

UNIwersytet Warszawski  
Wydział Fizyki  
Instytut Fizyki Doświadczalnej  
Zakład Fizyki Jądrowej

Marcin Pomorski

**Badanie nuklidów w otoczeniu  $^{48}\text{Ni}$   
przy pomocy komory dryfowej z  
projekcją czasu i z odczytem  
optycznym**

Rozprawa doktorska  
wykonana pod kierunkiem

prof. dr. hab. Marka Pfütznera (promotor)

oraz

dr. Krzysztofa Miernika (promotor pomocniczy)



Warszawa, lipiec 2015

# Spis treści

<b>1</b>	<b>Wstęp</b>	<b>3</b>
1.1	Nuklidy dalekie od ścieżki stabilności . . . . .	3
1.2	Przemiany $\beta^+$ i opóźniona emisja protonów . . . . .	4
1.3	Promieniotwórczość protonowa i dwuprotonowa . . . . .	5
<b>2</b>	<b>Cel i zakres pracy</b>	<b>8</b>
<b>3</b>	<b>Badania nuklidów w pobliżu linii oderwania protonu</b>	<b>11</b>
3.1	Metody produkcji i separacji jąder . . . . .	11
3.2	Dotychczasowe badania $\beta$ opóźnionej emisji protonów . . . . .	13
3.3	Dotychczasowe badania promieniotwórczości dwuprotonowej . . . . .	16
3.4	Modele teoretyczne promieniotwórczości 2p . . . . .	18
<b>4</b>	<b>Detektor OTPC</b>	<b>23</b>
4.1	Budowa i zasada działania . . . . .	23
4.2	Sterowanie i wyzwalanie układu . . . . .	29
4.3	Możliwości i ograniczenia OTPC . . . . .	33
<b>5</b>	<b>Eksperyment w NSCL</b>	<b>36</b>
5.1	Produkcja, separacja i identyfikacja . . . . .	36
5.2	Implantacja wiązki . . . . .	39
5.3	Układ pomiarowy komory OTPC . . . . .	39
<b>6</b>	<b>Analiza danych identyfikacyjnych</b>	<b>43</b>
6.1	Identyfikacja jonów w systemie OTPC. . . . .	43
6.2	Widmo identyfikacyjne jonów zarejestrowanych przez OTPC . . . . .	46
<b>7</b>	<b>Algorytm rekonstrukcji torów</b>	<b>48</b>
7.1	Symulacja zatrzymywania protonu w gazie . . . . .	48
7.2	Symulacja odpowiedzi detektora . . . . .	49
7.3	Funkcja oceny podobieństwa zdarzeń $\xi_{tot}^2$ . . . . .	50
7.4	Algorytm minimalizacji funkcji $\xi_{tot}^2$ dla zdarzeń z emisją jednego protonu . . . . .	52
7.5	Algorytm minimalizacji funkcji $\xi_{tot}^2$ dla zdarzeń z emisją dwóch protonów . . . . .	55
7.6	Oszacowanie niepewności rekonstruowanych parametrów . . . . .	56
7.7	Kalibracja prędkości dryfu . . . . .	58

<b>8</b>	<b>Wyniki</b>	<b>61</b>
8.1	Przemiana $\beta$ $^{44}\text{Cr}$ . . . . .	61
8.2	Przemiana $\beta$ $^{46}\text{Fe}$ . . . . .	67
8.3	Rozpad 2p i przemiana $\beta$ $^{48}\text{Ni}$ . . . . .	71
<b>9</b>	<b>Podsumowanie i perspektywy</b>	<b>79</b>
<b>A</b>	<b>Rekonstrukcje emisji 2p <math>^{48}\text{Ni}</math></b>	<b>82</b>
<b>B</b>	<b>Schematy blokowe wybranych algorytmów</b>	<b>92</b>

# Rozdział 1

## Wstęp

### 1.1 Nuklidy dalekie od ścieżki stabilności

Poszukiwania granic świata jąder atomowych, a także próby zbadania własności jąder dalekich od trwałości, należą do najważniejszych zadań dzisiejszej fizyki jądrowej niskich energii. Badania te starają się znaleźć odpowiedzi na kilka ważnych pytań: jakie układy neutronów i protonów są związane siłami jądrowymi? Czy budowa nuklidów krótkożyciowych, mających silnie zaburzoną równowagę między liczbą neutronów i protonów, jest zgodna z przewidywaniami wywiedzionymi z badań układów bliskich trwałości? Czy potrafimy przewidzieć i opisać zjawiska charakterystyczne dla tych nuklidów? W ostatnich trzech dekadach nastąpił znaczny postęp w wytwarzaniu i badaniu egzotycznych jonów. Stało się to za sprawą nowych metod eksperymentalnych, określanых wspólnym mianem „wiązki radioaktywne”. Ilustruje to liczba aż 800 nowych jąder zaobserwowanych po raz pierwszy pomiędzy 1981 a 2006 [1].

W miarę oddalania się od ścieżki stabilności energia wiązania jądra atomowego maleje. Rozważmy izotopy wybranego pierwiastka. Gdy zmniejszamy liczbę neutronów, począwszy od izotopu stabilnego, energia separacji protonu oraz energia wiązania nuklidu maleją. Po przekroczeniu pewnej granicy, nazywanej linią odpadania protonu (ang. *proton drip-line*), energia separacji osiąga wartość ujemną, nuklid przestaje być związany i możliwa jest spontaniczna emisja protonu. Dodatkowo jądra neutronodeficytowe charakteryzuje bardzo duża energia przemian  $\beta$ . Te dwie cechy, mała energia separacji protonu i duża energia dostępna w przejściach  $\beta$ , kształtują charakterystyczne przemiany, jakim podlegają takie nuklidy, między innymi opóźnioną emisję cząstek naładowanych czy spontaniczną emisję protonów ze stanu podstawowego. Bardzo ważnym czynnikiem wpływającym na ostateczny przebieg powyższych procesów jest obecność bariery kulombowskiej, która utrudnia emisję cząstek naładowanych.

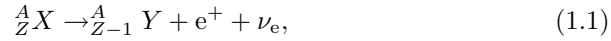
Region linii odpadania protonu był w ostatnich latach bardzo intensywnie badany, dzięki czemu poznano eksperymentalnie wiele jąder leżących na tej granicy i tuż za nią (szerokie omówienie tego zagadnienia jest przedstawione w [2]). Mimo to wciąż nie znamy odpowiedzi na liczne pytania dotyczące własności tych jąder oraz ich struktury i wiele prac poświęconych jest eksploracji tego regionu mapy nuklidów.

Wśród rozpadów charakterystycznych dla nuklidów skrajnie neutrono - defi-

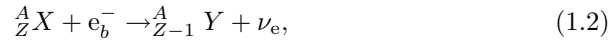
cytowych najmniej wiadomo o rozpadzie dwuprotonowym (2p) - szczególnym przypadku promieniotwórczości protonowej, który polega na jednoczesnej emisji dwóch protonów ze stanu podstawowego jądra. Ten rodzaj rozpadu został przewidziany teoretycznie w 1960 roku przez V.I. Goldanskyego [3], a przez następne lata proces ten był obserwowany tylko w stanach rezonansowych lekkich jąder [4, 5]. Dopiero w 2002 roku znaleziono kanał rozpadu 2p o czasie życia rzędu milisekund dla izotopu żelaza  $^{45}\text{Fe}$  [6]. Rozprawa ta opisuje wyniki eksperymentu, którego głównym celem było wytworzenie i zbadanie izotopu  $^{48}\text{Ni}$ , który, zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi, może być emiterym 2p [7, 8, 9].

## 1.2 Przemiany $\beta^+$ i opóźniona emisja protonów

W przemianie  $\beta^+$ , na skutek oddziaływań słabych, w jądrze atomowym dochodzi do konwersji jednego z protonów w neutron, czemu towarzyszy emisja pozytonu i neutrina elektronowego. Schematycznie proces przemiany  $\beta^+$  jądra X w Y można przedstawić jako



gdzie A oznacza liczbę masową jądra X, a Z - liczbę atomową. Podobnym procesem jest wychwyty elektronu (WE), w którym jeden z protonów jądra poprzez oddziaływanie z elektronem z orbity atomowej przemienia się w neutron, czemu towarzyszy emisja neutrina elektronowego. Schematycznie zapisujemy ten proces jako



gdzie  $e_b^-$  oznacza elektron związany w atomie biorącym udział w przemianie. Energia wydzielana (energia dostępna) w przemianach WE i  $\beta^+$  zdefiniowana jest jako:

$$Q_{WE} = M(A, Z)c^2 - M(A, Z-1)c^2 \quad (1.3)$$

$$Q_{\beta^+} = M(A, Z)c^2 - M(A, Z-1)c^2 - 2m_e c^2 = Q_{WE} - 2m_e c^2, \quad (1.4)$$

gdzie  $M(A, Z)$  to masa neutralnego atomu o liczbie nukleonów A i liczbie protonów Z, a  $m_e$  to masa elektronu. Masę neutrina przyjmujemy za równą zeru.

Odpowiednia przemiana jest możliwa tylko wtedy, gdy jej energia dostępna jest większa niż zero. Ta energia jest dzielona pomiędzy energię kinetyczną cząstek w stanie końcowym, a także może być poświęcona na wzbudzenie jądra końcowego. Chociaż w procesie wychwyty elektronu energia dostępna jest wyższa, to prawdopodobieństwo przejścia  $\beta^+$  w funkcji energii rośnie szybciej niż prawdopodobieństwo wychwyty elektronu. Zgodnie z obliczeniami przedstawionymi w pracy [10] dla jąder o Z około 30, wkład tych dwóch procesów staje się równy dla  $Q_{\beta^+}$  około 1 MeV, a dla  $Q_{\beta^+}$  około 4 MeV przejście  $\beta^+$  jest już o dwa rzędy wielkości bardziej prawdopodobne. W okolicy  $^{48}\text{Ni}$  wartości  $Q_{\beta^+}$  są rzędu 10 MeV, więc przejście  $\beta^+$  jest zdecydowanie dominujące.

Energię separacji protonu, czyli minimalną energię jaką trzeba dostarczyć do układu, aby emisja protonu była energetycznie dozwolona, definiuje się następująco:

$$S_p = M(A-1, Z-1)c^2 + M_H c^2 - M(A, Z)c^2, \quad (1.5)$$

gdzie  $M_H$  to masa atomu wodoru. Jeżeli rozważamy układ izobarów (jądra o ustalonej liczbie masowej), to, oddalając się od doliny stabilności, masy kolejnych jąder układają się na paraboli, a co za tym idzie - energia dostępna w przejściach  $\beta$  rośnie. Jednocześnie, zbliżając się do granicy jąder związanych, spada energia separacji protonu  $S_p$ . Jeżeli po rozpadzie  $\beta$  energia wzbudzenia jądra córki ( $E^*$ ) jest większa niż  $S_p$ , może dojść do emisji protonu (patrz rysunek 1.1). Zdarzenie takie nazywa się  $\beta$ -opóźnioną emisją protonu ( $\beta p$ ). Czas życia stanu, z którego następuje emisja, jest wiele rzędów wielkości krótszy niż czas życia ze względu na przejście  $\beta$ . Pomiary czasu życia stanów emitujących protony opóźnione dały wyniki rzędu  $10^{-16}$ s [11], podczas gdy najkrótsze czasy życia przemian  $\beta$  to rząd  $10^{-3}$  s.

Kształt widm energetycznych protonów opóźnionych zależy od gęstości poziomów, które są zasilane w przemianie  $\beta$ , a także od położenia poziomów w jądrze końcowym. Dla lekkich jąder przemiana  $\beta$  zasila obszar niskiej gęstości stanów, a także niska jest gęstość stanów w jądrze końcowym po emisji protonu. Prowadzi to do widm złożonych z dyskretnych linii, z których każda odpowiada pewnemu konkretnemu przejściu. W jądrach ciężkich okno energetyczne na emisję protonu  $Q_{\beta^+} - S_p$  zmniejsza swój rozmiar, a jednocześnie przypada na obszary o dużej gęstości stanów. W wyniku tego obserwowane widma mają charakter ciągły, a pojedyncze przejścia nie są rozróżnialne [12].

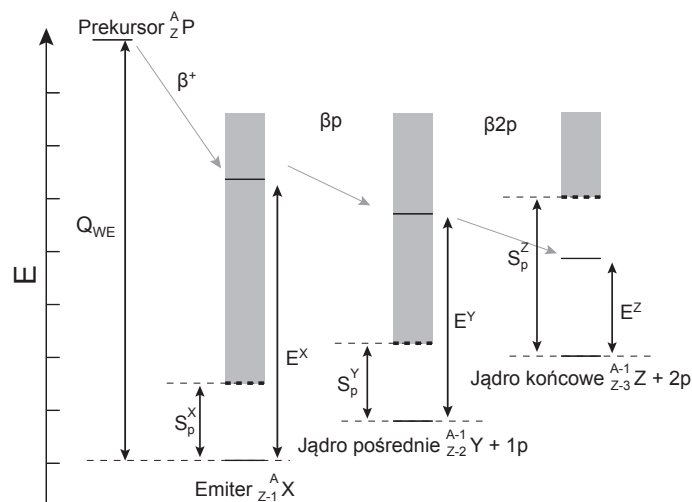
Na podobnych zasadach możliwa jest emisja innych cząstek, takich jak deuteron, tryton czy cząstki  $\alpha$ , a nawet ich kombinacje. Reguła zawsze jest taka sama: jeżeli jądro jest wzbudzone do stanu o energii większej niż energia separacji danej cząstki, to emisja jest możliwa. Na rysunku 1.1 przedstawiono przykładową sytuację dla emitera dwóch protonów opóźnionych ( $\beta 2p$ ). W przypadku emisji wielocząstkowej naturalnie rodzi się pytanie, czy protony są emitowane jednocześnie, czy sekwencyjnie. Teoretycznie oba procesy są możliwe i wiele eksperymentów zostało poświęconych określeniu wkładu tych kanałów do procesu  $\beta 2p$ . Wyniki najważniejszych z nich zostaną przedstawione w rozdziale 3.2.

### 1.3 Promieniotwórczość protonowa i dwuprotonowa

Rozważając układ izobarów o coraz mniejszej liczbie neutronów natrafia się na granicę, za którą jądra nie są już związane ze względu na emisję protonu, to znaczy  $S_p < 0$ . Oznacza to, że proton może zostać spontanicznie wyemitowany ze stanu podstawowego jądra i wydzieli się przy tym energia  $Q_p = -S_p$ . Jednak, ze względu na obecność bariery kulombowskiej, jądro takie nie rozpada się natychmiast i charakteryzuje je pewien czas życia. Proces taki nazywamy promieniotwórczością protonową, a o jądrze takim mówi się, że leży za linią odpadania protonu. Dla jąder o parzystej liczbie  $Z$  z powodu oddziaływań pairing energetycznie korzystniejsza jest emisja dwóch protonów, niż rozerwanie pary i emisja jednego z nich. Energia separacji dwóch protonów definiowana jest jako

$$S_{2p} = M(A - 2, Z - 2)c^2 + 2M_Hc^2 - M(A, Z)c^2. \quad (1.6)$$

Dla jąder o parzystym  $Z$  w miarę odrywania kolejnych neutronów doprowadza się do sytuacji, gdzie  $S_p > 0$ , a  $S_{2p} < 0$ , tak jak przedstawiono to na rysunku 1.2. W takiej sytuacji możliwy jest rozpad dwuprotonowy, czyli jednoczesna,

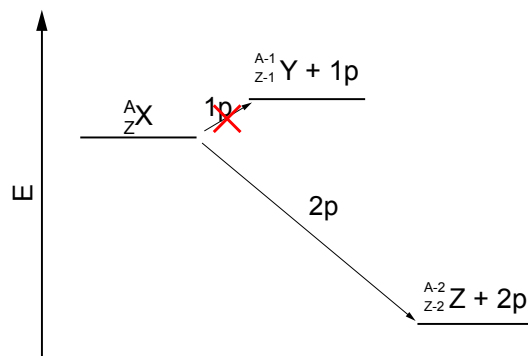


Rysunek 1.1: Ogólny schemat energetyczny dla przejść  $\beta^+$  z opóźnioną emisją jednego lub dwóch protonów.  $S_p^X$ ,  $S_p^Y$ ,  $S_p^Z$  - energie separacji protonu dla jąder X, Y, Z, a  $E^X$ ,  $E^Y$ ,  $E^Z$  - energie wzbudzenia kolejnych jąder, zaznaczone dla przypadku emisji  $\beta 2p$ .

spontaniczna emisja dwóch protonów z poziomu podstawowego jądra. Takie jądro też uznaje się za leżące za linią oderwania protonu.

Promieniotwórczość protonowa znana jest już od 40 lat. Początkowo, w 1970 roku, zaobserwowano emisję protonu ze stanu izomerycznego w  $^{53}\text{Co}$  [13]. W 1982 roku zarejestrowano po raz pierwszy emisję protonu ze stanu podstawowego w  $^{151}\text{Lu}$  [14] i  $^{147}\text{Tm}$  [15]. Od tego czasu poznano około 50 przypadków emisji protonu ze stanu podstawowego lub izomerycznego, co pozwoliło zebrać bardzo bogaty materiał doświadczalny, który przyniósł wiele informacji o strukturze jądrowej. Badania promieniotwórczości protonowej stały się dzięki temu cennym i dobrze poznanym narzędziem spektroskopii jądrowej.

Bezpośrednia i jednoczesna emisja dwóch protonów ze stanu podstawowego, odkryta niedawno, nie jest jeszcze tak dobrze poznana. Zaobserwowano ją tylko dla kilku przypadków, a bardziej wnikliwe badania przeprowadzono tylko dla dwóch jąder. Historia badań, oraz obecny stan wiedzy zostanie dokładniej przedstawiony w rozdziale 3.3. i 3.4.



Rysunek 1.2: Schemat energetyczny układu w którym możliwa jest emisja 2p z jądra X, ale zabroniona jest emisja 1p. Jest to typowa sytuacja dla jąder o parzystej liczbie Z poza linią odpadania protonu. Układ taki jest konsekwencją konieczności rozdzielenia pary protonów przy emisji 1p, co wymaga dodatkowej energii.



## Rozdział 2

# Cel i zakres pracy

Głównym celem pracy było wytworzenie i zbadanie izotopu niklu  $^{48}\text{Ni}$ . Jest on najbardziej neutrono-deficytowym izotopem tego pierwiastka, jaki był kiedykolwiek obserwowany w laboratorium, a z przewidywań teoretycznych wynikało, że może on być kandydatem do obserwacji promieniotwórczości 2p [7, 8, 9]. Wiedza na temat  $^{48}\text{Ni}$  była jednak znikoma - we wcześniejszych eksperymentach wytworzono zaledwie kilka jego atomów, a zebrane dane o jego rozpadach nie rozstrzygnęły, czy zachodzi w nim emisja 2p. Izotop ten jest dodatkowo ciekawy jako jedyne eksperymentalnie dostępne podwójnie magiczne ( $Z=28$  i  $N=20$ ) bardzo dalekie od stabilności jądro, leżące poza linią odpadania protonu. Opis jego właściwości stanowić będzie cenny test modeli struktury jądrowej. Nie mniej interesujące byłoby porównanie własności tego izotopu z sąsiednimi znanymi emiterami 2p -  $^{45}\text{Fe}$  o  $Z=26$  i  $^{54}\text{Zn}$  o  $Z=30$ . Takie porównanie dostarczyłoby interesującego materiału do testowania teoretycznych modeli promieniotwórczości 2p, a w szczególności pomogłoby odpowiedzieć na pytania, czy i jak struktura stanu początkowego wpływa na obraz emisji 2p, oraz czy zamknięcie powłoki  $Z=28$  ma istotne znaczenie dla tego procesu.

Do badań promieniotwórczości 2p na Uniwersytecie Warszawskim zbudowano komorę dryfową z projekcją czasu i z odczytem optycznym, nazwaną OTPC (od angielskiej nazwy *Optical Time Projection Chamber*). Badania rozpadów 2p izotopu żelaza  $^{45}\text{Fe}$  przeprowadzone za pomocą tego detektora [16] pozwoliły jednoznacznie potwierdzić istnienie kanału emisji 2p poprzez niezależną rejestrację emitowanych protonów. Ponadto możliwa była rekonstrukcja w trzech wymiarach ich torów. Porównanie uzyskanych w ten sposób korelacji między emitowanymi cząstkami z przewidywaniami modelowymi dało pewne sugestie o strukturze stanu początkowego. Postanowiono zastosować tę samą metodę badawczą, aby po raz pierwszy bezpośrednio zarejestrować rozpad 2p  $^{48}\text{Ni}$ . W naszym eksperymencie, wykonanym podobnie jak badania  $^{45}\text{Fe}$ , w laboratorium National Superconducting Cyclotron Laboratory (NSCL) będącym częścią Michigan State University (MSU), zastosowaliśmy jednak nową, ulepszoną wersję detektora OTPC.

Podczas rejestracji danych dotyczących  $^{48}\text{Ni}$  do układu detekcyjnego docierały też nuklidy sąsiednie:  $^{44}\text{Cr}$  i  $^{46}\text{Fe}$ , dzięki czemu możliwe było zebranie nowych informacji o przemianach tych jąder. Porównanie wyników z danymi z innych eksperymentów pozwoliło przeprowadzić testy układu detekcyjnego i procedur analizy.

Analiza zebranych danych wymagała opracowania nowego algorytmu rekonstrukcji torów cząstek naładowanych w OTPC. Opis tego algorytmu stanowi bardzo ważną część niniejszej rozprawy.

Materiał przedstawiony w dalszej części pracy ma następującą strukturę: W rozdziale 3 zestawiono podstawowe informacje o technikach eksperymentalnych i badaniach nuklidów w okolicy linii oderwania protonu. W rozdziale tym przedstawiono też niektóre modele teoretyczne procesu 2p. Rozdział 4 poświęcony jest detektorowi OTPC i szczegółowo opisuje jego budowę i zasadę działania. Omówione są też używane tryby wyzwalania detektora. W rozdziale 5 opisano system produkcji jonów w ośrodku NSCL oraz konfigurację układu eksperymentalnego. Metoda identyfikacji jonów rejestrowanych w detektorze OTPC jest opisana w rozdziale 6. Rozdział 7 poświęcony jest przedstawieniu algorytmu rekonstrukcji torów cząstek zarejestrowanych w komorze OTPC, który został stworzony na potrzeby tych badań. Działanie algorytmu jest omówione na przykładach, wraz z ilustracjami ukazującymi najważniejsze cechy użytej metody rekonstrukcji. W rozdziale 8 przedstawione są wyniki analizy zebranych danych o  $^{44}\text{Cr}$ ,  $^{46}\text{Fe}$  i  $^{48}\text{Ni}$ . Całość pracy jest podsumowana w rozdziale 9, gdzie przedstawione są też prognozy na przyszłość.

Uzupełniające informacje są przedstawione w dwóch dodatkach. W dodatku A zebrano ilustracje opisujące rekonstrukcje wszystkich zdarzeń 2p. W dodatku B przedstawiono niektóre algorytmy, opracowane na potrzeby opisanych w tej pracy badań, w formie schematów blokowych.

Wyniki eksperymentu stanowiącego podstawę tej pracy zostały opublikowane w 4 artykułach, z których pierwszy został opublikowany zaledwie 3 miesiące po eksperymencie w formie „Rapid Communication”. Publikacje te są wyszczególnione poprzez inną formę ich cytowania (P1-P4), a poniżej przedstawiona jest ich lista:

- [P1] M. Pomorski, M. Pfützner, W. Dominik, R. Grzywacz, T. Baumann, J. Berryman, H. Czyrkowski, R. Dąbrowski, T. Ginter, Z. Janas, G. Kamiński, A. Kuźniak, N. Larson, S.N. Liddick, M. Madurga, C. Mazzocchi, K. Miernik, D. Miller, S. Palauskas, J. Pereira, K.P. Rykaczewski, A. Stolz, i S. Suchyta  
„*First observation of two-proton radioactivity in  $^{48}\text{Ni}$* ”  
Physical Review C **83**, 061303R (2011).
- [P2] M. Pomorski, M. Pfützner, W. Dominik, R. Grzywacz, T. Baumann, J.S. Berryman, C.R. Bingham, H. Czyrkowski, M. Ćwiok, I.G. Darby, R. Dąbrowski, T. Ginter, L. Grigorenko, Z. Janas, J. Johnson, G. Kamiński, M. Karny, A. Korgul, W. Kuśmierz, A. Kuźniak, N. Larson, S.N. Liddick, M. Madurga, C. Mazzocchi, S. Mianowski, K. Miernik, D. Miller, S. Paulauskas, J. Pereira, M. Rajabali, K.P. Rykaczewski, A. Stolz i S. Suchyta  
„*Spectroscopy of proton rich nuclei with the OTPC chamber*”  
AIP Conference Proceedings **1409**, 83 (2011).
- [P3] M. Pomorski, M. Pfützner, W. Dominik, R. Grzywacz, T. Baumann, J. Berryman, H. Czyrkowski, R. Dąbrowski, T. Ginter, L. Grigorenko, J. Johnson, G. Kamiński, A. Kuźniak, N. Larson, S.N. Liddick, M. Madurga, C. Mazzocchi, S. Mianowski, K. Miernik, D. Miller, S. Palauskas, J. Pereira, K.P. Rykaczewski, A. Stolz, i S. Suchyta

„*Studies of  $^{48}\text{Ni}$  using the Optical Time Projection Chamber*”  
Acta Physica Polonica B **43** 267 (2012).

- [P4] M. Pomorski, M. Pfützner, W. Dominik, R. Grzywacz, A. Stolz,  
T. Baumann, J. S. Berryman, H. Czyrkowski, R. Dabrowski,  
A. Fijałkowska, T. Ginter, J. Johnson, G. Kaminski, N. Larson,  
S. N. Liddick, M. Madurga, C. Mazzocchi, S. Mianowski, K.  
Miernik, D. Miller, S. Paulauskas, J. Pereira, K. P. Rykaczewski  
i S. Suchyta  
„*Proton spectroscopy of  $^{48}\text{Ni}$ ,  $^{46}\text{Fe}$ , and  $^{44}\text{Cr}$* ”  
Physical Review C **90** 014311 (2014).

Poza tym wyniki eksperymentu były prezentowane przez autora tej rozprawy na konferencjach „The Fourth International Conference on Proton-emitting Nuclei” PROCON2011 w Bordeaux we Francji, „Advances in Radioactive Isotope Science” ARIS2011 w Leuven w Belgii i „XXXII Mazurian Lakes Conference on Physics” w Piaskach w Polsce.

## Rozdział 3

# Badania nuklidów w pobliżu linii oderwania protonu

### 3.1 Metody produkcji i separacji jąder

Większość jąder dalekich od ścieżki stabilności jest wytwarzanych za pomocą jednej z dwóch podstawowych metod.

W metodzie ISOL (ang. *Isotope Separation On Line*) stosuje się układ tarczy, w której zasięg pocisków jest porównywalny jej grubością. Takie tarcze mają złożoną budowę, dzięki której wyprodukowane nuklidy mogą opuścić układ produkcji na zasadzie dyfuzji i efuzji. Produkty reakcji są jonizowane i przyspieszane do energii rzędu kilkudziesięciu keV. Tak uformowana wiązka wtórna podlega selekcji w separatorze masowym, gdzie za pomocą układu pól magnetycznych wybiera się jony o zadanej masie. Jony te mogą być później ponownie przyspieszone lub od razu skierowane do układu detekcyjnego. Zaletą tej metody jest bardzo duża produkcja wynikająca z użycia grubej tarczy. Niestety, czas potrzebny na transport produktów reakcji do detektora to dziesiątki milisekund, co utrudnia, lub nawet uniemożliwia, badania jąder o krótszych czasach życia. Więcej informacji o takich układach można znaleźć w artykule [17].

Druga metoda, nazywana separacją w locie („in-flight”), polega na użyciu tarczy, która jest znacznie cieńsza niż zasięg cząstek wiązki pierwotnej w jej materiale. Dzięki temu produkty reakcji opuszczają tarczę ze znaczną prędkością, co umożliwia ich szybki transport do detektora. Podobnie jak w metodzie ISOL konieczna jest separacja nuklidów, która pozwala na oddzielenie wybranych jonów od pozostałych produktów z tarczy i dużej liczby jonów, które nie weszły w żadną reakcję. Ze względu na użycie tarczy, w której cząstki wiązki pierwotnej tracą tylko część swojej energii produkcja egzotycznych nuklidów jest mniejsza niż mogłaby być w układzie ISOL wykorzystującym taki sam akcelerator. Zaletą takiego rozwiązania jest czas transportu produktów reakcji do układu detekcyjnego rzędu mikrosekundy, co pozwala badać nuklidy o krótkich czasach życia. Izotop niklu  $^{48}\text{Ni}$ , według dotychczasowych badań [18], charakteryzuje czas połowicznego zaniku  $T_{1/2}(^{48}\text{Ni}) = 2.1_{-0.7}^{+2.1}$  ms. Ze względu na tak krótki czas życia badania tego nuklidu muszą być prowadzone z użyciem techniki „in-flight”.

Szczególną rolę w układach typu „in-flight” odgrywają takie, w których wiązka pocisków ma energię powyżej 50 MeV/nukleon. Wtedy między jonami

wiązki pierwotnej a jądrami tarczy zachodzi reakcja fragmentacji, a opuszczające tarczę produkty zachowują dużą część swojej pierwotnej energii. Ich wysoka energia umożliwia separację masową i rejestrację w cienkich detektorach bez zatrzymania jonów. Dane z tych detektorów pozwalają na identyfikację produktów reakcji w locie. Jednoznaczna identyfikacja każdego jonu docierającego do układu pomiarowego jest bardzo ważną zaletą tej metody i odgrywa kluczową rolę w badaniach skrajnie egzotycznych nuklidów. Wydajność tej metody potwierdzają eksperymenty, w których obserwowano pojedyncze przypadki poszukiwanych jąder na dzień naświetlania tarczy. Temat ten jest szerzej opisany w pracy [19].

Reakcję fragmentacji możemy w uproszczeniu opisywać jako oderwanie części jądra pocisku w wyniku peryferyjnego zderzenia z jądrem tarczy. W efekcie takiej reakcji jądrowej powstaje silnie wzbudzony tzw. prefragment, który porusza się z prędkością pocisku. Prefragment ulega deekscytacji poprzez emisję nukleonów i fotonów gamma. W rezultacie powstaje końcowy fragment, który opuszcza tarczę, zachowując z dobrym przybliżeniem kierunek i prędkość wiązki pierwotnej. W reakcji fragmentacji możemy wytworzyć praktycznie wszystkie nuklidy o liczbach  $N$  i  $Z$  mniejszych lub równych od tych, które charakteryzują pocisk. Istnieje kilka modeli teoretycznych opisujących reakcję fragmentacji, jednym z najbardziej zaawansowanych jest model ABRABLA [20].

Po reakcji z tarczą wiązka wtórna zawiera wiele różnych jonów, a także dużą część wiązki pierwotnej, która nie weszła w żadną reakcję. Zdecydowana większość metod badania rozpadów promieniotwórczych egzotycznych jąder wymaga selekcji i identyfikacji wybranych produktów reakcji. Można to osiągnąć, stosując układ optyki jonowej nazywany separatorem fragmentów, w którym do wyboru zadanego izotopu wykorzystuje się układy pól magnetycznych. Kluczowa jest tu relacja:

$$B\rho = \frac{p}{q} = \frac{\gamma mv}{q}, \quad (3.1)$$

gdzie  $B$  oznacza indukcję stałego pola magnetycznego, w którym cząstka o masie  $m$  i ładunku  $q$  porusza się z pędem  $p$  po torze o promieniu  $\rho$ . Przez  $v$  oznaczono prędkość tej cząstki, a  $\gamma$  to czynnik Lorentza, który wynosi  $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ , gdzie  $\beta = \frac{v}{c}$ . Z dobrym przybliżeniem  $m = A \cdot u$ , gdzie  $u$  to jednostka masy atomowej. Iloczyn  $B\rho$  jest często nazywany sztywnością magnetyczną. Za pomocą magnesu dipolowego można więc w zasadzie wydzielić jony poruszające się z tą samą prędkością, o ustalonym stosunku  $A/q$ . W przypadku reakcji fragmentacji o dużej energii produkty opuszczające tarczę są całkowicie zjonizowane ( $q = Z \cdot e$ , gdzie  $e$  to ładunek elementarny). Równanie 3.1 przyjmuje więc postać:

$$B\rho = \frac{uc}{e} \gamma \beta \times \frac{A}{Z} \approx 3.107[\text{Tm}] \gamma \beta \frac{A}{Z}, \quad (3.2)$$

gdzie  $u$  to jednostka masy atomowej. Rozkład prędkości jonów produkowanych w reakcji fragmentacji można obliczyć teoretycznie (dwa modele takich obliczeń są pobieżnie omówione w pracy [19]), zatem wystarczy odpowiednio dobrać indukcję pola magnetycznego w magnesie dipolowym aby skierować na tor centralny jony o określonym stosunku  $A$  i  $Z$ . Ustawione za magnesem dipolowym przesłony zatrzymują niechciane jony przepuszczając te poruszające się torem centralnym bez przeszkód.

Aby umożliwić separację jonów o takim samym stosunku  $A/Z$ , ale o różnych liczbach  $Z$ , używany jest tak zwany „degrader”, czyli cienka warstwa materiału

znajdująca się na drodze wiązki za sekcją dipolową, w której wybrano jony o zadanym stosunku  $A$  i  $Z$ . Grubość tego materiału jest dostatecznie mała, aby jony utraciły w nim tylko część swojej energii. Ponieważ strata energii jonu w materiale zależy od ładunku, to prędkość jonów o ustalonym  $A/Z$  po oddziaływaniu z materiałem degradera będzie zależna od  $Z$ . Tym samym w kolejnej sekcji dipolowej możliwe jest oddzielenie jonów o wybranych liczbach  $A$  i  $Z$ .

Wspomniane już zostało, że możliwość rejestracji jonów wiązki wtórnej w cienkich detektorach, bez ich zatrzymywania, pozwala na identyfikację jonów opuszczających separator. Najczęściej stosuje się metodę pomiaru czasu przelotu i straty energii w cienkiej warstwie, nazywaną TOF- $\Delta E$ . Można pokazać, że pomiar czasu przelotu przez ostatnią sekcję dipolową o znanej sztywności magnetycznej i pomiar straty energii w cienkiej warstwie pozwala na jednoznaczną identyfikację jonów. Pomiar tych wielkości mogą też służyć do zbudowania sygnału wyzwalającego detektor w korelacji z implantacją w detektorze określonych jonów.

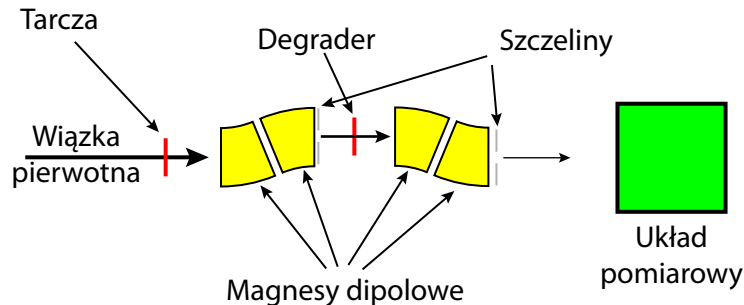
Ponieważ prędkości produktów reakcji w tarczy podlegają pewnemu, niekiedy szerokiemu, rozkładowi, w rzeczywistości wiązka opuszczająca separator zawiera również pewną liczbę niepożądanych jonów. Istotne jest jednak, że usuwane są niemal wszystkie jądra, które nie weszły w żadną reakcję w tarczy oraz zdecydowana większość produktów reakcji o wyraźnie innych niż zadane liczbach  $A$  i  $Z$ . W ten sposób całkowita intensywność wiązki jest dostosowywana do wymagań detektora używanego w danym eksperymencie. Każde z rejestrowanych zdarzeń może zostać jednoznacznie powiązane ze zidentyfikowanym jonom, a zebrane w ten sposób dane można poddać dokładnej analizie po zakończeniu eksperymentu.

Typowy separator składa się z dwóch, lub większej liczby, sekcji dipolowych i umieszczonego między nimi degradera. W skład każdej sekcji, poza magnesem dipolowym, wchodzi magnesy kwadrupolowe i sekstupolowe odpowiedzialne odpowiednio za ogniskowanie i korekcje wiązki. W układach o większej liczbie sekcji dipolowych często stosuje się więcej niż jeden degrader, co pozwala zwiększyć czystość wiązki kosztem transmisji przez separator. Uproszczony schemat układu „in-flight” przedstawiony jest na rysunku 3.1.

## 3.2 Dotychczasowe badania $\beta$ opóźnionej emisji protonów

Proces  $\beta p$  został po raz pierwszy zarejestrowany w 1962 roku Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych (ZIBJ) w Dubnej [21]. Dziś ten kanał rozpadu uważa się za typowy dla neutrono-deficytowego regionu mapy nuklidów - znanych jest około 160 prekursorów  $\beta p$ , a dla każdego pierwiastka od Be do Hf zidentyfikowano przynajmniej jeden izotop, dla którego ten proces ma miejsce [22]. Tak liczna rodzina prekursorów  $\beta p$  ma oczywiście bardzo różne czasy życia, stąd w ich badaniach używano wielu różnych metod produkcji, separacji i rejestracji. Długo i średnio życiowe jądra były z powodzeniem produkowane w systemach ISOL, nuklidy krótko życiowe produkowano za pomocą systemów „in-flight”.

Protony, jako ciężkie cząstki naładowane, łatwo jest całkowicie zatrzymać nawet w cienkim detektorze (według obliczeń programu SRIM [23] proton o



Rysunek 3.1: Schemat układu „in-flight”. Wiązka z akceleratora po reakcji w tarczy jest separowana w cztero-segmentowym separatorze fragmentów z degraderem w pośrednim ognisku.

energii 10 MeV wytraci w krzemie całą swoją energię po przebyciu około  $700 \mu\text{m}$ ). Dzięki temu wydajność ich rejestracji jest bardzo duża, a pierwsze oszacowania masy nowo odkrytych jąder często pochodzą z badania widm energetycznych  $\beta$ -opóźnionych protonów [12].

Rozpad  $\beta 2p$  zarejestrowano po raz pierwszy w 1983 roku dla jąder  $^{22}\text{Al}$  [24]. Równie ważne co potwierdzenie istnienia tego kanału rozpadu było pytanie, czy cząstki są emitowane sekwencyjnie czy jednocześnie. Już rok później pojawiły się pomiary, w których analiza kształtu linii energetycznych pojedynczych protonów wykazała obecność przesunięcia dopplerowskiego, co wskazuje na dominujący kanał emisji sekwencyjnej [25]. Badania procesu  $\beta 2p$  kontynuowano przy pomocy układów, w których wiele detektorów półprzewodnikowych pozwalało na rejestrację kąta emisji między protonami. Wyniki tych badań potwierdzają dominację sekwencyjnego charakteru emisji  $\beta 2p$ , jednak nadal nie wykluczono emisji jednoczesnej jako procesu o małym wkładzie. Temat ten jest szerzej omówiony w pracy [12].

W 2007 roku po raz pierwszy opublikowano wyniki bezpośredniej rejestracji opóźnionej emisji trzech protonów jako jednego z kanałów rozpadu  $^{45}\text{Fe}$  [26]. W 2010 roku potwierdzono istnienie kanału  $\beta 3p$  w  $^{43}\text{Cr}$  [27]. W obydwu przypadkach używano detektora OTPC, który zostanie szerzej przedstawiony w rozdziale 4.

Badania opóźnionej emisji protonów w przeważającej części prowadzone były przy użyciu układów z wiązką wtórną charakteryzującą się małą energią. W takich badaniach jony są zatrzymywane w cienkiej folii lub ruchomej taśmie. Dzięki wykorzystaniu wiązki wtórnej o małej energii już bardzo cienka folia pozwala całkowicie zatrzymać jony, a protony emitowane w folii opuszczają ją, pozostawiając zaniedbywalnie małą część swojej energii. Aby możliwa była wydajna rejestracja indywidualnych protonów, punkt emisji jest otoczony dużą liczbą niezależnych detektorów półprzewodnikowych. W jednym z najnowocześniejszych detektorów tego typu, użytym do badań  $^{31}\text{Ar}$  [28], zastosowano układ dwustronnie paskowanych detektorów krzemowych (ang. *Double-Sided Silicon*

*Strip Detectors*) złożony łącznie z 269 segmentów, które pokrywały 25% pełnego kąta bryłowego.

