

UNIWERSYTET WARSZAWSKI
WYDZIAŁ FIZYKI

Marcin Pomorski

Nr albumu: 220278

**Badanie rozpadu beta bardzo
neutrono-deficytowego izotopu ^{43}Cr**

**Praca magisterska
na kierunku Fizyka
w zakresie Fizyki Jądrowej**

Praca wykonana pod kierunkiem
dr hab. Marka Pfütznera
w Zakładzie Spektroskopii Jądrowej Instytutu Fizyki Doświadczalnej UW

Warszawa, 31 lipca 2009

Oświadczenie kierującego pracą

Oświadczam, iż niniejsza praca została przygotowana pod moim kierunkiem i stwierdzam, że spełnia ona warunki do przedstawienia jej w postępowaniu o nadanie tytułu zawodowego.

Data

Podpis kierującego pracą

Oświadczenie autora (autorów) pracy

Świadom odpowiedzialności prawnej oświadczam, iż niniejsza praca dyplomowa została napisana przeze mnie samodzielnie i nie zawiera treści uzyskanych w sposób niezgodny z obowiązującymi przepisami.

Oświadczam również, że przedstawiona praca nie była wcześniej przedmiotem procedur związanych z uzyskaniem tytułu zawodowego w wyższej uczelni.

Oświadczam ponadto, iż niniejsza wersja pracy jest identyczna z załączoną wersją elektroniczną.

Data

Podpis autora (autorów) pracy

Streszczenie

W pracy tej analizowane są rozpady β^+ bardzo neutrono-deficytowego ^{43}Cr , które zostały zarejestrowane w laboratorium NSCL w układzie separatora A1900 przy użyciu detektora OTPC. Analiza zebranych danych została wykonana za pomocą programów stworzonych w Lab-View poprzez określenie liczby protonów emitowanych w każdym zarejestrowanym przypadku. Na podstawie zebranych danych wyznaczono czas połowicznego rozpadu ^{43}Cr $T_{1/2} = 20.6 \pm 0.9$ ms, oraz współczynniki rozgałęzienia względem liczby emitowanych protonów $P_{0p}^{tot} = 26\% \pm 2\%$, $P_{1p}^{tot} = 68\% \pm 2\%$, $P_{2p}^{tot} = 5.9\% \pm 0.6\%$, $P_{3p}^{tot} = 0.07\% \pm 0.02\%$. Emisja trzech opóźnionych protonów z ^{43}Cr została zarejestrowana po raz pierwszy.

Słowa kluczowe

NSCL, ^{43}Cr , przemiany beta, emisja opóźnionych protonów, OTPC.

Dziedzina pracy (kody wg programu Socrates-Erasmus)

13200 (Fizyka)

Tytuł pracy w języku angielskim

Studies of β -decays of very neutron deficient ^{43}Cr .

Spis treści

Spis treści	i
1 Wstęp	3
1.1 Wprowadzenie	3
1.2 Przemiany β	4
1.3 Emisje protonów opóźnionych	5
1.4 Badania z użyciem OTPC i podobnych technik	7
1.5 Cel i zakres pracy	8
2 Stan wiedzy o ^{43}Cr	9
2.1 Dotychczasowe badania ^{43}Cr	9
3 Eksperyment	13
3.1 Przypomnienie podstawowych wiadomości o reakcji fragmentacji .	13
3.2 Wytwarzanie i separacja jonów	14
3.3 Identyfikacja jonów	15
3.4 OTPC - Optical Time Projection Chamber	16
3.5 Budowa i wyzwalenie układu zbierania danych	18
3.5.1 Tryb asynchroniczny	19
3.5.2 Tryb synchroniczny	20
3.6 Warunki pomiaru ^{43}Cr	20
4 Wyniki oraz analiza danych	23
4.1 Przegląd wyników	23
4.1.1 Tryb synchroniczny	23
4.1.2 Tryb asynchroniczny	23
4.2 Badanie izotropowości komory OTPC	24
4.3 Metoda wyznaczania czasu połowicznego rozpadu	28
4.4 Metoda wyznaczania względnych współczynników rozgałęzień . . .	29
4.4.1 Algorytm	30

4.4.2	Wyniki	31
4.5	Metoda wyznaczenia bezwzględnych współczynników rozgałęzień .	31
4.5.1	Zarys problemu	31
4.5.2	Metoda największej wiarygodności	32
5	Dyskusja uzyskanych wyników	37
5.1	Czas połowicznego rozpadu ^{43}Cr	37
5.2	Względne współczynniki rozgałęzień przejść β z opóźnioną emisją protonów dla ^{43}Cr	37
5.3	Bezwzględne współczynniki przejść β ^{43}Cr	38
5.4	Opóźniona emisja 3 protonów z ^{43}Cr	40
6	Podsumowanie	43
	Bibliografia	45
	Spis rysunków	49
	Spis tabel	51

Podziękowania

Przede wszystkim dziękuję za nieocenioną pomoc w pracy Markowi Pfütznerowi i Krzysztofowi Miernikowi, a także wszystkim współpracownikom z Zakładu Spektroskopii Jądrowej tak za pomoc jak i świetną atmosferę pracy.

Za nieocenioną pomoc i cierpliwie tłumaczenia dziękuje Michałowi Zientkiewiczowi.

Wszystkim moim przyjaciołom i rodzinie za przyjemne chwile wytchnienia od pracy, aby później powrócić z nowymi pomysłami.

Rozdział 1

Wstęp

1.1 Wprowadzenie

W ciągu ostatnich kilkudziesięciu lat pojawiło się wiele nowych technik eksperymentalnych wykorzystujących młode technologie takie jak półprzewodniki, lasery impulsowe, akceleratory i separatory i wiele innych. Oczywiście postęp ten miał też miejsce w fizyce jądrowej, a jedną z najnowszych technik stosowanych w tej dziedzinie jest komora OTPC (Optical Time Projection Chamber). Motywacją do zbudowania detektora OTPC były badania nad promieniotwórczością dwuprotonową, niezwykle rzadkim kanałem rozpadu przewidzianym teoretycznie już w 1960 roku [1], który po raz pierwszy został zarejestrowany ponad 40 lat później (patrz prace [2], [3] i [4]). Pierwsze eksperymenty, przeprowadzone techniką implantacji w grubym detektorze krzemowym nie pozwalały na bezpośrednią rejestrację dwóch protonów, a co za tym idzie badanie ich rozkładu kąтового. Problem ten rozwiązuje detektor OTPC, który dzięki swej konstrukcji [5] umożliwia niezależną rejestrację wielu protonów emitowanych w tym samym rozpadzie. Detektor ten charakteryzuje bardzo dobra rozdzielczość czasowa, oraz możliwość precyzyjnej rekonstrukcji rejestrowanych zdarzeń w trzech wymiarach, co umożliwia badanie rozkładu kąтового. W 2007 roku w National Superconducting Cyclotron Laboratory, ośrodku będącym częścią Michigan State University w USA, przy pomocy OTPC przeprowadzono badania ^{45}Fe , które pozwoliły na pierwsze bezpośrednie pomiary podwójnego rozpadu protonowego z określeniem korelacji kątowych [6]. W eksperymencie tym po raz pierwszy zaobserwowano zjawisko emisji trzech protonów opóźnionych po przemianie β nuklidu ^{45}Fe . Efektem ubocznym tego eksperymentu była też rejestracja ponad 40 000 jonów ^{43}Cr . Niższa praca poświęcona jest analizie tych zdarzeń.

Bardzo neutrono deficytowy $^{43}_{24}\text{Cr}_{19}$ rozpada się poprzez przejście β z energią dostępną $Q \approx 16$ MeV [7]. W eksperymencie zaobserwowano rozpad β z emi-

sją jednego, dwóch i trzech opóźnionych protonów, a także bez emisji cząstek opóźnionych. W tej pracy wyznaczono współczynniki rozgałęzienia dla tych kanałów oraz czas połowicznego rozpadu. Emisja trzech protonów opóźnionych po przemianie β ^{43}Cr została zaobserwowana po raz pierwszy.

1.2 Przemiany β

Zacznijmy od omówienia pobieżnie przemian jądrowych β . Przypomnijmy, że dla każdej liczby A nukleonów w jądrze istnieje taka liczba protonów Z_{opt} i neutronów N_{opt} , dla której jądro jest najmocniej związane, a co za tym idzie ma najmniejszą masę. Jądra, które osiągnęły to minimum tworzą tak zwaną ścieżkę stabilności. Jeżeli wytworzymy jądro o danej liczbie A ale innym Z i N , układ będzie dążył do stanu o minimalnej energii. Jednym z możliwych w takim przypadku rozpadów jest przejście β . Rozróżniamy trzy przemiany β . Każdą z nich charakteryzują pewne warunki energetyczne, przedstawione poniżej.

1. Przemiana β^- jest to proces w którym na skutek oddziaływań słabych jeden z neutronów zmieniany jest w proton. Reakcję można zapisać jako ${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+1} Y + e^- + \bar{\nu}_e$, gdzie X to jądro początkowe o A nukleonach, w tym Z protonach i $A - Z$ neutronach, e^- oznacza elektron, a $\bar{\nu}_e$ to anty-neutrino elektronowe. Aby taka reakcja była możliwa spełniony musi być następujący warunek $M({}^A_Z X) - M({}^A_{Z+1} Y) \geq 0$, gdzie $M(X)$ oznacza masę atomu X . Ponieważ rozważamy masę atomu, energia niezbędna do wytworzenia elektronu jest niejako wliczona w masę atomu o liczbie atomowej o jeden większej.
2. Przemiana β^+ jest to proces, w którym jeden z protonów zamienia się w neutron. Reakcja ma postać ${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + e^+ + \nu_e$, gdzie e^+ to pozytron, a ν_e oznacza neutrino elektronowe. Aby reakcja była możliwa spełniony musi być warunek postaci $M({}^A_Z X) - M({}^A_{Z-1} Y) \geq 2M(e)$. Czynniki 2 przed masą elektronu jest konsekwencją rozważania mas atomów, a nie jąder, w związku z czym po przejściu mamy Z elektronów na powłokach atomu (w tym jeden niezwiązany), podczas gdy masa końcowa zawiera jedynie $Z - 1$.
3. Wychwył elektronu (z ang. Electron Capture oznaczany EC) jest to proces, gdzie jeden z elektronów z atomu początkowego oddziałując słabo z protonem daje neutron. Reakcję taką zapisuje się ${}^A_Z X + e_b^- \rightarrow {}^A_{Z-1} Y^* + \nu_e$, gdzie e_b^- oznacza elektron związany w atomie X , a symbol "*" oznacza wzbudzenie powłok elektronowych w końcowym atomie. Ponieważ elektron nie jest na ogół usuwany z najmniej energetycznej orbity, powłoka elektronowa jądra końcowego jest wzbudzona, przez co po reakcjach EC obserwuje się charakterystyczne promieniowanie X . Aby reakcja była możliwa spełniony musi zostać warunek $M({}^A_Z X) - M({}^A_{Z-1} Y^*) \geq 0$. (przy zaniedbaniu masy

neutrino). Zauważmy, że zawsze gdy możliwe jest przejście β^+ możliwe jest też przejście EC.

Maksymalną energię dostępną w przejściu oznacza się jako Q . Energia ta jest dzielona pomiędzy energię kinetyczną elektronu, neutrino i odrzutu jądra, a także może być poświęcona na wzbudzenie jądra końcowego. Jak się dalej przekonamy, dla jąder dalekich od ścieżki stabilności energie wzbudzenia jąder po przemianie β mogą być bardzo duże.

Dla pełności obrazu zauważmy, że powyższe warunki energetyczne mogą doprowadzić do sytuacji, w której dla danego A istnieje więcej niż jedna stabilna kombinacja Z i N .

Przemiany β podlegają kwalifikacji ze względu na zmianę spinu i parzystości między początkowym i końcowym stanem jądrowym. Z największym prawdopodobieństwem zachodzą tak zwane przemiany dozwolone, w których muszą być spełnione następujące warunki:

- Spin jądra może ulec zmianie o nie więcej niż jedną jednostkę.
- Izospin jądra może ulec zmianie o nie więcej niż jedną jednostkę.
- Rzut izospinu na oś z musi zmienić się dokładnie o jedną jednostkę.
- Parzystość musi zostać zachowana.

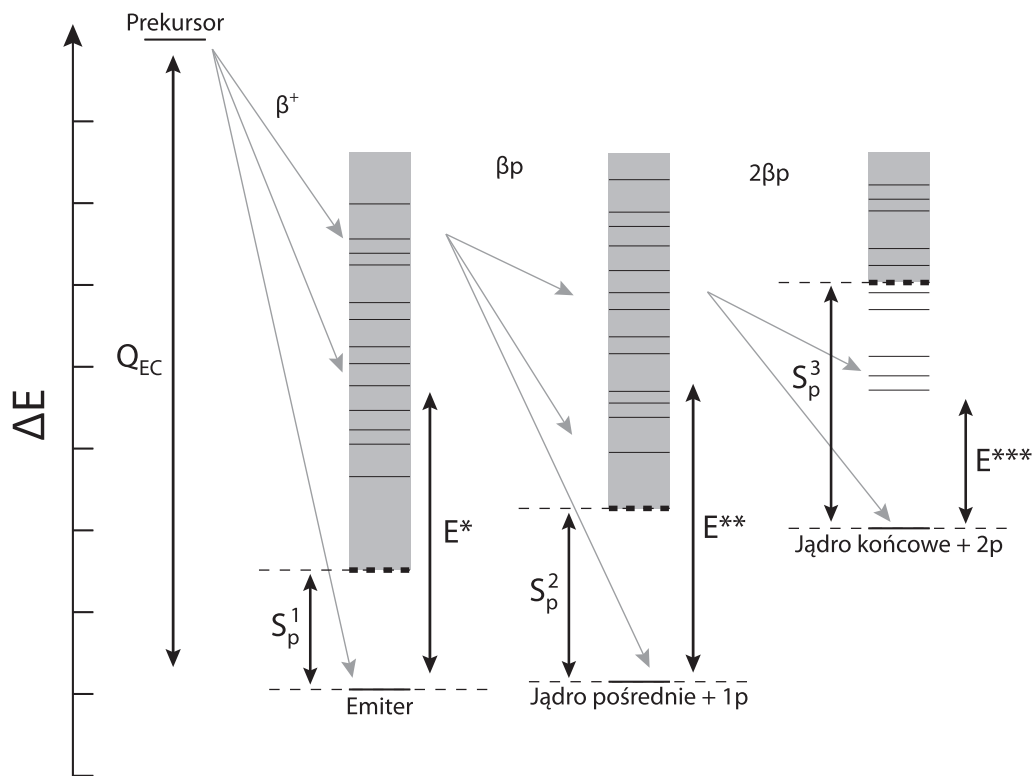
Takie warunki często zabraniają przejścia do stanu podstawowego w jądrze pochodnym, stąd w przemianach β na ogół jądro końcowe produkowane jest w stanie wzbudzonym. Dla rozpadów ^{43}Cr , ponieważ dostępna energia jest duża, również energie wzbudzenia mogą być duże, co umożliwia emisję protonów opóźnionych.

Przemiany nie spełniające powyższych warunków nazywane są wzbronionymi i zachodzą ze znacznie niższym prawdopodobieństwem niż dozwolone.

1.3 Emisje protonów opóźnionych

Badany w tej pracy nuklid $^{43}_{24}\text{Cr}_{19}$ podlega rozpadom EC i β^+ z energią dostępną $Q_{EC} \approx 16$ MeV. Jest to nuklid o bardzo dużej przewadze protonów nad neutronami, znajdujący się w pobliżu tak zwanej linii oderwania protonu. Linia ta wyznacza granicę poza którą energią separacji protonu w stanie podstawowym jądra jest mniejsza niż zero, a jądra leżące w jej pobliżu charakteryzuje mała energia separacji protonu. Duża energia dostępna w przejściu β^+ , w połączeniu z niską energią separacji protonu, otwiera nietypowy kanał rozpadu - emisję opóźnionych protonów.

Na rysunku 1.1 przedstawiony jest schemat rozpadu β^+ z emisją opóźnionych protonów. Omówmy po kolei jego etapy:



Rysunek 1.1: Ogólny schemat przejść z emisją opóźnionego protonu.

