INSTYTUT PROBLEMÓW JĄDROWYCH im. Andrzeja Sołtana
THE ANDRZEJ SOLTAN INSTITUTE FOR NUCLEAR STUDIES

Antoni Tadeusz Nassalski

Wspólny detektor do tomografii pozytonowej i rentgenowskiej

Rozprawa doktorska pod kierunkiem
Prof. Marka Moszyńskiego

Świerk 2010

Praca naukowa finansowana ze środków na naukę w latach 2009-2011 jako projekt badawczy

Pracę dedykuję moim Kochanym Dziewczynkom: Madzi, Zosi i Lusi oraz Mamie i Tacie

Pamięci Prof. dr hab. Jana Pawła Nassalskiego†

Podziękowania

Praca ta powstała dzięki wspólnemu wysiłkowi i zaangażowaniu wielu osób, dlatego chciałbym rozpocząć moją rozprawę doktorską słowami uznania i podziękowania tym, którym jestem szczególnie wdzięczny za okazaną pomoc i wsparcie.

Największe wyrazy uznania i podziękowanie należą się mojemu promotorowi Profesorowi Markowi Moszyńskiemu, pod okiem którego miałem zaszczyt i przyjemność pracować i rozwijać się prze cztery lata mojej pracy w Instytucie Problemów Jądrowych. Panie Profesorze współpraca z Panem ukształtowała mnie i wytyczyła mi marzenia odnośnie kształtu mojego dalszego rozwoju naukowego i zawodowego.
Dziękuję Panu za, jak to Pan mówi „wpuszczenie mnie na salony i tryndanie się po świecie" w ramach współpracy z ośrodkami naukowymi i firmami komercyjnymi, z którymi nawiązał Pan współpracę. Doceniam pomoc przy „kręceniu gałkami", analizie wyników, a zwłaszcza przy pisaniu publikacji naukowych. Bardzo też dziękuje za nasze wspólne wyjazdy z Panem i Pana Małżonką, które to bardzo nas do siebie zbliżyły i dały możliwość prowadzenia rozmów nie tylko służbowych, ale i politycznych, prywatnych i rodzinnych.

Niezmiernie również doceniam pomoc naszego magika od elektroniki Pana Darka Wolskiego. Dziękuję, że zawsze, gdy potrzebowałem pomocy, odrywał się Pan od Pana zajęć i obowiązków by służyć mi dobrą radą i trafną diagnozą odnośnie „dlaczego to nie działa".

W tym samym duchu dziękuję Panu Tadeuszowi Batschowi za dobre słowa i okazaną pomoc. Z przyjemnością, na porannej zakładowej kawie, słuchałem Pana wymiany poglądów na tematy życia publicznego i politycznego.

Niewątpliwie najbardziej bombardowałem pytaniami i uprzykrzałem się moim przyjaciołom z pracy: Agnieszce Syntfeld-Każuch, Michałowi Gierlikowi, Łukaszowi Świderskiemu oraz Tomkowi Szczęśniakowi. Serdecznie Wam dziękuję za to, że stanowiliśmy „młody gniewny" zespół walecznych i dociekliwych naukowców. Jednak najbardziej jestem Wam wdzięczny za nasze wszystkie „poza naukowe", wypady, imprezki i pogaduszki.

Ponadto, było by z mojej strony niewdzięczne i strasznym niedopatrzeniem jakbym nie wymienił wszystkich kolegów i koleżanek z Zakładu P3, DI i SLAA. Praca naukowa jest pracą z ludźmi w ramach dużego zespołu i bez indywidualnego wkładu tych ludzi nie było by ani wyników ani sukcesów. Dziękuję, zatem Panu Krzysiowi Leśniewskiemu i Andrzejowi Dziedzicowi za pomoc manualno techniczną. Grupie Tukanowej: Krystynie Traczyk, kierownikowi Zbyszkowi Guzikowi, Michałowi Płomińskiemu i Staszkowi Borsukowi oraz grupie Jacka Szlachciaka, Czarkowi Górnemu i Piotrkowi Lorenckiemu i oczywiście Iwonie Żawrockiej za wszelką okazaną pomoc w sytuacjach dla mnie awaryjnych.

Kończąc, dziękuję mojej Rodzinie za wsparcie, cierpliwość i wyrozumiałość w trakcie mojej pracy naukowej i pisania tejże rozprawy, a ponadto moim Rodzicom za ponad przeciętny i niestandardowy doping bym szybko i skutecznie napisał i obronił tę pracę doktorską.

Streszczenie

Wychodząc naprzeciw wyzwaniu by jednocześnie i w oparciu o ten sam układ detekcyjny móc uzyskać obraz dwiema obecnie istniejącymi metodami trójwymiarowego obrazowania tomograficznego, to jest tomografią pozytonowo emisyjną – PET jak i tomografią rentgenowską - CT, zostały podjęte prace w ramach Europejskiego projektu badawczo rozwojowego BIOCARE - Molecular Imaging for Biologically Optimized Cancer Therapy, realizowanego wspólnie ze środowiskiem medycznym z Karolinska Institute w Sztokholmie. Jednym z głównych celów projektu BioCare było opracowanie wspólnego detektora dla tomografii rentgenowskiej (CT) i pozytonowej (PET). Opracowanie odpowiednich detektorów a następnie budowa systemu diagnostycznego, realizującego wizualizacje dwiema komplementarnymi metodami o takiej samej geometrii detektorów, stanowiłby znaczący postęp w technikach diagnostycznych w medycynie. Założony w projekcie cel stanowił poważne wyzwanie do zrealizowania ze względu na sprzeczne wymagania stawiane detektorom do tomografii pozytonowo emisyjnej oraz tomografii rentgenowskiej.

Odpowiedni wybór wspólnego detektora do tomografii PET/CT zakłada scharakteryzowanie kryształów scyntylacyjnych oraz fotodetektorów takich jak fotopowielacze czy fotodiody lawinowe. W pierwszym etapie badania eksperymentalne objęły porównanie właściwości kryształów scyntylacyjnych w celu wytypowania kandydatów jednocześnie spełniających warunki stawiane, scyntylatorom do badań PET jak i scyntylatorom do badań CT. W kolejnym etapie przeprowadzono systematyczne badania fotodiod lawinowych w detekcji scyntylacyjnej oraz detekcji promieniowania X oraz badania mające na celu lepsze zrozumienie procesów odpowiedzialnych w detektorze scyntylacyjnym za energetyczną zdolność rozdzielczą. Przeprowadzone testy proponowanej metody, z silnym źródłem ^{241}Am, w trybie detekcji CT, oraz z kwantami anihilacyjnymi ze źródła ^{22}Na, potwierdziły skuteczną pracę detektora w dużym zakresie dynamicznym rejestrowanej wiązki promieniowania X oraz w trybie detekcji PET.

Na podstawie przeprowadzonych przez Autora badań, zaproponowano metodę jednoczesnego pomiaru strumienia promieni X, w dwóch trybach pracy detektora, zliczeniowym i prądowym oraz jednoczesny pomiar kwantów anihilacyjnych o energii 511 keV w tomografii PET. Możliwe jest, zatem, w oparciu o wybrany kryształ scyntylacyjny Lu_2SiO_5:Ce (LSO) oraz o matrycę fotodiod lawinowych Hamamatsu S8550, wzbogacenie obrazu uzyskanego w badaniu PET o informację uzyskaną metodą obrazowania CT. Rozwiązanie to ma realne szanse na zastosowanie najpierw w komercyjnych tomografach zwierzęcych (animal PET), a następnie w klinicznych tomografach do trójwymiarowego obrazowania człowieka. Opracowana metoda pozwala jednocześnie zmniejszyć dawkę promieniowania, jaką naświetlany jest pacjent o trzy rzędy wielkości. A ponadto umożliwia budowę kompaktowego urządzenia do pomiarów nie tylko medycznych, ale i spektroskopowych, którego niewątpliwymi zaletami będą wysoka wydajność detekcji, znakomite czasowe i przestrzenne zdolności rozdzielcze, niewielkie rozmiary, odporność na uszkodzenia radiacyjne oraz niskie napięcia zasilania. Dodatkowo niewątpliwą poprawę jakości i kontrastu obrazu można osiągnąć poprzez wprowadzenie do tomografii informacji o czasie przelotu kwantów gamma wewnątrz pierścienia tomografu.

Spis Treści

1. Wstęp 14
   - 1.1. Cel i układ pracy 14
   - 1.2. Prezentacja problemu 16
   - 1.3. Metodyka badań 17
   - 1.4. Wymierny efekt podjętego problemu 18
2. Tomografia 20
   - 2.1. Tomografia rentgenowska – CT 20
     - 2.1.1. Aktualny stan rozwoju tomografii komputerowej 22
     - 2.1.2. System pomiaru danych 25
     - 2.1.3. Warunki stawiane kryształom stosowanym w tomografii rentgenowskiej 26
     - 2.1.4. Detektory w tomografii komputerowej 26
     - 2.1.5. Fotodetektory do tomografii komputerowej 27
     - 2.1.6. Planowane kierunki rozwoju tomografii komputerowej 28
   - 2.2. Tomografia pozytonowo emisyjna – PET 28
     - 2.2.1. Warunki, jakie powinien spełniać detektor do tomografii PET 30
     - 2.2.2. Scyntylatory w skanerach PET 31
     - 2.2.3. Systemy PET dla zwierząt 34
     - 2.2.4. Detekcja koincydencyjna 34
     - 2.2.5. Detekcja czasu przelotu (time of flight - TOF) 35
     - 2.2.6. Głębokość interakcji (depth of interaction -DOI) 37
     - 2.2.7. Zastosowanie badań PET 38
   - 2.3. Tomografia pozytonowo rentgenowska - PET/CT 38
3. Kryształy scyntylacyjne 41
   - 3.1. Mechanizm luminescencji w scyntylatorach 43
   - 3.2. Co warto wiedzieć o scyntylatorach. 45
   - 3.3. Ilość światła emitowana ze scyntylatora 46
   - 3.4. Energetyczna i wewnętrzna zdolność rozdzielcza 48
   - 3.5. Czasowa zdolność rozdzielcza 51
   - 3.6. Czas zaniku impulsu świetlnego 52
   - 3.7. Fosforescencja – afterglow 52
4. Fotodetektory 53
   - 4.1. Fotopowielacze 53
   - 4.2. Fotodiody lawinowe APD (avalanche photodiode) 56
5. Metody pomiarowe 60

5.1. Detekcja ilości światła emitowanego z kryształów oraz energetycznej i wewnętrznej zdolności rozdzielczej 60

5.2. Czasowa zdolność rozdzielcza 67

5.3. Czas zaniku impulsu świetlnego 70

5.4. Fosforescencja - afterglow 71

5.5. Zliczeniowy tryb pracy tomografu rentgenowskiego, układ z pojedynczą fotodiodą lawinową 72

5.6. Zliczeniowy tryb pracy tomografu rentgenowskiego układ z matrycą fotodiod lawinowych 73

6. Wyniki pomiarów 75

6.1. Porównanie kryształów scyntylacyjnych do detektorów PET/CT 75

6.1.1. Wyniki pomiarów spektroskopowych 77
6.1.1.1. Ilość emitowanego z kryształów światła 77
6.1.1.2. Nieproporcjonalność emitowanego z kryształów światła 78
6.1.1.3. Energetyczna i wewnętrzna zdolność rozdzielcza kryształów 78
6.1.2. Kształt i czas zaniku impulsów świetlnych z kryształów 81
6.1.3. Czasowa zdolność rozdzielcza kryształów scyntylacyjnych 82
6.1.4. Fosforescencja - afterglow kryształów scyntylacyjnych 84
6.1.5. Wnioski z pracy Porównanie kryształów scyntylacyjnych do detektorów PET/CT 86

6.2. W poszukiwaniu wspólnego detektora do tomografii PET/CT 88

6.2.1. Pomiary spektroskopowe 89
6.2.1.1. Liczba par electron-dziura rejestrowane fotodiodą APD 90
6.2.1.2. Nieproporcjonalność emitowanego z kryształów światła 92
6.2.1.3. Energetyczna i wewnętrzna zdolność rozdzielcza kryształów 93
6.2.2. Kształt i czas zaniku impulsów świetlnych z kryształów 96
6.2.3. Zliczeniowy i prądowy tryb pracy tomografu rentgenowskiego 98
6.2.4. Czasowa zdolność rozdzielcza kryształów scyntylacyjnych 100
6.2.5. Wnioski z pracy W poszukiwaniu wspólnego detektora do tomografii PET/CT 101

6.3. Zastosowanie matrycy fotodiod APD do wspólnego detektora PET/CT. 103

6.3.1. Pomiary spektroskopowe 105
6.3.1.1. Liczba par elektron-dziura rejestrowana matrycą fotodiod APD 105
6.3.1.2. Nieproporcjonalność emitowanego z kryształów światła 108
6.3.1.3. Energetyczna i wewnętrzna zdolność rozdzielcza kryształów ... 108
6.3.2. Zliczeniowy tryb pracy tomografu rentgenowskiego 110
6.3.3. Czasowa zdolność rozdzielcza detektora opartego o matrycę APD .. 113
6.3.4. Wnioski z pracy „W poszukiwaniu wspólnego detektora do tomografii PET/CT” 114

7. Wnioski i uwagi końcowe 115

8. Bibliografia 119

9. Lista publikacji Autora 124

Spis Rysunków

Rysunek 1. Idea działania tomografu rentgenowskiego..... 21
Rysunek 2. Współczynniki Hounsfielda przypisane wybranym organom i tkankom. 21
Rysunek 3. Postęp budowy tomografów rentgenowskich. 23
Rysunek 4. Schemat działania tomografów rentgenowskich piątej generacji. 25
Rysunek 5. Schemat komórki systemu pomiaru danych (Data measurement system - DMS).25
Rysunek 6. Schemat przebiegu badania w tomografii pozytonowej. 30
Rysunek 7. Schemat budowy detektora blokowego składającego się z matrycy scyntylatorów i układu czterech fotopowielaczy. 32
Rysunek 8. Komercyjnie działające tomografy firm GE, Philips, Siemens oraz Hitachi, w których wykorzystywane są kryształy: BGO, LYSO, GSO i LSO. 33
Rysunek 9. Schemat budowy detektora składającego się z bloku scyntylatorów i matrycy fotodiod lawinowych w zastosowaniu jako skaner głowy myszy [35]. 33
Rysunek 10. Schemat budowy komercyjnego skanera animal PET [38]. 34
Rysunek 11. Możliwe rodzaje zdarzeń zachodzących w pomiarze koincydencyjnym..... 35
Rysunek 12. Idea pomiaru czasu przelotu kwantów gamma. 36
Rysunek 13. Poprawa ostrości obrazu (TOF), w stosunku do obrazu nieuwzględniającego informacji o czasie przelotu kwantów gamma (non-TOF) [43]. 37
Rysunek 14. Mylnie zinterpretowane miejsce zdarzenia. 37
Rysunek 15. Schemat tomografu, który w jednym urządzeniu umożliwia przeprowadzenie badania sbydwiema metodami obrazowania: CT i PET, sekwencyjnie..... 39
Rysunek 16. Niezależnie uzyskany tomogram CT i tomogram PET w porównaniu z obrazem uzyskanym poprzez nałożenie na siebie obydwu obrazów [46]. 39
Rysunek 17. Przykładowy wygląd scyntylatorów niehigroskopijnych stosowanych w aparaturze medycznej [47]. 41
Rysunek 18, a) schemat przerwy energetycznej w idealnym krysztale, b) przypadek rzeczywisty kryształu zawierającego domieszki i zanieczyszczenia będące źródłem ekscytacje, luminescencje i pułapkowania we wzbronionej przewie energetycznej..... 44
Rysunek 19. Warunki przy których zachodzi emisja i absorpcja w centrach luminescencji, aAa' reprezentuje stan podstawowy natomiast bBb' stan wzbudzony. 44

Rysunek 20. Przykładowe widma emisyjne dla kryształów NaI(Tl), BGO i $CdWO_4$, w porównaniu z widmem wydajności kwantowej fotopowielacza [49]. 45
Rysunek 21. Wpływ otoczenia detektora na widmo energetyczne zmierzone w układzie scyntylator fotopowielacz [48]. 51
Rysunek 22. Schemat działania fotopowielacza. 53
Rysunek 23. Przykładowa zależność wydajności kwantowej fotopowielacza w funkcji długości fali [49]. 54
Rysunek 24. Wpływ temperatury na położenie rejestrowanego widma ^{137}Cs dla kryształu $LaBr_3$ w temperaturze -20 C^0 i +40 C^0 [VI]. 55
Rysunek 25. Komercyjnie dostępne fotodiody lawinowe firmy Hamamatsu [71]. 56
Rysunek 26. Schemat działania fotodiody lawinowej oraz jej rozkład pola. 57
Rysunek 27. Widmo wydajności kwantowej fotodiody lawinowej wraz z widmami emisyjnymi wybranych kryształów scyntylacyjnych [49]. 58
Rysunek 28. Charakterystyka wzmocnienia oraz prąd ciemny w funkcji napięcia zasilania, diody S8664-55 Hamamatsu o powierzchni czynnej 5x5 mm^2. 58
Rysunek 29. Schemat układu pomiarowego do spektroskopii gamma. 61
Rysunek 30. Widmo pojedynczego fotoelektronu wraz z widmem promieniowaniaγ dla źródła ^{137}Cs, zmierzone dla kryształu $LaBr_3$ fotopowielaczem XP20Y0 QDA firmy Photonis, France. Widmo pojedynczego fotonu jest wzmocnione 400 razy, w stosunku do widma gamma z scyntylatora. 61
Rysunek 31. Widmo energetyczne promieniowania X o energii 5.9 keV ze źródła ^{55}Fe razem z pikami światła oraz generatora impulsów, prezentowane dla dwóch diod APD różnych firm [16]. 62
Rysunek 32. Stosunek położenia piku mierzonego dla światła i promieniowania X w funkcji wzmocnienia diody, dla fotodiod APD różnych producentów: Advanced Photonis, Hamamatsu i Institute of Elektron Technology [16]. 62
Rysunek 33. Zjawisko nieproporcjonalności światła dla kryształu BGO [IV]. 63
Rysunek 34. Widmo energetyczne zmierzone diodą APD firmy Hamamatsu S8550 dla źródeł ^{241}Am, ^{22}Na, ^{137}Cs, nieorganicznym scyntylatorem LSO [III]. 64
Rysunek 35. Widmo energetyczne dla źródeł ^{109}Cd, ^{241}Am i ^{57}Co, zmierzone z organicznym kryształem antracenu [IV]. 65
Rysunek 36. Widmo energetyczne dla źródeł ^{22}Na i ^{137}Cs zmierzone organicznym kryształem antracenu. 65

Rysunek 37. Widmo energetyczne dla źródła Pu-Be 4438 keV, zmierzone z plastikiem BC408 [IV]. 66
Rysunek 38. Widmo energetycznej zdolności rozdzielczej w funkcji energii kwantów gamma, mierzone dla kryształów LGSO o różnej koncentracji ceru [V] 66
Rysunek 39. Zależność wewnętrznej zdolności rozdzielczej kryształów LGSO o różnej koncentracji ceru (Ce), w funkcji energii kwantów promieniowania gamma [V]. 67
Rysunek 40. Schemat układu pomiarowego czasowej zdolności rozdzielczej. 67
Rysunek 41. Ustawienie progów analizatora jednokanałowego, dla wybrania z widma energetycznego sodu ^{22}Na zdarzen odpowiadających energii około 511 keV..... 69
Rysunek 42. Przykład widma rozkładu czasowego dla kryształu LSO, zmierzone fotopowielaczem XP2020, firmy Photonis, Francja [64]. 70
Rysunek 43. Schemat układu pomiarowego czasu zaniku impulsu. 70
Rysunek 44. Widma czasu zaniku impulsu NaI(Tl) dla wysokich (a) i niskich (b) temperatur [VI]. 71
Rysunek 45. Schemat układu pomiarowego afterglow [V]. 72
Rysunek 46. Widma afterglow zmierzone po czasie naświetlania 120 sekund scyntylatorów LGSO ($Lu_{0,2}Gd_{1,8}SiO_5$:Ce) o różnej molowej koncentracji ceru (Ce) [V]. 72
Rysunek 47. Schemat układu pomiarowego, który umożliwia pomiar zarówno w prądowym jak i w zliczeniowym trybie pracy tomografu PET/CT oraz pomiar liczby zliczeń sygnałów z fotodiody lawinowej Hamamatsu APD S8664 – 55 i jej wyjściowy prąd anodowy. 73
Rysunek 48. Schemat układu pomiarowego, który umożliwia pomiar zarówno w prądowym jak i w zliczeniowym trybie pracy tomografu PET/CT oraz pomiar częstości zliczeń sygnałów z matrycy fotodiod APD i jej wyjściowy prąd anodowy..... 74
Rysunek 49. Widmo energetyczne dla źródła ^{137}Cs zmierzone dla kryształu LSO, wraz z pikiem pojedynczego fotoelektronu zmierzone fotopowielaczem XP 20Y0 bez przyklejonego scyntylatora. 77
Rysunek 50. Nieproporcjonalność emitowanego z kryształów światła dla trzech grup kryształów: LSO podobnych, GSO podobnych i lantanowców, zmierzone fotopowielaczem XP 20Y0. 79
Rysunku 51. Energetyczna zdolność rozdzielcza w funkcji energii kwantów gamma zmierzona fotopowielaczem XP 20Y0. 80

Rysunku 52. Wewnętrzna zdolność rozdzielcza w funkcji energii kwantów gamma, zmierzona fotopowielaczem XP 20Y0. 80
Rysunek 53. Widma kształtu zaniku impulsów świetlnych dla kryształów LSO, $LaBr_3$, GSO i LGSO, zmierzone fotopowielaczem Hamamatsu R5320. 82
Rysunek 54. Wybrane widma czasowej zdolności rozdzielczej, zmierzone fotopowielaczem XP 2020Q. 83
Rysunku 55. Widma pomiarów afterglow dla wybranych kryształów, naświetlanych przez 300 sekund przy pomocy silnego źródła promieniowania X, ameryku (^{241}Am), (13.9 GBq). 85
Rysunki 56. Widma energetyczne uzyskane fotodiodą lawinową Hamamatsu S8664 – 55 APD dla źródła sodu ^{22}Na, dla kryształów $LaBr_3$, LSO i LYSO. 90
Rysunek 57. Widmo energetyczne piku promieniowania X o energii 5.9 keV ze źródła żelaza ^{55}Fe wraz z pikiem pochodzącym z pulsara LED o długości fali 560nm, zmierzone fotodiodą Hamamatsu S8664 – 55. 90
Rysunek 58. Charakterystyka wzmocnienia oraz prąd ciemny w funkcji napięcia zasilania diody Hamamatsu S8664-55, o powierzchni czynnej 5x5 mm^2. 91
Rysunek 59. Stosunek wzmocnienia fotodiody Hamamatsu S8664 – 55 dla promieniowania X w porównaniu do wzmocnienia rejestrowanego dla impulsów świetlnych. 91
Rysunek 60. Widma nieproporcjonalności emitowanego z kryształów światła, zmierzone fotodiodą lawinową Hamamatsu S8664 – 55. 93
Rysunek 61. Widma energetycznej zdolności rozdzielczej w funkcji energii kwantów gamma, zmierzone fotodiodą lawinową Hamamatsu S8664 – 55. 94
Rysunek 62. Widma wewnętrznej zdolności rozdzielczej w funkcji energii kwantów gamma, zmierzone fotodiodą lawinową Hamamatsu S8664 – 55. 94
Rysunek 63. Wpływ fotodetektora na energetyczną zdolność rozdzielczą [97]. 96
Rysunek 64. Widma kształtu zaniku impulsów świetlnych dla pikselowych kryształów LSO i LYSO zmierzone fotopowielaczem Hamamatsu R5320. 97
Rysunek 65. Sygnał czasowy rejestrowany na oscyloskopie w wyniku oddziaływania detektora z silnym źródłem ^{241}Am (59.6 keV). Górny przebieg przedstawia wejściowy sygnał z przedwzmacniacza Catsa, natomiast dolny, odpowiedź dyskryminatora stało frakcyjnego CFD, przy zakresie rzędu $3x10^6$ zliczeń na sekundę, zmierzony dla kryształu LSO z fotodiodą Hamamatsu S8664 – 55. 98
Rysunek 66. Zależność liczby zliczeń w funkcji średniego prądu diody Hamamatsu S8664 – 55 dla badanych kryształów. 99

Rysunek 67. Widma czasowej zdolności rozdzielczej, zmierzone fotodiodą lawinową Hamamatsu S8664 – 55..... 100
Rysunek 68. Matryca fotodiod lawinowych Hamamatsu S8550 oraz układ przyklejonych do diody kryształów. 103
Rysunku 69. Przykładowe widma energetyczne uzyskane matrycą fotodiod lawinowych Hamamatsu S8550 dla źródeł ameryku ^{241}Am, sodu ^{22}Na oraz cezu ^{137}Cs, dla kryształu LSO..... 105
Rysunek 70. Widmo energetyczne piku promieniowania X o energii 5.9 keV ze źródła żelaza ^{55}Fe wraz z pikiem pochodzącym z pulsara LED o długości fali 560 nm, zmierzone matrycą fotodiod Hamamatsu S8550. 106
Rysunek 71. Charakterystyka wzmocnienia oraz prąd ciemny w funkcji napięcia zasilania, matrycy fotodiod Hamamatsu S8550. 106
Rysunek 72. Stosunek wzmocnienia matrycy fotodiod Hamamatsu S8550 dla promieniowania X w porównaniu do wzmocnienia rejestrowanego dla impulsów świetlnych. .. 107
Rysunek 73. Widma nieproporcjonalności emitowanego z kryształów LSO światła, zmierzone dla 4 niezależnych pikseli matrycy fotodiod lawinowych Hamamatsu S8550.. 108
Rysunek 74. Widma energetycznej zdolności rozdzielczej w funkcji energii kwantów gamma, dla kryształów LSO, zmierzone dla 4 niezależnych pikseli matrycy fotodiod lawinowych Hamamatsu S8550. 109
Rysunek 75. Widma wewnętrznej zdolności rozdzielczej w funkcji energii kwantów gamma, zmierzone dla 4 niezależnych pikseli matrycy fotodiod lawinowych Hamamatsu S8550..... 109
Rysunek 76. Sygnał czasowy rejestrowany na oscyloskopie w wyniku oddziaływania detektora z silnym źródłem ^{241}Am (59.6 keV). Górny przebieg przedstawia wejściowy sygnał z przedwzmacniacza [13], natomiast dolny, odpowiedź dyskryminatora stało frakcyjnego CFD, przy zakresie rzędu $3x10^6$ zliczeń na sekundę, zmierzony dla kryształu LSO matrycą fotodiod Hamamatsu S8550.. 111
Rysunek 77. Analogicznie do Rysunku 76, jedynie promieniowanie wywołujące oddziaływanie pochodzi ze źródła cezu (^{137}Cs) o energii 662 keV. 111
Rysunek 78. Zależność liczby zliczeń w funkcji średniego prądu matrycy fotodiod Hamamatsu S8550 dla kryształów LSO..... 112
Rysunek 79. Widma czasowej zdolności rozdzielczej, zmierzone matrycą fotodiod lawinowych Hamamatsu S8550. 113

Spis Tabel

Tabela 1. Dawki promieniowania dla wybranych części ciała 22
Tabela 2. Główne parametry przykładowego skanera CT III generacji [23] 24
Tabela 3. Właściwości kryształów scyntylacyjnych stosowanych w tomografii komputerowej [23]. 27
Tabela 4. Podstawowe znaczniki izotopowe używane w tomografii PET [28]. 29
Tabela 5. Właściwości scyntylatorów nieorganicznych [48]. 42
Tabela 6. Właściwości scyntylatorów organicznych, gdzie BC408 – plastik, BC501A – ciekły scyntylator [IV]. 43
Tabela 7. Właściwości i zastosowań najczęściej używanych scyntylatorów [49]. 46
Tabela 8. Źródła promieniotwórcze i energie kwantu gamma 64
Tabela 9. Główne właściwości badanych kryształów. 76
Tabela 10. Wyniki pomiarów liczby fotoelektronów zmierzone fotopowielaczem XP 20Y0 dla energii 662 keV ze źródła ^{137}Cs. 78
Tabela 11. Wyniki energetycznej i wewnętrznej zdolności rozdzielczych obliczone dla piku pełnej energii ze źródła ^{137}Cs o energii 662 keV, zmierzone fotopowielaczem XP 20Y0. 81
Tabela 12. Wartości czasu zaniku impulsów świetlnych badanych kryształów, zmierzone fotopowielaczem Hamamatsu R5320. 82
Tabela 13. Wyniki czasowej zdolności rozdzielczej, zmierzone fotopowielaczem XP 2020. 83
Tabela 14. Wyniki pomiarów afterglow, uzyskane po 3 sekundach od zaprzestania naświetlania. 86
Tabela 15. Główne właściwości badanych kryształów. 88
Tabela 16. Parametry fotodiody lawinowej Hamamatsu S8664 – 55 APD. 89
Tabela 17. Wyniki pomiarów spektrometrii gamma uzyskane z fotodiodą lawinową Hamamatsu S8664 – 55. 92
Tabela 18.Wyniki pomiarów spektrometrii gamma uzyskane z fotopowielaczem XP2020[a)] . 92
Tabela 19. Wyniki energetycznej i wewnętrznej zdolności rozdzielczej, zmierzone fotodiodą lawinową Hamamatsu S8664 – 55. 95
Tabela 20. Wyniki energetycznej i wewnętrznej zdolności rozdzielczej, zmierzone fotopowielaczem XP2020[a)] 95

Tabela 21. Wartości czasu zaniku impulsów świetlnych pikselowych kryształów, zmierzone fotopowielaczem Hamamatsu R5320..... 97
Tabela 22. Wyniki czasowej zdolności rozdzielczej, zmierzone fotodiodą lawinową Hamamatsu S8664 – 55..... 101
Tabela 23. Właściwości fotodiod lawiniwych firmy Hamamatsu 104
Tabela 24. Główne właściwości badanych kryształów LSO. 104
Tabela 25. Wyniki pomiarów spektrometrii gamma uzyskane z różnymi fotodiodami lawinowymi firmy Hamamatsu dla kryształów LSO. 107
Tabela 26. Wyniki energetycznej i wewnętrznej zdolności rozdzielczej, zmierzone dla 4 niezależnych pikseli matrycy fotodiod lawinowych Hamamatsu S8550. 110
Tabela 27. Wyniki czasowej zdolności rozdzielczej, zmierzone matrycą fotodiod lawinowych Hamamatsu S8550..... 113
Tabela 28. Podstawowe własności fizyczne kryształów scyntylacyjnych wybranych jako możliwe do zastosowania we wspólnym detektorze PET/CT. 117

1. Wstęp

1.1. Cel i układ pracy

Burzliwy rozwój nowych technologii u schyłku XX wieku odzwierciedlił się w szybkim rozwoju technik detekcji promieniowania jądrowego, elektroniki oraz technik informatycznych. Przełożyło się to bezpośrednio na rozwój trójwymiarowych technik obrazowania służących do diagnostyki medycznej. Opracowano i wdrożono do powszechnej diagnostyki dwie główne metody tomograficznego obrazowania pacjenta: transmisyjną tomografię komputerową (ang. Computed Tomography - CT) i tomografię pozytonowo emisyjną (PET). Tomografia komputerowa polega na prześwietlaniu pacjenta promieniowaniem rentgenowskim, natomiast tomografia pozytonowo emisyjna związana jest z wprowadzeniem radioaktywnego znacznika do organizmu, a następnie z detekcją będących ze sobą w koincydencji kwantów anihilacji o energii 511 keV.

Obie metody diagnostyczne oparte są o różne zasady pracy, co powoduje, że wyniki obrazowania dają lekarzom uzupełniające informacje. Spowodowało to, że w najbardziej zaawansowanych systemach PET, oferowanych komercyjnie, dodatkowo stosuje się niezależny system diagnostyki CT. Fakt, że proces diagnostyczny prowadzony jest sekwencyjnie, powoduje jednak, że nałożone na siebie obrazy CT i PET zawierają nieścisłości i mogą prowadzić do fałszywej diagnozy.

Celem prezentowanej rozprawy doktorskiej było opracowanie wspólnego detektora dla obu typów tomografii (detektora PET/CT) umożliwiającego uzyskanie pełnej zgodności geometrycznej obrazu CT i PET i w efekcie potencjalne zwiększenie dokładności procesu diagnostycznego.

Powyższy problem został nakreślony przez środowisko medyczne z Karolinska Institute, w Sztokholmie, i realizowany w ramach Europejskiego projektu BioCare (Molecular Imaging for Biologically Optimized Cancer Therapy). Założony w projekcie cel stanowił poważne wyzwanie do zrealizowania ze względu na sprzeczne wymagania stawiane detektorom do tomografii pozytonowo emisyjnej oraz tomografii rentgenowskiej. Detektory w tomografie PET pracują w modzie impulsowym, tzn. liczone są poszczególne kwanty gammy 511 keV, a w tomografie CT detektory pracują w modzie prądowym, gdzie lampa rentgenowska generuje strumień promieni X, a detektor mierzy dawkę promieniowania.

Rozprawa doktorska zaczyna się ogólnym wstępem do zagadnień tomografii, zarówno pozytonowo emisyjnej jak i rentgenowskiej. W kolejnych rozdziałach przybliżone zostaną kryształy scyntylacyjne służące konwersji kwantów gamma na rejestrowalne światło a dalej omówione będą fotodetektory, wykorzystywane w spektroskopii gamma oraz medycynie nuklearnej. Następnie przedstawione zostaną metody pomiarowe oraz wyniki badań prowadzonych w Instytucie Problemów Jądrowych w Zakładzie Detektorów i Elektroniki Jądrowej pod kierunkiem Profesora Marka Moszyńskiego. W pierwszej części badania objęły porównanie własności licznych scyntylatorów proponowanych do zastosowań w tomografii PET i CT, natomiast w drugiej części przedstawiono proponowany nowy wspólny detektor PET/CT i wyniki szczegółowych badań.

Rozprawa doktorska w głównej mierze opiera się na trzech pracach autora opublikowanych w IEEE Transactions on Nuclear Science:

I. Comparative Study of Scintillators for PET/CT Detectors
A. Nassalski, M. Kapusta, T. Batsch, D. Wolski, D. Mockel, W. Enghardt, M. Moszyński
IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 54, no 1, pp. 3-10, Feb. 2007.

II. The Road to the Common PET/CT Detector
A. Nassalski, M. Moszyński, T. Szczęśniak, D. Wolski, T. Batsch
IEEE Trans. Nucl. Sci., vol 54, no 5, pp. 1459-1463, Oct. 2007.

III. Application of Hamamatsu S8550 APD array to the Common PET/CT Detector
A. Nassalski, M. Moszyński, A. Syntfeld-Każuch, Ł. Świderski, T. Szczęśniak, D. Wolski, T. Batsch
IEEE Trans. Nucl. Sci., vol 55, no 5, pp. 2460-2464, Oct. 2008.

Wykorzystane również będą dane z prac:

IV. Non-proportionality of organic scintillators and BGO
A. Nassalski, M. Moszyński, A. Syntfeld-Każuch, Ł. Świderski, T. Szczęśniak,
IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 55, no. 3, pp. 1069-1072, June 2008.

V. Energy Resolution of LGSO Scintillators
M. Moszyński, A. Nassalski, W. Czarnacki, A. Syntfeld-Każuch, D. Wolski, T. Batsch, T. Usui, S. Shimizu, N. Shimura, K. Kurashige, K. Kurata, H. Ishibashi,
IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 54, no 3, pp. 725-731, June 2007.

VI. Temperature dependences of $LaBr_3$(Ce), $LaCl_3$(Ce) and NaI(Tl) scintillators,
M. Moszyński, A. Nassalski, A. Syntfeld-Każuch, T. Szczęśniak, W. Czarnacki, D. Wolski, G. Pausch, J. Stein,
Nucl. Instr. Meth., vol. A568, pp. 739, 2006.

Pracę kończy interpretacja i podsumowanie uzyskanych wyników.

1.2. Prezentacja problemu

Pierwsze próby opracowania tomografów PET/CT, opartych o wspólne detektory, wykonano dla małych urządzeń stosowanych do badań zwierząt [7]-[11]. W tym celu autorzy zrezygnowali z prądowego trybu pracy detektorów CT, zastępując go trybem impulsowym. Pozwoliło to na zastosowanie scyntylatorów powszechnie stosowanych w tomografii PET, dzięki uniknięciu wpływu fosforescencji (afterglow) takich kryształów na wynik pomiaru. Wadą rozwiązania jest znacznie mniejszy zakres dynamiczny rejestrowanej intensywności wiązki kwantów X, z uwagi na czasy martwe elektroniki, a głównie czas wyświecania impulsów w scyntylatorze oraz dłuższy czas pełnego skaningu.

W typowym tomografie CT zakres dynamiczny rejestrowanego strumienia X sięga 2×10^{16} zliczeń/s. W trybie impulsowym maksymalne tempo zliczeń w pojedynczym pikselu nie przekracza 2×10^{6} zliczeń/s. W tym wypadku konstruktor staje przed problemem czy zaakceptować mały zakres dynamiczny, czy długi czas skaningu. Problem jest nieco łagodniejszy w tomografach do badań zwierząt, z uwagi na znacznie mniejszą liczbę pikseli w pierścieniu detektorów niż liczba pikseli w tomografie klinicznym.

Alternatywą do metody zliczeniowej byłoby znalezienie scyntylatora spełniającego jednocześnie wymagania stawiane detektorom PET i CT.

Poszukiwane nowe materiały scyntylacyjne powinny charakteryzować się wysoką wydajnością detekcji promieniowania gamma, określoną przez liczbę atomową pierwiastków oraz gęstość kryształów, dużą intensywnością świecenia oraz szybkim impulsem świetlnym określonym z kolei przez czas zaniku fluorescencji w materiale scyntylacyjnym. Obok tych własności, określonych przez podstawowe własności scyntylatorów, istotne znaczenie ma energetyczna zdolność rozdzielcza. Zastosowanie scyntylatora w tomografii CT stawia dalsze wymaganie scyntylatorom dotyczących składowej fosforescencji w świeceniu kryształu, która zakłóca dokładność pomiaru dla słabych dawek promieniowania X w detektorze (silna absorpcja w pacjencie).

Stąd w pierwszym etapie badań przeprowadzone zostało porównanie własności szeregu scyntylatorów obejmujące charakterystyki niezbędne dla detektorów PET, jak również pomiar składowych fosforescencji określający możliwość zastosowania kryształu w detektorze CT. Wyniki badań podsumowano w pracy [I], “Comparative Study of Scintillators for PET CT Detectors”.

Badania potwierdziły brak dobrych scyntylatorów spełniających wymagania detektorów PET i CT. Ewentualna możliwość zastosowania scyntylatorów GSO lub $LaBr_3$ wiązała się z komplikacjami technicznymi wynikającymi np. z zbyt niskiej wydajności świecenia GSO, lub wysokiej ceny i mniejszej wydajności detekcji $LaBr_3$.

Jednym z problemów dyskutowanych wśród konstruktorów tomografów CT i lekarzy jest zmniejszenie dawki promieniowania X otrzymywanej przez pacjenta w procesie diagnozy. Wśród proponowanych rozwiązań, na uwagę zasługuje wykorzystanie trybu zliczeniowego dla małych dawek promieniowania X i prądowego dla dużych dawek [12]. W naszej grupie uznaliśmy, że takie rozwiązanie detekcji w tomografii CT może być połączone z detekcją w tomografii PET.

W efekcie, w kolejnym etapie pracy przeprowadzono badania wspólnego detektora PET/CT opartego o piksele kryształów LSO, LYSO i $LaBr_3$ z odczytem światła przez fotodiodę lawinową. W trybie CT, dla małych dawek promieniowania X, z fotodiody zbierany był sygnał impulsowy, a dla dużych dawek prądowy. Dla prostoty badań zasady pracy detektora, wybrano pojedynczą fotodiodę o rozmiarach 5 x 5 mm^2 oraz piksele o rozmiarach 4 x 4 x 20 mm^3. Wyniki badań zostały zebrane w pracy [II], „The Road to the Common PET/CT Detector".

Przeprowadzone testy proponowanej metody, z silnym źródłem ^{241}Am, w trybie detekcji CT, oraz z kwantami anihilacyjnymi ze źródła ^{22}Na, potwierdziły skuteczną pracę detektora w dużym zakresie dynamicznym rejestrowanej wiązki promieniowania X oraz w trybie detekcji PET.

Sukces testów pojedynczego detektora stał się podstawą kolejnego etapu pracy, którego celem było zastosowanie matrycy fotodiod lawinowych do odczytu światła z pikseli kryształów LSO w przyszłym wspólnym detektorze PET/CT. W tym celu wykorzystano matrycę fotodiod firmy Hamamatsu, typ S8550 oraz piksele kryształów LSO o wymiarach 2 x 2 x 15 mm. Zastosowanie matrycy fotodiod wymagało opracowania nowego rozwiązania elektroniki odczytu zbierającej sygnał impulsowy i prądowy ze wspólnej elektrody fotodiody lawinowej. Badania zostały podsumowane w pracy [III], "Application of Hamamatsu S8550 APD array to the Common PET/CT Detector".

1.3. Metodyka badań

Odpowiedni wybór wspólnego detektora do tomografii PET/CT zakłada scharakteryzowanie kryształów scyntylacyjnych oraz fotodetektorów takich jak fotopowielacze czy fotodiody lawinowe. W pierwszym etapie badania eksperymentalne objęły porównanie właściwości kryształów scyntylacyjnych w celu wytypowania kandydatów jednocześnie spełniających warunki stawiane, scyntylatorom do badań PET jak i scyntylatorom do badań CT [I]. W kolejnym etapie przeprowadzono systematyczne badania fotodiod lawinowych w detekcji scyntylacyjnej oraz detekcji promieniowania X [II]-[III],[13]-[16], oraz badania mające na celu lepsze zrozumienie procesów odpowiedzialnych w detektorze scyntylacyjnym za energetyczną zdolność rozdzielczą [V],[VI],[17]-[21]. Pozwoliło to zaproponować autorską metodę jednoczesnego pomiaru liczby kwantów gamma ze źródła sodu ^{22}Na o energii 511 keV, oraz strumienia promieni X [II][III].

Warunki, jakie powinien spełniać poszukiwany detektor zarówno z punktu widzenia na wymogi tomografii pozytonowo emisyjnej jak i tomografii rentgenowskiej można scharakteryzować następująco:

- szybki impuls świetlny,
- wysoka ilości emitowanego światła,
- wysoka liczba atomowa oraz gęstość,
- wysoka wydajnością detekcji zarówno na kwanty gamma o energii 511 keV jak i promieniowanie X,
- niska fosforescencja własna.

Metodyka eksperymentalna proponowanych prac obejmuje:

- testy detektorów w obydwu trybach pracy: prądowym (CT) i impulsowym (PET),
- scharakteryzowanie detektora w impulsowym trybie CT, poprzez wyznaczenie zależności liczby zliczeń w stosunku do średniego prądu na wyjściu fotodiody, w detekcji promieniowania X.

Ponadto przeprowadzono standardowe pomiary spektrometryczne:

- ilości światła emitowanej z kryształu w wyniku oddziaływania kwantów promieniowania gamma o różnych energiach wewnątrz kryształu,
- energetycznej, wewnętrznej i czasowej zdolności rozdzielczej badanych kryształów,
- nieproporcjonalnej odpowiedzi kryształu na skutek oddziaływania kwantów promieniowania gamma o różnych energiach,
- czasu zaniku impulsów świetlnych emitowanych z kryształów,
- składowej fosforescencji czyli afterglow kryształów.

Przeprowadzone badania oraz uzyskane wyniki zostaną szczegółowo przedstawione w kolejnych rozdziałach.

Prowadzone prace realizowane były w ścisłej współpracy z szeregiem ośrodków naukowych na świecie oraz z czołowymi firmami w dziedzinie technik scyntylacyjnych. Można tu wymienić Karolinska Intitute oraz Royal Institute of Technology w Sztokholmie, FZD Dresden-Rossendorf, w Niemczech, oraz takie firmy jak Hamamatsu w Japonii, Photonis we Francji, Scionix w Holandii, czy Saint Gobain w USA.

1.4. Wymierny efekt podjętego problemu

Podsumowaniem proponowanych badań jest rozprawa doktorska oraz publikacje w międzynarodowych periodykach, jak Nuclear Instruments and Methods, czy IEEE Transaction on Nuclear Sciences. Ponadto wyniki prac prezentowane były na najważniejszych konferencjach międzynarodowych, jak np. IEEE Nucear Science Symposium and Medical Imaging Conference w USA oraz International Conference on Inorganic Scintillators and their Applications.

Na podstawie przeprowadzonych przez doktoranta Antonigo Nassalskiego badań, zaproponowano metodę jednoczesnego pomiaru liczby kwantów anihilacyjnych o energii 511 keV, oraz strumienia promieni X. Możliwe jest zatem, w oparciu o wybrany kryształ scyntylacyjny Lu_2SiO_5:Ce (LSO) oraz o matrycę fotodiod lawinowych Hamamatsu S8550, wzbogacenie obrazu uzyskanego w badaniu PET o informację uzyskaną metodą obrazowania CT.

Ponadto badania realizowane w grupie Profesora Moszyńskiego przyniosły nowe obserwacje w dziedzinie energetycznej zdolności rozdzielczej detektorów scyntylacyjnych [16]-[20], pozwalające oczekiwać głębszego zrozumienia procesów fizycznych ograniczających zdolność rozdzielczą, a nawet, być może, nowych metod modyfikacji scyntylatorów, dla uzyskania podwyższonej zdolności rozdzielczej.

W najbardziej optymistycznym scenariuszu uzyskane wyniki pozwolą zaproponować nowe metody budowy komercyjnych urządzeń do tomograficznego obrazowania pacjenta obydwiema współcześnie istniejącymi metodami. Realizowane przez Autora prace dodatkowo promują nasz zespół na światowych rynkach naukowych umożliwiając dalsze ważne kontrakty z różnymi ośrodkami naukowymi i przemysłem w Europie i na świecie.

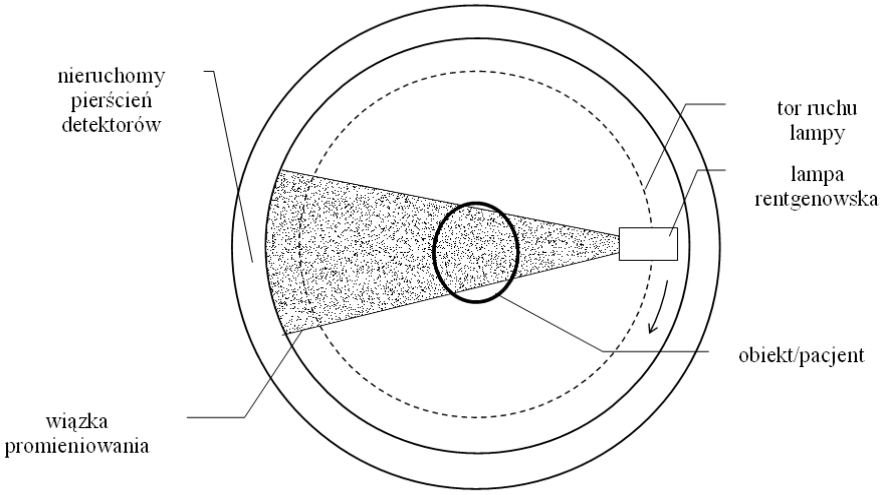
Przeprowadzone badania i uzyskane wyniki potwierdzają możliwość budowy działającego systemu do tomografii PET/CT oraz w decydujący sposób przyczyniły się do złożenia w Komisji Europejskiej dwóch wniosków o kolejne granty badawczo rozwojowe, będące naturalną kontynuacją grantu BIOCARE, o nazwie DOSINOWA (Dose and treatment efectiveness imagimg for advanced quality control treatment monitoring and adaptive ion therapy optimization) na kwotę 6.000.000 € oraz o nazwie AMPHORA (**A**dvanced **M**RI-compatible **P**ET detector with **H**igh modularity and **O**ptimized **R**esolution for clinical and preclinical **A**pplications) na kwotę 12.000.000 €.
.

2. Tomografia

Współczesna medycyna w badaniach diagnostycznych wykorzystuje dwie metody tomograficznego obrazowania pacjenta: transmisyjną tomografię komputerową (ang. Computed Tomography - CT) i tomografię pozytonowo emisyjną (PET). Te dnie metody są wzajemnie uzupełniające, a sama idea ich działania jest zupełnie odmienna. Różnią się rodzajem promieniowania i stosowanymi technikami detekcji. Tomografia komputerowa polega na rentgenowskim prześwietlaniu pacjenta, natomiast tomografia pozytonowo emisyjna związana jest z wprowadzeniem znacznika do organizmu, a następnie z detekcją kwantów anihilacji o energii 511 keV, które emitowane są z miejsc o przyśpieszonym spalaniu cukru, w których to odkłada się ów znacznik. Najlepszą jakość obrazu z prześwietlenia pacjenta uzyskuje się dzięki nakładaniu na siebie obrazów otrzymanych obydwiema metodami, tudzież poprzez jednoczesne otrzymanie obrazu w technice tzw. PET/CT. Należy podkreślić, że obie metody obrazowania są komplementarne, jednakże istnieje silne zapotrzebowanie by uzyskany obraz był wynikiem jednoczesnego pomiaru opartego o ten sam detektor i tę samą aparaturę elektroniczna.

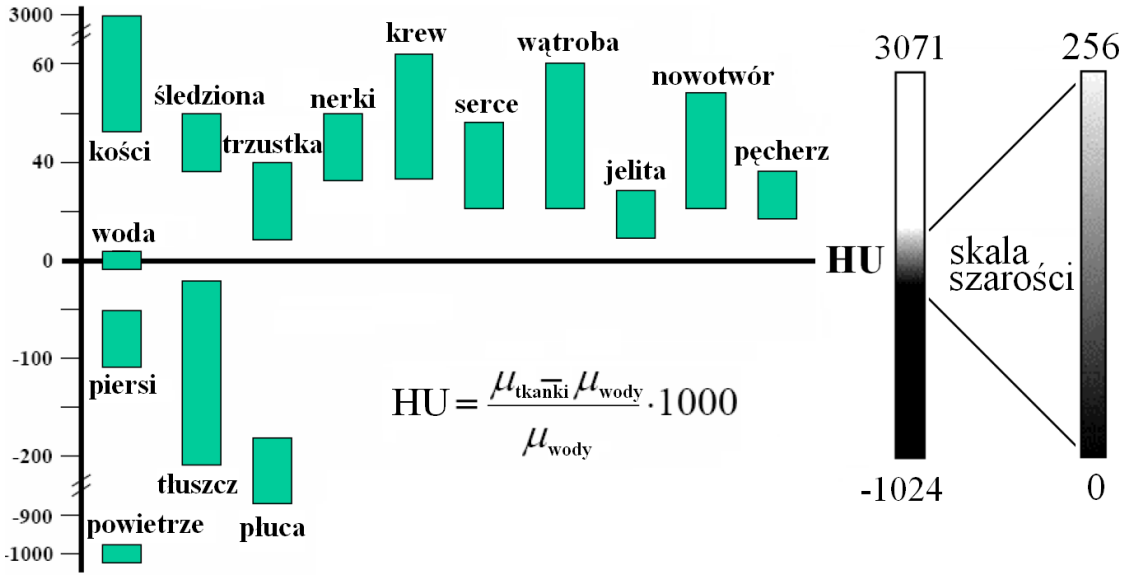
2.1. Tomografia rentgenowska – CT

Tomografia komputerowa jest rodzajem tomografii transmisyjnej polegającej na prześwietlaniu badanego obiektu promieniowaniem rentgenowskim. Pierwszy tomograf, zbudowany został w 1968 roku przez sir Godfreya Hounsfielda, z firmy EMI Ltd, z Wielkiej Brytanii, za co w 1979 roku, wraz z Allanem Cormackiem, otrzymali Nagrodę Nobla. Pierwszy tomograf zainstalowano w latach 70'tych w szpitalu Atkinson Morley Hospital, w Wimbledonie, w Wielkiej Brytanii. Kosztował w przybliżeniu 400 000 USD a przeznaczony był wyłącznie do prześwietleń mózgu. Głowę pacjenta otaczała woda, w celu ograniczenia ilości promieniowania docierającego do detektorów. Urządzenie składało się z obrotowego statywu utrzymującego lampę rentgenowską po jednej stronie, a po przeciwnej, dwóch detektorów. Lampa obracała się wraz z detektorami dookoła głowy pacjenta w zakresie od 0° do 179°, co jeden stopień. Typowe badanie trwało ok. 25 minut, a sama rekonstrukcja obrazu około 2.5 godziny. Współczesne tomografy CT działają w oparciu o pierścień 2 do 5 tysięcy detektorów, oraz ruchomą w zakresie 360^{o} lampę rentgenowską. Rysunek 1 przedstawia ideę działania tomografu rentgenowskiego.



Rysunek 1. Idea działania tomografu rentgenowskiego.

W tomografii wykorzystywanej w medycynie, promienie X przechodząc przez ciało pacjenta ulegają osłabieniu, którego stopień zależy od gęstości elektronowej tkanki napotykanej na swojej drodze. Przechodząc przez tkanki o większej gęstości np. kości, promieniowanie ulega silnemu osłabieniu, natomiast przejście przez powietrze nie osłabia go prawie wcale. Obserwuje się różnicę w gęstości tkanek a złożenie projekcji obiektu wykonanych z różnych kierunków umożliwia tworzenie obrazów przekrojowych (2D) i przestrzennych (3D). Każdy element zrekonstruowanego obrazu reprezentuje średni współczynnik osłabienia promieniowania w elemencie objętości tkanki leżącym w obrazowanej warstwie. Definiuje się przy tym współczynnik osłabienia promieniowania X, w umownych jednostkach Hounsfielda [HU]. Dla zobrazowania tych wielkości wykorzystuje się skalę odcieni szarości, kolor czarny dla niskich wartości HU, natomiast kolor biały dla wartości wysokich. Ponieważ oko ludzkie nie jest w stanie rozróżnić aż 4095 odcieni szarości, w praktyce stosuje się skale 256 odcieni szarości pokrywających pewien wybrany zakres wartości HU. Rysunek 2 przedstawia współczynniki Hounsfielda przypisane wybranym organom i tkankom.



