pozostałe odpowiadają koincydencjom przypadkowym. Do wyznaczenia widma tła wykorzystano dane odpowiadające obszarom leżącym po obu stronach pików koincydencyjnego w widmie czasowym detektora plastikowego. Obszary te, związane z pulsami wiązki poprzedzającymi właściwą reakcją i następującymi po niej, zaznaczono



Rysunek 5.2: Widmo czasowe jednego z detektorów plastikowych pod warunkiem detekcji protonu w odpowiadającym mu detektorze cząstek KRATTA. Kolorem zielonym zaznaczony jest pik poprawnej koincydencji, kolorem czerwonym przedziały używane do wyznaczenia tła pochodzącego od koincydencji przypadkowych.

na rysunku 5.2. Wyznaczone bramki obejmują czas trwania dwóch pulsów wiązki z pominięciem tych, które są najbliższej właściwej reakcji. Bramka z każdej strony była długa na 52 kanały, co odpowiada dwóm cyklom wiązki. Dzięki temu, jako czynnika normalizacyjnego przy odejmowaniu tła, można było użyć stosunku długości bramki tła do bramki koincydencji. Czynniki te wynosiły więc cztery.

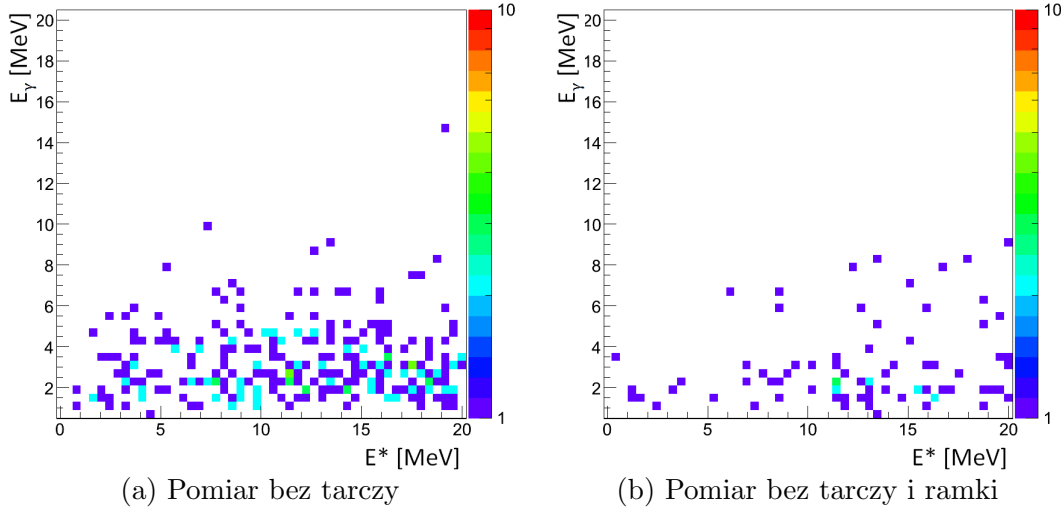
Stosując opisane warunki uzyskano macierz E_γ vs. E^* odpowiadającą zdarzeniom koincydencji przypadkowych stanowiącym tło pomiaru. Powstała macierz przedstawiona jest na rysunku 5.3. Widać, że dominującym typem zdarzeń jest rejestracja rozproszonego elastycznie protonu ($E^* = 0$ MeV) powiązanego z detekcją niskoenergetycznych kwantów gamma. Powyżej tej energii, żadne rejony na macierzy nie są wyróżnione, potwierdzając przypadkowy charakter koincydencji.



Rysunek 5.3: Macierz E_γ vs. E^* zdarzeń interpretowanych jako koincydencje przypadkowe.

5.1.2 Tło pomiarowe

By mieć pełną kontrolę nad eksperymentem, w jego czasie przeprowadzono dwa pomiary tła. W pierwszym z komory reakcyjnej usunięto tarczę, po czym do drugiego pomiaru wyciągnięta została również ramka, w której umieszczana była tarcza. Każdy pomiar trwał 120 min. W przypadku pierwszego z nich częstość zliczeń zmalała do 20 Hz, a w drugim do 15 Hz. Uzyskane z tych pomiarów macierze E_γ vs. E^* przedstawione są na rysunkach 5.4a i 5.4b. Mała liczba zliczeń wskazuje, że w danych eksperymentalnych udział zdarzeń pochodzących z reakcji poza tarczą był nieznaczący.



Rysunek 5.4: Macierze E_γ vs. E^* z pomiaru tła bez tarczy (a) oraz bez tarczy i ramki (b) dla układu HECTOR. W pierwszej macierzy zebrane są 283 zliczenia, w drugiej 78. Oba pomiary trwały po 2 h.

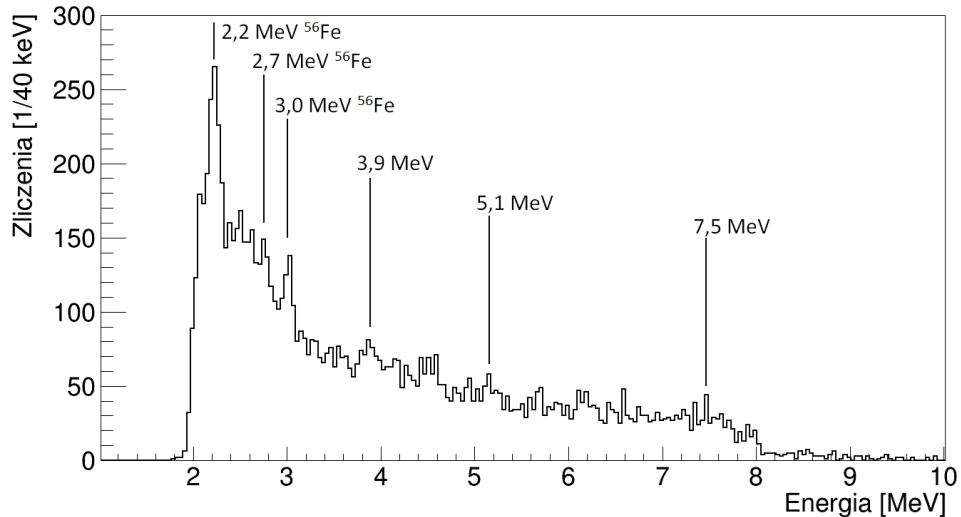
Widmo kwantów γ zarejestrowanych w detektorze LaBr₃:Ce w pomiarze z pustą ramką zawiera linie 2,2 MeV, 2,7 MeV i 3,0 MeV (patrz rys. 5.5), które można by powiązać z reakcjami $^{56}\text{Fe}(n, n'\gamma)$ oraz $^{56}\text{Fe}(p, p'\gamma)$ czyli reakcjami zachodzącymi na elementach stalowych jonowodu. Obecność tła neutronowego w hali wynika z aktywacji jej wyposażenia w wyniku pochłaniania wiązki. Widoczna jest również zwiększona liczba zliczeń w okolicach energii 3,9 MeV, 5,1 MeV i 7,5 MeV. Statystyka zebrana w tym pomiarze nie pozwala na dokładne określenie energii tych pików, a więc także ich pochodzenia. Rozpoznanie linii pochodzących z ^{56}Fe pozwala przyjąć, że zebrane tło nie jest skorelowaną z reakcją. Jest więc ono uwzględnione jako koincydencje przypadkowe w procedurze opisanej w podrozdziale 5.1.3.

5.1.3 Odejmowanie tła

Uzyskaną macierz tła (rys. 5.3) należy odjąć po znormalizowaniu od macierzy zawierającej wyniki pomiaru koincydencyjnego (rys. 5.1). Najprostszym sposobem odjęcia tła jest metoda nazywana dalej odjęciem arytmetycznym. W metodzie tej, nowa macierz jest tworzona punkt po punkcie, zgodnie ze wzorem:

$$n'(E^*, E_\gamma) = n(E^*, E_\gamma) - w \times n_{bcg}(E^*, E_\gamma),$$

gdzie: $n(E^*, E_\gamma)$ – liczba zdarzeń w bramce poprawnych koincydencji;
 $n_{bcg}(E^*, E_\gamma)$ – liczba zdarzeń w bramce koincydencji przypadkowych;
 w – waga, wynosząca w tym przypadku $\frac{1}{4}$.



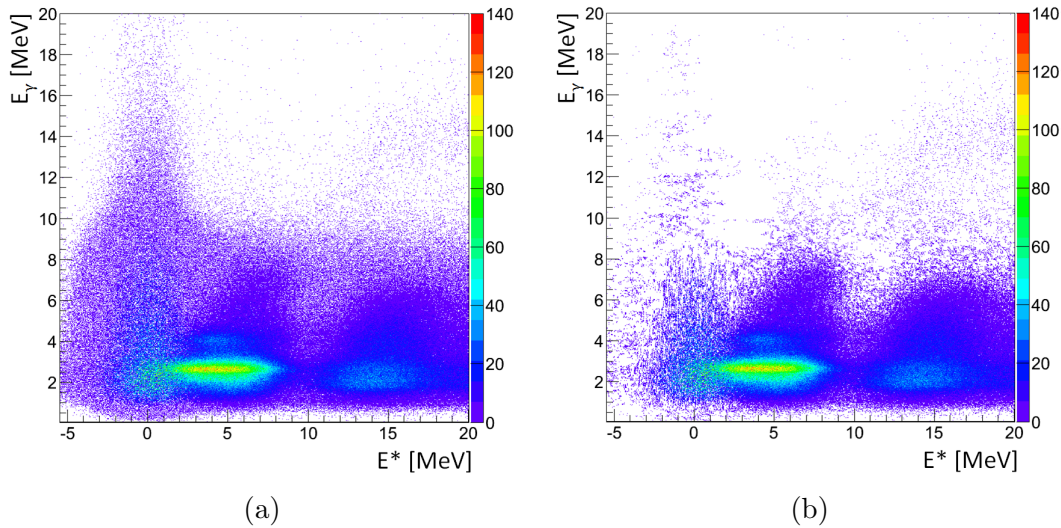
Rysunek 5.5: Widmo promieniowania γ zebrane za pomocą detektora $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ w pomiarze tła bez tarczy. Na rysunku zaznaczone są potencjalne przejścia wraz z ich oszacowanymi położeniami.

Zarówno macierz zbudowana ze zdarzeń koincydencji przypadkowej, jak i prawdziwej posiada niewielką liczbę zliczeń w rejonie wysokiej energii. Z tego powodu, arytmetyczne odjęcie tła generuje ujemne zliczenia, zafałszowując obraz. Do odjęcia tła użyto metody zaproponowanej przez M. Harakeha [40], bazującej na statystycznej interpretacji danych.

W metodzie tej przyjmuje się, że ze względu na rozdzielczość energetyczną detektorów, można odejmować jako tło zdarzenia leżące w obszarze statystycznie istotnym względem punktu, od którego odejmowane jest tło. Algorytm odjęcia tła w ogólnej postaci można opisać następująco:

- obszar statystycznie istotny określa się jako elipsę o półosiach ($a\sigma_{E^*}$, $a\sigma_{E_\gamma}$), gdzie a odpowiada za poziom istotności, σ_{E^*} i σ_{E_γ} to energetyczne zdolności rozdzielcze wyrażone odchyleniem standardowym odpowiednio dla detektorów naładowanych cząstek lekkich i promieniowania γ ;
- dla kolejnych punktów (E^* , E_γ) sprawdzana jest liczba zliczeń w macierzy tła;
- zliczenia te odejmowane są z wagą w od zliczeń w macierzy poprawnej koincydencji, w takiej liczbie, by po odjęciu liczba zliczeń była nieujemna;
- podejmowane są wielokrotne próby odjęcia zliczeń, zaczynając od punktu (E^* , E_γ) i zmierzając w stronę coraz bardziej oddalonych od niego punktów tak długo, aż odjęte zostaną wszystkie zliczenia tła, bądź próba zajdzie dla wszystkich punktów leżących w obszarze statystycznie istotnym.

Dokładna implementacja tej metody zaprezentowana jest w umieszczonym na końcu pracy dodatku A. Zastosowawszy oba wymienione sposoby otrzymano dwie macierze zdarzeń z odjętym tłem, przedstawione na rysunkach 5.6a i 5.6b. Zauważyć można, że macierz z tłem odjętym w sposób statystyczny jest bardziej czytelna a jej charakterystyczne obszary są lepiej widoczne. W szczególności, wyraźnie zarysowana jest granica odpowiadająca linii $E_\gamma = E^*$.



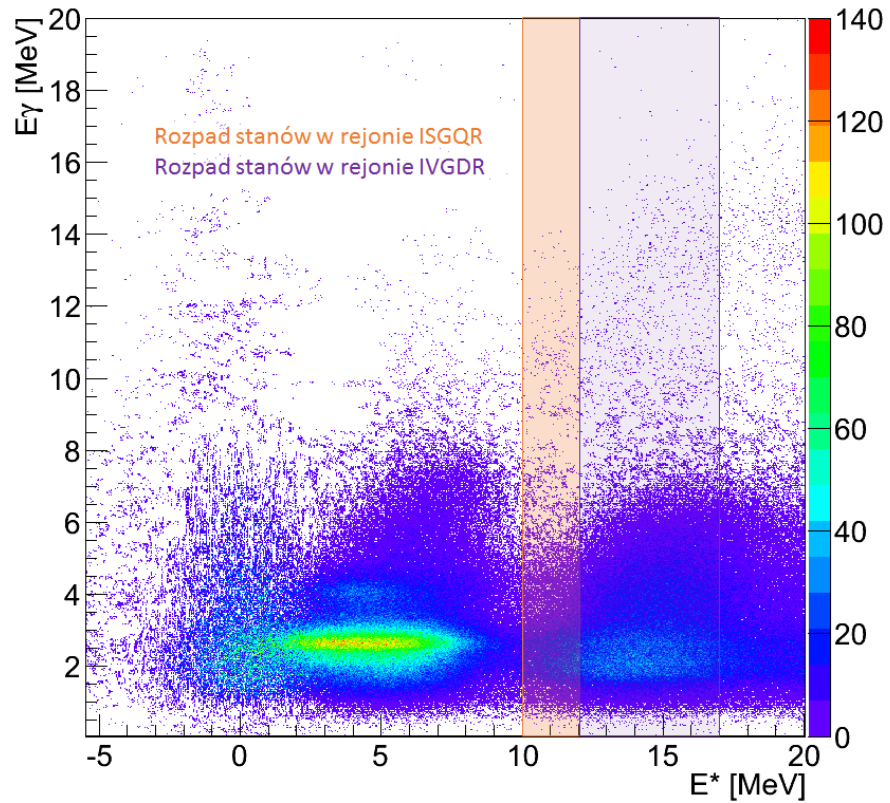
Rysunek 5.6: Porównanie macierzy E^* vs. E_γ po odjęciu tła w sposób arytmetyczny (a) oraz statystyczny (b). Macierze zostały narysowane w zakresie energetycznym szczególnie istotnym z punktu widzenia eksperymentu.

5.2 Uzyskane wyniki

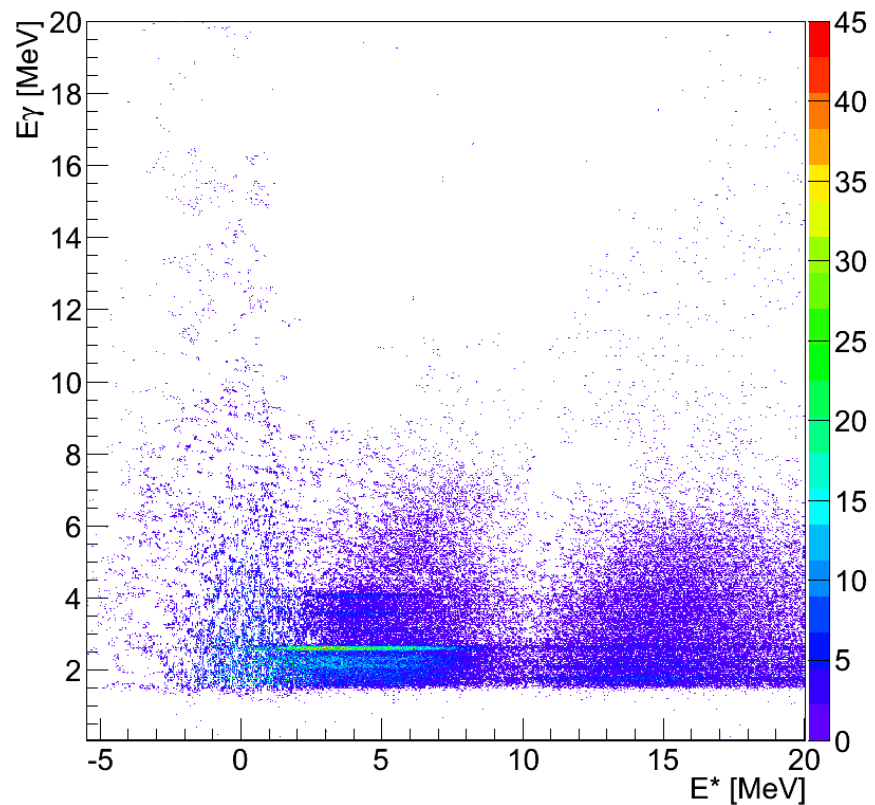
W rezultacie przeprowadzonej analizy uzyskano macierze prawidłowych koincydencji pomiędzy zmierzoną energią kwantów gamma a energią wzbudzenia jądra ^{208}Pb . Macierze te, nazywane w dalszym toku rozprawy zamiennie macierzami koincydencyjnymi bądź macierzami E_γ vs. E^* , przedstawione są na rysunkach 5.7 i 5.8, odpowiednio dla detekcji kwantu gamma w detektorach układów HECTOR i PARIS. W obu macierzach wyróżniają się zdarzenia odpowiadające detekcji kwantu γ o energii 2,6 MeV, którym odpowiada szeroki zakres energii wzbudzenia. Jest to zgodne z oczekiwaniami, gdyż jak widać na rys. 1.2a, większość stanów wzbudzonych w tym jądrze rozpada się poprzez stan 3^- . Widoczny jest również obszar odpowiadający wzbudzeniu stanu 2^+ o energii 4,1 MeV oraz wyraźne minimum przy energii wzbudzenia równej energii wiązania neutronu S_n . Dla układu HECTOR dostrzegalne jest również nagromadzenie zliczeń w rejonie wysokiej energii wzbudzenia skorelowanej z wysoką energią kwantów γ , sugerujące wzbudzenie gigantycznych rezonansów. W tej reprezentacji zebrane dane zgadzają się z przewidywaniami. Więcej informacji można było uzyskać poprzez stawianie na macierzach kolejnych warunków.

5.2.1 Rozpady stanów w rejonie gigantycznych rezonansów

Własności gigantycznych rezonansów poznaje się zarówno poprzez pomiar ich wzbudzeń, jak i rozpadu. Wybierając dane odpowiadające określonym przedziałom energii wzbudzenia, otrzymuje się widma rozpadu wybranych stanów energetycznych. Na macierzy E_γ vs. E^* warunek ten jest równoznaczny postawieniu na niej bramki pionowej (patrz rys. 5.7). Widma tego typu zostały przygotowane zarówno dla rejonu energii wzbudzenia odpowiadającej gigantycznemu rezonansowi dipolowemu (kolor fioletowy na rys. 5.7), jak i kwadrupolowemu (kolor pomarańczowy na rys. 5.7).



Rysunek 5.7: Macierz E_γ vs. E^* zbudowana ze zdarzeń, w których detekcja kwantu γ nastąpiła w detektorze układu HECTOR. Zaznaczone są obszary rozumiane jako zdarzenia rozpadu stanów w rejonie ISGQR (kolor pomarańczowy) i IVGDR (kolor fioletowy).

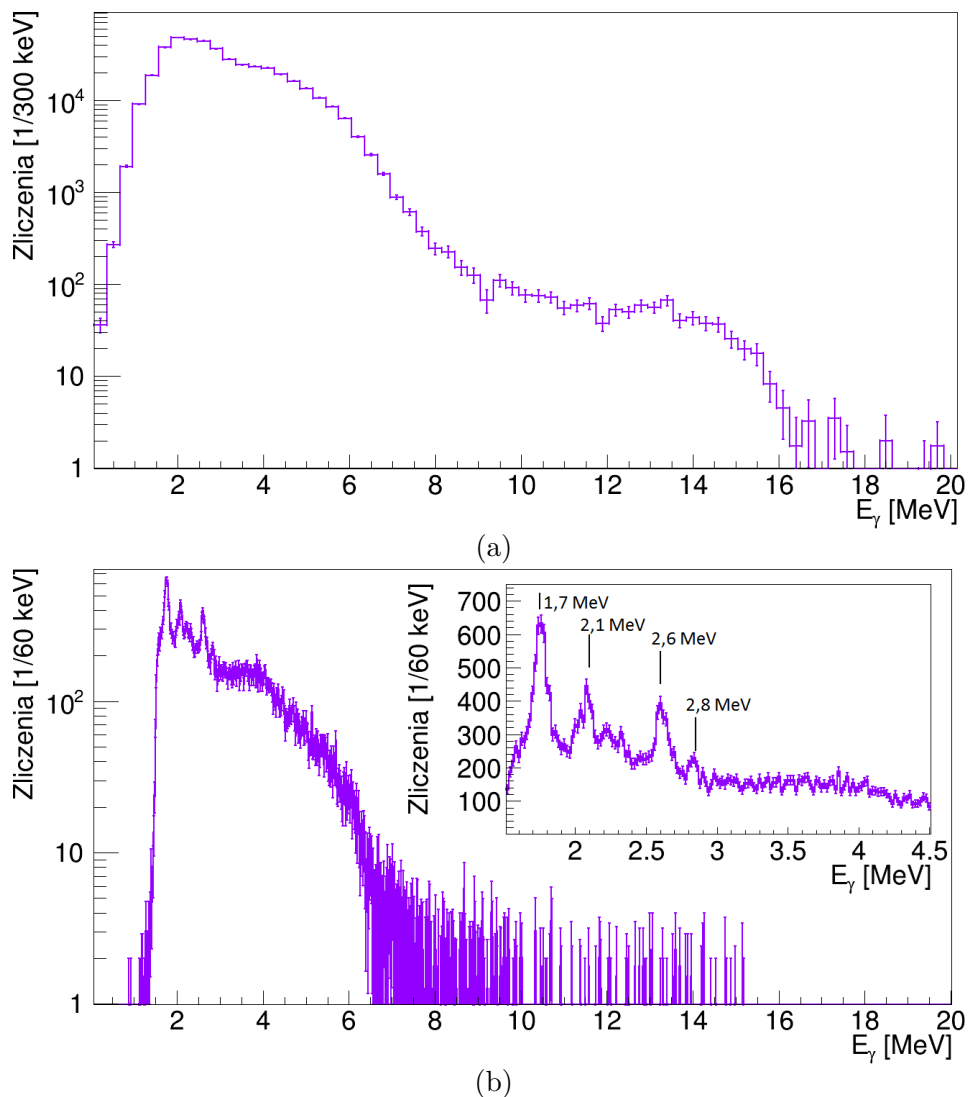


Rysunek 5.8: Macierz E_γ vs. E^* zbudowana ze zdarzeń, w których detekcja kwantu γ nastąpiła w detektorze układu PARIS.

Rozpad stanów w rejonie IVGDR

Widma rozpadu stanów w obszarze GDR (rys. 5.9) zostały utworzone z przypadków, w których detekcja kwantu γ była skorelowana z detekcją protonu o energii odpowiadającej energii wzbudzenia z przedziału $12 \text{ MeV} \leq E^* \leq 17 \text{ MeV}$.

Charakter widm zmierzonych za pomocą detektorów układu HECTOR i PARIS jest bardzo podobny. W rejonie energii pomiędzy 12 a 16 MeV zarysowana jest struktura pochodząca z rozpadu GDR przez pojedynczy kwant γ . W rejonie niższych energii ogólny kształt widma przypomina obserwowany w rozpadzie wzbudzeń do stanu podstawowego (patrz podrozdział 5.2.2). Niskoenergetyczne kwanty γ można zinterpretować jako pochodzące z rozpadu stanów wzbudzonych w jądrze ^{207}Pb . Jądro to powstaje w wyniku rozpadu GDR poprzez emisję neutronu. To wyjaśnienie potwierdzają widoczne w widmie zmierzonym za pomocą układu PARIS linie o energiach: 1,7 MeV, 2,1 MeV, 2,6 MeV oraz 2,8 MeV, będące silnymi przejściami w izotopie ^{207}Pb . W widmie zmierzonym układem HECTOR, ze względu na słabszą energetyczną zdolność rozdzielczą, linie te tworzą jedną strukturę.



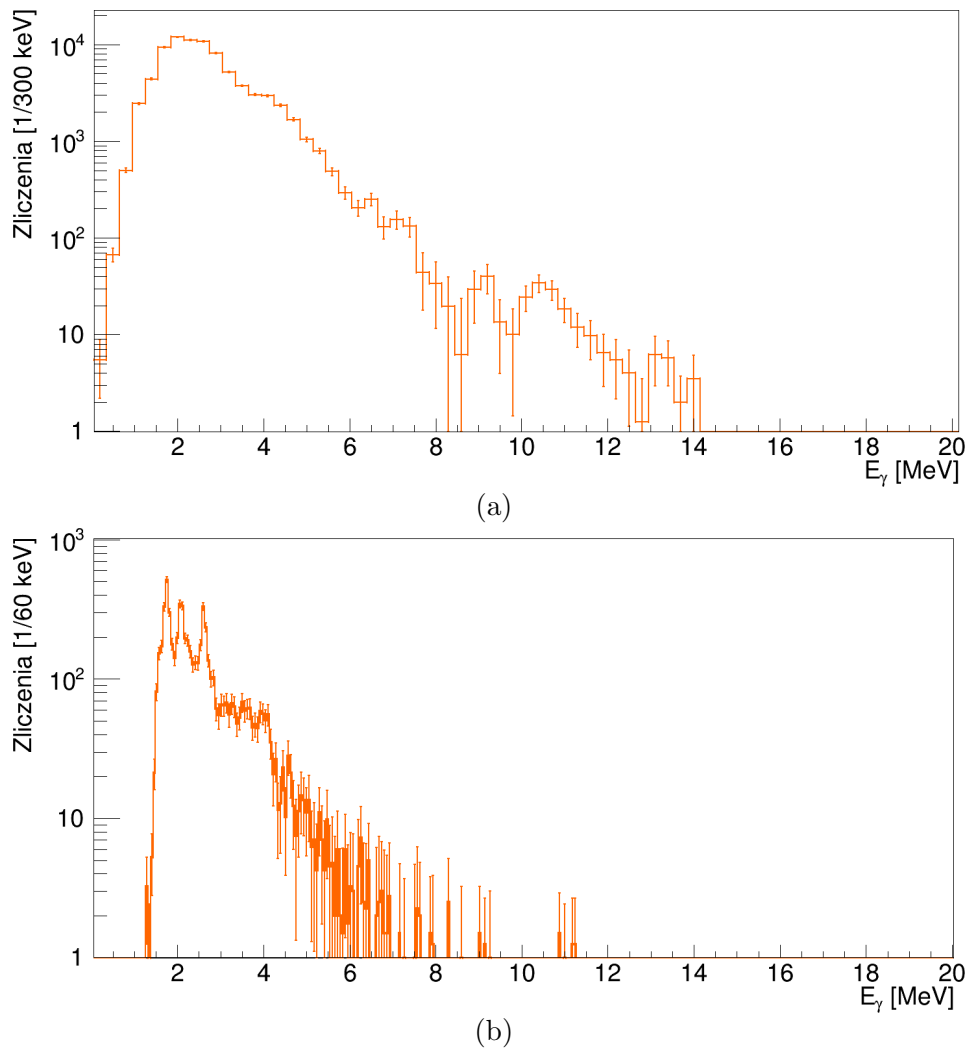
Rysunek 5.9: Widma energetyczne kwantów γ z rozpadu stanów o energii wzbudzenia w przedziale 12–17 MeV. (a) – widmo zmierzone za pomocą układu HECTOR; (b) – widmo zmierzone za pomocą układu PARIS, w prawym górnym rogu zaprezentowana jest w skali liniowej niskoenergetyczna część widma.

