

UNIwersytet Jagielloński
W KRAKOWIE
Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej
Instytut Fizyki
im. Mariana Smoluchowskiego



MARTA CISZEWSKA

BADANIE ROZDZIELCZOŚCI CZASOWEJ DETEKTORÓW
SCYNTYLACYJNYCH POD KĄTEM ICH UŻYCIA
W POZYTONOWEJ TOMOGRAFII EMISYJNEJ.

Praca magisterska
wykonana w Zakładzie Fizyki Jądrowej
pod kierunkiem
prof. dr hab. Pawła Moskala

Kraków, 2012

Oświadczenie

Ja niżej podpisana Marta Ciszewska (nr indeksu: 1069943) studentka Wydziału Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej Uniwersytetu Jagiellońskiego kierunku fizyka, oświadczam, że przedłożona przeze mnie praca magisterska pt. „Badanie rozdzielczości czasowej detektorów scyntylicyjnych pod kątem ich użycia w pozytonowej tomografii emisyjnej” przedstawia wyniki badań wykonanych przeze mnie osobiście, pod kierunkiem prof. dr hab. Pawła Moskala. Pracę napisałam samodzielnie.

Oświadczam, że moja praca dyplomowa została opracowana zgodnie z Ustawą o prawie autorskim i prawach pokrewnych z dnia 4 lutego 1994 r. (Dziennik Ustaw 1994 nr 24 poz. 83 wraz z późniejszymi zmianami).

Jestem świadoma, że niezgodność niniejszego oświadczenia z prawdą ujawniona w dowolnym czasie, niezależnie od skutków prawnych wynikających z ww. ustawy, może spowodować unieważnienie tytułu nabytego na podstawie tej pracy.

Kraków, dnia

.....
podpis studentki/studenta

Pragnę serdecznie podziękować wszystkim osobom, które przyczyniły się do powstania niniejszej pracy, a w szczególności:

Panu prof. dr hab. Pawłowi Moskalowi za cenne wskazówki, cierpliwość i poświęcony czas, a także za bardzo wnikliwą korektę pracy.

Szymonowi Niedźwieckiemu za poświęcony czas i nieocenioną pomoc w laboratorium.

Mężowi- Piotrowi Ciszewskiemu za wiarę, że wszystko musi się udać, wsparcie i zrozumienie.

Rodzicom za trud wychowania i wsparcie na każdym etapie nauki.

Spis treści

1	Wstęp.....	11
2	Podstawy działania tomografu PET.....	12
2.1	Zjawiska fizyczne.....	12
2.1.1	Rozpad β^+	12
2.1.2	Anihilacja pozytonów.....	12
2.1.3	Oddziaływanie kwantów γ z materią.....	13
2.1.4	Radiofarmaceutyki w PET.....	16
3	Detektory scyntylacyjne.....	17
3.1	Mechanizm luminescencji w scyntylatorach organicznych oraz nieorganicznych.....	18
3.2	Budowa fotopowielacza.....	19
3.3	Energetyczna zdolność rozdzielcza.....	20
4	Opis układu pomiarowego.....	21
4.1	Źródło promieniotwórcze wykorzystane w przeprowadzonych pomiarach.....	21
4.2	Kolimacja kwantów anihilacyjnych.....	21
4.3	System detekcyjny.....	23
5	Czasowa zdolność rozdzielcza.....	25
5.1	Przyczynek od fotopowielaczy.....	25
5.1.1	Pomiar widma amplitud od pojedynczego fotoelektronu.....	25
5.1.2	Rozkład różnicy czasów w zależności od napięcia zasilającego fotopowielacze...	32
5.2	Przyczynek od oscyloskopu.....	33
5.2.1	Pomiar rozkładu różnicy czasów w zależności od progu.....	38
5.3	Pomiar rozkładu różnicy czasów w zależności od miejsca uderzenia kwantów gamma.	41
5.3.1	Dla scyntylatora RP422.....	41
5.3.2	Dla scyntylatora RP408.....	42
5.4	Wyznaczenie prędkości impulsu świetlnego.....	44
5.4.1	Dla scyntylatora RP422.....	44
5.4.2	Dla scyntylatora RP408.....	45
5.5	Przyczynek od profilu wiązki.....	46
5.6	Wyznaczenie czasowej zdolności rozdzielczej.....	50
5.6.1	Dla scyntylatora RP422.....	50
5.6.2	Dla scyntylatora RP408.....	51
6	Podsumowanie.....	53

7	Dodatek A.	54
8	Dodatek B.....	55
9	Literatura.	56

1 Wstęp.

Pozytonowa tomografia emisyjna polega na określeniu rozkładu przestrzennego stężenia wybranej substancji chemicznej w organizmie człowieka oraz zmian tego stężenia w czasie. Pacjentowi podaje się farmaceutyk znakowany nuklidem promieniotwórczym. Znacznik dobiera się tak, aby ulegał rozpadowi β^+ . Tomograf PET pozwala na zlokalizowanie znacznika promieniotwórczego poprzez pomiar kierunku lotu wyemitowanych kwantów anihilacyjnych. W tym celu wykorzystuje się system kilku tysięcy detektorów, które rejestrują kwanty gamma w koincydencji. Cały system podłączony jest do komputera, za pomocą którego wykonywana jest rekonstrukcja obrazu oraz wizualizacja rozkładu gęstości farmaceutyku w ciele człowieka [1, 2].

Pierwszy ośrodek PET w Polsce został uruchomiony w Bydgoszczy w marcu 2003 roku. W roku 2005 Ministerstwo Zdrowia zgłosiło projekt budowy sieci ośrodków PET w Polsce. Od tego czasu w naszym kraju powstało kilkanaście ośrodków oferujących badania tomografem PET, m.in. w Krakowie i Warszawie. Sieć działających skanerów PET jest w dalszym ciągu nie wystarczająca, dlatego w najbliższych latach planowane są budowy kolejnych placówek PET w Polsce. Szczegóły dotyczące sytuacji tomografów w Polsce znajdują się na końcu pracy w Dodatku B.

Wybudowanie tomografu PET jest bardzo kosztowne. Projekt, w ramach którego została wykonana niniejsza praca magisterska ma na celu zbudowanie, uruchomienie, przetestowanie oraz zoptymalizowanie prototypu nowego paskowego pozytonowego tomografu emisyjnego, w którym promieniowanie anihilacyjne będzie rejestrowane z wykorzystaniem organicznych materiałów scyntylacyjnych [3, 4]. Zastosowanie organicznych detektorów scyntylacyjnych ma na celu zmniejszenie kosztów produkcji urządzenia przy jednoczesnym zwiększeniu pola widzenia tomografu.

Celem niniejszej pracy było zbadanie rozdzielczości czasowej polimerowych detektorów scyntylacyjnych pod kątem ich użycia w pozytonowej tomografii emisyjnej. Badano scyntylator RP422 o wymiarach $1,4\text{cm} \times 1,4\text{cm} \times 10\text{cm}$ oraz scyntylator RP408 o wymiarach $1,4\text{cm} \times 1,4\text{cm} \times 50\text{cm}$. Źródłem promieniotwórczym użytym do wykonania pomiarów był sód ^{22}Na .

W celu dokładnego wyznaczenia rozdzielczości czasowej detektorów scyntylacyjnych wykonano szereg pomiarów za pomocą układu składającego się ze scyntylatorów, fotopowielaczy, zasilaczy oraz oscyloskopu cyfrowego. Ponieważ w wyniku rozpadu jądra ^{22}Na emitowane są kwanty gamma o $E=0,511\text{MeV}$ oraz $E=1,28\text{MeV}$ należało wykonać pomiar w taki sposób aby wyeliminować kwant o większej energii. Drugim ważnym zadaniem było zbadanie profilu wiązki kwantów anihilacyjnych wychodzących z kolimatora, we wnętrzu którego umieszczono źródło sodu- ^{22}Na . Na czasową zdolność rozdzielczą mają wpływ czynniki pochodzące od aparatury pomiarowej, które należało wyznaczyć.

Po wyznaczeniu wszystkich potrzebnych parametrów przystąpiono do pomiarów rozdzielczości czasowej detektorów scyntylacyjnych w zależności od napięcia progowego, napięcia zasilającego fotopowielacze oraz położenia wiązki wychodzącej z kolimatora względem paska scyntylacyjnego.

W Rozdziale 2 opisano podstawy działania tomografu PET wraz z towarzyszącymi mu zjawiskami fizycznymi. Rozdział 3 opisuje detektory scyntylacyjne- ich budowę oraz funkcję. Opis systemu detekcyjnego został opisany w Rozdziale 4. Pomiarów czasowej zdolności rozdzielczej w zależności od różnych parametrów wraz z obliczeniami opisuje Rozdział 5.

2 Podstawy działania tomografu PET.

2.1 Zjawiska fizyczne.

2.1.1 Rozpad β^+ .

Do produkcji farmaceutyków stosowanych w PET używa się nuklidów promieniotwórczych ulegających rozpadowi β^+ . Rozpad ten polega na przemianie protonu w neutron w jądrze nuklidu promieniotwórczego. W wyniku tej przemiany emitowane są dwie cząstki: pozyton i neutrino. Opisaną reakcję można zapisać ogólnie równaniem (2.1).



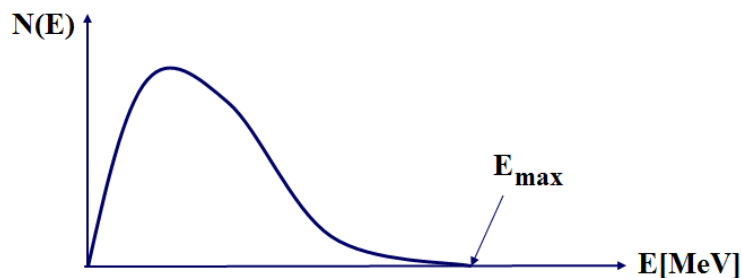
gdzie:

A_ZX - jądro początkowe o A nukleonach i Z protonach;

${}^A_{Z-1}Y$ - nowo powstałe jądro;

e^+ - pozyton;

ν - neutrino.



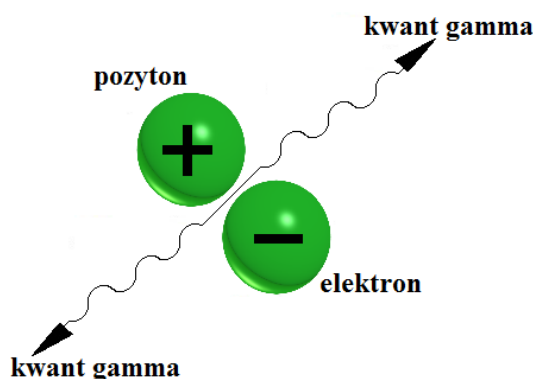
Rys. 2.1 Widmo energetyczne pozytonów w rozpadzie β^+ [1].

Na Rys. 2.1 schematycznie przedstawiono widmo energetyczne pozytonów w rozpadzie β^+ . Widmo energii jest ciągłe, a energia pozytonów przyjmuje wartości od zera do energii maksymalnej.

2.1.2 Anihilacja pozytonów.

W trakcie rozpadu β^+ zostaje wyemitowany pozyton. Jest on cząstką naładowaną, więc poruszając się w materii doznaje procesu hamowania. Hamowanie pozytonu następuje głównie w wyniku oddziaływania elektromagnetycznego z elektronami. Pozyton w krótkim czasie traci energię kinetyczną i tworzy układ związany z elektronem, po czym następuje anihilacja obu cząstek. Anihilacja może także wystąpić bez utworzenia stanu związanego.

Anihilacja elektronu z pozytonem polega na tym, że obie cząstki znikają, a energia równoważna ich masie zamienia się w energię kwantów gamma. Najczęściej w wyniku anihilacji wyemitowane są dwa kwanty gamma. Prawdopodobieństwo anihilacji elektronu z pozytonem zależy od ich względnej energii i drastycznie rośnie gdy energia względna maleje. Dlatego anihilacja zachodzi najczęściej gdy pozyton ma energię mniejszą niż 10keV, a zatem gdy jest „prawie” w spoczynku. Kwanty gamma rozchodzą się pod kątem około 180° , a energia każdego z nich wynosi około 511 keV.



Rys. 2.2 Anihilacja pozytonu z elektronem.

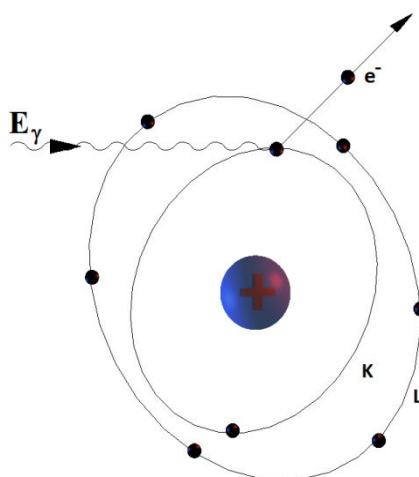
2.1.3 Oddziaływanie kwantów γ z materią.

Dla oddziaływania z materią kwantów γ o energii wynoszącej 511 keV istotne są dwa procesy zwane zjawiskiem fotoelektrycznym oraz efektem Comptona.

Zjawisko fotoelektryczne polega na oddziaływaniu kwantów γ z elektronami związanymi w atomie. Prowadzi to do przekazania całej energii kwantu gamma E_γ elektronowi. Energia ta zostaje wykorzystana na pokonanie energii wiązania E_w elektronu znajdującego się na orbicie atomu oraz na wytworzenie energii kinetycznej E_e oderwanego elektronu.

(2.2)

$$E_\gamma = E_e + E_w$$



Rys. 2.3 Zjawisko fotoelektryczne.

Efekt Comptona polega na rozpraszaniu kwantów γ na elektronach słabo związanych. Elektrony słabo związane to takie elektrony, których energie wiązania są dużo mniejsze niż energie kwantów γ .

Podczas zderzenia kwant γ przekazuje elektronowi część swojej energii i pędu oraz zmienia kierunek propagacji (Rys. 2.4). Korzystając z prawa zachowania energii i pędu związek pomiędzy energią rozproszonego i padającego kwantu γ można przedstawić za pomocą wzorów (2.3) oraz (2.4).

(2.3)

$$E_\gamma = E_\gamma' + E_e$$

(2.4)

$$\frac{E_\gamma}{c} = \frac{E_\gamma'}{c} \cos\vartheta + p_e \cos\varphi \quad ; \quad \frac{E_\gamma'}{c} \sin\vartheta = p_e \sin\varphi$$

gdzie:

 E_γ' - energia rozproszonego kwantu γ ; E_e - energia kinetyczna rozproszonego elektronu; p_e - pęd rozproszonego elektronu; c - prędkość światła; ϑ - kąt rozproszenia kwantu gamma; φ - kąt rozproszenia elektronu.

Energia i pęd elektronu związane są ze sobą relatywistycznym związkiem [5]:

(2.5)

$$p_e^2 c^2 = (E_e + 2m_0 c^2) E_e$$

gdzie:

 m_0 - masa spoczynkowa elektronu.

Po prostych przekształceniach można otrzymać wyrażenia na energię rozproszonego kwantu gamma (2.6) oraz energię odrzutu elektronu (2.7).

(2.6)

$$E_\gamma' = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0 c^2} (1 - \cos\vartheta)}$$

(2.7)

$$E_e = E_\gamma \frac{\frac{E_\gamma}{m_0 c^2} (1 - \cos\vartheta)}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0 c^2} (1 - \cos\vartheta)}$$

Dla kwantów anihilacyjnych $E_\gamma \approx m_0 c^2$. Dlatego w tym przypadku wzory (2.6) oraz (2.7) upraszczają się następująco:

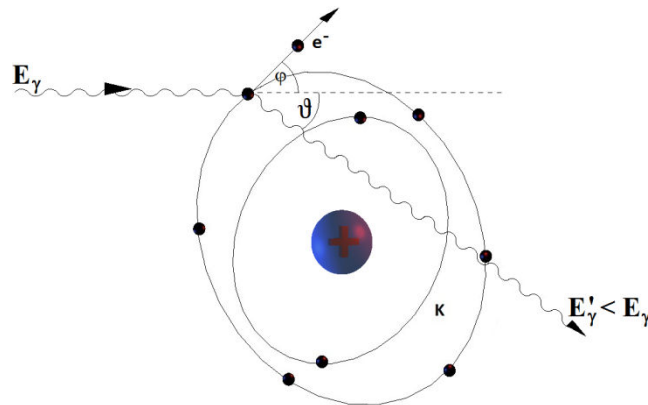
(2.8)

$$E_\gamma' \approx \frac{E_\gamma}{2 - \cos\vartheta}$$

(2.9)

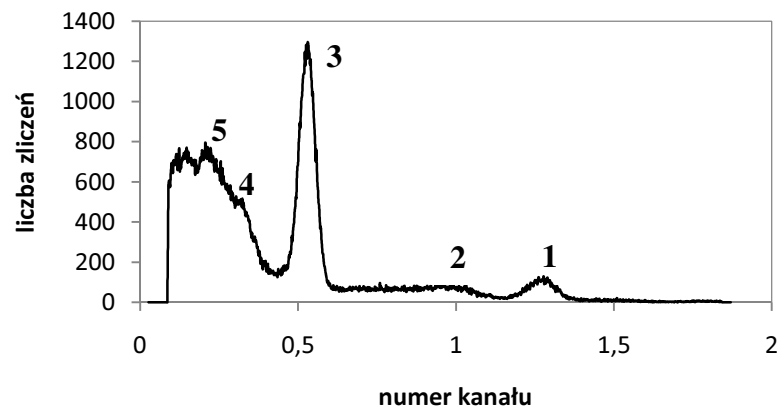
$$E_e \approx E_\gamma \frac{1 - \cos\vartheta}{2 - \cos\vartheta}$$

W wyniku reakcji Comptona elektron uzyskuje maksymalną energię gdy kwant gamma odbije się do tyłu $\cos\vartheta = -1$. Zatem kwanty anihilacyjne mogą przekazać elektronowi maksymalną energię kinetyczną równą $E_e^{max} = \frac{2}{3} E_\gamma = 0,341 \text{ MeV}$. W tym przypadku energia kwantów γ zwanych promieniowaniem wstecznym wynosi $E_{\gamma'} = E_\gamma - E_e^{max} = 0,17 \text{ MeV}$.



Rys. 2.4 Zjawisko Comptona.

W wyniku wyżej omówionych procesów widmo energii deponowanej w materii przez kwanty gamma składa się z maksimum odpowiadającemu zajściu zjawiska fotoelektrycznego oraz z ciągłego widma Comptonowskiego, co pokazuje Rys. 2.5.



Rys. 2.5 Schemat sygnałów z detektora scyntylacyjnego (NaI(Tl)) naświetlanego źródłem ^{22}Na .

Na Rys. 2.5 pokazane jest widmo energetyczne ^{22}Na zmierzone przy pomocy detektorów scyntylacyjnych z kryształem jodku sodu aktywowanego talem (NaI(Tl)). Pomiar wykonano na II Pracowni Fizycznej Instytutu Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego. Na zaprezentowanym widmie można wyróżnić następujące elementy:

- Maksimum pełnego pochłaniania kwantów gamma dla $E=1,28\text{MeV}$, oznaczono (1);
- Krawędź comptonowską, której odpowiada $E=1,067\text{MeV}$, oznaczono (2);
- Maksimum pełnego pochłaniania kwantów powstających w trakcie anihilacji, której odpowiada $E=0,511\text{MeV}$, oznaczono (3);
- Krawędź comptonowską dla kwantów anihilacyjnych, której odpowiada $E=0,341\text{MeV}$, oznaczono (4);
- Maksimum promieniowania wstecznego, której odpowiada $E=0,17\text{MeV}$, oznaczono (5).

Na Rys. 2.5 można zauważyć, że rejestrowane są kwanty gamma o energiach $E=0,511\text{MeV}$ oraz $E=1,28\text{MeV}$. Kwantów o energii $E=1,28\text{MeV}$ nie chcemy rejestrować podczas badań dotyczących pozytonowej tomografii emisyjnej. Interesujące są tylko kwanty gamma o $E=0,511\text{MeV}$. W celu wyeliminowania niechcianej części widma postanowiono użyć kolimatora i ustawić koincydencję pomiędzy dwoma detektorami scyntylacyjnymi.

2.1.4 Radiofarmaceutyki w PET.

W metodzie PET używa się związków biologicznych czynnych, które znakowane są krótko żywymi izotopami takimi jak np. ^{11}C , ^{15}O , ^{13}N oraz ^{18}F . Wymienione izotopy w trakcie rozpadu emitują pozytony, które w wyniku oddziaływania z elektronami powodują powstanie kwantów γ . Kwanty γ można rejestrować poza organizmem pacjenta. W Tab. 2.1 zawarte są informacje na temat własności kilku wybranych krótko żyjących nuklidów stosowanych w technice PET. Wszystkie zaprezentowane izotopy ulegają rozpadowi β^+ .

Tab. 2.1 Krótko żyjące izotopy stosowane w PET oraz ich własności. Na podstawie [6, 7, 8].

Izotop	Reakcja jądrowa	Czas połowicznego rozpadu	Energia γ [MeV]	Maksymalny zasięg w H_2O [mm]
^{11}C	$^{14}\text{N}(p, \alpha)^{11}\text{C}$	20,4 min	0,511	4,1
	$^{10}\text{B}(d, n)^{11}\text{C}$			
^{15}O	$^{14}\text{N}(d, n)^{15}\text{O}$	2 min	0,511	8,2
	$^{15}\text{N}(p, n)^{15}\text{O}$			
^{13}N	$^{13}\text{C}(p, n)^{13}\text{N}$	10 min	0,511	5,4
	$^{12}\text{C}(d, n)^{13}\text{N}$			
	$^{16}\text{O}(p, \alpha)^{13}\text{N}$			
^{18}F	$^{18}\text{O}(p, n)^{18}\text{F}$	110 min	0,511	2,4

W Tab. 2.1 zapis $^{14}\text{N}(p, \alpha)^{11}\text{C}$ oznacza, że jądro ^{14}N jest tarczą, która jest bombardowana protonem, w wyniku czego zostaje wyemitowana cząstka α i powstaje jądro ^{11}C .