Rysunek 2. Współczynniki Hounsfielda przypisane wybranym organom i tkankom.

Rentgenowska tomografia komputerowa, z definicji, wykorzystuje promieniowanie X do wykonywania przekrojowych zdjęć obiektów. Promieniowanie X jest promieniowaniem jonizującym, co wiąże się z potencjalnym zagrożeniem dla życia i zdrowia organizmów żywych w wypadku nadmiernej ekspozycji. Jest to prawdopodobnie jedyna wada tej metody diagnostycznej. Obecnie, pod presja ochrony radiologicznej pacjentów, prowadzi się liczne badania mające na celu obniżenie dawek promieniowania, nie tracąc na jakości i kontraście uzyskiwanych obrazów. Podczas badania pacjent narażony jest na naświetlenie dawką od 0,15 do 60 mSv, używanie dożylnych substancji poprawiających kontrast obrazu podwaja tę dawkę. W celu łatwiejszego ilościowego przybliżenia dawki promieniowania przyjętej w trakcie badania wprowadza się jednostki BERT – Background Equivalent Radiation Time – czas odpowiadający promieniowaniu otoczenia. Wyraża on efektywną dawkę promieniowania pochodzącego od tła przyjętego jako 3 mSv/rok. Tabela 1 przedstawia przykładowe dawki promieniowanie przyjęte podczas naświetlania wybranych części ciała [22].

TABELA 1. DAWKI PROMIENIOWANIA DLA WYBRANYCH CZĘŚCI CIAŁA

	Dawka powierzchniowa	Efektywna dawka	BERT
Zdjęcie klatki piersiowej	0.15 mSv	0.02 mSv	2 dni
Zdjęcie głowy	2.5 mSv	0.04 mSv	5 dni
Zdjęcie brzucha	4 mSv	0.5 mSv	2 miesiące
Skan CT głowy	60 mSv	1.5 mGy	6 miesięcy
Skan CT całego pacjenta	30 mSv	15 mSv	5 lat

Warto wspomnieć, że powszechnie panujące przekonanie, iż w trakcie lotu samolotem, pasażer poddawany jest działaniu ogromnych dawek promieniowania, jest niezgodne z prawdą. Lecąc z Los Angeles do Londynu otrzymana dawka jest porównywalna z dawką otrzymaną w trakcie robienia pojedynczego zdjęcia rentgenowskiego głowy, to jest 0.05 mSv co odpowiada sześciu dniom promieniowania tła (BERT).

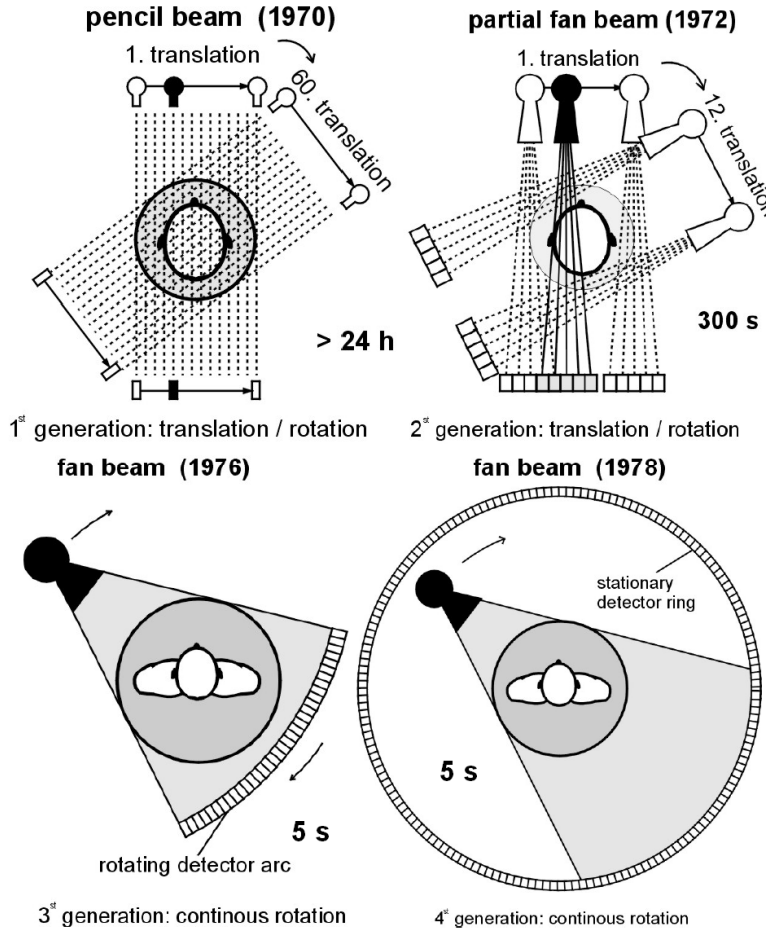
2.1.1. Aktualny stan rozwoju tomografii komputerowej

Ostatnia dekada przyniosła niezmiernie szybki rozwój diagnostyki medycznej w dziedzinie tomografii komputerowej [23]. W głównej mierze jest to zasługa wprowadzania coraz to nowszych i bardziej udoskonalonych technologicznie generacji tomografów. W uproszczeniu generacje te różnią się głównie geometrią układu lampa rentgenowska a układ detekcyjny. Ponadto wprowadzono nowe rozwiązania, jak układy wielo przekrojowe, umożliwiające jednoczesne zbieranie i obrabianie sygnału z wielu przekrojów detekcyjnych. W roku 1998 dostępne były tomografy o 4 pierścieniach detektorów – tzw. przekrojach, w 2001 roku już o 16 a od 2004 roku o 64 przekrojach. Dodatkowo pracowano nad ciągłym przyspieszaniem prędkości obrotowej głowicy rentgenowskiej z 1.5 obrotu na sekundę w 1998 aż do 3 pełnych obrotów na sekundę już w 2004 roku. W konsekwencji doprowadziło to do poprawy jakości uzyskiwanych obrazów, w do tej pory stosowanych badaniach oraz otworzyło nowe drogi rozwoju i diagnostyki w zupełnie nieoczekiwanych dziedzinach jak np. kardiologii, angiografii czy też badań narządów miękkich w obrębie jamy brzusznej, jak nerki czy wątroba. Równolegle z rozwojem samej aparatury diagnostycznej prowadzone były liczne prace nad ulepszaniem i wprowadzaniem nowych kontrastów i farmaceutyków w

zastosowaniu do angiografii – badania przepływu krwi, służące zobrazowaniu naczyń krwionośnych czy też koronarografii – badania tętnic wieńcowych.

Obecnie najbardziej nowoczesne tomografy charakteryzują się tym, że jednocześnie zbierane się tym, że jednocześnie zbierane są 64 przekroje w czasie 0.35 s potrzebnym do wykonania pełnego obrotu głowicy lampy rentgenowskiej. Ponadto jednorazowo skanuje się obszar do 30 cm a czas obróbki uzyskanych wyników, o rozdzielczości 0.5 mm na przekrój, trwa 3 s. Współczesne tomografy mają ponadto zdolność wykonywania obrazów trójwymiarowych o jednakowej rozdzielczości przestrzennej oraz są w stanie wykonać skan serca, o przyzwoitej rozdzielczości, w trakcie 8 uderzeń serca, a skan najwyższej jakości w czasie 20-tu uderzeń serca. Ponadto urządzenia te stają się aparaturą wczesnej diagnostyki. Już na sali przyjęć np. w przypadku bólu w klatce piersiowej lekarz przyjmujący jest w stanie w ciągu kilku sekund postawić właściwą diagnozę i odpowiednio skierować pacjenta do dalszego leczenia.

Od początku lat 70-tych aż do dzisiaj powstało pięć generacji tomografów rentgenowskich. Rysunek 3 przedstawia postęp budowy tomografów rentgenowskich. W tomografach pierwszej generacji po zeskanowaniu danej linii, następował obrót urządzenia o 1 stopień. W trakcie skanowania jednej ze 180 linii wykonywanych było 160 pomiarów, dlatego też kompletne badanie trwające około 5 min. Kolejnym krokiem w ewolucji skanerów było wyeliminowanie ruchu matrycy detektorów oraz stopniowe zwiększanie ich liczby aż do budowy pełnego pierścienia, wewnątrz którego obraca się lampa rentgenowska.



Rysunek 3. Postęp budowy tomografów rentgenowskich.

Główne parametry przykładowego skanera CT III generacji, przedstawia Tabela 2. Typowy skaner tej generacji pracuje w zakresie energii 120-140 keV i przy poborze mocy rzędu 100 kW. Pojedynczy detektor rejestruje aż do 300 tysięcy fotonów X na kryształ o częstości 3000Hz. Przy tak dużym strumieniu promieni X detektor nie może pracować w trybie impulsowym, w związku z tym większość komercyjnych skanerów CT pracuje w trybie prądowym.

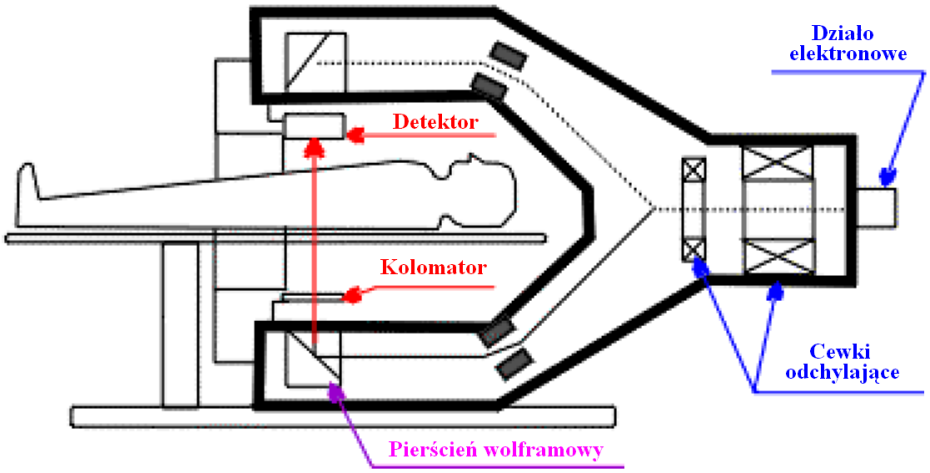
TABELA 2. GŁÓWNE PARAMETRY PRZYKŁADOWEGO SKANERA CT III GENERACJI [23]

Parametr	Typowa wartość
Energia X, keV	120-140
Moc lampy, kW	100
Pole widzenia, cm	30
Rozdzielczość przestrzenna, mm	0.5
Szerokość plamki fokalizującej, mm	0.7
Liczba kanałów na przekrój	700-1000
Liczba przekrojów	64
Powierzchnia detektora	1 x 1
Odległość lampy od plamki fokalizującej, m	1
Czas pełnego obrotu, s	0.3-0.4
Transfer danych, GBit/s	3
Temperatura działania	15-45^{O}C
Liczba fotonów X na kryształ	300000
Częstość próbkowania	3000

Obecnie najszybsze skanery CT osiągają 2.5 do 3 obrotów na sekundę. Jednakże wydaje się to być wartością graniczną ze względu na niekorzystny wpływ działania siły odśrodkowej na zarówno lampę rentgenowską jak i na elektronikę. Poza tym większa szybkość obrotu wymaga wprowadzenia lamp o większej mocy oraz bardziej wydajnego sposobu odprowadzania powstałej energii termicznej.

Prawdziwą zmianę w technologii budowy tomografów CT przyniosła dopiero piąta generacja tychże urządzeń. Polegała ona na użyciu działa elektronowego bombardującego specjalne pierścienie wolframowe ułożone wokół pacjenta, wytwarzające promieniowanie X. W tym przypadku ruch organów ciała jest praktycznie wyeliminowany, gdyż czas skanowania jest rzędu 50 ms. Schemat działania tomografów rentgenowskich piątej generacji przedstawia Rysunek 4.

Ten niesamowity i szybki postęp w rozwoju metody obrazowania CT, w głównej mierze tłumaczy się rozwojem tzw. systemu pomiaru danych (data measurement system - DMS). DMS jest sercem każdego tomografu, ponieważ jakość uzyskiwanych obrazów oraz czas skanowania silnie zależą od optymalnego dobrania parametrów techniczno fizycznych, jak odpowiednie scyntylatory, fotodetektory oraz szybka i o możliwie najniższych szumach elektronika.

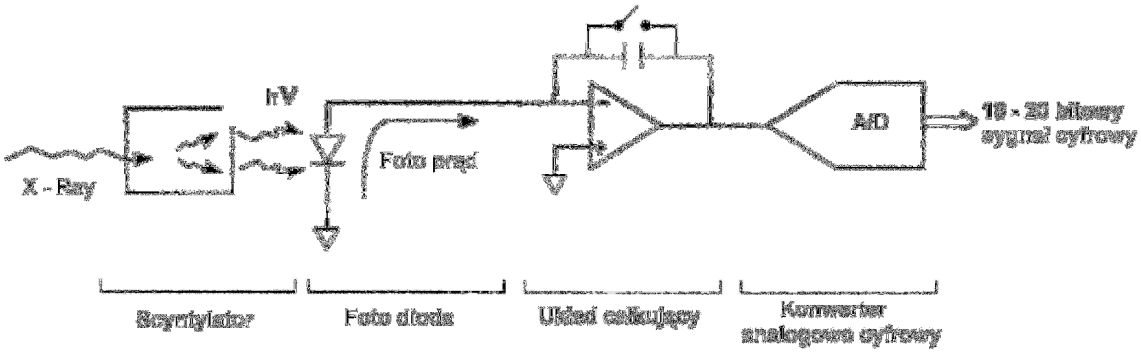


Rysunek 4. Schemat działania tomografów rentgenowskich piątej generacji.

2.1.2. System pomiaru danych

Systemem pomiaru danych (DMS) przyjmuje się nazywać cały układ składający się z detektorów scyntylacyjnych, zamieniających energię kwantów promieniowania X na prąd elektryczny, wraz z tzw. systemem akwizycji i obróbki sygnału (data acquisition systems - DAS). Układ DAS zbiera wzmacnia i filtruje mierzony sygnał z każdego detektora z osobna, a następnie przekazuje dalej do obróbki cyfrowej. Wymagania stawiane scyntylatorom w systemie DMS zakładają ich wysoką wydajność detekcji oraz wysoką wyjściową ilość światła wzbudzanego w kryształach poprzez absorpcję promieniowania X.

DMS we współczesnych tomografach rentgenowskich składają się z wielu rzędów detektorów od 4 aż do 320. W najlepszych z nich obszar widzenia jest rzędu 50 cm, co pozwala na zobrazowanie w trakcie pojedynczego pomiaru, całego serca dorosłego człowieka, w znakomitej rozdzielczości 0.5 mm. Ponadto każdy z przekroi w pierścieniu tomografu zbudowany jest z około 1000 kryształów scyntylacyjnych co w sumie daje około 300 tysięcy kryształów, w granicznym przypadku. Rysunek 5 przedstawia schemat pojedynczej komórki systemu pomiaru danych, DMS, składającej się z układu scyntylator – fotodioda P-I-N oraz układ elektronicznej obróbki sygnału.



Rysunek 5. Schemat komórki systemu pomiaru danych (Data measurement system - DMS).

W większość współcześnie używanych tomografów komputerowych, detektorami promieniowania X są kryształy scyntylacyjne połączone z matrycami fotodiod P-I-N. Dlatego też właściwości i możliwości całego tomografu są w głównej mierze ograniczone właściwym wyborem tychże kryształów.

2.1.3. Warunki stawiane kryształom stosowanym w tomografii rentgenowskiej

Scyntylatory stosowane w tomografii CT muszą spełniać następujące parametry:

- Wysoka wydajność detekcji na promienie X, w zakresie energii do 140 keV,
- Wysoka gęstość kryształu tak by współczynnik absorpcji kryształu był bliski 100%, przy możliwie jak najmniejszej grubości kryształu,
- Wysoka wydajność scyntylacji, tak by zapewnić wysoką wyjściową ilość światła wzbudzanego poprzez absorpcję promieniowania X. Wysoka ilość światła zwiększa stosunek sygnału do szumu. Wymagana jest ilość światła powyżej 20000 photonów/MeV,
- Pik emisji kryształu dostosowany do spektralnej czułości fotodiody krzemowej,
- Luminescencja kryształów w zakresie do 10 μs,
- Niski poziom fosforescencji własnej (afterglow),
- Odporność na uszkodzenia radiacyjne i mechaniczne,
- Niski poziom czułości odpowiedzi kryształu na zmianę jego temperatury. ~0.1%/^{O}C,
- Łatwość obróbki mechanicznej, w przypadku kryształów o grubości poniżej 1 mm,
- Niska cena.

2.1.4. Detektory w tomografii komputerowej

W przeszłości detektorem w tomografii były komory jonizacyjne wypełnione ksylenem. Takie rozwiązanie zapewniało absorpcję 30-40% wchodzących fotonów X i umożliwiało generację do 6000 elektronów na foton o energii 100 keV. Obecnie komory ksylenowe zastąpiono układem, którego sercem są kryształy scyntylacyjne połączone z fotodiodą P-I-N. Stosowane kryształy muszą być wystarczająco grube by absorbować nieomalże 100% wchodzących fotonów X, jednocześnie zmniejszając dawkę promieniowania, na jaką narażony jest pacjent w trakcie obrazowania. Zwykle grubość kryształów wynosi między 0.5 a 6 mm. Tabela 3 przedstawia właściwości kryształów scyntylacyjnych stosowanych w tomografii komputerowej. W ostatniej dekadzie obserwuje się wyraźny trend w stosowaniu i

testowaniu kryształów ceramicznych, jak tlenki gadolinu ($Gd_2O_3:Eu^{+3}$). Najczęściej stosowanymi kryształami ceramicznymi, ze względu na generację 20 elektronów na 1 keV absorbowanej energii promieniowania X, są YGO [24] i GOS [25]-[27]. Mimo iż scyntylatory ceramiczne dowodzą swojej wyższości nad scyntylatorami krystalicznymi, jak wolframian kadmu CWO ($CdWO_4$) czy germanian bizmutu BGO ($Bi_4Ge_3O_{12}$), ich niska przeźroczystość wymusza stosowanie cienkich kryształów o wydajność detekcji znacząco niższej niż jest oczekiwana. Dlatego też w zastosowaniu w komercyjnych tomografach najlepiej sprawdziły się przezroczyste scyntylatory krystaliczne, jak CWO, BGO, czy też dawniej stosowane fluorki wapnia, CaF_2 oraz jodki cezu domieszkowane talem, CsI(Tl). Kryształy CWO i BGO charakteryzują się wysoką wydajnością detekcji promieniowania X, jak i niską fosforescencją wewnętrzną, tzw. afterglowem, związanym z wyświecaniem z kryształu światła po przestaniu jego naświetlania. Cecha ta umożliwia ich stosowanie w silnych polach promieniowania X. W przeciwnym razie prześwietlony kryształ fałszuje rejestrowaną informację uniemożliwiając prawidłową detekcję.

TABELA 3. WŁAŚCIWOŚCI KRYSZTAŁÓW SCYNTYLACYJNYCH STOSOWANYCH W TOMOGRAFII KOMPUTEROWEJ [23].

Scyntylator	Gęstość (g/cm^3)	Grubość atenuacji[a)] (mm)	Ilość światła[b)] (jedn. wzgl.)	Pik emisji, (nm)	Czas zaniku impulsu (μs)	Afterglow (% po 3 ms)
$Bi_4Ge_3O_{12}$	7.13		0.3	480	0.3	<0.1
CaF_2	3.19		0.9	435	0.9	
CsI(Tl)	4.51		2.4	540	0.7 & 3.3	
$CdWO_4$	7.9	2.6	1	495	2 & 15	<0.1
$Gd_2O_3:Eu^{+3}$	7.55	2.6	-	610	-	-
$(Y,Gd)_2O_3:Eu$	5.9	6.1	1.52	610	1000	5
$Gd_2O_2S:Pr,Ce,F$	7.34	2.9	1.8	520	2.4	<0.1
$Gd_2O_2S:Tb(Ce)$	7.34	2.9	1.8	550	600	0.6
$La_2HfO_7:Ti$	7.9	2.8	0.45	475	10	-
$Gd_3Ga_5O_{12}:Cr,Ce$	7.09	4.5	1.38	730	150	<0.1

a) Grubość atenuacji 99% fotonów X generowanych przez wolframową anodę lampy rentgenowskiej dla 140 keV,
b) Ilość światła, znormalizowana do CWO, mierzona krzemową fotodiodą dla fotonów generowanych przez wolframową anodę lampy rentgenowskiej o energii do 140 keV.

2.1.5. Fotodetektory do tomografii komputerowej

Do konwersji światła scyntylacyjnego na sygnał elektryczny, w tomografii rentgenowskiej, wykorzystywane są krzemowe fotodiody P-I-N.

Z punktu widzenia wymagań CT fotodioda musi spełniać następujące parametry:

- Wysoka wydajność kwantowa,

- Niska pojemność elektryczna, co zmniejsza szumy układu detektor – elektronika wejściowa,

- Możliwość tworzenia dużych powierzchni, matryc wielo pikselowych.

2.1.6. Planowane kierunki rozwoju tomografii komputerowej

Niewątpliwie dalsza optymalizacja systemów pomiaru danych pociągnie za sobą rozwój skanerów CT i ich zastosowań w diagnostyce medycznej. Badania kardiologicznie niewątpliwie wymagają rozwiązań, które pozwolą zobrazować serce w trakcie jednego jego skurczu. Niektórzy prognozują, że jest to możliwe dzięki zastosowaniu tomografu CT z wieloma lampami rentgenowskimi, działającymi jednocześnie. Wydaje się niepraktyczne zwiększanie prędkości obrotowej samej lampy, powyżej 3 obrotów na sekundę, z przyczyn mechanicznych oraz ze względu na potrzebę stosowania lamp o większej mocy. Towarzyszyć temu będzie niekorzystny wzrost temperatury wewnątrz pierścienia tomografu. Dalsza ewolucja skanerów CT nie powinna, zatem wykraczać poza obecnie przyjętą linię rozwoju, bez rewolucyjnie nowych rozwiązań technologicznych.
W ramach wytyczania nowych kierunków rozwoju tomografii komputerowej, poprzez zastosowanie niższych dawek promieniowania X oraz impulsowego trybu pracy detektorów, próbuję się przybliżyć dostępność tejże metody diagnostycznej w przesiewowych badaniach masowych.
Współczesne badania R&D sygnalizują, że informacja o patologii danej tkanki zawarta jest nie tylko w informacji odnośnie atenuacji całości promieniowania X w tkance. Zauważono również, że zachodzi selektywne absorbowanie różnych komponentów widma energetycznego wiązki promieniowania X. Obserwacja ta otwiera nowe możliwości w diagnostyce patologii tkanek dzięki szczegółowemu badaniu widma absorpcji. Proponuje się, zatem stosowanie dwu energetycznych wiązek promieniowania X.
Kolejnym znacznie bardziej radykalnym pomysłem na ulepszenie tomografii CT jest zastosowanie detektorów półprzewodnikowych o wysokiej gęstości, działających w temperaturze pokojowej. Jednakże istotne problemy techniczne uniemożliwiają szybkie wprowadzone tychże detektorów do użytku w komercyjnych tomografach CT.

Tomografia rentgenowska jest chętnie stosowaną metodą obrazowania ze względu na wysoką jakość uzyskiwanych obrazów, dzięki wysokiej przestrzennej zdolności rozdzielczej i dużemu kontrastowi. Nie bez znaczenia jest również bardzo krótki czas pomiaru oraz stosunkowo niewielkie napromieniowanie pacjenta. W badaniu wykrywana jest nawet jedno procentowa, w skali Hounsfielda (-1024 – 3071) zmiana gęstości tkanki.

2.2. Tomografia pozytonowo emisyjna – PET

Tomografia pozytonowo emisyjna (ang. Positron emission tomography, PET) jest techniką obrazowania, w której zamiast zewnętrznego źródła promieniowania rentgenowskiego lub radioaktywnego, rejestruje się promieniowanie powstające podczas anihilacji pozytonów, których źródłem jest podana pacjentowi substancja promieniotwórcza, ulegająca rozpadowi beta plus. Substancja ta zawiera krótko-życiowe izotopy promieniotwórcze, dzięki czemu

większość promieniowania powstaje w trakcie badania, co ogranicza powstawanie uszkodzeń tkanek wywołanych nadmierną dawką promieniowania.

Podczas rozpadu pierwiastka promieniotwórczego z emisją pozytonu, w jadrze tego pierwiastka, proton przekształca się w neutron, czemu towarzyszy emisja pozytonu i neutrina elektronowego. Następnie, zależnie od swojej energii, pozyton przebywa w tkankach miękkich zbudowanych głównie z wody pewną drogę swobodną rzędu 2 mm. Po spotkaniu elektronu powstaje para elektron-pozyton, która ulega anihilacji. Emitowane są wówczas w koincydencji dwa kwanty gamma o energiach 511 keV, które poruszają się względem siebie w przeciwnych kierunkach pod kątem 180^{O} z odchyleniem opisanym przez rozkład Gaussa o szerokości połówkowej FWHM= 0.5^{O}. Fotony anihilacji rejestrowane są następnie w pierścieniu detektorowym w wyniku, czego, można dokładnie określić miejsce ich anihilacji.

Pierwszy radioizotop trafił do medycyny już w roku 1915, kiedy to rad (^{226}Ra) zaczęto stosować jako lek wzmacniający, a także jako środek odmładzający skórę, w postaci kremów. Dopiero po kilkunastu latach zorientowano się, że radioizotop ten może wywoływać nowotwory i wycofano się z tych praktyk. Aby radioizotop znalazł zastosowanie w diagnostyce i ogólnie w medycynie nuklearnej musi charakteryzować się następującymi cechami:

- powinien być sztuczny – naturalne występowanie izotopu w organizmie pacjenta mogłoby dawać zakłócenia w obserwowanym sygnale,
- powinien naturalnie wykazywać niski poziom toksyczności i mieć krótki czas połowicznego zaniku tak, aby pacjent mógł opuścić szpital niedługo po przeprowadzeniu badań,
- nie powinien wykazywać emisji cząstek naładowanych.

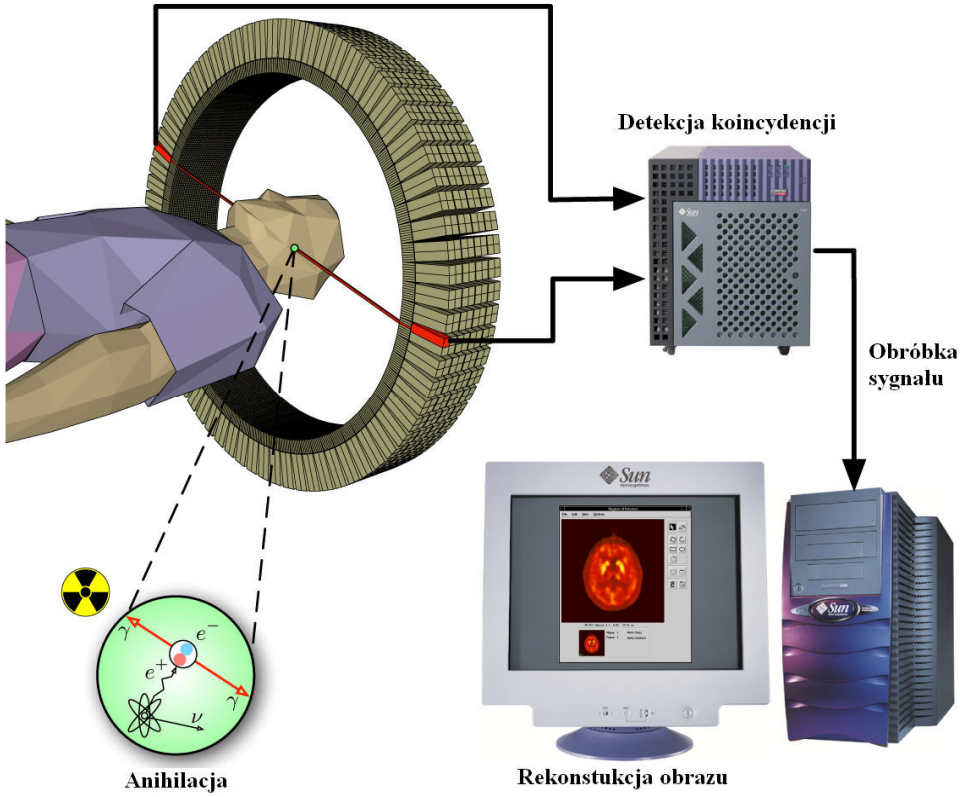
W roku 1931 twórca pierwszego cyklotronu Ernest Lawrence wraz ze swoim bratem Johnem jako pierwsi zaczęli używać wyprodukowanych w cyklotronie izotopów jako znaczników fosforanowych, przechodząc tym samym do historii jako ojcowie medycyny nuklearnej. W badaniu PET wykorzystuje się fakt, że określonym zmianom chorobowym towarzyszy podwyższony metabolizm niektórych związków chemicznych, np. glukozy. Komórki nowotworowe mają wyższy wskaźnik aktywności metabolicznej niż te zdrowe, zatem uwidaczniają się jako gęściejsze obszary na obrazie tomograficznym. Ponieważ energia w organizmie uzyskiwana jest głównie poprzez spalanie cukrów, dlatego kolosalne znaczenie dla badań PET miało wprowadzenie w roku 1976 znacznika fluoro duoxy glukozy znakowanej fluorem F-18 (FDG). Obecnie zależnie od rodzaju techniki obrazowanie czy też badanego schorzenia istnieje możliwość doboru odpowiedniego znacznika. W Tabeli 4 zgromadzono listę izotopów wykorzystywanych w tomografii pozytonowej [28].

TABELA 4. PODSTAWOWE ZNACZNIKI IZOTOPOWE UŻYWANE W TOMOGRAFII PET [28].

Izotop	Half life [min]	Energia pozytonu [keV]	Max. zasięg w powietrzu [cm]	Max. zasięg w tkance [mm]
^{11}C	20.5	960	311.7	4.03
^{13}N	9.97	1198	409.1	5.29
^{15}O	2	1732	628.0	8.12
^{18}F	109.7	634	177.9	2.3

Jak widać wszystkie wymienione izotopy mają stosunkowo krótki czas połowicznego rozpadu. Dlatego też produkowane muszą być w cyklotronach lub generatorach, umiejscowionych w pobliżu lub w placówkach, w których wykonuje się skanowanie PET.

Emitowane ze znacznika promieniowanie gamma rejestrowane jest w tomografie PET przez układ kryształ scyntylacyjny i fotodetektor, fotopowielacz lub fotodiodę lawinową. Kwanty promieniowania gamma oddziaływają z kryształem scyntylacyjnym, gdzie w procesie fotoelektrycznym zamieniane są na światło, które to w fotodetektorze konwertowane jest na sygnał elektryczny. Proces rekonstrukcji obrazu odbywa się poprzez analizę obszaru przecięcia się linii łączących detektory, które jednocześnie zarejestrowały fotony z tego samego procesu anihilacji. Rysunek 6 przedstawia ideowy schemat przebiegu badania w tomografii pozytonowej.



Rysunek 6. Schemat przebiegu badania w tomografii pozytonowej.

2.2.1. Warunki, jakie powinien spełniać detektor do tomografii PET

Charakteryzując idealny kryształ na potrzeby detekcji w tomografii pozytonowo emisyjnej, zdefiniować należy ogólne wymagania stawiane wobec kryształów do detekcji spektrometrycznej a następnie dodać wymagania dedykowane jedynie dla PET. Warunki, te zostały zdefiniowane w pracach [29][30] przez W. Mosesa i S. Derenzo. Moduł detekcyjny tomografu, aby poprawnie identyfikował fotony anihilacji o energii 511 keV, powinien spełniać następujące wymagania:

Ogólne wymagania stawiane wobec kryształów w detekcji scyntylacyjnej:

1. Wysoka wydajność scyntylacji,
2. Liniowość konwersji energii promieniowania gamma na fotony,
3. Przezroczystość dla światła,
4. Krótki czas wyświecania, oraz zaniku impulsu świetlnego,
5. Współczynnik załamania światła scyntylatora, w celu wydajnego jego zbierania, powinien być zbliżony do współczynnika załamania światła okna fotodetektora,
6. Łatwość produkcji, niezależnie od kształtów i niska cena.

Dodatkowo wymagania dedykowane dla PET:

1. Wysoka wydajność detekcji promieniowania jonizującego o energii 511 keV (>85%),
2. Wysoka gęstość materiału, związana z efektywną liczbą atomową, co bezpośrednio przekłada się na możliwość zastosowania cieńszych kryształów,
3. Wysoka rozdzielczość przestrzenna, < 4mm FWHM,
4. Wysoka czasowa zdolność rozdzielcza < 5 ns
5. Wysoka energetyczna zdolność rozdzielcza, < 20% FWHM dla energii 511 keV,
6. Krótki czas martwy,
7. Zakres emisji fotonów 380-500 nm,
8. Niehygroskopijność,
9. Odporność na uszkodzenia radiacyjne,
10. Koszt produkcji <40 $ za cm^3.

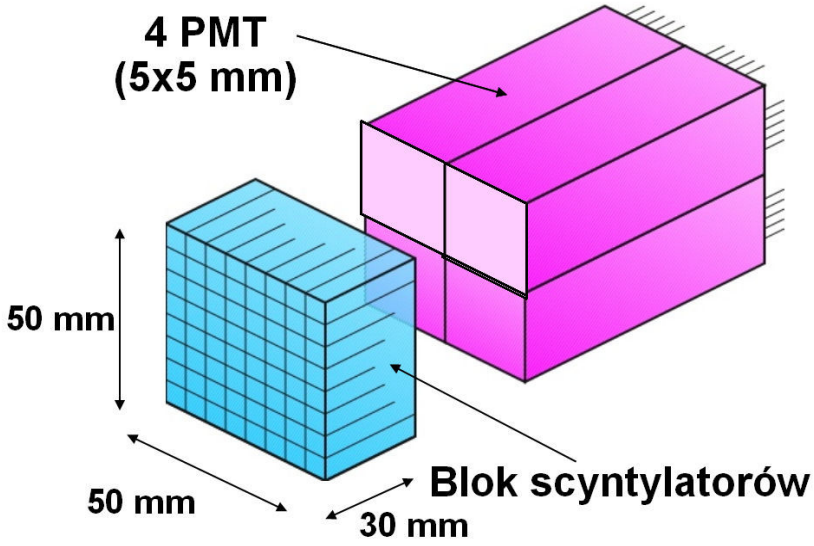
2.2.2. Scyntylatory w skanerach PET

Ilość światła emitowana przez scyntylator w odpowiedzi na rejestrowany kwant gamma ma podstawowe znaczenie ze względu na jakość uzyskanego obrazu tomograficznego. Czasowa, przestrzenna i energetyczna zdolności rozdzielcze są bezpośrednio efektem ilości światła, która powstaje w procesie scyntylacji w danym krysztale scyntylacyjnym.

Nie sposób nie wspomnieć o trzech przełomowych kryształach scyntylacyjnych, których wprowadzenie do tomografii za każdym razem skutkowało niezwykłym postępem technologicznym w rozwoju diagnostyki medycznej. Pierwszym z nich jest jodek sodu NaI(Tl) [31], kolejnym BGO ($Bi_4Ge_3O_{12}$) [32] i ostatecznie LSO (Lu_2SiO_5:Ce) [33].

Jodek sodu domieszkowany talem NaI(Tl), został odkryty w 1948 roku przez R. Hofstaedtera [31]. Ze względu na swoją wysoką wydajność świecenia szybko zdominował rynek detekcji scyntylacyjnej. W latach 1952 – 1958 Hal Anger zbudował kamerę scyntylacyjną znaną jako kamera Anger [34], w której układ detekcyjny składał się z fotopowielaczy z przyklejonymi scyntylatorami NaI(Tl). Urządzenie to pomimo upływy 50 lat od jego wynalezienia, pozostaje najczęściej stosowanym urządzeniem diagnostycznym w medycynie nuklearnej. Mimo wielu zalet, w postaci niskiej ceny, dostępności i wysokiej wydajności świecenia, główną wadą tego kryształu jest jego niska wydajność detekcji fotonów gamma o energii powyżej 200 keV, związaną z małą gęstością i niską wartością liczby atomowej. W zastosowaniach do PET jest to warunek konieczny, dlatego też w latach 70-tych został zastąpiony przez scyntylator BGO o wysokiej gęstości i liczbie atomowej [32]. Kryształ ten charakteryzuje się niską

wydajnością świetlną, jedynie 15% wydajności NaI(Tl), pomimo to, jego wysoka wydajność detekcji zapewniła mu prymat w dziedzinie detekcji promieniowania gamma powyżej 200 keV. Średnia droga swobodna fotonów o energii 511 keV dla tego kryształu wynosi 1.1 cm, przy fotofrakcji 43% dla objętości 1 cm^3. Oznacza to, że w krysztale o grubości 30 mm oddziaływuje aż 90% fotonów anihilacji. Rysunek 7 przedstawia schemat budowy detektora blokowego składającego się z czterech fotopowielaczy rejestrujących sygnał z matrycy identycznych kryształów scyntylacyjnych, obecnie najczęściej BGO lub LSO. Określenie pozycji oddziaływania promieniowania w krysztale odbywa się poprzez obliczenie stosunku amplitud sygnałów z czterech fotopowielaczy, a energia rejestrowanego promieniowania jest sumą tych sygnałów. Przestrzenna zdolność rozdzielcza limitowana jest tu rozmiarem piksela stanowiącego pojedynczy element matrycy kryształów.



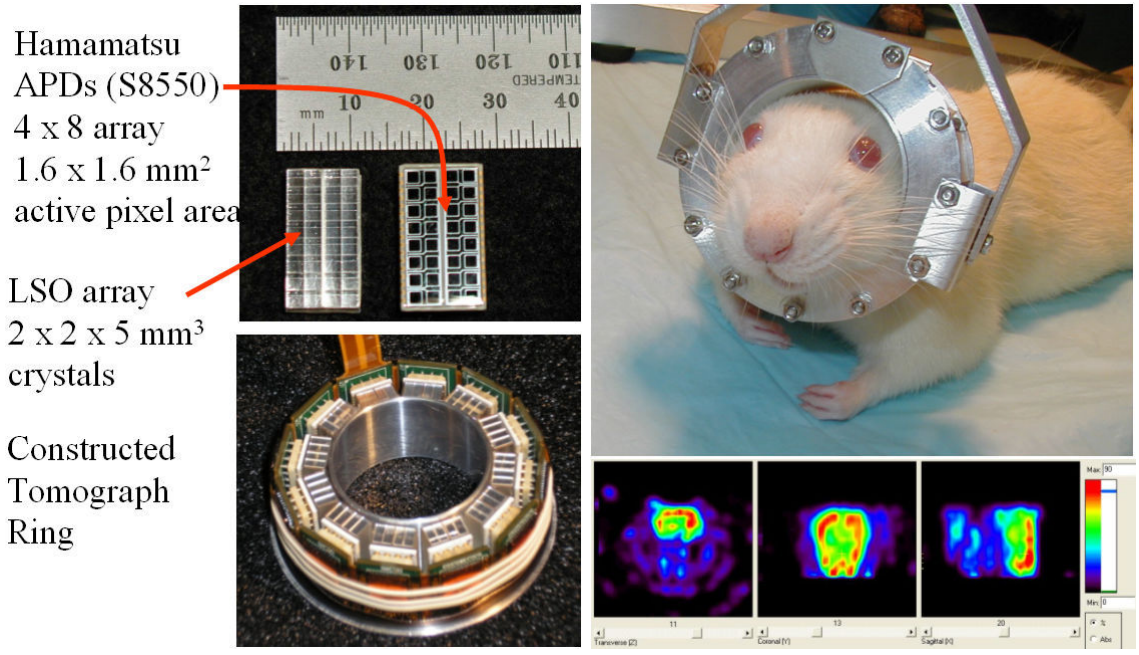
Rysunek 7. Schemat budowy detektora blokowego składającego się z matrycy scyntylatorów i układu czterech fotopowielaczy.

Wprowadzenie przez Chucka Melchera z firmy CTI, USA, kryształu LSO [33] [I], mimo jego wysokiej ceny, do dziś zmonopolizowało rynek detektorów stosowanych w tomografii PET. Kryształ ten łączy w sobie zalety historycznie sławnych kryształów NaI(Tl) oraz BGO, mianowicie wysoką wydajność świetlną połączoną z wysoką wydajnością detekcji.

Badania nowych scyntylatorów na potrzeby tomografii, prowadzone przez ostatnie lata, zaowocowały odkryciem kilku nowych scyntylatorów, miedzy innymi wymieniony już LSO i dalej LYSO, GSO, LGSO, YAP czy też $LaBr_3$[I]. GSO firmy Hitachi i LYSO firmy Saint Gobin znalazły zastosowanie w tomografach firmy Philips. LSO firmy CTI stosowane w tomografach firmy Siemens zdominowało rynek, jednakże ze względu na swoją wysoką cenę, stymuluje konkurencje do dalszych badań i poszukiwań jego zamiennika. Kryształ YAP znajduje zastosowanie w detektorach wykorzystujących efekt Comptona w eksperymentach na zwierzętach. Natomiast $LaBr_3$ firmy Saint Gobin jest nowym scyntylatorem o wyśmienitych właściwościach, dwukrotnie wyższej ilości światła niż LSO i trzykrotnie lepszej energetycznej zdolności rozdzielczej. Niestety zaporowa cena i duży popyt, zwłaszcza ze strony astronomii i badań w kosmosie, skutecznie blokują jego naturalne zastosowanie w tomografach pozytonowych. Produkowane komercyjnie tomografy pozytonowe w większości przypadków zbudowane są w oparciu o detektory blokowe. W najnowocześniejszych z nich montowane jest 20 tysięcy kryształów scyntylacyjnych i od 200 do 400 fotopowielaczy.

Rysunek 8 przedstawia komercyjnie działające tomografy firm GE, Philips, Siemens oraz Hitachi, w których wykorzystywane są kryształy: BGO, LYSO, GSO i LSO.

Rysunek 8. Komercyjnie działające tomografy firm GE, Philips, Siemens oraz Hitachi, w których wykorzystywane są kryształy: BGO, LYSO, GSO i LSO.



Rysunek 9. Schemat budowy detektora składającego się z bloku scyntylatorów i matrycy fotodiod lawinowych w zastosowaniu jako skaner głowy myszy [35].

Poprzez zastosowanie odczytu z matrycy kryształów matrycą fotodiod lawinowych, sygnał z pojedynczego piksela kryształu rejestrowany jest pojedynczym pikselem fotodetektora. Takie

rozwiązanie zwiększa rejestrowaną ilość światła i ze względu, na co najmniej dwu krotnie wyższą wydajność detekcji fotodiodą lawinowa w porównaniu do fotopowielacza, poprawia zdolność rozdzielczą układu. Testowane są również fotopowielacze pozycyjnie czułe o foliowanej strukturze dynodowej, blok detektory oparte o monolityczny kryształ połączony z pozycyjnie czułym fotodetektorem oraz matryce fotodiod lawinowych. Rysunek 9 przedstawia schemat budowy detektora składającego się z bloku scyntylatorów i matrycy fotodiod lawinowych w zastosowaniu jako skaner głowy myszy [35].

2.2.3. Systemy PET dla zwierząt

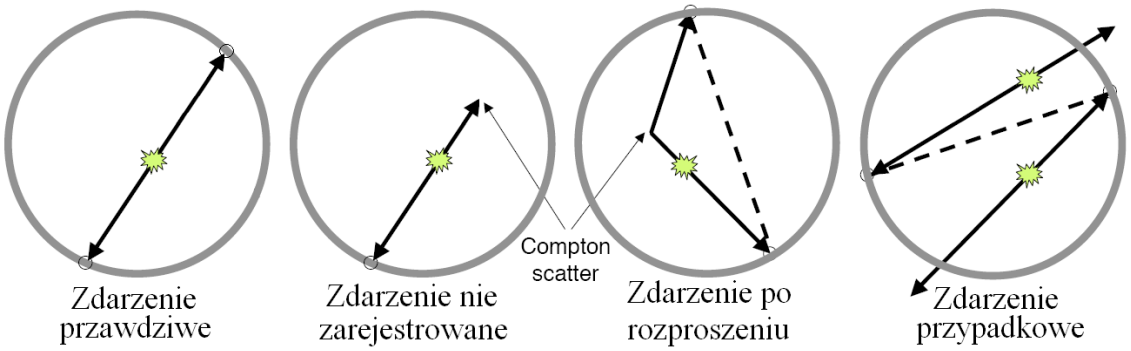
Zastosowanie w tomografii pozytonowej blok detektora z kryształów BGO wpłynęło na znaczącą poprawę przestrzennej zdolności rozdzielczej, do poniżej 5 mm. Zaowocowało to również budową tak zwanych „animal PET", małych tomografów opartych o dotychczas stosowane fotodetektory do badań na zwierzętach [36][37]. Wprowadzenie do organizmu myszy, której genotyp w 95% pokrywa się z genotypem człowieka, zmodyfikowanych komórek chorobowych pozwala na tworzenie modeli chorobowych do pomiarów „na żywo". Rysunek 10 przedstawia schemat budowy komercyjnego skanera animal PET [38].

Rysunek 10. Schemat budowy komercyjnego skanera animal PET [38].

2.2.4. Detekcja koincydencyjna

Pozytonowa tomografia oparta jest na koincydencyjnej detekcji kwantów anihilacyjnych i polega na jednoczesnym rejestrowaniu emisji dwóch kwantów promieniowania gamma pochodzących z tego samego procesu anihilacji. Większość fotonów anihilacji jest absorbowana w tkankach lub ulega rozproszeniu Comptonowskiemu. Dlatego kluczowa jest właściwa identyfikacja rejestrowanych zdarzeń, które są sumą zdarzeń prawdziwych,

przypadkowych i tych wynikających z rozproszeń. Rysunek 11 przedstawia możliwe rodzaje zdarzeń zachodzących w pomiarze koincydencyjnym.



Rysunek 11. Możliwe rodzaje zdarzeń zachodzących w pomiarze koincydencyjnym.

Główną przyczyną rejestrowania zdarzeń rozproszonych jest skończona energetyczna zdolność rozdzielcza używanego detektora. W wyniku rozproszenia Comptonowskiego fotony mogą być zarejestrowane jako zdarzenia prawdziwe, mimo iż nie pochodzą z tego samego procesu anihilacji. W przypadku rozproszeń o małym kącie, zmiana energii jest na tyle mała, że mieści się w granicach energetycznej zdolności rozdzielczej detektora. Błąd pomiaru wynikający z rejestrowania zdarzeń z koincydencji przypadkowej wynika głównie z przyjętego okna czasowego, w którym zdarzenie uważa się za będące w koincydencji. Zwiększają one stosunek szumu do rejestrowanego sygnału, fałszując wynik pomiaru. W celu ich zmniejszenia założony czas koincydencji powinien być możliwie jak najmniejszy. Stosunek zdarzeń prawdziwych do zdarzeń przypadkowych wynika również z przyjętej szerokości przedziału energetycznego, w którym zdarzenie jest rejestrowane. Poprzez detekcje fotonów o energii wynoszącej dokładnie 511 keV, można zmniejszyć udział zdarzeń przypadkowych.

Kolejnym ważnym parametrem charakteryzującym detektor w detekcji koincydencyjnej jest jego czas martwy. To od niego zależy jak szybko po rejestracji jednego zdarzenia i po jego przetworzeniu, detektor będzie w stanie zarejestrować następne zdarzenie. Główny wkład do czasu martwego całego układu detekcyjnego ma używana elektronika, o skończonych czasach formowania impulsów. Czas martwy całego detektora PET wraz z elektroniką jest rzędu mikrosekund. Poboczny wkład niesie również sam kryształ scyntylacyjny o skończonym czasie zaniku impulsu. Czas ten wynosi dla typowych scyntylatorów miedzy 20 a 300 ns.

2.2.5. Detekcja czasu przelotu (time of flight - TOF)

Istotną informacją ze względu na jakość uzyskiwanych obrazów tomograficznych jest informacja o czasie przelotu kwantów gamma (time of flight - TOF) od momentu ich emisji do zarejestrowania przez detektory. Zastosowanie w tomografii pozytonowej informacji o czasie przelotu badane było zaproponowane już w latach 80-tych, przy użyciu kryształów CsF i BaF_2 [39]-[41]. Prawdziwy rozwój i ponowne zainteresowanie tą tematyką nastąpiło wraz z wynalezieniem i wprowadzeniem do tomografii nowych, szybkich i wydajnych kryształów scyntylacyjnych jak LSO i $LaBr_3$.

Poszukiwany obszar emisji kwantów gamma opisany jest poprzez zależność:

$$\Delta d = c \times \Delta t / 2$$

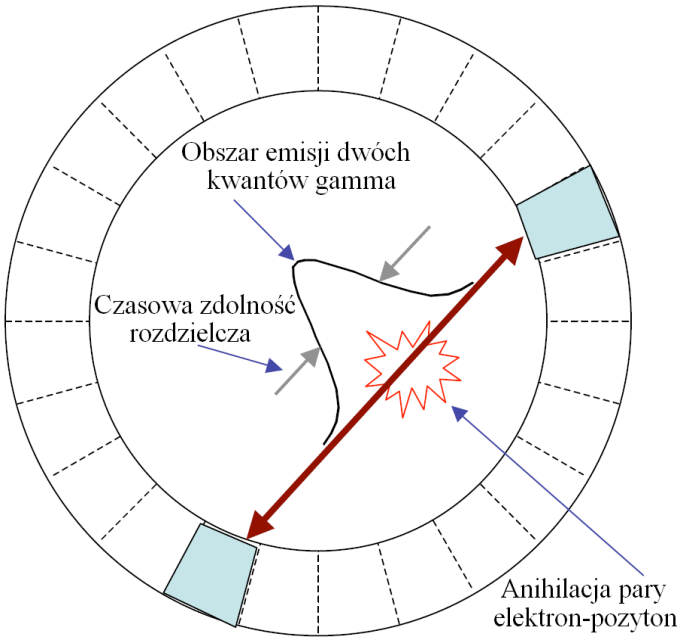
gdzie:

Δd – obszar emisji kwantów gamma,

c – prędkość światła,

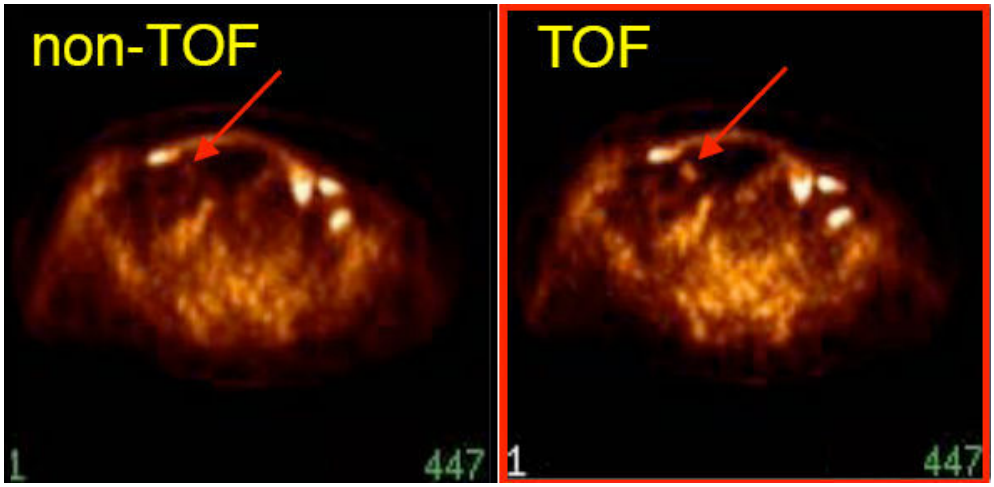
Δt – czasowa zdolność rozdzielcza detektora.

Nie mając informacji o TOF wiemy jedynie, że emisja kwantów gamma nastąpiła gdzieś na linii łączącej dwa jednocześnie uaktywnione detektory. Rysunek 12 przedstawia ideę pomiaru czasu przelotu kwantów gamma.



Rysunek 12. Idea pomiaru czasu przelotu kwantów gamma.

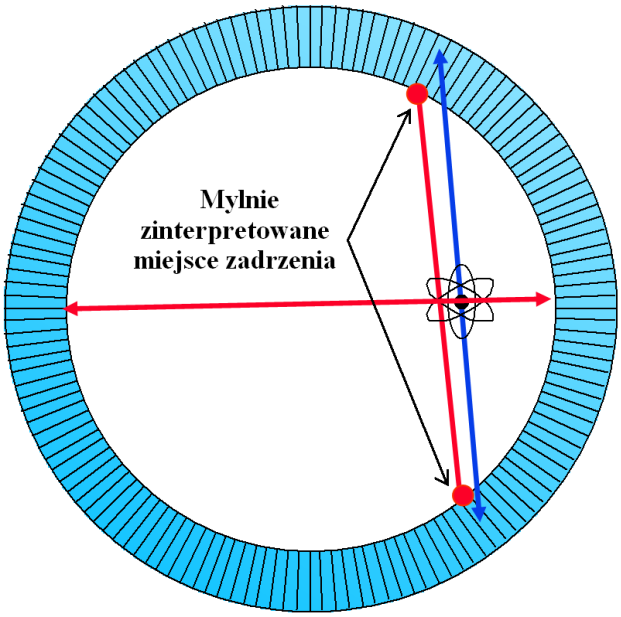
W 1999 roku, W. Moses oraz S. Derenzo zaprezentowali wyniki pomiarów czasu przelotu (TOF) z kryształem LSO [42]. Zmierzona przez nich czasowa zdolność rozdzielcza detektora rzędu 500 ns, oznacza, że obszar, w którym mogła zajść anihilacja został ograniczony do kuli o średnicy 7.5 cm. Uwzględnienie informacji o czasie przelotu (TOF) zawęża badany rejon, obniża zatem liczbę fałszywych zdarzeń, poprawiając stosunek sygnału do szumu co z kolei powoduje poprawienie ostrości rekonstruowanego obrazu. W badaniach klinicznych bezpośrednio przekłada się to na skrócenie czasu badania pacjenta, co umożliwia zwiększenie liczby przeprowadzanych badań. Rysunek 13. ilustruje poprawę ostrości obrazu (TOF), w stosunku do obrazu nie uwzględniającego informacji o czasie przelotu kwantów gamma [43].



