#### DZIEKAN I RADA WYDZIAŁU ELEKTROTECHNIKI GÓRNICZEJ I HUTNICZEJ AKADEMII GÓRNICZO-HUTNICZEJ IM. STANISŁAWA STASZICA W KRAKOWIE

#### zapraszają na

#### PUBLICZNĄ DYSKUSJĘ NAD ROZPRAWĄ DOKTORSKĄ mgr inż. STANISŁAWA PSZONY

która odbędzie się w dniu 30 września 1971 roku o godzinie 12<sup>30</sup> w sali Wykładowej lastytutu Techniki Jądrowej powilon C-2 li p. Akodemii Górniczo-Hutniczej im. Stanistawe Staszice w Krekowie, Al. Mickiewicze 30.

Temat rozprawy doktorskiej:

"Wykorzystanie scyntylatorów organicznych do pomiarów równoważnika dawki i współczynnika jakości promieniowania mieszanego"

Promotor: Prof. dr JERZY MASSALSKI – AGH Recenzenci; Prof. JULIUSZ KELLER – Politechnika Warszawska Doc. dr KAZIMIERZ OSTROWSKI – ITJ AGH

Z rozprawą doktorską i opiniami recenzentów zapoznać się można w Bibliotece Głównej AGH Kraków, Al. Mickiewicza 30.

"Zespóf" p. 2 z. 3046 n. 50 U-8

# STANISŁAW PSZONA

# WYKORZYSTANIE SCYNTYLATORÓW ORGANICZNYCH PO POMIARÓW RÓWNOWAŻNIKA DAWKI I WSPÓŁ CZYNNIKA JAKOŚCI PROMIENIOWANIA MIESZANEGO

Praca na stopień doktora nauk technicznych wykonana w Instytucie Badań Jądrowych w Świerku

Promotor pracy: Prof. dr Jerzy Massalski

Warszawa 1971

## Promotorowi Panu Prof. dr Jerzemu Massalskiemu składam serdeczne podziękowanie za przyjęcie opieki nad niniejszą pracą

Składam podziękowania:

Panu Prof. J. Kellerowi za cenne dyskusje i sugestie w trakcie wykonywania pracy.

Dr M. Jaskule za umożliwienie przeprowadzania doświadczeń przy akceleratorze "LECH".

Dr K, Żarnowieckiemu i mgr inż. W. Żakowi za stworzenie warunków sprzyjających wykonaniu niniejszej pracy w Zakładzie XIX IBJ.

Inż. W. Kowalczykowi i B. Snopkowi za pomoc w wykonywaniu wielu doświadczeń.

# SPIS TREŚCI

WSTĘP	1
Współczesne metody ok∽eślenia równoważnika dawki i współczynnika jakości promienicwania mieszanego	
<ol> <li>MODELOWANIE ZAGROŻENIA RADIOLOGICZNEGO PRZY POMOCY MIERZALNYCH WIELKOŚCI FIZYCZNYCH</li> </ol>	7
1.1. Zjawisko radiofluorescencji	7
<ol> <li>Radiofluorescencja związków organicznych a niektóre zjawiska radiobiologiczne.</li> </ol>	7
<ol> <li>1.3. Indeks promieniowania.</li> </ol>	9
<ol> <li>4. Wybór detektora radiofluorescencyjnego.</li> </ol>	10
1.5. Zasadnicza tresc 1 zakres pracy.	11
<ol> <li>ZJAWISKA FIZYCZNE ZACHODZĄCE W ORGANICZNYCH DETEKTORACH RADIOFLUORESCENCYJNYCH</li> </ol>	12
<ol><li>Zarys kinetyki radiofluorescencji.</li></ol>	12
2.1.1. Uwagi wstępne.	12
<ol> <li>Proces radiofluorescencji (w układzie dwuckładnikowum)</li> </ol>	12
2.2. Fluorescencja właściwa scyntylatorów organicznych	15
(Krotki przegląd nipotez)	•••
nizującego w organicznym detektorze radioflu-	. 19
<ol> <li>Określenie fluorescencji właściwej scyntylatora NE102A.</li> </ol>	21
2.3.1. Metoda pomiaru.	24
<ol> <li>2.3.2. Fluorescencja właściwa detektora dla protonów odrzutu.</li> </ol>	25
2.3.3. Zródła monoenergetyczne neutronów	26
2.3.4. Fluorescencja właściwa dla elektronów, promie- niowania	27
2.3.5. Wyniki pomiarów	27
<ol> <li>Analiza danych doświadczalnych dotyczących przebiegu fluorescencji właściwej scyntylatora NE102 (NE102A)</li> </ol>	32
<ol> <li>ANALIZA PRZETWARZANIA ENERGII POCHLONIĘTEJ W ORGA- NICZNYM DETEKTORZE SCYNTYLACYJNYM, UMIESZCZONYM W PROMIENIOWANIU JONIZUJĄCYM O DOWOLNYM WIDMIE CZĄSTEK I FOTONÓW.</li> </ol>	36
3.1. Uwagi wstępne 3.2. Analiza przetwarzania energii pochłoniętej w organicznym detektorze scyntylacyjnym na energię wypromieniowaną w postaci fotonów fluorescencji.	36 36

	3.3. Określenie indeksu promieniowania	38
	<ol> <li>Indeks promieniowania a współczynnik jakości QF. Indeks jakości.</li> </ol>	43
	3.5. Koncepcja pomiaru indeksu jakości Q i równoważnika dawki promieniowania mieszanego.	46
4.	DOŚWIADCZALNE OKREŚLENIE INDEKSU JAKOŚCI Q I RÓWNOWAŻNIKA DAWKI DE W WIAZKACH MONOENER-	49
	GETYCZNYCH CZĄSTEK	
	4.1. Uwagi wstępne	49
	4.2. Opis elementów konstrukcji układu detekcyjnego	49
	<ol> <li>Zestaw pomiarowy i sposób prowadzenia doświad- czenia.</li> </ol>	51
	4.3.1. Pomiar indeksu jakości Q dla promieniowania gamma <sup>60</sup> Co. Kalibracje układu.	54
	4.4. Doświadczenie w polu promieniowania protonów 200 MeV.	55
	4.4.1. Opis doświadczeń	55
	4.4.2. Wyniki i dyskusja.	56
	<ol> <li>4.5. Doświadczenia w polu promieniowania neutronów prędkich.</li> </ol>	60
	4.5.1. Uwagi wstępne.	60
	<ol> <li>Wyniki doświadczenia w polu promieniowania neu- tronów 14,8 MeV.</li> </ol>	61
	<ol> <li>Wyniki doświadczenia w polu promieniowania neu- tronów 5 MeV.</li> </ol>	65
	4.5.4. Wyniki doświadczenia w polu promieniowania neu- tronów 3.3 MeV.	65
	4.5.5. Wyniki doświadczenia w polu promieniowania neu- tronów 1 MeV.	69
	4.6. Doświadczenia w polu promieniowania neutronów termicznych	71
	4.6.1. Uwagi wstepne	71
	4.6.2. Opis doświadczenia i wyniki pomiarów	72
	4.7. Zastosowanie opracowanej metody do wyznaczania indeksu jakości mieszanego promieniowania źródeł izotopowych.	76
	<ol><li>4.8. Dvskusja wvników doświadczeń.</li></ol>	78
	4.8.1. Dyskusja wyników pomiaru indeksu jakości	78
	4.8.2. Dyskusja wyników pomiaru równoważnika dawki	82
5.	ZESTAWIENIE WYNIKÓW PRACY	84
ſ	Wnioski	88
	Appendix 1	89
	Appendix 2	93
	Bibliografia	101

#### WSTĘP

Przedstawiona praca jest próbą rozwiązania w aspekcie ochrony przed promieniowaniem problemu, leżącego na pograniczu radiobiologii, fizyki detektorów promieniowania jonizującego i dozymetrii, jakim jest dozymetria promieniowania jonizującego różnych cząstek elementarnych o szerokim widmie energetyczhym (zwanego umownie promieniowaniem mieszanym) z uwzględnieniem ich biologicznie zróżnicowanego dzialania na organizm ludzki.

Celem pracy jest przeprowadzenie badań nad możliwością wykorzystania zjaviska radio'luorescencji tkankopodobnych scyntylatorów do doświadczalnego określenia równoważnika dawki i współczymika jakości promieniowania jonizującego o dowolnie zlożonym składzie widmowym,

Potrzeba podjęcia tego tematu wynikła z wyraźnej dysproporcji, pomiędzy rozwojem urządzeń jądrowych (reaktorów, akceleratorów cząstek naładowa nych) będących źróżdem promieniowania jonizującego, często o nieznanym widmie promieniowania nieszanego a brakiem opracowanych metod pomiartowych pozwalających na właściwą ocenę tych parametrów, które określają (tzw. zagrożenie) prawdopodobieństwo wystąpienia uszkodzeń popromiennych ludzi przebyżenie) prawdopodobieństwo wystąpienia uszkodzeń popromiennych ludzi przebyżenie) prawdopodobieństwo wystąpienia uszkodzeń popromiennych ludzi przebyżenie problemu pemiaru parametrów określających zagrożenie w polu promieniowania mieszanego takich jak równoważnik dawki (appendix 1), współczynnik jakości (appendix 1), może doprowadzić do niekoutrolowanych, nadmiernych napromieniowań osób, nie dających się określić dotychczasowymi metodami. Jak wiadomo (65ICEP) nie można wykluczyć, że nawet najsłabsze napromieniowanie organizmu ludzkiego pociąga za sobą prawdopodobieństwo wywołania szkodli wych skutków biologicznych.

Mędzynarodowa Komisja Jednostek Radiologicznych (62/CRU) ustanowiła definicję równoważnika dawki celem wprowadzenia jednakowej skali naraż znia, wywolanego działaniem różnych rodzajów promieniowania na organizm ludzki. Według tej definicji i wg polskiej normy (67PN) "Równoważnik dawki DE (cppendix 1) jest, iloczynem dawki pochłoniętej D i współczynnika jakości promieniowania QF a w szczególnych przypadkach także innych niezbędnych współczynników jak ny. współczynnika rozmieszczenia dawki DF"

$$DE = D \cdot (QF) \cdot (DF)$$

Wprowadzenie do definicji równoważnika dawki DE, oprócz dawki pochłoniętej D i współczynnika jakości QF również innych współczynników, sprawia wrażenie, że komisja (ICRP) w obecnym stanie wiedzy na temat szkodliwego działania promieniowania na organizm człowieka, nie może wykluczyć komieczności wprowadzenia w przyszłości dalszych nieodzownych poprawek. Dotychczas jednak, przyjmuje się, że DF i nne współczynniki równe są jedności i równoważnik dawki rkreśla się wyrażeniem:

$$DE = D \cdot (QF)$$

Współczynnik jakości QF jest wielkością zastępującą w zagadnieniach ochrony przed promieniowaniem wcześniejszy historycznie współczynnik względnej skuteczności biologicznej (WSB) (zagadnienie związku współczynnika jakości z WSB omówiono w appediksie 1). Współczynnik ten odzwierciedla wpływ, na efekt biologiczny, mikrorozkładu emergii lokalnie przekazanej przez cząstkę jonizującą wzdłuż określonego odcinka je jtoru w obiekcie biologicznym. Sądzi się, że głównym parametrem od którego zależy wartość współczynnika jakości QF jest liniowe przekazanie emergii (LET) / appendix 1/.

Ze względu na znaczne trudności spotykane w teoretycznym określeniu liniowego przekazania energii (LET), przyjęto podawać prostszą zależność pomiędzy QF a (dE/dx) cząstek naładowanych. (W literaturze polskiej przyjęto na dE/dx oznaczenie anglosaskie LET $\infty$ ).

Jak wiadomo dynamika zmian QF w funkcji LET∞ wynosi 1-20 (63RBE). Natomiast dla promieniovania mieszanego, przenikliwego (o zesięgu przewyższającym 3 mm tankt miękkiej) dynamika zmana średniej wartości współczynnika jakości QF wynosi od 1 dla prom. gamma dla energii ≥ 30 keV do 10,5 dla neutronów prędkich o energii 1 MeV (642CPP).

Definiowanie równoważnika dawki DE za pomocą wielkości fizycznej dawki pochlonictej D i biologicznego współczynnika jakości QF, stwarza zasadnicze trudności pomiarowe, bowiem w tym ujęciu równoważnik dawki nie ma charakteru wielkości fizycznej.

Zasadniczym problemem pracy jest przedstawiona koncepcja doświadczalnego określenia równowaźnika dawki i współczynnika jakości promieniowania fonizującego o dowolnie zlożonym widmie, w oparciu o zjawisko radiofluorescencji tkankopodobnych scyntylatorów organicznych, co pozwoliłoby na rozwiązanie w/w trudności pomiaru DE i QF.

Przedstawiona dysertacja składa się z 5 rozdziałów.

We wstępie przedstawiono, uzasadnienie celowości podjęcia tematu, stan rozwoju metod okreslania równoważnika dawki i współczynnika jakości promieniowania mieszanego w świetle dostępnej autorowi literatury.

Rozdział 1, omawia podstawy, na których opiera się koncepcja doświadczalnego określenia równoważnika dawki i współczynnika jakości oraz precyzuje zakres pracy.

Rozdział 2, zawiera opis kinetyki radiofluorescencji scyntylatorów organicznych dwuskładnikowych, a dalej zarys hipotez dotyczących fluorescencji właściwej tych scyntylatorów oraz doświadczenia, w których określono fluorescencję właściwą badanego scyntylatora. Przeprowadzono również próbę doświadczalnego wyboru funkcji opisującej fluorescencję właściwą badanego scyntylatora, niczbędnej do wyznaczenia wartości indeksu promieniowania, (zbiór definicji w appendiksie nr 1).

W rozdziale 3, przedstawiono teoretyczną analizę "odpowiedzi" badanego scyntylatora umieszczonego w połu promieniowania mieszanego o dowolnym widmie cząstek. Na podstawie tej analizy przedstawiono koncepcję układu doświadczalnego do określenia równoważnika dawki i indeksu jakości.

Rozdział 4, zawiera opis metod i wymiki doświadczeń mających na celu doświadczalne określenie równowsźnika dawki i indeksu jakości. Doświadczenia przeprowadzono w polu promieniowania zami z neutronów termicznych, neutronów prędkich o energiach 1; 3,3; 5; 16,8 MeV, protonów o energii 200 MeV, izotopowego źródła neutronów Po e oraz promieniowania zama  $^{60}$ Co.

Rozdział 5, zawiera podsumowanie rezultatów pracy oraz wnioski.

Współczesne metody określenia równoważnika dawki i współczynnika jakości promieniowania mieszanego

Rozwój metod określania równoważnika dawki i współczynnika jakości w polach promieniówania mieszanego przebiega w dwóch równoległych kierunkach a mianowicie:

1. metod analizujących,

2. metod uśredniających.

# Metody analizujące

W grupie metod analizujących wyróźnić z kolei można dwie metody: pierwszą. polegającą na spektrometrii rodzajów promieniowania i ich widm energetycznych a nasiępni. enalitycznym określaniu równoważnika dawki promieniowania mieszanego, oraz drugą – polegającą na spektrometrii LET występującego promieniowania i podobnie jak w metodzie poprzedniej, obliczeniu równoważnika dawki i wstółczynnika jakości, na podstawie, zalecanego przez ICRP (64/CRP) związku, pomiędzy CF a LETow. Obie wymienione metody można nazwać metodami "poźrednimi". W metodach spektrometrii .udzajów promieniowania i ich widm nergetycznych, największe trudnósci, napotyka się przy określeniu energetycznego widma neutromów w sakresie energii: epitermiczne 5 0,5 MeV, bowiem klasyczan spektrometria scyntylacyjna (676w) czy też spektrometria przy użyciu emulsji jądrowych (645a) (63Bn), obejmuje jedynie zakres energii neutronów

Urudniające pomiary, promieniowania gamma, występujące równocześnie z promieniowaniem neutronowym, przyczyniło się do rozwoju metod neutronowej spektrometrii "cyntylacyjnej, opartej o kryszały stibenu, pozwalającej na dyskryminowanie promieniowania gamma, (67C1) (67V1) (69Pa2) wykorzystując zależność ksztati umpulsu scyrtylacji do rodzaju cząstki ionizującej. Szumy fotopowielaczy ograniczają zakres stosowania opisanych w (67G1) (67V1) (69Pa2) metod do pomiaru neutronów prędkich.

Neutronowa spektrometria scyntylacyjna wymaga stosowania skomplikowanej aparatury pomiarowej (analizatory amplitud) i jest czasochłonna, również spektroskopia neutronów metodą emulsji jądrowych jest czasochłonna

Powyższy stan rzęczy doprówadził do rozwóju uproszczonych metod spektrometrii neutronów tzw. metod wieloprzedziałowych, w których wykorzystuje się zaspoły detektorów, posiadające znane charakterystyki wydajności w funkcji energii neutronów. Wymienić tu można metodę moderatorów kulowych różnych średnic, otaczających detektory neutronów termicznych (scyntylacyjne, proporcjonalne, aktywacyjne) zastosowaną porzz pierwszy przez Brambietta i Bonnera (60Bt), (do określania widma neutronów w zakresie od energii termicznej do 15 MeV. Metoda ta w wielu modyfikacjach jest obecnie powszechnie używana (63Bs) (d5An) (d7Le).

W otoczeniu akceleratorów wysokich energii, w widmie promieniowania mieszanego, pojawiają się neutrony jak również protony i inne cząstki elementarne o wysokich energiach. W takich polach promieniowania, analiza rodzajów promieniowania jest problemem złożonym. Obserwuje się probę zastosowania komór iskrowych (62My) pozwalających rozszerzyć zakres analizy widm neutronów do energii 200 MeV (67Ln).

Również aktywacyjne detektory progowe wykorzystujące reakcje typu  $^{12}\mathrm{C}$  (x ,xn)  $^{11}\mathrm{C}$  stosowane są do detektji neutronów, protonów, mezonów o energiach powyżej 20 MeV (60Cn).

Metody pośrednie, oparte o spektrometrę rodzajów widm energetycznych promieniowania, w obecnym stanie rozwojw, nie obejmują wszystkich rodzajów cząstek i ich widm, co prowadzi do dużych błędów w ocenie równowaźnika dawki mogących sięgać rzędu wielkości, szczegółnie w otoczeniu akceleratorów wysolich energti.

Znacznie doskonalszą metodą analizy pół promieniowania jest metoda spektrometrii LET. Metoda ta, zapoczątkowana przez Rossiego i Rosenzwiga (55ki), oparta jest o kulisty licznik proporcjonalny, zbudowany z materiału tkankopodobnego. Ciśnienie gazu w liczniku jest tak niskie (10mmłg), że średnia droga, jaką przebywa cząstka w gazie licznika odpowiada przejściu ok. 1 µm drogi w tkance miękkiej. Cząstki jonizujące, ze ścianek i z "zewnątrz", tracą w objętości gazowej takiego licznika, energię proporcjonalną do wartości ich LET.

Analiza widma amplitud impulsów otrzymanych z takiego detektora, umieszczonego w polu promieniowania, jest wprawdzie dość skomplikowana, dostarcza jednak informacji o widmie energii pochłoniętej w objętości gazowej licznika w funkcji LET cząstek naładowanych, Z otrzymanego widma amplitud im-

pulsow moznał okrWśnic zárowno wartośćr stwiantć rownoważinka iakości QF, jak i ich wartości w poszczególnych przedziałach LET. Analiza działania takiego detektora, dokonana przez Caswella (66C1) wykazała, że przestrzeń gazowa tego detektora jest jeszcze zbyt duża, by dla cząstek jonizujących (jądra odrzutu węgla, tlenu) o małych energiach, można bylo mówić o amplitudzie impulsu, proporcjonalnej do LET tych cząstek. Ograniczenia zastosowania licznika proporcjonalnego do spektrometrii LET wystepują już przy pomiarze w polu neutronów o energii 1 MeV.

Powyższe trudności były powodem wysunięcia koncepcji (59Ri) by, dla celów radiobiologicznych i ochrony przed promieniowaniem, charakteryzować jakość promieniowania wielkością energii traconej w "malej masie" materiału równoważnego tkance. Rossi (59Ri) zaproponował by tą "małą masą" była masą gazu, zajmująca objętość gazową licznika proporcjonalnego (napełnionego pod ciśmieniem 10 mm Hg).

Licznik proporcjonalny Rossiego wraz z całą aparaturą należy do urządzeń skomplikowanych (67Rw) (68D1) i trudnych w obsłudze. Zastosowanie tego detektora do badań rozkładów fantomowych napotyka na duże trudności, spowodowane koniecznością stosowania bardzo skomplikowanej aparatury towarzyszącej (urządzenia próźniowe, nalizatory amplitud, obróbka wyników na EMC ito.). Nie mniej próży takich pomiarów były juć czyniome (68Sn.).

Zielczyński (632.) zaproponował zastosowanie zjawiska rekombinacji w gazie komory jonizacyjnej do wielozakresowej (przedziały LET) analizy promieniowania mieszanego. Praktycznego urzeczywistnienia takiej analizy dokonał Sullivan (695n) w zastosowaniu do promieniowania mieszanego  -wysokich energii. Metoda ta opiera się na zależności efektywności zbierania jonów w plaskiej komorze jonizacyjnej od parametrów promieniowania (LUT), natężenia pola elektrycznego, ciśnienia gazu w komorze itp.

Z omówienia tendencji w rozwojú mětod analizujących wyprowadzić można następujące wnioski:

1. Metody, oparte o spektrometrie rodzajów i widm energetycznych promie-

- niowania mieszanego o nieznanym składzie cząstek, są skomplikowane metodycznie i aparaturowo, czasochłonne i w obecnym okresie rozwcju nie obejmują wielu rodzajów cząstek (np. cząstki wysokich energii) prowadząc przy tym do poważnych blędów w ocenie równoważnika dawki, sięgaiacych rzedu wielkości.
- 2. Metody oparte o spektrometrię LET, obejmują wprawdzie cały zakres występującego promieniowania mieszanego, lecz są również bardzo skomplikowane aparaturowo orza czasochłome i dlatego z tego względu nie mogą być użyte do szybkich ocen równoważnika dawki i współczynnika jakości promieniowania mieszanego.

#### Metody uśredniające

Rozwój metod uśredniających był i jest rezultatem nacisku praktyki, potrzebującej metod i aparatury, które umożliwiałyby bezpośrednie określenie równoważnika dawki, lub dawki pochłoniętej i współczynnika jakości, niezależnie od złożoności mierzonego promieniowania jonizującego.

Zielczyński (62Zi) oraz Sullivan (63Sn) wykorzystali zjawisko rekombinacji kolumnowej w gazie, do opracowania metody pomiaru uśrednionego (dla danego widma promieniowania) współczynnika jakości QF, oraz do bezpośredniego pomiaru uśrednionego równoważnika dawki (66Zi).

Zielczyński stosuje dwie plaskie komory jonizacyjne równoważne tkance z których jedna z komór pracuje w zakresie pełnego zebierania jonów, a dra ga (identyczna), dzięki specjalnie dobranemu natężeniu pola elektrycznego, pracuje w zakresie rekombinacji kolumnowej. Róźnica prędów tych dwóch komór jest proporcjonalna do wartości średniej równoważnika dawki promieniowania.

W metodzie opracowanej przez Sullivana (63Sn) wykazano, że prąd jonizacyjny I, płaskiej komory jonizacyjnej pracującej w zakresie rekombinacji kolumnowej, związany jest z napięciem przyłożonym do elektrod tej komory zależnościa:

$$I = kU^{n}$$

gdzie: k - stała,

U - napięcie przyłożone do komory.

Wykładnik potęgi n jest proporcjonalny do średniej wartości QF padającego promieniowania. Aby wyznaczyć wartość wykładnika potęgi n (lub QF) należy wykonać tyle pomiarów, by można było wykreślić charakterystyką I = f/U/. Zadanie to jest zwykle bardzo trudne, głównie z powodu małej stabilności pola promieniowania.  Metoda, z zastosowaniem podwójnej komory tzw. "rekombinacyjnej", przy pomocy której wykonane są jednocześnie dwa pomiary, jest dokładniejsza i znacznie szybsza.