Jeżeli badania są prowadzone z użyciem metody separacji w locie, o dużej energii wiązki, jony są zatrzymywane w detektorze zdolnym zarejestrować sygnał implantacyjny. Detektor taki musi być dostatecznie gruby, aby zatrzymać jony o szerokim rozkładzie pędów, charakterystycznym dla reakcji fragmentacji. Gdy następuje rozpad, protony nie mają dostatecznej energii aby opuścić gruby detektor, przez co ich energia mierzona jest w tym samym urządzeniu, w którym wcześniej zatrzymał się jon. W takich układach w zdarzeniu obserwuje się jedynie całkowitą energię zdeponowaną w detektorze przez wszystkie wyemitowane cząstki naładowane, a co za tym idzie nie jest znana liczba wyemitowanych protonów. Dodatkowo pomiary komplikuje sygnał pochodzący od cząstek  $\beta^+$  - ze względu na ich małą masę ich straty energii na jednostkę drogi są dużo mniejsze i na ogół opuszczają one detektor pozostawiając losową część swojej energii. Sygnał ten sumuje się z sygnałem od protonów, co znacząco utrudnia pomiary dla nisko-energetycznej części widma (do około 1 MeV).

Jednym z prekursorów  $\beta$ p opisanych w poniższej pracy jest  $^{44}\text{Cr}$ . Został on odkryty w laboratorium GANIL z użyciem separatora LISE, co zostało opisane w 1987 roku w pracy [29], a w 1992 roku zarejestrowano pierwsze zdarzenia  $\beta$ p z jego udziałem, wykorzystując ten sam układ produkcji i separacji [30]. W roku 1996 badano go również w ośrodku GSI z pomocą separatora FRS [31].

W 2007 roku ukazała się praca prezentująca wyniki eksperymentów, prowadzonych w GANIL w latach 1999-2004, w których badano 26 różnych jąder neutronodeficytowych, w tym  $^{44}\text{Cr}$  [32]. W pracy tej zarejestrowano łącznie około 67000 jonów  $^{44}\text{Cr}$ , co pozwoliło na określenie czasu życia  $T_{1/2}(^{44}\text{Cr}) = 43.1(17)$  ms i prawdopodobieństwa na emisję protonu po rozpadzie  $\beta$   $B_p(^{44}\text{Cr}) = 14.0(9)\%$ . Zarejestrowano też trzy linie w widmie energetycznym emitowanych protonów o energiach 908 keV, 1384 keV i 1741 keV. W eksperymencie tym, ze względu na bardzo silne tło od cząstek  $\beta$ , badania emisji protonów o niskich energiach były praktycznie niemożliwe, a przy niektórych obliczeniach stosowano odcięcie energetyczne widma protonów na granicy 900 keV. Odcięcie takie jest źródłem trudnej do oszacowania niepewności systematycznej, a także z założenia wyklucza możliwość badania protonów o energii poniżej 900 keV.

Drugim emiterem  $\beta$ -opóźnionych protonów badanym w tej pracy jest  $^{46}\text{Fe}$ . Jest to jądro istotnie trudniejsze w produkcji (według parametryzacji EPAX 2.15 [33] przekrój czynny na jego produkcję w reakcji  $^{58}\text{Ni}$  z  $^{nat}\text{Ni}$  wynosi jedynie 46 pb, prawie trzy rzędy wielkości mniej niż przekrój czynny na produkcję  $^{44}\text{Cr}$  w takich samych warunkach). Pierwsza rejestracja  $^{46}\text{Fe}$  została opisana w 1992 roku w pracy [30], a jedyne badania rozpadów tego nuklidu są przedstawione w pracy [32]. W eksperymentach tam opisanych zarejestrowano łącznie 1035 jonów  $^{46}\text{Fe}$  i na tej podstawie obliczono czas połowicznego zaniku  $T_{1/2}(^{46}\text{Fe}) = 13.0(17)$  ms i współczynnik rozgałęzienia na  $\beta$ -opóźnioną emisję protonu  $B_p(^{46}\text{Fe}) = 78.7(38)\%$ . W widmie energii emitowanych protonów zaobserwowano cztery linie o energiach 1437 keV, 1692 keV, 3272 keV i 4239 keV. Metoda pomiaru była taka sama jak dla  $^{44}\text{Cr}$ , co skutkowało takimi samymi ograniczeniami.



### 3.3 Dotychczasowe badania promieniotwórczości dwuprotonowej

#### Emisje 2p ze stanów rezonansowych

Wczesne eksperymenty mające na celu identyfikację procesu emisji 2p koncentrowały się na lekkich jądrach ( $A < 20$ ), które jako pierwsze jądra z okolicy linii odpadania protonu stały się dostępne eksperymentalnie. Ze względu na niską barierę kulombowską obserwowane w nich stany jądrowe charakteryzują się czasami życia na tyle krótkimi, że proces ten kwalifikuje się jako rezonans jądrowy. W opisie rezonansów wygodniej niż czasem życia jest posługiwać się szerokością stanu  $\Gamma$ , która, zgodnie z zasadą nieoznaczoności, jest równa  $\Gamma = \hbar/\tau$ , gdzie  $\tau$  oznacza średni czas życia, a  $\hbar$  to stała Plancka.

Ponieważ stany takie ulegają bardzo szybkiemu rozpadowi, proces ten najczęściej ma miejsce przed opuszczeniem tarczy lub tuż za nią. W takim wypadku nie jest możliwa implantacja badanego jądra w detektorze. Do badania takich stanów rezonansowych używa się metody pomiaru „na wiązce” (ang. *in-beam spectroscopy*). W tej metodzie detektory umieszczone za tarczą rejestrują produkty rozpadów, takie jak protony. Możliwe jest także wykorzystanie separatora do usunięcia z wiązki innych fragmentów i rejestracji jądra córki z rozpadu 2p w korelacji z protonami. W najbardziej zaawansowanych układach tego typu możliwa jest pełna rekonstrukcja kinematyczna zdarzeń, co umożliwia badanie korelacji kątowych i energetycznych pomiędzy protonami.

Pierwsza rejestracja emisji 2p miała miejsce w 1977 roku dla  ${}^6\text{Be}$ , [34], gdzie obserwowano wszystkie cząstki powstałe po reakcji  ${}^3\text{He}$  z  ${}^6\text{Li}$ , w tym również sygnał od obu protonów. Szerokość stanu podstawowego  ${}^6\text{Be}$  wyznaczono we wcześniejszych eksperymentach jako  $\Gamma({}^6\text{Be}) = 92 \text{ keV}$ . Również  ${}^6\text{Be}$  był pierwszym jądrem, dla którego zarejestrowano korelacje między protonami emitowanymi w procesie 2p, co miało miejsce w 1989 roku [4].

W kolejnych latach badano podobnymi metodami między innymi rozpady  ${}^{12}\text{O}$ ,  ${}^{16}\text{Ne}$  i  ${}^{19}\text{Mg}$ . Więcej informacji na ten temat można znaleźć w pracach przeglądowych [2] i [12].

#### Promieniotwórczość 2p

W miarę zwiększania liczby protonów w jądrze, rośnie bariera kulombowska, a co za tym idzie, wydłuża się czas życia emiterów 2p. Wyklucza to użycie metody pomiaru na wiązce, w której jądra o czasie życia dłuższym niż nanosekundy mijają detektory rozstawione bezpośrednio za tarczą zanim nastąpi ich rozpad. Emitery 2p o średnich masach charakteryzują się czasami życia rzędu kilku milisekund, co wymaga zastosowania metody separacji w locie. Tak długi czas życia ze względu na rozpad 2p prowadzi do konkurencji z przemianą  $\beta$ , której na ogół towarzyszy emisja protonów. Oznacza to, że emisja protonów z takiego jądra może nastąpić na skutek dwóch procesów, których natura jest zupełnie inna, ale obu towarzyszy emisja takich samych cząstek naładowanych.

Pierwsze badania takich jąder były prowadzone przy użyciu zestawów detektorów krzemowych ustawionych blisko jeden za drugim, zwanych „teleskopami”, które zdolne były do rejestracji implantacji i towarzyszących im po pewnym czasie emisji protonów. W układach takich nie rejestruje się niezależnych cząstek emitowanych w rozpadzie, a jedynie sumaryczną energię zdeponowaną przez

wszystkie cząstki naładowane. W rezultacie emisja 2p powinna być widoczna w widmie energetycznym pod postacią wąskiej linii o energii między 1.0 a 1.5 MeV i o czasie życia rzędu pojedynczych milisekund. Protony emitowane w procesie  $\beta p$  mają wyższą i nie tak dobrze ustaloną energię. Rozpad 2p po raz pierwszy zarejestrowano w jądrach  $^{45}\text{Fe}$  w dwóch niezależnych eksperymentach przeprowadzonych w ośrodkach GSI [6] i GANIL [35]. Pomimo braku możliwości zarejestrowania indywidualnych protonów, hipoteza rozpadu 2p była jedyną, która pozwalała wyjaśnić rejestrację linii o bardzo dobrze określonej energii wynoszącej 1.1 MeV i czasie życia około 4 ms. Był to pierwszy przypadek, w którym zaobserwowano emisję 2p o czasie życia dostatecznie długim, aby można było ten proces określić mianem promieniotwórczości. Podobne badania zostały też przeprowadzone dla jądra  $^{54}\text{Zn}$  w ośrodku GANIL [36]. W tym wypadku również zaobserwowano linię w widmie energetycznym zgodną z hipotezą rozpadu 2p, o energii 1.48(2) MeV i czasie życia  $3.7_{-1.0}^{+2.2}$  ms.

Badaniom z użyciem detektorów krzemowych poddany został również  $^{48}\text{Ni}$ . Pierwsza rejestracja tego izotopu niklu miała miejsce w 2000 roku, kiedy w laboratorium GANIL zaobserwowano cztery jony  $^{48}\text{Ni}$  bez możliwości badania ich rozpadów [37]. W eksperymencie przeprowadzonym w 2004 roku [18] zarejestrowano kolejne cztery jony  $^{48}\text{Ni}$  i towarzyszące im rozpady, w każdym przypadku rejestrując całkowitą energię zdeponowaną w detektorze półprzewodnikowym. W jednym z czterech przypadków energia zarejestrowana w detektorze wynosiła 1.35(2) MeV, co zgadzało się z przewidywaniami teoretycznymi energii dostępnej w procesie 2p  $Q_{2p}$  dla tego jądra, jednak nie wystarczało to na określenie typu rozpadu w tym przypadku. Gdyby zdarzenie to w istocie było przypadkiem emisji 2p, prowadziło by to do współczynnika rozgałęzienia dla kanału 2p równego 25%. W pozostałych przypadkach energia zdeponowana w detektorze przekraczała 2 MeV, co zostało zinterpretowane jako rozpad  $\beta p$ . Czas połowicznego zaniku  $^{48}\text{Ni}$  zmierzony w tym eksperymencie to  $T_{1/2}(^{48}\text{Ni}) = 2.1_{-0.7}^{+2.1}$  ms.

Naturalnym kolejnym krokiem w badaniach promieniotwórczości 2p było przeprowadzenie eksperymentów z użyciem układów detekcyjnych pozwalających na rejestrację indywidualnych cząstek. Krótki czas życia emiterów 2p, w połączeniu z bardzo małym przekrojem czynnym na ich produkcję, wymusza wykorzystanie metody separacji w locie o dużej energii wiązki, w której cząstki są produkowane w procesie fragmentacji. To z kolei oznacza, że produkty reakcji mają szeroki rozkład pędu i ich rejestracja musi mieć miejsce w detektorze zdolnym zatrzymać w części aktywnej jony o różnej energii. Okazało się, że takie pomiary mogą być z powodzeniem prowadzone z użyciem detektorów opartych na zasadzie działania komory dryfowej z projekcją czasu TPC (ang. *Time Projection Chamber*). Konstrukcja takich detektorów pozwala na niezależną rejestrację emitowanych protonów oraz rekonstrukcję zdarzeń 2p w trzech wymiarach. Jedno z tych urządzeń, rozwijane w ośrodku CNBG w Bordeaux, o tradycyjnej konstrukcji typu TPC, pozwoliło na pierwszą niezależną rejestrację dwóch protonów w rozpadzie 2p  $^{45}\text{Fe}$  [38]. W pracy tej jednak nie przeprowadzono rekonstrukcji torów protonów, przez co nie było możliwe badanie korelacji między emitowanymi cząstkami.

Na Uniwersytecie Warszawskim zaprojektowano i zbudowano detektor Optical Time Projection Chamber (OTPC), opisany dokładnie w rozdziale 4. W detektorze tym zastosowano niestandardową metodę odczytu, opartą o konwersję sygnału elektrycznego komory TPC na światło i jego rejestrację z pomocą kamery CCD i fotopowielacza. Połączenie informacji z CCD i fotopowielacza umożli-

Tabela 3.1: Zestawienie wyników dotychczasowych eksperymentów poświęconych promieniotwórczości 2p. Gwiazdką oznaczono prace opisujące eksperymenty wykonane za pomocą detektorów zdolnych do niezależnej rejestracji emitowanych cząstek.  $T_{1/2}^{2p}$  oznacza zmierzony parcjalny czas życia ze względu na rozpad 2p.

	$Q_{2p}$ [MeV]	$T_{1/2}$ [ms]	$T_{1/2}^{2p}$ [ms]	Źródła
$^{45}\text{Fe}$	1.151(15)	$1.89^{+0.49}_{-0.21}$ <sup>1</sup>	$2.7^{+0.7}_{-0.3}$ <sup>1</sup>	[6, 35, 18], [40]*, [38]*
$^{48}\text{Ni}$	–	$2.1^{+2.1}_{-0.7}$	–	[18]
$^{54}\text{Zn}$	$1.48 \pm 0.14$	$1.78^{+0.66}_{-0.76}$	$1.98^{+0.73}_{-0.41}$	[36], [41]*

<sup>1</sup> Wartość z bazy danych NuDat 2.6 (<http://www.nndc.bnl.gov/nudat2>).

wia rekonstrukcję zarejestrowanych torów cząstek naładowanych, co pozwala odtworzyć energię cząstek i kąty między kierunkami ich emisji. Idea optycznej rejestracji sygnału z detektora gazowego została po raz pierwszy przedstawiona przez G. Charpaka i współpracowników w latach osiemdziesiątych [39]. Konstrukcja detektora OTPC, opracowana w całości na Uniwersytecie Warszawskim w zespole kierowanym przez prof. dr. hab. Wojciecha Dominika, jest twórczym rozwinięciem tej idei, polegającym na połączeniu zalet odczytu optycznego z cechami komory TPC. Pozwala to na rekonstrukcję obserwowanych zdarzeń z emisją kilku cząstek w trzech wymiarach. Przy pomocy detektora OTPC przeprowadzono badania  $^{45}\text{Fe}$ , które pozwoliły po raz pierwszy zmierzyć rozkład kątów emisji w rozpadzie 2p na podstawie 75 zrekonstruowanych zdarzeń [40]. W eksperymencie tym nie przeprowadzono niezależnego pomiaru  $Q_{2p}$ .

W kolejnych latach z pomocą detektora TPC grupy badawczej z CNBG w Bordeaux zbadano  $^{54}\text{Zn}$  o czasie życia  $T_{1/2}(^{54}\text{Zn}) = 1.59^{+0.60}_{-0.35}$  ms [41]. W eksperymencie zarejestrowano jedynie 18 jonów  $^{54}\text{Zn}$ , w tym jedynie w 7 przypadkach możliwa była rekonstrukcja zdarzeń 2p w trzech wymiarach. Zestawienie wyników badań promieniotwórczości 2p przedstawiono w tabeli 3.1

### 3.4 Modele teoretyczne promieniotwórczości 2p

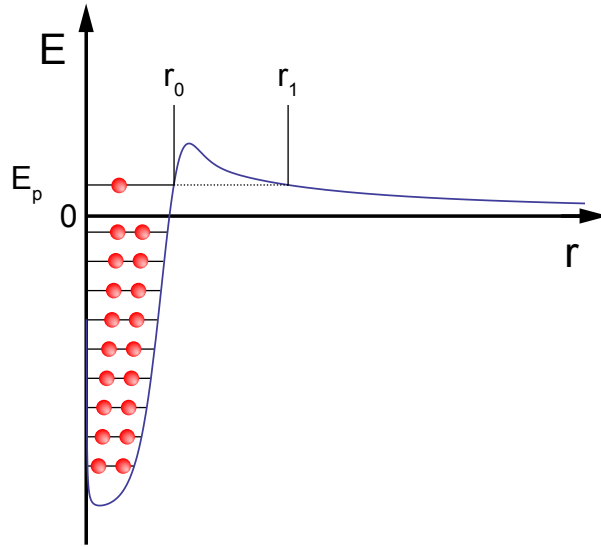
#### Podstawy opisu promieniotwórczości dwuprotonowej

Rozważmy zagadnienie pojedynczego protonu, znajdującego się w jądrze atomowym, o ujemnej energii separacji. Proton, żeby opuścić jądro, musi pokonać barierę potencjału kulombowskiego, co schematycznie przedstawiono na rysunku 3.2. Prawdopodobieństwo tunelowania protonu przez barierę potencjału  $V(r)$  można przybliżyć quasi-klasycznym wyrażeniem

$$T = \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_{r_0}^{r_1} \sqrt{2\mu(V(r) - E)} dr\right), \quad (3.3)$$

gdzie  $r_0$  i  $r_1$  to tak zwane punkty zwrotne, w których energia protonu równa jest wysokości bariery (patrz rysunek 3.2). Przez  $E$  oznaczamy energię cząstki, a  $\mu$  - masę zredukowaną układu.

W prostym modelu całkowite prawdopodobieństwo rozpadu można opisać jako iloczyn prawdopodobieństwa tunelowania i liczby uderzeń w barierę potencjału



Rysunek 3.2: Schematyczne przedstawienie bariery potencjału dla emitera protonowego. Przez  $r_0$  i  $r_1$  oznaczamy tak zwane punkty zwrotne, w których energia emitowanego protonu równa jest wysokości bariery.

w formie:

$$\lambda = T \cdot \nu \cdot C, \quad (3.4)$$

gdzie  $\nu$  to częstotliwość prób tunelowania przez barierę, a  $C$  - to czynnik spektroskopowy opisujący między innymi przekrycie funkcji falowych stanów początkowego i końcowego. Eksperymentalny pomiar energii protonu pozwala wyznaczyć zarówno  $T$  jak i  $\nu$ , a w efekcie możliwe jest wyznaczenie czynnika spektroskopowego, a za jego pośrednictwem uzyskanie informacji o strukturze jądra i poziomów biorących udział w procesie. Takie podejście bardzo dobrze sprawdza się w badaniach promieniotwórczości protonowej, dając możliwość względnie prostego badania struktury funkcji falowej, co jest cennym narzędziem fizyki jądrowej.

W przypadku emisji dwuprotonowej powyższe zagadnienie jest skomplikowane przez wzajemne oddziaływanie między emitowanymi cząstkami. W większości prac teoretycznych upraszcza się ten problem, starając się sprowadzić rozważania do zagadnienia emisji pojedynczej cząstki. Jeżeli założymy, że oddziaływanie między protonami jest na tyle silne, że obie cząstki opuszczają jądro w stanie związanym, jako diproton, to obraz redukuje się do jednej cząstki naładowanej o podwojonej masie i ładunku. Ponieważ diproton nie jest układem związanym, to po opuszczeniu jądra następuje jego rozpad i w eksperymencie obserwuje się dwa protony o zbliżonych kierunkach emisji.

Założeniem przeciwnym jest przyjęcie, że oddziaływania między emitowanymi protonami są na tyle słabe, iż oba protony pokonują barierę potencjału niezależnie. Prawdopodobieństwo emisji w tym przypadku jest zatem iloczynem prawdopodobieństw obliczonych dla pojedynczych cząstek. Przy takim mechanizmie można się spodziewać rozkładu energii o wartości średniej  $Q_{2p}/2$  i bliskiego symetrycznemu rozkładu kątów (asymetrię wprowadza energia odrzutu jądra, dokładne obliczenia są przedstawione w pracy [42]).

Trzecim przypadkiem jest sytuacja, w której protony pokonują barierę nie-związane, ale oddziałując ze sobą wzajemnie. Jest to przypadek najbardziej realistyczny, ale nie dający się opisać poprzez prosty model prawdopodobieństwa pokonania bariery potencjału.

Pierwszy, najprostszy, model rozpadu protonowego, rozważający wyłącznie emisję diprotonu, został zaproponowany w 1961 roku [43]. W kolejnych latach rozwijano teoretyczny opis tego zjawiska. Poniżej przedstawione są pokrótce najważniejsze modele procesu emisji 2p.

## Modele macierzy R i SMEC

W roku 1991 opublikowano przewidywania parcjalnego czasu życia emiterów 2p w oparciu o formalizm macierzy R, zakładając rozpad poprzez di-proton [44]. Przewidywane czasy połowicznego zaniku dla  $^{45}\text{Fe}$  i  $^{48}\text{Ni}$  mieściły się w zakresie 0.001 – 0.4 ms. Późniejsze eksperymenty wykazały, że obserwowane eksperymentalnie czasy życia są o rząd wielkości większe niż górna granica tego przedziału.

Model został rozszerzony o oddziaływania proton-proton w stanie s jako pośredni stan w emisji [45]. Czasy życia przewidywane przez rozszerzony model bardzo silnie zależą od energii dostępnej  $Q_{2p}$ , co ilustrują przewidywania dla  $^{45}\text{Fe}$ , gdzie obliczony czas połowicznego zaniku to 41 ms i 10 ms odpowiednio dla  $Q_{2p}$  równego 1.14 MeV i 1.19 MeV. W tym wypadku przewidywany parcjalny czas połowicznego zaniku jest zauważalnie dłuższy niż wynik eksperymentalny  $T_{1/2}(^{45}\text{Fe}) = 2.7^{+0.7}_{-0.3}$  ms. Poważnym ograniczeniem modelu macierzy R jest brak przewidywań na temat korelacji kątowych i energetycznych emitowanych protonów.

W roku 2006 została opublikowana praca, w której do opisu rozpadu 2p wykorzystano model SMEC (ang. *Shell Model Embedded in Continuum*) [46]. W pracy tej do opisu jądra użyto modelu powłokowego rozszerzonego o stany rozproszeniowe jednej i dwóch cząstek. Obliczenia parcjalnych czasów życia dla  $^{45}\text{Fe}$ ,  $^{48}\text{Ni}$  i  $^{54}\text{Zn}$  zostały przeprowadzone zarówno dla przypadku emisji nieskorelowanej, jak i diprotonu. Uzyskane czasy życia dla mechanizmu emisji diprotonu przedstawiono w tabeli 3.2. Porównanie z tabelą 3.1 pokazuje, że przewidywane czasy życia są dłuższe niż obserwowane. Uwzględnienie wkładu od emisji nieskorelowanej nie zmienia zasadniczo wyników obliczeń.

Autorzy pracy wprowadzili też formalizm matematyczny, który pozwala przeprowadzić w tym modelu obliczenia emisji 2p biorąc pod uwagę oddziaływania między emitowanymi protonami, a także twierdzą, że z wykorzystaniem tego modelu jest możliwe obliczenie korelacji między emitowanymi protonami. Obliczenia takie miały być przedstawione w kolejnej pracy, która jak dotąd nie ukazała się.

Tabela 3.2: Parcjalne czasy życia ze względu na emisję 2p według modelu SMEC przy założeniu mechanizmu emisji diprotonu [46].

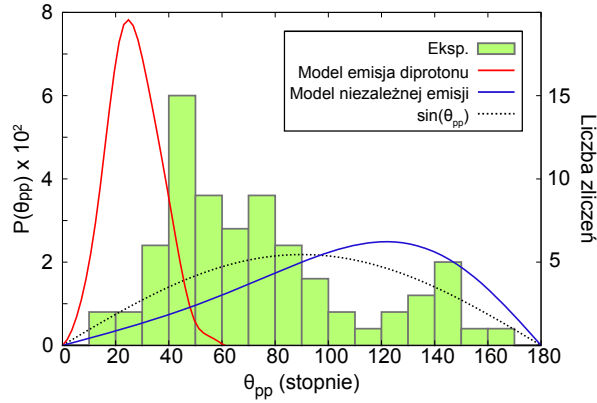
Jądro	Czas połowicznego zaniku [ms]	$Q_{2p}$ użyte w obliczeniach [MeV]
$^{45}\text{Fe}$	$13.3^{+8.1}_{-4.96}$	$1.154 \pm 0.016$
$^{48}\text{Ni}$	$6.2^{+4.1}_{-2.5}$	$1.35 \pm 0.02$
$^{54}\text{Zn}$	$20.6^{+12.1}_{-7.9}$	$1.48 \pm 0.02$

## Model trójciałowy

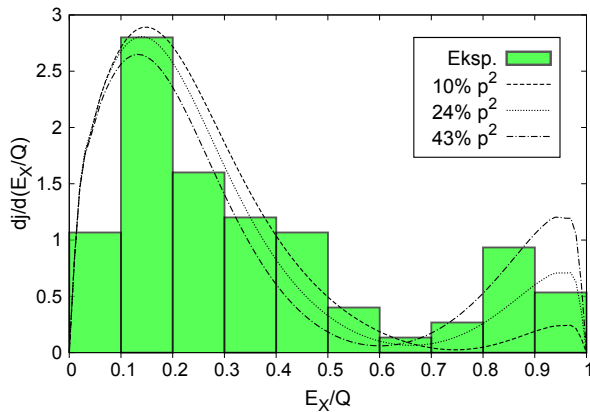
Jedynym modelem, który w tej chwili pozwala na obliczenie korelacji między emitowanymi protonami i powiązanie ich ze strukturą jądra emitującego, jest tzw. model trójciałowy rozwinięty przez L. Grigorenkę i M. Zhukova [47, 48, 49, 50]. W modelu tym protony pokonują barierę potencjału nie związane, ale oddziałując ze sobą, a przewidywane rozkłady kątowe i czas życia zależą od stanu początkowego i struktury jego funkcji falowej.

Przewidywania tego modelu zostały porównane z zaobserwowanymi eksperymentalnie rozkładami kątowymi protonów emitowanych z  ${}^6\text{Be}$  i  ${}^{45}\text{Fe}$  w pracy [51]. W obydwu przypadkach model teoretyczny odtwarza charakterystykę zaobserwowanych korelacji między protonami i sugeruje ich związek z postacią funkcji falowej stanu początkowego. Również przewidywane czasy życia są zgodne z obserwowanymi. Na rysunkach 3.3 i 3.4 przedstawiono przewidywania tego modelu dla  ${}^{45}\text{Fe}$  oraz wyniki eksperymentalne z pracy [42].

Niestety, od kilku lat nie zostały opublikowane żadne nowe przewidywania modelu trójciałowego, w szczególności nie są dostępne obliczenia korelacji między protonami dla rozpadu  $2p$   ${}^{48}\text{Ni}$ .



Rysunek 3.3: Porównanie przewidywanych rozkładów kątowych według modeli emisji 2p z wynikami eksperymentalnymi z  $^{45}\text{Fe}$ . Na osi lewej przedstawiono prawdopodobieństwo obserwacji kąta  $\theta_{pp}$  między kierunkami emisji protonów dla przewidywań teoretycznych przy energii pierwszego protonu  $E_1 = Q_{2p}/2$ . Skala prawa odpowiada wynikowi eksperymentalnemu i przedstawia liczbę zliczeń. Rysunki zaczerpnięte z pracy doktorskiej K. Miernika [42].



Rysunek 3.4: Porównanie przewidywanych przez model trójciałowy korelacji kątowych z wynikami eksperymentalnymi dla  $^{45}\text{Fe}$ . Dane przedstawione w układzie zmiennych Jacobiego typu T (patrz rozdział 8.3). Stosunek wysokości garbów dla małych i dużych wartości  $E_x/Q$  pozwala określić wkład konfiguracji  $p^2$  do funkcji falowej protonów. Rysunek zaczerpnięty z pracy doktorskiej K. Miernika [42].

## Rozdział 4

# Detektor OTPC

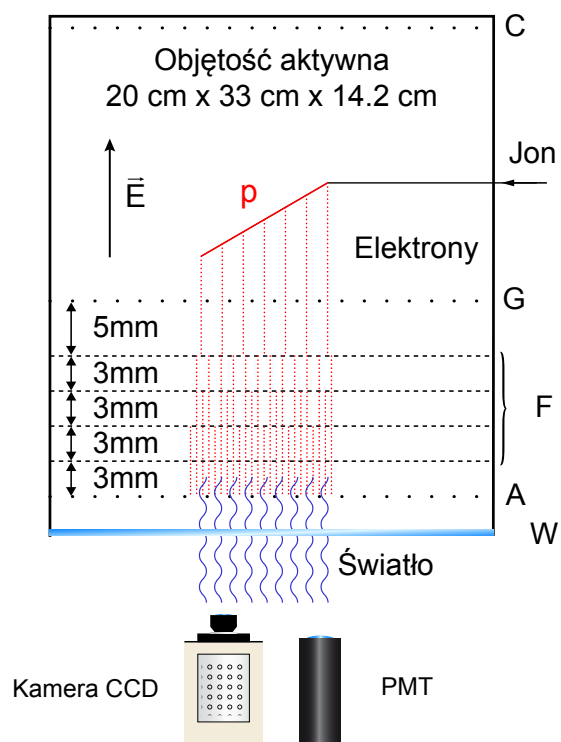
Urządzenie wykorzystane w opisywanym w pracy eksperymencie zachowuje podstawową koncepcję budowy i zasady działania pierwszego egzemplarza komory OTPC, opisanej szczegółowo w pracy [52] i użytej do badania rozpadu  $^{45}\text{Fe}$  [40]. Jednakże jest to nowy detektor, zbudowany całkowicie od podstaw, w którym wprowadzono ulepszenia wynikające z dotychczasowych doświadczeń. Główne zmiany to zoptymalizowana geometria objętości aktywnej, nowa kamera CCD o znacząco większej czułości i nowy system wzmocnienia gazowego. Schemat nowej komory dryfowej z projekcją czasu i z odczytem optycznym jest przedstawiony na Rysunku 4.1.

### 4.1 Budowa i zasada działania

Detektor składa się z dwóch części. Część szczelna (komora właściwa), wykonana z kompozytu G-10, wypełniona jest mieszanką gazową pod ciśnieniem atmosferycznym. Na wewnętrznych ściankach położone są elektrody odpowiedzialne za utrzymanie stałego pola elektrycznego w objętości aktywnej. W części tej znajduje się też elektroda bramkująca oraz układ wzmocnienia gazowego sygnału, gdzie zachodzi również konwersja sygnału elektrycznego na świetlny. Mieszanka gazowa jest stale wymieniana z prędkością od kilku do kilkunastu litrów na minutę, a jej skład dobierany jest w zależności od wymagań eksperymentalnych.

Komora właściwa jest umieszczona w specjalnie do tego celu zaprojektowanej obudowie, pełniącej dwie funkcje. Po pierwsze mechaniczną - obudowa pozwala na umieszczenie okienka implantacyjnego na wysokości wiązki, a montaż kamery CCD i fotopowielacza wewnątrz obudowy gwarantuje stałe ich położenie względem komory właściwej. Drugą funkcją obudowy jest odcięcie światła z otoczenia układu detekcyjnego. Ze względu na bardzo dużą czułość kamery CCD i fotopowielacza nawet mała ilość światła wprowadza istotne zakłócenia, a w skrajnym przypadku może oślepić kamerę (kamera jest szczególnie czuła na przecieki światła ze względu na sumowanie się niepożądanych sygnałów przez cały czas ekspozycji).





Rysunek 4.1: Schemat komory OTPC z zaznaczonym przykładowym zdarzeniem, podczas którego został wyemitowany proton. C - katoda, G - elektroda bramkująca, F - folie GEM, A - anoda, W - okienko poliwęglanowe. Na rysunku nie zaznaczono ładunku od jonizacji gazu przez ciężki jon. Wymiary podane w kolejności szerokość, głębokość, wysokość, gdzie przez głębokość rozumie się kierunek wzdłuż wiązki.

## Objętość aktywna

Objętość aktywna detektora ma wymiary  $20 \times 33 \times 14.2 \text{ cm}^3$  i kształt prostopadłościanu. Badane jony są implantowane wzdłuż najdłuższego boku przez położone centralnie okienko kaptonowe o grubości  $50 \mu\text{m}$ .

W całej objętości aktywnej utrzymywane jest stałe, jednorodne pole elektryczne wzdłuż najróższego wymiaru komory. W polu tym elektrony dryfują ze stałą prędkością  $v_d$  w stronę elektrody bramkującej. Katoda o grubości  $5 \mu\text{m}$  wykonana z miedzi pokrywa wewnętrzną powierzchnię sufitu komory, a jednorodność pola jest utrzymywana za pomocą połączonych elektrod miedzianych, znajdujących się na ściankach objętości aktywnej. Wartość pola elektrycznego dobierana jest w zależności od mieszanki gazowej, zazwyczaj w przedziale od 200 do 400 V/cm.

Ciężkie jony implantowane w komorze OTPC mają energię tak dobraną, aby zatrzymały się w centralnej części objętości aktywnej detektora. Po zatrzymaniu jony pozostają, z dobrym przybliżeniem, nieruchome, a ewentualna późniejsza emisja cząstek naładowanych z jądra ma początek w tym samym punkcie, w którym nastąpiło zatrzymanie jonu.

Cząstki naładowane, poruszając się w gazie, powodują jego jonizację. Uwolnione w ten sposób elektrony tworzą chmurę ładunku, której położenie pokrywa się z torem, którym poruszała się cząstka. Taka chmura dryfuje w polu elektrycznym, utrzymując swoją strukturę przestrzenną. Ze względu na bardzo małą zdolność jonizacyjną cząstek  $\beta$ , gęstość uwolnionego ładunku jest zbyt mała, aby można było mówić o ustalonej strukturze wzdłuż toru. Są to raczej pojedyncze elektrony rozrzucone po objętości aktywnej, a co za tym idzie, tory cząstek  $\beta$  nie są rejestrowane w detektorze OTPC.

## Elektroda bramkująca

Straty energii na jonizację gazu w jednostce przebytej drogi są proporcjonalne do kwadratu ładunku cząstki jonizującej, stąd sygnał od implantacji badanego jądra jest wielokrotnie większy niż pochodzący od protonów emitowanych w rozpadach. Ponieważ OTPC nie jest zdolna do pracy z sygnałami o tak dużej różnicy intensywności, do konstrukcji wprowadzono elektrodę bramkującą. Elektroda ta ma postać siatki ze stalowego drutu o średnicy  $50 \mu\text{m}$  i rozstawie pomiędzy kolejnymi drutami  $500 \mu\text{m}$  i położona jest na dole objętości aktywnej, 5 mm nad uziemioną powierzchnią pierwszej folii układu wzmacniania ładunku (patrz rysunek 4.1).

W zależności od napięcia podanego na siatkę, możliwe jest zablokowanie części lub całości ładunku zanim dotrze on do układu wzmacniającego, chroniąc przed wyładowaniami w układzie wzmocnienia, a także zabezpieczając kamerę CCD przed uszkodzeniem wynikającym z prześwietlenia. Elektroda jest podłączona do zasilacza zdolnego do szybkiej zmiany podawanego napięcia między dwoma ustalonymi stanami: wysokiej czułości (około 200 V), kiedy ładunek nie jest blokowany i niskiej czułości (0 – 20 V, zależnie od użytej mieszanki gazowej i ładunku implantowanego jonu), kiedy jedynie część ładunku jest dopuszczona do układu wzmacniającego. Przełączenie napięć następuje po około  $100 \mu\text{s}$  od sygnału wyzwalającego, który zwykle jest równoczesny z implantacją jonu. W tym samym czasie zatrzymywana jest również wiązka pierwotna tak, aby kolejne implantacje nie utrudniały obserwacji i nie zagrażały kamerze CCD.

Sygnał od ciężkiego jonu podczas pokonywania odcinka o obniżonym polu

elektrycznym, gdzie dryf jest powolny, może ulec deformacji w czasie, a liniowość rejestrowanego sygnału względem pierwotnej jonizacji nie musi być zachowana. Natomiast sygnał od cząstek emitowanych w rozpadach, typowo po kilku milisekundach od implantacji, pokonuje elektrodę bez przeszkód już po osiągnięciu przez detektor stanu wysokiej czułości.

## Układ wzmocnienia z użyciem folii GEM

Układ wzmocnienia wykorzystuje folie GEM (Gas Electron Multiplier) [53], które zbudowane są z kaptonowej folii o grubości około  $50\ \mu\text{m}$ , pokrytej z obu stron warstwą miedzi. W tej strukturze kanapkowej wytrawione są dziury o średnicy  $50\ \mu\text{m}$  w odległości  $150\ \mu\text{m}$  od siebie. Przykładając do dwóch stron folii napięcie rzędu 150 - 400 V (w zależności od pożądanego wzmocnienia i użytej mieszanki gazowej), uzyskuje się silne pola elektryczne wewnątrz otworów. Powielenie ładunku następuje podczas transferu przez otwory w folii i ma charakter liniowy, a czas propagacji przez folię, przy zadanym napięciu, z dobrym przybliżeniem jest stały. Pojedyncza folia wzmacnia sygnał kilkanaście razy, większe wzmocnienia można uzyskać stosując serię kilku folii. Ta technika została opracowana na potrzeby eksperymentów prowadzonych przy akceleratorze LHC w laboratorium CERN.

Każda z użytych w OTPC folii ma wymiar  $33 \times 20\ \text{cm}^2$ , jednak ze względów technologicznych jest podzielona na 4 pola. Na liniach podziału folia zatrzymuje ładunek, co jest czasami widoczne jako ciemny punkt w środku torów na zdjęciu CCD. W komorze OTPC używany jest zestaw 4 folii GEM, a napięcia na każdej z nich są ustalane indywidualnie. Możliwość indywidualnego dobierania napięć pozwala na stabilną pracę układu nawet przy dużych wzmocnieniach.

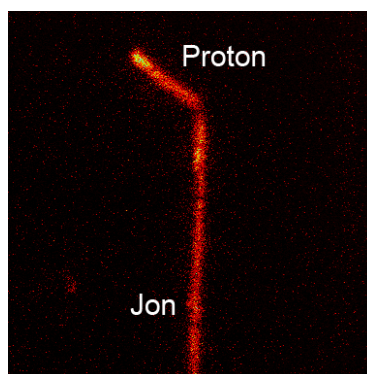
Ze względu na brak odczytu elektrycznego sygnału przed i po sekcji GEM, nie jest znany współczynnik wzmocnienia w detektorze OTPC, a napięcia są ustalane w oparciu o obrazy uzyskiwane w czasie eksperymentu. Ponieważ gęstość gazu w komorze zmienia się wraz ze zmianami ciśnienia atmosferycznego i temperatury, napięcia przyłożone do folii mogą wymagać regulacji w trakcie trwania eksperymentu.

Należy podkreślić, że napięcie na foliach GEM pozostaje takie samo przy zmianie stanów niskiej i wysokiej czułości. Niezależnie od aktualnego trybu pracy detektora OTPC, folie GEM wzmacniają sygnał tak samo, zachowując ewentualne zniekształcenia sygnału związane w działaniem elektrody bramującej.

## Generacja i rejestracja światła

Za zestawem folii GEM znajduje się główna anoda układu, w formie siatki o takich samych parametrach jak elektroda bramkująca. Pomiedzy ostatnią folią GEM a siatką utrzymywane jest wysokie napięcie, wystarczające, aby rozpędzone elektrony wzbudzały cząstki gazu, które deekscytują poprzez emisję światła widzialnego. Widmo emitowanego światła jest zdefiniowane przez użytą mieszkankę gazową. Szersze omówienie zagadnień związanych z widmem światła emitowanego w komorze OTPC można znaleźć w pracy licencjackiej A. Lis [54] i pracy magisterskiej M. Kuich [55].

W odległości 20 mm za anodą główną znajduje się poliwęglanowe okno, zamykające część szczelną komory OTPC. Komora właściwa osadzona jest na



Rysunek 4.2: Przykładowy sygnał implantacji i rozpadu  $\beta$ p jonu  $^{44}\text{Cr}$  rejestrowany przez CCD. Widoczny jest tor jonu oraz tor opóźnionego protonu wyemitowanego po 18.7 ms.