Rozpad stanów w rejonie ISGQR

Widma rozpadu stanów w rejonie GQR (rys. 5.10) zawierają zdarzenia, w których detekcja kwantu γ była skorelowana z detekcją protonu o energii odpowiadającej energii wzbudzenia z przedziału $10 \text{ MeV} \leq E^* \leq 12 \text{ MeV}$. Zarówno widmo zmierzone przez układu PARIS, jak i HECTOR posiada wyraźne odcięcie dla energii E_γ przekraczających 14 MeV, wskazując na poprawne uwzględnienie tła.

W widmie zmierzonym za pomocą układu HECTOR widać strukturę odpowiadającą rozpadowi do stanu podstawowego stanów w rejonie ISGQR. Poniżej niej wyróżnia się pik o energii ok. 9 MeV. W rejonie tej energii stany wzbudzone były obserwowane w innych eksperymentach, jednakże nic nie wiadomo o ich rozpadzie [18]. Ze względu na niewystarczającą liczbę zdarzeń w widmie, na podstawie analizowanych danych natura tego piku nie mogła zostać zbadana.

W widmie zmierzonym przez detektory układu PARIS, podobnie jak dla rozpadu w rejonie GDR, wyróżniają się piki o energiach: 1,7 MeV, 2,1 MeV oraz 2,6 MeV. Jak już zaznaczono powyżej, pochodzą one z rozpadu stanów poprzez emisję neutronu do jądra ^{207}Pb w stanie wzbudzonym.



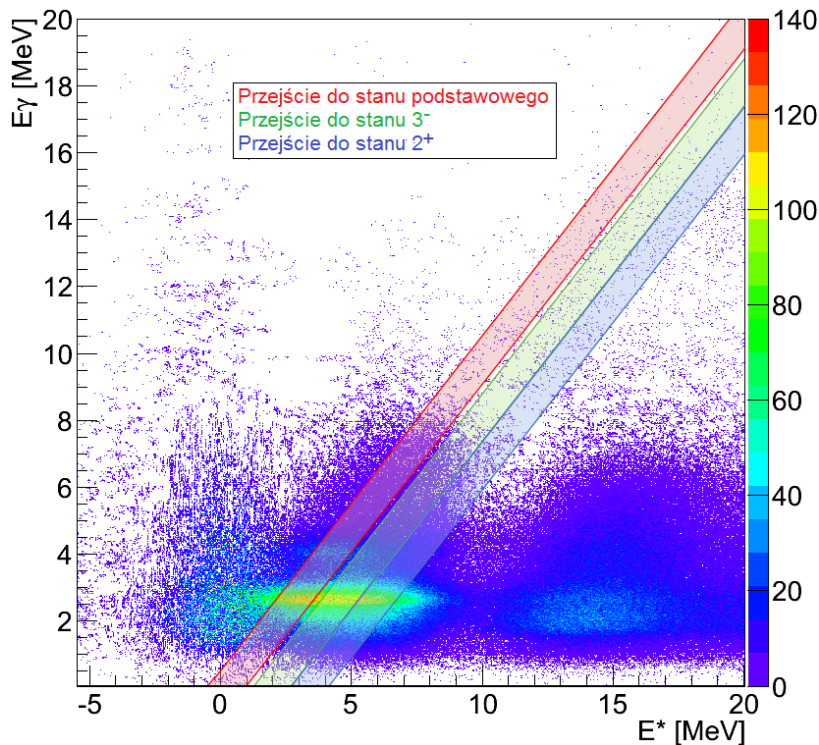
Rysunek 5.10: Widma energetyczne kwantów γ z rozpadu stanów o energii wzbudzenia w przedziale 10–12 MeV. (a) – widmo zmierzone za pomocą detektorów układu HECTOR; (b) – widmo zmierzone za pomocą detektorów układu PARIS.

5.2.2 Badanie rozpadów do stanów wzbudzonych

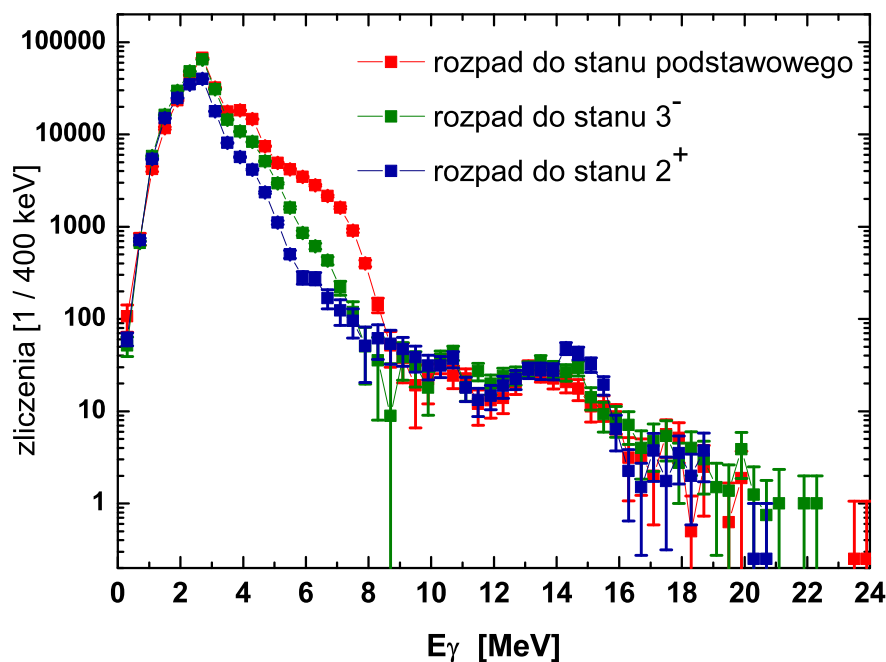
Obserwację wzbudzenia oraz rozpadu poprzez emisję kwantów γ gigantycznych rezonansów można zweryfikować analizując dane pochodzące z rozpadów wzbudzeń do stanu podstawowego. W tym celu na dane eksperymentalne został nałożony warunek, by $E_\gamma + 0,5 \geq E^* \geq E_\gamma - 1,0$ [MeV], odpowiadający bramce postawionej ukośnie na macierzy E_γ vs. E^* (obszar zaznaczony na czerwono na rys. 5.11). Szerokość bramki, wynosząca 0,5 MeV, wynika z energetycznej zdolności rozdzielczej detektorów. Dolna granica została przesunięta o dodatkowe 0,5 MeV, by do widma promieniowania γ doliczyć również zdarzenia, w których depozyt energii w detektorach pomniejszony został o 511 keV w związku z pojedynczą ucieczką fotonu pochodzącego z anihilacji pozytonu.

Dodatkowe informacje dotyczące rezonansów można uzyskać analizując dane z rozpadu do innych stanów wzbudzonych. Przypadki takie wybierane są poprzez stawianie na macierzy koincydencji warunku, by energia wzbudzenia przewyższała energię kwantu γ o energię stanu E_i . Odpowiada to postawieniu na macierzy E_γ vs. E^* bramki ukośnej, przesuniętej w stronę wyższych energii o energię E_i względem bramki odpowiadającej przypadkom rozpadu do stanu podstawowego.

Na rysunku 5.12 przedstawione są powstałe w ten sposób widma promieniowania γ pochodzące z rozpadu do poszczególnych stanów, zmierzone za pomocą detektorów układu HECTOR. Największa różnica pomiędzy nimi jest widoczna w rejonie energii między 5 MeV a 8 MeV, gdzie w widmie skorelowanym z rozpadem do stanu podstawowego obserwowany jest wzrost liczby zliczeń, nieobecny w pozostałych widmach. Jest to rejon energii odpowiadający stanom PDR. Więcej informacji można uzyskać analizując widma dla poszczególnych typów rozpadu osobno, zarówno dla detektorów układu HECTOR, jak i PARIS.



Rysunek 5.11: Macierz E_γ vs. E^* zbudowana ze zdarzeń, w których detekcja kwantu γ nastąpiła w detektorze układu HECTOR. Zaznaczone są obszary interpretowane jako rozpad stanów do stanu podstawowego (kolor czerwony), do stanu 3^- (kolor zielony) i do stanu 2^+ (kolor niebieski).

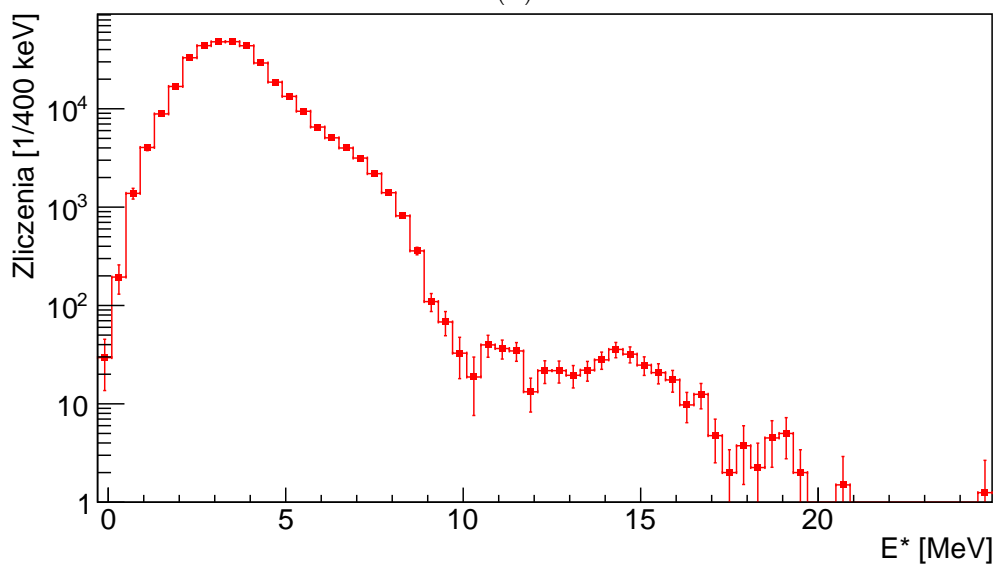
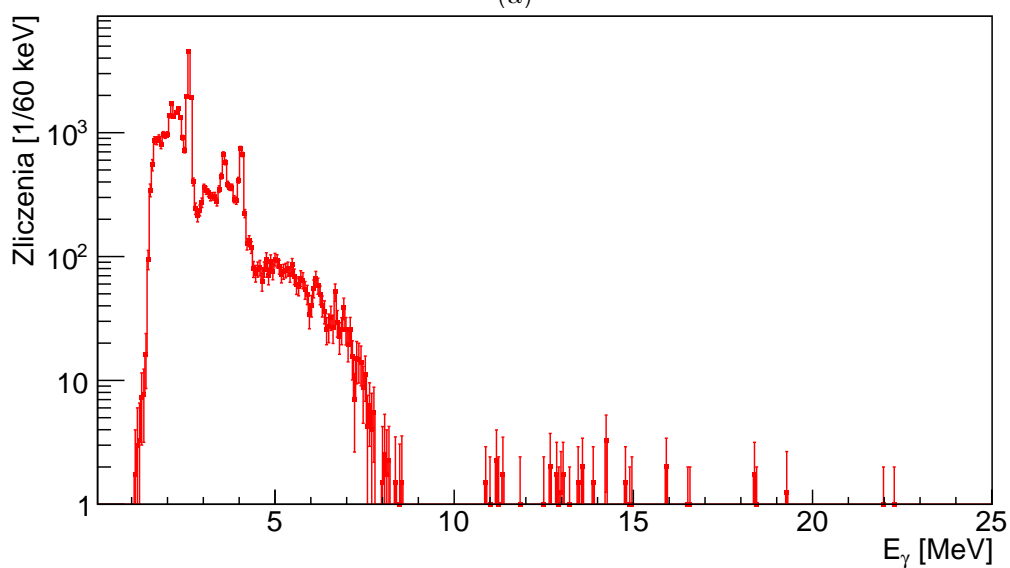
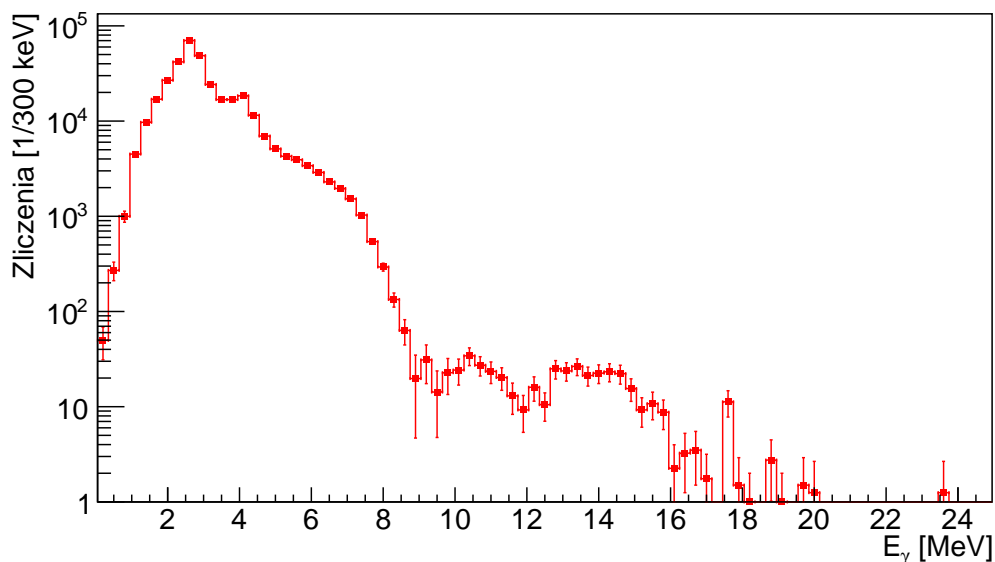


Rysunek 5.12: Widma promieniowania γ pochodzące z rozpadu stanów wzbudzonych do określonych stanów końcowych: do stanu podstawowego (czerwony), do stanu 3^- (zielony) i do stanu 2^+ (niebieski).

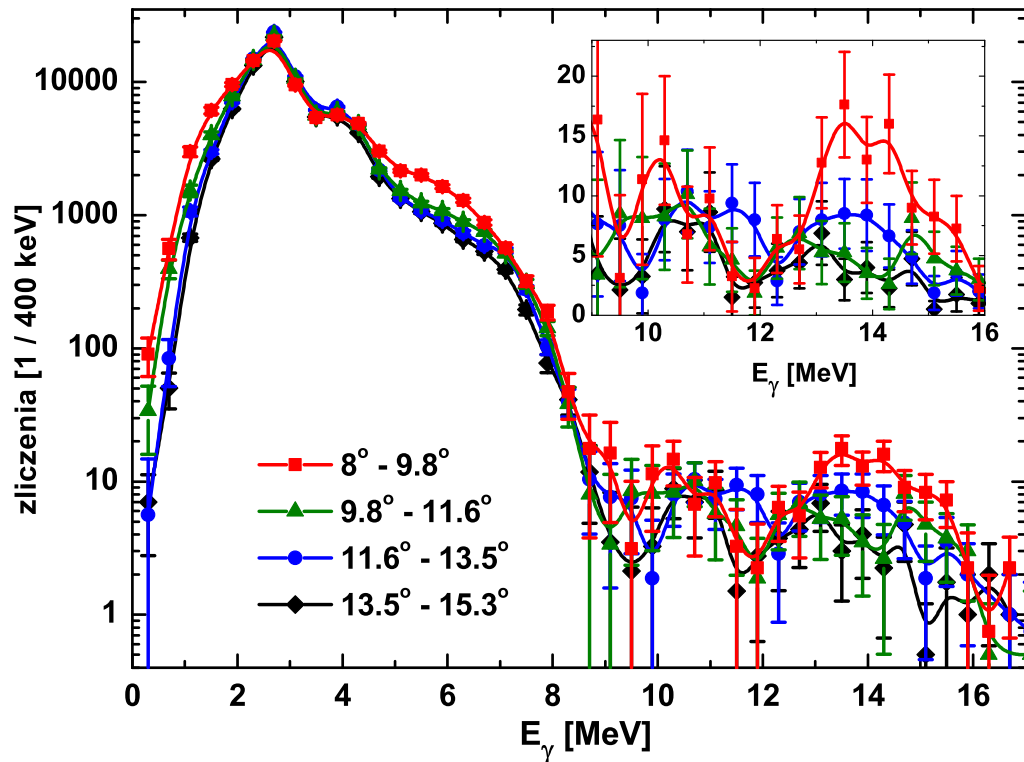
Rozpad do stanu podstawowego

Na rysunkach 5.13a i 5.13b przedstawione są otrzymane widma promieniowania γ , a na rysunku 5.13c powiązane z nimi widmo wzbudzenia jądra dla zdarzeń rozpadu wzbudzeń do stanu podstawowego. Widma energetyczne kwantów γ dla obu układów dają komplementarną informację. Widmo zmierzone za pomocą układu HECTOR zawiera struktury dyskretne odpowiadające wzbudzeniu stanów 3^- i 2^+ oraz wzrost liczby zliczeń w rejonie stanów pigmejskich. Wyraźnie widoczne są również szerokie struktury w rejonach GQR i GDR. Rozpad poprzez emisję przejść dyskretnych można dokładniej przeanalizować dzięki bardzo dobrej energetycznej zdolności rozdzielczej układu PARIS. Struktury rezonansowe zmierzone za pomocą tego układu posiadają natomiast niewiele zliczeń, co wynika z możliwości ich użycia tylko przez część pomiaru oraz z małego kąta bryłowego obejmowanego przez zastosowane detektory. Widmo energii wzbudzenia jądra ^{208}Pb , ze względu na najslabszą ze wszystkich energetyczną zdolność rozdzielczą układu KRATTA, nie dodaje żadnych dodatkowych informacji.

Dane związane z rozpadem do stanu podstawowego można było rozdzielić na widma kwantów γ powiązanych z detekcją protonu w układzie KRATTA pod określonymi kątami. Widma w szerokim zakresie energii przedstawione są na rysunku 5.14. Widmo kwantów gamma zmierzone dla najmniejszego kąta rozproszenia protonu posiada nieco inną charakterystykę niż pozostałe. Przede wszystkim, dla energii w przedziale 5–7 MeV, odpowiadającej PDR, liczba zliczeń jest większa. Wynika to z większego prawdopodobieństwa na wzbudzenie typu E1 w rozproszeniach nieelastycznych pod małym kątem. Dla tego widma zwiększona jest również liczba zliczeń w rejonie 12–16 MeV, odpowiadającym rozpadowi GDR do stanu podstawowego. Wzrost ten widoczny jest wyraźniej na dodatkowym rysunku umieszczonym w prawym górnym rogu rys. 5.14, przedstawiającym wysokoenergetyczną część widma w skali liniowej. W przypadku rejonu GQR w granicy niepewności żaden z kątów nie jest wyróżniony.



Rysunek 5.13: Widma energetyczne związane z rejestracją zdarzenia rozpadu wzbudzenia do stanu podstawowego poprzez emisję kwantu γ . Rysunki przedstawiają kolejno: widmo kwantów γ zarejestrowanych przez układ HECTOR (a), PARIS (b) oraz widmo energii wzbudzenia jądra ^{208}Pb zarejestrowanej pośrednio przez detektory układu KRATTA (c).

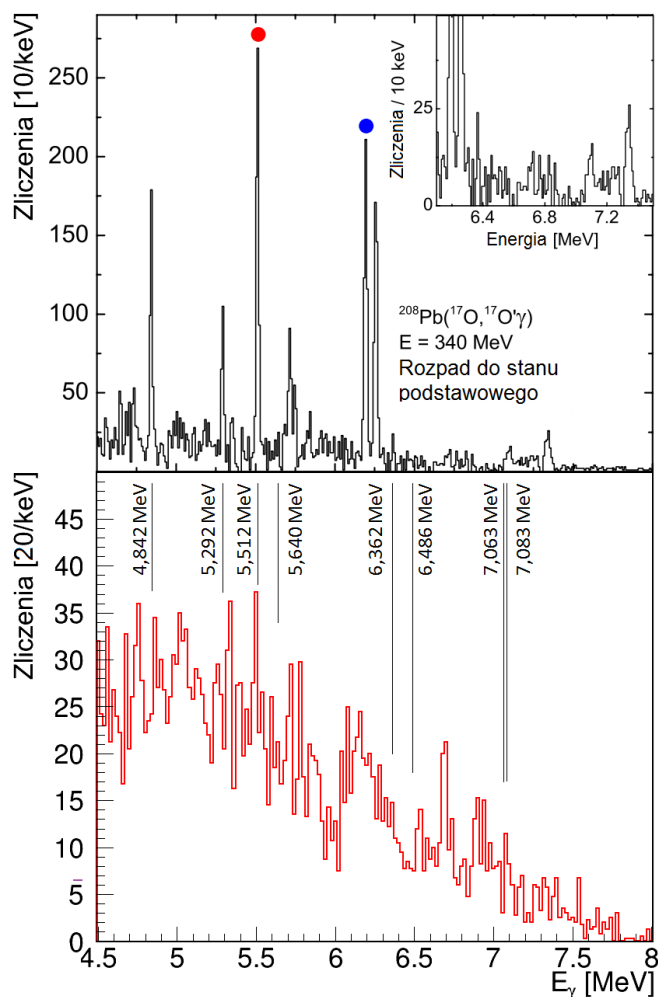


Rysunek 5.14: Widma energii kwantów γ pochodzących z rozpadu do stanu podstawowego dla różnych kątów rozproszenia protonów. Prawy górny róg: wysokoenergetyczna część widma w skali liniowej.

Pigmejskie stany dipolowe Obserwację pigmejskich stanów dipolowych w eksperymencie można zweryfikować patrząc na widmo energetyczne promieniowania γ z rozpadu do stanu podstawowego zebrane za pomocą detektorów układu PARIS. Na rysunku 5.15 widmo to jest porównane z wynikami pomiaru reakcji $^{208}\text{Pb}(^{17}\text{O}, ^{17}\text{O}'\gamma)$ [41]. Eksperyment ten został przeprowadzony w laboratorium w Legnaro we Włoszech i użyty w nim został najnowszej generacji układ detektorów HPGe, nazywany AGATA.

W zakresie energii odpowiadających PDR na widmie zmierzonym przez układ PARIS można zauważyć struktury, których położenie koresponduje z przejściami widocznymi w widmie dla układu AGATA oraz z poznanymi wcześniej wartościami energii wzbudzeń typu E1. Zebrana w tym eksperymencie liczba zliczeń nie pozwala na wysnuwanie żadnych wniosków ilościowych, a jedynie na stwierdzenie, że wzbudzenie i rozpad stanów pigmejskich zostały zaobserwowane.

Różnice między oboma widmami mogą mieć wielorakie podłoże. Przede wszystkim, eksperymenty zostały przeprowadzone z innymi wiązkami jonów, które z różnym prawdopodobieństwem wzbudzają stany o określonym kręcie i parzystości. Dodatkowo, energia wiązki w przeliczeniu na nukleon w eksperymencie w Legnaro była dużo mniejsza, co wpływa na zachodzące w jądrze reakcje. Istotną rolę odgrywają ponadto różnice w typach detektorów. Układ AGATA cechuje się nieporównywalnie lepszą energetyczną zdolnością rozdzielczą a stosowane w analizie algorytmy pozwalają na zminimalizowanie tła od niepożądanych reakcji w detektorze, jakimi są ucieczka kwantów γ w procesach rozpraszania Comptona i kreacji par.

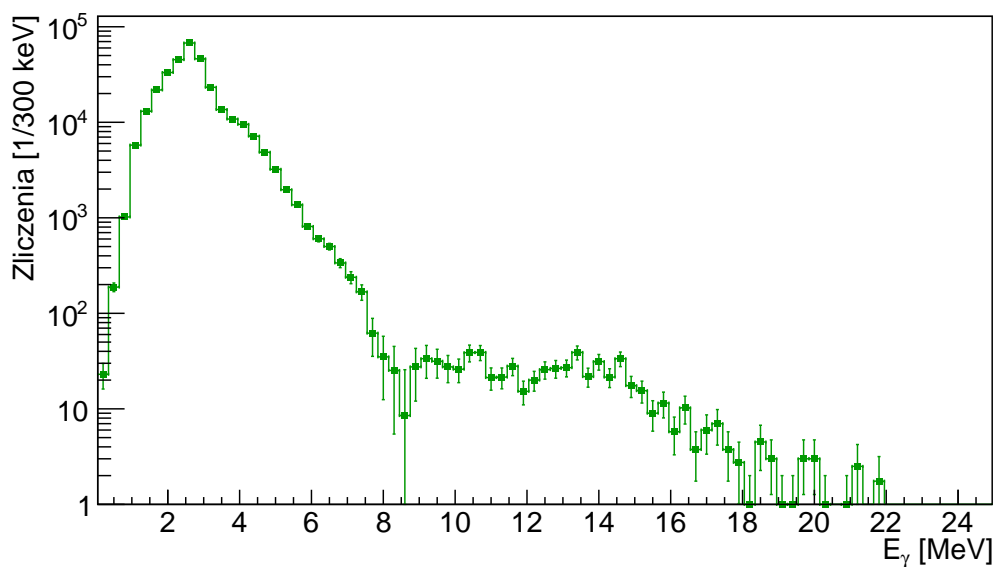


Rysunek 5.15: Porównanie widma energii kwantów γ w rejonie Pigmiejskich Stanów Dipolowych. Górny panel: widmo pochodzące z reakcji $^{208}\text{Pb}(^{17}\text{O}, ^{17}\text{O}'\gamma)$ zebrane przy pomocy detektorów promieniowania γ układu AGATA [41]. Dolny panel: widmo zebrane w eksperymencie będącym tematem rozprawy za pomocą klastra detektorów układu PARIS. Kreskami zaznaczone są znane z literatury przejścia typu E1, wraz z ich energiami.