- Jądro początkowe, zwane też prekursorem ulega przejściu β^+ lub EC. Na skutek tego rozpadu powstaje jądro zwane emiterem. Aby możliwa była emisja protonu opóźnionego energia wzbudzenia emitera (E^*) musi przekraczać energię separacji protonu w emiterze (S_p^1).
- Po upływie bardzo małego czasu rzędu 10^{-16} s [8], emitowany jest proton. Czas ten jest wiele rzędów wielkości krótszy niż czas życia dla przemiany β , możemy więc traktować emisję protonu jako równoczesną z przemianą β . Powstałe w ten sposób jądro pośrednie ma pewną energię wzbudzenia (E^{**}). Jeżeli E^{**} jest większa niż energia separacji protonu w jądrze pośrednim (S_p^2), może nastąpić emisja drugiego protonu. Zagadnienie sekwencyjnej natury procesu emisji dwóch protonów opóźnionych było swego czasu szeroko badane. Dotychczasowe badania doświadczalne oraz przewidywania teoretyczne pokazują, że proces ten faktycznie zachodzi w sposób sekwencyjny, a nie poprzez jednoczesną emisję dwóch protonów [9].
- W zasadzie możliwa jest sekwencyjna emisja trzech protonów lub innych cząstek opóźnionych (jądra deuteru, trytu, cząstki α i inne). Zasada pozostaje taka sama jak przy emisji drugiego protonu, to znaczy jeżeli energia wzbudzenia jest większa niż energia separacji, może nastąpić emisja.

- Gdy po emisji protonu energia wzbudzenia jądra pochodnego jest mniejsza niż energia separacji protonu, proces uznajemy za zakończony. Możliwe jest przejście do stanu podstawowego poprzez emisję kwantu γ .

Wcześniejsze eksperymenty poświęcone ^{43}Cr prowadzone były przez implantację badanych jonów w gruby kryształ krzemu, gdzie podczas rozpadu precyzyjnie określano łączną energię emitowanych cząstek. Podczas eksperymentów prowadzonych tą techniką nie ma możliwości rejestracji emitowanych protonów pojedynczo. W takich przypadkach rozpad β z emisją dwóch opóźnionych protonów identyfikuje się poprzez analizę dostępnych poziomów energetycznych oraz poszerzenie linii energetycznej odpowiadającej emisji 2p. Zauważmy, że drugi proton jest emitowany przez jądro poruszające się z pewną energią odrzutu po emisji pierwszego, co poprzez mechanizm efektu Dopplera, prowadzi do wspomnianego poszerzenia linii energetycznej odpowiadającej emisji 2p.

Dotychczasowe badania wskazują, że kierunek emisji protonów opóźnionych jest losowy. Więcej na temat emisji cząstek opóźnionych można znaleźć w pracach [8], [10] oraz w materiałach do wykładu Z. Janasa [11].

1.4 Badania z użyciem OTPC i podobnych technik

Szczegóły budowy i działania detektora OTPC opisane są w punkcie 3.4, tutaj zaś przedstawię tylko ogólną charakterystykę. Detektor OTPC został zaprojektowany w celu badania rozpadów dwuprotonowych ze stanu podstawowego w ^{45}Fe . W tym zagadnieniu, gdzie mamy do czynienia z bardzo niewieloma zdarzeniami, a energie protonów nie przekraczają 1,5 MeV, detektor sprawdził się znakomicie [6]. Konstrukcja detektora OTPC ma wiele zalet i wad, najważniejsze z nich wymienię poniżej.

Podstawową zaletą OTPC jest zdolność do rejestracji emitowanych protonów osobno, co pozwala natychmiast określić kanał rozpadu dla rozważanego zdarzenia. Wyznaczenie współczynników rozgałęzienia możliwe jest z bardzo dużą precyzją, niedostępną eksperymentom opartym o detektory krzemowe. Inne zalety to mała podatność na zakłócenia od innych nuklidów produkowanych w eksperymencie, prosta obsługa (jeden komputer PC i kilkanaście modułów zasilania i sterowania) oraz niska cena. Unikalną cechą OTPC jest możliwość rekonstrukcji przestrzennej zdarzeń, co pozwala na badanie rozkładu kąтового.

Technika badań z użyciem OTPC nie jest pozbawiona wad, z których największą jest niska rozdzielczość energetyczna (około 20%). Tak niska rozdzielczość energetyczna praktycznie wyklucza określenie poziomów energetycznych biorących udział w rozpadzie. Dodatkowo protony o wysokiej energii ($> 3 - 4$ MeV) często opuszczają część aktywną detektora, co utrudnia pomiary energetyczne. Detektor ten charakteryzuje też duży czas martwy, nawet do kilkuset ms. Na koniec trzeba powiedzieć, że wyniki pomiarów wykonanych z pomocą OTPC

wymagają czasochłonnej obróbki, co przy dużej liczbie analizowanych zdarzeń sprawia istotny problem.

Detektor OTPC można dostosować do badanego zagadnienia. Na przykład zmieniając mieszankę gazów wypełniającą komorę można przystosować OTPC do rejestrowania większych bądź mniejszych energii. W poniższej pracy będę jednak analizował rozpady ^{43}Cr zebrane podczas eksperymentu, którego głównym celem było badanie ^{45}Fe . Oznacza to, że potencjał OTPC nie został w pełni wykorzystany.

Idealny detektor łączyłby zdolność do rejestracji torów cząstek wraz z możliwością ich przestrzennej rekonstrukcji z dobrą energetyczną zdolnością rozdzielczą. Choć nad detektorem OTPC prowadzone są ciągłe prace mające na celu udoskonalanie tego urządzenia, stan idealny nigdy nie zostanie osiągnięty. Dlatego pomiary przy użyciu innych technik detekcyjnych są konieczne, a porównanie wyników zebranych przy użyciu detektorów krzemowych i gazowych może ujawnić pełen obraz badanych zjawisk.

1.5 Cel i zakres pracy

Celem tej pracy było przeanalizowanie danych dotyczących ^{43}Cr zebranych przy okazji eksperymentu w NSCL poświęconego badaniu ^{45}Fe .

Dane analizowałem przy pomocy aplikacji stworzonych w programie "Lab-View". Opracowałem około 40 000 przypadków, każdemu z nich przypisałem liczbę widocznych protonów opóźnionych. Na podstawie tych informacji obliczyłem współczynniki rozgałęzienia dla ^{43}Cr . Poza tym określiłem czas połowicznego rozpadu ^{43}Cr .

Emisja trzech protonów opóźnionych z ^{43}Cr została w tym eksperymencie zarejestrowana po raz pierwszy. Jest to egzotyczny kanał rozpadu, zarejestrowany wcześniej tylko dla ^{45}Fe .

Istotną częścią tej pracy było poznawanie charakterystyki komory OTPC, co pozwoli w przyszłości na stworzenie aplikacji uproszczających analizę danych i częściowo ją automatyzujących.

Rozdział 2

Stan wiedzy o ^{43}Cr

2.1 Dotychczasowe badania ^{43}Cr

Nuklid $^{43}_{24}\text{Cr}_{19}$ po raz pierwszy został zarejestrowany w 1992 roku przy użyciu separatora LISE w ośrodku GANIL[12]. W eksperymencie tym wyznaczono czas połowicznego rozpadu $T_{1/2} = 21^{+4}_{-3}$ ms oraz zidentyfikowano przejścia β^+ z emisją opóźnionego protonu. Na podstawie energii jedno z tych przejść zostało zinterpretowane jako emisja dwóch protonów opóźnionych. Oszacowano też masę ^{43}Cr korzystając z równania masy multipletu izobarycznego IMME (Isobaric Multiplet Mass Equation).

W roku 2001 przeprowadzono dalsze doświadczenia [13], a w roku 2007 opublikowano pracę podsumowującą wyniki wieloletnich badań przeprowadzonych w GANIL[14]. W pracy tej z większą dokładnością podano czas połowicznego rozpadu $T_{1/2} = 21.1 \pm 0.4$ ms, a ponadto zidentyfikowano wiele przejść β^+ z opóźnioną emisją protonów z dobrze określonymi energiami. Stosunek przejść β z emisją protonu do wszystkich przejść β został wyznaczony jako $92.5\% \pm 2.8\%$. Linie o energii 4348 ± 16 keV zinterpretowano na podstawie energii i zwiększonej szerokości linii, jako emisję dwóch opóźnionych protonów, co jest zgodne z wynikami pracy [12]. Współczynnik rozgałęzienia dla tego przejścia oszacowano jako $5.6 \pm 0.7\%$. Ograniczeniem metody wyznaczania współczynników rozgałęzienia używanej w eksperymentach opisanych w pracy [14], jest fakt, że około połowa zarejestrowanych przypadków z emisją cząstek opóźnionych nie może być przypisana do konkretnego przejścia i tym samym nie ma możliwości określenia, czy nastąpiła emisja jednego czy dwóch protonów. Problem ten nie występuje w badaniach z użyciem OTPC, niestety kosztem rozdzielczości energetycznej.

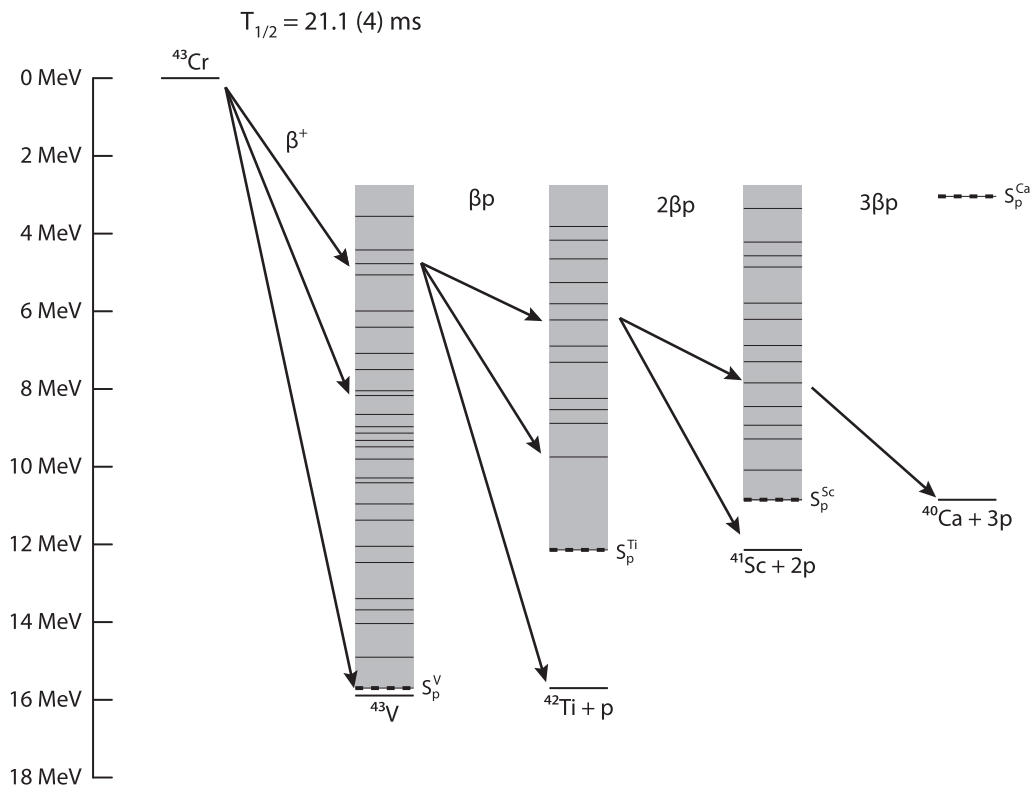
W 2007 roku w pracy [15] doniesiono o pierwszej bezpośredniej rejestracji dwóch protonów opóźnionych z ^{43}Cr . Badania te wykonano za pomocą detek-

tora gazowego o podobnej zasadzie działania jak OTPC, jednak nie określono współczynników rozgałęzienia.

W żadnym z dotychczasowych eksperymentów nie zmierzono całkowitych współczynników rozgałęzienia dla przejść 1p i 2p, a także nie zarejestrowano przejść z emisją trzech protonów. Przez całkowity współczynnik dla przejść 1p i 2p rozumieć należy szanse na przejście z emisją danej liczby protonów niezależnie od ich energii i poziomów biorących udział w procesie.

^{43}Cr jest nuklidem bardzo neutrono deficytowym. Najbliższym stabilnym nuklidem o liczbie masowej $A = 43$ jest $^{43}_{20}\text{Ca}_{23}$, bogatszy o 4 neutrony, a sam ^{43}Cr jest najuboższym w neutrony związanym nuklidem dla swojej liczby masowej. Najbliższym stabilnym jądrem o liczbie protonów $Z = 24$ jest $^{52}_{24}\text{Cr}_{28}$, bogatszy o 9 neutronów. Dodajmy, że istnieje tylko jeden lżejszy jądrowo związany izotop chromu, $^{42}_{24}\text{Cr}_{18}$.

Masa ^{43}Cr nie została jak dotąd zmierzona bezpośrednio. Zgodnie z przewidywaniami Audiego et al. [7] nadwyżka masy ^{43}Cr to $2130 \text{ keV} \pm 230 \text{ keV}$, co daje energię dostępną $Q_{EC} = 15.9 \pm 0.2 \text{ MeV}$. Na podstawie tej wartości można skonstruować uproszczony schemat przejść β przedstawiony na rysunku 2.1.



Rysunek 2.1: Uproszczony schemat rozpadu ^{43}Cr wykonany na podstawie danych z pracy [7].

Energie dostępne w różnych kanałach rozpadu ^{43}Cr przedstawione są w tabeli 2.1.

Przejście	Dostępna energia [keV]
EC	15890
1p	15700
2p	11930
3p	10850

Tabela 2.1: Energie dostępne w różnych kanałach rozpadu ^{43}Cr na podstawie danych z pracy [7].

Rozdział 3

Eksperyment

3.1 Przypomnienie podstawowych wiadomości o reakcji fragmentacji

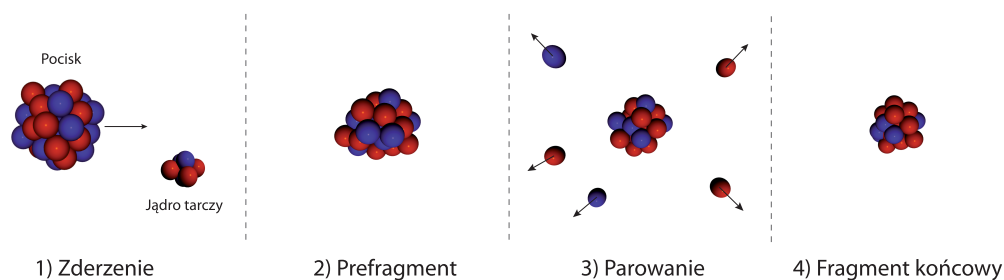
Badane w opisywanym eksperymencie jądra ^{45}Fe i ^{43}Cr produkowane były w reakcji fragmentacji. Przypomnę pokrótce podstawowe wiadomości o tej reakcji jądrowej.

Najprościej mówiąc, reakcją fragmentacji nazywamy reakcję, która zachodzi, gdy rozpędzony do relatywistycznej energii pocisk zderza się peryferyjnie z jądrem tarczy. Po takim zderzeniu pozostała część pocisku porusza się w podobnym kierunku i z podobną prędkością jak przed zderzeniem. Możemy rozróżnić następujące etapy tego oddziaływania (ilustruje to Rys. 3.1):

- Podczas zderzenia jąder prędkości są tak duże, że można uznać nukleony za nieruchome w czasie oddziaływania. W wyniku zderzenia usuwana jest pewna liczba nukleonów z pocisku, co prowadzi do powstania jądra pośredniego, zwanego prefragmentem. Ponieważ nukleony usuwane są losowo, prefragment jest bardzo wzbudzony. Energię takiego wzbudzenia można oszacować w modelu Fermiego.
- Wzbudzony prefragment emituje nukleony wytracając nadmiar energii. Proces ten nazywa się parowaniem i ma charakter statystyczny. Ze względu na statystyczny charakter procesu, z takiego samego prefragmentu wzbudzonego do tej samej energii mogą zostać wyemitowane różne sekwencje nukleonów, prowadząc do różnych jąder końcowych.
- Gdy energia wzbudzenia prefragmentu spadnie na tyle, że dalsza emisja nukleonów jest już niemożliwa, uważamy, że reakcja fragmentacji zakończyła się. Powstałe w ten sposób jądro nazywa się fragmentem, porusza się ono z

podobną prędkością i w podobnym kierunku jak pocisk. Fragmenty tworzą tak zwaną wiązkę wtórną, będącą mieszaniną różnych jąder. Stąd przy eksperymentach wykorzystujących tą reakcję niezbędna jest separacja wiązki wtórnej.