Rysunek 13. Poprawa ostrości obrazu (TOF), w stosunku do obrazu nieuwzględniającego informacji o czasie przelotu kwantów gamma (non-TOF) [43].

2.2.6. Głębokość interakcji (depth of interaction -DOI)

W celu dalszego ulepszania jakości uzyskiwanych wyników należy również uwzględnić poprawkę na miejsce oddziaływania kwantów gamma wewnątrz kryształu. Foton uderzający w kryształ w pierścieniu detektorów, może przejść do sąsiedniego kryształu, co prowadzi do mylnego wyznaczenia linii miedzy detektorami, które zarejestrowały zdarzenie, a tym samym do błędnego wyznaczenia miejsca emisji kwantów gamma. Sposobem na ograniczenie tego zjawiska jest pomiar głębokości interakcji, w którym miało miejsce oddziaływanie kwantów gamma z kryształem. Mając taką informację, zdarzeniu może być przypisana linia łącząca nie kryształ, który zarejestrował zdarzenie, lecz dokładnie miejsce interakcji. Rysunek 14 przedstawia mylnie zinterpretowane miejsce zdarzenia.



Rysunek 14. Mylnie zinterpretowane miejsce zdarzenia.

2.2.7. Zastosowanie badań PET

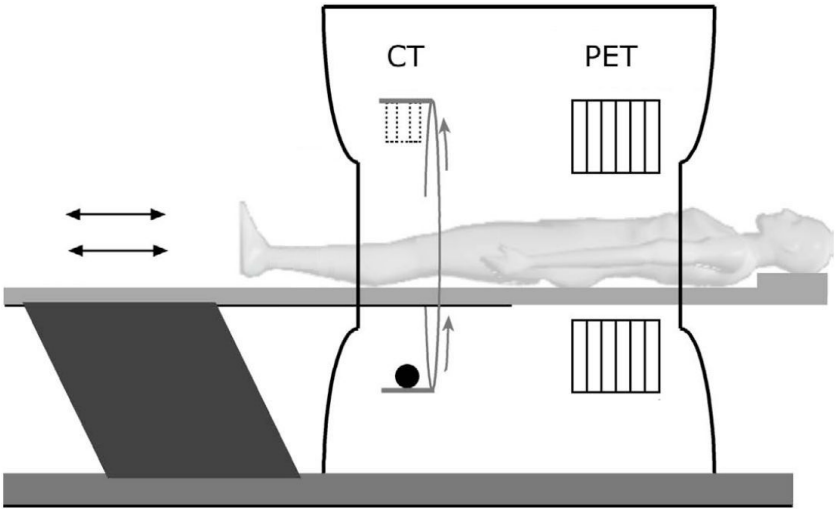
Pozytronowa emisyjna tomografia komputerowa jest dziś jedną z najbardziej nowoczesnych i najbardziej dokładnych metod w rozpoznawaniu i diagnostyce stanów nowotworowych, badaniach mózgu, serca i stanów zapalnych niejasnego pochodzenia. Diagnostyka PET wykazuje największe prawdopodobieństwo rozpoznania nowotworów sięgające nawet 90%. Takiego wyniku nie daje się osiągnąć przy pomocy żadnej innej techniki obrazowania. Pozwala to na zdiagnozowanie wielu chorób już w ich wczesnych stadiach, co w przypadku nowotworów umożliwia podjęcie skutecznej walki z chorobą. Tomografia PET daje także możliwość kontroli efektów terapeutycznych w trakcie procesu leczenia, a co zatem idzie efektywne kierowanie leczeniem w trakcie terapii (Biologically Adaptive Therapy). Technologia PET umożliwia wczesną diagnostykę, która pozwoli na uniknięcie niepotrzebnego, inwazyjnego leczenia obniżając koszty i umożliwiając jednocześnie bardziej przyjazną terapię. Jej głównymi zaletami są nie tylko szybkość wykonania badania, ale przede wszystkim jego precyzyjność w lokalizacji nowotworu czy też uszkodzenia tkanek spowodowanego przez różne choroby.

Prócz zalet w diagnostyce medycznej chorób, PET jest także metodą badawczą, która umożliwia naukowcom i lekarzom zrozumienie biologii wielu chorób. W neurologii, zdolność metody PET do pomiaru metabolizmu ma zastosowanie w diagnostyce choroby Alzheimera, Parkinsona i epilepsji, ponieważ może „na żywo" ilustrować obszary, w których aktywność mózgu odbiega od normy. Do wad tomografii należy przede wszystkim utrudniona, powszechna dostępność tych badań, ze względu na ich wysoką cenę. W Polsce, co roku na raka umiera ponad 70 tys. osób. Wykrycie wczesnego stadium rozwoju choroby mogłoby uratować co najmniej połowę z nich. Na świecie istnieje ponad 600 ośrodków dysponujących skanerami PET. W krajach zachodnich standardem jest jeden tomograf PET na milion mieszkańców. Amerykanie mają ponad 200 skanerów, Niemcy 80, Francuzi 70. W Polsce potrzebnych będzie 30 skanerów. Pomimo wysokich kosztów, stosowanie takich urządzeń na całym świecie oznacza oszczędności dla służby zdrowia. Sprzęt wykorzystywany w Bydgoszczy kosztował 20 mln zł, za usługę trzeba zapłacić od 5 tys. zł (badanie serca czy mózgu) do 8 tys. zł (skanowanie całego ciała). Jednak z badań przeprowadzonych przez prof. Petera Valka [44], jednego z pionierów powszechnego stosowania PET w onkologii, wynika, że stosowanie tomografii pozytonowo emisyjnej jako metody wczesno diagnostycznej, przynosi dwukrotny zwrot poniesionych kosztów w stosunku do alternatywnie zainwestowanych środków w przypadku leczenia bez zastosowania badań tomograficznych. Poza tym u wielu pacjentów dopiero badanie tomografem pozytonowym pokazuje, że proces nowotworowy jest tak rozległy, że operacja wycięcia guza nie będzie skuteczna. W takiej sytuacji zamiast obciążać organizm pacjenta niepotrzebnym zabiegiem, można spróbować innej metody leczenia albo skupić się na opiece paliatywnej.

2.3. Tomografia pozytonowo rentgenowska - PET/CT

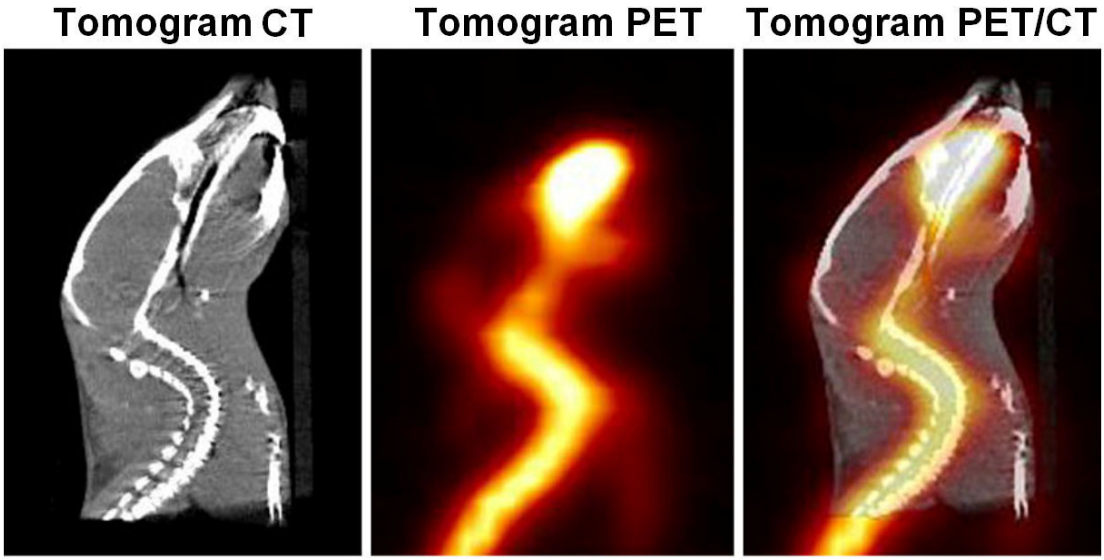
Jednym z najnowszych osiągnięć w dziedzinie obrazowania diagnostycznego jest połączenie pozytonowej tomografii emisyjnej z rentgenowską tomografią komputerową zwane PET/CT. Zastosowanie PET/CT znacząco pomaga w interpretacji danych otrzymywanych za pomocą PET, w przypadku, gdy anatomiczna struktura nie jest wystarczająco jasna. Rysunek 15 przedstawia schemat tomografu, który w jednym urządzeniu umożliwia przeprowadzenie badania obydwiema metodami obrazowania: CT i PET, sekwencyjnie. Obecnie w naszym

kraju pracuje dziewięć tego typu urządzeń, 3 w Warszawie, 2 w Poznaniu, i po jednym w Bydgoszczy, Gliwicach, Wrocławiu i Kielcach.



Rysunek 15. Schemat tomografu, który w jednym urządzeniu umożliwia przeprowadzenie badania sbydwiema metodami obrazowania: CT i PET, sekwencyjnie.

Środowisko medyczne z Karolinska Instytut w Sztokholmie, jak również z wielu innych ośrodków medyczno naukowych, jak Departament Radiologii i Psychiatrii, Uniwersytetu Medycznego w Pittsburgu w Pensylwanii [45], zgodnie podkreślają, że poprawa jakości uzyskiwanych obrazów w skanerach PET i CT jest konieczna, a ponadto przyczyni się do poprawy jakości obrazów uzyskiwanych każdą z tych metod z osobna w obrębie jednego urządzenia (PET/CT). Ograniczenia, jakie płyną z konieczności re-pozycjonowania pacjenta pomiędzy przerwami w naświetlaniu całkowicie uniemożliwiają nałożenie osobno uzyskanych tomogramów, przy zachowaniu koniecznej w diagnostyce medycznej precyzji w określeniu miejsca i rozmiaru komórek nowotworowych. Rysunek 16 przedstawia przykład niezależnie uzyskanych obrazów, tomogramu CT i tomogramu PET w porównaniu z obrazem uzyskanym poprzez nałożenie na siebie obydwu obrazów [46].



Rysunek 16. Niezależnie uzyskany tomogram CT i tomogram PET w porównaniu z obrazem uzyskanym poprzez nałożenie na siebie obydwu obrazów [46].

Skanowanie CT trwa około 10 do 30 sekund, natomiast skanowanie PET od 7 do 40 minut, w zależności jak duża część ciała ma być obrazowana. Dla uzyskania jak najlepszego efektu obrazowania konieczne jest ograniczenie poruszania się pacjenta do minimum. Niestety nie wszystkie ruchy da się wyeliminować, np. oddychanie, pracę serca, ruchy gastralne, przepływ krwi. Dlatego też tym bardziej uzasadniona jest konieczność budowy urządzenia, które w krótkim czasie, nie sekwencyjnie, lecz jednocześnie było by w stanie przeprowadzić skanowanie pacjenta obydwiema istniejącymi metodami obrazowania w oparciu o ten sam detektor i tę samą aparaturę elektroniczną.

W prezentowanej rozprawie doktorskiej zaproponowano autorską metodą jednoczesnego pomiaru liczby kwantów gamma ze źródła sodu ^{22}Na o energii 511 keV, oraz strumienia promieni X. Poszukiwane jest kompromisowe rozwiązanie pozwalające jednocześnie połączyć zalety obydwu metod obrazowania nie tracąc na jakości uzyskiwanych tomogramów. Zadanie to jest trudne do wykonania gdyż tomograf PET pracuje w modzie impulsowym, tzn. liczone są poszczególne kwanty gammy 511 keV, a tomograf CT pracuje w modzie prądowym gdzie lampa rentgenowska generuje strumień promieni X, który prześwietla pacjenta oraz układ detekcyjny.

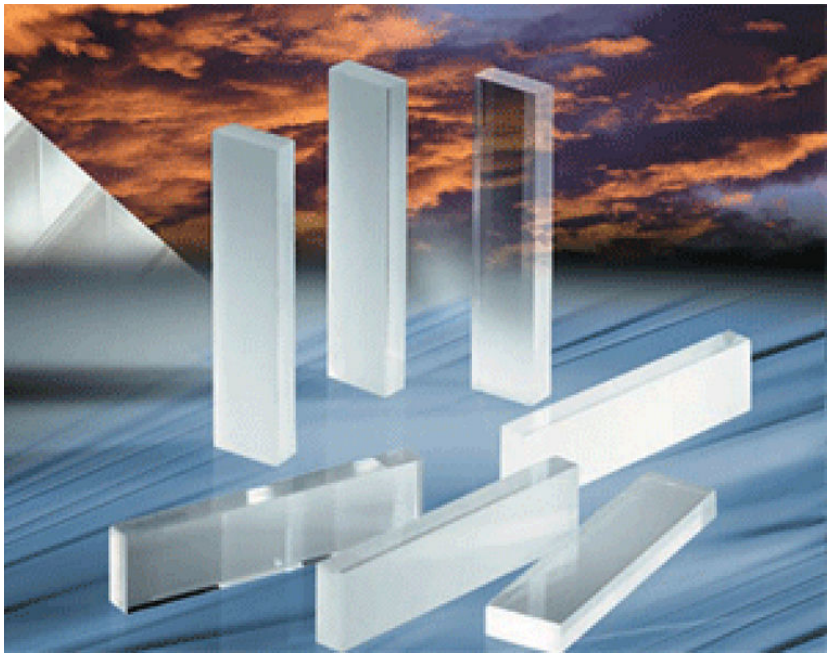
Podobne prace od nieomalże 10 lat prowadzi grupa Rogera Lecomta na Uniwersytecie w Sherbruku w Kanadzie [7]-[10]. Koncentrują się one na rozwoju i zastosowaniu klasycznego sposobu liczenia kwantów promieniowania gamma z systemów PET, w zastosowaniu do prześwietlania promieniami X, w oparciu o dedykowaną elektronikę. W odniesieniu do tomografów zwierzęcych skuteczność proponowanej metody została potwierdzona. Urządzenie o nazwie LabPet Scanenr umożliwia w oparciu o wspólny detektor, liczenie kwantów promieniowania X w badaniu PET. Proponowana metoda zmniejsza dawkę przyjętego przez pacjenta promieniowania o 5 rzędów wielkości, ale dysponowany zakres dynamiczny jest rzędu $2x10^6$, zamiast klasycznie uzyskiwanych $2x10^{16}$ zliczeń na sekundę, co znacząco ogranicza jakość diagnozy. Jednym z kluczowych osiągnięć tej grupy jest to, że na podstawie badań na myszach stwierdzono, że małe dawki promieniowania, rzędu 10 mSv, niszczą komórki nowotworowe, natomiast większe dawki rzędu 50 mSv powodują uodpornienie się organizmu na kolejno przyjmowane dawki promieniowania [9].

Trudności w zastosowaniu takiej metody polegają na tym, że w celu ograniczenia dawek promieniowania, na jaką narażony jest pacjent, świadomie rezygnuje się wysokiego kontrastu, jaki daje obraz uzyskany w klasyczny sposób, to jest poprzez prześwietlenie pacjenta lampą rentgenowską. Poszukiwane rozwiązanie jest, zatem kompromisem pomiędzy doborem zakresu dynamicznego a jakością i kontrastem uzyskiwanych tomogramów.

3. Kryształy scyntylacyjne

W tym rozdziale zostaną opisane podstawowe właściwości kryształów scyntylacyjnych oraz zdefiniowane charakteryzujące je wielkości.

Przyjmuje się definiować scyntylator jako substancję, która pochłania energię promieniowania jonizującego np. alfa, beta, gamma, promieniowanie X oraz promieniowanie neutronowe, a następnie emituje światło, fotony fluorescencji, o określonej długości fali. To świecenie jest luminescencją, to znaczy fluorescencją lub fosforescencją. Fluorescencją nazywamy tzw. szybką luminescencję, związaną z bezpośrednim przejściem promienistym ze stanu wzbudzonego do niższego stanu energetycznego, natomiast fosforescencją nazywamy opóźnioną luminescencję związaną z przejściem przez pośredni stan metastabilny. Czas konwersji promieniowania jonizującego na światło jest w zakresie od nanosekund do mikrosekund. Rysunek 17 przedstawia przykładowy wygląd scyntylatorów niehigroskopijnych [47].



Rysunek 17. Przykładowy wygląd scyntylatorów niehigroskopijnych stosowanych w aparaturze medycznej [47].

TABELA 5. WŁAŚCIWOŚCI SCYNTYLATORÓW NIEORGANICZNYCH [48].

	Specific Gravity	Wavelength of Max. Emission	Refractive Index	Decay Time (μs)	Abs. Light Yield in Photons/MeV	Relative Pulse Height Using Bialk. PM tube
Alkali Halides						
NaI(Tl)	3.67	415	1.85	0.23	38 000	1.00
CsI(Tl)	4.51	540	1.80	0.68 (64%), 3.34 (36%)	65 000	0.49
CsI(Na)	4.51	420	1.84	0.46, 4.18	39 000	1.10
Li(Eu)	4.08	470	1.96	1.4	11 000	0.23
Other Slow Inorganics						
BGO	7.13	480	2.15	0.30	8200	0.13
$CdWO_4$	7.90	470	2.3	1.1 (40%), 14.5 (60%)	15 000	0.4
ZnS(Ag) (polycrystalline)	4.09	450	2.36	0.2		1.3
CaF_2 (Eu)	3.19	435	1.47	0.9	24 000	0.5
Unactivated Fast Inorganics						
BaF_2 (fast component)	4.89	220		0.0006	1400	na
BaF_2 (slow component)	4.89	310	1.56	0.63	9500	0.2
CsI (fast component)	4.51	305		0.002 (35%), 0.02 (65%)	2000	0.05
CsI (slow component)	4.51	450	1.80	multiple, up to several μs	varies	varies
CeF_3	6.16	310, 340	1.68	0.005, 0.027	4400	0.04 to 0.05
Cerium-Activated Fast Inorganics						
GSO	6.71	440	1.85	0.056 (90%), 0.4 (10%)	9000	0.2
YAP	5.37	370	1.95	0.027	18 000	0,45
YAG	4.56	550	1.82	0.088 (72%), 0.302 (28%)	17 000	0.5
LSO	7.4	420	1.82	0.047	25 000	0.75
LuAP	8.4	365	1.94	0.017	17 000	0.3
Glass Scintillators						
Ce activated Li glass	2.64	400	1.59	0.05 to 0.1	3500	0.09
Tb activated glass	3.03	550	1.5	~3000 to 5000	~50 000	na
For comparison, a typical organic (plastic) scintillator:						
NE102A	1.03	423	1.58	0.002	10 000	0.25

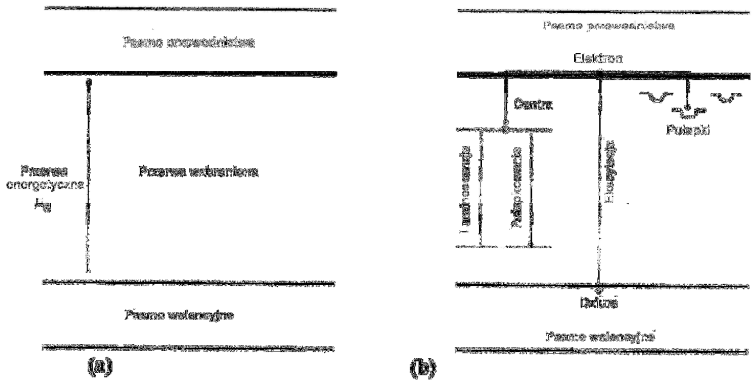
Jednym z głównych kryteriów podziału scyntylatorów jest podział na scyntylatory nieorganiczne, jak np. halogenki metali alkalicznych, organiczne typu węglowodorów, a ponadto na ciekłe i stałe. Ciekły scyntylator powstaje poprzez rozpuszczenie substancji fluoryzującej w rozpuszczalniku organicznym, takim jak ksylen czy też etanol, ponieważ tego rodzaju rozpuszczalniki są całkowicie przezroczyste dla promieniowania emitowanego przez scyntylator, to znaczy nie pochłaniają go. Podstawowe właściwości scyntylatorów nieorganicznych ilustruje Tabela 5 [48] natomiast właściwości scyntylatorów organicznych przedstawione są w Tabeli 6 [IV]. Scyntylatory organiczne i ciekłe najczęściej używane są do detekcji cząstek lub neutronów, natomiast scyntylatory nieorganiczne ze względu na ich wyższą gęstość, do detekcji promieniowania X oraz gamma.

TABELA 6. WŁAŚCIWOŚCI SCYNTYLATORÓW ORGANICZNYCH, GDZIE BC408 – PLASTIK, BC501A – CIEKŁY SCYNTYLATOR [IV].

Scintillator	BC408	BC501A	Anthracene
Light output	64%	78%	100%
Peak emission [nm]	425	425	447
Decay time [ns]	2.1	3.2	30
Refr. Index	1.58	1.505	1.62
Density [g/cm^3]	1.032	0.874	1.25
Size [mm]	∅40x50	∅51x51	∅50x25
Manufacturer	St-Gobain	St-Gobain	Unknown

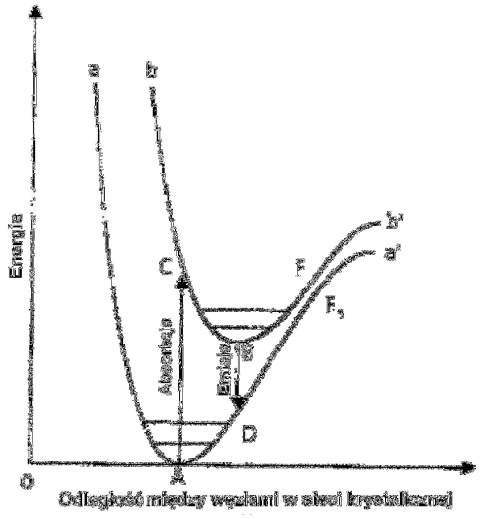
3.1. Mechanizm luminescencji w scyntylatorach

Mechanizm luminescencji w kryształach nieorganicznych, wykorzystywanych w tomografii, wynika z obecności stosowanych domieszek, czego przykładem są kryształy halogenków metali alkalicznych aktywowane np. talem, jak NaI:Tl. Model dyskretnych stanów energetycznych w krysztale zdefiniowany przez Srödingera zakłada wzbronioną przerwę energetyczną pomiędzy pasmem przewodzenia a pasmem walencyjnym. W teoretycznie idealnym, niedomieszkowanym krysztale, elektrony z powłoki walencyjnej mogą być wzbudzone do pasma przewodzenia poprzez absorpcję fotonu, po którym w paśmie walencyjnym zostanie „dziura". Para elektron dziura ulega następnie rekombinacji. Rysunek 18 a) przedstawia schemat przerwy energetycznej w idealnym krysztale, natomiast Rysunek 18 b) przedstawia przypadek rzeczywisty kryształu zawierającego domieszki i zanieczyszczenia będące źródłem ekscytacji, luminescencji i pułapkowania we wzbronionej przerwie energetycznej. Właśnie te zaburzenia sieci krystalicznej są źródłem lokalnych dyskretnych poziomów energetycznych we wzbronionej przerwie energetycznej. Gdy stany te nie są obsadzone ekscytacja tych stanów zwanych centrami luminescencji wymaga przechwycenia elektronu z pasma przewodnictwa, dziur z pasma walencyjnego, bądź też rekombinacji pary elektron-dziura w danym centrze. Zjawiskom tym towarzyszy emisja fotonu i przejście układu do stanu podstawowego.



Rysunek 18, a) schemat przerwy energetycznej w idealnym krysztale, b) przypadek rzeczywisty kryształu zawierającego domieszki i zanieczyszczenia będące źródłem ekscytacje, luminescencje i pułapkowania we wzbronionej przewie energetycznej.

Rysunek 19 przedstawia warunki przy których zachodzi emisja i absorpcja w centrach luminescencji. Absorpcji fotonu towarzyszy przejście układu ze stanu podstawowego do stanu wzbudzonego, a następnie luminescencyjną emisję fotonu i powrót układu do stanu podstawowego o najniższym potencjale energii.

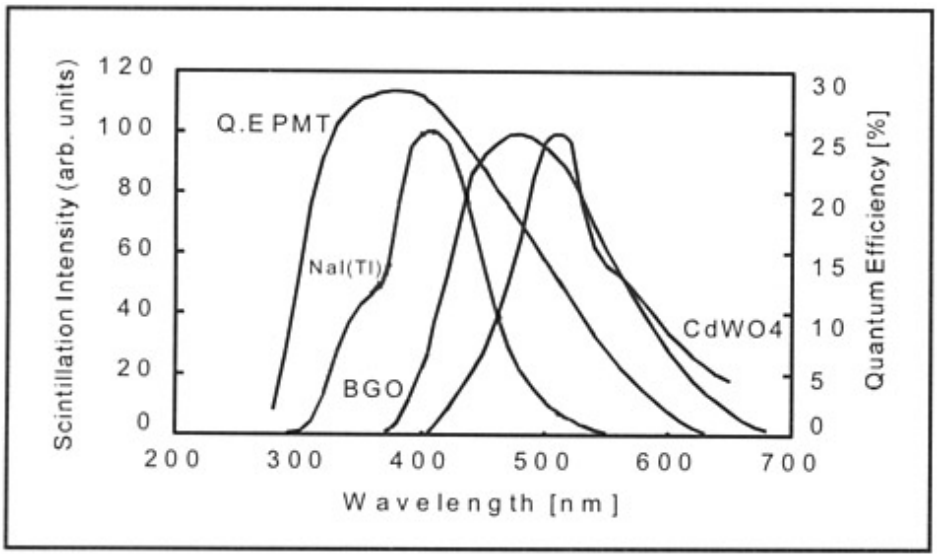


Rysunek 19. Warunki przy których zachodzi emisja i absorpcja w centrach luminescencji, aAa' reprezentuje stan podstawowy natomiast bBb' stan wzbudzony.

Historycznie, detektory scyntylacyjne były jednymi z pierwszych zastosowanych do detekcji promieniowania. Detektor scyntylacyjny w uproszczeniu składa się ze scyntylatora, układu rejestrującego i wzmacniającego emitowane światło, najczęściej fotopowielacza bądź fotodiody lawinowej. Taki układ może wykryć nawet pojedyncze fotony i pozwala rejestrować szybkie zmiany strumienia cząstek w funkcji czasu. Inne detektory często pozwalają jedynie zarejestrować sumaryczną liczbę cząstek, ale nie potrafią określić, jak zmieniała się ta liczba w czasie. Dobór scyntylatora do detekcji promieniowania jądrowego zależy od wielu czynników. Głównymi są: rodzaj promieniowania, jakie ma rejestrować, wydajność detekcji promieniowania, gęstość kryształu, ilość światła, jaką emituje, energetyczna i czasowa zdolność rozdzielcza, jaką można przy jego użyciu uzyskać oraz czas zaniku fluorescencji, po jakim kryształ się wygasi. Poniżej scharakteryzowane zostaną podstawowe wymagania i właściwości kryształów scyntylacyjnych natomiast metody pomiaru tych wartości przedstawię w Rozdziale 5. Metody Pomiarowe, str. 60.

3.2. Co warto wiedzieć o scyntylatorach.

Każdy kryształ ma swoje specyficzne i dedykowane zastosowanie. W przypadku spektroskopii gamma, gdzie istotnym parametrem jest wysoka energetyczna zdolność rozdzielcza, stosowane są scyntylatory np. $LaBr_3$, NaI(Tl), albo CsI(Na). Na potrzeby fizyki wysokich energii stosuje się germanian bizmutu $Bi_4Ge_3O_{12}$ (BGO) o wysokiej gęstości, a obecnie coraz częściej $PbWO_4$ (PWO), do detekcji cząstek beta stosuje się np. fluorek wapnia CaF_2(Eu) zamiast scyntylatorów organicznych o niskiej gęstości. W przypadku detekcji neutronowej, wiemy, że neutrony bezpośrednio nie powodują jonizacji w krysztale scyntylacyjnym, ale mogą być wykryte poprzez oddziaływanie z innymi pierwiastkami w krysztale. Na przykład w krysztale jodku litu ^{6}LiI(Eu) neutrony oddziaływają na ^{6}Li tak, że emitowana jest cząstka alfa i tryt, które to są źródłem rejestrowanej scyntylacji.



Rysunek 20. Przykładowe widma emisyjne dla kryształów NaI(Tl), BGO i $CdWO_4$, w porównaniu z widmem wydajności kwantowej fotopowielacza [49].

Scyntylatory wykorzystywane są w różnych warunkach eksperymentalnych gdzie np wymagana jest odporność na uszkodzenia radiacyjne, definiowane jako uszkodzenia struktury kryształu danej substancji. Uszkodzenia te powodują pogorszenie optycznych właściwości kryształu powodujące zmniejszenie amplitudy sygnału, i pogorszenie energetycznej zdolności rozdzielczej detektora.
Różne materiały scyntylacyjne posiadają swoje charakterystyki widma emisyjnego, którego kształt ma zasadnicze znaczenie w doborze optymalnego fotodetektora do odczytu i zbierania emitowanego światła np. fotopowielacza, fotodiody lawinowej czy innych detektorów krzemowych. Rysunek 20 przedstawia przykładowe widma emisyjne wybranych kryształów [49], natomiast Tabela 7 przegląd właściwości i zastosowań najczęściej używanych scyntylatorów [49]. Wybór odpowiedniego do danego zastosowanie i eksperymentu scyntylatora musi być oparty o wcześniejsze zdefiniowane potrzeby, jak np., jaki będzie mierzony zakres energii, jaka ma być wydajność detekcji, jakiej energetycznej i czasowej zdolności rozdzielczej się spodziewać, jaki powinien być jego czas zaniku.

TABELA 7. WŁAŚCIWOŚCI I ZASTOSOWAŃ NAJCZĘŚCIEJ UŻYWANYCH SCYNTYLATORÓW [49].

Materiał	Właściwości	Zastosowania
NaI(Tl)	Higroskopijny, wysoka ilość światła, dobra energetyczna zdolność rozdzielcza	Detektory promieniowania, używany w fizyce, fizyce medycznej, ochronie środowiska
CsI(Tl)	Powierzchnia chropowata, widmo emisyjne dla wysokich długości fal	Fizyka cząstek i wysokich energii, detektory promieniowania, detektory warstwowe
CsI(Na)	Duża ilość światła, powierzchnia chropowata	Geofizyka, detektory promieniowania
CsI	Szybki, odporny na radiacje, umiarkowana ilość światła	Fizyka, kalorymetry
CaF_2(Eu)	Niskie Z, duża ilość światła	Detekcja β, detektory warstwowe α, β
^{6}LiI(Eu)	Wysoka wydajność detekcji neutronów, duża ilość światła	Detekcja neutronów termicznych i spektroskopia
^{6}Li - glaz	Wysoka wydajność detekcji neutronów, niehigroskopijny	Detekcja neutronów termicznych
BaF_2	Bardzo szybki - ns, widmo emisyjne w UV	Badania czasów życia pozytonów, fizyka, szybkie pomiary czasowe
YAP(Ce)	Duża ilość światła, niskie Z, szybki	MHz spektroskopia promieniowania X, fizyka synchrotronowa
GSO(Ce)	Wysoką gęstość oraz Z, szybki, odporny na uszkodzenia radiacyjne	Fizyka, fizyka medyczna, tomografia PET
BGO	Wysoką gęstość oraz Z	Fizyka cząstek, geofizyka, PET, anty-Compton spektrometry
$CdWO_4$	Bardzo wysoką gęstość, niski afterglow, odporny na uszkodzenia radiacyjne	Pomiary DC promieniowania X (wysokie intensywności), tomografia CT
Plastik	Szybki, niska gęstość i Z, duża ilość światła	Detekcja cząstek, detekcja β

3.3. Ilość światła emitowana ze scyntylatora

Wysoką wydajność detekcji promieniowania gamma zapewnia duża gęstość kryształu oraz wysoka liczba atomowa głównego pierwiastka. W przypadku scyntylatorów nieorganicznych gęstość jest rzędu 3 do 9 g/cm^3. Ponieważ statystyka fotoelektronów odgrywa kluczową rolę w wyznaczeniu energii promieniowania w zastosowaniach scyntylacyjnych pożądane jest użycie materiału o wysokiej ilości emitowanego światła. Jednocześnie, długość fali emitowanego z kryształu światła powinna być dobrana do charakterystyki wydajności kwantowej fotodetektora. Istnieją różne metody pomiaru ilości światła scyntylatorów od metody pojedynczego fotoelektronu po metodę porównawczą i impulsową [50][51].

Przyjmuje się określać ilość światła scyntylatora jako liczbę fotoelektronów (N_{phe}) bądź par elektron-dziura (N_{e-h}) dla danej wydajności fotodetektora. Takie przedstawienie ilości światła jest powtarzalne i powszechnie stosowane w literaturze. Liczbę fotoelektronów wyznacza się poprzez porównanie pozycji piku pełnej energii – fotopiku z pozycją piku pojedynczego fotoelektronu. Często podaje się ją znormalizowaną do danej energii kwantu promieniowania gamma.

$$N_{phe} / MeV = \frac{L_i}{L_{spe}} \times \frac{k_{spe}}{k_i} / E_i$$

gdzie:

N_{phe} – liczba fotoelektronów,
L_i – położenie fotopiku,
L_{spe} – położenie pojedynczego fotoelektronu,
k_{spe} – wzmocnienie dla pojedynczego fotoelektronu,
k_i – wzmocnienie ustawione do odczytu widma,
E_i – energia kwantów gamma, najczęściej podawana dla energii 0.662 MeV oraz 0.511 MeV dla odpowiednio źródeł ^{137}Cs oraz ^{22}Na.

Dla pełnego porównania scyntylatorów, niezależnego od detektora stosuje się jednostkę liczby fotonów na MeV (N_{ph}/MeV), którą oblicza się ze wzoru:

$$N_{ph} / MeV = \frac{N_{phe} / MeV}{QE}$$

gdzie:

N_{ph} – liczba fotonów,
N_{phe} – liczba fotoelektronów,
QE – wydajność kwantowa fotodetektora.

Natomiast a przypadku diod APD, liczbę par elektron-dziura wyznacza się poprzez porównanie pozycji piku światła w jednostkach energii do położenia piku promieniowania X o znanej energii rejestrowanej bezpośrednio przez fotodiodę. Dzięki takiej kalibracji możliwe jest obliczenie ilości par elektron-dziura generowanych w diodzie przez promieniowania γ o znanej energii, zgodnie z zależnością:

$$N_{e-h/ch} = \frac{L_i}{L_{Fe}} \times \frac{E_{Fe}}{E_{e-h}} \times \frac{k_{Fe}}{k_i} / E_i$$

gdzie:

$N_{e-h/ch}$ – liczba par elektron-dziura generowanych przez promieniowania γ o znanej energii,

L_i – położenie środka pik pełnej energii dla danego źródła,
L_{Fe} – położenie środka pik pełnej energii dla źródła Fe rejestrowanej bezpośrednio przez fotodiodę,
E_{Fe} – energia kwantów promieniowania X ze źródła ^{55}Fe 5.9 keV,
$E_{e\text{-}h}$ – energia wiązania pary elektron-dziura 3.62 eV,
k_{Fe} – wzmocnienie ustawione do odczytu widma ze źródła ^{55}Fe 5.9 keV,
k_i – wzmocnienie ustawione do odczytu widma,
E_i – energia badanych kwantów gamma.

Należy jednak pamiętać, że zmierzone wartości ilości światła ściśle zależą od wzajemnych zależności pomiędzy liczbą emitowanych przez scyntylator fotonów, wydajnością ich konwersji na fotoelektrony na fotokatodzie fotopowielacza (PMT). Chciałoby się by jak największa liczba emitowanych fotonów była zbierana przez fotokatodę. Czyli całkowita zebrana ilość światła, fotoelektronów N_{phe}, z anody fotopowielacza jest proporcjonalna do całkowitej ilości fotonów N_{ph} w sposób następujący:

$$N_{phe}(E) \propto N_{ph}(E) \times \eta_L \times QE(\lambda) \times \varepsilon$$

gdzie:

$N_{phe}(E)$ – liczba fotoelektronów na jednostkę energii,
$N_{ph}(E)$ – liczba fotonów na jednostkę energii,
η_L – wydajność zbierania światła,
$QE(\lambda)$ – wydajność kwantowa fotodetektora.
ε – wydajność zbierania fotoelektronów,

Wydajność kwantowa fotopowielaczy dla różnych kryształów scyntylacyjnych jest rzędu 15-35% natomiast w przypadku fotodiod lawinowych jest rzędu 80% [51]. Natomiast wydajność zbierania światła zależny od rozmiarów i kształtu kryształu, struktury jego powierzchni, współczynnika załamania świata, od samo absorpcji wewnątrz kryształu oraz używanego reflektora. Z kolei od wydajności zbierania światła ze scyntylatora w dużej mierze zależy energetyczna zdolność rozdzielcza kryształu, dlatego tak ważny jest właściwy dobór tych wszystkich paramentów przed przystąpieniem do pomiarów ilości światła z kryształów scyntylacyjnych.

Dla niskich energii kwantów gamma liczba fotonów na jednostkę energii, powstałych w scyntylatorze na skutek oddziaływania kwantów gamma zależy od ich energii i jej wartość jest niższa dla energii poniżej 100 keV. Zjawisko to nosi nazwę nieproporcjonalności światła i obecnie jest przedmiotem intensywnych badań wielu ośrodków naukowych [52][53].

3.4. Energetyczna i wewnętrzna zdolność rozdzielcza

Energetyczna zdolność rozdzielczą jest jedną z najważniejszych cech scyntylatora, która pozwala określić jego jakość i przydatność do zastosowania w konkretnych urządzeniach. W uproszczeniu jest miarą jak dokładnie można rozróżniać, obserwować jako odrębne, linie widma energetycznego leżące blisko siebie. Energetyczną zdolność rozdzielczą piku pełnej

energii ΔE/E, zmierzoną scyntylatorem połączonym z fotodetektorem – fotopowielaczem lub fotodiodą lawinową można przedstawić jako [20]:

$$(\Delta E / E)^2 = (\delta_{sc})^2 + (\delta_{st})^2 + (\delta_p)^2 + (\delta_n)^2$$

gdzie:

δ_{sc} – wewnętrzna zdolności rozdzielcza kryształu,
δ_{st} – wkład statystyczny fotodetektora,
δ_p – wkład przekazu energii,
δ_n – wkład prądu ciemnego.

Wewnętrzna zdolność rozdzielcza (intrinsic resolution) jest związana z procesami zachodzącymi w samym krysztale, jak np.:

- nieproporcjonalność odpowiedzi scyntylatora na skutek oddziaływania kwantów gamma.
- niejednorodność kryształu powodująca lokalne zmiany ilości wyjściowego światła,
- niejednorodność odbicia od reflektora, zwłaszcza na krawędziach scyntylatora,

Zagadnienia związane z wewnętrzną zdolnością rozdzielczą kryształu są intensywnie badane zarówno przez producentów samych kryształów i detektorów, jaki i przez liczne ośrodki naukowe [16],[17],[20],[55]-[60].

Wkład statystyczny sygnału z fotopowielacza wynosi:

$$\delta_{st} = 2.35 \times 1 / N^{1/2} \times (1 + \varepsilon)^{1/2}$$

gdzie:

N – liczba fotoelektronów,
ε – wariancja wzmocnienia fotopowielacza.

Dla fotopowielaczy spektrometrycznych ε wynosi około 0,1. Wkład samego fotopowielacza może być wyznaczony eksperymentalnie na podstawie zmierzonej liczby fotoelektronów i zależy od ilości światła emitowanego z kryształu, wydajności kwantowej fotokatody oraz wydajności zbierania fotoelektronów na pierwszej dynodzie. W przypadku fotodiody lawinowej wkład statystyczny wynosi:

$$\Delta N / N = 2.355 \times (F / N)^{1/2}$$

gdzie:

N – liczba par elektron-dziura,
F – współczynnik fluktuacji wzmocnienia diody APD.

Współczynnik fluktuacji wzmocnienia diody jest miarą szumów związanych z procesem wzmocnienia diody.

Natomiast wkład przekazu energii jest miarą prawdopodobieństwa, że foton ze scyntylatora wygeneruje fotoelektron na pierwszej dynodzie, który następnie zostanie zwielokrotniony przez fotopowielacz. Składowa przekazu energii silnie zależy od jakości kontaktu optycznego pomiędzy kryształem a fotodetektorem, jednorodności wydajności kwantowej fotokatody oraz wydajności zbierania fotoelektronów na pierwszej dynodzie. We współczesnych detektorach scyntylacyjnych składowa przekazu energii jest zaniedbywalna w porównaniu z pozostałymi składowymi energetycznej zdolności rozdzielczej.

W przepadku diod APD, energetyczna zdolność rozdzielcza jest dodatkowo obciążona niekorzystnym wpływem szumów ciemnych diody i przedwzmacniacza [55], poprzez:

$$\delta_n = \left(\Delta_{noise} / N\right)^2$$

gdzie:

Δ_{noise} – szum ciemny wyrażony w liczbie par elektron-dziura.
N – liczba par elektron-dziura,

W naszej praktyce, zebrane widmo energetyczne analizowane jest przy pomocy programu TUKAN 8K [62] i jego narzędzi do fitowania. Przy pomocy funkcji Gaussa liczona jest szerokość połówkowa widma (FWHM) z uwzględnieniem, w razie potrzeby, separacji na dwa piki Gaussa. Wyznaczane jest również położenie środka piku pełnej energii. Na podstawie tych danych liczona jest energetyczna zdolność rozdzielcza, zgodnie ze wzorem:

$$\Delta E / E = FWHM / L_i \times 100$$

gdzie:

FWHM – szerokość połówkowa widma,
L_i – położenia środka piku pełnej energii.

W przypadku małych scyntylatorów nieorganicznych typu LSO (Lu_2SiO_5:Ce), GSO (Gd_2SiO_5:Ce), $LaBr_3$ ($LaBr_3$:Ce), BGO ($Bi_4Ge_3O_{12}$:Ce) oraz CWO ($CdWO_4$) obserwowane widmo energetyczne powstaje głównie dzięki zjawisku absorpcji fotoelektrycznej. Kwant promieniowania gamma przekazuje całą swoją energie fotoelektronowi o energii kwantu gamma pomniejszonej o wartość energii progowej potrzebnej do wybicia z konkretnej powłoki – praca wyjścia.

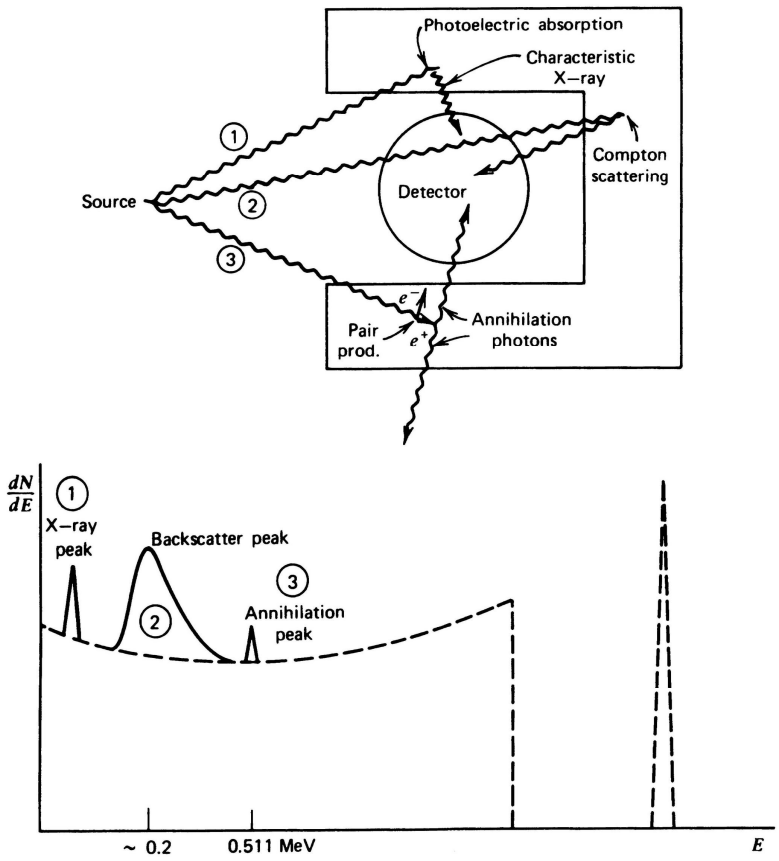
$$E = h\nu - E_p$$

gdzie:

$h\nu$ – energia fotoelektronu,
E_p – praca wyjścia.

Foton wybijający elektron z danej powłoki pozostawia po sobie „dziurę", którą w wyniku rekombinacji zapełni inny elektron, w wyniku czego, zostanie wyemitowany nadmiar energii w postaci promieniowania X. Odpowiadający temu pik w widmie energetycznym nazywany

jest fotopikiem. Trzeba jednak pamiętać, że poza zjawiskiem fotoelektrycznym swój wkład do widma energetycznego wnoszą również inne zjawiska jak rozpraszanie Comptonowskie, tworzenie par elektron-pozyton, rozpraszanie wsteczne czy też piki ucieczki. Dlatego fotopik właściwiej jest nazywać pikiem pełnej energii, ponieważ uwzględnia to, że energia kwantów gamma jest w całości przemieniana na energię kinetyczną elektronu. Zjawisku fotoelektrycznemu często towarzyszą piki ucieczki związane z deponowaniem w detektorze energii pomniejszonej o energię promieniowania X. Ponadto w widmie energetycznym promieniowania gamma w przedziale energii 200 – 250 keV często występuje pik zwany rozpraszaniem wstecznym. Jest on spowodowany przez kwanty gamma z używanego źródła, które wcześniej uległy rozproszeniu Comptonowskiemu na zewnątrz kryształu a następnie do niego powróciły poprzez odbicie od np. obudowy źródełka bądź elementów otaczających detektor. Rysunek 21 przedstawia wpływ otoczenia detektora na widmo energetyczne zmierzone w układzie scyntylator fotopowielacz [48].



Rysunek 21. Wpływ otoczenia detektora na widmo energetyczne zmierzone w układzie scyntylator fotopowielacz [48].

3.5. Czasowa zdolność rozdzielcza

W celu sprawdzenia czy detektor wraz ze scyntylatorem spełnia wymagania tomografii pozytonowo emisyjnej, ważnym jest zmierzenie jego czasowej zdolności rozdzielczej, którą definiujemy, jako rozrzut w czasie zdarzeń będących ze sobą w koincydencji. Im mniejsza jest jej wartość tym mniej będzie rejestrowanych koincydencji przypadkowych. Widmem czasowym nazywamy amplitudowe widmo będące rozkładem interwałów czasowych

pomiędzy sygnałem „startu” a sygnałem „stopu”. Szerokość połówkową widma czasowego nazywamy czasową zdolnością rozdzielczą. Ogólnie mierzona czasowa zdolność rozdzielcza odpowiada rozdzielczości czasowej całego układu pomiarowego i jest sumą dwóch wielkości:

$$\delta T_{zmierzona}{}^2 = \delta T_1{}^2 + \delta T_2{}^2$$

gdzie:

$\delta T_{zmierzona}$ – szerokość połówkowa (FWHM) mierzonego widma,
δT_1 – FWHM detektora referencyjnego,
δT_2 – FWHM badanego detektora.

Stąd łatwo wyznaczyć czasową zdolność rozdzielczą badanego detektora:

$$\delta T_2 = \sqrt{\delta T_{zmierzona}{}^2 - \delta T_1{}^2}$$

Czasowa zdolność rozdzielcza tomografu zależy od czasu zaniku impulsu świetlnego scyntylatora, od ilości światła przez niego emitowanego oraz rozrzutów czasowych fotodetektora.

3.6. Czas zaniku impulsu świetlnego

Dla scyntylatorów poprzez zjawisko fluorescencji obserwowane jest światło emitowane z kryształu. Impuls świetlny ze scyntylatora opisany jest przez przyrost intensywności sygnału w czasie (czas narastania), któremu towarzyszy ekspotencjalny zanik tegoż impulsu. Czas zaniku impulsu świetlnego definiowany jest jako czas, po którym intensywność impulsu spadnie do 1/e swojej maksymalnej wartości. W niektórych przypadkach obserwowane są długie składowe zaniku odpowiadające opóźnionej fluorescencji. Model sygnału zaniku czasowego można przedstawić jako sumę dwóch eksponencjalnych zaników zwanych „szybką”, rzędu nanosekund i „wolną”, do mikrosekund, składową scyntylacji. Większość światła ze scyntylacji jest wyświecane w ramach szybkiej składowej. Uważa się, że dokładne zbieranie długich składowych sygnału może poprawić wewnętrzną zdolność rozdzielczą badanych kryształów [V]. Czas zaniku impulsu świetlnego w scyntylatorze ma bezpośredni wpływ na czasową zdolność rozdzielczą oraz czas martwy układu detekcyjnego.

3.7. Fosforescencja – afterglow

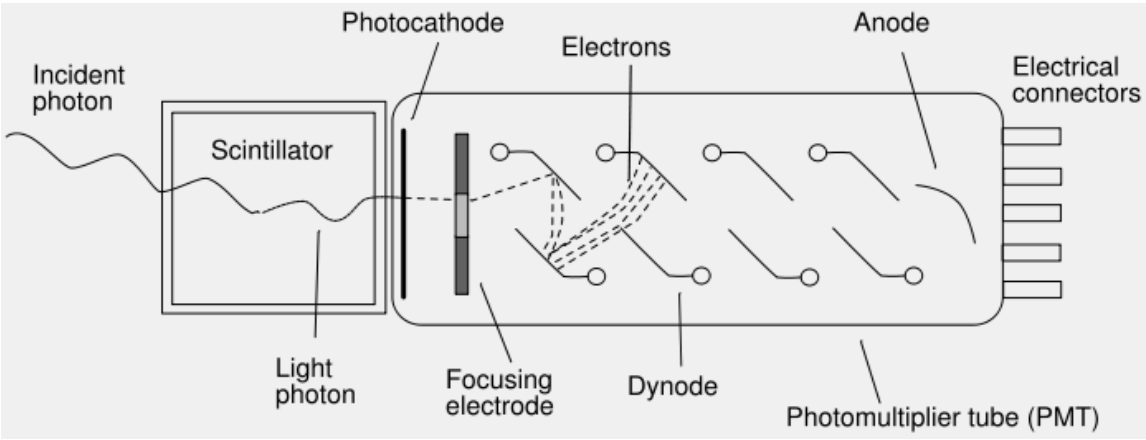
O ile fluorescencja dotyczy stałych zaniku sięgających mikrosekund o tyle w przypadku stałych zaniku rzędu nawet godzin mówimy o fosforescencji, inaczej afterglow. Afterglow definiowany jest jako część światła scyntylacyjnego, które pozostaje po 3 milisekundach od przerwania naświetlania promieniowaniem X. W badaniach prezentowanych poniżej, warunek ten nie był spełniony, z uwagi na brak odpowiednio szybkiego kluczowania wiązki promieniowania X. Jednakże przeprowadzone testy w skali sekund, dały wyobrażenie jak wygląda afterglow dla badanych kryształów po 3 sekundach od przerwania naświetlania promieniowaniem X i pozwoliły na wstępne porównanie jakości kryształów.

4. Fotodetektory

W tym rozdziale przybliżone zostaną fotodetektory stosowane w medycynie nuklearnej do detekcji światła emitowanego z kryształów scyntylacyjnych, to jest fotopowielacze oraz fotodiody lawinowe.

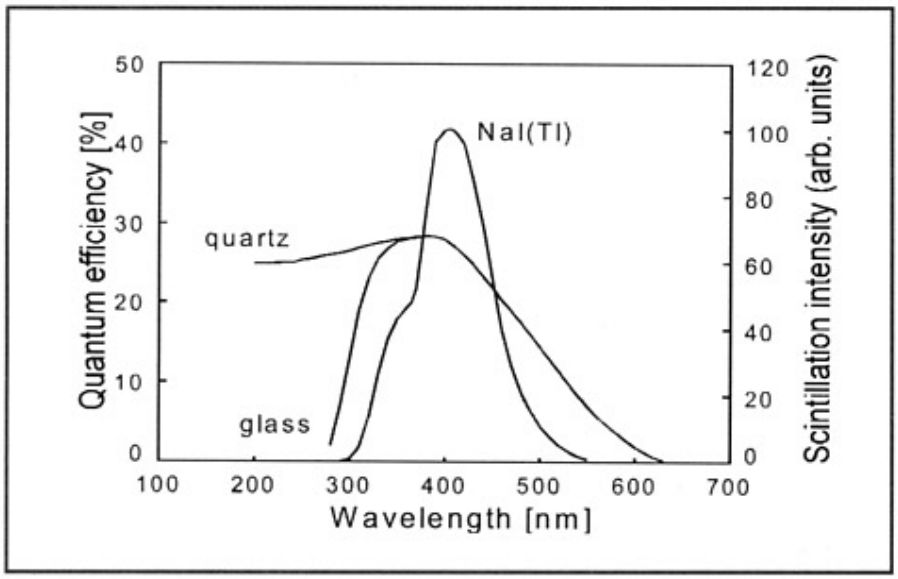
4.1. Fotopowielacze

Od ponad sześćdziesięciu lat fotopowielaczy używa się do detekcji fotonów z zakresu fal od podczerwieni poprzez zakres widzialny aż po nadfiolet widma promieniowania elektromagnetycznego. Fotopowielacz jest urządzeniem, które zamienia strumień fotonów na impulsy elektryczne. Detektory te zdobyły popularność i są szeroko stosowane w spektroskopii gamma, ponieważ pozwalają na detekcję i badanie światła o bardzo słabym natężeniu. Rejestrowany sygnał zostaje wzmocniony już wewnątrz samego fotopowielacza w procesie wtórnej emisji elektronów, a ponadto sygnał wyjściowy jest liniowo proporcjonalny do natężenia padającego na fotokatodę światła. Ich dominacja w dziedzinie fotodetektorów wynika głównie z ich właściwości: szerokie spektrum detekcji, szybki czas detekcji rzędu 20-50 nanosekund, a ponadto wysokie wzmocnienia przy pomijalnych szumach. Schemat działania fotopowielacza przedstawia Rysunek 22.



Rysunek 22. Schemat działania fotopowielacza.