Autor zaproponował w roku 1966 (66Pal), wykorzystanie zjawiska radiofluorescencji niektórych scyntylatorów organicznych do bezpośredniego określenia równoważnika dawki i współczynnika jakości promieniowania mieszanego. Temat ten jest przedmiotem niniejszej dysertacji.

Blanc (54Bc) Ladu (67Lu) i ostatnio Terlecki (68Ti) donosili kolejno o zjaviskach zachodzących w komorach jonizacyjnych wypełnionych cickłym dielektrykiem (hexan). Terlecki (66Ti) badł możliwości wykorzystania takich komór do pomiarów promieniowania neutronowego i gamma. Jednakże brak jest danych na temat zastosowań tych komór do określenia równoważnika dawki promieriowania mieszanego.

Ostatnio Baum (68Bm) zaproponował użycia licznika proporcjonalnego typu Roest (55Ri) do pomiaru równowaźnika dawki promieniowania mieszanego. Metoda ta jest na rzale w stadium eksperymentów i z dotychczasowych danych wynika, że jest przeznaczona głównie do pół promieniowania zawierających neutrony prędkie i cząstki wysokich energii.

Stan badań nad opracowaniem metod doświadczalnego określania uśrednionych wartości równowaźnika dawki i współczynnika jakości promieniowania mieszanego znajduje się w początkowym studium rozwoju. Najbardziej zaawansowane prace nad rozwojem tych metod prowadzone są w Polsce (66Z1) (66Pa1) (68T1).

Brak jest jednak wystarczających danych doświadczalnych pozwalają cych na porównanie własności wyżej wymienionych metod do doświadczalnego określenia średnich wartości równoważnika dawki i współczynnika jakości promieniowania mieszanego.

# Rozdział 1

## MODELOWANIE ZAGROŻENIA RADIOLOGICZNEGO PRZY POMOCY MIERZALNYCH WIELKOSCI FIZYCZNYCH

#### 1.1. Zjawisko radiofluorescencji

Radiofluorescencja licznych substancji organicznych jest szeroko znanym zjawiskiem fizycznym. Substancje te występują pod postacią kryształów molekularnych, materiałów plastycznych i cieczy. Promieniowanie jonizujące, przechodząc przez te materiały traci energię pa jonizację oraz wzbudzenia atomów i molekuł wzdłuż swego toru. Część energii wzbudzenia atomów i molekuł jest wypromieniowana w procesach fluorescencji i fosforescencji w postaci fotonów świetlnych (scyntylacji), pozostała część podlega szeregowi procesów niepromienistych i ulega rozproszeniu w ośrodku.

Liczne substancje organiczne, w których zaobserwowano rádiofluorescencję, swoim składem atomowym, są zbliżore do składu atomowego miękkich tkanek biologicznych, co czyni je dogodnymi modelami badań nad fizycznym oddziaływaniem prcmieniowania jonizującego w układach biologicznych.

Zjawisko radiofluorescencji, może być źródlem informacji o wartości energli traconej w materiale organicznym, o gęstości strat energii wzdłuż toru cząstek jonizujących a także sposobie przetwarzania energii pochłoniętej w ośrodku w inne postacie energii (światło, ciepło itp.).

 1.2. Radiofluorescencja związków organicznych a niektóre zjawiska radiobiologiczne

Radiofluorescencyjne detektory organiczne, zwłaszcza ciekłe i plastyczne posiadają wiele cech fizycznych charakterystycznych dla miękkiej tkanki biologicznej. Są to:

- a) zbliżone gęstości (atomowe, elektronowe),
- b) zbliżone składy atomowe szczególnie pod względem zawartości wodoru,
- c) zbliżone struktury elektronowe w sensie występowania tzw. elektronów typu Π ×) (68Pi) (66Bm).

Dwie pierwsze cechy prowadzą w konsekwencji do podobieństwa w oddziaływaniu cząstek naładowanych, promieniowania gamma i neutronów z obydwoma rodzajami materiałów, co z koleł pociąga za sobą występowanie w obu tych układach zbliżonego widma cząstek wtórnych i tym samym energii pochloniętej, gestości strat itp.

Trzecia cecha świadczy o występowaniu podobnych procesów następujących po akcie absorbcji energii, a więc występowanie migracji energii, fluorescencji ip.

x) elektrony wiązań homeopolarnych (kowalencyjnych) molekuł organicznych.

Zestavienie efektów obserwowanych, w organic	znych detektorach radiofluorescencyjnych
1 w układach biologicznych, pod wpływ	im promieniowania jonizującego
Efekt radiobiologiczny	Efekt obserwowany w organicznych detektorach scyntylacyjnych
Wzrost WSB <sup>X)</sup> układów biologicznych (komórek orga-	Zmniejszanie się współczynnika konwersji energii
nów, organizmów) w funkcji LET promieniowania	(LET_&100 keV/pm) w funkcji LET promieniowa -
(LET≤100 keV/µm); (67Bn) (67Fr)	nia
Zmniejszente stę WSB układów biologicznych dla du- żych wartości LET. (LET> 100 keV/µm); (67Bn) (67Fr)	Wzrost współczynnika konwersji energii dlu du- żych LET>100 keV/µm
Wzrost WSB układów biologicznych napromieniowa-	Zmniejszenie się współczynnika konwersji energii
nych w obecności tlenu. (67Es) (66Bn)	od stężenia wolnego tlenu w detektorze.
Zaježnosté WSB obiektów biologicznych od mocy daw-	Zalażność współczynnika konwersji energii od mo-
ki pochloniętaj.	cy dawki pochloniętej
(Dla promieniowania gamma i elektronów); (67Ri).	(Dła elektronów i promieniowania gamma).
Energia tracena na wzbudzanie wnosi w stosunku do energii jonizacji pemijalne pravdopodobenistvo usz- kodzań popromiennych, (6182), (52La), (66Bm).	Energia tracona na wbudzenie molekul dutektora 1984 częściowo emitwana z ośrodka w postaci fluorsezencji, molekuly z potizowana są "ośrodka- mi gaszenia" fluorescencji.

 $^{\rm x)}{}_{\rm appendiks\ 1}$ 

Opierając się na tych fizycznych podobieństwach zestawiono w tahl, 1 zjawiska korelujące ze soba, obserwowane w układach: biologicznym i fizycznym (detektor radiofluorescencyjmy) uwypuklając jedynie ich stroną jakościową. Zestawienie dokonano przez "mechaniczne" przyporządkowa nie sobie odpowiednich zjawisk. Bardzo znamienna dla obu układów (tabl. 1) jest zależność wymienionych zjawisk od: gęstości strat energii wzdłuż toru cząstki joniczjącej, od mocy dawki pochłoniętej i od stężenia tłenu. Również tezz (55La) (61Bq ) o małej roli energii traconej na wzbudzenia atomów układu biologicznego, w porównaniu z energigi tracona jonizacje w procesie uszkodzeń popromiennych, znajduje analogię w układzie fizycznym (detektorze scyntijacyjnym), a mianowicie: energia tracona na wzbudzenia zostaje częściowo wypromieniowane w postaci fluorescencji zaś energia tracoro na jonizacje jest źródłem "gaszenia" Tuorescencji.

Ta odpowiedniość jakościowa zjawisk, występująca pomimo tak różnych układów (żywy i mertwy), stwarzz możliwość wykorzystania układu fizycznego, jakim jest detektor scyntylacyjny do modelowania tych procesów fizycznych, które mogą mieć znaczenie radiobiologiczne. Np. istinieje możliwość badania w układzie scyntylatora mechanizmu fizycznego zachodzącego w układzie biologicznym w obecności tlenu, czy też przeniesienia mechanizmu migracji energii w układzie cicklego detektora scyntylacyjnego na układ biologiczny (67Pg).

Autor postawił sobie za zadanie zbadać, czy wymieniona w tabeli 1 odpowiedniość zjawisk jest tego rodzaju, że stworzy możliwość wykorzysta nia zjawiska radiofluorescencji do modelowania zagrożenia radiologicznego w warunkach promieniowania mieszanego.

## 1.3. Indeks promieniowania

Przedstawione w tabeli 1 zestawienie, efektów biologicznych i fizycznych, zachęciło autora do poszukiwania takiego parametru, nazwanego dalej indeksem promieniowania, który będąc parametrem charakteru fizycznego, a więc mierzalnym, mógłby spełnić, z punktu widzenia ochrony przed promieniowaniem, taką rode jaką spełnić w spółczymnik jakości (2F (65PN) - parametr pochodzenia biologicznego w ilościowym charakteryzowaniu radiobiologicznej ważnóści (radioczubcści) róźnych rodzajów promieniowania,

Wprowadzony w wyżej opisanym celu, indeks promieniowania q definiowany jest, jako iloraz wypromieniowanej energii w postaci fotonów radiofluorescencji Si przy absorbcji promieniowania badanego typu "1", przez wypromieniowaną energię w postaci fotonów radiofluorescencji Sco przy absorbcji promieniowania gamma  ${}^{60}Co:$  - przy równości dawek pochloniętych promieniowania badanego D i promieniowania odniesienia  ${}^{60}Co.$ 

$$q_i = \frac{Si}{S_{Co}} |_{D_i} = D_{Co}$$

Tabela 2

	1.1		1			
Substancja	Gęstość g/cm <sup>3</sup>	Liczba el. 1/g	Zawa H	rtość % ato: C	(maso mów O	wa) N
Tkanka standartowa H <sub>40</sub> 0 <sub>13</sub> C <sub>5</sub> N	1	3,31 · 10 <sup>25</sup>	10	15,0	72,0	3,5
Tkanka mięsna	1	3,36 · 10 <sup>25</sup>	10,2	12,3	72,9	3,5
Polivinylotoluen	1,032	3,26 · 10 <sup>25</sup>	8,7	91,3		-
Polistyren	1,06	3,24 · 10 <sup>25</sup>	7,7	92,3	-	- '
Stilben	1,16	3,21 · 10 <sup>25</sup>	6,7	93,3		-
Antracen	1,25	3,18 · 10 <sup>25</sup>	5,6	94,4	-	-

Porównanie składu atomowego niektórych materiałów z tkanką miesną

Jeżeli naładowana cząstka jonizująca typu "i" traci w scyntylatorze zaniedbywalną część swej energii początkowej E, wypromieniowana energia radiofluorescencji wynosi dSi, wówczas indeks promieniowania (różniczkowy) q<sub>1</sub>, wynosi:

 $q_{ir} = \frac{dS_i}{dS_{Co}}$  $dE_i = dE_{Co}$ 

1.4. Wybór detektora radiofluorescencyjnego, równoważnego tkance

W rozdziałach 1.1 i 1.2. mówiono ogólnie o organicznych detektorach radiofluorescencyjnych między innymi dlatego, że omawiane zjawiska są charakterystyczne dla wszystkich detektorów tej grupy. Do określenia indeksu promieniowania, zgodnie z założeniem rozdziału 1.3. wybrano taki typ detektora, który nie tylko spełnia wymaganie wymienione w rozdz. 1.2. lecz posiada korzystne własności techniczne jak np. łatwość odpowiedniego kształtowania geometrycznego.

Podstawą do wyboru było zestawienie w tabeli 2 składu atomowego, gęstości dostępnych detektorów scyntylacyjnych i tkanki biologicznej. Na podstavie tabeli 2 oraz przestudiowane j literatury wybrano do dalszych badań detektor o podstawie polivinylotoluenowst<sup>(2)</sup> jako scyntylator, który najpełniej odpowiada postawionym wymaganiom.

## 1.5. Zasadnicza treść i zakres pracy

Na podstawie przestudiowanej literatury, autor dochodzi do wniosku, że wydajność radiofluorescencji materiałów organicznych jest funkcją tych samych parametrów fizycznych promienio-vania jonizującego, (energia pochłonięta, gęstość strat energii wzdłuż toru cząstek jonizujących itp.) co wsględna skuteczność biologiczna (WSB) organizmu człowieka, w świe'le obecnych poglądów.

W pracy przedstawiono koncepcję wykorzystania zjawiska radiofluorescencji tkankopodchnych detektorów promieniowania, jako modelu pozwalającego na zbadanie i określaje zagrożenie (ryzyko) organizmu człowieka, z punktu widzenia ochrony przed promieniowania z punktu widzenia ochrony przed promieniowania

Celem podjętych prac było teoretyczne i doświadczalne zbadanie korelacji pomiędzy wydajnością przetwarzania energii pochoniętej w detektorze radiofluorescencyjnej umieszczonym w polu promieniowania mieszanego a współczynnikiem jakości promieniowania mieszanego oraz wykorzystanie przeprowadzonych badań do realizacji praktycznego układu pomiarowego, pozwalającego na doświadczalne określenie równoważnika dawki i współczynnika jakości promieniowania o dowolnie złożonym widmie promieniowania.

x) w literaturze technicznej spotykany pod symbolem NE 102, NE 102A.

# Rozdział 2

# \_ZJAWISKA FIZYCZNE ZACHODZĄCE W ORGANICZNYCH DETEKTORACH RADIOFLUORESCENCYJNYCH

#### 2.1. Zarys kinetyki radiofluorescencji

## 2.1.1. Uwagi wstępne.

Fluorescencja związków organicznych jesi związana nierozerwalnie ze zjawiskami fizycznymi zachodzącymi w strukturze elektronów walencyjnych molekuły. Elektrony walencyjne molekuł organicznych klasyfikowane są umow nie (56Dn) na elektrony fl i elektrony f x). Fluorescencja i migracja energli w scyntylatorach organicznych jest przypisywana występującym w nich elektronom typat" (56Dn) (59Sy).

Elektrony II molekuły znajdującej się w stanie podstawowym zajmują poziomy tzw. singletowe podstawowe (para elektronów z przeciwnymi spinami). Molekuła może być wzbudzona do stanów singletowych wyższych przez przeniesienie jednego elektronu na wyższy poziom energii bez zmiany spinu, lub do stanów tripłetowych, gdy wraz z przen'csieniem elektronu na wyższy poziom energii zmienia się jego spin.

Według Terenina (477n) (66Ds) fluorescencja jest emisją światła przy przejściu elektronu między dwoma poziomami elektronowymi o tej samej multipłetowości co w molekułach organicznych następuje z reguły przy przejściu z najniższego wzbudzonego stanu singletowego do stanu podstawowego (50Ka)

Wytypowany do badań detektor scyntylacyjny oparty jest o polivinylotoluen jako tzw. rozpuszczalnik. Materiałem scyntylującym (materiał rozpuszczony) jest p-terfenyl.

W scyntylatorze dwu- i wielo-składnikowym, padające promieniowanie jónizujące traci energię prawie wyłącznie w materiale rozpuszczalnika, gdyż stanowi on ok. 98% masy.

#### 2.1.2. Proces radiofluorescencji w układzie dwuskładnikowym

Rozdzielając w czasie, procesy absorbcji energii i jej rozproszenia w układzie, można wyróżnić trzy etapy, zgodnie z podziałem Voltza (68Vz) i z wcześniejszymi publikacjami Kallmana i Birksa (57Kn) (64Bs) a mianowicie:

A. <u>W etapie pierwszym</u> (  $\leqslant 10\frac{5}{8}$  ), cząstka jonizująca i cząstki wtórne (đ - elektrony), tracą energię na jonizację i wzbudzenie atomów i molekuł ośrodka. W etapie tym, wzbudzenia wynikają z dwu przyczyn: a z bezpośredniego wzbudzenia przez cząstkę pierwotną i cząstki wtórne, oraz b) w wyniku rekombinacji zjonizowanych molekuł ze spowolnionymi lub niskoenergetycznymi elektronami. W procesie a, molekuły są wzbudzone do wy-

x) elektrony wiązań homeopolarnych (kowalencyjnych) molekuł organicznych,

-sokich poziomów singletowych (wzbudzenia do poziomów tripletowych są zabronione regulami spektroskopowymi). Niemniej wg. Burtona (58Bn) możliwe jest bezpośrednie wzbudzenie do poziomów tripletowych w procesie "wymiany" elektronu, wówczas gdy elektron posiada energię kinetyczną zbliżoną do energiį poziomu tripletowego.

W procesie b, wg. Wrighta (55Wt2) w wyniku rekombinacji, statystycznie 75% moleku znajduje się w stanie wzbudzenia tripletowego, 25% w stanie wzbudzenia singletowego.

B. W stapic drugin (  $\leq 10^{-10}$  s) następuje proces rozprzszania pochloniętej energii. Molekuly wzbudzone do wysokich poziomów tripletowych Tn i singletowych Sn, mogą ulec trwałej zmianie struktury (dysocjacji, i zomeryzacji), lub oddając energię ośrodkowi (na ciepło) przejść do najniższych stanów wzbudzonych, odpowiednio T, 1 S1.

Proces przejścia  $S_n \rightarrow S_1$  i  $T_n \rightarrow T_1$  nosi nazwę konwersji wewnętrznej (c na rys. 2.1.). Obserwowane są również przejścia typu  $S_n \rightarrow T_n$  zwane przejściami międzysystemowymi (50Ka).

C. <u>W etapie trzecim</u> ( $\leq 10^{-9}$ s) energia wzbudzonych poziomów S<sub>1</sub> może ulegać:

- transportowi, S<sub>1</sub>→F<sub>S1</sub> (e na rys. 2.1) od molekuł rozpuszczalnika do molekuł ciała rozpuszczonego (migracja energii).
- 2) konwersji wewnętrznej (c na rys. 2.1.) do poziomu podstawowego So
- degradacji pod wpływem czynników wewnętrznych i zewnętrznych (Q) do poziomu S<sub>o</sub> (b,d na rys. 2.1.).
- przejściu między systemowemu S<sub>1</sub>→T<sub>1</sub>.

W zasadzie tylko proces l w dalszej konsekwéncji, prowadzi do fluorescencji. Procesy 2 i 3 prowadzą do straty energii na ciepło. Szczególnie degradacja poziomu 3, pod wplywem czynników zewnętranych (tlen rozpuszczany, temperatura) i wewnętrznych (gęstość jonizacji i wzbudzenia), jest konkurencyjna w stosunku do procesu migracji energii i obniża wydajność fluorescencji. Energia, przekazana molekule rozpuszczonego materialu scyntylującego w procesie migracji  $5_{1-}F_{S1}$ , na poziomie najniższego wzbudzonego poziomu singletowego ulega nastepnie przetwarzaniu w sposób nastepujący:

1) jest wypromieniowana w procesie fluorescencji (f na rys. 2.1.)

- ulega przejściu międzysystemowemu F<sub>S1</sub>→F<sub>T1</sub> (j na rys. 2.1.)
- ulega degradacji wewnętrznej i zewnętrznej (g, i na rys. 2.1.)
- 4) ulega konwersji wewnętrznej Fg1→ Fo (h na rys. 2.1.)

Proces 3 w nazewnictwie Birksa (69Bs) jest oznaczony jako wewnętrzne i zewnętrzne "gaszenie" fluorescencji.

Proces 2 ( $F_{S1} \rightarrow F_{T1}$ ) prowadzi do powstawania wzbudzonych molekuł materiału rozpuszczonego na poziomie tripletowym.

Energia wzbudzenia tych poziomów może dalej ulec rozproszeniu na ciepło, lub w przypadku dużej "populacji" tego stanu, możliwy jest proces aktywacji typu FT1 + FT1+F51, prowadzący do tzw. fluorescencji opóźnionej (62Bs). Fluorescencji opóźniona w scyntylatorach niekrystalicznych w sumarycznej fluorescencji jest pomijalna i ma znaczenie raczej poznawcze.

Procesy 2, 3 i 4 są konkurencyjne w stosunku do procesu 1. Degradacja energii stanu  $F_{S1}$  wzrasta przy wzroście dE/dx i ma decydujący wpływ na wydajność fluorescencji oraz przebieg tzw. fluorescencji właściwej.





Dwa ostatnie etapy B i C rozproszenia energii wzbudzenia molekuły rozuszczalnika, przedstawiono graficznie na rys. 2.1. (z uwzględnieniem proesów najważniejszych).

Centralnym zagadnieniem kinetyki radiofluorescencji scyntylatorów plaitycznych jest mechanizm przenoszenia energii od układu rozpuszczalnika io układu rozpuszczonego. Zagadnienie to jest ciągle jeszcze przedmiotem adań i literatura jemu poświęcona jest niezwykle obszerna (50K1) (65Wr) 68Dw) (68Ds).

Dla scyntylatorów plastycznych dwuskładnikowych, model kinetyki tranportu energii, zaproponowany pierwotnie przez Swanka, (535k) został najełniej zbadany i potwierdzony przez Basile (64Be) i sprowadza się do dwóch rocesów:

a) przekazywanie energii, w/g modelu zaproponowanego przez Főrstera (59Fr), polegającego na elektromagnetycznym oddziaływaniu dipoli molekularnych orbit Telektronów. Model ten, często zwany "indukcyjno-rezonansowym", dobrze tłumaczy przekazywanie energii na odległości 50 + 100 A<sup>o</sup>. W/g Basila (64Be) w scyntylatorach plastycznych ten proces jest dominujący. b) przekazywanie energii w procesie promienistym tzn. na emisji światła przez molekułę donora (rozpuszczalnik) i jego absorbcji przez molekuły akceptora (mat. rozpuszczony). Promieniste przekazywanie energii, w scyntylatorach organicznych, w porównaniu z procesem "indukcyino-rezonansowym", jest pomijalne (64Be).

Wydajność radiofluorescencji nie jest stała i jest zależna, w pierwszym rzędzie, od LET promieniowania. Cząstki naładowane, powodujące dużą gestość wzbudzeń i jonizacji w detektorze (68Vz) (60Pr), są przyczyną: wpływu na siebie sąsiednich wzbudzonych molekul, co prowadzi z dużyn prawdopodobieństwem do jonizacji molekuly. Również oddziaływanie wzbudzonej molekuły, z polem elektrycznym zjonizowanej sąsiedniej molekuły, stwarza molekuły, z polem elektrycznym zjonizowanej sąsiedniej molekuły, stwarza mojaliwość jonizacji. Proces jonizacyjnego "gaszenia" fluorescencij, obszernie opisany w literaturze zebranej w monografii Birksa (64Bs), nie jest w pełni wyiaśniony.

Zewnętrznym wyrazem występowania "gaszenia" fluorescencji jest zmniej szenie się wydajności konwersji energii ze wzrostem LET cząstek naładowanych. Wydajność fluorescencji scyntylatora NE102A dla elektronów o energii wiekszej od 300 keV wynosi ok, 2,5%.

## 2.2. Fluorescencja właściwa scyntylatorów organicznych

Krótki przegląd hipotez.

Hopkins (50Hs) (51Hs) oraz Birks (50Bs) stwierdzili istnienie zależności między wydajnością konwersji energii w antracenie i rodzajem cząstki naładowanej oddającej energię w sczytyłatorze. Birks (52Bs), pierwszy zaproponował półdoświadczalną zależność, wiążącą fluorescencję właściwą dź/dx, ze stratami energii cząstki na jednostkę drogi dE/dx. Zależność ta:

$$\frac{dS}{dx} = \frac{A \cdot \frac{dE}{dx}}{1 + k \ B \ \frac{dE}{dx}}, \qquad (1)$$

gdzie: dla danego scyntylatora: k, A, B - stałe, dobrze opisywała pierwsze wyniki doświadczalne i dotychczas jest stosowana, gdy opisuje się zależność fluorescencji właściwej od dE/dx dla jednego rodzaju cząstek naładowanych.