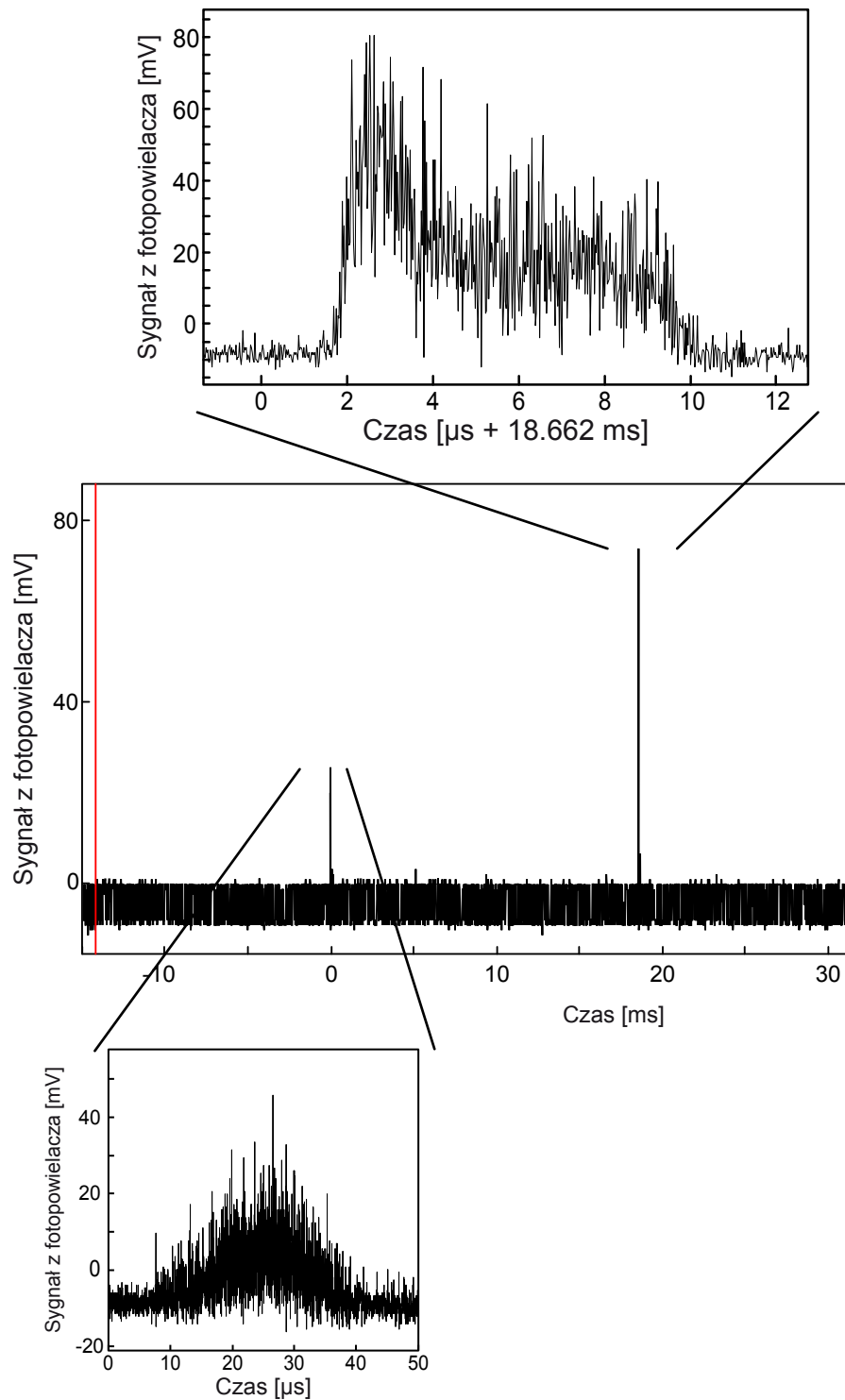
alumiiniowym szkielecie obudowy, do którego umocowane są też kamera CCD i fotonowielacz.

W opisywanej, najnowszej wersji detektora, do rejestracji zdjęć używana jest kamera CCD Hamamatsu C9100-13 o rozdzielczości  $512 \times 512$  pikseli, z przetwornikiem obrazu wykonanym w technologii EMCCD (ang. *electron multiplying CCD*) o wytrawianej powierzchni tylnej (ang. *back-thinned CCD*). Kamera jest podłączona do karty przechwytywania obrazu (ang. *framegrabber*) NI-1428, która pozwala na zapisanie wybranych klatek na dysk komputera za pośrednictwem szyny PXI. Użyta kamera pozwala na naświetlanie klatek w pełnej rozdzielczości z maksymalną częstotliwością 31.9 klatek na sekundę, limitowaną prędkością pracy przetwornika ADC (11 MHz). Każdy piksel był opisany 16-to bitową liczbą całkowitą, co przekłada się na 65536 możliwych poziomów. Sygnał elektryczny mógł być wzmacniony techniką „na rejestrze” od 4 do 1200 razy. Szum kamery jest zmniejszany poprzez chłodzenie elementu CCD za pomocą zestawu ogniwo Peltiera do temperatury  $-70\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

Pojedyncza ekspozycja CCD trwa zazwyczaj kilkadziesiąt ms - oznacza to, że na obrazach zarejestrowanych przez kamerę widzimy całe światło, które zostało wyemitowane w komorze przez ten czas bez możliwości określenia dokładnego momentu rejestracji. Każde zdjęcie ukazuje rzut zdarzenia na płaszczyznę anody głównej (płaszczyzna XY) sumowany po czasie ekspozycji. Po zakończeniu naświetlania każdej ramki kamera potrzebuje  $780\text{ }\mu\text{s}$  na oczyszczenie przetwornika CCD zanim będzie gotowa do kolejnej ekspozycji.

Światło jest też rejestrowane przy pomocy szybkiego fotonowielacza, którego sygnał jest konwertowany na formę cyfrową przez oscyloskop o dużej częstotliwości próbkowania. W opisywanym układzie jest to urządzenie NI-5122 próbkujące z maksymalną częstotliwością 100 MHz o rozmiarze próbki 14 bitów. Dane z kamery i oscyloskopu są odczytywane przez interfejs PXI i zapisywane na dysku twardym komputera. Czas potrzebny na zapis zdarzenia i rozpoczęcie następnego akwizycji waha się w przedziale od 400 ms do 1 s w zależności od ilości danych zebranych przez oscyloskop.

Rozważmy przykładowe zdarzenie z emisją opóźnionego protonu (rysunki 4.2 i 4.3). Zdjęcie (rysunek 4.2) przedstawia dwa ślady, jeden z nich biegnący



Rysunek 4.3: Sygnał PMT zdarzenia z rysunku 4.2. Czerwone linie określają granice naświetlania zdjęcia. Powiększenia przedstawiają sygnał implantacyjny (w okolicach czasu 0) i sygnał rozpadu, zarejestrowany 18.7 ms po implantacji.

pionowo od dolnej krawędzi zdjęcia do środka ramki i drugi rozpoczynający się w miejscu końca pierwszego i kończący się przed krawędzią obrazu. Pierwszy ślad pozostawił ciężki jon zatrzymujący się w komorze. Jon zatrzymał się w miejscu, gdzie ślad się kończy i w tym samym miejscu kilka ms później następuje przemiana  $\beta^+$ , w wyniku której emitowany jest proton opóźniony. Ślad protonu ma dużo wyraźniejszą strukturę i wyraźnie widoczne maksimum Bragga pod koniec swojego toru. Na skutek działania elektrody bramkującej, która zablokowała dużą część sygnału od ciężkiego jonu, jasność toru protonu jest zbliżona. Pomimo, że implantację i emisję dzieli kilka ms, to oba procesy odbywają się w obrębie jednej ekspozycji klatki, przez co samo zdjęcie CCD nie daje żadnych informacji o czasie oddzielającym te procesy, a nawet o ich kolejności.

Ślad z fotopowielacza (rysunek 4.3) pozwala ustalić kolejność zdarzeń. W czasie  $30 \mu\text{s}$  po wyzwoleniu komory, czyli w korelacji z implantacją jonu, widać szeroki sygnał o małej amplitudzie, pochodzący od ciężkiego jonu i osłabiony przez elektrodę bramkującą. Światło zarejestrowane po upływie  $18.7 \text{ ms}$  pochodzi od protonu wyemitowanego po rozpadzie  $\beta^+$  (sygnał od pozytonu nie jest widoczny, ze względu na niewystarczającą zdolność jonizacyjną). Struktura z wyraźnym maksimum Bragga pozwala na określenie kierunku emisji cząstki. Jeżeli proton został wyemitowany do dołu, to koniec toru o większej gęstości elektronów swobodnych znajduje się bliżej dna komory i jego sygnał zostanie zarejestrowany wcześniej niż ten z początku toru. Analogicznie, jeżeli maksimum Bragga jest rejestrowane na końcu sygnału, to proton został wyemitowany do góry. Czas od początku do końca sygnału jest powiązany z długością rzutu toru protonu wzdłuż osi Z przez prędkość dryfu  $v_d$ . Jeżeli prędkość ta jest znana, to możliwa jest rekonstrukcja zdarzenia w trzech wymiarach, co zostanie opisane w rozdziale 7.

## Porównanie z poprzednią wersją detektora

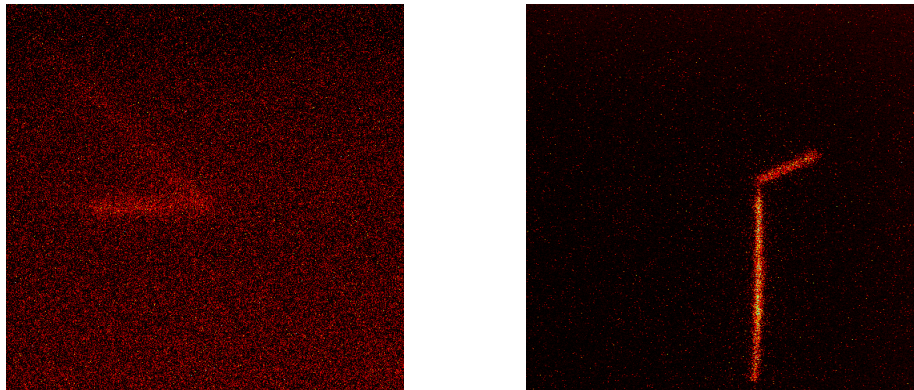
Zasadnicze zmiany w stosunku do pierwszej wersji komory, opisanej w pracy [52], to nowa technologia wzmocnienia sygnału i nowa kamera CCD o lepszych parametrach. Zmieniono także kształt objętości aktywnej, zwiększając wymiar wzdłuż kierunku wiązki, co pozwala na implantowanie jonów o szerszym rozkładzie pędów.

Dzięki zastosowaniu folii GEM, o indywidualnie kontrolowanych napięciach, udało się całkowicie wyeliminować problem wyładowań w sekcji wzmocnienia. W poprzedniej wersji detektora, w konsekwencji tego zjawiska, w zależności od warunków pracy, aż do 50% rejestrowanych zdarzeń było nieczytelnych w stopniu uniemożliwiającym pełną analizę. [42]. W testach nowego układu wzmocnienia pokazano, że pracuje on stabilnie nawet w sytuacjach, kiedy ciężki jon jest rejestrowany w stanie wysokiej czułości.

Zastosowanie nowej kamery CCD pozwoliło na uzyskanie zdjęć lepszej jakości, w szczególności o mniejszym szumie. Zmianę tę najlepiej ukazuje porównanie zdjęć z poprzedniej i aktualnej wersji komory, przedstawione na rysunku 4.4.

## 4.2 Sterowanie i wyzwalanie układu

Praca z OTPC ma dość nietypową charakterystykę związaną z użyciem kamery CCD jako głównego narzędzia do rejestracji danych. Specyfika pracy



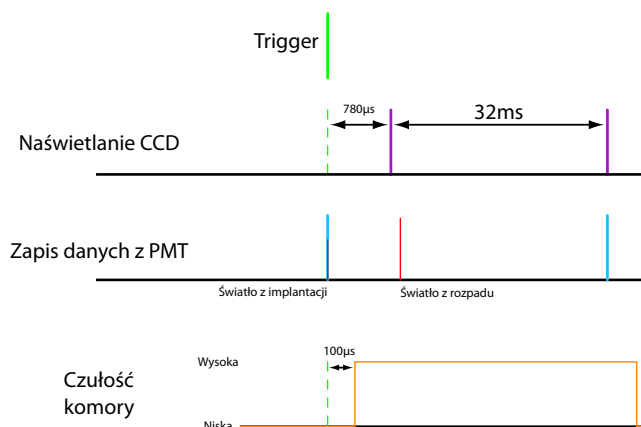
Rysunek 4.4: Porównanie zdjęć emisji  $\beta$ p ze starej i nowej wersji komory. Po lewej zdjęcie emisji  $\beta$ p zarejestrowane starą wersją komory użytą w badaniach  $^{43}\text{Cr}$  [27]. Po prawej emisja  $\beta$ p zarejestrowana nową wersją komory w opisywanym eksperymencie.

komory OTPC wprowadza kilka warunków, które powinny być spełnione w idealnym eksperymencie:

- Sygnały implantacji różnych jonów są od siebie nieodróżnialne, zatem niezbędną jest identyfikacja wszystkich implantowanych jonów.
- Każde zdarzenie rejestrowane przez OTPC powinno zawierać dokładnie jedną implantację. W przeciwnym razie ślady jonów mogą na siebie zachodzić, a identyfikacja może nie być jednoznaczna.
- Podczas oczekiwania na rozpad jonu komora pracuje w stanie wysokiej czułości. Jeżeli w tym czasie do objętości aktywnej dotrze inny ciężki jon, CCD zostanie oślepione. W skrajnych przypadkach może też dojść do uszkodzenia przetwornika CCD. Z tego powodu powinna istnieć możliwość zatrzymania wiązki wtórnej w czasie istotnie krótszym niż czas życia badanego jonu.

Niespełnienie powyższych warunków nie przekreśla szans na udany eksperyment - OTPC jest urządzeniem elastycznym i często możliwe jest znalezienie kompromisów między optymalnymi warunkami pracy a możliwościami układu produkcji cząstek. Na przykład w 2012 przeprowadzono udane badania  $^{31}\text{Ar}$  w układzie FRS w laboratorium GSI. W eksperymencie tym nie było możliwe zatrzymanie wiązki w czasie pracy komory, jednak możliwe było takie dobranie napięć na foliach GEM i wzmocnienia kamery, aby ciężkie jony implantowane w stanie wysokiej czułości komory nie uszkadzały detektora, a jedynie uniemożliwiały rejestrację niektórych zdarzeń. Pomimo tych trudności, w eksperymencie tym zarejestrowano nowy kanał rozpadu  $^{31}\text{Ar}$  przez emisję trzech  $\beta$ -opóźnionych protonów [56, 57].

W typowym eksperymencie z OTPC sygnał wyzwania detektora (trigger) jest generowany na podstawie danych identyfikacyjnych (TOF i  $\Delta E$ ) w momencie implantacji jonu. Dalsza rejestracja danych może odbyć się na kilka sposobów, w zależności od trybu pracy detektora. Poniżej opisano dwa najczęściej używane tryby rejestracji danych. Każdy z nich reaguje na taki sam sygnał wyzwania,



Rysunek 4.5: Schematyczne przedstawienie kolejności zdarzeń w trybie ekspozycji sterowanej, dla czasu ekspozycji 32 ms. Kolorem zielonym oznaczono moment wyzwolenia układu (trigger). Kolory fioletowy, niebieski i pomarańczowy przedstawiają odpowiednio czas naświetlania CCD, czas zbierania danych przez fotopowielacz i zmiany czułości komory. Dodatkowo kolorem czerwonym zaznaczono momenty rejestracji światła emitowanego w komorze.

możliwe jest też szybkie przełączanie się pomiędzy tymi ustawieniami podczas trwania eksperymentu. W obu trybach czas zapisu zebranych danych na dysk komputera jest długi, mieszczący się w zakresie od 500 ms do 1 s.

## Tryb ekspozycji sterowanej

W czasie oczekiwania na implantację interesującego jonu komora pozostaje w stanie niskiej czułości. Oscyloskop i kamera CCD nie zbierają danych. W momencie wyzwolenia układu następują kolejno:

1. Rozpoczęcie zbierania danych przez oscyloskop. Oscyloskop reaguje na sygnał wyzwolenia natychmiast po jego otrzymaniu.
2. Zatrzymanie wiązki pierwotnej. Następuje to w czasie nie przekraczającym  $100 \mu\text{s}$ .
3. Zmiana wzmocnienia komory na stan wysoki. Proces ten zajmuje około  $100 \mu\text{s}$ .
4. Rozpoczęcie naświetlania przetwornika CCD. Ponieważ kamera nie ma mechanicznej migawki, przed rozpoczęciem każdego naświetlania konieczne jest usunięcie z elementu CCD zgromadzonego na nim ładunku, co w użytej kamerze zajmuje  $780 \mu\text{s}$ .
5. Po upływie  $780 \mu\text{s}$  wszystkie systemy detektora zbierają już dane w pełnej czułości. W trybie tym można ustalić dowolny czas ekspozycji.

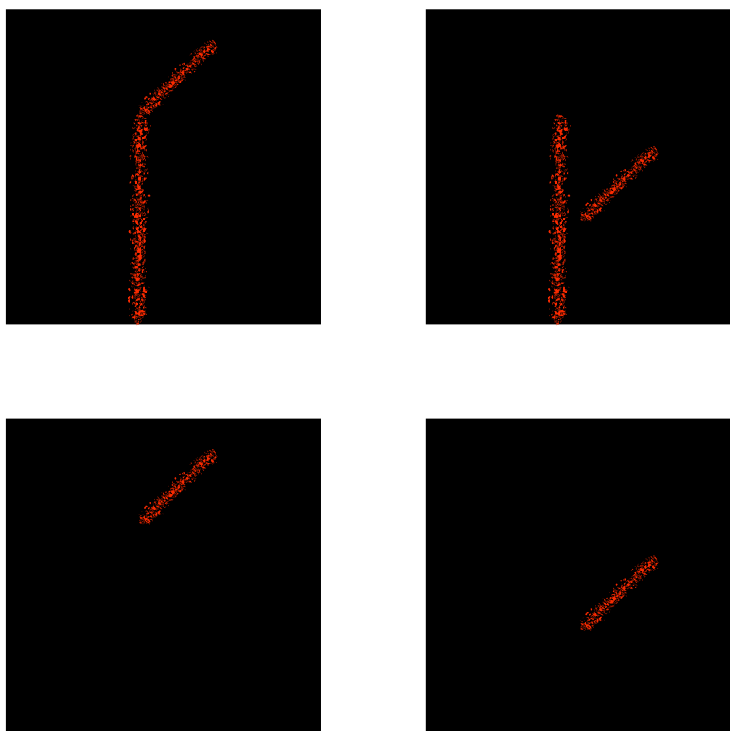
Powyzsza sekwencja zdarzeń przedstawiona jest schematycznie na Rys. 4.5. Zaletą tego trybu wyzwolenia jest możliwość akceptacji prawie dowolnie dużej



intensywności wiązki pierwotnej. Ograniczeniem jest relatywnie duży czas pomiędzy implantacją a rozpoczęciem rejestracji -  $780 \mu\text{s}$  - związany z działaniem użytej kamery. Nie jest widoczny również ślad implantacji, co uniemożliwia jednoznaczne potwierdzenie, że obserwowana emisja pochodzi od wyzwalającego jonu.

### Tryb wydłużonej ekspozycji

Tryb wydłużonej ekspozycji, będący rozszerzeniem trybu ekspozycji swobodnej opisanego w pracy [42], łączy w sobie możliwość obserwacji implantacji ciężkiego jonu ze stałym czasem użytecznej ekspozycji. Rejestracja śladu implantacji pozwala na jednoznaczne powiązanie implantowanego jonu z jego rozpadem, tak jak pokazano na rysunku 4.6.



Rysunek 4.6: Schematyczne porównanie zdjęć zebranych w trybie z rejestracją śladu implantacji i bez. Górny rząd: Lewe zdjęcie przedstawia implantację i rozpad zaimplantowanego jonu. Na zdjęciu prawym implantowany jon nie rozpada się w czasie naświetlania zdjęcia, ale następuje przypadkowa emisja cząstki naładowanej. Rząd dolny: ta sama sytuacja, gdy ślad implantacji jonu nie jest rejestrowany. Przepadkowa emisja nie jest odróżnialna od emisji korelującej z implantacją jonu.

W trybie wydłużonej ekspozycji kamera, w oczekiwaniu na implantację interesującego jonu, naświetla kolejne zdjęcia o stałym czasie ekspozycji (czas ten dalej jest określany jako bramka implantacji). Oscyloskop również zbiera dane, w każdym momencie utrzymując w buforze cyklicznym przebieg o czasie

trwania równym długości bramki implantacyjnej. W momencie wyzwolenia komory kolejno następują:

1. Oznaczenie aktualnie naświetlanej ramki do zapisu na dysk. Ekspozycja tej klatki jest przedłużana o zadaną wartość od momentu wyzwolenia. Czas ten jest określany jako bramka oczekiwania na rozpad, a jej długość nie zależy od długości bramki implantacji. Przy użytej kamerze żadna z tych bramek nie może być krótsza niż 31.4 ms.
2. Kontynuacja zbierania śladu przez oscyloskop przez zadany czas. Jednocześnie zadana część danych z bufora cyklicznego zarejestrowana przed triggerem jest również zachowywana. Dzięki temu zapis z fotopowielacza zawsze obejmuje cały czas ekspozycji zdjęcia CCD.
3. Zatrzymywana jest wiązka pierwotna.
4. Komora przełączana jest w stan wysokiej czułości.
5. Po osiągnięciu stanu wysokiej czułości komora jest zdolna rejestrować emisje lekkich cząstek naładowanych. Czas użytecznej ekspozycji (to znaczy czas od implantacji do zakończenia ekspozycji) jest taki sam dla każdej ramki.

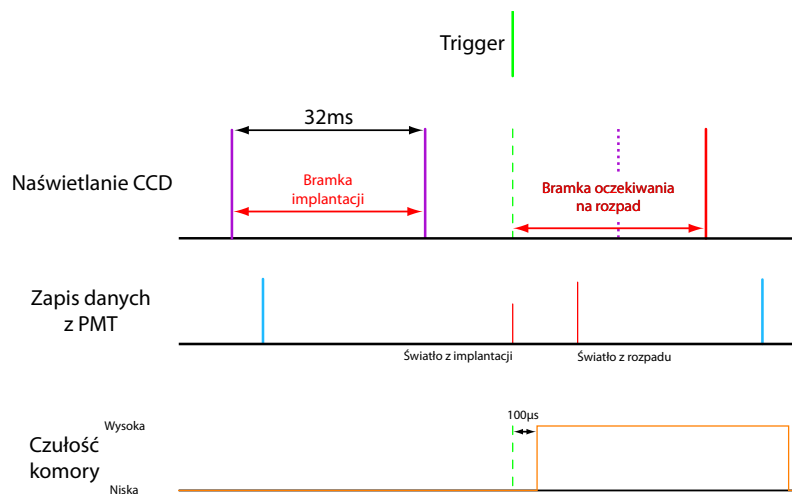
Ta sekwencja zdarzeń jest przedstawiona na Rys. 4.7. Wadą tego trybu jest dodatkowy czas martwy - jeżeli implantacja następuje w czasie czyszczenia przetwornika CCD po zakończeniu naświetlania pustej bramki implantacyjnej, to takie zdarzenie będzie odrzucone. Dodatkowo istnieje ryzyko, że podczas bramki implantacji przed wyzwoleniem komory nastąpi zatrzymanie w gazie innego ciężkiego jonu, nie spełniającego warunków wyzwolenia układu. Taki dodatkowy ślad może w niektórych wypadkach uniemożliwić analizę takiego zdarzenia.

### 4.3 Możliwości i ograniczenia OTPC

OTPC jest detektorem zaprojektowanym do badań emisji cząstek naładowanych w rozpadach jądrowych. Detektor ten charakteryzuje kilka unikatowych cech:

- Możliwość niezależnej rejestracji wielu cząstek naładowanych emitowanych w jednym zdarzeniu, a także rekonstrukcji w trzech wymiarach ich torów.
- Niemal stuprocentowa wydajność rejestracji i jednoznaczność wyników. Pozwala to na identyfikację bardzo słabych gałęzi rozpadu i precyzyjne określanie współczynników rozgałęzienia dla kanałów z emisją różnych zestawów cząstek naładowanych. W badaniach  $^{45}\text{Fe}$  możliwa była identyfikacja nowego kanału rozpadu z emisją 3 protonów  $\beta$ -opóźnionych przy rejestracji jedynie 4 zdarzeń [26]. W poniższej pracy nowy kanał jest odkryty dzięki rejestracji tylko jednego zdarzenia! (patrz rozdział 8.2)
- Brak sumowania się sygnału od cząstek  $\beta$ , dzięki czemu możliwe są precyzyjne pomiary niskoenergetycznych protonów emitowanych po przemianach  $\beta$ .

Z drugiej strony układ detektora OTPC ma pewne ograniczenia, między innymi:



Rysunek 4.7: Schematyczne przedstawienie kolejności zdarzeń w trybie ekspozycji przedłużonej dla czasu ekspozycji i bramki implantacyjnej 32 ms. Kolorem zielonym oznaczono moment wyzwolenia układu (trigger). Jeżeli w czasie trwania bramki implantacyjnej nie następuje wyzwolenie układu, to ekspozycja zdjęcia kończy się po 32 ms, co oznaczono dwoma liniami fioletowymi. W chwili zarejestrowania sygnału wyzwolenia, czas ekspozycji jest przedłużany o 32 ms od tego momentu (do linii czerwonej), a koniec bramki implantacji (przerwana linia fioletowa) jest ignorowany. Liniami niebieską i pomarańczową zaznaczono odpowiednio zakres rejestracji sygnału z fotopowielacza i czułość komory.

- Ograniczona intensywność implantowanej wiązki ciężkich jonów. Duża liczba implantacji w czasie jednej ekspozycji może uniemożliwić jednoznaczne powiązanie rozpadu z implantowanym jonem. Przy typowej częstotliwości 30 klatek/s narzuca to ograniczenie do około 100 implantacji na sekundę
- Ograniczony zakres możliwych do badania energii. Dla małych energii emitowanego protonu zarejestrowane ślady są bardzo krótkie, co prowadzi do dużej niepewności w rekonstrukcji kąta emisji i energii cząstki. Cząstki o dużej energii opuszczają część aktywną detektora bez zatrzymania się, uniemożliwiając rekonstrukcję. Zakres użytecznych energii może być zmieniany w ograniczonym zakresie poprzez użycie mieszanki gazowej o innej gęstości.
- Ograniczona zdolność zatrzymywania badanych jonów, często nie pokrywająca całej szerokości rozrzutu pędów jonów z separatora.
- Rozdzielczość energetyczna na poziomie 5%, znacznie gorsza niż rozwiązania oparte o detektory półprzewodnikowe. Rozdzielczość ta pogarsza się znacząco dla cząstek o niskiej energii, kiedy długość toru w gazie staje się porównywalna z jego szerokością.
- Duży czas martwy po rejestracji każdego zdarzenia, związany z zastosowanym układem zbierania danych.

Zestawienie powyższych cech pokazuje, że detektory typu OTPC stanowią doskonale uzupełnienie klasycznych układów pomiarowych opartych o detektory półprzewodnikowe, charakteryzujących się znakomitą rozdzielczością energetyczną, ale o ograniczonej możliwości niezależnej rejestracji wielu cząstek.

## Rozdział 5

# Eksperyment w NSCL

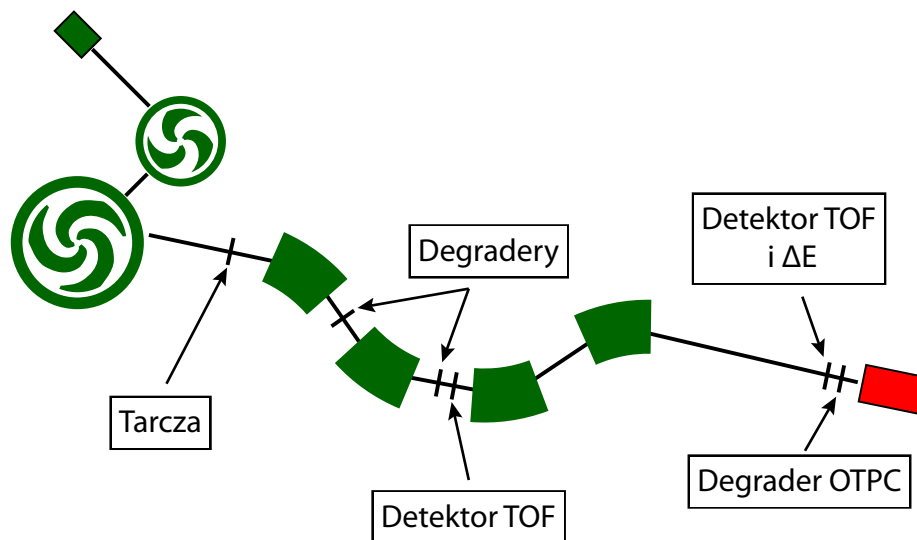
Eksperyment będący podstawą tej pracy odbył się w 2011 roku w laboratorium National Superconducting Cyclotron Laboratory (NSCL), umiejscowionym na terenie Michigan State University (MSU) w East Lansing w USA.

### 5.1 Produkcja, separacja i identyfikacja

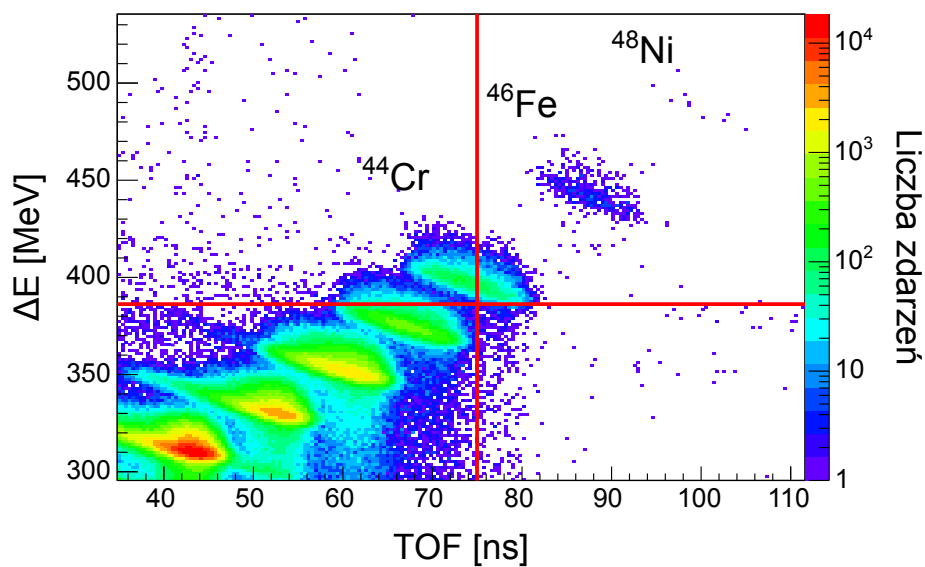
W eksperymencie tarcza z niklu o naturalnym składzie izotopowym i grubości  $580 \text{ mg/cm}^2$  naświetlana była wiązką jonów  $^{58}\text{Ni}$  rozpędzonych w cyklotronach nadprzewodzących K500 i K1200 do energii 160 AMeV. Aby umożliwić pracę z wiązką o dużej intensywności bez niebezpieczeństwa uszkodzeń termicznych tarczy, zastosowano układ tarczy obrotowej skonstruowany specjalnie dla tego eksperymentu przez Oak Ridge National Laboratory, we współpracy z University of Tennessee.

Wiązka produktów reakcji była selekcyonowana w separatorze A1900. Podczas eksperymentu zastosowano dwa degradery o grubościach  $193 \text{ mg/cm}^2$  i  $302 \text{ mg/cm}^2$ . Układ detektora OTPC umieszczony był na stanowisku pomiarowym połączonym z separatorem A1900 jonowodem o długości około 15 m, co schematycznie przedstawiono na rysunku 5.1. Zgodnie z obliczeniami wykonanymi przy pomocy programu LISE++ [58], przekrój czynny na produkcję  $^{48}\text{Ni}$  wynosi 57 pb (według parametryzacji EPAX 2.1 [33]), co przekładało się na produkcję 0.5 jonów  $^{48}\text{Ni}$  na dzień przy intensywności wiązki pierwotnej 20 particle nA (co przekłada się na  $20 \times 6 \times 10^9$  jonów na sekundę). Liczba ta uwzględnia straty w separatorze A1900 i jonowodzie do OTPC. Podczas eksperymentu prąd wiązki zmieniał się, osiągając maksymalnie 40 particle nA, a średnio wynosił około 20 particle nA.

Każdy jon docierający do detektora OTPC był identyfikowany metodą TOF- $\Delta E$ . Do pomiaru czasu przelotu używany był plastikowy detektor scyntylicyjny położony w pośredniej płaszczyźnie ogniskowania separatora i cienki detektor krzemowy umieszczony tuż przed komorą OTPC. Ten sam detektor krzemowy dostarczał też informacji o stracie energii jonu. Dane wszystkich jonów docierających do komory OTPC były zbierane przez system akwizycji separatora A1900. Widmo identyfikacyjne tych jonów jest przedstawione na Rys. 5.2. Dodatkowo, dla każdego zdarzenia rejestrowanego przez układ OTPC, nieprzetworzone dane identyfikacyjne były zapisywane niezależnie w systemie OTPC.



Rysunek 5.1: Schemat użytego w eksperymencie układu produkcji i separacji jonów.

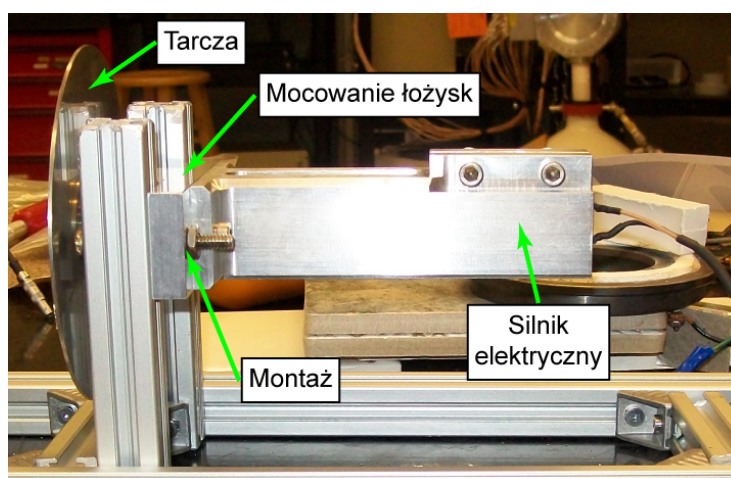


Rysunek 5.2: Widmo identyfikacyjne zebrane przez układ NSCL w trakcie całego eksperymentu. Komora OTPC miała rejestrować jony  $^{48}\text{Ni}$ ,  $^{46}\text{Fe}$  i część jonów  $^{44}\text{Cr}$ . Graniczne wartości TOF i  $\Delta E$ , powyżej których OTPC było wyzwalane, oznaczono czerwonymi liniami.

## Tarcza obrotowa

Aby możliwe było przeprowadzenie eksperymentu, w którym mierzony jest nuklid tak trudny do uzyskania jak  $^{48}\text{Ni}$ , niezbędna jest praca z wiązką o bardzo dużej intensywności. Cyklotrony K500-K1200 zdolne są dostarczyć wiązki pierwotnej  $^{58}\text{Ni}$  o intensywności dochodzącej do  $3 \times 10^{10}$  jonów na sekundę (40 particle nA). Stacjonarne tarcze używane w ośrodku NSCL nie są w stanie oddać energii cieplnej powstałej w wyniku oddziaływania z tak intensywną wiązką pierwotną i ulegają zniszczeniu. Dlatego, specjalnie do tego eksperymentu, w ośrodku Oak Ridge National Laboratory we współpracy z University of Tennessee, opracowany został układ tarczy obrotowej.

Układ, przedstawiony na Rys. 5.3, może być przymocowany do istniejącego



Rysunek 5.3: Zdjęcie układu tarczy obrotowej.

uchwyty dla tarcz stacjonarnych w NSCL. Jego konstrukcja wykorzystuje silnik elektryczny zasilany prądem stałym o napięciu do 15 V, obracający tarczę z prędkością dochodzącą do 900 obrotów na minutę. Poprzez sprzęgło elastyczne silnik wprowadza w ruch inwary wał obracający się w dwóch ceramicznych łożyskach kulowych. Tarcza przytwierdzona jest bezpośrednio do wału za pomocą nakrętki.

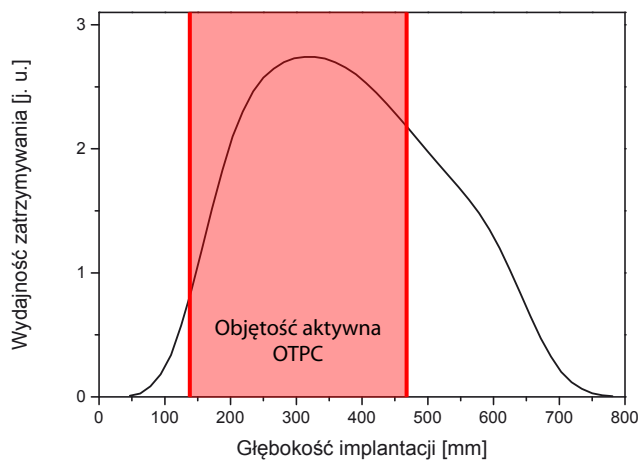
W czasie trwania eksperymentu, zwłaszcza w pierwszej jego połowie, dochodziło do licznych blokad łożysk układu tarczy, co wymuszało przerwy w pomiarach. Późniejsze badania przeprowadzone na bliźniaczym układzie wykazały, że było to spowodowane większym niż przewidziano radialnym rozszerzaniem się wału tarczy, co powodowało rozciąganie wewnętrznej bieżni łożysk i blokowanie się kulek między bieżnią wewnętrzną i zewnętrzną. Problem zmniejszył się z upływem czasu, prawdopodobnie na skutek docierania się łożysk i w drugiej połowie eksperymentu układ bez przestoju pracował oświetlony wiązką o intensywności około  $3 \times 10^{10}$  jonów na sekundę. Przy użytej tarczy  $^{nat}\text{Ni}$  o grubości  $580 \text{ mg/cm}^2$  i wiązce pierwotnej  $^{58}\text{Ni}$  @ 160 AMeV o intensywności  $3 \times 10^{10}$  jonów na sekundę moc cieplna strat energii wiązki pierwotnej w materiale tarczy wynosiła 70 W, według obliczeń LISE++.

## 5.2 Implantacja wiązki

Jonowód doprowadzający wiązkę z separatora A1900 do komory OTPC zakończony był okienkiem próżniowym z cyrkonu, o grubości  $22\ \mu\text{m}$ . Następnie wiązka pokonywała przerwę powietrzną o długości około 22 cm. Aby pozwolić na precyzyjną regulację punktu implantacji jonów  $^{48}\text{Ni}$  w detektorze, używany był regulowany degrader aluminiowy, umieszczony w przerwie powietrznej, którego grubość została ustalona na  $800\ \mu\text{m}$ . Aby odciąć dopływ światła z otoczenia na okienko implantacyjne naklejona została mylarowa folia o grubości  $12\ \mu\text{m}$  pokryta warstwą aluminium o grubości  $0.5\ \mu\text{m}$ .

## 5.3 Układ pomiarowy komory OTPC

Gaz wypełniający komorę OTPC nie mógł być zbyt rzadki, ze względu na duży rozrzut energii implantowanych jonów. Z drugiej strony przy przewidywanej energii protonów około 700 keV [7, 8, 9] gaz o dużej gęstości znacząco ograniczyłby dokładność rekonstrukcji ze względu na bardzo krótkie tory emitowanych protonów. Ostatecznie dobrano mieszanek  $49.5\%\text{He}$ ,  $49.5\%\text{Ar}$  i  $1\%\text{N}_2$ , która pozwalała zatrzymać większość implantowanych jonów  $^{48}\text{Ni}$  (patrz Rys. 5.4). Przewidywana długość toru protonu o energii 700 keV w tej mieszance to 25.5 mm według obliczeń programu SRIM2013 [23].



Rysunek 5.4: Profil implantacji jonów  $^{48}\text{Ni}$  produkowanych w reakcji wiązki  $^{58}\text{Ni}$  o energii 160 AMeV z tarczą  $^{nat}\text{Ni}$  o grubości  $580\ \text{mg}/\text{cm}^2$  w gazie roboczym detektora OTPC. Fragment zaczerwieniony odpowiada położeniu objętości aktywnej OTPC w eksperymencie. Według obliczeń około 70% jonów  $^{48}\text{Ni}$  było implantowanych w komorze, pozostała część przelatuje na wylot lub zatrzymuje się przed objętością aktywną. Obliczenia przeprowadzono programem LISE++ [58].