Fotopowielacz zbudowany jest z katody oraz układu elektrod, dynod i anody zamkniętych w próżniowej bańce tak by elektrony o niskich energiach były wydajnie przyspieszane przez wewnętrzne pole elektryczne. Fotokatoda przeważnie jest półprzezroczysta i składa się z napylonej na szklaną bądź kwarcową szybkę, warstwy atomów cezu (Cs), antymonu (Sb) albo potasu (K). Zasada działania fotopowielacza opiera się na zjawisku fotoelektrycznym. Kwant badanego promieniowania elektromagnetycznego padając na fotokatodę fotopowielacza wybija z niej elektrony, które następnie przyśpieszane są w polu elektrycznym i przy pomocy specjalnych elektrod skupiających kierowane są na pierwszą dynodę. Dynody wykonane są z materiału o dużym współczynniku wtórnej emisji elektronowej N (> 1) tak, że elektrony, uderzające w powierzchnię dynod, wybijają z nich pewną liczbę elektronów wtórnych, zależną od przyłożonego napięcia i materiału, z którego zostały wykonane. Ten proces wtórnej emisji elektronów powtarza się na kolejnych dynodach. Do ostatniej elektrody, anody dociera między 10^3- 10^8 razy więcej elektronów niż było emitowanych z katody. Sygnał wyjściowy z fotopowielacza zależy nie tylko od liczby fotonów padających na fotokatodę. Fotony o różnych długościach fali niosą ze sobą różną energię a czułość fotokatody zależy od energii padającego fotonu. W rezultacie czułość fotopowielacza zależy od długości fali promieniowania padającego na fotokatodę. Dlatego istotnym jest taki dobór fotopowielacza by jednocześnie pokrywały się maksima widma emisyjnego kryształu i widma wydajności kwantowej fotokatody, co w konsekwencji ma decydujący wpływ na mierzone wartości jak energetyczna czy też czasowa zdolność rozdzielcza. Przykładowa zależność wydajności kwantowej fotopowielacza w funkcji długości fali jest pokazana na Rysunku 23 [49].



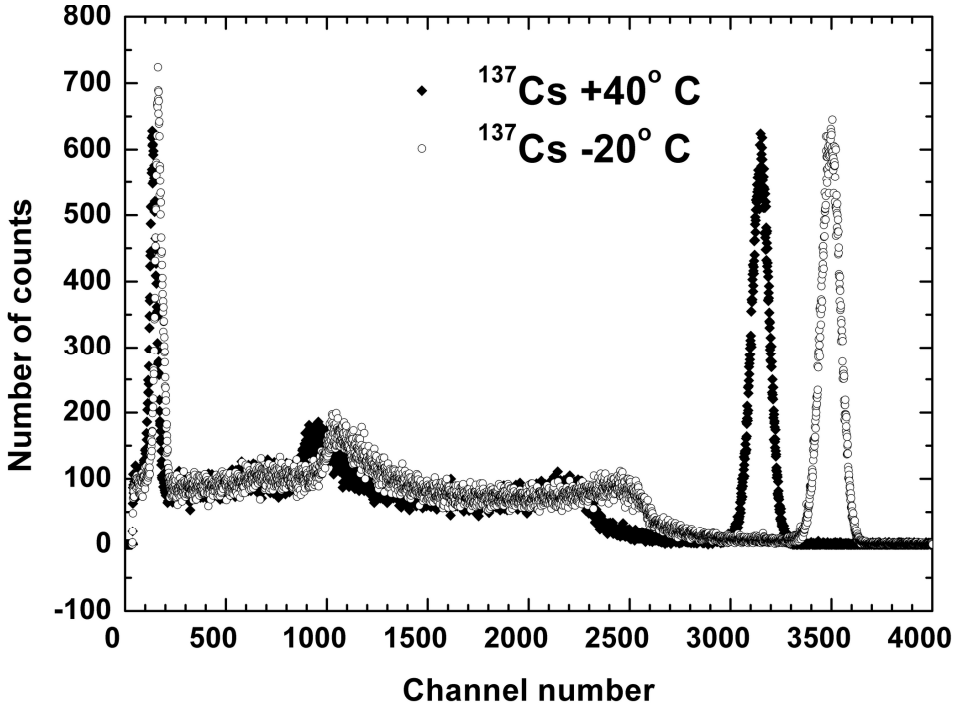
Rysunek 23. Przykładowa zależność wydajności kwantowej fotopowielacza w funkcji długości fali [49].

Oprócz rzeczywistego sygnału w fotopowielaczu generowane są również szumy. Podstawowym szumem jest tzw. prąd ciemny, który to generowany jest przez elektrony emitowane z dynod i fotokatody w wyniku efektu termoelektrycznego.

W celu ujednolicenia opisu właściwości i parametrów fotopowielaczy różnych producentów, wprowadza się parametr kwantowej wydajności fotokatody, podawany niekiedy jako czułość fotokatody. Wydajność kwantowa fotopowielacza (QE) definiowana jest jako prawdopodobieństwo, że jeden foton padający na fotokatodę wyprodukuje jeden fotoelektron.

W rzeczywistości jest to stosunek emitowanych z fotokatody fotoelektronów do całkowitej liczby fotonów na nią padających. Pojęcie niebieskiej czułości fotokatody zostało wprowadzone przez przemysł w oparciu o porównawczy pomiar ilości światła wyrażonej w lumenach ze źródła wolframu. Niebieska czułość fotokatody, definiowana jest jako stosunek prądu anodowego do strumienia światła o wartości jednego lumena ze źródła wolframu w temperaturze 2856 K, wyrażana w jednostkach μA/lmF, gdzie F jest filtrem symulującym widmo emisyjne kryształu jodku sodu NaI(Tl), zgodnie z definicją iż w optyce filtrem nazywamy materiał przepuszczający jedynie wybrany zakres częstotliwości fali elektromagnetycznej [61].

Czułość fotopowielacza limitowana jest prądem ciemnym, a wzmocnienie silnie zależy od napięcia, co pozwala na prostą i wygodną metodę jego regulacji poprzez zmianę napięcia zasilającego. Poważnym wyzwaniem technologicznym jest zapewnienie jednolitej wydajności kwantowej fotokatody oraz jak najlepszego zbierania fotoelektronów na pierwszej dynodzie. Do wad fotopowielaczy należy przede wszystkim konieczność stosowania wysokich napięć zasilających - jedna dynoda potrzebuje około 100 V, co oznacza, że cały fotopowielacz pracuje z napięciami rzędu 1000 – 2000 V. Urządzenia te są czułe na działanie pola magnetycznego, dlatego zalecane jest używanie osłon z μ-metalu, które zapewniają ochronę przed słabym naturalnym polem magnetycznym. Do zastosowań w wysokich polach magnetycznych dostępne są specjalne fotopowielacze, jednak w takich warunkach bardziej naturalne jest używanie fotodiod lawinowych. Wzmocnienie fotopowielacza jest niestety funkcją temperatury, dlatego w urządzeniach komercyjnie stosowanych np. przez celników do identyfikacji materiałów radioaktywnych przewożonych przez granice niezbędne jest uwzględnienie zmiany wzmocnienia fotopowielacza w funkcji temperatury. Wpływ temperatury na położenie rejestrowanego widma ilustruje Rysunek 24 [VI].



Rysunek 24. Wpływ temperatury na położenie rejestrowanego widma ^{137}Cs dla kryształu $LaBr_3$ w temperaturze -20 C^0 i +40 C^0 [VI].

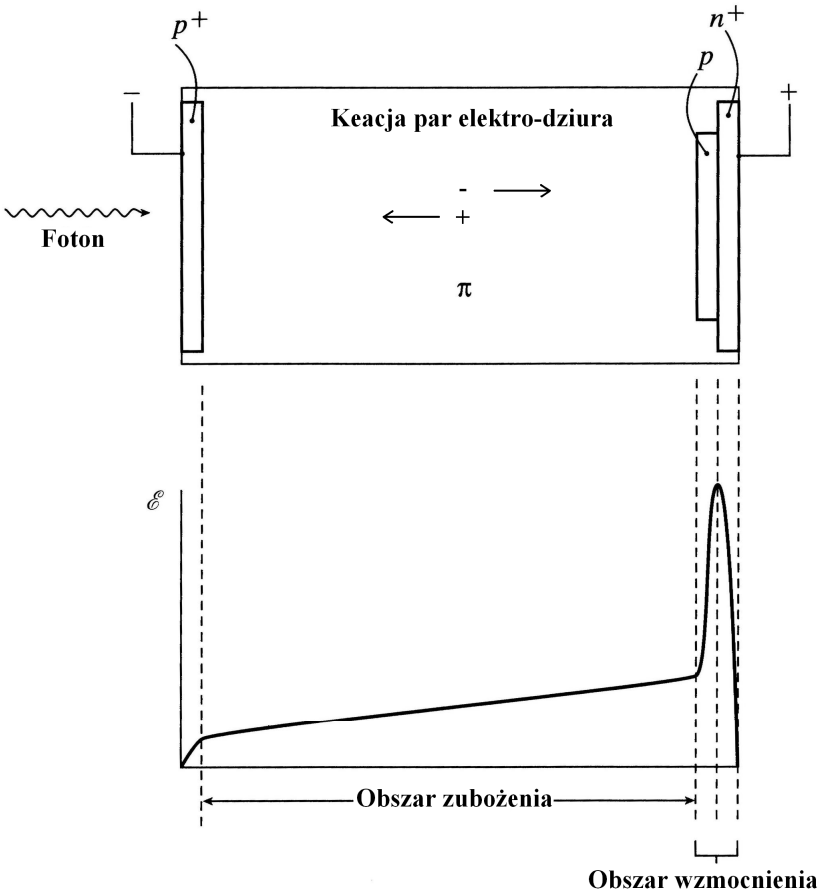
4.2. Fotodiody lawinowe APD (avalanche photodiode)

Oprócz powszechnie stosowanych fotopowielaczy, do pomiarów ilości emitowanego światła scyntylacyjnego wykorzystuje się krzemowe fotodiody lawinowe. Są to najbardziej czułe półprzewodnikowe detektory światła, charakteryzujące się tym, że posiadają wewnętrzne wzmocnienie. W procesie absorpcji optycznej w detektorze strumień światła zamieniany jest na prąd elektryczny. Jeżeli energia padającego fotonu przekracza szerokość przerwy energetycznej materiału, to w procesie absorpcji fotonu generowana jest para elektron dziura. Po spolaryzowaniu półprzewodnika napięciem zewnętrznym na wygenerowane nośniki działa pole elektryczne powodując przepływ prądu. Nad rozwojem fotodiod lawinowy pracowano od lat 60-tych [64]-[66], jednak istotny ich rozwój nastąpił w latach 90-tych, kiedy to Roger Lecomte zaproponował ich użycie w detektorze PET [67][68]. Na początku XXI wieku poszukiwanie nowych detektorów na potrzeby fizyki medycznej, na Politechnice Monachijskiej oraz fizyki wysokich energii, dla eksperymentu CMS w CERN, zaowocowało współpracą ośrodków naukowych z przemysłem, głownie z firmą Hamamatsu. Wynikiem współpracy jest opracowanie nowych fotodiod i matryc fotodiod lawinowych o coraz to większym wzmocnieniu, mniejszych pojemnościach elektrycznych i bardziej odpornych na zniszczenia mechaniczne, elektryczne i radiacyjne [69][70]. Rysunek 25 przedstawia przykłady komercyjnie dostępnych fotodiod lawinowych firmy Hamamatsu [70].

Rysunek 25. Komercyjnie dostępne fotodiody lawinowe firmy Hamamatsu [70].

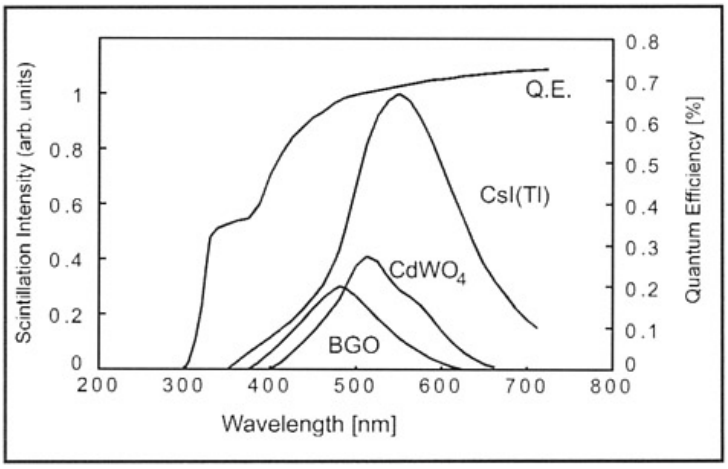
Fotodetektory te wykorzystują generację nośników w spolaryzowanym zaporowo złączu kilku półprzewodników niesamoistnych o różnych typach przewodnictwa: p-n. Schemat działania fotodiody o tzw. strukturze „reach-through" jako pierwszy opisał MacIntyre w [66].

Współczesne diody Hamamatsu zbudowane są w oparciu o ten model, bądź o model odwrócony tzw. „reverse reach-through”. Rysunek 26 przedstawia schemat działania fotodiody lawinowej oraz jej rozkład pola.



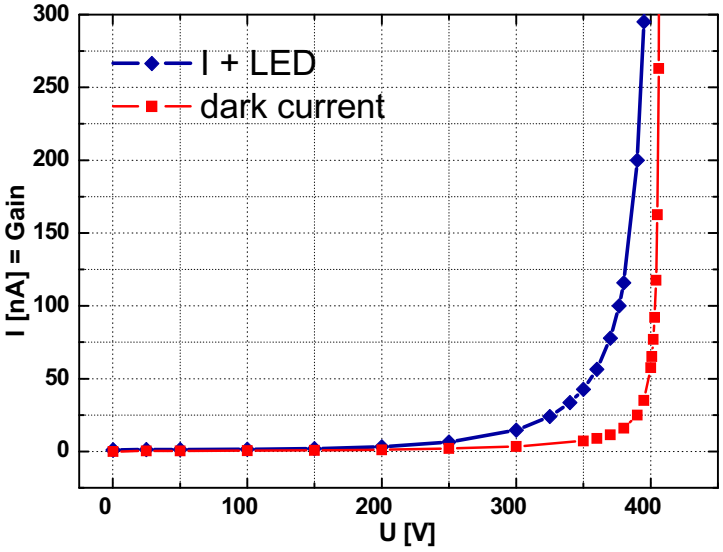
Rysunek 26. Schemat działania fotodiody lawinowej oraz jej rozkład pola.

W obszarze powielania, w warstwie p, fotoelektrony są przyspieszane przez silne pole elektryczne. Elektrony i dziury mogą tu osiągnąć energię kinetyczną wystarczającą do generacji wtórnych par elektron-dziura. Pociąga to za sobą dalsze elektrony, które z kolei pociągają następne. Jest to tak zwany efekt lawinowy. Sygnał wzmacniany jest wewnętrznie nawet do 1000 razy. Detektor ten jest wykonany przy użyciu standardowych technik implementacji i dyfuzji jonów fosforu. Materiałem wyjściowym do budowy tego typu diody jest warstwa krzemu o grubości 120-150 μm i oporności 2-6 kΩ/cm. Pojemność elektryczna rzędu 10-100 pF/cm^2 jest głownie odpowiedzialna za szumy, które mają decydujący wpływ na wartości uzyskiwanej energetycznej zdolności rozdzielczej detektora. Jednocześnie prąd ciemny diody, rzędu 1-3 nA/cm^2, wnosi swój wkład do szumów diody, zwłaszcza przy dłuższych czasach formowania impulsu. Rośnie on zarówno ze wzrostem powierzchni czynnej fotodiody jak i z temperaturą. Z powodu słabego sygnału generowanego przez diodę koniecznie jest stosowanie przedwzmacniaczy wysokiej jakości tak by wprowadzany poziom szumów był możliwie jak najniższy. Dzięki zastosowaniu osłony anty-odbiciowej wydajność kwantowa fotodiody lawinowych jest rzędu 80% dla 500-600nm, jednak stosunkowo szybko spada poniżej 500nm. Rysunek 27 przedstawia przykładowe widmo wydajności kwantowej fotodiody lawinowej wraz z widmami emisyjnymi wybranych kryształów scyntylacyjnych [49].



Rysunek 27. Widmo wydajności kwantowej fotodiody lawinowej wraz z widmami emisyjnymi wybranych kryształów scyntylacyjnych [49].

Wpływ prądów ciemnych dla fotodiod lawinowych zależy od wzmocnienia diody jak i od doboru czasu formowania impulsu we wzmacniaczu spektrometrycznym. Wysokie wzmocnienie diody pozwala na redukcję szumów z przedwzmacniacza, natomiast prąd ciemny diody można zredukować poprzez użycie krótkiego czasu formowania impulsu. Ustawienie właściwych warunków pracy diody jest zatem poszukiwaniem kompromisu pomiędzy udziałem szumów diody i przedwzmacniacza. Wraz ze wzrostem wzmocnienia diody wzrasta współczynnik fluktuacji wzmocnienia zwiększając błąd statystyczny. Natomiast krótszy czas formowania impulsu skraca czas jego całkowania, czyli ogranicza ilość nośników biorących udział w powstawianiu piku pełnej energii. W efekcie zwiększa się błąd wynikający ze statystyki, ale zmniejsza się stosunek sygnału do szumu. Znajomość charakterystyki wzmocnienia jest niezbędna do określenia ilości par e-h przy detekcji światła scyntylacyjnego. Rysunek 28 przedstawia typową charakterystykę wzmocnienia oraz jej prąd ciemny w funkcji napięcia zasilania, diody S8664-55 Hamamatsu o powierzchni czynnej 5x5 mm^2.



Rysunek 28. Charakterystyka wzmocnienia oraz prąd ciemny w funkcji napięcia zasilania, diody S8664-55 Hamamatsu o powierzchni czynnej 5x5 mm^2.

W przeciwieństwie do fotopowielaczy, fotodiody lawinowe nie wymagają dużego napięcia zasilania. Są cienkie, niewielkich rozmiarów, odporne na uszkodzenia mechaniczne a przede wszystkim nie są czułe na działanie pola elektromagnetycznego. Sygnał wyjściowy fotodiody jest szybki, co korzystnie wpływa na czasową zdolność rozdzielczą detektora oraz stabilny, gdy zapewniona jest stabilizacja napięcia i temperatury. Kolejną zaletą fotodiod jest możliwość ich pracy w trybie zliczeniowym jak i w trybie prądowym. Tryb zliczeniowy wykorzystuje się np. w tomografii pozytonowo emisyjnej, która polega na detekcji poszczególnych kwantów gamma o energii 511 keV. Natomiast tryb prądowy wykorzystywany jest do pomiarów w silnych polach radiacyjnych np. w tomografii rentgenowskiej, gdzie obserwowana jest zależność pomiędzy strumieniem promieni X a prądem na fotodiodzie. Do wad zalicza się stosunkowo małą powierzchnie czynną, podatność na uszkodzenia radiacyjne oraz zależne od temperatury szumy, które uniemożliwiają detekcję linii gamma w pomiarach scyntylacyjnych poniżej kilkudziesięciu keV.

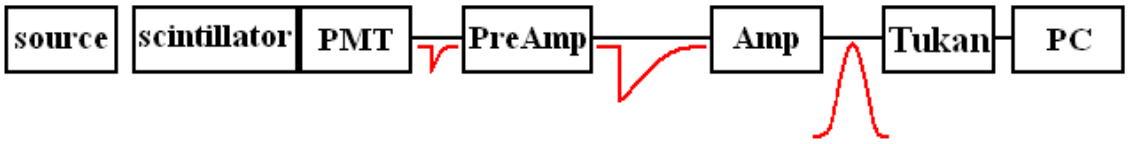
Należy nadmienić że grupa Profesora Marka Moszyńskiego, przez szereg lat, aktywnie prowadziła badania nad rozwojem i udoskonalaniem fotodetektorów. Współpraca z amerykańską firmą Advanced Photonix nad badaniem fotodiod lawinowych w detekcji scyntylacyjnej oraz detekcji promieniowania X w temperaturze ciekłego azotu zaowocowała publikacją ponad 20 prac w międzynarodowych czasopismach IEEE Transaction on Nuclear Science oraz Nuclear Instrumentation Methods [13]-[16],[19],[20],[71]-[76]. Kolejne 10 prac wyniknęło ze współpracy z francuskim producentem fotopowielaczy, firmą Photonis [77]-[81]. Efektem tychże współpracy są nowe obserwacje w dziedzinie energetycznej zdolności rozdzielczej detektorów scyntylacyjnych, pozwalające oczekiwać głębszego zrozumienia procesów fizycznych ograniczających zdolność rozdzielczą, a nawet, być może, nowych metod modyfikacji scyntylatorów, dla uzyskania podwyższonej zdolności rozdzielczej. W szczególności, po raz pierwszy zaobserwowano, że nie-proporcjonalność wydajności świetlnej pewnych scyntylatorów zależy od czystości kryształów, czy też warunków pomiarowych, co bezpośrednio wpływała na mierzoną energetyczną zdolność rozdzielczą badanego scyntylatora.

5. Metody pomiarowe

Rozdział ten poświecony będzie przybliżeniu metod pomiarowych w zastosowaniu do detekcji promieniowania gamma przy użyciu technik scyntylacyjnych, w oparciu o klasyczne fotodetektory. Przedstawione zostaną metody detekcji promieniowaniu luminescencyjnego w ośrodkach zjonizowanych poprzez ekscytację promieniowaniem gamma.

5.1. Detekcja ilości światła emitowanego z kryształów oraz energetycznej i wewnętrznej zdolności rozdzielczej

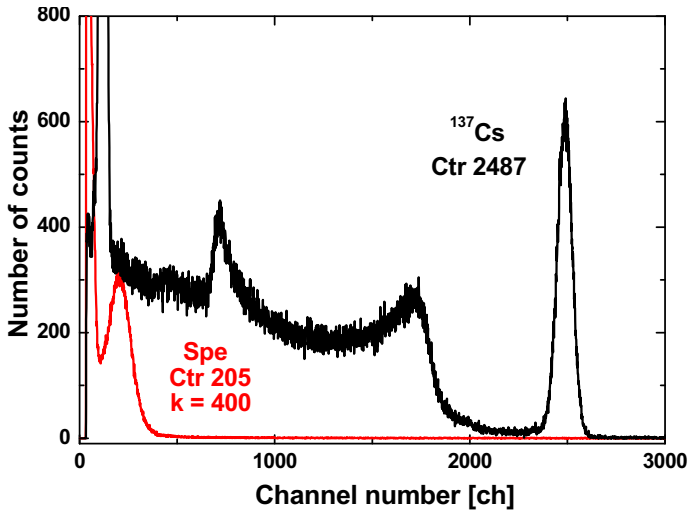
W detekcji emitowanego z kryształów scyntylacyjnych światła, kluczowe jest by zbierać jak największa jego część, jak również by umieć określić ilość wyemitowanego światła. W kryształach scyntylacyjnych obserwowane są dwa efekty, które prowadzą do zmniejszenia wydajności zbierania emitowanego światła: samo absorpcja w krysztale i straty na powierzchni kryształu. Z tego powodu w prowadzanych pomiarach kładziony jest nacisk by jakość i jednolitość kryształów była możliwie jak najlepsza oraz by zapewniony był właściwy kontakt optyczny kryształu z fotodetektorem. Ponieważ światło scyntylacyjne jest emitowane we wszystkich kierunkach, jedynie ograniczona jego część jest rejestrowana przez okno detektora. Zatem w celu lepszego zbierania i ponownego wprowadzenia uciekającego ze scyntylatora światła, stosuje się zewnętrzne reflektory, typu taśmy teflonowej. Kolejnym możliwym powodem pogorszenia wydajności zbierania światła jest samo pułapkowanie światła wewnątrz kryształu. W scyntylatorze mogą zachodzić procesy wielokrotnego wewnętrznego odbicia, w przypadku, gdy kąt padania światła jest większy niż kąt Brewstera. O ile całkowite wewnętrzne odbicie od ścian pokrytych reflektorem jest pożądane o tyle w celu uniknięcia samo pułapkowania światła wewnątrz kryształu, konieczne jest stosowanie przezroczystego medium o współczynniku załamania powierzchni możliwie zbliżonym do współczynnika załamania powierzchni scyntylatora. Dlatego powszechnie stosuje się olej silikonowy o wysokiej lepkości, jako rodzaj kleju łączący kryształ z fotodetektorem i ułatwiający światłu przejście z jednego ośrodka do drugiego. Cały układ do detekcji ilości światła musi być szczelnie odizolowany od otaczającego światła, a niektóre kryształy higroskopijne dodatkowo szczelnie opakowane, w np. aluminiową puszkę z kwarcowym oknem od frontu. Schemat układu pomiarowego do spektroskopii gamma ilustruje Rysunek 29.



Rysunek 29. Schemat układu pomiarowego do spektroskopii gamma.

Kwanty gamma trafiają ze źródła do scyntylatora gdzie w wyniku oddziaływania wewnątrz kryształu powstają fotony, które następnie padają na fotokatodę fotopowielacza generując kaskadę fotoelektronów. Pierwszym elementem elektronicznej obróbki sygnału jest przedwzmacniacz, następnie sygnał trafia do wzmacniacza i analizatora wielokanałowego TUKAN 8K [62] – produkowanego w IPJ, połączonego z komputerem PC.

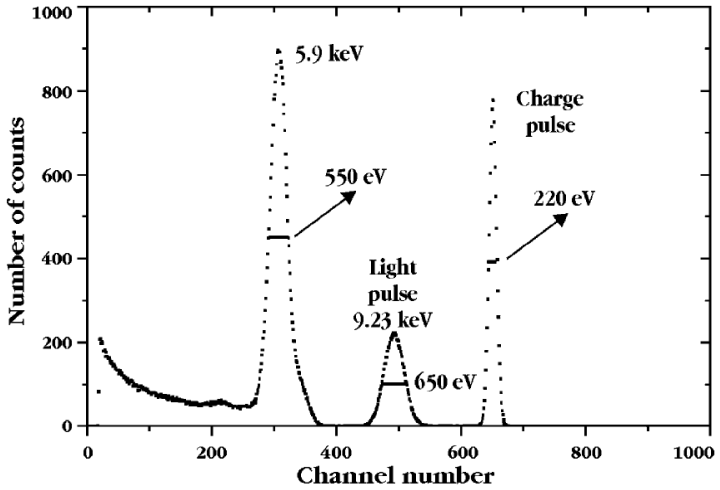
Istnieją różne metody pomiaru ilości emitowanego ze scyntylatora światła od metody pojedynczego fotoelektronu po metodę porównawczą i impulsową [50][51]. Najczęściej liczbę fotoelektronów wyznacza się poprzez porównanie pozycji piku pełnej energii – fotopiku z pozycją piku pojedynczego fotoelektronu, zwane metodą Bertolacciniego [82]. Często podaje się ją znormalizowaną do danej energii kwantu promieniowania gamma. Zebrane widmo energetyczne jest analizowane przy pomocy programu TUKAN 8K [62] i jego narzędzi do fitowania. Wyznaczane jest położenie środka piku pełnej energii, a przy pomocy funkcji Gaussa liczona jest szerokość połówkowa widma (FWHM) z uwzględnieniem, w razie potrzeby, separacji na dwa piki Gaussa. Na podstawie tych danych jednocześnie odbywa się pomiar ilości emitowanego przez kryształ światła oraz liczona jest energetyczna i wewnętrzna zdolność rozdzielcza. Rysunek 30 przedstawia przykładowe widmo energetyczne pojedynczego fotoelektronu wraz z widmem promieniowania γ o energii 662 keV rejestrowane przez fotopowielacz XP20Y0 QDA firmy Photonis, France.



Rysunek 30. Widmo pojedynczego fotoelektronu wraz z widmem promieniowaniaγ dla źródła ^{137}Cs, zmierzone dla kryształu $LaBr_3$ fotopowielaczem XP20Y0 QDA firmy Photonis, France. Widmo pojedynczego fotonu jest wzmocnione 400 razy, w stosunku do widma gamma z scyntylatora.

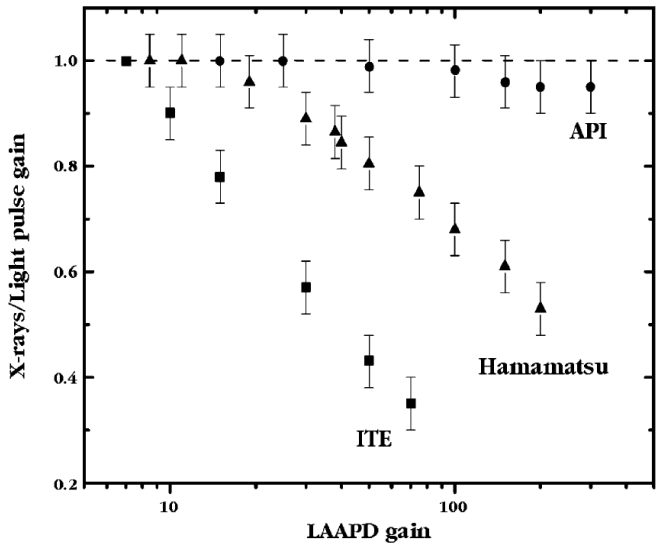
W przypadku diod APD, liczbę par elektron-dziura wyznacza się poprzez porównanie pozycji piku światła w jednostkach energii do położenia piku promieniowania X o znanej energii rejestrowanej bezpośrednio przez fotodiodę. Dzięki takiej kalibracji możliwe jest obliczenie ilości par elektron-dziura generowanych w diodzie przez promieniowania γ o znanej energii. W pomiarze kalibracyjnym powierzchnię detektora oświetla się jednocześnie światłem z

diody LED pracującej impulsowo oraz promieniowaniem X ze źródła ^{55}Fe. Rysunek 31 przedstawia przykładowe widmo energetyczne promieniowania X o energii 5.9 keV rejestrowane przez diodę APD firmy Advanced Photonis USA, wraz z pikami z generatora impulsów i generatora światła. Szerokość połówkowa piku z generatora impulsów określa poziom szumów układu detekcyjnego [16].



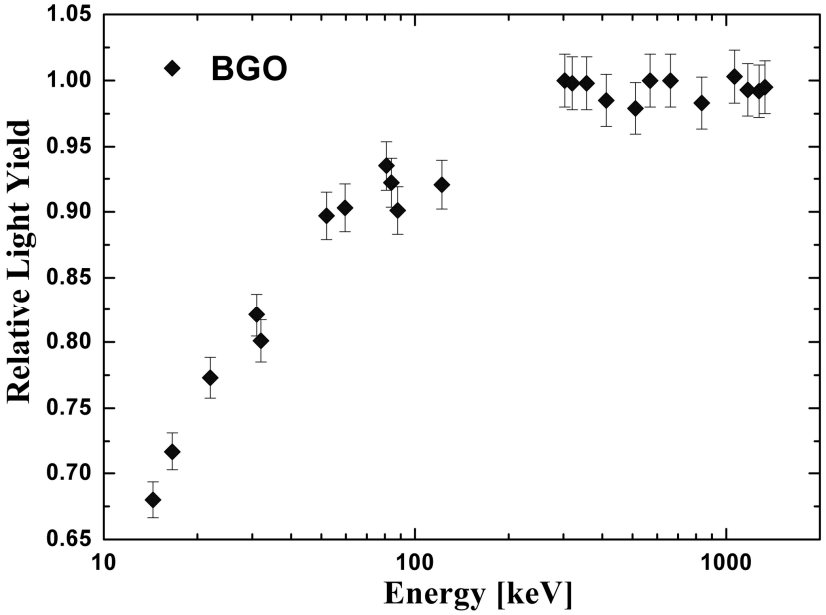
Rysunek 31. Widmo energetyczne promieniowania X o energii 5.9 keV ze źródła ^{55}Fe razem z pikami światła oraz generatora impulsów, prezentowane dla dwóch diod APD różnych firm [16].

Dla fotodiod lawinowych obserwowany jest efekt spadku wydajności, związany z budową samej diody. Otóż wewnętrzne wzmocnienie światła ze scyntylatora jest inne niż wzmocnienie dla promieniowania X rejestrowanego bezpośrednio w diodzie. Znając stosunek położenia promieniowania X i światła w funkcji wzmocnienia diody można przyjąć poprawkę na obserwowany spadek wydajności. Rysunek 32 przedstawia stosunek położenia piku mierzonego dla światła i promieniowania X w funkcji wzmocnienia diody, dla fotodiod APD różnych producentów: Advanced Photonis, Hamamatsu i Institute of Elektron Technology [16].



Rysunek 32. Stosunek położenia piku mierzonego dla światła i promieniowania X w funkcji wzmocnienia diody, dla fotodiod APD różnych producentów: Advanced Photonis, Hamamatsu i Institute of Elektron Technology [16].

Mając wyznaczoną wartość ilości światła emitowanego z kryształu dla danej energii promieniowania gamma przyjmuje się przedstawiać wynik w postaci wykresu tzw. nieproporcjonalności światła. Czyli stosunek liczby fotoelektronów dla fotopiku danej energii do ilości światła zmierzonej dla źródła ^{137}Cs (662 keV), w funkcji energii cząstek gamma [51]. Rysunek 33 przedstawia zjawisko nieproporcjonalności światła na przykładzie kryształu BGO [IV].



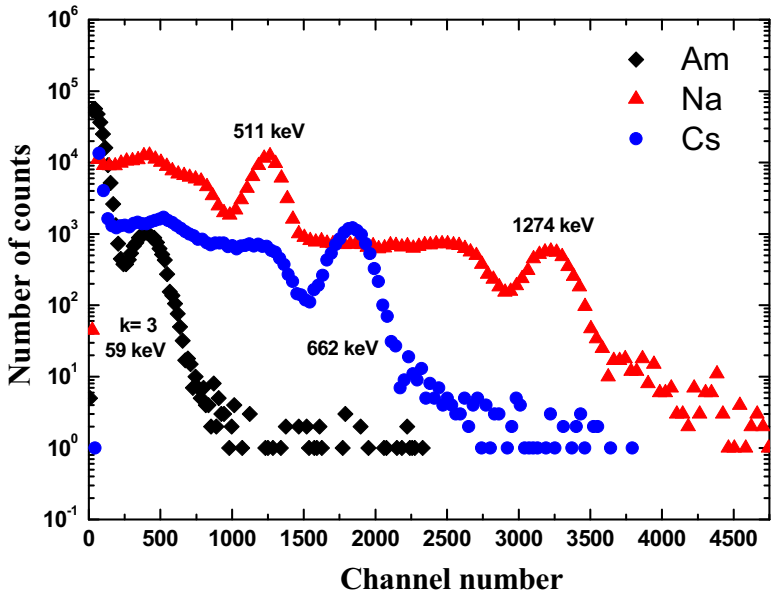
Rysunek 33. Zjawisko nieproporcjonalności światła dla kryształu BGO [IV].

Wysoka statystyka zbieranego widma zapewnia wysoką dokładność uzyskanych wyników. Jednak w celu zminimalizowania błędów i uniknięcia przypadkowych pomyłek, serie pomiarowe są powtarzane, co najmniej trzy razy a prezentowany wynik jest ich średnią. W pomiarach energetycznej zdolności rozdzielczej przyjmowany jest względny błąd pomiaru rzędu 2 %. W tym zawarty jest błąd pomiaru liczby fotoelektronów, błąd statystyczny pozycji piku pełnej energii oraz błąd powtarzalności. Przyjmuje się, że odpowiedz fotopowielacza jest liniowa tzn, że amplituda sygnału anodowego fotopowielacza jest liniowo proporcjonalna do liczby fotoelektronów generowanych w fotokatodzie przez światło emitowane ze scyntylatora. Błąd kalibracji wzmacniacza jest zaniedbywany. Natomiast w przypadków pomiarów całkowitej ilości światła scyntylatorów (N_{ph}/MeV) przyjmowany jest błąd pomiaru rzędu ≥5 % ze względu na sumę kwadratu błędu pomiaru liczby fotoelektronów i błąd wydajności kwantowej. Wszystkie używane w pomiarach źródła promieniotwórcze, wraz z odpowiadającą im energią kwantu gamma oraz krawędzi Comptona przedstawia Tabela 8. Warto zwrócić uwagę na imponującą kolekcję źródeł promieniotwórczych, jaką dysponuje Zakład Detektorów i Elektroniki Jądrowej Profesora Marka Moszyńskiego, pokrywający zakres energii od kilku keV aż do energii 4.44 MeV ze źródła neutronowego Pu-Be (^{12}C).

W przypadku scyntylatorów nieorganicznych (LSO, GSO, BGO) w całym zakresie dostępnych energii cząstek gamma obserwowane są piki pełnej energii. Zebrane widmo energetyczne jest analizowane, wyznaczana jest liczba fotoelektronów oraz energetyczna i wewnętrzna zdolność rozdzielcza. Rysunek 34 przedstawia klasyczne widmo energetyczne zmierzone diodą APD firmy Hamamatsu S8550 dla źródeł ^{241}Am, ^{22}Na, ^{137}Cs nieorganicznym scyntylatorem LSO [III].

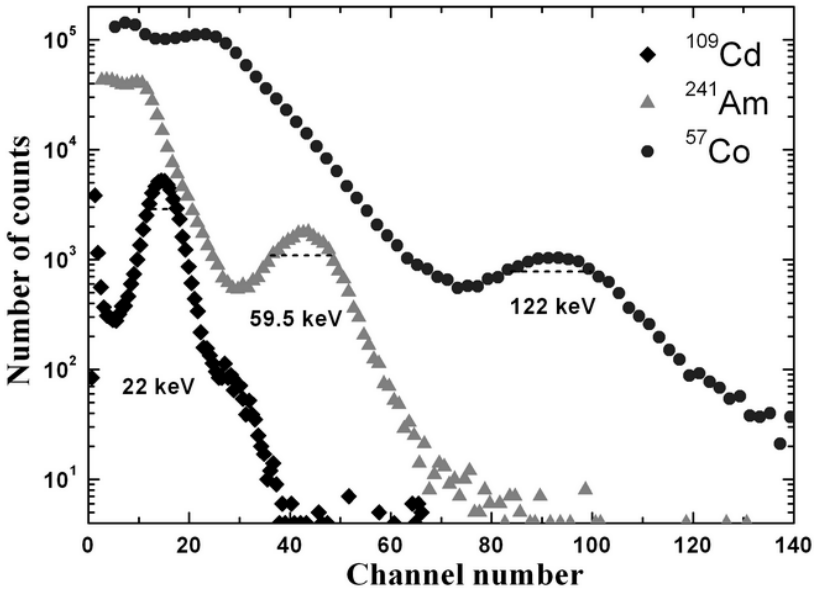
TABELA 8. ŹRÓDŁA PROMIENIOTWÓRCZE I ENERGIE KWANTU GAMMA

Source	Energy of γ-rays (keV)	Compton-edge	Selected
^{55}Fe	5.9 (K X-rays)		full energy peak
^{93}Mo	16.6 (K X-rays)		full energy peak
^{109}Cd	22.1 (K X-rays)		full energy peak
^{133}Ba	30.9 (K X-rays)		full energy peak
^{137}Cs	32.1 (K X-rays)		full energy peak
^{145}Pm	37.2 (K X-rays)		full energy peak
^{241}Am	59.5		full energy peak
^{133}Ba	81.0		full energy peak
^{109}Cd	88.0		full energy peak
^{57}Co	122.1		full energy peak
^{51}Cr	320.1	178.0	Compton-edge
^{22}Na	511.0	340.7	Compton-edge
^{207}Bi	569.7	393.3	Compton-edge
^{137}Cs	661.6	477.3	Compton-edge
^{54}Mn	834.9	639.2	Compton-edge
^{207}Bi	1063.7	857.6	Compton-edge
^{22}Na	1274.5	1061.7	Compton-edge
^{207}Bi	1770.2	1547.0	Compton-edge
Pu-Be	4438.0	4196.4	Compton-edge
Pu-Be	4438.0	3416.0	Double escape



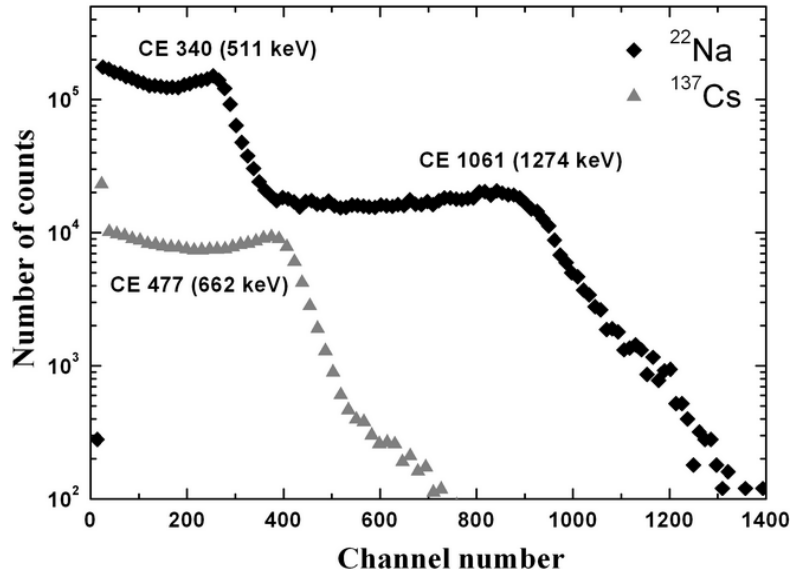
Rysunek 34. Widmo energetyczne zmierzone diodą APD firmy Hamamatsu S8550 dla źródeł ^{241}Am, ^{22}Na, ^{137}Cs, nieorganicznym scyntylatorem LSO [III].

W przypadku scyntylatorów organicznych typu antracen [83], plastik BC408 czy ciekły scyntylator BC501A [IV], dla każdego piku pełnej energii kwantu gamma, mierzono położenie środka piku pełnej energii oraz jego szerokość połówkową (FWHM), natomiast w przypadku krawędzi Comptona, dla kwantów gamma energii powyżej 122 keV, obliczano jedynie położenie krawędzi Comptona [84]. Przykład widm pików pełnej energii, zmierzonych dla źródeł ^{109}Cd, ^{241}Am i ^{57}Co z organicznym kryształem antracenu przedstawia Rysunek 35[IV].



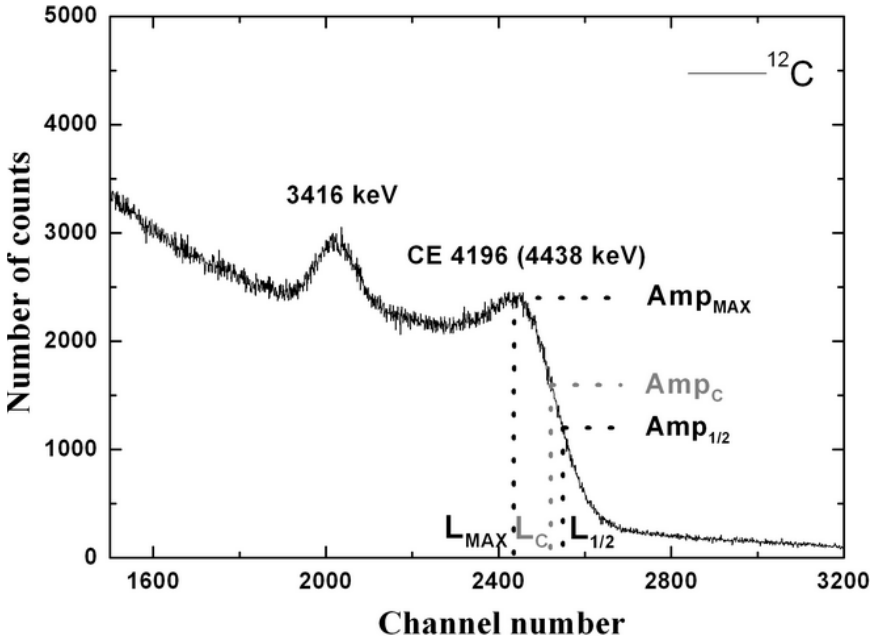
Rysunek 35. Widmo energetyczne dla źródeł ^{109}Cd, ^{241}Am i ^{57}Co, zmierzone z organicznym kryształem antracenu [IV].

Przykład widm krawędzi Comptona dla wyższych energii, zmierzonych dla źródeł ^{22}Na, ^{137}Cs z organicznym kryształem antracenu przedstawia Rysunek 36 [IV].



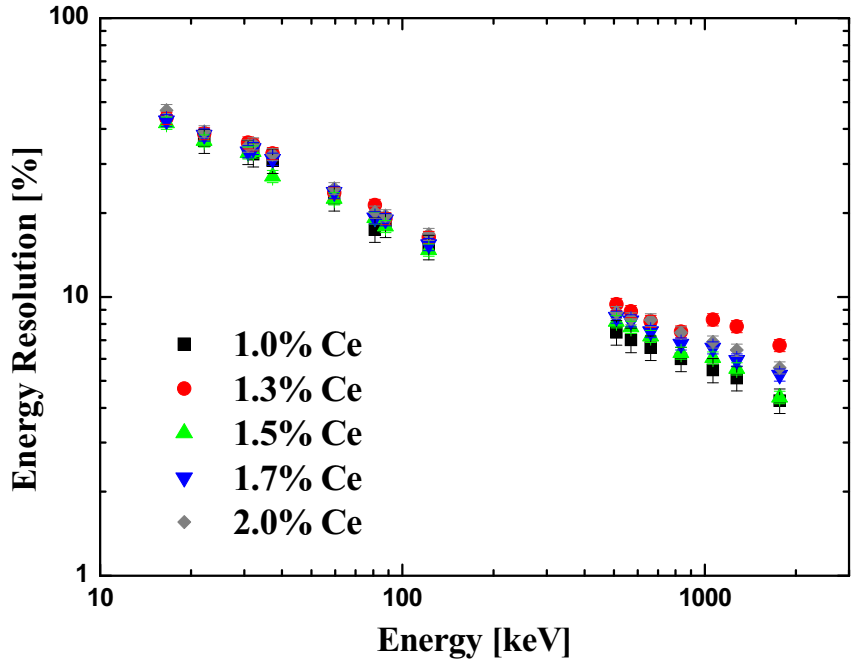
Rysunek 36. Widmo energetyczne dla źródeł ^{22}Na i ^{137}Cs zmierzone organicznym kryształem antracenu.

Położenie krawędzi Comptona zostało wyznaczone zgodnie z metodą zaproponowaną przez Dietze i Klein [84], którzy to na podstawie symulacji Monte Carlo wyznaczyli zależność pomiędzy prawdziwym położeniem krawędzi Comptona (L_C) a obserwowanym położeniem maksimum amplitudy widma (L_{max}). Rysunek 37 przedstawia klasyczne widmo krawędzi comptoma, gdzie: L_{max} - położenie maksimum piku, L_c - prawdziwe położenie krawędzi Comptona, $L_{1/2}$ - położenie połowy wysokości rejestrowanego widma. Przy 3416 keV widać pik podwójnej ucieczki powstały w procesie tworzenia par elektron pozyton w efekcie absorpcji kwantów gamma o wysokich energiach [IV].



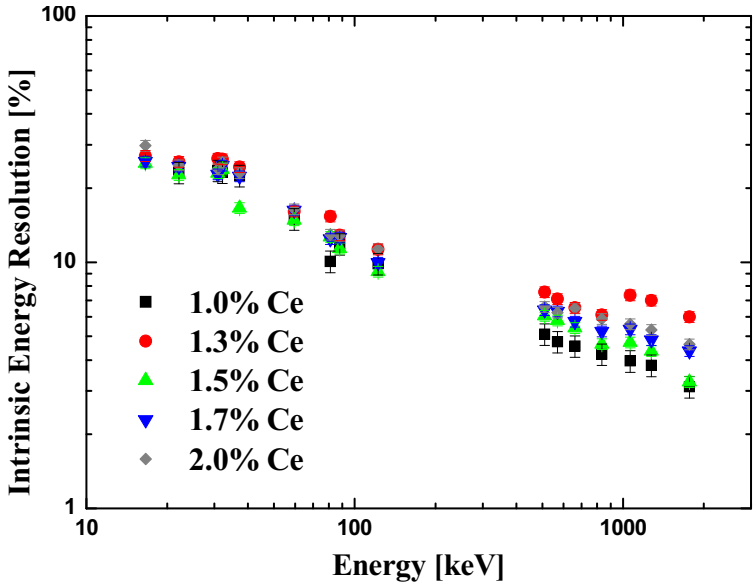
Rysunek 37. Widmo energetyczne dla źródła Pu-Be 4438 keV, zmierzone z plastikiem BC408 [IV].

W badaniach energetycznej zdolności rozdzielczej detektorów scyntylacyjnych, ważne jest określenie zależności zdolności rozdzielczej od energii kwantów gamma. Rysunek 38 przedstawia przykładową zależność energetycznej zdolności rozdzielczej w funkcji energii kwantów gamma, mierzone dla kryształów LGSO o różnej koncentracji ceru (Ce) [V].



Rysunek 38. Widmo energetycznej zdolności rozdzielczej w funkcji energii kwantów gamma, mierzone dla kryształów LGSO o różnej koncentracji ceru [V]

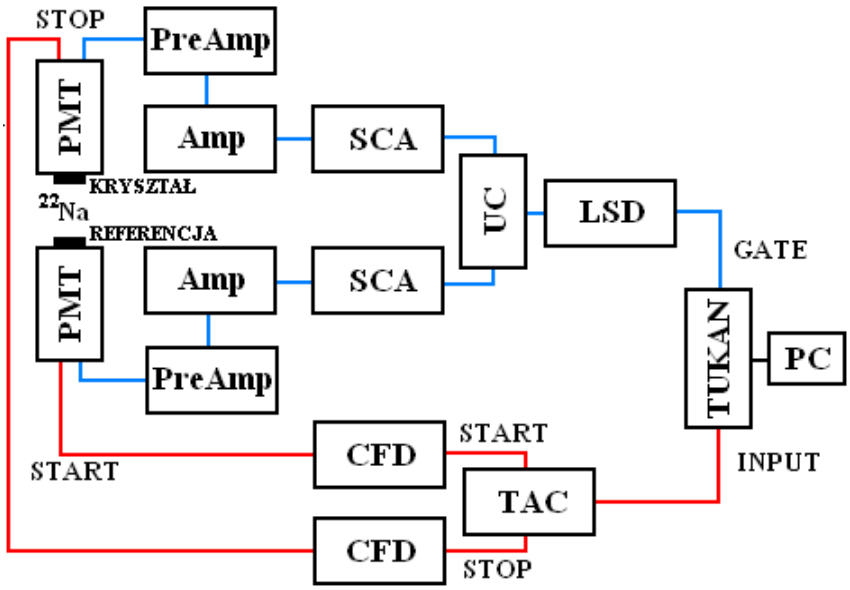
Jednak w celu głębszego zrozumienia procesów i zjawisk zachodzących w samym krysztale w spektroskopii gamma przyjmuję się przedstawiać zależność wewnętrznej zdolności rozdzielczej kryształu w funkcji energii kwantów promieniowania gamma, co ilustruje Rysunek 39[V].



Rysunek 39. Zależność wewnętrznej zdolności rozdzielczej kryształów LGSO o różnej koncentracji ceru (Ce), w funkcji energii kwantów promieniowania gamma [V].

5.2. Czasowa zdolność rozdzielcza

Rysunek 40 przedstawia schemat układu pomiarowego czasowej zdolności rozdzielczej. Pomiary prowadzane są w układzie koincydencji dwóch fotodetektorów, dla kwantów anihilacyjnych o energii 511 keV, ze źródła sodu ^{22}Na.



Rysunek 40. Schemat układu pomiarowego czasowej zdolności rozdzielczej.

Zgodnie z przedstawionym schematem, układ pomiarowy składa się z np. dwóch fotopowielaczy: referencyjnego, z szybkim scyntylatorem (np. BaF_2), oraz detektora, który chcemy scharakteryzować. (np. kryształ LSO – Lu_2SiO_5:Ce). Pomiędzy detektorami umieszczone jest źródło promieniowania gamma – ^{22}Na. Izotop ten w trakcie rozpadu β^+ polegającym na przemianie neutronu w proton poprzez emisję bozonu pośredniczącego W^- przez jeden z kwarków dolnych neutronu. W^- rozpada się następnie na elektron i antyneutrino elektronowe według schematu:

$$n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e$$

Następnie wyemitowany pozyton anihiluje z elektronem, w wyniku, czego emitowane są dwa kwanty promieniowania gamma, o energiach 511 keV, rozchodzące się pod kontem 180º stopni względem siebie. Wielkością, którą chcemy zmierzyć jest różnica czasu pomiędzy odpowiedzią obu detektorów.

Pojedyncze zdarzenie przebiega w sposób następujący:

1. Proces rozpadu w źródle sodu ^{22}Na powoduje emisję w koincydencji oraz w przeciwnych kierunkach, dwóch kwantów promieniowania gamma, o energiach 511 keV.
2. Pierwszy kwant promieniowania gamma dociera do referencyjnego scyntylatora BaF_2, w tym samym czasie drugi kwant gamma dociera do badanego scyntylatora.
3. W wyniku oddziaływania kwantów gamma ze scyntylatorem, wewnątrz obydwu kryształów emitowane są fotony.
4. Fotony ze scyntylatora wybijają z katody fotopowielacza fotoelektrony, w wyniku, czego powstaje prądowy sygnał o amplitudzie proporcjonalnej do energii kwantów gamma.
5. Z fotopowielacza pobierane są dwa sygnały: sygnał anodowy i sygnał z ostatniej dynody.

Warto podkreślić, że detektor referencyjny powinien charakteryzować się mniejszym wkładem w czasową zdolność rozdzielczą niż badamy detektor. Dlatego, jako referencji używa się szybkich fotopowielaczy z kryształem BaF_2, którego czas zaniku jest rzędu 0.7 ns. Dla pojedynczego zdarzenia wyjściowy sygnał anodowy z detektora referencyjnego (T1), pojawi się wcześniej niż odpowiadający mu sygnał z drugiego detektora (T2). Wielkością, którą chcemy mierzyć jest rozkład czasowy różnicy T2–T1. Dla łatwiejszego zrozumienia Rysunku 40, czerwonym kolorem oznaczono tzw. „szybką część układu" odpowiedzialną za różnicę czasową odpowiedzi obydwu detektorów. Kolorem niebieskim oznaczono tzw. „wolną część układu" odpowiedzialną za dobranie bramki energetycznej.