Czasy życia emiterów β^+ , które są stosowane w technice PET są bardzo krótkie. Dlatego też cały proces od produkcji radiofarmaceutyku do podania go pacjentowi oraz wykonanie pomiarów tomografem powinny odbywać się w jednym miejscu.

W skład całego systemu, który stosuje się w technice PET powinny wchodzić takie elementy jak:

- Zdalnie sterowany cyklotron lekkich jonów;
- Moduły do przekształcenia wyprodukowanych radionuklidów w postać przydatną do syntezy chemicznej;
- Zautomatyzowane wymienne moduły do syntezy, oczyszczania, sterylizacji oraz przygotowania próbki w formie gotowej do szybkiej iniekcji;
- Pomieszczenie, w którym radiofarmaceutyk zostanie podany pacjentowi oraz miejsce gdzie pacjent zostanie przeskanowany tomografem PET;
- Pomieszczenie do rejestracji i opracowania wyników [6].

Jest to wizja idealnego systemu PET. Niestety nie wszystkie ośrodki PET mogą pozwolić sobie na takie wyposażenie. Zdarza się, że cyklotron znajduje się w innym miejscu i bardzo ważne w takim wypadku jest to, aby wyprodukowany radionuklid został szybko przetransportowany do miejsca wykonywania badania.

Izotopy promieniotwórcze, które są wykorzystywane w medycynie nuklearnej otrzymuje się m.in. poprzez napromieniowanie stabilnych nuklidów w cyklotronie. W tym właśnie urządzeniu rozpoczyna się cały proces, który prowadzi do stworzenia radiofarmaceutyku.

Na początku wiązka jonów zostaje wprowadzona do pola magnetycznego. W momencie przejścia pomiędzy duantami, wiązka zostaje poddana działaniu pola elektrycznego. Cząstki poruszają się po torze spiralnym z coraz większą energią. W momencie gdy wiązka otrzyma wystarczająco dużą energię, zostaje odchylona i skierowana na tarczę. Następnie, w wyniku reakcji jądrowych powstają potrzebne izotopy promieniotwórcze. Przykładowe reakcje podane są w Tab. 2.1. Więcej szczegółów dotyczących działania cyklotronu znajduje się w Dodatku A.

Bardzo ważnym elementem jest tarcza, na którą zostaje skierowana wiązka z cyklotronu. Najbardziej popularną formą tarczy jest metalowa folia. Jednak okazuje się, że folie topią się pod wpływem wysokich temperatur, które spowodowane są przez wysoką intensywność wiązki. Innymi formami tarczy mogą być tlenki, węglany, azotany, które znajdują się w aluminiowych rurach. Aluminium wybrano ze względu na bardzo wysoką temperaturę topnienia. W PET do produkcji wielu radionuklidów (w szczególności ^{18}F oraz ^{13}N) stosuje się płynne tarcze. Na przykład do produkcji radionuklidu ^{18}F stosuje się tarczę z cząsteczek wzbogaconego tlenu ^{18}O utrzymywaną pod wysokim ciśnieniem.

Poniżej znajduje się opis produkcji radiofarmaceutyku na przykładzie fluorodeoksyglukozy, która używana jest głównie do badań związanych z wykryciem różnych guzów nowotworowych, ale także do badań mózgu, serca oraz do wykrywania padaczki.

Produkcja radiofarmaceutyku rozpoczyna się w cyklotronie. Wiazka, która zostaje z niego wyprowadzona kierowana jest na tarczę, w której powstaje oczekiwany izotop promieniotwórczy. W przypadku produkcji fluorodeoksyglukozy, izotop ^{18}F wytwarza się za pomocą wiązki protonowej, która uderza w tarczę zbudowaną z cząsteczek wody wzbogaconą w izotop ^{18}O . Cały proces syntezy radiofarmaceutyku przebiega w wyspecjalizowanym urządzeniu- syntezerze TRACERlab MX FDG- który samodzielnie przeprowadza odpowiednie operacje chemiczne. Urządzenie to zapewnia, że wyprodukowany radiofarmaceutyk będzie czysty pod względem chemicznym, fizycznym i biologicznym. Tak powstały radiofarmaceutyk trafia do kolejnej gorącej komory, w której znajduje się robot rozdozowujący. Urządzenie to rozdziela radiofarmaceutyk o odpowiedniej aktywności do fiolek. Aktywność dobiera się w taki sposób, aby pacjenci badani o różnych porach dnia dostawali tą samą dawkę. Dawki te są odpowiednio obliczane, a fiołki zawierające radiofarmaceutyk są należycie przygotowane i posiadają odpowiednie opisy. Fiołki te sąapełniane w sterylnych warunkach. Po napełnieniu trafiają one do pojemnika osłonowego, który gwarantuje bezpieczeństwo podczas transportu [9, 10].

3 Detektory scyntylicyjne.

W pozytonowej tomografii emisyjnej stosowane są detektory, które posiadają dużą wydajność detekcji promieniowania anihilacyjnego. Powszechnie uważa się, że poszczególne moduły detekcyjne powinny być małe, ponieważ detektory o dużych rozmiarach nie pozwalają na dokładne określenie miejsca emisji kwantów gamma. Ważnymi parametrami określającymi dobry detektor są czasowa zdolność rozdzielcza oraz energetyczna zdolność rozdzielcza. Pierwsza z tych wielkości umożliwia wysoką selekcję par kwantów gamma, które wysyłane są z miejsca zmienionego przez chorobę. Druga wielkość pozwala na odróżnienie kwantów gamma o energii 511keV od pozostałych. Detektory, które spełniają powyższe wymagania oraz są najczęściej wykorzystywane w tomografach PET to detektory scyntylicyjne [1].

Najczęściej stosuje się detektory scyntylicyjne zbudowane ze scyntylicatora, fotopowielacza oraz przedwzmacniacza wraz z dyskryminatorem (Rys. 3.1).

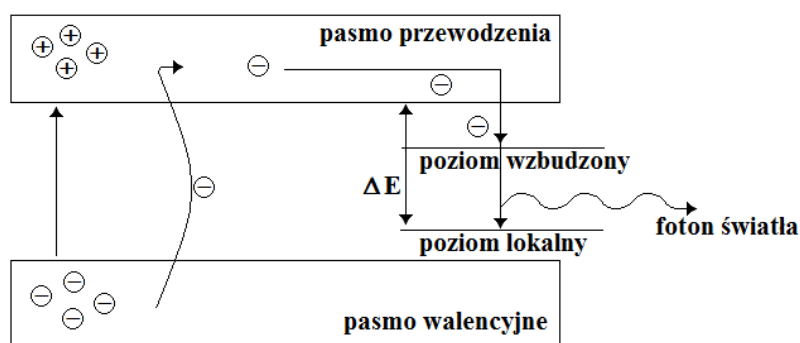


Rys. 3.1 Budowa detektora scyntylacyjnego.

3.1 Mechanizm luminescencji w scyntylatorach organicznych oraz nieorganicznych.

Scyntylatory można podzielić na organiczne oraz nieorganiczne. Proces luminescencji w każdym z nich zachodzi w inny sposób.

Mechanizm powstania błysku świetlnego w scyntylatorach nieorganicznych można opisać w ramach teorii pasmowej ciała stałego. Teoria ta mówi, że w kryształach energie dozwolone elektronów tworzą pasma energetyczne, pomiędzy którymi znajdują się przerwy energetyczne.



Rys. 3.2 Mechanizm luminescencji w scyntylatorach nieorganicznych.

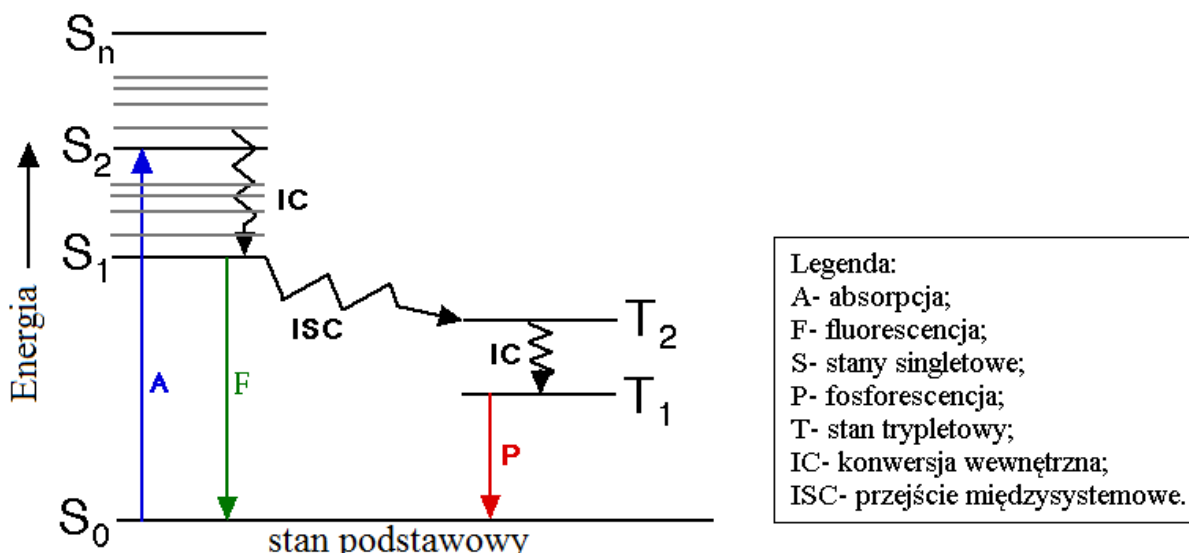
Cząstka, która wpada do kryształu może wybijać elektrony z pasma walencyjnego i przerzucać je do pasma przewodnictwa. W paśmie walencyjnym powstają dziury.

W paśmie przewodnictwa pojawiają się elektrony quasi-swobodne. Mogą one poruszać się w kryształach. Jeżeli napotkają na swojej drodze dziury w paśmie walencyjnym, to następuje rekombinacja pary elektron-dziura, w wyniku czego zostaje uwolniona energia rekombinacji w postaci fotonów ultrafioletu. Jednak pojawia się pewien problem, ponieważ wydajność konwersji fotoelektrycznej fotopowielaczy jest największa dla fotonów światła niebieskiego. Aby powstały fotony światła niebieskiego stosuje się domieszki aktywatora. W kryształach tworzą się dodatkowe lokalne poziomy energetyczne, których różnica energii pomiędzy pasmem przewodnictwa a pasmem lokalnym ΔE odpowiada energii $h\nu$ fotonów światła niebieskiego. Poziomy lokalne pojawiają się w pobliżu pasma walencyjnego. Poruszające się w kryształach elektrony mogą przechodzić z pasma przewodnictwa na poziom lokalny. Energia, która wyzwala się podczas takiego przejścia zostaje wyemitowana w postaci fotonu światła niebieskiego [11].

W scyntylatorach organicznych mechanizm emisji światła jest inny niż w scyntylatorach nieorganicznych.

Scyntylatorami organicznymi mogą być np. tzw. scyntylatory plastikowe.

Cząstka naładowana poruszająca się w materiale związku organicznego powoduje wzbudzenia molekularnych stanów oscylacyjnych. Emisja fotonu światła powstaje w momencie gdy elektron ze stanu wzbudzonego wróci do stanu podstawowego.



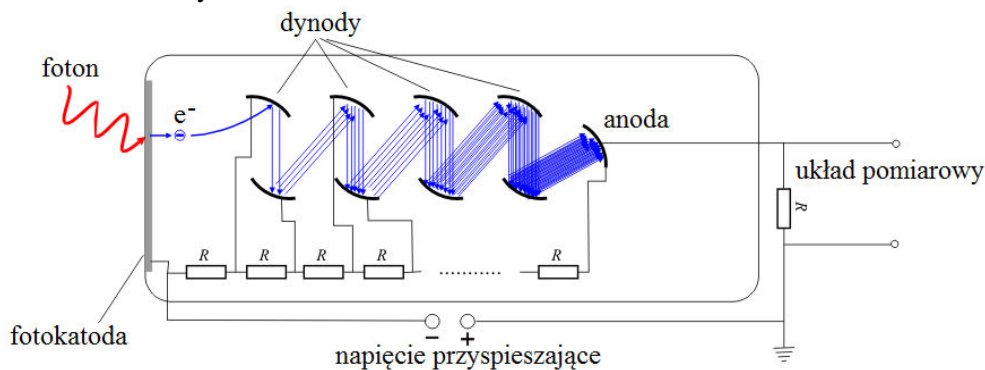
Rys. 3.3 Diagram Jabłońskiego. Na podstawie [12, 13].

Na Rys. 3.3 został przedstawiony mechanizm scyntytacji w scyntylatorach organicznych. Opiera się on na wzbudzeniu cząsteczek, które znajdują się w stanie podstawowym. Nadmiar energii zostaje wyemitowany poprzez fluorescencję (zachodząca w czasie kilku nanosekund, gdy następuje przejście pomiędzy stanem singletowym a stanem podstawowym $S_1 \rightarrow S_0$) lub fosforescencję (zachodząca w czasie mikrosekund oraz milisekund, pojawia się gdy występują przejścia pomiędzy stanem trypletowym a stanem podstawowym $T_1 \rightarrow S_0$).

3.2 Budowa fotopowielacza.

Fotopowielacz jest urządzeniem, które służy do przetworzenia impulsu fotonów na sygnał elektryczny [11].

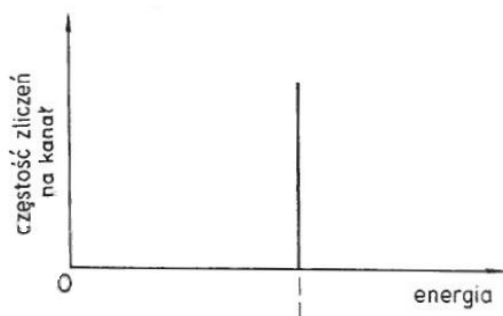
Pierwszym elementem fotopowielacza, na który pada foton światła jest fotokatoda. Jest to kilkuatomowa warstwa półprzewodnika, która w wyniku zjawiska fotoelektrycznego uwalnia elektrony. Elektrony te padają na soczewkę elektromagnetyczną, która je ogniskuje oraz kieruje strumień na pierwszą dynodę fotopowielacza. Elektrony padające na pierwszą dynodę powodują wybitcie elektronów wtórnych. W fotopowielaczu umieszczonych jest kilka dynod, każda podłączona do coraz wyższego napięcia. Elektrony emitowane z dynody zostają skupione na kolejnej dynodzie, co uzyskuje się poprzez ogniskowanie elektrostatyczne w polu uformowanym pomiędzy dynodami [5]. Z ostatniej dynody wiązka elektronów zostaje skupiona na anodzie zbiorczej, z której sygnał elektryczny przekazywany jest do układów elektronicznych. Budowa fotopowielacza została schematycznie przedstawiona na Rys. 3.4.



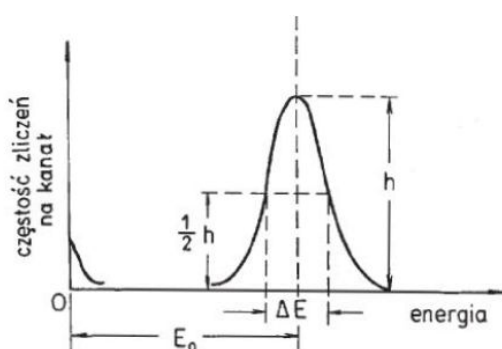
Rys. 3.4 Budowa fotopowielacza. Na podstawie [14].

3.3 Energetyczna zdolność rozdzielcza.

Amplituda generowanych impulsów napięcia w detektorach spektrometrycznych jest proporcjonalna do energii, która jest zdeponowana przez kwant γ lub cząstkę jonizującą, w objętości czynnej licznika. Jeżeli cząstki jonizujące są monoenergetyczne, to amplituda impulsów, które są generowane powinny mieć jedną określoną wartość. Wtedy widmo energetyczne i amplitudowe, które można zaobserwować na wyjściu układu pomiarowego składa się z pojedynczego, wąskiego piku. Pokazano to na Rys. 3.5. Niestety w rzeczywistości otrzymuje się szerokie widmo energetyczne jak na Rys. 3.6. Szerokość rozmycia piku widmowego w połowie jego wysokości, ΔE , nazywa się energetyczną zdolnością rozdzielczą. Szerokość ta zależy od rodzaju detektora.



Rys. 3.5 Idealne widmo energetyczne cząstek lub fotonów deponujących w detektorze taką samą energię. Źródło[11].



Rys. 3.6 Energetyczna zdolność rozdzielcza. Źródło [11].

Głównymi przyczynami, dla których linia widmowa jest rozmyta w widmie energii rejestrowanych cząstek lub kwantów gamma mogą być:

- fluktuacje liczby fotonów, a w konsekwencji fluktuacje liczby fotoelektronów;
- fluktuacje liczby zjonizowanych atomów w detektorze;
- niejednorodność materiału detekcyjnego;
- szumy układu elektronicznego, który współpracuje z detektorem.

Końcowa liczba N par jonów, które powstają na skutek jonizacji może fluktuować. Dzieje się to na skutek różnych zjawisk fizycznych. Graniczna energetyczna zdolność rozdzielcza związana jest z fluktuacjami, ponieważ to właśnie one powodują poszerzenie się piku widmowego. Zatem ogólnie na całkowitą zdolność rozdzielczą składają się następujące przyczynki:

(3.1)

$$\Delta E = \sqrt{(\Delta E_g)^2 + (\Delta E_s)^2}$$

gdzie:

ΔE_g - zdolność rozdzielcza wynikająca z fluktuacji liczby fotoelektronów;

ΔE_s - zdolność rozdzielcza związana z szumami aparatury.

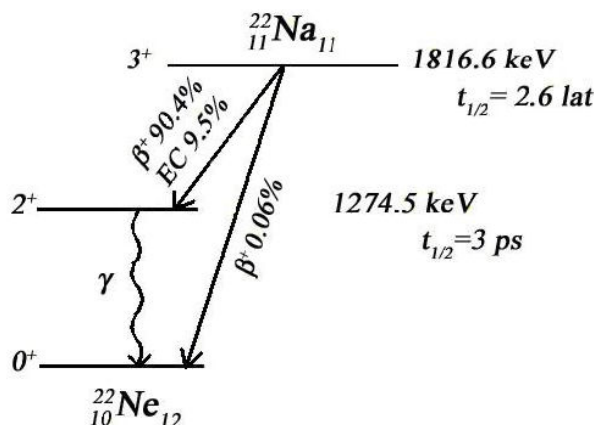
Pomiędzy energetyczną zdolnością rozdzielczą ΔE wyrażoną jako szerokość połówkowa widma, a odchyleniem standardowym σ zachodzi związek:

$$\Delta E = 2,345\sigma \quad (3.2)$$

4 Opis układu pomiarowego.

4.1 Źródło promieniotwórcze wykorzystane w przeprowadzonych pomiarach.

Źródłem promieniotwórczym, które zostało wykorzystane do badań przeprowadzonych na potrzebę niniejszej pracy magisterskiej był ^{22}Na . Najczęstszym produktem rozpadu ^{22}Na jest kwant gamma o energii wynoszącej 1274.5keV, neutrino oraz pozyton. Pozyton w wyniku anihilacji z elektronem emituje dwa kwanty gamma o energiach równych 511keV. Druga możliwa ścieżka rozpadu ^{22}Na powoduje wyemitowanie pozytonu, neutrino elektronowego oraz powstanie jądra ^{22}Ne w stanie podstawowym.

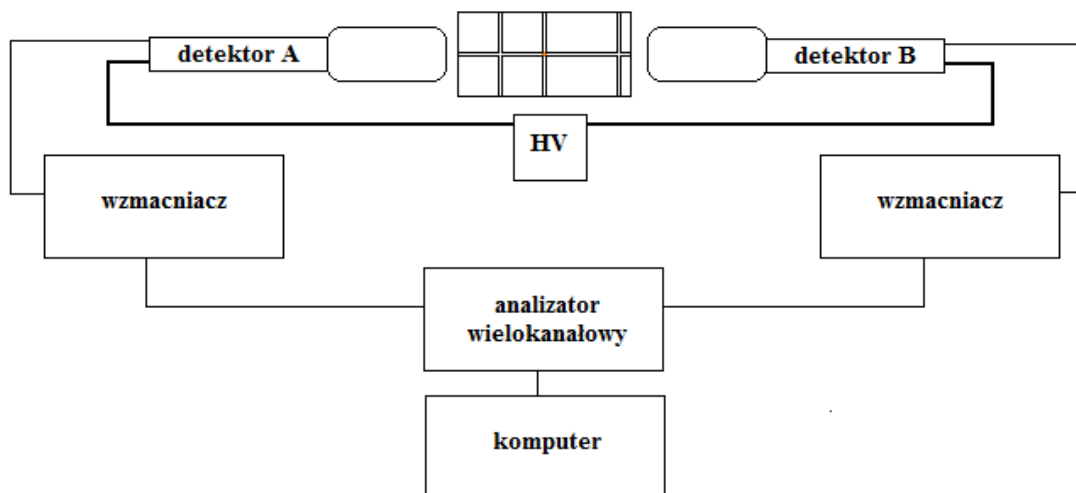


Rys. 4.1 Schemat rozpadu ^{22}Na [2].