Napięcie utrzymywane między katodą a pierwszą folią GEM (napięcie w objętości aktywnej) wynosiło 3000 V, co oznacza, że w objętości aktywnej pole elektryczne wynosiło 210 V/cm. Napięcia na foliach GEM były regulowane indywidualnie i utrzymywały się w przedziale 240 – 280 V, a napięcia pomiędzy

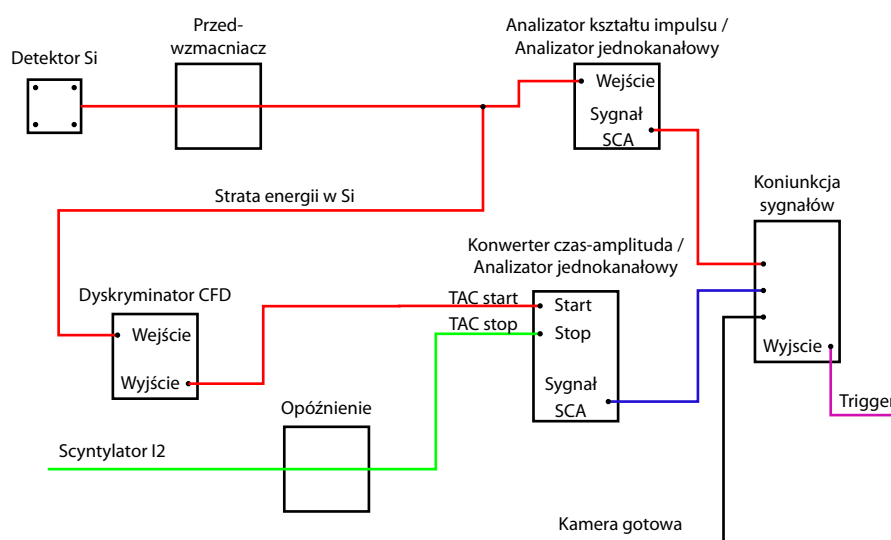


foliami wynosiły 800 V. Pomędzy ostatnią folią GEM a anodą napięcie wynosiło 1000 V. W czasie trwania eksperymentu napięcia na foliach GEM były regulowane, aby utrzymać najwyższe możliwe wzmocnienie bez wyładowań lub innych efektów niepożądanych. Fotopowielacz zbierający światło zasilony był napięciem 1.7 kV, a kamera CCD pracowała z maksymalnym dostępnym wzmocnieniem.

## Logika wyzwalania i układ zbierania danych

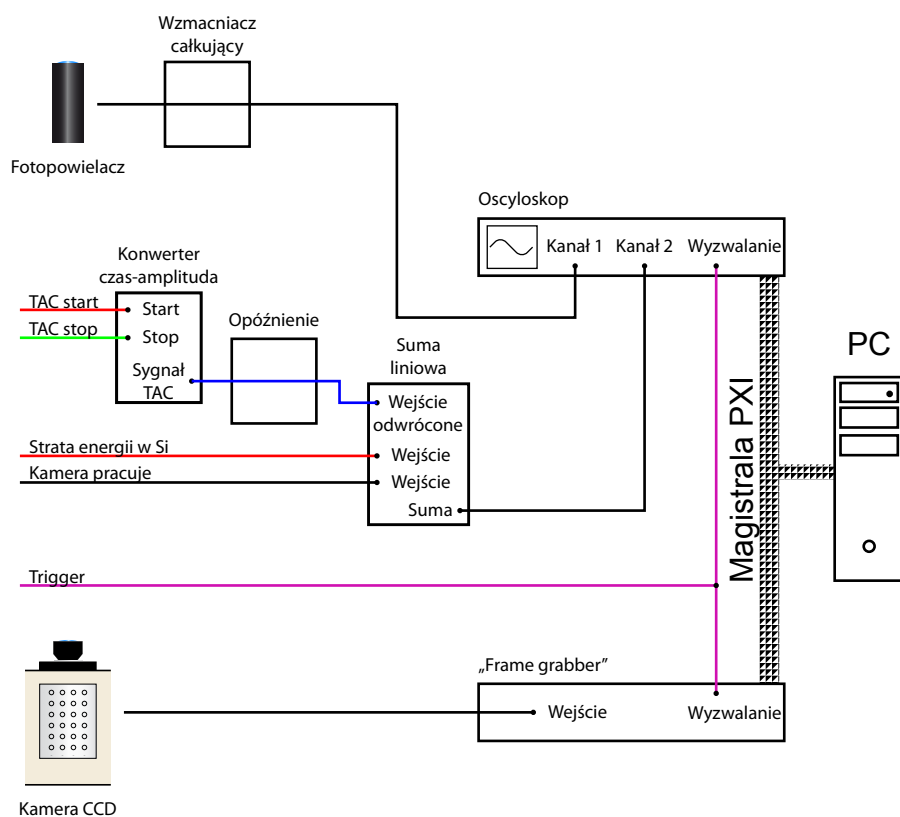
Detektor OTPC był wyzwalany w oparciu o dane identyfikacyjne z układu separatora A1900. Czas przelotu mierzono za pomocą konwertera czas-amplituda TAC (Time-Amplitude Converter), w którym jako start służył sygnał z detektora krzemowego umieszczonego tuż przed komorą OTPC, a jako stop opóźniony sygnał ze scyntylatora plastikowego umieszczonego w ostatnim ognisku separatora. Strata energii w cienkiej warstwie była mierzona za pomocą detektora krzemowego.

Aby jon został uznany za interesujący i sygnał wyzwalania był wygenerowany, zarówno czas przelotu jak i energia zdeponowana w detektorze krzemowym musiały przekroczyć zadaną wartość. Warunek ten był badany za pomocą dwóch modułów SCA (Single Channel Analyzer). Jeżeli oba warunki były spełnione jednocześnie, wystawiany był sygnał „dobry jon”. Implantacje, które miały miejsce w czasie usuwania ładunku z przetwornika CCD między ekspozycjami kamery były odrzucane. Schemat układu wyzwalania jest przedstawiony na Rys. 5.5.



Rysunek 5.5: Schemat logiki układu wyzwalania komory OTPC. Detektor krzemowy położony był tuż przed komorą OTPC, scyntylator w ognisku separatora. Sygnał „kamera gotowa” przyjmuje stan „fałsz” w czasie pomiędzy kolejnymi klatkami.

Układ zbierania danych pracował z trybie wydłużonej ekspozycji (rozdział 4.2), z długością klatki implantacyjnej 32 ms, przez cały czas trwania eksperymentu. Długość bramki oczekiwania na rozpad przez większość eksperymentu



Rysunek 5.6: Schemat połączeń w układzie zbierania danych. Sygnały opisane są tak samo jak na Rys. 5.5. Sygnał „kamera pracuje” przyjmuje wartość „prawda” w czasie pracy kamery pomiędzy kolejnymi naświetleniami, czyli jest logicznym zaprzeczeniem sygnału „kamera gotowa” z rysunku 5.5.

wynosiła 31.4 ms, jednak część danych zebrano z czasem oczekiwania na rozpad wydłużonym do 119.7 ms. Ustawienia te w dalszej części pracy określane są odpowiednio jako krótka i długa ekspozycja. Każde zdarzenie składało się z obrazu z kamery CCD i przebiegów zarejestrowanych przez oscyloskop. Oscyloskop miał dwa kanały, z których pierwszy rejestrował sygnał z fotopowielacza po przetworzeniu przez wzmacniacz całkujący o stałej całkowania 20 ns. Kanał drugi rejestrował sumę sygnału „kamera pracuje” i sygnałów identyfikacyjnych. W czasie kiedy kamera usuwa ładunek zgromadzony na elemencie CCD, sygnał „kamera pracuje” przyjmuje wartość logiczną „prawda”, co jest reprezentowane przez zmianę napięcia z 0 V na  $-3.4$  V. Analiza tych sygnałów pozwala precyzyjnie określić granice naświetlania każdego zdjęcia. Dane identyfikacyjne składały się z sygnału detektora krzemowego przetworzonego przez przedwzmacniacz i sygnału z konwertera TAC, niosącego informacje o czasie przelotu. Oscyloskop próbkował sygnał z częstotliwością 50 MHz w trybie ekspozycji krótkiej i 25 MHz w trybie ekspozycji długiej. Dane były zapisywane na dysku komputera PC połączonego z oscyloskopem i kartą przechwytywania obrazu magistralą PXI. Schemat połączeń układu zbierania danych przedstawiony jest na Rys. 5.6.

W ciągu 156 godzin zbierania danych komora została wyzwolona 8580 razy, co przekłada się na średnio 0.9 zdarzenia na minutę. 6563 zdarzenia zostały zebrane w trybie krótkiej ekspozycji i 2017 w trybie ekspozycji długiej. Łączna liczba jonów wiązki pierwotnej trafiająca w tarczę w tym czasie wyniosła około  $8 \times 10^{16}$ .

## Rozdział 6

# Analiza danych identyfikacyjnych

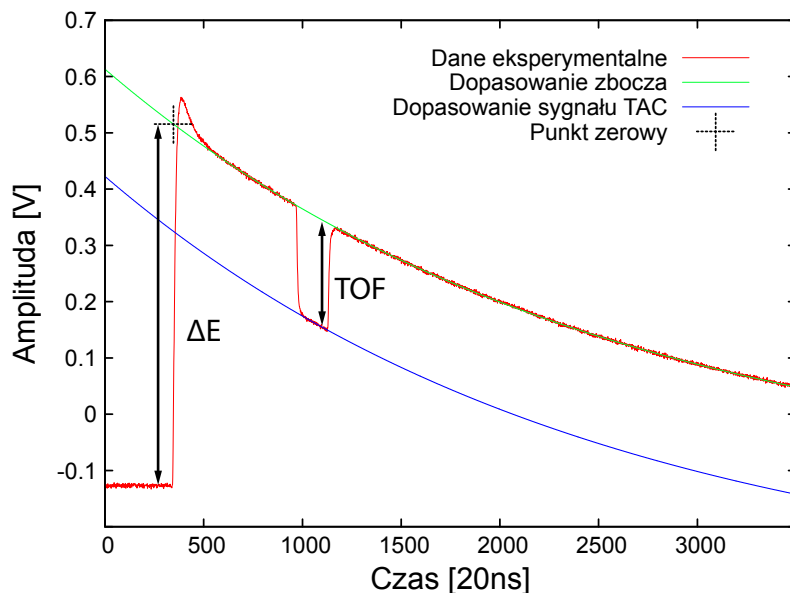
### 6.1 Identyfikacja jonów w systemie OTPC.

Niezależna identyfikacja jonów w układzie OTPC była oparta o informacje o czasie przelotu i stracie energii rejestrowane przez te same detektory, które były użyte w systemie NSCL. Dane te były zapisane przez oscyloskop w postaci przebiegu z wzmacniacza detektora Si i nałożonego na niego opóźnionego sygnału z konwertera TAC (jest to zaznaczone na schemacie podłączeń układu zbierania danych 5.6). Ponieważ tylko przebiegi z oscyloskopu towarzyszące implantacjom pożądanym jonów były zapisywane na dysku komputera, niezależna identyfikacja obejmuje tylko te zdarzenia, które zostały zarejestrowane w układzie detektora OTPC.

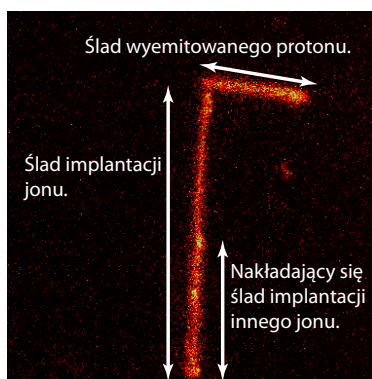
Na rysunku 6.1 przedstawiono przykładowe dane identyfikacyjne, wraz z dopasowanymi do nich krzywymi. Do widocznego sygnału ze wzmacniacza detektora krzemowego dopasowywana jest krzywa postaci  $f(x) = a \exp(bx) + c$ , wyłączając obszar nałożonego sygnału z konwertera TAC. Jako wartość strat energii ( $\Delta E$ ) brano jest wartość  $f(T_0)$ , gdzie punkt  $T_0$  określa się jako położenie pierwszej próbki o wartości 0.1 V powyżej poziomu szumu. Do obszaru sygnału z konwertera TAC dopasowywana była funkcja wykładnicza o tych samych parametrach  $a$  i  $b$  postaci  $f_{TAC}(x) = a \exp(bx) + c_{TAC}$ , jako miarę czasu przelotu (TOF) brano różnicę  $c - c_{TAC}$ . Wartości TOF jak i  $\Delta E$  nie były kalibrowane i są dalej przedstawiane w jednostkach napięcia rejestrowanego przez oscyloskop. Algorytm ten jest też przedstawiony w formie schematu blokowego w dodatku B.

Bardzo istotną cechą zastosowanej metody zapisu danych TOF- $\Delta E$  jest możliwość identyfikacji nie tylko jonu uruchamiającego zbieranie danych, ale też innych jonów implantowanych w tym samym zdarzeniu. Proces interpretacji zarejestrowanej sekwencji zdarzeń najlepiej prześledzić na przykładzie. Na rysunku 6.2 przedstawione jest zdjęcie CCD, na którym widoczne są dwa ślady implantacji ciężkich jonów i ślad rozpadu jednego z nich. Na rysunku 6.3 przedstawiono zapis sygnałów zarejestrowanych przez oscyloskop dla tego samego zdarzenia. Zawarte tam informacje pozwalają zrekonstruować kolejność wydarzeń, które miały miejsce:

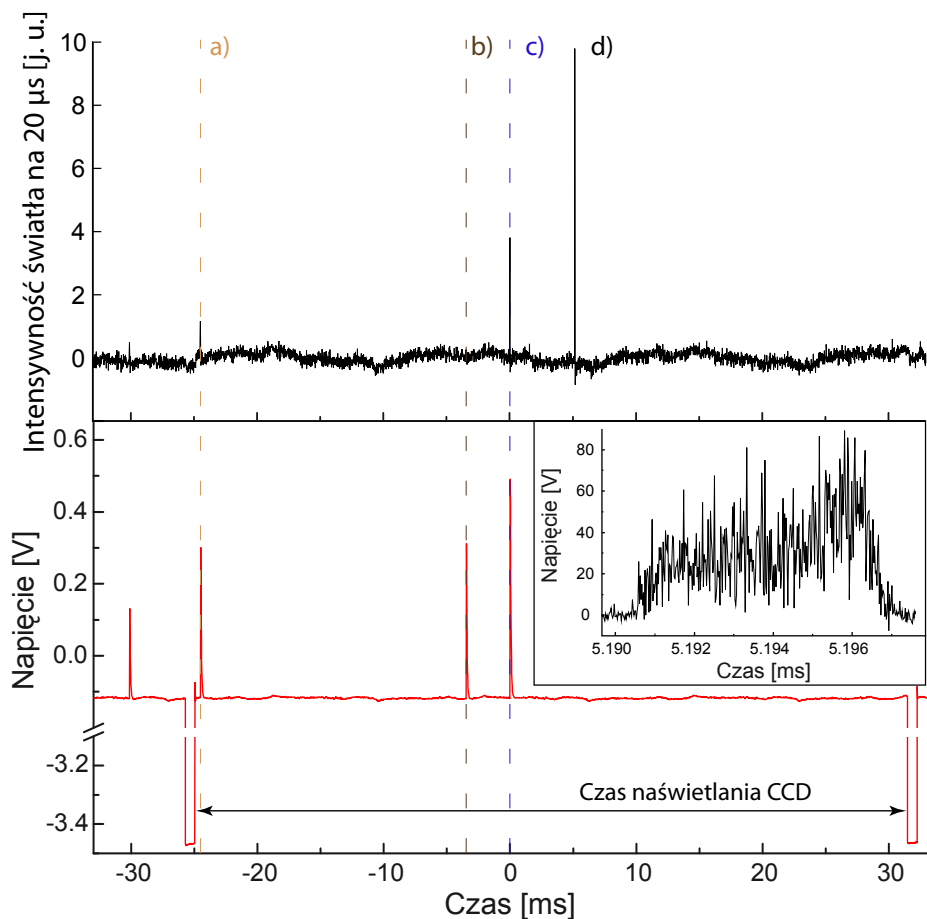
1. Czas  $-25$  ms: Rozpoczyna się naświetlanie ramki, co jest zaznaczone



Rysunek 6.1: Przykładowe dane identyfikacyjne jonu  $^{46}\text{Fe}$  wraz z dopasowaniem.



Rysunek 6.2: Przykład danych zarejestrowanych przez CCD. Widoczne są dwa nakładające się na siebie ślady implantacji. Koniec jednego z nich jest wspólny z początkiem śladu wyemitowanego protonu. Komora została wyzwolona przez implantację jonu  $^{46}\text{Fe}$ , jednak sam obraz CCD nie daje pewności, czy to właśnie ten jon wyemitował  $\beta$ -opóźniony proton. Kolejność zdarzeń przedstawionych na zdjęciu można odtworzyć na podstawie zapisu z oscyloskopu (szczegóły w tekście).



Rysunek 6.3: Przykład danych zarejestrowanych przez oscyloskop. Na czarno (górny panel) przedstawiono sygnał z fotopowielacza, sumowany przedziałami  $20 \mu\text{s}$ . Sygnał czerwony (panel dolny) pochodzi z kanału drugiego oscyloskopu, gdzie nałożone są na siebie informacje o granicach naświetlania ramki (sygnały o napięciu  $-3.4 \text{ V}$ ) oraz dane identyfikacyjne. Czas 0 odpowiada momentowi wyzwolenia układu. Zaznaczone zostały kolejne istotne zdarzenia: a) implantacja ciężkiego jonu nie spełniającego kryteriów wyzwolenia, b) ciężki jon zatrzymany w materii przed detektorem, c) implantacja ciężkiego jonu  $^{46}\text{Fe}$ , d) emisja  $\beta$ -opóźnionego protonu z  $^{46}\text{Fe}$ . Wstawka przedstawia powiększony sygnał PMT opóźnionego protonu.

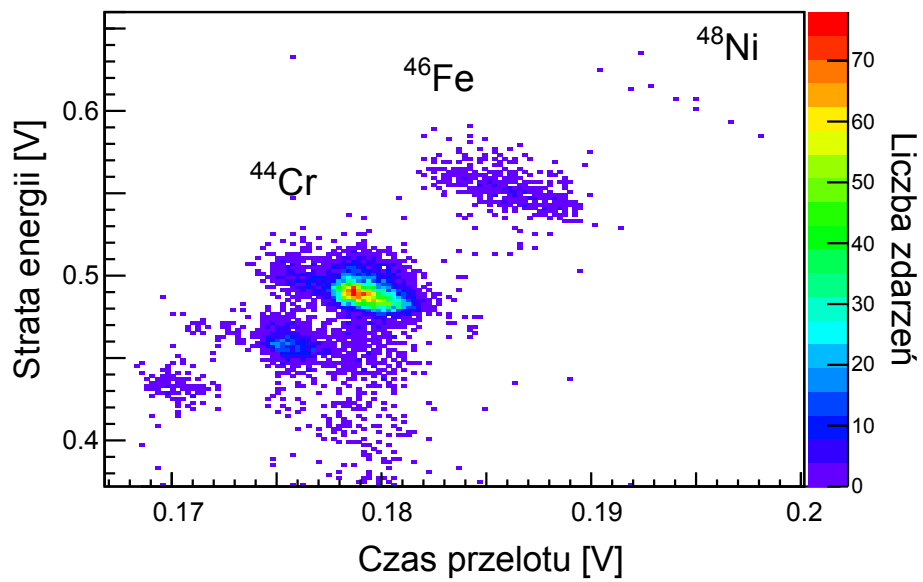
zmianą stanu sygnału „kamera pracuje” z wartości  $-3.4$  V na  $0$  V.

2. Czas  $-24.5$  ms: Rejestrowane jest światło w korelacji z sygnałem identyfikacyjnym, jednak układ zbierania danych nie zostaje uruchomiony. Według danych identyfikacyjnych zatrzymany jon to  $^{39}\text{Ca}$ . Nuklid ten nie ma kanału rozpadu z emisją protonów, nie ma więc ryzyka nieprawidłowego przypisania rozpadu do jonu. Zachowana jest zatem jednoznaczna identyfikacja, mimo, że w ramce zarejestrowano ślady dwóch ciężkich jonów.
3. Czas  $-3.5$  ms: Zarejestrowano sygnał identyfikacyjny bez korelacji ze światłem w komorze. Jon został zatrzymany w materiale pomiędzy detektorem krzemowym a objętością aktywną OTPC (na przykład w degraderze aluminiowym lub okienku).
4. Czas  $0$  ms: Jednoczesne wyzwolenie układu zbierania danych oraz rejestracja sygnału implantacyjnego i światła w komorze. Oznacza to prawidłową implantację ciężkiego jonu, a analiza danych identyfikacyjnych pozwala określić, że zatrzymany jon to  $^{46}\text{Fe}$ .
5. Czas  $5.2$  ms: zarejestrowane zostało światło w fotopowielaczu. W tym momencie komora pracuje już w trybie wysokiej czułości, stąd podobna jak w przypadku ciężkiego jonu intensywność światła odpowiada sygnałowi od protonu. Wiązka pierwotna została zatrzymana, stąd światło nie może być wynikiem implantacji kolejnego jonu. Sygnał musi więc pochodzić z rozpadu promieniotwórczego, któremu towarzyszy emisja cząstki naładowanej. Widoczna na obrazie CCD korelacja początku toru protonu z punktem zatrzymania jonu potwierdza, że rozpad miał miejsce z zatrzymanego w tym zdarzeniu ciężkiego jonu.
6. Czas  $32$  ms: Zmiana wartości sygnału „kamera pracuje” z  $0$  V na  $-3.4$  V zaznacza koniec naświetlania danej ramki CCD.

## 6.2 Widmo identyfikacyjne jonów zarejestrowanych przez OTPC

Pełne widmo identyfikacyjne dla jonów zarejestrowanych przez OTPC przedstawione jest na rysunku 6.4. W czasie całego eksperymentu zarejestrowano 8580 zdarzeń, w tym 9 zostało zidentyfikowanych jako  $^{48}\text{Ni}$ , 471 jako  $^{46}\text{Fe}$  i 5542 jako  $^{44}\text{Cr}$ . 6563 zdarzeń zebrano w trybie krótkiej ekspozycji, a 2017 w trybie długiej ekspozycji.

Porównując rysunki 6.4 i 5.2 widzimy, że widma są niemal identyczne w zakresie spełniającym warunki wyzwolenia komory. Liczba zliczeń  $^{48}\text{Ni}$  w spektrum OTPC jest mniejsza o jedno zdarzenie - prawdopodobnie ten przypadek został wyprodukowany w momencie, kiedy układ OTPC nie zbierał danych - na przykład podczas regulacji napięcia na foliach GEM lub w podczas przerwy między sesjami pomiarowymi.



Rysunek 6.4: Pełne widmo identyfikacyjne przypadków zarejestrowanych przez OTPC.



## Rozdział 7

# Algorytm rekonstrukcji torów

Detektor OTPC pozwala na rekonstrukcję w trzech wymiarach torów cząstek naładowanych poprzez łączenie informacji z rzutu zdarzenia na płaszczyznę XY (zdjęcie CCD) i rzutu na oś Z (zapis PMT). Odtworzenie w trzech wymiarach torów emitowanych cząstek pozwala poznać ich kierunki oraz energie, pod warunkiem, że tory cząstek mieszczą się w objętości aktywnej detektora. Na takiej samej zasadzie możliwa jest rekonstrukcja zarówno protonów, jak i cząstek alfa czy ciężkich jonów, jednak w opisywanym eksperymencie obserwowano jedynie przypadki emisji jednego lub dwóch protonów.

Procedura rekonstrukcji torów rejestrowanych w detektorze OTPC polega na porównywaniu mierzonych sygnałów z symulowaną odpowiedzią detektora i poszukiwaniu parametrów najlepiej odtwarzających dane eksperymentalne. Składa się ona z trzech niezależnych części: symulacji strat energii jonu w gazie, symulacji odpowiedzi detektora i porównywania otrzymanego wyniku z danymi eksperymentalnymi.

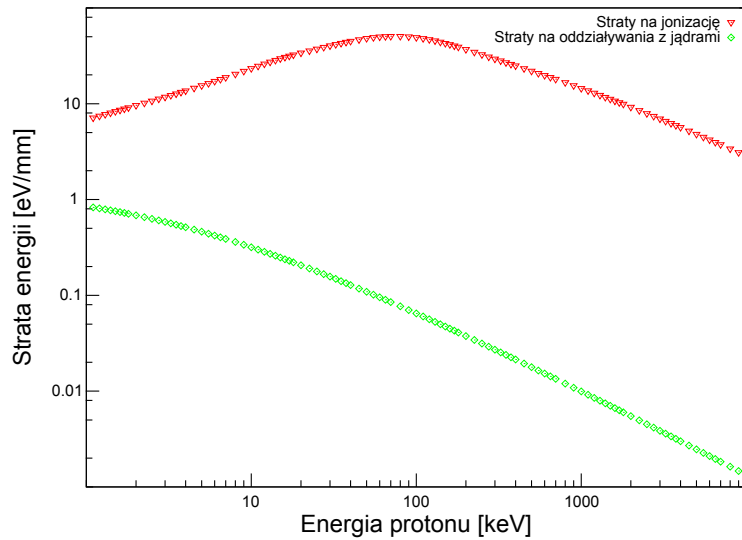
### 7.1 Symulacja zatrzymywania protonu w gazie

Proton poruszający się w mieszaninie gazowej wypełniającej objętość aktywną komory OTPC traci swoją energię poprzez oddziaływanie z cząsteczkami gazu. Posługując się programem SRIM [23] można obliczyć zależność energii traconej na jednostkę długości od energii protonu dla gazu o zadanym składzie i gęstości.

W eksperymencie objętość aktywna komory wypełniona była mieszaniną He, Ar i N<sub>2</sub> w stosunku 49.5 : 49.5 : 1. Temperatura w sali pomiarowej była utrzymywana przez system klimatyzacji i wynosiła 20(2)°C. Średnie ciśnienie atmosferyczne zredukowane do poziomu morza dla okresu 18 marca - 1 kwietnia 2011 (czas trwania eksperymentu) wynosiło 1021(7) hPa<sup>1</sup>. Korzystając z tych wartości można obliczyć gęstość gazu, która wynosi  $\rho = 0.90(1)$  mg/cm<sup>3</sup> i obliczyć straty energii na jednostkę długości toru dla użytej mieszanki gazowej. Wyniki obliczeń programu SRIM[23] są przedstawione na rysunku 7.1. Program

---

<sup>1</sup>Dane pochodzą ze stacji pomiarowej lotniska KLAN, około 10 km od laboratorium NSCL. Dane uzyskane poprzez program Mathematica za pomocą usługi Wolfram Alpha. Dostęp dnia 5 maja 2013.



Rysunek 7.1: Straty energii protonu na jednostkę długości w gazie roboczym OTPC w zależności od energii protonu według obliczeń programu SRIM.

rozdziela straty energii na jonizację i straty energii w oddziaływaniach z jądrami (proces ten nie uwalnia elektronów, a więc nie generuje sygnału w OTPC), jednak w przedziale energii typowym dla emisji protonów w rozpadach jądrowych (do 10 MeV) dominują straty jonizacyjne. W dalszej części pracy te dwa mechanizmy nie są rozróżniane.

Profil strat energii protonu w gazie obliczany był poprzez podział jego toru na odcinki długości 0.05 mm i wyznaczenie straty energii w każdym kolejnym odcinku, w oparciu o obliczenia programu SRIM. Dla zwiększenia dokładności symulacji, wartości pomiędzy punktami obliczonymi w programie SRIM były interpolowane przy pomocy krzywej drugiego stopnia. Ponieważ niepewność wyznaczenia gęstości gazu jest mała (około 1%), to błąd ten był zaniedbywany i posługiwano się profilem zakładającym dokładną wartość gęstości gazu.

## 7.2 Symulacja odpowiedzi detektora

Podstawowym założeniem symulacji odpowiedzi detektora jest liniowa zależność pomiędzy amplitudą sygnału a jonizacją gazu przez zatrzymaną cząstkę. Proces zatrzymania cząstki zachodzi na tyle szybko, że z punktu widzenia symulacji można go uznać za natychmiastowy. W przypadku zdjęcia CCD można też pominąć czas dryfu elektronów, który jest ponad 3 rzędy wielkości mniejszy niż czas ekspozycji. Liczba fotonów zarejestrowana w danym pikselu kamery CCD jest zatem proporcjonalna do energii zdeponowanej bezpośrednio nad nim w całej wysokości objętości aktywnej komory.

Podobnie amplituda sygnału fotopowielacza w kolejnych próbkach zależy od ładunku, który dociera do układu wzmacnienia w kolejnych przedziałach czasu. Znając prędkość dryfu elektronów w gazie można podzielić objętość aktywną wzdłuż osi Z na plasterki o grubości  $t_p \cdot v_d$ , gdzie  $t_p$  to czas pomiędzy kolejnymi próbkami sygnału, a  $v_d$  to prędkość dryfu. Zatem amplituda sygnału w n-tej

próbce w fotopowielaczu jest proporcjonalna do energii zdeponowanej w n-tym plasterku objętości aktywnej. Prędkość dryfu elektronów w objętości aktywnej, niezbędna do prawidłowej symulacji sygnału PMT, musi zostać zmierzona eksperymentalnie z możliwie dużą precyzją.

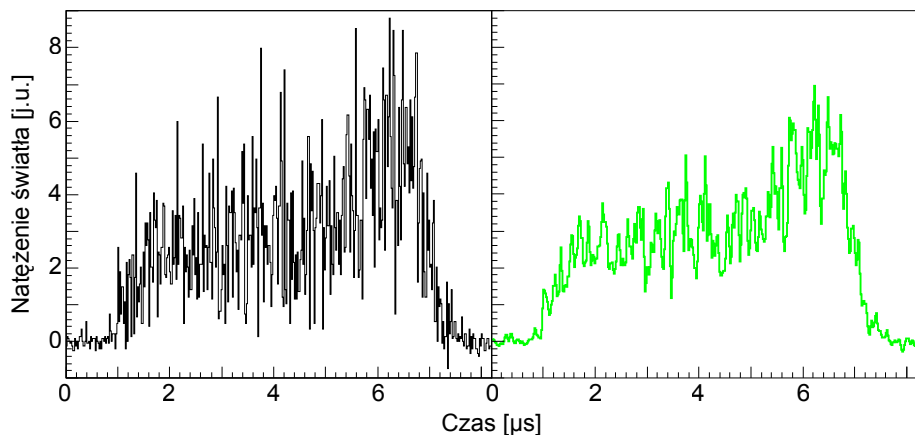
Chmura ładunku w czasie dryfu przez objętość aktywną detektora i podczas powielania w foliach GEM ulega dyfuzji przestrzennej. Powstałe w ten sposób rozmycie sygnału zależy od takich czynników, jak napięcia na foliach GEM, gęstość gazu (a więc pośrednio temperatura i ciśnienie) czy całkowita długość dryfu i ma różną szerokość wzdłuż i w poprzek kierunku pola elektrycznego. Korzystając z faktu, że rekonstruowane tory są krótkie, można zaniedbać zmianę rozmycia na przestrzeni danego toru i uznać, że jest ono stałe dla każdego pojedynczego zdarzenia. Inne parametry, od których zależy szerokość rozmycia, mogą się zmieniać w czasie trwania eksperymentu i z tego powodu należy oczekiwać niewielkich zmian szerokości rozmycia dla różnych zdarzeń. Symulując odpowiedź detektora przyjęto profil gaussowski kształtu rozmycia, a jego szerokość mogła być różna w CCD i PMT.

### 7.3 Funkcja oceny podobieństwa zdarzeń $\xi_{tot}^2$

W przypadku detektora OTPC współczynnik proporcjonalności, określający zależność między zaobserwowaną intensywnością światła a zdeponowaną energią, może być różny dla różnych zdarzeń. Dlatego poniższy algorytm skupia się na analizie kształtów zaobserwowanych rozkładów intensywności światła bez rozpatrywania ich bezwzględnej amplitudy. Zaletą takiego podejścia jest możliwość zaniedbania współczynnika proporcjonalności w symulacjach, co pozwala uniknąć stosowania kalibracji bezwzględnej, trudnej do przeprowadzenia i wprowadzającej dużą niepewność do wyników. Sygnały zaobserwowane eksperymentalnie są przygotowywane do analizy w następujący sposób:

1. Z obrazu CCD usuwana jest część niezawierająca sygnału rozpadu oraz ślad implantacji. Ze zdarzeń 2p usuwane są też ewentualne ślady  $\beta$  opóźnionych protonów emitowanych z córki procesu 2p.
2. Od pozostałego obrazu odejmowany jest wkład tła, obliczony na podstawie części zdjęcia, która nie obejmuje objętości aktywnej OTPC. Następnie obraz jest wygładzany za pomocą filtra gaussowskiego o  $\sigma = 1$  piksel i normalizowany do sumy wartości pikseli równej 1.
3. Z sygnału PMT wybierany jest fragment zawierający światło od rozpadu.
4. Od wybranego fragmentu odejmowany jest wkład tła, oszacowany na podstawie próbek sprzed implantacji. Następnie sygnał jest wygładzany za pomocą filtra gaussowskiego o szerokości  $\sigma = 40$  ns i normalizowany do sumy wartości próbek równej 1.
5. Początek i koniec śladu na zdjęciu i sygnału w przebiegu z fotopowielacza są określane ręcznie dla każdego przypadku.

Na rysunkach 7.2 i 7.3 przedstawiono porównanie danych eksperymentalnych dla przypadku emisji  $\beta$ -opóźnionego protonu z wygładzaniem filtrem gaussowskim i bez niego. Zastosowany filtr skutecznie usuwa ostrzowy charakter sygnału



Rysunek 7.2: Porównanie sygnału zarejestrowanego w fotopowielaczu, podczas obserwacji  $\beta$ -opóźnionej emisji protonu, przed (wykres lewy) i po (wykres prawy) zastosowaniu filtra gaussowskiego. Szerokość rozmycia dobrano tak, aby usunąć największe wahania amplitudy przy możliwie najmniejszej zmianie kształtu sygnału.

przy zachowaniu informacji o całkowitej ilości światła (aby rozwiązać problem warunków brzegowych filtra, na granicach zdjęcia i przebiegu PMT dodawane są punkty o wartości zero). Sygnał symulowany był poddawany działaniu takiego samego zestawu filtrów. Dzięki zastosowaniu jądra filtra o rozmiarze dwunastokrotnie większym niż parametr  $\sigma$ , sygnał z symulacji łagodnie osiągał wartość bliską zero.

W celu określenia podobieństwa symulacji do danych eksperymentalnych wprowadzamy funkcję oceny  $\xi_{tot}^2$  oraz funkcje pomocnicze  $\xi_{PMT}^2$  i  $\xi_{CCD}^2$  zdefiniowane poniżej.

$$\xi_{PMT}^2 = \sum_i [PMT_{exp}(i) - PMT_{sim}(i)]^2, \quad (7.1)$$

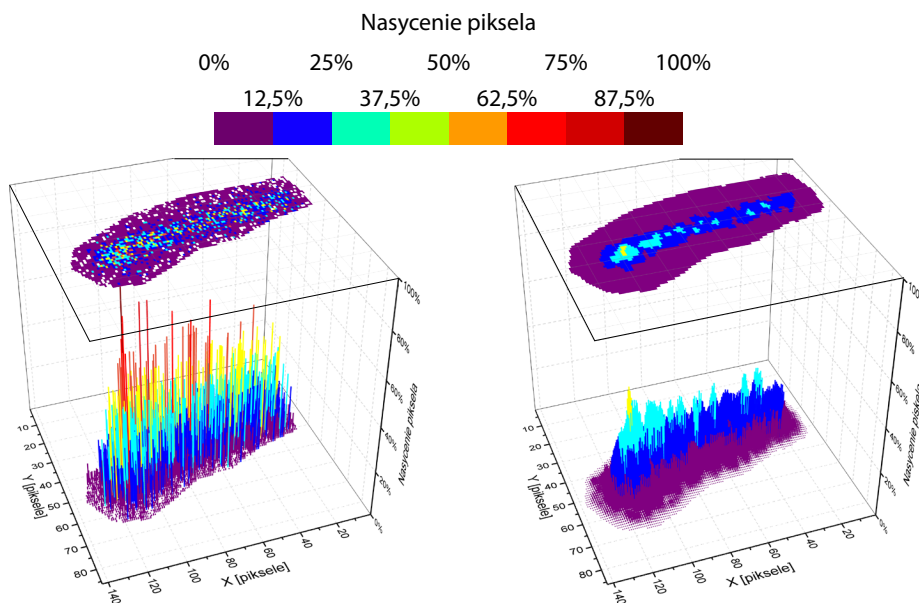
gdzie  $PMT_{exp}(i)$  i  $PMT_{sim}(i)$  to odpowiednio: dane zaobserwowane eksperymentalnie i symulowana odpowiedź detektora dla  $i$ -tej próbki. Sumowanie odbywało się po całej długości sygnału symulowanego. Jeżeli próbka przebiegu eksperymentalnego miała być pobrana spoza przygotowanego wcześniej sygnału, jej wartość była przyjmowana jako zero.

$$\xi_{CCD}^2 = \sum_{i,j} [CCD_{exp}(i,j) - CCD_{sim}(i,j)]^2, \quad (7.2)$$

gdzie  $CCD_{exp}(i,j)$  i  $CCD_{sim}(i,j)$  to odpowiednio: dane zaobserwowane eksperymentalne i symulowana odpowiedź detektora dla piksela o współrzędnych  $(i,j)$ . Zakres sumowania jest wybrany podobnie jak w przypadku sygnału z fotopowielacza.

Ostatecznie funkcję  $\xi_{tot}^2$  definiuje się jako

$$\xi_{tot}^2 = \frac{\xi_{CCD}^2}{w_{CCD}} + \frac{\xi_{PMT}^2}{w_{PMT}}, \quad (7.3)$$



Rysunek 7.3: Porównanie sygnału z kamery CCD w tym samym zdarzeniu, co na poprzednim rysunku przed (po lewej) i po (po prawej) zastosowaniu filtra gaussowskiego. Szerokość rozmycia dobrano tak, aby usunąć największe wahania amplitudy przy możliwie najmniejszej zmianie kształtu sygnału.

gdzie  $w_{CCD}$  i  $w_{PMT}$  to czynniki wagowe powiązane z liczbą stopni swobody. Jako  $w_{CCD}$  przyjmujemy długość toru wyrażoną w pikselach. Podobnie  $w_{PMT}$  to długość sygnału zarejestrowanego w fotopowielaczu wyrażona w liczbie próbek.

Parametry  $w_{CCD}$  i  $w_{PMT}$  są tak zdefiniowane, aby żadne ze źródeł danych nie dominowało funkcji  $\xi_{tot}^2$ . Wartość  $w_{CCD}$  jest znacznie mniejsza niż liczba punktów biorących udział w obliczaniu  $\xi_{tot}^2$  ze względu na rozmycie toru - przy prawidłowo wprowadzonym modelu rozmycia kształt poprzeczny śladu nie wprowadza nowych informacji do dopasowania.

## 7.4 Algorytm minimalizacji funkcji $\xi_{tot}^2$ dla zdarzeń z emisją jednego protonu

Procedura rekonstrukcji zdarzeń zarejestrowanych w OTPC polegała na porównywaniu symulowanej odpowiedzi detektora z danymi eksperymentalnymi i poszukiwanie takich parametrów symulacji, dla których wartość  $\xi_{tot}^2$  była najmniejsza. W opisywanej procedurze do opisu pojedynczego protonu użyto przestrzeni 8 parametrów: energii  $E_1$ , kąta emisji względem płaszczyzny XY ( $\theta_1$ ), kąta rzutu toru emisji na płaszczyznę XY ( $\varphi_1$ ), szerokości rozmycia na zdjęciu CCD ( $\sigma_{CCD}$ ), stosunku szerokości rozmycia w CCD i w PMT ( $\sigma_{mult} = \frac{\sigma_{PMT}}{\sigma_{CCD}}$ ) i położenia początku toru na zdjęciu i w fotopowielaczu ( $X_{off}$ ,  $Y_{off}$  i  $PMT_{off}$ ).

Zgodnie z obliczeniami programu SRIM, dla ciężkich jonów o energii rzędu kilkudziesięciu keV dominującą metodą wytracania energii nie jest jonizacja, a przekaz energii do jąder gazu roboczego. Zatem w symulacji nie jest konieczne

uwzględnianie energii odrzutu jądra, które wytraca swoją energię, prawie w ogóle nie powodując jonizacji.

Pierwsze oszacowanie kierunku emisji (kąty  $\varphi_{init}$ ,  $\theta_{init}$ ) jest wyznaczone ręcznie. Ręczne ustalenie granic toru na zdjęciu CCD i w sygnale PMT pozwalało oszacować długość toru protonu, co z kolei pozwalało na określenie energii  $E_{init}$  na podstawie obliczeń programu SRIM [23]. Wartości początkowe dla przesunięć ( $X_{init}$ ,  $Y_{init}$  i  $PMT_{init}$ ) były dobierane tak, aby punkty o najwyższej amplitudzie w PMT i CCD pokrywały się. Minimalizacja  $\xi_{tot}^2$  odbywała się poprzez przeszukiwanie przestrzeni parametrów wokół wartości początkowych z użyciem siatki o zadanej szerokości kroku. Zakres przeszukiwanych parametrów i długość kroku przedstawione są w tabeli 7.1.