„Szybką część układu" oznaczona czerwonym kolorem:

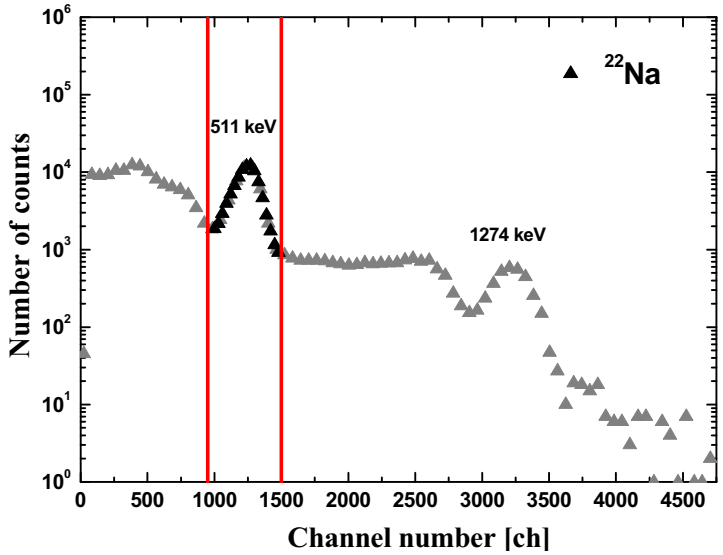
6. Anodowy sygnał z fotopowielacza wysłany jest do dyskryminatora stało frakcyjnego (Constant Fraction Discriminator – CFD, Ortec 935),
7. Sygnał wyjściowy z CFD referencyjnego fotopowielacza wysyłany jest jako sygnał START do konwertera czas amplituda (Time to Amplitude Converter – TAC, Ortec 456),
8. Sygnał wyjściowy CFD badanego fotopowielacza wysyłany jest jako sygnał STOP do konwertera czas amplituda (Time to Amplitude Converter – TAC),

9. Sygnał wyjściowy z TAC jest sygnałem o amplitudzie proporcjonalnej do różnicy czasowej pomiędzy sygnałem START a STOP,
10. Sygnał wyjściowy z TAC wysyłany jest do komputera z analizatorem wielokanałowym TUKAM 8K [62].

Energetyczne widmo sodu ^{22}Na rejestrowane poprzez układ fotopowielacza ze scyntylatorem nie jest widmem gdzie obserwowalny jest jedynie pik pełnej energii 511 keV. Widoczny jest również pik pełnej energii 1275 keV oraz widma Comptona obydwu kwantów gamma. Dlatego konieczny jest wybór zdarzeń o energii około 511 keV. W tym celu wykorzystywana jest tzw. „wolną część układu" oznaczona kolorem niebieskim:

11. Sygnał dynodowy z obydwu fotopowielaczy wysyłany jest do przedwzmacniacza (PreAmp, Canberra 2005) a następnie do szybkiego wzmacniacza spektrometrycznego (Amp, TC 245),
12. Sygnał wyjściowy z Amp daje sygnał o amplitudzie odpowiadającej wszystkim energiom ze źródła sodu ^{22}Na. Analizator jednokanałowy (Single Channel Analyzer – SCA, Ortec 551) pozwala wybrać amplitudę odpowiadającą konkretnej energii, w tym przypadku około 511 keV,
13. Bramka koincydencyjna (Universal Coincidence – UC, Polon 1402) pozwala ustawić koincydencję pomiędzy dwoma sygnałami wyzwolonymi przez odpowiadające im kwanty gamma 511 keV,
14. Generator bramki (Logic shaper and generator – LSD, Polon 1401) generuje bramkę wysyłaną do analizatora wielokanałowego (TUKAN 8K [62]).

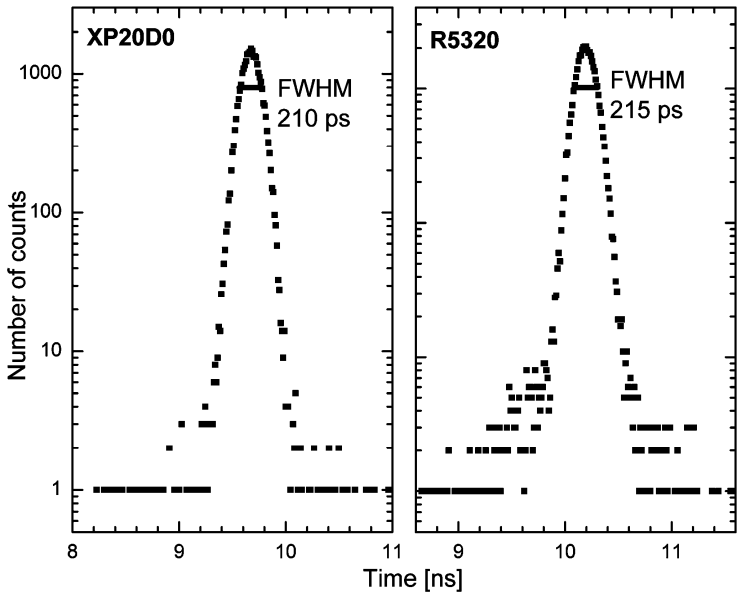
Dla łatwiejszego zrozumienia, Rysunek 41 przedstawia ideę działania analizatora jednokanałowego, który to z widma energetycznego sodu ^{22}Na pozwala wybrać amplitudę odpowiadającą konkretnej energii, w tym przypadku około 511 keV.



Rysunek 41. Ustawienie progów analizatora jednokanałowego, dla wybrania z widma energetycznego sodu ^{22}Na zdarzen odpowiadających energii około 511 keV.

Ostatecznie rejestrujemy widmo czasowe bramkowane wybranymi oknami energetycznymi odpowiadające rozkładowi czasowej różnicy mierzy T1 –T2. Mając widmo czasowe oblicza się jego szerokość połówkową. Rysunek 42 przedstawia przykładowe widmo rozkładu

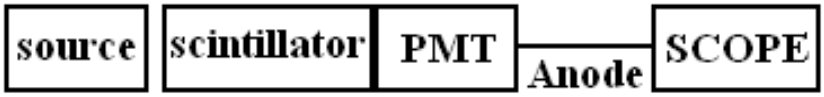
czasowego dla kryształu LSO, zmierzone fotopowielaczem XP2020, firmy Photonis, Francja [63].



Rysunek 42. Przykład widma rozkładu czasowego dla kryształu LSO, zmierzone fotopowielaczem XP2020, firmy Photonis, Francja [63].

5.3. Czas zaniku impulsu świetlnego

Rysunek 43 przedstawia schemat układu pomiarowego czasu zaniku impulsu świetlnego. Kwanty promieniowania gamma trafiają ze źródła do scyntylatora gdzie w wyniku oddziaływania wewnątrz kryształu powstają fotony, które następnie padają na fotokatodę fotopowielacza generując kaskadę fotoelektronów. Sygnał anodowy z fotopowielacza rejestrowany jest na oscyloskopie. Rysunek 44 prezentuje przykładowe widma czasu zaniku impulsu dla scyntylatora NaI(Tl), mierzone w różnych temperaturach.



Rysunek 43. Schemat układu pomiarowego czasu zaniku impulsu.

Widma czasu zaniku impulsów świetlnych dopasowuje się zależnie od występowania jednej bądź wielu składowych zaniku, funkcją eksponencjalnego zaniku wyrażonej wzorem:

$$y = A_1 \times \exp(-x/t_1) + A_2 \times \exp(-x/t_2) + A_3 \times \exp(-x/t_3) + ... + y_0 ,$$

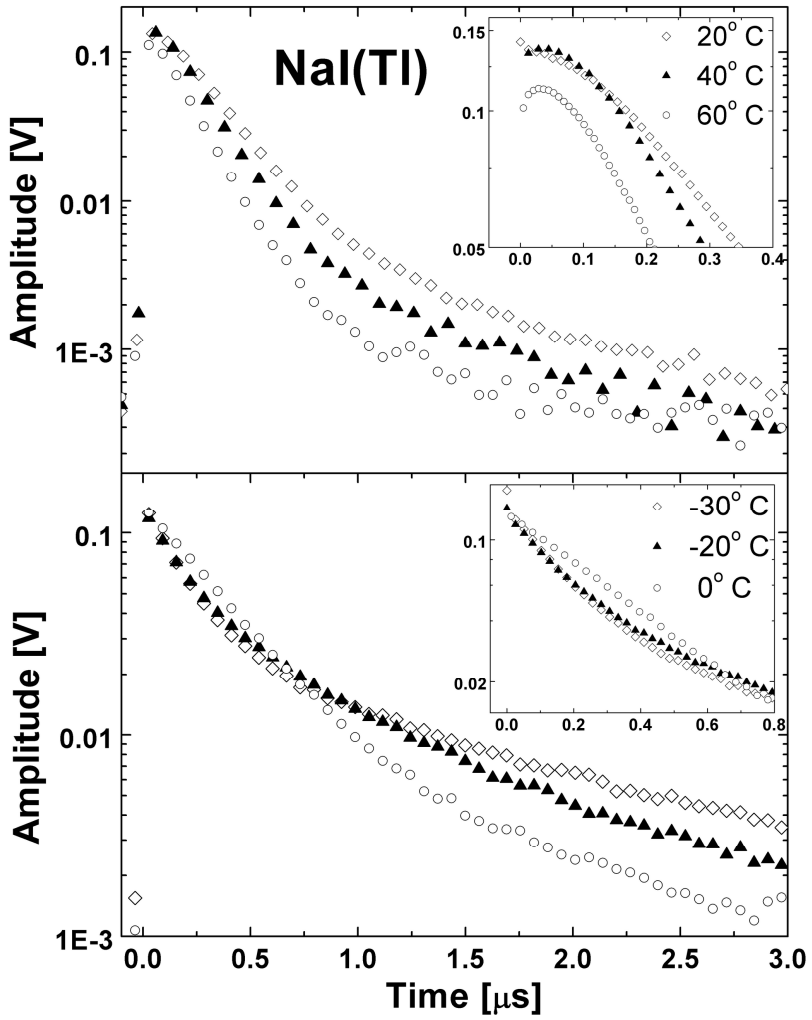
gdzie:

A_1 - amplituda pierwszej składowej sygnału,

t_1 - czas zaniku pierwszej składowej sygnału,

y_0 - tło zdarzeń przypadkowych.

W pomiarach stałej czasu zaniku impulsów świetlnych stosowano bardzo szybki fotopowielacz firmy Hamamatsu, typ R5320, charakteryzujący się czasem narastania impulsu równym … i szerokością impulsu od pojedynczych fotoelektronów równą 750 ns.

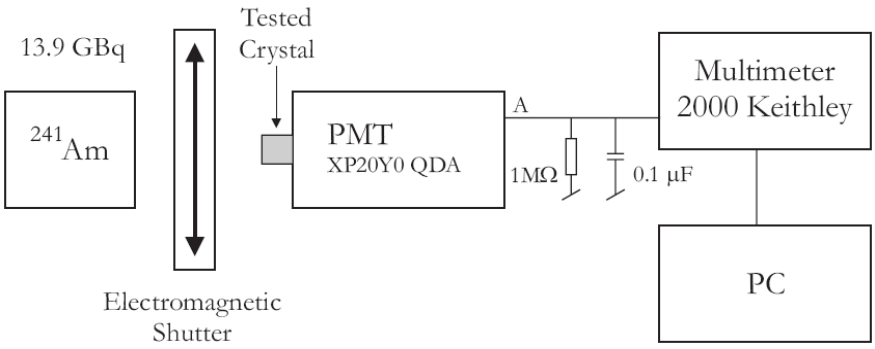


Rysunek 44. Widma czasu zaniku impulsu NaI(Tl) dla wysokich (a) i niskich (b) temperatur [VI].

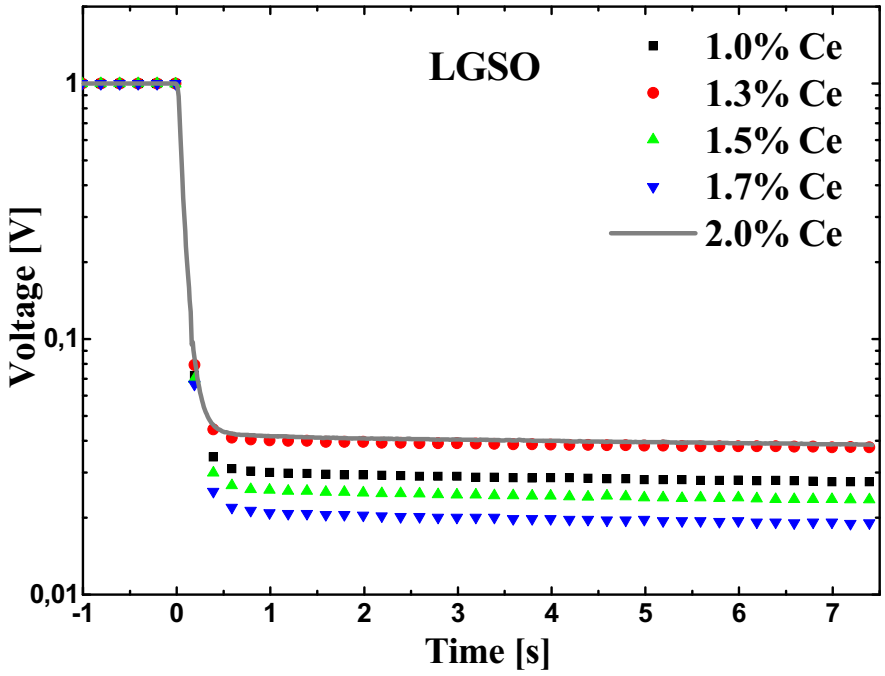
5.4. Fosforescencja - afterglow

Afterglow jest definiowany jako część światła scyntylacyjnego, które pozostaje po 3 milisekundach od przerwania naświetlania promieniowaniem X. Przeprowadzony pomiar nie spełniał tego warunku, jednakże daje wyobrażenie jak wygląda afterglow dla badanych kryształów po 3 sekundach od przerwania naświetlania promieniowaniem X. Układ fotopowielacza wraz z kryształem scyntylacyjnym oświetlany był promieniowaniem X z silnego źródła ^{241}Am (13.9 GBq), po zasłonięciu ołowianą przesłoną źródła rejestrowany był odczyt z cyfrowego woltomierza w funkcji czasu. Przesłona miała grubość 10 mm i połączona była z elektromagnetycznym przesuwakiem, ręcznie sterowanym, z dokładnością

pomiaru rzędu 2 sekund. Rysunek 45 przedstawia schemat układu pomiarowego, którym mierzono afterglow a przykładowe wyniki ilustruje Rysunek 46 [V].



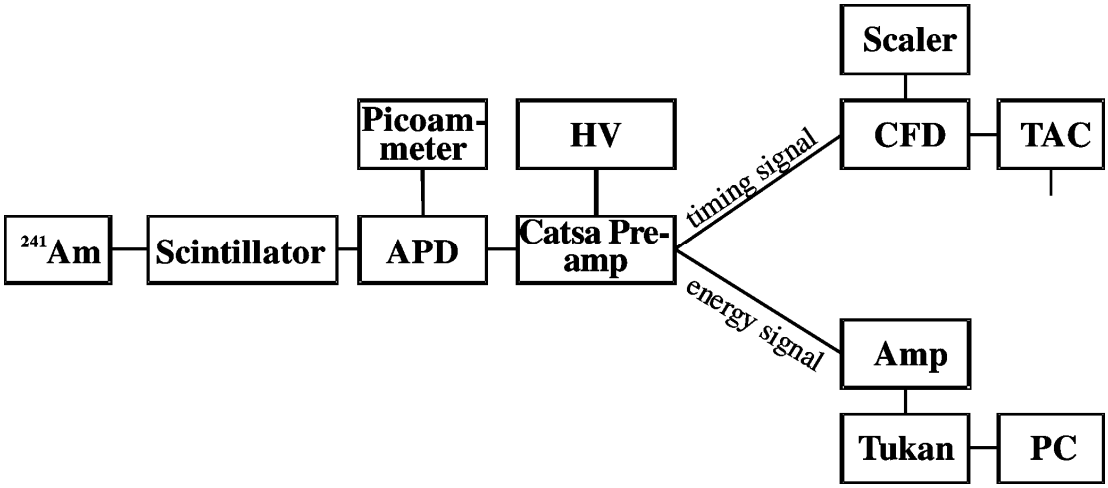
Rysunek 45. Schemat układu pomiarowego afterglow [V].



Rysunek 46. Widma afterglow zmierzone po czasie naświetlania 120 sekund scyntylatorów LGSO ($Lu_{0,2}Gd_{1,8}SiO_5$:Ce) o różnej molowej koncentracji ceru (Ce) [V].

5.5. Zliczeniowy tryb pracy tomografu rentgenowskiego, układ z pojedynczą fotodiodą lawinową

Rysunek 47 przedstawia schemat układu pomiarowego, który umożliwia pomiar zarówno w prądowym jak i w zliczeniowym trybie pracy tomografu PET/CT oraz pomiar liczby zliczeń sygnałów z fotodiody lawinowej Hamamatsu APD S8664 – 55 i jej wyjściowy prąd anodowy.

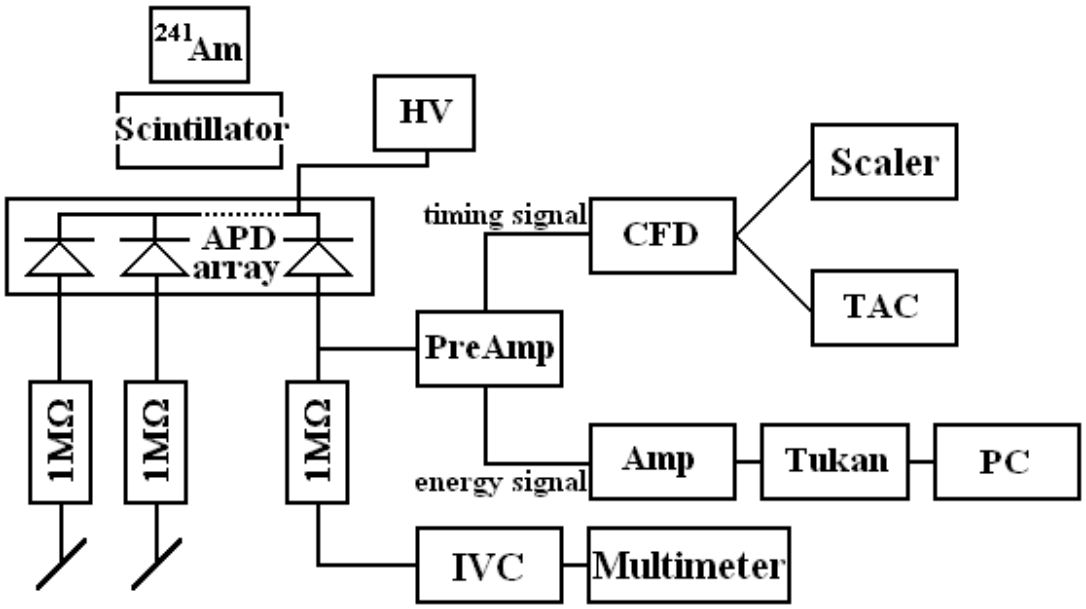


Rysunek 47. Schemat układu pomiarowego, który umożliwia pomiar zarówno w prądowym jak i w zliczeniowym trybie pracy tomografu PET/CT oraz pomiar liczby zliczeń sygnałów z fotodiody lawinowej Hamamatsu APD S8664 – 55 i jej wyjściowy prąd anodowy.

W pomiarach użyto silnego źródła ameryku ^{241}Am (13.9 GBq) o energii 59.6 keV, następnie kwanty promieniowania X trafiają ze źródła do scyntylatora gdzie w wyniku oddziaływania wewnątrz kryształu powstają fotony, które następnie padają na fotodiodę lawinową Hamamatsu APD S8664 – 55 o powierzchni czynnej 5×5 mm^2. Wzmocnienie diody APD równe 200, optymalnie dobrano do pracy w trybie CT. Przedwzmacniacz (Preamp - charge and time sensitive amplifier Catsa 82 GSI) posiadał dwa wyjścia: czasowe i energetyczne. Sygnał czasowy wysyłano do dyskryminatora stało frakcyjnego (Constant Fraction Discriminator – CFD, Ortec 935) by w zliczeniowym trybie CT wyzwolić przelicznik (Ortec Digital Counter/Timer 994) albo do konwertera czas amplituda (Time to Amplitude Converter – TAC, Ortec 456) w trybie zliczeniowym PET. Dyskryminator stało frakcyjny CFD ustawiono w trybie wyzwalania progowego (leading-edge), poprzez zwarcie wejścia i wyjścia układu do kształtowania i opóźniania sygnału (shaping delay). Ponadto próg wyzwalania ustawiono tak by akceptował sygnały poniżej 60 keV. Sygnał energetyczny zastosowano do klasycznych pomiarów spektrometrycznych zgodnie z metodą opisaną w Rozdziale 5.1, str. 60. Prąd anodowy z fotodiody rejestrowany był przez pikoamperomierz Keithley 480 w funkcji liczby zliczeń rejestrowanych przez licznik (Ortec Digital Counter/Timer 994).

5.6. Zliczeniowy tryb pracy tomografu rentgenowskiego układ z matrycą fotodiod lawinowych

Rysunek 48 Przedstawia schemat układu pomiarowego, który umożliwia pomiar zarówno w prądowym jak i w zliczeniowym trybie pracy tomografu PET/CT oraz pomiar liczby zliczeń sygnałów z matrycy fotodiod lawinowych Hamamatsu APD S8550 i jej wyjściowy prąd anodowy.



Rysunek 48. Schemat układu pomiarowego, który umożliwia pomiar zarówno w prądowym jak i w zliczeniowym trybie pracy tomografu PET/CT oraz pomiar częstości zliczeń sygnałów z matrycy fotodiod APD i jej wyjściowy prąd anodowy.

Schemat układu przedstawiony na Rysunku 48 różni się do prezentowanego wcześniej na Rysunku 47 głównie tym, że użyta poprzednio pojedyncza fotodioda posiadała dwa niezależne wyjścia, anodę oraz katodę. Umożliwiało to jednoczesne zbieranie sygnału z obydwu elektrod. W przypadku zastosowania matrycy fotodiod lawinowych Hamamatsu APD S8550 o 32 pikselach i powierzchni czynnej każdego z nich 1.6x1.6 mm^2, sama konstrukcja fotodiody wymusza zasilanie układu poprzez pojedynczą katodę a zbieranie sygnału z układu 32 niezależnych anod. Ponadto na wyjściu z anody zastosowano oporniki 1 MΩ by zniwelować spadki napięcia przy wysokich strumieniach promieniowania X. Sygnał wyjściowy odbierany był z poszczególnych anod i kierowany do wyprodukowanego w IPJ przedwzmacniacza (PreAmp – charge and time sensitive amplifier) [13], oraz do konwertera prądowo napięciowego (IVC – current-voltage converter). W dalszej części schemat z Rysunku 48 jest analogiczny do tego przedstawionego na Rysunku 47.

6. Wyniki pomiarów

W rozdziale tym zostaną przedstawione i zinterpretowane wyniki pomiarów przeprowadzone w Zakładzie Detektorów i Elektroniki Jądrowej w Instytucie Problemów Jądrowych w Świerku pod kierunkiem Profesora Marka Moszyńskiego. Wyniki te zostały opublikowane w trzech pracach w IEEE Transactions on Nuclear Science [I, II, III].

6.1. Porównanie kryształów scyntylacyjnych do detektorów PET/CT

Szybki rozwój tomografii zarówno pozytonowej jak i rentgenowskiej zaowocował zainteresowaniem naukowców by bliżej przyjrzeć się zwłaszcza nowo dostępnym scyntylatorom z punktu widzenia ich zastosowania w tomografii PET/CT. Wiadomo, że wymagania stawiane kryształom w zastosowaniu do techniki obrazowania pozytonowego czy też rentgenowskiego są różne, dlatego też w pracy „Porównanie kryształów scyntylacyjnych do detektorów PET/CT" (Comparative Study of Scintillators for PET/CT Detectors)[I] główny nacisk został położony na scharakteryzowanie właściwości wybranych kryształów, jak również na zdefiniowanie wymagań, jakie powinien spełniać wybrany kryształ tak by jednoczenie nadawał się do zastosowania w obydwu typach tomografii.

Oczekuje się, że możliwe jest wzbogacenie obrazu funkcjonalnego uzyskanego w badaniu PET o informację anatomiczną uzyskaną metodą obrazowania CT. Stanowi to nie lada wyzwanie by w oparciu o ten sam układ detekcyjny i tę samą elektronikę móc rejestrować fotony zarówno w trybie prądowym badania rentgenowskiego jak i w trybie zliczeniowym badania pozytonowo emisyjnego.

Przywołując z Rozdziału 2.2.1, str. 30 warunki, jakie powinien spełniać detektor zarówno z punktu widzenia na wymogi tomografii pozytonowo emisyjnej jak i tomografii rentgenowskiej poszukiwany kryształ scyntylacyjny powinien charakteryzować się: szybkim impulsem świetlnym, wysoką ilością emitowanego światła, wysoką liczbą atomową i gęstością oraz wysoką wydajnością detekcji zarówno na gammy o energii 511 keV jak i promieniowanie X jak również niską fosforescencją własną.

Badania obejmowały pomiary:

1. ilości światła emitowanej z kryształu w wyniku oddziaływania kwantów promieniowania gamma o różnych energiach wewnątrz kryształu,

2. energetycznej, wewnętrznej i czasowej zdolności rozdzielczej badanych kryształów,

3. nieproporcjonalnej odpowiedzi kryształu na skutek oddziaływania kwantów promieniowania gamma o różnych energiach,

4. czasu zaniku impulsów świetlnych emitowanych z kryształów,

5. fosforescencji czyli afterglow kryształów,

W badaniach przeprowadzonych w tych samych warunkach eksperymentalnych zmierzono i scharakteryzowano właściwości następujących kryształów scyntylacyjnych: LSO (Lu_2SiO_5:Ce), LYSO ($Lu_{0,6}Y_{1,4}SiO_{0,5}$:Ce), MLS (mieszanka krzemowo lutetowa), GSO (Gd_2SiO_5:Ce), GSO:Ce,Zr (Gd_2SiO_5:Ce,Zr), LGSO ($Lu_{0,2}Gd_{1,8}SiO_5$:Ce), $LaCl_3$ ($LaCl_3$:Ce), $LaBr_3$ ($LaBr_3$:Ce), BGO ($Bi_4Ge_3O_{12}$). Kryształ LSO traktowano jako referencyjnego dla detektorów PET, natomiast kryształ CWO dla detektorów CT. Główne właściwości wymienionych kryształów przedstawia Tabela 9.

TABELA 9. GŁÓWNE WŁAŚCIWOŚCI BADANYCH KRYSZTAŁÓW.

	LSO	LYSO	MLS	GSO	GSO:Ce,Zr	LGSO	$LaCl_3$	$LaBr_3$	BGO	CWO
Ilość światła [ph/MeV]	31000	32000	≈ 76% of LSO	7600	≈ 120 % of GSO	≈ 76% of LSO	49000	65000	8500	27300
Pik emisji [nm]	420	420	420	430	1430	425	335	360	480	475
Czas zaniku [ns]	40 - 47	41	36 - 39	30-60	≈ 50	36-41, 65	25	15	300	14.5 μs
Refr. Indeks	1.82	1.81	1.8 – 1.83	1.85	1.81	1.81 – 1.83	1.9	1.9	2.15	2.2-2.3
Gęstość [g/cm^3]	7.4	7.1	7.3	6.71	6.7	6.5	3.86	5.29	7.13	7.9
Rozmiar [mm]	10×10×5	10×10×5	10×10×5	10×10×5	10×10×5	20×6×4	∅10×10	10×10×5	10×10×5	10×10×3
Producent	CTI	St-Gobain	Glenfield Partners Ltd	Hitachi	Hitachi	Hitachi	St-Gobain	St-Gobain	St-Gobain	Scionix
Ref.	[33][85]	[86]	[87]	[88]	[89]	[6,10]	[91][92]	[93][94]	[96]	[97][98]

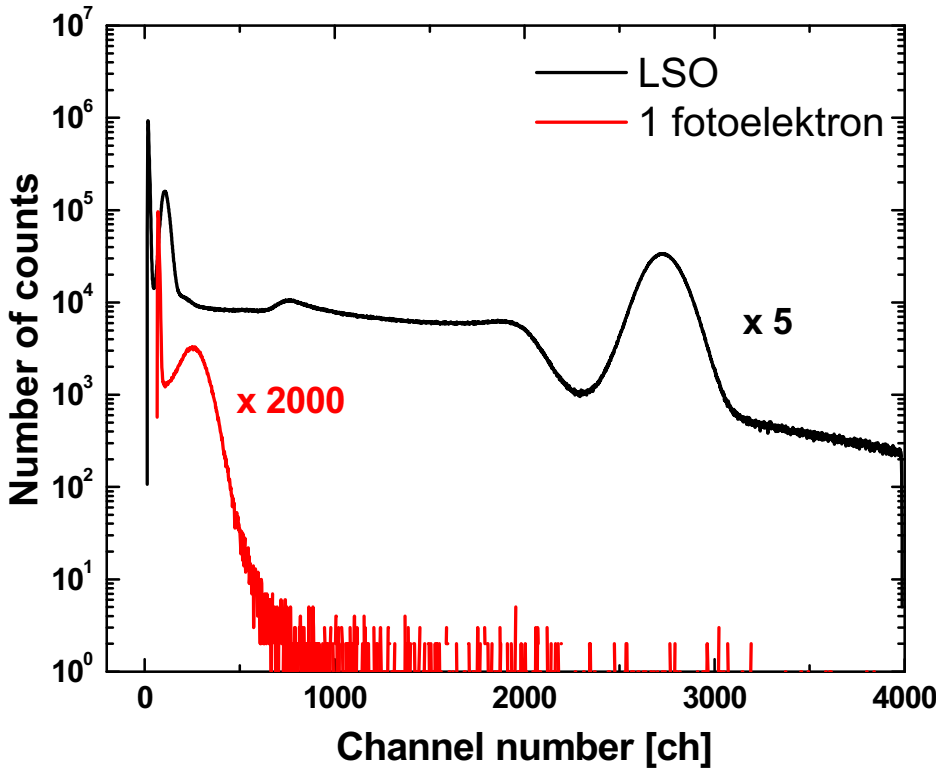
Pierwsze trzy kryształy z Tabeli 9 reprezentują grupę kryształów LSO i jego pochodne, różnych producentów [33][86]. Kolejna grupa to GSO i jego modyfikacje, rozwijane przez firmę Hitachi [87][89][90]. Z kolei firma Saint Gobain proponuje stosowanie w spektroskopii gamma kryształów chlorku i bromku lantanu $LaCl_3$, $LaBr_3$ ze względu na ich wyśmienitą energetyczną zdolność rozdzielczą, wysoką ilość emitowanego światła jak i szybki czas zaniku impulsu świetlnego [91][92][94]. Kryształ bromku lantanu został dodatkowo zbadany z punktu widzenia na zastosowanie do detektora mierzącego czas przelotu (Time-of-Flight) (Rozdział 2.2.5, str. 35) [99]. Kryształ BGO w przeszłości wykorzystywany był zarówno w tomografach PET jak i CT [96], obecnie jednak został wyparty przez nowe scyntylatory emitujące więcej światła. Ostatni w Tabeli 9 scyntylator CWO do dziś wykorzystywany jest w tomografach rentgenowskich [97][98].

6.1.1. Wyniki pomiarów spektroskopowych

Zgodnie z metodą pomiarową przedstawioną w Rozdziale 5. str. 60, przeprowadzono pomiary w oparciu o fotopowielacz XP 20Y0 firmy Photonis o czułości fotokatody równej 9.3 μA/lmF. Sygnał anodowy z fotopowielacza poprzez przedwzmacniacz firmy Canberra 2005E i wzmacniacz spektrometryczny Tennelec TC245, w większości pomiarów pracujący ze stałą kształtowania impulsu 3 μs, oraz analizator wielokanałowy Tukan 8K rejestrowany był na komputerze.

6.1.1.1. Ilość emitowanego z kryształów światła

Ilość emitowanego ze scyntylatora światła, wyrażona w liczbie fotoelektronów na MeV zmierzono porównując położenie piku pojedynczego fotoelektronu z położeniem piku pełnej energii dla źródła ^{137}Cs o energii 662 keV, zgodnie z metodą Bertolacciniego [82] [Rozdział 5.1, str. 60]. Rysunek 49 przedstawia widmo gamma dla źródła ^{137}Cs zmierzone dla kryształu LSO, wraz z pikiem pojedynczego fotoelektronu zmierzone fotopowielaczem XP 20Y0 bez przyklejonego scyntylatora. Wyniki pomiarów, analizowane zgodnie ze wzorami przedstawionymi w Rozdziale 3, str. 47, zebrano i przedstawiono w Tabeli 10. Uzyskane wyniki potwierdzają wysoką ilość światła emitowaną z kryształu LSO i około 10% mniej emitowanego światła z konkurencyjnych dla LSO kryształów – LYSO i MLS. Natomiast ilość światła emitowanego z kryształów GSO i BGO odpowiada jedynie 36% i 16% ilości światła emitowanego z kryształu LSO. Warto zauważyć, że dzięki domieszkowaniu cyrkonem (Zr) poprawia się ilość światła emitowana z kryształów GSO [17][88][89].



Rysunek 49. Widmo energetyczne dla źródła ^{137}Cs zmierzone dla kryształu LSO, wraz z pikiem pojedynczego fotoelektronu zmierzone fotopowielaczem XP 20Y0 bez przyklejonego scyntylatora.

TABELA 10. WYNIKI POMIARÓW LICZBY FOTOELEKTRONÓW ZMIERZONE FOTOPOWIELACZEM XP 20Y0 DLA ENERGII 662 KEV ZE ŹRÓDŁA ^{137}CS.

Kryształ	Rozmiar [mm³]	N_{PHE} [a)]
LSO	10×10×5 (nowy)	5350±270
LSO	10×10×5 (stary)	5450±270
LYSO	10×10×5	4910±250
MLS	10×10×5	5000±250
GSO:Ce	10×10×5	1930±100
GSO:Ce,Zr	10×10×5	2000±100
LGSO	20×6×4	3130±150
$LaCl_3$	10×10×5	5930±300
$LaBr_3$	10×10×5	12000±400
BGO	10×10×5	880±40
CWO [b)]	10×10×3	2740±140

a) Liczba fotoelektronów, phe/MeV , ^{137}Cs (661.7keV),
b) Czas kształtowania impulsu 12μs.

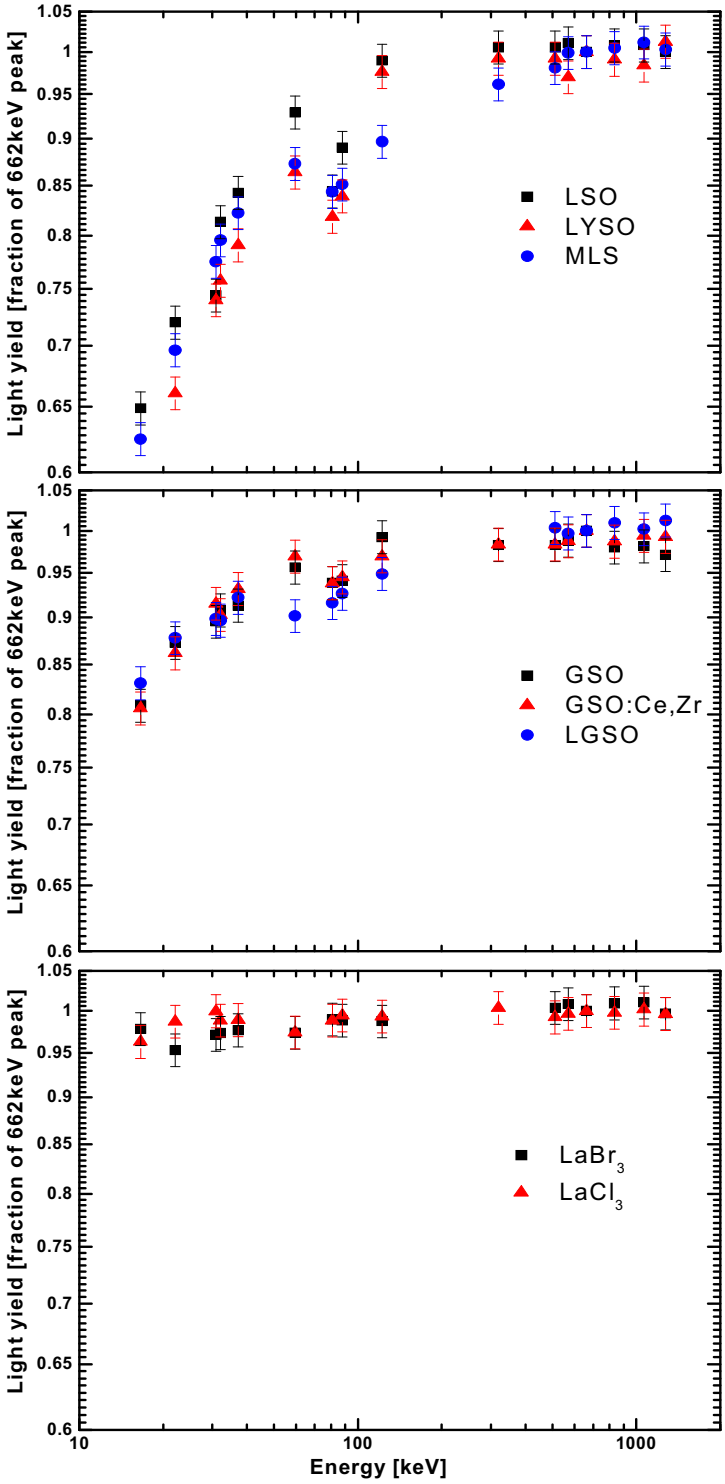
6.1.1.2. Nieproporcjonalność emitowanego z kryształów światła

W pomiarach używano źródeł promieniotwórczych o energiach w zakresie od 16.6 keV, ze źródła molibdenu (^{93}Mo) aż do energii 1770.2 keV, ze źródła bizmutu (^{207}Bi). Zbierane widma energetyczne posłużyły do przedstawienia wykresu tzw. nieproporcjonalności światła w funkcji energii kwantów gamma [Rozdział 5.1, str. 63]. Rysunek 50 przedstawia widma nieproporcjonalności emitowanego z kryształów światła zmierzone fotopowielaczem XP20Y0. Wykres został podzielony na trzy sekcje. Pierwsza z nich przedstawia krzywe nieproporcjonalności dla rodziny kryształów zawierających lutet, środkowa część przedstawia rodzinę GSO podobnych, a dolna rodzinę lantanowców. Osie wykresu zostały jednakowo dobrane w celu klarownego przedstawienia różnic występujących w tych trzech grupach kryształów. Widać, że grupa LSO jak i GSO mają podobny charakter zachowania krzywych nieproporcjonalności. Kryształy MLS i LYSO niemal dokładnie odtwarzają przebieg krzywej nieproporcjonalności kryształu LSO, z charakterystycznym dla tej grupy silnym spadkiem ilości emitowanego światła dla niskich energii z zakresu poniżej 100 keV. Grupa kryształów GSO utrzymuje podobny charakter przebiegu krzywych nieproporcjonalności, jednakże z mniejszym spadkiem ilości światła w zakresie poniżej 100 keV. Natomiast kryształy bromku i chlorku lantanu prezentują nieomalże proporcjonalny charakter odpowiedzi emitowanego z kryształu światła niezależnie od energii kwantów gamma tę emisję wywołujących. Potwierdza to ich cenne właściwości w zastosowaniu do spektrometrycznych detektorów promieniowania gamma.

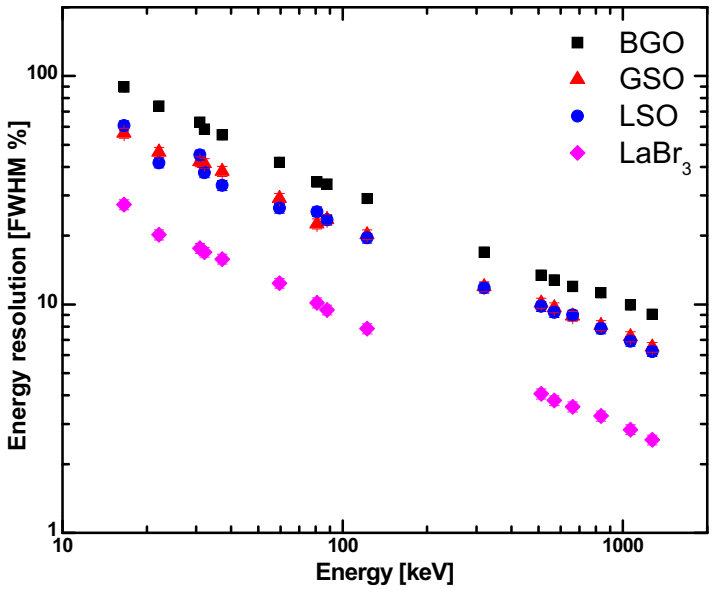
6.1.1.3. Energetyczna i wewnętrzna zdolność rozdzielcza kryształów

Widma energetycznej zdolności rozdzielczej w funkcji energii kwantów gamma, zmierzone fotopowielaczem XP 20Y0 dla wybranych kryształów, zgromadzono na Rysunku 51. Charakter prezentowanych krzywych w podwójnie logarytmicznej skali jest liniowy. Najgorsze wyniki energetycznej zdolności rozdzielczej w całym zakresie badanych energii zaobserwowano dla kryształu BGO, co jest niewątpliwie związane z najmniejszą ilością emitowanego przez ten kryształ światła. Wyróżniające natomiast są wyniki uzyskane dla

kryształu $LaBr_3$, co zapewnia mu jego wysoka ilość emitowanego światła i nieomalże proporcjonalny charakter odpowiedzi emitowanego z kryształu światła w funkcji energii cząstek tę emisję wywołujących.

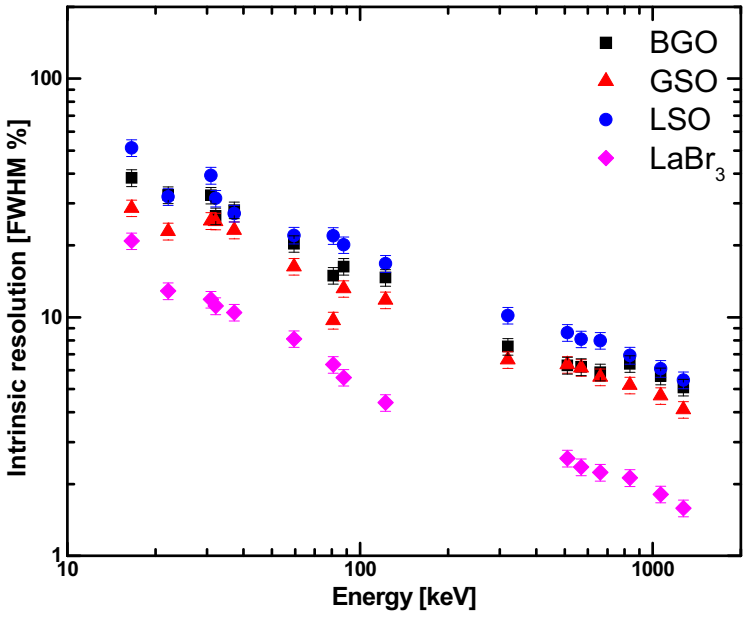


Rysunek 50. Nieproporcjonalność emitowanego z kryształów światła dla trzech grup kryształów: LSO podobnych, GSO podobnych i lantanowców, zmierzone fotopowielaczem XP 20Y0.



Rysunku 51. Energetyczna zdolność rozdzielcza w funkcji energii kwantów gamma zmierzona fotopowielaczem XP 20Y0.

Zależność wewnętrznej energetycznej zdolności rozdzielczej od energii kwantów gamma ilustruje Rysunek 52. Spośród kryształów rozważanych w użyciu jako wspólny detektor do tomografii PET/CT, ponownie kryształ bromku lantanu, $LaBr_3$, prezentuje najlepsze wyniki. Zaskakująco kryształ LSO, w tej ocenie wypada najgorzej, jest to spowodowane jego największą nieproporcjonalnością emitowanego światła. Warto zauważyć, iż mimo trzykrotnie niższej ilości emitowanego przez kryształ GSO światła jego wewnętrzna zdolność rozdzielcza jest o 30-40% lepsze niż ta uzyskana dla kryształu LSO.



Rysunku 52. Wewnętrzna zdolność rozdzielcza w funkcji energii kwantów gamma, zmierzona fotopowielaczem XP 20Y0.

Zgodnie ze wzorami i teorią przybliżoną w Rozdziale 3.4, str. 48, w Tabeli 11 zgromadzono wyniki energetycznej i wewnętrznej zdolności rozdzielczej, zmierzone fotopowielaczem XP 20Y0 dla badanych kryształów. Widać, że energetyczna zdolność rozdzielacza większości kryształów jest rzędu 7-9% szerokości połówkowej dla piku pełnej energii dla źródła ^{137}Cs o energii 662 keV. Energetyczna zdolność rozdzielcza dla kryształu BGO, powyżej 11% związana jest z niewielką emitowaną z kryształu ilością światła. Warto zauważyć, że kryształ GSO ma porównywalną energetyczną zdolność rozdzielczą z kryształem LSO, mimo iż emitowana przezeń ilość światła jest trzykrotnie niższa. Natomiast zgodnie z wynikami prezentowanymi w literaturze [91]-[94] najlepszą energetyczną zdolność rozdzielczą mają kryształy chlorku i bromku lantanu $LaCl_3$ i $LaBr_3$.

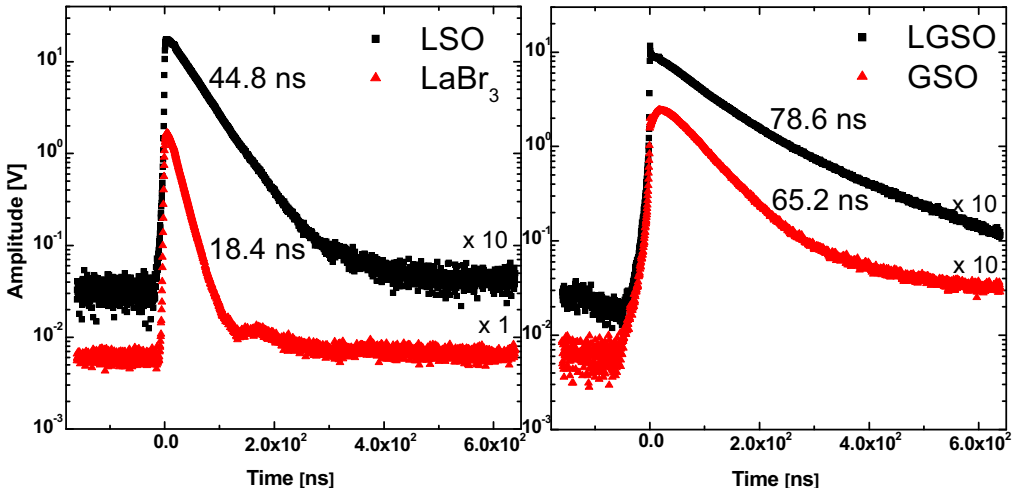
TABELA 11. WYNIKI ENERGETYCZNEJ I WEWNĘTRZNEJ ZDOLNOŚCI ROZDZIELCZYCH OBLICZONE DLA PIKU PEŁNEJ ENERGII ZE ŹRÓDŁA ^{137}CS O ENERGII 662 KEV, ZMIERZONE FOTOPOWIELACZEM XP 20Y0.

Kryształ	Rozmiar [mm³]	$\Delta E/E^{a)}$	$\delta_{sc}{}^{b)}$	$N_{PHE}{}^{c)}$
LSO	10×10×5 nowy	9.0±0.4	8.0±0.5	5350±270
LSO	10×10×5 stary	8.8±0.4	7.8±0.5	5450±270
LYSO	10×10×5	8.9±0.4	7.8±0.5	4910±250
MLS	10×10×5	8.4±0.3	7.3±0.4	5000±250
GSO:Ce	10×10×5	8.9±0.4	5.6±0.4	1930±100
GSO:Ce,Zr	10×10×5	8.3±0.3	4.8±0.3	2000±100
LGSO	20×6×4	7.8±0.3	5.6±0.4	3130±150
$LaCl_3$	10×10×5	5.0±0.2	3.1±0.2	5930±300
$LaBr_3$	10×10×5	3.6±0.2	2.2±0.2	12000±400
BGO	10×10×5	11.7±0.5	5.8±0.4	880±40
CWO[d)]	10×10×3	7.3±0.3	4.5±0.3	2740±140

[a)] Energetyczna zdolność rozdzielcza, %, ^{137}Cs (661.7keV),
[b)] Wewnętrzna zdolność rozdzielcza, %, ^{137}Cs (661.7keV),
[c)] Liczba fotoelektronów, phe/MeV , ^{137}Cs (661.7keV),
[d)] Czas kształtowania impulsu 12μs.

6.1.2. Kształt i czas zaniku impulsów świetlnych z kryształów

Kształt i czas zaniku impulsu świetlnego zmierzono zgodnie z metodą przedstawioną w Rozdziale 5.3, str. 70 w oparciu o oscyloskop Tektronix typ TDS5104B i szybki fotopowielacz firmy Hamamatsu R5320, charakteryzujący się szerokością połówkową mierzonego pojedynczego fotoelektronu rzędu 750 ps. Detektor oświetlany był promieniowaniem gamma o energii 662 keV ze źródła cezu ^{137}Cs. Porównanie widm kształtu zaniku impulsów świetlnych dla kryształów LSO, $LaBr_3$, GSO i LGSO, zmierzone fotopowielaczem Hamamatsu R5320, przedstawia Rysunek 53. Zauważalny jest bardzo szybki zanik impulsu dla kryształu $LaBr_3$, co potwierdza wyniki prezentowane przez grupę z Delft, Holandia [93]. Warto też zwrócić uwagę na krótszy czas narastania impulsu dla kryształu LGSO w porównaniu do GSO, mimo jego dłuższego czasu zaniku. W celu porównania wartości czasu zaniku, badane krzywe, z uwzględnieniem liniowego tła, zostały dopasowane funkcją eksponencjalnego zaniku i zgromadzone w Tabeli 12. Grupy kryształów LSO i $LaBr_3$ charakteryzują się pojedynczym ekspotencjalnym zanikiem impulsu świetlnego, natomiast dla pozostałych kryształów dopasowywano funkcję podwójnego eksponencjalnego zaniku, którego procentowy wkład został przedstawiony w kolumnie trzeciej Tabeli 12.



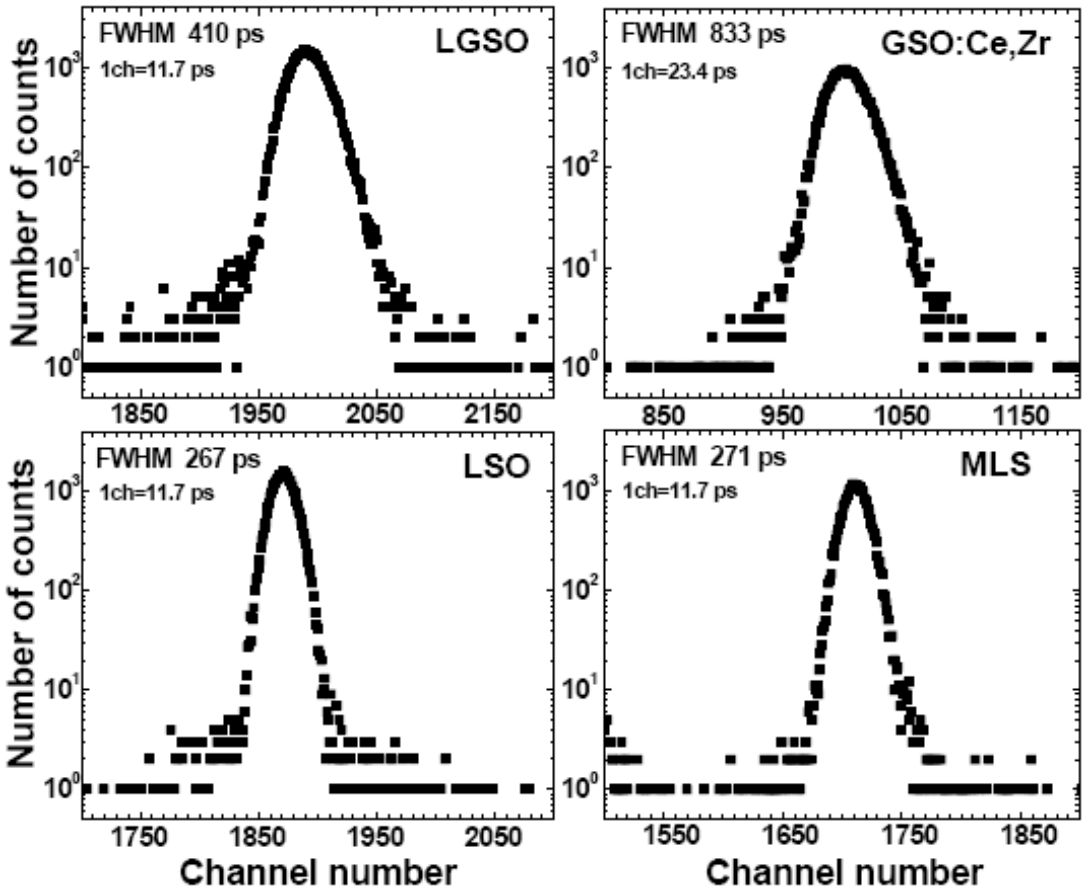
Rysunek 53. Widma kształtu zaniku impulsów świetlnych dla kryształów LSO, $LaBr_3$, GSO i LGSO, zmierzone fotopowielaczem Hamamatsu R5320.

TABELA 12. WARTOŚCI CZASU ZANIKU IMPULSÓW ŚWIETLNYCH BADANYCH KRYSZTAŁÓW, ZMIERZONE FOTOPOWIELACZEM HAMAMATSU R5320.