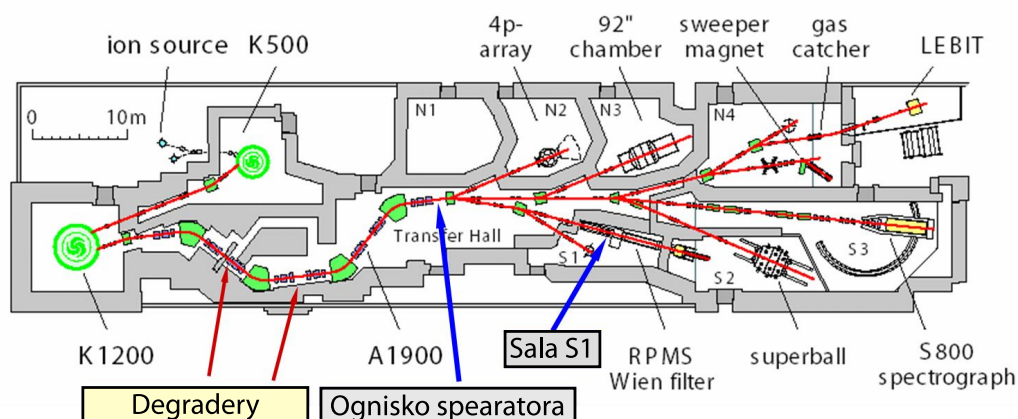
Podstawową zaletą technik eksperymentalnych opartych na reakcji fragmentacji jest możliwość badania krótkożyciowych jąder. W najnowszych separatorach wysokoenergetyczne fragmenty w wiązce wtórnej są separowane i identyfikowane w czasie rzędu mikrosekund. Stale buduje się nowe ośrodki badawcze, gdzie można prowadzić eksperymenty przy użyciu coraz dokładniejszych separatorów oraz dostarczające coraz intensywniejszych wiązek pierwotnych. Z kolei coraz większa energia jonów pozwala na jednoznaczny identyfikację każdego z badanych jonów w bardzo krótkim czasie, a także pozwala na uzyskanie węższego rozkładu ładunkowego fragmentów, co jest niezbędne dla wydajnej separacji.



Rysunek 3.1: Schematyczne przedstawienie reakcji fragmentacji z podziałem na poszczególne etapy.

3.2 Wytwarzanie i separacja jonów

Eksperyment, z którego pochodzą dane analizowane w tej pracy został wykonany w 2007 roku w ośrodku badawczym National Superconducting Cyclotron Laboratory (NSCL) przy Michigan State University (MSU) w East Lansing, Michigan, USA. W eksperymencie tym badane jądra były wytwarzane poprzez reakcję fragmentacji, w której tarcza z naturalnego Ni o grubości 800 mg/cm^2 była bombardowana wiązką ^{58}Ni o średniej intensywności 15 pnA i o energii 161 MeV/nukleon wytwarzaną przez układ akceleratorów K500-K1200. Wiązka wtórna była separowana przy pomocy układu A1900 (opisanego w pracy [16]) w ustawieniu z dwoma aluminiowymi degraderami w pierwszej (I1) i drugiej (I2) płaszczyźnie ogniskowania separatora. Grubości degraderów były równe odpowiednio 193 mg/cm^2 i 308 mg/cm^2 . Po przejściu przez separator jony były spowalniane w aluminiowej blaszce i zatrzymywane w detektorze OTPC (Optical-Time-Projection-Chamber)



Rysunek 3.2: Schemat laboratorium NSCL

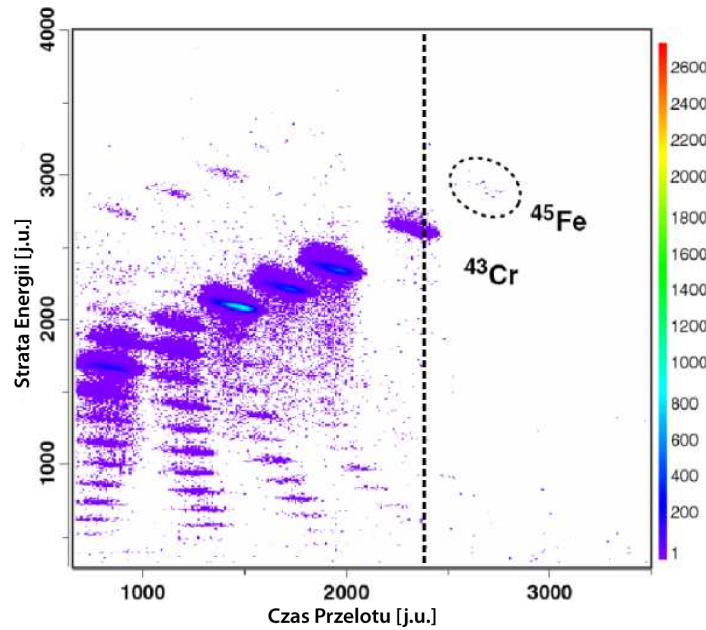
umieszczonej w sali S1. Grubość blaszki była tak dobrana, aby jony ^{45}Fe zatrzymywały się w aktywnej objętości komory OTPC. Każdy jon był identyfikowany metodą pomiaru czasu przelotu i straty energii (metoda $\text{TOF}-\Delta E$). Powyższy opis ilustruje rysunek 3.2 przedstawiający laboratorium NSCL.

3.3 Identyfikacja jonów

Dane identyfikacyjne zbierane były za pomocą plastikowego scyntylatora o grubości 21 gm/cm^2 umieszczonego w pośrednim ognisku separatora A1900 i detektora krzemowego o grubości $300 \mu\text{m}$ umieszczonego przed komorą OTPC. Strata energii mierzona była przez ten sam detektor krzemowy. Do detektora docierało około 100 jonów na sekundę, a każdy z tych jonów został jednoznacznie zidentyfikowany.

Informacje o czasie przelotu i stracie energii pozwalają na jednoznaczną identyfikację każdego jonu docierającego do detektora. Budowa komory OTPC wymaga, aby układ identyfikujący generował sygnał wyzwalający komorę za każdym razem, kiedy poszukiwany nuklid został rozpoznany. Dodatkowo sygnał taki musiał być generowany w bardzo krótkim czasie. Na rysunku 3.3 przedstawiono widmo identyfikacyjne jonów docierających do stanowiska pomiarowego. Dla uproszczenia, zdecydowano się na wyzwalanie w oparciu tylko o czas przelotu. Sygnał wyzwalający był generowany, jeżeli czas przelotu jonu przekraczał pewną graniczną wartość. Wartość ta została tak dobrana, aby zarejestrowane zostały wszystkie przypadki ^{45}Fe oraz część przypadków ^{43}Cr (patrz Rys. 3.3). Łącznie zarejestrowano 68000 wszystkich jonów.

Po zakończeniu eksperymentu ze wszystkich zebranych przypadków wybrano te odpowiadające ^{43}Cr . Widmo identyfikacyjne zarejestrowanych zdarzeń przedstawione jest na rysunku 3.4. Zdarzenia znajdujące się w czerwonym prostokącie przedstawiające ^{43}Cr wybrano do analizy. Jest ich około 40 000.



Rysunek 3.3: Widmo identyfikacyjne wszystkich jonów docierających do detektora OTPC. Pionową linią przerywaną zaznaczono wartość graniczną czasu przelotu używaną do wyzwania układu. Dane pochodzą z układu identyfikacyjnego separatora A1900.

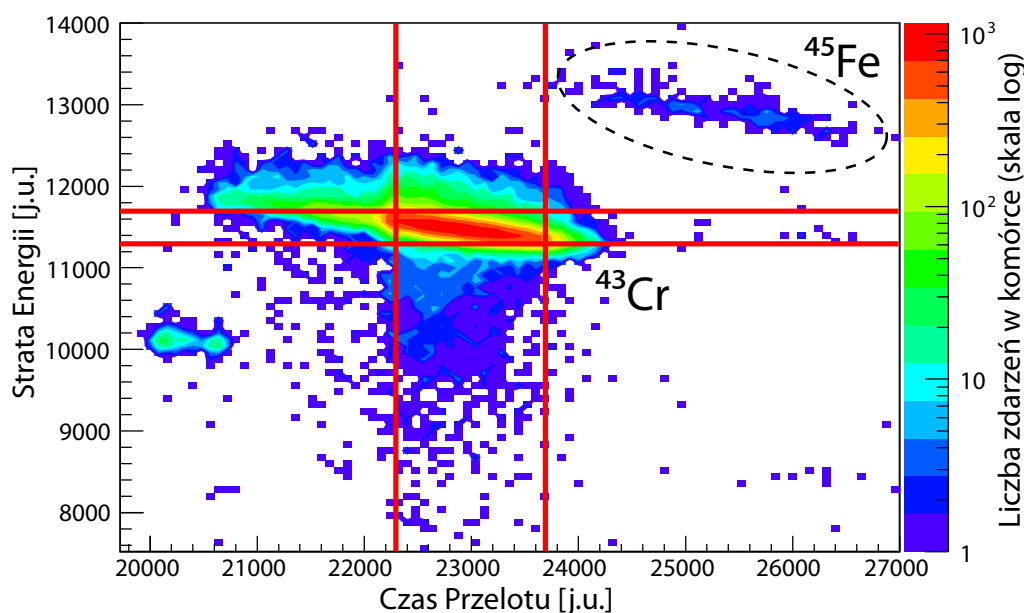
3.4 OTPC - Optical Time Projection Chamber

Sercem układu pomiarowego w tym eksperymencie był detektor gazowy opracowany i zbudowany przez zespół prof. W. Dominika w Pracowni Detektorów zakładu Cząstek Elementarnych i Oddziaływań Fundamentalnych na wydziale Fizyki UW. Budowa detektora przedstawiona jest na Rys. 3.5 (rysunek z pracy [17]):

Detektor podzielony jest przez elektrody drutowe (zaznaczone na rysunku przerywanymi liniami) na szereg obszarów, w których utrzymywane są stałe różnice potencjałów. Ścianki detektora zbudowane są z płyt stesalitowych, a całe jego wnętrze wypełnione było mieszkanką gazową w proporcjach 66% helu, 32% argonu, 1% azotu i 1% metanu pod ciśnieniem atmosferycznym. Gaz w komorze był w sposób ciągły wymieniany, co zapobiegało utrzymywaniu się ewentualnych zanieczyszczeń. Jony wpadały do komory poprzez okienko z mylar'u o grubości $30 \mu\text{m}$.

W części aktywnej detektora (oznaczonej przez A na rys 3.5) przychodzące jony były zatrzymywane. Jony wiązki wtórnej i cząstki naładowane pochodzące z rozpadu jonizują gaz w detektorze, a uwolnione w ten sposób swobodne elektrony dryfują ze stałą prędkością $v_d = 0.97 \text{ cm}/\mu\text{s}$ [17].

Elektroda oznaczona literą B pełni rolę bramki, która pozwala zmieniać czu-

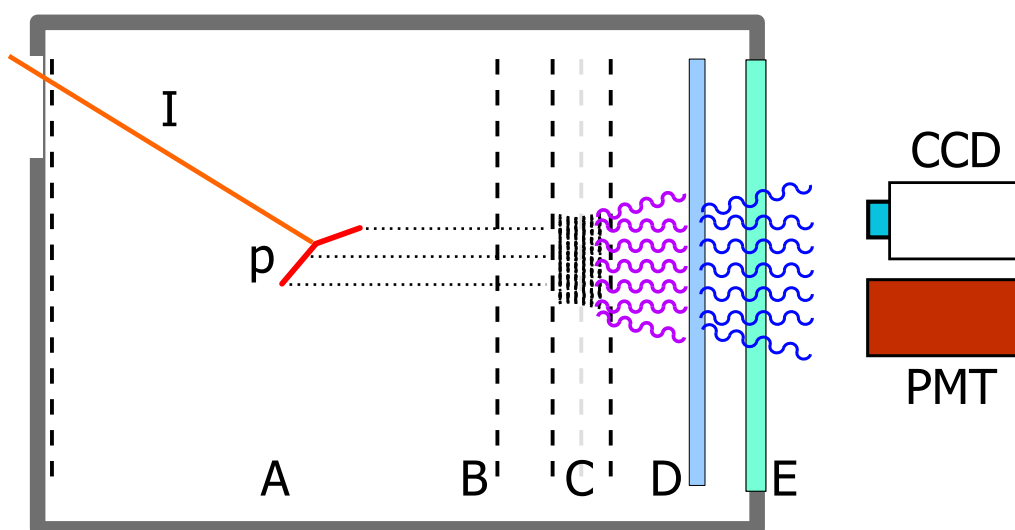


Rysunek 3.4: Widmo identyfikacyjne jonów, które wyzwoliły układ zbierania danych OTPC, z zaznaczonymi zdarzeniami odpowiadającymi ^{43}Cr i ^{45}Fe . Czerwone linie zaznaczają graniczne wartości użyte do wyboru zdarzeń do analizy. Dane zarejestrowano przy użyciu układu zbierania danych OTPC.

łość detektora. Jest to niezbędne, aby wpadający jon, mający znacząco większą zdolność jonizacyjną niż proton, nie wywołał wyładowania w układzie wzmacniającym. W tym eksperymencie zmieniając napięcie na elektrodzie bramkującej można było przełączyć detektor pomiędzy trybami niskiej i wysokiej czułości w czasie poniżej $100 \mu\text{s}$. Należy tu zaznaczyć, że nawet w nastawieniu wysokiej czułości komora nie była zdolna do rejestracji cząstek β .

Literą C oznaczony jest dwustopniowy układ wzmacniający. Działa on na zasadzie wzmocnienia gazowego, gdzie poddane działaniu wysokiego napięcia elektrony osiągają energię zdolną do jonizacji atomów gazu wypełniającego komorę, co prowadzi do wielokrotnego wzmocnienia sygnału.

W końcowej fazie wzmocnienia emitowane były fotony światła ultrafioletowego, następnie konwertowane na światło widzialne w folii przesuwającej długość fali (z ang. Wave Length Shifter - WLS). Fotony te opuszczały komorę przez szklane okno E i były rejestrowane przez kamerę cyfrową MC285SPD-L0B0 wyposażoną w element CCD z wzmocnieniem o rozdzielczości 1 miliona pikseli i przekątnej 2/3 cala oraz przez fotopowielacz 5 calowej średnicy. Kamera CCD rejestrowała rzut zdarzenia na płaszczyznę folii WLS, zaś fotopowielacz rejestrował natężenie światła w funkcji czasu. Przykładowe zdarzenie zarejestrowane przez detektor przedstawione jest na Rys. 3.6.