Na Rys. 4.1 pojawia się oznaczenie EC- wychwyt elektronu. Proces ten polega na przechwyceniu przez jądro atomowe elektronu, który znajduje się na powłoce atomu. Wynikiem jest emisja neutrino elektronowego [11].

4.2 Kolimacja kwantów anihilacyjnych.

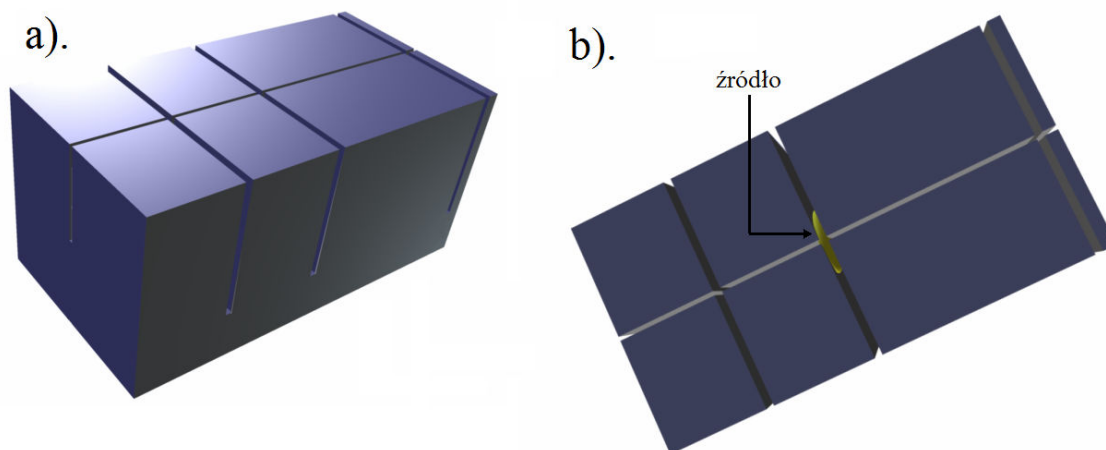
W celu zbadania w jakim stopniu kolimator pozwala na wyeliminowanie kwantów o energii $E=1,28\text{MeV}$ przeprowadzono pomiary wykorzystujące układ detekcyjny pokazany na Rys. 4.2. Składał się on z dwóch detektorów scyntylicyjnych z kryształem jodku sodu aktywowanego talem NaI(Tl), zasilacza wysokiego napięcia (HV), wzmacniaczy oraz analizatora wielokanałowego TUKAN podłączonego do komputera. TUKAN składa się z dwóch elementów: analizatora oraz programu zainstalowanego na komputerze, który umożliwia przeprowadzanie i analizę pomiarów spektrometrycznych.



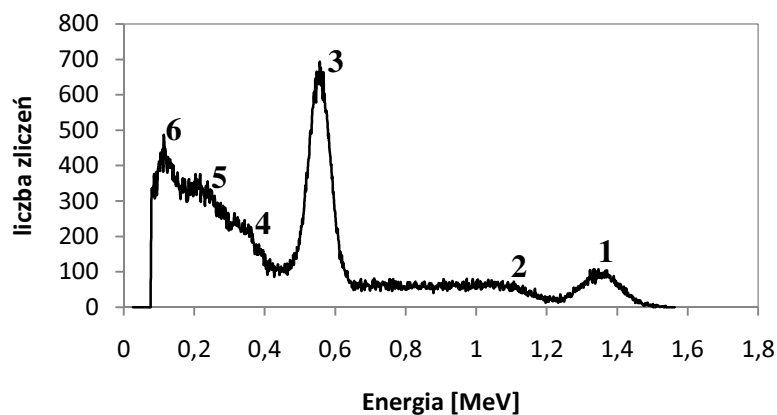
Rys. 4.2 Układ pomiarowy z II Pracowni Fizycznej Instytutu Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego.

W pierwszym kroku postanowiono, że pomiędzy detektorami scyntylacyjnymi zostanie umieszczony kolimator wykonany z ołowiu (Rys. 4.3). W środkowej szczelinie kolimatora umieszczono źródło ^{22}Na . Widmo zebrane w tym pomiarze prezentuje Rys. 4.4. Można na nim wyróżnić elementy takie jak zostały przedstawione na Rys. 2.5 w Rozdziale 2.1.3 niniejszej pracy oraz dodatkowy pik oznaczony cyfrą (6). Pik ten pojawia się ponieważ kwanty gamma emitowane ze źródła ^{22}Na wybiją elektrony z powłok atomów ołowiu. Pojawiające się dziury zapełniane są przez elektrony z wyższych powłok. Przejście elektronu z poziomu wyższego na niższy wiąże się z emisją promieniowania charakterystycznego X.

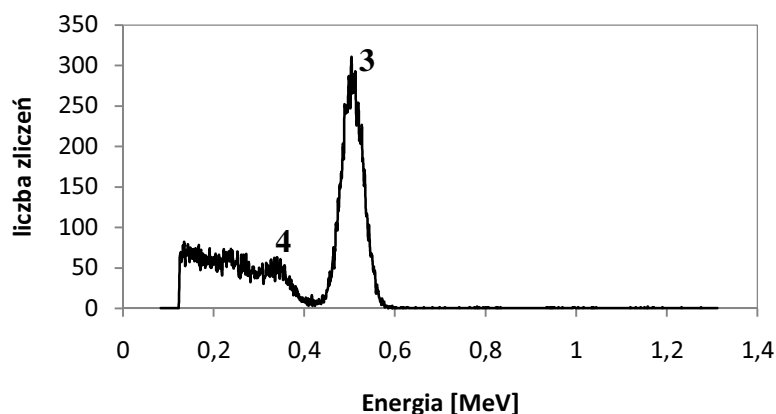
Kolejnym krokiem było ustawienie koincydencji pomiędzy detektorami scyntylacyjnymi. Wykonano to w celu wyeliminowania kwantów, które nie pochodzą z anihilacji. Wynik zaprezentowano na Rys. 4.5. Rysunek ten przedstawia widmo uzyskane detektorem A pod warunkiem, że w detektorze B został zarejestrowany sygnał.



Rys. 4.3 Kolimator, z którego korzystano w trakcie przeprowadzonych pomiarów, a). widok perspektywiczny, b). widok z góry z zaznaczonym miejscem umieszczenia źródła. Kolimator został wykonany z cegły ołowianej o wymiarach 20cm x 10cm x 5cm i wycięto w nim szczeliny o szerokości 2mm.



Rys. 4.4 Widmo z licznika scyntylacyjnego z użyciem ołowianego kolimatora. Opis znajduje się w tekście.

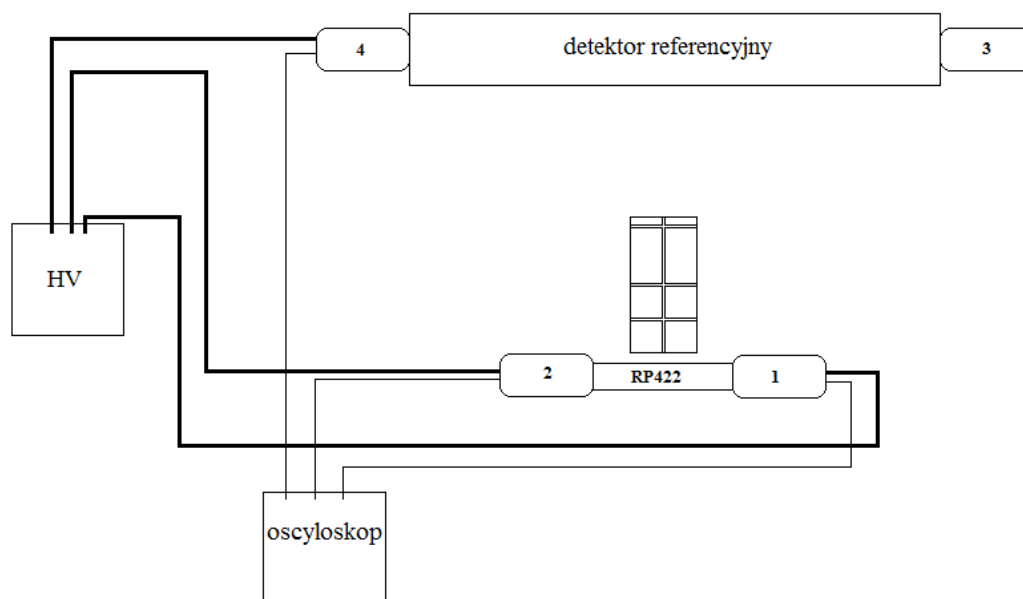


Rys. 4.5 Widmo z licznika scyntylacyjnego z użyciem ołowianego kolimatora i ustawieniem koincydencji.

Jak widać na Rys. 4.5 ustawienie koincydencji pomogło w prawie całkowitej eliminacji kwantów gamma o $E=1,28\text{MeV}$. W związku z tym można użyć kolimatora do przeprowadzenia dalszych pomiarów.

4.3 System detekcyjny.

Przy realizacji pomiarów do niniejszej pracy magisterskiej wykorzystano układ pomiarowy zaprezentowany na Rys. 4.6. Można na nim wyróżnić następujące elementy: fotonowielacze firmy Hamamatsu R5320 oznaczone przez 1 oraz 2, scyntylator RP422, detektor referencyjny, oscyloskop firmy Lecroy, generator wysokiego napięcia firmy C.A.E.N.. Właściwości fotonowielaczy oraz scyntylatorów RP422 i RP408 znajdują się w Tab. 4.1, Tab. 4.2 oraz Tab. 4.3. Pomiędzy detektorem referencyjnym a detektorem scyntylacyjnym znajdowała się ołowiana cegła, wewnątrz której (w środkowej szczelinie) umieszczone zostało źródło ^{22}Na .



Rys. 4.6 Układ pomiarowy. Opis znajduje się w tekście.

Tab. 4.1 Właściwości fotopowielacza firmy Hamamatsu R5320 [8].

Typ	Head- on
Zakres widmowy [nm]	160- 650
Struktura dynod	Ogniskowanie liniowe
Liczba dynod	10
Typowe wzmocnienie	$5,7 \cdot 10^6$
Czas narastania [ns]	0,7
Typowy czas transmisji [ns]	10
Rozmycie czasu transmisji [ns]	0,16

Tab. 4.2 Właściwości scyntylicatora RP422 [8].

Wymiary [mm]	14 x 14 x 100
Czas narastania [ns]	0,35
Czas opadania [ns]	1,6
Szerokość impulsu [ns]	1,3
Długość fali odpowiadająca maksimum emisji [nm]	370

Tab. 4.3 Właściwości scyntylicatora RP408 [19].

Wymiary [mm]	14 x 14 x 500
Czas narastania [ns]	0,9
Czas opadania [ns]	2,1
Szerokość impulsu [ns]	2,5
Długość fali odpowiadająca maksimum emisji [nm]	425

5 Czasowa zdolność rozdzielcza.

Czasową zdolnością rozdzielczą nazywa się dokładność pomiaru czasu, w którym detektor zarejestrował cząstkę.

W przypadku przeprowadzonych pomiarów całkowitą czasową zdolność rozdzielczą, zdefiniowano następująco:

$$\Delta t = \sqrt{(\Delta t_{\text{detektora}})^2 + (\Delta t_{\text{oscyloskopu}})^2 + (\Delta t_{\text{profilu wiązki}})^2} \quad (5.1)$$

gdzie:

$\Delta t_{\text{detektora}}$ - przyczynek od detektora scyntylacyjnego;

$\Delta t_{\text{oscyloskopu}}$ - przyczynek od oscyloskopu;

$\Delta t_{\text{profilu wiązki}}$ - przyczynek od profilu wiązki.

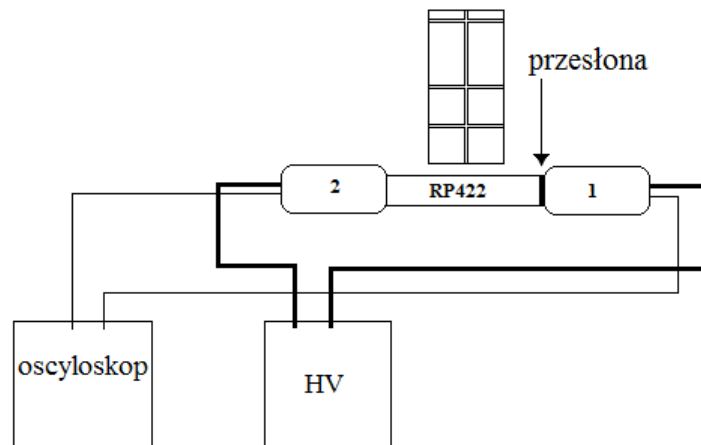
Wyżej wymienione przyczynki zostały opisane w poniższych podrozdziałach.

5.1 Przyczynek od fotopowielaczy.

Producenci fotopowielacza (Tab. 4.1) podają, że rozmycie czasu wytwarzania sygnału wynosi 160ps (FWHM)¹. Jednak jest to wielkość odpowiadająca tylko jednemu fotoelektronowi. Dlatego ważną informacją jest ile fotoelektronów dociera do fotopowielacza. W tym celu należy zmierzyć widmo ładunku dla sygnałów wywoływanych przez pojedynczy elektron wybity z fotokatody. W literaturze sygnały wywoływane pojedynczym elektronem nazywa się sygnałami pojedynczych fotoelektronów.

5.1.1 Pomiar widma amplitud od pojedynczego fotoelektronu.

Pomiar spektrum od pojedynczego fotoelektronu wykonano za pomocą układu detekcyjnego przedstawionego na Rys. 5.1. Źródłem użytym w pomiarze był ²²Na umieszczony w środkowej szczelinie kolimatora.

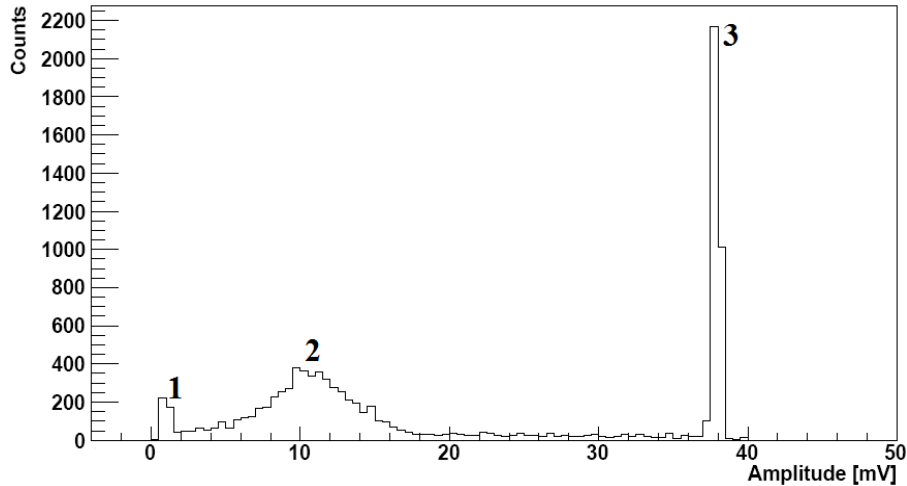


Rys. 5.1 Układ wykorzystany do pomiaru spektrum od pojedynczego elektronu.

W celu wyodrębnienia pojedynczego fotoelektronu, pomiędzy scyntylatorem a fotopowielaczem nr 1 umieszczono metalową płytkę nieprzepuszczającą światła. W płytce wycięto dziurkę o średnicy 0,9mm. Na oscyloskopie ustawiono wyzwalanie sygnałami z fotopowielacza nr 2, z progiem znacznie powyżej szumów. Pozwoliło to na rejestrację tylko

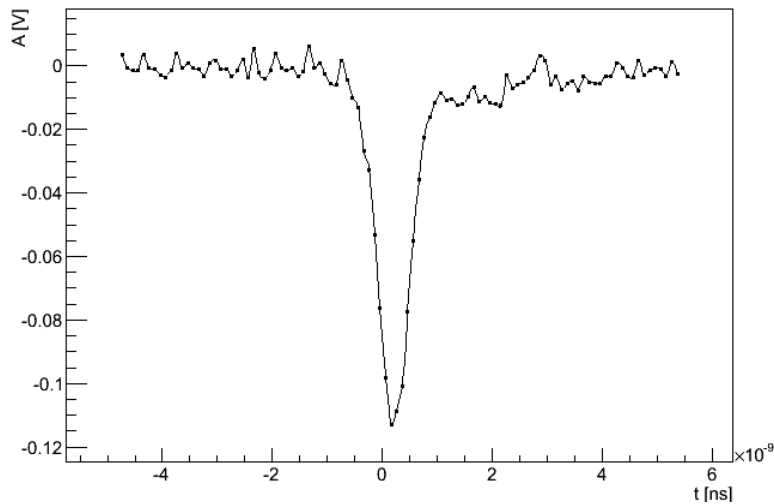
¹ FWHM oznacza szerokość rozkładu w połowie wysokości.

tych zdarzeń, dla których w scyntylatorze wytwarzany był błysk światła. W trakcie jednego błysku do brzegu scyntylatora dolatuje kilkaset fotonów. Powierzchnia ścianki bocznej wynosi $14\text{mm} \times 14\text{mm} = 196\text{mm}^2$. Zatem przez dziurkę o średnicy 0,9mm najczęściej miał szansę przelecieć jeden foton (na Rys. 5.2 maksimum oznaczone cyfrą 2). Maksimum nr 1 odpowiada sytuacji, gdy przez dziurkę nie przeleciał żaden foton, a nr 3 przedstawia wartość amplitud z poza zakresu.



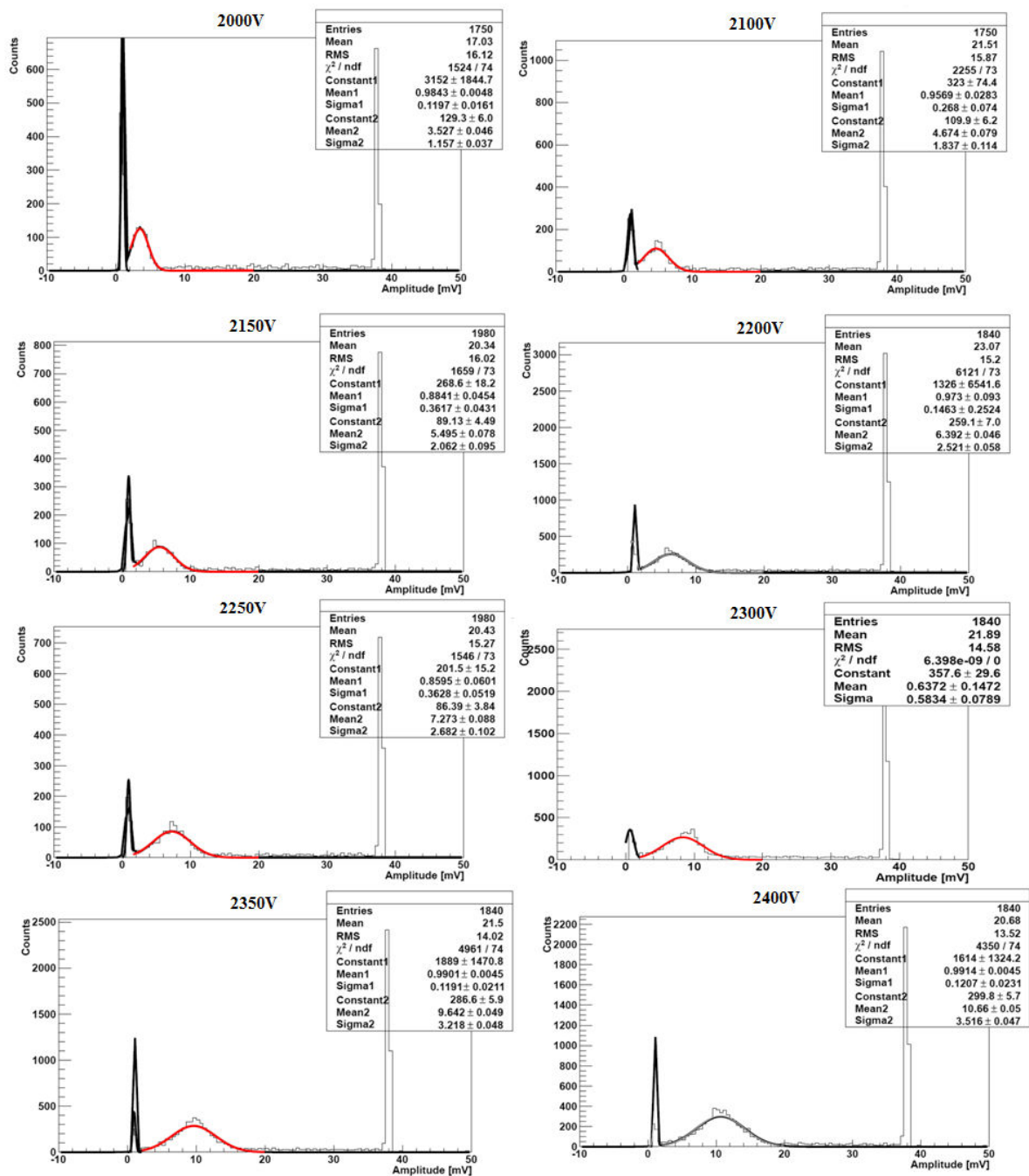
Rys. 5.2 Widmo amplitudy zarejestrowane przez fotopowielacz 1 pod warunkiem, że zarejestrowano sygnał fotopowielaczem nr 2. Napięcie zasilające fotopowielacz nr 1 wynosiło 2400V.

Poniżej zaprezentowano jak wygląda sygnał pochodzący od pojedynczego fotoelektronu.