Kryształ	τ[ns]	I [%]
LSO	44.8±1.6	100
LYSO	48.5±1.7	100
MLS	47.8±1.7	100
GSO:Ce	65.2±2.3	86
	605.8±21.2	14
GSO:Ce,Zr	39.7±1.4	89
	436.6±15.3	11
LGSO	78.6±2.8	59
	209.4±7.3	41
$LaBr_3$	18.4±0.6	97
	248.6±8.7	3
$LaCl_3$	20.4±0.7	76
	138.3±4.8	24

6.1.3. Czasowa zdolność rozdzielcza kryształów scyntylacyjnych

Pomiary czasowej zdolności rozdzielczej kryształów scyntylacyjnych zostały przeprowadzone zgodnie z metodą przedstawioną w Rozdziale 5.2, str. 67. Badane kryształy przyklejone były do fotopowielacza XP 2020Q firmy Photonis. Jako detektora referencyjnego użyto kryształ fluorku baru (BaF_2), w kształcie stożka ze ściętym wierzchołkiem, o wymiarach 25 mm średnicy i 15 mm wysokości. Kryształ ten przyklejony był do fotopowielacza XP20Y0 QDA o czasowej zdolności rozdzielczej wynoszącej 128 ± 4 ps. Wybrane widma czasowej zdolności rozdzielczej, zmierzone fotopowielaczem XP 2020 przedstawione zostały na Rysunku 54, a uzyskane wyniki zgromadzone w Tabeli 13.



Rysunek 54. Wybrane widma czasowej zdolności rozdzielczej, zmierzone fotopowielaczem XP 2020Q.

TABELA 13. WYNIKI CZASOWEJ ZDOLNOŚCI ROZDZIELCZEJ, ZMIERZONE FOTOPOWIELACZEM XP 2020.

Kryształ	Czasowa zdolność rozdzielcza, δt [ps]		Liczba fotoelektronów[b)] [phe/MeV]	δt√N [ps√phe] x 10^3
	Zmierzone	Samego detektora[a)]		
LSO	267±13	234±15	3040±150	12.9±0.5
LYSO	298±15	269±17	2630±130	13.8±0.5
MLS	271±14	239±16	2730±140	12.5±0.5
GSO:Ce	964±48	955±49	1220±60	33.4±1.5
GSO:Ce,Zr	833±42	823±42	1190±60	28.4±1.5
LGSO	410±21	390±22	1600±80	15.5±0.6
$LaBr_3$	193±10	145±13	6100±300	11.3±0.4

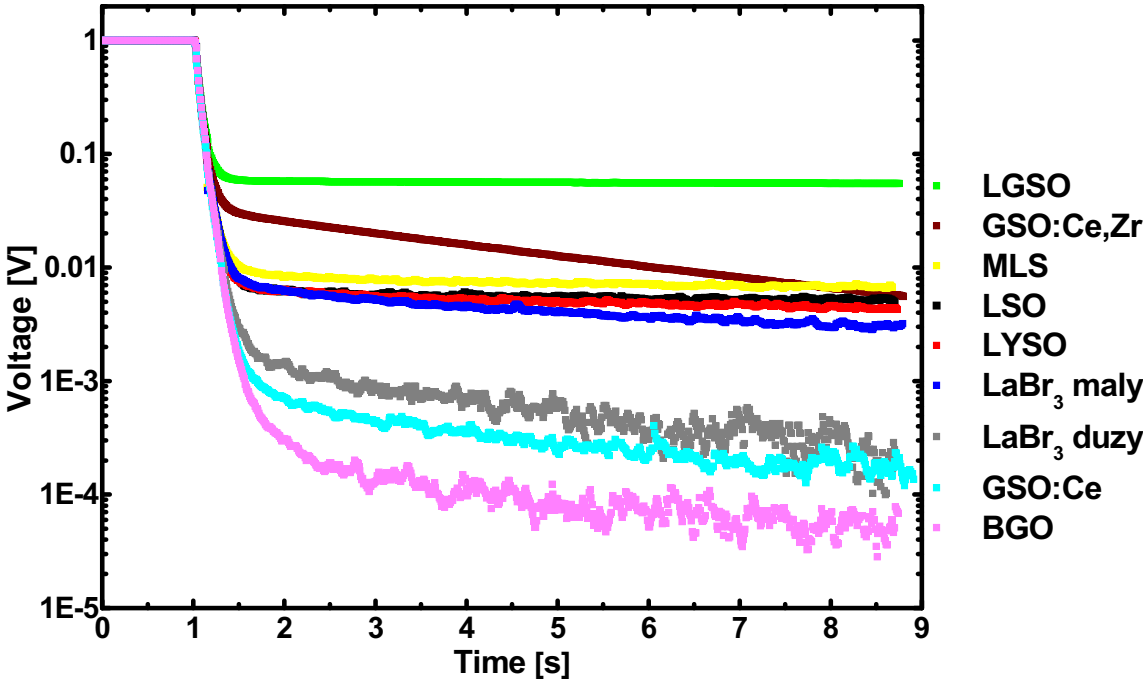
[a)] Czasowa zdolność rozdzielcza skorygowana o wpływ referencyjnego detektora fluorku baru BaF_2 (128 ps),
[b)] Liczba fotoelektronów, phe/MeV , ^{22}Na (511 keV).

Zmierzoną czasową zdolność rozdzielczą, przedstawioną w drugiej kolumnie Tabeli 13, skorygowano o wpływ referencyjnego detektora (128 ps) i przedstawiono w kolumnie trzeciej. W czwartej kolumnie zgromadzono liczbę fotoelektronów zmierzoną dla kwantów anihilacyjnych o energii 511 keV. Ostatnia kolumna przedstawia czasową zdolność rozdzielczą znormalizowaną do liczby fotoelektronów.

Przeprowadzone pomiary potwierdziły bardzo dobre wyniki czasowej zdolności rozdzielczej uzyskane dla kryształu LSO [63][78] i jego modyfikacji, kryształów MLS i LYSO. Ten ostatni charakteryzuje się czasową zdolnością rozdzielczą o 15% większą od kryształu LSO, co jest bezpośrednio skutkiem mniejszego strumienia emitowanego światła, jak również dłuższym czasem zaniku impulsu świetlnego, patrz Tabela 12. Dodatkowo potwierdza to wyższa wartość znormalizowanej do liczby fotoelektronów czasowej zdolności rozdzielczej, przedstawiona w ostatniej kolumnie Tabeli 13. Dla kryształów z grupy GSO, w porównaniu do grupy LSO uzyskane wyniki czasowej zdolności rozdzielczej są dwu-trzykrotnie gorsze. Jest to spowodowane zarówno przez niską ilość emitowanego światła oraz wolniejszy czas narastania jak i zaniku impulsu. O 15% lepszą czasową zdolność rozdzielczą uzyskano dzięki domieszkowaniu kryształów GSO cyrkonem (Zr), w stosunku do czystego kryształu GSO, zgodnie z 40% krótszym czasem zaniku jego impulsu świetlnego, patrz Tabela 12. Niewątpliwie najlepszy wynik z tej grupy kryształów odnotowano dla kryształu LGSO, co jest ewidentnie zasługą jego 50% większej ilości światła jak i szybkiego narastania impulsu, mimo jego wolnego czasu zaniku. Najlepszą zarejestrowaną spośród wszystkich badanych kryształów czasową zdolność rozdzielczą zmierzono dla kryształu $LaBr_3$ (10x10x5 mm^3), nawet lepszą niż podawaną w literaturze dla kryształu $LaBr_3$ (ϕ1”x1”) [77], połączonego ze specjalnie dobranym do pomiarów rozdzielczości czasowych fotopowielaczem XP20D0 z siatką ekranującą na anodzie i charakteryzującego się wysoką wydajnością kwantową. Może to sugerować, że badana próbka bromku lantanu może mieć większe domieszkowanie ceru (Ce), co poprawia czas narastania impulsu a tym samym czasową zdolność rozdzielczą [100].

6.1.4. Fosforescencja - afterglow kryształów scyntylacyjnych

Porównanie fosforescencji, czyli afterglow kryształów, w stosunku do referencyjnego kryształu BGO przeprowadzono w zakresie sekundowym. Pomimo że zakres ten jest znacząco dłuższy niż definiowany w tomografii rentgenowskiej, dawał wyobrażenie jak wygląda afterglow badanych kryształów po 3 sekundach od przerwania naświetlania promieniowaniem X. Pomiary afterglow przeprowadzono zgodnie z metodą przedstawioną w Rozdziale 5.4, str. 71. Kryształy naświetlono przy pomocy silnego źródła promieniowania gamma, ameryku (^{241}Am), (13.9 GBq), a samo naświetlanie każdego kryształu z osobna, trwało 300 sekund. Przykładowe krzywe zaniku, prezentujące wyniki pomiarów afterglow dla wybranych kryształów, zostały zebrane i przedstawione na Rysunku 55. Poziom napięcia w trakcie naświetlania kryształów znormalizowano do wartości 1 V. Umożliwiło to uniezależnienie się od różnej emitowanej z kryształów ilości światła oraz różnej przyjętej dawki promieniowania, zależnie od dokładności położenia kryształów względem źródła ameryku. Od widma afterglow został odjęty wpływ tła, które to odpowiada napięciu na anodzie fotopowielacza, zmierzonemu przed naświetleniem kryształu i spowodowane przez prądy ciemne detektora. Kryształy zostały przyklejone do fotopowielacza na 24 godziny przed pomiarem tak by ich fosforescencja wywołana światłem dziennym, podczas mocowania kryształu z fotopowielaczem, została wygaszona.



Rysunku 55. Widma pomiarów afterglow dla wybranych kryształów, naświetlanych przez 300 sekund przy pomocy silnego źródła promieniowania X, ameryku (^{241}Am), (13.9 GBq).

Najniższy obserwowalny poziom afterglow zaobserwowano dla kryształu BGO, którego w dalszym etapie porównania kryształów użyto jako kryształu referencyjnego. Dla kryształów CWO (nieumieszczonego na Rysunku 55), GSO:Ce oraz $LaBr_3$ o wymiarach ϕ25x25 mm^3 uzyskano porównywalne wyniki pomiarów. Ten ostatni kryształ został dodatkowo dodany do listy badanych kryształów ze względu na niespodziewanie wysoki wynik pomiaru afterglow zmierzony dla kryształu $LaBr_3$ o rozmiarach 10x10x5 mm^3. W wyniku tego porównania zaobserwowano ponad siedmiokrotnie niższy poziom afterglow dla kryształu o większych rozmiarach ϕ25x25 mm^3, w stosunku do mniejszego kryształu o rozmiarach 10x10x5 mm^3. Grupa kryształów LSO charakteryzuje się podobnymi wartościami afterglow ponad, 50 razy wyższym niż w przypadku kryształu BGO. Najwyższy poziom fosforescencji zaobserwowano dla kryształu LGSO jak i kryształu GSO:Ce,Zr, ponad 100 krotnie wyższy niż dla BGO.

Wyjątkowo wysoki poziom afterglow kryształów LGSO i GSO:Ce,Zr firmy Hitachi, nowo wprowadzonych do komercyjnej sprzedaży, sugeruje, że producent powinien dołożyć dodatkowych starań w celu poprawy ich jakości. W przeciwnym razie ten niezwykle istoty parametr z punktu widzenia zastosowania tychże kryształów w tomografii opartej o wspólny detektor do tomografii pozytonowo rentgenowskiej, całkowicie eliminuje możliwość ich zastosowania. Konkluzja ta w równej mierze dotyczy kryształów $LaBr_3$ firmy Saint-Gobain, dla których to, dla dwóch zmierzonych kryształów zaobserwowano różnicę w poziomie intensywności afterglow o prawie rząd wielkości. Przyszła poprawa jakości tych kryształów wydaje się szczególnie ważna, ponieważ, kryształ $LaBr_3$ wydaje się być najlepszym kandydatem do zastosowania jako wspólny detektor do tomografii PET/CT.

Wyniki pomiarów afterglow, uzyskane po 3 sekundach od zaprzestania naświetlania zostały zebrane w Tabeli 14. Należy ponownie podkreślić, że wyniki te uzyskane są po czasie 1000 krotnie dłuższym niż wymagany jest dla detektorów CT, gdzie, afterglow definiowany jest jako część światła scyntylacyjnego, które pozostaje po 3 milisekundach od przerwania

naświetlania promieniowaniem X. Przeprowadzony pomiar nie spełniał tego warunku, jednakże umożliwia w pomiarze przeprowadzonym w takich samych warunkach i przy zachowaniu tych samych czasów naświetlania i wyświecania, porównanie właściwości kryształów z punktu widzenia ich fosforescencji.

TABELA 14. WYNIKI POMIARÓW AFTERGLOW, UZYSKANE PO 3 SEKUNDACH OD ZAPRZESTANIA NAŚWIETLANIA.

Kryształ	V_0	V po 3s	Afterglow [%]
LSO	9.99E-01	5.85E-03	0.59±0.12
LYSO	9.99E-01	5.19E-03	0.52±0.12
MLS	9.99E-01	7.46E-03	0.75±0.15
GSO:Ce	9.99E-01	3.44E-04	0.03±0.01
GSO:Ce,Zr	1.00E+00	1.59E-02	1.59±0.32
LGSO	9.99E-01	5.64E-02	5.64±1.13
$LaBr_3$ 10x10x5 mm^3	9.99E-01	4.64E-03	0.46±0.09
$LaBr_3$ ϕ25x25 mm^3	9.97E-01	6.40E-04	0.06±0.02
BGO	9.99E-01	1.13E-04	0.010±0.003
CWO	1.00E+00	3.83E-04	0.04±0.01

Na podstawie uzyskanych wyników można wstępnie wyróżnić kryształy GSO:Ce i $LaBr_3$ i zaproponować je jako możliwych kandydatów do tomografii pozytonowo rentgenowskiej opartej o wspólny detektor. Jednak do ostatecznego rozstrzygnięcia i wskazania właściwego kryształu scyntylacyjnego potrzebne jest przeprowadzenie pomiarów afterglow zgodnego z definicją pojęcia. Jak na razie jedynie kryształ BGO wykazuje racjonalny kompromis pomiędzy wymaganiami tomografii pozytonowo emisyjnej a tomografią rentgenowską.

6.1.5. Wnioski z pracy Porównanie kryształów scyntylacyjnych do detektorów PET/CT

Przeprowadzone porównanie kryształów scyntylacyjnych potwierdziło właściwości, które kwalifikują większość zbadanych scyntylatorów jako detektory do tomografii pozytonowej. Kryształy LSO podobne, czyli LSO, MLS i LYSO wydają się w tym zastosowaniu najlepszym rozwiązaniem, dzięki ich wysokiej wydajności detekcji związanej z dużą gęstością, krótkim czasom zaniku impulsów świetlnych jak i wysokiej emitowanej ilości światła. W zastosowaniu do tomografii rentgenowskie kryształy te nie spełniają podstawowego warunku o niskim poziomie afterglow, co wyklucza ich użycie w prądowym trybie pracy tomografu CT.

Wyniki uzyskane dla kryształów z grupy GSO to jest GSO:Ce, GSO:Ce,Zr i LGSO wykazują możliwość użycia tych scyntylatorów w tomografii PET, mino mniejszej ilości emitowanego światła, w porównaniu do grupy kryształów LSO. Analogicznie jednak, z wyłączeniem GSO:Ce, wysoki afterglow uniemożliwia ich zastosowanie w tomografii rentgenowskiej.

Podsumowując przeprowadzone badania, w oparciu o referencyjny kryształ BGO, jedynie kryształy GSO:Ce a zwłaszcza $LaBr_3$ spełniają warunki obydwu rodzajów tomografii i tym

samym można rozważać ich zastosowanie jako wspólnego detektora do tomografii PET/CT. Główną zaletą GSO:Ce jest jego niski afterglow, jedynie 3 razy wyższy niż dla BGO i porównywalny z CWO, patrz Tabela 14. Najbardziej obiecującym kryształem jest $LaBr_3$, pomimo iż jego intensywność fosforescencji jest kila razy wyższa od tej obserwowanej dla BGO. Ponadto obserwowana jest różna jej wartość w zależności od rozmiarów badanej próbki. Sugeruje to, iż technologia produkcji tychże kryształu jest wciąż w fazie rozwoju i wymaga dalszego udoskonalania, tak by produkowane kryształy cechowała wysoka i powtarzalna jakość. Największą zaletą kryształu bromku lantanu jest niezwykle wysoka emitowana ilość światła, nieomalże proporcjonalny charakter odpowiedzi emitowanego z kryształu światła niezależnie od energii cząstek gamma tę emisję wywołujących oraz wyśmienita energetyczna zdolność rozdzielcza. Właściwości te w naturalny sposób sugerują zastosowanie fotodiod lawinowych do odczytu emitowanego z tych kryształów światła. Można sobie wyobrazić, że przyszły PET/CT detektor będzie oparty o układ pikselowych scyntylatorów bezpośrednio przyklejonych do odpowiadających im rozmiarem fotodiod lawinowych, co niewątpliwie wymagało będzie technologicznego wysiłku głównie ze strony producenta, ze względu na silną higroskopijność bromku lantanu, $LaBr_3$.

6.2. W poszukiwaniu wspólnego detektora do tomografii PET/CT

Pomimo że standardowe tomografy rentgenowskie pracują w trybie prądowym, prowadzone są prace, które poprzez zastosowanie trybu zliczeniowego, mają na calu połączenie obydwu istniejących metod tomograficznego obrazowania, to jest pozytonowo emisyjnego z rentgenowskim [7][8]. Podstawowym ograniczeniem w tym podejściu jest ograniczony zakres dynamiczny mierzonego sygnału. Realistycznie by móc wydajnie rejestrować strumień promieni X z lampy rentgenowskiej potrzebny jest zakres dynamiczny liczenia poszczególnych pojedynczych fotoelektronów na poziomie $10^7/10^9$ zliczeń na sekundę [8]. Jednakże ten ostatni jest mało realny ze względu na stosunkowo długi czas zaniku impulsów świetlnych ze scyntylatorów, typowo 20-40 ns.

Kolejne podejście do zagadnienia łączenia trybów pracy w tomografii rentgenowskiej, ma na celu znaczne ograniczenie dawki promieniowania, na jaką narażony jest pacjent [12]. Przedstawiony pomysł zakłada zastosowanie, trybu zliczeniowego w przypadku niskich dawek promieniowania X, natomiast dla wyższych dawek proponuje się zastosowanie klasycznego trybu prądowego. Takie podejście wydaje się idealnie pasować w zastosowaniu do wspólnego detektora PET/CT. Dlatego też w Zakładzie Detektorów i Elektroniki Jądrowej, Instytutu Problemów Jądrowych w Świerku, zostały podjęty prace mające na celu zbudowanie i przetestowanie układu pomiarowego, dzięki któremu można by jednocześnie w dwóch trybach pracy, prądowym i zliczeniowym, rejestrować promieniowanie X.

Przeprowadzone porównanie kryształów scyntylacyjnych do detektorów PET/CT zaowocowało zastosowaniem układu scyntylatorów bezpośrednio przyklejonych do odpowiadających im rozmiarem fotodiod lawinowych. W pracy „W poszukiwaniu wspólnego detektora do tomografii PET/CT" [II], w badaniach przeprowadzonych w tych samych warunkach eksperymentalnych zmierzono i scharakteryzowano właściwości układu fotodiody lawinowej S8664 – 55 APD firmy Hamamatsu o powierzchni czynnej 5x5 mm^2 połączonej z kryształami: $LaBr_3$ ($LaBr_3$:Ce) o rozmiarze 4x4x30 mm^3 oraz LSO (Lu_2SiO_5:Ce) i LYSO ($Lu_{0,6}Y_{1,4}SiO_{0,5}$:Ce) o rozmiarach 4x4x20 mm^3. Tabela 15 przedstawia główne właściwości badanych kryształów, a parametry fotodiody lawinowej Hamamatsu S8664 – 55 APD zebrano w Tabeli 16.

TABELA 15. GŁÓWNE WŁAŚCIWOŚCI BADANYCH KRYSZTAŁÓW.

	LSO	LYSO	$LaBr_3$
Ilość światła [ph/MeV]	31000	32000	65000
Pik emisji [nm]	420	420	360
Czas zaniku [ns]	40 – 47	41	15
Wsp. załamania	1.82	1.81	1.9
Gęstość [g/cm^3]	7.4	7.1	5.29
Rozmiar [mm]	4×4×20	4×4×20	4×4×30
Producent	CTI	St-Gobain	St-Gobain
Ref.	[33][85]	[101]	[94][95]

TABELA 16. PARAMETRY FOTODIODY LAWINOWEJ HAMAMATSU S8664 – 55 APD.

Producent	Hamamatsu
Typ	S8664 - 55
Powierzchnia czynna	5×5 mm^2
Okno	żywica
Wydajność kwantowa	70% dla 420 nm
Wzmocnienie	100 dla 376.6 V
Prąd ciemny	10 nA
Pojemność	80 pF

Badania obejmowały:

- testy detektorów w obydwu trybach pracy: prądowym (CT) i impulsowym (PET),
- scharakteryzowanie detektora w impulsowym trybie CT, poprzez wyznaczenie zależności liczby zliczeń w stosunku do średniego prądu na wyjściu fotodiody, w detekcji promieniowania X,

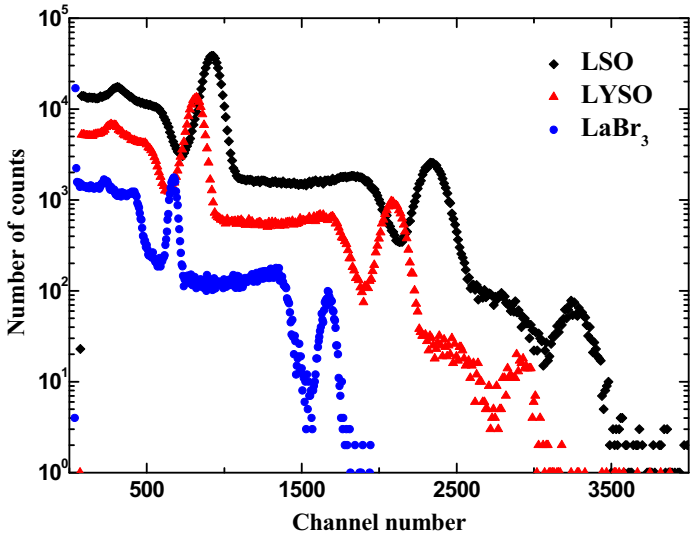
Ponadto standardowe pomiary spektrometryczne:

- ilości światła emitowanej z kryształu w wyniku oddziaływania kwantów promieniowania gamma o różnych energiach wewnątrz kryształu,
- energetycznej, wewnętrznej i czasowej zdolności rozdzielczej badanych kryształów,
- nieproporcjonalnej odpowiedzi kryształu na skutek oddziaływania kwantów promieniowania gamma o różnych energiach,
- czasu zaniku impulsów świetlnych emitowanych z kryształów,

Kryształy LSO i LYSO owinięto taśmą teflonową, natomiast higroskopijny kryształ $LaBr_3$, producent dostarczył w szczelnym aluminiowym opakowaniu z kwarcowym oknem z frontu.

6.2.1. Pomiary spektroskopowe

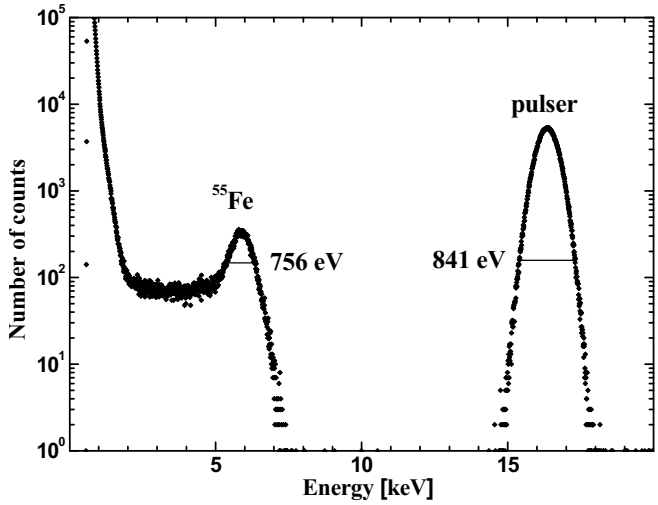
Zgodnie z metodą pomiarową przedstawioną w Rozdziale 5.1, str. 60, w pomiarach spektrometrycznych sygnał z fotodiody lawinowej zbierany był przez przedwzmacniacz czuły na ładunek, typu Catsa, a następnie wzmacniany przez wzmacniacz spektrometryczny ORTEC 672 pracujący ze stałą kształtowania impulsu 3 μs. Widma energetyczne promieniowania gamma były rejestrowane w wielokanałowym analizatorze amplitudy Tukan 8K oraz zbierane w pamięci komputera PC.
Pomiary przeprowadzono przy wzmocnieniu diody równym 100, optymalnie dobranym na potrzeby spektroskopii gamma. Przykładowe widma energetyczne uzyskane fotodiodą lawinową Hamamatsu S8664 – 55 APD dla źródła sodu ^{22}Na, dla kryształów $LaBr_3$, LSO i LYSO przedstawiono na Rysunku 56.



Rysunki 56. Widma energetyczne uzyskane fotodiodą lawinową Hamamatsu S8664 – 55 APD dla źródła sodu ^{22}Na, dla kryształów $LaBr_3$, LSO i LYSO.

6.2.1.1. Liczba par electron-dziura rejestrowane fotodiodą APD

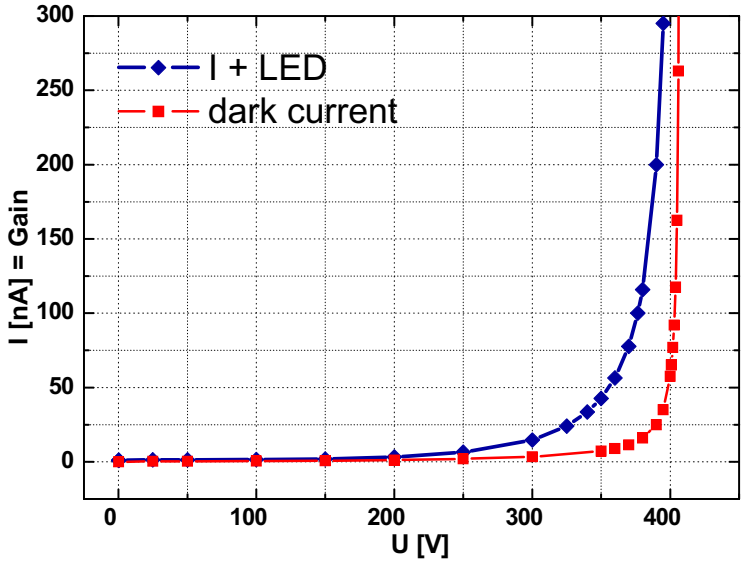
Liczbę par electron-dziura zmierzono poprzez porównanie położenia scyntylacyjnego piku pełnej energii z pikiem pochodzącym ze źródła promieniowania X z żelaza ^{55}Fe o energii 5.9 keV, zmierzonym bezpośrednio na diodzie APD. Rysunek 57 przedstawia przykładowe widmo energetyczne piku promieniowania X o energii 5.9 keV ze źródła żelaza ^{55}Fe zmierzone fotodiodą Hamamatsu S8664 – 55. Wpływ ciemnych szumów układu przedwzmacniacz – fotodioda, zmierzony został generatorem Ortec 419 (Precision Pulse Generator), metodą scharakteryzowaną bliżej w Rozdziale 4.2, str. 56, i wyniósł 99 rms (root mean square) par elektron-dziura przy wzmocnieniu fotodiody równym 200.



Rysunek 57. Widmo energetyczne piku promieniowania X o energii 5.9 keV ze źródła żelaza ^{55}Fe wraz z pikiem pochodzącym z pulsara LED o długości fali 560nm, zmierzone fotodiodą Hamamatsu S8664 – 55.

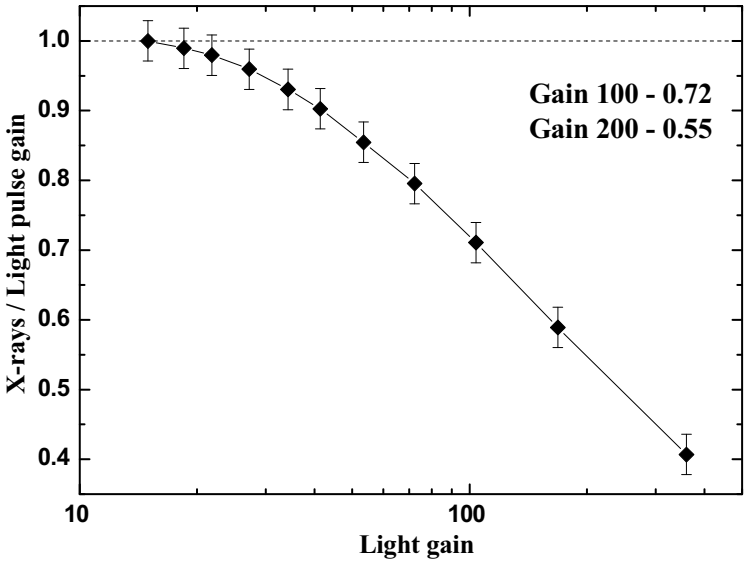
Znajomość charakterystyki wzmocnienia jest niezbędna do określenia liczby par elektron-dziura przy detekcji światła scyntylacyjnego. Rysunek 58 przedstawia typową

charakterystykę wzmocnienia oraz jej prąd ciemny w funkcji napięcia zasilania diody Hamamatsu S8664-55, o powierzchni czynnej 5x5 mm^2.



Rysunek 58. Charakterystyka wzmocnienia oraz prąd ciemny w funkcji napięcia zasilania diody Hamamatsu S8664-55, o powierzchni czynnej 5x5 mm^2.

W celu uzyskania prawdziwej liczby par elektron-dziura, zmierzoną wartość należy poprawić o zmniejszone wzmocnienie diody APD dla promieniowania X w stosunku do wzmocnienia diody rejestrowanego dla impulsów świetlnych. Odpowiadającą temu zjawisku charakterystykę fotodiody Hamamatsu S8664 – 55 przedstawia Rysunek 59. Dla wzmocnienia diody 100 stosunek wzmocnienia promieni X do wzmocnienia impulsów świetlnych, zgodnie z Ref. [71] wynosi 70%.



Rysunek 59. Stosunek wzmocnienia fotodiody Hamamatsu S8664 – 55 dla promieniowania X w porównaniu do wzmocnienia rejestrowanego dla impulsów świetlnych.

Wyniki pomiarów, obliczone zgodnie ze wzorami przedstawionymi w Rozdziale 3.3, str. 46, podsumowujące możliwości detektorów w spektrometrii gamma zebrano i przedstawiono w Tabeli 17.

TABELA 17. WYNIKI POMIARÓW SPEKTROMETRII GAMMA UZYSKANE Z FOTODIODĄ LAWINOWĄ HAMAMATSU S8664 – 55.

Kryształ	Rozmiar [mm³]	$N_{e\text{-}h}$ [a)]
LSO	4×4×20	15400±800
LYSO	4×4×20	13600±700
$LaBr_3$	4×4×30	11200±600

[a)] Liczba par elektron-dziura, e-h/MeV, ^{22}Na (511keV).

W trzeciej kolumnie Tabeli 17 podano liczbę par elektron-dziura zmierzoną dla badanych kryształów. Warto zwrócić uwagę na niższą względem kryształów LSO i LYSO liczbę par elektron-dziura uzyskaną dla kryształu $LaBr_3$, mimo jego znacznie wyższej emitowanej ilości światła, patrz Tabela 15. Wynik ten potwierdza zaobserwowaną wcześniej zmniejszoną wydajność kwantową fotodiod lawinowych firmy Hamamatsu dla krótszych długości fali, rzędu 360nm [71]. W celu potwierdzenia tej obserwacji przeprowadzono analogiczne pomiary spektrometryczne w oparciu o fotopowielacz XP2020 firmy Photonis o czułości fotokatody 10.1 μA/lmF [61]. Sygnał anodowy z fotopowielacza poprzez przedwzmacniacz firmy Ortec 113 i wzmacniacz spektrometryczny Tennelec TC244, pracujący ze stałą kształtowania impulsu 3 μs, oraz analizator wielokanałowy Tukan 8K rejestrowany był na komputerze. Tabela 18 podsumowuje wyniki uzyskane za pomocą fotopowielacza XP2020 dla źródła sodu ^{22}Na o energii 511 keV.

TABELA 18.WYNIKI POMIARÓW SPEKTROMETRII GAMMA UZYSKANE Z FOTOPOWIELACZEM XP2020[a)]

Kryształ	Rozmiar [mm³]	N_{phe} [b)]
LSO	4×4×20	4080±200
LYSO	4×4×20	4160±200
$LaBr_3$	4×4×30	8400±400

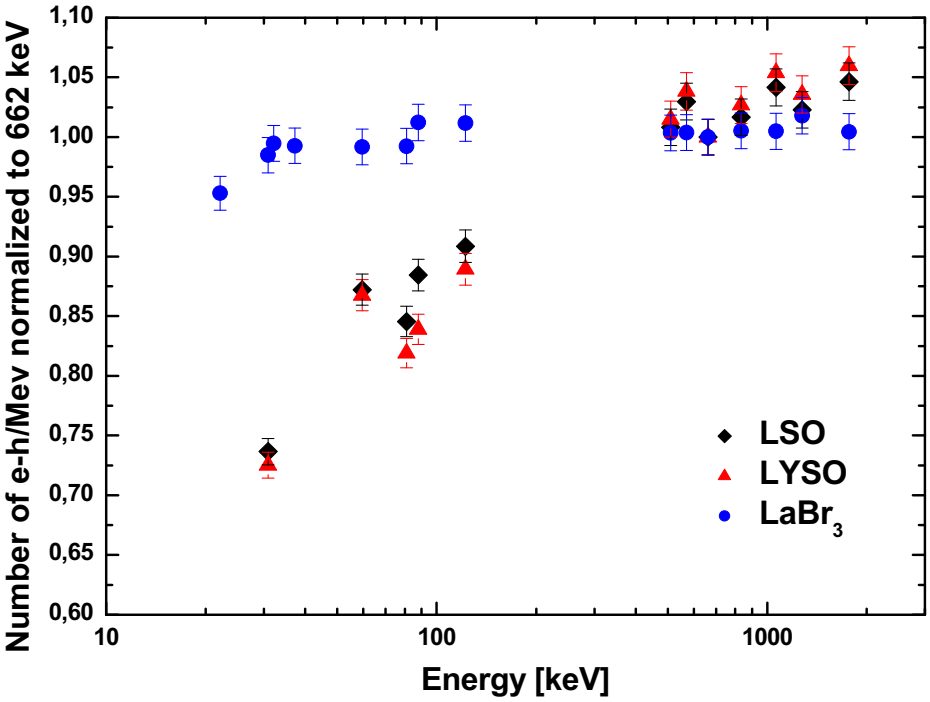
a) Czułość fotokatody (blue sensitivity) 10.1 μA/lmF,
b) Liczba par elektron-dziura, e-h/MeV, ^{22}Na (511keV).

Zgodnie z oczekiwaniami i z podaną w Tabeli 15 ilością emitowanego z kryształów światła, otrzymane w pomiarach z fotopowielaczem wyniki wskazują, że liczba fotoelektronów dla kryształu $LaBr_3$ jest dwukrotnie wyższa niż dla kryształów LSO i LYSO. Potwierdza to, że liczba par elektron-dziura zmierzona z fotodiodą lawinową dla kryształu $LaBr_3$ powinna być znacząco wyższa gdyby nie ograniczona wydajność kwantowa detektora [71].

6.2.1.2. Nieproporcjonalność emitowanego z kryształów światła.

W pomiarach używano źródeł promieniotwórczych o energii z zakresu od 16.6 keV, ze źródła molibdenu (^{93}Mo) aż do energii 1770.2 keV, ze źródła bizmutu (^{207}Bi). Zbierane widma energetyczne posłużyły do przedstawienia wykresu tzw. nieproporcjonalności światła w

funkcji energii kwantów gamma [Rozdział 3.3, str. 48 oraz Rozdział 5.1, str. 63]. Rysunek 60 przedstawia widma nieproporcjonalności emitowanego z kryształów światła, zmierzone fotodiodą lawinową Hamamatsu S8664 – 55.

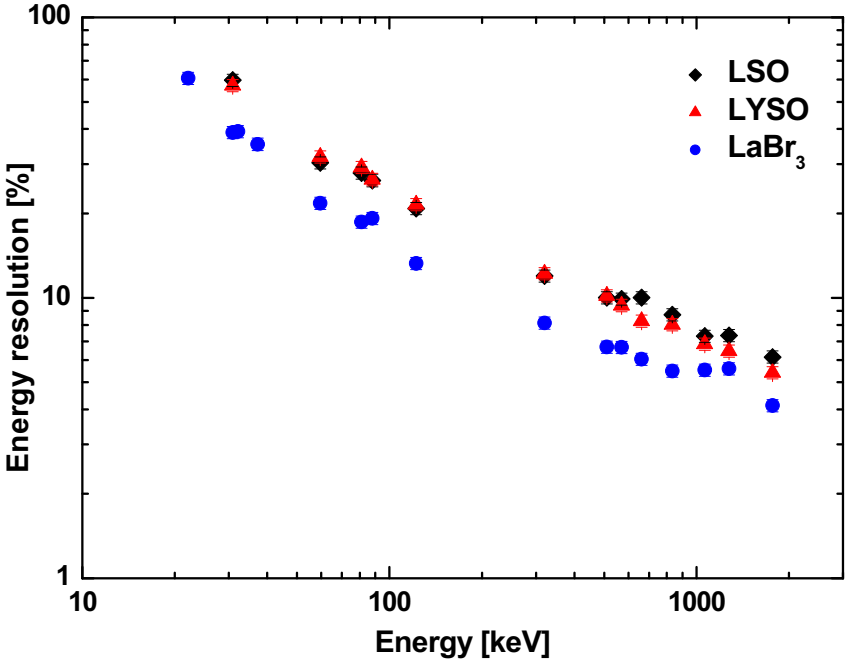


Rysunek 60. Widma nieproporcjonalności emitowanego z kryształów światła, zmierzone fotodiodą lawinową Hamamatsu S8664 – 55.

Jak zaobserwowano w pracy „Porównanie kryształów scyntylacyjnych do detektorów PET/CT" [1], kryształy LSO i LYSO prezentują podobny charakter zachowania krzywych nieproporcjonalności, z silnym spadkiem ilości emitowanego światła dla niskich energii z zakresu poniżej 100 keV. Natomiast kryształy bromku lantanu prezentują nieomalże proporcjonalny charakter odpowiedzi emitowanego z kryształu światła niezależnie od energii cząstek gamma tę emisję wywołujących. Potwierdza to ich cenne właściwości w zastosowaniu do spektrometrycznych detektorów promieniowania gamma.

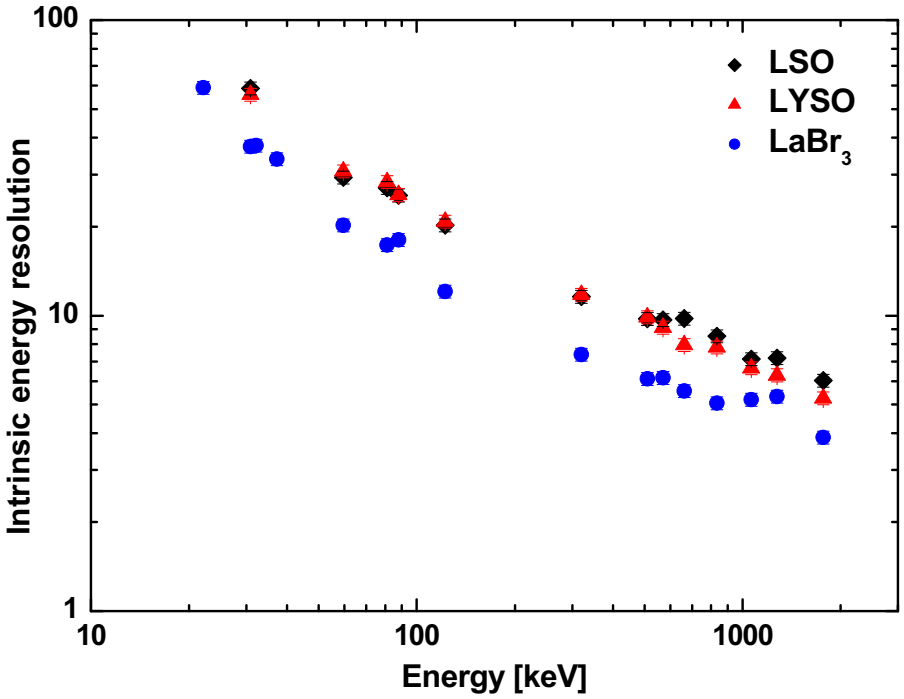
6.2.1.3. Energetyczna i wewnętrzna zdolność rozdzielcza kryształów

Zależność energetycznej zdolności rozdzielczej w funkcji energii kwantów gamma, zmierzone fotodiodą lawinową Hamamatsu S8664 – 55, zgromadzono na Rysunku 61. Charakter prezentowanych krzywych w podwójnie logarytmicznej skali jest liniowy. Zgodnie z oczekiwaniami najlepsze wyniki odnotowano dla kryształu $LaBr_3$, co zapewnia mu jego wysoka ilość emitowanego światła i nieomalże proporcjonalny charakter odpowiedzi emitowanego z kryształu światła w funkcji energii cząstek tę emisję wywołujących. Kryształy LSO i LYSO prezentują w granicach błędu ten sam charakter i wynik energetycznej zdolności rozdzielczej. Ponadto odnotowano, że energetyczna zdolność rozdzielcza, dla piku 511 keV, zmierzona fotodiodą lawinową APD przy wzmocnieniu 200, wybranym do pracy w trybie CT, była porównywalna a nawet lepsza niż ta zmierzona przy wzmocnieniu 100.



Rysunek 61. Widma energetycznej zdolności rozdzielczej w funkcji energii kwantów gamma, zmierzone fotodiodą lawinową Hamamatsu S8664 – 55.

Zależność wewnętrznej zdolności rozdzielczej kryształów, zmierzonej fotodiodą lawinową Hamamatsu S8664 – 55, ilustruje Rysunek 62. Spośród kryształów rozważanych w użyciu jako wspólny detektor do tomografii PET/CT, ponownie kryształ bromku lantanu, $LaBr_3$, prezentuje najlepsze wyniki.



Rysunek 62. Widma wewnętrznej zdolności rozdzielczej w funkcji energii kwantów gamma, zmierzone fotodiodą lawinową Hamamatsu S8664 – 55.

Zgodnie ze wzorami i teorią przybliżoną w Rozdziale 3.4, str. 48, w Tabeli 19 zgromadzono wyniki energetycznej i wewnętrznej zdolności rozdzielczej, zmierzone fotodiodą lawinową Hamamatsu S8664 – 55 dla źródła sodu ^{22}Na o energii 511 keV, natomiast w Tabeli 20 zgromadzono analogiczne wyniki zmierzone fotopowielaczem XP 2020.

TABELA 19. WYNIKI ENERGETYCZNEJ I WEWNĘTRZNEJ ZDOLNOŚCI ROZDZIELCZEJ, ZMIERZONE FOTODIODĄ LAWINOWĄ HAMAMATSU S8664 – 55.

Kryształ	Rozmiar [mm³]	$\Delta E/E$[a)]	δ_{sc}[b)]	$N_{e\text{-}h}$[c)]
LSO	4×4×20	11.9±0.5	10,9±1	7900±400
LYSO	4×4×20	13.2 ±0.5	12,1±1	7000±700
$LaBr_3$	4×4×30	7.8±0.3	5.0±0.5	5700±600

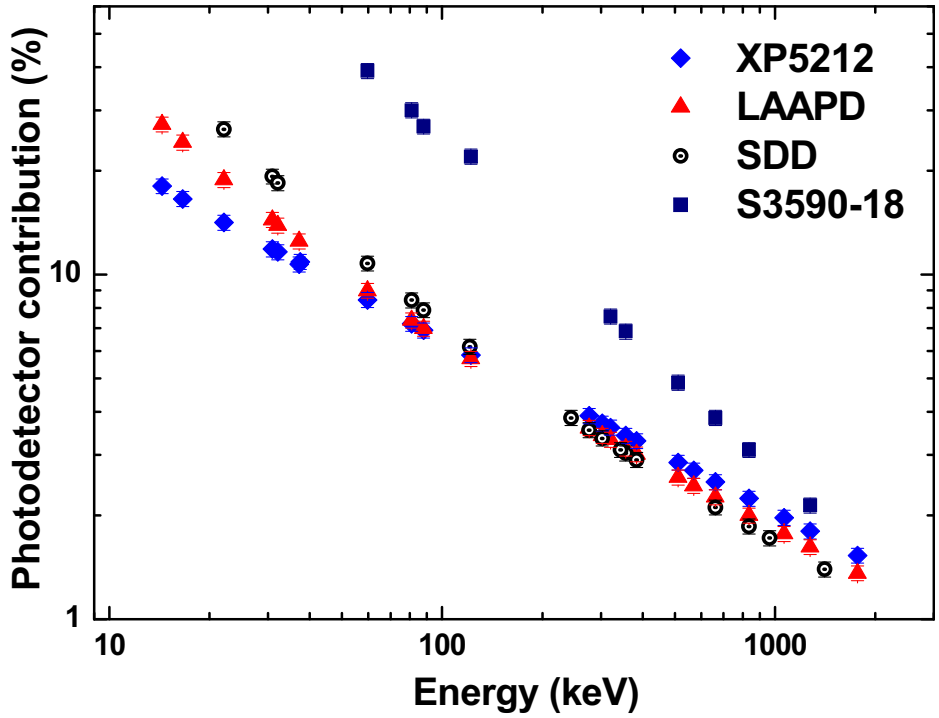
[a)] Energetyczna zdolność rozdzielcza, %, ^{22}Na (511keV),
[b)] Wewnętrzna zdolność rozdzielcza, %, ^{22}Na (511keV),
[c)] Liczba par elektron-dziura dla ^{22}Na (511keV).

TABELA 20. WYNIKI ENERGETYCZNEJ I WEWNĘTRZNEJ ZDOLNOŚCI ROZDZIELCZEJ, ZMIERZONE FOTOPOWIELACZEM XP2020[a)]

Kryształ	Rozmiar [mm³]	$\Delta E/E$[b)]	δ_{sc}[c)]	N_{phe}[d)]
LSO	4×4×20	9.5±0.4	7.8±0.6	4080±200
LYSO	4×4×20	9.8 ±0.4	8.2 ±0.6	4160±200
$LaBr_3$	4×4×30	4.4±0.2	2.3±0.1	8400±400

[a)] Czułość fotokatody (blue sensitivity) 10.1 μA/lmF,
[b)] Energetyczna zdolność rozdzielcza, %, ^{22}Na (511keV),
[c)] Wewnętrzna zdolność rozdzielcza, %, ^{22}Na (511keV),
[d)] Liczba fotoelektronów dla ^{22}Na (511keV).

Jak widać zarówno energetyczna jak i wewnętrzna zdolność rozdzielacza zmierzona przy pomocy fotopowielacza jest miedzy 30 a 50% lepsza w porównaniu z analogicznie zmierzoną przy pomocy fotodiody lawinowej. Wyjątek stanowi dwu krotnie lepszy wynik wewnętrznej zdolności rozdzielczej zmierzony dla kryształu bromku lantanu. Potwierdza to obserwacje prezentowane w pracy [102], której konkluzją jest, że główny wpływ na energetyczną zdolność rozdzielczą ma wpływ tzw. wkładu statystycznego fotodetektora jak i jego szumy reprezentowane przez prąd ciemny. Ilustrację wpływu fotodetektora na energetyczną zdolność rozdzielczą przedstawia Rysunek 63 [102]. Wynika z niego, że dla niskich energii bezkonkurencyjny jest fotopowielacz ze względu na fakt, iż wkład fotodetektora opisany jest tu jedynie przez wkład statystyczny fotopowielacza. Porównując fotodetektory krzemowe dla niskich energii, ze wzgląd na niski wkład szumów oraz wysoką liczbę generowanych par elektron-dziura fotodiody lawinowe prezentują się lepiej niż krzemowe detektory dryftowe (SDD). Dla wyższych energii dzięki mniejszemu wkładowi statystycznemu lepiej wypada SDD. Natomiast w przypadku fotodiody S3590-18 (PD) wkład prądów ciemnych jest dominujący i dlatego ten fotodetektor w testach porównawczych wypada najgorzej. Przeprowadzone porównanie fotodetektorów dowodzi, że właściwe zdefiniowanie potrzeb i warunków pracy detektora jest kluczowe w celu dobrania optymalnie najlepszego z nich.



XP5212 – fotopowielacz firmy Photonis,
LAAPD – fotodioda lawinowa firmy Advanced Photonis,
SDD – krzemowy detektor dryfowy (silicon drift detector),
S3590-18 – fotodioda firmy Hamamatsu (PD).

Rysunek 63. Wpływ fotodetektora na energetyczną zdolność rozdzielczą [102].

W celu uzyskania możliwie jak najlepszej energetycznej zdolności rozdzielczej, należy szczególnie uwzględnić:

- wydajność kwantową fotodetektora, w celu zredukowania wkładu statystycznego do energetycznej zdolności rozdzielczej. Pod tym względem bezkonkurencyjne są fotodiody krzemowe.

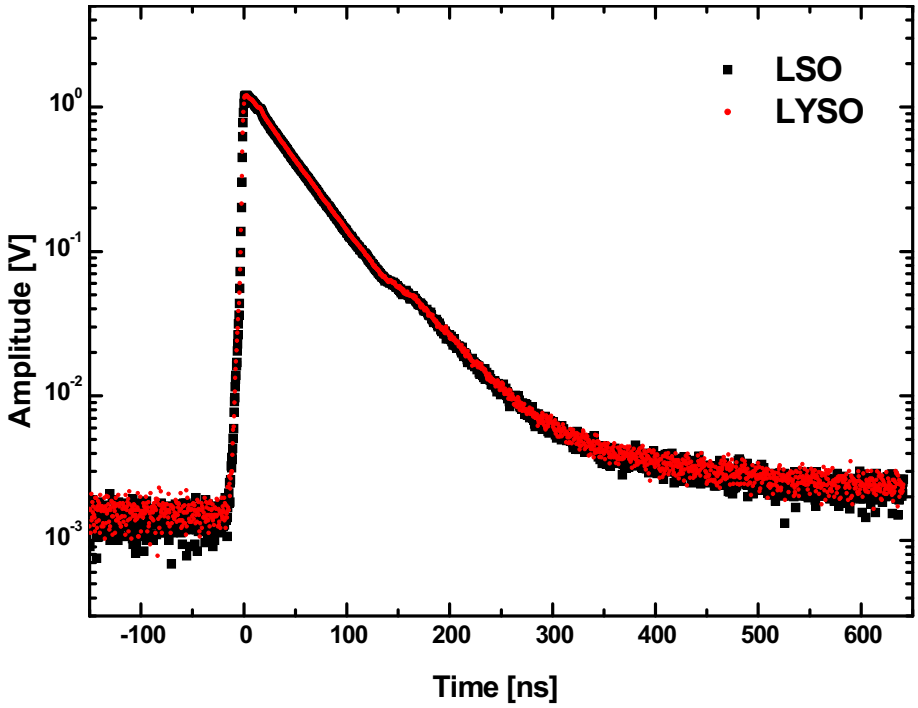
- dokładność statystyczną fotodetektora krzemowego. W celu uniknięcia niekorzystnego wpływu fluktuacji wzmocnienia, powinien być zastosowany detektor o niskim wzmocnieniu. W tym przypadku preferowane jest zastosowanie SDD lub fotodiody PD.

- niski szum ciemny fotodetektora krzemowego, który zmniejsza się wraz ze wzrostem wzmocnienia i ze spadkiem pojemności elektrycznej. Jedynie fotopowielacz nie jest obciążony wpływem szumów ciemnych.

6.2.2. Kształt i czas zaniku impulsów świetlnych z kryształów

Pomiary czasu i kształtu zaniku impulsów świetlnych przeprowadzono zgodnie z metodą przedstawioną w Rozdziale 5.3, str. 70 oraz analogicznie do pomiarów prezentowanych w Rozdziale 6.1.2, str. 81. Układ pomiarowy składał się z oscyloskopu Tektronix typ

TDS5104B oraz szybkiego fotopowielacza firmy Hamamatsu R5320, charakteryzującego się szerokością połówkową mierzonego pojedynczego fotoelektronu rzędy 750 ps. Detektor oświetlany był promieniowaniem gamma o energii 662 keV ze źródła cezu ^{137}Cs. Porównanie przykładowych widm kształtu zaniku impulsów świetlnych dla pikselowych kryształów LSO oraz LYSO zmierzone fotopowielaczem Hamamatsu R5320, przedstawia Rysunek 64.



Rysunek 64. Widma kształtu zaniku impulsów świetlnych dla pikselowych kryształów LSO i LYSO zmierzone fotopowielaczem Hamamatsu R5320.

W celu porównania wartości czasu zaniku, badane krzywe, z uwzględnieniem liniowego tła, zostały dopasowane funkcją podwójnego eksponencjalnego zaniku i zgromadzone w Tabeli 21. Uzyskane wartości w pełni potwierdzają wyniki otrzymane w Rozdziale 6.1.2, str. 81.

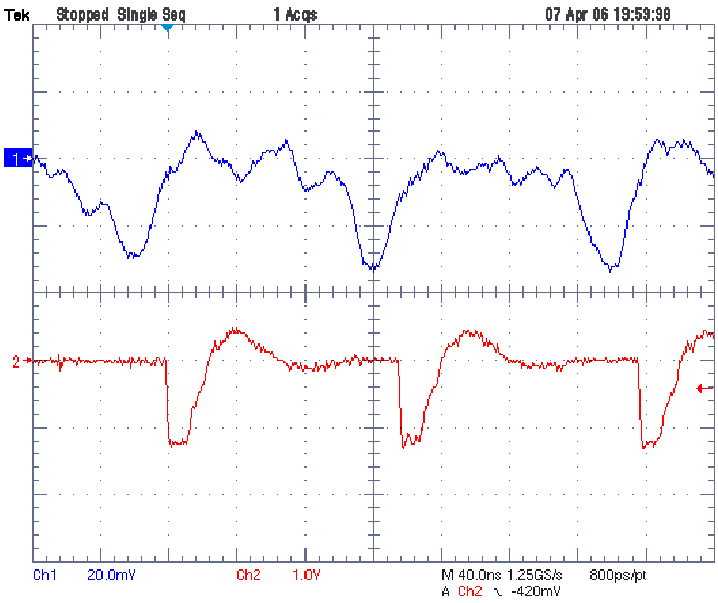
TABELA 21. WARTOŚCI CZASU ZANIKU IMPULSÓW ŚWIETLNYCH PIKSELOWYCH KRYSZTAŁÓW, ZMIERZONE FOTOPOWIELACZEM HAMAMATSU R5320.