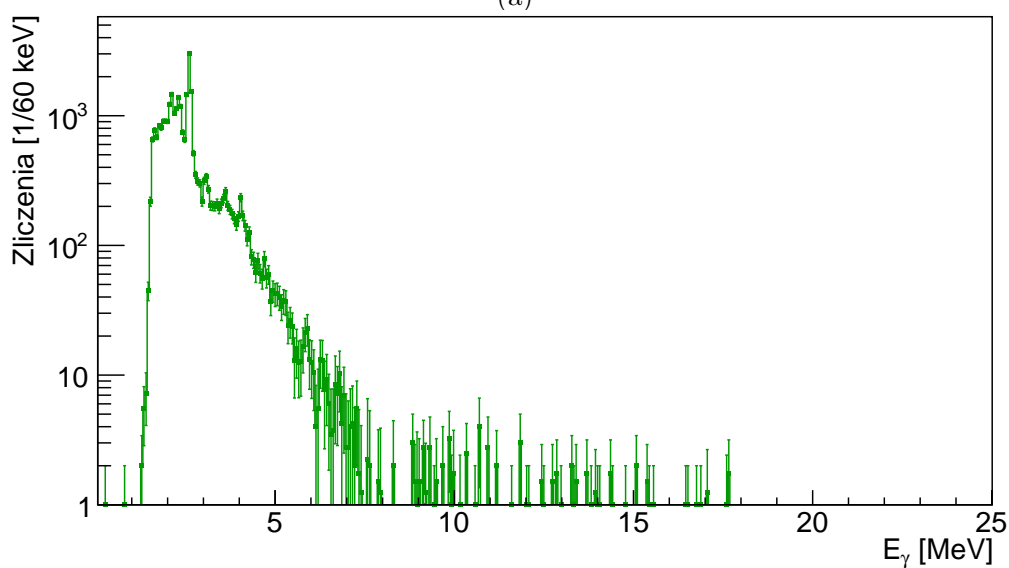
Przejście do stanu 3_1^-

W celu analizy rozpadu stanów wzbudzonych do stanu 3^- , wybrano z macierzy koincydencyjnej dane spełniające warunek $E_\gamma + 0,5 \geq E^* - 2,6 \geq E_\gamma - 1$ [MeV], zachowując tę samą szerokość bramki, jak przy badaniu przejść do stanu podstawowego.

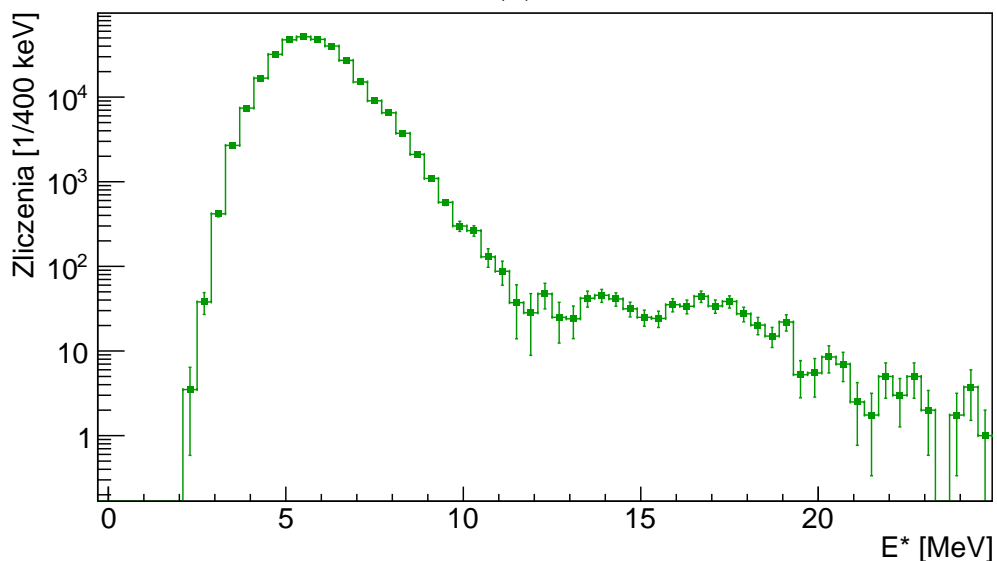
Uzyskane widma przedstawione są na rysunkach 5.16a, 5.16b i 5.16c. W widmie energetycznym kwantów γ związanym z układem HECTOR widoczne są dwie struktury w rejonie energii pomiędzy 9 a 16 MeV, przy czym są one mniej wyraźnie rozdzielone, niż w przypadku widma odpowiadającego rozpadowi do stanu podstawowego. Położenia maksimum są nie zmienione względem widma dla rozpadu do stanu podstawowego. Również w przypadku widma zmierzonego przez detektory układu PARIS widoczny jest wzrost liczby zliczeń w tym obszarze energii. Widmo energii wzbudzenia pokazuje, że struktury odpowiadające wzbudzeniu gigantycznych rezonansów są skorelowane z wyższymi energiami wzbudzenia niż energie wyemitowanych kwantów γ .



(a)



(b)



(c)

Rysunek 5.16: Widma energetyczne związane z rejestracją zdarzenia rozpadu γ wzbudzenia do stanów w rejonie stanu 3^- . Rysunki przedstawiają kolejno: widmo kwantów γ zarejestrowanych przez układ HECTOR (a), PARIS (b) oraz widmo energii wzbudzenia jądra ^{208}Pb zarejestrowanej pośrednio przez detektory układu KRATTA (c).

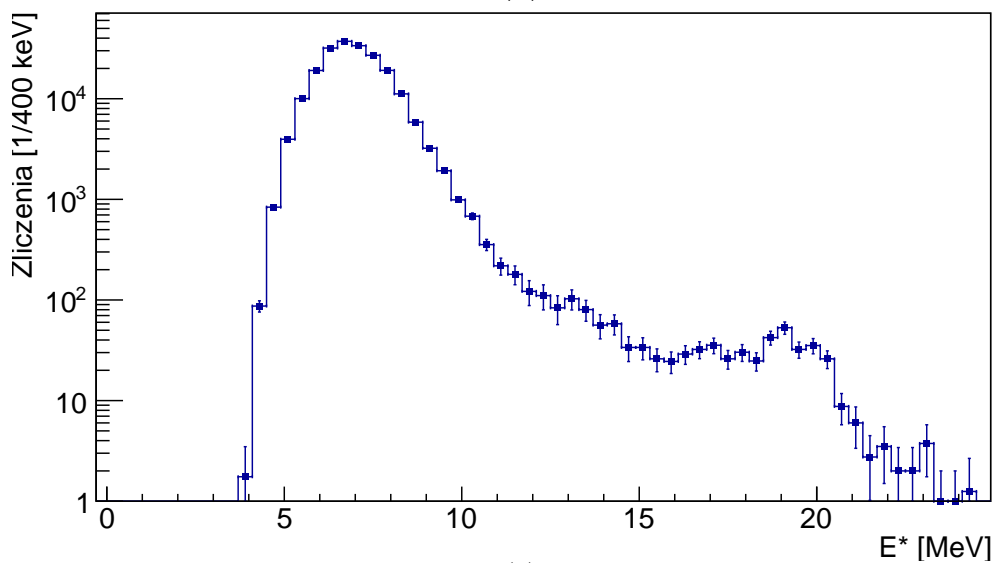
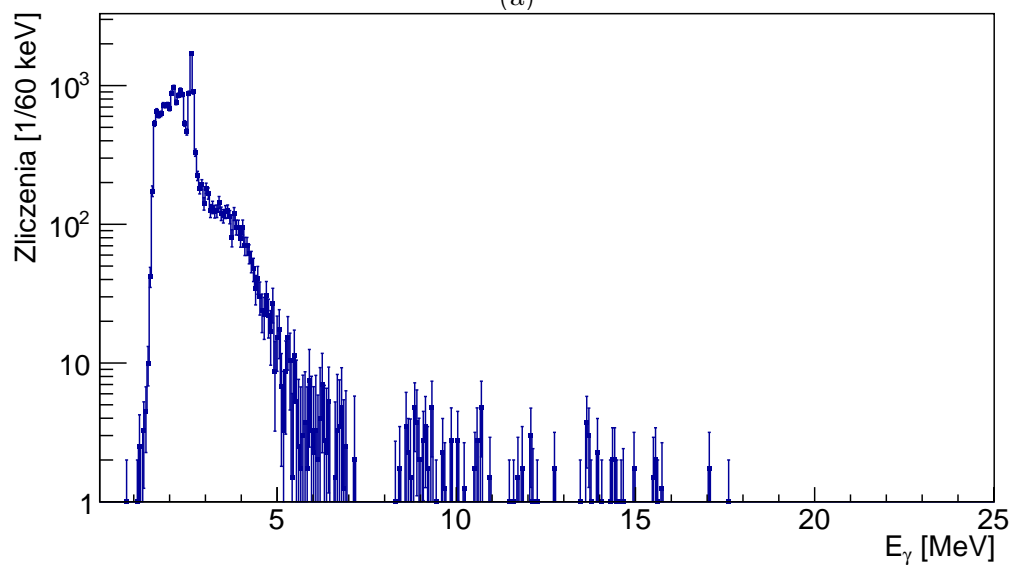
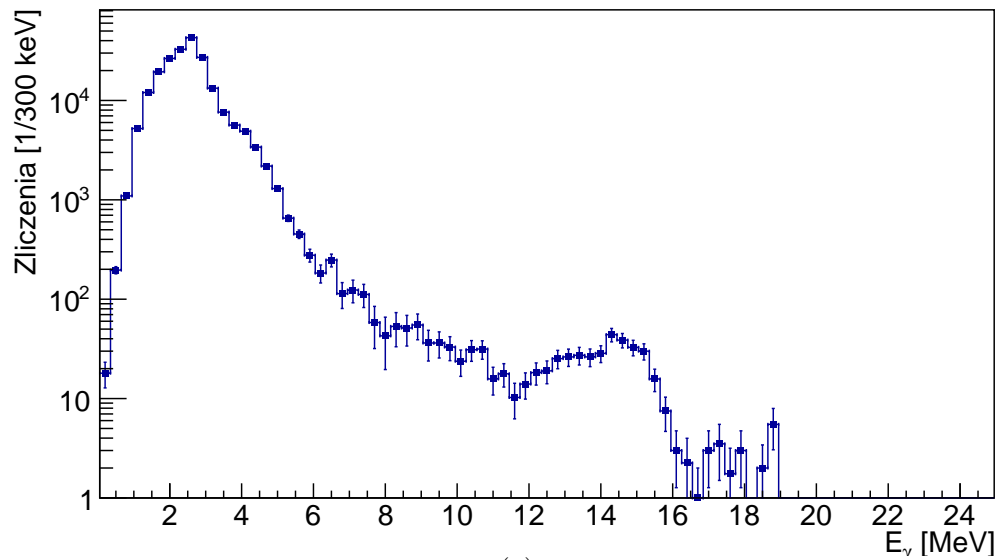
Za pomocą detektorów układu PARIS można otrzymać dodatkowe informacje, niemożliwe do uzyskania za pomocą układu HECTOR. Należy do nich obserwacja linii o energii 2,6 MeV, którą można zrozumieć jako sygnaturę rozpadu stanu 5^- o energii 3,198 MeV. Stan ten rozpada się zawsze przez stan 3^- emitując kwant γ o energii 583 keV. Szeroko postawiona bramka na energii wzbudzenia pozwala na zaobserwowanie tego rozpadu, przy czym próg ustawiony na detektorach promieniowania γ uniemożliwia obserwację emitowanego kwantu o niższej energii. Poniżej przejścia o energii 2,6 MeV widoczne są linie o energiach 2,1 MeV i 2,3 MeV pochodzące najprawdopodobniej z rozpadu stanów 4^- i 3_2^- , o energiach odpowiednio 4,712 MeV i 4,974 MeV. Powyżej tej energii można zauważyć przejście o energii 4,1 MeV. Jego obecność jest przypuszczalnie związana z obserwacją de-ekscytacji stanów (5^-) i (3^-) o energiach 6,682 MeV i 6,700 MeV. Obecność tej linii może również wynikać z przypadkowego wliczenia do widm zdarzeń związanych z rozpadem stanu 2_1^+ , spowodowanego dużą szerokością bramki oraz posiadaną przez detektory układu KRATTA energetyczną zdolnością rozdzielczą.

Zaskakującym jest wyróżniające się nagromadzenie zliczeń w okolicach energii 5,8 MeV, którego nie udało się powiązać z żadnymi wcześniej zaobserwowanymi przejściami γ . Eksperyment będący tematem rozprawy nie pozwala jednak na uzyskanie większej ilości informacji dotyczących tej obserwacji.

Przejście do stanu 2_1^+

Analogicznie do widm obrazujących rozpad stanów wzbudzonych w rejon stanu 3_1^- , widma przejść do obszaru energetycznego stanu 2_1^+ były tworzone pod warunkiem $E_\gamma + 0,5 \geq E^* - 4,1 \geq E_\gamma - 1$ [MeV]. Otrzymane wyniki przedstawione są na rysunkach 5.17a, 5.17b i 5.17c.

Podobnie jak w przypadku widm promieniowania γ pochodzącego z rozpadu do stanu podstawowego oraz do stanu 3^- , na rys. 5.17a można zaobserwować wyraźnie zarysowaną strukturę w rejonie GDR. Powyżej energii 15 MeV można zauważyć dodatkowy wzrost nasilenia, który może wynikać z obserwacji rozpadu wysokoenergetycznego gigantycznego rezonansu oktupolowego (ISGOR, $E_\gamma = 19,6$ MeV) lub dipolowego (ISGDR, $E_\gamma = 22,1$ MeV). W widmach widoczne jest również nagromadzenie zliczeń w okolicy 10 MeV, odpowiadającej ISGQR bądź rozpadowi γ IVGDR do stanu 2^+ . Niskoenergetyczne przejścia o energiach 2,0 MeV, 2,3 MeV i 2,6 MeV można zidentyfikować jako pochodzące z rozpadów stanów wzbudzonych jądra ^{208}Pb . Przejście 2,0 MeV obserwowane jest podczas rozpadu stanu 1^- o energii 6,087 MeV, a kwant gamma o energii 2,3 MeV emitowany jest w wyniku rozpadu stanu o energii 6,354 MeV. Obecność linii 2,6 MeV wynika prawdopodobnie z obserwacji rozpadu, opisanych wcześniej, stanów (5^-) i (3^-) o energiach 6,682 MeV i 6,700 MeV. Dodatkowo widmo może być zanieczyszczone poprzez obecność w badanym zbiorze danych zdarzeń odpowiadających wzbudzeniu niżej leżących stanów, spowodowaną ograniczoną energetyczną zdolnością rozdzielczą użytych w pomiarze detektorów.

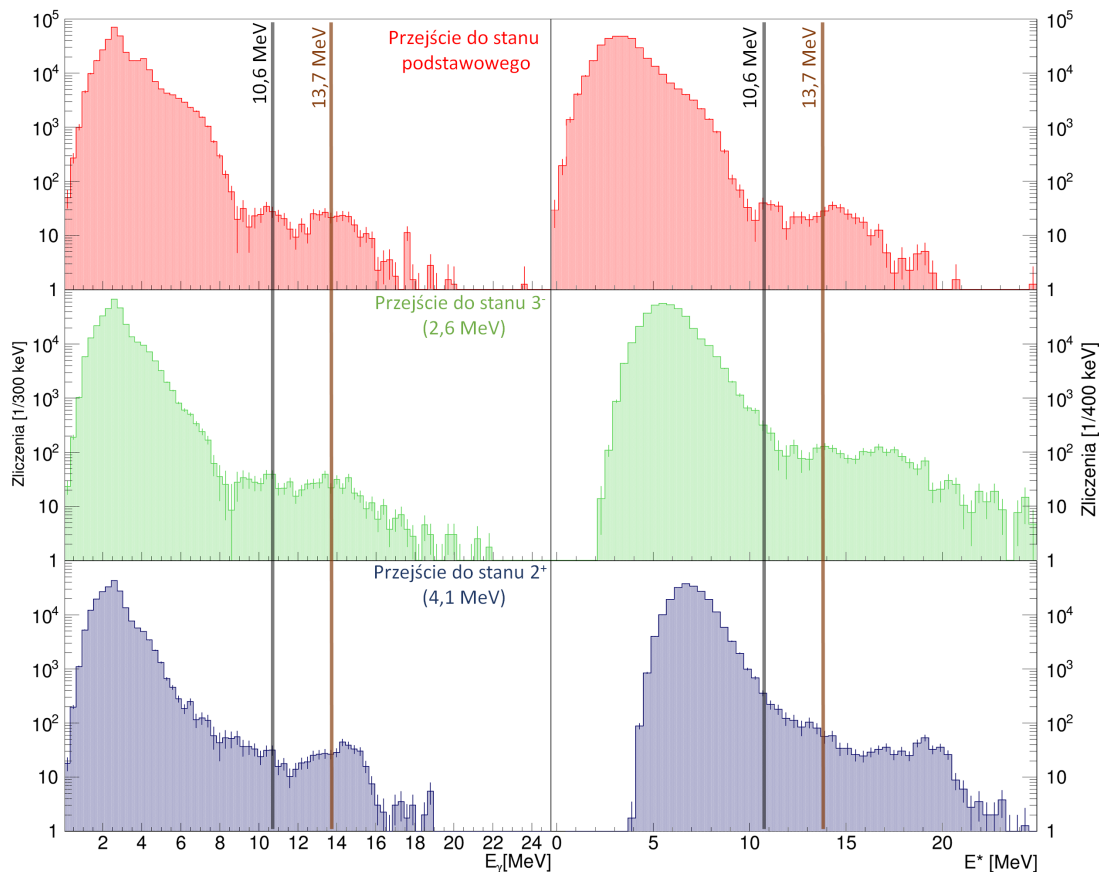


Rysunek 5.17: Widma energetyczne związane z rejestracją zdarzenia rozpadu γ wzbudzenia do stanów w rejonie stanu 2^+ . Rysunki przedstawiają kolejno: widmo kwantów γ zarejestrowanych przez układ HECTOR (a), PARIS (b) oraz widmo energii wzbudzenia jądra ^{208}Pb zarejestrowanej pośrednio przez detektory układu KRATTA (c).

Hipoteza Brinka-Axela

Otrzymane wyniki dla wzbudzeń w jądrze ^{208}Pb oraz ich rozpadu do poszczególnych rejonów stanów wzbudzonych wskazują na wyróżnianie rozpadów poprzez emisję kwantu γ o energii odpowiadającej rozpadowi gigantycznych rezonansów. Przedstawione jest to na rys. 5.18, na którym w lewej kolumnie narysowane są kolejno widma energii kwantów gamma z rozpadu wzbudzeń do stanu podstawowego, w rejon stanu 3^- oraz stanu 2^+ . Przez wszystkie widma zostały poprowadzone linie $E_\gamma = 10,6$ MeV oraz $E_\gamma = 13,7$ MeV, odpowiadające literaturowym wartościom centroid ISGQR i IVGDR zbudowanych na stanie podstawowym. Proste te przebiegają przez lokalne maksima w widmach. Prawa kolumna rys. 5.18 przedstawia widma energii wzbudzenia otrzymane dla tych samych grup danych, z których uzyskano widma energii kwantów γ . Również poprzez nie poprowadzone zostały proste $E^* = 10,6$ MeV i $E^* = 13,7$ MeV, wskazując wyraźnie na przesunięcie lokalnych maksimów wraz z wyborem przejść do wyższych stanów.

Uzyskane wyniki można powiązać z hipotezą Brinka-Axela, która zakłada, że gigantyczne rezonanse można zbudować na dowolnym stanie. W otrzymanych widmach liczba zliczeń w rejonie GDR dla poszczególnych warunków jest bardzo podobna, co oznaczałoby, że jego wzbudzenie na każdym stanie jest równie prawdopodobne. Obserwację tę należałoby potwierdzić za pomocą udoskonalonego układu



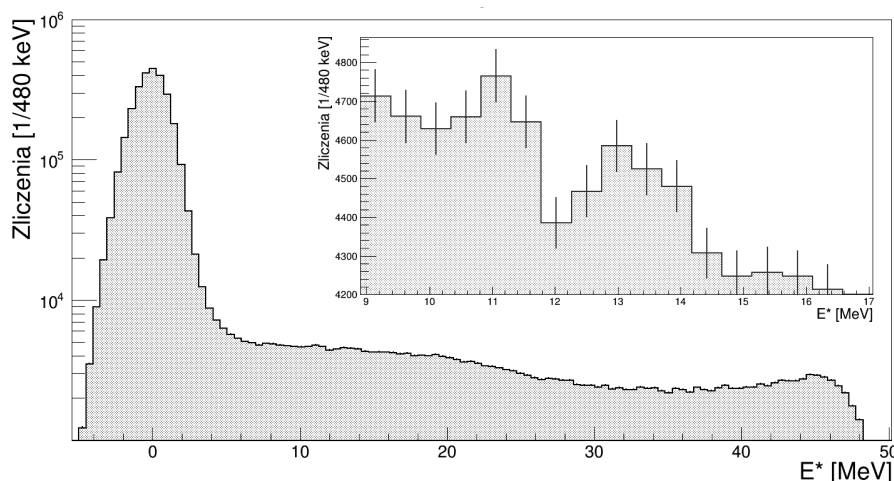
Rysunek 5.18: Porównanie widm związanych z przejściami do wybranych rejonów stanów wzbudzonych w jądrze ^{208}Pb . Od góry: do stanu podstawowego, do rejonu stanu 3^- i do rejonu stanu 2^+ , lewe panele przedstawiają widma energetyczne promieniowania γ , prawe widma energii wzbudzenia.

pomiarowego, pozwalającego na bardziej precyzyjny pomiar energii kwantów γ i protonów oraz umożliwiającego wyznaczenie rozkładów kątowych rozproszonych cząstek z większą dokładnością.

Dla rejonu energii odpowiadającej PDR wzrost liczby zliczeń widoczny jest jedynie w danych powiązanych z rozpadem stanów wzbudzonych do stanu podstawowego. Może to świadczyć o tym, że pigmejskie stany dipolowe są wzbudzane jedynie na stanie podstawowym. Obserwacja ta może oznaczać, że hipoteza Brinka-Axela w tym przypadku nie ma zastosowania.

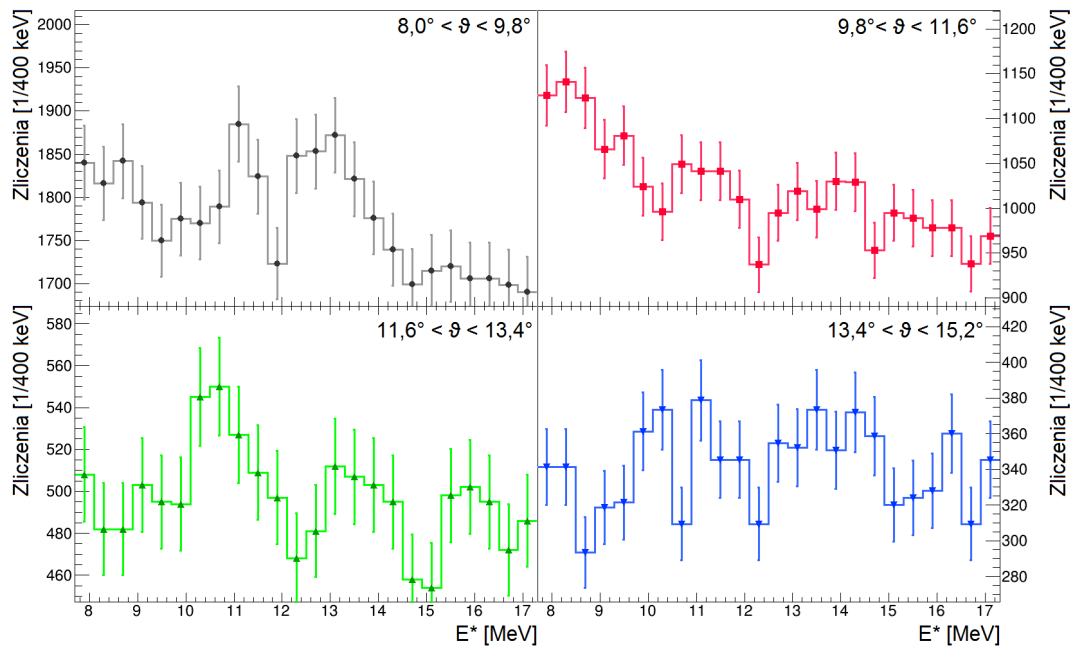
5.2.3 Dane singlowe układu KRATTA

Jak już wspomniano, w czasie eksperymentu został przeprowadzony godzinny pomiar danych, których zapis był wyzwany detekcją cząstki w układzie KRATTA, nazywany pomiarem singlowym. Widmo energii wzbudzenia, przedstawione na rys. 5.19, uzyskano poprzez zastosowanie bramki graficznej na macierzy PD0 vs. PD1 wybierającej protony oraz bramek czasowych dla widm czasowych związanych z PD0 i PD1. Dane są zdominowane przez zdarzenia detekcji rozproszonego elastycznie protonu. W rejonie odpowiadającym wzbudzeniom gigantycznych rezonansów ($9 \leq E^* \leq 17$ [MeV]) zarysowane są dwie struktury, które można zinterpretować jako wzbudzenie ISGQR i IVGDR.



Rysunek 5.19: Widmo energii wzbudzenia jądra uzyskane w pomiarze singlowym. W prawym górnym rogu zaprezentowany jest w skali liniowej rejon energii odpowiadających wzbudzeniu gigantycznych rezonansów.

Wedle przewidywań teoretycznych prawdopodobieństwo wzbudzenia gigantycznych rezonansów silnie zależy od kąta rozproszenia protonu. Z tego powodu dane singlowe zostały rozdzielone na widma energii wzbudzenia jądra ^{208}Pb powiązane z detekcją protonu w układzie KRATTA pod określonymi kątami. Cztery widma odpowiadające czterem kątom detekcji, pod którymi ustawione były detektory układu KRATTA, przedstawione są na rys. 5.20. Zwiększona liczba zliczeń dla energii odpowiadających wzbudzeniom ISGQR i GDR jest widoczna w widmie dla najmniejszego kąta rozproszenia (widmo zaznaczone na niebiesko, w lewym górnym rogu). Struktury można rozpoznać również w widmach dla dwóch następnych kątów (widma zaznaczone na szaro w prawym górnym rogu i na zielono w lewym dolnym rogu). Dla największej wartości kąta rozproszenia (widmo zaznaczone na czerwono w prawym dolnym rogu) struktury są trudno rozróżnialne.