Rys. 5.3 Sygnał pochodzący od pojedynczego fotoelektronu zarejestrowany oscyloskopem cyfrowym [15].

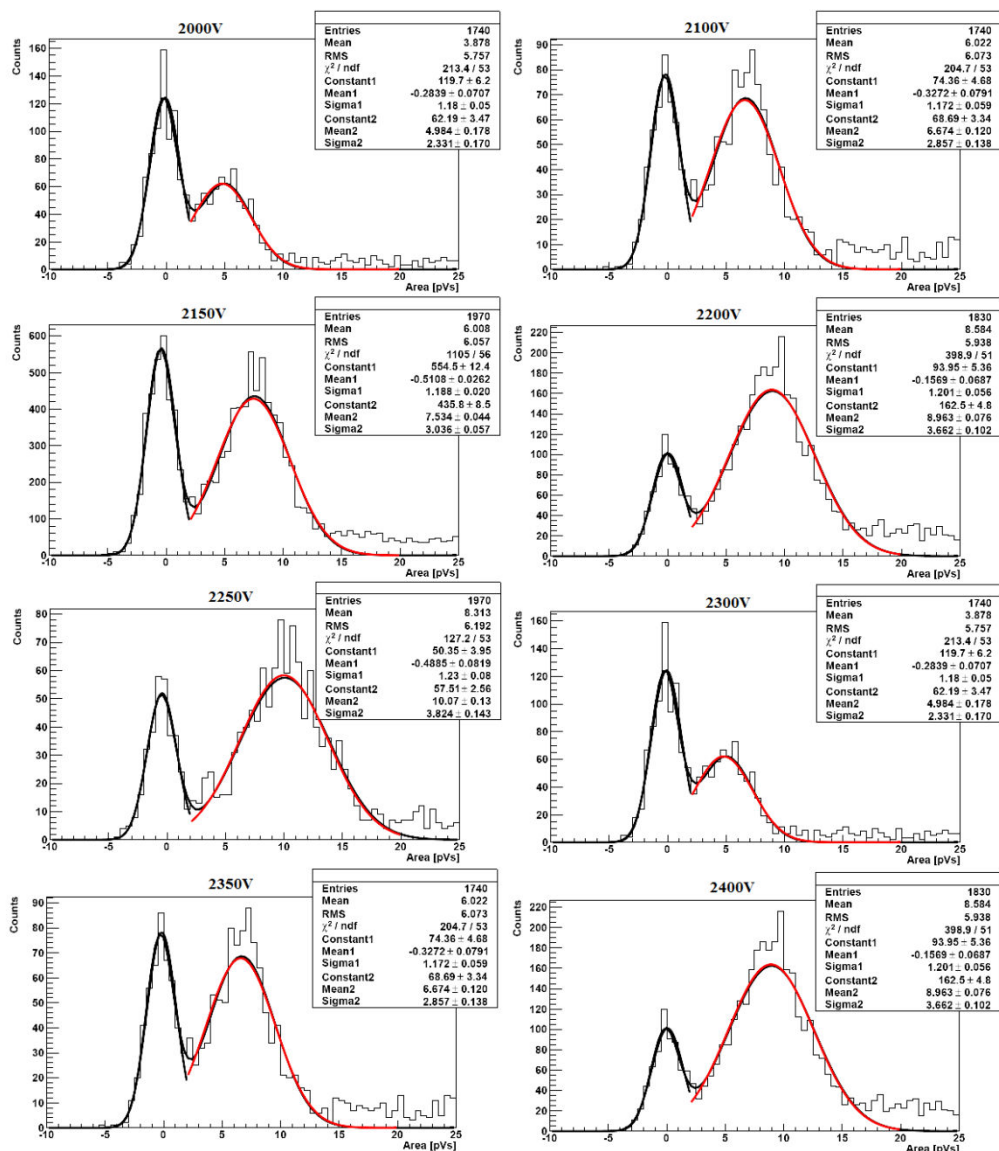
Następnie zostały wykonane pomiary rozkładu amplitud sygnałów od pojedynczych fotoelektronów dla napięć w zakresie od 2000V do 2400V na fotopowielaczu nr 1. Wyniki zaprezentowano na Rys. 5.4.



Rys. 5.4 Widma amplitud dla napięć z zakresu od 2000V do 2400V.

Maksimum w pobliżu zera odpowiada szumom. Dla każdego widma widoczne jest też wyraźne szerokie maksimum od pojedynczego fotoelektronu.

Kolejnym zmierzonym parametrem było pole pod sygnałem pochodzącym od pojedynczego fotoelektronu. Wyniki zaprezentowano na Rys. 5.5.



Rys. 5.5 Pole pod sygnałem od pojedynczego fotoelektronu.

Na wszystkich wykresach zamieszczono tabele z danymi, gdzie podano parametry rozkładów Gaussa dopasowanych do wyników eksperymentalnych. Parametry potrzebne do dalszej analizy zawarte są w poniższej tabeli.

Tab. 5.1 Wyniki pomiarów pola znajdującego się pod sygnałem pojedynczego fotoelektronu z fotopowielacza nr 1.

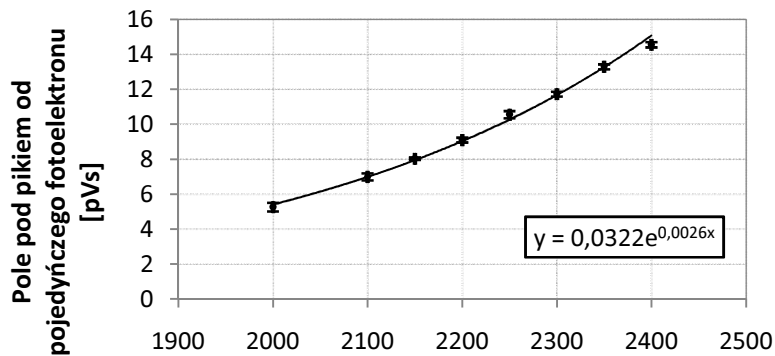
Napięcie [V]	Mean2 [pVs]	Mean1 [pVs]	Mean2 – Mean1 [pVs]	Ładunek SEP [pC]
2400	$14,41 \pm 0,07$	$-0,15 \pm 0,08$	$14,56 \pm 0,11$	$0,2912 \pm 0,0021$
2350	$13,07 \pm 0,07$	$-0,23 \pm 0,07$	$13,30 \pm 0,10$	$0,266 \pm 0,0020$
2300	$11,63 \pm 0,07$	$-0,11 \pm 0,07$	$11,74 \pm 0,10$	$0,2348 \pm 0,0020$
2250	$10,07 \pm 0,13$	$-0,49 \pm 0,08$	$10,56 \pm 0,15$	$0,2112 \pm 0,0031$
2200	$8,96 \pm 0,08$	$-0,15 \pm 0,06$	$9,11 \pm 0,10$	$0,1822 \pm 0,0020$
2150	$7,53 \pm 0,04$	$-0,51 \pm 0,03$	$8,04 \pm 0,05$	$0,1608 \pm 0,0010$
2100	$6,67 \pm 0,12$	$-0,33 \pm 0,08$	$7,00 \pm 0,14$	$0,14 \pm 0,0029$
2000	$4,99 \pm 0,18$	$-0,28 \pm 0,07$	$5,27 \pm 0,19$	$0,1054 \pm 0,0039$

Oznaczenia zawarte w Tab. 5.1:

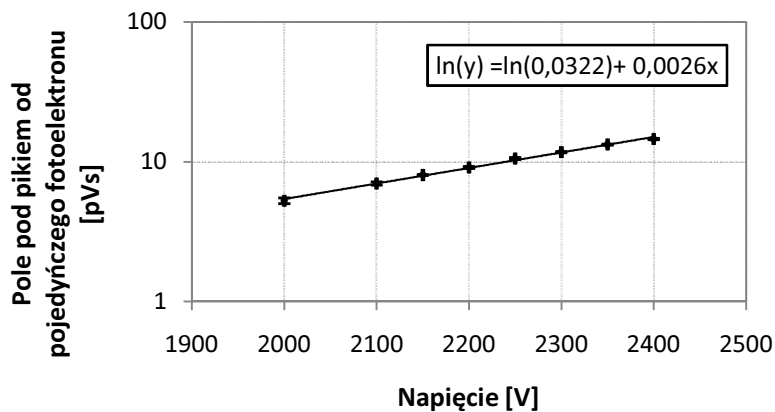
Mean1- średnia szumów;

Mean2- średnia z pola pod sygnałem pochodzącym od pojedynczego fotoelektronu.

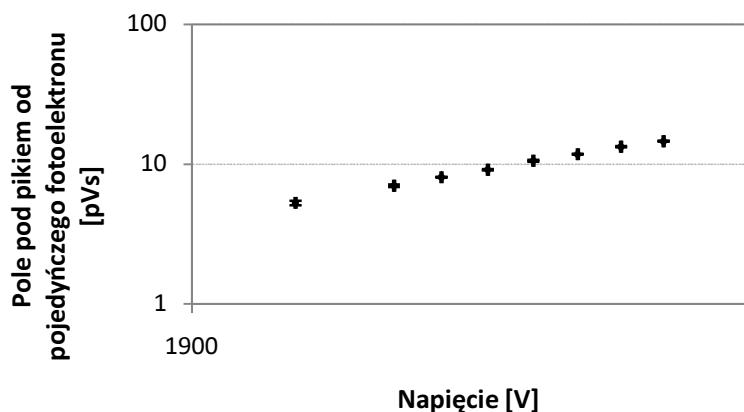
Poniżej zaprezentowano wykresy stworzone na podstawie Tab. 5.1 (Rys. 5.6- 5.11).



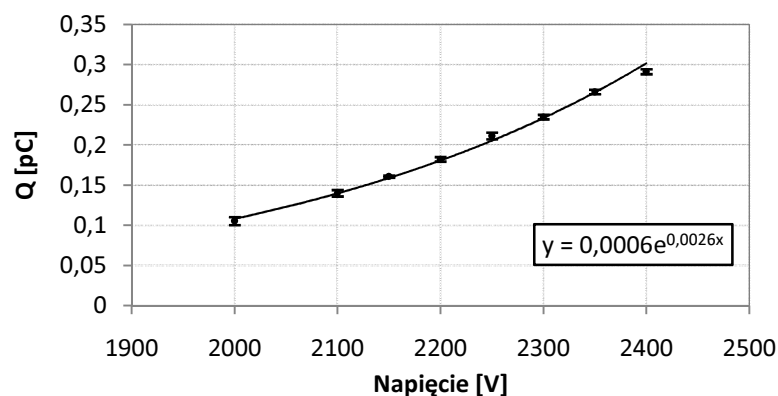
Rys. 5.6 Pole znajdujące się pod pikiem pochodzącym od pojedynczego fotoelektronu w zależności od napięcia podanego na fotopowielacz nr 1.



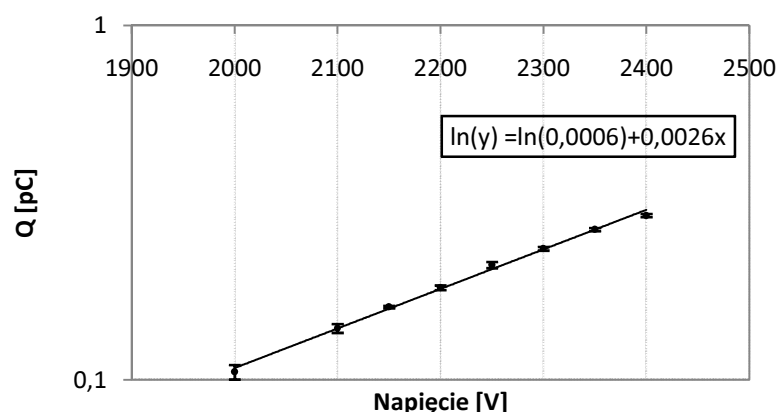
Rys. 5.7 Pole znajdujące się pod pikiem pochodzącym od pojedynczego fotoelektronu w zależności od napięcia podanego na fotopowielacz nr 1 w skali logarytmicznej.



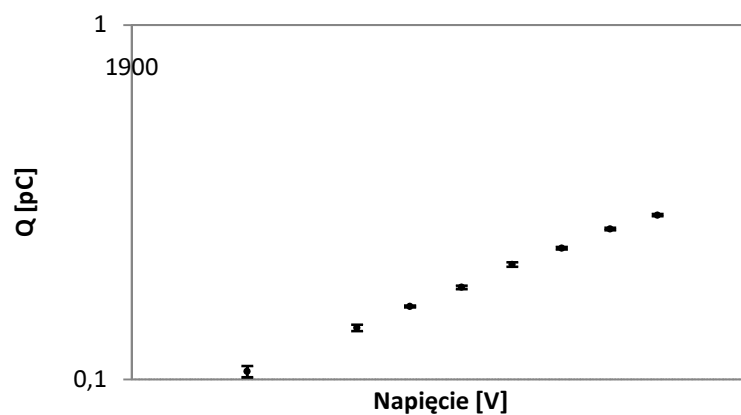
Rys. 5.8 Pole znajdujące się pod pikiem pochodzącym od pojedynczego fotoelektronu w zależności od napięcia podanego na fotopowielacz nr 1, oś pionowa i pozioma są w skali logarytmicznej.



Rys. 5.9 Ładunek pochodzący od pojedynczego fotoelektronu w zależności od napięcia podanego na fotopowielacz nr 1.



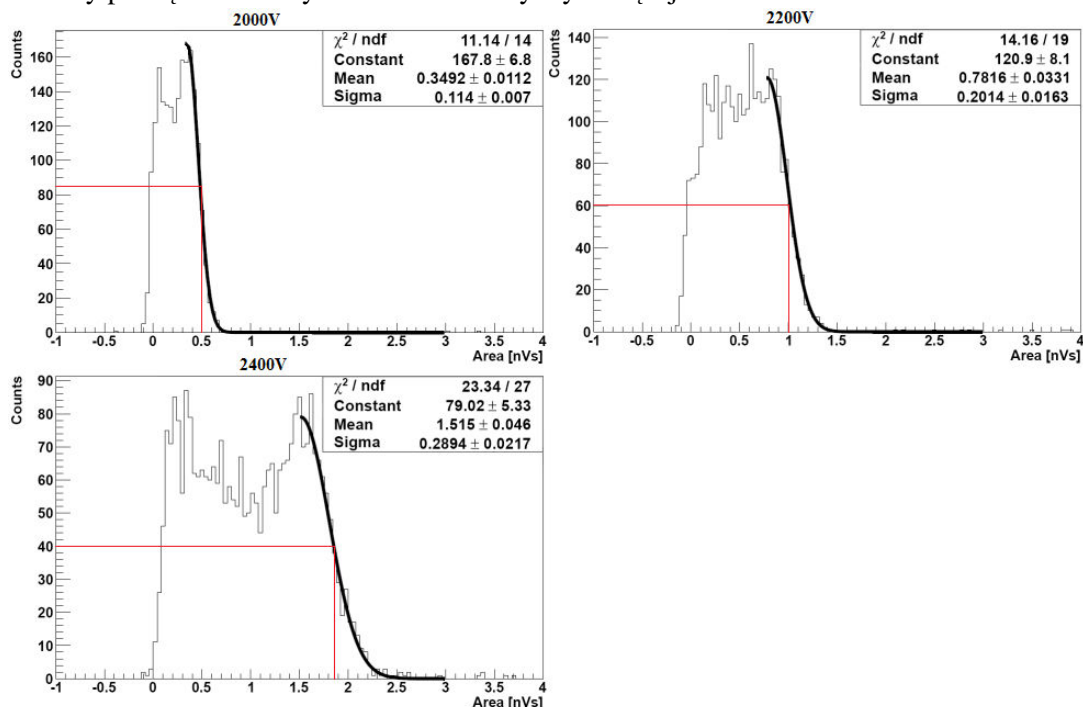
Rys. 5.10 Ładunek pochodzący od pojedynczego fotoelektronu w zależności od napięcia podanego na fotopowielacz nr 1 w skali logarytmicznej.



Rys. 5.11 Ładunek pochodzący od pojedynczego fotoelektronu w zależności od napięcia podanego na fotopowielacz nr 1, oś pionowa i pozioma są w skali logarytmicznej.

Na Rys. 5.9 zaprezentowany został ładunek sygnału pochodzący od pojedynczego fotoelektronu w funkcji napięcia podanego na fotopowielacz oznaczony cyfrą 1. Wynik, który został otrzymany pozwala na oszacowanie liczby fotoelektronów znajdujących się w sygnale dla poszczególnych napięć. Na początku należy zbadać jaka jest wartość pola pod wykresem dla pełnego sygnału. Wartości te można odczytać z Rys. 5.12 dla napięć równych 2000V, 2200V oraz 2400V. Na rysunku widać ciągle widmo odpowiadające widmu energii elektronów rozproszonych w scyntylatorze w wyniku efektu Comptona. Przeciętnie scyntylator organiczny produkuje 10 fotonów na 1keV deponowanej energii. Ponieważ

pomiary były przeprowadzone w taki sposób, że wiązka z kolimatora była skierowana na środek badanego scyntylatora, to do fotopowielacza dostaną się tylko te fotony, które będą się odbijać wewnątrz niego pod kątem mniejszym niż kąt krytyczny ($\sim 40^\circ$). Jak widać na Rys. 5.13 liczba fotoelektronów dla sygnałów z brzegu Comptona wynosi około 100. Zatem ostateczna liczba fotonów, które docierają do jednego z fotopowielaczy wynosi około 500. Należy pamiętać o efektywności fotokatody wynoszącej około 20%.



Rys. 5.12 Rozkład pola pod sygnałem z fotopowielacza oznaczonego cyfrą 1, bez użycia przesłony. Pogrubiona linia ciągła oznacza fragment funkcji Gaussa dopasowanej do brzegu rozkładu.

Poniżej zaprezentowano sposób obliczenia liczby fotoelektronów na podstawie Tab. 5.1 oraz Rys. 5.12.

$$l_f = \frac{E \text{ [pVs]}}{(\text{średnia z pola pod SEP} - \text{średnia szumów}) \text{ [pVs]}} \quad (5.2)$$

gdzie:

l_f - liczba fotoelektronów;

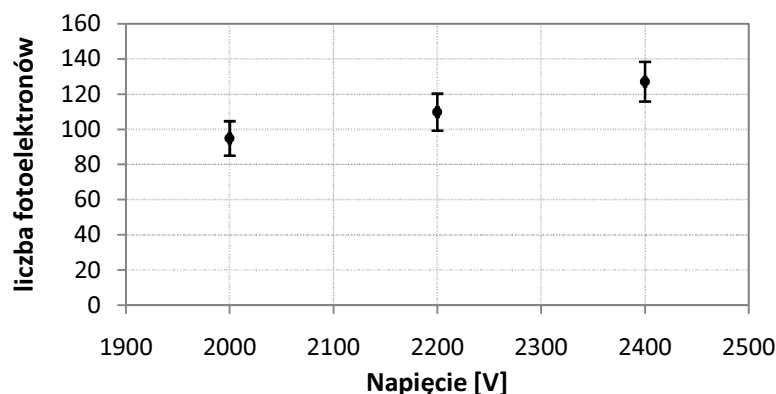
E - pole sygnału na brzegu Comptona.

Poniżej zaprezentowano liczbę fotoelektronów z połowy wysokości brzegu widma powierzchni sygnału w zależności od napięcia podanego na fotopowielacze wynoszącego 2000V, 2200V oraz 2400V:

$$l_{f \ 2000V} = \frac{500}{5,27} = 95 \quad (5.3)$$

$$l_{f \ 2200V} = \frac{1000}{9,11} = 110 \quad (5.4)$$

$$l_{f \ 2400V} = \frac{1850}{14,56} = 127 \quad (5.5)$$



Rys. 5.13 Zależność liczby fotoelektronów w funkcji napięcia podanego na fotopowielacze dla brzegu Comptona.

Na Rys. 5.13 zaprezentowano zależność liczby fotoelektronów dla sygnałów z połowy wysokości brzegu Comptona od napięcia podanego na fotopowielacze.

W tabelkach dołączonych do wykresów na Rys. 5.12 znajduje się wielkość oznaczona jako Sigma. Jest to odchylenie standardowe funkcji Gaussa dopasowane do brzegu widma. Pozwala ona na wyznaczenie energetycznej zdolności rozdzielczej. Poniżej zaprezentowano sposób obliczenia procentowej zdolności rozdzielczej R.

$$R = \frac{\Delta E \cdot 100\%}{E} = \frac{2,345 \cdot \sigma \cdot 100\%}{E} \quad (5.6)$$

gdzie:

σ - odchylenie standardowe;

E - pole sygnału na brzegu Comptona.