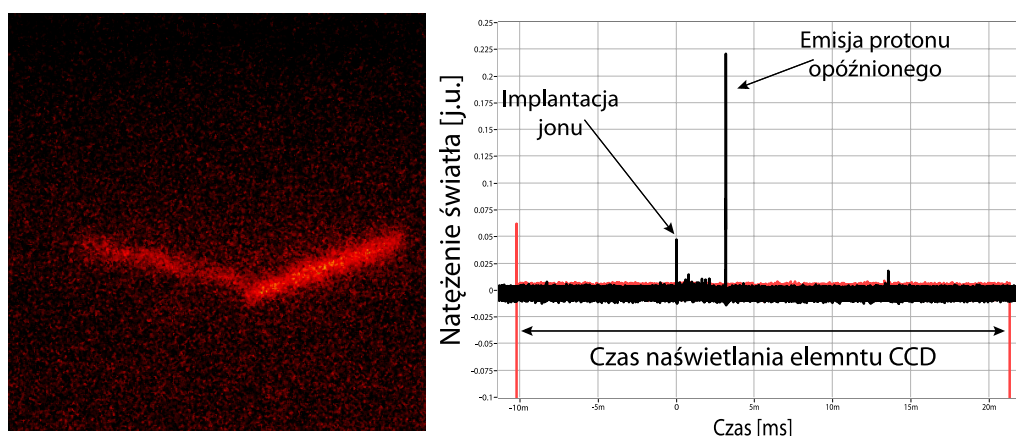


Rysunek 3.5: Schemat budowy detektora OTPC: A - przestrzeń aktywna, I - ślad zatrzymanego jonu, p - naładowane produkty rozpadu (w tym eksperymencie protony), B - elektroda bramkująca, C - układ wzmacniający, D - WLS, E - szklane okno, CCD - kamera cyfrowa, PMT - fotopowielacz. Rysunek z [17].

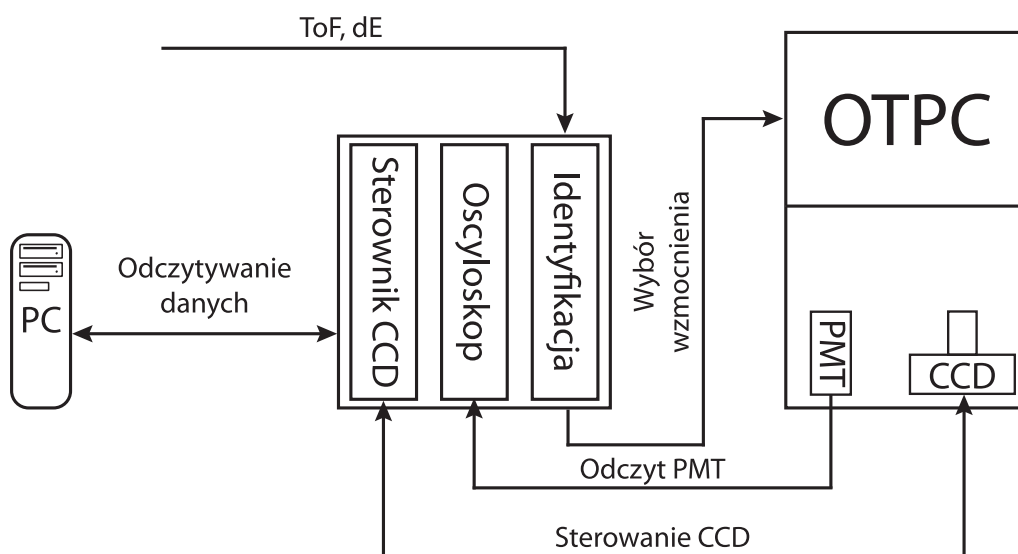
3.5 Budowa i wyzwalenie układu zbierania danych

Układ zbierania danych składał się z karty odczytującej dane z kamery CCD (Frame Grabber) NI-1422, oscyloskopu cyfrowego NI-5122 rejestrującego sygnał z fotopowielacza z częstotliwością 50 MHz oraz dwóch modułów DGF-4C zapisujących dane identyfikacyjne. Schemat układu jest przedstawiony na rysunku 3.7. Możliwe były dwa tryby zbierania danych - synchroniczny i asynchroniczny (tryby te opisane są poniżej). W związku z uzupełniającymi się charakterystykami tych trybów około 3/4 (30 tys.) analizowanych w tej pracy przypadków zostało zarejestrowanych w trybie wyzwiania synchronicznego, a pozostała 1/4 (10 tys.) w trybie asynchronicznym.

Niezależnie od trybu działania, w momencie sygnału wyzwajającego, komorę przestawiano w tryb wysokiej czułości (patrz rozdział 3.4) i wyłączano wiązkę pierwotną na okres 75 ms, aby w trakcie oczekiwania na rozpad kolejne jony nie wpadały do komory. Zarówno zmiana czułości jak i zatrzymanie wiązki odbywało się w czasie około 100 μ s. Całkowity czas potrzebny na przetworzenie jednego zdarzenia (to znaczy odczytanie zdjęcia z kamery CCD, danych identyfikacyjnych i sygnału z fotopowielacza wraz z zapisaniem danych na dysk twardy komputera) wynosił około 800 ms.



Rysunek 3.6: Przykładowe zdarzenie zarejestrowane przez detektor OTPC (w trybie asynchronicznym, patrz 3.5). Z lewej strony widoczne jest zdjęcie z kamery CCD przedstawiające dwa ślady o jednym wspólnym punkcie. Po prawej przedstawiony jest zapis sygnału z fotopowielacza, który pozwala zidentyfikować lewy ślad jako jon zatrzymany w gazie, a prawy, jako wyemitowany po rozpadzie β proton.



Rysunek 3.7: Schemat układu zbierania danych.

3.5.1 Tryb asynchroniczny

W trybie asynchronicznym kamera CCD w sposób ciągły, niezależnie od sygnału identyfikacyjnego, zbierała kolejne klatki o czasie naświetlania 30 ms. Jeżeli w czasie naświetlania danego zdjęcia nadszedł sygnał identyfikacyjny, to po zakończeniu naświetlania zdjęcie było odczytywane z CCD i zapisywane na dysk komputera wraz z sygnałem z fotopowielacza o długości 60 ms (rozpoczynają-

cym się 30 ms przed sygnałem identyfikacyjnym). Ramki naświetlone gdy sygnał wyzwalaający nie nadszedł nie były zapisywane, podobnie jak sygnał z fotopowielacza. W trybie tym w każdym przypadku czas aktywny detektora, kiedy był zdolny do rejestracji rozpadu zatrzymanego jądra, był inny.

Ponieważ zdjęcie jest już naświetlane w momencie przyścia fragmentu, na obrazie widoczny jest ślad zatrzymywanego w komorze jonu (patrz rysunek 3.6). Ślad ten pozwala odróżnić od siebie zdarzenia, gdzie jon został zatrzymany i nie uległ rozpadowi w czasie obserwacji od tych, w których pomimo sygnału identyfikacyjnego jon nie dotarł do komory (na przykład został zaabsorbowany w okienku komory). Z drugiej strony, dodatkowy ślad może pokryć się z śladem od protonu i utrudnić analizę takiego przypadku. Co więcej, średni czas obserwacji w tym trybie to jedynie 15 ms - znacznie krótszy niż czas połowicznego rozpadu ^{43}Cr równy $T_{1/2} = 21.1$ ms [14], przez co większość rozpadów następowała po zakończeniu naświetlania.

3.5.2 Tryb synchroniczny

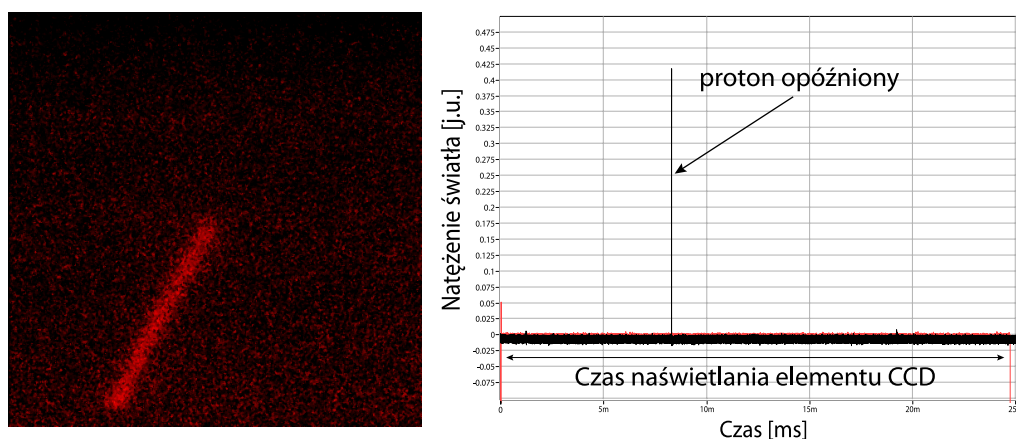
W trybie wyzwalaania synchronicznego w chwili nadejścia sygnału identyfikacyjnego jednocześnie rozpoczynano zapis sekwencji danych z fotopowielacza o długości 25 ms i wyzwalało kamerę CCD. Element CCD był w tym momencie czyszczony, a następnie naświetlał klatkę przez 25 ms. Opóźnienie rozpoczęcia naświetlania względem sygnału wyzwalającego wynosiło około 100 μs . Przykładowe zdarzenie przedstawione jest na rysunku 3.8.

W trybie tym nie rejestrowano śladu jonu, co ułatwiało określenie liczby wyemitowanych po rozpadzie protonów. Dodatkowo detektor w każdym zdarzeniu był aktywny przez 25 ms - dłużej niż w trybie asynchronicznym i zawsze dokładnie tak samo długo.

3.6 Warunki pomiaru ^{43}Cr

Trzeba przypomnieć, że opisany wyżej eksperyment był opracowany i przeprowadzony w celu zbadania rozpadów ^{45}Fe ze szczególnym nastawieniem na rozpady dwuprotonowe (patrz [6], [18]). Ponieważ częstość rejestracji przypadków ^{45}Fe wynosiła około jednego na godzinę, rejestrowano też część przypadków ^{43}Cr , między innymi aby monitorować pracę komory w czasie pomiędzy przypadkami ^{45}Fe , a zebrane w ten sposób dane o ^{43}Cr są analizowane w tej pracy. Ponieważ eksperyment nastawiony był na studia innego nuklidu, warunki eksperymentu nie były optymalne do badania ^{43}Cr .

- Czas naświetlania ramki ustawiony został na 25 ms (tryb synchroniczny) lub 30 ms (tryb asynchroniczny), podczas gdy czas połowicznego rozpadu ^{43}Cr to około 21.1 ms [14]. W wyniku tego prawie połowa jonów zatrzy-



Rysunek 3.8: Przykładowe zdarzenie zarejestrowane przez OTPC w trybie synchronicznym. Na zdjęciu widoczny jest wyraźny ślad pojedynczego protonu, podobnie jak w sygnale z fotopowielacza, gdzie widoczny jest jeden wyraźny pik.

many w komorze nie rozpada się w czasie naświetlania elementu CCD, co utrudnia precyzyjne wyznaczenie czasu życia i znacząco zmniejsza liczbę zarejestrowanych rozpadów.

- Mieszanka gazów wypełniająca komorę była dobrana tak, aby optymalnie badać protony pochodzące z rozpadu dwuprotonowego ^{45}Fe , w którym energie protonów wynoszą typowo około 1 MeV. Tymczasem w emisjach protonów opóźnionych mamy do czynienia ze znacznie większymi energiami, w wyniku czego w większości przypadków protony opuszczały część aktywną OTPC, co utrudniało późniejszą rekonstrukcję i analizę zdarzeń. Uniemożliwia to wyznaczenie energii poszczególnych protonów, jednak wciąż pozwala na określenie z dużą dokładnością współczynników rozgałęzienia dla rozpadów 1p, 2p i 3p.

Rozdział 4

Wyniki oraz analiza danych

4.1 Przegląd wyników

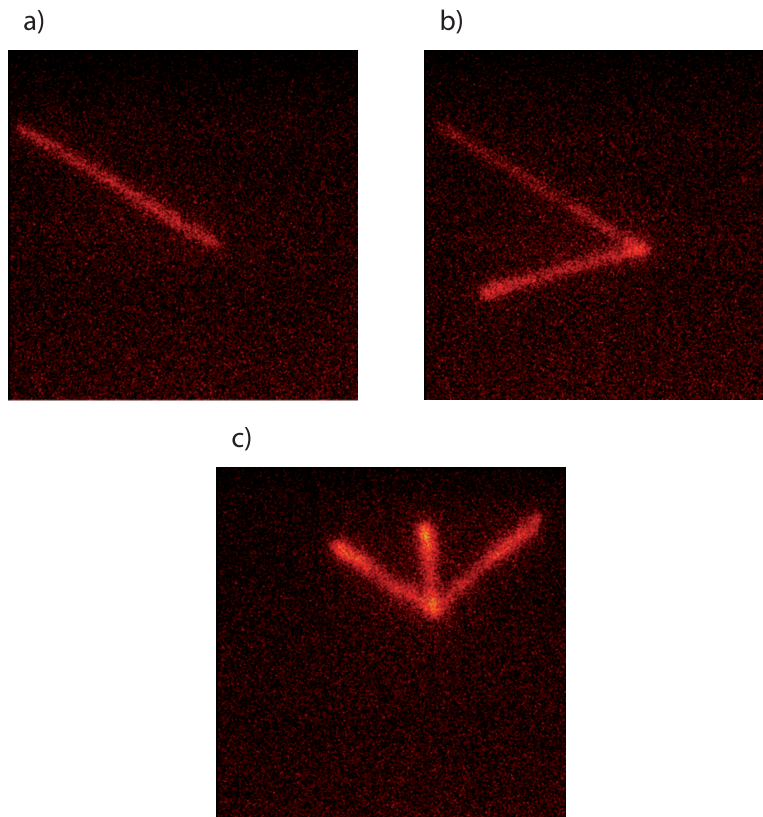
W ciągu 9 dni trwania eksperymentu zebrano łącznie około 68 000 wszystkich zdarzeń, z czego około 40000 przypadków ^{43}Cr wybrano do analizy. Około 30 000 spośród nich zarejestrowanych zostało w trybie synchronicznym, podczas gdy pozostałe (około 10 000) w trybie asynchronicznym. Łącznie w około 15 000 przypadkach zaobserwowano emisję protonów opóźnionych.

4.1.1 Tryb synchroniczny

Zdarzenia w trybie tym nie zawierają śladu jonu i posłużyły do określenia czasu połowicznego rozpadu oraz względnych współczynników przejść. W trybie tym zaobserwowano rozpady β z emisją jednego, dwóch i trzech opóźnionych protonów, a przykładowe zdjęcia każdego z takich przypadków widoczne są na rysunku 4.1. Widzimy, że protony są emitowane z tego samego punktu, co stanowi potwierdzenie, że obserwujemy protony emitowane z jednego zatrzymanego jonu zidentyfikowanego jako ^{43}Cr . Łącznie w tym trybie zarejestrowano 11662 rozpadów 1p, 1017 rozpadów 2p oraz 12 rozpadów 3p

4.1.2 Tryb asynchroniczny

W tym trybie na zdjęciach widoczny jest ślad jonu zatrzymywanego w komorze. Przypadki takie posłużyły do określenia współczynnika rozgałęzienia na przejście bez emisji protonów. W trybie tym również zarejestrowano rozpady z emisją jednego, dwóch i trzech protonów, a także przypadki, kiedy zatrzymany jon nie uległ rozpadowi z emisją protonów w czasie obserwacji. Przegląd przypadków zarejestrowanych w tym trybie przedstawiony jest na rysunku 4.2. Łącznie w tym trybie zarejestrowano 1663 przypadki 1p, 117 2p oraz jedno zdarzenie 3p.