Zależność [1] (zwana często zależnością Birksa) została wyprowadzona przy założeniu, że: liość wzbudzonych poziomść (ekszytonáw) na jednostkę drogi, powstających przy przejściu cząstki naładowanej, jest proporcjonalna do dE/dx i wynosi A · dE/dx, liość uszkodzonych lub zjonizowanych molekuł na jednostkę drogi wynosi B dE/dx. Birks założyt też, że proces gaszenia jest monomolekularny (totony fluorescencji są "gaszone" przez zjonizowane lub uszkodzone molekuly) i charakteryzuje się parametrem k. Jednakże, jak to najwyraźniej widać z danych zebranych przez Brooksa (55Bs) dla antracenu, współczynniki kb we wzorze (1) Birksa, dobrane

\_dla jednego rodzaju cząstek, nie są słuszne dla in.nych cząstak naładowanych. Wright (53Wt) opierając się na założonych, wono i dwumolekularnych

Wright (>5Wt) opierając się na zatożonych, komo i awumotekularnych procesach gaszcnia fluorescencji - gaszcnie jest dwumołekularnych i wskutek odziaływania z sobą dwóch wzbudzonych molekuł do tych samych poziomów nie dochodzi do emisji fotoun fluorescencji, wyprowadzi załeżność:

$$\frac{dS}{dx} = \frac{p}{a} \log \left(1 + \frac{a}{p+g} \cdot \frac{dE}{dx}\right)$$
(2)

gdzie: a, p, g - stałe.

Zależność ta, podcbnie jak wyrażenie Birksa daje również zgodne wyniki z doświadczeniem, w zakresie jednego rodzaju cząstek.

Następnie półempiryczną formułę fluorescencji właściwej wyprowadził Chou (52Cu) w postaci:

$$\frac{dS}{dx} = \frac{A \quad \frac{dE}{dx}}{1 + B\left(\frac{dE}{dx}\right) + C\left(\frac{dE}{dx}\right)}$$
(3)

gdzie: A, B, C - stałe, C ≤O.

Przez wprowadzenie do wyrażenia fluorescencji właściwej członu  $C(dE/d)^2$ gdzie C  $\leq 0$ , uzyskano dobrą zgodność z danymi doświadczalnymi dla elektronów, protonów i cząstek ciężkich (duże dE/dx).

Próby znalezienia teoretycznego modelu, pozwalającego na ilościowe określenie przebiegu fluorescencji właściwej scyntylatorów organicznych, były podejmowane również przez Kallmana (57KI) t przez de Lafond (62Ld). Przedstawione teorie nie wyjaśniają wszystkich obserwowanych w doświadczeniach efektów.

Na przykład (61Br) stwierdzono, że czas wyświecania fluorescencji nie zależy od dE/dz cząstek jonizujących wbrew przedstawionym teoriom (Birksa, Chou, Wrighta, Kellmana, de Lafond).

Brooks (56Bs) dokonał zestawienia wyników badań doświadczalnych nad fluorescencją właściwą antracenu.

Z zestawienia tego wynika, że żadna z wymienionych półempirycznych zależności, ujmującej przebieg fluorescencji właściwej nie jest zgodna w całym zakresie dE/dx cząstek naładowanych, z danymi doświadczalnymi, można jedynie mówić o zgodności w zakresie dE/dx określonej cząstki naładowanej.

Wysuwany juž w 1951 r. przez Taylora (51Tr) wniosek, że działa tu, różny dla różnych cząstek mechanizm zjawisk związany ze strukturą strat neregiu wzdłuż toru cząstki. Potwierdzeniem tego są próby, bezpośredniego doświadczalnego, wyznaczenia fluorescencji właściwej przez Voltza i innych (660 z).

Na podstawie otrzymanych wyników pomiarów Voltz i inni zaproponowali model zjawiska. A mianowicie Voltz i wsp. rozpatrując proces radioluminescencji w materiałach organicznych, założyli istnienie "gaszenia" pierwotnych wzbudzeń, głównie na poziomie wysokowzbudzonych stanów singletowych (5n). Oddziaływanie tych stanów wzbudzonych z przejściowymi ośrodkami gaszenia np. jonami, powoduje degradację energii wzbudzenia, zmniejszając tym samym konwersję energii wzbudzenia do pierwszzge stanu singletowego. Proces gaszenia zachodzi tylko wówczas, jeżeli od'egłość pomiędzy S<sub>n</sub> i ośrodkiem gaszenia nie przekroczy pewnej krytycznej oJległości. Gdy odległości są większe założono, że prawdopodobieństwo gaszenia jest pomijalne. Srednie odległość pomiędzy centrami gaszenia określona jest przez (dE/dx) cząstki jonizwiącej.

Cząstki wtórne elektrony - 8 rozpatruje się jako cząstki oddzielne tylko wówczas, gdy ich energia kinetyczna jest na tyle duża, że leżą poza torem cząstki pierwotnej. Powyższe założenie przyjęli A.Meyer i R.B.Murray dla styntylatorów nieorganicznych (62Mr).

Fluorescencja właściwa wg Voltza (66Vz) (przy pominięciu fluorescencji opóźnionej) wyraża się zależnością:

 $\frac{dS}{dx} = \Lambda \frac{dE}{dx} \cdot \exp \left| -Bs \frac{dE}{dx} \right| \qquad dla \ elektronów$   $\frac{dS}{dx} = \Lambda \left\{ \left| 1-Fs \right| \cdot \frac{dE}{dx} \exp \left[ -Bs \left| 1-Fs \right| \cdot \frac{dE}{dx} \right] + Fs \frac{dE}{dx} \right\} \qquad (4)$ 

dla innych cząstek naładowanych

gdzie: B<sub>s</sub> - parametr związany z prawdopodobieństwem gaszenia fluorescencji

A - stała

F<sub>s</sub> - stosunek energii traconej przez elektrony δ, posiadające energię ≥ T<sub>o</sub>, do całkowitej energii traconej przez cząstke naładowaną w scyntylatorze.

$$Fs = \frac{\ln 4 \frac{mE}{MT_0}}{2 \ln 4 \frac{mE}{MI}}$$

gdzie: m - masa elektronu,

- M masa cząstki naładowanej tracącej swą energię w scyntylatorze
- E energia cząstki naładowanej,
- $T_0$  energia elektronów  $\delta$ , dolna granica, od której traktuje się jako oddzielną cząstkę,
- I średni potencjał jonizacyjny scyntylatora.

Parametr Fs jest funkcją (E/M) cząstki naładowanej i tym samym zależy od  $z^2 (w-ladunek)$  i dE/dx cząstki. Rozwijając w szereg wyrażenie ( $\Delta$ ) i biorąc dwa lub trzy pierwsze jego wyrazy otrzymamy odpowiednio wyrażenie Birksa (1) i Chou (3).



Rys. 2.2. Wykres zmian parametru  ${\rm F_s}$ w funkcji energii kinetycznej cząstki úla różnych wartości  ${\rm T_o}.$ 

Na wykrosach rys. 2.2., przedstawiono przebieg parametru Fs dła protonów, cz. d. i jąder węgla, dla kilku wartości To. (dla scyntylatora NE102A 1-62eV).

## Procesy absorbcji energii promieniowania jonizującego w organicznym detektorze radiofluorescencyjnym.

W iym rozdziałe będą opisane procesy oddziaływania promieniowania jonizującego z atomami i nuklidami wchodzącymi w skład badanego scyntylatora oraz przedstawiona będzie w operciu o molekuł Bładu cząstki w ciele stałym, jakościowa interpretacja wpływu mikrorozkładu energii pochłoniętej od cząstek naładowanych (wchodzących w skład promieniowania padająceg: lub pochodzących z procesów oddziaływania)ne wydajność fluorescencji.

W rozdziałe 2.1. omówiono kinetykę radiufluorescencji, przedstawiono wyrażenie opisujące fluorescencję właściwą scyntylatorów organicznychoraz połkreślone, że prawdopodobicństwo degradacji energii wzbułzenia molekuł wzrasta ze wzrostem dE/dx cząstki jonizującej. Wzrost prawdopodobicństwa degradacji energii wzbudzenia prowadzi do zmniejszcnia się wydajności radiofluorescencji oraz do nieliniowości przebiegu fluorescencji właściwej w funkcii dE/dx.

Do jakościowego wyjaśnienia wpływu LET na wydajność procesu radiofluorescencji, można przyjąć model rozkładu strat energii cząstki w skali mikroskopowej i molekularnej, zaproponowany przez Mozumbera i Magge (66Mr) dla cełów chemi radiacyjnej. Wg tego modelu, pierwotna cząstka jonizująca wzduż swego toru powoduje jonizacjęł wzbudzenie molekuł ośrodka a średnie odleglości pomiędzy zgrupowaniami zjonizowanych i wzbudzonych atomów (molekuł) za zależne od LET cząstki nałedowanej. Oprócz zgrupowań zjonizowanych i wzbudzonych molekuł wzdluż toru cząstki pierwotnej, można je wyróżnić również wzdluż torów odgałęzionych (branch tracke) elektronów – 5 o energiach większych od 5 keV. Wzdłuż toru cząstki jetrowonej i torów odgałęzionych powstaja "Krople" (blobs), jako rezultat strat energii przez elektrony – 6 o energiach do 9 v oraz "ślady krótke" generowane przez c 6 – elektrony o energiach by przedziałe 500 + 5000 eV.

Zgodnie z przedstawionym modelem, odstępy, pomiędzy zjonizowanym i wzbudzonymi atomami (molekułami) wzdłuż toru cząstki pierwotnej oraz wzdłuż torów odgalęzionych, podlegają statystycznej fluktuacji wokół wartości średnich, które (średnie odstępy)zależą od LET cząstki pierwotnej.

Rozgraniczenie strat energii, wzdluż toru cząstki pierwotnej i wzdłuż odgałczień, pozwala jakościowo interpretować zależność wydajności radio-Ilworescenci ji dla różnych cząstek naładowanych.

W opisie procesów oddziaływania promieniowania jonizującego z atomami detektora opuszczono omówienie dalszych konsekwencji tych oddziaływań, prowadzących z reguły do uszkodzenia struktur molekularnych (dysocjacji, izomeryzacji itp). Znane są fakty z doniesień literaturowych (64Bs) (675s), które świadczą, że uszkodzenia te są nieodwracalne i prowadzą w konsekwencji do spadku wydajności Inorescencji. Oddziaływanie i absorbcja fotonów promieniowania gamma

Przy pominięciu reakcji jądrowych, oddziaływanie fotonów zachodzi dzięki trzem zjawiskom: fotoelektrycznemu, Comptona i tworzeniu par. Powstałe w tych procesach elektrony tracą swą enerzję w detektorze, na jonizację i wzbudzonie atomów (molekuł). Powstają "izolowane" zgrupowania zjonizowanych i wzbudzonych moleku, których średni odstęp jest rzędu 50 - 500 mm, pp. dla elektronów o energii 450 keV (66Mr) odstęp ten wynosi ~300 mm. Duże odstępy pomiędzy zjonizowanymi lub wzbudzonymi molekułani są wynikiem małych wartości. LET elektronów.

Dzięki "izolowanym" zgrupowaniom zjonizowanych i wzbudzonych molekuł, dla pojedynczych elektronów w dużym zakresie ich energi obserwuje się zjawisko proporcjonalności pomiędzy ilością wypromicniowanych fotonów fluorescencji a pochlonicą energią elektronów (63By). Tym nie mniej dla dużych mocy dawek pochlonictęso promieniowania gamma lub elektronowego rzędu Mrad/s (675s), obserwuje się nieliniowość między ilością wypromieniowanych fotonów fluorescencji w jednostec czasu a energią pochloniętą w jednostec czasu, jako rezultat zwiększonej gęstości zjonizowanych i w żudużonych atomów.

Procesy absorbcji energii promieniowania gamma w scyntylatorze, uwarunkowuje współczynnik absorbcji euergii µ /E/. Jak pokazano w tabl.3 stosunek masowych współczynników pochłaniania energii badanego scyntylatora NE102A i tkanki standartowej w dużych granicach energii promieniowania gamma (O, 15 - 4 ko<sup>-</sup>V) jest jednakowy i wynosi 0, 98. Można powiedzieć, że absorbcja energii fotonów w obu wymienionych materiałach jest bardzo zblicona.

Oddziaływanie neutronów termicznych, epitermicznych i prędkich

Oddziaływanie neutronów termicznych z badanym detektorem zachodzi jedynie w procesach wychwytu radiacyjnego neutronów, głównie przez jądrā wodoru: H /h, q/ H +2,2 MeV z makroskopowym przektrojem czynnym:  $\sum_{\mathbf{z}} = 1,74 \cdot 10^{-4}$  cm<sup>-1</sup>. (Makroskopowy przekrój czynny procesu wychwytu radiacyjnego neutrona jądrami węgla <sup>1</sup><sup>2</sup>C /n,q / <sup>13</sup>SC + 4,9 MeV wynosi 1,56 · 10<sup>-4</sup> cm<sup>-1</sup>) (32 BNL).

W porównaniu z tkanką standartową brak w badanym detektorze azotu, a zatem i pochłanianie neutronów termicznych w reakcji  $^{14}\rm N$  /mp/  $^{14}\rm C$  nie zachodzi.

Dla małych mas scyntylatora, powstałe w procesie wychwytu radiacyjnego fotony gamma o energii 2,2 MeV z dużym prawdopodobieństwem będą "uciekały" W rezultacie tych zjawisk poza fantomem (dużym absorbentem), taki detektor jest nieczuły na neutrony termiczne. Dla dużych mas (detektor w fantomie) w procesie absorbcji energii promieniowania neutronów termicznych w detektorze będą brały udział fotony powstałe w w/w procesach w faniomie. Brak azotu w badanym detektorze, jak to zostanie udowodnione teoretycznie i potwierdzone doświadczałnie, (roz. 4,6.) nie stanowi przeszkody w jego zastosowania do eceny współczynnika jakości i równoważnika dawki w polu promieniowania neutronów termicznych.

Dla neutronów epitermicznych, (zakres cnergii 0,5 keV - 20 keV) w miarę wzrostu ich energii, przekroje czynne na wychwyt radłacyjny 'na jądrach wodoru i wegla maloją, wzrasta natomiast energia przekazywana ośrodkowi w procesia zderzeń spreżystych z jądrami wodoru i wegla.

Jak wynika z tabeli 2, w skład mosowy scyntylatora wchodzą wodór i wejel. Neutrowy prędkie, oddziajwują z jądrami wodoru w precesie zerzeni sprężystych a z jądrami wegla w procesach zderzeń sprężystych i nicsprę-żystych oraz w reakejach jądrowych. Zarówno w kance jak i w scyntylatorze NE102A, około 90% pocholniętej energii (dla zderzeń jednekretuych) pochodzi z rozproszeń sprężystych neutronów prędkich o energii <4 MeV na jądrach wodoru (61NCPP), pozostał część przypada na zderzenia sprężys te z jądrami wegla  $\xi^{C}$  (jądra odrzutu węgla). W porównaniu z tkanką stadartową dasorbeja energii neutronów prędkich o energii poziaj 4 MeV w badanym scyntylatorze będzie niewiele zmiejszoną gdyż różnica w zawarteści wodoru wynosi-J3%. W tabeli 3 podano stosunek energii przekazanej przez neutrony scyntylatorowi NE102A i tkance standartowej z porównania tego wynika, że maksynalne odchylenie wynosi 12%. (61NCPP).

Jak to ilustruje rys. 2.3. Ula neutronów o energiach większych od 4 MeV zaczynają odgrywać rolę, również reakcje jądrowe z jądrami wegla, typu /n<sub>4</sub>/  $n, n 3\alpha'$ , procesy zderzeń niesprężystych typu  $^{12}C_{-}n, n_2'/^{12}C_{-}$  natominst zmniejsza się udział jąder odrzutu, w energii pochłoniętej w scyntylatorze (maleje przekrój czynny na oddziaływanie spreżyste).

Jądra odrzutu i cząstki naladowane powstające z tych oddziaływań mają bardzo zróznicowane widma energii. Ze względu na nieduże energie (pojedyncze MeV) i niewielki zasięg (duże dE/dz) cząstki te pochlaniane są w miejscu powstania.

Posługując się wspomnianym już modelem (66Mr) śiadu cząstki naładowanej w ciele stałym, należy stwierdzić, że dla jąder odrzutu wegla, można mówić o pojedynczych nm (10<sup>-9</sup>m) średnich odległ ściach sąsiednich żjonizowanych i wzbudzonych grup molekuł (65Ki). Stąd "gaszenie" fluorescencji w torze cząstki pierwotnej (jądro węgla) jest bardzo duże, zdecydowany więc udział we fluorescencję wnoszą elektrony - 5 tworzące tory "odgałęzione" bowiem ich dE/dz jest znacznie mniejsza od dE/dz jądra odrzutu węgla a przez to gaszenie fluorescencji mniejsze.

Natomiast dla protonów odrzutu, zależnie od energii, im większa wartość dE/dx tym gaszenie fluorescencji większe.

Ilustracją wplywu dE/dx cząstek naładowanych na wydajność fluorescencji jest wykres rys. 2.6. z którego widać, że np. stosunek energi: wypromieniowanej przez badany scyntylator do energii pochloniętoj o wartości 2 MeV, od elektronu, protonu, cząstki 4., jądra węgla, wynosi odpowiednio 1: 0,2: 0,05: 0,01; przyjmując, że dla elektronu stosunek energii wypromieniowanej do pochlonięci jest równy jedności).

	the second se
10,0	0,941
8,0	0,950
ć, 0	0,966
5,0	0,973
¢ <b>,</b> 0	0,975
3,0	0,977
2,0	0,984
1,0	0,983
0,80	0,984
0,60	0,987
0,50	0,987
0,40	0,981
0,30	0,984
0,20	0,976
0,15	0,970
0,1	0,92
MeV	
ш	p. o NE 102A

Stosunek masowych współczynników absorbji enargii promieniowania gamma, scyntyla-tora NE 102A i tkanki standartowej

Tabela 3.

Stosunek energti przekazanej przez neutrony o energti En jednostce masy scyntylatora NE 102A i tkanki standardowej

14	1,0
10	0,98
2	0,92
2 . 22	0,95
°.	0,91
5	0,93
Т	0,88
0,7	76'0
0,5	0,91
0,3	0,92
0,2	0,92
0,1	0,38
0,05	0,88
0,03	0,00
0,02	0,90
0,01	0,88
MeV	
En	P (NE 102A)



Rys. 2.3. Wykres udziału poszczególnych procesów oddziaływania neutronów prędkich z jądrami węgla <sup>22</sup>/<sub>6</sub>C w całkowitej przekazanej energii (68Bh).

Oddziaływanie cząstek wysokich energii

Protony wysokich energii (20kE<300 MeV) powodują bezpośrednią jonizację i wzbudzają atomy scyntylatora oraz oddziaływują w zderzeniach niesprężystych z jądrami <sup>12</sup>C (67541). W wyniku tych zderzeń z jądra vyrzucany jest nukleon lub grupa nukleonów (kaskada wewnątrz jądra) oddarzonych dużą energią kinteyczną; oprócz tego, po tych procesach jądro posiada nadmiar energii, którą wypronieniowuje w procesie\_parowania" emitując nisko energetyczne cząstki i fotony. Widmo energetyczne cząstek prosokich energii.

W/g Zerby i Kinney 'a (65Zy), w omawianym zakresie energii protonów, zdecydowany udział w energii przekazywanej tkance (lub scyntylatorowi, organicznemu) wnoszą padające protony pierwotne: 70 - 80% udziału

- 23 -

w całkowitej przekazanej energii. Protony wtórne (z oddziaływań protonów pierwotnych z jądrami scyntylatora) wnoszą 30 - 20% udział, natomiast udział jąder ciężkich wynosi jedynie 1 - 2% całkowitej przekazanej energii pochłoniętej.

Dla neutronów wysokich energii sytuacja jest inna.

A mianowicie neutrony wysolich one-gii biorą udział głównie w reakcjach jądrawych z jądrami węgla wchodzącego w skład scyntylatora (w tkance neutrony oddziaływują również z jądrami tlenu i azota). Przekrój czymny na zderzenia sprężyste z jądrami wodoru i węgla (tlenu i azota) jest zaniedbywalnie mały w porównaniu z przekrojem czynnym na reakcje jądrowe. Udział, poszczególnych wtórnych cząstek natadowanych w całkowitej energii przekazonej ośrodkowi jest następujący: protony 90 - 80%, jądra cieżkie 10 - 20%.

W otoczeniu akceleratorów cząsiek wysokich energii (obszar GeV) oprócz protonów i neutronów, których rola w przekazywaniu energii tkance jest największa, należy się liczyć z oddziaływaniem wielu innych cząstek z grupy <sup>k</sup>arionów, mczonów i leptonów. Katoh i Turner (67Kh) zbadali udziały poszczególnych, znanych cząstek według wartości przekazywanej energii tkance i sklasyfikowali je następująco (począwszy od wartości największej): protony, neutronypiony, miony, fotony, kaony.

2.3. Określenie fluorescencji właściwej badanego scyntylatora.

Celem rozdz. 2.3. jest wyznaczenie wartości liczbowych parametrów: kB we wzorze Birksa (1), Bs i To we wzorze Voltza (4), niezbędnych do określenia przebłegu fluorescencji właściwej badanego scyntylatora w funkcji LET różnych cząstek naładowanych. Określenie wartości fluorescencji właściwej pozwoli w rozdz. 3.3. wyznaczyć wartości liczbowe indeksu jakości dla różnych cząstek naładowanych oraz dla neutronów.

Dalszym celem, który zamierzono osiągnąć w tym rozdziale, było zbadanie, na podstawie własnych wyników doświadczalnych, które z przedstawionych wyrażeń opisujących przebieg fluorescencji właściwej i Birks'a (1) czy Voltz'a (2) lepie opisuje wyniki doświadczalne.

### 2.3.1. Metoda pomiaru.

Fluorescencję właściwą badanego detektora wyznaczono przez doświadczalne określenie zależności pomiędzy amplitudą impulsu napięcia (na wyjściu forspowielacza) a energią cząstek naładowanych. Do otrzymanego przebiegu doświadczalnego amplitudy impulsu w funkcji energii cząstki naładowanej, dryasowywano przebiegi obliczone w/g zależności Birksa (1)

$$\frac{dS}{dx} = \frac{A \cdot \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}}$$

i zależności Voltza (4)

$$\frac{dS}{dx} = A \left\{ \frac{dE}{dx} (1 - F_s) \exp \left[ -Bs(1 - F_s) \frac{dE}{dx} \right] + Fs \frac{dE}{dx} \right\}$$

Jeko kryterium wyboru funkcji opisującej (oraz określenia jej parametrów) fluorescencją właściwą przyjęto, optymalnie dopasowanie obliczeń teoretycznych do danych doświadczalnych posługując się metodą najmniejszych kwadratów i kryterium  $\chi^2$  (58 Fz).

Wartości liczbowe dE/dx dla cząstek naładowanych obliczonu na podstawie danych Williamsona i innych (66Wn) przyjmując za Whalingiem (58Wg) addytywność atomowych strat energii (1/N·dE/dx) cząstek naładowanych w materiala.

2.3.2. Fluorescencja właściwa detektora dla protonów "odrzutú".

Do wyznaczenia związku pomiędzy amplitudą impulsćw a energią protonów pochoniętych w detektorze, użyto moneenegetycznych fródel neutronów, Mo noenergetyczne neutrony padając na detektor ulegają sprężystemu rozproszeniu na jądrach wodoru i wegla. W zakresie energii neutronów nie większej niż 10 MeV uważa się, (55Cs) że w układzie źródk mas rozkład kątowy jąder odrzutu jest sferycznie symetryczny. W tym przypadku widmo energii pre tomów odrzutu (przy iednokrotnym zderzeniu) można opisać przez;

$$\frac{dN_p(E)}{dE_p} = \begin{cases} 0 \ dla \ E_p > E_n \\ const. dla \ E_p \leq E_n \end{cases}$$
(5)

Rozkład widmowy protonów odrzutu, ma więc wyraźnie zarysowany obszar graniczny wokół E<sub>p</sub> = E<sub>n</sub>, w/g którego można identyfikować energię proto-nów, przy znanej energii padających neutronów (60Bk).