Poniżej podano wyniki energetycznej zdolności rozdzielczej dla napięć wynoszących 2000V, 2200V oraz 2400V:

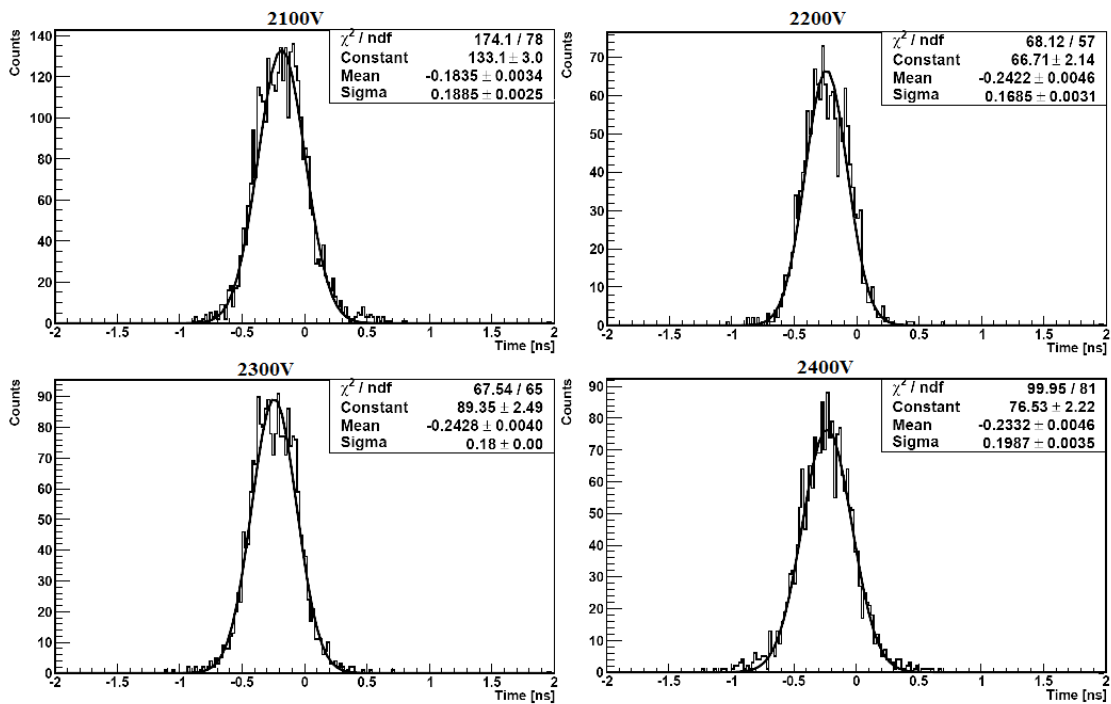
$$R_{2000V} = \frac{2,345 \cdot 0,114 \cdot 100\%}{0,5} = 53\% \quad (5.7)$$

$$R_{2200V} = \frac{2,345 \cdot 0,2014 \cdot 100\%}{1} = 47\% \quad (5.8)$$

$$R_{2400V} = \frac{2,345 \cdot 0,2894 \cdot 100\%}{1,85} = 37\% \quad (5.9)$$

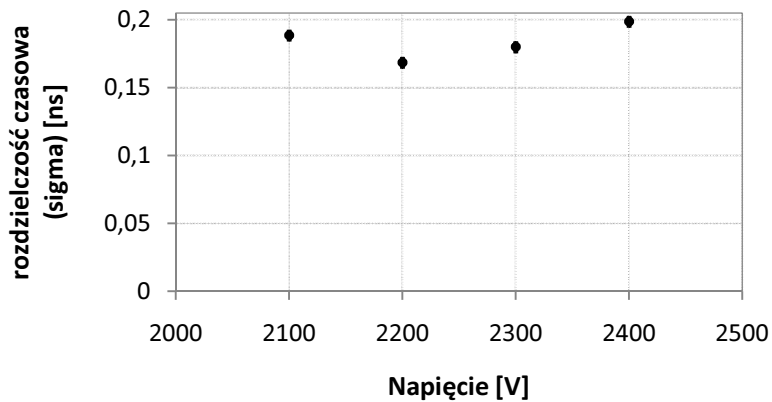
5.1.2 Rozkład różnicy czasów w zależności od napięcia zasilającego fotopowielacze.

Pomiar ten przeprowadzono w celu ustalenia, jaka wysokość napięcia na fotopowielaczach jest najbardziej optymalna do przeprowadzenia pomiarów. Pomiary przeprowadzono dla czterech napięć: 2100V, 2200V, 2300V oraz 2400V. Brano pod uwagę też niższe wartości napięcia, jednak dla małych napięć bardzo mała liczba zdarzeń była rejestrowana. Wyniki przedstawiono na Rys. 5.14.



Rys. 5.14 Pomiar rozkładu różnicy czasów w zależności od napięcia przyłożonego do fotopowielaczy dla progu 100mV.

Do analizy powyższych danych należało wykonać wykres porównujący rozdzielczości czasowe w zależności od napięcia (Rys. 5.15).

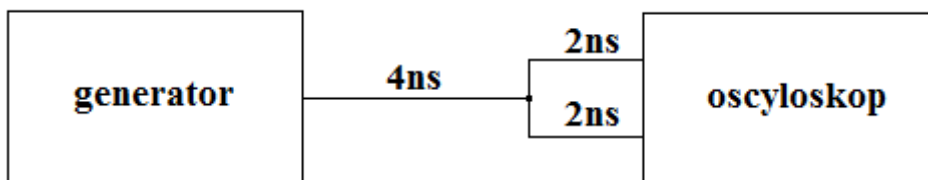


Rys. 5.15 Rozdzielczość czasowa w zależności od napięcia przyłożonego do fotopowielaczy.

Jak widać na Rys. 5.15 różnice w rozdzielczości czasowej dla różnych napięć są niewielkie. Z wykonanych pomiarów wynika, że najlepsza rozdzielczość została uzyskana dla napięcia 2200V.

5.2 Przyczynek od oscyloskopu.

Urządzeniem, dzięki któremu zostały zebrane dane pomiarowe był oscyloskop. W celu wyznaczenia rozdzielczości czasowej pochodzącej od oscyloskopu wykonano pomiar widma różnicy czasów pomiędzy impulsami powstałymi w wyniku rozdzielania impulsu z generatora. W tym celu użyto generatora sygnałów firmy LeCroy Pulse Generation 9210 i układu, którego schemat przedstawiono na Rys. 5.16.



Rys. 5.16 Układ wykorzystany do pomiaru rozdzielczości czasowej oscyloskopu.

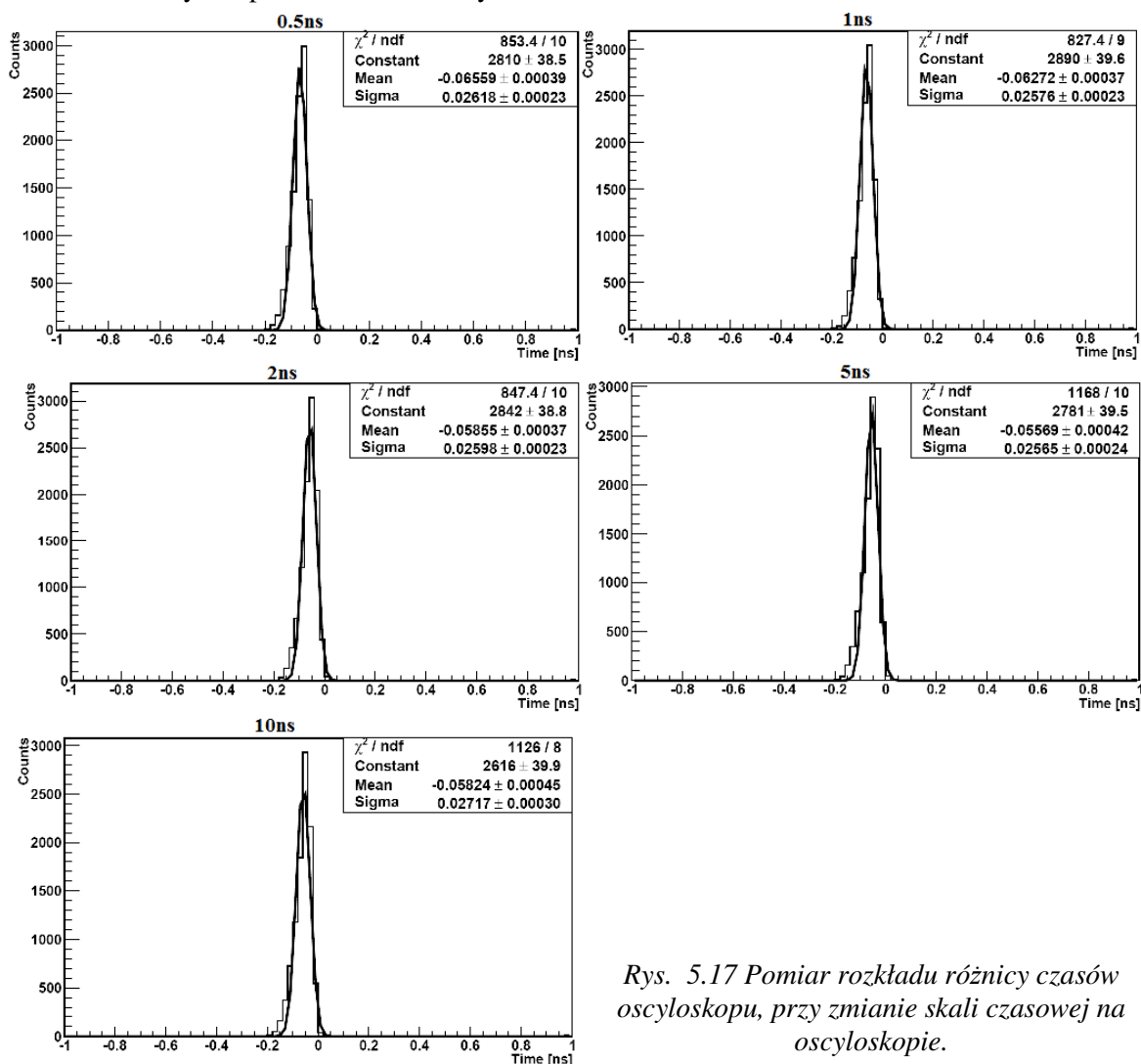
Tab. 5.2 Ustawienia na generatorze.

Vhigh [mV]	0
Vlow [mV]	-600
Width [ns]	1,60
Delay [ns]	0,00
Lead [ns]	0,90
Trail [ns]	0,90
Freq [kHz]	5,000

Przeprowadzono pomiary rozdzielczości czasowej w zależności od:

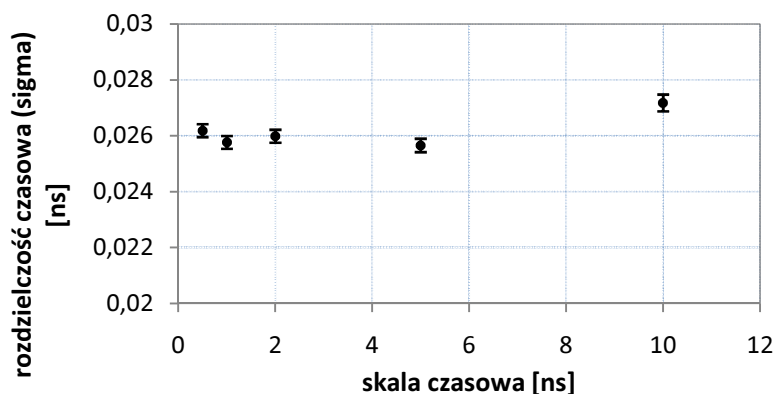
- Skali czasowej:

W tym celu zmieniano skalę czasową na oscyloskopie. Pomiary przeprowadzono dla ustawień zakresu jednej działki wynoszących: 0,5ns, 1ns, 2ns, 5ns oraz 10ns. Wyniki przedstawiono na Rys. 5.17.



Rys. 5.17 Pomiar rozkładu różnicy czasów oscyloskopu, przy zmianie skali czasowej na oscyloskopie.

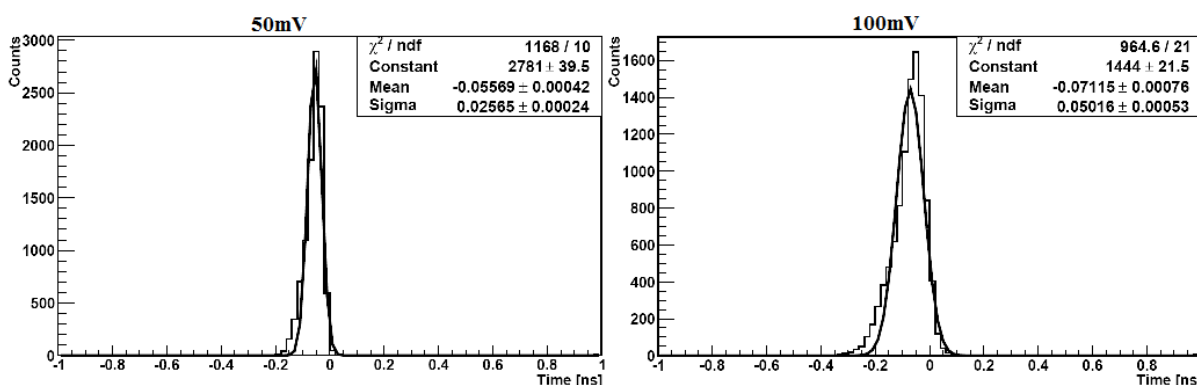
W celu porównania powyższych wyników wykonano wykres przedstawiający zależność rozdzielczości czasowej oscyloskopu od skali czasowej (Rys. 5.18). Jak można zauważyć, występują niewielkie różnice w pomiarach. Rozdzielczość czasowa oscyluje wokół 26ps.



Rys. 5.18 Porównanie rozdzielczości czasowej oscyloskopu w zależności od zmiany skali czasowej na oscyloskopie.

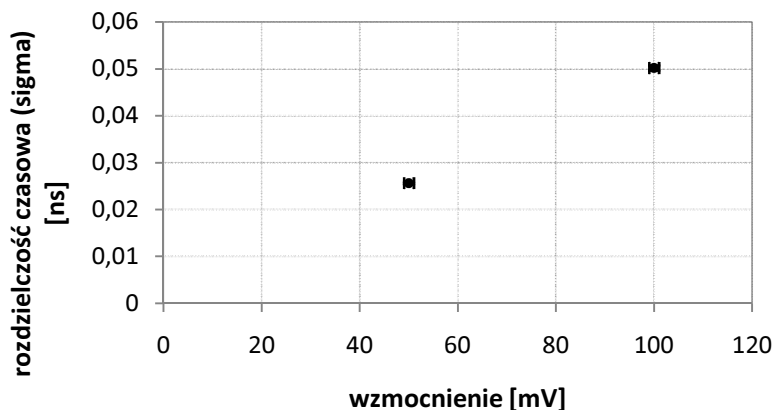
- Wzmocnienia:

Kolejnym krokiem było zmierzenie rozdzielczości czasowej w zależności od wzmocnienia. Pomiar przeprowadzono dla wzmocnień równych 50mV na działkę oraz 100mV na działkę. Wyniki zaprezentowano na Rys. 5.19.



Rys. 5.19 Pomiar rozkładu różnicy czasów oscyloskopu, przy zmianie wzmocnienia na oscyloskopie.

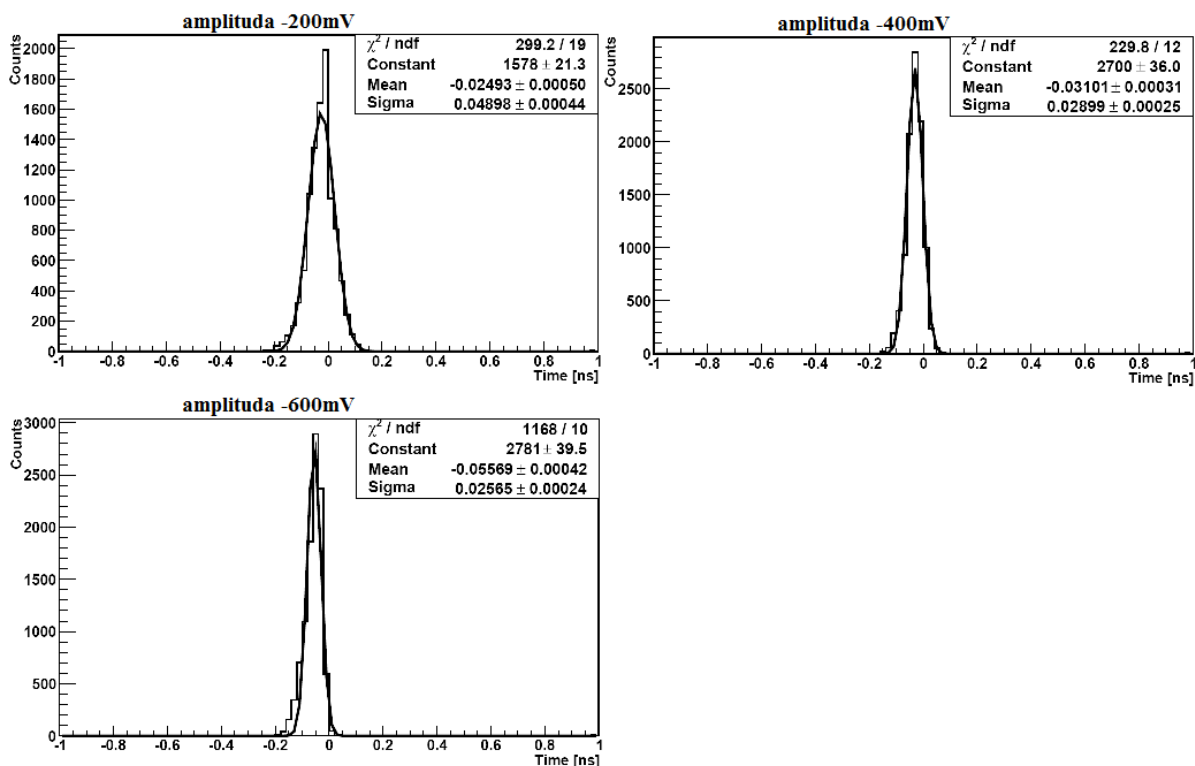
Od razu można zwrócić uwagę, że pomiędzy wzmocnieniem 50mV na działkę i 100mV na działkę rozdzielczość czasowa oscyloskopu ulega dużemu pogorszeniu, co zaprezentowano na Rys. 5.20. Do dalszych pomiarów należy użyć wzmocnienia równego 50mV na działkę.



Rys. 5.20 Porównanie rozdzielczości czasowej oscyloskopu w zależności od zmiany wzmocnienia na oscyloskopie.

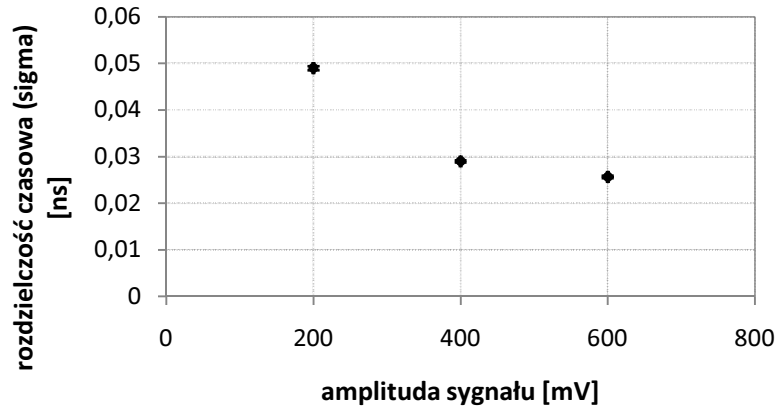
- Amplitudy generowanych sygnałów:

Do wykonania pomiaru ustawiono na oscyloskopie skalę czasową równą 5ns na działkę oraz wzmocnienie równe 50mV na działkę. Pomiar wykonano dla amplitud generowanych sygnałów wynoszących: -200mV, -400mV oraz -600mV. Wyniki przedstawiono na Rys. 5.21 i Rys. 5.22.



Rys. 5.21 Pomiar rozkładu różnicy czasów, przy zmianie amplitudy generowanych sygnałów.

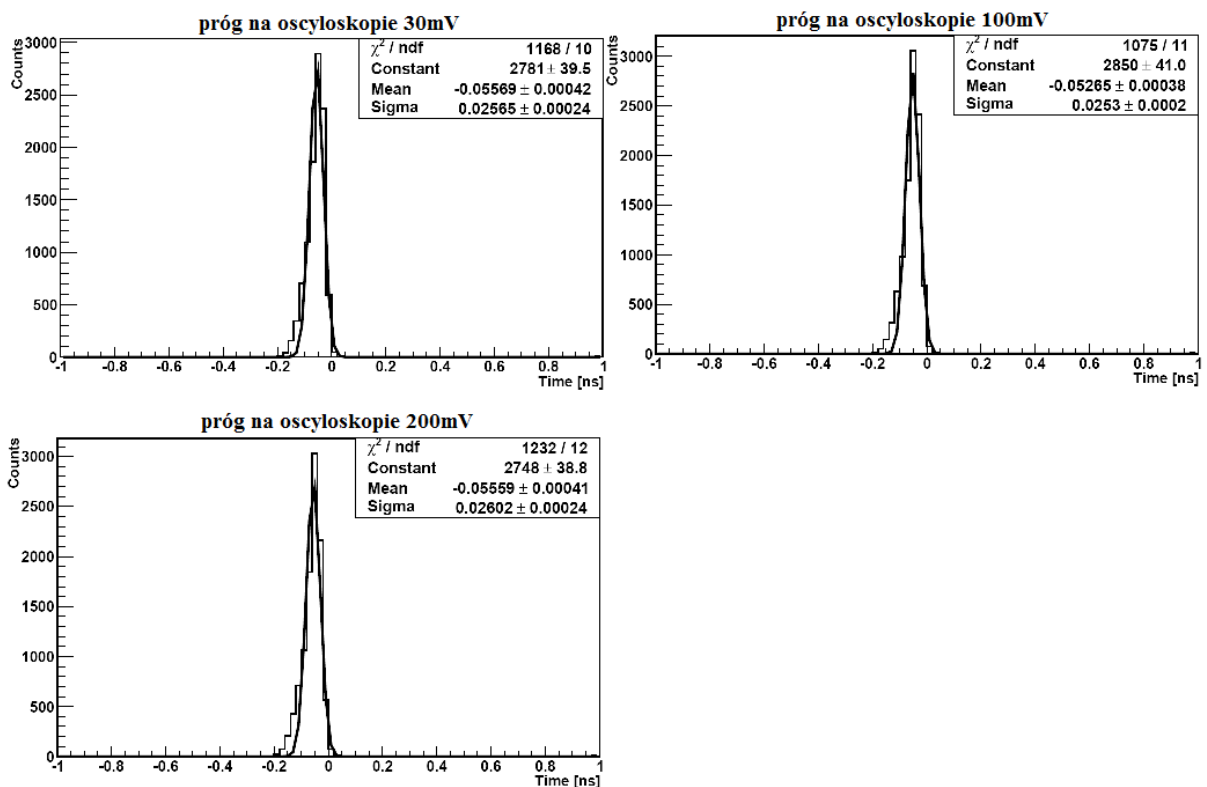
Poniżej zaprezentowano porównanie uzyskanych wyników (Rys. 5.22).