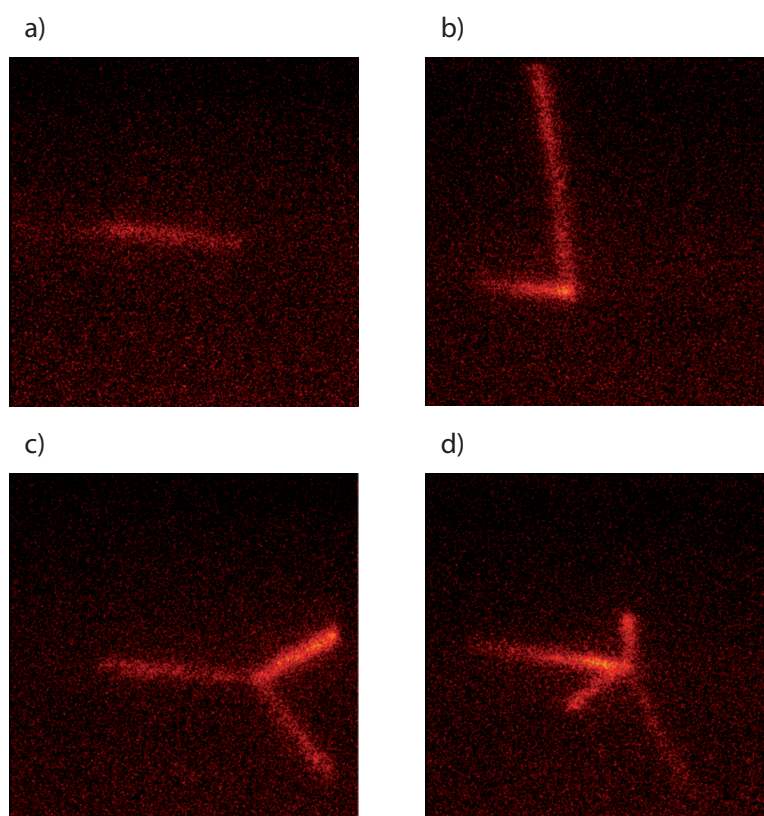
Rysunek 4.1: Przykładowe zdjęcia zdarzeń zarejestrowanych w trybie synchronicznym. Na zdjęciach nie widać śladu wpadającego jonu, a ślady emitowanych protonów zaczynają się w jednym punkcie. a) rozpad z emisją jednego protonu b), rozpad z emisją dwóch protonów, c) rozpad z emisją trzech protonów.

Dodatkowo na 4621 zdjęciach widoczny jest jedynie ślad zatrzymania jonu w komorze.

4.2 Badanie izotropowości komory OTPC

Patrząc na budowę komory OTPC (rozdział 3.4), może pojawić się podejrzenie, że protony, które lecą w stronę układu wzmacniającego, mogą wywołać wyładowanie pomiędzy siatkami. Jeżeli byłoby tak w istocie, mogłoby to doprowadzić do zafałszowania wyników zarówno bezwzględnych jak i względnych współczynników rozgałęzienia. Zdarzenia, w których pojawia się błysk w detektorze stanowią nawet do 10% wszystkich wyników i są całkowicie nieczytelne, a co za tym idzie były odrzucane w procesie obróbki danych.

Jeżeli komora OTPC faktycznie nie jest zdolna do rejestracji protonów, które są emitowane w stronę siatek, rozkład kątowy wyemitowanych protonów byłby asymetryczny. Rozkład ten został zbadany na losowo wybranym zbiorze 432 przy-



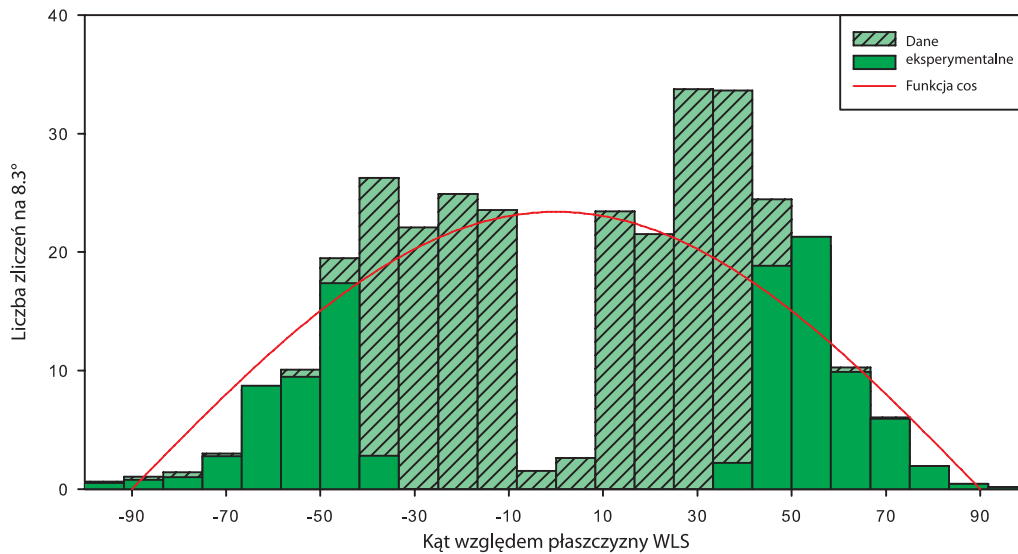
Rysunek 4.2: Przykładowe zdjęcia zdarzeń zarejestrowanych w trybie asynchronicznym. Na wszystkich zdjęciach widać ślad jonu wpadającego do komory z lewej strony, a protony opóźnione emitowane są z punktu, gdzie jon się zatrzymał. a) widoczny jest tylko ślad jonu, b) rozpad z emisją jednego protonu c), rozpad z emisją dwóch protonów, d) rozpad z emisją trzech protonów.

padków zebranych w trybie asynchronicznym przedstawiających emisję jednego protonu opóźnionego. Zastosowano następującą procedurę:

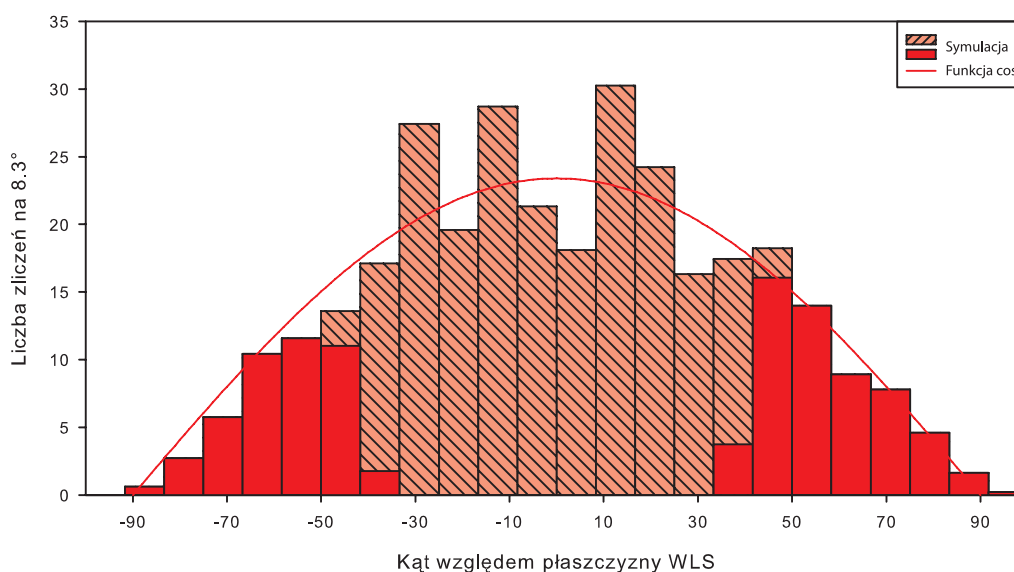
- Do analizy używano przypadków zarejestrowanych w trybie asynchronicznym (patrz rozdział 3.5.2). Ze zdjęcia odczytywana była długość śladu w płaszczyźnie folii WLS (oznaczymy ją x), a z sygnału z oscyloskopu długość w płaszczyźnie prostopadłej (oznaczymy ją y). Obliczając $\arctan \frac{x}{y}$ uzyskuje się kąt względem płaszczyzny WLS. Na tym etapie odrzucano zdarzenie, jeżeli sygnał z fotopowielacza był nie czytelny.
- Aby ustalić, czy proton był wyemitowany w stronę siatek, porównywano zdjęcie oraz sygnał z fotopowielacza. W ten sposób wystarczy określić, czy w fotopowielaczu zarejestrowano wpierw koniec śladu ze zdjęcia (proton wyemitowany w stronę siatek), czy początek (przeciwnie). Aby ułatwić to zadanie wykreślano profil wzdłuż linii o szerokości dziesięciu pikseli.

- Przy emisji pod bardzo małym kątem sygnał w fotopowielaczu powinien być bardzo wąski. Z tego powodu na małych kątów nie jest możliwe w żadnym przypadku określenie kierunku emisji. Dodatkowo ślad jonizacji w komorze ma pewną szerokość, co powoduje, że dla kątów bliskich 0 z rekonstrukcji otrzymujemy wynik kilku stopni. W analizie przypadki których sygnał czasowy nie przekraczał $3.5 \mu\text{s}$, a kąt 30° były traktowane szczególnie i nie podejmowano prób odczytania orientacji. Orientacja takich przypadków pozostawała taka jak poprzedniego określonego przypadku, czyli była losowa.

Dzięki tej procedurze dokonano rekonstrukcji 322 przypadków, w tym 105 o kącie emisji powyżej 41.5° . W tym miejscu należy podkreślić niedociągnięcia tej metody dla przypadków o małym kącie emisji, gdzie kierunek nie jest znany. Nie wolno jednak zapomnieć, że protony, które mogłyby trafić w siatkę musiałyby zostać wyemitowane pod dużym kątem, przez co wystarczy porównać liczbę protonów wyemitowanych w stronę siatek i przeciwną pod dużym kątem. Jako kąt graniczny wybrano 41.5° . Na rysunku 4.3 przedstawiono wyniki tej procedury. Różnica w liczbie zarejestrowanych przypadków wyemitowanych w stronę siatek i w przeciwną to 17, co stanowi 5% zrekonstruowanych zdarzeń. Na rysunku 4.4 przedstawiono dla porównania wyniki symulacji rozkładu 322 przypadków.



Rysunek 4.3: Ideogram rozkładu kątów dla zrekonstruowanych przypadków. Dane od zdarzeń dla których kąt przekraczał 41.5° są zaznaczone ciemniejszym odcieniem, te o kącie mniejszym odcieniem jaśniejszym z wzorem pochyłych kresek. Linia ciągła przedstawia zależność proporcjonalną do kosinusa kąta emisji, jakiej oczekujemy w przypadku izotropowej emisji protonu. Brak zdarzeń w centrum jest wynikiem zastosowanej procedury.



Rysunek 4.4: Ideogram rozkładu kątów dla symulacji. Dane od zdarzeń dla których kąt przekraczał 41.5° są zaznaczone ciemniejszym odcieniem, te o kącie mniejszym odcieniem jaśniejszym z wzorem pochyłych kresek. Założono niepewność pomiaru kąta 7.5% . Linia ciągła przedstawia zależność proporcjonalną do kosinusa kąta emisji, jakiej oczekujemy w przypadku izotropowej emisji protonu.

Wykonałem serię dziesięciu symulacji dla 322 przypadków. Dla każdej z tych symulacji porównałem liczbę protonów wyemitowanych w stronę siatek i przeciwną, a wyniki przedstawione są w tabeli 4.1. Wyniki symulacji oznaczonej numerem 1 są również przedstawione na rysunku 4.4. Uzyskane wyniki pokazują, że różnice takie jak w zrekonstruowanym rozkładzie kątowym mogą być wynikiem wyłącznie fluktuacji statystycznych, z drugiej strony zmierzona różnica jest wartością krańcową w symulacjach.

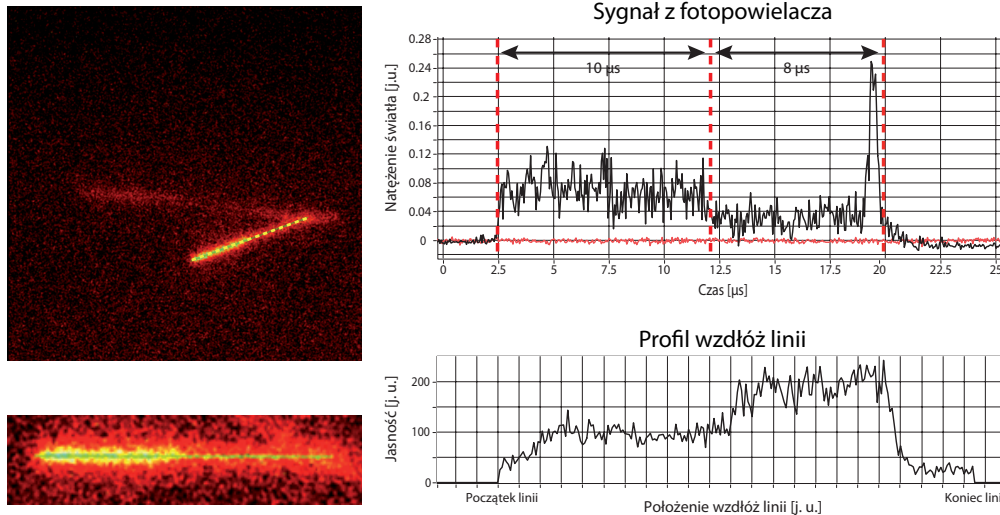
Dodatkowo, podczas analizy tych zdarzeń znaleziono przypadki, w których proton trafiający w siatki został wyraźnie zaobserwowany. Na rysunku 4.5 przedstawiono jeden z takich przypadków.

Jon zatrzymał się w odległości około 80 mm (jest to oszacowanie geometryczne nie biorące pod uwagę rozmycia kąowego wiązki) od siatek, po 10 ms nastąpiła emisja protonu opóźnionego. Po $8 \mu\text{s}$ od emisji, co odpowiada przebyciu 79 mm w stronę siatek, gwałtownie zmieniła się jasność śladu. Proton był rejestrowany jeszcze przez $10 \mu\text{s}$ po skokowym wzroście jasności. Pomimo, że mechanizm nagłej zmiany jasności toru jest w tej chwili nieznan, nie ma wątpliwości, że w tym przypadku proton opuścił część aktywną OTPC przez siatki układu wzmacniającego i nie wywołał błysku.

Wziąwszy pod uwagę powyższe wyniki symulacji oraz fakt, że zarejestrowano zdarzenia, gdzie jon był wyraźnie zarejestrowany pomimo, że dostał się między

l.p.	w dół	w górę	różnica
1	44	57	13
2	60	52	-8
3	49	57	8
4	56	65	9
5	62	52	-10
6	61	57	-4
7	55	43	-12
8	44	61	17
9	50	58	8
10	57	58	1
Eksperyment	43	60	17

Tabela 4.1: Wyniki symulacji rozkładu kątownego dla 322 zdarzeń wraz z danymi z prawdziwymi. Przez zdarzenia "w dół" rozumieć należy zdarzenia wyemitowane w stronę siatek, a w górę - przeciwnie.



Rysunek 4.5: Zdjęcie i sygnał z fotopowielacza przypadku, w którym proton trafił w siatki i nie wywołał błysku. Przedstawiono też powiększenie śladu i profil wzdłuż zaznaczonej linii.

siatki, w dalszej części będziemy zakładać, że komora OTPC działa bez obciążenia kierunkowego.

4.3 Metoda wyznaczania czasu połowicznego rozpadu

Aby obliczyć czas połowicznego rozpadu zebrano czasy życia ^{43}Cr ze zdarzeń z emisją jednego protonu zarejestrowanych w trybie wyzwalanie synchronicznego. Liczba protonów zarejestrowanych w każdym zdarzeniu została określona pod-

czas określania względnych współczynników rozgałęzienia (punkt 4.4). Ponieważ emisja opóźnionego protonu zachodzi niemal natychmiast po przemianie β (patrz rozdział 1.2), za czas życia można przyjąć czas jaki upływa pomiędzy identyfikacją jonu, a rejestracją protonu w komorze. Zdarzenia z emisją jednego protonu generują dobrze powtarzalny sygnał w fotopowielaczu, tym samym procedura mogła być w dużej części zautomatyzowana. Program odczytujący czas życia z sygnału z fotopowielacza działał według następującej procedury:

- W sygnale PMT znajdowano maksimum metodą przekroczenia progu - to znaczy, że jeżeli sygnał miał wartość większą niż ustalony próg w pewnej zadanej liczbie kolejnych punktów pomiarowych, takie miejsce było uznawane za maksimum. Za położenie maksimum uznawano środek struktury.
- Jeżeli w automatycznej procedurze w sygnale z fotopowielacza znajdowano dokładnie jeden pik, za czas życia był przyjmowany czas od wyzwolenia komory do środka piku.
- Jeżeli procedura automatyczna znajdowała inną niż jeden liczbę pików, czas życia poszukiwany był poprzez ręczną analizę widma z fotopowielacza.
- Jeżeli ręczna analiza sygnału PMT nie pozwalała na jednoznaczne określenie czasu życia ^{43}Cr , dane zdarzenie było odrzucane.