Rysunek 5.20: Widma energii wzbudzenia jądra w rejonie energii odpowiadających wzbudzeniom gigantycznych rezonansów, uzyskane w pomiarze singlowym dla poszczególnych kątów rozproszeń protonów zmierzonych w układzie KRATTA. Zakres kątowy detektorów jest zaznaczony w prawym górnym rogu każdego widma.

W celu oszacowania przekrojów czynnych na wzbudzenie oraz rozpad γ gigantycznych rezonansów, do zaprezentowanych danych została dopasowana funkcja będąca sumą krzywych gaussowskich, przybliżających kształt rezonansów, i funkcji wielomianowej, reprezentującej tło. Ze względu na krótki czas pomiaru uzyskane wyniki obciążone są dużą niepewnością statystyczną. Wyniki te zostaną zaprezentowane w podrozdziale 6.3.1.

Rozdział 6

Intepretacja wyników dotyczących wzbudzeń i rozpadów gigantycznych rezonansów

Uzyskane wyniki eksperymentalne dotyczące wzbudzeń i rozpadów GR do stanu podstawowego zostały porównane z obliczeniami teoretycznymi i wcześniejszymi danymi. Sposób przeprowadzania analizy odwzorowywał możliwie najdokładniej analizę przeprowadzoną na potrzeby pomiaru wzbudzenia i rozpadu γ GQR w wyniku rozproszenia nieelastycznego jąder ^{17}O na tarczy z ^{208}Pb , opisanego w pracy [1]. Do obliczeń teoretycznych przekrojów czynnych ekscytacji stanów wzbudzonych w ^{208}Pb wykorzystany został kod Fresco, bazujący na modelu optycznym, pozwalający na wykonanie m.in. obliczeń typu DWBA (patrz podrozdział 1.4.1). Rozpad statystyczny jądra złożonego obliczany był kodem One-Step [26], bazującym na formalizmie Hausera-Feshbacha (patrz podrozdział 1.4.2).

6.1 Wyznaczenie nasilení przejść

Za pomocą kodu Fresco można wyznaczyć rozkłady kątowe przekroju czynnego na wzbudzenie określonych stanów poprzez zadanie w pliku wejściowym parametrów opisujących reakcję. Należą do nich: energia wiązki padającej, spin, masa i rodzaj dla jądra-pocisku oraz dla jądra tarczy; parametry i kształty stosowanych potencjałów oraz energie, spiny i parzystości wzbudzanych stanów a także związane z nimi nasilenia przejść. Wykorzystując do opisu przejść model kolektywny, nasilenie przejścia ze stanu i do j , o multipolowości l , podawane jest za pomocą elementu macierzowego [42]:

$$M(El) = \sqrt{(2I + 1)B(El, i \rightarrow j)} \quad [\text{efm}^l] \quad (6.1)$$

oraz długości deformacji:

$$DEF(El) = \beta_l R \quad [\text{fm}], \quad (6.2)$$

gdzie: l – rząd multipolowy przejścia;
 I – spin stanu początkowego;
 β_l – parametr deformacji;
 R – promień jądra.

Dla przejść dyskretnych przyjęto tablicowe wartości zredukowanych prawdopodobieństw przejść i parametrów deformacji [18]. Jako promień jądra przyjęta została wartość 7,1 fm, wynikająca ze wzoru $R = rA^{\frac{1}{3}}$, gdzie $r = 1,2$ fm to promień nukleonu.

Dla gigantycznych rezonansów obliczenia zostały przeprowadzone przy uproszczonym założeniu, że wzbudzenie zachodzi dla stanu jednocząstkowego o ściśle określonej energii równej centroidzie rezonansu E_{GR} , w którym zawiera się całe jego nasilenie. Wartości zredukowanych prawdopodobieństw przejść zostały wyznaczone z odpowiednich reguł sum ważonych energią (równania 1.34 i 1.33). Zgodnie z wcześniejszymi obserwacjami założono dla GDR, że wyczerpuje on w 111% IVEWSR [49], natomiast dla GQR przyjęto, że wyczerpuje on 47% ISEWSR [18].

Konieczną do wyznaczenia $B(E2, 0 \rightarrow GQR)$ wartość średniego promienia kwadratowego jądra ^{208}Pb przyjęto jako tablicową i równą 5,5 fm [43]. Ze względu na brak tablicowych wartości β_l dla gigantycznych rezonansów, w przypadku tych wzbudzeń do wyznaczenia długości deformacji użyty został wzór zaczerpnięty z modelu rotacyjnego, w którym wartość elementu macierzowego i długości deformacji można połączyć ze sobą zależnością [44]:

$$M(El) = (-1)^{\frac{1}{2}(I-I'+|I-I'|)} \sqrt{2I+1} \langle I, K; l, 0 | I', K \rangle \frac{3ZR^{l-1}}{4\pi} DEF(El), \quad (6.3)$$

gdzie: I' – spin stanu końcowego;
 K – trzecia składowa spinu wewnętrznego jądra w stanie początkowym;
 $\langle I, K; l, 0 | I', K \rangle$ – współczynnik Clebscha-Gordana.

Zastosowane w obliczeniach parametry opisujące wzbudzenia stanów analizowanych w dalszym toku rozprawy przedstawione zostały w tabeli 6.1. Tabela zawiera dla każdego stanu informację o energii, typie przejścia, wartość zredukowanego prawdopodobieństwa przejścia oraz długości deformacji [18].

Tabela 6.1: Parametry opisujące nasilenie przejść użyte do wyznaczenia przekrojów czynnych na wzbudzenie poszczególnych stanów za pomocą kodu Fresco [18].

Stan	Typ przejścia	Energia [MeV]	$B(El \uparrow)$ [$e^2\text{fm}^{2l}$]	$DEF(El)$ [fm]
3^-	E3	2,6	670000	0,85
2^+	E2	4,1	3300	0,41
ISGQR	E2	10,6	4200	0,41
IVGDR	E1	13,7	61,78	0,36

6.2 Ustalenie parametrów modelu optycznego

Pierwszym krokiem analizy, mającej na celu interpretację wyników, było ustalenie wartości parametrów potencjału jądrowego w modelu optycznym stosowanym w kodzie Fresco tak, by w zadowalający sposób opisywał on reakcję wykorzystaną w eksperymencie. Do opisu potencjału jądrowego wykorzystano parametryzację zaproponowaną w pracy [45], która wprowadza empiryczne zależności pozwalające wyliczyć wartości modelu optycznego dla szerokiego zakresu energii i mas jąder.

Zgodnie z opisem w artykule [45], przyjęty został potencjał jądrowy o kształcie Woodsa-Saxona, składający się z części rzeczywistej i urojonej, z dodatkowym potencjałem odpowiadającym sprzężeniu spin-orbita. W modelu tym część powierzchniowa potencjału jest pomijana. Tak zadany potencjał wyraża się wzorem:

$$\begin{aligned}
U_{Nucl}(r) &= -V f_v(r) - iW f_w(r) + 2(V_{SO} + iW_{SO}) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f_{SO}(r) \vec{L} \cdot \vec{s} \\
&= -\frac{V}{1 + \exp\left(\frac{r-r_V}{a_V}\right)} - i \frac{W}{1 + \exp\left(\frac{r-r_W}{a_W}\right)} + \frac{2(V_{SO} + iW_{SO}) \exp\left(\frac{r-r_{SO}}{a_{SO}}\right)}{r a_{SO} \left(1 + \exp\left(\frac{r-r_{SO}}{a_{SO}}\right)\right)^2} \vec{L} \cdot \vec{s}
\end{aligned} \tag{6.4}$$

i posiada łącznie 10 parametrów wolnych. Parametry opisane są następującymi formułami empirycznymi [45]:

$$\begin{aligned}
V &\simeq \left(92,5 + 64 \frac{N-Z}{A}\right) (1 - 0,155 \ln E_p) \text{ [MeV]}, \\
r_V &\simeq 1,18 + (0,34 + 6,5/A) 10^{-3} E_p \text{ [fm]}, \\
a_V &\simeq 0,77 - 1,2 \times 10^{-4} A^{(0,4)} (180 - E_p) \text{ [fm]}, \\
W &\simeq 3,8 + 3 \frac{N}{Z} + 1,23 \times 10^{-3} \times \begin{cases} 0, & E_p \leq 135 \text{ MeV} \\ E_p - 135 \text{ MeV}, & E_p > 135 \text{ MeV} \end{cases} \text{ [MeV]}, \\
r_W &\simeq 1,16 + \beta \ln(185 - E_p) \text{ [fm]}, \\
a_W &\simeq 0,37 + 1,8 \times 10^{-3} E_p \text{ [fm]}, \\
V_{SO} &\simeq 16,5 \left(1 - \left(0,16 + 0,06 \frac{N-Z}{A}\right) \ln E_p\right) \text{ [MeV]}, \\
W_{SO} &\simeq 5,2 (1 - 0,262 \ln E_p) \text{ [MeV]}, \\
r_{SO} &\simeq 1,015 + 0,5 \times 10^{-3} A \text{ [fm]}, \\
a_{SO} &\simeq 0,6 \text{ [fm]},
\end{aligned}$$

gdzie: N – liczba neutronów w jądrze;

Z – liczba protonów w jądrze;

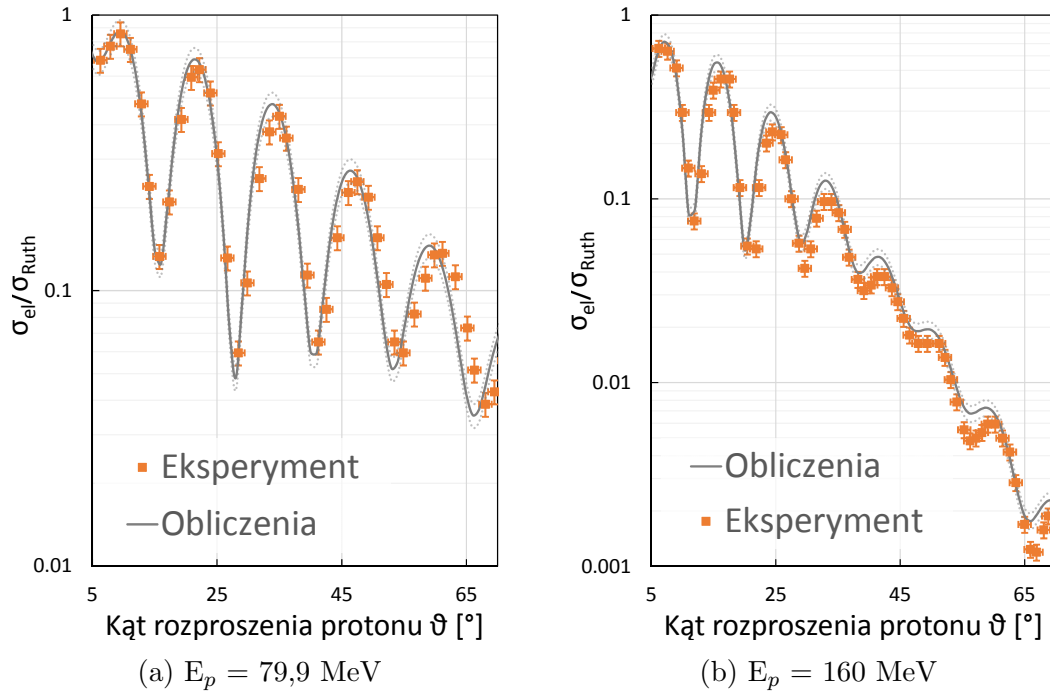
A – liczba masowa jądra;

E_p – energia protonu w laboratoryjnym układzie odniesienia, podawana w [MeV].

6.2.1 Rozproszenie elastyczne

Zgodność obliczeń została sprawdzona najpierw dla zamieszczonych w pracy [45] danych eksperymentalnych dotyczących rozproszenia elastycznego protonów w reakcji $^{208}\text{Pb}(p, p')$ przy energii 79,9 MeV (rys. 6.1a), która była najbliższa wartości energii wiązki stosowanej w eksperymencie będącym tematem rozprawy.

W kolejnym kroku wyniki obliczeń teoretycznych zostały porównane z przedstawionym w publikacji [45] eksperymentalnym rozkładem kątowym przekroju czynnego na rozproszenie elastyczne protonów przy energii 160 MeV (rys. 6.1b). Dzięki temu istniała możliwość zweryfikowania obliczeń w rejonie energii dla której opublikowano zmierzone eksperymentalnie różniczkowe przekroje czynne na wzbudzenie stanów 3^- [46] i ISGQR [47] w reakcji $^{208}\text{Pb}(p, p')$ przy energii 155 MeV.



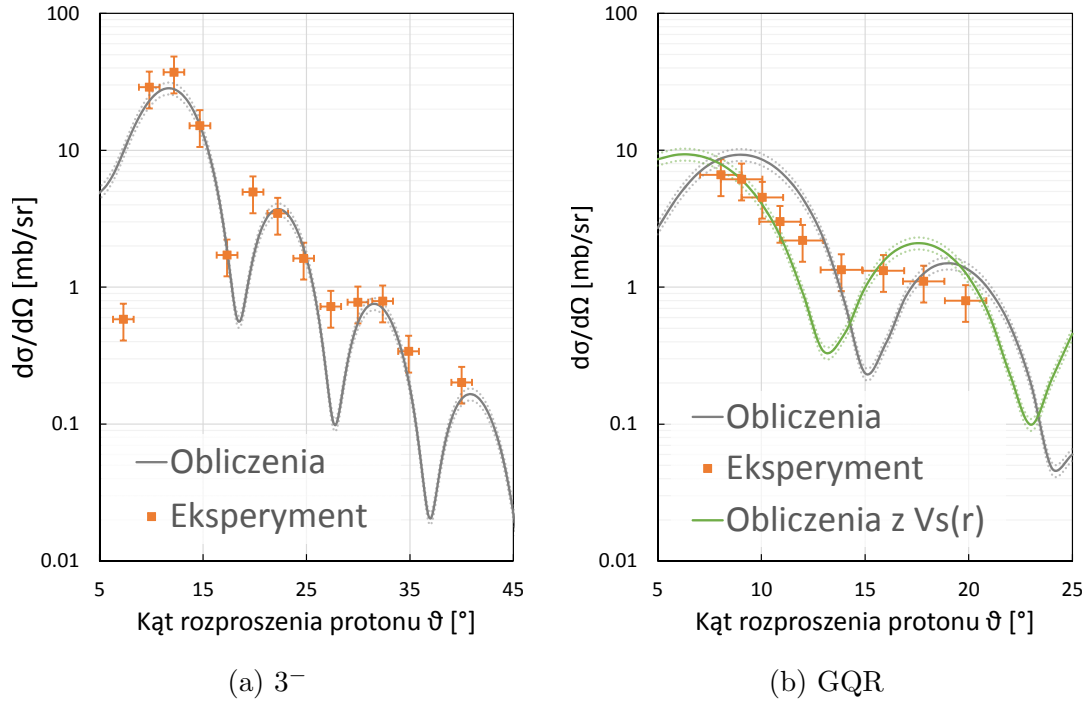
Rysunek 6.1: Porównanie obliczeń wykonanych przy pomocy kodu Fresco (szara linia) i wyników eksperymentalnych (pomarańczowe kwadraty) [45] dla rozproszenia elastycznego protonów na ołowiu przy energii 80 MeV (a) i 160 MeV (b).

Otrzymane wyniki obliczeń dla reakcji rozproszenia elastycznego przy energii padających protonów równej 79,9 MeV i 160 MeV, przedstawione są wraz z punktami eksperymentalnymi na rys. 6.1. Dla obu energii wyniki obliczeń posiadają tę samą charakterystykę, co dane eksperymentalne. Dodatkowo, w przedziale małych kątów, odpowiadającym kątom obejmowanym przez detektory układu KRATTA, zgodność jest pełna. Rozbieżność wyników może być spowodowana ogólnością wzorów użytych do wyznaczenia wartości parametrów modelu. Ze względu na zgodność obliczeń dla małych kątów, powyższy sposób wyznaczenia parametrów modelu optycznego został uznany jako wystarczający do analizy danych będących tematem rozprawy.

6.2.2 Rozproszenie nieelastyczne dla energii 155 MeV

Stosując parametryzację potencjału opisaną powyżej wykonano obliczenia przekrojów czynnych na wzbudzenie stanów 3^- oraz GQR przy energii protonu 155 MeV. Wyniki tych obliczeń przedstawione są na rys. 6.2. Obliczenia dla pierwszego stanu wzbudzonego w zadowalający sposób opisują dane eksperymentalne. Różnica pomiędzy punktami eksperymentalnymi w przedziale kątów obejmowanych przez układ KRATTA a wartościami obliczeń dla tych samych punktów wynosi 20%. Wielkość ta używana jest w dalszej analizie jako niepewność obliczeń $u(\sigma)$.

W przypadku GQR, użycie tych samych parametrów jest niewystarczające. Arbitralne dodanie części powierzchniowej potencjału ($V_s(r)$) pozwala odwzorować dane jedynie dla małych kątów rozpraszania protonów (w przedziale $8-11^\circ$). Na tej podstawie obliczenia dla wzbudzeń stanów dyskretnych wykorzystane są dalszej analizie w pełni, natomiast dla GR różniczkowe przekroje czynne wynikające z obliczeń kodem Fresco porównane są z uzyskanymi wynikami eksperymentalnymi, jednak nie są wykorzystywane do wyznaczenia własności rozpadu GR.



Rysunek 6.2: Porównanie obliczeń wykonanych przy pomocy kodu Fresco (szara linia) i wyników eksperymentalnych (pomarańczowe kwadraty) dla reakcji $^{208}\text{Pb}(p, p')$ i wzbudzenia stanu 3^- (a) [46] oraz GQR (b) [47] przy energii 155 MeV.

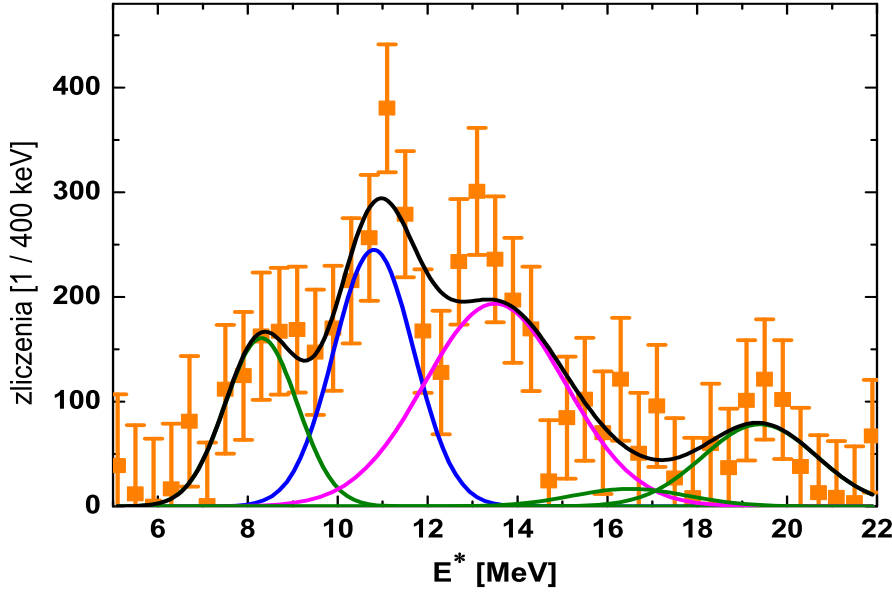
6.3 Porównanie wyników obliczeń DWBA z danymi pomiarowymi

Na podstawie powyższych przykładów przyjęto, że do obliczeń wzbudzeń stanów kolektywnych w ^{208}Pb stosowana będzie parametryzacja potencjału modelu optycznego podana w pracy [45]. Z jej zastosowaniem wykonano obliczenia, które porównano z liczbami zliczeń zmierzonymi podczas eksperymentu, uzyskanymi z widm energii wzbudzenia jądra ^{208}Pb i widm energii wyemitowanych kwantów γ , zaprezentowanych na rys. 5.19 i 5.13.

Pierwszym krokiem tego etapu analizy było wyznaczenie liczby zliczeń dla poszczególnych wzbudzeń poprzez dopasowanie krzywych Gaussa z uwzględnieniem obecnego w danych tła oraz wydajności detektorów. Następnie uzyskane wyniki zostały znormalizowane tak, by móc z liczby zliczeń uzyskać informację o różniczkowym przekroju czynnym. Kolejnym krokiem była analiza widma energii kwantów γ pochodzących z rozpadu wzbudzenia do stanu podstawowego. Najpierw sprawdzona została zgodność danych z przewidywaniami teoretycznymi dla stanów dyskretnych 3_1^- i 2_1^+ , po czym po uwzględnieniu zliczeń pochodzących z rozpadu γ GDR oszacowane zostały własności rozpadu γ ISGQR.

6.3.1 Analiza widm wzbudzenia jądra

Dla danych singlowych z widm energii wzbudzenia jądra ^{208}Pb dla poszczególnych kątów rozproszenia protonów (rys. 5.20) wyznaczone zostały liczby zliczeń dla rozproszenia elastycznego oraz w rejonie GQR i GDR. Przykładowe widmo energii wzbudzenia wraz z dopasowanymi krzywymi przedstawione jest na rys. 6.3.



Rysunek 6.3: Widmo energii wzbudzenia jądra ^{208}Pb zarejestrowane przez układ KRATTA po odjęciu tła wraz z dopasowanymi krzywymi. Kolorem różowym zaznaczona jest krzywa odpowiadająca GDR, niebieskim – GQR, zielonym – krzywe tła, pochodzące ze wzbudzeń stanów dyskretnych w rejonie 8 MeV i GR w rejonie 20 MeV. Kolorem czarnym zaznaczona jest suma powyższych krzywych.

W pierwszym kroku do danych zostało dopasowane w szerokim zakresie tło składające się z funkcji wielomianowej i eksponenty. Po jego odjęciu nasilenia IVGDR i ISGQR dopasowane zostały jednocześnie wraz z krzywymi odpowiadającym wzbudzeniom dyskretnym w rejonie energii 8–9 MeV i wysokoenergetycznym rezonansom przy energii 20 MeV.

Otrzymane dane zostały znormalizowane tak, by liczba zliczeń dla rozproszenia elastycznego w widmie energetycznym dla całego układu KRATTA odpowiadała przekrojowi czynnemu na rozproszenie dla przedziałów kątów obejmowanych przez te detektory. Oznaczając przez $\vartheta_K = [8,0^\circ; 15,2^\circ]$ przedział kątów obejmowany przez detektory układu KRATTA, a przez ϑ_i przedział kątów obejmowany przez i -tą grupę detektorów tego układu, normalizację tę można opisać wzorem:

$$\sigma_{p,p'}(\vartheta_i) = \frac{\sigma_{el}(\vartheta_K)\epsilon(\vartheta_K) N_{p,p'}(\vartheta_i)}{N_{el}(\vartheta_K) \epsilon(\vartheta_i)} = \frac{N_{p,p'}(\vartheta_i)}{\xi_{el}\epsilon(\vartheta_i)}, \quad (6.6)$$

- gdzie: $\sigma_{p,p'}(\vartheta_i)$ – rozkład przekroju czynnego na daną reakcję w zależności od kąta rozproszenia protonu;
- $\sigma_{el}(\vartheta_K)$ – przekrój czynny na rozproszenie elastyczne w kącie obejmowanym przez układ KRATTA;
- $\epsilon(\vartheta_K)$ – wydajność geometryczna układu KRATTA;
- $N_{el}(\vartheta_K)$ – liczba zdarzeń elastycznego rozproszenia protonów zmierzona przez układ KRATTA;
- $N_{p,p'}(\vartheta_i)$ – liczba zliczeń dla danej reakcji zmierzona przez grupę detektorów układu KRATTA znajdującą się pod kątem ϑ_i ;
- $\epsilon(\vartheta_i)$ – wydajność geometryczna dla grupy detektorów układu KRATTA ustawionych pod kątem ϑ_i ;
- $\xi_{el} = \frac{N_{el}(\vartheta_K)}{\sigma_{el}(\vartheta_K)\epsilon(\vartheta_K)}$ – czynnik normalizujący wyprowadzony z wartości dla rozproszenia elastycznego.

Niepewność obliczeń została wyznaczona z prawa przenoszenia niepewności:

$$u^2(f(\vec{x})) = \sum_i \left(\frac{\partial x_i}{\partial f} \right)^2 u^2(x_i), \quad (6.7)$$

którą w tym przypadku można wyrazić wzorem:

$$u(\sigma_{p,p'}(\vartheta_i)) = \sigma_{p,p'}(\vartheta_i) \sqrt{\left(\frac{u(\xi_{el})}{\xi_{el}} \right)^2 + \left(\frac{u(\epsilon(\vartheta_i))}{\epsilon(\vartheta_i)} \right)^2 + \left(\frac{u(N_{p,p'}(\vartheta_i))}{N_{p,p'}(\vartheta_i)} \right)^2}. \quad (6.8)$$

Przyjęto niepewność wyznaczenia wartości przekroju czynnego $u(\sigma) = 20\%$, niepewność związaną z wydajnością geometryczną równą $u(\epsilon) = 10\%$, niepewność wyznaczenia liczby zliczeń wynikała z parametrów dopasowania. Niepewność parametru normalizującego ξ_{el} została wyznaczona w analogiczny sposób.

Uzyskane rozkłady różniczkowych przekrojów czynnych przedstawione są na rys. 6.4, kolejno dla rozproszenia elastycznego, w rejonie GQR i GDR. W przypadku reakcji rozproszenia elastycznego została uzyskana dobra zgodność pomiędzy wynikami eksperymentalnymi a obliczonym rozkładem. W przypadku wzbudzeń w rejonie gigantycznych rezonansów uzyskane wartości są tego samego rzędu wielkości, nie odtwarzają one jednak dokładnie przewidywanego rozkładu kąтового. Różnica ta może wynikać z uproszczonego modelu stosowanego w obliczeniach.