W warunkach rzeczywistych graniczny obszár widma amplitud impulsów od protonów odrzutu będzie "rozmyty", jako wynik procesów statystycznych przy przetwarzaniu pochłoniętej emergii w detektorze i przetwarzaniu energii na fotokatodzie fotopowielacza. W badanym detektorze scyntylacyjnym nastąpi dodatkowe znieksztalcenie widma amplitud impulsów od protonów odrzutu, w wyniku braku liniowości pomiędzy amplitudą impulsu a pochłoniętą energią protonu. Widmo amplitud impulsów opisać można:

$$\frac{dN(S)}{dS} = \frac{dN_{p}(E)}{dE_{p}} \cdot \frac{dE}{dS}p$$
(6)

Wg Egorowa (63Ew) "rozmycie" widma amplitud impulsów w obszarze EpsEn jest wywołane głównie statystyką przetwarzania energii w detektorze szyntylacyjnym. Natomiast wpływ nielimowości amplitudy impulsów w funkcji amedpini (tzn. że w obszarze Eng. Eng. HEg/dz = const).

Wobec tego wyrażenie (5) w obszarze wckół Ep=E przybierze postać:

$$\frac{dN(S)}{dS} = C \cdot \frac{dN_{p}(E)}{dE_{p}}$$
(7)

Aby znaleźć warteść amplitudy impulsu S odpowiadającej energii protonu Ep-En, należy zróźniczkować otrzymane widmo amplitud (7).

W wyniku takiego postępowania otrzymany różniczkową postać widma amplitud impulsów:

$$\frac{d^2 N(S)}{dS^2} = C \frac{d^2 N_p(E)}{dE_p^2} \bigg|_{E_p = E_n}$$
(8)

Wokół punktu En = Ep, wyrażenie (8) ma charykter rozkładu Gaussa, jego maksimum określa nam polożenie średniej amplitudy impulsów dla danej emergii neutronów. Poprzez zmianę energii neutronów uzyskiwano więc możliwość wyznaczenia zależności średniej amplitudy impulsów od energii protonów "odrztutu".

Schemat blokowy aparatury pomiarowej stosowanej w tym pomiarze przedstawiono na rys. 2.4.

Cząsiki naładowane, przyspieszone w akceleratorze Van de Graffa doprowadzone były jonowodem na odpowiednią tarczę, w której w wyniku reakcji jądrowej powstawdy noncencręgtyczne neutrony. Widmo amplitud impulsów powstałych ze zderzeń sprężystych neutronów z jądrami wodoru za-arijmi w badanym scyntylatorze były rejestrowane analizatorem amplitudy. Licznik scyntylacyjny (z badanym scyntylatorem) otoczony był (z wyjątkiem strony czołowej) warstwa parafiny, boroplastu i ołowiu (tak jak zzanaczono na rys. 2.4.) celem eliminacji wpływu promieniowania rozproszenia na pomiar.

Monitor neutronów używany był jedynie do sygnalizowania natężenia wiązki neutronów.

# 2.3.3. Źródła monoenergetycznych neutronów

Neurony o energii od 3 - 5 MeV uzyskiwano z reakcji jądrowej  $\frac{2}{4}$  H ( $d_1n$ )  $\frac{3}{4}$ He przy pomocy wiązki deuteronów o energii 1800 keV przyspieszonych w akceleratorze Van de Graffa "LECII", trafiającej w "cienką" (60keV) tarczę deuterową (typ DBT 11 Amersham).

; Zależność pomiędzy kątem  $\mathcal{G}$  wylotu neutronów, rys. 2.4,a energią neutronów i energią padających deuteronów (56Fr) była wykorzystywana do zmiany energii neutronów.

Neutrony o energii ~1,5 MeV otrzymano z reakcji jądrowej T(p, n)  $\frac{3}{2}$ łle. Tarcza trytowa (TRT 11 Amersham "cienka" 30 keV) była bombardowana protomami o energii ~1800 keV. Przez zmianę kąta Gustawienia detektora v stosunku do osi wiązki uzyskiwano zmianę energii neutronów pedających na detektor.

## 2.3.4. Określenie fluorescencji właściwej detektora dla elektronów cząstek alfa i jąder węgla <sup>12</sup>/<sub>6</sub>C

Zależność amplitudy impulsów od energii elektronów wyznaczono, używaprastępujące źródła promieniowania gamma: 241Am (60keV), <sup>137</sup>Cs (661keV) 54Mn (820keV), <sup>22</sup>Na (- GI, 1, 22 MeV).

Widmo amplitud impulsów, jakie otrzymuje się ze scyntylatora w wyniku oddziaływania promieniowania gamma (o energii viększej od 100 keV) z atomami badanego scyntylatora odwzorowuje widmo energetyczne elektronów powstałych w efekcie Compiona. Maksymalna energia, jaką powstały w efekcie Comptona elektron może ostągnąć, zalezy tylko od energii oddziaływującego fotonu gamma.

Amplitudę impulsów odpowiadającą maksymalnej energii elektronów Comptona (przy danej energii fotonów gamma) wyznaczono przez określenie numeru kanalu przypadającego w połowie zbocza krzywej amplitud impulsów.

Dla fotonow gamma o energii 60 keV, przekrój czynny na efekt fotoelektryczny jest już na tyle duży, że pozwala na określenie amplitudy impulsu odpowiadającej elektronom powstałym w fotoefekcie.

Aby zbadać zależność amplitudy impulsu od entergii cząstek alfa, stosowano źródła wykonane z pochodnych radonu (Rn) i toronu a mianowicie RaĆ (7,65MeV), hTc<sup>(8</sup>,78MeV) i tTC (6,07 MeV). Poniewać cząstki alfa są monoenergetyczne, otrzymane widmo amplitud impulsów ma kształt rozkładu Gaussa i identyfikacja amplitudy impulsu (nr kanał analizatora), odpowiadającego polożeniu maksimu tego rozkładu, nie nastręcza trudności.

# 2.3.5. Wyniki pomiarów

Wyniki dla protonów "odrzutu"

Zmierzone, w opisanych w rozdz. 2.3. układach pomiarowych, widma amplitud impulsów powstałych z oddziaływania monoenergetycznych neutronów z jądrami wodoru w scyntylatorze, rejestrowane wielokanalowym analizatorem amplitudy, były zróżniczkowane. Do otrzymanych widm różniczkowych był dopasowany rozkład Gaussa przy pomocy EMC Gier (68D1), co pozwolilo na wyznaczenie kanału odpowiadającego maksimu rozkładu.



Δ punkty rozkładu Gaussa poza zakresem dopasowania

Przykład widma opracowanego tą metolą przedstawiono na rys. 2.5.

Wyniki pomiarów zależności amplitud impulsow w funkcji energii protonów odrzutu, przedstawiono na rys. 2.6. Amplitudy impulsów dającej tę samą amplitudę impulsu. A mianowicie, aby wyrazić amplitudy impulsów od protonów odrzutu w jednostach energii elektronów, każdy poniar zmierzonego widma amplitud impulsów musiał być kalibrowany. Do kalibracji wykorzystywano źródła promieniowania gama 5-4m, 2-4M. Przy ich użyciu określono "krzywą kalibracji", wykorzystaną następnie do odczytywania równoważnych amplitud elektronowy, kola innych czastek naładowanych.

Przykład takiej "kalibracji" ilustruje rys. 2.7 . Do otrzymanego doświadczalnie wykresu zależności amplitud od energii (rys. 2.6.) protonów odrzutu dopasowywano metodą najmiejszych kwadratów teoretyczną zależność amplituda-energie obliczoną metodą całkowania przy użyciu EMC Gier (70Kz) na podstawie wyrażenia fluorescercji właściwej Voltza lub Birksa.

Przy obliczeniach na podstawie fluorescencji właściwej Birks a (1) zmieniano parametr kB, przy obliczeniach na podstawie wyrażenia (4) wg Voltza zmieniano parametry To i Bs.

W zakreście dcpasowania tj. w zakreście energii protonów odrzutu od 1,4 5,0 MeV, amplitudy impulsów obliczene wg zaleźności Voltze (4) lepi, pokrywają się z danymi doświadczalnymi, bowiem P/ $(X_2)_1,95(-0,75$  niż obliczone wg zależności Birksa dla których P ( $(X_2)_5, 02) = 0,42$  (587z). Widać to równicż z rys. 2.6, na którym naniesiono wyniki doświadczalne oraz wyniki dopasowania wg wyrażeń Voltza i Birksa. Wyznaczone tym sposobem parametry fluorescencji właściwej wg Voltza są następujące: B=-0,0163 keV<sup>-1</sup> ng cm<sup>-2</sup> To = 386 eV, natomiast wg wyrażenia Birksk kB = 0,0030 keV<sup>-1</sup> ng cm<sup>-2</sup>.

Na podstawie wyżej opisanej metody przyjęto, że wyrażenie określające fluorescencję właściwą dla protonów odrzulu, używanege w doświadczeniach detektora jest następujące:

$$\frac{dS}{dx} = \Lambda \left\{ /1 - Fs / \frac{dE}{dx} \exp \left[ -0,0163 / 1 - Fs / \frac{dE}{dx} \right] + Fs \frac{dE}{dx} \right\}$$

Wyznaczony wg powyższej zależności przebieg fluorescencji właściwej naniesiono na rys. 2.9.

Wyniki pomiarów dla cząstekal i obliczeń dla jąder wegla <sup>12</sup><sub>6</sub>C.

Widma amplitud impulsów, powstałych przy absorbcji cząstek d o energiach 6,07 MeV, 7,68 MeV, 8,78 MeV były rejestrowane wielokanałowym analizatorem amplitudy.

Są one przedstawione na rys. 2.8 wraz z kalibracyjnymi widmami amplitud impulsów od źródeł promieniowania gamma – <sup>22</sup>Na i <sup>54</sup>Mn, na podstawie których odczytywano równoważne amplitudy impulsów od elektronów.

Wyniki pomiarów naniesiono na rys. 2.6. W badanym zakresie energii cząstek a, 6 – 9 MeV, dopasowanie do wyników doświadczalnych można uzyskać tylko na podstawie wyrzałenia Birksą, dla parametru kB = 0,0022 keV<sup>-1</sup>mg cm<sup>-2</sup>.



Rys. 2.6. Wykresy amplitudy S impulsu w funkcji energii cząstek naładowanych. Dane obliczeniowe i doświadczalne

- △ dane doświadczalne dla protonów odrzutu
- dane doświadczalne dla cząstek
- <sup>1</sup> H linia ciągła dopasowanie na podstawie wyrażenia (1) Birksa, kB = 0,0093 keV<sup>-1</sup> mg cm<sup>-2</sup>, oraz na podstawie wyrażenia Voltz a (4), Bs = 0,0163 keV<sup>-1</sup>mg cm<sup>-2</sup>, To = 380 eV. Linia przerywana punkty pozz zakresem dopasowania.
- <sup>4</sup> Hø- linia ciągła dopasowanie na podstawie wyrażenia Birksa, kB = 0,0082 keV<sup>-1</sup>mg cm<sup>-2</sup>. Linia przerywana - przebieg poza zakresem dopasowania







Rys. 2.8. Widma amplitud impulsów dla cząstek α o energiach 6,07 MeV 7,68 MeV, 8,78 MeV oraz widma kalibracyjne.
Rzecz charakterystyczna, że przyjmując parametry fluorescencji właściwej wg Voltza, wyznaczone z przebiegu dla protonów odrzutu, nie można dla cząstek & uzyskać donsowania wyników obliczeniowych do doświadczalnych.

Dla jąder wegla  $^{2}C$ obliczono, w<br/>g wyrażenia Birksa (1), przewimczalnych, amplitudy impuls<br/>ćw dla różnych energii kinetycznych, przyjmując za Steurem (655r) k<br/>B=0,01 keV-lmg cm $^{-2}$ 

Wyniki tych obliczeń naniesiono na rys. 2.6.

#### Analiza danych doświadczalnych dotyczących przebiegu fluorescencji właściwej scyntylatora NE102/NE102A/.

Detektor scyntylacyjny o podstawie polivinylotoluenowej (NE102, NE102A) był obiektem badań wielu eksperymentatorów.

Z publikacji dostępnych autorowi wybrano, wartości fluorescencji właściwej wyznaczone doświadczalnie dla różnych częstek naladowanych.

Dane te naniesiono na wykres rys. 2.9. na którym przedstawiono również wyniki własne. Zestawione w ten sposób wyniki badań można podzielić na dwie grupy:

- J. Wyniki oparte o metodę pomiaru amplitud impulsów przy całkowitej absorbcji energii, padającej na detektor cząstki. Fluorescencję właściwą oblicza się wówczas z krzywej zależności amplitudy impulsu w funkcji energii kinetycznej cząstki jako iloczyn nachylenia tej krzywej i dE/dx w tym punkcie.
- 2. Wyniki oparte o bezpośredni pomiar fluorescencji właściwej. W tej metodzie cząstka o znancj energii początkowej, traci w detektorze tylko nieznaczną część swej energii kinetycznej, (strata energii proporcjonalna do dE/dx). Amplituda impulsu jest wówczas proporcjonalna do fluorescencji właściwej

dS/dx. W większości prac (60Gr) (64Cr), (65Sr), (67W1) zastosowano metodę pierwszą, mimo że metoda ta ma szereg wad jak: niedokładność i subiektywizm wyanaczania nachylenia krzywej amplituda-emergia, trudności we właściwym skalowaniu energetycznym, szczególnie dla cząstek o małych energiach oraz niedokładność obliczeń dE/dx cząstek w detkorze. Wymienionie trudności uwidaczniają się szczególnie przy wyznaczeniu fluorescencji właściwej cząstek małych energii. Widocznym tego dowodem są wyniki podane na rys. 2,9. Getmera (60Gr) Wisharta (67Wt) oraz Czirra (64Cr). W pracach tych dla protonów w zakresie energii onziej 1 MeV uzyskamo rozbieżane rezultaty.

W zakresie energii protonów powyżej 2 MeV rezultaty doświadczeń (61Pt) (60Gd) są dobrze opisywane wyrażeniem Birksa ze współczynnikiem kB=0,01 mg keV<sup>-1</sup>em<sup>-2</sup>).

Nanicsiony na ten sam rys. 2.9 wyznaczony doświadczalnie w obecnej pracy, przebieg fluorescencji właściwej dla protonów "odrzutu" w zakresie 1,4-5 MeV, opieany jest przebiegiem Voltza (4) Bs=0,0163 keV<sup>-1</sup>mg cm<sup>-2</sup>, To=380 eV (rozdz. 2.3).

Sposób wyznaczania fluorescencji właściwej badanego detektora, zastosowany przez autora dysertacji, opisany w rozdziale 2.3.1. można zakwalifikować jako modyfikację metody pierwszej.



Fluorescencja właściwa d.a cząstek & wyznaczona doświadczalnie w obecnej pracy ma większą wartość liczbową niż dla protonów o tym samym dE/dx. Wyrażenie Birksa o wsp. kB-0,0082 dobrze opisuje jej zależność od dE/dx cząstek & w zakresie energii 6 - 9 MeV. Podobnie Bahdwar (67Br) donosi, że dla cząstek & otrzymał większą wartość fluorescencji właściwej niż dla protonów.

Autorzy prac (56Vz), (65Wr), (67Dr), w których zastosowano metodę drugą otrzymali dla tych sanych cząstek naładowanych naogół inne, i jak widać z rys. 2.9 różniące się znacznie rezultaty w porfwanniu z poprzednimi, jak już wspomniano metoda drugą jest eksperymentalnie doskonalsza, przy tym wyniki otrzymuje się z bezpośredniego pomiaru. Dla protonów o energii mniejszej niż 1 MeV, Voltz (66Vz) otrzymał wyraźne maksimum fluorescencji właściwej (rys. 2.9) i przebieg dla cz. dz i jąder <sup>3</sup>Jlą znacznie różniący się od przebiegu fluorescencji właściwej dla protonów.

Dla naładowanych cząstek ciężkich, jąder wegla, tlenu, żelaza, wartości fluorescencji właściwej zmierzone przez Webera i innych (65Wr) i Pahdwara i innych (67Br) wskazują na brak "nasycenia" w przebiegu fluorescencji właściwej.

Dane Newmana (61Nn) również nie dają się pogodzić z przewidywaniami teorii Birksa.

Obserwowany wzrost fluorescencji właściwej dla cząstek ciężkich, o dużych energiach kinetycznych dobrze opisuje wyrażenie Voltze (4), które dla wymienionych warunków sprowadza się do: dS/dx = Fs · dE/dX, (dla dużych energii Fs = const).

Natomiast w zakresie energii jądra o'lrzutu <sup>12</sup>C o energiach mniejszych niż 5 MeV, jak donosi 5teuer i wsp. (65Sr) stosunek amplitud impulsów tych jąder, do amplitud impulsów elektronów o tej samej energii wynosi 0,016. Taki rezultat dowodzi, że istnieje zgodność danych doświadczalnych z przewidywanymi, wyrażoniem Birksa, zależnościami pomiędzy amplitudą impulsu a energią dla jąder <sup>6</sup>Č, gdy w wyrażeniu Birksa współczynnik kB-0,01 keV<sup>-1</sup>mg.cm<sup>2</sup>.

Przebieg fluorescencji właściwej w zakresie niskich wartości dE/dx mniejszych niż 100 keV mg<sup>-1</sup>cm<sup>2</sup> był również przedmiotem badań wielu autorów. Badania te prowadzone były głównie przy użyciu niskoenregotycznego charakterystycznego promieniowania X, metodą amplitud, oznaczoną we wstępie jako pierwsza.

Można wyróźnić tu dwie grupy wyników: pierwsza, w której wykorzystano elektrony oraz druga, w której używano źródel promieniowania X. W grupie pierwszej obserwuje się nieliniowość zależności amplitudy od energii elektronów (51Tr) (57Jn) (605g) nie mniej Shmeling (605g) obserwował liniową zależność począwszy od energii elektronów powyżej 5 keV. Rozbieżność wyników w/wym, autorów może być rezultatem niejednakowych elektów powierzchniowych w badanych scyntylatorach (64Bs), nieuwzględnieniem (tam gdzie donoszono o nieliniowości) faktu, na który zwracał uwagę Wright (61Wt) niepokrywania się maksiumu w rozkładzie amplitud impulsów z wartością średnią (rozkład Poissona). Druga grupa wyników, w której wykorzystano źródła promieniowania charakterystycznege X. Wyniki prac wielu autorów wykorzystujących źródło premieniowania X (63By) (64Mt) (55Fr) (55Rm) wskazują na istnienie liniowości pomiędzy emplitudą impulsu a energią promieniowania X, począwszy od energii 5 keV (54Mt). Znaczimie szerszy zakres lniowości, od 1,5 keV otrzymano wówczas gdy scyntylator NE102 współpracował z diodą światło czułą (64Mt), co dowodziłoby istnienia energetycznego progu czułości układu scyntylator-Jotopowielacz.

Z faktu liniowej zależności amplitudy od energii dla tak małych energii elektronów (z fotoefektu) wynika proporcjonalność przebiegu fluorescencji właściwej do dE/dx, bowiem dS/dx = dS/dE/dZ/dx.

Wynik ten jest w wyraźnej sprzeczności z teorią Birksa w tym zakresie dE/dx .

W rezultacie, dane literaturowe oraz wyniki własne dotyczących przebiegu fluorescencji właściwej scyntylatora typu NE102A w zależności od dE/dx czątetk sklaniają do wniosku, że powszechnie używane wyrażenie Birksa nie odzwierciedla w pelni obserwowanych zjawisk, zarówno dla poszczególnych rodzajów rzystek jak i dla szerokiego widma ich energii.

Dyskutowane w pracy wyrażenie Voltza nie jest doświadczelnie w pełni potvierdzone, tym niemniej wydaje się, że dla poszczególnych cząstek opisuje ono lepiej niż wyrażenie Birksa, wyniki uzyskane doświadczalnie.

Znajomość związku fluorescencji właściwej badanego scyntylatora z parametrami promieniowania jest niezbędna dla właściwej analizy zachowania się tego detektora w promieniowaniu zawierającym szerokie widmo fotonów i cząstek.

Natomiast przeprowadzone doświadczenia własne jak i analiza danych doświadczalnych zaczerpniętych z literatury dowodzi, że zadanie wyrznaczenia przebiegu fluorescencji właściwej na podstawie wyrzaści Birksa (1), czy Voltza (4) jest problemem złożonym i jest możliwe tylko dla ograniczonego zakresu energii poszczególnych rodzajów analizowanych cząstek tj. elektronów, protonów, cząstek d i jąder wegla.

## Rozdział 3

ANALIZA PRZETWARZANIA ENERGII POCHŁONIĘTEJ W ORGANICZNYM DETEKTORZE SCYNTYLACYJNYM, UMIESZCZONYM W POLU PROMIE-NIOWANIA JONIZUJĄCECO O DOWOLNIE ZŁOŻONYM WIDMIE CZĄSTEK I FOTONÓW

#### 3.1. Uwagi wstępne

Celem analtzy, częściowo już publikowanej przez autora (67Pa), jest zbadanie związku pomiędzy energią świetlną wypromieniowaną przez detektor w procesie fluorescencji a energią w nim pechloniętą, przy działaniu zbożonego promieniowaria jonizującego, z uwypukleniem zależności od 1.5 Tgo (dE/dx) promieniowania, Analiza ta zostanić dalej wykorzystana w rozdz. 3.4. do zbadania związku pomiędzy indeksem promieniowania a współczyanikiem jakości dla różrych rodzajów promieniowania, ......

Równoważnik dawki (DE) i współczynnik jakości (QF) są wielkościami dozymetrycznymi związanymi z napromieniowaniem całego ciała ludzkiego. Diatego też analizę przetwarzania energii pochoniętej w dretktorze scyntyłacyjnym nateży przeprowadzić w warunkach tych samych (lub zbliżonych), jakie powstają przy napromieniowaniu względnie dużego obiektu, jakim jest ciało ludzkie. W warunkach eksperymentu rolę ciała łudzkiego zastępuje odpowiedniego kształu fantom. Skład atomowy fantotum powinen być taki, by zachodziły w nim te same fizyczne procesy, związane z oddziaływaniem promieniowania, jakie mają miejsce w obiekci: biologicznym. Przyjmuje się, żz fantom posiada skład atomowy identyczny ze składene atomowym miękkiej tkanki standartowej (56Hk). W takim fantomie umieszcza się badany detektor scyntyłacyjny.

<sup>1</sup> Na badany detektor oprócz promieniowania pierwotnego (padającego na fantom) oddziaływać będą składowe promieniowania rozproszonego w innych punktach fantomu - poza detektorem. Charakter widm promieniowania rozproszonego zależy od rodzaju promieniowania pierwotnego, od miejsca umiesz zenia detektora w fantomie i od rozmiarów fantomu. Ze względu na dalsze porównania wyników doświadczeń z wynikami obliczeń teoretycznych, w analizie przyjęto fantom pod postacią płyty "nieskończonej" o grubości 30 cm, jako pierwsze przybliżenie do warunków napromieniowania ciał ludziego. Założenie to pozwoli na dogodne porównanie własnych wyników z pracami innych (6157), (6572), (6712), (680t).

3.2. Analiza przetwarzania energii pochłoniętej w organicznym detektorze scy"tyłacyjnym na energię wypromieniowaną w postaci fotonów fluorescencji

Niech n/E/dE będzie liczbę cząstek naładowanych, wtórnych lub pierwotnych, rodzaju i, o energii w przedziale E, E+dE, pochłoniętych całkowicie w jednostec czasu w materiałe detektora. Wówczas energia dp<sub>1</sub>/E/ pochłonięta w materiałe (mz jednostkę masy) detektora, w jednostec czasu, w tym przedziałe energii wynosi:

$$-37 -$$
  
dp, /E/ = n, /E/ · E · dE (9)

Niech  $\eta_i$  /E/ będzie wydajnością konwersji energii dla cząstek typu i, których energia została całkowicie pochłonięta w detektorze. Wówczas dla promieniowania złożonego z różnych widm mredzajów cząstek, energia fotonów świetluych emitowanych w jednostec czasu przez szyntylator wymosi:

$$dWm /E' = \sum_{i=1}^{m} u_i /E / \eta_i /E / E dE$$
(10)

gdzie:

$$\eta_i / E / = \frac{1}{E} \int_0^E \left( \frac{dS}{dE} \right)_i \cdot dE$$
 (11)

$$\left(\frac{dS}{dE}\right)_{i} = \left(\frac{dS}{dx}\right)_{i} / \left(\frac{dE}{dx}\right)_{i}$$
(12)

Wyrażenie (11) – całkowa postać współczynnika konwersji energii cząstki typu i,o energii początkowej E.