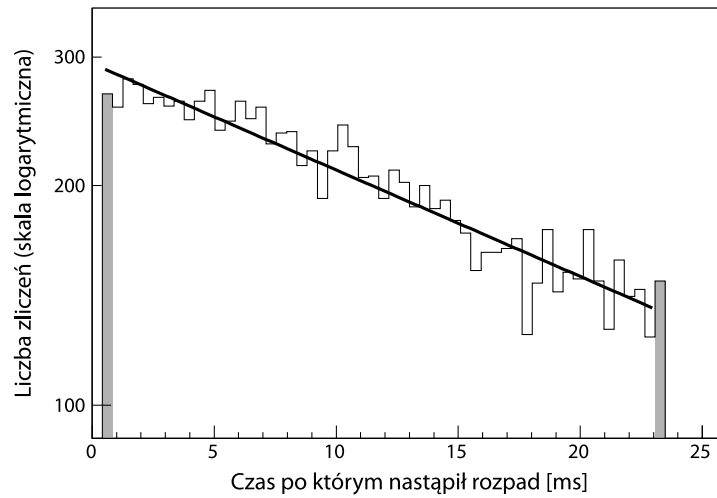
Badanie czasów życia zgodnie z tą procedurą pozwalało na przypisanie czasów życia zdecydowanej większości przypadków zidentyfikowanych jako rozpad β z emisją jednego protonu. Uzyskane w ten sposób czasy życia zostały przedstawione w formie histogramu, a następnie dopasowano do nich krzywą postaci:

$$f(t) = a \exp\left(-\frac{\ln 2}{T_{1/2}}t\right), \quad (4.1)$$

gdzie t - czas po którym zaobserwowano rozpad, $T_{1/2}$ - czas połowicznego rozpadu, a - pewna stała. Dopasowanie zostało przeprowadzone metodą najmniejszych kwadratów za pomocą procedury z pakietu ROOT [19]. Uzyskany histogram wraz z dopasowaną krzywą przedstawiony jest na rysunku 4.6. Z dopasowania uzyskano wartość $T_{1/2} = 20.6 \pm 0.9$.

4.4 Metoda wyznaczenia względnych współczynników rozgałęzień

Aby obliczyć względne współczynniki rozgałęzień wystarczy dla zbioru zarejestrowanych zdarzeń określić które z nich reprezentują zdarzenia z emisją jednego, dwóch i trzech protonów. Do tego celu najlepiej nadają się zdarzenia zebrane w trybie wyzwolenia synchronicznego, ponieważ zdjęcia zebrane w tym trybie nie



Rysunek 4.6: Histogram czasów życia ^{43}Cr wraz z dopasowaną krzywą według wzoru 4.1. Przy dopasowaniu nie wzięto pod uwagę wyników zaszarzonych na rysunku. Oś pionowa przedstawiona jest w skali logarytmicznej.

zawierają śladu jonu. Ślad jonu może niekiedy zakrywać ślady emitowanych protonów przez co zdarzenie zostaje zidentyfikowane nieprawidłowo. Dodatkowo w trybie wyzwalania synchronicznego zebrano trzy razy więcej zdarzeń niż w trybie asynchronicznym.

4.4.1 Algorytm

Algorytm rozpoznawania przypadków był następujący:

- W pierwszej kolejności analizowane było zdjęcie - oglądając je określano liczbę emitowanych protonów. Odrzucane były przypadki, gdzie widoczne były dwa lub więcej niezależne zdarzenia (to znaczy takie, że ślady nie rozpoczynały się w tym samym punkcie), przypadki zawierające wyładowania między siatkami oraz inne nieczytelne zdarzenia.
- Jeżeli przypadek był zarejestrowany bardzo blisko ścianki komory, był odrzucany, ponieważ zdarzenia z dwoma protonami, gdzie jeden uderzył w ściankę są nieodróżnialne od zdarzeń z jednym protonem. Jednocześnie pozwalało to uniknąć pomyłki, gdyby w czasie pracy detektora ze ścianek emitowana była cząstka α i traktowana była jako emisja jednego protonu z ^{43}Cr .
- Jeżeli analiza samego zdjęcia nie pozwalała na jednoznaczne przyporządkowanie zdarzenia do konkretnej kategorii, brano pod uwagę zapis sygnału z fotopowielacza. Analiza sygnału z fotopowielacza pozwalała na odróżnienie od siebie przypadków jednego protonu od przypadków z dwoma protonami.

mi wyemitowanymi przeciwnie. Często pojawiał się też problem protonów emitowanych prostopadle do płaszczyzny WLS które na zdjęciu mogły być pomyłone z szumem komory.

4.4.2 Wyniki

Z 30000 zdjęć zarejestrowanych w eksperymencie w trybie wyzwiania synchronicznego około 12500 przedstawiało rozpady z emisją cząstek opóźnionych, w tym $N_1 = 11662$ zidentyfikowano jako przejścia 1p, $N_2 = 1017$ jako 2p i $N_3 = 12$ jako 3p. Jest to pierwsza obserwacja emisji trzech opóźnionych protonów z ^{43}Cr , analiza zarejestrowanych przypadków znajduje się w punkcie 5.4.

Przyjmując za błąd pomiaru liczby zdarzeń n pierwiastek \sqrt{n} , wyznaczyłem współczynniki względne przejść 1p, 2p i 3p. Przyjmują one wartość odpowiednio $P_{1p} = 92\% \pm 2\%$ $P_{2p} = 8.0\% \pm 0.1\%$ $P_{3p} = 0.09\% \pm 0.02\%$. Trzeba podkreślić, że liczby te określają, jaka część przejść z emisją protonów odbywa się przez dane przejście.

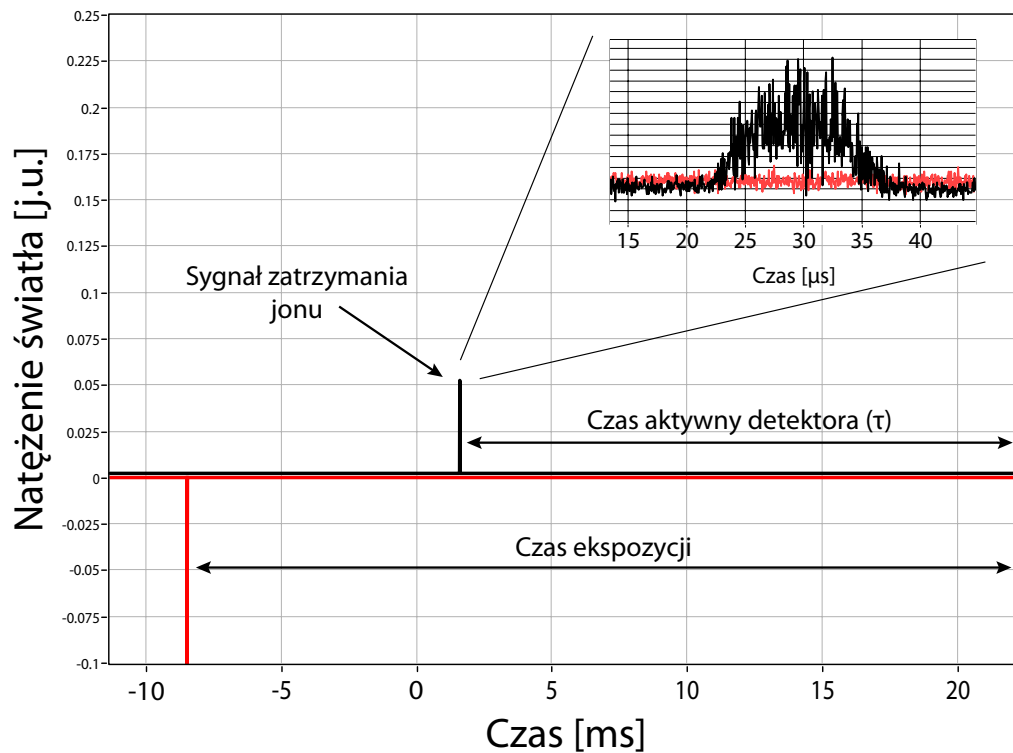
4.5 Metoda wyznaczenia bezwzględnych współczynników rozgałęzień

4.5.1 Zarys problemu

Spójrzmy ponownie na schemat rozpadu ^{43}Cr (rysunek 2.1) i zwróćmy uwagę, że możliwe są przejścia β którym nie towarzyszy emisja protonów. Zdjęcia tych przypadków w trybie asynchronicznym zawierają jedynie ślad zatrzymania jonu w komorze, a w trybie synchronicznym są puste (opis trybów zbierania danych można znaleźć w rozdziale 3.5). Widzimy, że wszelkie dalsze próby odtworzenia całkowitych współczynników rozgałęzień muszą być oparte o dane zebrane w trybie asynchronicznym, jednak tu pojawia się nowy problem: przypadek, w którym ^{43}Cr rozpadł się poprzez przejście β bez emisji protonów jest nieodróżnialny od sytuacji, kiedy ^{43}Cr nie uległ rozpadowi w czasie aktywności detektora (pamiętajmy, że komora OTPC nie jest w stanie zarejestrować pozytonów z rozpadu β , a czas oczekiwania na rozpad jest krótki).

Przyjrzyjmy się dokładnie zapisowi sygnału z fotopowielacza dla przypadku, gdy w trybie asynchronicznym zarejestrowany został jedynie ślad jonu. Przykład takiego sygnału przedstawiony jest na rysunku 4.7.

Zwróćmy uwagę, że opierając się na położeniu piku odpowiadającego zatrzymaniu się jonu w komorze, możliwe jest dokładne wyznaczenie czasu, przez który komora była zdolna do zarejestrowania rozpadu ^{43}Cr . Dla każdego przypadku czas aktywny OTPC jest inny, ale może zostać precyzyjnie określony. Znając czas połowicznego rozpadu ^{43}Cr można oszacować prawdopodobieństwo rozpadu ^{43}Cr w tym okresie. Intuicja podpowiada, że mając taką wiedzę możliwe jest wyznaczenie



Rysunek 4.7: Schematycznie przedstawiony sygnał z fotopowielacza dla zdarzenia zarejestrowanego w trybie asynchronicznym, gdy widoczny jest tylko ślad zatrzymania jonu. Kolorem czarnym oznaczony jest sygnał z fotopowielacza, zaś sygnał czerwony zaznacza granicę naświetlania elementu CCD.

współczynnika rozgałęzienia na rozpad bez emisji protonów i rzeczywiście jest to możliwe przy użyciu metody największej wiarygodności.

4.5.2 Metoda największej wiarygodności

Metodę największej wiarygodności można podzielić na dwa etapy. W pierwszym należy skonstruować tak zwaną funkcję największej wiarygodności, która wyraża prawdopodobieństwo zaobserwowania danej serii wyników. W drugim etapie określamy maksimum tej funkcji względem poszukiwanego parametru. Wartość w maksimum prawdopodobieństwa brana jest za estymatę poszukiwanej wielkości. W uproszczeniu można powiedzieć, że procedura ta daje oszacowanie na szukany parametr zakładając, że przyjmuje on wartość najbardziej prawdopodobną. Dokładny opis tej metody można znaleźć w podręczniku [20].

Konstrukcja funkcji największej wiarygodności

Aby skonstruować funkcję największej wiarygodności dla tego problemu rozważmy prawdopodobieństwo, że w czasie aktywnym detektora τ zostanie zarejestrowana emisja opóźnionych protonów. Prawdopodobieństwo takie jest iloczynem prawdopodobieństwa rozpadu w tym czasie oraz prawdopodobieństwa, że w przejściu takim zostanie wyemitowana dowolna liczba protonów i dane jest wzorem:

$$b_e [1 - \exp(-\lambda\tau)] , \quad (4.2)$$

gdzie b_e oznacza współczynnik rozgałęzienia na przejście β z emisją dowolnej liczby protonów, λ oznacza stałą rozpadu ^{43}Cr powiązaną z czasem połowicznego rozpadu $T_{1/2}$ związkiem $\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$.

Podobnie określamy prawdopodobieństwo, że w czasie τ nie zostanie zarejestrowane zdarzenie z emisją protonu. W tym celu należy zsumować prawdopodobieństwa na przejście bez emisji protonu oraz na rozpad po czasie τ . Prawdopodobieństwo takie dane jest wzorem:

$$\exp(-\lambda\tau) + b_{ne} [1 - \exp(-\lambda\tau)] , \quad (4.3)$$

gdzie b_{ne} to współczynnik rozgałęzienia dla przejścia bez emisji protonów, przy czym należy pamiętać, że $b_e + b_{ne} = 1$.

Aby skonstruować funkcję wiarygodności \mathcal{L} należy pomnożyć przez siebie prawdopodobieństwa z wzorów 4.2 i 4.3 dla wszystkich zarejestrowanych zdarzeń biorąc za τ^i i τ^j czasy zarejestrowane w eksperymencie odpowiadające odpowiednio zdarzeniom z emisją protonów i bez emisji. Prowadzi to do wzoru postaci

$$\mathcal{L} = \prod_{i=0}^{N_e} \left\{ b_e [1 - \exp(-\lambda\tau^i)] \right\} \prod_{j=0}^{N_{ne}} \left\{ \exp(-\lambda\tau^j) + (1 - b_e) [1 - \exp(-\lambda\tau^j)] \right\} , \quad (4.4)$$

gdzie indeks i przebiega po wszystkich N_e zdarzeniach, gdzie zarejestrowano emisję dowolnej liczby protonów, a indeks j po N_{ne} zdarzeniach, gdzie jej nie zarejestrowano.

Zgodnie z zasadami metody największej wiarygodności aby otrzymać estymatę parametru b_e należy znaleźć maksimum funkcji 4.4 względem b_e . Zauważmy, że pozostałe parametry we wzorze 4.4 są znane - λ z innych badań, a czasy τ z eksperymentu.

Wyznaczanie czasów aktywnych OTPC

W celu wyznaczenia tych czasów musimy posłużyć się zdarzeniami zebranymi w trybie asynchronicznym. Jest to niezbędne, aby odróżnić przypadki, w których jon został zatrzymany w komorze i nie uległ rozpadowi w czasie obserwacji od tych, w których jon nie dotarł do komory.

Aby wyznaczyć czasy τ wystarczy zmierzyć czas jaki mija od pojawienia się w zapisie sygnału PMT od jonu do zakończenia naświetlania klatki tak jak zaznaczono rysunku 4.7. Algorytm postępowania był następujący:

- W przedziale 0.2 ms po sygnale identyfikacyjnym znajdowano potencjalne sygnały od jonu za pomocą procedury "Peak Finder" dołączonej do pakietu Lab-View 8.5.
- Ze względu na swoją budowę, procedura może zwrócić dla jednego piksu kilka położeń. Jeżeli procedura użyta w poprzednim punkcie zwracała więcej niż jeden wynik, łączono te wyniki, które leżały w odległości nie przekraczającej $25 \mu\text{s}$ (jest to typowa szerokość sygnału). Jeżeli uzyskany wynik był jednoznaczny, zwracany był przez procedurę jako położenie sygnału zatrzymania jonu.
- Jeżeli wynik nadal był niejednoznaczny, porównywano całki wokół znalezionych maksimów. Pozwalało to odróżnić sygnał pochodzący od jonu od zakłóceń komory. Jeżeli całka jednego z sygnałów była ponad cztery razy większa niż pozostałych, procedura zwracała jego położenie jako położenie sygnału zatrzymania jonu. W przeciwnym wypadku przypadek był odrzucony.

Ta sama procedura została użyta do analizy zdarzeń, w których nie zaobserwowano emisji protonów jak i zdarzeń z taką emisją. Pozwoliło to na określenie czasów ekspozycji dla 4234 z 4621 przypadków bez emisji i 1595 z 1781 przypadków z emisją protonów.