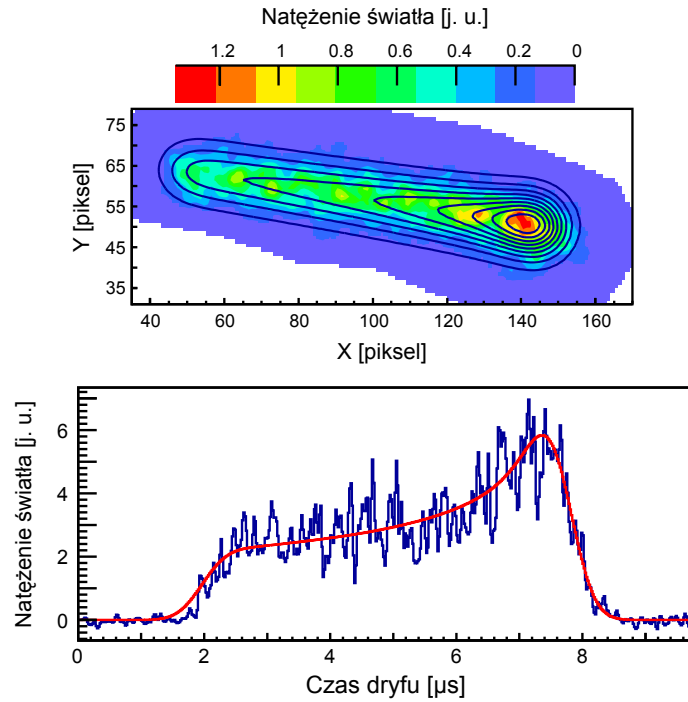
Parametr	Wartość początkowa	Szerokość kroku	Liczba kroków
$E$	$E_{init}$	6 keV	$\pm 37$
$\theta$	$\theta_{init}$	2	$\pm 10$
$\varphi$	$\varphi_{init}$	1	$\pm 5$
$\sigma_{CCD}$	2.55 px	0.3 px	$\pm 1$
$\sigma_{mult}$	0.65	0.1	$\pm 1$
$X_{off}$	$X_{init}$	1 px	$\pm 8$
$Y_{off}$	$Y_{init}$	1 px	$\pm 8$
$PMT_{off}$	$PMT_{init}$	2 próbki oscyloskopu	$\pm 8$

Tabela 7.1: Zakres poszukiwania minimum  $\xi_{tot}^2$  dla zdarzeń z emisją jednego protonu.

### Uwagi na temat stabilności minimum $\xi_{tot}^2$

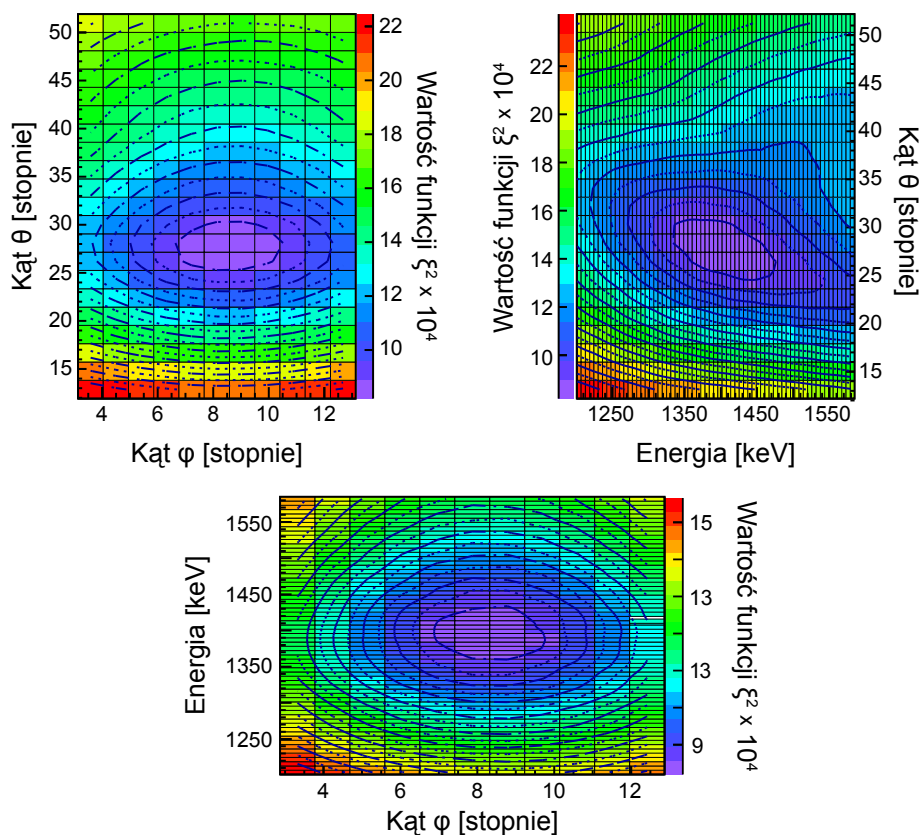
Poszukiwanie minimum w tak szerokich zakresach parametrów jak przedstawione w tabeli 7.1 pozwala na ocenę stabilności minimów funkcji  $\xi_{tot}^2$ . Na rysunku 7.4 przedstawiono jedno z zarejestrowanych zdarzeń emisji  $\beta p$  wraz z rekonstrukcją. W tym przypadku warunki są optymalne dla rekonstrukcji - proton o energii 1393 keV (co odpowiada długości toru około 74 mm) został wyemitowany pod kątem 28 stopni do płaszczyzny XY, dzięki czemu zarówno na zdjęciu jak i w zapisie z fotopowielacza zarejestrowano sygnał o długości istotnie większej niż szerokość rozmycia. Zachowanie się funkcji  $\xi_{tot}^2$  ilustruje rysunek 7.5, na którym przedstawiono mapy  $\xi_{tot}^2$  dla trzech par podstawowych parametrów ( $E$ ,  $\theta$ ,  $\varphi$ ). Każdy z punktów na tych rysunkach przedstawia wartość  $\xi_{tot}^2$  zminimalizowaną dla wszystkich zmiennych poza przedstawionymi na osiach wykresu. Widoczne na każdym z tych wykresów minimum lokalne pokazuje, że najlepsze oszacowanie jest dobrze określone, a zmiany w dowolnym z parametrów cząstki nie mogą zostać skompensowane przez zmianę pozostałych parametrów (na przykład zwiększenie kąta emisji i jednocześnie zwiększenie energii daje prawie identyczny sygnał na zdjęciu CCD, ale pogarsza zgodność sygnałów z fotopowielacza). Jest to jednocześnie wyraźne wskazanie, że wagi dobrane przy konstrukcji funkcji  $\xi_{tot}^2$  prawidłowo pełnią swoją funkcję i równoważą wkład do funkcji  $\xi_{tot}^2$  od  $\xi_{CCD}^2$  i  $\xi_{PMT}^2$ .

Na rysunku 7.6 przedstawiono zdarzenie trudniejsze w rekonstrukcji wraz z najlepszą symulacją. Energia wyemitowanego protonu to zaledwie 920 keV, co odpowiada długości toru około 39 mm. Ponadto kąt emisji względem płaszczyzny



Rysunek 7.4: Przykład rekonstrukcji zdarzenia z emisją jednego protonu. Najlepsze dopasowanie uzyskano dla cząstki o energii 1393 keV wyemitowanej pod kątem 28 stopni względem płaszczyzny XY i pod kątem 8 stopni od osi X. Górny panel przedstawia sygnał zarejestrowany (kolor) oraz nałożoną dopasowaną symulację (poziomice). Na panelu dolnym linią niebieską zaznaczono sygnał zarejestrowany w oscyloskopie, a czerwoną - dopasowaną symulację. Rekonstruowane zdarzenie jest tym samym, którego sygnały zostały przedstawione na rysunkach 7.2 i 7.3.

XY to zaledwie 8 stopni, przez co sygnał zarejestrowany w fotopowielaczu jest bardzo wąski i niemal symetryczny. Na rysunku 7.7 przedstawione są mapy funkcji  $\xi_{tot}^2$  dla tego zdarzenia. Na szczególną uwagę zasługuje struktura map względem kąta  $\theta$ , na których widoczne są dwa minima lokalne symetryczne względem  $0^\circ$ . Wynika to z faktu, że dla kątów  $\theta$  o takiej samej wartości, ale przeciwnym znaku sygnał w zdjęciu jest identyczny, a dla małych kątów  $\theta$  sygnał z fotopowielacza jest niemal symetryczny. Jeżeli jednak powiększymy interesujący obszar, co zostało przedstawione na rysunku 7.8, to jedno z minimów okazuje się zauważalnie płytsze. Pokazuje to, że nawet w nieoczywistej sytuacji istnieje dobrze określone minimum globalne funkcji  $\xi_{tot}^2$ , a także, że nawet w przypadku, kiedy jeden z kanałów dominuje w sensie ilości zawartych informacji (w tym przypadku zdjęcie CCD), używane wagi dobrze równoważą wkład do funkcji  $\xi_{tot}^2$  od zdjęcia CCD i zapisu z fotopowielacza.



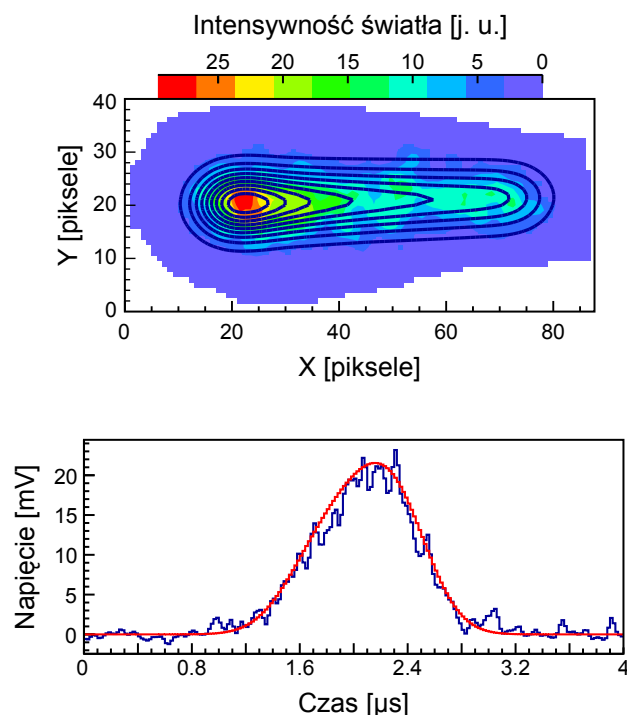
Rysunek 7.5: Mapy funkcji  $\xi_{tot}^2$  w zależności od kątów  $\varphi$  i  $\theta$  oraz energii protonu dla dopasowania zdarzenia przedstawionego na rysunku 7.4. Każdy z punktów ilustruje wartość  $\xi_{tot}^2$  zminimalizowaną dla zmiennych nie przedstawionych na osiach danego wykresu.

## 7.5 Algorytm minimalizacji funkcji $\xi_{tot}^2$ dla zdarzeń z emisją dwóch protonów

W przypadku rekonstrukcji zdarzeń, w których emitowane były dwa protony, każda z cząstek była symulowana niezależnie. Następnie łączono sygnały przy założeniu, że emisja obu cząstek miała miejsce z tego samego punktu w czasie i przestrzeni. W stosunku do symulacji z emisją jednego protonu zestaw parametrów opisujących zdarzenie poszerza się o kąty określające kierunek emisji drugiej cząstki ( $\varphi_2, \theta_2$ ) i jej energię  $E_2$ .

W odróżnieniu od rekonstrukcji zdarzeń z emisją jednego protonu, dla emisji dwuprotonowych nie przeszukuje się całej przestrzeni rozwiązań wokół oszacowanych parametrów początkowych. Zamiast tego na początku rozwiązanie jest poszukiwane poprzez zmianę parametrów jednego protonu na raz. Po przeszukaniu fragmentu przestrzeni zmieniany jest proton, którego parametry są modyfikowane. Te dwa kroki są powtarzane aż do osiągnięcia stabilnego rozwiązania, przy czym za każdym razem parametry startowe pochodzą ze znalezionego w





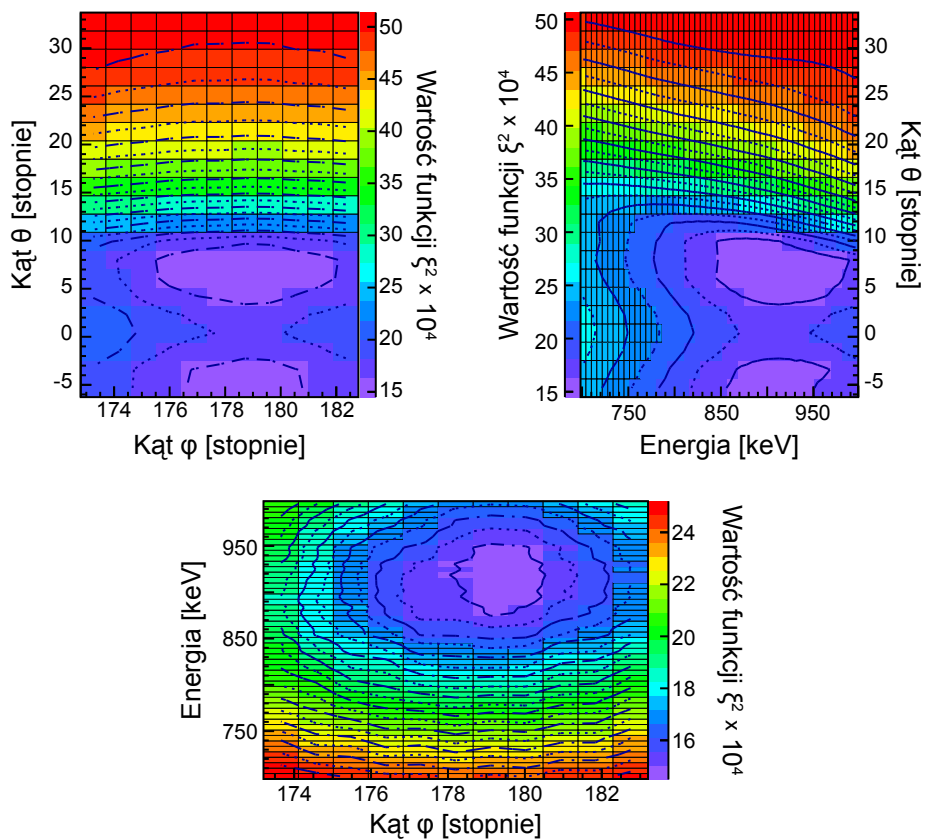
Rysunek 7.6: Przykład rekonstrukcji trudnego zdarzenia z emisją jednego protonu. Najlepsze dopasowanie uzyskano dla cząstki o energii 920 keV wyemitowanej pod kątem 8 stopni względem płaszczyzny XY i pod kątem  $-178$  stopni od osi X. Górny panel przedstawia sygnał zarejestrowany (kolor) oraz nałożoną dopasowaną symulację (poziomice). Na panelu dolnym linią niebieską zaznaczono sygnał zarejestrowany w oscyloskopie, a czerwoną - dopasowaną symulację.

poprzednim kroku minimum. Po znalezieniu stabilnego rozwiązania, jego okolica jest przeszukiwana przy modyfikacji parametrów obydwu protonów jednocześnie. Ta seria kroków jest powtarzana aż do osiągnięcia stabilnego zestawu parametrów opisujących symulację. Zakresy przeszukiwania parametrów są przedstawione w tabeli 7.2. Schemat blokowy powyższego algorytmu jest przedstawiony na rysunku B.2 w dodatku B. Warto podkreślić, że zasięg siatki może być istotnie mniejszy niż przy dopasowaniu jednej cząstki, ponieważ w każdym kolejnym kroku nie jest konieczne znalezienie najlepszego dopasowania, a jedynie zbliżenie się do niego.

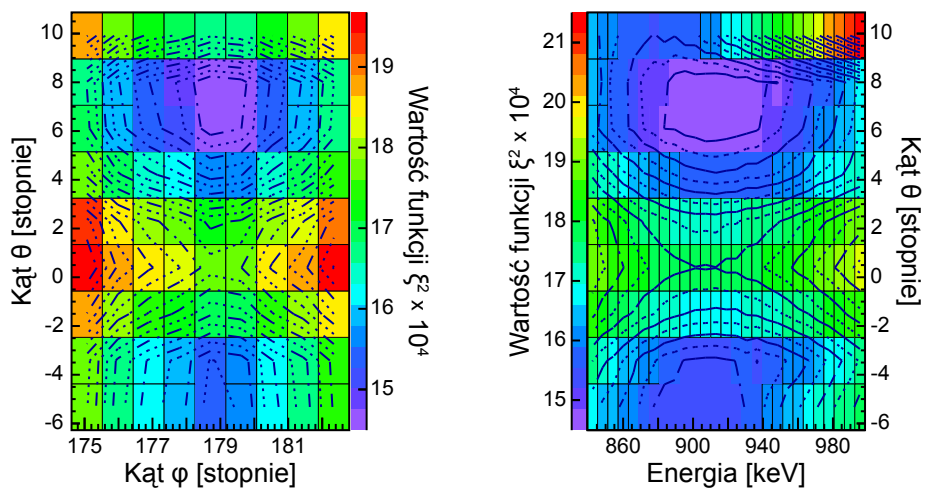
Przykłady dopasowania do danych eksperymentalnych zostaną przedstawione w rozdziale 8 wraz z wynikami analizy zdarzeń  $^{48}\text{Ni}$ .

## 7.6 Oszacowanie niepewności rekonstruowanych parametrów

Aby oszacować niepewność dopasowania parametrów, również posłużono się funkcją  $\xi_{tot}^2$ . Najpierw funkcja była skalowana tak, aby w minimum miała wartość 1, a następnie badano jak zmienia się ta funkcja przy modyfikacjach tylko



Rysunek 7.7: Mapy funkcji  $\xi_{tot}^2$  w zależności od kątów  $\varphi$  i  $\theta$  oraz energii protonu dla dopasowania zdarzenia z rysunku 7.6. Każdy z punktów to wartość  $\xi_{tot}^2$  zminimalizowana dla zmiennych nie przedstawionych na osiach danego wykresu.



Rysunek 7.8: Powiększenie fragmentów dwóch map funkcji  $\xi_{tot}^2$  dla dopasowania zdarzenia przedstawionego na rysunku 7.6, ukazujące różnice w głębokości minimum globalnego i minimum lokalnego.

Tabela 7.2: Zakres poszukiwania minimum  $\xi_{tot}^2$  dla zdarzeń z emisją dwóch protonów.

Parametr	Szerokość kroku	Liczba kroków przy zmianach jednej cząstki	Liczba kroków przy zmianach obu cząstek
$E$	6 keV	$\pm 8$	$\pm 4$
$\theta$	$1.4^\circ$	$\pm 8$	$\pm 3$
$\varphi$	$1^\circ$	$\pm 8$	$\pm 3$
$\sigma_{CCD}$	0.3 px	$\pm 1$	–
$\sigma_{mult}$	0.1	$\pm 1$	–
$X_{off}$	1 px	$\pm 8$	$\pm 8$
$Y_{off}$	1 px	$\pm 8$	$\pm 8$
$PMT_{off}$	2 próbki oscyloskopu	$\pm 10$	$\pm 10$

jednego parametru. Jako niepewność brano różnicę między wartością parametru dla najlepszego dopasowania i dopasowania, w którym przeskalowana funkcja  $\xi_{tot}^2$  przekraczała wartość 2. W przypadku, gdy wynik był asymetryczny, niepewności dodatnią i ujemną uśredniano. Na rysunkach 7.9 i 7.10 przedstawione są wykresy ilustrujące zależność  $\xi_{tot}^2$  od zmian pojedynczych parametrów dla przykładowych rekonstrukcji emisji pojedynczego protonu przedstawionych na rysunkach 7.4 i 7.6.

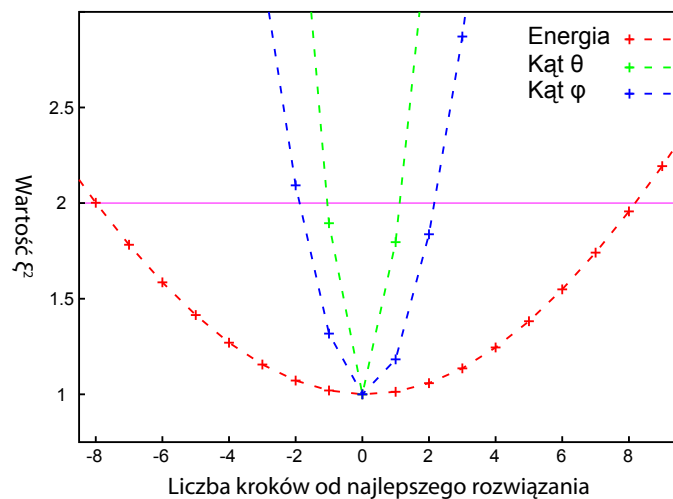
Dla zdarzeń z emisją jednego protonu niepewność energii mieści się w zakresie od 4 % do 8 %. Dla zdarzeń z emisją dwóch protonów, w których oba tory były krótkie, niepewność dopasowania energii każdego z nich typowo mieściła się w przedziale od 10 % do 15 %. Niepewność kąta  $\theta$  mieściła się w przedziale od  $2^\circ$  do  $5^\circ$ , a niepewność kąta  $\varphi$  w przedziale od  $7^\circ$  do  $13^\circ$ .

W powyższych rozważaniach pominięto efekt "stragglingu" w gazie, czyli różnicy zasięgu cząstek o tej samej energii wynikającej ze statystycznej natury procesu zatrzymywania jonu. Według obliczeń programu SRIM efekt taki może się wiązać ze zmianą długości toru o nie więcej niż 5% w zakresie energii protonu od 400 keV do 1 MeV. Gdyby energia cząstki była ustalana wyłącznie na podstawie długości toru, to efekt ten mógłby skutkować przekłamaniami energii od około 4% dla energii 400 keV do około 3% dla energii 1 MeV. Ciężko jest określić, jak duży wpływ ma ten efekt na niepewność procedury w której porównywane są kształty profilu strat energii, a nie jedynie długość toru cząstki. Najlepszym rozwiązaniem byłaby kalibracja rozdzielczości procedury rekonstrukcji w oparciu o znane linie w widmie protonów, jednak w tym eksperymencie nie było to możliwe. Opisany efekt może więc wprowadzać do procedury rekonstrukcji błąd systematyczny, który nie przekracza 4%.

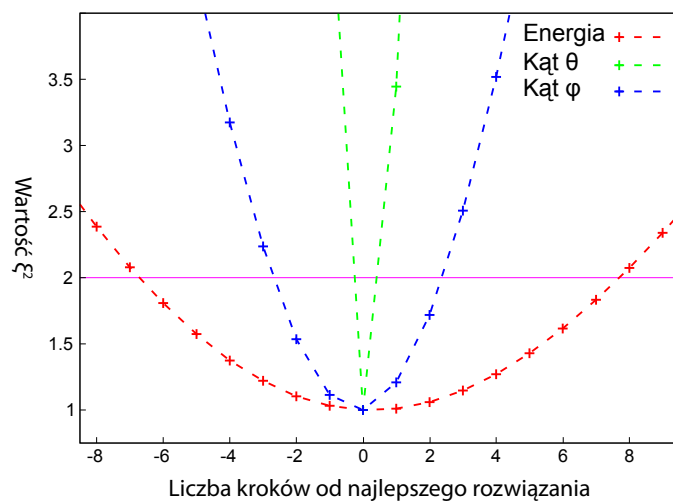
## 7.7 Kalibracja prędkości dryfu

Do prawidłowej rekonstrukcji zdarzeń niezbędna jest znajomość prędkości dryfu elektronów w objętości aktywnej komory OTPC. W opisywanym eksperymencie prędkość tę zmierzono dwoma sposobami.

Podczas eksperymentu dokonano pomiaru bezpośredniego za pomocą wiązki implantowanych jonów. W tym celu detektor został ustawiony w tryb wysokiej



Rysunek 7.9: Wykres zależności  $\xi_{tot}^2$  od zmian pojedynczych parametrów dla przypadku z rysunku 7.4, znormalizowany do wartości 1 w minimum. Na wykresie zaznaczono linią fioletową wartość 2. Za niepewność dopasowania przyjmuje się pierwszy punkt powyżej wartości 2. Oś X jest wyrażona w szerokości odpowiednich kroków dopasowania.



Rysunek 7.10: Wykres analogiczny do 7.9, dla przypadku przedstawionego na rysunku 7.6.

czułości, a napięcia na foliach GEM obniżono do poziomu, przy którym sygnały od implantacji jonów nie wysyciły fotopowielacza i kamery CCD. Następnie dla kilkuset przypadków zmierzono czas pomiędzy sygnałem z detektora krzemowego umieszczonego przed oknem komory OTPC i środkiem sygnału w fotopowielaczu. Zakładając, że wiązka była implantowana w centralnym punkcie okienka komory uzyskano wynik  $v_{dmin} = 5.6(3)$  mm/ $\mu$ s w granicy zerowego czasu propagacji przez sekcję wzmocnienia i  $v_{dmax} = 6.6(4)$  mm/ $\mu$ s w granicy prędkości propagacji przez układ wzmocnienia takiej samej jak przez objętość aktywną.

Drugi ze sposobów polegał na porównaniu widm protonów emitowanych z  $^{44}\text{Cr}$  zrekonstruowanych za pomocą opisanego powyżej algorytmu z wynikami z pracy [32]. W tabeli 7.3 porównano energie dwóch linii widocznych w widmie dla różnych prędkości dryfu z wynikami z pracy [32]. Energia linii była określana poprzez dopasowanie krzywej Gaussa do widma, tak samo jak w pracy [32]. Na podstawie porównania ustalono prędkość dryfu na  $V_d = 6.00(25)$  mm/s.

Tabela 7.3: Położenia środków dwóch najwyraźniejszych pików w spektrum protonów opóźnionych z  $^{44}\text{Cr}$  w zależności od prędkości dryfu. Wartości z pracy [32], w stosunku do danych opublikowanych w artykule, zostały zmniejszone o energię odrzutu jądra.

Prędkość dryfu [mm/ $\mu$ s]	Środek I linii [keV]	Środek II linii [keV]
5.75	875(6)	1335(15)
6.00	887(6)	1349(17)
6.25	891(7)	1364(27)
6.50	900(5)	1371(10)
7.00	920(3)	1399(6)
Dossat i in. [32]	887(11)	1353(12)

Ostatecznie zdecydowano się wykorzystać wynik pomiaru pośredniego poprzez rekonstrukcje. Jest to związane z trudnymi do oszacowania błędami systematycznymi obecnymi w procedurze pomiaru bezpośredniego: brak pewności, czy wiązka faktycznie była implantowana dokładnie w centralnym punkcie okienka i nieznaną czas dryfu przez sekcję wzmocnienia GEM. Dodatkowo pomiar mógł być zaburzony, jeżeli jony wiązki nie były implantowane dokładnie prostopadle do płaszczyzny folii GEM. Niemniej zarówno ograniczenie do góry jak i od dołu uzyskane poprzez pomiar bezpośredni jest zgodne w zakresie  $3\sigma$  z pomiarem pośrednim, co wzmacnia jego wiarygodność.

# Rozdział 8

## Wyniki

### 8.1 Przemiana $\beta$ $^{44}\text{Cr}$

#### Czas życia

Czas połowicznego zaniku  $^{44}\text{Cr}$  określano na podstawie danych zarejestrowanych przez fotopowielacz. Jako czas życia danego jonu brano czas pomiędzy implantacją jonu w komorze, a początkiem sygnału  $\beta$ -opóźnionego protonu. Ponieważ czas życia stanów emisji cząstek  $\beta$ -opóźnionych jest rzędu  $10^{-16}$  s, rozpad i opóźniona emisja są z dobrym przybliżeniem równoczesne. Dane w tym eksperymencie były zbierane z różnymi długościami bramki oczekiwania na rozpad, przez co nie można zastosować metody dopasowania krzywej wykładniczej. W takim wypadku, aby znaleźć najlepsze oszacowanie czasu życia można posłużyć się metodą największej wiarygodności, opisaną na przykład w podręczniku [59]. Według tej metody najlepszą estymacją poszukiwanego parametru jest taka jego wartość, która jest najbardziej prawdopodobna w świetle zaobserwowanych wyników. Aby taką wartość znaleźć buduje się funkcję największej wiarygodności  $\mathcal{L}$  postaci

$$\mathcal{L}(t_1, \dots, t_n, \tau) = \prod_{i=1}^n f(t_i, \tau), \quad (8.1)$$

gdzie  $t_{1\dots n}$  to pewna próba losowa z rozkładu  $f$ , określonego parametrem  $\tau$ . Zasada największej wiarygodności mówi, że dla danej próby losowej  $t_{1\dots n}$  najlepsze oszacowanie parametru  $\tau$  to takie, dla którego funkcja  $\mathcal{L}$  przyjmuje największą wartość. W praktyce zazwyczaj poszukuje się maksymalnej wartości logarytmu z  $\mathcal{L}$ , który wyraża się:

$$\ln \mathcal{L}(t_1, \dots, t_n, \tau) = \sum_{i=1}^n \ln f(t_i, \tau). \quad (8.2)$$

Mając funkcję  $\ln \mathcal{L}$  można też określić odchylenie standardowe dla najlepszego oszacowania. Zgodnie z metodą największej wiarygodności (patrz [59]) parametr  $\tau$  zmienia się o jedno odchylenie standardowe od maksimum w punkcie, gdzie funkcja  $\ln \mathcal{L}$  przyjmuje wartość o 0.5 mniejszą niż maksimum.

W rozważanym zagadnieniu prawdopodobieństwo rozpadu w trakcie prze-

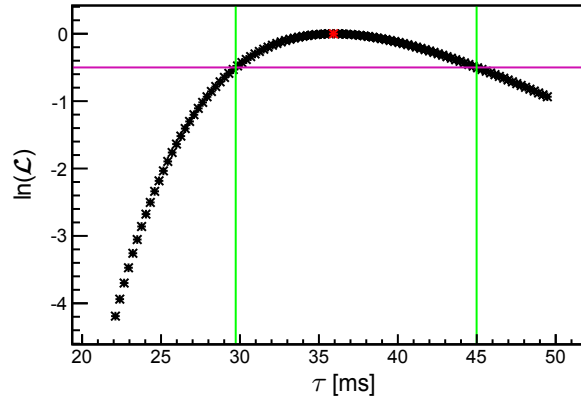
działu  $[t_{min}, t_{max}]$  wynosi:

$$f(t, \tau) = \frac{\frac{1}{\tau} \exp(-\frac{t}{\tau})}{\exp(-\frac{t_{min}}{\tau}) - \exp(-\frac{t_{max}}{\tau})}, \quad (8.3)$$

a funkcja największej wiarygodności przyjmuje postać

$$\mathcal{L}(t_1, \dots, t_n, \tau) = \prod_{i=1}^n \frac{\frac{1}{\tau} \exp(-\frac{t_i}{\tau})}{\exp(-\frac{t_{min}^i}{\tau}) - \exp(-\frac{t_{max}^i}{\tau})}, \quad (8.4)$$

gdzie  $t_{min}^i$  i  $t_{max}^i$  określają granice przedziału czasu kiedy detektor jest czuły na rejestrację rozpadu dla danego zdarzenia,  $t_i$  to czas życia w tym zdarzeniu, a  $\tau$  jest średnim czasem życia. W przypadku opisywanego eksperymentu  $t_{min}$  było zdefiniowane przez działanie elektrody bramkującej i miało wartość  $t_{min} = 100 \mu s$  dla wszystkich przypadków, a  $t_{max}$  było równe długości bramki oczekiwania na rozpad dla danego zdarzenia. W ciągu eksperymentu zarejestrowano 183 przypadki  $^{44}\text{Cr}$ , które zostały prawidłowo zatrzymane w komorze OTPC i przedstawiały rozpad z emisją protonu. Na podstawie czasów rozpadu obserwowanych w tych zdarzenia, z pomocą metody największej wiarygodności, określono czas życia  $^{44}\text{Cr}$  jako  $\tau(\text{Cr}) = 36_{-6}^{+9}$  ms, co odpowiada czasowi połowicznego zaniku  $T_{1/2}(^{44}\text{Cr}) = 25_{-4}^{+6}$  ms. Zachowanie się funkcji  $\ln \mathcal{L}$  ilustruje rysunek 8.1.



Rysunek 8.1: Funkcja  $\ln \mathcal{L}(\tau)$  dla przypadku  $^{44}\text{Cr}$ , przesunięta tak, aby maksimum miało wartość 0. Czerwony punkt odpowiada maksimum  $\ln \mathcal{L}(\tau)$  dla  $\tau = 36$  ms. Linia fioletowa zaznacza wartość  $\mathcal{L} = -0.5$ , a linie zielone wskazują wartości  $\tau$  dla których  $-0.5$  zostaje osiągnięte. Odczytana w ten sposób niepewność wynosi  $_{-6}^{+9}$  ms.

Stosunkowo duża niepewność wynika z czasu aktywnego komory w trybie krótkiej ekspozycji - o podobnej wartości do  $T_{1/2}(\text{Cr})$  - w którym zebrano większość zdarzeń w eksperymencie. Uzyskana wartość zgadza się w zakresie  $3\sigma$  z wynikiem przedstawionym w pracy [32]:  $T_{1/2}^{\text{Cr}} = 43 \pm 2$  ms.

## Współczynniki rozgałęzienia

Przy obliczaniu współczynnika rozgałęzienia na  $\beta$ -opóźnioną emisję protonu trzeba wziąć pod uwagę, że detektor OTPC nie jest zdolny zarejestrować przemiany  $\beta$  jako takiej, a jedynie emisję protonów następującą w wyniku procesu  $\beta$ .

Dodatkowym utrudnieniem jest brak możliwości odróżnienia od siebie zdarzeń, w których miała miejsce przemiana  $\beta$  bez emisji protonów od takich, gdzie żadna przemiana nie nastąpiła. Jest to konsekwencją małej zdolności jonizacyjnej cząstek  $\beta$ , nie jest wystarczającej do ich rejestracji w detektorze OTPC.

Jeżeli w każdym zdarzeniu znany jest czas czuły detektora, a także czas życia badanego nuklidu, to problem ten można rozwiązać, stosując metodę największej wiarygodności. Prawdopodobieństwo obserwacji cząstki naładowanej w przedziale czasu o długości  $t_{exp}$  wynosi

$$f_e(\tau, b_e) = b_e[1 - \exp(-\frac{t_{exp}}{\tau})], \quad (8.5)$$

gdzie  $b_e$  to prawdopodobieństwo emisji co najmniej jednego protonu po przejściu  $\beta$ , a  $\tau$  to czas życia nuklidu. Podobnie prawdopodobieństwo obserwacji zdarzenia, w którym nie zarejestrowano cząstki naładowanej, wyraża się wzorem

$$f_{ne}(\tau, b_e) = \exp(-\frac{t_{exp}}{\tau}) + (1 - b_e)[1 - \exp(-\frac{t_{exp}}{\tau})]. \quad (8.6)$$

Pierwszy człon powyższego wzoru opisuje przypadek, kiedy rozpad nastąpił po zakończeniu rejestracji w detektorze, a drugi sytuację, kiedy rozpad miał miejsce w czasie naświetlania klatki CCD, ale nie towarzyszyła mu emisja protonów. Dla uproszczenia tych rozważań zaniedbano czas przejścia do stanu wysokiej czułości komory.

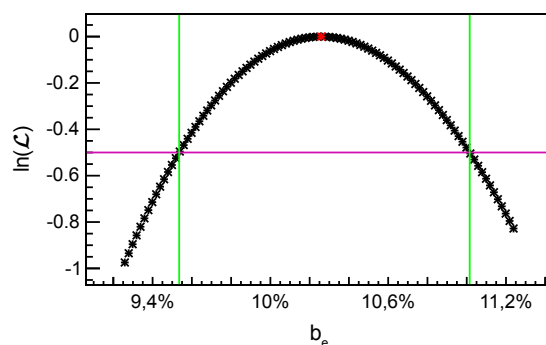
Posługując się powyższymi wyrażeniami, możemy skonstruować funkcję największej wiarygodności postaci:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{b_e}(\tau, t_{exp}^{i \dots N_e}, t_{exp}^{1 \dots N_{ne}}, b_e) = \\ \prod_{i=0}^{N_e} b_e [1 - \exp(-\frac{t_{exp}^i}{\tau})] \prod_{i=0}^{N_{ne}} \exp(-\frac{t_{exp}^i}{\tau}) + (1 - b_e)[1 - \exp(-\frac{t_{exp}^i}{\tau})], \end{aligned} \quad (8.7)$$

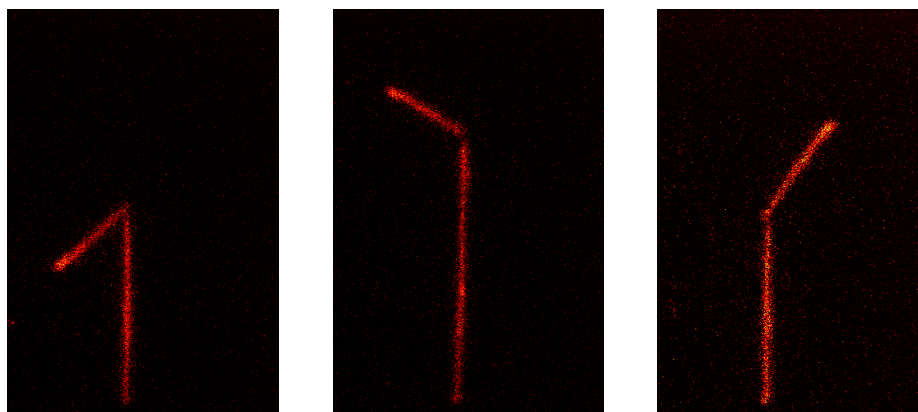
gdzie  $t_{exp}^i$  to długość bramki oczekiwania na rozpad w danym zdarzeniu, a mnożenie odbywa się po wszystkich zdarzeniach z prawidłową implantacją  $^{44}\text{Cr}$  i emisją protonu ( $N_e$ ) i wszystkich zdarzeniach z prawidłową implantacją  $^{44}\text{Cr}$ , ale bez emisji protonów ( $N_{ne}$ ). Do obliczeń użyto czasu życia pochodzącego z tej pracy [32] ze względu na dużo lepszą dokładność niż wartość uzyskana w tej pracy. Postępując zgodnie z zasadą największej wiarygodności uzyskuje się wynik  $b_e(\text{Cr}) = 10.3(8)\%$ . Zachowanie się funkcji  $\ln \mathcal{L}_{b_e}(b_e)$  dla  $^{44}\text{Cr}$  przedstawione jest na rysunku 8.2.

Uzyskana wartość różni się o więcej niż  $3\sigma$  od rezultatu podanego przez Dossata i współpracowników w pracy [32], gdzie wyznaczono  $b_e = 14.0(9)\%$ . Metoda obliczania  $b_e$  użyta w pracy [32] wprowadza odcięcie przy energii 900 keV. Część widma poniżej 900 keV traktuje się jako pochodzącą wyłącznie od cząstek  $\beta$ , a część widma powyżej tej granicy, jako pochodzącą wyłącznie od protonów  $\beta p$ . Autorzy zauważają, że nie jest to założenie w pełni prawdziwe, ponieważ ogon wysokoenergetycznej części widma  $\beta$  wykracza poza 900 keV. Uznają oni, że wkład od wysokoenergetycznych cząstek  $\beta$  i emisji  $\beta p$  o energii protonu poniżej 900 keV są podobne, przez co wysokoenergetyczne cząstki  $\beta$  w widmie protonów równoważą utracony wkład od protonów o energii poniżej 900 keV. Błąd takiej procedury jest szacowany przez powtórzenie powyższego rozumowania przy energii odcięcia 1000 keV i porównanie wyników. Metoda użyta w naszym





Rysunek 8.2: Wykres funkcji  $\ln \mathcal{L}_{b_e}(b_e)$  dla  $^{44}\text{Cr}$ , przesunięta tak, aby maksimum miało wartość 0. Maksimum zaznaczone jest na czerwono i odpowiada wartości  $b_e = 10,3\%$ . Zielone linie zaznaczają przecięcia wartości  $\ln \mathcal{L}_{b_e} = -0,5$ , co ilustruje zakres niepewności.