Rys. 5.22 Porównanie rozdzielczości czasowej oscyloskopu w zależności od zmiany amplitudy generowanych sygnałów.

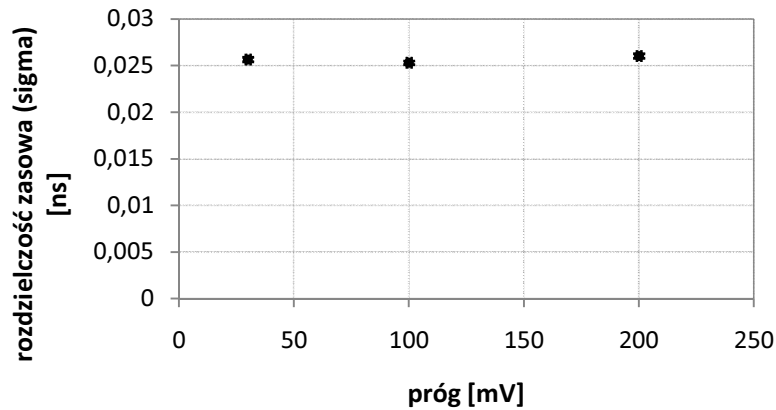
- Od napięcia progowego:

Do wykonania pomiaru ustawiono na oscyloskopie skalę czasową równą 5ns na działkę oraz wzmocnienie równe 50mV na działkę. Badania przeprowadzono dla sygnałów o amplitudzie równej -600mV. Badano zależność rozdzielczości czasowej od napięcia progowego ustawionego na oscyloskopie: 30mV, 100mV oraz 200mV. Wyniki przedstawiono na Rys. 5.23 i Rys. 5.24.



Rys. 5.23 Pomiar rozkładu różnicy czasów oscyloskopu, przy zmianie progu.

Poniżej przedstawiono porównanie otrzymanych wyników (Rys. 5.24).



Rys. 5.24 Porównanie rozdzielczości czasowej oscyloskopu w zależności od wartości progów.

Poniżej zaprezentowano sposób obliczenia przyczynku od oscyloskopu wchodzącej w skład rozdzielczości czasowej detektorów scyntylacyjnych na podstawie Rys. 5.23 dla progów 100mV oraz skali czasowej 50ns i wzmocnienia 50mV. Z tego wykresu odczytujemy wartość oznaczoną jako Sigma i wstawiamy do poniższego wzoru (5.10).

(5.10)

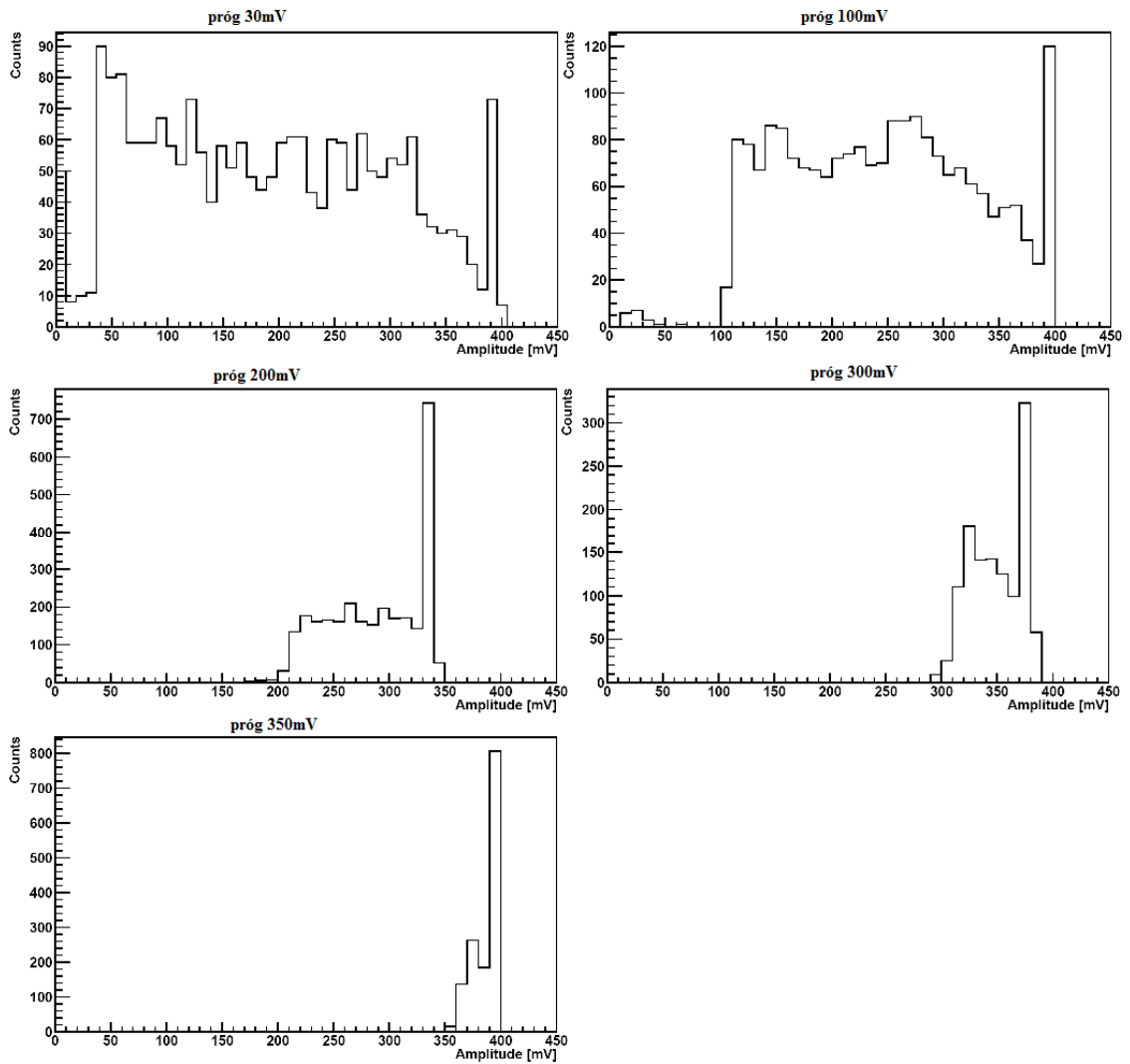
$$\Delta t_{osc} = 2,345 \cdot \sigma = 2,345 \cdot 25,3 = 59 \text{ ps}$$

gdzie:

σ - odchylenie standardowe.

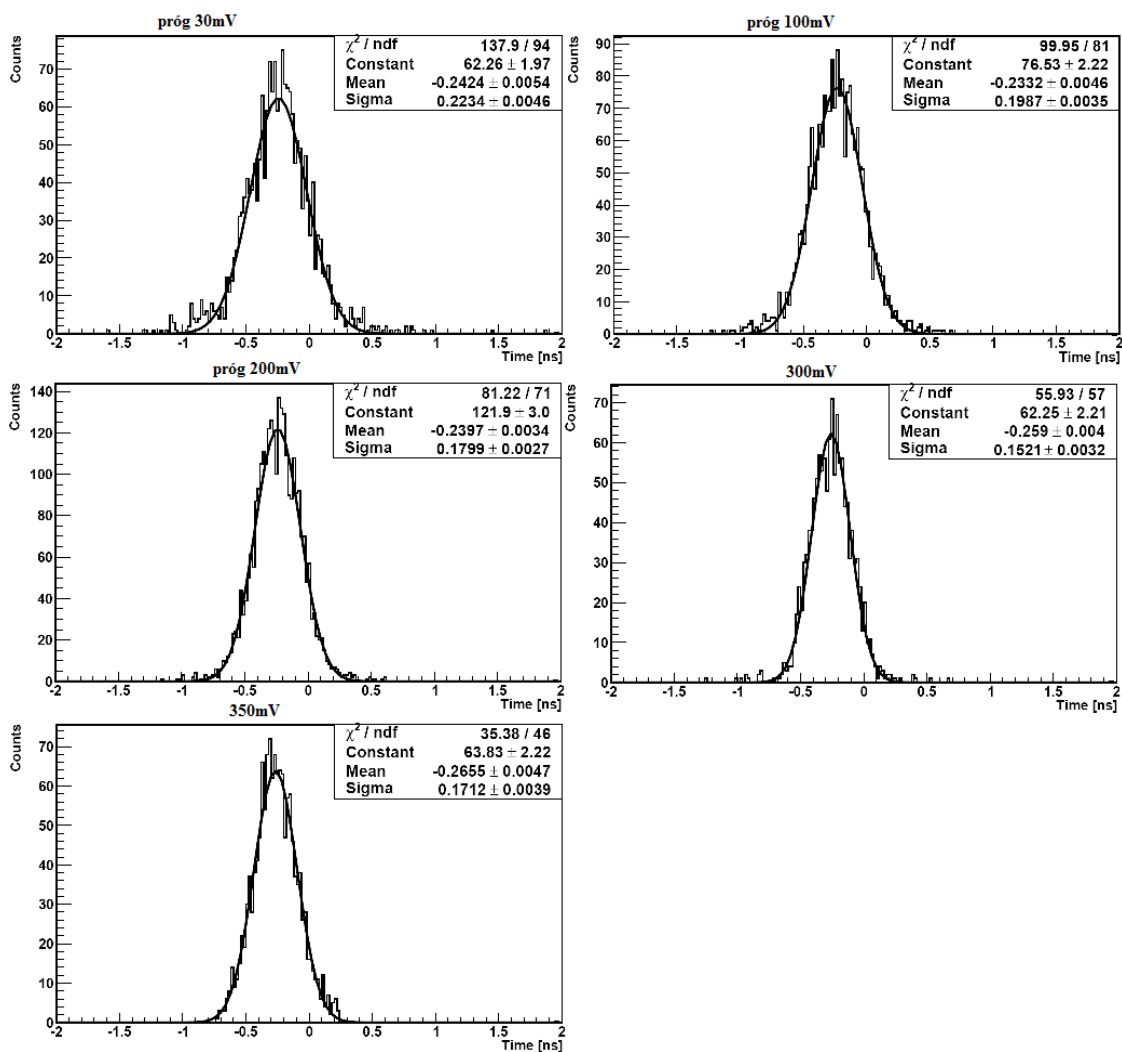
5.2.1 Pomiar rozkładu różnicy czasów w zależności od progów.

Ustawienie napięcia progowego na oscyloskopie powoduje, że zostaną zarejestrowane te sygnały, które będą miały amplitudę wyższą od ustawionego progów. Próg ustawia się w celu wyeliminowania szumów. Zebrane widma amplitud dla różnych progów przedstawione są na Rys. 5.25. Na fotopowielaczach zostało ustawione wysokie napięcie równe 2400V. Progi wybrane do pomiarów wynosiły 30mV, 100mV, 200mV, 300mV oraz 350mV.



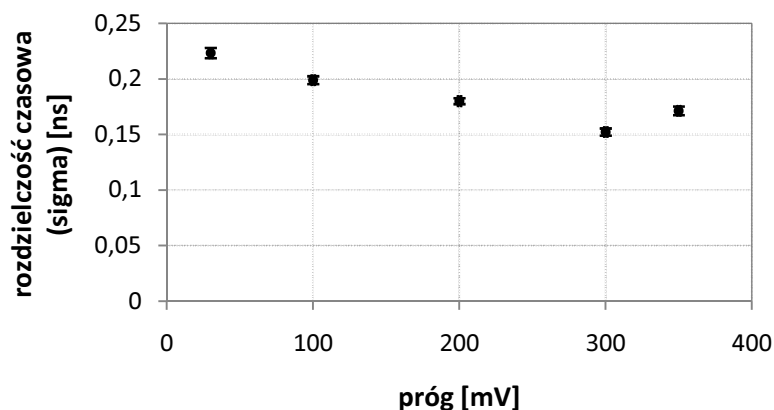
Rys. 5.25 Widma amplitud dla różnych wartości napięcia progowego ustawionego na oscyloskopie. Sygnały większe niż wartość maksymalna znajdują się w ostatnim przedziale na wykresie.

Celem pomiaru różnicy czasów w zależności od napięcia progowego było sprawdzenie czy czasowa zdolność rozdzielcza polepsza się wraz z wysokością progu. Oczekiwano takiej zależności ponieważ im większy jest próg tym większa jest średnia liczba fotoelektronów w rejestrowanych sygnałach. Zebrane dane zostały przedstawione na Rys. 5.26.



Rys. 5.26 Pomiar rozkładu różnicy czasów detektora scyntylacyjnego w zależności od progu ustawionego na oscyloskopie. Wiązka z kolimatora była skierowana na środek detektora.

Wykonano zestawienie odchylenia standardowego (σ) odczytanego z Rys. 5.26 w zależności od ustawionego progu. Przedstawione wyniki zaprezentowano na Rys. 5.27.



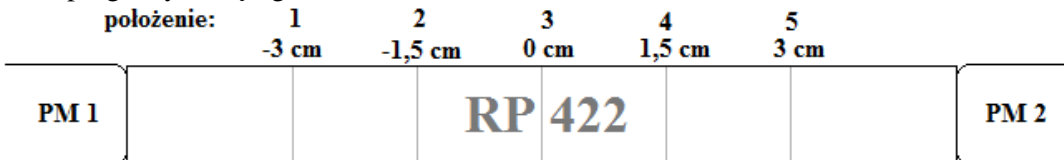
Rys. 5.27 Rozkład rozdzielczości czasowej od progu ustawionego na oscyloskopie.

Do dalszych pomiarów został wybrany próg równy 100mV.

5.3 Pomiar rozkładu różnicy czasów w zależności od miejsca uderzenia kwantów gamma.

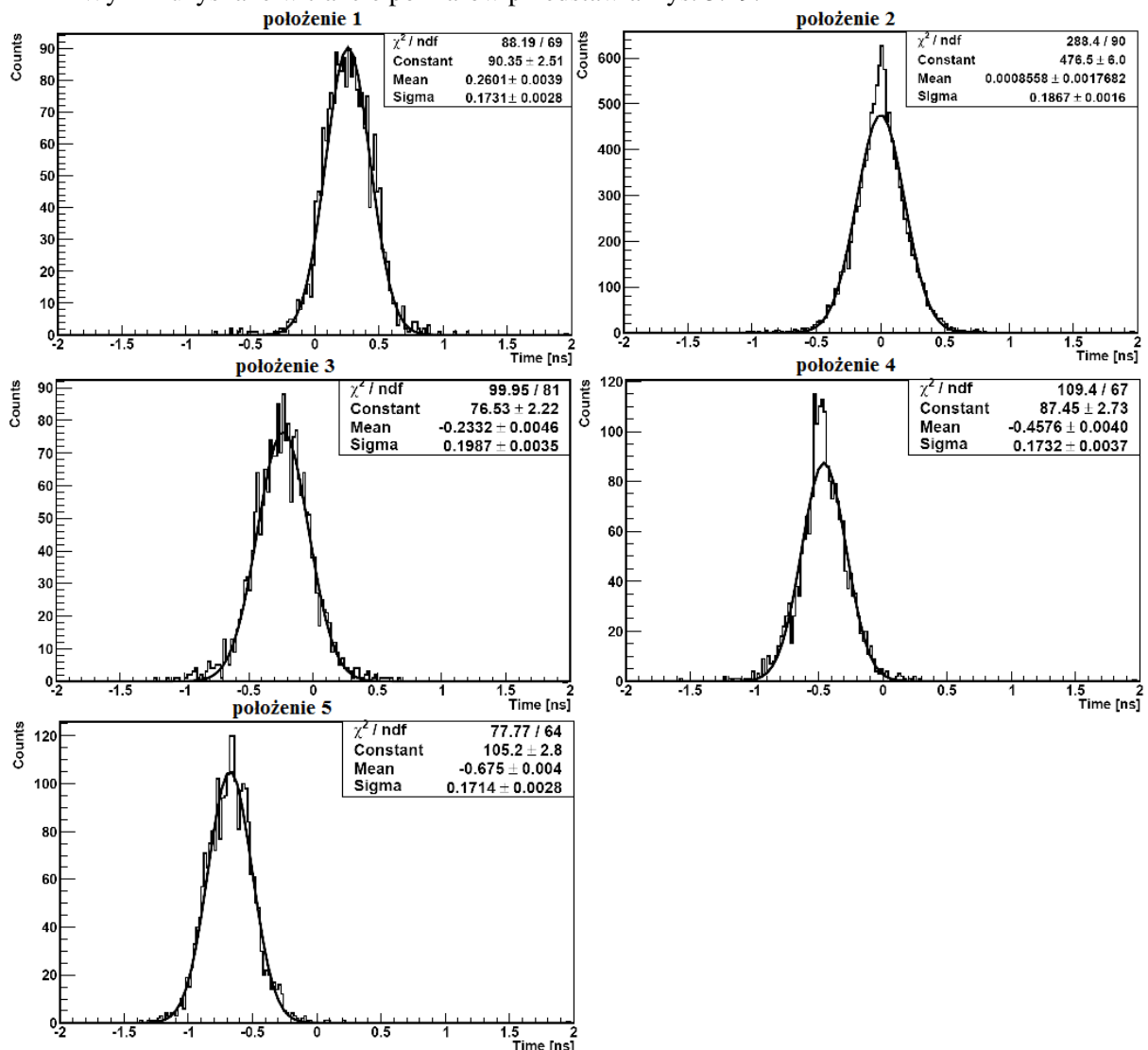
5.3.1 Dla scyntylatora RP422.

Do przeprowadzenia tego pomiaru należało przesuwać kolimator ze źródłem ^{22}Na wzdłuż scyntylatora RP422. Cały scyntylator posiada długość 10cm. Wykonano pięć pomiarów w miejscach oznaczonych na schematycznym Rys. 5.28. Pomiar wykonano dla napięcia 2400V oraz progu wynoszącego 100mV.



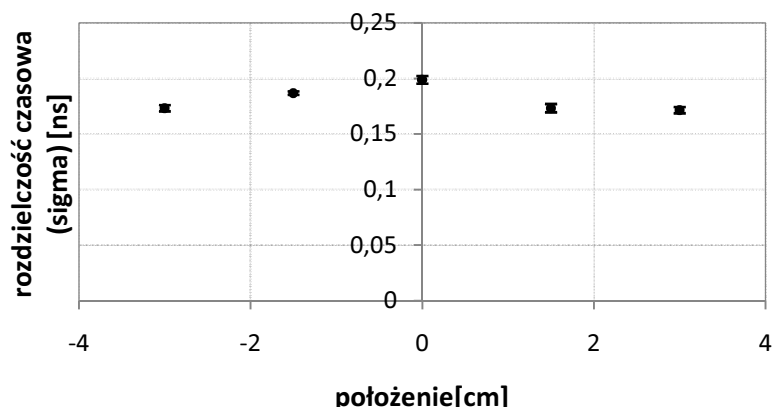
Rys. 5.28 Schematyczny rysunek przedstawiający miejsca, które były oświetlane źródłem ^{22}Na .

Wyniki uzyskane w trakcie pomiarów przedstawia Rys. 5.29.



Rys. 5.29 Pomiar rozkładu różnicy czasów w zależności od położenia kolimatora względem scyntylatora dla progu 100mV.

Dla powyższych danych wykonano zestawienie rozdzielczości czasowej odczytanej z Rys. 5.29 w zależności od położenia względem scyntylatora RP422.

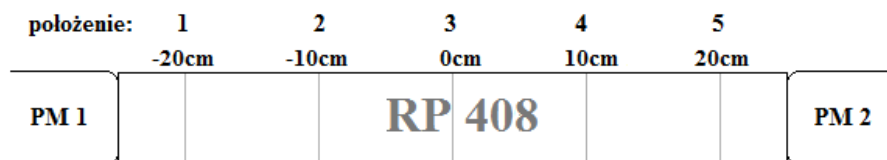


Rys. 5.30 Rozkład rozdzielczości czasowej od położenie kolimatora względem scyntylatora.

Jak można zauważyć na Rys. 5.30 najmniejsza, a więc i najlepsza rozdzielczość czasowa układu obserwowana jest na brzegach scyntylatora.