Wyrażenie (12) – różniczkowa wydajność fluorescencji cząstki typu "i" traconej zaniedbywalną część swej energii początkowej E w scyntylatorze. (dE/dx)<sub>1</sub> – strata energii cząstki typu i na jednostką drogą (dS/dx)<sub>1</sub> – fluorescencja właściwa cząstki typu i

Wobec tego całkowita energia Wm fotonów emitowanych przez scyntylator w złożonym polu promieniowania:

$$W_{m} = \int_{0}^{m} \sum_{i=1}^{m} \sum_{i=1}^{n_{i}} (E) E \boldsymbol{\gamma}_{i} (E) dE$$

$$W_{m} = \sum_{i=1}^{m} \int_{0}^{m} \sum_{i=1}^{m} (E) E \boldsymbol{\gamma}_{i} (E) dE \qquad (13)$$

inaczej :

Do kolejnogo przekształcenia wyrażenia (13) zostaje wprowadzone nowe pojęcie całkowego współczynnika konwersji energii uśrednionego dla całego aktualnego widma energii promieniowania typu i, 77.:

$$\overline{\eta}_{i} = \frac{\int_{\alpha_{i}}^{\alpha} (E) E \gamma_{i} (E) dE}{\int_{\alpha_{i}}^{\alpha} (E) E dE dE}$$
(14)

Wtedy wyrażenie na całkowitą energię emitowanych fotonów wyrazi się:

$$W_{\text{fa}} = \sum_{i=1}^{m} \int_{0}^{\infty} n_{i}^{n} (E) = dE = \sum_{i=1}^{m} \int_{0}^{\infty} n_{i}^{n} (E) = \frac{p_{i}(E) dE}{\sum_{i=1}^{m} \int_{0}^{\infty} n_{i}^{n} (E) = dE} = \sum_{i=1}^{m} \int_{0}^{\infty} n_{i}^{n} (E) = dE = 2E = \frac{p \cdot \sum_{i=1}^{m} \overline{\eta_{i}}}{\sum_{i=1}^{m} \sqrt{p_{i}}} = \frac{p \cdot \sum_{i=1}^{m} \overline{\eta_{i}}}{p}$$
(1)

 $\overline{\eta}_i^{\text{gdzie:}}$ 

 całkowy wspólczynnik konwersji energii uśredniony na całe aktualne widmo energii promieniowania typu i

 $P_i = \int_{o_1}^{\infty} (E) E dE - Energia pochłonięta w jednostce masy materiału detektora i w jednostce czasu od cząstek typu i (moc dawki po$ chloniętej)

$$P = \sum_{i=1}^{m} \int_{0}^{\infty} f(E) E_{i} di$$

E - całkowita energia pochłonięta w jednostce masy materiału detektora i w jednostce czasu (całkowita moc dawki pochłoniętej)

Ostatecznie:

$$\frac{Wm}{P} = \sum_{i=1}^{m} \overline{\gamma}_i \frac{P_i}{P}$$
(16)

Stosunek Wm/P jest współczymnikiem komwersji energii pochłoniętej w detektorze w rozważanym polu promieniowania i jest funkcją uśrednionego współ – czymnika konwersji dla i- tego rodzaju cząstek naładowanych, zależnego od ich widma energetycznego, "ważonego" wartością udziału Pi tych cząstek w całkowitei dawce pochłonietej P.

3.3. Określenie indeksu promieniowania mieszanego

W rozdziałe 1 str. 9 zdefiniowano indeks promieniowania q w sposób następujący: wypromieniowana energia w postaci fotonów fluorescencji Si przy <u>absorbcji promieniowania badanego typu i</u> wypromisniowania energia w postaci fotonów fluorescencji S<sub>CO</sub>

qi wypromieniowania energia w postaci fotonów fluorescencji S<sub>Co</sub> przy absorbcji prommieniowania gamma <sup>50</sup>Co

przy zachowaniu warunku równości dawek pochloniętych w detektorze umieszczonym w badanym polu promieniowania i w polu promieniowania gamma  $^{60}$ Ce (promieniowanie odniesicnia) czyli b<sub>1</sub> + D<sub>Ce</sub>

Wyrażając wypromieniowaną enzytę fluorescencji przez S oraz zakładając, że pochłomęta energia E pochodzi od cząstki typu "1" indeks promieniowania przybicze postać:

$$q_{i}(E) = \frac{Si}{S_{Co}} \frac{\left(\frac{S}{E}\right)_{i}}{\left(\frac{S}{E}\right)_{Co}} = \frac{\gamma_{i}(E)}{\gamma_{Co}}$$
(17)

Wyrażenie powyższe wskazuje, że indeks promieniowania dla danej cząstki "!" jest określony przez stosunek współczynaków konwersji energii dla badanej cząstki "!" i promieniowania gamma, odni-sienia.

W rozdziale 1 zdefiniowano również różniczkową postać indeksu promieniowania;

$$q_{ir} = \frac{dS_i}{dS_{Co}} \Big|_{dE_i} = dE_{Co}$$

odpowiadający przypadkowi, gdy zaniedbywalnie mała część energii E cząstki typu i jest tracona w detektorze. Róźniczkową postać indeksu promieniowanią o... można przeksztalcić w wrażenie:

$$q_{ir}(E) = \frac{\frac{dS_i}{dE_i}}{\left(\frac{dE}{dE}\right)_c} = \frac{1}{\sqrt{Co}} \left(\frac{dS}{dE}\right)_i = \frac{1}{\sqrt{Co}} \left(\frac{\frac{dS}{dA}}{\frac{dL}{dA}}\right)_i$$
(18)

gdzie:

(d5) db Co = 7Co = const. - jest wydajnością konwersji energii pochłoniętej w połu promieniowania gamma <sup>60</sup>Co odniesienia

Dla fotonów gamma i elektronów o energii większej od 100 keV, energia wypromieniowana w postaci fluorescencji jest proporcijonalna do energii pochlonictej, dlatego w tym zakresie energii można przyjąć, że :

$$\left(\frac{\mathrm{dS}}{\mathrm{dE}}\right)_{\mathrm{Co}} = \left(\frac{\mathrm{S}}{\mathrm{E}}\right)_{\mathrm{Co}} = \eta_{\mathrm{Co}} = \eta_{\gamma} = \mathrm{const.}$$

Aby określić indeks promieniowania dowolnie złożonego widma promiemiowania należy równanie /16) podzielić stronami przez  $\eta_{\rm Co}$  otrzymując wyrażenie:

$$\frac{\underline{W}_{P}}{c_{0}} = \sum_{i=1}^{m} \frac{\overline{\eta}_{i} - \underline{P}_{i}}{\eta_{0}} = \sum_{i=1}^{m} \frac{\overline{\eta}_{i} - \underline{P}_{i}}{q_{0}} = (19)$$

lub:

$$\overline{q}_{m} = \sum_{i=1}^{m_{i}} \overline{q}_{i} \frac{P_{i}}{P}$$
(20)

gdzie:

- $\overline{\mathfrak{q}}_1 = \overline{\underline{\gamma}_1}_{Co} \qquad \text{jest indeksem promieniowania dla "i"_tego rodzaju częstek uśrednionego na całe widmo energii tych cząstek,$
- $\overline{q}_{m} = \frac{Wm}{\overline{\rho_{Co}}^{P}} \quad \text{-jest indeksem promieniowania rozważanego pola promieniowania.}$

Jak widać z równania (20), indeks promieniowania informuje z jaką sprawnością przebiega w badanym scyntylatorze przemiana na światło energii pochłoniętej, w danym polu promieniowania o złożonym widmie energetycznym, w porównaniu do sprawności przemiany energii pochłeniętej w polu promieniowania gamma <sup>60</sup>Co (promieniowanie oddiesienia).

Własności wyrażenia (20) są następujące:

- dla promieniowania gamma i elektronów (o energii większej od 100 keV) wyrażenie powyższe posiada wartość równą 1.
- jest ono sumą indeksów promieniowania wszystkich, wchodzących w skład aktualnego pola, rodzajów promieniowania, "ważonych" ich udziałem w całkowitej dawce pochloniętej (cecha addytywności).
- indeksy składowych "i" promieniowania są całkowicie określone przez wydajność konwersji energii 70, detektora dla tego promieniowania i jak wskazują zależności (11) i (12), są złożoną funkcją fluorescencji właściwej (d5/dx)i oraz strat energii na jednostce drogi (dE/dx)<sub>1</sub> cząstek naładowanych.

Celem zilustrowania własności indeksu promieniowania, na rys. 3.1. przedstawiono przebieg q<sub>1</sub> (E) dla kilku rodzajów moncenergetycznych (E) cząstek naładowanych, gdy całkowita energia cząstki jest tracona w detektorze scyntylacyjnym.

Na rys. 3.2. przedstawiono przebieg róźniczkowej postaci indeksu promieniowania q<sub>ir</sub> (E), wyrażenie (18) dopowiadający przypałkowi, gdy cząstka naładowana typu "" traci w detektorze zaniedbywalną część swej energii E, q<sub>ir</sub> (E) jest określona przez różniczkową postać wydajności fluorescencji (12). Przebiegi q<sub>i</sub> (E) oraz q<sub>ir</sub> (E), dla elektronów, protonów odrzutu, cząstek G zostały obliczone na podstawie własnych danych doświadczalnych (rozdz. 2.3). Przebiegi q<sub>i</sub> (E) oraz q<sub>ir</sub> (E) dla jąder wegla "<sup>4</sup>/<sub>6</sub>C zostały obliczone na podstawie wzoru Birksa (1) przyjmując kB = 0,01keV-1mg cm<sup>-2</sup> (655r).



Rys. 3.1. Wykres indeksu promieniowania  $q_i(E)$  w funkcji początkowej energii kinetycznej moncenergetycznych elektronów, protonów cząstek si jąder  $\frac{2}{2}C$ 



Rys. 3.2. Wykres różniczkowej postaci indeksu pormieniowania q<sub>ir</sub>(E) w funkcji energii kinetycznej elektronów, protonów, cząstek d i jąder <sup>12</sup>/<sub>2</sub>C

-- 41 --

Dla właściwej in.erpretacji rezultatów obliczeń indeksu promieniowania dla różnych cząstek naładowanych, zilustrowanych na rys. 3.1. i rys. 3.2., należy siegnąć do wyrażeń (11) i (12) na str 37 oraz do wyrażeń opisujących fluorescencję właściwą (1), (4) str. 15 i 17. Z wyrażeń tych wynika, że wertość indeksu promieniowania dla danej cząstki naładowanej jest określona jednoznacznie wartością fluorescencji właściwej dla tej jcząstki (w danym punkcie toru, lub uśrednionej wzdłuż calego toru cząstki w otwytukorzej.

Ponieważ wartość fluorescencji właściwej jest złożoną funkcją (dE/dx cząstki, (obserwuje się słabą zależność od ładunku cząstki) tym samym indeks promieniowania jest funkcją tych samych parametrów.

Wzrost dE/dx cząstki naładowanej po oduje zmniejszenie się indeksu promieniowania, jsko rezultat wzrostu prawdopodoienistwo "gaszenia" scyntylezji co prowadzi do zmniejszenia się współczymika konwersji energii. Najsilniejsze zmniejszanie się indeksu promieniowania, obsetwuje się dla cząstek naładowanych małych energii (protony, cząstki dz), ponieważ dla tego zakresu energii dE/dz iest odwrotnie proporejonalna do kwadratu predkości czastki (dE/dx  $\sim \frac{1}{42}$ ).

Wzrost różniczkowego indeksu jakości dla jąder węgla o energii mniejszej od 4 MeV (rys. 3.2) jest rezultatem zmniejszania się dE/dx, gdyż dla wieloładunkowych jonów w ym zakresie energii silniej niż prędkość zmienta sie średni ładunek  $\bar{z}$  jonów ( $LE/dx \sim \frac{2E_{c}}{2}$ ) (58 We).

zmienia się średni ładunek  $\bar{z}$  jonów (d $\bar{z}/dx \sim \frac{Z^2}{2}$ ) (58 Wg). Ponieważ całkowita moc dawki pochłoniętej P w materiale scyntylatora może dla pewnych rodzajów promieniowania (np. dla neutronów prędkich), różnić się od całkowitej dawki pochłoniętej P<sub>t</sub> w materiale tkanki standartowej) ze względu na różnice w składzie atomowym tych materiałów, tabela 3 str. 22, równanie (19) przekształcono tak, by wyrzatić stosunek energii Wm wypromieniowanej w jednostec czasu, z jednostkowej masy szyntylatora do mocy dawki pochłoniętej w materiałe tkanki standartowej. W tym celu, równanie (19) podzielono przez P<sub>s</sub>/P otrzymując:

$$\frac{Wm}{\mathcal{V}_{CO}P_t} = \frac{P}{P_t} \sum_{i=1}^{m} \overline{q_i} = \frac{P_i}{P}$$
(21)

$$\overline{q}_{ms} = \frac{P}{P_t} \cdot \overline{q}_m$$
 (22)

gdzie:

Pt - jest całkowitą dawką pochłoniętą w materiale tkankopodobnym w rozważanym polu promieniowania,

 jest "skorygowanym" indeksem promieniowania rozważanego pola promieniowania, Wartość stosunku  $P/P_{\tau}$ dla promieniowania gamma określono w tabeli 3 str22 . W zakresie energii 0,2 - 3 MeV wynosi on C,98 - 0,99. Dla neutronów prędkich stosunek ten umieszczony również w tabeli 3 str.22 , wykazuje większe wahania niż dla promieniowania gamma, zmieniając się d0.08 - 1; w zakresie energii d0.00 MeV = 1 dMeV.

Dla cząstek naładowanych P/P, jest równy jedności.

#### 3.4. Indeks promieniowania a współczynnik jakości QF

Indeks jakości

Jak pokazano w rozdziale poprzednim indeks promieniowania jest funkcja dE/dx (LETco) cząstek najadowanych.

Również współczynujk jakości QF jest określony przez LET<sub>00</sub> cząstek naładowanych (63RBE)

Powstaje pytanici, jaki związek zaci.odzi pomiędzy wspólczymnikiem jakości QF a zdefiniowanym w pracy indeksem promieniowania. Aby na to pytanie odpwiedzieć obliczono wyrażenie (21) dla identycznych warunków napromieniowania, dla których Snyder (615r) jak również Zerby (65Zy) i Irwing (671g) obliczali wartość współczymnika jakości QF. W szyscy wymienieni autorzy obliczeń posługiwali się metoda statystyczną (Monte Carlo) i obliczyli rozkłady glębinowe całkowitej dawki pochloniętej oraz dawek pochodzących od różnych cząstek naładowanych powstających przy oddziaływaniu padającego na fantom promieniowanika jak również rozkłady glębinowe wspólczymnika jakości.QF i równoważnika dawki DE - pochodzące od różnych rodzajów padającego na fantom promieniowania ionizujacego.

W obliczeniach tych przyjmowano szeroką równolegię wiązkę promieniowania, padającą na przyjęty fantomu (w postaci płyty nieskończonej). Określono średnie wartości wymnenionych parametrów dla warstw nieskończonych o grubości 1 cm.

Wartości liczbowe współczynnika jakości QF dla promieniowania neutronowego obliczane przez Snydera (615r), dla określonych obszarów tego fantomu, są do dziś przyjmowane w dozymetrii (631K), jak również są przyjęte w Polsce (70MP) jako obowiązujące do stosowania w ochronie przed promieniowaniem. Jako podstawę do obliczeń wartości średniej indeksu promieniowaniem. Jako podstawę do obliczeń wartości średniej indeksu promieniowanie, w/g wyrażenia (20), w 1 cm warstwach fantomu, przyjęto wartości współczynnika Jakości QF oraz mocy dawki pochloniętej P i jej składowych Pi z obliczeń Snydera (615r) (631k) dla neutronów o energiach: termicznych, 0,005; 0,02; 0,1; 0,5; 1; 2,5; 5; 10 MeV oraz z obliczeń Zerby (652x) dla neutronów o energiach 100, 200, 300 MeV. Praca Snydera (615r) jest omówiona w appedlixite m 2.

Obliczenia własne średniego indeksu promieriowania dla wymienionych energii neutronów przeprowadzono dla głębokości 0,5 cm w fantomie (od strony padającego promieniowania).

Indeks promieniowania q, dla składowych promieniowania neutronowego o energiach ≤10 MeV obliczono przy założeniu, że jądra odrzutu wodo-





ru i węgla mają rozkład widmowy uwarunkowany symetrią procześw rozproszenia neutronów w układzie środka masi są całkowicie pochłaniane w detektorze w miejscu ich wytworzenia. Stosując wyrażenia (14) i (20) oraz określone doświadczalnie w obecnej pracy w rozdz. 2.3. rys. 3.1. wartości ąj (E) indeksu promieniowania dla protonów (wartości ąj (E) , dla jąder wegla zostały obliczone), obliczono średnie wartości indeksu promieniowania  $\overline{a_m}$  dla neutronów v wyżej podanych energiach.

Na rys. 3.3. naniesiono rezultaty tych obliczeń, w funkcji współczynnika jekcści QF, obliczonego przez Snydera i Zerby (dla tej samej glębokości w fantomie). Na rysunku tym obok punktów obliczeniowych zaznaczono energię neutronów, dla których przeprowadzono obliczenia.

Wyniki obliczeń (rys. 3.3.) wskazują, że indeks promieniowania  $\overline{Y}_{ms}$  wyrażony przez  $\overline{F} \sum_{i} \overline{F}_{ij} = \frac{1}{2}$ , maleje dla tych rodzajów promieniowania dla których współczynnik jakości QF wznasta.

$$\overline{Q} = 11 \left(1 - 0.91 \frac{P}{P_t} \sum_{i=1}^{m} \overline{q}_i - \frac{F_i}{P}\right)$$
(23)

Bląd maksymalny takiej aproksynacji nie przekracza ± 15%. Wartości liczbowe & obliczone w/g zzleżności (23) nazywam <u>indeksem jakości</u>. Indeks jakości, jak to wynika z rys. 3.3 w granicach ± 15%, w całym zakresie promieniowanin neutronowego od energii termicznych, epitermicznych i prędkich o relatywistycznych jest równy liczbow o współczymikowi jakości OF.

Zasadniczą cechą indeksu jakości jest to, że wyraża się przez liniowy związek z "sygnałem" Wm otrzymanym z detektora:

$$\bar{Q} = 11 (1 - 0.91 \frac{Wm}{\eta_{Co} P_t})$$
 (24)

zapewnia to bowiem addytywność składowych indeksów jakości dowolnej mieszaniny widmowej promieniowania.

Wyrażenie (23) dla monoenergetycznej cząstki naładowanej typu "i" tracącej w detektorze zaniedbywalną część swej początkowej energił kinetycznej E (przy zaniedbaniu reakcji jądrowych), przybierze postać:

$$Q_{ir} = 11(1 - 0.91 q_{ir} (E))$$
 (25)

gdzie: q<sub>ir</sub> (E) - zgodnie z definicją tego parametru jest róźniczkową postacią indeksu promieniowania i jak wskazana w rozdz. 3,3 wyrażenie (18) jest równy:

$$q_{ir}(E) = \frac{1}{\eta_{Co}} \left(\frac{dS}{dE}\right)_{i}$$

 $Q_{\rm ri}$ - jest różniczkową postacią indeksu jakości i jest liniową funkcją różniczkowej wydajności fluorescencji (d5/dE), dla cząstki typu i. Jak wskazywano na str.37 różniczkowa wydajność fluorescencji jest wprost proporcjonalna do fluorescencji właściwej (d5/dx), detektora dla cząstki tego typu oraz odwrotne proporcjonalne do (dE/dx), tej cząstki w detektorze. Do wyznaczenia przebiegu Q<sub>ri</sub> dla różnych cząstek niezbedna jest znajomóść przebiegu fluorescencji właściwej (d5/dx) i strat energii tej cząstki nie dehosted croji (dE/dx) i w materiale letektora.

Na podstawie wyników własnych i danych literaturowych analizowanych w rozdziałe 2.4 określono przebieg fluorescencji właściwej bada nego dcetkora. Wyniki te posłużyły do wyznaczenia przebiegu Q<sub>ri</sub> w/g wyrażenia (25) w funkcji dE/g dx - rys. 3.4, oraz do porównania tego przebiegu z przedziałami wartości współczynnika jakości QF zalecanych przeż JCRP (64(CRP).



Rys. 3.4. Wykresy róźniczkowego indeksu jakości Q<sub>ir</sub> w funkcji dE k dx dla elektronów (e<sup>-</sup>), protonów odrzutu (p), cząstek α (α) i jąder <sup>#</sup>C.

> Linie przerywane przebieg prawodopodobny n – punkt pomiaru w/g Badhwarra (67Br) dla jąder ½C

Krzyże – przedziały wartości współczynnika jakości QF w funkcji dE/o dx (63RBE) (67NCRP)

# 3.5. Koncepcja pomiaru indeksu jakości Q i równoważnika dawki promieniowania mieszanego

W wyrażeniu (21) Wm/P<sub>1</sub> określa stosunek energii świetlnej wypromieniowanej przez scyntylator w jednostec czasu do mocy dawki w 'nim pochlonietej, (przy założeniu, że scyntylator jest równoważny tkance standartowej). Jak wynika z równania str 45 aby określić indeks jakości  $\overline{Q}$  należy określić stosunek Wm/P<sub>1</sub>. Do określnei tego stosunku leżącego u podstaw koncepcji pomiaru indelsu jakości, należy użyć, oprócz detektora scyntylacyjnego (Wm), detektor przy pomocy którego można by określić moc dawty P<sub>1</sub> pochloniętej w materiałe tkanki standartowej. Jedynym detektorem, przy pomocy którego można tego dokonać jest komora jonizecyjna wykonana z materiału o tym samym składzie atomowym co tkanka standartowa.

Moc dawki pochloniętej P<sub>t</sub>, zgodnie z zasadą Bragga-Gray'a, (56He) wyrazić można przez prąd nasycenia komory jonizacyjnej:

$$P_t = a \cdot I_k$$
 (26)

ødzie:

Ik - prąd komory jonizacyjnej, a - wsp. proporcjenalności.

Energia Wm, wypromieniowana przez scyntylator w jednostce czasu pod postacią fotonów fluorescencji, jest przetwarzena w fotopowielaczu olektronowym na prad elektronowy. W zakresie liniowym pracy fotopowielacza:

gdzie:

c - wsp. proporcjonalności,
 J. - prad średni na wyjściu fotopowielacza.

Wracając do równania (24), korzystając z zależności (26) i (27), zamiast Wm/Pt, można wstawić c If/ a Ik i doprowadzić je do postaci:

$$\overline{Q} = 11 (1 - 0.91 \frac{c I_f}{a_{1C0}^{2} \overline{L_{0}}})$$
(28)

oznaczając  $\frac{C}{\eta_{cl} a} = \frac{1}{\kappa}$ , wyrażenie (28) ostatecznie będzie miało postać:

 $\overline{Q} = 11 (1 - 0.91 \frac{l_f}{K I_c})$ (29)

Dla promieniowania gamma <sup>60</sup>Co stosunek I<sub>f</sub>/K I<sub>f</sub> = 1.

Równanie (29) wskazuje, że przez pomiar prądu nasycenia komory jonizacyjnej Ik i licznika scyntylacyjnego I<sub>f</sub> można wyznaczyć wartość średnia indeksu jakości promieniowania mieszanego o nieznanym składzie i widmie.

Wyrażenie (29) stało się podstawą, na którcj w obecnej pracy oparto koncepcje pomiaru indeksu jakości Q promieniowania mieszanego.