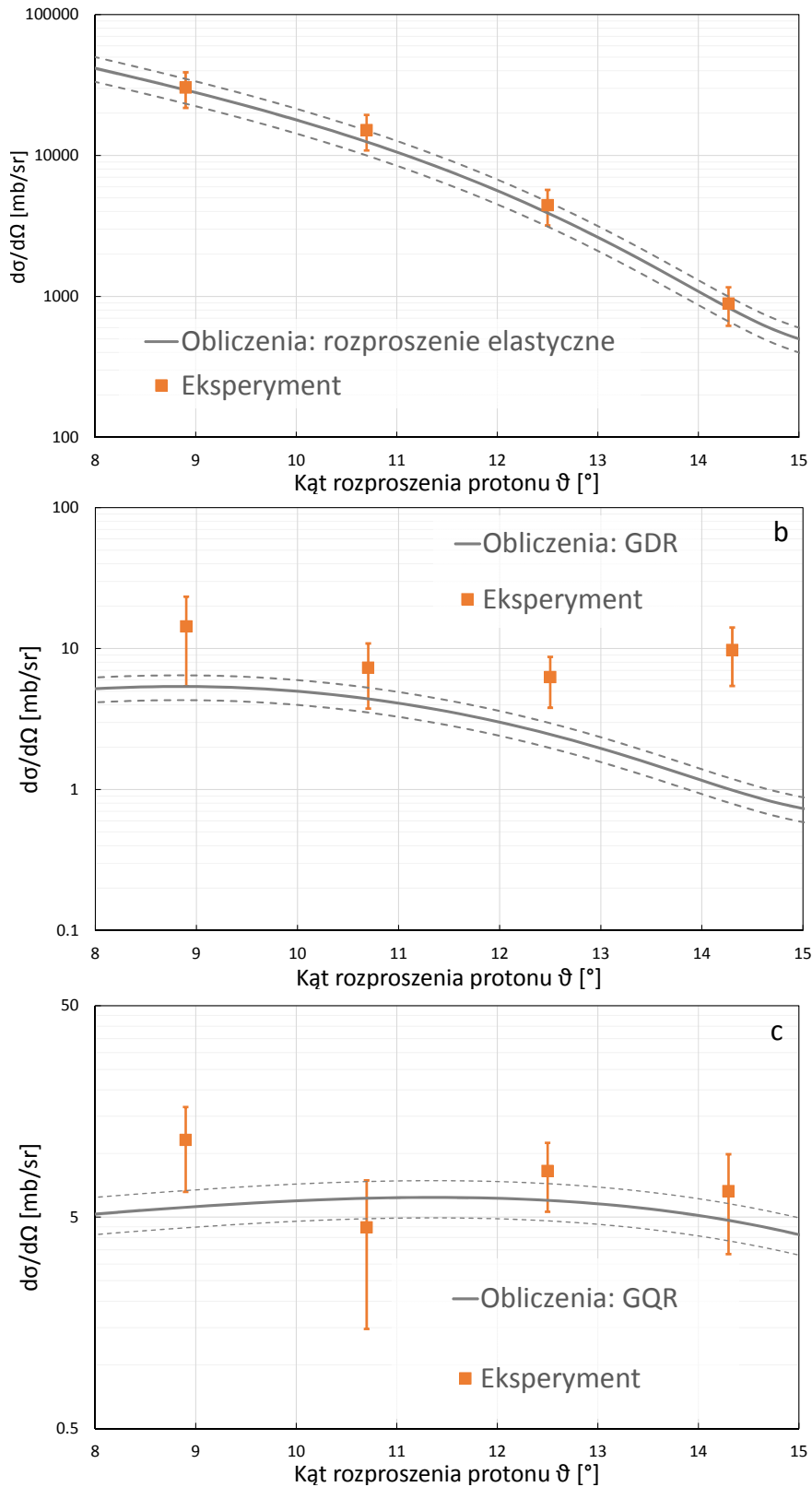
Duża szerokość Γ stanów rezonansowych powoduje, że w tym samym rejonie energii wzbudzenia możliwa jest ekscytacja różnych gigantycznych rezonansów, zatem uzyskany eksperymentalnie rozkład kątowy może być sumą rozkładów kątowych odpowiednich dla kilku typów wzbudzeń. Liczba punktów pomiarowych oraz niepewność wyznaczenia ich wartości nie pozwala na analizę danych pod tym kątem. Zbliżona eksperymentalna i teoretyczna wartość przekroju czynnego pozwala stwierdzić, że wzbudzenie GQR i GDR ma dominujący charakter odpowiednio w rejonie 11 MeV i 14 MeV.

W tabeli 6.2 porównane zostały teoretyczne i uzyskane z danych pomiarowych wartości przekroju czynnego na reakcję wzbudzenia gigantycznych rezonansów w kącie obejmowanym przez detektory układu KRATTA. Dla ISGQR wartości niemalże zgadzają się w granicy błędu, natomiast dla IVGDR rozbieżność jest dużo większa. Potwierdza to przypuszczenie o obecności w tym rejonie innych wzbudzeń rezonansowych. W szczególności gigantyczny rezonans monopolowy (GMR) posiada centroidę $E_{GMR} = 13,7$ MeV, jednakże można się spodziewać, że jego udział we wzbudzeniu w stosowanym zakresie kątów rozproszenia protonów będzie dziesięciokrotnie niższy od ISGQR [48]. Niestety, używana metoda obliczeń nie pozwoliła na uzyskanie przewidywań teoretycznych dotyczących tego stanu dla analizowanej reakcji.

Do przejścia pomiędzy przekrojem czynnym dla danego przedziału kąowego $[\vartheta_{\max}, \vartheta_{\min}] = \Delta\vartheta$ i wartościami różniczkowego przekroju czynnego dla kątów ϑ_i znajdujących się w tym przedziale, wykorzystano wzór:

$$\sigma_{p,p'}(\Delta\vartheta) = \sum_{\vartheta_i} \sin(\vartheta_i) \frac{d\sigma_{p,p'}(\vartheta_i)}{d\vartheta} |\Delta\vartheta_i|. \quad (6.9)$$

gdzie: $|\Delta\vartheta_i|$ – krok pomiędzy kolejnymi wartościami ϑ_i .



Rysunek 6.4: Porównanie obliczeń wykonanych przy pomocy kodu Fresco (szara linia) i wyników eksperymentalnych (pomarańczowe kwadraty) dla reakcji rozproszenia elastycznego (a), wzbudzenia GDR (b) i GQR (c) w wyniku reakcji $^{208}\text{Pb}(p, p'\gamma)$ przy energii wiązki 85 MeV. Obszar niepewności obliczeń ograniczony jest szarymi przerywanymi liniami.

Tabela 6.2: Teoretyczne (σ_{th}) i wyznaczone (σ_{exp}) wartości przekroju czynnego na wzbudzenie gigantycznych rezonansów w reakcji nieelastycznego rozproszenia protonów w przedziale kątowym $\vartheta_K = [8,0^\circ, 15,2^\circ]$, obejmowanym przez układ KRATTA, wraz z niepewnościami.

Stan	σ_{th} [μb]	σ_{exp} [μb]
ISGQR	207 ± 21	147 ± 36
IVGDR	78 ± 8	162 ± 42

Dla małych kątów wzór ten przechodzi w równanie 1.4. Dla pojedynczej wartości przekroju czynnego $|\Delta\vartheta_i| = \vartheta_{\max} - \vartheta_{\min}$ i powyższa suma upraszcza się do postaci:

$$\sigma_{p,p'}(\Delta\vartheta) = \sin(\vartheta) \frac{d\sigma_{p,p'}(\vartheta)}{d\vartheta} |\Delta\vartheta|. \quad (6.10)$$

6.3.2 Analiza widm rozpadu wzbudzeń do stanu podstawowego

Dla zdarzeń rozpadu wzbudzenia do stanu podstawowego możliwe było bezpośrednio porównanie obliczeń DWBA z liczbą zliczeń dla rozpadów γ stanów 3^- i 2^+ . Porównanie to bazuje na założeniu, że dla tych stanów wszystkie wzbudzenia rozpadają się do stanu podstawowego, zatem przekrój czynny dla reakcji $^{208}\text{Pb}(p, p')$ i $^{208}\text{Pb}(p, p'\gamma)$ są sobie równe. Dane zostały znormalizowane tak, by liczba zliczeń dla stanu 2^+ w sumacyjnym widmie dla wszystkich detektorów odpowiadała przekrojowi czynnemu na jego wzbudzenie dla przedziałów kątów obejmowanych przez detektory układu KRATTA. użytą metodę normalizacyjną można opisać wzorem analogicznym do wzoru 6.6, uwzględniającym wydajność układu HECTOR:

$$\sigma_{p,p'\gamma}(\vartheta_i) = \frac{\sigma_{2^+}(\vartheta_K) \epsilon(\vartheta_K) \epsilon(2^+) \epsilon(E2)}{N_{2^+}(\vartheta_K)} \frac{N_{p,p'}(\vartheta_i)}{\epsilon(\vartheta_i) \epsilon(E) \epsilon(E1)} = \frac{N_{p,p'}(\vartheta_i)}{\xi_{2^+}(\vartheta_K) \epsilon(\vartheta_i) \epsilon(E) \epsilon(E1)}, \quad (6.11)$$

gdzie: $N_{2^+}(\vartheta_K)$ – liczba zmierzonych zdarzeń rozpadu γ stanu 2^+ do stanu podstawowego wzbudzonych w rozproszeniu protonów w przedziale kątów ϑ_K ;

$\epsilon(E)$ – wydajność na detekcję układu HECTOR w zależności od energii padającego kwantu γ ;

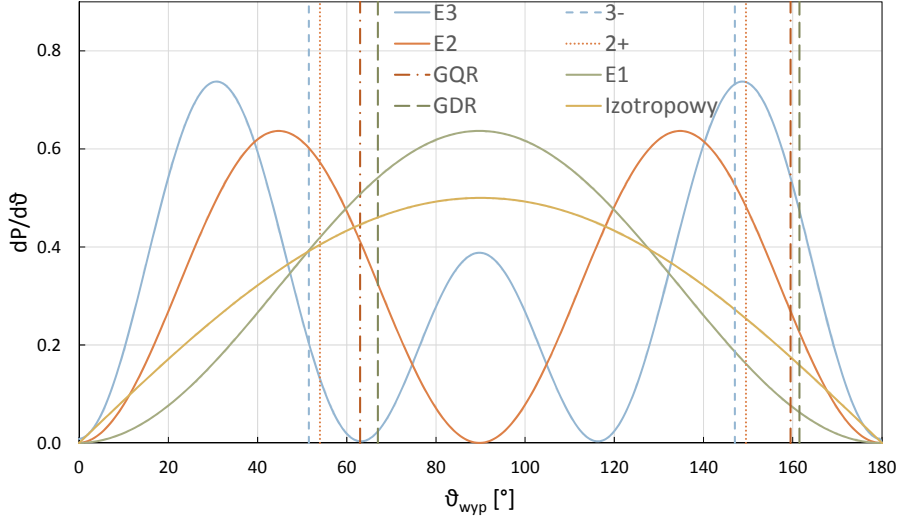
$\epsilon(2^+)$ – wydajność na detekcję dla kwantów γ pochodzących z rozpadu stanu 2_1^+ ;

$\epsilon(E1)$ – czynnik związany z rozkładem kątowym emitowanych kwantów γ ;

$\xi_{2^+}(\vartheta_K)$ – czynnik normalizacyjny wyprowadzony z wartości dla rozpadu stanu 2_1^+ .

Niepewność uzyskanych wartości została wyznaczona podobnie do niepewności wyznaczenia wartości przekrojów czynnych na wzbudzenie. Przyjęto, że niepewność powiązana z wydajnością na detekcję układu HECTOR wynosi $u(\epsilon(E)) = 10\%$.

Czynnik związany z rozkładem kątowym został wyznaczony z rozkładu na emisję promieniowania o określonej multipolowości (patrz rys. 6.5). Dla każdego analizowanego wzbudzenia z kinematyki reakcji obliczony został kierunek poruszania się



Rysunek 6.5: Rozkład kątowy prawdopodobieństwa emisji promieniowania o określonej multipolowości. Kolorem żółtym zaznaczony jest rozkład izotropowy, zielonym rozkład E1, pomarańczowym E2, niebieskim E3. Przerwanymi liniami w odpowiadających kolorach zaznaczone są przedziały kątów wypadkowały obserwowanych w detektorach układu HECTOR dla poszczególnych wzbudzeń.

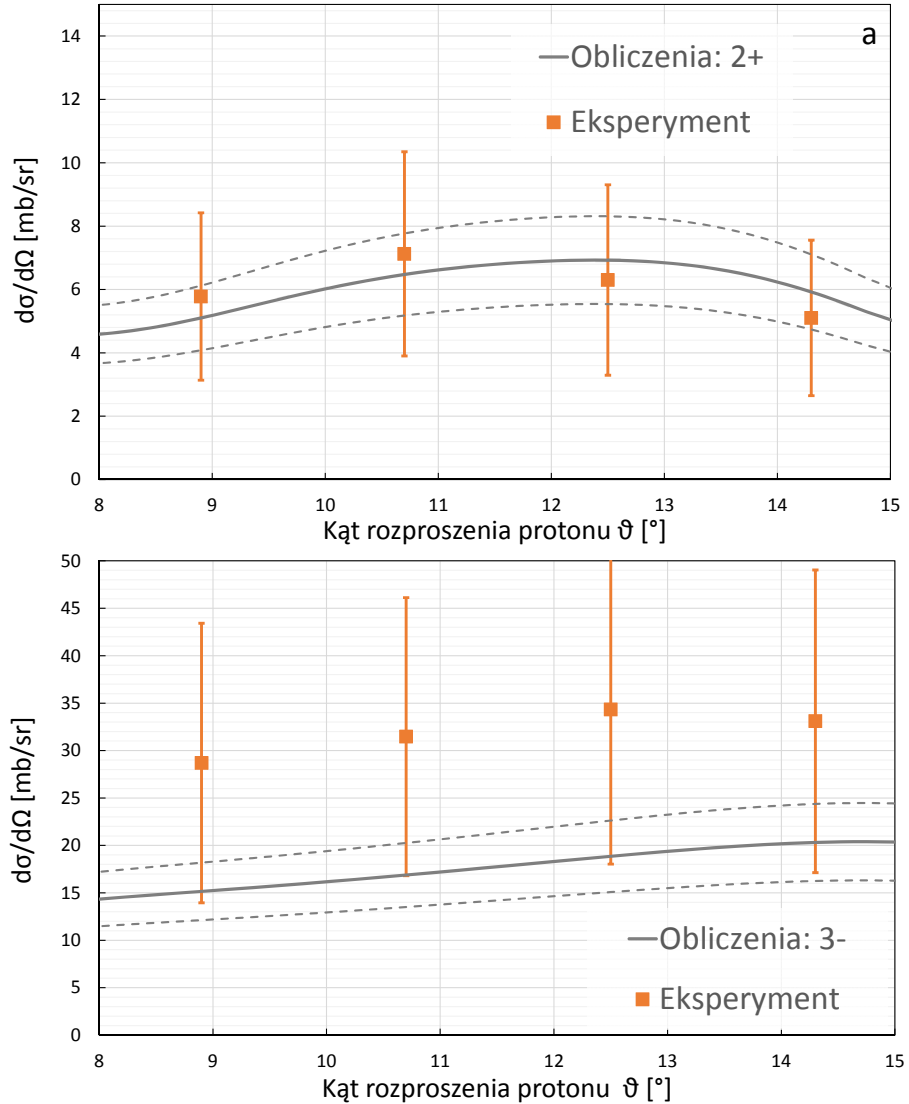
jądra ^{208}Pb (ϑ_{Pb_i} , φ_{Pb_i}), powiązany z detekcją rozproszonego protonu w detektorze układu KRATTA znajdującym się pod kątem (ϑ_{K_i} , φ_{K_i}). Następnie dla każdej pary liczb (ϑ_{Pb_i} , φ_{Pb_i}) wyznaczony został wypadkowy kąt ϑ_{wyp} pomiędzy kierunkiem poruszania się jądra a kątem detekcji promieniowania γ (ϑ_{H_j} , φ_{H_j}). Dla każdego kąta ϑ_{wyp} obliczona została wartość wynikająca z rozkładu na emisję promieniowania γ .

Uzyskane liczby zostały zsumowane po wszystkich detektorach układu HECTOR i detektorach układu KRATTA odpowiadających jednemu kątowi rozproszenia protonów. Następnie znormalizowano je do tak samo otrzymanego wyniku dla źródła promieniowania izotropowego, poruszającego się w osi wiązki, dla którego wartość tej sumy mogła zostać przyporządkowana obejmowanemu przez detektory HECTOR kątowi bryłowemu. Wartość czynnika związanego z rozkładem kątowym promieniowania została przyjęta jako stosunek sumy dla danego przejścia do sumy dla emisji izotropowej. W przypadku widm promieniowania γ związanych z detekcją protonu w całym układzie KRATTA, jako czynnik $\epsilon(El)$ przyjęto średnią ważoną wydajnością geometryczną poszczególnych grup detektorów $\epsilon(\vartheta_i)$. Uzyskane wyniki zebrane są w tabeli 6.3. Ze względu na przybliżony charakter obliczeń, przyjęto niepewność czynnika $u(\epsilon(El)) = 30\%$.

Tabela 6.3: Czynnik związany z rozkładem kątowym emisji kwantów γ o określonej multipolowości – $\epsilon(El)$ dla analizowanych wzbudzeń.

Zakres kątów	2+	3-	GDR	GDR izotropowo	GQR	GQR izotropowo
8,0°– 9,8°	94%	74%	106%	97%	70%	98%
9,8°– 11,6°	95%	74%	107%	97%	74%	98%
11,6°– 13,4°	96%	74%	107%	98%	77%	99%
13,4°– 15,2°	96%	74%	107%	98%	79%	99%
8,0°– 15,2°	95%	74%	107%	97%	76%	99%

Otrzymane rozkłady kątowe przekrojów czynnych dla układu HECTOR przedstawione są na rys. 6.6. Dla obu przejść wyniki eksperymentalne i obliczenia są zgodne w ramach wyznaczonych niepewności.



Rysunek 6.6: Porównanie obliczeń wykonanych przy pomocy kodu Fresco (szara linia) i wyników eksperymentalnych (pomarańczowe kwadraty) dla wzbudzenia stanu 2^+ (a) i 3^- (b) w wyniku reakcji $^{208}\text{Pb}(p, p')$ przy energii wiązki 85 MeV. Obszar niepewności obliczeń ograniczony jest szarymi przerywanymi liniami.

6.4 Interpretacja widma γ rozpadu do stanu podstawowego

Aby zbadać własności rozpadu γ ISGQR do stanu podstawowego koniecznym było odjęcie w widmie energetycznym kwantów γ zdarzeń pochodzących z rozpadu γ IVGDR do tego stanu. Na potrzeby analizy danych będących tematem rozprawy, zgodnie z opisem z podrozdziału 1.3.4, wyznaczono krzywe odpowiadające przekrojom czynnym na rozpad γ do stanu podstawowego IVGDR i ISGQR zbudowanych na jądrze ^{208}Pb w reakcji rozproszenia nieelastycznego protonów w zakresie kątów układu KRATTA.

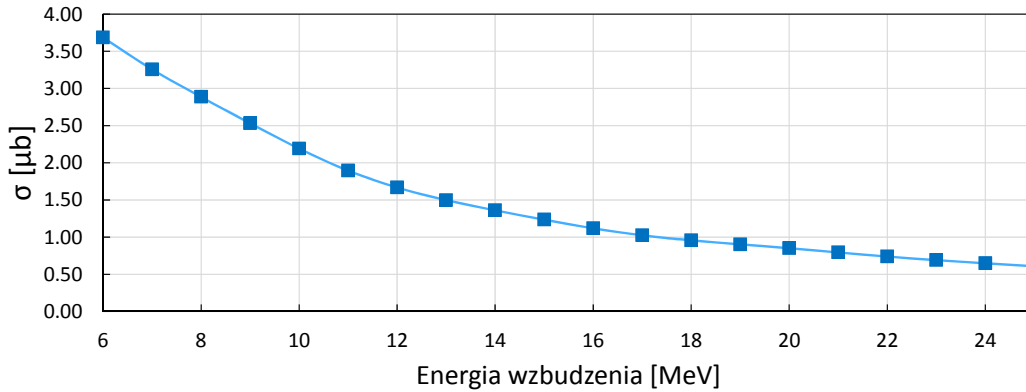
Do opisu przekroju czynnego wykorzystane zostały wprowadzone w podrozdziale 1.3.4 wzory: 1.37 i 1.40, które można połączyć w postaci:

$$\sigma_{p,p'\gamma_0}(E) = \sigma_{p,p'}(E)|_{B(E1)=1} b_{E1}(E) \left[\frac{\Gamma_{\gamma_0}}{\Gamma} + \frac{\Gamma^\downarrow}{\Gamma} B_{CN}(E) \right]. \quad (6.12)$$

Na tak przedstawione równanie można patrzeć jako na sumę dwóch niezależnych przekrojów czynnych: na rozpad γ do stanu podstawowego w reakcji wprost – σ_D i na rozpad γ do stanu podstawowego poprzez jądro złożone – σ_{CN} .

6.4.1 Rozpad γ GDR do stanu podstawowego

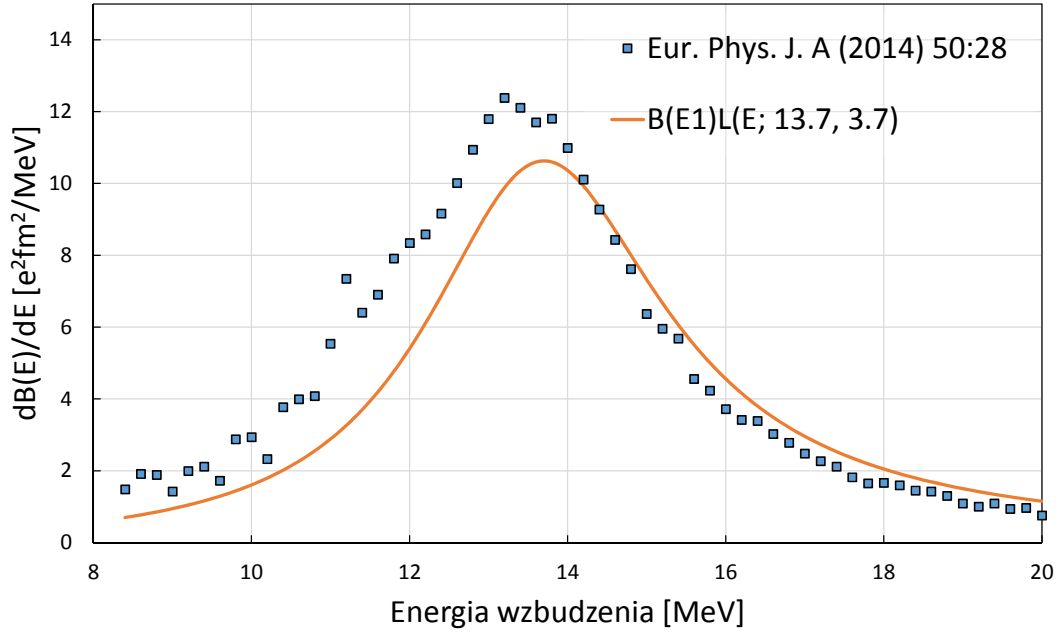
Przekrój czynny na wzbudzenie typu E1 o jednostkowym zredukowanym prawdopodobieństwie przejścia $\sigma_{p,p'}(E)|_{B(E1)=1}$ w reakcji nieelastycznego rozproszenia protonów o energii 85 MeV na jądrze ^{208}Pb dla kątów ϑ_K otrzymano za pomocą kodu Fresco. Obliczenia przeprowadzono dla wzbudzeń w przedziale 6–25 MeV z krokiem obliczeń 1 MeV. Wyznaczona zależność przekroju czynnego od energii dla wzbudzeń typu E1 przedstawiona jest na rysunku 6.7.



Rysunek 6.7: Przekrój czynny na wzbudzenie typu E1 stanu o jednostkowym zredukowanym prawdopodobieństwie przejścia w reakcji nieelastycznego rozproszenia protonów o energii 85 MeV na jądrze ^{208}Pb dla przedziału kątów $\vartheta_K = 8, 0 - 15, 2^\circ$.

Współczynnik rozgałęzienia $B_{CN}(E)$ obliczony został za pomocą programu One-Step. Szerokość rozpadu do stanu podstawowego Γ_{γ_0} w reakcji wprost została wyznaczona ze wzoru 1.39. Zgodnie z opisem w pracy [1], szerokość na rozpad przez jądro złożone Γ^\downarrow określona została jako 90% całkowitej szerokości Γ . Jako całkowitą szerokość GDR przyjęto wartość $\Gamma = 3,7$ MeV [49].

Dla IVGDR rozkład nasilenia $b_{E1}(E)$ został zamodelowany na dwa różne sposoby. W pierwszym podejściu przyjęto teoretyczny kształt krzywej rezonansowej tłumionej o centroidzie $E_{GDR} = 13,7$ MeV, szerokości $\Gamma = 3,7$ MeV i zredukowanym prawdopodobieństwie przejścia $B(E1) = 62 e^2\text{fm}^2 = 111\%$ IVEWSR. W drugim sposobie skorzystano ze zmierzonego rozkładu zredukowanego prawdopodobieństwa przejścia dla wzbudzeń typu E1, otrzymanego w reakcji nieelastycznego rozproszenia protonów przy energii wiązki 295 MeV [50]. Porównanie obu użytych krzywych przedstawione jest na rysunku 6.8. Punkty eksperymentalne dość dobrze zgadzają się z kształtem teoretycznym dla wysokich energii wzbudzenia, podczas gdy dla niskich energii wartości eksperymentalne są wyraźnie wyższe.



Rysunek 6.8: Porównanie eksperymentalnego rozkładu zredukowanego prawdopodobieństwa przejścia dla wzbudzeń typu E1 w jądrze ^{208}Pb [50] z kształtem krzywej rezonansowej tłumionej opisanej parametrami: $B(E1) = 62 \text{ e}^2\text{fm}^2 = 111\% \text{ IVEWSR}$, $E_{GDR} = 13,7 \text{ MeV}$, $\Gamma = 3,7 \text{ MeV}$.