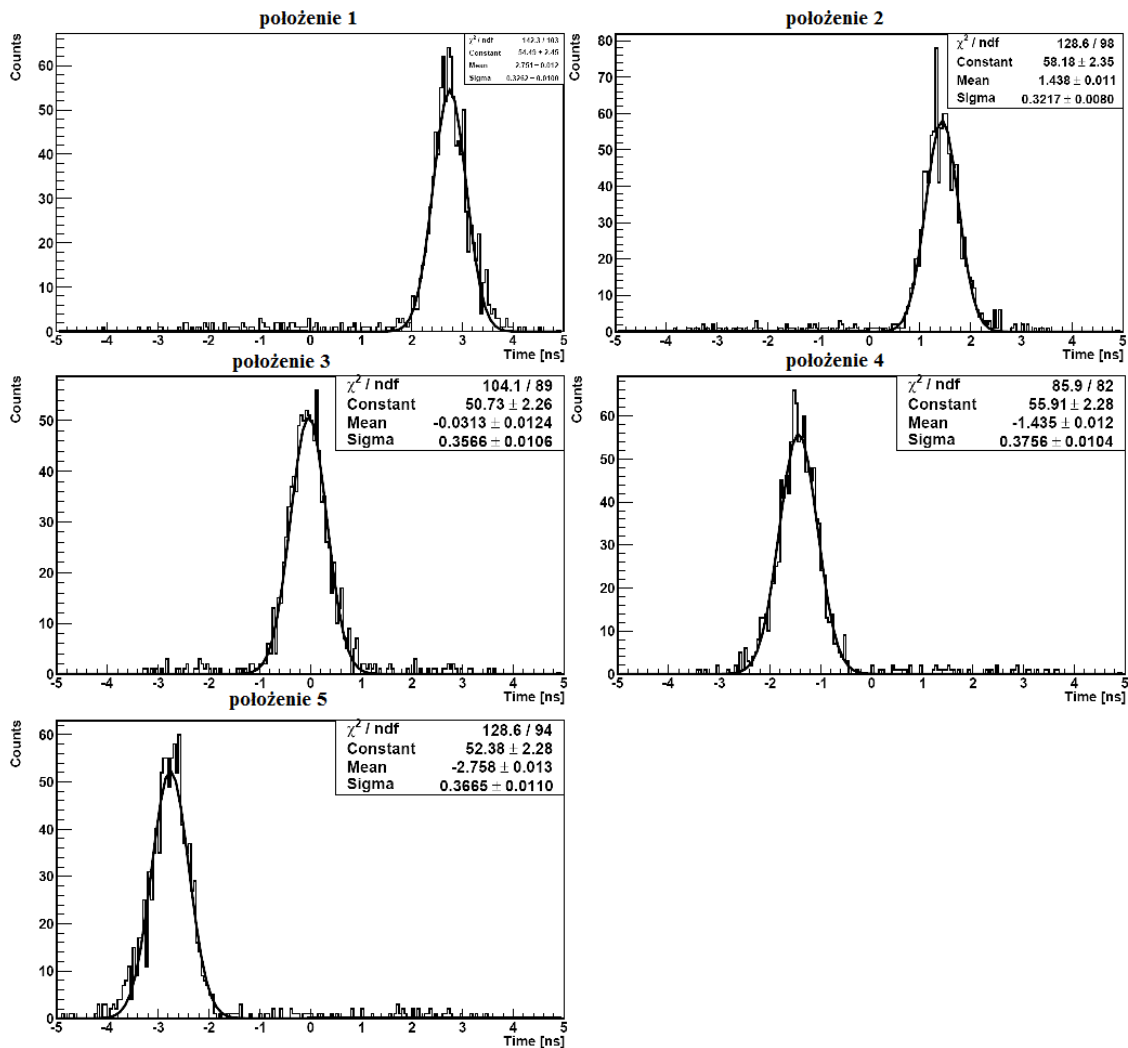
5.3.2 Dla scyntylatora RP408.

Do przeprowadzenia tego pomiaru należało przesuwać kolimator ze źródłem ^{22}Na wzdłuż scyntylatora RP408. Cały scyntylator posiadał długość 50cm. Wykonano 5 pomiarów w miejscach oznaczonych na schematycznym Rys. 5.31. Pomiar wykonano dla napięcia 2400V oraz progu wynoszącego 150mV.



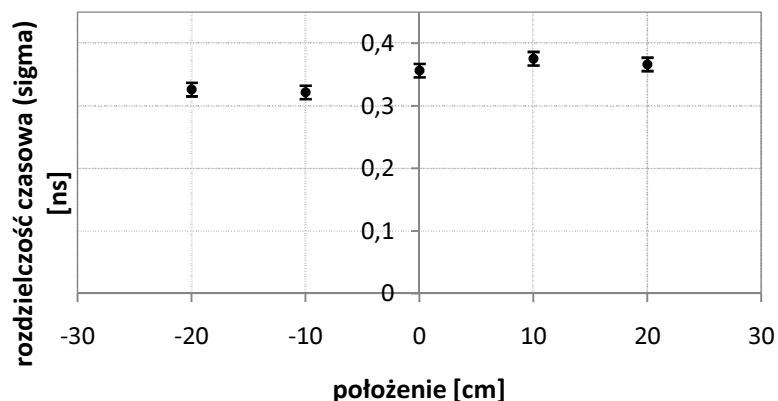
Rys. 5.31 Schematyczny rysunek przedstawiający miejsca, które były oświetlane źródłem ^{22}Na .

Uzyskane wyniki przedstawia Rys. 5.32.



Rys. 5.32 Pomiar rozkładu różnicy czasów w zależności od położenia kolimatora względem scyntylatora dla progu 150mV.

Dla powyższych danych wykonano zestawienie rozdzielczości czasowej odczytanej z Rys. 5.32 w zależności od położenia względem scyntylatora RP408.

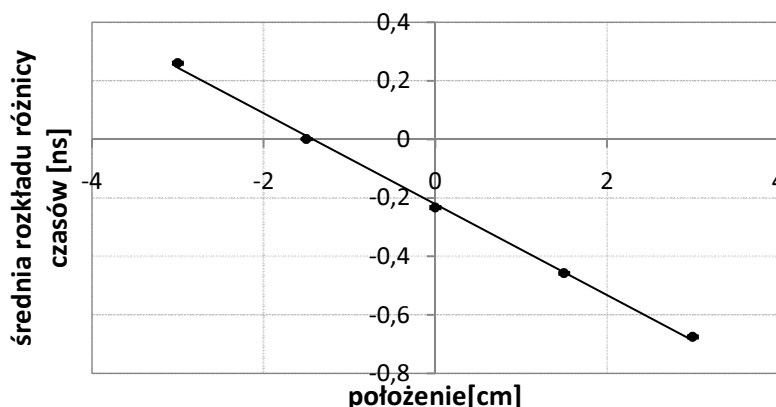


Rys. 5.33 Rozkład rozdzielczości czasowej w zależności od położenia kolimatora względem detektora.

5.4 Wyznaczenie prędkości impulsu świetlnego.

5.4.1 Dla scyntylatora RP422.

W celu wyznaczenia prędkości impulsu świetlnego w scyntylatorze należy narysować zależność średniej rozkładu różnicy czasów (wykresy znajdują się w rozdziale 5.3.1 na Rys. 5.29, do wykonania wykresu wzięto wielkość „Mean” znajdującą się w zamieszczonych tabelkach) w zależności od położenia kolimatora względem scyntylatora.

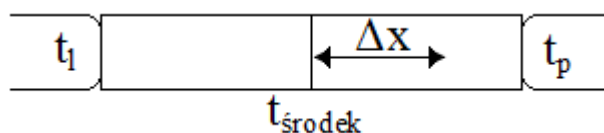


Rys. 5.34 Średnia rozkładu różnicy czasów w zależności od położenia.

Do danych dopasowano prostą daną wzorem $y = ax + b$ i otrzymano następujący wynik:

$$y = (-0,155 \pm 0,003)x - (0,221 \pm 0,007) \quad (5.11)$$

Do wyznaczenia prędkości impulsu świetlnego w scyntylatorze potrzebna jest zależność pomiędzy parametrem „ a ”, a prędkością „ v ”. Poniżej przedstawiono wyprowadzenie wzoru na prędkość na podstawie Rys. 5.35 przedstawiającego scyntylator wraz z fotopowielaczami.



Rys. 5.35 Scyntylator wraz z oznaczeniami potrzebnymi do wyznaczenia prędkości impulsu świetlnego.

Oznaczenia:

t_p - czas dotarcia impulsu świetlnego do prawego fotopowielacza;

t_l - czas dotarcia impulsu świetlnego do lewego fotopowielacza;

$t_{\text{środek}}$ - oznacza czas dotarcia sygnału ze środka scyntylatora;

Δx - miejsce uderzenia kwantu γ odległego od środka o Δx .

(5.12)

$$t_p = t_{\text{środek}} - \frac{\Delta x}{v}$$

(5.13)

$$t_l = t_{\text{środek}} + \frac{\Delta x}{v}$$

(5.14)

$$\Delta(t_p - t_l) = -\frac{2\Delta x}{v}$$

gdzie:

 $\Delta(t_p - t_l)$ - parametr „y” we wzorze (5.12); Δx - parametr „x” we wzorze (5.12); $-\frac{2}{v}$ parametr „a” we wzorze (5.12).Z wzoru (5.11) odczytujemy wartość $a = -0,155$ i wstawiamy do wzoru (5.15).

(5.15)

$$a = \frac{-2}{v}$$

Po przekształceniu wzoru 5.15 dostajemy:

(5.16)

$$v = \frac{-2}{a} = \frac{-2}{-0,155} = 12,9 \frac{cm}{ns} = 0,129 \frac{mm}{ps}$$

Natomiast błąd wynosi:

(5.17)

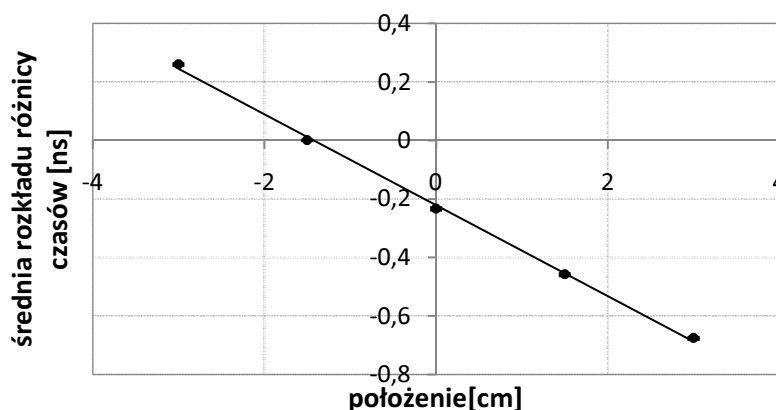
$$\sigma v = \left| -2 \left(-\frac{1}{a^2} \right) \right| \sigma a = \frac{2}{(0,155)^2} \cdot 0,003 = 0,3 \frac{cm}{ns} = 0,003 \frac{mm}{ps}$$

Prędkość sygnału świetlnego w scyntylatorze RP422 o przekroju $14mm \times 14mm$ wynosi

$$v = 12,9 \frac{cm}{ns} \pm 0,3 \frac{cm}{ns}$$

5.4.2 Dla scyntylatora RP408.

W celu wyznaczenia prędkości impulsu świetlnego w scyntylatorze należy narysować zależność średniej rozkładu różnicy czasów (wykresy znajdują się w rozdziale 5.3.2 na Rys. 5.32, do wykonania wykresu wzięto wielkość „Mean” znajdującą się w zamieszczonych tabelkach) w zależności od położenia kolimatora względem scyntylatora.



Rys. 5.36 Średnia rozkładu różnicy czasów w zależności od położenia.

Do danych dopasowano prostą daną wzorem:

(5.18)

$$y = (-0,139 \pm 0,002)x - (0,007 \pm 0,021)$$

Przeprowadzono taki sam tok obliczeniowy jak w Rozdziale 5.4.1. Z powyższego wzoru odczytujemy wartość $a = -0,1389$. Wartość ta jest potrzebna do obliczenia prędkości:

(5.19)

$$v = \frac{-2}{a} = \frac{-2}{-0,139} = 14,40 \frac{cm}{ns} = 0,144 \frac{mm}{ps}$$

Natomiast błąd wynosi:

(5.20)

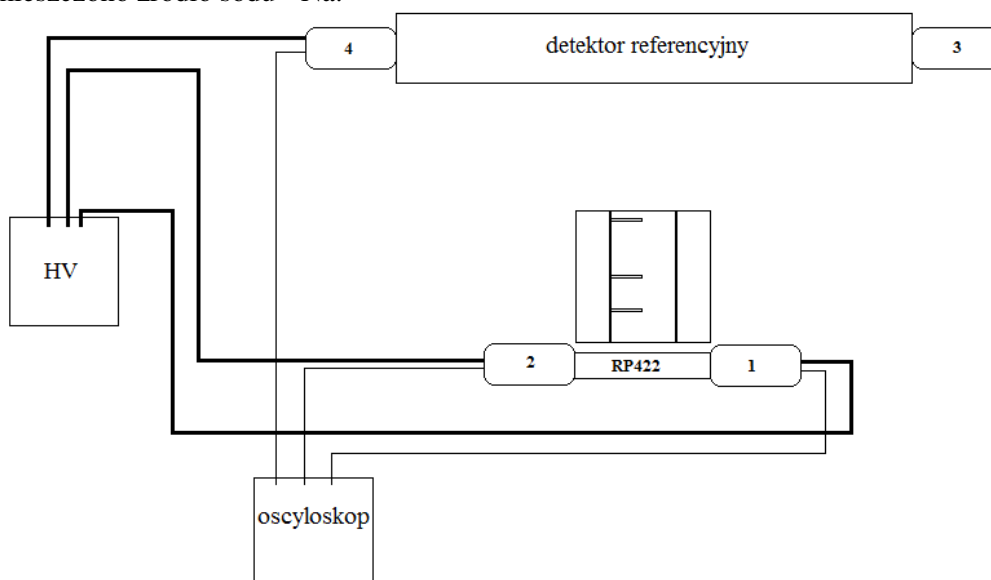
$$\sigma v = \left| -2 \left(-\frac{1}{a^2} \right) \right| \sigma a = \frac{2}{(0,139)^2} \cdot 0,002 = 0,2 \frac{cm}{ns} = 0,002 \frac{mm}{ps}$$

Prędkość sygnału świetlnego w scyntylatorze RP422 o przekroju $14mm \times 14mm$ wynosi

$$v = 14,4 \frac{cm}{ns} \pm 0,2 \frac{cm}{ns}$$

5.5 Przyczynek od profilu wiązki.

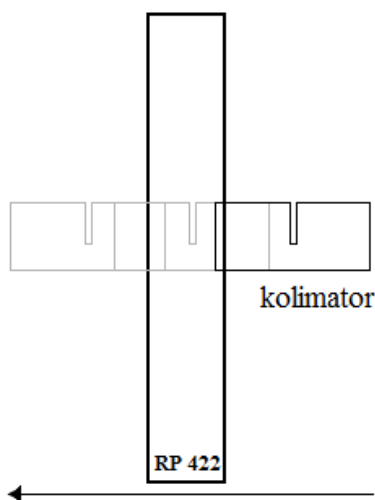
Do pomiaru profilu wiązki użyto układu pomiarowego przedstawionego na Rys. 5.37. Układ składał się ze scyntylatora referencyjnego oraz scyntylatora RP422. Na końcach obu wymienionych scyntylatorów znajdują się fotopowielacze, które zostały podłączone do generatora wysokiego napięcia. Wyjścia sygnałowe fotopowielaczy zostały podłączone do oscyloskopu. Pomiędzy scyntylatorami został umieszczony kolimator, we wnętrzu którego umieszczono źródło sodu ^{22}Na .



Rys. 5.37 Układ pomiarowy.

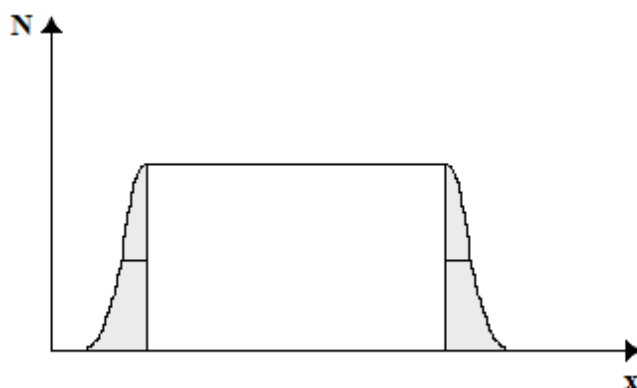
Pomiar przeprowadzono w następujący sposób: kolimator wraz ze źródłem ^{22}Na przesuwano poziomo wzdłuż pionowo ustawionego scyntylatora RP422. Zostało to schematycznie przedstawione na Rys. 5.38. Czas pojedynczego pomiaru wynosił 10 minut. Wielkość, którą należało zmierzyć była liczba sygnałów zarejestrowanych przez detektor w funkcji położenia kolimatora.

Na oscyloskopie ustawiono „koincydencję” pomiędzy fotopowielaczami 1 i 2, natomiast detektor referencyjny pełnił funkcję układu wyzwalającego pomiar. Źródło ^{22}Na znajdowało się w środkowej szczelinie kolimatora.



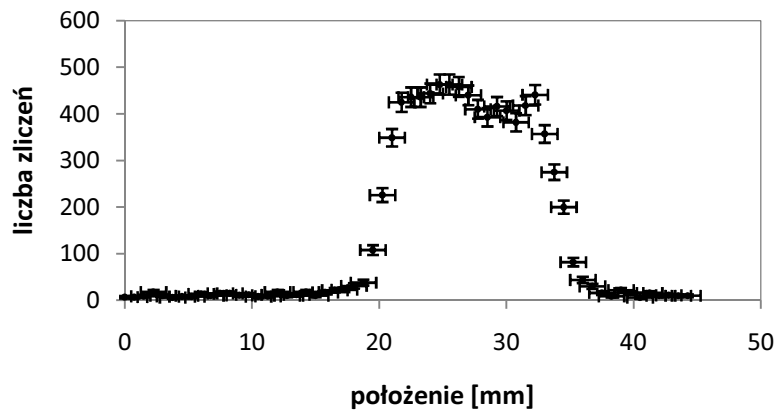
Rys. 5.38 Schemat pomiaru profilu wiązki.

Wynik, który spodziewano się uzyskać po przeprowadzeniu pomiarów został przedstawiony schematycznie na Rys. 5.39. Gdyby wiązka docierająca do scyntylatora kwantów gamma była punktowa, to w tak wyidealizowanym przypadku uzyskano by wyniki zaznaczone prostokątem. W przypadku wiązki kwantów γ o skończonych rozmiarach otrzymane rozmycie informuje o profilu wiązki, który należy uwzględnić w pomiarze rozdzielczości czasowej detektorów scyntylacyjnych.



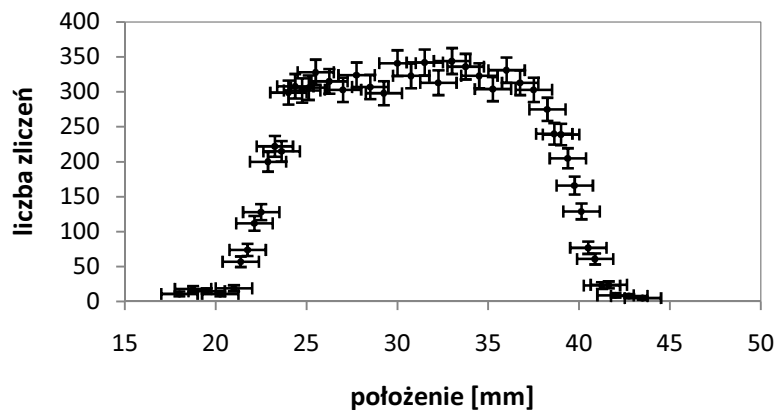
Rys. 5.39 Schematyczny wynik pomiaru profilu wiązki.

Dane zebrane w trakcie pomiaru zostały przedstawione na poniższym wykresie (Rys. 5.40).



Rys. 5.40 Pomiar profilu wiązki.

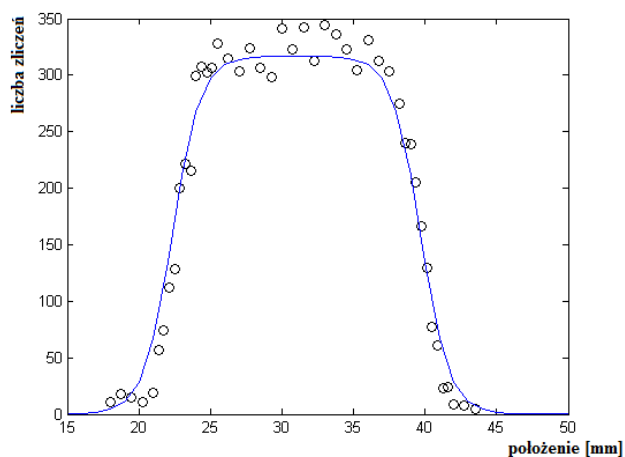
Profil wiązki, który udało się uzyskać nie jest satysfakcjonujący, ponieważ można zaobserwować pewien spadek liczby zliczeń w miejscu gdzie powinno występować plateau. Ponieważ w laboratorium był dostępny drugi scyntylator RP422 o tych samych wymiarach i właściwościach, postanowiono przeprowadzić pomiary ponownie. Wszystkie ustawienia pomiaru jak i sam pomiar były przeprowadzone analogicznie do poprzedniego. Jedynym zmienionym kryterium był czas pomiaru. W pierwszym pomiarze wynosił 10 minut, natomiast w drugim tylko 5 minut. Skrócenie czasu spowodowane było uzyskaniem w krótszym czasie takiej samej statystyki, ponieważ impulsy przy użyciu drugiego scyntylatora były większe i większa ich część przekraczała próg ustawiony na oscyloskopie. Wynik zaprezentowano na Rys. 5.41.