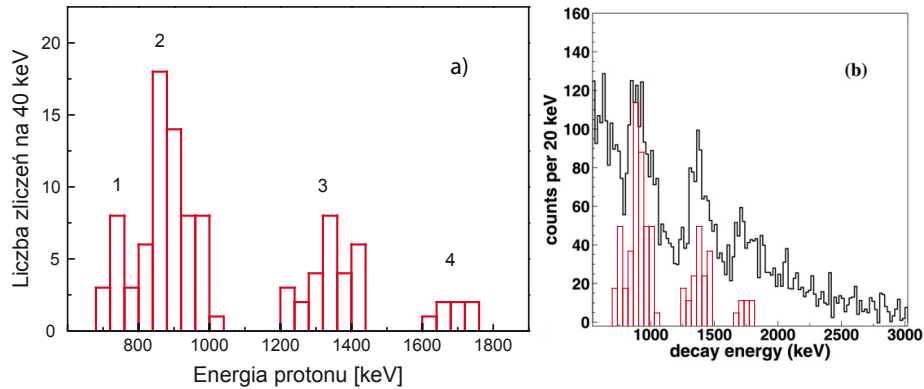
Rysunek 8.3: Przykładowe zdjęcia CCD przedstawiające emisję  $\beta$ -opóźnionego protonu z  $^{44}\text{Cr}$ .

eksperymentem jest całkowicie wolna od tła cząstek  $\beta$ , jednak zaobserwowany współczynnik rozgałęzienia na emisję protonu jest zasadniczo mniejszy niż w pracy [32]. Wskazuje to, że założenie o podobnym wkładzie wysokoenergetycznej części widma  $\beta$  i nisko energetycznej części widma protonów  $\beta p$  nie zawsze jest spełnione.

### Widmo energetyczne $\beta$ -opóźnionych protonów

Spośród 5542 zarejestrowanych przypadków  $^{44}\text{Cr}$ , w 183 widoczna jest emisja  $\beta$ -opóźnionego protonu. W 103 przypadkach możliwa była rekonstrukcja toru emitowanego protonu i pomiar jego energii. Trzy przykładowe obrazy takiego procesu przedstawiono na rysunku 8.3.

Rekonstrukcję wykonano, wykorzystując algorytm opisany w rozdziale 7, przyjmując prędkość dryfu  $v_d = 6 \text{ mm}/\mu\text{s}$ . Uzyskane w ten sposób widmo jest przedstawione na rysunku 8.4, wraz z porównaniem z wynikami uzyskanymi przez Dossata i współpracowników [32]. W widmie widoczne są cztery linie, przy

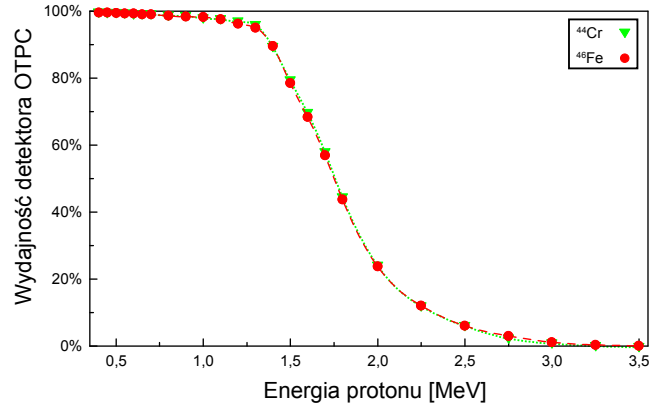


Rysunek 8.4: a) Widmo energii uzyskane poprzez rekonstrukcję torów protonów emitowanych z  $^{44}\text{Cr}$  zarejestrowanych w tym eksperymencie. b) To samo widmo nałożone na wyniki z pracy [32]. Ponieważ w pracy [32] rejestrowano całkowite energie przemiany, do celów porównania widmo z tego eksperymentu zostało skorygowane o energię odrzutu jądra.

czym trzy z nich, o energiach 896 keV, 1340 keV i 1680 keV, zostały wcześniej zaobserwowane. Te trzy linie mają szerokość większą niż rozdzielczość energetyczna detektorów użytych zarówno w tym eksperymencie, jak i w badaniach Dossata i współpracowników, co wskazuje na złożony charakter tych przejść. Natomiast struktura w okolicach energii 742 keV jest zgodna z sygnałem pojedynczego przejścia. Zauważmy, że energia 742 keV znajduje się poniżej progu obciążenia tła od cząstek  $\beta$  w eksperymencie Dossata i współpracowników, przez co linia o tej energii nie mogła być tam zaobserwowana. Pokazuje to przewagę techniki OTPC w badaniu nisko energetycznych protonów w stosunku do metod wykorzystujących detektory półprzewodnikowe.

Obliczając współczynniki rozgałęzienia dla zaobserwowanych linii, trzeba pamiętać, że rekonstrukcja jest możliwa tylko dla protonów, które zostały całkowicie zatrzymane w objętości aktywnej detektora OTPC. To, czy proton wytraci całą swoją energię w dostępnej przestrzeni, zależy od punktu, w którym nastąpiło zatrzymanie jonu i jego rozpad, kierunku emisji i energii protonu. Aby wziąć ten efekt pod uwagę, przeprowadzono symulacje wydajności detektora w funkcji energii emitowanego protonu, wykorzystując eksperymentalne rozkłady głębokości implantacji jonów i zakładając izotropowy charakter emisji. Wyniki tej symulacji są przedstawione na rysunku 8.5.

Energie obserwowanych linii oraz ich współczynniki rozgałęzienia, wyznaczony z uwzględnieniem wydajności detektora, są przedstawione w tabeli 8.1 wraz z porównaniem z wynikami z pracy [32]. Warto zaznaczyć, że energie linii 2, 3 i 4 różnią się od tych podanych w rozdziale 7.7 ze względu na odmienną metodę analizy. W rozdziale 7.7 środek linii szacowano za pomocą dopasowania krzywej Gaussa, aby zachować zgodność metody z pracą [32]. W ostatecznej analizie zdecydowano się na określenie energii linii jako średniej energii przypisanych do niej zdarzeń.



Rysunek 8.5: Zależność wydajności detektora OTPC od energii emitowanego protonu dla  $^{44}\text{Cr}$  o  $^{46}\text{Fe}$ . Obliczenia zakładają izotropową emisję protonów i wykorzystują eksperymentalnie zmierzony rozkład głębokości implantacji dla tych jąder. Linie przerywane przybliżają wydajność między kolejnymi punktami, w których zostały przeprowadzone obliczenia.

Tabela 8.1: Zestawienie energii zarejestrowanych linii w widmie energetycznym protonów z  $^{44}\text{Cr}$  oraz odpowiadających im współczynników emisji.  $E_p$  oznacza energię wyemitowanych protonów, bez energii odrzutu jądra. Tam, gdzie to możliwe, dane są porównane z wynikami z pracy Dossat i współpracowników [32]. Te ostatnie zostały skorygowane względem danych z publikacji o energię odrzutu jądra.

	Ta praca		Praca [32]	
	$E_p$ [keV]	$I_p$ [%]	$E_p$ [keV]	$I_p$ [%]
1	742(24)(10) <sup>1</sup>	0.6(2)	-	-
2	896(53) <sup>2</sup>	2.7(5)	887(11)	1.7(3)
3	1340(62) <sup>2</sup>	1.4(3)	1353(12)	1.1(3)
4	1680(44) <sup>2</sup>	0.5(2)	1700(15)	0.6(3)

<sup>1</sup> Pierwszy z błędów wyraża niepewność procedury rekonstrukcji, podczas gdy drugi pochodzi od niepewności prędkości dryfu.

<sup>2</sup> Jako niepewność wzięto odchylenie standardowe średniej.

Prawie wszystkie wyniki zgadzają się ze sobą w zakresie niepewności pomiarów, należy jednak pamiętać, że na podstawie energii linii 2 i 3 określono prędkość dryfu elektronów w objętości aktywnej. Współczynniki rozgałęzienia dla linii 2 i 3 są zauważalnie większe. W przypadku linii 2 różnica jest większa niż suma niepewności, jednak mniejsza niż  $3\sigma$ . Współczynniki rozgałęzienia w pracy [32] są wyznaczone na podstawie dopasowania do widma energetycznego krzywej Gaussa oraz krzywej wykładniczej oddającej wkład wysokoenergetycznych cząstek  $\beta$ . Na rysunku 8.4 widoczne jest, że linie w widmie protonów mają kształt zasadniczo różny od gausowskiego, co może być częściowo odpowiedzialne za obserwowane różnice w intensywnościach pojedynczych linii.

Istotna część zarejestrowanych protonów miała energię poniżej 900 keV, co pokazuje, że detektor OTPC może być z powodzeniem stosowany do badań niskoenergetycznej części widma protonów opóźnionych. Taka technika doskonale uzupełnia tę stosowaną w pracy [32], dając w połączeniu widmo w pełnym zakresie energii.

## 8.2 Przemiana $\beta$ $^{46}\text{Fe}$

### Przekrój czynny na produkcję

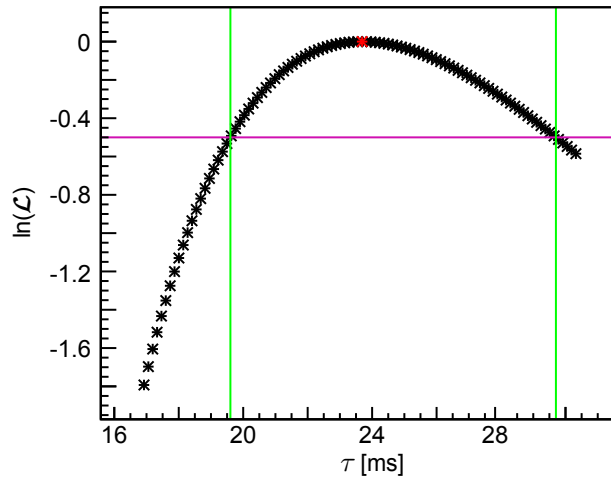
W opisywanym eksperymencie separator fragmentów A1900 był zoptymalizowany do badania  $^{48}\text{Ni}$ , jednak transmisja  $^{46}\text{Fe}$  była wystarczająca, aby umożliwić oszacowanie przekroju czynnego na jego produkcję. W tym celu posłużono się procedurą opisaną w pracy [60], zgodnie z którą przekrój czynny  $\sigma$  na produkcję danego jądra można wyrazić jako:

$$\sigma = \frac{N_{obs}}{N_{poci}} \frac{A_t}{N_A d_t} \frac{1}{T_1 T_2}, \quad (8.8)$$

gdzie  $N_{obs}$  to liczba jąder danego typu zaobserwowanych w eksperymencie,  $N_{poci}$  to liczba jąder wiązki, które padły na tarczę,  $A_t$  to masa molowa tarczy,  $N_A$  to liczba Avogadro,  $d_t$  to grubość tarczy wyrażona w  $\text{mg}/\text{cm}^2$ ,  $T_1$  to współczynnik transmisji od punktu produkcji do końcowej płaszczyzny ogniskowania separatora, a  $T_2$  to współczynnik transmisji od tej płaszczyzny do układu pomiarowego. W pracy [60] wprowadzone zostały współczynniki  $f_1$  i  $f_2$ , opisujące straty odpowiednio w tarczy i degraderze, które w przedstawionych tutaj rozważaniach są częścią składową współczynnika  $T_1$ .

Do obliczeń przekroju czynnego używamy liczby jonów  $N_{\text{Fe}} = 503$ , zarejestrowanej przez system zbierania danych A1900, który nie był ograniczony długim czasem zapisu danych z komory OTPC. Podczas trwania eksperymentu monitorowany był prąd wiązki, co pozwoliło na obliczenie liczby pocisków padających na tarczę  $N_{poci} = 8 \times 10^{16}$ . Tarcza użyta w eksperymencie była wykonana z niklu o naturalnym składzie izotopowym o masie molowej  $A_t = 58.7$  g, a jej grubość wynosiła  $d_t = 580$   $\text{mg}/\text{cm}^2$ . Współczynnik  $T_1 = 0.13(6)$  został obliczony za pomocą programu LISE++ [58], zakładając model rozkładu pędu Morriseya [61].

Separator A1900 był zoptymalizowany do badania innego jądra i tor  $^{46}\text{Fe}$  był miejscami daleki od centralnego, a co za tym idzie, rozkład pędów wyprodukowanych jąder miał duży wpływ na całkowitą transmisję. Ponieważ współczynnik  $T_1$  dla jąder poruszających się przez separator niecentralną trajektorią silnie



Rysunek 8.6: Wykres funkcji  $\ln \mathcal{L}_\tau(\tau)$  dla  $^{46}\text{Fe}$ , przesuniętej tak, aby maksimum miało wartość 0. Maksimum zaznaczone na czerwono odpowiada wartości  $\tau = 23.7$  ms. Zielone linie zaznaczają przecięcia wartości  $\ln \mathcal{L}_\tau = -0.5$ , co ilustruje zakres niepewności.

zależy od przyjętego modelu rozkładu pędów, wykonano serię symulacji, w których przyjmowano różne modele dostępne w programie LISE++. Niepewność współczynnika  $T_1$  pochodzi od rozrzutu wyników obliczeń dla różnych modeli. W oparciu o powyższe dane, przekrój czynny na produkcję  $^{46}\text{Fe}$  w reakcji wiązki  $^{58}\text{Ni}$  o energii 160 AMeV z tarczą wykonaną z niklu wynosi  $\sigma_{^{46}\text{Fe}} = 25 \pm 12$  pb. Parametryzacja EPAX 3 [62] przewiduje, że przekrój czynny na taką reakcję to  $\sigma_{^{46}\text{Fe}}^{EPAX} = 14$  pb.

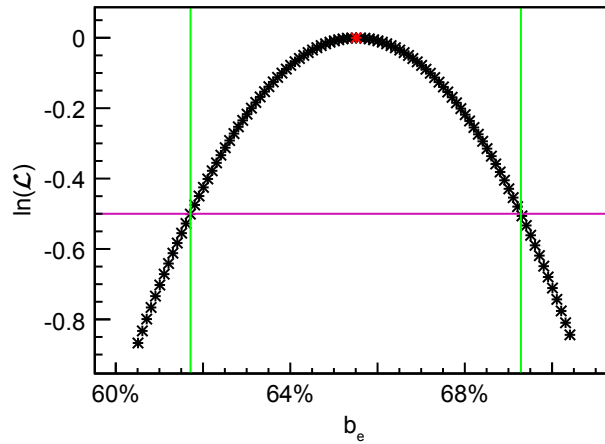
## Czas życia

Czas życia  $^{46}\text{Fe}$  został obliczony z pomocą algorytmu przedstawionego w rozdziale 8.1. W tym przypadku w komorze OTPC prawidłowo zatrzymało się 269 jonów, w tym w 139 przypadkach zaobserwowano rozpad z emisją cząstek naładowanych. Wartość czasu połowicznego zaniku  $^{46}\text{Fe}$ , znaleziona metodą największej wiarygodności opisaną w rozdziale 8.1, wynosi  $T_{1/2}(^{46}\text{Fe}) = 16.4^{+4.2}_{-2.8}$  ms. Zachowanie się funkcji  $\ln \mathcal{L}$  zostało przedstawione na rysunku 8.6. Uzyskany wynik jest zgodny z wartością  $T_{1/2} = 13.0(17)$  ms podaną przez Dossata i współpracowników w pracy [32]. Łącząc te dwa wyniki zgodnie z procedurą przedstawioną w pracy [63], uzyskuje się dokładniejszą wartość  $T_{1/2}^{^{46}\text{Fe}} = 14.0^{+1.4}_{-1.3}$  ms.

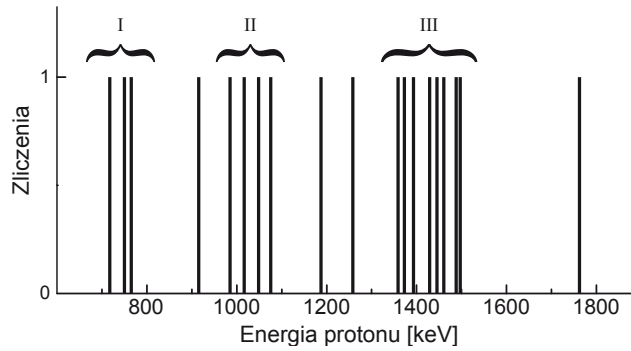
## Współczynniki rozgałęzienia

Wśród 139 zaobserwowanych zdarzeń  $^{46}\text{Fe}$  z emisją cząstek naładowanych 138 z nich przedstawiało proces  $\beta p$ , a jeden  $\beta 2p$ . Korzystając z tego samego algorytmu, co w przypadku  $^{44}\text{Cr}$  (patrz rozdział 8.1) określono szanse na emisję dowolnej liczby protonów jako  $b_e(\text{Fe}) = 66(4)\%$ , a zachowanie się funkcji  $\ln \mathcal{L}_{b_e}$  dla  $^{46}\text{Fe}$  przedstawiono na rysunku 8.7.

Wyniki te można porównać z doniesieniami Dossata i in. z pracy [32], gdzie współczynnik rozgałęzienia na  $\beta$ -opóźnioną emisję protonu wyznaczono jako



Rysunek 8.7: Wykres funkcji  $\ln \mathcal{L}_\tau(b_e)$  dla  $^{46}\text{Fe}$ , przesuniętej tak, aby maksimum miało wartość 0. Maksimum zaznaczone na czerwono odpowiada wartości  $b_e = 66\%$ . Zielone linie zaznaczają przecięcia wartości  $\mathcal{L}_{b_e} = -50.5$ , co ilustruje zakres niepewności.



Rysunek 8.8: Widmo energii protonów emitowanych z  $^{46}\text{Fe}$ . Na rysunku zaznaczono trzy grupy interpretowane jako linie w widmie.

$b_e(\text{Fe}) = 78.7(38)\%$ , co jest wartością odbiegającą o mniej niż  $3\sigma$  od uzyskanej w tej pracy. Podobnie, jak w przypadku  $^{44}\text{Cr}$  (patrz rozdział 8.1), obserwowany w naszym eksperymencie współczynnik  $b_e$  jest zasadniczo mniejszy niż ten wyznaczony w pracy [32]. Wskazuje to, że w tym przypadku również założenie o równoważnym wkładzie wysokoenergetycznych cząstek  $\beta$  i nisko energetycznych protonów  $\beta p$  w widmie z detektorów krzemowych nie jest prawdziwe. W pracy [32] żadne przejście nie zostało zakwalifikowane jako emisja  $\beta 2p$ .

### Widmo energetyczne

Ze względu na dużo większą energię emitowanych protonów niż dla  $^{44}\text{Cr}$ , jedynie w 19 przypadkach możliwa była rekonstrukcja torów protonów z  $^{46}\text{Fe}$ . Uzyskane w ten sposób widmo energetyczne jest przedstawione na rysunku 8.8, a informacje o widocznych tam strukturach są zebrane w tabeli 8.2. Pomimo małej statystyki można spróbować wyodrębnić w tym widmie trzy grupy zdarzeń. Grupa

Tabela 8.2: Zestawienie informacji o strukturach w widmie energii protonów emitowanych z  $^{46}\text{Fe}$ . Niepewność energii wyraża tylko odchylenie standardowe średniej, pomijając niepewność rekonstrukcji i prędkości dryfu.

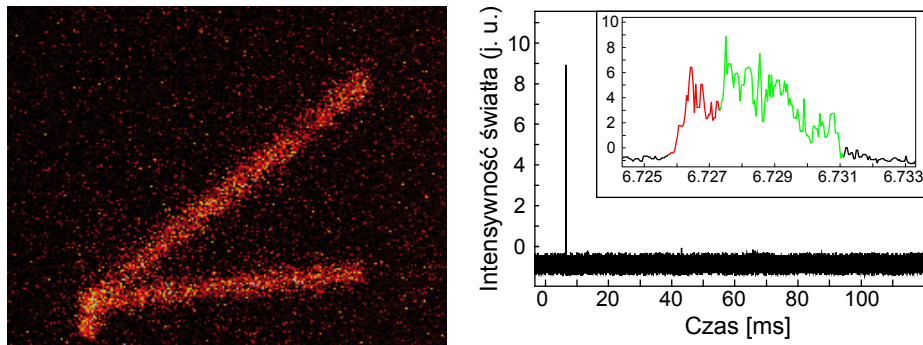
Średnia energia [MeV]	liczba zdarzeń	współczynnik rozgałęzienia
744(24)	3	1.2(7)
1031(40)	4	1.6(8)
1430(52)	8	3.6(13)

III jest zgodna z linią 1457(28) keV przedstawioną w pracy Dossata i współpracowników [32], która odpowiada protonom o energii 1425 keV. Współczynnik rozgałęzienia tej grupy, po zastosowaniu poprawki na wydajność detektora OTPC, został określony jako 3.6(13)%. W pracy [32] linii tej przypisano współczynnik rozgałęzienia 10(3)%, a więc wyniki te są zgodne w zakresie  $3\sigma$ . Pozostałe linie zarejestrowane w [32] mają wyższe energie i ich rejestracja w OTPC była bardzo mało prawdopodobna lub wręcz niemożliwa. Jednocześnie zaobserwowano dwie grupy o energiach około 750 keV i 1050 keV, które nie były obserwowane we wcześniejszych eksperymentach, a ich współczynniki rozgałęzienia to odpowiednio 1.2(7)% i 1.6(8)%.

### Pierwsza obserwacja kanału $\beta 2p$ w przemianie $^{46}\text{Fe}$

W jednym z przypadków zidentyfikowanych jako  $^{46}\text{Fe}$  na zdjęciu widać dwa tory mające początek w punkcie zatrzymania jonu. Przebieg z oscyloskopu pokazuje, że całe światło po implantacji zostało wyemitowane w jednym zdarzeniu, co oznacza, że zarejestrowano  $\beta$ -opóźnioną emisję dwóch protonów - kanał rozpadu wcześniej nie obserwowany dla  $^{46}\text{Fe}$ . Zdarzenie to jest przedstawione na rysunku 8.9 i stanowi przykład czułości detektora OTPC, który poprzez obserwację jednego zdarzenia dobrej jakości pozwala na udokumentowanie wcześniej nieobserwowanego kanału rozpadu. W tym wypadku jedno zdarzenie odpowiada współczynnikowi rozgałęzienia 0.4(6)%.

Ponieważ oba protony opuściły objętość aktywną detektora OTPC, nie jest możliwe przeprowadzenie rekonstrukcji ich torów. Pomimo to, analizując długość sygnałów w CCD i PMT, można oszacować minimalną energię zdeponowaną w detektorze w tym zdarzeniu. Długości zaobserwowanych torów były nie mniejsze niż 99 mm i 129 mm, co odpowiada energiom 1.67 MeV i 1.96 MeV. Wynika stąd, że różnica energii pomiędzy stanem z którego nastąpiła emisja w  $^{46}\text{Mn}$  a stanem końcowym w  $^{44}\text{V}$  musiała być większa niż 3.63 MeV. Według przewidywań mas  $^{44}\text{V}$  i protonu z pracy [64] oraz zmierzonej w pracy [32] masy izobarycznego stanu analogowego (IAS)  $^{46}\text{Fe}$  w  $^{46}\text{Mn}$ , energia dostępna dla protonów w procesie  $\beta 2p$  przez stan IAS to 2.07 MeV. Oznacza to, że zaobserwowana emisja  $\beta 2p$  miała miejsce z udziałem stanu położonego co najmniej 1.56 MeV powyżej stanu IAS w  $^{46}\text{Mn}$ .



Rysunek 8.9: Zdarzenie z emisją  $\beta 2p$   $^{46}\text{Fe}$ . Po lewej wycinek zdjęcia CCD przedstawiający krótki ślad implantacji i dwa wyraźne tory. Po prawej zapis oscyloskopu pokazujący, że niecałe 7 ms po implantacji nastąpiła emisja światła. Powiększenie sygnału, przedstawione we wstawce, uwidacznia strukturę sygnału, gdzie kolorami zaznaczono dwie rozróżnialne składowe. Ze względu na bardzo krótki tor jonu w objętości aktywnej, światło z implantacji ginie w szumie.

### 8.3 Rozpad $2p$ i przemiana $\beta$ $^{48}\text{Ni}$

#### Przekrój czynny na produkcję

Wykorzystując procedurę opisaną w rozdziale 8.2, wyznaczono przekrój czynny na produkcję  $^{48}\text{Ni}$  w reakcji wiązki  $^{58}\text{Ni}$  o energii 160 AMeV z tarczą  $^{nat}\text{Ni}$ . Jako liczbę zarejestrowanych jonów  $^{48}\text{Ni}$  przyjęto 10, zgodnie ze wskazaniami systemu identyfikacyjnego A1900. Współczynnik transmisji przez separator wyznaczono z pomocą programu LISE++ [58], zgodnie z procedurą opisaną w pracy [65], co dało wynik  $T_1 = 0.34(3)$ . Pozostałe wartości nie zmieniły się względem obliczeń dla  $^{46}\text{Fe}$ . Po podstawieniu tych liczb do wzoru 8.8, otrzymano wynik  $\sigma(^{48}\text{Ni}) = 150(50)$  fb. Porównanie tego wyniku z innymi pomiarami i przewidywaniami parametryzacji EPAX przedstawiono w tabeli 8.3. Należy tutaj zaznaczyć, że wynik ten jest silnie zależny od przyjętego modelu użytego do obliczenia współczynnika  $T_1$ . W pracy [P3] ta sama wielkość została podana jako  $\sigma(^{48}\text{Ni}) = 100(30)$  fb, a jedyna różnica w obliczeniach polegała na wykorzystaniu innej metody obliczania transmisji w programie LISE++.

Tabela 8.3: Porównanie pomiarów i przewidywań przekroju czynnego na produkcję  $^{48}\text{Ni}$  w reakcji wiązki  $^{58}\text{Ni}$  z tarczą  $^{nat}\text{Ni}$ . Wszystkie wartości podano w fb.

Ta praca	Blank i wsp. [37]	EPAX 2.1 [33]	EPAX 3 [62]
$150 \pm 50$	$50 \pm 20$ <sup>1</sup>	60	20

<sup>1</sup> Pomiar przeprowadzony przy energii wiązki 74.5 AMeV.

#### Czas życia i współczynniki rozgałęzień

W systemie zbierania danych detektora OTPC zaobserwowano 9 zdarzeń zidentyfikowanych jako  $^{48}\text{Ni}$ . W dwóch przypadkach jony nie zostały zatrzymane



w objętości aktywnej komory, przez co obserwacja ich rozpadów nie była możliwa. W dwóch przypadkach z punktu, w którym kończy się ślad implantacji, nastąpiła emisja protonu o energii wystarczającej do opuszczenia objętości aktywnej OTPC. Zdarzenia te zostały zinterpretowane jako emisja  $\beta$ -opóźnionego protonu. W czterech przypadkach zaobserwowano emisję dwóch protonów o niewielkich energiach, które całkowicie zatrzymały się w objętości aktywnej detektora. Sygnał z fotopowielacza wskazuje, że oba protony zostały wyemitowane jednocześnie, co pozwala uznać je za zdarzenia przedstawiające pierwszą bezpośrednią rejestrację emisji 2p z  $^{48}\text{Ni}$ . W dwóch przypadkach po emisji 2p zaobserwowano emisję wysokoenergetycznego protonu, co zostało zinterpretowane jako emisja  $\beta$ -opóźnionego protonu z córki rozpadu 2p  $^{48}\text{Ni}$  -  $^{46}\text{Fe}$ .

W jednym z zaobserwowanych przypadków jon zatrzymał się w objętości aktywnej detektora, ale nie nastąpiła emisja żadnej cząstki naładowanej przez cały czas naświetlania ramki. Istnieje kilka możliwych wyjaśnień obserwacji takiego zdarzenia:

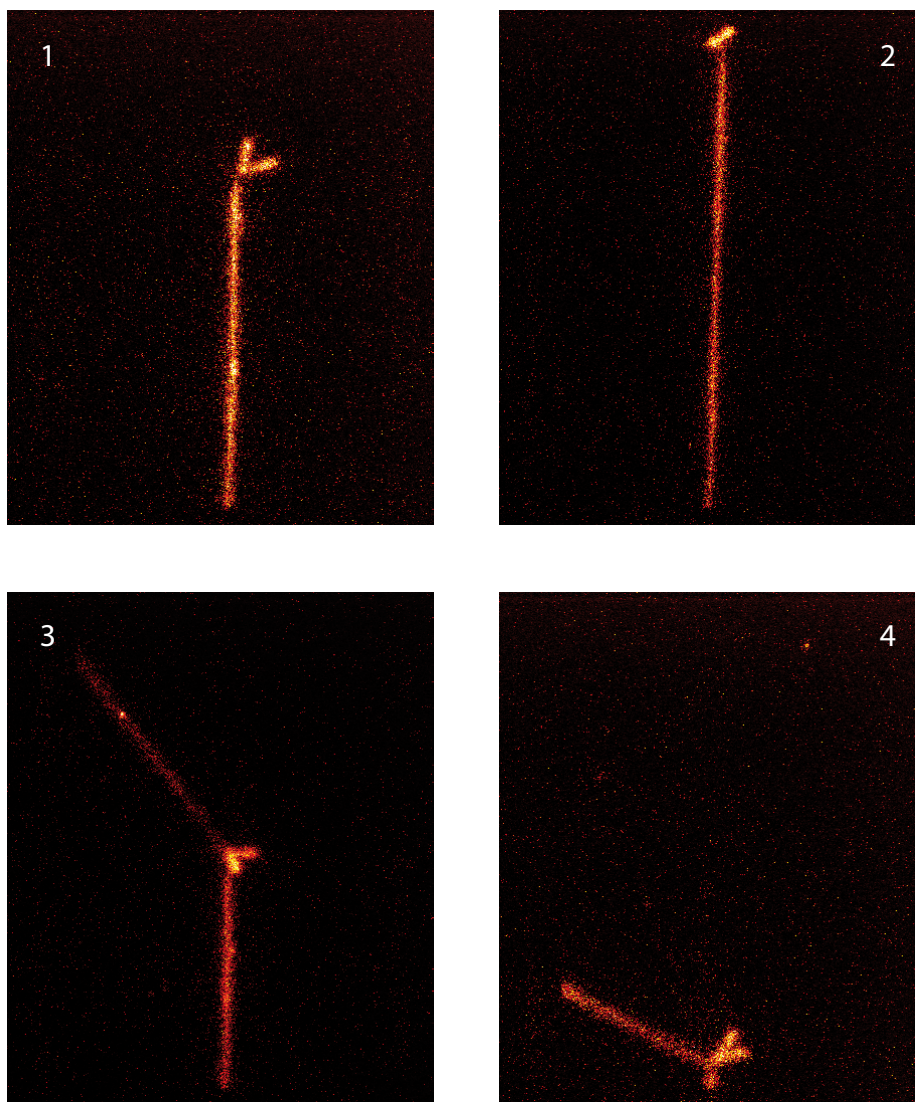
1. Atom rozpadł się po upływie 32 ms i rozpad ten nie został zarejestrowany. Jest to mało prawdopodobne, ze względu na czas połowicznego zaniku  $^{48}\text{Ni}$  rzędu pojedynczych ms.
2. Atom uległ przemianie  $\beta$  bez towarzyszącej temu emisji protonów. Taki scenariusz jest sprzeczny z dostępnymi informacjami o powstającym w przemianie  $\beta$   $^{48}\text{Ni}$  jądrze  $^{48}\text{Co}$ , którego stan podstawowy nie jest związany [66].
3. Emisja protonów miała miejsce w ciągu 100  $\mu\text{s}$  po implantacji, kiedy komora wciąż pracowała w trybie niskiej czułości (patrz rozdział 4.2). W takiej sytuacji sygnał protonu może być zbyt słaby aby go zarejestrować. Jest to najbardziej prawdopodobne wytłumaczenie.

W oparciu o sześć zaobserwowanych rozpadów  $^{48}\text{Ni}$  możliwe jest określenie czasu połowicznego zaniku, co wykonano zgodnie z procedurą opisaną w pracy [67]. Otrzymano wynik  $T_{1/2}(^{48}\text{Ni}) = 2.1_{-0.6}^{+1.4}$  ms. Wartość ta jest zgodna z wcześniejszymi badaniami przeprowadzonymi przez Dossata i współpracowników [18], gdzie uzyskano wynik  $T_{1/2}(^{48}\text{Ni}) = 2.1_{-0.7}^{+2.1}$  ms.

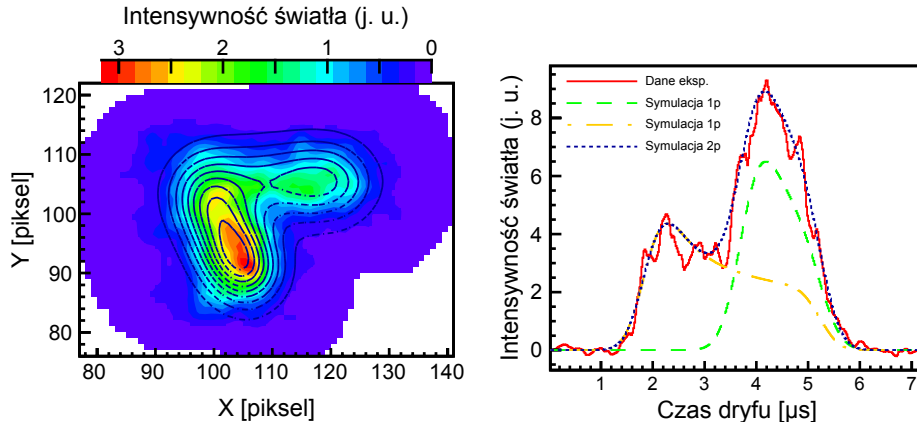
Współczynniki rozgałęzienia na emisję 2p i  $\beta\text{p}$  wynoszą odpowiednio  $b_{2p} = 0.7(2)$  i  $b_{\beta p} = 0.3(2)$ . W połączeniu z obserwowanym czasem życia pozwala to obliczyć parcjalne czasy połowicznego zaniku dla  $^{48}\text{Ni}$  dla kanałów 2p i  $\beta\text{p}$ , które wynoszą odpowiednio  $T_{1/2}^{2p} = 3_{-1}^{+2}$  ms i  $T_{1/2}^{\beta p} = 7_{-5}^{+7}$  ms. We wcześniejszych badaniach, przedstawionych w pracy [18], tylko jeden z czterech zaobserwowanych rozpadów został zakwalifikowany jako możliwy rozpad 2p. Jeżeli zdarzenie to miałoby w istocie naturę dwuprotonową, to prowadziłoby to do współczynnika rozgałęzienia na emisję 2p  $25_{-19}^{+29}\%$  i czasu połowicznego zaniku dla tego kanału  $T_{1/2}^{2p} = 8_{-7}^{+13}$  ms.

## Emisja dwuprotonowa

W eksperymencie zarejestrowano cztery przypadki emisji 2p. Zdjęcia CCD tych przypadków są przedstawione na rysunku 8.10. We wszystkich czterech przypadkach ślad implantacji i ewentualne ślady kolejnych emisji nie nakładały się na sygnał z rozpadu 2p, a same protony zostały zatrzymane w objętości



Rysunek 8.10: Zebrane obrazy CCD wszystkich zdarzeń emisji 2p z  $^{48}\text{Ni}$ . Na zdjęciach 3 i 4 widoczna jest również emisja  $\beta\text{p}$  z córki  $^{48}\text{Ni}$  -  $^{46}\text{Mn}$ . Kolejność zdarzeń jest taka sama jak w tabeli 8.4.



Rysunek 8.11: Rekonstrukcja zdarzenia emisji 2p w rozpadzie  $^{48}\text{Ni}$  oznaczonego numerem 3. Na lewym rysunku znajduje się porównanie zarejestrowanego sygnału CCD (kolory) z symulacją (poziomice). Na prawym rysunku przedstawiono sygnał zarejestrowany w fotopowielaczu oraz sygnał zrekonstruowany, wraz z zaznaczeniem wkładu od pojedynczych protonów.

Tabela 8.4: Wyniki rekonstrukcji zdarzeń 2p z  $^{48}\text{Ni}$ .  $E_{rec}$  oznacza energię odrzutu jądra,  $E_{tot}$  to suma energii protonów i  $E_{rec}$ . Wszystkie energie są podane w keV, a kąty w stopniach.

$E_1$	$E_2$	$\theta_1$	$\theta_2$	$\varphi_1$	$\varphi_2$	$E_{rec}$	$E_{tot}$
600(70)	645(110)	-23(6)	7(2)	74(12)	14(10)	37(6)	1280(130)
575(90)	650(80)	-74(7)	-70(6)	43(17)	-151(11)	46(4)	1271(120)
580(60)	665(50)	-27(7)	-60(6)	0(7)	-60(7)	42(4)	1287(80)
645(130)	680(80)	11(5)	7(5)	51(12)	18(13)	51(7)	1376(160)

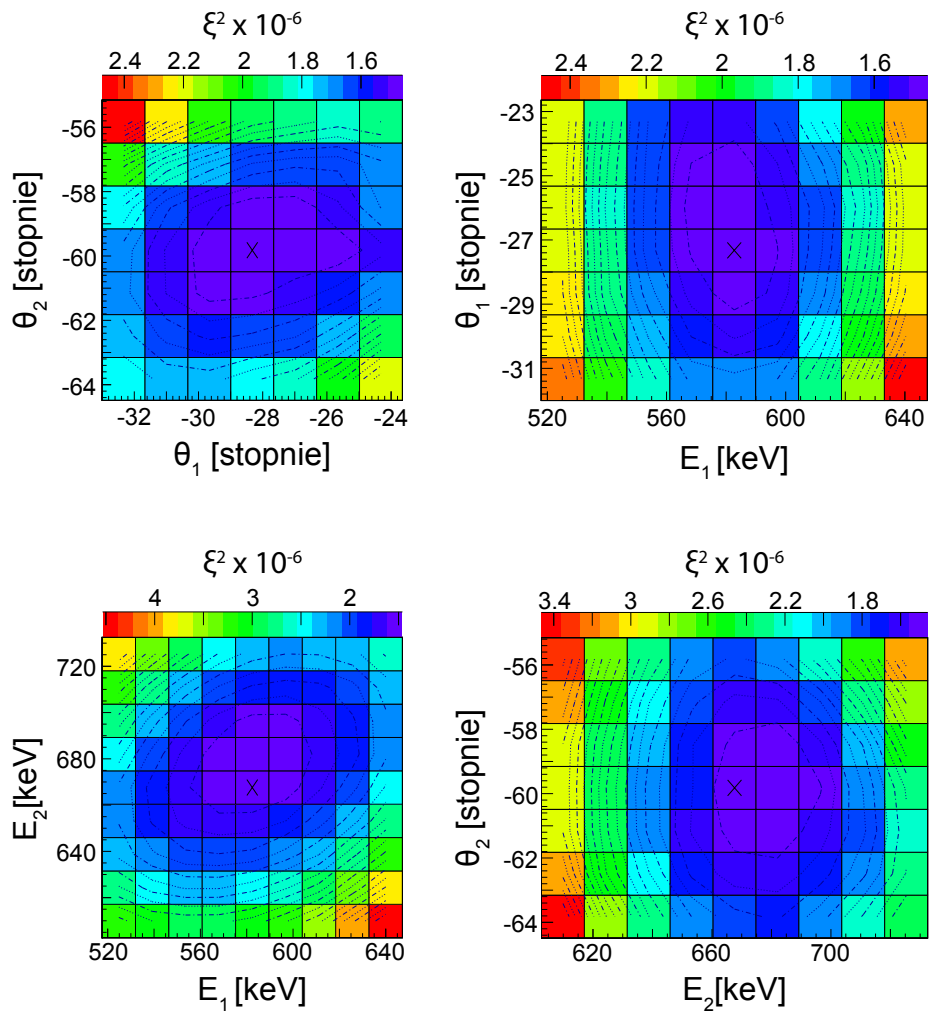
aktywnej. Dzięki temu wszystkie cztery przypadki można było poddać procedurze rekonstrukcji opisanej w rozdziale 7.

Na rysunku 8.11 przedstawiono przykładową rekonstrukcję zdarzenia 2p. Zgodnie z minimalizacją funkcji  $\xi_{tot}^2$ , zaobserwowany sygnał najlepiej odpowiada emisji protonów o parametrach  $E_1 = 580(60)$  keV,  $E_2 = 665(50)$  keV,  $\theta_1 = -27(7)^\circ$ ,  $\theta_2 = -60(6)^\circ$ ,  $\varphi_1 = 0(7)^\circ$  i  $\varphi_2 = -60(7)^\circ$ . Rysunek 8.12 przedstawia zestaw wykresów wartości funkcji  $\xi_{tot}^2$ , które ilustrują dużą stabilność rekonstrukcji. Szczegółowe wyniki rekonstrukcji wszystkich przypadków zostały przedstawione w dodatku A.

Niepewności procedury dopasowania zostały określone tak, jak opisano w to rozdziale 7.6. Niepewność wyznaczenia energii typowo mieściła się w zakresie 10% – 15%. Niepewności kąta  $\theta$  wynosiły średnio  $6^\circ$ , a kąta  $\varphi$  -  $11^\circ$ .

Wyniki rekonstrukcji wszystkich zarejestrowanych zdarzeń są przedstawione w tabeli 8.4. Średnia energia zdarzenia 2p to  $Q_{2p} = 1.29(4)$  MeV. Ta wartość dobrze zgadza się z przewidywaniami teoretycznymi, co pokazano w tabeli 8.5. Liczba ta jest też bliska energii przypuszczalnego przypadku emisji 2p w pracy [18]. Należy pamiętać, że przypuszczenie to opierało się właśnie na zgodności energii z przewidywaniami teoretycznymi.