Stosując powyższe wielkości dla reakcji wykorzystanej w eksperymencie otrzymano dwie pary krzywych odpowiadających przekrojowi czynnemu na rozpad γ GDR do stanu podstawowego w przedziale kątów rozproszeń protonów obejmowanych przez układ KRATTA:

$$\begin{aligned} \sigma_{GDR}^{th}(E) &= \sigma_{p,p'}(E)|_{B(E1)=1} \frac{E_{GDR}}{E} B(E1)L(E; E_{GDR}, \Gamma) \left[\frac{\Gamma_{\gamma 0}}{\Gamma} + \frac{\Gamma^\downarrow}{\Gamma} B_{CN}(E) \right] \\ &= \sigma_D^{th}(E) + \sigma_{CN}^{th}(E); \quad (6.13) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sigma_{GDR}^{exp}(E) &= \sigma_{p,p'}(E)|_{B(E1)=1} \frac{E_{GDR}}{E} \frac{dB_{E1}(E)}{dE} \left[\frac{\Gamma_{\gamma 0}}{\Gamma} + \frac{\Gamma^\downarrow}{\Gamma} B_{CN}(E) \right] \\ &= \sigma_D^{exp}(E) + \sigma_{CN}^{exp}(E). \quad (6.14) \end{aligned}$$

gdzie: $\frac{dB_{E1}(E)}{dE}$ – eksperymentalny rozkład zredukowanego prawdopodobieństwa przejścia na wzbudzenie stanu typu E1 w jądrze ^{208}Pb zaprezentowany w pracy [50];

$\sigma_D^{th}(E)$ – przekrój czynny na rozpad γ GDR do stanu podstawowego w reakcji wprost, z zadaniem kształtem krzywej rezonansowej tłumionej;

$\sigma_{CN}^{th}(E)$ – przekrój czynny na rozpad γ GDR do stanu podstawowego w reakcji przez jądro złożone, z zadaniem kształtem krzywej rezonansowej tłumionej;

$\sigma_D^{exp}(E)$ – przekrój czynny na rozpad γ GDR do stanu podstawowego w reakcji wprost, z zadaniem kształtem eksperymentalnym rozpadu;

$\sigma_{CN}^{exp}(E)$ – przekrój czynny na rozpad γ GDR do stanu podstawowego w reakcji przez jądro złożone, z zadaniem kształtem eksperymentalnym rozpadu.

Otrzymane wyniki obliczeń zostały przemnożone przez macierz odpowiedzi układu HECTOR i pomnożone przez współczynniki związane z wydajnością poszczególnych układów. Procedurę tę można zapisać wzorem jako:

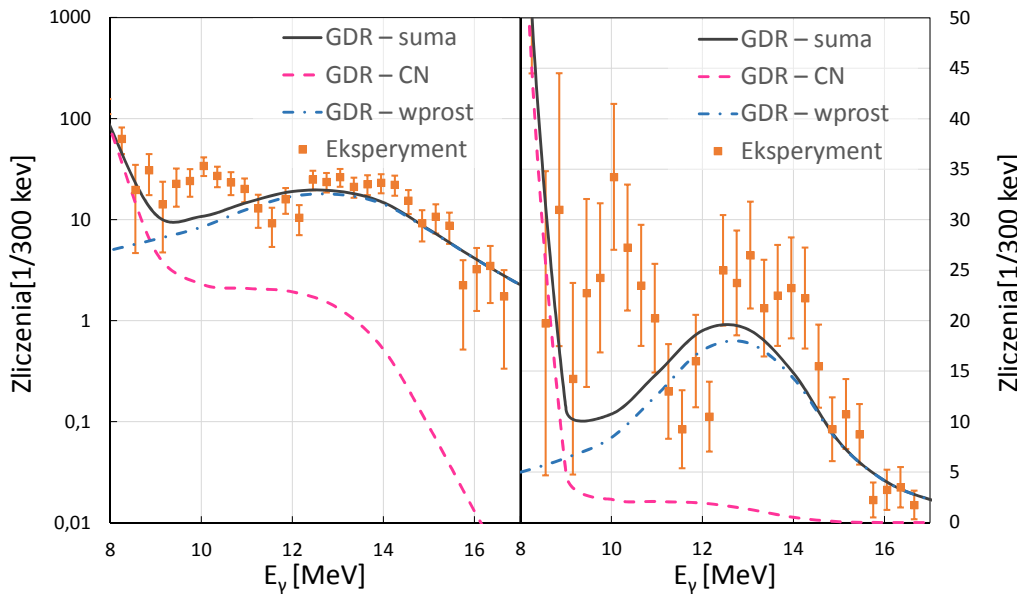
$$N(E) = \xi_{2+\epsilon}(\vartheta_K)\epsilon(EI)R(E)\sigma_{p,p\gamma 0}^{GR}(E) \quad (6.15)$$

gdzie: $\sigma_{p,p\gamma 0}^{GR}(E)$ – przekrój czynny na rozpad γ do stanu podstawowego wybranego gigantycznego rezonansu w określonym kanale reakcji;
 $R(E)$ – macierz odpowiedzi układu HECTOR.

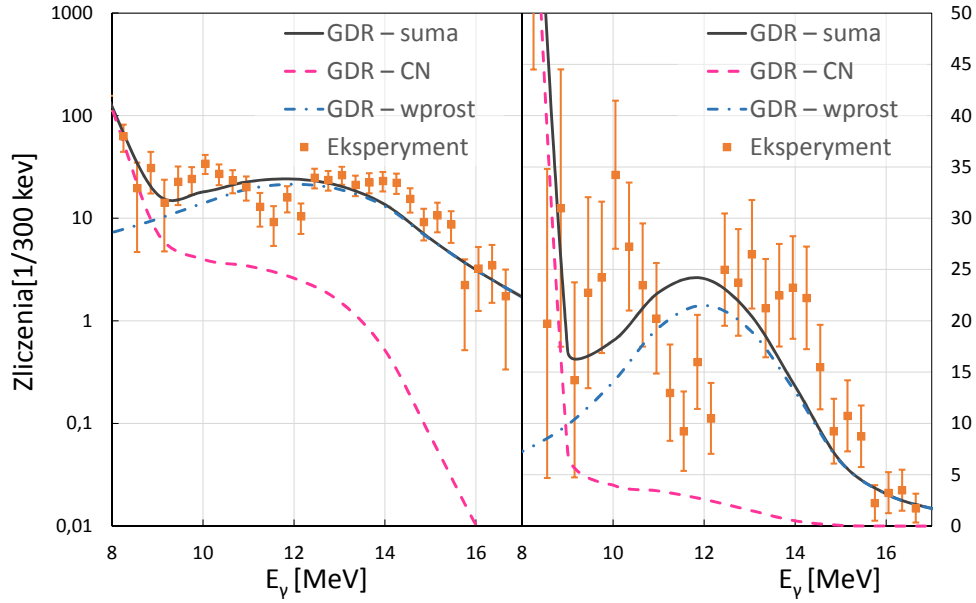
Dla przekroju czynnego na reakcję wprost zastosowane zostały współczynniki $\epsilon(EI)$ związane z rozkładem kątowym emisji kwantów γ odpowiednio E1 i E2 dla GDR i GQR. W przypadku rozpadu rezonansu w reakcji przez jądro złożone, zgodnie z założeniem o niezależności kanału powstania i rozpadu CN, współczynniki te odpowiadały izotropowej emisji kwantów γ (patrz tabela 6.3).

Tak uzyskane dwie pary krzywych odpowiadających rozpadowi do stanu podstawowego GDR naniesione na dane eksperymentalne są przedstawione na rys. 6.9 i 6.10, odpowiednio dla widm teoretycznych powstałych przez wykorzystanie do opisu nasilenia kształtu krzywej rezonansowej tłumionej o nasileniu 111% IVEWSR i eksperymentalnych wartości $dB_{E1}(E)/dE$ z pracy [50]. W obu przypadkach krzywe nie opisują danych eksperymentalnych w rejonie między 10 MeV a 12 MeV.

W żadnym podejściu teoretyczne widma rozpadu γ GDR do stanu podstawowego nie odwzorowują wysokoenergetycznej części widma eksperymentalnego.



Rysunek 6.9: Widmo energetyczne kwantów γ pochodzących z rozpadu do stanu podstawowego w rejonie GR wraz z krzywymi teoretycznymi odpowiadającym rozpadowi GDR opisanego kształtem rezonansu tłumionego do stanu podstawowego: w rozpadzie wprost (krzywa niebieska) i przez jądro złożone (krzywa różowa); oraz sumie krzywych odpowiadających obu rozpadowi (krzywa czarna). Po lewej: widmo w skali logarytmicznej, po prawej: w skali liniowej.

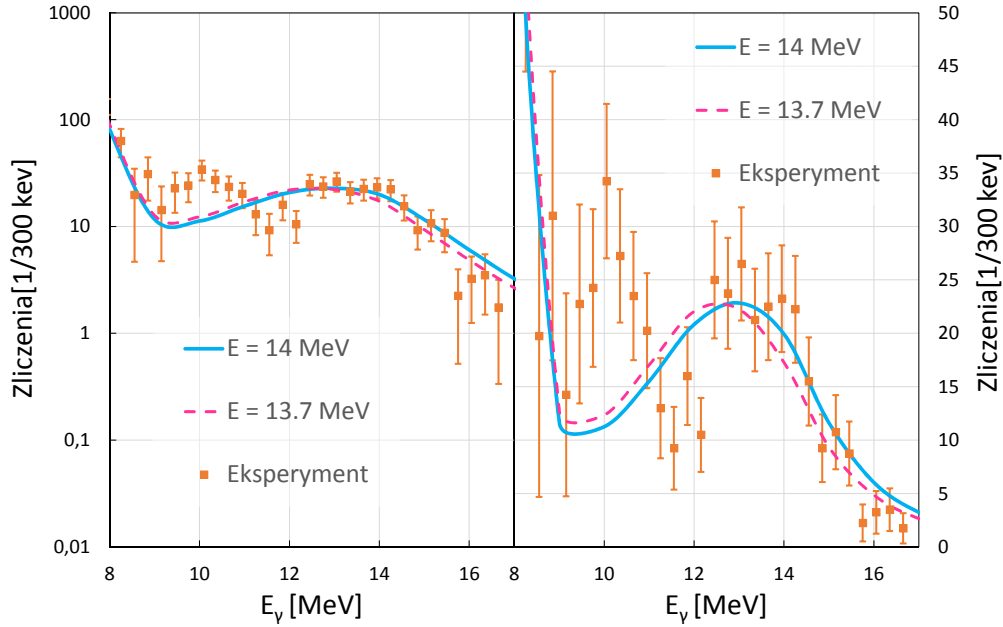


Rysunek 6.10: Widmo energetyczne kwantów γ pochodzących z rozpadu do stanu podstawowego w rejonie GR wraz z krzywymi teoretycznymi odpowiadającym rozpadowi GDR do stanu podstawowego opisanego za pomocą eksperymentalnych wartości $dB(E1)/dE$ [50]: w rozpadzie wprost (krzywa niebieska) i przez jądro złożone (krzywa różowa); oraz sumie krzywych odpowiadających obu rozpadom (krzywa czarna). Po lewej: widmo w skali logarytmicznej, po prawej: w skali liniowej.

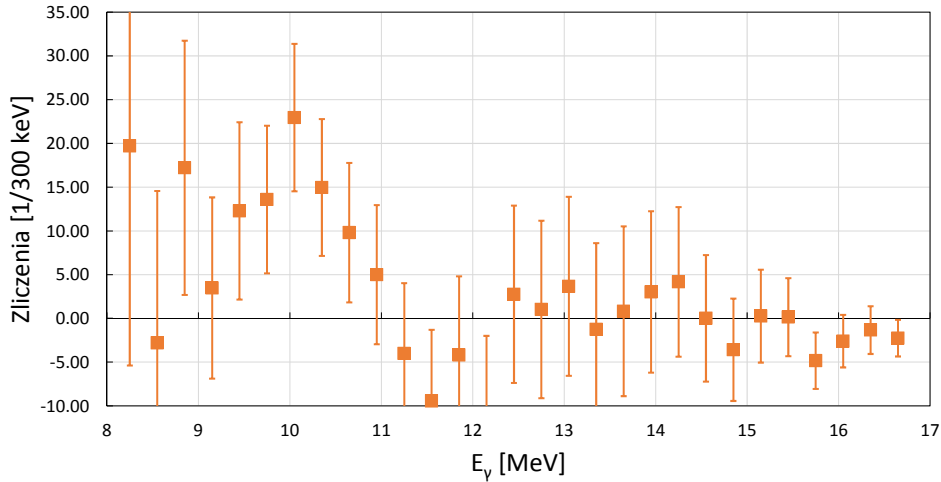
W przypadku nasilenia GDR opisanego krzywą rezonansu tłumionego, niezgodność można by wyjaśnić większą wartością $B(E1)$ dla tego stanu, niż przyjęta. Hipoteza ta byłaby zgodna z wynikiem pomiaru zastosowanym w drugim podejściu, dla którego na podstawie zmierzonych wartości $B_{E1}(E)/dE$ można oszacować zredukowane prawdopodobieństwo przejścia na poziomie $70 e^2\text{fm}^2$, co odpowiada 125% EWSR.

W przypadku prezentowanych danych, są one dobrze opisane gdy przyjąć wartość $B(E1) = 67 e^2\text{fm}^2 = 120\%$ IVEWSR. Jeszcze lepszą zgodność można osiągnąć zakładając wyższą wartość centroidy GDR. Dla położenia $E_{GDR} = 14,0$ MeV, oprócz wysokoenergetycznej części widma, odwzorowywana jest również liczba zliczeń w przedziale 12–14 MeV (patrz rys 6.11). Ze względu na najlepszy opis wysokoenergetycznej części widma, w dalszej analizie wykorzystane zostało teoretyczne widmo kwantów γ pochodzących z rozpadu GDR do stanu podstawowego bazujące na funkcji nasilenia opisaną krzywą rezonansową tłumioną z dopasowanymi parametrami $B(E1) = 67 e^2\text{fm}^2 = 120\%$ EWSR, $E_{GDR} = 14$ MeV i niezmięnionej szerokości $\Gamma = 3,7$ MeV.

Liczba zliczeń odpowiadających rozpadowi γ w rejonie ISGQR została otrzymana poprzez odjęcie od danych eksperymentalnych teoretycznego widma kwantów γ pochodzących z rozpadu GDR (patrz rys. 6.12) i zsumowanie uzyskanych danych w przedziale 9,0–11,0 MeV. Następnie, korzystając ze wzoru 6.11, z liczby tej wyznaczono wartość przekroju czynnego na rozpad γ stanów leżących w tym obszarze energii dla przedziału kątów ϑ_K . Wartość ta wynosi $\sigma_{p,p'\gamma_0}^{ISGQR}(\vartheta_K) = 18 \pm 10 \mu\text{b}$. Dzieliąc tę liczbę przez zmierzoną wartość przekroju czynnego na wzbudzenie stanów w rejonie ISGQR w przedziale kątów ϑ_K , wyznaczono stosunek rozgałęzienia: $\Gamma_{\gamma_0}/\Gamma = 12 \pm 8 \times 10^{-4}$. Liczba ta byłaby zaskakująco duża dla czystego przejścia typu E2.



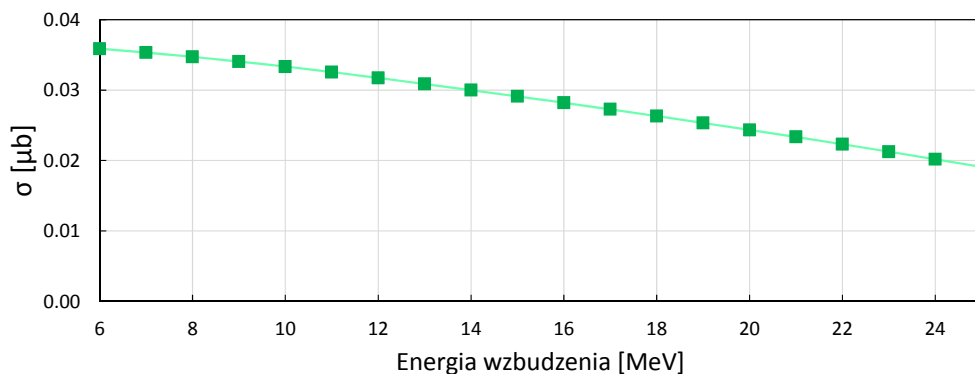
Rysunek 6.11: Widmo energetyczne kwantów γ pochodzących z rozpadu do stanu podstawowego w rejonie GR wraz z krzywymi teoretycznymi odpowiadającym rozpadowi GDR o nasileniu $B(E1) = 67 e^2\text{fm}^2 = 120\%$ EWSR: dla centroidy 13,7 MeV (różowy) i 14,0 MeV (niebieski). Po lewej: widmo w skali logarytmicznej, po prawej: w skali liniowej.



Rysunek 6.12: Widmo energetyczne (w rejonie GR) kwantów γ pochodzących z rozpadu do stanu podstawowego stanów innych niż GDR.

6.4.2 Rozpad γ GQR do stanu podstawowego

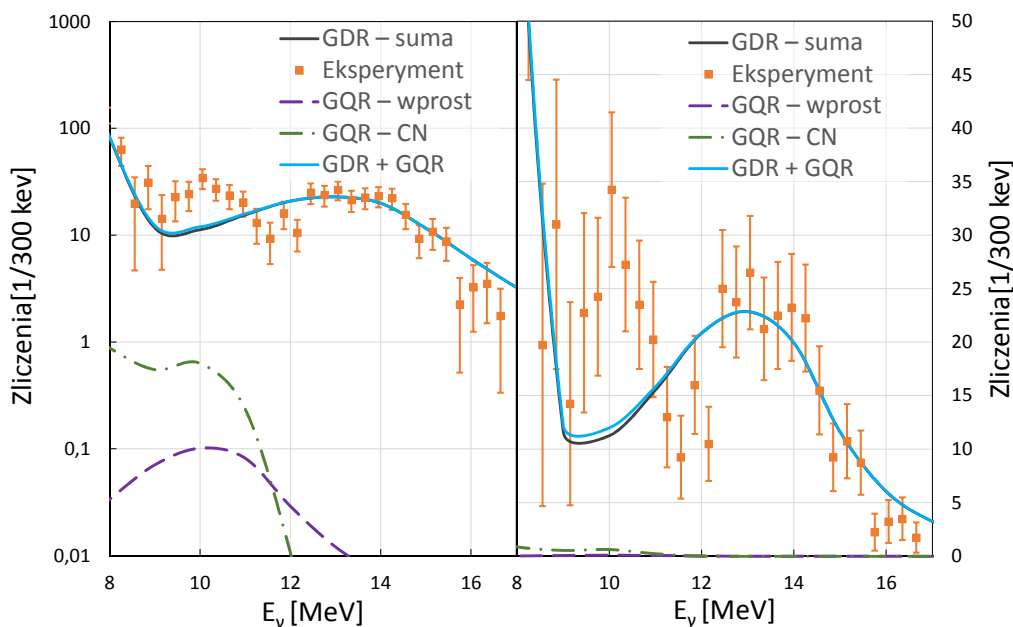
Dla ISGQR widma teoretyczne rozpadu γ do stanu podstawowego uzyskano w oparciu o kształt krzywej rezonansowej tłumionej o centroidzie $E_{GQR} = 10,6$ MeV, szerokości $\Gamma = 2$ MeV i nasileniu $B(E2) = 4200 e^2\text{fm}^4$, odpowiadającemu 47% ISEWSR [51]. Tak, jak w przypadku IVGDR do wyznaczenia krzywej statystycznej $B_{CN}(E)$ użyty został program One-Step. Szerokość na rozpad przez jądro złożone została również ustalona jako 90% Γ , a szerokość $\Gamma_{\gamma 0}$ obliczono ze wzoru 1.39. Do wyznaczenia zależności od energii przekroju czynnego na wzbudzenie jednostkowe typu E2 w warunkach eksperymentalnych użyty został program Fresco. Otrzymany kształt tego przekroju czynnego przedstawiony jest na rysunku 6.13.



Rysunek 6.13: Przekrój czynny na wzbudzenie typu E2 stanu o jednostkowym zredukowanym prawdopodobieństwie przejścia w reakcji nieelastycznego rozproszenia protonów o energii 85 MeV na jądrze ^{208}Pb dla przedziału kątów $\vartheta_K = 8,0 - 15,2^\circ$.

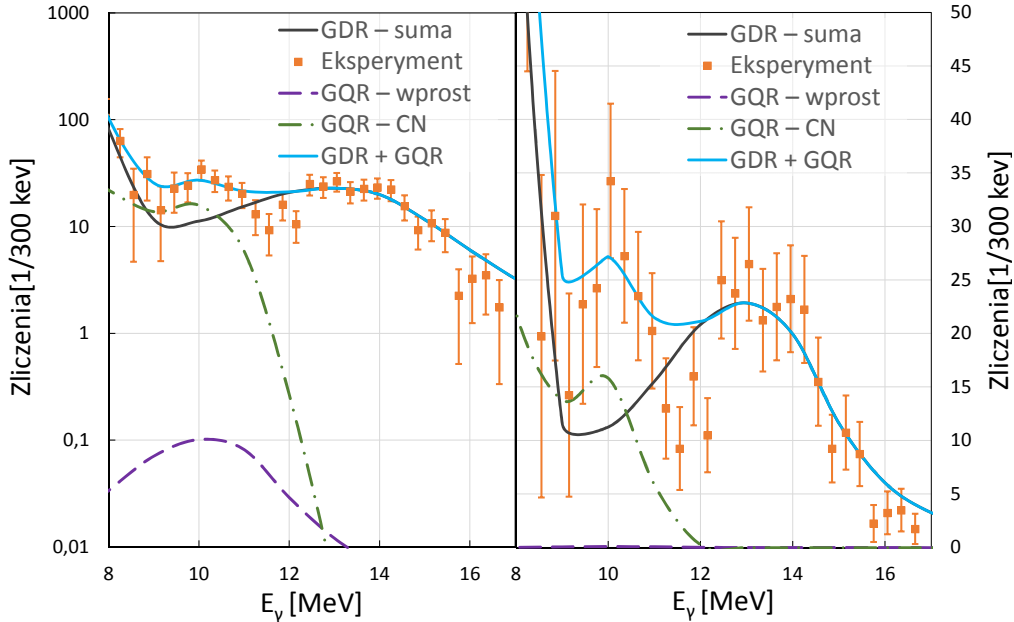
Wyznaczone z teorii rozkłady przekroju czynnego zostały przeliczone na liczby zliczeń zgodnie ze wzorem 6.15. Uzyskane w ten sposób teoretyczne widma γ rozpadu ISGQR i IVGDR wraz z danymi eksperymentalnymi zaprezentowane jest na rys. 6.14. Wyniki obliczeń odpowiadające rozpadowi γ ISGQR przyjmują zbyt małe wartości, by móc poprawnie opisać widmo eksperymentalne.

Krzywa opisująca rozpad tego stanu w reakcji wprost została otrzymana z równań niezależnych od modeli jądrowych. Z tego powodu założono użycie czynnika skalującego jedynie do wyników opisujących rozpad przez jądro złożone. By odwzorować eksperymentalny kształt widma, teoretyczne widmo rozpadu γ ISGQR przez jądro złożone należałoby pomnożyć przez czynnik równy 25. Wartość ta jest



Rysunek 6.14: Widmo energetyczne kwantów γ pochodzących z rozpadu do stanu podstawowego w rejonie GR wraz z krzywymi teoretycznymi odpowiadającym rozpadowi GDR (krzywa czarna) i rozpadowi GQR: wprost (krzywa fioletowa) i przez jądro złożone (krzywa zielona); oraz sumie krzywych odpowiadających obu rozpadom (krzywa niebieska). Po lewej: widmo w skali logarytmicznej, Po prawej: w skali liniowej.

bardzo duża, szczególnie biorąc pod uwagę fakt, że wyniki uzyskane za pomocą kodu One-Step w przypadku rozpadu GDR są zgodne z widmem eksperymentalnym. Wobec tego ta interpretacja wydaje się mało prawdopodobna. Otrzymane w ten sposób widma teoretyczne wraz z danymi doświadczalnymi przedstawione są w skali logarytmicznej i liniowej na rys. 6.15. Powstały teoretyczny kształt widma energetycznego kwantów γ pochodzących z rozpadu ISGQR i IVGDR do stanu podstawowego w ograniczony sposób opisuje widmo pochodzące z pomiaru.



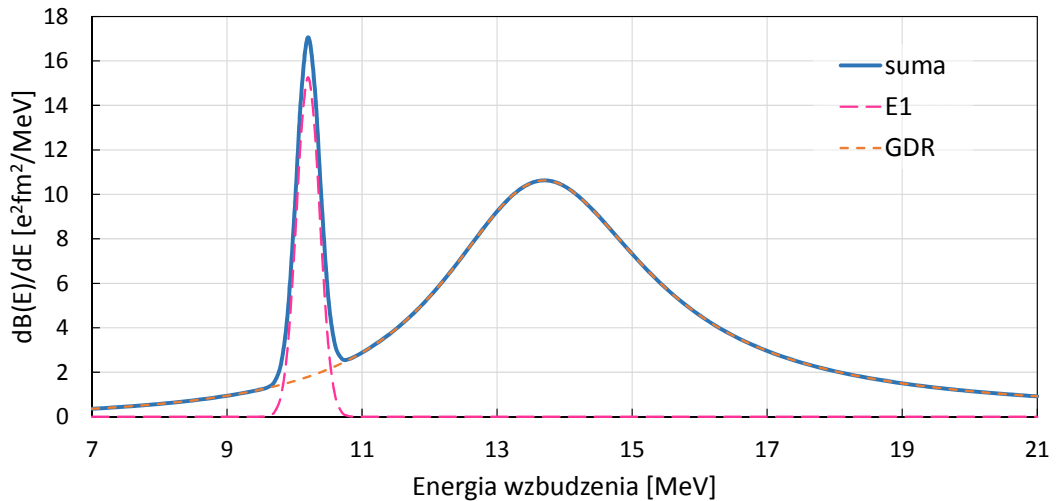
Rysunek 6.15: Widmo energetyczne kwantów γ pochodzących z rozpadu do stanu podstawowego w rejonie GR wraz z krzywymi teoretycznymi odpowiadającym rozpadowi GDR (krzywa czarna) i rozpadowi GQR: wprost (krzywa fioletowa) i przez jądro złożone (krzywa zielona); oraz sumie krzywych odpowiadających obu rozpadowi (krzywa niebieska). Krzywa rozpadu ISGQR pomnożona przez czynnik 25. Po lewej: widmo w skali logarytmicznej, Po prawej: w skali liniowej.