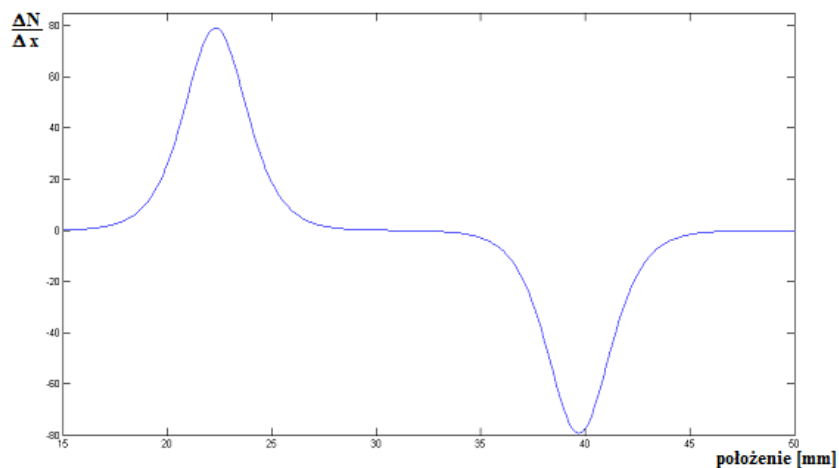
Rys. 5.41 Profil wiązki zmierzony drugim scyntylatorem RP422.

W zaprezentowanym profilu wiązki (Rys. 5.41) plateau przebiega bez zakłóceń.

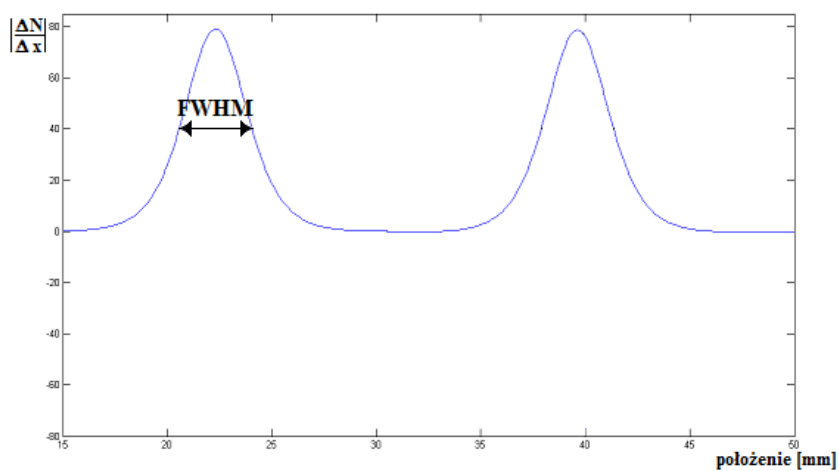
W celu wyekstrahowania profilu wiązki z widma liczby zliczeń w funkcji położenia, należy do widma dopasować krzywą (Rys. 5.42), a następnie ją zróżniczkować (Rys. 5.43) [16].



Rys. 5.42 Krzywa dopasowana do danych przedstawionych na Rys. 5.41.



Rys. 5.43 Zróżniczkowana krzywa dopasowana do uzyskanego profilu wiązki.



Rys. 5.44 Wartość bezwzględna z krzywej przedstawionej na Rys. 5.43.

Na Rys. 5.44 oznaczenie FWHM informuje o szerokości rozmycia piku widmowego w połowie jego wysokości. W przedstawionych wynikach FWHM wynosi 4mm. Wielkość ta jest potrzebna do obliczenia przyczynku od profilu wiązki, którego wynik wymagany jest do obliczenia rozdzielczości czasowej detektorów scyntylacyjnych.

Poniżej zaprezentowano sposób obliczenia przyczynku od profilu wiązki wchodzącej w skład rozdzielczości czasowej detektorów scyntylacyjnych dla pasków RP422 i RP408. Na podstawie wyniku otrzymanego w Rozdziale 5.5 znajdującego się na Rys. 5.44 oznaczonego

przez σ obliczamy $\sigma(\Delta x_{prof})$. Otrzymane $\sigma(\Delta x_{prof})$ oraz prędkość (wzór 5.16 z rozdziału 5.4.1 oraz wzór 5.19 z rozdziału 5.4.2) wstawiamy do wzoru 5.22 oraz do wzoru 5.23.

$$\sigma(\Delta x_{prof}) = 2,345 \cdot \sigma = 2,345 \cdot 4 = 9,38 \text{ mm} \quad (5.21)$$

gdzie:

σ - odchylenie standardowe.

$$\sigma(t_{prof}) = \frac{\sigma(\Delta x_{prof})}{2v} = \frac{9,38}{2 \cdot 0,129} = 36 \text{ ps} \quad (5.22)$$

Przyczynek od profilu wiązki wchodzącej w skład rozdzielczości czasowej detektorów scyntylacyjnych dla scyntylatora RP422 wynosi $\sigma(t_{prof}) = 36 \text{ ps}$.

Natomiast przyczynek od profilu wiązki wchodzącej w skład rozdzielczości czasowej detektorów scyntylacyjnych wyznaczony za pomocą scyntylatora RP408 wynosi:

$$\sigma(t_{prof}) = \frac{\sigma(\Delta x_{prof})}{2v} = \frac{9,38}{2 \cdot 0,144} = 33 \text{ ps} \quad (5.23)$$

5.6 Wyznaczenie czasowej zdolności rozdzielczej.

5.6.1 Dla scyntylatora RP422.

Poniżej zaprezentowano sposób obliczenia przyczynku od detektora scyntylacyjnego wchodzącego w skład rozdzielczości czasowej detektorów scyntylacyjnych dla paska PR422 na podstawie Rys. 5.29 (5.24). Wyniki zamieszczono w Tab. 5.3.

$$\Delta t_{detektora \text{ po\u0142o\u017cenie } x} = 2,345 \cdot \sigma \text{ [ps]} \quad (5.24)$$

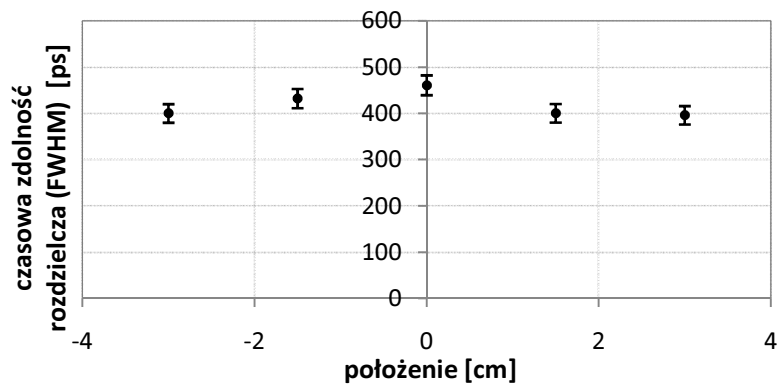
Tab. 5.3 Wyniki obliczeń przyczynków od detektora scyntylacyjnego.

po\u0142o\u017cenie	$\Delta t_{detektora}$ [ps]
1	406
2	438
3	466
4	406
5	402

Poniżej zaprezentowano wyniki rozdzielczości czasowej detektorów scyntylacyjnych w zależności od po\u0142o\u017cenia na podstawie wyników (5.10), (5.22) oraz zamieszczonych w Tab. 5.3 wstawiamy do wzoru (5.1) znajdującego się na początku rozdziału. Wyniki zamieszczono w Tab. 5.4 oraz zaprezentowano na Rys. 5.45.

Tab. 5.4 Wyniki obliczeń czasowej zdolności rozdzielczej (FWHM) detektorów scyntylacyjnych w zależności od położenia kolimatora względem detektora.

położenie	FWHM [ps]
1	400
2	432
3	461
4	400
5	396



Rys. 5.45 Czasowa zdolność rozdzielcza (FWHM) w funkcji położenia kolimatora względem detektora dla scyntylatora RP422.

5.6.2 Dla scyntylatora RP408.

Poniżej zaprezentowano sposób obliczenia przyczynku od detektora scyntylacyjnego wchodzącego w skład rozdzielczości czasowej detektorów scyntylacyjnych dla paska PR408 na podstawie Rys. 5.32 korzystając z wzoru (5.24). Wyniki zgromadzono w Tab. 5.5.

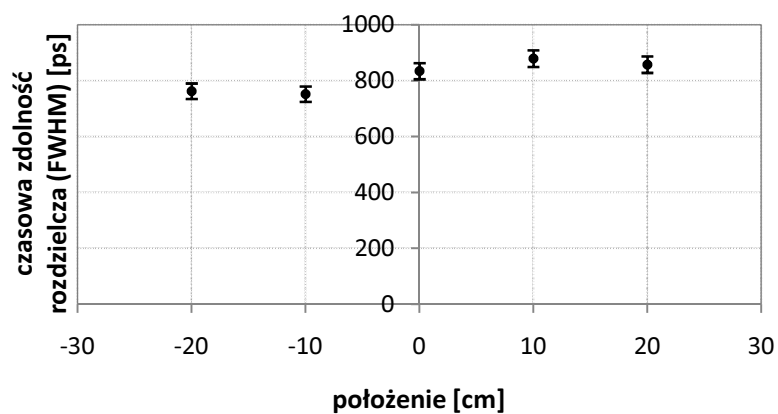
Tab. 5.5 Wyniki obliczeń przyczynków od detektora scyntylacyjnego.

położenie	$\Delta t_{\text{detektora}}$ [ps]
1	765
2	754
3	836
4	881
5	859

Poniżej zaprezentowano wyniki rozdzielczości czasowej detektorów scyntylacyjnych w zależności od położenia na podstawie wyników (5.10), (5.23) oraz wyników zawartych w Tab. 5.5, wstawiamy do wzoru (5.1) znajdującego się na początku rozdziału. Wyniki zaprezentowano w Tab. 5.6 oraz zaprezentowano na Rys. 5.46.

Tab. 5.6 Wyniki obliczeń rozdzielczości czasowej detektorów scyntylacyjnych w zależności od położenia.

położenie	FWHM [ps]
1	762
2	751
3	833
4	878
5	857



Rys. 5.46 Czasowa zdolność rozdzielcza (FWHM) w funkcji położenie kolimatora względem detektora dla scyntylatora RP408.

6 Podsumowanie.

Celem pracy było wyznaczenie rozdzielczości czasowej detektorów scyntylacyjnych pod kątem ich wykorzystania w pozytonowej tomografii emisyjnej. Praca magisterska została napisana w ramach projektu, którego celem jest zbudowanie, uruchomienie, przetestowanie i zoptymalizowanie prototypu nowego paskowego pozytonowego tomografu emisyjnego. Głównym celem jest wykorzystanie organicznych detektorów scyntylacyjnych, które zmniejszą koszty urządzenia przy jednoczesnym zwiększeniu pola widzenia tomografu.

W ramach pracy magisterskiej zostały wykonane pomiary z wykorzystaniem scyntylatorów RP422 o wymiarach $1,4\text{cm} \times 1,4\text{cm} \times 10\text{cm}$ oraz RP408 o wymiarach $1,4\text{cm} \times 1,4\text{cm} \times 50\text{cm}$. Źródłem promieniotwórczym użytym do wykonania pomiarów był sód ^{22}Na .

Układ pomiarowy wykorzystany do pomiarów składał się z detektorów scyntylacyjnych, fotopowielaczy, zasilaczy oraz oscyloskopu cyfrowego. Ponieważ jądro sodu w wyniku rozpadu emituje kwanty gamma o energii $E=0,511\text{MeV}$ oraz $E=1,28\text{MeV}$ należało wykonać pomiary w taki sposób, aby kwant o większej energii został wyeliminowany. W tym celu została użyta ołowiana cegła, która służyła także jako kolimator, co zostało opisane w Rozdziale 4.2.

Na czasową zdolność rozdzielczą mają wpływ przyczynki pochodzące od profilu wiązki oraz aparatury pomiarowej, które należało wyznaczyć. Po wyznaczeniu wszystkich przyczynków wykonano pomiary rozdzielczości czasowej w zależności od napięcia progowego, napięcia zasilającego fotopowielacze oraz położenia wiązki wychodzącej z kolimatora względem paska scyntylacyjnego.

Przyczynkę pochodzący od profilu wiązki dla scyntylatora PR422 wyniósł $\sigma(t_{prof}) = 36\text{ps}$, natomiast dla scyntylatora RP408 wyniósł $\sigma(t_{prof}) = 33\text{ps}$, przyczynkę od oscyloskopu wyniósł $\sigma(t_{osc}) = 60\text{ps}$.

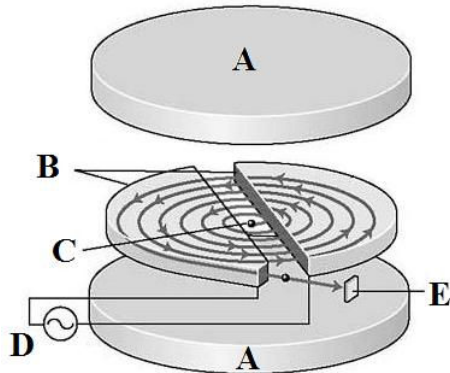
Czasowa zdolność rozdzielcza w zależności od położenia wiązki wychodzącej z kolimatora względem scyntylatora R422 została pokazana na Rys. 5.45, natomiast dla scyntylatora RP408 na Rys. 5.46. Porównując wyniki, można stwierdzić, że w obu przypadkach najlepsza, a więc najmniejsza czasowa zdolność rozdzielcza występuje wtedy, gdy wiązka wychodząca z kolimatora pada blisko jednego z fotopowielaczy. Dla scyntylatora RP422 otrzymano czasową zdolność rozdzielczą wynoszącą około 450ps (FWHM), a dla scyntylatora RP408 około 800ps (FWHM).

W ramach pracy wyznaczono również prędkość impulsu świetlnego dla scyntylatorów RP422 oraz RP408 o przekrojach $14\text{mm} \times 14\text{mm}$. Dla scyntylatora RP422 prędkość wynosi $v = (12,9 \pm 0,3) \frac{\text{cm}}{\text{ns}}$. Dla scyntylatora RP408 prędkość wynosi $v = (14,4 \pm 0,2) \frac{\text{cm}}{\text{ns}}$.

7 Dodatek A.

Cyklotron- budowa, zasada działania.

Cyklotron jest akceleratorem cyklicznym, w którym cząstki naładowane przyspieszane są za pomocą pola elektrycznego wytwarzanego przez generator. Cząstki te zostają wprowadzone w środkowej części cyklotronu. Pole to występuje pomiędzy dwoma elektrodami, do których przyłożone jest wysokie napięcie. Cząstki poruszają w cyklotronie po torach spiralnych, dzięki istnieniu prostopadłego do płaszczyzny przyspieszania pola magnetycznego oraz pola elektrostatycznego.



Budowa cyklotronu:

A- bieguny magnesu;

B- duanty (elektrody, do których przyłożone zostało wysokie napięcie);

C- źródło jonów;

D- generator zmiennego napięcia;

E- tarcza.

Rys. 7.1 Budowa cyklotronu.

Cząstka przy przejściu pomiędzy duantami zostaje przyspieszona, dzięki czemu zyskuje coraz większą energię. Siła, która działa na cząstkę o ładunku q ze strony pola elektromagnetycznego, wyrażona jest wzorem:

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B}) \quad (7.1)$$

gdzie:

\vec{F} - wektor siły;

q - ładunek elektryczny cząstki;

\vec{E} - wektor natężenia pola elektrycznego;

\vec{V} - wektor prędkości cząstki;

\vec{B} - wektor indukcji magnetycznej.

8 Dodatek B.

Sytuacja tomografów w Polsce.

W naszym kraju w marcu 2003 roku został uruchomiony pierwszy ośrodek PET. Był to jedyny tego typu ośrodek wyposażony w aparat typu PET-CT, cyklotron do produkcji radionuklidu ^{18}F , automatyczny zestaw do syntezy radiofarmaceutyku fluorodeoksyglukozy (FDG) oraz dyspenser FDG. W roku 2005 Ministerstwo Zdrowia zgłosiło projekt „Narodowego programu zwalczania chorób nowotworowych” [17]. Główną ideą tego projektu była budowa sieci ośrodków PET w Polsce. Zaproponowano wówczas budowę sieci ośrodków PET w Polsce w następujących miastach: Warszawa, Gliwice, Kraków, Wrocław, Kielce, Poznań, Trójmiasto oraz Łódź (łącznie 10- 12 skanerów, w tym jeden działający w Bydgoszczy). Wybudowanie jednego skanera PET z całą potrzebą infrastrukturą jest bardzo kosztowne, dlatego też wykonanie projektu było przez dłuższy czas zawieszona.

Obecnie w Polsce mamy sieć działających skanerów PET znajdujących się w następujących instytucjach [18]:

- Wrocław- Dolnośląskie Centrum Medycyny Nuklearnej Euromedic;
- Bydgoszcz- Centrum Onkologii im. Prof. Franciszka Łukaszczyka;
- Łódź- Medyczne Centrum Diagnostyczne Voxel;
- Kraków- Medyczne Centrum Diagnostyczne Voxel;
- Warszawa- Centrum Onkologii- Instytut im. Marii Skłodowskiej Curie, Mazowieckie Centrum PET-CT Euromedic, Samodzielny Publiczny Centralny Szpital Kliniczny;
- Gdańsk- Uniwersyteckie Centrum Kliniczne;
- Chorzów- Chorowskie Centrum Pediatrii i Onkologii im. Dr Edwarda Hankego;
- Gliwice- Centrum Onkologii- Instytut im. Marii Skłodowskiej Curie;
- Kielce- Świętokrzyskie Centrum Onkologii;
- Olsztyn- Wojewódzki Szpital Specjalistyczny w Olsztynie;
- Poznań- Wielkopolskie Centrum Medyczne Euromedic, Wielkopolskie Centrum Onkologii im. Marii Skłodowskiej Curie.

W najbliższych latach planowane jest otwarcie następujących ośrodków [18]:

- Lublin- SPSK 4 Uniwersytetu Medycznego;
- Łódź- Wojewódzki Szpital Specjalistyczny im. Mikołaja Kopernika;
- Kraków- Uniwersytecki Szpital Dziecięcy w Krakowie- Prokocimiu;
- Katowice- Centrum Diagnostyki i Terapii Onkologicznej przy SPSK Nr 5 SUM w Katowicach.

Na Rys. 8.1 znajduje się mapka z zaznaczonymi ośrodkami PET w Polsce. Kolorem czarnym oznaczone są obecnie działające ośrodki PET, natomiast kolorem szarym zaznaczono planowane ośrodki PET.



Rys. 8.1 Ośrodki PET w Polsce.

9 Literatura.

- [1] Andrzej Z. Hryniewicz, E. Rokita „Fizyczne metody diagnostyki medycznej i terapii”, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 2000, 102-111
- [2] Ewelina Czaicka „Liniowy model pozytonowego tomografu emisyjnego”, praca magisterska, Uniwersytet Jagielloński, Instytut Fizyki, Kraków 2008, <http://koza.if.uj.edu.pl/>
- [3] Paweł Moskal „Nuclear physics in medicine, minefield and kitchen”, Annales Universitatis Mariae Curie- Skłodowska Lublin- Polonia, Vol. LXVI, 2011
- [4] P. Moskal, P. Salabura, M. Silarski, J. Smyrski, J. Zdebik, M. Zieliński „Novel detektor systems for the positron emission tomography”, Bio- Algorithms and Med- Systems, Vol. 7, No. 2, 2011, 73-78
- [5] Adam Strzałkowski „Wstęp do fizyki jądra atomowego”, Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1979, 26-30, 58-62
- [6] Marianna Kańska „Izotopy krótkożyciowe i ich zastosowanie w diagnostyce medycznej”, Wydział Chemii Uniwersytetu Warszawskiego, Sesja zorganizowana przez Wydziały Biologii, Chemii, Fizyki, Geografii i Studiów Regionalnych, Geologii oraz Matematyki, Informatyki i Mechaniki Uniwersytetu Warszawskiego. Odbyła się 25 i 26 listopada 2005 roku.
- [7] Gopal B. Saha „Basics of PET Imaging”, Springer Science + Business Media, LLC, 233 Spring Street, New York, NY 10013, USA
- [8] Szymon Niedźwiecki „Studies of detection of γ radiation with use of organic scintillator detectors in view of positron emission tomography”, praca magisterska, Uniwersytet Jagielloński, Instytut Fizyki, Kraków 2011, <http://koza.if.uj.edu.pl/>
- [9] Strona Uniwersytetu Warszawskiego: <http://www.uw.edu.pl/wydarzenia/2012/pet.html>
- [10] GE Healthcare:
http://www.gehealthcare.com/euen/fun_img/products/radiopharmacy/docs/TRACERlab_MX5.pdf
- [11] Bohdan Dziunikowski, Stefan J. Kalita „Ćwiczenia laboratoryjne z jądrowych metod pomiarowych”, wydanie drugie, Wydawnictwa AGH, Kraków, 1995, 10, 76-79, 82-84
- [12] <http://www.files.chem.vt.edu/chem-ed/quantum/jablonsk.html>
- [13] Łukasz Kapłon „Polimeryzacja w masie styrenu i jego pochodnych jako materiału do konstrukcji scyntylatorów”, praca magisterska, Uniwersytet Jagielloński, Zakład Technologii Chemicznej, Kraków 2011, <http://koza.if.uj.edu.pl/>
- [14] <http://withfriendship.com/images/j/45080/Photomultiplier-image.jpg>
- [15] Ł. Kapłon, N. Krawczyk, I. Moskal, FOTON 2012, w przygotowaniu
- [16] Wojciech Krzemień „Beam profile measurement”, PET UJ Report Nr 7/2012

[17] Strona Ministerstwa Zdrowia, na której znajduje się treść „Narodowego programu zwalczania chorób nowotworowych 2005”:
<http://www.mz.gov.pl/wwwmz/index?mr=b3&ms=0&ml=pl&mi=0&mx=0&mt=&my=247&ma=05219>

[18] http://pl.wikipedia.org/wiki/Pozytonowa_emisyjna_tomografia_komputerowa#PET-CT_w_Polsce

[19] <http://www.rexon.com/RP408.htm>