Na rysunku 8.13 przedstawiono przewidywania modelu trójciałowego za-



Rysunek 8.12: Wybrane mapy  $\xi_{tot}^2$  dopasowania zdarzenia z rysunku 8.11. Każdy punkt przedstawia wartość zminimalizowaną dla wszystkich zmiennych oprócz parametrów na osiach wykresu.

Tabela 8.5: Porównanie eksperymentalnie zmierzonej energii rozpadu 2p z przewidywaniami teoretycznymi (wszystkie wartości w MeV).

Ta praca	Brown [7]	Ormand [9]	Cole [8]
1.29(4)	1.36(13)	1.29(33)	1.35(6)

leżności parcjalnego czasu życia ze względu na emisję 2p z  $^{48}\text{Ni}$  od energii, opublikowane w pracy [49]. Na tym samym rysunku zaznaczono wartość uzyskaną eksperymentalnie w tej pracy i przewidywania modeli SMEC [46] i macierzy R [45].

Wyniki obliczeń parcjalnego czasu połowicznego zaniku według modelu SMEC są dostępne dla energii  $Q_{2p}$  równych 1.33 MeV, 1.35 MeV i 1.37 MeV i wynoszą odpowiednio 10.3 ms, 6.2 ms i 3.75 ms [46]. Energia  $Q = 1.33$  MeV jest odległa o jedno odchylenie standardowe od pomiaru eksperymentalnego  $Q_{2p}^{eksp} = 1.29(4)$  MeV, a wynik 10.3 ms jest poza zakresem  $3\sigma$  od wartości eksperymentalnej  $T_{1/2}^{2p} = 3.0_{-1.2}^{+2.2}$  ms.

Obliczenia wykonane przy użyciu modelu macierzy R przeprowadzono dla energii  $Q_{2p}$  równych 1.23 MeV, 1.36 MeV i 1.49 MeV. Przewidywane parcjalne czasy połowicznego zaniku to odpowiednio 260 ms, 8 ms i 0.4 ms [45]. Zmierzona wartość  $Q_{2p}$  leży pomiędzy 1.23 MeV a 1.36 MeV i, podobnie jak w przypadku modelu SMEC, widoczne jest, że przewidywany czas połowicznego zaniku jest wyraźnie dłuższy niż obserwowany eksperymentalnie. Wskazuje to, że uproszczenia użyte w tych modelach nie oddają dobrze natury fizycznej procesu 2p.

Jedynie dla modelu trójciałowego przewidywania są zgodne z obserwowanym eksperymentalnie czasem życia, przy założeniu struktury funkcji falowej z dominującą składową  $p^2$  [49].

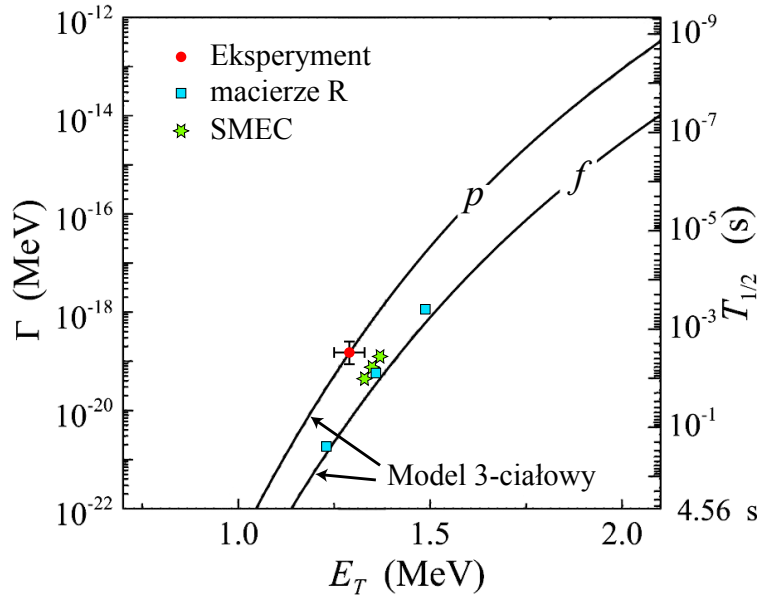
Jak pokazały badania  $^{45}\text{Fe}$  [16], analiza korelacji kątowych emitowanych protonów może dostarczyć informacji o strukturze wewnętrznej jądra. Do opisu kinematyki rozpadu 2p jako procesu trójciałowego, potrzebnych jest 9 zmiennych. Sześć z tych parametrów nie wpływa na obraz korelacyjny. Trzy z nich opisują ruch środka masy, a kolejne trzy - obroty płaszczyzny, na której ma miejsce rozpad. Jeżeli dodatkowo uznamy energię wydzielaną w rozpadzie  $Q_{2p}$  za stałą, to pełną informację o korelacjach kątowych w rozpadzie 2p można opisać za pomocą dwóch parametrów.

Dalszy opis korelacji kątowych rozpadu 2p wygodnie jest przeprowadzić w układzie współrzędnych Jacobiego. W układzie tym wzajemne położenie ciał  $i$ ,  $j$  i  $k$  jest opisane przez dwa wektory:  $\vec{X}_{k \rightarrow j}$  - położenie ciała  $j$  w układzie środka masy  $k - j$  i  $\vec{Y}_{i \rightarrow jk}$  - położenie środka masy ciał  $k - j$  w układzie środka masy  $i - j - k$ . Jeżeli przyjmiemy, że ciała  $k$  i  $j$  to protony o masie  $m$ , a  $i$  to jądro o masie  $M$ , które pozostawało w spoczynku przed emisją, to uzyskamy układ Jacobiego typu T, przedstawiony na rysunku 8.14. Wprowadźmy wektory pędu  $\vec{P}_X$  i  $\vec{P}_Y$ , które w tym układzie mają postać:

$$\vec{P}_X = \frac{\vec{P}_k - \vec{P}_j}{2}, \quad (8.9)$$

$$\vec{P}_Y = \vec{P}_k + \vec{P}_j \quad (8.10)$$

gdzie odpowiednio  $\vec{P}_i, \vec{P}_j, \vec{P}_k$  to pędy cząstek  $i, j$  i  $k$ . Całkowita energia  $Q$  wyraża



Rysunek 8.13: Porównanie zmierzonego parcjalnego czasu życia gałęzi 2p i energii rozpadu z przewidywaniami modelu trójciałowego L. Grigorenki z różnymi dominującymi wkładami  $l^2$  do funkcji falowej. Zaznaczono również przewidywania modeli SMEC [46] i macierzy R [45]. Ilustracja pochodzi z pracy [49].

się przy tym jako:

$$Q = E_X + E_Y, \quad (8.11)$$

gdzie

$$E_X = \frac{\vec{P}_X^2}{m} = \frac{(\vec{P}_k - \vec{P}_j)^2}{2m}, \quad (8.12)$$

$$E_Y = \frac{\vec{P}_Y^2}{\frac{4mM}{2m+M}} = \frac{(\vec{P}_k + \vec{P}_j)^2}{\frac{4mM}{2m+M}}. \quad (8.13)$$

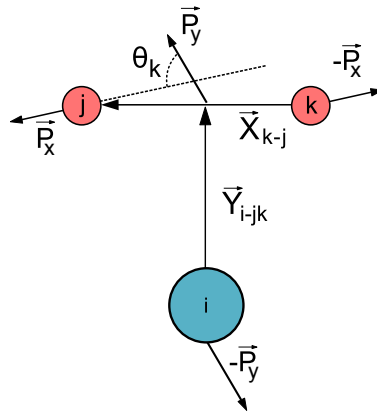
Jako dwa parametry opisujące korelacje kątowe w emisji 2p można przyjąć podział energii  $\varepsilon = E_X/Q$  i kąt między  $\vec{P}_X$  i  $\vec{P}_Y$ , który oznaczamy symbolem  $\theta_k$ . Wielkości te wyraża się za pomocą mierzonych w układzie laboratoryjnym energii protonów  $E_1$  i  $E_2$  i kąta pomiędzy ich kierunkami emisji  $\theta_{pp}$  w następujący sposób:

$$\begin{aligned} \varepsilon = E_X/Q &= \frac{(E_1 + E_2 - 2\sqrt{E_1 E_2} \cos \theta_{pp})}{2Q} \\ &= \frac{2(E_1 + E_2 - 2\sqrt{E_1 E_2} \cos \theta_{pp})}{2[E_1 + E_2 + m/M(E_1 + E_2 + 2\sqrt{E_1 E_2} \cos \theta_{pp})]}, \end{aligned} \quad (8.14)$$

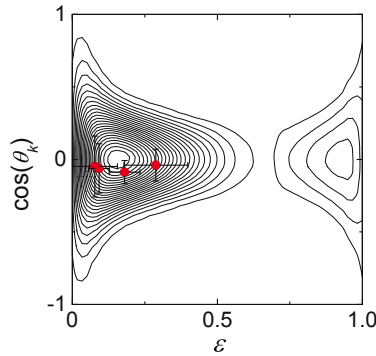
$$\cos(\theta_k) = \frac{\vec{P}_X \cdot \vec{P}_Y}{P_X P_Y} = \frac{E_2 - E_1}{\sqrt{(E_1 + E_2)^2 - 4E_1 E_2 \cos^2 \theta_{pp}}}. \quad (8.15)$$

W powyższych przekształceniach wykorzystano relację  $Q = E_1 + E_2 + E_r$ , gdzie  $E_r$  to energia odrzutu jądra:

$$E_r = \frac{m}{M}(E_1 + E_2 + 2\sqrt{E_1 E_2} \cos \theta_{pp}) \quad (8.16)$$



Rysunek 8.14: Układ współrzędnych Jacobiego typu „T”.



Rysunek 8.15: Wyniki rekonstrukcji rozpadów  $^{48}\text{Ni}$  naniesione na obraz korelacji kątowych przewidzianych za pomocą modelu trójciałowego dla  $^{45}\text{Fe}$  (rysunek z pracy [2]). Przyjęto konwencję, w której jako pierwszy proton zawsze przyjmuje się ten o niższej energii. W przypadku zamiany tego przypisania, uzyskany rozkład byłby symetryczny względem linii  $\cos(\theta_k) = 0$ .

We wzorze 8.15 istotne jest, której z cząstek przypisuje się numer 1, a której 2. W tej pracy przyjęto konwencję, według której jako pierwszy proton przyjmuje się zawsze ten o niższej energii.

Na rysunku 8.15 zaznaczono cztery pomiary uzyskane w tym eksperymencie naniesione na przewidywania modelu trójciałowego dla  $^{45}\text{Fe}$ . Niestety wśród jąder, dla których dostępne są przewidywania modelu trójciałowego, nie ma  $^{48}\text{Ni}$ , jednak spodziewamy się jakościowo podobnego zachowania jak w rozpadzie  $2p$   $^{45}\text{Fe}$ . W obliczeniach tych zakłada się, że konfiguracja protonów walencyjnych jest mieszanką stanów  $f^2$  i  $p^2$ , przy czym wkład  $p^2$  jest uwidoczniony przez stosunek intensywności wzgórków usytuowanych w małych i dużych wartościach  $\epsilon$ . Należy zauważyć, że chociaż wynik porównania przewidywań dla czasu życia i energii rozpadu wskazuje na dominujący wkład konfiguracji  $p^2$  to żaden z zaobserwowanych rozpadów nie przypada w rejonie dużego  $\epsilon$ .

## Rozdział 9

# Podsumowanie i perspektywy

Powyższa praca przedstawia wyniki badania  $^{48}\text{Ni}$ , najbardziej neutrono-deficytowego izotopu niklu, jaki dotychczas został zaobserwowany. Dzięki wykorzystaniu w eksperymencie detektora OTPC, możliwa była pierwsza identyfikacja kanału rozpadu 2p w  $^{48}\text{Ni}$  poprzez bezpośrednią rejestrację obydwu emitowanych protonów. Detektor OTPC pozwolił również na identyfikację nowego kanału rozpadu  $^{46}\text{Fe}$  przemiany  $\beta$  z emisją dwóch protonów opóźnionych.

W czasie trwania eksperymentu zebrano łącznie cztery przypadki przedstawiające rozpady 2p  $^{48}\text{Ni}$  i dwa na których widoczne były rozpady  $\beta$ p. Pozwoliło to na obliczenie czasu połowicznego zaniku  $T_{1/2}(^{48}\text{Ni}) = 2.1_{-0.6}^{+1.4}$  ms i współczynników rozgałęzienia dla kanałów 2p i  $\beta$ p, które wynoszą odpowiednio 0.7(2) i 0.3(2). Przemiany  $^{48}\text{Ni}$  były obserwowane tylko w jednym wcześniejszym eksperymencie [18], gdzie do pomiarów użyto detektorów półprzewodnikowych, w którym zarejestrowano całkowitą energię wydzieloną w czterech rozpadach  $^{48}\text{Ni}$ . Uzyskane w obu eksperymentach czasy życia są ze sobą zgodne, widoczne są natomiast istotne rozbieżności we współczynniku rozgałęzienia kanału emisji 2p. W naszym eksperymencie  $^{2/3}$  jonów  $^{48}\text{Ni}$  rozpadło się poprzez emisję 2p, a w badaniach [18] tylko jedno z czterech zdarzeń potencjalnie mogło być zdarzeniem typu 2p. Wykorzystana tam technika eksperymentalna nie pozwalała na jednoznaczne określenie, czy to jedno zdarzenie było w istocie przypadkiem promieniotwórczości 2p.

Wszystkie cztery przypadki emisji 2p przedstawione w tej pracy zostały zrekonstruowane przy pomocy algorytmu opracowanego specjalnie na potrzeby tego eksperymentu. Uzyskana w ten sposób wartość energii dostępnej w rozpadzie 2p  $Q_{2p} = 1.29(4)$  MeV jest zgodna z przewidywaniami teoretycznymi [7, 9, 8]. Porównanie zaobserwowanego rozkładu kątów między emitowanymi protonami z modelem teoretycznym nie było możliwe, ze względu na niedostępność przewidywań dla  $^{48}\text{Ni}$ . Wyniki zestawiono z przewidywaniami modelu trójciałowego L. Grigorenki [47, 48, 49, 50] dla sąsiedniego emitera 2p,  $^{45}\text{Fe}$ , jednak mała liczba zliczeń nie pozwala na wyciągnięcie wniosków z tego porównania. Obserwowany parcjalny czas połowicznego zaniku  $^{48}\text{Ni}$  ze względu na rozpad 2p jest zgodny z przewidywaniami modelu trójciałowego.

W eksperymencie zarejestrowano też rozpady jonów  $^{44}\text{Cr}$  i  $^{46}\text{Fe}$ . Wykorzystu-



jąc algorytm rekonstrukcji, uzyskano widma energetyczne protonów emitowanych z tych jąder po rozpadzie  $\beta$ . Jest to pierwszy przypadek, w którym z pomocą komory OTPC uzyskano widma energetyczne opóźnionych protonów i ukazuje to uniwersalność zastosowanego algorytmu rekonstrukcji. Dla obydwu tych jąder wyznaczono czasy życia i współczynniki rozgałęzienia. Na szczególną uwagę zasługuje obserwacja protonów o energii poniżej 900 keV, emitowanych w rozpadach  $\beta p$  obydwu tych nuklidów. Tego typu procesy nie mogły być obserwowane we wcześniejszych eksperymentach badających ten nuklid ze względu na ograniczenia metody detekcyjnej.

Detektor OTPC użyty do opisanych badań jest drugą wersją tego urządzenia. Zastosowanie nowej kamery oraz układu wzmocnienia wykorzystującego folie GEM zaowocowało znacznie stabilniejszą pracą, niż miało to miejsce podczas badań rozpadu  $2p$   $^{45}\text{Fe}$ , przeprowadzonych w tym samym laboratorium kilka lat wcześniej [42]. Możliwie wysoka stabilność pracy układu jest bardzo istotna w eksperymencie, w którym zarejestrowano jedynie 10 przypadków badanego izotopu. Wysoką czułość użytej metody ilustruje identyfikacja nowego kanału rozpadu  $^{46}\text{Fe}$  poprzez rejestrację tylko jednego zdarzenia.

W połączeniu z algorytmem rekonstrukcji torów cząstek naładowanych, stworzonym w języku C++ na potrzeby pomiarów  $^{48}\text{Ni}$ , OTPC stanowi detektor znakomicie sprawdzający się w badaniach rozpadów, którym towarzyszy emisja cząstek naładowanych. Doświadczenia zebrane w tym eksperymencie zaowocowały rozbudową układu detekcyjnego OTPC o monitor warunków pracy - ciśnienia, temperatury i prędkości dryfu elektronów w gazie - co zmniejszy niepewność rekonstrukcji torów w przyszłych eksperymentach. W najbliższych latach planowany jest rozwój układu zbierania danych komory OTPC, który ma pozwolić na dowolnie długą ekspozycję zdjęcia, a także zmniejszenie czasu martwego detektora o ponad rząd wielkości. W dalszej perspektywie rozważana jest przebudowa detektora OTPC w sposób umożliwiający pracę z ciśnieniem innym niż atmosferyczne.

Przypadek  $^{48}\text{Ni}$ , jedyne znanego jądra podwójnie magicznego położonego poza linią oderwania protonu, jest niezwykle ciekawym celem badań fizyki jądrowej. W opisanym eksperymencie udało się zmierzyć podstawowe parametry  $^{48}\text{Ni}$ , między innymi  $T_{1/2}$  i  $Q_{2p}$ . Aby uzyskać istotnie więcej informacji o tym nuklidzie, konieczne byłoby przeprowadzenie eksperymentu, w którym zarejestrowaliby co najmniej rząd wielkości większą liczbę rozpadów  $2p$ . Przy takiej próbie statystycznej możliwe by było porównanie eksperymentalnych i teoretycznych przewidywań rozkładu kąтового, co dałoby wgląd w strukturę funkcji falowej stanu emitującego protony, podobnie jak miało to miejsce w przypadku  $^{45}\text{Fe}$  [16]. Wykonanie takiego eksperymentu leży na skraju możliwości istniejących układów produkcji i separacji cząstek. Wśród aktualnie pracujących ośrodków badań jądrowych najlepszym kandydatem do przeprowadzenia kolejnego eksperymentu poświęconego  $^{48}\text{Ni}$  jest laboratorium RIKEN w Japonii, które jest w stanie dostarczyć wiązki o intensywności do 5 razy większej niż laboratorium NSCL. Biorąc pod uwagę, że maksymalna energia wiązek w laboratorium RIKEN jest większa niż analogicznych wiązek w laboratorium NSCL, a także większą akceptancję pędową separatora, można mieć nadzieję, że w przypadku tygodniowego eksperymentu można by zarejestrować do 100 jonów  $^{48}\text{Ni}$ . Niestety w tej chwili wiązki  $^{58}\text{Ni}$  i sąsiednich jąder nie są w tym laboratorium dostępne.

W ciągu nadchodzących lat planuje się oddanie do użytku układów produkcji i separacji jonów nowej generacji, między innymi FAIR w Niemczech i FRIB

w USA. Według przewidywań udostępnionych przez projekt FRIB [68],  $^{48}\text{Ni}$  może być tam zatrzymywany w detektorze z intensywnością około 0.003 jonu na sekundę, co pozwoliłoby na rejestrację 200 przypadków w eksperymencie krótszym niż jeden dzień. Warto dodać, że zgodnie z wyliczeniami prezentowanymi przez laboratorium RIKEN [69], już dzisiaj możliwa jest produkcja z podobnymi intensywnościami innego, wciąż słabo poznanego, emitera 2p, mianowicie  $^{54}\text{Zn}$ .

W świetle najnowszych przewidywań teoretycznych [70, 71] rozpad 2p jest typowym procesem dla jąder o parzystej liczbie  $Z$  aż do  $Z = 82$ . W połączeniu z rozwojem ośrodków badawczych sugeruje to, że badania rozpadów 2p to rozdział, który został dopiero otwarty w historii eksperymentalnej fizyki jądrowej. Dotychczasowe doświadczenia pokazują, że komora OTPC jest narzędziem doskonale spełniającym specyficzne wymagania, jakie stawiają poszukiwania nowych emiterów 2p.

Zastanawiające jest, że wraz z postępem technik eksperymentalnych nie idzie w parze rozwój przewidywań teoretycznych. Jedyne modele emisji 2p, którego obliczenia pozostają zgodne z najnowszymi wynikami eksperymentalnymi, to model trójciałowy L. Grigorenki [47, 48, 49, 50], którego przewidywania pozostają dostępne tylko dla ograniczonej liczby emiterów 2p. Rozwinięcie modeli teoretycznych jest niezbędne, aby wykorzystać obserwacje promieniotwórczości 2p do badania struktury jąder. Dodatkową motywacją do rozwijania opisu procesu 2p jest jego natura związana z oddziaływaniem „pairing”. Badanie promieniotwórczości 2p być może otworzy nowe możliwości poznania tego oddziaływania jądrowego.

## Dodatek A

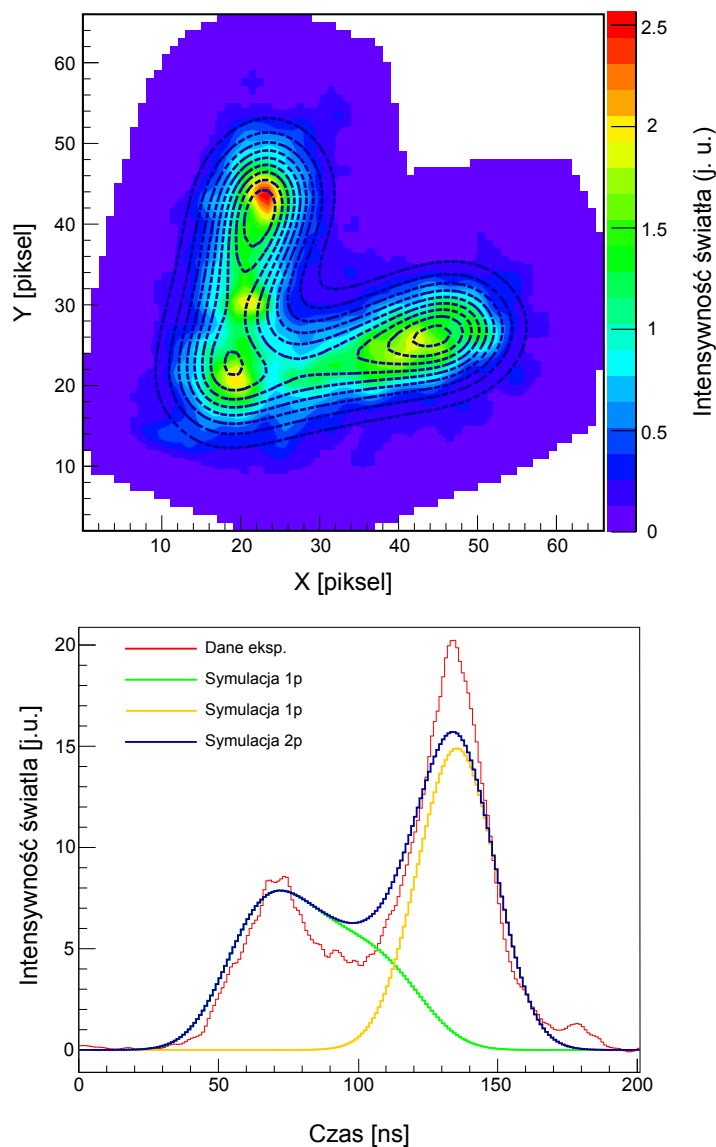
# Rekonstrukcje emisji 2p $^{48}\text{Ni}$

W tym dodatku zostaną zaprezentowane wyniki rekonstrukcji wszystkich czterech przypadków 2p z  $^{48}\text{Ni}$ . Dla każdego z nich przedstawione są sygnały z CCD i z PMT wraz z dopasowaniem. W przypadku CCD dane eksperymentalne przedstawione są za pomocą mapy kolorów, podczas gdy wyniki symulacji naniesione są w formie poziomicy. Sygnały symulacji PMT są przedstawione jako oddzielny wkład dwóch protonów i jako złożony sygnał. Dla każdego przypadku są również prezentowane mapy funkcji  $\xi_{tot}^2$  dla zestawów zmiennych  $E_1$ - $E_2$ ,  $E_1$ - $\theta_1$ ,  $E_2$ - $\theta_2$ ,  $E_1$ - $\varphi_1$  i  $E_2$ - $\varphi_2$ , gdzie każdy punkt przedstawia wartość zminimalizowaną we wszystkich wymiarach poza oznaczonymi na osiach. Przypadki są oznaczane numerami zgodnymi z rysunkiem 8.10. Przy każdym zdarzeniu umieszczony jest krótki komentarz. Dla wygody czytelnika poniżej powtórzona jest tabela przedstawiająca wyniki rekonstrukcji wszystkich 4 zdarzeń.

Tabela A.1: Wyniki rekonstrukcji zdarzeń 2p z  $^{48}\text{Ni}$ .  $E_{rec}$  oznacza energię odrzutu jądra,  $E_{tot}$  to suma energii protonów i  $E_{rec}$ . Wszystkie energie podane w keV, a kąty w stopniach.

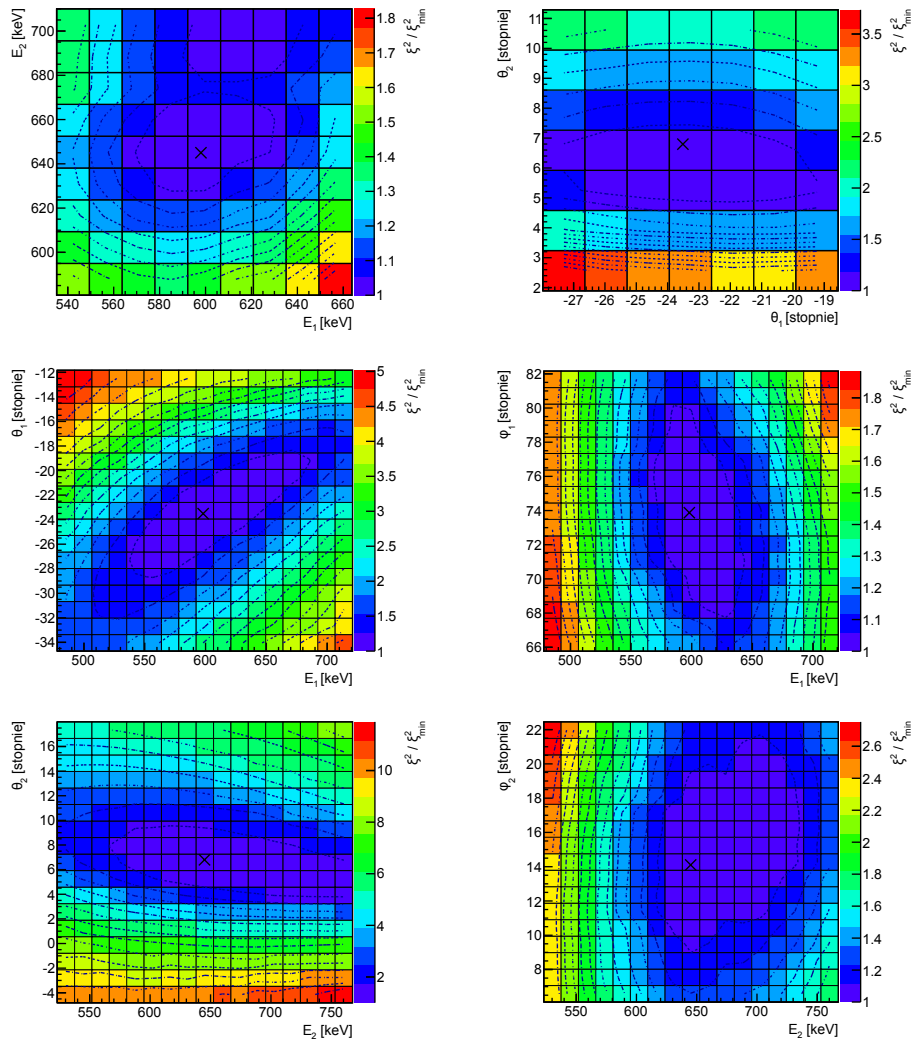
l.p.	$E_1$	$E_2$	$\theta_1$	$\theta_2$	$\varphi_1$	$\varphi_2$	$E_{rec}$	$E_{tot}$
1	600(70)	645(110)	-23(6)	7(2)	74(12)	14(10)	37(6)	1280(130)
2	575(90)	650(80)	-74(7)	-70(6)	43(17)	-151(11)	46(4)	1271(120)
3	580(60)	665(50)	-27(7)	-60(6)	0(7)	-60(7)	42(4)	1287(80)
4	645(130)	680(80)	11(5)	7(5)	51(12)	18(13)	51(7)	1376(160)

## Zdarzenie numer 1



Rysunek A.1: Sygnały CCD i PMT wraz z przedstawionymi najlepszymi dopasowaniami dla przypadku oznaczonego numerem 1.

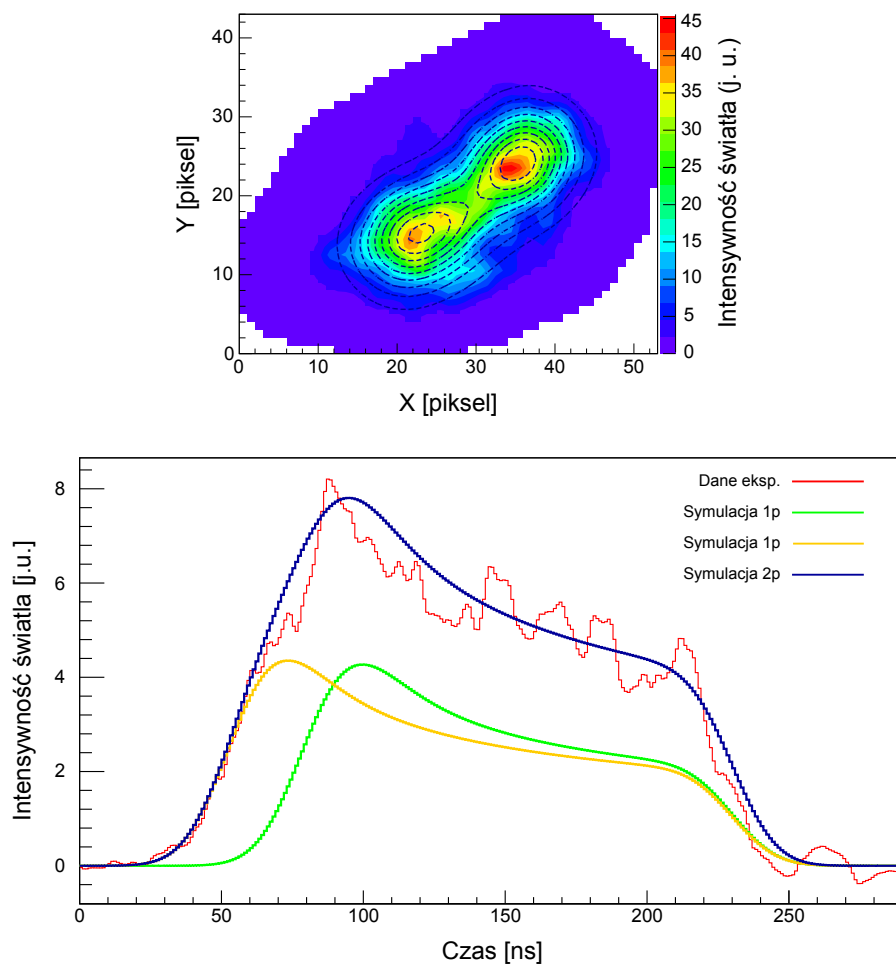
Jedno z dwóch zdarzeń, gdzie zarówno sygnał z fotopowielacza jak i kamery niesie dużą część informacji. Dopasowanie obrazu CCD jest dobrze odtwarza strukturę sygnału (jedno z maksimum Bragga jest wyraźnie wyższe). W sygnale PMT wydaje się, że ślady mają istotnie mniejszą szerokość rozmycia niż symulowana, ale pomimo to długości sygnałów są dobrze odwzorowane. Wydaje się, że stosunek szerokości rozmyć w sygnale CCD i PMT w tym przypadku odbiegał znacząco od wartości rejestrowanej w innych zdarzeniach i przez to wykraczał poza granicę przeszukiwanych parametrów.



Rysunek A.2: Zestawienie map  $\xi_{tot}^2$  dla przypadku oznaczonego numerem 1.

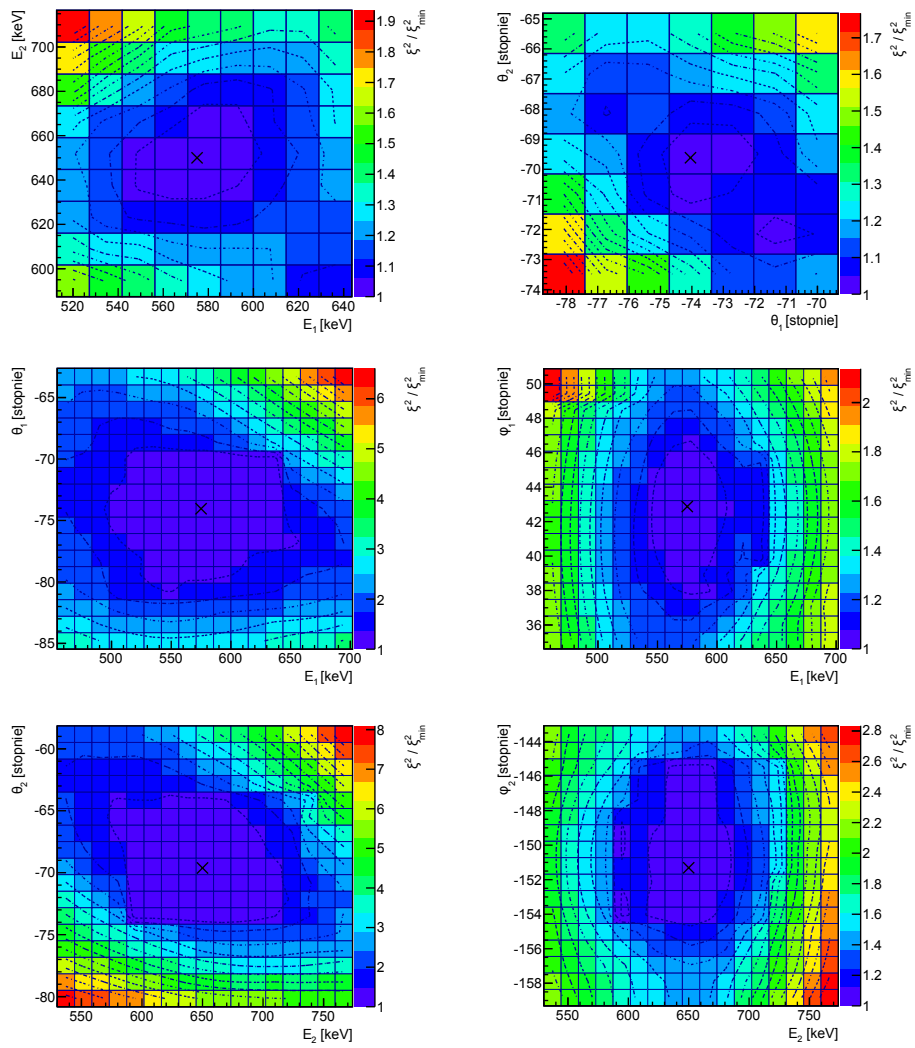
Mapy  $\xi_{tot}^2$  pokazują, że znalezione rozwiązanie jest dobrze określone dla kątów  $\theta$  i  $\varphi$ , jednak istnieje alternatywna kombinacja energii  $E_1 = 628$  keV i  $E_2 = 705$  keV o niemal równej wartości funkcji  $\xi_{tot}^2$ . Wartości te odległe są o mniej niż połowa niepewności ustalenia energii protonów w tym przypadku.

## Zdarzenie numer 2



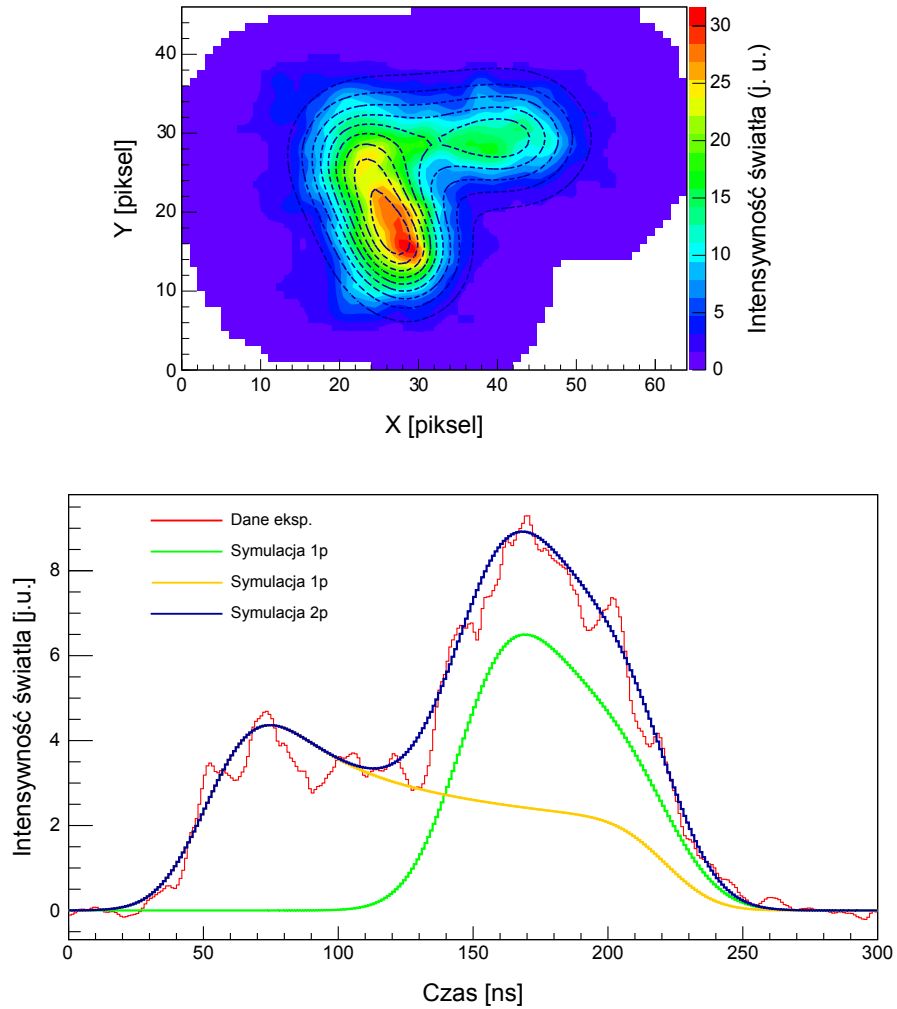
Rysunek A.3: Sygnały CCD i PMT wraz z przedstawionymi najlepszymi dopasowaniami dla przypadku oznaczonego numerem 2.

W przypadku tym oba protony były skierowane do dołu pod dużym kątem, przez co długości torów na zdjęciu CCD są krótkie. Jednocześnie oba sygnały mają podobne długości w fotopowielaczu, przez co trudno je od siebie odróżnić. Trudność w tym przypadku polegała na przypisaniu sygnału w fotopowielaczu do odpowiedniego toru na zdjęciu CCD. Symulacje zostały przeprowadzone dla obydwu możliwych kombinacji, które zbiegły do tego samego wyniku. Jednocześnie mapy  $\xi_{tot}^2$  pokazują, że minimalizacja jest stabilna z dobrze określonymi minimum.



Rysunek A.4: Zestawienie map  $\xi_{tot}^2$  dla przypadku oznaczonego numerem 2.