6.4.3 Hipoteza dodatkowych wzbudzeń E1 stanów dyskretnych w obszarze ISGQR

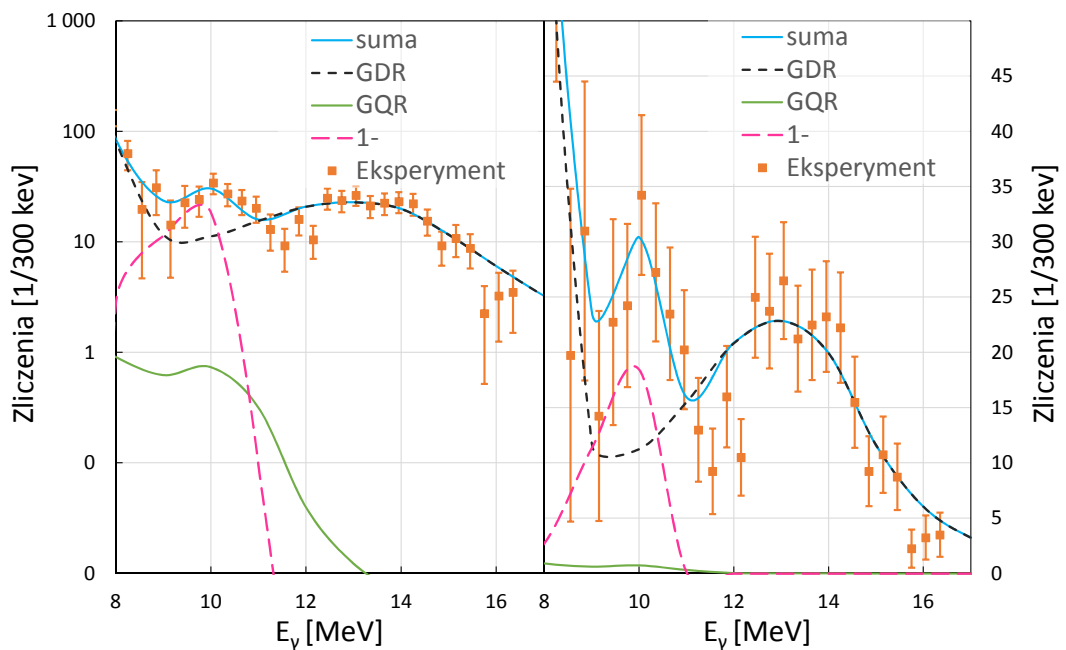
Bardzo dużą różnicę pomiędzy teoretycznym i eksperymentalnym kształtem widma w rejonie ISGQR a także względnie dużą wartość stosunku rozgałęzień można wytłumaczyć faktem, że w rejonie ISGQR oprócz tego stanu kolektywnego wzbudzone są dyskretne stany dipolowe.

Badając tę hipotezę, do danych eksperymentalnych dopasowana została część widma odpowiadająca rozpadowi hipotetycznego stanu 1^- . Wyznaczone parametry tego stanu to: nasilenie $B(E1) = 7 e^2 \text{fm}^2$, położenie centroidy $E = 10,2 \text{ MeV}$ i szerokość 400 keV (patrz rys. 6.16). Eksperymentalne widmo promieniowania γ wraz z krzywymi teoretycznymi uwzględniającymi ten stan przedstawione jest na rys. 6.17. Widmo teoretyczne zawierające w sobie rozpad γ GDR, GQR oraz dodatkowego dopasowanego stanu 1^- bardzo dobrze zgadza się z widmem eksperymentalnym.

Za pomocą kodu Fresco zostały obliczone teoretyczne rozkłady kątowe przekroju czynnego na wzbudzenie takiego stanu w reakcji nieelastycznego rozproszenia pro-



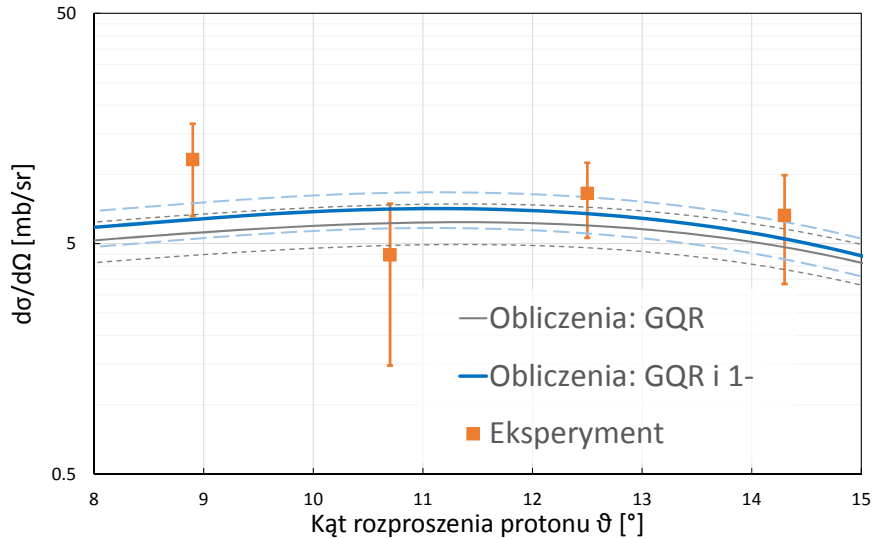
Rysunek 6.16: Hipotetyczny rozkład nasilenia wzbudzeń typu E1.



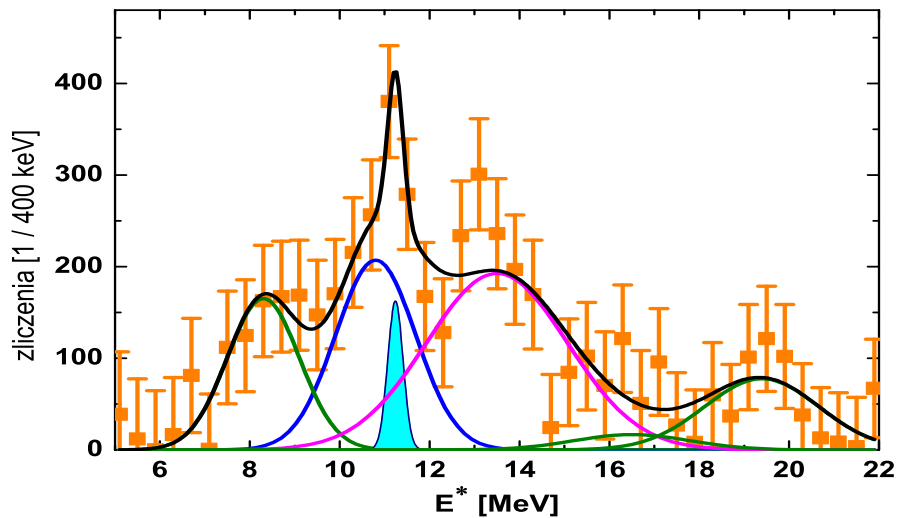
Rysunek 6.17: Widmo energetyczne kwantów γ pochodzących z rozpadu do stanu podstawowego w rejonie GR wraz z krzywymi teoretycznymi odpowiadającymi rozpadowi GDR (krzywa czarna), GQR (krzywa zielona) i hipotetycznych stanów dyskretnych typu 1^- . Po lewej: widmo w skali logarytmicznej, po prawej: w skali liniowej.

tonów. Porównanie eksperymentalnych wartości przekroju czynnego z teoretycznym rozkładem uwzględniającym wzbudzenie izoskalarnego rezonansu kwadrupolowego i stanu o energii 10,2 MeV zaprezentowane jest na rysunku 6.18. Zauważyć można, że wzbudzenie to w niewielkim stopniu zmienia rozkład kątowy, wskazując na wewnętrzną spójność zaproponowanej interpretacji.

W celu sprawdzenia wpływu zaproponowanego stanu na widmo wzbudzenia jądra ^{208}Pb , został on dodany także do dopasowania widma energii wzbudzenia dla danych singlowych, bez zmieniania wcześniej wyznaczonych położeń i szerokości pozostałych struktur. Wynik tej procedury przedstawiony jest na rysunku 6.19.



Rysunek 6.18: Porównanie obliczeń wykonanych przy pomocy kodu Fresco (niebieska i szara linia) i wyników eksperymentalnych (pomarańczowe kwadraty) dla stanów w rejonie ISGQR wzbudzanych w wyniku reakcji $^{208}\text{Pb}(p, p'\gamma)$ przy energii wiązki 85 MeV. Obliczenia teoretyczne zostały przeprowadzone dla wzbudzenia ISGQR (szary) oraz ISGQR i hipotetycznego stanu 1^- o nasileniu $7 e^2\text{fm}^2$ (niebieski). Przerywanymi liniami zaznaczone są obszary niepewności obliczeń.

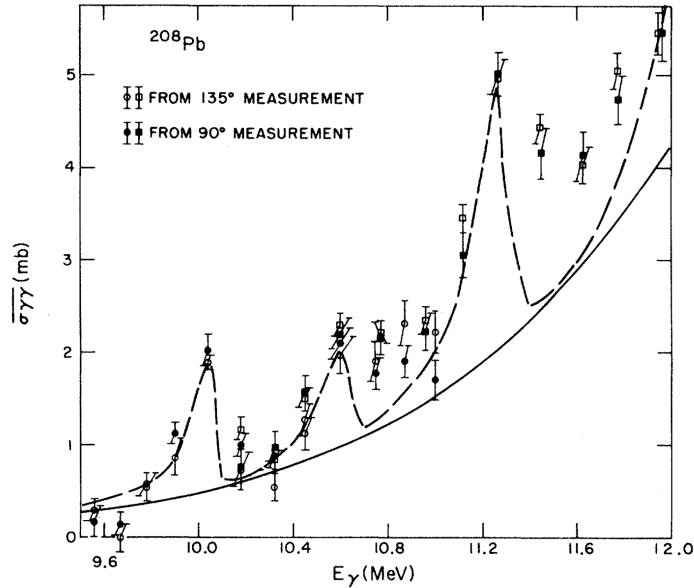


Rysunek 6.19: Widmo energii wzbudzenia jądra ^{208}Pb zarejestrowane przez układ KRATTA po odjęciu tła wraz z dopasowanymi krzywymi. Kolorem różowym zaznaczona jest krzywa odpowiadająca GDR, niebieskim – GQR, zielonym – krzywe tła, pochodzące ze wzbudzeń stanów dyskretnych w rejonie 8 MeV i GR w rejonie 20 MeV. Kolorem turkusowym zaznaczony jest dopasowany pik odpowiadający hipotetycznemu stanowi 1^- . Kolorem czarnym zaznaczona jest suma powyższych krzywych.

Na tym pogładowym widmie można zaobserwować, że dzięki takiemu stanowi można by lepiej opisać dane eksperymentalne. Oszacowana na podstawie dopasowania liczba zliczeń dla stanu 1^- odpowiada przewidywanej wartości wynikającej z obliczonego dla niego przekroju czynnego i wynosi 150 zliczeń. Przesunięcie centroidy względem widma energii kwantów γ można by wytłumaczyć zmniejszającym się, wraz ze wzrostem energii, prawdopodobieństwem rozpadu γ . Obserwacje te wskazują na brak sprzeczności w niniejszej interpretacji. Należy jednak zwrócić

uwagę, że posiadana statystyka oraz rozdzielczość energetyczna układu KRATTA nie umożliwiają uzyskania precyzyjnych wyników.

Hipoteza taka znajduje również potwierdzenie w danych tablicowych, w których można znaleźć informacje dotyczące obserwacji w rejonie energetycznym ISGQR wzbudzeń dipolowych o szerokościach rzędu kilkudziesięciu keV [18]. W szczególności, w reakcji $^{208}\text{Pb}(\gamma, \gamma')$ stwierdzono obecność co najmniej pięciu stanów w przedziale energii między 10 MeV a 11,5 MeV [52], [53] (patrz rys 6.20), które ze względu na energetyczną zdolność rozdzielczą zastosowanego w tym eksperymencie układu mogłyby być obserwowane w postaci pojedynczej, szerokiej struktury o centroidzie leżącej pomiędzy tymi wartościami.



Rysunek 6.20: Przekrój czynny na elastyczne rozproszenie kwantów γ dla ^{208}Pb : dla danych zebranych pod kątem 135° (symbole puste) i 90° (symbole pełne). Koła odpowiadają pomiarowi przy niższej energii wiązki, kwadraty przy wyższej. Ciągła linia reprezentuje przewidywany kształt przekroju czynnego jako ekstrapolacji GDR, przerywana linia ilustruje przebieg przekroju, gdyby istniały dodatkowe skupiska fotoabsorpcyjne. Rysunek z pracy [53].

Powyższe rozważania mają jedynie charakter szacunkowy. Pełne potwierdzenie tej hipotezy wymagałoby użycia układu pomiarowego o lepszej energetycznej zdolności rozdzielczej zarówno dla detektorów promieniowania γ , jak i protonów. Dodatkowo, aby móc określić multipolowość poszczególnych wzbudzeń konieczny jest pomiar z o wiele większą czułością kątową układu.

Należy zaznaczyć, że przedstawiona interpretacja wyników eksperymentalnych zawiera w sobie udział rozpadu γ ISGQR do stanu podstawowego w wielkości wynikającej z zastosowanego modelu teoretycznego. Na podstawie przeprowadzonej analizy można wyciągnąć wniosek, że proces ten stanowi około 4% zdarzeń rozpadu do stanu podstawowego poprzez emisję kwantu γ w rejonie 9–12 MeV. Zjawisko to jest więc na tyle rzadkie, że widmo promieniowania γ w tym rejonie jest zdominowane przez przejścia typu E1. Precyzyjne oszacowanie wzajemnych stosunków pomiędzy oboma typami przejść jest dla niniejszych danych niemożliwe, ze względu na energetyczną i kątową zdolność rozdzielczą.

Podsumowanie i perspektywy

Niniejsza praca dotyczyła badania rozpadu poprzez emisję kwantów γ wysokoenergetycznych jądrowych stanów kolektywnych wzbudzanych w reakcji rozproszenia nieelastycznego protonów o energii 85 MeV na jądrach izotopu ^{208}Pb . Pomiar został wykonany z zastosowaniem wiązki protonów dostarczanej przez cyklotron Proteus-235 w Centrum Cyklotronowym Bronowice (CCB) Instytutu Fizyki Jądrowej PAN. Urządzenie to używane jest głównie do terapii medycznej nowotworów, jednakże oprócz tego wykorzystywane jest również do prowadzenia badań w dziedzinie fizyki jądrowej, medycznej, radiobiologii czy dozymetrii. Program badawczy CCB opiera się w znacznej części na systematycznym pomiarze wzbudzeń i rozpadów stanów kolektywnych różnych jąder atomowych w oparciu o jednoczesną rejestrację energii protonów rozproszonych w reakcji i kwantów γ wyemitowanych w procesie deekscytacji stanu. W rejonie szczególnego zainteresowania są silne stany kolektywne, nazywane gigantycznymi rezonansami, z których najlepiej poznany jest izowektorowy gigantyczny rezonans dipolowy (IVGDR).

W eksperymentach tego typu do pomiaru energii promieniowania γ zastosowano układ HECTOR, zbudowany z 8 dużych kryształów BaF_2 , posiadający wysoką wydajność na detekcję wysokoenergetycznych kwantów γ . Energia rozproszonych protonów rejestrowana była przez układ KRATTA – zespół potrójnych teleskopów składających się z trzech fotodiod i dwóch kryształów CsI:Tl . Podczas eksperymentu z tarczą z izotopu ^{208}Pb oprócz układów HECTOR i KRATTA wykorzystany został klaster budowanego obecnie kalorymetru promieniowania γ o nazwie PARIS, charakteryzujący się jednocześnie wysoką wydajnością na detekcję oraz dobrą energetyczną zdolnością rozdzielczą. By uzyskać obie własności, detektory tego układu składają się z dwóch połączonych optycznie kryształów $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ bądź CeBr_3 i NaI:Tl , posiadających wspólny fotopowielacz. Po wcześniejszych testach dla detektorów tego typu przygotowana została metoda analizy danych, pozwalająca na pełne wykorzystanie ich możliwości. W pomiarze reakcji $^{208}\text{Pb}(p, p'\gamma)$ zdarzenia detekcji promieniowania w układzie HECTOR i PARIS były analizowane osobno, pozwalając na uzyskanie komplementarnych informacji.

Na przestrzeni ostatnich kilku lat przeprowadzono serię pomiarów testowych stanowiących przygotowanie do badań wzbudzeń stanów kolektywnych. W tym celu wykonano eksperymenty, w których badano rozpad γ stanów wzbudzanych w jądrach ^{12}C , w reakcji nieelastycznego rozproszenia protonów. W wyniku pomiaru reakcji testowej $^{12}\text{C}(p, p'\gamma)$ uzyskano macierz koincydencyjną energii kwantów γ zmierzonej w układzie HECTOR w zależności od energii wzbudzenia jądra ^{12}C , zmierzonej pośrednio za pomocą detektorów układu KRATTA. Posłużyło to do opracowania metody rejestracji i analizy danych oraz potwierdzenia poprawności sposobu przeprowadzania pomiaru.

Pierwszym etapem programu badań gigantycznych rezonansów w CCB były pomiary wzbudzeń kolektywnych dla izotopu ^{208}Pb . Wybór tego jądra był po-

dyktowany faktem, że do tej pory jest on jedynym, dla którego w wyniku analizy widma energii wzbudzenia skorelowanego z rozpadem wzbudzeń do stanu podstawowego zbadano rozpad izoskalarneho gigantycznego rezonansu kwadrupolowego (ISGQR) poprzez emisję kwantów γ . W poprzednim pomiarze (wykonanym 30 lat temu) wykorzystano reakcję nieelastycznego rozproszenia ciężkich jonów ^{17}O o energii 381 MeV, znacząco różną od reakcji nieelastycznego rozproszenia protonów o energii 85 MeV, stosowanej w eksperymencie przeprowadzonym na potrzeby niniejszej pracy.

Zarejestrowane w eksperymencie przeprowadzonym w CCB przypadki jednoczesnej detekcji rozproszonego protonu i kwantu γ zarejestrowanych poddano odpowiedniej obróbce. Następnie utworzono i przeprowadzono analizę widma energii kwantów γ pochodzących z rozpadów stanów w rejonie ISGQR i IVGDR oraz z rozpadów wzbudzeń do określonych stanów końcowych jądra ^{208}Pb .

Widma rozpadu stanów w rejonie ISGQR i IVGDR zostały utworzone poprzez wybór zdarzeń, w których energia wzbudzenia miała wartość odpowiadającą energii danego rezonansu. Widma te posiadają bogatą strukturę, która mogła być częściowo zrozumiana dzięki użyciu detektorów układu PARIS. W rejonie energii 2–3 MeV zidentyfikowano przejścia w jądrze ^{207}Pb , co świadczy o obserwacji przypadku rozpadów rezonansów poprzez emisję neutronu do stanu wzbudzonego tego izotopu.

Zdarzenia rozpadu wzbudzenia jądra ^{208}Pb do określonego stanu końcowego zostały zdefiniowane poprzez wymaganie, by zmierzona energia kwantu γ powiększona o energię danego stanu i energia wzbudzenia jądra ^{208}Pb były sobie równe. W ten sposób utworzone zostały widma rozpadu wzbudzeń do stanu podstawowego oraz do stanów 3_1^- i 2_1^+ . Analizując poszczególne zbiory danych uzyskano informacje przedstawione poniżej.

- W widmach energii wzbudzenia zaobserwowano struktury odpowiadające wzbudzeniu gigantycznych rezonansów. Zastosowanie programu Fresco, wykorzystującego m.in. przybliżenie Borna dla fal zaburzonych, pozwoliło porównać otrzymane eksperymentalnie rozkłady kątowe przekrojów czynnych na wzbudzenie GDR i GQR z wartościami teoretycznymi, uzyskując dobrą zgodność. Również dla wzbudzeń stanów 3_1^- i 2_1^+ , których eksperymentalne wartości przekrojów czynnych otrzymano z widma promieniowania γ pochodzącego z rozpadu wzbudzeń do stanu podstawowego, otrzymano bardzo dobrą zgodność z obliczeniami teoretycznymi.
- Dla przypadków odpowiadających rozpadom do stanu podstawowego stwierdzono obecność zdarzeń wzbudzenia i rozpadu w rejonie energetycznym pigmejskich stanów dipolowych (PDR), IVGDR i ISGQR. Analiza danych ze względu na kąt rozproszenia protonu pozwoliła na sformułowanie stwierdzenia, że stany w rejonie PDR i GDR są z większym prawdopodobieństwem wzbudzane przy małym kącie rozproszenia protonu.
- W widmach energetycznych promieniowania γ powiązanych z rozpadem wzbudzeń do stanów 3^- i 2^+ zaobserwowano strukturę o energii odpowiadającej IVGDR zbudowanego na stanie podstawowym. Jednocześnie w widmach energii wzbudzenia struktura ta jest przesunięta o energię stanów 3^- i 2^+ . Obserwacja ta, wskazująca na budowanie GDR na stanach wzbudzonych jądra, jest zgodna z hipotezą Brinka-Axela.

- Widmo energii promieniowania γ pochodzące z rozpadów stanów PDR jest podobne do uzyskanego w eksperymencie, w którym zastosowano reakcję rozpraszania ciężkich jonów a kwanty γ mierzono za pomocą układu AGATA. Przejścia rozpoznawane jako rozpad γ PDR są obserwowane jedynie w widmie skorelowanym z rozpadem wzbudzeń do stanu podstawowego jądra ^{208}Pb . W przeciwieństwie do GDR, dla PDR nie zaobserwowano podobnych struktur w widmach rozpadów gamma do stanów 2^+ i 3^- . Może to świadczyć o tym, że w badanym przypadku hipoteza Brinka-Axela nie ma zastosowania. Obserwacje tę można wytłumaczyć tzw. efektem blokowania, polegającym na tym, że niektóre konfiguracje potrzebne do tworzenia stanów PDR nie mogą być zbudowane na stanach 3^- bądź 2^+ . Przedstawione rezultaty wymagają weryfikacji w dalszych badaniach.
- Korzystając z modelu dwuetapowego rozpadu GDR i używając, bazującego na formalizmie Hausera-Feschbacha, kodu One-Step wyznaczono teoretyczne widmo energetyczne kwantów γ pochodzących z rozpadu GDR do stanu podstawowego. Analizę przeprowadzono dla dwóch funkcji nasilenia GDR: jednej opartej o tablicowej wartość nasilenia wynoszącej 111% EWSR i kształt zadany krzywą rezonansową tłumioną, oraz drugiej wykorzystującej rozkład nasilenia zmierzony w reakcji $^{208}\text{Pb}(p, p')$ przy energii wiązki 295 MeV. Obie krzywe odwzorowywały w dużym stopniu kształt widma eksperymentalnego, jednakże zgodność została znacząco polepszona poprzez przyjęcie większych wartości nasilenia i centroidy dla GDR opisywanego krzywą rezonansową tłumioną.
- Odjęcie otrzymanego widma teoretycznego GDR od danych pomiarowych pozwoliło otrzymać liczbę zaobserwowanych zdarzeń rozpadu γ do stanu podstawowego wzbudzeń w rejonie ISGQR. Posłużyła ona do wyznaczenia wartości współczynnika rozgałęzienia $\Gamma_{\gamma 0}/\Gamma = 12 \pm 8 \times 10^{-4}$. Liczba ta w granicy niepewności zgadza się ze zmierzoną wcześniej wartością $4 \pm 1 \times 10^{-4}$, jest ona jednak dość duża jeśli przyjąć, że w tym rejonie energetycznym występują jedynie wzbudzenia typu E2.
- Przeprowadzona analiza pozwoliła dość dobrze odtworzyć eksperymentalne widmo promieniowania γ w rejonie GDR, jednakże teoretyczne widmo rozpadu γ GQR do stanu podstawowego nie odpowiadało zaobserwowanej liczbie zdarzeń w tym rejonie energetycznym. Prawdopodobną przyczyną jest obecność w tym obszarze stanów dyskretnych wzbudzanych poprzez przejścia typu E1, które mimo posiadanego niewielkiego nasilenia, mają dominujący charakter w widmie rozpadu do stanu podstawowego. Wpływ takiego hipotetycznego stanu został sprawdzony zarówno w widmach γ rozpadu wzbudzeń do stanu podstawowego, jak i w widmach energii wzbudzenia, dając spójne wyniki. Wskazuje to na poprawność takiej interpretacji zaobserwowanego widma.

Obserwacje te zachęcają do dalszego badania stanów kolektywnych w CCB. W najbliższym czasie planowana jest kontynuacja pomiaru rozpadu γ stanów kolektywnych w ^{208}Pb . Eksperyment zostanie przeprowadzony za pomocą udoskona-

lonego układu pomiarowego. Użyta zostanie nowa komora próżniowa, w której wnętrzu umieszczone zostaną detektory układu KRATTA. Układ będzie mógł obejmować większy zakres kątów rozproszenia protonu, zachowując tę samą rozdzielczość kątową dzięki użyciu nowych, mniejszych detektorów plastikowych. Do pomiaru kwantów γ wykorzystane zostaną dwa klastry układu PARIS oraz 4 duże detektory $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$, pozwalając na bardziej precyzyjny pomiar energii. Eksperyment zostanie przeprowadzony przy wyższej energii wiązki, co ograniczy udział reakcji rozproszenia elastycznego w rejestrowanych danych oraz pozwoli bardziej zróżnicować rozkład kątowy rozprożeń nieelastycznych dla poszczególnych stanów. Dane uzyskane w nowym eksperymencie powinny dostarczyć odpowiedzi na pytania, które powstały podczas analizy danych pomiarowych będących tematem rozprawy.

Od strony analizy danych planowane jest przygotowanie macierzy odpowiedzi dla detektorów kwantów γ o małym kroku oraz implementacja algorytmu umożliwiającego odwikłanie z eksperymentalnych widm promieniowania γ widma emisyjnego. Podjęta zostanie również próba ponownego przeprowadzenia obliczeń teoretycznych z wykorzystaniem innego oprogramowania.

W kolejnym etapie podobne pomiary zostaną przeprowadzone dla innych jąder, zaczynając od ^{90}Zr . Planowany program badawczy pozwoli na systematyczny pomiar własności rozpadu γ izoskalarnego rezonansu kwadrupolowego, umożliwiając sprawdzenie i udoskonalenie modeli teoretycznych.

Podziękowania

Niniejsza praca nie powstałaby gdyby nie pomoc wielu wspierających osób, które mam szczęście mieć wokół siebie. To ich wsparcie i cierpliwość pozwoliły osiągnąć możliwie najlepsze rezultaty, a przykład osobisty przyczynił się do mojego rozwoju, jako osoby.

Serdecznie dziękuję dr hab. Marii Kmieciak za godziny spędzone na dyskusji zarówno wprowadzającej w zagadnienia na początku wykonywania pracy, późniejszej analizie wyników i na koniec na wygładzaniu spisanej rozprawy. Marysiu, bez Twojej anielskiej cierpliwości i troskliwości ten etap mojego kształcenia nie skończyłby się sukcesem.

Podziękowania składam prof. dr. hab. Adamowi Majowi za wszystkie wnikliwe uwagi i stawianie wobec mnie wysokich wymagań. Adamie, mimo bardzo zapełnionego grafiku, zawsze umiałeś znaleźć dla mnie czas, pamiętając o mnie nawet na swoich rozlicznych wyjazdach, omawiając przebieg analizy z innymi ekspertami.

Wyrazy podziękowania kieruję również do dr inż. Michała Ciemały za wprowadzenie w praktyczną stronę analizy danych, profesjonalną pomoc w każdej sytuacji oraz poszerzanie mojej wiedzy ogólnej.