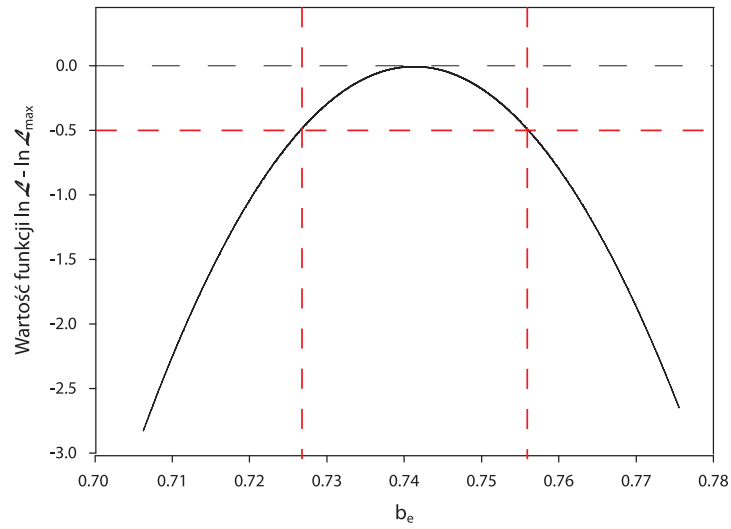
Jeżeli emisja protonu nastąpi w ciągu 0.2 ms po sygnale identyfikacyjnym, to procedura opisana powyżej odrzuci taki przypadek ze względu na niejednoznaczność sygnałów. Zauważmy jednak, że prawdopodobieństwo, że rozpad nastąpi tak szybko wynosi $1 - \exp(-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t) \approx 0.006$ (do obliczeń użyto czasu połowicznego rozpadu z pracy [14]). Należy przy tym pamiętać, że przez około $100 \mu\text{s}$ komora znajduje się w stanie niskiego wzmocnienia i protony nie będą wtedy widoczne.

Obliczanie b_e .

Funkcja 4.4 osiąga maksimum dla $b_e = 0.74$. Wykres logarytmu funkcji największej wiarygodności jest przedstawiony na rysunku 4.8.

Aby wyznaczyć niepewność b_e należy określić punkty przecięcia się funkcji $\ln \mathcal{L}$ z linią zaznaczającą wartość -0.5 [20]. Różnica położeń tych przecięć wyznacza dwukrotne odchylenie standardowe. Położenia tych przecięć zostały zaznaczone na rysunku 4.8 i wynoszą odpowiednio $b_{e \min} = 0.727$ i $b_{e \max} = 0.756$.

Daje to współczynnik rozgałęzienia dla przejść z emisją protonu $b_e = 0.74 \pm 0.02$. Aby obliczyć współczynniki bezwzględne wystarczy teraz pomnożyć uży-



Rysunek 4.8: Wykres przedstawiający funkcję $\ln \mathcal{L}$ przeskalowaną tak, aby maksimum miało wartość 0.

skane wcześniej współczynniki względne przez b_e . Uzyskane w ten sposób wyniki to $P_{1p}^{tot} = 68\% \pm 2\%$, $P_{2p}^{tot} = 5.9\% \pm 0.6\%$, $P_{3p}^{tot} = 0.07\% \pm 0.02\%$.

Rozdział 5

Dyskusja uzyskanych wyników

5.1 Czas połowicznego rozpadu ^{43}Cr

Uzyskany w tym eksperymencie czas życia ^{43}Cr to $T_{1/2} = 20.6 \pm 0.9$ ms. Jest to wynik zgodny z uzyskanym w pracy [14], gdzie wyznaczono $T_{1/2} = 21.1 \pm 0.4$ ms. Należy zauważyć, że przy pomocy detektora OTPC są możliwe znacznie dokładniejsze pomiary czasu życia, jednak w tym eksperymencie ograniczenia narzuca krótkie okno czasowe (25 ms). Dodajmy, że konstrukcja komory OTPC zezwala na praktycznie dowolnej długości naświetlanie elementu CCD. W przeprowadzonych niedawno testach OTPC w Dubnej, Rosja [wyniki jak dotąd nie opublikowane] czasy naświetlania osiągały 1 s i więcej.

Zauważmy tutaj, że za pomocą OTPC można określić czas połowicznego rozpadu z dokładnością porównywalną z detektorami krzemowymi.

5.2 Względne współczynniki rozgałęzień przejść β z opóźnioną emisją protonów dla ^{43}Cr

Obliczone w rozdziale 4.4 względne współczynniki rozgałęzień są wynikiem, który można uzyskać wyłącznie w eksperymentach opierających się o OTPC lub pokrewne technologie. W eksperymentach gdzie jony są implantowane w detektory krzemowe nie jest możliwa osobna rejestracja emitowanych protonów, a co za tym idzie, określenie liczby emitowanych w danym rozpadzie cząstek. Z tego powodu trudno jest porównywać wyniki dotychczasowych badań z osiągniętymi w tym eksperymencie.

Względne współczynniki rozgałęzienia obliczono wyłącznie w oparciu o dane pochodzące z synchronicznego trybu zbierania, zważywszy że liczba przeanalizowanych przypadków jest duża, a jednocześnie przypadki te są prostsze w analizie

niż zarejestrowane w trybie asynchronicznym, a co za tym idzie, dają pewniejszy wynik.

Wyniki przedstawione są poniżej w tabeli 5.1 wraz z niepewnościami.

Liczba protonów opóźnionych	Współczynnik rozgałęzienia [%]	niepewność [%]
1	92	± 2
2	8.0	± 0.1
3	0.09	± 0.02

Tabela 5.1: Względne współczynniki rozgałęzienia dla obserwowanych kanałów emisji protonów opóźnionych z ^{43}Cr .

Należy mieć świadomość, że badania z użyciem komory OTPC pozwalają na wyznaczenie tylko sumarycznych współczynników rozgałęzienia, to znaczy dla wszystkich przejść z emisją danej liczby protonów niezależnie od ich sumarycznej energii. Jest to cecha charakterystyczna dla użytej metody i przez to trudno porównywać wyniki z tymi osiągniętymi za pomocą detektorów krzemowych. Przypomnijmy, że w pracy [14] przejście o energii 4348(14) keV i względnym współczynnikiem rozgałęzienia 6.0(6)% zostało zinterpretowane jako przejście z emisją dwóch protonów opóźnionych. Interpretacja ta opiera się na zgodności energii zaobserwowanego przejścia i różnicy masy pomiędzy izotopami biorącymi udział w reakcji. Porównanie całkowitego (nie zależnego od energii protonów) współczynnika na emisję dwóch protonów określonego w opisywanym eksperymencie (8%) oraz wyniku pracy [14], wskazuje, że większość, ale nie wszystkie emisje 2p zachodzą z całkowitą energią 4348(14) keV. Różnica może jednak pochodzić nie od innych przejść 2p w ^{43}Cr , lecz nieprawidłowego określenia współczynnika na przejście bez emisji protonu dla ^{43}Cr , co zostanie omówione dokładnie w następnym punkcie.

Różnice w metodach eksperymentalnych powodują, że nie można przeprowadzić porównania współczynników rozgałęzień dla emisji jednego protonu opóźnionego. Można jednak bezpiecznie powiedzieć, że zdecydowana większość emisji nie przypisanych do konkretnych przejść w [14] są to przejścia z emisją jednego protonu.

Emisji trzech protonów opóźnionych poświęcony jest punkt 5.4.

5.3 Bezwzględne współczynniki przejść β ^{43}Cr

Ważnym wynikiem tego eksperymentu jest współczynnik rozgałęzienia dla przejść bez emisji protonu. Został on obliczony w rozdziale 4.5.2 i wynosi $b_{ne} = 26\% \pm 2\%$. W pracy [14] współczynnik ten wyznaczono jako $b_{neD} = 7.5\% \pm 0.3\%$, różnica tych wyników wykracza poza 3σ .

Ta rozbieżność skierowała naszą uwagę na anizotropię w działaniu komory, jednak jej wpływ został wykluczony jak opisano to w rozdziale 4.2.

W pracy [14] zastosowano dość szczególny algorytm wyznaczania liczby jąder ^{43}Cr rozpadających się z emisją protonów opisany poniżej:

- Z widma czasowego wszystkich zdarzeń ^{43}Cr wybierane są przypadki, gdzie energia zdeponowana w detektorze przekracza 900 keV. W ten sposób wybierane są zdarzenia odpowiadające emisji protonów. Autorzy pracy [14] zauważają, że taki próg odcięcia powoduje utratę przypadków, w których energia protonu nie przekraczała 900 keV, twierdzą jednak, że ten ubytek jest kompensowany przez rejestrację wysokoenergetycznych cząstek β .
- Do zebranego w ten sposób widma dopasowywane są krzywe odpowiadające rozpadowi ^{43}Cr oraz tłu.
- Jako liczbę jonów ^{43}Cr które uległy przemianie β z emisją protonów brana jest całka z funkcji rozpadu ^{43}Cr .

Ta procedura prowadzi do wyniku wyraźnie rozbieżnego z uzyskanym w tej pracy. Rozbieżność ta wskazuje, że zastosowany algorytm jest wadliwy. Procedura znajdowania tła jest prosta i nie znalazłem z niej błędów, co kieruje podejrzenia na energię odcięcia widma. Energia 900 keV wybrana jest arbitralnie, a wpływ rejestrowanych cząstek β nie jest nigdzie zmierzony (jedynie szacowany). Fakt, że cząstki β mogą w eksperymencie [14] wnosić istotną poprawkę do rejestrowanej energii jest niepokojący, należałoby przeprowadzić symulacje aby określić jak duży wpływ na rejestrowane widmo mogą mieć cząstki β , a wyniki uwzględnić w przyszłej analizie.

Zebrane współczynniki względne przedstawione są w tabeli 5.2 wraz z porównaniem wyników pracy [14]. Podobnie jak w przypadku współczynników względnych tak i tutaj za rozpady 2p w [14] uznaje się przypadki, gdzie całkowita energia zarejestrowana w detektorze to 4348(14) keV.

Porównując powyższe wyniki przede wszystkim można zauważyć, że różnice w względnych współczynnikach rozgałęzienia dla emisji 2p są kompensowane przez różnice współczynnika emisji b_{ne} . Porównanie wartości współczynników bezwzględnych jest zgodne w zakresie błędu, co sugeruje, że prawie wszystkie przejścia 2p zachodzą z energią 4348(14) keV.

Współczynnik rozgałęzienia 1p dla [14] jest sumą intensywności zidentyfikowanych przejść i nie uwzględnia emisji o nieznannej liczbie protonów. Jeżeli wszystkie przypadki nie przypisane do konkretnych przejść uznać za emisje 1p, to współczynnik wyniósłby 87(1)%, co również jest wartością daleką od otrzymanej w tym eksperymencie. Jest to ilustracja ukazująca różnice w działaniu zastosowanych w tych eksperymentach metod.

Liczba emitowanych protonów	Współczynnik rozgałęzienia [%]	Niepewność [%]	Wyniki [14] [%]
0	26	± 2	7.5(3)
1	68	± 2	28(1)*
2	5.9	± 0.6	5.6(7)
3	0.07	± 0.02	-

Tabela 5.2: Zebrane bezwzględne współczynniki rozgałęzienia dla obserwowanych kanałów emisji protonów opóźnionych z ^{43}Cr . * Współczynnik z pracy [14] jest sumą współczynników przejść którym zostały przypisane linie w widmie energetycznym. W pracy [14] nie wyznaczono w sposób bezpośredni współczynników rozgałęzienia względem liczby emitowanych protonów.

5.4 Opóźniona emisja 3 protonów z ^{43}Cr

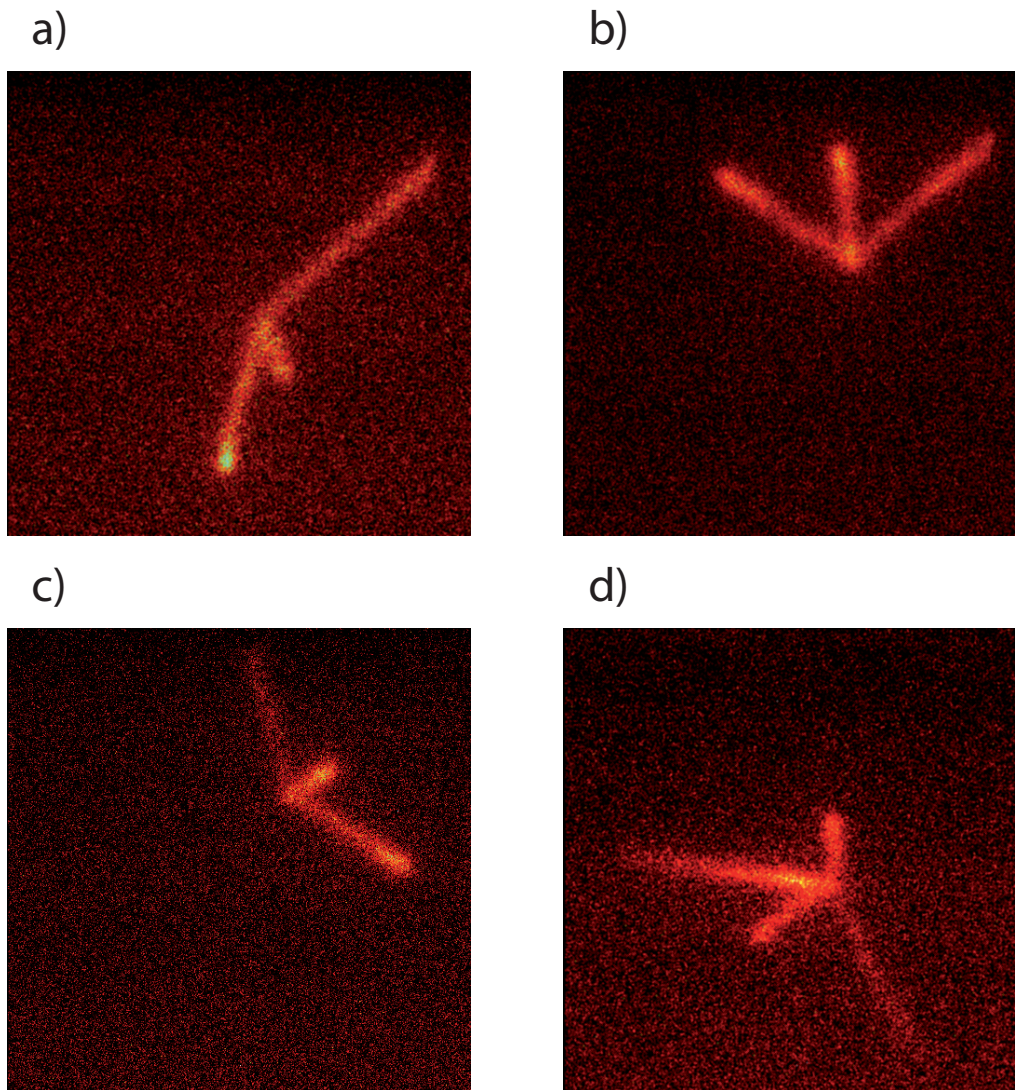
W czasie eksperymentu zarejestrowano łącznie 13 przypadków emisji trzech protonów opóźnionych. Jak dotąd eksperyment w NSCL z użyciem OTPC jest jedynym gdzie zarejestrowano emisję trzech opóźnionych protonów. Poza opisywanym tutaj ^{43}Cr , kanał ten zaobserwowano dla ^{45}Fe [18]. Do dziś nie są znane żadne inne izotopy, dla których zarejestrowano emisję trzech protonów opóźnionych.

Poniżej (rysunek 5.1) przedstawione są cztery przykładowe zdjęcia emisji trzech protonów opóźnionych.

Wśród analizowanych 40 000 przypadków zidentyfikowanych jako ^{43}Cr zaobserwowano 12 zdarzeń z emisją 3p w trybie synchronicznym i 1 w trybie asynchronicznym. W dotychczasowych badaniach nie brano pod uwagę możliwości tak egzotycznego przejścia dla ^{43}Cr . Należy zauważyć, że jądro końcowe dla opóźnionej emisji trzech protonów z ^{43}Cr to $^{40}_{20}\text{Ca}$, które jest jądrem podwójnie magicznym, czyli jest istotnie lżejsze niż sąsiednie nuklidy, co umożliwia emisję 3p. Jest to ciekawy przypadek, gdzie w jednym procesie następuje rozpad jądra z okolic linii oderwania protonu do jądra stabilnego (w istocie $^{40}_{20}\text{Ca}$ może się rozpaść przez podwójny wychwyty elektronu z czasem życia powyżej $3 \cdot 10^{21}$ lat [7]).