Jeżeli obie strony równania (24) pomnoży się przez Pt (moc dawki pochlonietej) to przybierze ono postać następująca:

$$\vec{Q} P_t = 11 (P_t - \frac{0.91}{Co} Wm)$$

Ponieważ Q P, = DE - jest równoważnikiem dawki w jednostce czasu (moc równoważnika dawki) czyli:

$$\vec{DE} = 11 (P_t - \frac{0.91}{\gamma_{Co}} Wm)$$
 (30)

Korzystając z zależności (26) i (27) wyrażenie (30) można doprowadzić do postaci:

$$\dot{DE} = 11 \epsilon \left( I_k = 0, 91 \frac{I_f}{K} \right)$$
 (31)

Moc równoważnika dawki może być określona bezpośrednio, jeżeli zrealizujemy układ pomiarowy, w którym wyrażenie ujęte w nawiasie zostanie spelnione. Do realizacji pomiaru mocy równowaźnika dawki DE opartogo o tę koncepcję, w publikacji (69Pal) zaproponowalem układ realizujący wrażenie (31).

Zaproponowana przez autora rozprawy, koncepcja doświadczalnego określenia wspólczynnika jakości oraz równoważnika dawki promieniowania mieszanago, w oparciu o organiczny detektor scyntylacyjny, jest nowym rozwiązaniem tego problemu, otwierającym nowe możliwości baławcze nad określeniem parametrów radiologicznych (wspólczynnika jakości, równoważnika dawki) w mieszanych polach promieniowania jonizujączgo oraz umożliwiającym rozwój aparatury detekcyjnej, stosowanej w dozymotruj promieniowania jonizującego, z uwzględnieniem zróźnicowanej skuteczności biologicznej różnych rodzajów promieniowania na organizm lodzki.

#### Rozdział 4

## DOŚWIADCZALNE OKREŚLENIE INDEKSU JAKOŚCI Q I RÓWNOWAŻ-NIKA DAWKI DE W WIĄZKACH MONOENERGETYCZNYCH CZĄSTEK.

#### 4.1. Uwagi wsiępne

Doświadczenia własne, opisane w tej części pracy, dostarczają pełną eksperymenialną charakterystykę, zaproponowanej koncepcji pomlaru indeksu jakości Q oraz równoważnika cawki.

Doświadczenia przeprowadzono używając różkarednych źródeł promioniewania, począwszy od cząstek wysokich energii poprzaz neutrony prędkie, do neutronów termiczaych. Warunki "geometryczne" doświad czeń były zbliżone do tych, jakie przyjmowali autorzy opracowań teoretycznych Snyder i inni (G1Sr), a to celem połównania wyników doświadczeń z danymi teoretycznymi rozkładów glębinowych współczynnika jakości QF.

Realizację koncepcji pomiaru indeksu jakości Qi równoważnika dawki wysuniętų w poprzednim rozdziale przez, rozwiązano w ten sposób, że oprócz detektora scyntyłacyjnąg z materiału równoważnego tkance. Zgodnie z zasada Bragga-Gray'a (561e) oraz późniejszymi pracami Fano (54Fo komora jonizacyjna ze ściankami i napelnieniem gazowym, o składzie atomowym "tkanki standartowej", jest detektorem, w którym prąd jonizacyjny (przy pełnym zbieraniu jonów) jest proporcjonalny do energii traconej (na jednostke masy i czasu) w gazie to totaczającym gaz materiałe.

Detektor scyntylacyjny wraz z komorą jonizacyjną stanowią układ detekcyjny stosowany w doświadczeniu. Wzajemne położenie obu tych detektorów zostało tak dobrane, by ich środki geometryczne pokrywały się. Zapewnia to konstrukcja opisana poniżej.

#### 4.2. Opis elementów konstrukcji układu detekcyjnego

Układ detekcyjny, którego przekrój (schemat) widoczniony jest na rys. 4.1, składa się z komory jonizacyjnej oraz detektora scyntylacyjnego typu NE 102A, połączonego światłowodem z fotopowielaczem EMI 9524 S. Elektrody komory jonizacyjnej, wykonane są z, przewodzącego prąd elektryczny, materiału o składzie (w % masowych) 10% H, 86,5% C, 3,5% N. Jest to mieszanina polietylenu (Cpł<sub>4</sub>) n, sadzy acetylenowej (C) i mełaminy (Cgłł<sub>6</sub>O) w odpowiednich proporcjach. Materiał ten jest wszorwany na podobnych przewodzących materiałach, opisanych po raz pierwszy przez Rossi (56R1) i nieco później przez Słonka (585a). W porównaniu do składu atomowego "tkniki standartowej" (561K), tebela 4.1, materiał, stosowany do konstrukcji komór jonizacyjnych, nie zawiera tlenu. Przy pomiarze dawki pochlonietje i w "kance standartowef" forku wnosi dla



Rys. 4.1. Uproszczony przekrój układu detekcyjnego, stosowanego w doświadczeniu 1,2 – elektrody komory jonizacyjnej, wykonane z materiału równoważnego tkance, 3 – detektor scyntylacyjny NE102A, 4 – światłowód, 5 – fotopowielacz EMI95 245.

neutronów jedynie kilku procentowy błąd (61NCRP). Komora jonizacyjna stosowana w doświadczeniu ma kształt cylindryczny o ściankach grubości 3 mm, średnicy wewnętrznej 40 mm i długości 140 mm. Gaz wypełniający komorę jest "równowaźny tkance" i jest mieszaniną metanu (Cll<sub>4</sub>), dwultenku węgla (CO<sub>2</sub>) oraz azotu (N<sub>2</sub>) w proporcji ciśmień cząstkowych od powiednio 6ć,4%, 32,5%, 3,1%. Gaz wypełnia komorę jonizacyjną ped ciśmieniem normalnym.

Skład atomowy scyntylatora NE102A jest zbliżony do składu komory jonizacyjnej (67Ce) i zawiera 8,7% H i 91,3% C.

W tabeli 4.1. zestawione składy atomowe układu detektorów i porównano je ze składem atomowym tkanki standartowej oraz z materiałem uzyskanym przez Rossie go i wsp. (55611).

Detektor scyntylacyjny, o średnicy 8 mm i wysokości 80 mm, umieszczony jest w centralnej elektrodzie komory jonizacyjnej.

Taka konstrukcja układu detekcyjnego została narzucona potrzebą uzyskania możliwie najwyższej czułości, przy jednocześnie melych (w przekroju równoległym do kierunku wiązki promieniewania jonizującego) rozmiarach detektora. Układ detekcyjny umieszczony w fantomie był zdalnie przemieszczany wzdłuż osi wiązki.

Tabela 4.1.

Detektor (materiał)	Zaw	artość I	% (masow H, C, O,	Bibliografia	
	н	С	0	N	
Komora jonizacyjna	10	86,5	-	3,5	Rozpr. dokt. rozdz.4.2.
niękka standartowa miękka	10,2	12,3	72,9	. 3,5	(56Hk)
Komora jonizacyjna	10,2	86,4	-	3,5	(56Fil)
Scyntylator NE102A	8,7	91,3	ślady	ślady	(67Ce)
Ciecz fantomowa	10	14,5	- 72,0	3,5	(56Ri2)

Składy atomowe materiałów użytych w doświadczeniach

Fantom wykonany był w póśtaci 3 kuwet o wymiarach  $30 \times 30 \times 100 \text{ cm}^3$  każda, którz zestawiono razem tworząc prostopadłościan o wymiarach  $30 \times 90 \times 100 \text{ cm}^3$ . Scianki fantomu wykonano z polimetakrylanu metylu o grubości 10 mm. Wypelnienie fantomu stanowiła ciecz "równoważna tkance" w postaci mieszaniny gliceryny, wody, sacharozy i mocznika w odpowiednich proporcjach (66Ri2). Zdjęcie fantomu wraz z zawieszonym ukladem detekcyjnym przedstawiono na rys. /.2.

## 4.3. Zestaw pomiarowy i sposób prowadzenia doświadczenia

Sygnały z układu datekcyjnego tzn. prąd komory jonizacyjnej i licznika scyntylacyjnego były mierzone elektrometrem z kondensatorem dynamicznym, typu "Ekco", jednocześnie wskazania obu tych przyrządów były rejestrowane na taśmie rejestratora kompensacyjnego. Oprócz obu sygnałów z układu detekcyjnego na rejestratorze zapisywano wskazami amonitora wiązki. Monitorem wiązki w przypadku pomiarów neutronowych był "licznik długi" wykonany wg konstrukcji Mc Kibena (60 An).

Schemat blokowy aparatury pomiarowej przedstawia rys. 4.3. Dla każdego położenia układu detekcyjnego w fantomie prowadzono zapis prądu komory jonizacyjnej I<sub>k</sub>, prądu licznika scyutylacyjnego I<sub>r</sub> i wskazań monitora M, na wielokanałowym rejestratorze. Wskazania komory jonizacyjnej i licznika scyntylacyjnego, normalizowano na ustaloną wartość wskazań monitora M, przez co uniknięto wpływu niestabilności natężenia wiązki cząstek na wyniki pomiarów. Każdy nowy cykl pomiarów I<sub>k</sub>, I<sub>r</sub> w fantomie był rozpoczynany



Rys. 4.2. Widok fantomu "prostopadłościennego" z zawieszonym układem detekcyjnym





od pomiarów źródłem promieniowania gamma <sup>60</sup>Co, celem sprawdzenia stabilności aparatury oraz określenia wartości współczynnika normal: zacil K.

Jakość promieniowania Q określono z wyrażenia (29)

$$\bar{Q} = 11 (1 - 0.91 \frac{l_f}{K l_k})$$

Moc równoważnika dawki DE zgodnie z wyrażeniem (30) str.47 określono jako:

$$DE = a \cdot l_k \cdot \overline{Q}$$

Moc dawki pochłoniętej P<sub>t</sub> określono z wyrażenia:

$$P_t = a \cdot I_k$$



Rys. 4.4. Wykres indeksu jakości  $\overline{\mathbb{Q}}$  dla promieniowania gamma  $^{60}$ Co (1,17; 1,33 MeV), dla dwu serii pomiarów, odległych od siebie w czasie, w funkcji głębekości położenia układu detekcvinego w fantomie.

I seria pomiarów
 II seria pomiarów

gdzie: a - czułość komory jonizacyjnej,

- Ik prad komory jonizacyjnej,
- prąd licznika scyntylacyjnego, I,
- wsp. normalizacji dobierany tak, by dla promieniowania gamma <sup>60</sup>Co zachodził związek l<sub>f</sub>/K l<sub>k</sub> = 1.

4.3.1. Kalibracja układu, Pomiar indeksu jakości 🖗 dla promieniowania gamma 60Co

Pomiar indeksu jakości Q dla promieniowania gamma źródła <sup>60</sup>Co. dla którego normalizowano wskazania If i Ik, dostarcza przede wszystkim informacji o stabilności aparatury. Wpływ niestabilności aparatury pomiarowej (głównie zasilacza wysokiego napięcia zasilającego licznik scyntylacyjny) odzwierciedla się bowiem najsilnicej dla  $\overline{Q} = \frac{1}{Q} \sqrt{\frac{Q}{Q}} \sqrt{\frac{Q}{Q}}$ tym większy im stosunek I<sub>f</sub>/K I<sub>k</sub> jest bliższy jedności). Na rys. 4.4. przedstawiono dwie niezależne serie pomiarów  $\overline{Q}$  dla promieniowania gamma 60Cc celem zilustrowania tego zagadnienia.

Plerwsza serie pomiarów rozkładu indeksu jakości  $\overline{\mathbb{Q}}$  dla promieniowania gamma  $^{60}$ Ce została wykonana, po okresie ok. 2 godzin od włączcnia aparatury i wykazuje mały rozrzut wyników.

Druga seria, wykonana zaraz po włączeniu sparatury, wykazuje bardzo duży rozrzut wyników pomiaru, mimo małych błędów wynikających ze statystyki pomiarów I.j. i I.

W dalszej części doświadczeń, zwracano szczególną uwagę na stabilność pracy aparatury pomiarowej, kontrolując przed każdym pomiarem wartości Q dla promieniowania 600.00.

Ponieważ normalizację stosunku I<sub>4</sub>/K I<sub>2</sub> do jedności, wykonywano dla czolowego polożenia układu dotekcyjnego w fantomie (od strony padającej wjazki), wymiki określenia indeksu jakości Q dla promieniowania gamma 60°Co w funkcji głębokości polożenie układu detekcyjnego w fantomie, są dowodem strości Q = 1 dla promieniowania gamma w dużym zakresie energiti (poniżej 1,33 MeV), ponieważ ze wzrostem odległości układu detekcyjnego od czoła fantomu, rośnie udział (w dawce) promieniowania rozproszonego, którego widmo energii rozciąga się od energii padających fotonów do energii niskich z wyrażnie zarysowanym maksimum dla energii około 80 keV (56R1).

4.4. Doświadczenia w polu promieniowania protonów o energii 200 MrV

#### 4.4.1. Opis doświadczenia

Pomiary w wiązce protonów 200 MeV przeprowadzono w ZIBJ w Dubnej, przy wykorzystaniu wiązki protonów z synchrocyklotronu (68Pa). Schemat dóświadczenia ilustruję rys. 4.5. Tor wiązki protonów był następujący: protony o energii 660 MeV wyprowadzone z synchrocyklotronu trafiały w blok polietylenowy, w którym zredukowano ich energię do 196 1 10 MeV. Dalej tor protonów był zmieniany magnesem odchylającym w kierunku kolimatora tak, by po jego przejściu protony trafiły w fantom. Fantom w kształcie prostopadłościanu wraz z układem detekcyjnym był ustawiony prostopadłe (największą plaszczyzną) w stosunku do wiązki tak, by jej oś przechodzila przez środek symetrii fantomu.

Natężenie wiązki monitorowano komorą jonizacyjną (wykorzystując prom. rozproszone od fantomu)

Ponieważ protony padały na fantom wąską wiązką, natomiast wszystkie dotychczasowe, znane z literatury, obliczenia (58%), (647), (647r) (652y) współczymika jakości dla protonów o tej energii wykonano dla wiązki szerokiej, (obejmującej całą część czołową fantomuj doświadczenia przepro-



Rvs. 4.5. Schemat doświadczenia w wiązce protonów o energii 200 MeV

- 1 blok sychrocyklotronu
- 2 tor wiązki protonów
- 3 polietylenowy absorbent
- 4 magnes odchylający
- 5 kolimator
- 6 układ detekcyjny
- 7 fantom
- 8 monitor wiązki

wadzono tak, by z otrzymanych wyników można było, metodą obliczeniową, otrzymać wartość indeksu jakości dla przypadku napromieniowania fantomu wiązką szeroką. W tym celu prądy komory jonizacyjnej I<sub>k</sub> i licznika scyntylacyjnego I<sub>r</sub> mierzono:

1) przesuwając układ detektorów wzdłuż osi X oraz

2) dla X = 5 cm przesuwając układ detektorów wzdłuż osi Y (rys.4.5) Układ biokowy aparatury stosowany w tym doświadczeniu przedstawiono na rys. 4 3, str.53.

#### 4.4.2. Wyniki doświadczenia i dyskusja

Na podstawie wyników pomiaru określono dawkę pochłoniętą D oraz indeks jakości  $\overline{\mathbb{Q}}$  w funkcji glębokości X położenia detektorów w fantomie. Wyniki przedstawiono na rys. 4.6.



Rys. 4.6. Wykres dawki pochloniętej D i indeksu jakości Q w funkcji położenia X detektora w fantomie, dla protonów o energii 196 ±.10 MeV.

Widoczny na tym rysunku, w końcu (X = 20cm) przebiegu protonów o energii 196 MeV spłaszczony "wykres Bragga" jest rezultatem dużego rozrzutu energii protonów (rozmycia), wywołanego przejściem wiązki przez absorbent (59Wi), oraz uśrednieniem wartości wielkości mierzonych w obszarze zajmowanym przez dtektor.

Indeks jakości  $\overline{\mathbb{Q}}$  zmienia się silnie w końcu zasięgu protonów, bowiem wzrasta ich dE/dx oraz rośnie udział (względny) w dawce pochłoniętej czastek wtórnych, głównie neutronów.

Na glębokości X = 5 cm od powierzchni fantomu przeprowadzono pomiary rozkładu  $\overline{\mathbb{Q}}$  i D w płaszczyźnie prostopadłej do osi wiązki rys.4.7. by móc przejść od warunków napromieniowania wiązką wąską do warunków wiązki szerokiej (Po sprawdzeniu, że lim P(Y)  $\rightarrow \mathbb{Q}$ , Y - odległość układu detektorów od osi wiązki protońw). X  $\rightarrow \infty$ 

Wartość  $\widetilde{Q}$  dla szerokiej wiązki protonów obliczono metodą całkowania graficznego, wyników rozkładu  $\widetilde{Q}$  i D uwidocznionych na rys. 4.7. jako:





Oznaczenia:

wyniki pomiaru dawki pochłoniętej
 wyniki pomiaru Q

$$\overline{Q} = \frac{\sum_{r} D(\Delta r) \overline{Q}(\Delta r) \Delta r}{\sum_{r} D(\Delta r) \cdot \Delta r}$$

Wartość liczbową jaką otrzymano  $\overline{Q}=1,55\pm0,25$  – porównano z wynikami obliczeń (58Ny), (64R) (64Tr) (65Zy) (66Nd) oraz z danymi eksperymentalnymi, w tabeli 4.2.

					STREET, STREET	Contraction of the second s
Lp.	Energia /MeV/	Rodzaj fantomu	Wy	miki	Metoda pomiaru	Literatura
			Q	QF	sietoua pointar a	
1	196 ± 10	prostopa- dlościan	1,55 ±0,25	1	obecna praca	(69Pa)
2	209 ± 10	- " -	-	1,4±0,3	"rekombinacyj- na"	(6971)
3	200	płyta nie- skończona		1,50	obliczenia	(64Tr)
4	200	- " -		1,36	- " -	(66Nd)
5	200	- " -	-	1,32	- " -	(65Zy)
6	200	- " -		1,65	- " -	(58Ny) (64R)

## Wyniki doświadczenia dla protonów 200 MeV i porównanie z danymi literaturowymi

Spośród danych doświadczalnych zaczerpniętych z literatury, dotyczących tego problemu (6921), znany jest wynik pomiaru QF = 1,4  $\pm$ 0,3 dla tej energii protonów (dokładnie 209 MeV), wykonywanego przy współudziale autora dysertacji w identycznych jak w obecnym doświadczeniu warunkach, metodą układu detektorów jonizacyjnych z wykorzystaniem zjawiska rekombinacji w gazie (6921). Dane doświadczale uzyskane w doświadczeniu są zgodne w granicach błędu pomiaru z wynikami Zielczyńskiego i wsp. (6924).

Wartości QF otrzymane drogą obliczeń, dla tej samej energii protonów (tablica 4.2) wykazują duży rozrzut wyników. Obliczenia Neary (SSNy), n a którego wynikach opierają się dotychczas zalecane przez ICRP wartości QF (64R) (64/CRP) są uproszczone, gdyż były prowadzone przy założeniu równowagi cząstek wtórnych i pierwotnych w wiazce padającej na fantom oraz uśredniano wartości QF na całkowiu dawkę pochłoniętą w fantomie, co doprowadziło do zawyżenia wartości współczymnika jakości.

Dokladność pozostałych obliczeń wykonanych metodą Monte Carlo zależy, (przy wystarczającej statystyce) od dokladności parametrów charakteryzujących reakcje jądrowe zachodzące pod wpływem protonów (modele oddziaływań, przekroje czynne).

W pierwszym przybliżeniu można przyjąć, że rozrzut wyników obliczeń przeprowadzonych przez różnych autorów jest właśnie rezultatem różnic w przytetych wartościach danych jądrowych. Wynk doświadczalny  $\overline{\mathbb{Q}} = 1,55 \pm 0,25$  jest bliższy obliczeniom Turnera (6 $\Delta$ Tr), aczkolwiek pozostałe rezultaty obliczeń zawierają się w granicach błędu pomiaru. Na wynik pomiaru w indeksu jakości  $\overline{\mathbb{Q}}$ ,oprócz błędźw wynikłych ze statystyki pomiaru, mogły mieć wpływ następujące czynniki:

a) Skończone rozmiary fantomu,

(danc obliczeniowe uzyskane sę dla fantomu "nieskończonego"). Problem wplywu rozmiarów fantomu na rozkład i wartość dawki pochłorietej lył przedmiotem rozwiżań teoretycznych Neufelda i wsp. (65Nd) Z rozważań Neufelda i wsp. (65Nd) wynika, że przy przejściu od fantomu typu "plyty nieskończonej" o grubości 30 cm do fantomu eliptycznego o wysokości 70 cm i rozmiarach (w cm) 10 x 20 duża póloś, różnice w wartościach dawki pochłoniętej i jej rozkładzie glębinowym zawierają się w granicach bledów obliczeń (metodą Monte Carlo).

b) Rozbieżności składu atomowego detektorów i fantomu.

W materiale, z którego wykonane są badane detektory, atomy tlenu są zastąpione atomani wegla. Wpływ tej zamiany na wartość dawki pochloniętoj jest ograniczony tym, że decydujący udział w całkowitej dawce pochloniętej mają protony pierwotne (wiązka) oraz protony wtórne, pochodzące ze zdorzeń niesprężystych z nukleonami jąder atonów wchodzących w skład fantomu, jednakże cząstki ciężkte, powstające w wyniku procesów "parowania" jąder, posiadają niewielką euergię knietyczną i pochlamiane są właściwie w "miejscu ich wytworzenia tak, że wpływ zmiany atomów ulenu na atomy wegla na wartość D niewątpliwie będzie istniał. Liczbowa wartość zmiany indeksu jakości jaki wymieniona zamiana spowoduje, będzie proporcjonalna do stosunku makroskopowych przekrojów czynnych na zderzenia (oszacowanie zgrubne) przekroje czynne jąder wegla i tlenu proporcjonalne do A<sup>78</sup> (A - liczba masowa), zamiana tlenu przez wegiel spowoduje nie większe niż 10% zwiększenie się wartości indeksu jakości Q.

c) "Zanieczyszczenie" wiązki protonowej padającej na fantom neutronami dużych energii - oszacowania tego wpływu nie dokonano.

d) Inna zależność niż przyjmowana w obliczeniach w/w autorów wiążąca G z parametrami promieniowania (dE/dx). Zagadnienie to będzie dokładnie omównow u dyskusji (rozdz. z. 4.8.1).

4.5. Doświadczenia w polu promieniowania neutronów prędkich

#### 4.5.1. Uwagi wstepne

Doświadczenia przeprowadzono przy wykorzystaniu źródeł neutronów, otrzymanych z reakcji jądrowych, wywołanych cząstkami naładowanymi: protonami i deuteronami, uderzającymi w tarcze trytowe (protony i deuterony) i deuterowe (deuterony) (56'r).

Aparatura pomiarowa stosowana w tych doświadczeniach jest opisana w rozdz. 4.2. str.49 Fantom wraz z układem detektorów, ustawiono na "wprost" wiązki, aby zapewnić możliwie małe zmiany natężenia 1 energii neutronów w płaszczyźnie fantomu. Szkie sytuacyjny układu doświadczenia przedstawia rys. 4.8.

Doświadczenia w polu promieniewania neutronów o "energiach 5 MeV 3.3 MeV. 1 MeV przeprowadzono w warunkach, w których należało się liczyć z możliwościa istnienia promieniowania rozproszonego. Pomieszczenie. do którego wyprowadzona była wiązka cząstek naładowanych (przy akceleratorze "LECH"). ma wymiary "szuflady" o wysokości ok. 200 cm. Odległość położenia tarczy od podlogi wynosiła 80 cm. Aby wyeliminować wpływ rozproszeń na wynik pomiaru stosowano metode, polegająca na wykonywaniu dwu serii pomiarów: bez osłony i z osłoną "cieniowa". Przy stosowaniu monitora nateżenia promieniowania neutronów, wyniki pomiaru obydwu serii normalizowano na jednakowe wskazania monitora neutronów (monitorem neutronów był "licznik długi") (60An) i odejmowano. Osłona "cieniowa", której szkic zamieszczono na rys. 4.8., przedstawia sobą ostroslup ścięty o podstawie prostekątnej, wypełniony: parafina o grubości warstwy 50 cm. boroplastem o grubości warstwy 5 cm oraz ołowiem, o grubości warstwy 5 cm. Taka konstrukcja osłony zapewniała, ok. 100krotne osłabienie pierwotnej wiązki peutronowej o energii 5 MeV. całłowitą absorpcję neutronów termicznych, osłabienie promieniowania gamma (2.23 MeV) wynikłego z reakcji H/n.γ /H.