Kryształ	Czas zaniku		Ne-h[a)]
	τ[ns]	I [%]	[e-h/MeV]
LSO	41.3±1.4	87	7900±400
	96.4±3.4	13	
LYSO	38.9 ±1.4	80	7000±700
	81.1±2.8	20	
$LaBr_3$	20.1±0.7	95	5700±600
	939.6±47	5	

[a)] Liczba par elektron-dziura dla ^{22}Na (511keV).

6.2.3. Zliczeniowy i prądowy tryb pracy tomografu rentgenowskiego

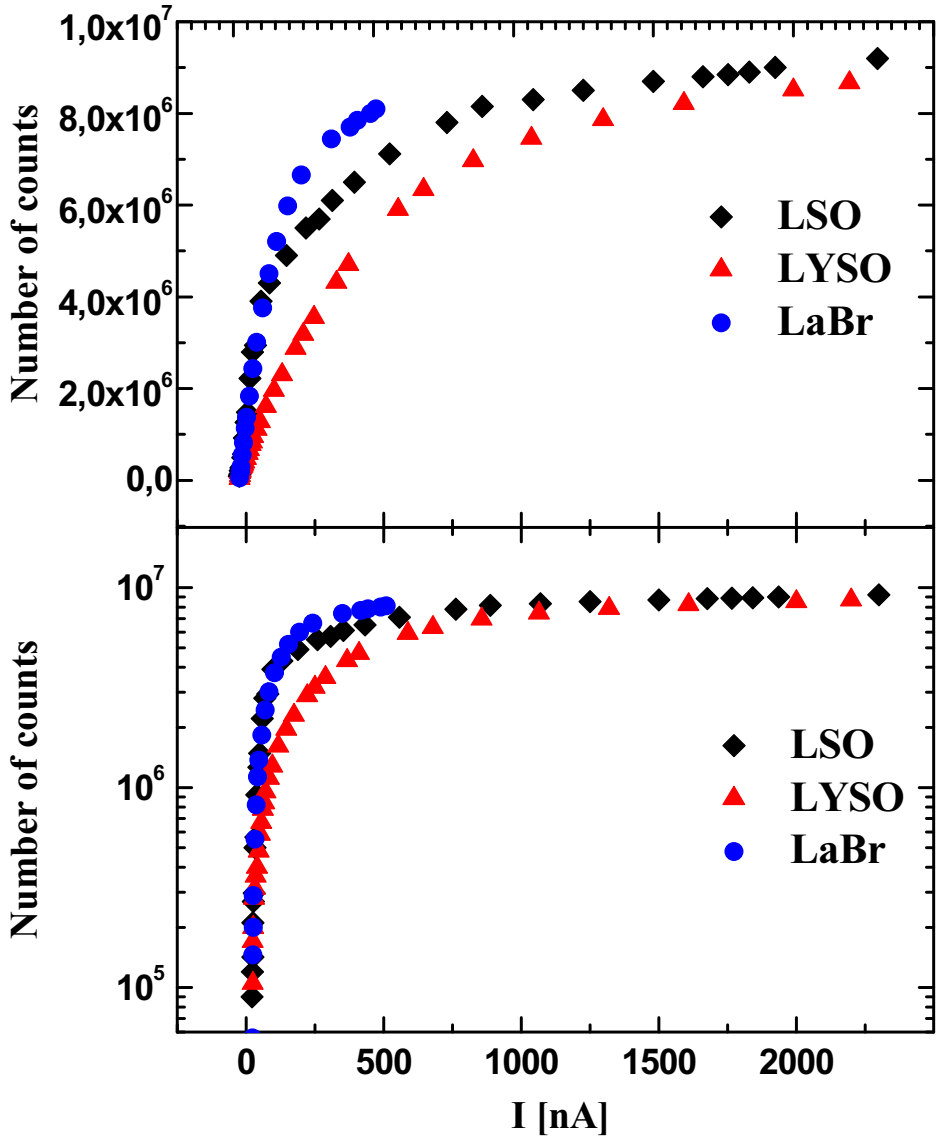
Najważniejsze ze względu na sprawdzenie działania proponowanej metody były testy detektorów w zliczeniowym i prądowym trybie pracy tomografu rentgenowskiego. Pomiary przeprowadzono zgodnie z metodą przedstawioną w Rozdziale 5.5, str. 72. Wzmocnienie diody APD równe 200, optymalnie dobrano do pracy w trybie CT, a sygnał czasowy z przedwzmacniacza i dyskryminatora stało frakcyjnego ustawiono tak by wydajność detekcji gamm o energii 59.6 keV, z możliwie najmniejszym czasem martwym, była jak największa. Rysunek 65 ilustruje sygnał czasowy rejestrowany na oscyloskopie w wyniku oddziaływania detektora z silnym źródłem ^{241}Am (59.6 keV). Górny przebieg przedstawia wejściowy sygnał z przedwzmacniacza Catsa, natomiast dolny, odpowiedź dyskryminatora stało frakcyjnego CFD, przy zakresie rzędu $3x10^6$ zliczeń na sekundę, zmierzoną dla kryształu LSO z fotodiodą Hamamatsu S8664 – 55. W górnym widmie zauważalne są poszczególne impulsy, również szumowe, dolne natomiast ilustrują odpowiedz dyskryminatora na te sygnały, które przekroczyły ustawiony próg minimalny. Szerokość połówkowa piku odpowiedzi z CDF jest poniżej 40 ns. Zauważalne są również obszary, w których detektor pozostaje przez kolejne 40 ns nieczuły, sugeruje to, że czas martwy urządzenia należy znacząco ograniczyć.



Rysunek 65. Sygnał czasowy rejestrowany na oscyloskopie w wyniku oddziaływania detektora z silnym źródłem ^{241}Am (59.6 keV). Górny przebieg przedstawia wejściowy sygnał z przedwzmacniacza Catsa, natomiast dolny, odpowiedź dyskryminatora stało frakcyjnego CFD, przy zakresie rzędu $3x10^6$ zliczeń na sekundę, zmierzony dla kryształu LSO z fotodiodą Hamamatsu S8664 – 55.

Rysunek 66 przedstawia zależność liczby zliczeń w funkcji średniego prądu diody Hamamatsu S8664 – 55 dla badanych kryształów. Na podstawie otrzymanych wyników widać, że w trybie zliczeniowym detektor pracuje wydajnie w zakresie do około $4x10^6$ z/s w przypadku kryształu $LaBr_3$ oraz do $2x10^6$ z/s, dla kryształu LSO, co jest spowodowane dwukrotnie dłuższy czas zaniku impulsu świetlnego tego drugiego. Dla wyższych zakresów zliczeń czas martwy stosowanej elektroniki ogranicza proporcjonalność zakresu dynamicznego w funkcji średniego prądu diody, w rzeczywistości odpowiadającemu natężeniu rejestrowanej dawki promieniowania X. Niezależne pomiary średniego prądu diody

wykazały, że zakres dynamiczny dawki promieniowania X rejestrowanej w krysztale LSO, można zwiększyć 20 kronie, zależnie od mocy stosowanego źródła. Wnioski te można również potwierdzić w oparciu o Rysunek 66, szacując wartość liczby zliczeń przy maksymalnym prądzie diody, jaką teoretycznie można by osiągnąć gdyby nie ograniczony zakres liniowości stosowanej elektroniki.



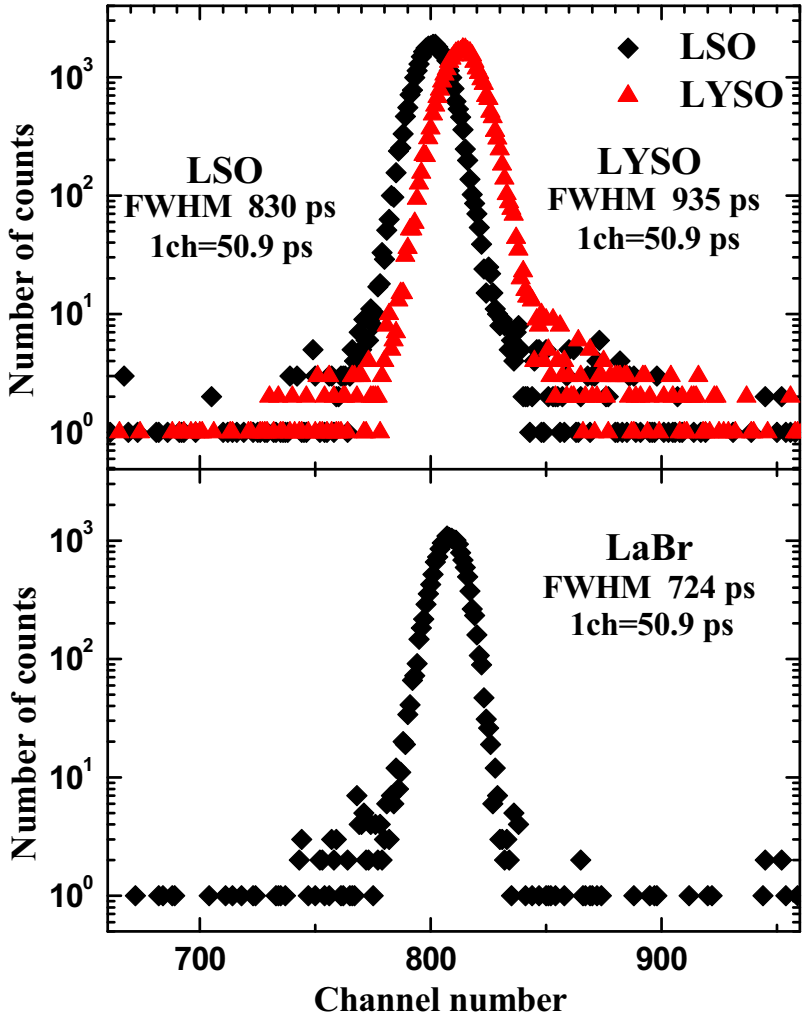
Rysunek 66. Zależność liczby zliczeń w funkcji średniego prądu diody Hamamatsu S8664 – 55 dla badanych kryształów.

Niższy zakres dynamiczny obserwowany dla kryształu $LaBr_3$ wynika z gorszej geometrii pomiędzy źródłem promieniowania X a higroskopijnym kryształem. Producent, firma Saint-Gobain dostarczyła kryształ w aluminiowym opakowaniu z kwarcowym oknem z frontu, uniemożliwiło to, analogiczne jak w przypadku kryształów LSO i LYSO, maksymalne zbliżenie pomiędzy źródłem a kryształem. Porównując kryształy LSO i LYSO zauważalny jest niższy zakres dynamiczny dla tego drugiego. Wynika to z mniejszej gęstości a zetem mniejszej wydajności detekcji kryształu LYSO. Ponadto kryształ ten generuje około 10% mniej par elektron-dziura. W dolnym panelu Rysunku 66, w celu bardziej klarownej

wizualizacji, przedstawiono wyniki w skali logarytmicznej. Widać, że detektor ten, dla niskich dawek promieniowania w trybie zliczeniowym może wydajnie pracować. Jednocześnie wiadomo, że w tym samym zakresie prąd diody w trakcie detekcji promieniowania X jest fałszowany poprzez prąd ciemny tejże diody.

6.2.4. Czasowa zdolność rozdzielcza kryształów scyntylacyjnych

W celu sprawdzenia przydatności zaproponowanego układu pikselowego kryształu w połączeniu z fotodiodą lawinową w zastosowaniu do tomografii pozytonowo rentgenowskiej zmierzono czasową zdolność rozdzielczą badanych detektorów. Pomiary zostały przeprowadzone zgodnie z metodą przedstawioną w Rozdziale 5.2, str. 67. Badane kryształy przyklejone były do fotodiody lawinowej Hamamatsu S8664 – 55, a jako detektora referencyjnego użyto kryształ fluorku baru (BaF_2), w kształcie stożka ze ściętym wierzchołkiem, o wymiarach 25 mm średnicy i 15 mm wysokości. Kryształ ten przyklejony był do fotopowielacza XP20Y0 QDA z siatką ekranującą na anodzie i czasowej zdolności rozdzielczej wynoszącej 128 ± 4 ps [77].



Rysunek 67. Widma czasowej zdolności rozdzielczej, zmierzone fotodiodą lawinową Hamamatsu S8664 – 55.

W układzie pomiarowym zastosowano dyskryminator stało frakcyjny (Constant Fraction Discriminator – CFD, Ortec 935) pracujący w trybie wyzwalania progowego (leading-edge), poprzez zwarcie wejścia i wyjścia układu do kształtowania i opóźniania sygnału (shaping delay). Ponadto próg wyzwalania ustawiono poniżej 60 keV tak by sprostać wymaganiom pomiarów w trybie CT. Widma czasowej zdolności rozdzielczej, zmierzone fotodiodą lawinową Hamamatsu S8664 – 55 zostały przedstawione na Rysunku 67, a uzyskane wyniki zgromadzone w Tabeli 22.

TABELA 22. WYNIKI CZASOWEJ ZDOLNOŚCI ROZDZIELCZEJ, ZMIERZONE FOTODIODĄ LAWINOWĄ HAMAMATSU S8664 – 55.

Kryształ	$\delta t^{a)}$ [ps]	$N_{e\text{-}h}{}^{b)}$ [e-h/MeV]
LSO	830±42	7900±400
LYSO	935±47	7000±700
$LaBr_3$	724±36	5700±600

[a)] Czasowa zdolność rozdzielcza [ps],
[b)] Liczba par elektron-dziura dla ^{22}Na (511keV).

Czasowa zdolność rozdzielcza kryształu LSO połączonego z fotodiodą lawinową APD jest trzy razy gorsza niż ta zmierzona fotopowielaczem XP2020Q [I]. Rozdzielczość czasowa układu fotopowielacz-scyntylator obciążona jest głównie ilością emitowanego z kryształu światła, czasem zaniku jego impulsu świetlnego oraz rozrzutem czasu zbierania na pierwszej dynodzie elektronów generowanych przez fotokatodę (PMT time jitter) [88]. W przypadku fotodiod lawinowych APD dochodzą dodatkowe czynniki, mianowicie współczynnik fluktuacji wzmocnienia diody, powstały w procesie wzmocnienia lawinowego i szumy ciemne układu fotodioda – przedwzmacniacz [72]. Jeszcze gorszą wartość czasowej zdolności rozdzielczej odnotowano dla kryształu LYSO, może to być spowodowane jego mniejszą liczbą generowanych par elektron-dziura. Ponadto badania wykazały, iż mino mniejszej rejestrowanej liczby par elektron-dziura, spośród danych kryształów pikselowych, kryształ $LaBr_3$ prezentuje najlepszy wynik czasowej zdolności rozdzielczej. Jest to zasługą jego szybkiego czasu zaniku, co z kolei przekłada się na krótki czas narastania impulsu na diodzie [73]. Przeprowadzone pomiary czasowej zdolności rozdzielczej w warunkach dostosowanych do zlieczeniowego trybu pracy tomografu CT potwierdzają możliwość zastosowania proponowanych kryształów w tomografii zarówno pozytonowo emisyjnej jak i rentgenowskiej, w obydwu trybach pracy, to jest zliczeniowych i prądowym.

6.2.5. Wnioski z pracy W poszukiwaniu wspólnego detektora do tomografii PET/CT

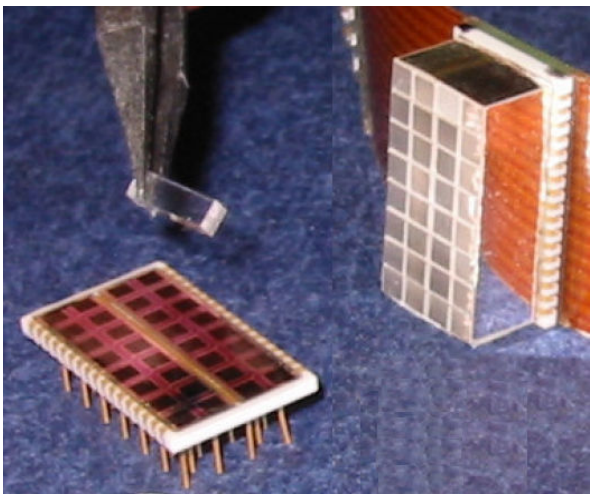
Już wstępne wyniki dowiodły, że jest możliwe wykonanie dwu zakresowego detektora PET/CT w oparciu o pomiary dawki promieniowania X w obydwu trybach pracy tomografu. Możliwe jest przezwyciężenie niekorzystnego wpływu fosforescencji dla niskich dawek promieniowania poprzez zastosowanie trybu zliczeniowego oraz zwiększenie zakresu dynamicznego dla wyższych dawek promieniowania poprzez zastosowanie trybu prądowego. Ponadto przeprowadzone pomiary czasowej i energetycznej zdolności rozdzielczej w warunkach dostosowanych do trybu pracy tomografu CT, to jest wysokie wzmocnienie diody, niski próg wyzwalania oraz szybki czas kształtowania i opóźniania sygnału, potwierdzają znakomite możliwości proponowanych kryształów w tomografii pozytonowo emisyjnej.

Odnotowano również szereg problemów technicznych, z którymi w przypadku dalszego udoskonalania metody pomiaru w oparciu o wspólny detektor do tomografii PET/CT, będzie trzeba się zmierzyć. W celu uzyskania jak najlepszej przestrzennej zdolności rozdzielczej w trybie CT, konieczne będzie zastosowanie matrycy fotodiod lawinowych połączonych z blokiem kryształów o przekroju najlepiej 1 x 1 mm^2. Prowadzić to będzie do spadku ilości światła, emitowanego z mniejszych kryształów. Jednakże spodziewać się można częściowej kompensacji tego zjawiska poprzez mniejszą pojemność elektryczną pikseli w matrycy APD. Wreszcie stabilizacja wzmocnienia dla poszczególnych pikseli w matrycy APD oraz kompensacja spadków napięcia na oporze pracy diody podczas detekcji silnych strumieni promieniowania X, w celu utrzymania stałego wzmocnienia, będą niezbędne.

6.3. Zastosowanie matrycy fotodiod APD do wspólnego detektora PET/CT

W kolejnym etapie prac nad rozwojem wspólnego detektora do tomografii PET/CT rozwinięto wcześniejsze badania prowadzone w pracy „W poszukiwaniu wspólnego detektora do tomografii PET/CT" [II]. Sama koncepcja dalszych badań polegała na zastosowanie zamiast pojedynczej fotodiody lawinowej Hamamatsu S8664 – 55 APD, matrycy fotodiod lawinowych Hamamatsu S8550 (APD array) o wysokim wzmocnieniu, w połączeniu z kryształami LSO o przekroju 2 x 2 mm^2. Zatem wszystkie przeprowadzone dalej pomiary wykonane są analogiczne do tych przedstawionych w Rozdziale 6.2, str. 88. Ponadto podobne badania zostały już wcześniej przeprowadzone przez dr Maćka Kapustę w ramach współpracy grupy Prof. Marka Moszyńskiego z grupą Prof. Wolfganga Engharta z Rossendorfu w Niemczech [13]-[15]. W prowadzonych wówczas badaniach użyto matrycy fotodiod o wzmocnieniu znacznie niższym niż 200, w zastosowaniu jako detektor wyłącznie do tomografów pozytonowo emisyjnych. Prezentowane poniżej wyniki będą zatem referować do tych uzyskanych z pojedynczą diodą APD w pracy „W poszukiwaniu wspólnego detektora do tomografii PET/CT" [II] oraz tych uzyskanych przez dr Maćka Kapustę w pracy „Matryca fotodiod lawinowych Hamamatsu S8550 do odczytu z kryształów scyntylacyjnych o wysokiej rozdzielczości" [13].

Sama matryca fotodioda lawinowa Hamamatsu S8550 pośrednio zawdzięcza swoje powstanie fizyce wysokich energii. Na potrzeby eksperymentu CMS w CERN, w Szwajcarii firma Hamamatsu opracowała nowe pojedyncze fotodiody lawinowe do odczytu światła z pikselowych kryształów wolframianu ołowiu, PbWO, w detektorze kalorymetrycznym. Specyfika warunków pracy tego detektora wymagała budowy diody o małych rozmiarach, odpornej na uszkodzenia termiczne i radiacyjne. Dopiero później prace prowadzone przez dr S. Ziegler na Politechnice Monachijskiej we współpracy z firmą Hamamatsu doprowadziły do powstania układu pojedynczych fotodiod lawinowych połączonych w jeden układ elektroniczny, do odczytu światła w tomografie PET, do badania małych zwierząt o nazwie MEDPET [69][70]. Rysunek 68 przedstawia matrycę fotodiod lawinowych Hamamatsu S8550 oraz układ przyklejonych do diody kryształów.



Rysunek 68. Matryca fotodiod lawinowych Hamamatsu S8550 oraz układ przyklejonych do diody kryształów.

Fotodioda Hamamatsu S8550 jest monolityczną matrycą 4 na 8 elementowych pikseli, składająca się z dwóch niezależnych struktur krzemowych, 2x8 pikseli, w jednej obudowie. Frontowa warstwa krzemu jest pokryta warstwą żywicy epoksydowej w celu utwardzenia konstrukcji i zabezpieczenia przed uszkodzeniami mechanicznymi. Obie struktury mają wspólne zasilanie oraz katodę. Wyjścia 32 anod, odpowiadające poszczególnym elementom matrycy, wyprowadzone są poza obudowę przy pomocy złącza PGA na spodniej stronie obudowy. Tabela 23 przedstawia specyfikację dwóch matryc fotodiod lawinowych Hamamatsu S8550 o różnym wzmocnieniu i pojedynczej fotodiody Hamamatsu S8664 – 55 APD, natomiast Tabela 24 przedstawia główne właściwości badanych kryształów LSO.

TABELA 23. WŁAŚCIWOŚCI FOTODIOD LAWINIWYCH FIRMY HAMAMATSU

Type	S8550 - nowa	S8550 - stara	S8664 – 55
Liczba pikseli	32	32	1
Rozmiar piksela	1.6×1.6 mm^2	1.6×1.6 mm^2	5×5 mm^2
Powierzchnia aktywna	81.92 mm^2	81.92 mm^2	25 mm^2
Wydajność kwantowa	70% (dla 420 nm)	60% (dla 420 nm)	70% (dla 420 nm)
Wzmocnienie	200 (dla 462.8 V)	74 (dla ~375 V)	100 (dla 376.6 V)
Prąd ciemny	10-50nA	10-50 nA	5-50 nA
Pojemność elek. piksela	10 pF	15 pF	80 pF
Rozmiar diody	11.2 x 19.5 mm^2	11.2 x 19.5 mm^2	9 x 10.6 mm^2
Okno	Żywica	Żywica	Żywica
Referencja		[13]	[II]

Warto zauważyć znacznie mniejszą pojemność elektryczną pikseli 1.6×1.6 mm^2 w porównaniu z pojedynczą diodą S8664 – 55 oraz ponad 2 krotnie wyższe wzmocnienie nowej matrycy diod APD w porównaniu z tą używaną poprzednio.

TABELA 24. GŁÓWNE WŁAŚCIWOŚCI BADANYCH KRYSZTAŁÓW LSO.

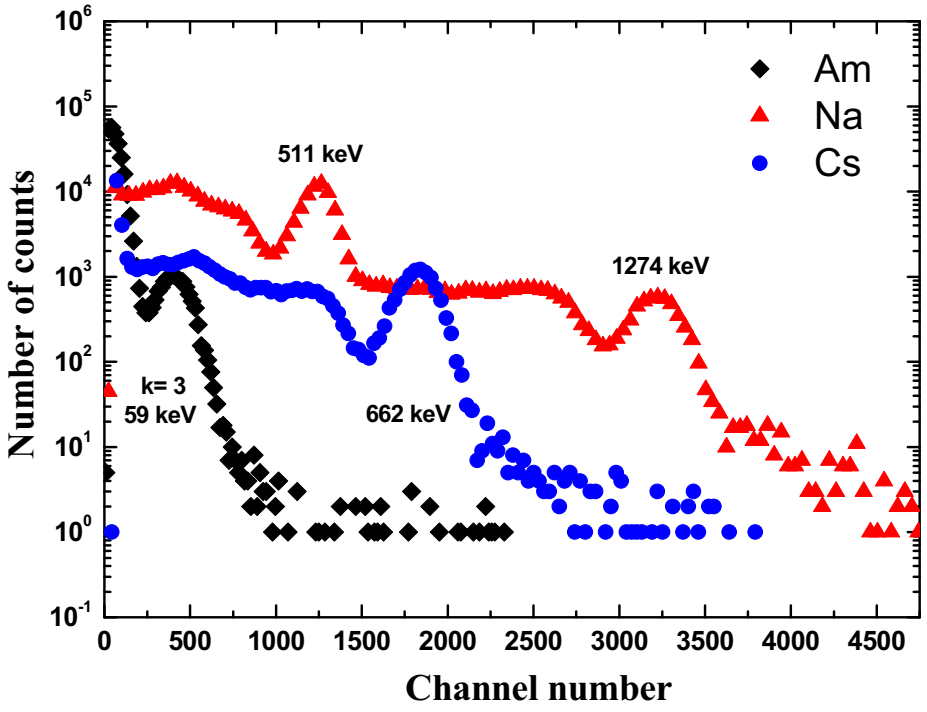
Ilość światła [ph/MeV]	31000
Pik emisji [nm]	420
Czas zaniku [ns]	40 – 47
Wsp. załamania	1.82
Gęstość [g/cm^3]	7.4
Rozmiar [mm]	2×2×15
Producent	Siemens (dawny CTI)
Referencja	[33],[85]

Badania obejmowały:

- testy detektora w obydwu trybach pracy: prądowym (CT) i impulsowym (PET),
- scharakteryzowanie detektora w prądowym i impulsowym trybie pracy tomografu CT,
- testy detektora zoptymalizowanego do pomiarów spektrometrycznych.

6.3.1. Pomiary spektroskopowe

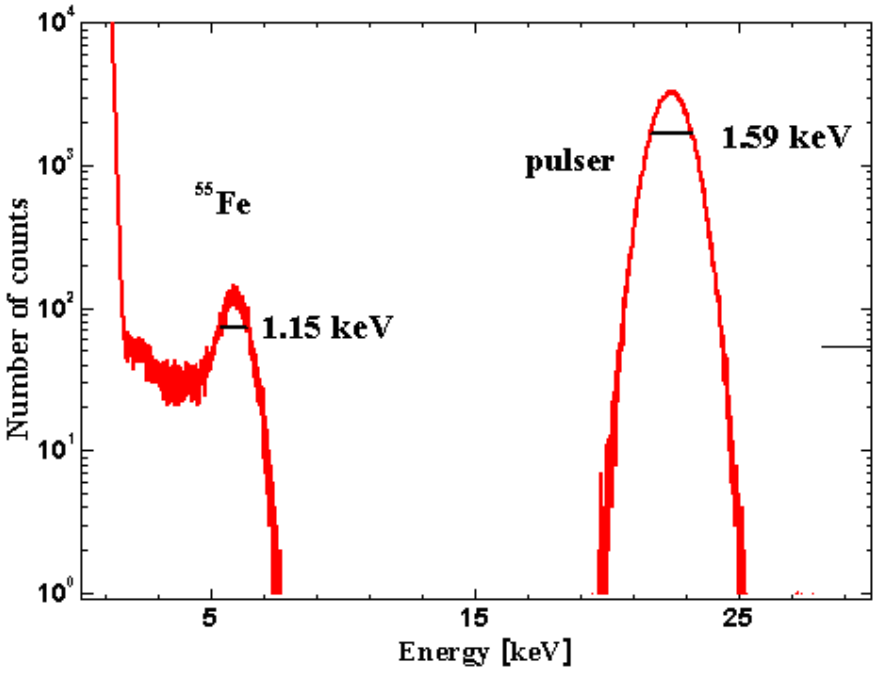
Zgodnie z metodą pomiarową przedstawioną w Rozdziale 5.6, str. 73, przeprowadzono pomiary w oparciu o matrycę fotodiod lawinowych Hamamatsu S8550, Japonia. By zapewnić optymalne wzmocnienie diody na poziomie 200 [71], do wspólnej katody przyłożone było napięcie rzędu 462.8 V. Energetyczny sygnał wyjściowy odbierany był z poszczególnych anod i kierowany do przedwzmacniacza, dalej wzmacniacza spektrometrycznego Tennelec TC 244, analizatora wielokanałowego Tukan 8K by ostatecznie zostać zarejestrowanym na komputerze. Przykładowe widma energetyczne uzyskane matrycą fotodiod lawinowych Hamamatsu S8550 dla źródeł ameryku ^{241}Am, sodu ^{22}Na oraz cezu ^{137}Cs, dla kryształu LSO przedstawiono na Rysunku 69.



Rysunku 69. Przykładowe widma energetyczne uzyskane matrycą fotodiod lawinowych Hamamatsu S8550 dla źródeł ameryku ^{241}Am, sodu ^{22}Na oraz cezu ^{137}Cs, dla kryształu LSO.

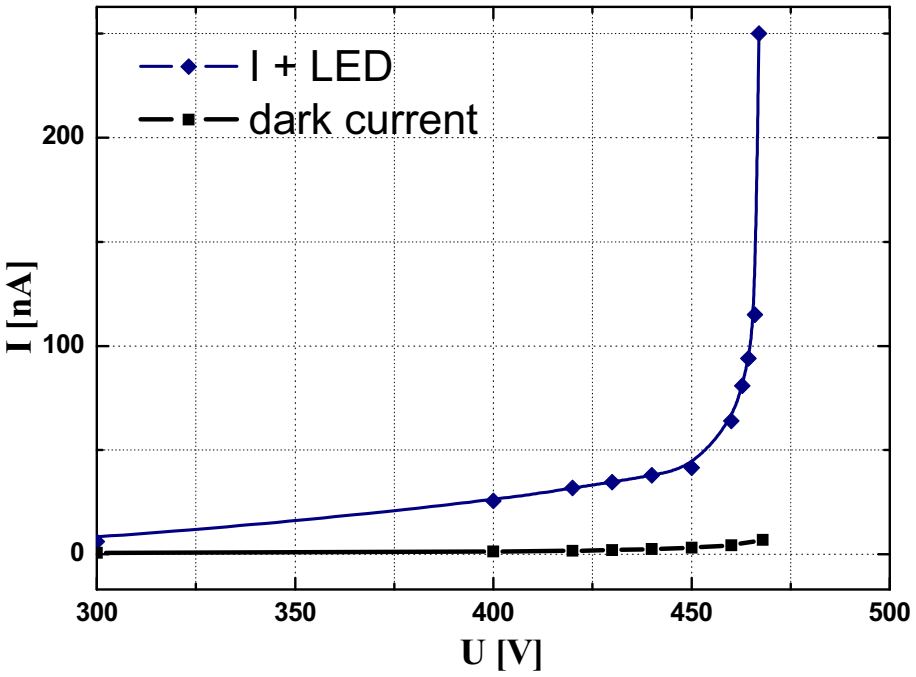
6.3.1.1. Liczba par elektron-dziura rejestrowana matrycą fotodiod APD

Liczbę par electron-dziura, analogicznie jak w Rozdziale 6.2.2 str. 90, zmierzono poprzez porównanie położenia scyntylacyjnego piku pełnej energii z pikiem pochodzącym ze źródła promieniowania X z żelaza ^{55}Fe o energii 5.9 keV, zmierzonym bezpośrednio na diodzie APD. Rysunek 70 przedstawia przykładowe widmo energetyczne piku promieniowania X o energii 5.9 keV ze źródła żelaza ^{55}Fe wraz z pikiem pochodzącym z generatora impulsów świetlnych opartego o diodę LED emitującego światło o długości fali 560 nm, zmierzone matrycą fotodiod Hamamatsu S8550. Wpływ szumów ciemnych układu przedwzmacniacz – fotodioda, zmierzony generatorem impulsów Ortec 419, Precision Pulse Generator, scharakteryzowany bliżej w Rozdziale 4.2, str. 56, wyniósł 187 rms (root mean square) par elektron-dziura przy wzmocnieniu 200.



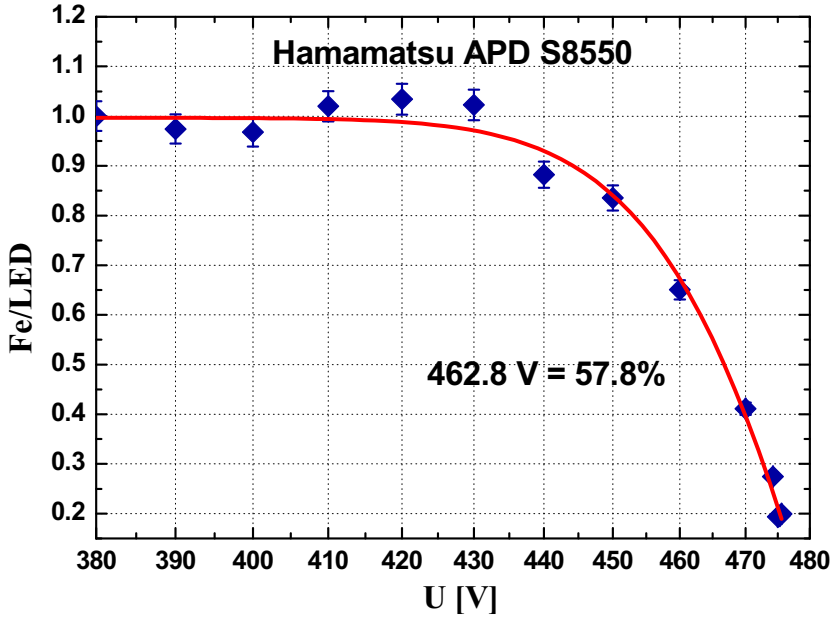
Rysunek 70. Widmo energetyczne piku promieniowania X o energii 5.9 keV ze źródła żelaza ^{55}Fe wraz z pikiem pochodzącym z pulsara LED o długości fali 560 nm, zmierzone matrycą fotodiod Hamamatsu S8550.

Znajomość charakterystyki wzmocnienia jest niezbędna do określenia liczby par elektron-dziura przy detekcji światła scyntylacyjnego. Rysunek 71 przedstawia charakterystykę wzmocnienia oraz prąd ciemny w funkcji napięcia zasilania, matrycy fotodiod Hamamatsu S8550.



Rysunek 71. Charakterystyka wzmocnienia oraz prąd ciemny w funkcji napięcia zasilania, matrycy fotodiod Hamamatsu S8550.

W celu uzyskania prawdziwej liczby par elektron-dziura, zmierzoną wartość należy poprawić o zmniejszone wzmocnienie diody APD dla promieniowania X w stosunku do wzmocnienia diody rejestrowanego dla impulsów świetlnych. Odpowiadającą temu zjawisku charakterystykę matrycy fotodiod Hamamatsu S8550, przedstawia Rysunek 72. Przy wzmocnieniu diody 200 stosunek wzmocnienia promieni X do wzmocnienia impulsów świetlnych, zgodnie z Ref. [71], i [III] wynosi 57.8%.



Rysunek 72. Stosunek wzmocnienia matrycy fotodiod Hamamatsu S8550 dla promieniowania X w porównaniu do wzmocnienia rejestrowanego dla impulsów świetlnych.

Wyniki pomiarów, obliczone zgodnie ze wzorami przedstawionymi w Rozdziale 3, str. 47, podsumowujące możliwości detektorów w spektrometrii gamma zebrano i przedstawiono w Tabeli 25.

TABELA 25. WYNIKI POMIARÓW SPEKTROMETRII GAMMA UZYSKANE Z RÓŻNYMI FOTODIODAMI LAWINOWYMI FIRMY HAMAMATSU DLA KRYSZTAŁÓW LSO.

APD	Rozmiar [mm^3]	N_{e-h} [a)]	Referencja
S8550 – nowa	2×2×15	6220±310	
S8550 – stara	2×2×10	4830±240	[13]
S8664-55	4×4×20	7870±390	[II]

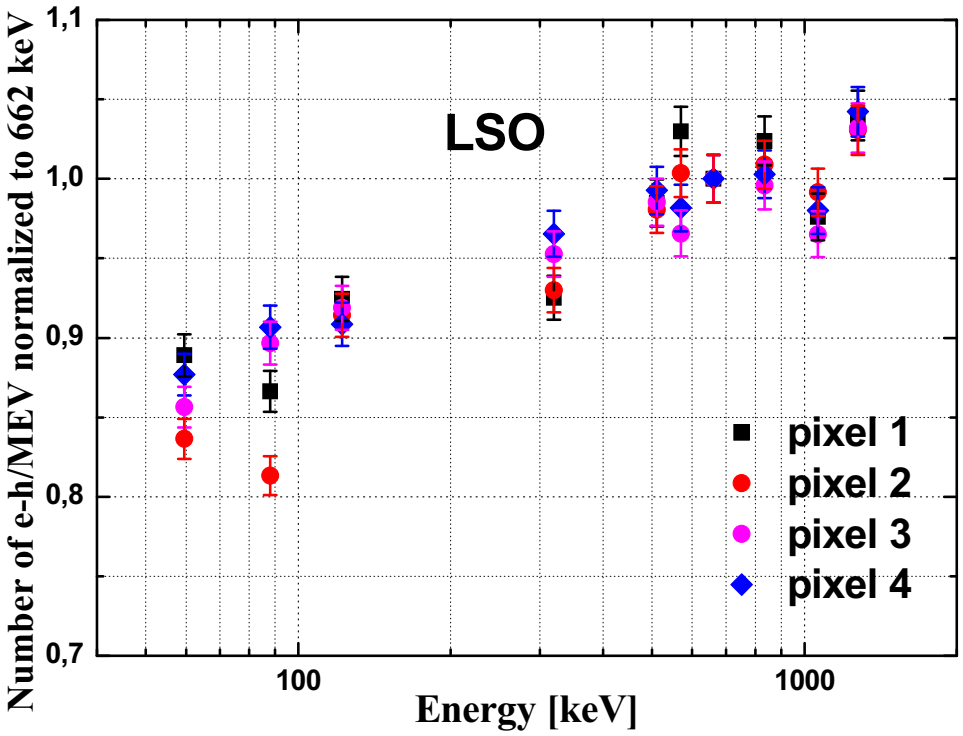
[a)] Liczba par elektron-dziura dla ^{22}Na (511keV).

W trzeciej kolumnie Tabeli 25 podano liczbę par elektron-dziura zmierzoną dla źródła sodu ^{22}Na o energii 511 keV, różnymi fotodiodami lawinowymi firmy Hamamatsu, dla kryształów LSO o różnych rozmiarach. Warto zwrócić uwagę na prawie 30% wyższą, liczbę par elektron-dziura uzyskaną z nową matrycą fotodiod, w porównaniu do starej, o mniejszym wzmocnieniu i większej pojemności elektrycznej. Jednocześnie liczba kreowanych par elektron-dziura jest o 20% niższa w porównaniu do wyników uzyskanych z pojedynczą

fotodiodą i kryształem o 4 krotnie większej powierzchni przekroju. Potwierdza to wysoką wydajność kwantową nowej matrycy fotodiod lawinowych Hamamatsu S8550 oraz wydajne zbieranie światła, małych pikseli diody (o powierzchni 1.6×1.6 mm^2).

6.3.1.2. Nieproporcjonalność emitowanego z kryształów światła

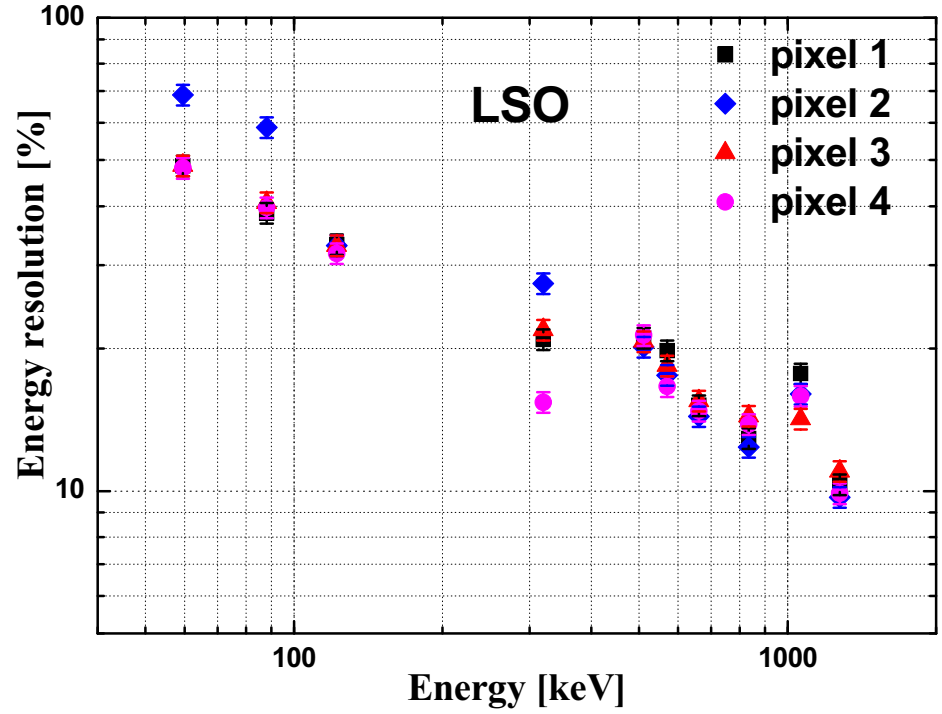
W pomiarach używano źródeł promieniotwórczych o energii w zakresie od 16.6 keV, ze źródła molibdenu (^{93}Mo), aż do energii 1274.5 keV, ze źródła sodu (^{22}Na). Zbierane widma energetyczne posłużyły do przedstawienia wykresu tzw. nieproporcjonalności światła w funkcji energii kwantów gamma [Rozdział 5.1, str. 63]. Rysunek 73 przedstawia zależności nieproporcjonalności emitowanego z kryształów LSO światła, zmierzone dla 4 niezależnych pikseli matrycy fotodiod lawinowych Hamamatsu S8550. W prezentowanym zakresie energii, charakter nieproporcjonalności emitowanego z kryształu LSO światła, dla wszystkich niezależnych pikseli matrycy fotodiod lawinowych Hamamatsu S8550, pozostaje zgodny z poprzednio zaobserwowanym w Rozdziale 6.1.1.2, str. 78[I], oraz Rozdziale 6.2.1.2, str. 92[II].



Rysunek 73. Widma nieproporcjonalności emitowanego z kryształów LSO światła, zmierzone dla 4 niezależnych pikseli matrycy fotodiod lawinowych Hamamatsu S8550.

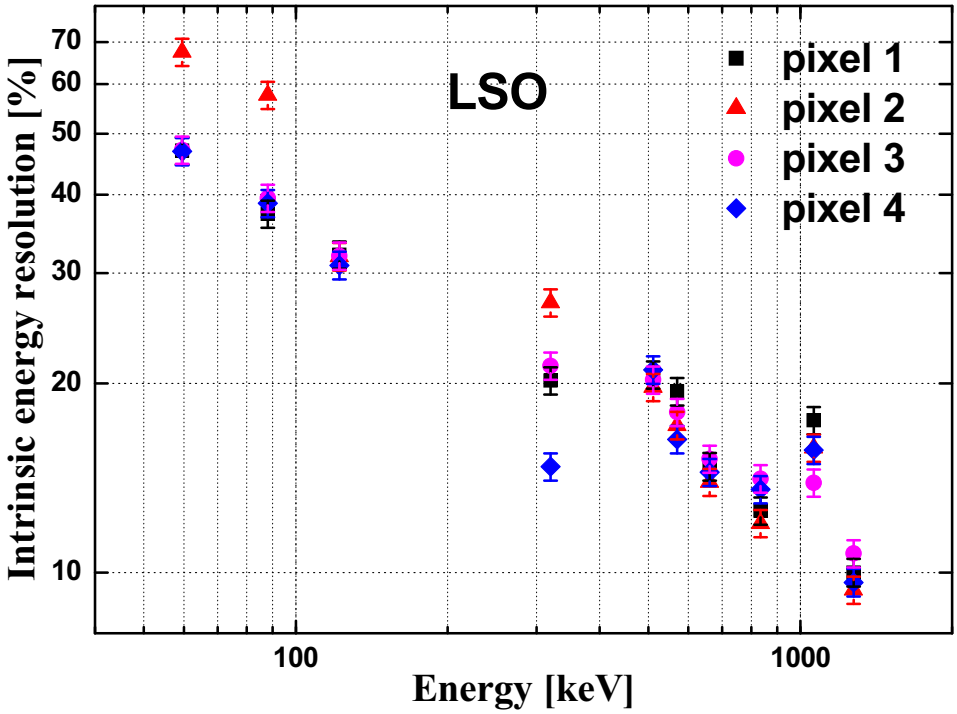
6.3.1.3. Energetyczna i wewnętrzna zdolność rozdzielcza kryształów

Zależności energetycznej zdolności rozdzielczej w funkcji energii kwantów gamma, dla kryształów LSO, zmierzone dla 4 niezależnych pikseli matrycy fotodiod lawinowych Hamamatsu S8550, zgromadzono na Rysunku 74. Charakter prezentowanych krzywych w podwójnie logarytmicznej skali jest liniowy, zgodnie z poprzednio zaobserwowanym w Rozdziale 6.1.1.3, str. 78 [I] oraz Rozdziale 6.2.1.3, str. 93 [II].



Rysunek 74. Widma energetycznej zdolności rozdzielczej w funkcji energii kwantów gamma, dla kryształów LSO, zmierzone dla 4 niezależnych pikseli matrycy fotodiod lawinowych Hamamatsu S8550.

Z kolei, zależności wewnętrznej zdolności rozdzielczej kryształów, zmierzone dla 4 niezależnych pikseli matrycy fotodiod lawinowych Hamamatsu S8550, ilustruje Rysunek 75.



Rysunek 75. Widma wewnętrznej zdolności rozdzielczej w funkcji energii kwantów gamma, zmierzone dla 4 niezależnych pikseli matrycy fotodiod lawinowych Hamamatsu S8550.

Zgodnie ze wzorami i teorią przybliżoną w Rozdziale 3.4, str. 48, w Tabeli 26 zgromadzono wyniki energetycznej i wewnętrznej zdolności rozdzielczej, zmierzone dla 4 niezależnych pikseli matrycy fotodiod lawinowych Hamamatsu S8550 dla źródła sodu ^{22}Na o energii 511 keV. Dla piku o energii 511 keV, odnotowano wynik energetycznej zdolności rozdzielczej, zmierzony dla małego kryształu 2×2×15 mm^3, rzędu 12.8%. Jest on o 15% lepszy od tego otrzymanego dla kryształu o rozmiarach 2×2×10 mm^3 w pracy [13] i jedynie 7% gorszy niż otrzymany dla pojedynczej fotodiody z kryształem o rozmiarach 4x4x20 mm^3 [II].

TABELA 26. WYNIKI ENERGETYCZNEJ I WEWNĘTRZNEJ ZDOLNOŚCI ROZDZIELCZEJ, ZMIERZONE DLA 4 NIEZALEŻNYCH PIKSELI MATRYCY FOTODIOD LAWINOWYCH HAMAMATSU S8550.

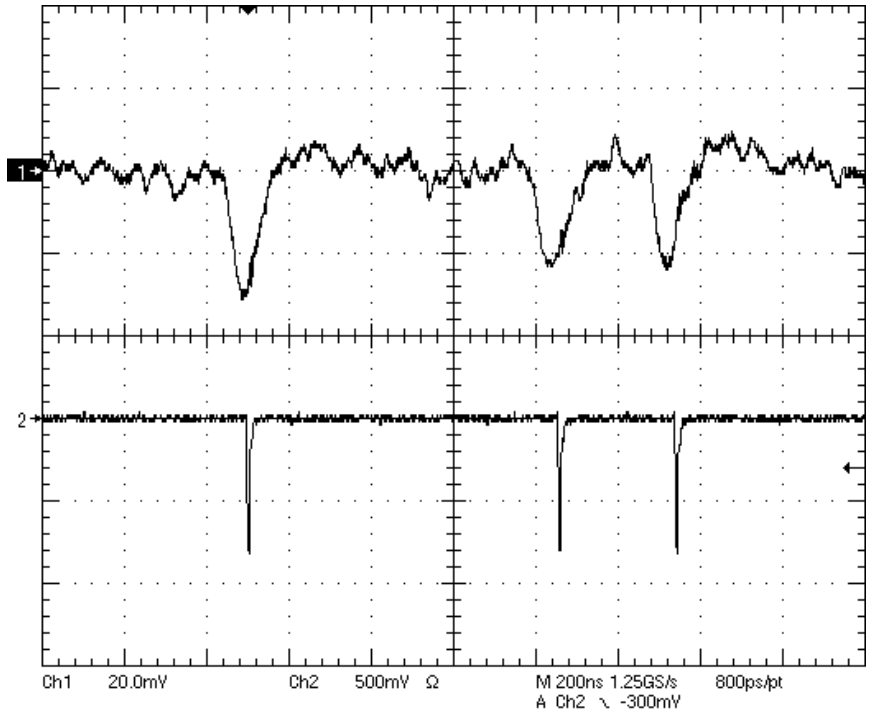
APD	Rozmiar [mm^3]	$\Delta E/E$ [a)]	δ_{sc} [b)]	$N_{e\text{-}h}$ [c)]	Referencja
S8550 – nowa	2×2×15	12.8±0.6	12.3±0.6	6220±310	
S8550 – stara	2×2×10	14.6±0.6	–	4830±240	[13]
S8664-55	4×4×20	11.9±0.6	11.7±0.6	7870±390	[II]

[a)] Energetyczna zdolność rozdzielcza, %, ^{22}Na (511keV),
[b)] Wewnętrzna zdolność rozdzielcza, %, ^{22}Na (511keV),
[c)] Liczba par elektron-dziura dla^{22}Na (511keV).

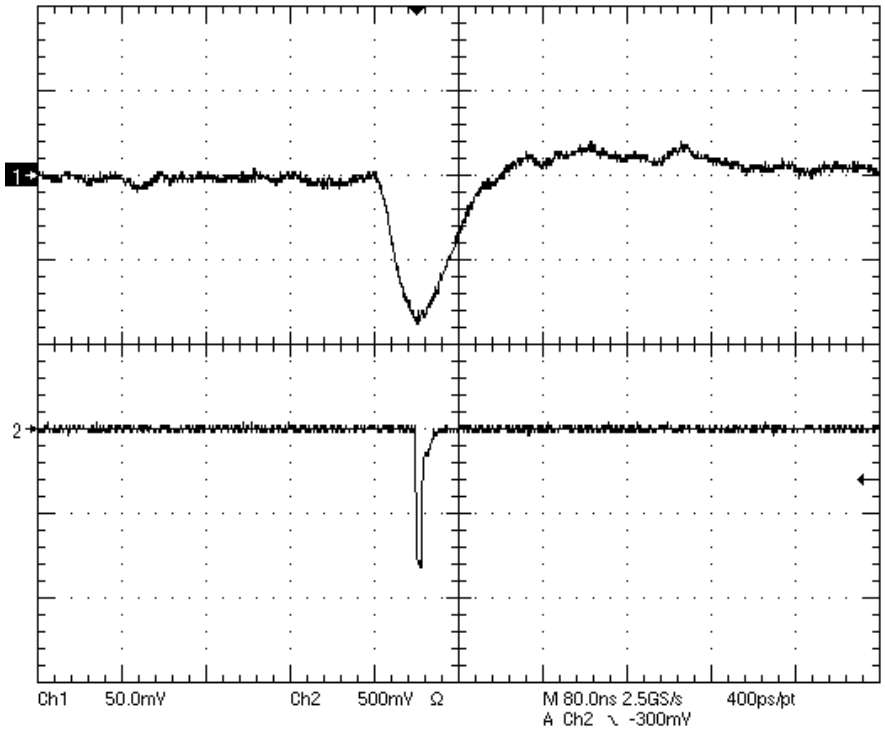
6.3.2. Zliczeniowy tryb pracy tomografu rentgenowskiego

Podobnie jak w poprzedniej pracy, „W poszukiwaniu wspólnego detektora do tomografii PET/CT" [II], najważniejsze ze względu na sprawdzenie działania proponowanej metody były testy detektorów w zliczeniowym trybie pracy tomografu rentgenowskiego. Pomiary przeprowadzono zgodnie z metodą przedstawioną w Rozdziale 5.6, str. 73. Sygnał czasowy z przedwzmacniacza i dyskryminatora stało frakcyjnego ustawiono tak by wydajność detekcji kwantów gamma o energii 59.6 keV, z możliwie najmniejszym czasem martwym, była jak największa. Rysunek 76 ilustruje sygnał czasowy rejestrowany na oscyloskopie w wyniku oddziaływania detektora z silnym źródłem ^{241}Am (59.6 keV). Górny przebieg przedstawia wejściowy sygnał z przedwzmacniacza [13], natomiast dolny, odpowiedź dyskryminatora stało frakcyjnego CFD, przy zakresie rzędu 3x10^6 zliczeń na sekundę (z/s), zmierzony dla kryształu LSO matrycą fotodiod Hamamatsu S8550. W górnym widmie zauważalne są poszczególne impulsy, również szumowe, dolne natomiast ilustrują odpowiedz dyskryminatora na te sygnały, które przekroczyły ustawiony próg minimalny. Szerokość połówkowa piku odpowiedzi z CDF jest poniżej 100 ns.

By lepiej zilustrować kształt impulsu czasowego z przedwzmacniacza [13], na Rysunku 77 przedstawiono odpowiedz układu przedwzmacniacz – dyskryminator stało frakcyjny na gammy o energii 662 keV ze źródła cezu (^{137}Cs). Szerokość połówkowa piku odpowiedzi z CDF jest rzędu 70 ns. Warto zauważyć mniejszy wkład ciemnych szumów, odzwierciedlony w stabilniejszej linii bazy, w porównaniu z pomiarem z pojedynczą fotodiodą prezentowanym na Rysunku 65. Najpewniej wynika to z separacji pikoamperomierza cyfrowego od elektrody APD przez stopień konwertera prądowo napięciowego.