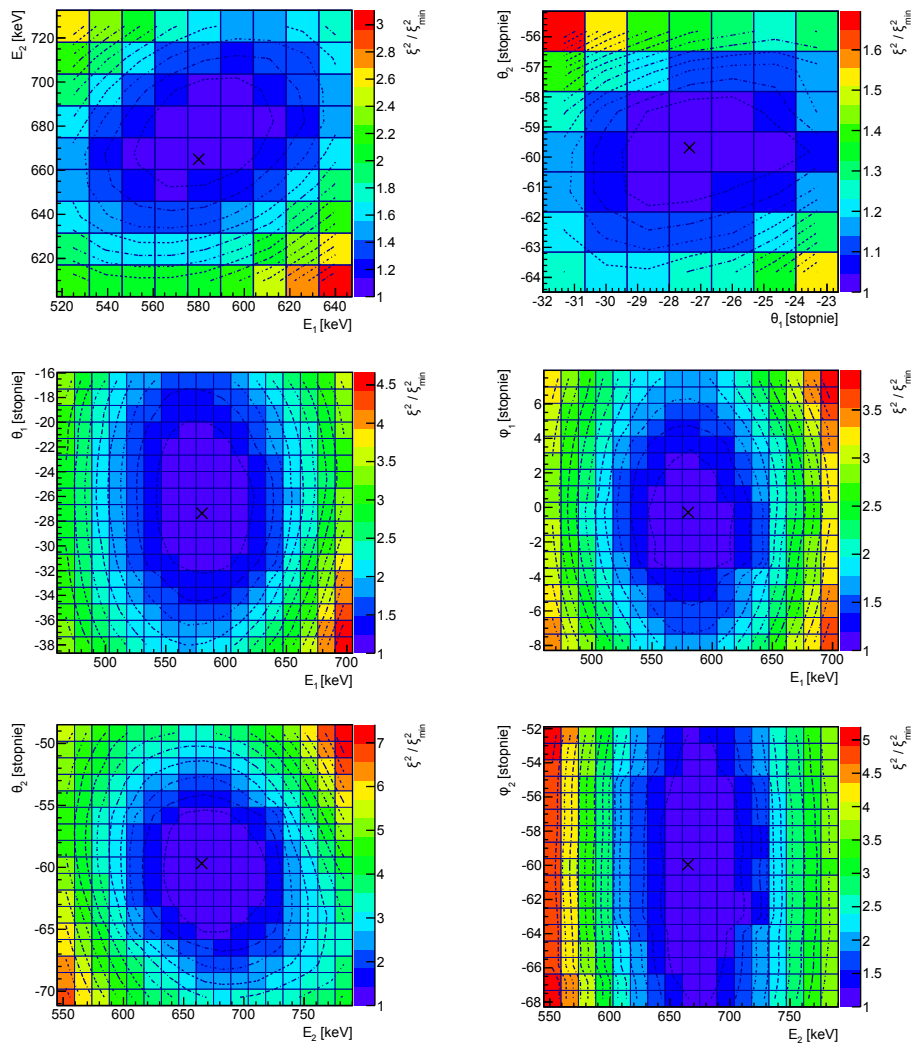
### Zdarzenie numer 3



Rysunek A.5: Sygnały CCD i PMT wraz z przedstawionymi najlepszymi dopasowaniami dla przypadku oznaczonego numerem 3.

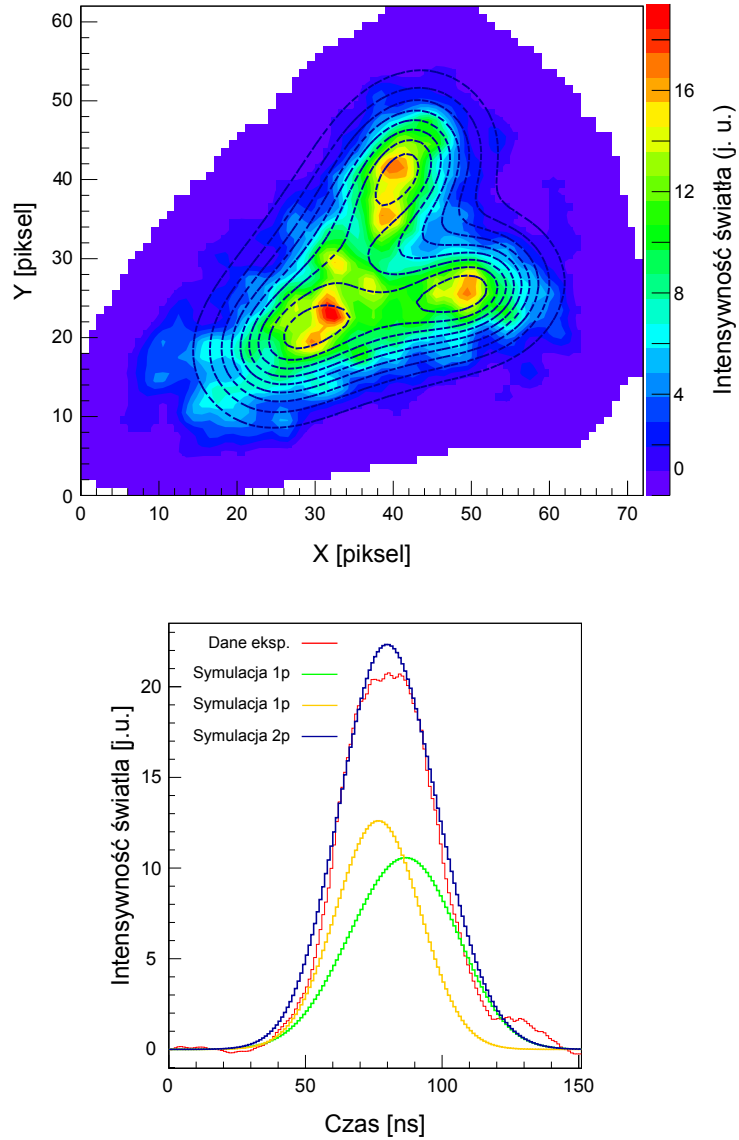
Przypadek szczególnie prosty w rekonstrukcji, gdzie minimalizacja jest całkowicie jednoznaczna, a sygnały w CCD i PMT są bardzo dobrze odwzorowane. Jest to też widoczne w znacznie mniejszej niepewności dopasowania niż dla innych przypadków.





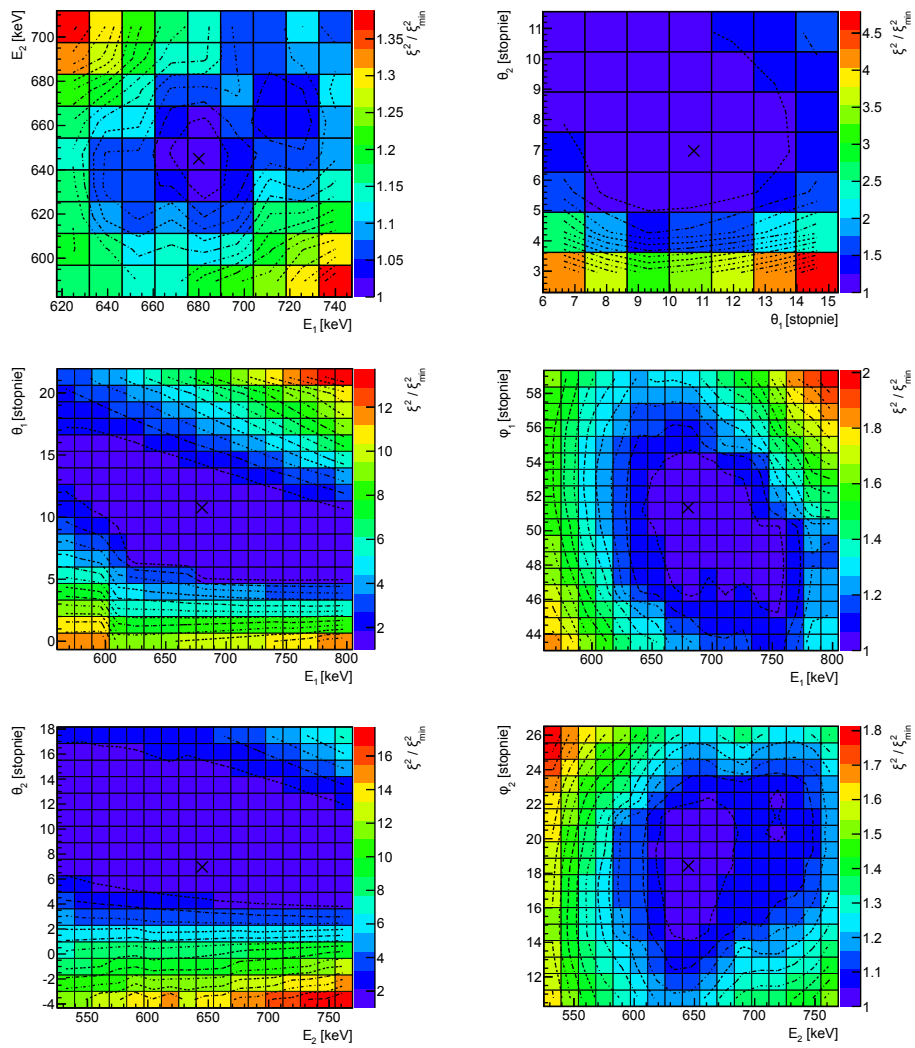
Rysunek A.6: Zestawienie map  $\xi_{tot}^2$  dla przypadku oznaczonego numerem 3.

## Zdarzenie numer 4



Rysunek A.7: Sygnały CCD i PMT wraz z przedstawionymi najlepszymi dopasowaniami dla przypadku oznaczonego numerem 4.

Przypadek, w którym oba protony zostały wyemitowane pod małym kątem względem płaszczyzny XY, przez co sygnał z fotopowielacza jest bardzo krótki. W takiej sytuacji energia jest określona głównie przez obraz CCD. Jej niepewność jest duża, ponieważ wraz ze wzrostem energii sygnał w fotopowielaczu praktycznie się nie zmienia. Kąt  $\theta$  jest niestety źle określony ze względu na symetryczny charakter sygnału w fotopowielaczu. Dopasowania, dla których kąt  $\theta$  jest przeciwny dają niemal równie dobre wyniki. W takim przypadku niepewność tego kąta może być nieco zaniżona przy zastosowanym algorytmie, jednak warto

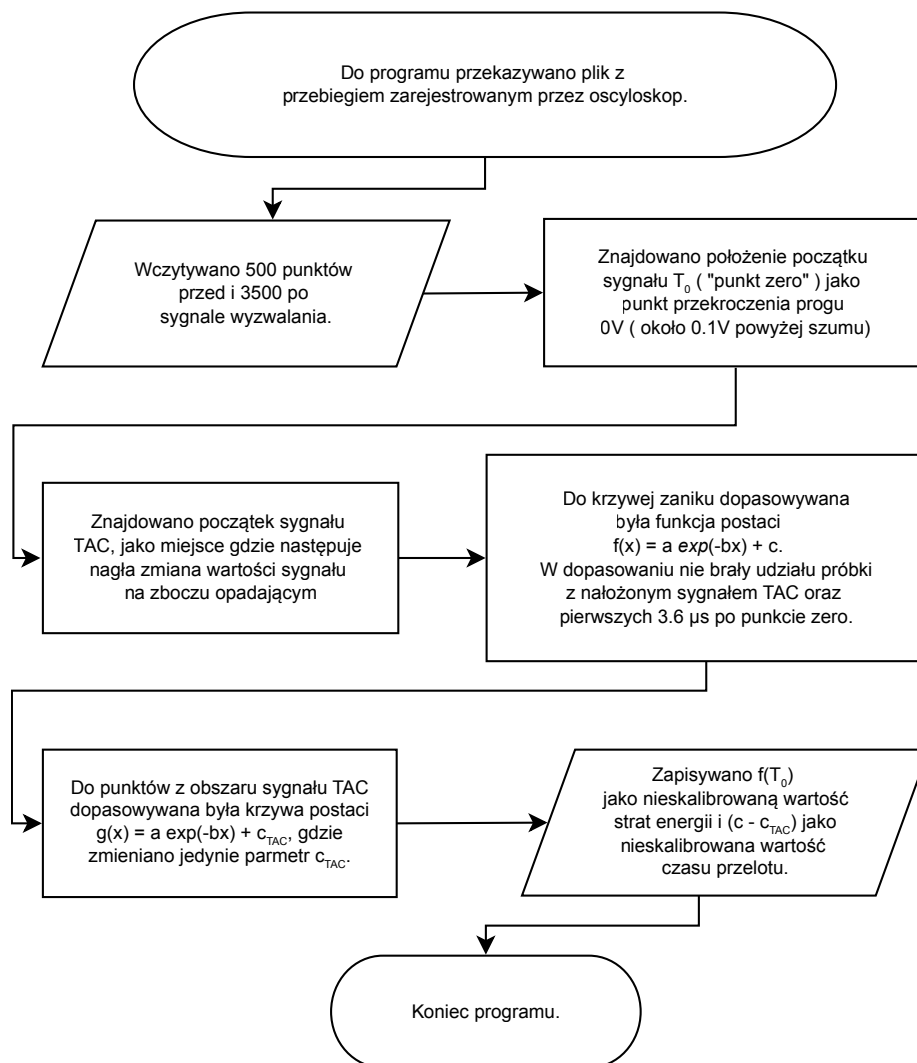


Rysunek A.8: Zestawienie map  $\xi_{tot}^2$  dla przypadku oznaczonego numerem 4.

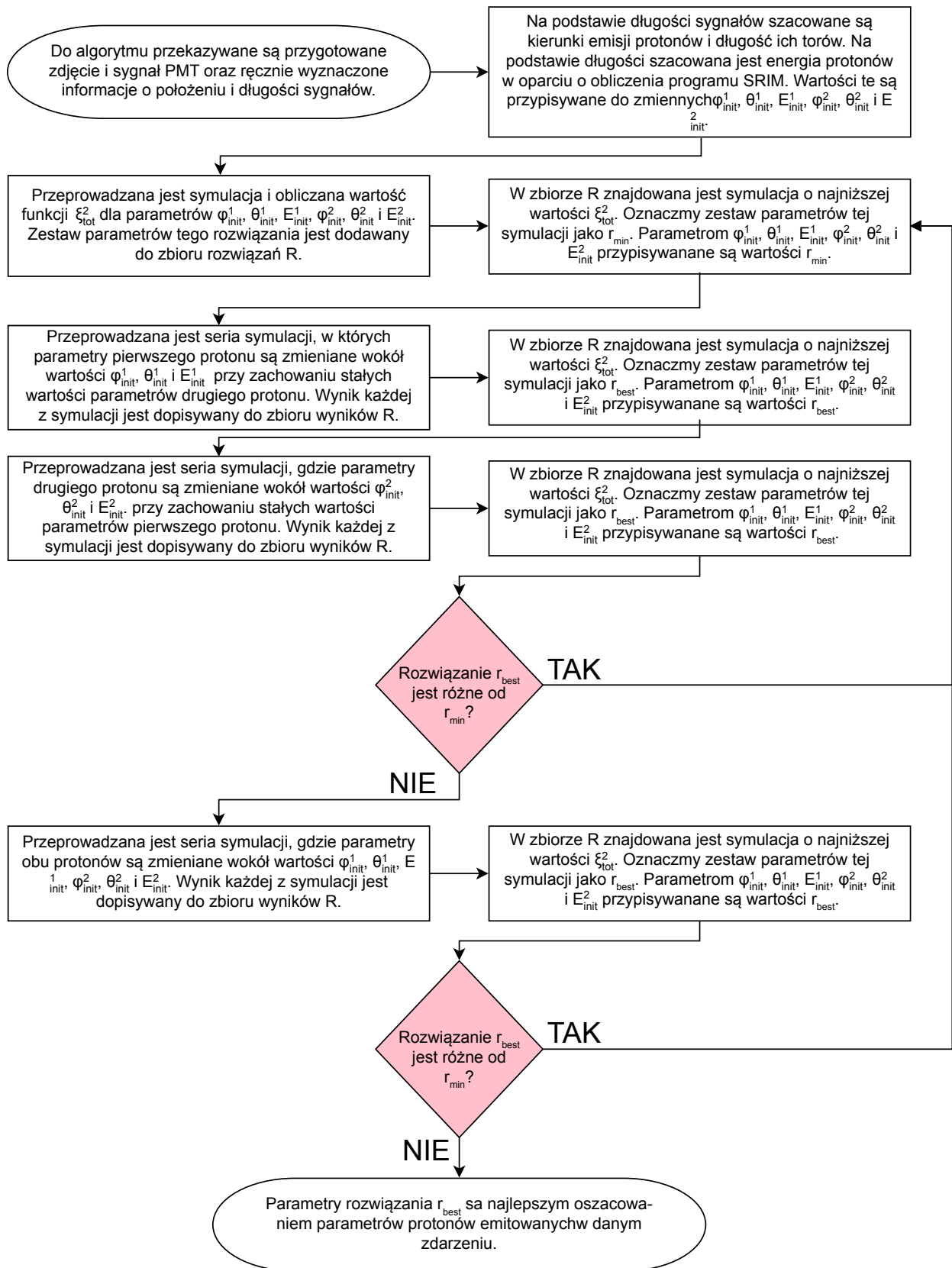
zwrócić uwagę, że nie wpływa to znacząco na wynik końcowy rekonstrukcji. W planach prac nad ulepszonym algorytmem rekonstrukcji zawarte jest opracowanie metody szczególnego traktowania zdarzeń, w których jeden z kanałów (CCD lub PMT) dominuje w sensie zawartych informacji.

**Dodatek B**

**Schematy blokowe  
wybranych algorytmów**



Rysunek B.1: Schemat blokowy algorytmu według którego określano dane identyfikacyjne zapisane w układzie komory OTPC.



Rysunek B.2: Schemat blokowy algorytmu minimalizacji funkcji  $\xi_{tot}^2$  dla zdarzeń z emisją dwóch protonów. Szerokość i liczba kroków użytych przy poszukiwaniach minimum  $\xi_{tot}^2$  przedstawione są w tabeli 7.2.

# Spis tabel

3.1	Zestawienie wyników dotychczasowych eksperymentów poświęconych promieniotwórczości 2p. . . . .	18
3.2	Parcjalne czasy życia ze względu na emisję 2p według modelu SMEC . . . . .	20
7.1	Zakres poszukiwania minimum $\xi_{tot}^2$ dla zdarzeń z emisją jednego protonu. . . . .	53
7.2	Zakres poszukiwania minimum $\xi_{tot}^2$ dla zdarzeń z emisją dwóch protonów. . . . .	58
7.3	Położenia środków dwóch najwyraźniejszych linii w widmie protonów opóźnionych z $^{44}\text{Cr}$ w zależności od prędkości dryfu. . . . .	60
8.1	Zestawienie energii zarejestrowanych linii w widmie energetycznym protonów z $^{44}\text{Cr}$ oraz odpowiadających im współczynników emisji. . . . .	66
8.2	Zestawienie informacji o strukturach widocznych w widmie energii protonów emitowanych z $^{46}\text{Fe}$ . . . . .	70
8.3	Porównanie pomiarów i przewidywań przekroju czynnego na produkcję $^{48}\text{Ni}$ w reakcji wiązki $^{58}\text{Ni}$ z tarczą $^{nat}\text{Ni}$ . . . . .	71
8.4	Wyniki rekonstrukcji zdarzeń 2p z $^{48}\text{Ni}$ . . . . .	74
8.5	Porównanie eksperymentalnie zmierzonej energii rozpadu 2p z przewidywaniami teoretycznymi. . . . .	76
A.1	Wyniki rekonstrukcji zdarzeń 2p z $^{48}\text{Ni}$ . . . . .	82



# Spis rysunków

1.1	Schemat energetyczny dla przejść $\beta^+$ z opóźnioną emisją protonów.	6
1.2	Schemat energetyczny układu w którym możliwa jest emisja 2p.	7
3.1	Schemat układu „in-flight”.	14
3.2	Schematyczne przedstawienie bariery potencjału dla emitera protonowego.	19
3.3	Porównanie przewidywanych rozkładów kątowych według modeli emisji 2p z wynikami eksperymentalnymi z $^{45}\text{Fe}$ .	22
3.4	Porównanie przewidywań modelu trójciałowego z wynikami eksperymentalnymi dla $^{45}\text{Fe}$ .	22
4.1	Schemat komory OTPC.	24
4.2	Przykładowy sygnał rejestrowany przez CCD w zdarzeniu $\beta p$ .	27
4.3	Przykładowy sygnał fotopowielacza w przypadku emisji $\beta p$ .	28
4.4	Porównanie zdjęć ze starej i nowszej wersji detektora OTPC.	30
4.5	Schematyczne przedstawienie kolejności zdarzeń w trybie ekspozycji sterowanej.	31
4.6	Porównanie zdjęć zebranych w trybie z rejestracją śladu implantacji i bez.	32
4.7	Schematyczne przedstawienie kolejności zdarzeń w trybie ekspozycji przedłużonej.	34
5.1	Schemat użytego w eksperymencie układu produkcji i separacji jonów.	37
5.2	Widmo identyfikacyjne zebrane przez układ NSCL.	37
5.3	Zdjęcie układu tarczy obrotowej.	38
5.4	Profil implantacji jonów $^{48}\text{Ni}$ w gazie roboczym.	39
5.5	Schemat logiki układu wyzwiania komory OTPC.	40
5.6	Schemat połączeń w układzie zbierania danych.	41
6.1	Przykładowe dane identyfikacyjne jonu $^{46}\text{Fe}$ wraz z dopasowaniem.	44
6.2	Przykład danych zarejestrowanych przez CCD wraz z interpretacją.	44
6.3	Przykład danych zarejestrowanych przez oscyloskop, ilustrujący metodę interpretacji sygnałów w oscyloskopie.	45
6.4	Pełne widmo identyfikacyjne przypadków zarejestrowanych przez OTPC.	47
7.1	Straty energii protonu na jednostkę długości w zależności od energii protonu.	49

7.2	Porównanie sygnału z fotopowielacza przed i po zastosowaniu filtra gaussowskiego. . . . .	51
7.3	Porównanie sygnału z kamery CCD przed i po zastosowaniu filtra gaussowskiego. . . . .	52
7.4	Przykład rekonstrukcji zdarzenia z emisją jednego protonu. . . . .	54
7.5	Mapy funkcji $\xi_{tot}^2$ w zależności od kątów $\varphi$ i $\theta$ oraz energii protonu dla dopasowania zdarzenia przedstawionego na rysunku 7.4. . . . .	55
7.6	Przykład rekonstrukcji trudnego zdarzenia z emisją jednego protonu. . . . .	56
7.7	Mapy funkcji $\xi_{tot}^2$ w zależności od kątów $\varphi$ i $\theta$ oraz energii protonu dla dopasowania zdarzenia z rysunku 7.6. . . . .	57
7.8	Powiększenie fragmentów dwóch map funkcji $\xi_{tot}^2$ dla dopasowania zdarzenia przedstawionego na rysunku 7.6. . . . .	57
7.9	Wykres zależności $\xi_{tot}^2$ od zmian pojedynczych parametrów dla przypadku z rysunku 7.4. . . . .	59
7.10	Wykres zależności $\xi_{tot}^2$ od zmian pojedynczych parametrów dla przypadku z rysunku 7.6. . . . .	59
8.1	Funkcja $\ln \mathcal{L}(\tau)$ dla $^{44}\text{Cr}$ . . . . .	62
8.2	Wykres funkcji $\mathcal{L}_{b_e}(b_e)$ dla $^{44}\text{Cr}$ . . . . .	64
8.3	Przykładowe zdjęcia CCD przedstawiające emisję $\beta$ -opóźnionego protonu z $^{44}\text{Cr}$ . . . . .	64
8.4	Widmo energii uzyskane poprzez rekonstrukcję torów protonów emitowanych z $^{44}\text{Cr}$ wraz z porównaniem z wynikami [32]. . . . .	65
8.5	Zależność wydajności detektora OTPC od energii emitowanego protonu dla $^{44}\text{Cr}$ o $^{46}\text{Fe}$ . . . . .	66
8.6	Wykres funkcji $\ln \mathcal{L}_\tau(\tau)$ dla $^{46}\text{Fe}$ . . . . .	68
8.7	Wykres funkcji $\ln \mathcal{L}_\tau(b_e)$ dla $^{46}\text{Fe}$ . . . . .	69
8.8	Widmo energii protonów opóźnionych emitowanych z $^{46}\text{Fe}$ . . . . .	69
8.9	Zdarzenie z emisją $\beta 2p$ $^{46}\text{Fe}$ . . . . .	71
8.10	Zebrane obrazy CCD wszystkich zdarzeń emisji $2p$ z $^{48}\text{Ni}$ . . . . .	73
8.11	Rekonstrukcja jednego ze zdarzeń emisji $2p$ w rozpadzie $^{48}\text{Ni}$ . . . . .	74
8.12	Wybrane mapy $\xi_{tot}^2$ dopasowywania przypadku $2p$ . . . . .	75
8.13	Porównanie zmierzonego parcjalnego czasu życia gałęzi $2p$ i energii rozpadu $2p$ z przewidywaniami modeli teoretycznych. . . . .	77
8.14	Układ współrzędnych Jacobiego typu „T”. . . . .	78
8.15	Wyniki rekonstrukcji rozpadów $^{48}\text{Ni}$ naniesione na obraz korelacji kątowych przewidzianych za pomocą modelu trójciałowego dla $^{45}\text{Fe}$ . . . . .	78
A.1	Rekonstrukcja przypadku numer 1. . . . .	83
A.2	Zestawienie map $\xi_{tot}^2$ dla przypadku numer 1. . . . .	84
A.3	Rekonstrukcja przypadku numer 2. . . . .	85
A.4	Zestawienie map $\xi_{tot}^2$ dla przypadku numer 2. . . . .	86
A.5	Rekonstrukcja przypadku numer 3. . . . .	87
A.6	Zestawienie map $\xi_{tot}^2$ dla przypadku numerem 3. . . . .	88
A.7	Rekonstrukcja przypadku numer 4. . . . .	89
A.8	Zestawienie map $\xi_{tot}^2$ dla przypadku numer 4. . . . .	90
B.1	Schemat blokowy algorytmu według którego określano dane identyfikacyjne zapisane w układzie komory OTPC. . . . .	93

B.2 Schemat blokowy algorytmu minimalizacji funkcji $\xi_{tot}^2$ dla zdarzeń z emisją dwóch protonów. . . . .	94
--	----

# Bibliografia

- [P1] M. Pomorski, M. Pfützner, W. Dominik, i in. First observation of two-proton radioactivity in  $^{48}\text{Ni}$ . *Phys. Rev. C*, 83:061303, Jun 2011.
- [P2] M. Pomorski, M. Pfützner, W. Dominik, i in. Spectroscopy of proton rich nuclei with the OTPC chamber. W zbiorze pod redakcją B. Blank, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1409 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 83–86, November 2011.
- [P3] M. Pomorski, M. Pfützner, W. Dominik, i in. Studies of  $^{48}\text{Ni}$  using the optical time projection chamber. *Acta Physica Polonica*, 43:267–272, Feb 2012.
- [P4] M. Pomorski, M. Pfützner, W. Dominik, i in. Proton spectroscopy of  $^{48}\text{Ni}$ ,  $^{46}\text{Fe}$ , and  $^{44}\text{Cr}$ . *Phys. Rev. C*, 90:014311, Jul 2014.
- [1] G. Pfennig, C. Normand, J. Magill, i T. Fanghänel. Karlsruhe Nuklidkarte. Commemoration of the 50th Anniversary. (Luxembourg: Office for Official Publications of the European Communities).
- [2] M. Pfützner, M. Karny, L. V. Grigorenko, i K. Riisager. Radioactive decays at limits of nuclear stability. *Rev. Mod. Phys.*, 84:567–619, Apr 2012.
- [3] V.I. Goldansky. On neutron-deficient isotopes of light nuclei and the phenomena of proton and two-proton radioactivity. *Nuclear Physics*, 19(0):482 – 495, 1960.
- [4] O.V. Bochkarev, L.V. Chulkov, A.A. Korsheninniicov, i in. Democratic decay of  $^6\text{Be}$  states. *Nuclear Physics A*, 505(2):215 – 240, 1989.
- [5] R. A. Kryger, A. Azhari, M. Hellström, i in. Two-proton emission from the ground state of  $^{12}\text{O}$ . *Phys. Rev. Lett.*, 74:860–863, Feb 1995.
- [6] M. Pfützner, E. Badura, C. Bingham, i in. First evidence for the two-proton decay of  $^{45}\text{Fe}$ . *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, 14(3):279–285, 2002.
- [7] B. Alex Brown. Diproton decay of nuclei on the proton drip line. *Phys. Rev. C*, 43:R1513–R1517, Apr 1991.
- [8] B. J. Cole. Stability of proton-rich nuclei in the upper *sd* shell and lower *pf* shell. *Phys. Rev. C*, 54:1240–1248, Sep 1996.

- [9] W. E. Ormand. Mapping the proton drip line up to  $A=70$ . *Phys. Rev. C*, 55:2407–2417, May 1997.
- [10] N.B. Gove i M.J. Martin. Log-f tables for beta decay. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 10(3):205 – 219, 1971.
- [11] J. C. Hardy i E. Hagberg. Particle Emission from Nuclei vol. III: Fission and Beta-Delayed Decay Modes. W zbiorze pod redakcją Poenaru, D. N. i Ivascu, M, *Particle Emission from Nuclei*. CRC Press, Boca Raton, Florida, 1989.
- [12] B. Blank i M. J. G. Borge. Nuclear structure at the proton drip line: Advances with nuclear decay studies. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 60(2):403 – 483, 2008.
- [13] K.P. Jackson, C.U. Cardinal, H.C. Evans, N.A. Jelley, i J. Cerny.  $^{53}\text{Co}^m$ : A proton-unstable isomer. *Physics Letters B*, 33(4):281 – 283, 1970.
- [14] S. Hofmann, W. Reisdorf, G. Münzenberg, i in. Proton radioactivity of  $^{151}\text{Lu}$ . *Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei*, 305(2):111–123, 1982.
- [15] O. Klepper, T. Batsch, S. Hofmann, i in. Direct and beta-delayed proton decay of very neutron-deficient rare-earth isotopes produced in the reaction  $^{58}\text{Ni}+^{92}\text{Mo}$ . *Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei*, 305(2):125–130, 1982.
- [16] K. Miernik, W. Dominik, Z. Janas, i in. Two-proton radioactivity of  $^{45}\text{Fe}$ . *The European Physical Journal A*, 42(3):431–439, 2009.
- [17] P. Van Duppen. Isotope separation on line and post acceleration. W zbiorze pod redakcją Jim Al-Khalili i Ernst Roeckl, *The Euroschool Lectures on Physics with Exotic Beams, Vol. II*, volume 700 of *Lecture Notes in Physics*, pages 37–77. Springer Berlin Heidelberg, 2006.
- [18] C. Dossat, A. Bey, B. Blank, i in. Two-proton radioactivity studies with  $^{45}\text{Fe}$  and  $^{48}\text{Ni}$ . *Phys. Rev. C*, 72:054315, Nov 2005.
- [19] David J. Morrissey i Brad M. Sherrill. In-flight separation of projectile fragments. W zbiorze pod redakcją Jim Al-Khalili i Ernst Roeckl, *The Euroschool Lectures on Physics with Exotic Beams, Vol. I*, volume 651 of *Lecture Notes in Physics*, pages 113–135. Springer Berlin Heidelberg, 2004.
- [20] J. J. Gaimard i K. H. Schmidt. A reexamination of the abrasion-ablation model for the description of the nuclear fragmentation reaction. *Nuclear Physics A*, 531(3):709 – 745, 1991.
- [21] V. A. Karnaukhov, G. M. Ter-Akopian, i V. G. Subbotin. W zbiorze pod redakcją A. Ghiorso, R. M. Diamond, i H. E. Conzett, *Proceedings of the Third Conference on Reactions Between Complex Nuclei, held at Asilomar (Pacific Grove, California)*. University of California Press, 1963.
- [22] M. J. G. Borge. Beta-delayed particle emission. *Physica Scripta*, 2013(T152):014013, 2013.

- [23] J.F. Ziegler. The stopping and range of ions in matter (SRIM). [web page] <http://www.srim.org>.
- [24] M. D. Cable, J. Honkanen, R. F. Parry, i in. Discovery of beta-delayed two-proton radioactivity:  $^{22}\text{Al}$ . *Phys. Rev. Lett.*, 50:404–406, Feb 1983.
- [25] M. D. Cable, J. Honkanen, E. C. Schloemer, i in. Beta-delayed two-proton decays of  $^{22}\text{Al}$  and  $^{26}\text{P}$ . *Phys. Rev. C*, 30:1276–1285, Oct 1984.
- [26] K. Miernik, W. Dominik, Z. Janas, i in. First observation of  $\beta$ -delayed three-proton emission in  $^{45}\text{Fe}$ . *Phys. Rev. C*, 76:041304, Oct 2007.
- [27] M. Pomorski, K. Miernik, W. Dominik, i in.  $\beta$ -delayed proton emission branches in  $^{43}\text{Cr}$ . *Phys. Rev. C*, 83:014306, Jan 2011.
- [28] H. O. U. Fynbo, M.J.G. Borge, L. Axelsson, i in. The  $\beta 2p$  decay mechanism of  $^{31}\text{Ar}$ . *Nuclear Physics A*, 677(1–4):38 – 60, 2000.
- [29] F. Pougheon, J.C. Jacmart, E. Quiniou, i in. Direct observation of new proton rich nuclei in the region  $23 \leq Z \leq 29$  using a 55AMeV  $^{58}\text{Ni}$  beam. *Zeitschrift für Physik A Atomic Nuclei*, 327(1):17–24, 1987.
- [30] V. Borrel, R. Anne, D. Bazin, i in. The decay modes of proton drip-line nuclei with A between 42 and 47. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 344(2):135–144, 1992.
- [31] L. Faux, S. Andriamonje, B. Blank, i in.  $\beta$ -delayed proton radioactivity of  $^{44}\text{Cr}$ ,  $^{47}\text{Mn}$ ,  $^{48,49}\text{Fe}$  and  $^{50}\text{Co}$ . *Nuclear Physics A*, 602(2):167 – 180, 1996.
- [32] C. Dossat, N. Adimi, F. Aksouh, i in. The decay of proton-rich nuclei in the mass A = 36 - 56 region. *Nuclear Physics A*, 792(1–2):18 – 86, 2007.
- [33] K. Sümmerer i B. Blank. EPAX version 2: a modified empirical parametrization of fragmentation cross sections. *Nuclear Physics A*, 701(1–4):161 – 164, 2002. 5th International Conference on Radioactive Nuclear Beams.
- [34] D. F. Geesaman, R. L. McGrath, P. M. S. Lesser, P. P. Urone, i B. VerWest. Particle decay of  $^6\text{Be}$ . *Phys. Rev. C*, 15:1835–1838, May 1977.
- [35] J. Giovinazzo, B. Blank, M. Chartier, i in. Two-proton radioactivity of  $^{45}\text{Fe}$ . *Phys. Rev. Lett.*, 89:102501, Aug 2002.
- [36] B. Blank, A. Bey, G. Canchel, i in. First observation of  $^{54}\text{Zn}$  and its decay by two-proton emission. *Phys. Rev. Lett.*, 94:232501, Jun 2005.
- [37] B. Blank, M. Chartier, S. Czajkowski, i in. Discovery of doubly magic  $^{48}\text{Ni}$ . *Phys. Rev. Lett.*, 84:1116–1119, Feb 2000.
- [38] J. Giovinazzo, B. Blank, C. Borcea, i in. First direct observation of two protons in the decay of  $^{45}\text{Fe}$  with a time-projection chamber. *Phys. Rev. Lett.*, 99:102501, Sep 2007.
- [39] G. Charpak, J.-P. Fabre, F. Sauli, M. Suzuki, i W. Dominik. An optical, proportional, continuously operating avalanche chamber. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 258(2):177 – 184, 1987.

- [40] K. Miernik, W. Dominik, Z. Janas, i in. Two-proton correlations in the decay of  $^{45}\text{Fe}$ . *Phys. Rev. Lett.*, 99:192501, Nov 2007.
- [41] P. Ascher, L. Audirac, N. Adimi, i in. Direct observation of two protons in the decay of  $^{54}\text{Zn}$ . *Phys. Rev. Lett.*, 107:102502, Sep 2011.
- [42] Krzysztof Miernik. Badanie promieniotwórczości dwuprotonowej jąder  $^{45}\text{Fe}$ . Praca doktorska, Uniwersytet Warszawski, Kwiecień 2009.
- [43] V.I. Goldansky. Two-proton radioactivity. *Nuclear Physics*, 27(4):648 – 664, 1961.
- [44] B. Alex Brown. Diproton decay of nuclei on the proton drip line. *Phys. Rev. C*, 43:R1513–R1517, Apr 1991.
- [45] B. A. Brown i F. C. Barker. Di-proton decay of  $^{45}\text{Fe}$ . *Phys. Rev. C*, 67:041304, Apr 2003.
- [46] J. Rotureau, J. Okołowicz, i M. Płoszajczak. Theory of the two-proton radioactivity in the continuum shell model. *Nuclear Physics A*, 767(0):13 – 57, 2006.
- [47] L. V. Grigorenko, R. C. Johnson, I. G. Mukha, I. J. Thompson, i M. V. Zhukov. Two-proton radioactivity and three-body decay: General problems and theoretical approach. *Phys. Rev. C*, 64:054002, Oct 2001.
- [48] L. V. Grigorenko i M. V. Zhukov. Two-proton radioactivity and three-body decay. IV. Connection to quasiclassical formulation. *Phys. Rev. C*, 76:014009, Jul 2007.
- [49] L. V. Grigorenko i M. V. Zhukov. Two-proton radioactivity and three-body decay. II. Exploratory studies of lifetimes and correlations. *Phys. Rev. C*, 68:054005, Nov 2003.
- [50] L. V. Grigorenko i M. V. Zhukov. Two-proton radioactivity and three-body decay. III. Integral formulas for decay widths in a simplified semianalytical approach. *Phys. Rev. C*, 76:014008, Jul 2007.
- [51] L.V. Grigorenko, T.D. Wiser, K. Miernik, i in. Complete correlation studies of two-proton decays:  $^6\text{Be}$  and  $^{45}\text{Fe}$ . *Physics Letters B*, 677(1–2):30 – 35, 2009.
- [52] M. Ćwiok, W. Dominik, Z. Janas, i in. Optical time projection chamber for imaging of two-proton decay of  $^{45}\text{Fe}$  nucleus. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 52(6):2895–2899, Dec 2005.
- [53] F. Sauli. GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 386(2–3):531 – 534, 1997.
- [54] Aleksandra Lis. Badanie emisji światła w detektorze OTPC. Praca licencjacka, Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, Lipiec 2013.

- [55] Magdalena Kuich. Badanie naładowanych kanałów rozpadu  $^8\text{He}$  za pomocą detektora OTPC. Praca magisterska, Wydział Fizyki Politechniki Warszawskiej, 2013.
- [56] M. Pfützner, W. Dominik, A. Fomichev, i in. Observation of Beta-delayed Three-proton Emission from  $^{31}\text{Ar}$  with the Optical Time Projection Chamber at the FRS. W *GSI Scientific Report 2012*. Published in 2013. <http://repository.gsi.de/record/52050>.
- [57] A. A. Lis, C. Mazzocchi, W. Dominik, i in.  $\beta$ -delayed three-proton decay of  $^{31}\text{Ar}$ . *Phys. Rev. C*, 91:064309, Jun 2015.
- [58] O.B. Tarasov i D. Bazin. LISE++: Radioactive beam production with in-flight separators. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 266(19–20):4657 – 4664, 2008. Proceedings of the XVth International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Techniques Related to their Applications.
- [59] Roman Nowak. *Statystyka dla Fizyków*. Wydawnictwo Naukowe PWN, 2002. ISBN 83-01-13702-9.
- [60] B. Blank, S. Andriamonje, R. Del Moral, i in. Production cross sections and the particle stability of proton-rich nuclei from  $^{58}\text{Ni}$  fragmentation. *Phys. Rev. C*, 50:2398–2407, Nov 1994.
- [61] D. J. Morrissey. Systematics of momentum distributions from reactions with relativistic ions. *Phys. Rev. C*, 39:460–470, Feb 1989.
- [62] K. Sümmerer. Improved empirical parametrization of fragmentation cross sections. *Phys. Rev. C*, 86:014601, Jul 2012.
- [63] R. Barlow. Asymmetric statistical errors. *arXiv:physics/0406120*.
- [64] G. Audi, F.G. Kondev, M. Wang, i in. The Nubase2012 evaluation of nuclear properties. *Chinese Physics C*, 36(12):1157, 2012.
- [65] O.B. Tarasov, D. Bazin, T. Baumann, i in. A new approach to measure momentum distributions and production cross-sections of neutron rich nuclei using fragment separators. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 620(2–3):578 – 584, 2010.
- [66] T.W. Burrows. Nuclear data sheets for  $A = 48$ . *Nuclear Data Sheets*, 107(7):1747 – 1922, 2006.
- [67] K.-H. Schmidt, C.-C. Sahn, K. Pielenz, i H.-G. Clerc. Some remarks on the error analysis in the case of poor statistics. *Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei*, 316(1):19–26, 1984.
- [68] FRIB estimated rates. [Dokument dostępny pod adresem <https://groups.nsl.msu.edu/frib/rates/fribrates.html>; dostęp 16-Maj-2015].



- [69] BigRIPS technical information: Secondary beam intensity expected. [Dokument dostępny pod adresem <http://www.nishina.riken.jp/RIBF/BigRIPS/intensity.html>; dostęp 16-Maj-2015].
- [70] E. Olsen, M. Pfützner, N. Birge, i in. Landscape of two-proton radioactivity. *Phys. Rev. Lett.*, 110:222501, May 2013.
- [71] E. Olsen, M. Pfützner, N. Birge, i in. Erratum: Landscape of two-proton radioactivity. *Phys. Rev. Lett.*, 111:139903, Sep 2013.