Aby obniżyć poziom promieniowania gamma i X z bloku przyspieszenia stosowano ściankę osłonową z olowiu, otaczając jonowód w pobliżu tarczy,

Wobec niedużej gostości strumienia neutronów padających na fantom oraz dużej niestabilności wiązki, stosowano zapis wyników na taśmie rejestratora przez czas, zapewniający zebranie zadowalającej statystycznej dokiadności (co najmniej 10 wyników każłej wielkości mierzonej, dla każdego położenia układu detektorów w fantomie).

Na rys. 4.9 załączono przykładowy zapis pomiarów.

We wszystkich doświadczeniach w polu neutronów prędkich geometria układu - źródło neutronów - fantom, - nie zapewniała wiązki równoleglej. W związku z tym, przy przejściu od wyników pomiarów w realnym układzie doświadczenia do warunków wiązki równoleglej, mnożono wynik pomiaru przez czymnik "geometryczny"  $4\pi m_{z}^{2}$  gdzie r - odleglość środka układu detektorów od źródła neutronów. Wszystkie wykresy mocy dawki pochloniętej D i mocy równoważnika dawki DE są wykonane z uwzględnie-niem tego czymnik.

#### 4.5.2. Wyniki doświadczenia w polu promieniowania neutronów o energii 14,8 MeV

Neutrony o tej energii uzyskano z reakcji  $\frac{3}{2}$ H (dn)  $\frac{4}{3}$ He przez bombardowanie tarczy trytowej deuteronami o energii 200 keV. Doświadczenia wykonywano w hali akceleratora typu "Greinacher" Zakładu I IBJ w Świerku. Fantom umieszczony był w odległości 100 cm w linii "osi wirzki". Od



Rys. 4.8. Szkic sytuacyjny doświadczenia do głębinowych rozkładów  $\overline{\mathbb{Q}}$ i DE w polu promieniowania neutronów prędkich, wraz ze szkicem oslony " "cieniowej".



Rys. 4.9. Odcinek zapisu wyników pomiaru na taśmie rejestratora,

- Is wskazania prądu licznika scyntylacyjnego
- Ik wskazania komory jonizacvjnej
- M wskazania monitora neutronów





Oznaczenia punktów:

o - fantom o wymiarach 90 x 100 x 10 cm<sup>3</sup> (linia ciągła)

x, D - wyniki obliczeń QF Irwinga (671g) dla neutronów 10 MeV, 18 MeV (odpowiednio) linie przerywane

ległość fantomu od elementów rozpraszających (ściany) była znacznie większa niż odległość od źródła. Wyniki pomiarów (69Pa) nantesiono na rys. 4.10 Jednocześnie na ton rysunek naniesiono wyniki obliczeń współczynnika QF, dla różnych głębokości płyty nieskończonej, wykonane przez Jrwinga (671g) dla neuronów o energiach 10 i 18 MeV. Porównanie wyników doświadczenia z obliczeniami dowodzi dobrej ich zgodności. Celem uzyskania informacji, jaki jest wpływ rozmiarów fantomu na wynik pomiaru Q, wykonano pomiarty rozkładu głębinowego indeksu jakości Q w fantomie cylindrycznym o średnicy 30 cm i wysokości 60 cm.

Wynik tego doświadczenia przedstawiono na rys. 4.10.

Wyniki doświadczeń z dwoma bardzo różniącymi się fantomami wskazują, że przejście od fantomu cylindrycznego o wymiarach φ 30x60 cm do fantomu typu prostopadłościennego nie ma istotnego wpływu na wartość indeksu jakości Ū,



Rys. 4.11. Wykresy mocy dawki pochloniętej D i mocy równoważnika dawki DE (w postaci zredukowanej r<sup>2</sup>D i r<sup>2</sup>DE) w funkcji głębokości położenia układu detektorów w fantomie. Energia neutronów 14.8 MeV.

Oznaczenia:

- - punkty pomiaru DE
- punkty pomiaru Ď
- x punkty obliczeniowe DE wg Irwinga (671g) dla 10 MeV.
- punkty obliczeniowe DE wg Irwinga (67]g) dla 18 MeV
- D punkty obliczeniowe DE wg Irwinga (67Ig) dla 14,8 MeV interpolowane liniowo z danych dla 10 i 18 heV.

Nieco wyższy wynik indeksu  $\overline{\mathbb{Q}}$  dla fantomu cylindrycznego, może świadczyć o nieco mniejszym użstałe promieniowania gamma (z reakcji (n, $\gamma$ ) na wo-dorze) w całkowitej dawce pochioniętej. Niewielkie zmiany indeksu  $\overline{\mathbb{Q}}$  w funkcji głębołości fantomu wynikają z faktu dużej długości relaksacji (15 cm) neutronów o tej energii w fantomie. W rezultacie tego, w każdym punkcie fantomu decydujący wkład w dawke pochloniętą wnoszą neutronów w by doświadczalnie współczynnuk jakości promieniowania QF dla neutronów o tej energii. Na rys. 4.11 przedstawiono wynik przeprowadzonych pomiarów mocz dawki pochloniętą  $^{12}$ Di neocy równoważnika dawki r²DE w funkcji głębokości

položenia układu detektorów w fantomie. položenia układu detektorów w fantomie. Wyniki jomiarów rozkładu głębinowego r DE porównano z obliczeniami Irwinga (671g). Irwing (671g) dokonał obliczeń rozkładu głębinowego równoważnika dawki dla neutronów o energiech 10 i 18 MeV. (Wyniki jego obliczeń nariesiono na wykres rys. 4.11.).

# 4.5.3. Wyniki doświadczenia w polu promieniowania neutronów o energii 5 MeV.

Przez bombardowanie deuteronami o energii 1850 keV tarczy deuterowej (grubości tarczy była równoważna stracie przez duteron 50 keV energii) uzyskano neutrony o energii 5 MeV jako rezultat reakcji <sup>2</sup>μ[Λα, η [<sup>3</sup>g]e. Doświadczenie przeprowadzono na akceleratorze typu Van de Graffa

Doświatczenie przeprowadzowa na adchewie w 14,8 MeV z tym, że "LECH" w takim samy układzie jak dla neutronów 14,8 MeV z tym, że stosowano fantom 1 segmentowy o wymiarach 100 x 30 x 30 cm<sup>3</sup>. Uzyskane z doświatczenia wynkti pomiarów posiużyły do obliczenia indeku jakości Q, równowaźnika dawki DE mocy dawki D dla róźnych głębokości fantomu. Wyniki te, wraz z danymi Snydera (6157) ilustruje rys. 4,12 i rys. 4,13 Porównanie indeksu jakości Q ze współczynnikiem jakości QF, na całej głębokości fantomu, dowodzi dobrej zgodności eksperymentu z obliczeniami Snydera.

nn orguera. Również kształty przebiegu mocy dawki pochloniętej i mocy równoważnika dawki w funkcji głębokości fantomu, doświadczalne i teoretyczne są bardzo zbliżone. Różnica w przebiegu Q i QF dla początkowych polożeń detektorów w fantomie wynosząca +8% leży w granicach przewidywanego blędu metudy (rozdz. 3.4. rys. 3.3)

4.5.4. Wyniki doświadczeń w polu promieniowania neutronów o energii 3.3 MeV

Neutrony o energii 3.3 MeV uzyskano z bombardowania grubej tarczy deuterowej deuteronami o energii ∼300 KeV.





Oznaczenia:

• - punkty pomiarowe Q

Δ - punkty obliczeniowe QF w/g Snydera (61Sr)

Fantom jednosegmentowy w układzie takim jak w doświadczeniu poprzednim ustawiono na wprost tarczy w odległości 100 cm.

Rozrzut energii neutronów w plaszczyźnie fantomu, przy tej energii, deutronów (300 keV) był do zaniedbania.

Wyatki pomiarów Q, równoważnika mocy dawki DE, mocy dawki pochloniętej D, przedstawiono wraz z danymi teoretycznymi na rys. 4.14 i rys. 4.15. Dane teoretyczne dla neutronów o energii 3,3 MeV olbiczono metodą interpolacji liniowej z danych Snydera (G1Sr) dla neutronów o energiach 7,5 MeV i 5 MeV. Porównonie przebiegów, dóświadczalnego i teoretycznego, mocy dawki pochloniętej i mocy równoważnika dawki, wykazuje dobrą ich zeodność.

Doświadczalne wyniki przebiegu indeksu jakości w funkcji głębokości w fantomie wykazują niewielkie, bo około +1.2% odchylenia, od teoretycznego przebiegu współczynnika jakości, dla początkowego i końcowego poločenia droktorów w fantomie.



Rys. 4.13. Wykresy mocy dawki pochłoniętej r<sup>2</sup>D i mocy równoważnika dawki r<sup>2</sup>DE w funkcji glębokości położenia układu detekcyjnego w fantomie. Energia neutronów 5 MeV.

Oznaczenia:

- punkty pomiarowe
- Δ punkty obliczeniowe w/g Snydera (61Sr), moc dawki pochłoniętej
- ∇ punkty obliczeniowe w/g Snydera (61Sr), moc równoważnika dawki.




Oznaczenia:

- punkty pomiarowe
- Δ punkty obliczeniowe w/g Snydera (61Sr)

Takie odchylenie wyników mieści się w granicach przewidywanego blędu metody (rys. 3.3, str. 44).

Wzrost indeksu jakości  $\tilde{Q}$  na glębokości bliskiej ściany tylnej fantomu może być rezultatem "icieczki" fotonów gamma, powstałych z reakcji  $\frac{1}{11} (n, \gamma)$ <sup>2</sup>[1] i niezupelnego odejmowania wpływu rozproszonego promieniowania.





- punkty pomiarowe
- Δ punkty obliczeniowe D wg danych Snydera (61Sr)

- punkty obliczeniowe DE wg danych Snydera (61Sr)

4.5.5. Wyniki doświadczeń w polu promieniowania neutronów o energii 1 MeV.

Neutrony o energii 1 MeV otrzymano z reakcji endotermicznej <sup>3</sup>/<sub>4</sub>H (p,n) 3lle przez bombardowanie protonami o energii 1850 keV cienkiej (30 keV) tarczy trytowej.



Rys. 4.16. Wykresy indeksu jakości Q, współczynnika jakości QF, w funkcji głębokości położenia układu detekcyjnego w fantomie.

Energia neutronów 1 MeV.

Oznaczenia:

- p. pomiarowe
- △ p. obliczeniowe QF w/g Snydera (61Sr)

Fantom ustawiono na "wprost" wiązki w odległości 90 cm. Doświadczenie przeprowadzono na akceleratorze "LECH". Uzyskane gęstości strumieni neutronów w plaszczyźnie czolowej były tak male, że zdjęto jedynie rozkład Q dla początkowych położeń układu detektorów w fantomie. Wynik przedstawiono na rys. 4. 16. Rozrzut nenergii neutronów w plaszczyźnie fantomu wynosił w/g (56Fr) 1,0 ± 0,100 MeV. Istotnym problemem w tym pomiarze był udział promieniowania gamna z reakcji tym (p, q) w materiałach konstrukcyjnych jonowodu (Aluminium). Według Babiczewa i wsp. (691bv) należy się spodziewać, że udział ten wynosi rzędu 10<sup>-7</sup> + 10<sup>-6</sup> fotom/ proten, natomiast wg prostego przeliczenia, biorąc całkowity przekrój czyrny reakcji  ${}^{3}H$  (p.n)  ${}^{3}He \sim 0.3 \text{mb}$ ) neutronowa wydajność reakcji dla użytej grubości tarczy wyniesie 10 ${}^{-6}\text{h/p}$ . Można się więc już realnie liczyć z tym, że pomiar jest zniekształcery. Wykryto również, że w wiązce cząstke przyspieszony, ch (protonów), znajduje się duży procent deuteronów, które na jonowcdzie przed magnesem odchylającym, wywołują reakcje typu  ${}^{2}H(d, n) {}^{3}H_{e}$ , dając neutrony o energii  $\sim 3 \text{ Me}^{2}$ .

Z togo też względu wynik uzyskany w doświadczeniu należy traktować jako "wstępny". Pomiar Q dla tej energii neutronów wymaga specjalnego potraktowania doświadczalnego. Nie mniej w wyniku doświadczenia uzyskano najwiejskaz dotychczasowych doświadczeń wartość indeksu jakości.

Wartość indeksu jekości na glębokości 5 cm w fantomie jest mniejsza o 22% od wartości współczynnika jakości QF obliczonego przez Snydera dla tej giębokości fantomu i jest rezultatem zwiększonego udział promieniowania gomma, z reakcji (p, g) na elementach jenowodu, w całkowitej dowce pochłonietej.

4.6. Doświadczenia w polu promieniowania neutronów termicznych

#### 4.6.1. Uwagi wstępne

W otoczeniu reaktorów jądrowych i osłonictych źródel neutronowych występuje z reguły skomplikowane widmo promieniewania mieszanego, a w nim neutrony o energiach termicznych, jako rezultat spowolnienia neutronów prędkici w moderatorze i osłonach. Procentowy udział neutronów termicznych w całkowitym równoważniku dawku występującego promieniowania mieszanego może być bardzo różny, w zależności cd rodzaju moderatora i osłon, lecz zawsze musi być brany pod uwagę.

Opisane dalej doświadczenia, w których określałem indeks jakości w połu promieniowania neutronów termicznych miały dostarczyć danych (głębinowy rozkład indeksu jakości tip.) cherakteryzujących przydatność proponowanej metody pomiaru w zastosowaniu do pół promieniowania, w których takie neutrony występują. W zasadzie doświadczenie należaloby przeprowadzić w połu promieniowania zawierającym tylko neutrony o energii termicznej, o widmie określonym rozkładem Maxwella. Ponieważ jednak "czystych" źródel neutronów termicznych im em, zatem wybrano reaktor z moderatorzm i reflektorem grafitowym, jako źródło będące do dyspozycji i zapewniające największą względną gęstość strumienia neutronów termicznych w łączym promieniowaniu.

Przewidywana "odpowiedź" zastosowanego układu detekcyjnego w polu neutronów termicznych, mimo że detektor scyntylacyjny nie zaziera azotu, stanowiącego składnik tkanki standartowej, jest, jak to widać z rys. 3.3, poprawna w porównaniu z żądaną. Dzieje się tak dlatego, że udział cząstek naladowanych pochodzących z reakcji 14N(n, p) 16 w dawce pochloniętej w scyntylatorze jest równy zeru (brak azotu) co wg. równań (22), (22) odpowiada indeksowi jakości  $\overline{0} = 11$ .



Rys. 4.17. Szkic geometrii doświadczenia (z zachowaniem proporcji wymiarów) w polu promieniowania neutronów termicznych. 1 - Rdzeń reaktora, 2 - Reflektor grafitowy, 3 - Osłona betonowa, 4 - Osłona z boroplastu, 5 - Osłona olowiana, 6 - Fantom 100 x 30 x 30 cm, 7 - Badany układ detektorów do pomiaru indeksu jakości Q i mocy równoważnika dawki bE.

Obliczona (63Cn) (68Bt) wartość współczynnika jakości QF dla produktów reakcji 1<sup>4</sup>N (n, p) 1<sup>4</sup>C (z energii w reakcji - 620 KeV, proton unosi 580 keV, jadro odrzutu 1<sup>4</sup>C unosi 40 KeV) wynosi 11.

Natomiast, gdyby scyntylator zawierał azot w takiej ilości jaką zawie-Natomiast, gdyby scyntylator zawierał azot w takiej ilości jaką zawiera tkanka standartowa (3,5%), udział produktów reakcji  $t^{4}N$  (n,p) 14C w energii pochłoniętej scyntylatorze byłby ważony indeksem promieniowania  $q_{\rm I} = 0.09$  (rys. 3.1 str. 4.1), wówczas indeks jakości Q w/g równamia (23) osiągnąłby wartość Q = 10. Widać więc, że brak azotu w scyntylatorze jest nawet korzystniejszy niż jego cewrutalna zawartość, osiąga się bowiem wartość indeksu Q = 11, identyczną z wartością współczynnika jakośći QF.

# 4.6.2. Opis doświadczenia i wyniki pomiarów

Reaktor "Anna" mocy zerowej wodno-grafitowy z reflektorem grafitowym pozwala na uzyskanie ztermalizowanych neutronów. Szkic usytuowania doświadczenia przedstawia rys. 4.17. Fantem o wymiarach 100×30×30 cm<sup>3</sup>, z umieszczonym w nim układem detektorów, ustawiono w połu promieniowania pomiędzy reflektorem grafitowym a osłoną betonową reaktora. Zródło neutronów, jakie w ten sposób uzyskano, mało kształt płaski znacznie przekraczający wymiary fantomu. Jednorodność pola promieniowania neutronów w obszarze fantomu wynosiła + 15%. Odległość fintomu od reflektora wynosiła 30 cm.

Pomiędzy reflektorem a fantomem ustawiono osłonę z olowiu by zmniejszyć natężenie promieniowania gamma, pochodzącego głównie z reakcji wychwytu raduacyjnego neutronów na jądrach wegla i natychmiastowego promieriowania gamma, powstającego przy rozszczepieniu <sup>233</sup>U w strofie aktywnei reaktora.

Ponieważ w energetycznym włdzie neutronów, oprócz neutronów o energii termicznej, są neutrony o energiach epitermiczneh (widmo spowolnenia) i neutrony prędkie, erez z powodu dużego natężenia promieniowania gamma, każdy cykł pomiarowy był wykonywany dwukrotale i zz bez osłoni drugi raz z osłoną z boropłastu (ryz, 4.17). Różnica wskazań z dwu w/w pomiarów (w każdym położeniu układu detekcyjnego w fantomie) nermalizowanych na jednakową moc reaktora, jest spowodowana przez neutrony termiczne. Dla każdego położenia detektorów w fantomie otreślone indeks jakości CZ, (w/g wyrażenia (22), catkowitą dawkę pochłoniętą - D<sub>4</sub>(mierzoną kemorą jenizacyjną wchodzącą w skład układu detekcyjnego), dawkę pochłoniętą od prom. gaman-Dą oraz dawkę pochłoniętą od protonów i jąder <sup>12</sup>Cz reakcji <sup>14</sup>N(n.p) <sup>12</sup>C - D<sub>p</sub>. Wobec braku azotu w scyntyłatorze, prąd licznika scyntyłacyjnego jest proporcjonalny tylko do składowej prom. gama czyłł do D*q*. Dawka pochłoniętą pochodząca z reakcji <sup>14</sup>N(np) <sup>14</sup>C, była obliczana następujące: Dp = D<sub>T</sub> - D<sub>T</sub>.

Wyniki pomiarów (68Pa1) naniesiono na wykres rys. 4.18 i rys. 4.19 wraz z danymi obliczeń Snydera (6157). W tabeli 4.3. zestawiono wyniki pomiarów indeksu jakości Q oraz przytoczono dane literaturowe dotyczące obliczeń współczyniki jakości dla neutronów termicznych.

Porównanie wyników doświadczeń przeprowadzenych w polu promieniowania reaktora "Anna" z danymi literaturowymi, prowadzi do następujących wniosków:

- Głębinowe rozkłady dawek pochłoniętych D<sub>T</sub>, D<sub>T</sub> dla głębokości 5cm położenia detektorów w fantomie są w granicach błędu identyczne z danymi obliczeń. Snydera (6157).
- Względny udział dawki pochłoniętej w wyniku reakcji <sup>14</sup>N(n, p) <sup>14</sup>C jest większy niż w obliczeniach Snydera, czy też innych autorów (tabl. 4.3).
- Na głębokości 5 cm wartość indeksu jakości Q jest o 80% większa od wyniku otrzymanego z obliczeń Snydera (61Sr).

Wyniki tych pomiarów były przedmiotem gruntownej analizy, z której wnioski przedstawiono poniżej. Większy procentowy udział dawki pochloniętej od produktów reakcji <sup>14</sup>N(n,p)<sup>14</sup>C mógł być wynikiem:

- a) wiekszej zawartości azotu w ściankach komory jonizacyjnej
- b) wiekszej zawartości azotu w gazie komory jonizacyjnej
- c) zanieczyszczeń materiału równoważnego tkance: borem, uranem.



Rys. 4.18. Wykresy dawki pochłoniętej w funkcji głębokości położenia układu detektorów w fantomie.

D - dawka pochłonięta jako wynik reakcji <sup>4</sup>H/n, γ / <sup>2</sup>H + 2,22 MeV w fantomie

$$D_T = Dp + D\gamma$$

△ - punkty obliczeniowe D<sub>T</sub> i Dp w/g Snydera (61Sr)

Tabela 4.3.

Wyniki doświadczenia dla neutronów termiczaych i porównanie z danymi literaturowymi

$\frac{Dp}{D\gamma}$	ю,	QF	Rodzaj fantomu doś	wiadczenie bliczenie	literatura
0,32 0,36 0,44 0,3	4,5±04	3,2 nie obl. nie obl.	płyta nieskończ. ol " fantom 100x30x30a <sup>3</sup> pa " eliptyczny m ja	bliczenie " omiar bezp. netoda pośr. ktywacyjno- bliczeniowa)	(61Sr) (59Kn) obecuapraca (67Kn)
0,32		3,6	"	"	(68Bt)



Rys. 4.19. Wykresy przebiegu indeksu jakości Q, współczynnika jakości QF dla neutronów termicznych, w funkcji glębokości polożenia układu detektorów w fantomie.

- punkty pomiarowe
- Δ punkty obliczeniowe QF w/g Snydera (61Sr)

Wpływ a) oceniono przez analizę elementarną zawartości azotu w materiale komory jonizacyjnej. Stwierdzono, że marcriał komory jonizacyjnej, zawierz 2% azotu. (zawart. wyjściowa N~3,5%. Wpływ b) bł oceniony analitycznie przez autora (68Pa2). Wynik tych obliczeń wskazywał, że dla kewory jonizacyjnej o rozmiarach przestrzeni gazowej równych zasągowi protonów o energii 580 keV, protony "pochodzęce" ze ścianek komory wnoszą tylko 10% udział w jonizacji całkowitej.

Oszacowanie wpływu c) oraz potwierdzanie słuszności wniosków z obliczeń (68Pa2) uzyskano doświadczalnie przez wykonanie pomiarów przy napełnieniu komocy jonizacyjnej gazem niezawierającym azotu (komorę napelniano metnano ). Wynik tego pomiaru: - stała wartości stosunku (D $_{\rm T}$  – D $_{\rm J}$ /Dg wzdłuż całej długości fantomu wskazywalą, że główną przyczyna w/w odchyleń, mogła ewentualnie być wynikiem większej zawartości azotu w gazie komory jonizacyjnej. Ponieważ wynik powtórny przy kontrolowaniu zawartości N $_{\rm J}$  w gazie komory jonizacyjnej był identyc-ny z pierwszym (w granicach blędu pomiaru ) pozostają do rozważena dodatkowe wpływy:

- 1. Inna "geometria" doświadczenia niż była przyjmowana w obliczeniach Snydera (615r).
- Dokładność obliczeń (Snydera) i zastąpienie fantomu "nieskończoneco" - fantomem o skończonych rozmiarach.