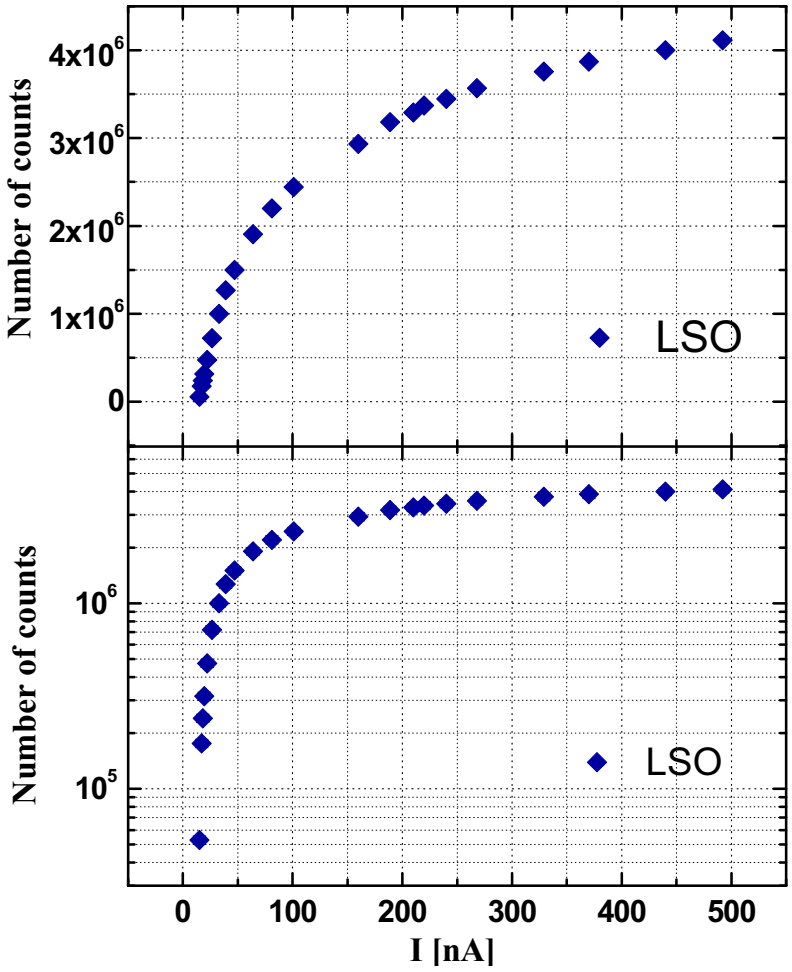


Rysunek 76. Sygnał czasowy rejestrowany na oscyloskopie w wyniku oddziaływania detektora z silnym źródłem ^{241}Am (59.6 keV). Górny przebieg przedstawia wejściowy sygnał z przedwzmacniacza [13], natomiast dolny, odpowiedź dyskryminatora stało frakcyjnego CFD, przy zakresie rzędu 3x10^{6} zliczeń na sekundę, zmierzony dla kryształu LSO matrycą fotodiod Hamamatsu S8550.



Rysunek 77. Analogicznie do Rysunku 76, jedynie promieniowanie wywołujące oddziaływanie pochodzi ze źródła cezu (^{137}Cs) o energii 662 keV.

Rysunek 78 przedstawia zależność liczby zliczeń w funkcji średniego prądu matrycy fotodiod Hamamatsu S8550 dla kryształów LSO. Na podstawie otrzymanych wyników widać, że w trybie zliczeniowym detektor pracuje wydajnie w zakresie do około $1x10^6$ z/s, co mimo 4 krotnie mniejszego przekroju kryształu pozostaje w zgodzie z wynikami prezentowanymi w pracy [II]. Dla wyższych częstotliwości zliczeń, czas martwy stosowanej elektroniki oraz czas zaniku impulsu świetlnego z scyntylatora LSO ograniczają proporcjonalność zakresu dynamicznego w funkcji średniego prądu diody, w rzeczywistości odpowiadającemu natężeniu rejestrowanej dawki promieniowania X.

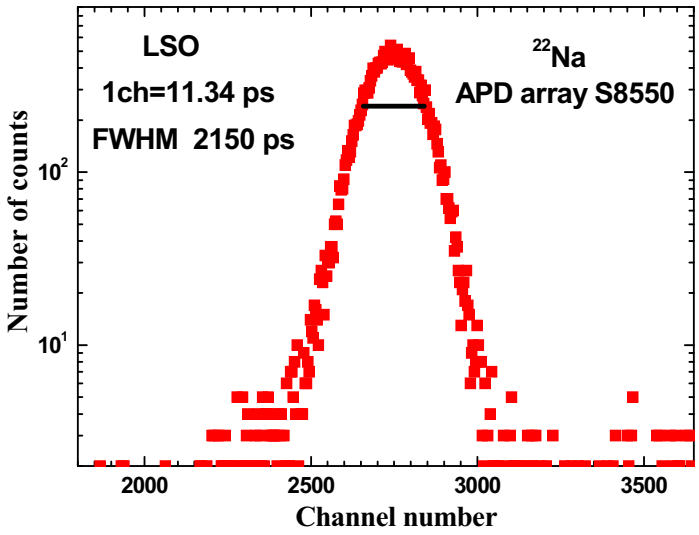


Rysunek 78. Zależność liczby zliczeń w funkcji średniego prądu matrycy fotodiod Hamamatsu S8550 dla kryształów LSO.

W dolnym panelu Rysunku 78, w celu bardziej klarownej wizualizacji, przedstawiono wyniki w skali logarytmicznej. Widać, że detektor ten, dla niskich dawek promieniowania w trybie zliczeniowym może pracować wydajnie. Jest to szczególnie ważne ze względu na konieczność ograniczenia dawek promieniowania, na jakie narażony jest pacjent w trakcie przebiegu badania. Jednocześnie wiadomo, że dla niskich dawek, prąd diody w trakcie detekcji promieniowania X jest fałszowany przez prąd ciemnym tejże diody.
Dalsze ulepszanie układu pomiarowego i stosowanej elektroniki wymagać będzie rozszerzenia zakresu pomiaru prądu fotodiody, powyżej 500 nA oraz stabilizację napięcia a tym samym wzmocnienia poszczególnych pikseli w matrycy APD, ze względu na występowanie spadków napięcia na oporze zabezpieczającym diodę.

6.3.3. Czasowa zdolność rozdzielcza detektora opartego o matrycę APD

W celu sprawdzenia przydatności zaproponowanego układu pikselowych kryształów w połączeniu z matrycą fotodiod lawinowych w zastosowaniu do tomografii pozytonowo rentgenowskiej zmierzono czasową zdolność rozdzielczą badanych detektorów. Pomiary zostały przeprowadzone zgodnie z metodą przedstawioną w Rozdziale 5.2, str. 67 i analogicznie do tych prezentowanych w Rozdziale 6.2.4, str. 100. Badane kryształy przyklejone były do matrycy fotodiod lawinowych Hamamatsu S8550, a jako detektora referencyjnego użyto kryształ fluorku baru (BaF_2). Widma czasowej zdolności rozdzielczej, zmierzone matrycą fotodiod lawinowych Hamamatsu S8550 zostały przedstawione na Rysunku 79, a uzyskane wyniki zgromadzone w Tabeli 27.



Rysunek 79. Widma czasowej zdolności rozdzielczej, zmierzone matrycą fotodiod lawinowych Hamamatsu S8550.

TABELA 27. WYNIKI CZASOWEJ ZDOLNOŚCI ROZDZIELCZEJ, ZMIERZONE MATRYCĄ FOTODIOD LAWINOWYCH HAMAMATSU S8550.

APD	δt [a] [ps]	$N_{e\text{-}h}$ [b] [e-h/MeV]	Referencja
S8550 – nowa	2150±110	6220±310	
S8550 – stara	3000±200	4830±240	[13]
S8664-55	830±42	7870±390	[II]

[a] Czasowa zdolność rozdzielcza [ps],
[b] Liczba par elektron-dziura, [e-h/MeV], ^{22}Na (511keV).

Czasowa zdolność rozdzielcza kryształu LSO połączonego z matrycą fotodiod lawinowych jest trzy razy gorsza niż ta zmierzona fotopowielaczem XP2020Q [I]. Przeprowadzone z wykorzystaniem matrycy fotodiod lawinowych nie dorównują tym uzyskanym dla pojedynczej fotodiody Hamamatsu S8644-55 [II]. Gorszy wynik czasowej zdolności rozdzielczej rzędu 2.15 ns spowodowany jest zastosowaniem wolniejszego przedwzmacniacza, co również potwierdza dwukrotnie szerszy sygnał odpowiedzi

przedwzmacniacza prezentowany na Rysunku 77 w porównaniu do Rysunku 65 [II]. Natomiast porównując wyniki czasowej zdolności rozdzielczej uzyskane dla matryc fotodiod lawinowych Hamamatsu 8550, zauważalny jest prawie 40% lepszy wynik uzyskany w oparciu o nową matrycę fotodiod, o większym wzmocnieniu [13]. Jest to niewątpliwie zasługą większej liczby rejestrowanych par elektron-dziura oraz lepszemu stosunkowi sygnału do szumu diody, uzyskanemu dzięki większemu wzmocnieniu tejże diody.

6.3.4. Wnioski z pracy „W poszukiwaniu wspólnego detektora do tomografii PET/CT”

Przeprowadzone pomiary, w oparciu o nową matrycę fotodiod lawinowych Hamamatsu 8550, o wysokim wzmocnieniu rzędu 200, potwierdzają możliwość zastosowania tychże matryc w medycynie nuklearnej, w szczególności w tomografii pozytonowo rentgenowskiej. Zastosowanie układu matrycy fotodiod wraz z układem pikselowych kryształów jest ciekawym i praktycznym rozwiązaniem na mały, kompaktowy detektor o wyśmienitych własnościach, takich jak: wysoka wydajność zbierania światła, dobra czasowa i energetyczna zdolność rozdzielcza oraz korzystny stosunek sygnału do szumu diody w liczeniu poszczególnych kwantów promieniowania X. Dlatego też, coraz bardziej realne staję się wykonanie dwu zakresowego detektora PET/CT w oparciu o pomiary dawki promieniowania X w obydwu trybach pracy tomografu. Możliwe jest przezwyciężenie niekorzystnego wpływu fosforescencji dla niskich dawek promieniowania X poprzez zastosowanie trybu zliczeniowego oraz zwiększenie zakresu dynamicznego dla wyższych dawek promieniowania poprzez zastosowanie trybu prądowego.

7. Wnioski i uwagi końcowe

Ostatnie półwiecze przyniosło rewolucyjny rozwój medycyny nuklearnej, do którego w dużej mierze przyczynił się postęp w technikach detekcji promieniowania jądrowego, połączony z rozwojem elektroniki i technik informatycznych. Środowisko fizyków i naukowców z całego świata, w tym naukowcy z Instytutu Problemów Jądrowych w Świerku, aktywnie odpowiedzieli na zapotrzebowanie budowy nowych, coraz to lepszych i dokładniejszych urządzeń do obrazowania radiologicznego, w tym tomograficznego. Grupa Profesora Moszyńskiego z Zakładu Detektorów i Elektroniki Jądrowej, Instytutu Problemów Jądrowych, w ramach udziału w Europejskim programie badawczym BIOCARE, wykonała szereg prac wytyczających drogi przyszłego postępu w medycynie nuklearnej.

Jednym z głównych celów projektu BioCare było opracowanie wspólnego detektora dla tomografii rentgenowskiej (CT) i pozytonowej (PET). Opracowanie odpowiednich detektorów a następnie budowa systemu diagnostycznego, realizującego wizualizacje dwiema komplementarnymi metodami o takiej samej geometrii detektorów, stanowiłby znaczący postęp w technikach diagnostycznych w medycynie. Założony w projekcie cel stanowił poważne wyzwanie do zrealizowania ze względu na sprzeczne wymagania stawiane detektorom do tomografii pozytonowo emisyjnej oraz tomografii rentgenowskiej.

Wniosek ten potwierdziły szczegółowe badania porównawcze licznych scyntylatorów stosowanych w medycynie nuklearnej. Mierzone wielkości, jak ilość emitowanego światła, czy na koniec pomiar poświaty (afterglow) wywołanej składowymi fosforescencji w scyntylatorach, pozwolił wybrać tylko dwa kryształy dające szansę realizacji detektora pracującego impulsowo w detekcji PET i prądowo w detektorach dla tomografii rentgenowskiej (CT). Niestety nawet te scyntylatory, a mianowicie $LaBr_3$ i GSO, wnosiły poważne ograniczenia. Wydajność detekcji kwantów anihilacyjnych w krysztale $LaBr_3$ jest niższa niż w powszechnie obecnie stosowanych scyntylatorach LSO, lub LYSO, z uwagi na mniejszą gęstość oraz liczbę atomową. Ponadto bardzo wysoka cena kryształów $LaBr_3$ istotnie wpłynęłaby na cenę skanerów PET/CT. Z kolei GSO charakteryzuje się znacznie mniejszą wydajnością świecenia, co stawiałoby pod znakiem zapytania poprawną pracę detektora PET opartego o odczyt światła przez fotodiody lawinowe.

Brak odpowiedniego scyntylatora dla prawidłowej pracy przyszłego detektora w trybie PET i CT wymusił nowe podejście do rozwiązania problemu. Pomiar prądowy dawki promieniowania X w tomografii rentgenowskiej jest zakłócany przez intensywną poświatę fosforescencyjną, głównie w obszarze małych dawek. Dla dużych dawek wkład poświaty staje się pomijalny. W związku z tym, w prezentowanej pracy zaproponowano pomiar niskich dawek w trybie zliczeniowym, który jest niezależny od poświaty. Próg dyskryminatora

wyzwalanego impulsami od rejestrownych kwantów X (około 20 keV) jest znakomicie wyższy niż poziom poświaty. Natomiast duże dawki promieniowania X mierzone byłby w trybie prądowym, co znakomicie rozszerza zakres dynamiczny mierzonych dawek. Proponowane przez inne grupy wykorzystanie tylko trybu zliczeniowego silnie ogranicza zakres dynamiczny rejestrowanych kwantów X, a zatem jakość obrazu tomograficznego.

Na podstawie przeprowadzonych przez Autora badań, zaproponowano metodę jednoczesnego pomiaru strumienia promieni X, w dwóch trybach pracy detektora, zliczeniowym i prądowym oraz jednoczesny pomiar kwantów anihilacyjnych o energii 511 keV w tomografii PET. Możliwe jest, zatem, w oparciu o wybrany kryształ scyntylacyjny Lu_2SiO_5:Ce (LSO) oraz o matrycę fotodiod lawinowych Hamamatsu S8550, wzbogacenie obrazu uzyskanego w badaniu PET o informację uzyskaną metodą obrazowania CT. Rozwiązanie to ma realne szanse na zastosowanie najpierw w komercyjnych tomografach zwierzęcych (animal PET), a następnie w klinicznych tomografach do trójwymiarowego obrazowania człowieka. Opracowana metoda pozwala jednocześnie zmniejszyć dawkę promieniowania, jaką naświetlany jest pacjent o trzy rzędy wielkości. A ponadto umożliwia budowę kompaktowego urządzenia do pomiarów nie tylko medycznych, ale i spektroskopowych, którego niewątpliwymi zaletami będą wysoka wydajność detekcji, znakomite czasowe i przestrzenne zdolności rozdzielcze, niewielkie rozmiary, odporność na uszkodzenia radiacyjne oraz niskie napięcia zasilania. Dodatkowo niewątpliwą poprawę jakości i kontrastu obrazu można osiągnąć poprzez wprowadzenie do tomografii informacji o czasie przelotu kwantów gamma wewnątrz pierścienia tomografu.

Przeprowadzone testy proponowanej metody, z silnym źródłem ^{241}Am, w trybie detekcji CT, oraz z kwantami anihilacyjnymi ze źródła ^{22}Na, potwierdziły skuteczną pracę detektora w dużym zakresie dynamicznym rejestrowanej wiązki promieniowania X oraz w trybie detekcji PET. Dlatego też, coraz bardziej realne staję się wykonanie dwu zakresowego detektora PET/CT w oparciu o pomiary dawki promieniowania X w obydwu trybach pracy tomografu. Możliwe jest przezwyciężenie niekorzystnego wpływu fosforescencji dla niskich dawek promieniowania X poprzez zastosowanie trybu zliczeniowego oraz zwiększenie zakresu dynamicznego dla wyższych dawek promieniowania poprzez zastosowanie trybu prądowego.

Odpowiedni wybór wspólnego detektora do tomografii PET/CT zakłada scharakteryzowanie kryształów scyntylacyjnych oraz fotodetektorów takich jak fotopowielacze czy fotodiody lawinowe. W pierwszym etapie badania eksperymentalne objęły porównanie właściwości kryształów scyntylacyjnych w celu wytypowania kandydatów jednocześnie spełniających warunki stawiane, scyntylatorom do badań PET jak i scyntylatorom do badań CT [I]. W kolejnym etapie przeprowadzono systematyczne badania fotodiod lawinowych w detekcji scyntylacyjnej oraz detekcji promieniowania X [II-[III], [13]-[16], oraz badania mające na celu lepsze zrozumienie procesów odpowiedzialnych w detektorze scyntylacyjnym za energetyczną zdolność rozdzielczą [V],[VI],[17]-[21]. Pozwoliło to zaproponować autorską metodą jednoczesnego pomiaru liczby kwantów gamma ze źródła sodu ^{22}Na o energii 511 keV, oraz strumienia promieni X [II],[III].

Przeprowadzone porównanie kryształów scyntylacyjnych potwierdziło, że jedynie kryształy LSO i $LaBr_3$ mają odpowiednie własności pozwalające na zastosowanie obydwu kryształów we wspólnym detektorze PET/CT. Kryształ LSO wydaje się w tym zastosowaniu sensownym rozwiązaniem, dzięki jego wysokiej wydajności detekcji związanej z dużą gęstością, krótkim czasom zaniku impulsów świetlnych jak i wysokiej emitowanej ilości światła. Jeszcze bardziej obiecującym, mimo niższej gęstości a zatem niższej wydajności detekcji wydaje się

być kryształ bromku lantanu $LaBr_3$. Jego intensywność fosforescencji, prawie dziesięciokrotnie niższa od tej zmierzonej dla kryształu LSO jest mimo wszystko sześciokrotnie wyższa od tej obserwowanej dla BGO natomiast największą jego zaletą jest niezwykle wysoka emitowana ilość światła, nieomalże proporcjonalny charakter odpowiedzi emitowanego z kryształu światła niezależnie od energii cząstek gamma tę emisję wywołujących oraz wyśmienita energetyczna zdolność rozdzielcza.

Podsumowując przeprowadzone badania, w oparciu o referencyjny kryształ BGO, jedynie kryształy LSO a zwłaszcza $LaBr_3$ dzięki wysokiej wydajności detekcji połączonej z wysoką wydajnością świetlną, spełniają warunki obydwu rodzajów tomografii i tym samym można rozważać ich zastosowanie, jako wspólnego detektora do tomografii PET/CT. W Tabeli 28, w porównaniu do kryształu BGO stosowanego w obydwu rodzajach tomografii, zebrano i przedstawiono właściwości fizyczne wybranych kryształów.

TABELA 28. PODSTAWOWE WŁASNOŚCI FIZYCZNE KRYSZTAŁÓW SCYNTYLACYJNYCH WYBRANYCH JAKO MOŻLIWE DO ZASTOSOWANIA WE WSPÓLNYM DETEKTORZE PET/CT.

Kryształ	Ilość światła [ph/MeV]	Pik emisji [nm]	Czas zaniku [ns]	Wsp. załamania	Gęstość [g/cm^3]	N_{phe} [a) b)]	$\Delta E/E$ [a)c)]	δt [a) d)]	Ref.
LSO	31000	420	40	1.82	7.4	5500±300	8.8±0.4	234±15	[33][85]
$LaBr_3$	65000	360	18	1.9	5.29	12000±400	3.6±0.2	145±13	[93]-[95]
BGO	8500	480	300	2.15	7.13	880±40	11.7±0.5		[96]

[a)] Wyniki uzyskane dla kryształów o rozmiarze 10×10×5 [mm³],
[b)] Liczba fotoelektronów, [phe/MeV], dla ^{137}Cs (661.7keV),
[c)] Energetyczna zdolność rozdzielcza, [%], dla ^{137}Cs (661.7keV),
[d)] Czasowa zdolność rozdzielcza, [ps], dla ^{22}Na (511keV).

Właściwości te pozwalają sądzić, że zastosowanie tych kryształów w systemach PET w znaczący sposób podniesie jakość uzyskiwanych obrazów, w odniesieniu do dotychczas używanych kryształów BGO. Ponadto stosowanie trybu zliczeniowego promieniowania X pozwoli wzbogacić informację uzyskiwaną metodą PET o obraz CT, obniżając jednocześnie dawkę promieniowania, jaką naświetlany jest pacjent.

Obok prac związanych bezpośrednio z tematyką prezentowanej rozprawy doktorskiej, Autor brał udział w licznych pracach grupy związanych z badaniami nowych scyntylatorów, technikami pomiaru czasu przelotu w detektorach PET, czy innymi zagadnieniami technik scyntylacyjnych. W efekcie dorobek naukowy Autora obejmuje 28 publikacji opublikowanych, w druku, lub złożonych do druku w IEEE Transaction on Nuclear Science i Nuclear Instrumentation Methods.

Ponadto badania realizowane w grupie Profesora Moszyńskiego przyniosły nowe obserwacje w dziedzinie energetycznej zdolności rozdzielczej detektorów scyntylacyjnych [16]-[20], pozwalające oczekiwać głębszego zrozumienia procesów fizycznych ograniczających zdolność rozdzielczą, a nawet, być może, nowych metod modyfikacji scyntylatorów, dla uzyskania podwyższonej zdolności rozdzielczej.

Przeprowadzone badania i uzyskane wyniki potwierdzają możliwość budowy działającego systemu do tomografii PET/CT oraz w decydujący sposób przyczyniły się do złożenia w Komisji Europejskiej dwóch wniosków o kolejne granty badawczo rozwojowe, będące

naturalną kontynuacją grantu BIOCARE, o nazwie DOSINOWA (Dose and treatment efectiveness imagimg for advanced quality control treatment monitoring and adaptive ion therapy optimization) na kwotę 6.000.000 € oraz o nazwie AMPHORA (**A**dvanced **M**RI-compatible **P**ET detector with **H**igh modularity and **O**ptimized **R**esolution for clinical and preclinical **A**pplications) na kwotę 12.000.000 €.

W najbardziej optymistycznym scenariuszu uzyskane wyniki pozwolą zaproponować nowe metody budowy komercyjnych urządzeń do tomograficznego obrazowania pacjenta obydwiema współcześnie istniejącymi metodami. Realizowane przez Autora prace dodatkowo promują nasz zespół na światowych rynkach naukowych umożliwiając dalsze ważne kontrakty z różnymi ośrodkami naukowymi i przemysłem w Europie i na świecie.

8. Bibliografia

[1] A. Nassalski, M. Kapusta, T. Batsch, D. Wolski, D. Mockel, W. Enghardt, M. Moszyński, „Comparative study of scintillators for PET/CT detectors", IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 54, no. 1, pp. 3-10, Feb. 2007.

[2] A. Nassalski, M. Moszyński, T. Szczęśniak, D. Wolski, T. Batsch "The Road to the Common PET/CT Detector", IEEE Trans. Nucl. Sci., vol 54, no 5, pp. 1459-1463, October 2007.

[3] A. Nassalski, M. Moszyński, A. Syntfeld-Każuch, Ł. Świderski, T. Szczęśniak, D. Wolski, T. Batsch, "Application of Hamamatsu S8550 APD array to the Common PET/CT Detector", *IEEE Trans. Nucl. Sci.,* vol 55, no 5, pp. 2460-2464, Oct. 2008.

[4] A. Nassalski, M. Moszyński, A. Syntfeld-Każuch, Ł. Świderski, T. Szczęśniak, „Non-proportionality of organic scintillators and BGO", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 55, no. 3, pp. 1069-1072, June 2008.

[5] M. Moszyński, A. Nassalski, W. Czarnacki, A. Syntfeld-Każuch, D. Wolski, T. Batsch, T. Usui, S. Shimizu, N. Shimura, K. Kurashige, K. Kurata, H. Ishibashi, „Energy Resolution of LGSO Scintillators", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* vol. 54, no 3, pp. 725-731, June 2007.

[6] M. Moszyński, A. Nassalski, A. Syntfeld-Każuch, T. Szczęśniak, W. Czarnacki, D. Wolski, G. Pausch, J. Stein, "Temperature dependences of $LaBr_3$(Ce), $LaCl_3$(Ce) and NaI(Tl) scintillators", *Nucl. Instr. Meth.* A vol. A568, pp. 739, 2006.

[7] P. Bérard, C. M. Pepin, D. Rouleau, J. Cadorette, R. Lecomte, „CT acquisition using PET detector and electronics", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 52, No. 3, pp. 634-637, June 2005.

[8] R. Fontaine, F. Bélanger, J. Cadorette, J. D. Leroux, J. P. Martin, J. B. Michaud, J. F. Pratte, S. Robert, R. Lecomte, „Architecture of a dual-modality, high-resolution, fully digital positron emission tomography/computed tomography (PET/CT) scanner for small animal imaging", *IEEE Trans. Nucl. Sci.,* vol. 52, No. 3, pp. 691-696, June 2005

[9] P. Bérard, J. Riendeau, C. M. Pepin, D. Rouleau, J. Cadorette, R. Fontaine, R. Lecomte, „Novel CT detector based on an inorganic scintillator working in photon counting mode", *Physics of Medical Imaging Proc. of SPIE*, vol. 6142, 61420V-1, 2006.

[10] L. Riendeau, P. Bérard, N. Viscogliosi, M. Tétrault, F. Lemieux, R. Lecomte, R. Fontaine, „High rate photon counting CT using parallel digital PET elecronics", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 55, No. 1, pp. 40-47, Feb. 2008.

[11] P. Kluetz, C. Meltzer, V. Villemagne, P. Kinahan, S. Chander, M. Martinelli, D. Townsend, „Combined PET/CT imaging in oncology: impact on patient management", Clinical Positron Imaging, vol 3, No. 6, pp. 223-230, 2000.

[12] A. Altman, „Photon sensors and detectors in medical imaging, present status and future trends", Light 06, Large-area photon detectors workshop, January 8-12, Eilat, Israel.

[13] M. Kapusta, P. Crespo, D. Wolski, M. Moszyński, W. Enghardt, „Hamamatsu S8550 APD arrays for high-resolution scintillator matrices readout", Nucl. Instrum. Meth., vol. A504, pp. 139–142, 2003.

[14] M. Kapusta, P. Crespo, D. Wolski, K. Heidel, L. Heinrich, J. Hutsch, J. Pawelke, M. Sobiella, A. Trzcińska, M. Moszyński, W. Enghardt, "The LSO/APD array as a possible detector for in-beam PET in hadron therapy", IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 51, no. 4, pp. 1389-1394, Aug. 2004.

[15] P. Crespo, M. Kapusta, J. Pawelke, M. Moszyński, W. Enghardt, „First in-beam PET imaging with LSO/APD-array detectors", IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 51, no. 5, pp. 2654-2661, Oct. 2004.

[16] M. Moszyński, M. Szawlowski, M. Kapusta, M. Balcerzyk, „ Large area avalanche photodiodes in scintillation and X-ray detection", *Nucl. Instr. Meth.,* A 485, pp. 504-521, 2002.

[17] M. Balcerzyk, M. Moszyński, M. Kapusta, D. Wolski, C.L. Melcher, "YSO, LSO and LGSO. A study of energy resolution and nonproportionality", *IEEE Trans. Nucl. Sci.,* vol. 47, no. 4, pp. 1319-1323, Aug. 2000.

[18] M. Moszyński, J. Zalipska, M. Balcerzyk, M. Kapusta, W. Mengeshe, J.D. Valentine, „Intrinsic resolution of NaI(Tl)", Nucl. Instr. Meth. A484(2002)259.

[19] M. Moszyński, W. Czarnacki, M. Kapusta, M. Szawlowski, W. Klamra, P. Schotanus, "Energy resolution and light yield non-proportionality of pure NaI scintillator studied with large area avalanche photodiodes at liquid nitrogen temperature", Nucl. Instr. Meth.., A486(2002)13.

[20] M. Moszyński, A. Nassalski, A. Syntfeld-KażuchŁ, Świderski, T. Szczęśniak, „Energy Resolution of Scintillation Detectors – New observations", *IEEE Trans. Nucl. Sci.,* vol. 55, no. 3, pp. 1062-1068, 2008.

[21] M. Moszyński, A. Nassalski, A. Syntfeld-Każuch, T. Szczęśniak, W. Czarnacki, D. Wolski, G. Pausch, J. Stein, "Temperature dependences of $LaBr_3$(Ce), $LaCl_3$(Ce) and NaI(Tl) scintillators", *Nucl. Instr. Meth,.* A vol. A568, pp. 739, 2006.

[22] Michael Fugate, Santa Fe Community College, Gainesville, Floryda, http://inst.sfcc.edu/~mfugate/

[23] S. Tavernier, A. Getkin, B. Grinyov, W. W. Moses, „Radiation detectors for medical applications", *Springer*, Netherlands, 2006.

[24] C. Grekovich, D. Cusano, D. Hoffman, R. Riedner, *American Caramic Society Bull.*, 71 (1992) pp. 1120.

[25] M. Yoshida, M. Nakagawa, H. Furii, F. Kawaguchi, H. Hamada, Y. Ito, H. Takeuchi, T. Hayakawa, Y. Tsukuda, *Japanese Journ of Applied Physics*, 27 (1988) L1572.

[26] G. Hahn, R. Hupke, G. Kohl, J. Leppert, *Sensors*, 1(1997) 15.

[27] Gorokhova, V. Demidenko, O. Khristich, S. Mikhrin, P. Rodnyi, *J. Opt. Technology*, 70 (2003) 693.

[28] Cheryl Ann Beegle, Clinical Research Center, The National Institutes of Health, Bethesda, Maryland, USA.

[29] W. Moses, S. Derenzo, T. Budinger, "PET detector modules based on novel detector technologies", *Nucl. Instr. Meth.* A 353 (1994) 189-194

[30] W. Moses, S. Derenzo, T. Budinger, "Scintillators for Position Emission Tomography", Proceedings of the International Conference on Inorganic Scintillators and their applications, SCINT 1995, Delf, NL

[31] R. Hofstaedter, "Alkali halide scintillation counters", Phys. Rev. 74 (1948) 100-101.

[32] M. J. Weber, R. R. Monchamp, "Luminescence of $Bi_4Ge_3O_{12}$: Spectral and decay properties", *J. Appl. Phys.* 44 (1973) 5495.

[33] C. L. Melcher and J.S. Schweitzer, "Cerium doped lutetium oxyorthosilicate: A fast efficient new scintillator", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 39, 502-505, 1992.

[34] H. O. Anger, "Scintillation camera" *Rev. Sci. Instrum.*, 27 (1958).

[35] Brookhaven National Lab RatCAP II: Rat Conscious Animal.

[36] P. M. Bloomfield, S. Rajeswaran, T. Spinks, "The design and physical characteristics of a small animal positron emission tomograph", *Phys. Med. Biol.* 40 (1995) 1105-1126.

[37] C. Burnham, J. Bradshaw, D. Kaufman, D. Chesler, G. Brownell, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-311 (1984) 632-646.

[38] www.advanced-mi.com

[39] R. Allemand, C. Gresset, and J. Vacher, "Potential advantages of a Cesium Fluoride scintillator for time-of-flight positron camera", *J. Nucl. Med.*, vol. 21, pp. 153–155, 1980.

[40] M. Laval, R. Allemand, R. Campagnolo, Ph. Garderet, R. Gariod, P. Guinet, M. Moszyński, E. Tournier, and J. Vacher, "Contribution of the time-of-flight information to the positron tomographic imaging", *Proc. 3rd World Congress Nucl. Med. and Biol.*, Paris, France, 1982, p. 2315, (29.08-02.09, 1982), Pergamon Press, Paris.

[41] N. A. Mullani, D. C. Ficke, R. Hartz, J. Markham, and G. Wong, "System design of a fast PET scanner utilizing time-of-flight," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. NS-28, pp. 104–107, 1981.

[42] W. W. Moses and S. E. Derenzo, "Prospects for time-of-flight PET using LSO scintillator," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 46, pp. 474–477, Jun. 1999.

[43] Bioengineering 508, Physical Aspects of Medical Imaging, Fall Quarter, 2006 http://courses.washington.edu/bioen508/

[44] P. E. Valk, D. L. Bailey, D. W. Townsend, M. N. Maisey, Positron Emission Tomography, marzec 2003.

[45] P. Kluetz, C. Meltzer, V. Villemagne, P. Kinahan, S. Chander, M. Martinelli, D. Townsend, „Combined PET/CT imaging in oncology: impact on patient management", *Clinical Positron Imaging*, vol 3, No. 6, pp. 223-230, 2000.

[46] Simon Cherry, UC Davis

[47] Saint-Gobain Detectors http://www.detectors.saint-gobain.com/.

[48] Glenn. F. Knoll, „ Radiation detection and measurements", 3rd ed., John Willey & Sons, Inc., New York, 2000.

[49] http://www.scionixusa.com/index.html

[50] E. Sysoeva, V. Tarasom, O. Zelanskaya, "Comparison of methods for determination of scintillation light field", *Nucl. Instr. Meth.* A 486 (2002) 67-73.

[51] M. Moszynski, M. Kapusta, M. Mayhugh, D. Wolski, S. O. Flyckt, "Absolute Light Output of scintillators", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* vol. 44, no. 3, pp. 1052 -1061, June 1997.

[52] W. Mengesha, T.D. Taulbee, B.D. Rooney, and J.D. Valentine, "Light Yield Nonproportionality of CsI(Tl), CsI(Na), and YAP", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 45, no. 3, pp. 456-460, Jun. 1998.

[53] M. Moszyński, „Inorganic scintillation detectors in γ–ray spectrometry", *Nukl. Instrum. Meth.*, vol. A 505, pp. 101-110, 2003.

[54] M. Moszyński, A. Nassalski, A. Syntfeld-KażuchŁ, Świderski, T. Szczęśniak, „Energy Resolution of Scintillation Detectors – New observations", *IEEE Trans. Nucl. Sci.,* vol. 55, no. 3, pp. 1062-1068, 2008.

[55] M. Moszyński, M. Kapusta, J. Zalipska, M. Balcerzyk, D. Wolski, M. Szawlowski and W. Klamra, „Low energy gamma-ray scintillation detection with large area avalanche photodiodes", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 46, no. 4, pp. 880-885, Aug. 1999.

[56] M. Moszyński, M. Kapusta, D. Wolski, M. Szawłowski, W. Klamra, "Energy resolution of scintillation detectors readout with large area avalanche photodiodes and photomultipliers", *IEEE Trans. Nucl. Sci.,* vol. 45, no. 3, pp. 472-477, June 1998.

[57] M. Kapusta, M. Balcerzyk, M. Moszyński, J. Pawelke, "A high-energy resolution observed from a YAP:Ce scintillator", *Nucl. Instr. Meth*., A 421, pp. 610, 1999.

[58] M. Balcerzyk, M. Moszyński, M. Kapusta, „Energy resolution of contemporary scintillators. Quest for high resolution, proportional detector", *Proceedings of the Fifth International Conference on Inorganic Scintillators and their Application*, Moscow, August 16–20, 1999.

[59] P. Dorenbos, J.T.M. de Hass, C.W.E. van Eijk, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-42 (1995) 2190.

[60] J.D. Valentine, B.D. Rooney, J. Li, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-45 (1998) 512.

[61] Photonis, „Photomultiplier tubes principles and applications", Chapter 2, pp. 3, September 2002.

[62] Z. Guzik, S. Borsuk, K. Traczyk, M. Plominski, „Enhanced 8K pulse height analyzer and multi-channel scaler (TUKAN 8K) with PCI or USB interfaces", *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, vol. 3, pp. 1444–1447, 16-22 October 2004.

[63] M. Moszyński, M. Kapusta, A. Nassalski, T. Szczęśniak, D. Wolski, L. Eriksson, C. L. Melcher, "New prospects for Time-of-Flight PET with LSO scintillators", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 53, no. 5, pp. 2484-2488, Oct. 2006.

[64] R. J. Locker, G. C. Huth, Appl. *Phys. Let.* 9 (1966) 227.

[65] G. C. Huth, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-13 (1968) 36.

[66] R. J. McIntyre, *IEEE Trans. Elektron Devices*, ED-13 (1966) 164.

[67] R. Lecomte, Ch. Martel, C. Carrier, *Nucl. Inst. Meth*. A 278 (1989) 585.

[68] C. Carrier, R. Lecomte, *Nucl. Inst. Meth.* A 299 (1990) 115.

[69] S. I. Ziegler, B. J. Pilchler, G. Boening, M. Rafecas, W. Pimpl, E. Lorenz, N. Schmitz, M. Schwaiger, "A prototype high resolution animal positron tomograph with avalanche photodiode array and LSO crystals", *Eur J Nucl Med*, 28 (2), pp. 136-143, 2001.

[70] www.hamamatsu.com

[71] M. Moszyński, M. Kapusta, M. Balcerzyk, M. Szawłowski, D. Wolski, I. Wegrzecka, M. Węgrzecki, „Comparative study of avalanche photodiodes with different structures in scintillation detection", *IEEE Trans. Nucl. Sci.,* vol. 48, no. 4, pp. 1205-1210, August 2001.

[72] M. Moszyński, T. Ludziejewski, D. Wolski, W. Klamra, M. Szwlowski and M. Kapusta, „Subnanosecond timing with large area avalanche photodiodes and LSO scintillators", *IEEE Trans. Nucl. Sci.,* vol. 43, pp. 1298–1302, June 1996.

[73] M. Balcerzyk, M. Moszyński, M. Kapusta, and M. Szawłowski, „Timing properties of LuAP:Ce studied with large-area avalanche photodiodes", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 48, no. 6, pp. 2344–2347, December 2001.

[74] M. Balcerzyk, W. Klamra, M. Moszyński, M. Kapusta, M. Szawlowski, "Energy Resolution and Nonproportionality of ZnSe:Te scintillator studied by large area avalanche photodiodes and photomultipliers.", Nucl. Instr. Meth., A482(2002)720.

[75] M. Moszyński, W. Czarnacki, W. Klamra, M. Szawlowski, P. Schotanus, M. Kapusta, „Intrinsic Energy Resolution of Pure NaI Studied with Large Area Avalanche Photodiodes at Liquid Nitrogen Temperatures", *Nucl. Instr. Meth.,* A505(2003)63

[76] M. Moszyński, W. Czarnacki, M. Szawlowski, B.L. Zhou, M. Kapusta, D. Wolski, P. Schotanus, „Performance of Large Area Avalanche Photodiodes at Liquid Nitrogen Temperature", *IEEE Trans. Nucl.* Sci., 49, No. 3(2002)971.

[77] M. Moszynski, M. Kapusta, D. Wolski, M. Balcerzyk, S.O. Flyckt, P. Lavoute, C. Marmonier, H. Mach, "New fast photomultipliers with a screening grid at the anode", *IEEE Trans. Nucl. Sci*., vol. 51, pp. 1701-1706, August 2004.

[78] M. Moszyński, M. Gierlik, M. Kapusta, A. Nassalski, T. Szczęśniak, Ch. Fontaine, P. Lavoute, "New Photonis XP20D0 photomultiplier for fast timing in nuclear medicine", *Nucl. Instr. Meth*., vol. A 567, pp. 31-35, 2006.

[79] T. Szczęśniak, M. Moszyński, A. Nassalski, P. Lavoute, A.G. Dehaine, "A Further Study of Timing with LSO on XP20D0 for TOF PET", *IEEE Trans. Nucl. Sci., v*ol. 54, no 5, pp. 1464-1473, Oct. 2007.

[80] T. Szczęśniak, M. Moszyński, Ł. Świderski, A. Nassalski, P. Lavoute, M. Kapusta, „Fast Photomultipliers for TOF PET", *IEEE Trans. Nucl. Sci.,* vol. 56, no. 1, pp. 173-181, 2009

[81] T. Szczęśniak, M. Moszyński, Ł. Świderski, A. Nassalski, A. Syntfeld-Każuch, A.G. Dehaine, M. Kapusta et al., „A Comparative Study of Fast Photomultipliers for Timing Experiments and TOF PET", *IEEE Trans. Nucl. Sci.,* in press

[82] M. Bertolaccini S. Cova, and C. Bussolatti, "A technique for absolute measurement of the effective photoelectron per keV yield in scintillation counters", *Proceedings of the Nuclear Electronics Symposium*, Versailles, France, 1968.

[83] J. B. Birks, „The theory and practice of scintillation counting", *Pergamon Press Ltd*., Oxford, 1964.

[84] G. Dietze, H. Klein, „Gamma-calibration of NE213 scintillation counters", *Nucl. Instrum. Meth*., vol. 193, pp. 549-556, 1982.

[85] M. Kapusta, P. Szupryczyński, C. Melcher, M. Moszyński, M. Balcerzyk, A.A. Carey, W. Czarnacki, A. Spurrier, A. Syntfeld, "Non-proportionality and thermoluminescence of LSO:Ce", *IEEE Trans. Nucl.* Sci., vol. 52, no. 4, pp. 1098-1104, August 2005.

[86] Saint-Gobain, LYSO data sheet.

[87] C. P. Pepin, P. Berard, R. Lecomte, "Comparison of LSO, LGSO and MLS scintillators", *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, vol. 1, Pages 124-128, 4-10 November 2001.

[88] M. Moszyński, T. Ludziejewski, D. Wolski, W. Klamra, V.V. Avdejchikov, "Timing properties of GSO, LSO, and other Ce doped scintillators", *Nucl. Intrum. Meth*., vol A 372, no. 1, pp. 51-58, March 1996.

[89] N. Shimura, M. Kamada, A. Guni, S. Łamana, T. Usuń, K. Kurashige, H. Ishibashi, N. Senguttuvan, S. Shimizu, K. Sumiya, H. Murayama, "Zr doped GSO:Ce single crystals and their scintillation performances", *IEEE Trans. Nucl. Sci*., vol. 53, no. 5, pp. 2519-2522, October 2006.

[90] S. Schimizu, K. Kurashige, T. Usui, N. Shimura, N. Senguttuvan, M. Kamada, H. Ishibashi, "Scintillation properties of $Lu_{0.4}Gd_{1.6}SiO_5$:Ce (LGSO) crystal", *IEEE Trans. Nucl. Sci*., vol. 53, no. 1, pp. 14-17, February 2006

[91] E.V.D. van Loef, P. Dorenbos, C.W.E. van Eijk, "High-energy resolution scintillator Ce^{3+} activated $LaCl_3$", *Appl. Phys. Lett.*, vol 77, 1467-1468, 2000.

[92] M. Balcerzyk, M. Moszynski, M. Kapusta, "Comparison of $LaCl_3$:Ce and NaI(Tl) scintillators in γ-ray spectrometry", *Nucl. Instrum. Meth*., vol. A 537, no. 1-2, pp. 50-56, January 2005.

[93] E.V.D. van Loef, P. Dorenbos, C.W.E. van Eijk, K. Kramer, H.U. Gudel, "High-energy-resolution scintillator: Ce^{3+} activated $LaBr_3$", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 79, pp. 1573-1575, 2001.

[94] P. Dorenbos, J.T.M. de Haas, C.W.E. van Eijk, "Gamma ray spectroscopy with a $\varnothing 19 \times 19$ mm^3 $LaBr_3$:0.5%Ce^{3+} scintillator", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 486, pp. 1289-1296, 2004.

[95] K. S. Shah, J Glodo, M. Klugerman, W.W. Moses, S.E. Derenzo, A.J. Weber, „$LaBr_3$:Ce scintillators for gamma-ray spectroscopy." IEEE Trans Nucl. Sci., vol 50, pp. 2410-2413, 2003.

[96] M. Moszyński, M. Balcerzyk, W Czarnacki, M. Kapusta, W. Klamra, A. Syntfeld, M. Szawłowski, "Intrinsic resolution and light yield non-proportionality of BGO", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 51, no. 3, pp. 1074-1079, June 2004.

[97] D. R. Kinloch, W. Novak, P. Raby, I. Toepke, "New developments in cadmium tungstate", *IEEE Trans. Nucl. Sci*., vol. 41, no. 4, pp. 752-754, August 1994.

[98] M. Moszyński, M. Balcerzyk, M. Kapusta, A. Syntfeld, D. Wolski, G. Pausch, J. Stein, P. Schotanus, "$CdWO_4$ crystal in gamma-ray spectrometry", *IEEE Trans. Nucl. Sci*., vol. 52, no. 6, pp. 3124-3128, December 2005.

[99] A. Kuhn, S. Surti, J.S. Karp, P.S. Raby, K.S. Shah, A.E. Perkins, G. Muehllehner, "Design of a lanthanum bromide detector for time-of-flight PET", *IEEE Trans. Nucl. Sci*., vol. 51, pp. 2550-2557, October 2004.

[100] J. Glodo, W.W. Moses, W.M. Higgins, E.V.D. van Loef, P. Wong, S.E. Derenzo, M.J. Weber, K.S. Shah, "Effects of Ce concentration on scintillation properties of $LaBr_3$:Ce", *IEEE Trans Nucl. Sci*., vol. 52, no. 5, pp. 1805-1808, October 2005.

[101] Saint-Gobain, LYSO data sheet.

[102] M. Moszyński, C. Plettner, A. Nassalski, T. Szczęśniak, Ł. Świderski, A. Syntfeld-Każuch, W. Czarnacki, G. Pausch, J. Stein, A. Niculae, and H. Soltadu, „A Comparative Study of Silicon Drift Detectors with Photomultipliers, Avalanche Photodiodes and PIN Photodiodes in Gamma Spectrometry with $LaBr_3$ Crystals", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, (2008).

9. Lista publikacji Autora

1. A. Nassalski, M. Kapusta, T. Batsch, D. Wolski, D. Mockel, W. Enghardt, M. Moszyński, „Comparative study of scintillators for PET/CT detectors", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 54, no. 1, pp. 3-10, Feb. 2007.
2. A. Nassalski, M. Moszyński, T. Szczęśniak, D. Wolski, T. Batsch "The Road to the Common PET/CT Detector", *IEEE Trans. Nucl. Sci.,* vol 54, no 5, pp. 1459-1463, Oct. 2007.
3. A. Nassalski, M. Moszyński, A. Syntfeld-Każuch, Ł. Świderski, T. Szczęśniak, D. Wolski, T. Batsch, "Application of Hamamatsu S8550 APD array to the Common PET/CT Detector", *IEEE Trans. Nucl. Sci.,* vol 55, no 5, pp. 2460-2464, Oct. 2008.
4. A. Nassalski, M. Moszyński, A. Syntfeld-Każuch, Ł. Świderski, T. Szczęśniak, „Non-proportionality of organic scintillators and BGO", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 55, no. 3, pp. 1069-1072, June 2008.
5. A. Nassalski, M. Moszyński, A. Syntfeld-Każuch, T. Szczęśniak, Ł. Świderski, D. Wolski, T. Batsch, J. Baszak, „Silicon Photomultiplier as an Alternative for APD in PET/MRI Applications", submitted to *IEEE Trans. Nucl. Sci.* (2008).
6. M. Moszyński, A. Nassalski, A. Syntfeld-KażuchŁ, Świderski, T. Szczęśniak, „Energy Resolution of Scintillation Detectors – New observations", *IEEE Trans. Nucl. Sci.,* vol. 55, no. 3, pp. 1062-1068, 2008
7. A. Syntfeld-Każuch, M. Moszyński, Ł. Świderski, W. Klamra, A. Nassalski, „Light pulse shape dependence on γ-ray energy in CsI(Tl)", *IEEE Trans. Nucl. Sci.,* vol. 55, no. 3, pp. 1246-1250, 2008.
8. Ł. Świderski, M. Moszyński, A. Nassalski, A. Syntfeld-Każuch, W. Czarnacki, W. Klamra, V.A. Kozlov, „Scintillation properties of undoped CsI and CsI doped with CsBr", *IEEE Trans. Nucl. Sci.,* vol. 55, no. 3, pp. 1241-45, 2008.
9. T. Szczęśniak, M. Moszyński, A. Nassalski, P. Lavoute, A.G. Dehaine, "A Further Study of Timing with LSO on XP20D0 for TOF PET", *IEEE Trans. Nucl. Sci., v*ol. 54, no 5, pp. 1464-1473, Oct. 2007.
10. M. Moszyński, A. Nassalski, W. Czarnacki, A. Syntfeld-Każuch, D. Wolski, T. Batsch, T. Usui, S. Shimizu, N. Shimura, K. Kurashige, K. Kurata, H. Ishibashi, „Energy Resolution of LGSO Scintillators", *IEEE Trans. Nucl. Sci.,* vol. 54, no 3, pp. 725-731, June 2007.
11. M. Gierlik, M. Moszyński, A. Nassalski, A. Syntfeld-Każuch, T. Szczęśniak, Ł. Świderski, „Investigation of Absolute Light Output Measurement Techniques", *IEEE Trans. Nucl. Sci.,* vol. 54, no 4, pp. 1367-1371, Aug. 2007.
12. Ł. Świderski, M. Moszyński, D. Wolski, T. Batsch, A. Nassalski, A. Syntfeld-Każuch, T. Szczęśniak, F. Kniest, M.R. Kusner, G. Pausch, J. Stein, W. Klamra, „Boron-10 Loaded BC523A Liquid Scintillator for Neutron Detection in the Border Monitoring", *IEEE Trans. Nucl. Sci.,* vol. 55, no. 6, pp. 3710-3716, 2008
13. T. Szczęśniak, M. Moszyński, Ł. Świderski, A. Nassalski, P. Lavoute, M. Kapusta, „Fast Photomultipliers for TOF PET", *IEEE Trans. Nucl. Sci.,* vol. 56, no. 1, pp. 173-181, 2009
14. M. Moszyński, Ł. Świderski, T. Szczęśniak, A. Nassalski, A. Syntfeld-Każuch, W. Czarnacki, G. Pausch, J. Stein, P. Lavoute, F. Lherbert, F. Kniest, „Study of $LaBr_3$ Crystals Coupled to Photomultipliers and Avalanche Photodiodes", *IEEE Trans. Nucl. Sci,.* vol. 55, no. 3, pp. 1774-1780, 2008
15. A. Syntfeld-Każuch, R. Arlt, V. Gostilo, A. Loupilov, M. Moszyński, A. Nassalski, M. Swoboda, D. Wolski, „Comparison of a $LaBr_3$(Ce) Scintillation Detector with a Large Volume CdZnTe Detektor", *IEEE Trans. Nucl. Sci.,* vol. 53, no 6, pp. 3938-3943, Dec. 2006.
16. M. Moszyński, M. Kapusta, A. Nassalski, T. Szczęśniak, D. Wolski, L. Eriksson, C. L. Melcher, "New prospects for Time-of-Flight PET with LSO scintillators", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 53, no. 5, pp. 2484-2488, Oct. 2006.
17. M. Moszyński, M. Gierlik, M. Kapusta, A. Nassalski, T. Szczęśniak, Ch. Fontaine, P. Lavoute, "New Photonis XP20D0 photomultiplier for fast timing in nuclear medicine", *Nucl. Instr. Meth*., vol. A 567, pp. 31-35, 2006.
18. M. Moszyński, A. Nassalski, A. Syntfeld-Każuch, T. Szczęśniak, W. Czarnacki, D. Wolski, G. Pausch, J. Stein, "Temperature dependences of $LaBr_3$(Ce), $LaCl_3$(Ce) and NaI(Tl) scintillators", *Nucl. Instr. Meth,.* A vol. A568, pp. 739, 2006.

19. M. Moszyński, M. Balcerzyk, W. Czarnacki, A. Nassalski, T. Szczęśniak, H. Kraus, V.B. Mikhailik, I.M. Solskii, „Characterization of $CaWO_4$ scintillator at room and liquid nitrogen temperatures", *Nucl. Instr. Meth,.* A vol. A553, pp. 578, 2005.

20. M. Moszyński, C. Plettner, A. Nassalski, T. Szczęśniak, Ł. Świderski, A. Syntfeld-Każuch, W. Czarnacki, G. Pausch, J. Stein, A. Niculae, H. Soltau et al., „A Comparative Study of Silicon Drift Detectors with Photomultipliers, Avalanche Photodiodes and PIN Photodiodes in Gamma Spectrometry with LaBr3 Crystals", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* (2009)

21. M. Moszyński, W. Czarnacki, A. Syntfeld-Każuch, A. Nassalski, T. Szczęśniak, Ł. Świderski, F. Kniest, A. Iltis, "A Comparative Study of Undoped NaI Crystals with Different Purity", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* (2008)

22. G. Pausch, C. Plettner, C.M. Herbach, J. Stein, M. Moszyński, A. Nassalski, Ł. Świderski, T. Szczęśniak, A. Niculae, H. Soltau, „Demonstration of a Dual-Range Photon Detector with SDD and LaBr3(Ce3+) Scintillator", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* (2008)

23. C. Plettner, G. Pausch, C.M. Herbach, J. Stein, M. Moszyński, A. Nassalski, Ł. Świderski, T. Szczęśniak, A. Niculae, H. Soltau, „Prospects of a Dual Range Photon Detector with SDD and LaBr3(Ce) Scintillator", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* (2008)

24. A. Syntfeld-Każuch, M. Moszyński, Ł. Świderski, T. Szczęśniak, A. Nassalski, C.L. Melcher, M.A. Spurrier, „Energy Resolution of Calcium Co-Doped LSO:Ce Scintillators", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* (2008)

25. T. Szczęśniak, M. Moszyński, Ł. Świderski, A. Nassalski, A. Syntfeld-Każuch, A.G. Dehaine, M. Kapusta et al., „A Comparative Study of Fast Photomultipliers for Timing Experiments and TOF PET", *IEEE Trans. Nucl. Sci.,* in press

26. T. Szczęśniak, M. Moszyński, Ł. Świderski, A. Nassalski, A. Syntfeld-Każuch, P. Ojala, C. Bohm, „A Continuous Crystal Detector for TOF PET", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* (2008)

27. Ł. Świderski, M. Moszyński, A. Nassalski, A. Syntfeld-Każuch, T. Szczęśniak, K. Kamada, K. Tsutsumi, Y. Usuki, T. Yanagida, A. Yoshikawa, „Light yield non-proportionality and energy resolution of Praseodymium doped LuAG scintillator", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* in press.

28. Ł. Świderski, M. Moszyński, A. Nassalski, A. Syntfeld-Każuch, T. Szczęśniak, K. Kamada, T. Yanagida, K. Tsutsumi, „Scintillation Properties of Praseodymium and Cerium Doped LuAG Scintillator Compared to Cerium Doped LSO", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* (2008)