Dziękuję dr. hab. Piotrowi Pawłowskiemu, dr. hab. Jerzemu Łukasikowi i mgr. Pawłowi Lasko za pomoc przy eksperymencie, jego obsługę, opiekę nad układem KRATTA oraz zainteresowanie przebiegiem analizy. Gdyby nie dr. hab. Jerzy Grębosz i napisany przez niego program do podglądu zbieranych danych, nie dałoby się kontrolować przebiegu pomiaru. Eksperyment nie odbyłby się też, gdyby nie praca wykonana przez Bogdana Sowickiego, Mirka Zięblińskiego i Sergio Brambillę. Niezastąpiony był również pan Antek Szperłak, niech spoczywa w pokoju. Dziękuję wszystkim, którzy w czasie eksperymentu pomogli w pilnowaniu jego przebiegu.

A very warm thanks need to be given to Fabio Crespi, professora Angela Bracco, professor Muhsin Harakeh and professor Atsushi Tamii for very fruitful discussions, enormous amounts of suggestions and everything they have taught me.

Dziękuję wszystkim kolegom z Zakładu Struktury Jądra za wszelką pomoc i wspierającą atmosferę. Dzięki Wam praca jest pasją i zabawą, a nie obowiązkiem.

Bardzo dziękuję mojej Rodzinie za wsparcie i zrozumienie, dzięki którym stworzenie tej pracy stało się możliwe. Gdyby nie zaufanie, którym obdarzyli mnie moi rodzice pozwalając mi na studia w Krakowie, zapewne nigdy nie dowiedziałabym się, że w jądrach zachodzą gigantyczne rezonanse. Świadomość tego, że jesteście pozwala mi dalej podążać tą ścieżką.

Paweł jest dla mnie jednocześnie fundamentem i odskocznią. To on sprawia, że każdego dnia staram się być najlepszą wersją siebie. Dziękuję Ci, że jesteś.

Dziękuję wszystkim, którzy przeczytali tę pracę i dotarli do miejsca z podziękowaniami. Z myślą o Was starałam się napisać tę rozprawę jak najjaśniej i najprościej.

Podczas realizacji tego projektu zostały wykorzystane fundusze pochodzące z programu UE Horizon 2020 ENSAR2 w ramach porozumienia o numerze 654002, z wymiany naukowej w ramach współpracy pomiędzy konsorcjum COPIN z Polski a IN2P3/CNRS z Francji, oraz grantów Narodowego Centrum Nauki o numerach: 2015/17/N/ST2/04034 i 2015/17/B/ST2/01534.

Dodatek A

Źródło algorytmu służącego do odejmowania tła metodą statystyczną

```
1 TH2D* backgroundSubtraction(TH2D* histIn , TH2D* bcg , double
   weight , double sigmaX , double sigmaY)
2 {
3   int xBins , yBins ;
4   double xMin , xMax , yMin , yMax ;
5   double xTemp = 0.0 ;
6   double yTemp = 0.0 ;
7   double binWidthX ;
8   double binWidthY ;
9   double difference = 0.0 ;
10  double bcgCounts ;
11
12  TRandom3 rnd(0) ;
13
14  i_vector limitX ;
15  int limitXTemp ;
16
17  if( checkRanges( histIn , bcg ) == 0 ) return 0 ;
18
19  xBins = histIn ->GetNbinsX() ;
20  yBins = histIn ->GetNbinsY() ;
21  xMin = histIn ->GetXaxis() ->GetXmin() ;
22  yMin = histIn ->GetYaxis() ->GetXmin() ;
23  xMax = histIn ->GetXaxis() ->GetXmax() ;
24  yMax = histIn ->GetYaxis() ->GetXmax() ;
25
26  binWidthX = (xMax-xMin)/(double)xBins ;
27  binWidthY = (yMax-yMin)/(double)yBins ;
28
29  for(yTemp=0.5*binWidthY ; (xTemp*xTemp)/(sigmaX*sigmaX)+(
   yTemp*yTemp)/(sigmaY*sigmaY) < 3.0*3.0 ; yTemp+=binWidthY
   )
```

```

30 {
31     limitXTemp = 1;
32     for(xTemp=0.5*binWidthX; (xTemp*xTemp)/(sigmaX*sigmaX)
        +(yTemp*yTemp)/(sigmaY*sigmaY) < 3.0*3.0; xTemp+=
        binWidthX)
33     {
34         limitXTemp++;
35     }
36     limitX.push_back(limitXTemp);
37     xTemp=0.5*binWidthX;
38     //cout<<limitX.size()<<" "<<limitXTemp<<endl;
39 }
40
41 TH2D* histOut = (TH2D*)histIn->Clone("klonhistin");
42 TH2D* hbcg = (TH2D*)bcg->Clone("klonbcg");
43
44 int m = 0;
45 int n = 0;
46 int p = 0;
47 int q = 0;
48 int r = limitX.size() < limitX[0] ? limitX.size() :
    limitX[0];
49 double error = 0.0;
50 double prevVal = 0.0;
51 double counts = 0.0;
52
53 for(int i = 0; i<xBins; i++)
54 {
55     for(int j = 0; j<yBins; j++)
56     {
57         //while( p < limitX.size() && q < limitX[0])
58         for(int k = 0; k < r; k++)
59         {
60             for(m=k, n=0; n < k+1; m--, n++) // I
61             {
62                 //cout<<m<<" "<<n<<endl;
63                 if( m > limitX.size() || n > limitX[m] ) continue
64                 ;
65                 if( hbcg->GetBinContent(i, j) == 0 ) break;
66                 if( histOut->GetNbinsX() <= n ) break;
67                 if( histOut->GetNbinsY() <= m ) break;
68
69                 //cout<<" m "<<m<<" n "<<n<<endl;
70                 difference = histOut->GetBinContent(i+n, j+m) -
                    weight*(double)hbcg->GetBinContent(i, j);
71                 error = histOut->GetBinError(i+n, j+m)*histOut->
                    GetBinError(i+n, j+m);
72                 prevVal = histOut->GetBinContent(i+n, j+m);

```

```

73     if(difference >= 0.0)
74     {
75         histOut->SetBinContent(i+n, j+m, difference);
76         hbcg->SetBinContent(i, j, 0);
77         break;
78     }
79     else
80     {
81         histOut->SetBinContent(i+n, j+m, 0);
82         hbcg->SetBinContent(i, j, -difference/weight);
83     }
84     error+= (prevVal - histOut->GetBinContent(i+n, j+
85         m));
86     error = sqrt(error);
87     histOut->SetBinError(i+n, j+m, error);
88 }
89 for( n = n-2 ; n > 0; m--, n--) // IV
90 {
91     //cout<<m<<" "<<n<<endl;
92     if( -m > limitX.size() || n > limitX[-m] )
93         continue;
94     if( hbcg->GetBinContent(i, j) == 0 ) break;
95     if( i+n < 0 ) break;
96     if( j+m < 0 ) break;
97
98     //cout<<" m "<<m<<" n "<<n<<endl;
99     difference = histOut->GetBinContent(i+n, j+m) -
100         weight*(double)hbcg->GetBinContent(i, j);
101     error = histOut->GetBinError(i+n, j+m)*histOut->
102         GetBinError(i+n, j+m);
103     prevVal = histOut->GetBinContent(i+n, j+m);
104
105     if(difference >= 0.0)
106     {
107         histOut->SetBinContent(i+n, j+m, difference);
108         hbcg->SetBinContent(i, j, 0);
109         break;
110     }
111     else
112     {
113         histOut->SetBinContent(i+n, j+m, 0);
114         hbcg->SetBinContent(i, j, -difference/weight);
115     }
116     error+= (prevVal - histOut->GetBinContent(i+n, j+
117         m));
118     error = sqrt(error);
119     histOut->SetBinError(i+n, j+m, error);
120 }
121 for( m = m+2 ; -n < k+1; m++, n--) // III

```

```

117     {
118         //cout<<m<<" "<<n<<endl;
119         if( -m > limitX.size() || -n > limitX[-m] )
120             continue;
121         if( hbcg->GetBinContent(i, j) == 0 ) break;
122         if( i+n < 0 ) break;
123         if( j+m < 0 ) break;
124
125         //cout<<" m "<<m<<" n "<<n<<endl;
126         difference = histOut->GetBinContent(i+n, j+m) -
127             weight*(double)hbcg->GetBinContent(i, j);
128         error = histOut->GetBinError(i+n, j+m)*histOut->
129             GetBinError(i+n, j+m);
130         prevVal = histOut->GetBinContent(i+n, j+m);
131
132         if(difference >= 0.0)
133         {
134             histOut->SetBinContent(i+n, j+m, difference);
135             hbcg->SetBinContent(i, j, 0);
136             break;
137         }
138         else
139         {
140             histOut->SetBinContent(i+n, j+m, 0);
141             hbcg->SetBinContent(i, j, -difference/weight);
142         }
143         error+= (prevVal - histOut->GetBinContent(i+n, j+
144             m));
145         error = sqrt(error);
146         histOut->SetBinError(i+n, j+m, error);
147     }
148 for( n = n+2 ; n < 0; m++, n++) // II
149 {
150     ///cout<<m<<" "<<n<<endl;
151     if( m > limitX.size() || -n > limitX[-m] )
152         continue;
153     if( hbcg->GetBinContent(i, j) == 0 ) break;
154     if( i+n < 0 ) break;
155     if( j+m < 0 ) break;
156
157     //cout<<" m "<<m<<" n "<<n<<endl;
158     difference = histOut->GetBinContent(i+n, j+m) -
159         weight*(double)hbcg->GetBinContent(i, j);
160     error = histOut->GetBinError(i+n, j+m)*histOut->
161         GetBinError(i+n, j+m);
162     prevVal = histOut->GetBinContent(i+n, j+m);
163
164     if(difference >= 0.0)
165     {

```

```

159         histOut->SetBinContent(i+n, j+m, difference);
160         hbcg->SetBinContent(i, j, 0);
161         break;
162     }
163     else
164     {
165         histOut->SetBinContent(i+n, j+m, 0);
166         hbcg->SetBinContent(i, j, -difference/weight);
167     }
168     error+= (prevVal - histOut->GetBinContent(i+n, j+
169         m));
170     error = sqrt(error);
171     histOut->SetBinError(i+n, j+m, error);
172     }
173     if(hbcg->GetBinContent(i, j)==0)
174         break;
175     }
176 }
177 histOut->SetName(histIn->GetName());
178 histOut->SetTitle(histIn->GetTitle());
179
180 return histOut;
181 }

```


Bibliografia

- [1] J. R. Beene, F. E. Bertrand, M. L. Halbert, R. L. Auble, D. C. Hensley, D. J. Horen, R. L. Robinson, R. O. Sayer, and T. P. Sjoreen. Heavy-ion excitation and photon decay of giant resonances in Pb-208. *Phys. Rev. C*, **39**:1307, 1989.
- [2] Live chart of nuclides. <https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>. *Dostęp 22 maja 2018*.
- [3] J.-L. Basdevant, J. Rich, and M. Spiro. *Fundamentals in Nuclear Physics*. Springer-Verlag, wydanie pierwsze, 2005.
- [4] T. Mayer-Kuckuk. *Fizyka Jądrowa*. PWN, wydanie pierwsze, 1983.
- [5] J. Suhonen. *From Nucleons to Nucleus*. Theoretical and Mathematical Physics. Springer-Verlag, 2007.
- [6] M. N. Harakeh and A. van der Woude. *Giant Resonances*. Oxford University Press, 2001.
- [7] P. F. Bortignon, A. Bracco, and R. A. Broglia. *Giant Resonances*. Harwood Academic, 1998.
- [8] A. Tamii, I. Poltoratska, P. von Neumann-Cosel, Y. Fujita, T. Adachi, C. A. Bertulani, J. Carter, M. Dozono, H. Fujita, K. Fujita, K. Hatanaka, D. Ishikawa, M. Itoh, T. Kawabata, Y. Kalmykov, A. M. Krumbholz, E. Litvinova, H. Matsubara, K. Nakanishi, R. Neveling, H. Okamura, H. J. Ong, B. Özel-Tashenov, V. Yu. Ponomarev, A. Richter, B. Rubio, H. Sakaguchi, Y. Sakemi, Y. Sasamoto, Y. Shimbara, Y. Shimizu, F. D. Smit, T. Suzuki, Y. Tameshige, J. Wambach, R. Yamada, M. Yosoi, and J. Zenihiro. Complete electric dipole response and the neutron skin in ^{208}Pb . *Phys. Rev. Lett.*, **107**:062502, 2011.
- [9] A. Shevchenko, J. Carter, R. W. Fearick, S. V. Förtsch, H. Fujita, Y. Fujita, Y. Kalmykov, D. Lacroix, J. J. Lawrie, P. von Neumann-Cosel, R. Neveling, V. Yu. Ponomarev, A. Richter, E. Sideras-Haddad, F. D. Smit, and J. Wambach. Fine structure in the energy region of the Isoscalar Giant quadrupole Resonance: Characteristic scales from a wavelet analysis. *Phys. Rev. Lett.*, **93**:122501, 2004.
- [10] F. Scheck. *Electroweak and Strong Interactions*. Springer Science & Business Media, wydanie drugie, 2013.
- [11] D. M. Brink. Ph.D. thesis, *Oxford University*, 1955.
- [12] P. Axel. Electric dipole ground-state transition width strength function and 7-MeV photon interactions. *Phys. Rev.*, 126:671–683, 1962.

- [13] D. Martin, P. von Neumann-Cosel, A. Tamii, N. Aoi, S. Bassauer, C. A. Bertulani, J. Carter, L. Donaldson, H. Fujita, Y. Fujita, T. Hashimoto, K. Hatanaka, T. Ito, A. Krugmann, B. Liu, Y. Maeda, K. Miki, R. Neveling, N. Pietralla, I. Poltoratska, V. Yu. Ponomarev, A. Richter, T. Shima, T. Yamamoto, and M. Zweidinger. Test of the Brink-Axel hypothesis for the Pygmy Dipole Resonance. *Phys. Rev. Lett.*, **119**:182503, 2017.
- [14] M. Guttormsen, A. C. Larsen, A. Gørgen, T. Renstrøm, S. Siem, T. G. Tornøyi, and G. M. Tveten. Validity of the generalized Brink-Axel hypothesis in ^{238}Np . *Phys. Rev. Lett.*, **116**:012502, 2016.
- [15] B. L. Berman and S. C. Fultz. Measurements of the giant dipole resonance with monoenergetic photons. *Rev. Mod. Phys.*, **47**:713–761, 1975.
- [16] M. Ciemała, M. Kmiecik, A. Maj, K. Mazurek, A. Bracco, V. L. Kravchuk, G. Casini, S. Barlini, G. Baiocco, L. Bardelli, P. Bednarczyk, G. Benzoni, M. Bini, N. Blasi, S. Brambilla, M. Bruno, F. Camera, S. Carboni, M. Cinausero, A. Chbihi, M. Chiari, A. Corsi, F. C. L. Crespi, M. D’Agostino, M. Degerlier, B. Fornal, A. Giaz, F. Gramegna, M. Krzysiek, S. Leoni, T. Marchi, M. Matejska-Minda, I. Mazumdar, W. Męczyński, B. Million, D. Montanari, L. Morelli, S. Myalski, A. Nannini, R. Nicolini, G. Pasquali, S. Pianelli, G. Prete, O. J. Roberts, Ch. Schmitt, J. Styczeń, B. Szpak, S. Valdré, B. Wasilewska, O. Wieland, J. P. Wieleczo, M. Ziębliński, J. Dudek, and N. Dinh Dang. Giant dipole resonance built on hot rotating nuclei produced during evaporation of light particles from the ^{88}Mo compound nucleus. *Phys. Rev. C*, **91**:054313, 2015.
- [17] G. Orlandini and M. Traini. Sum rules for electron-nucleus scattering. *Reports on Progress in Physics*, **54**(2):257, 1991.
- [18] M. J. Martin. Nuclear data sheets for $a = 208$. *Nuclear Data Sheets*, **108**(8):1583 – 1806, 2007.
- [19] S. Volz, N. Tsoneva, M. Babilon, M. Elvers, J. Hasper, R.-D. Herzberg, H. Lenske, K. Lindenberg, D. Savran, and A. Zilges. The photoresponse of stable $n=82$ nuclei below 10 MeV. *Nuclear Physics A*, **77**:1 – 20, 2006.
- [20] J. Endres, D. Savran, A. M. van den Berg, P. Dendooven, M. Fritzsche, M. N. Harakeh, J. Hasper, H. J. Wörtche, and A. Zilges. Splitting of the pygmy dipole resonance in ^{138}Ba and ^{140}Ce observed in the $(\alpha, \alpha' \gamma)$ reaction. *Phys. Rev. C*, **80**:034302, 2009.
- [21] A. Repko, P.-G. Reinhard, V. O. Nesterenko, and J. Kvasil. Toroidal nature of the low-energy $e1$ mode. *Phys. Rev. C*, **87**:024305, 2013.
- [22] N.K. Glendenning. *Direct Nuclear Reactions*. World Scientific, dodruk, 2004.
- [23] I. J. Thompson. Strona programu Fresco. <http://www.fresco.org.uk>. *Do step 1 sierpnia 2018*.
- [24] N. Bohr. Neutron Capture and Nuclear Constitution. *Nature*, **137**:344, 1936.
- [25] K. Langanke, J. A. Maruhn, and S. E. Koonin. *Computational Nuclear Physics*, volume 2 of *Computational Nuclear Physics*. Springer-Verlag, 1993.

- [26] A. Bracco. *komunikacja prywatna*.
- [27] G. F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, 2010.
- [28] A. Maj, J. J. Gaardhøje, A. Ataç, S. Mitarai, J. Nyberg, A. Virtanen, A. Bracco, F. Camera, B. Million, and M. Pignanelli. Angular distribution of photons from the delay of the GDR in hot and rotating light Yb nuclei from exclusive experiments. *Nuclear Physics A*, **571**(1):185 – 220, 1994.
- [29] C. Boiano, F. Camera, S. Brambilla, F. Crespi, S. Frega, S. Riboldi, and A. Giaz. Pulse shape results of LaBr3 and BaF2 scintillator obtained with a 16 ch. fast analog stretcher module. In *IEEE Nuclear Science Symposium Medical Imaging Conference*, pages 268–270, 2010.
- [30] A. Maj, F. Azaiez, D. Jenkins, Ch. Schmitt, O. Stezowski, J.P. Wieleczko, D. Balabanski, P. Bednarczyk, S. Brambilla, F. Camera, D. R. Chakrabarty, M. Chelstowska, M. Ciemala, S. Courtin, M. Csatlos, Z. Dombradi, O. Dorvaux, J. Dudek, M. N. Erduran, S. Ertürk, B. Fornal, S. Franchoo, G. Georgiev, J. Gulyás, S. Harissopoulos, P. Joshi, M. Kicińska-Habior, M. Kmiecik, A. Krasznahorkay, Kumar G. Anil, Suresh Kumar, M. Labiche, I. Mazumdar, K. Mazurek, W. Męczyński, S. Myalski, V. Nanal, P. Napiorkowski, J. Peyre, J. Pouthas, O. Roberts, M. Rousseau, J. A. Scarpaci, A. Smith, I. Stefan, J. Strachan, D. Watts, and M. Ziębliński. The PARIS Project. *Acta Phys. Pol B*, **40**:565, 2009.
- [31] M. Ziębliński. Zdjęcia, slajdy, rysunki. *komunikacja prywatna*.
- [32] M. Ciemala. Zdjęcia, slajdy, rysunki. *komunikacja prywatna*.
- [33] J. Łukasik, P. Pawłowski, A. Budzanowski, B. Czech, I. Skwirczyńska, J. Brzychczyk, M. Adamczyk, S. Kupny, P. Lasko, Z. Sosin, A. Wieloch, M. Kiš, Y. Leifels, and W. Trautmann. KRATTA, a versatile triple telescope array for charged reaction products. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **709**:120 – 128, 2013.
- [34] K. Guguła. Analiza ograniczeń systemu Proteus 235 wynikających z zastosowanej technologii akceleracji oraz diagnostyki wiązki protonów, w zastosowaniach do eksperymentów fizyki jądrowej. <https://www.ifj.edu.pl/publ/reports/2017/2101.pdf?lang=en>. Dostęp 10 września 2017.
- [35] B. Wasilewska, P. Bednarczyk, C. Boiano, S. Brambilla, F. Camera, M. Ciemala, O. Dorvaux, A. Giaz, M. Jastrzab, S. Kihel, M. Kmiecik, A. Maj, I. Matea, R. Massarczyk, I. Mazumdar, A. Mentana, P. Napiorkowski, B. Sowicki, R. Schwengner, S. Riboldi, M. Ziebliński, and the PARIS collaboration. The PARIS cluster coupled to the BaFPro electronic module: data analysis from the NRF experiment at the γ ELBE facility. *Journal of Physics: Conference Series*, **620**(1):012006, 2015.
- [36] R. Schwengner, R. Beyer, F. Dönau, E. Grosse, A. Hartmann, A. R. Junghans, S. Mallion, G. Rusev, K. D. Schilling, W. Schulze, and A. Wagner. The photon-scattering facility at the superconducting electron accelerator ELBE. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **555**(1):211 – 219, 2005.

- [37] Strona internetowa środowiska Geant4. <https://geant4.web.cern.ch>. *Dostęp 22 sierpnia 2018*.
- [38] B. Wasilewska, M. Kmiecik, A. Maj, J. Łukasik, P. Pawłowski, M. Ciemała, M. Ziębliński, P. Łasko, J. Grębosz, F. C. L. Crespi, A. Bracco, S. Brambilla, A. Giaz, I. Ciepał, B. Fornal, K. Guguła, Ł. W. Iskra, M. Krzysiek, M. Matejska-Minda, K. Mazurek, Napiorkowski. P., W. Parol, B. Sowicki, A. Szperłak, and A. Tamii. The first results from studies of gamma decay of proton induced excitations at the CCB facility. *Acta Physica Polonica B*, **48**(3):415 – 418, 2017.
- [39] Firma IBA. *dzięki uprzejmości firmy*.
- [40] M. Harakeh. *komunikacja prywatna*.
- [41] F. C. L. Crespi, A. Bracco, R. Nicolini, D. Mengoni, L. Pellegrini, E. G. Lanza, S. Leoni, A. Maj, M. Kmiecik, R. Avigo, G. Benzoni, N. Blasi, C. Boiano, S. Bottoni, S. Brambilla, F. Camera, S. Ceruti, A. Giaz, B. Million, A. I. Morales, V. Vandone, O. Wieland, P. Bednarczyk, M. Ciemała, J. Grebosz, M. Krzysiek, K. Mazurek, M. Zieblinski, D. Bazzacco, M. Bellato, B. Birkenbach, D. Bortolato, E. Calore, B. Cederwall, L. Charles, G. de Angelis, P. Désesquelles, J. Eberth, E. Farnea, A. Gadea, A. Gorgen, A. Gottardo, R. Isocrate, J. Jolie, A. Jungclaus, N. Karkour, W. Korten, R. Menegazzo, C. Michelagnoli, P. Molini, D. R. Napoli, A. Pullia, F. Recchia, P. Reiter, D. Rosso, E. Sahin, M. D. Salsac, B. Siebeck, S. Siem, J. Simpson, P.-A. Söderström, O. Stezowski, Ch. Theisen, C. Ur, and J. J. Valiente-Dobón. Iso-spin character of low-lying pygmy dipole states in ^{208}Pb via inelastic scattering of ^{17}O ions. *Phys. Rev. Lett.*, **113**:012501, 2014.
- [42] A. Moro. An introduction to Fresco with commented examples. <http://www.fresco.org.uk>, 2004. *Dostęp 28 kwietnia 2018*.
- [43] I. Angelia and K. P. Marinova. Table of experimental nuclear ground state charge radii: An update. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **99**(1):69 – 95, 2013.
- [44] I. J. Thompson. Fresco. <http://www.fresco.org.uk>, 2017. *Dostęp 28 kwietnia 2018*.
- [45] A. Nadasen, P. Schwandt, P. P. Singh, W. W. Jacobs, A. D. Bacher, P. T. Debevec, M. D. Kaitchuck, and J. T. Meek. Elastic scattering of 80–180 MeV protons and the proton-nucleus optical potential. *Phys. Rev. C*, **23**:1023–1043, 1981.
- [46] A. Willis, B. Geoffrion, N. Marty, M. Morlet, and Tatischeff B. Diffusion élastique et inélastique des protons de 155 MeV sur 208Pb. *Journal de Physique*, **30**(1):13–16, 1969.
- [47] N. Marty, M. Morlet, A. Willis, V. Comparat, and R. Frascaria. Excitation of giant resonances by inelastic proton scattering at 155 MeV. *Nuclear Physics A*, **238**(1):93 – 110, 1975.

- [48] L.M. Donaldson, C.A. Bertulani, J. Carter, V.O. Nesterenko, P. von Neumann-Cosel, R. Neveling, V.Yu. Ponomarev, P.-G. Reinhard, I.T. Usman, P. Adsley, J.W. Brummer, E.Z. Buthelezi, G.R.J. Cooper, R.W. Fearick, S.V. Förtsch, H. Fujita, Y. Fujita, M. Jingo, W. Kleinig, C.O. Kureba, J. Kvasil, M. Latif, K.C.W. Li, J.P. Mira, F. Nemulodi, P. Papka, L. Pellegrini, N. Pietralla, A. Richter, E. Sideras-Haddad, F.D. Smit, G.F. Steyn, J.A. Swartz, and A. Tamii. Deformation dependence of the isovector giant dipole resonance: The neodymium isotopic chain revisited. *Physics Letters B*, **776**:133 – 138, 2018.
- [49] K. P. Schelhaas, J. M. Henneberg, M. Sanzone-Arenhövel, N. Wieloch-Laufenberg, U. Zurmühl, B. Ziegler, M. Schumacher, and F. Wolf. Nuclear photon scattering by ^{208}Pb . *Nuclear Physics A*, **489**(2):189 – 224, 1988.
- [50] A. Tamii, P. von Neumann-Cosel, and I. Poltoratska. Electric dipole response of ^{208}Pb from proton inelastic scattering: Constraints on neutron skin thickness and symmetry energy. *The European Physical Journal A*, **50**(2):28, 2014.
- [51] G. S. Adams, T. A. Carey, J. B. McClelland, J. M. Moss, S. J. Seestrom-Morris, and D. Cook. Inelastic proton excitation of high-lying giant resonances. *Phys. Rev. C*, **33**:2054–2058, 1986.
- [52] Z. Berant, S. Kahane, R. Moreh, and O. Shahal. Probing the microstructure of the giant dipole resonance in ^{208}Pb . *Phys. Rev. C*, **31**:1553–1555, 1985.
- [53] R. D. Starr, P. Axel, and L. S. Cardman. Elastic photon scattering between 9.5 and 12 MeV in ^{208}Pb and ^{206}Pb . *Phys. Rev. C*, **25**:780–790, 1982.