Niestety fakt, że zawsze przynajmniej niektóre protony rejestrowane przez OTPC w przypadkach 3p opuszczały komorę uniemożliwia analizę energetyczną tych zdarzeń. Pamiętajmy przy tym, że nawet jeżeli użyto by innej mieszanki gazowej, tak aby protony emitowane po rozpadzie β były zatrzymywane w części aktywnej detektora, rozdzielczość energetyczna komory OTPC jest zła (rzędu 20%), co uniemożliwia precyzyjne pomiary.

Patrząc na tych kilkanaście zdarzeń z emisją 3p należy sobie zdać sprawę jak dokładnym urządzeniem jest komora OTPC. Ze względu na swoją konstrukcję oraz sposób przedstawienia wyników można w większości przypadków z całkowitą pewnością określić typ przejścia dla danego zdarzenia (1p, 2p, 3p). Oznacza



Rysunek 5.1: Trzy przykładowe zdarzenia z emisją trzech protonów opóźnionych zarejestrowane w trybie synchronicznym - a), b), c) - i jedyny przypadek emisji trzech protonów zarejestrowany w trybie asynchronicznym - d). Ślad jonu widoczny jest z lewej, z punktu gdzie jon zatrzymał się emitowane są trzy protony.

to, że czułość tej metody jest limitowana tylko liczbą zebranych przypadków i czasem, który można przeznaczyć na pomiary. W tym eksperymencie zaobserwowano gałąź rozpadu o współczynniku 0.09%, dwa rzędy wielkości mniej niż emisja $1p$, a układ byłby nadal zdolny zaobserwować te przejście nawet jeżeli jego współczynnik rozgałęzienia był 4 razy mniejszy. Jest to czułość niedostępna w badaniach przeprowadzonych za pomocą detektorów krzemowych.

Fakt, że w jednym eksperymencie z użyciem OTPC zarejestrowano po raz pierwszy emisję trzech protonów opóźnionych dla dwóch różnych nuklidów po-

zwała podejrzewać, że proces ten nie jest bardzo rzadki, a jedynie konstrukcja dotychczasowych układów eksperymentalnych nie pozwalała na jego detekcję. Jest bardzo prawdopodobne, że w nadchodzących latach w kolejnych eksperymentach z użyciem OTPC lub podobnych detektorów emisja trzech protonów opóźnionych zostanie odkryta w innych nuklidach leżących w pobliżu linii oderwania protonu.

Rozdział 6

Podsumowanie

W powyższej pracy przedstawiłem badania dotyczące ^{43}Cr wykonane za pomocą detektora OTPC. Dane dotyczące ^{43}Cr zostały zebrane w 2007 roku w NSCL podczas eksperymentu poświęconego badaniu ^{45}Fe . Analiza tych danych pozwoliła na wyznaczenie czasu połowicznego rozpadu dla ^{43}Cr ($T_{1/2} = 20.6 \pm 0.9$ ms) oraz współczynników rozgałęzienia dla rozpadów β z emisją 1, 2 i 3 protonów.

Względne współczynniki rozgałęzienia wyznaczone w tym eksperymencie mają wartości $P_{1p} = 92\% \pm 2\%$, $P_{2p} = 8.0\% \pm 0.08\%$, $P_{3p} = 0.09\% \pm 0.02\%$. Wyznaczono też bezwzględne współczynniki rozgałęzienia w zależności od emitowanej liczby protonów, $P_{1p}^{tot} = 68\% \pm 2\%$, $P_{2p}^{tot} = 5.9\% \pm 0.6\%$, $P_{3p}^{tot} = 0.07\% \pm 0.02\%$ oraz współczynnik dla przejścia β bez emisji protonów o wartości $b_{ne} = 26\% \pm 2\%$. Ten ostatni jest ponad trzykrotnie większy niż wartość podana w pracy [14] i nie znana jest przyczyna tak dużej rozbieżności.

Praca ta jest pierwszą, w której zaobserwowano rozpady β z emisją trzech protonów opóźnionych z ^{43}Cr , a sam ^{43}Cr jest drugim nuklidem w którym taki proces zarejestrowano. W eksperymencie znaleziono 13 przypadków emisji trzech protonów opóźnionych, a wynik ten podkreśla unikalną charakterystykę detektora OTPC, który pozwala na dokładne określanie liczby protonów emitowanych w rozpadach, rzecz niedostępna dla klasycznych układów opartych o detektory krzemowe.

Zasługuje na szczególną uwagę fakt, że analizowane tutaj dane pochodziły z eksperymentu poświęconego badaniu innego nuklidu i pierwotnie służyły do monitorowania działania układu. Przy kolejnych eksperymentach z użyciem OTPC taka sytuacja też będzie miała miejsce i podobne badanie będą możliwe dla wielu innych nuklidów w okolicy linii oderwania protonu.

Sam detektor OTPC jest udoskonalany. W nowej wersji powiększono wymiary części aktywnej, a także użyto nowoczesnego systemu wzmocnienia bazującego na technice GEM [21]. Można się spodziewać, że nowa wersja (aktualnie w

fazie testów) pozwoli na rejestrowanie protonów o większej energii (dzięki większej objętości aktywnej) przy jednoczesnej poprawie rozdzielczości energetycznej i przestrzennej.

Prowadzone są również prace nad automatyzacją przetwarzania danych, co pozwoliłoby uniknąć dużej części czasochłonnej pracy w przyszłych eksperymentach tego typu.

Bibliografia

- [1] V. Goldansky. On neutron-deficient isotopes of light nuclei and the phenomena of proton and two-proton radioactivity. *Nuclear Physics*, 19:482–495, 1960. [cytowanie na str. 3]
- [2] M. Pfützner, E. Badura, C. Bingham, B. Blank, M. Chartier, H. Geissel, J. Giovinazzo, L. V. Grigorenko, R. Grzywacz, M. Hellström, Z. Janas, J. Kurcewicz, A. S. Lalleman, C. Mazzocchi, I. Mukha, G. Münzenberg, C. Plettner, E. Roeckl, K. P. Rykaczewski, K. Schmidt, R. S. Simon, M. Stanoiu, and J.-C. Thomas. First evidence for the two-proton decay of ^{45}Fe . *European Physical Journal A*, 14:279–285, 2002. [cytowanie na str. 3]
- [3] J. Giovinazzo, B. Blank, M. Chartier, S. Czajkowski, A. Fleury, M. J. Lopez Jimenez, M. S. Pravikoff, J.-C. Thomas, F. de Oliveira Santos, M. Lewitowicz, V. Maslov, M. Stanoiu, R. Grzywacz, M. Pfützner, C. Borcea, and B. A. Brown. Two-Proton Radioactivity of ^{45}Fe . *Phys. Rev. Lett.*, 89(10):102501, 2002. [cytowanie na str. 3]
- [4] C. Dossat, A. Bey, B. Blank, G. Canchel, A. Fleury, J. Giovinazzo, I. Matea, F. de Oliveira Santos, G. Georgiev, S. Grévy, I. Stefan, J. C. Thomas, N. Adimi, C. Borcea, D. Cortina Gil, M. Caamano, M. Stanoiu, F. Aksouh, B. A. Brown, and L. V. Grigorenko. Two-proton radioactivity studies with ^{45}Fe and ^{48}Ni . *Phys. Rev. C*, 72(5):054315, 2005. [cytowanie na str. 3]
- [5] K. Miernik, W. Dominik, H. Czyrkowski, R. daBrowski, A. Fomitchev, M. Golovkov, Z. Janas, W. Kuśmierz, M. Pfützner, A. Rodin, S. Stepantsov, R. Slepniev, G. M. Ter-Akopian, and R. Wolski. Optical Time Projection Chamber for imaging nuclear decays. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 581:194–197, 2007. [cytowanie na str. 3]
- [6] K. Miernik, W. Dominik, Z. Janas, M. Pfützner, L. Grigorenko, C. R. Bingham, H. Czyrkowski, M. Ćwiok, I. G. Darby, R. Dąbrowski, T. Ginter,

- R. Grzywacz, M. Karny, A. Korgul, W. Kuśmierz, S. N. Liddick, M. Rajabali, K. Rykaczewski, and A. Stolz. Two-Proton Correlations in the Decay of ^{45}Fe . *Physical Review Letters*, 99(19):192501, 2007. [cytowanie na str. 3, 7, 20]
- [7] G. Audi, O. Bersillon, J. Blachot, and A. H. Wapstra. The NUBASE evaluation of nuclear and decay properties. *Nuclear Physics A*, 624:1–124, 1997. [cytowanie na str. 3, 10, 11, 40]
- [8] *Beta-delayed proton emission*. American Institute of Physics, 2000. Proceedings of PROCON '99 p. 229. [cytowanie na str. 6, 7]
- [9] M. J. G. Borge and H. O. U. Fynbo. Beta-delayed two-proton emission at ISOLDE. *Hyperfine Interactions*, 129:97–107, 2000. [cytowanie na str. 6]
- [10] Poenaru, D. N. and Ivascu, M. S., editor. *Particle Emission from Nuclei*. CRC, 1988. Chapter 4: "Beta-Delayed Proton and Alpha Emission" p. 99–131. [cytowanie na str. 7]
- [11] Z. Janas. Wykład pt. "Emisja cząstek opóźnionych w rozpadzie beta jąder atomowych". <http://zsjlin.igf.fuw.edu.pl/~janas/page10.html>. [cytowanie na str. 7]
- [12] V. Borrel, R. Anne, D. Bazin, C. Borcea, G. G. Chubarian, R. Del Moral, C. Détraz, S. Dogny, J. P. Dufour, L. Faux, A. Fleury, L. K. Fifield, D. Guillemaud-Mueller, F. Hubert, E. Kashy, M. Lewitowicz, C. Marchand, A. C. Mueller, F. Pougheon, M. S. Pravikoff, M. G. Saint-Laurent, and O. Sorlin. The decay modes of proton drip-line nuclei with A between 42 and 47. *Zeitschrift fur Physik*, 344:135–144, 1992. [cytowanie na str. 9]
- [13] J. Giovinazzo, B. Blank, C. Borcea, M. Chartier, S. Czajkowski, G. de France, R. Grzywacz, Z. Janas, M. Lewitowicz, F. de Oliveira Santos, M. Pfützner, M. S. Pravikoff, and J. C. Thomas. Decay of proton-rich nuclei between ^{39}Ti and ^{49}Ni . *European Physical Journal A*, 10:73–84, 2001. [cytowanie na str. 9]
- [14] C. Dossat, N. Adimi, F. Aksouh, F. Becker, A. Bey, B. Blank, C. Borcea, R. Borcea, A. Boston, M. Caamano, G. Canchel, M. Chartier, D. Cortina, S. Czajkowski, G. de France, F. de Oliveira Santos, A. Fleury, G. Georgiev, J. Giovinazzo, S. Grévy, R. Grzywacz, M. Hellström, M. Honma, Z. Janas, D. Karamanis, J. Kurcewicz, M. Lewitowicz, M. J. López Jiménez, C. Mazzocchi, I. Matea, V. Maslov, P. Mayet, C. Moore, M. Pfützner, M. S. Pravikoff, M. Stanoiu, I. Stefan, and J. C. Thomas. The decay of proton-rich nuclei in the mass $A = 36 - 56$ region. *Nuclear Physics A*, 792:18–86, 2007. [cytowanie na str. 9, 20, 34, 37, 38, 39, 40, 43]

- [15] J. Giovinazzo, B. Blank, C. Borcea, G. Canchel, J.-C. Dalouzy, C. E. Demonchy, F. de Oliveira Santos, C. Dossat, S. Grévy, L. Hay, J. Huikari, S. Leblanc, I. Matea, J.-L. Pedroza, L. Perrot, J. Pibernat, L. Serani, C. Stodel, and J.-C. Thomas. First Direct Observation of Two Protons in the Decay of ^{45}Fe with a Time-Projection Chamber. *Physical Review Letters*, 99(10):102501, 2007. [cytowanie na str. 9]
- [16] Morrissey, D.J. and et al. Commissioning the A1900 projectile fragment separator. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 204:90–96, 2003. [cytowanie na str. 14]
- [17] K. Miernik, W. Dominik, Z. Janas, M. Pfützner, L. Grigorenko, C. R. Bingham, H. Czyrkowski, M. Ćwiok, I. G. Darby, R. Dąbrowski, T. Ginter, R. Grzywacz, M. Karny, A. Korgul, W. Kuśmierz, S. N. Liddick, M. Rajabali, K. Rykaczewski, and A. Stolz. Two-Proton radioactivity of ^{45}Fe . *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, 2009. Published online <http://www.springerlink.com/content/yk3m62506436846h/>. [cytowanie na str. 16, 18]
- [18] K. Miernik, W. Dominik, Z. Janas, M. Pfützner, C. R. Bingham, H. Czyrkowski, M. Ćwiok, I. G. Darby, R. Dąbrowski, T. Ginter, R. Grzywacz, M. Karny, A. Korgul, W. Kuśmierz, S. N. Liddick, M. Rajabali, K. Rykaczewski, and A. Stolz. First observation of β -delayed three-proton emission in ^{45}Fe . *Physical Review C*, 76(4):041304, 2007. [cytowanie na str. 20, 40]
- [19] ROOT - strona oficjalna. <http://root.cern.ch/drupal/>. [cytowanie na str. 29]
- [20] Roman Nowak. *Statystyka dla fizyków in spe (studentów fizyki jądra atomowego i cząstek elementarnych)*. Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, wydanie trzecie edition, 1999. p. 150. [cytowanie na str. 32, 34]
- [21] F. Sauli. Imaging with the gas electron multiplier. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 580:971–973, 2007. [cytowanie na str. 43]

Spis rysunków

1.1	Ogólny schemat przejść z emisją opóźnionego protonu.	6
2.1	Uproszczony schemat rozpadu ^{43}Cr	10
3.1	Schematyczne przedstawienie reakcji fragmentacji z podziałem na poszczególne etapy.	14
3.2	Schemat laboratorium NSCL	15
3.3	Widmo identyfikacyjne wszystkich jonów docierających do detektora OTPC.	16
3.4	Widmo identyfikacyjne jonów, które wyzwoliły układ zbierania danych OTPC.	17
3.5	Schemat budowy detektora OTPC.	18
3.6	Przykładowe zdarzenie zarejestrowane przez detektor OTPC w trybie asynchronicznym.	19
3.7	Schemat układu zbierania danych.	19
3.8	Przykładowe zdarzenie zarejestrowane przez OTPC w trybie synchronicznym.	21
4.1	Przykładowe zdjęcia zdarzeń zarejestrowanych w trybie synchronicznym.	24
4.2	Przykładowe zdjęcia zdarzeń zarejestrowanych w trybie asynchronicznym.	25
4.3	Ideogram rozkładu kątów dla zrekonstruowanych przypadków.	26
4.4	Ideogram rozkładu kątów dla symulacji.	27
4.5	Zdjęcie i sygnał z fotopowielacza przypadku, w którym proton trafił w siatki i nie wywołał błysku. Przedstawiono też powiększenie śladu i profil wzdłuż zaznaczonej linii.	28
4.6	Histogram czasów życia ^{43}Cr wraz z dopasowaną krzywą według wzoru 4.1.	30
4.7	Schematycznie przedstawiony sygnał z fotopowielacza dla zdarzenia zarejestrowanego w trybie asynchronicznym.	32

- 4.8 Wykres przedstawiający funkcję $\ln \mathcal{L}$ przeskalowaną tak, aby maksimum miało wartość 0. 35
- 5.1 Cztery przykładowe zdarzenia z emisją trzech protonów opóźnionych. 41

Spis tabel

2.1	Energie dostępne w różnych kanałach rozpadu ^{43}Cr	11
4.1	Wyniki symulacji rozkładu kąтового dla 322 zdarzeń wraz z danymi z prawdziwymi.	28
5.1	Względne współczynniki rozgałęzienia dla obserwowanych kanałów emisji protonów opóźnionych z ^{43}Cr	38
5.2	Zebrane bezwzględne współczynniki rozgałęzienia dla obserwowanych kanałów emisji protonów opóźnionych z ^{43}Cr	40