Po roku jest, że obliczenia Saydera jak również Kogana (59Kg) były wykonane przy założeniu wiązki równoleglej, natomiast doświadczenie przeprowadzono w geometrii zbliżonej do 237. W związku z tym porównanie wyników doświadczalnych z wynikami tych obliczeń jest niepewne. Przybliżenie fantomu "nieskończonego" - fantomem realnym stosowanym w doświadczeniu może być przyczyną uzyskami adużęj wartości Q, ze względu na mniejszy niż w fantomie nieskończonym udział promieniowania gamma z reakcji tych stożenie storego statu storegowanie storegowanie storegowanym w doświadczeniu może być przyczyną uzyskamia dużęj wartości Q, ze względu na mniejszy niż w fantomie nieskończonym udział promieniowania gamma z reakcji

 $^{54}$  H(n,  $\mathfrak{g}$ ) $^{2}$ II, zachodzącej w materiałe fantomu. Sytuację pogarsza brak materiału porównawczego, gdyż dane literaturowe (znane autorowi) me donoszą o żadnym bezpośrednim pomiarze składowych dawki pochłoniętej w polu promieniowania nautronów termicznych.

 w polu promeniowania nautonov actinicajeni Wnioski wyciągnięte z doświadczenia w polu promieniowania neutronów termicznych są następujące:

- nucznych są następanyce.

   zastosowaną metodą można określić indeks jakości w polu pormieniowania neutronów termicznych.
- stosunkowo duże różnice pomiędzy wartością doświadczalną Q a wartością obliczeniową QF wynikają z różnic pomiędzy układem doświadczalnym i układem przyjętym w olbiczeniach Snydera (61Sr).
- 4.7. Zastosowanie opracowanej metody do wyznaczenia indeksu jakości mieszanego promieniowania źródeł izotopowych

Izotopowe źródło neutronów, Po-Be, jest bardzo często używane w laboratoriach jako neutronowe źródło wzorcowe. Z tego względu określenie indeksu jakości dla tego źródła może dostarczyć ważną informację z punktu widzenia ochrony radiologicznej.



Rys. 4.20 Wykres indeksu jakości  $\overline{Q}$  dla promieniowania źródła Po-Be, w funkcji położenia układu detekcyjnego w fantomie.

Jak wiadomo źródło Po-Be, w którym neutrony uzyskuje się z reakcji 9 Be(Qx, n) 12C, emituje również promieniowanie gamma. Widmo energetyczne promieniowania neutronowego było przedmiotem wielu prac (G5Hg), w których wyznaczono górną granicę energii neutronów na 11 MeV. Kształt energetycznego widma neutronów, w zakresie energii poniżej 1 MeV, jest mniej poznany. Jego dolna granicę określa się na ~0,5 MeV.

Widmo promieniowania gamma pochodzi ze stanów wzbudzonych jąder 12<sub>C</sub> oraz ze słabego promieniowania gamma samego 210Pc. Brak jest pelnych informacji o udziałe procentowym fotonów gamma na 1 emitowany neuron, a dostępne dane (62Le) (63Fa) (65Cs) (69Bk) (69Sw) są rozbieżne. Ta sytuacja rzutuje w istotny sposób na błąd w obliczeniowym wyznaczeniu współczymika jakóści QF\_\_

Pomiar średniego indeksu jakości  $\overline{\mathbb{Q}}$  dla źródła Po-Be przeprowadzono w układzie rys. 4.8 w fantomie już opisanym w rozdziale 4.3, przy stosowaniu metodyki opisanej w rozdz. 4.2, z tym, że odległość elementów rozpraszającym od źródła i fantomu wynosiła ok. 2 m, tak że nie zachodziła potrzeba stosowania pomiarów różnicowych. Wynik pomiaru ilustruje rys. 4.20 Jak wynika z wykresu rys. 4.20 wartość  $\overline{\mathbb{Q}}$  ekstrapolowana na powierzebnie fantomu (d = 0) jest identyczna jak na głębokości 5 cm i wynosi  $\overline{\mathbb{Q}}$ -6,5<sup>4</sup>0,4. Współczynnik jakości OF-7.5 obliczony był przez Naclingiala (67M) tyl-

Współczynnik jakości QF-7.5 obiczony byi przez Nachugata (ofie) 5 k ko dla widma neutronów ze źródła Po-Be, bez uwzględnienia promieniewanią gamma.

Ostainio opublikowane prace, dotyczące wydajności fotonowej źródła Po-Be a szczególnie publikacja Bakowa (57Bk) oraz własna prace (69Ps2) wskazują, że wartość udziału promieniowania gamma w całkowitej dawce pochłoniętej w tkance standartowej, w połu promieniowania tego źródła, wynosi edwoytednie: 0,16 i 0,18 ± 0,03.

Tak duży udział promieniowania gamma w dawce pochłoniętej powoduje obniżenie iuczbowej wartości współczynnika jakości QF dla promieniowania tego źródła do 6,3.

Dla promieniowania mieszanego źródta Po.Be uzyskany w doświadczeniu wynik pomiaru indeksu jakości  $\mathbb{Q} = \ell_1 \leq \frac{1}{2}$  0,4 pokrywa się z wynikiem obliczeniowym współczynnika jakości  $\mathbb{Q}^m$  dla tego źródła.

# 4.8. Dyskusja wyników doświadczeń

# 4.8.1. Dyskusja wyników pomiaru indeksu jakości

Przeprowadzone doświadczenia, w polu promieniowania: fotonów gamma  $\Theta_{CO}$  (rozdz. 4. 3.), protenów o energii 200 MeV (rozdz. 4.4.), neutronów prędkich o energianci 14,8; 5; 3,3; 1; 1; MeV (rozdz. 4.5.), neutronów termicznych (rozdz. 4.5.), neutronowego źródła izotepowiego Po-Be, (rozdz. 4.7), w których, określeno wartości frednie indeksu jakości Ż, dla różnych głębokości fantomu, dla wymienionych rodzajów promieniowania, bardzo różniących się fizycznymi procesami oddziaływania z materialem fantomu, wykazały zgódność otrzymanych rezultatów (lub prawidłową tendencję) z wartościami współczynnika jakości QF określonych w pracach teoretycznych Snydera (615r) i Irwinga (671g) oraz z wartościami współczyni-tka jakości zalecanymi do stosowania w zagadnieniach ochrony przed promieniowaniem przez Międzynarodową Kemisję Ochrony Radieloticznej (64CRP).

W tabeli 4.4 zestawiono uzyskane wyniki, wartości średniej indeksu jakości Q dla neutronów prędkich, neutronów termicznych, protonów 200 MeV i promieniowania mieszanego źródła Po-Be dla głębokości 5 cm w fantomie.

W tabeli tej umieszczono, obliczony stosunek[Q-O])/QF, który określa błąd "metody" pomiaru współczynnika jakości. Z tabeli tej widać, że poza neutronami termicznymi i neutronzmi o energii 1 MeV (dla których przyczyn dużego odchylenia indeksu jakości od współczynnika jakości omówiono szczegółowo w rozdziałach 4.6 i 4.5 odpowiednio) "błąd metody" pomiaru współczynnika jakości QF jest nieduży i zawiera się w granicach ± 10%. Zestawienic uzyskanych wyników, wartości średniej indeksu jakości ⊄, na głębokości 5 cm w fantomie, oraz perównanie z wartościami współczynnika jakości QF

	Neutrony (MeV)					Po-Be	Protony (MeV)
	14,8	5	3,3	1	termicz.	prom. mieszane	196
Q	7,0 <u>+</u> 0,1	7,1 <u>+</u> 0,1	7,9:0,1	6,7 <u>+</u> 0,3	2,7±0,6	6,5 <u>+</u> 0,4	1,55±0,25
QF	6,3	6,7	7,4	8,6	1,5	6,3	1,65
QF	0,1	0,06	0,07	-0,22	0,8	0,03	-0,06

W literaturze dostępnej autorowi nie znaleziono prac, w których określone by doświałczalnie wartości średnie współczymika jakości QF dla różnych rodzajów promieniowania (za wyjątkiem cząstek wysokich energii, cytown:ych i porównywanych w rozdz, 4.4.). Ten stan rzeczy potwierdza początkowy stan rozwoju metod doświad-zalnych określania średnich wartości współczymika jakości promieniowania mieszanego.

Dyc'usię otrzymarych wyników pomiaru indeksu jakości  $\overline{\mathbb{Q}}$  oraz obserwowanych różnie pomiędzy nim a współczynnikiem jakości  $\mathbb{Q}$  należy przeprowadzie w oparciu o wykres rys. 4. 21. Na wykresie tym naniesiono w funkcji dE $\beta'$  dz: przebiegi różniczkowej postaci indeksu jakości  $\mathbb{Q}_{pr}$  dla różnych cząstek naładowanych (określone w rozziz. 3.4.), przedziały wartóści współczynnika jakości załacanych (do stosowania w ochronie radiologicznej) przez ICRP (63RBE) (64ICRP) (67NCRP) QF (1 na wykressie 4.21), oraz wartóści QF przyjmowane przez Snydera (61Sr) Irwinga (671g) i Zerby (65Zy) do obliczeń wartóści średnich QF dla różnych rodzajów promieniowania (2 na wykresie 4.21).

Na podstawie wykresu rys. 4.21 można wyciągnąć następujące wnioski: 1. Przebiegi  $Q_{\rm ir}$  dla elektronów, protonów, cząstek  $\alpha$ , jąder węgla  ${}^{2}_{6}C$ 

- Przebiegi Cir dla clektronow, procho, construction, construction nie wykraczną w całym zakresie dE/9 dx poza dolną granicą wartości QF, zalecanych (6/21CRP) do stosowania w ochronie przed promieniowaniem.





Oznaczenia:

- przedziały wartości QF wg (63RBE) (67NCRP)
- 2 przedziały wartości QF przyjmowane w obliczeniach Irwinga (67Ig), Zerby (65Zy) i Snydera (61Sr)
- wartości QF wg (65ICRP)
- e" przebieg Qir dla elektronów
- p przebieg Qir dla protonów odrzutu
- przebieg Qir dlacząstek ol
- 42 6C
- przebieg Q<sub>ir</sub> dla jąder odrzutu węgla
   punkt pomiaru w/g danych Badhwarra (67Br)
- 3. Przebicgi Q<sub>ir</sub> dla dE/φ dx ≻ 1000 keV/mg/cm<sup>2</sup> dążą asymptotycznie do wartości równej 11. Jest ona o 45% mniejsza od wartości QF przyjmowanych przez Snydera i innych dla tego zakresu dE/9 dx.
- Przebiegi Q<sub>ir</sub> dla cząstek ciężkich wykazują zależność od ładunku cząstki, a mianowicie: dla tych samych wartości dE/g dx wartości  $\mathbb{Q}_{\mathrm{irr}}$

również nych dE/gdx

> wartości nierzone (w iami QF oblisu jakości Q w i innych roch (rozdz.4), , że w warunych, produkty zyjnego - "wtórczne (a tym sa-, a nawet do S,bowiem:

go) dla cząstki

typu "i" w jed-

i cząstki.

mały wpływ od fantomu iomu 100 x 30 x 30 ś. W zrost inniejszenta się ora części fanmieniowania W trakcie ydera (Oak jakości QF fantomu cyzeń funkcji o w fantomie etę przy obli-

z z liniową ona bardzo W świele wniosków 1-4 staje się zrozumiale, dlaczego świele wniosków 1-4 staje się zrozumiale, dlaczego śrozdz. 4.3.-4.7) nie są identyczne z odpowiednimi wortośc czonymi przez Snydera. Odchylenia wartości średnich indek d średnich wartości wspólczynnika jakości QF dla neutronó dzajów promieniowania, wykorzystywanego w doświadczenia nie są większe d 1 0% (tabela 4.4.). Dzicje się tak diatege kach promieniowania neutronów i innych cząstek elementarm ich oddziaływania z materiałem badanego detektora scynytka me" cząstki naładowane, posiadują szerokie widmo energety mym szerokie widmo dE/dz, co prowadzi do uśrednienia się częściowej kompensaci i dcółpień wartości indeku jakości QF

 $\widetilde{\mathbb{Q}} = \frac{\sum\limits_{i=1}^{m} \int\limits_{0}^{\infty} \mathbb{D}_{i} \text{ (L) } \mathbb{Q}_{ir} \text{ (L) } \text{ dL}}{\sum\limits_{i=1}^{m} \int\limits_{0}^{\infty} \mathbb{D}_{i}^{\infty} \text{ (L) } \text{ dL}}$ 

gdzie: Q<sub>ir</sub>(L)

 $D_i(L)$ 

 wartość indeksu jakości (różniczkowe typu "i" o wartości dE/dx = L ,

 wartość dawki pochłoniętej od cząstki nostkowym przedziale dE/dx = L,

dE/dx strata energii na jednostkę drog

Wyniki doświadczeń wykazały (dla neutronów prędlich) rozmiarów fantomu na wartość Q, dla 14,8 MeV, przejście prostopadłościennego o wymiarach 100 x 100 x 30 cm<sup>3</sup> do fan cm<sup>3</sup> indeks jakości wzróśł (na głębokość 5 cm) o około +15 deksu przy zmniejszaniu się wymiarów fantomu sugaruje zm udziału promieniowania rozproszenia od odległych od detekt tomu, sądzę, że głównie może to być zmniejszony wpływ prz gamma (z wychwytu radiacyjnego i zderzeń niesprężystych) Ridge National Laboratory) nowe obliczenia współczynnika i rozkładu dawki pochłonięte jw funkcji LEToz wykonane dla Indrycznego (59Ar). Dane te posłużyły do wykonania oblic "odpowiedzi" (21) detektora scyntyłacyjnego umieszczoneg cylindrycznym dla tych samych założeń, jakie zostały przyj czeniu tej funkcji dla fantomu "nieskończonego (rozz. 3).

Wyniki tych obliczeń przedstawiono na rys. 4.22. wraż funkcją aproksymującą zależność pomiędzy  $\overline{q}_{\rm ms}$  a QF. Jest c



Rys. 4.22. Wartości indeksu promieniowania q<sub>ms</sub> dla różnych energii neutronów, w funkcji QF, na podstawie Danych Snydera i innych (69Ar), Fantom cylindryczny. Linia ciągia - prosta aproksymująca.

zbliżona do poprzednio otrzymanej dla płyty nieskończonej. Wartości QF dla fantomu cylindrycznego są z reguły większe od tych dla fantomu "nickończonego", sądzę, że głównie z przyczyn mniejszego udziału promieniowania gamma, pochodzącego z wychwytu radiacyjnego i zderzeń niesprężystych w całkowitej dawce pochloniętej.

# 4.8.2. Dyskusja otrzymanych wyników pomiaru równoważnika dawki

Moc równoważnika dawki (DE), jako iloczyn mecy dawki pochloniętej D i indeksu jakości Q, określona na różnych głębokościach fantomu, była porównywana głównie z danymi Snydera. Jak widać z wykresów rozdz. 4.4. zgodność przebiegów teoretycznego i doświadczilnego dla neutronów o energiach 3,3 MeV, 5 MeV jest bardzo dobra. Dia neutronów o energii 14,8 MeV można również mówić o zgodności przebiegów doświadczalnego i teoretycznego, bowiem różnice pomiędzy wartościami równoważnika dawki, dla tych samych glębokości w fantomie nie przekraczaja – 18% (na całej glębokości fantomu).

Błąd pomiaru równoważnika dawki jest sumą blędu pomiaru dawki pochłonietej i błędu pomiaru indeksu jakości.

Pomiar dawki pochłoniętej w mięlkiej tkance standartowej za pomocą komory jonizacyjnej obarczony jest następującymi blędami (głównymi):

 Błędem wyniklym z zastąpienia atomów tlenu przez węgiel (uabl. 4.1.) w materiale, z którego zbudowana jest komora jonizacyjna.

Jak wskazują wyniki prac Rittsa (68R s) błąd ten, w zekresie energiń neutronów do 16 MeV, nie przek acza 10%. Dla neutronów o cenglach mitejszych od 4 MeV wspomianty błąd jest wynikiem różnie w przekrojach czynnych na rozproszenie sprężyste na jądrach tlenu i wegla oraz różnicą w średniej energii treconej przez aeutrony prędkie w rozproszeniach sprężystych. Dla neutronów o energiach większych od 4 MeV zaczynają odgrywać rolę również różnice w przekrojach czynnych na reakcje zderzeń niesprężystych oraz reakcje jądrowe typu (n, d), (n, n3@ (68Bw).

2. Blęden, kilkuprocentowym, wywolanym różnicą w wartości średniej energii treconej na wytworzenie pary jonów w gazie komory jonizacyjnej przez elektrony i przez cząstki cięższe: protony, cząstki ci, jądra odrzutu ČC, (63W1) (651h) (671v).

Błąd pomiaru indeksu jakości (rozumiany, jako błąd wynikający z zastąpienia współczynnika jakości, indeksem jakości), był określony w punkcie 4.8.1. i zawiera się w granicach ± 10%.

Błąd pomiaru równoważnika dawki w polu różnych rodzajów promieniowania, w których przeprowadzono doświadczenia, będzie więc wynosił nie więcej niż ½ 20%.

#### Rozdział 5

# ZESTAWIENIE REZULTATÓW OSIĄGNIETYCH W DYSERTACJI

#### I. WSTĘP

We wstępie cmówiono celowość podjącia badań nad zastosowaniem organicznych scyntylatorów do doświadczelnego ckreślenia równoważnika dawki i współczynnika jakości w polu pormieniowania mieszanego o dowolnie zleżonym widmie rodzajów i energii cząstek.

Przedstawiono stan współczesnych metod określania równoważnika dawki i współczynnika jakości promieniowania micszanego, z którego wynika, że badania nad opracowaniem metod doświadczalnego odureślenia uśrednionych wartóści równoważnika dawki i współczynnika jakości promieniowania mieszanego znajdują się w początkowym stadium rozwoju i charakteryzują się badaniem zjawisk fizycznych, które mogłyby być wykorzystane do w/w celów.

Autor dysertacji pierwszy zapropenowal wykorzystanie zjawiska radiofluorescencji scyntylatorów organicznych do bezpośredniego określenia równoważnika dawki i współczynnika jakości promieniowania mieszanego.

W wyniku porównania zjawisk zachodzących, pod wpływem promieniowania jonizującego, w układach biologicznych (komórkach, tkankach organizmach) i w organicznych detektorach scyntylatorach, stwierdzono jednoznaczne korelacje między względną skutecznością biologiczną (WSB) a wspólczynnikiem konwersji energii od takich parametrów promieniowania jak; strate encrgii na jednostkę drogł LETao, dawka pochlonięta, moc dawki pochloniętej (tabl. 1.). Wychodząc z tych podobieństw, wysumięto koncep-ję doświadczalnego określenia wspólczynnika jakości i równowaźnika dawki w oparciu o zjawisko radiofluorescencji związków organicznych. W tym celu zdefiniowano pomocniczą funkcję nazwaną "indeksem" promieniowania jako:

wypromieniowana energia w postaci fotonów fluorescencji Si przy absorbcji prom. badanego typu "i"

q<sub>i</sub> = wypromieniowana energia w postaci fotonow fluorescencji S<sub>Co</sub> przy absorbcji promieniowania gamma <sup>60</sup>Co

przy D<sub>Co</sub> = D bad, (jednakowych dawkach pochłoniętych). Stwierdzono, że "indeks promieniowania" jest jednoznaczną funkcją

Ruorescencji właściwej (str. 39) scyntylatora. "Indeks promieniowania" ma w zadaniach pomiarowych zastąpić współczynnik jakości QF (parametr pochodzenia biologicznego, zależny od LET proriicniowania.

#### Zjawiska fizyczne zachodzące w organicznych detektorach radiofluorescencyjnych (rozdz. 2)

W rozdziale tym przedstawiono opis kinetyki radiofluorescencji oraz dokonano przeglądu hipotez dotyczących fluorescencji właściwej scyntylatorów organicznych.

Wykonano również doświadczenia mające na celu wybór wyrażonia opisującego fluorescencję właściwa badanego scyntylatora (NE102A) nieżbędnego do wyzanczenia indeksu promieniowania.

W tym celu wykonano pomiary, mierząc widmo amplituł impulsów z licznika scyntylacyjnego (z badanym scyntylatorem) w polu promieniowonia gamma (elektrony komponowskie), acutronów prędkich (protony odrzunu) i cząstek Z. Z widm amplitud impulsów określono zależność amplitudy impulsu od cenergii cząstek naładowanych.

Do eksperymentalnej zaleśności amplitudy impulsu od energii cząstki naładowanej "depasowywano", metodą najamiejszych kwadratów (przy użyciu maszymy cyfrowej), przebieg teoretyczny, obliczony na polstawie wyrażeń na fluorescencję właściwą, podanych przez Birksa (1) i przez Voltza (4). Wybór funkcji opisującej fluorescencję właściwą dokonano stoswjąc tesi zodonóści X<sup>2</sup>.

Stwierdzono, że fluorescencja właściwa badanego detektora:

- dla elektronów jest proporcjoualna do dE/dx,
- dla protonów odrzutu w zakresie energii 1,5 MeV + 5 MeV lepiej ją wyrażać za pomocą funkcji wg Voltza (niż wg Birksa) stosując parametry Bs=0,0163, To = 380 eV,
- dla cząstek oć, w zakresie energii 6 ÷ 9 MeV opisuje się wyrażeniem Birksa (parametr kB = 0,0082 KeV<sup>-1</sup>mg cm<sup>-2</sup>)
- dla jąder odrzutu <sup>12</sup>/<sub>2</sub>C (na podstawie danych (655r) w zakresie energii ≤ 5 MeV opisuje się wyrażeniem Birksa (parametr kB=0,01)

W wyniku analizy badań fluorescencji właściwej scyntylatora NE102A, (NE102) na podstawie wyników własnych i innych autorów, stwierdzono, że przedstawione przez Birksa (1) oraz Voltza (4) wyrażenia nie mają charakteru uniwersalnego tzn. że przy pomocy raz wyznaczonych parametrów kić we wzorze Birksa, czy tzć Bs i To we wzorze Voltza dla jednego rodzaju cząstki, nie można wyznaczyć fluorescencji właściwej dla innych rodzajów cząstek.

 Analiza przetwarzania energii pochłoniętej w organicznym detektorze scyntylacyjnym umieszczonym w polu promieniowania mieszanego (rozdz. 3).

W wyniku przeprowadzonej analizy, znaleziono funkcję wiążącą energię wypromieniowaną (z detektora) z indeksem promieniowania i dawką pochlonięty w detektorze. Wertości liczbowe znalezionej funkcji obliczono, korzystając z danych Snydera (61Sr) i Zerby (65Zy) (dawka pochlonięta) oraz wykorzystując wyniki własne obliczeń fluorescencji właściwej (rozdz. 2). Stwierdzeno, że indeks jakości Q w calym zakresie analizowanym

Stwierdzono, że indexe jakości  $Q = caryar tene con ante (promieniowanie garma i neutronowe), można aproksymować liniową funkcja indeksu promieniowania <math>\overline{q}_1$ :

$$\overline{Q} = 11 \left(1 - 0.91 \frac{P}{P_t} \sum_{i=1}^{m} \overline{q}_i \frac{P_i}{P}\right)$$

gdzie: Q - Indeks jakości (wartość średnia) równy odpowiedniomu współczynuikowi jakości QF, wprowadzono celem odróżnienia wartości obliczonej (QF) od wartości zmierzonej (O).

W wyniku zbadania własności różniczkowej postaci indeksu jakości Qi. rys. ∠ 21. w funkcji dE/9 dx, stwierdzono, że:

- indeks jakości dla promieniowania gamma i elektronów jest równy jedności i pokrywa się dokładnie z przebiegiem współczynnika jakości (dla tych rodzajów promieniowania).
- indeks jakości dla cząstek ciężkich protonów, cząstek d, jąder węgla zawiera się w przedziale zalecanych przez Mądzynarodową Komisję Ochrony Radiologicznej (ICRP) wartości QF dla tych cząstek naładowanych.

W wyniku analizy matematycznej "odpowiedzi" detektora scyntylacyjnego umieszczonego w polu promieniowania mieszanego wysunięto koncepcję realizacji układu do pomiaru indeksu jakości i równoważnika dawki, w oparciu o organiczny detektor scyntylacyjny i komorę jonizacyjną, wykonaną z materiału "równoważnego" tkance.

IV. Doświadczalne określenie indeksu jakości i równoważnika dawki (rozdz. 4.).

W oparciu o koncepcję pomiaru (rozdz. 3) indeksu jakości i równowużnika dawki, zrealizowano układ detekcyjny, składający się z licznika scyntylacyjnego ze scyntylatorem typu NEIOZA, pracującego w układzie pomiaru prądu, oraz komory jonizacyjnej, zbudowanej z materiału składającego się z tych samych elementów lub równoważnych pod względem eddziałtywania z promieniewaniem) co "standartowa tkanka miętka".

Przeprowadzono serię doświadczeń w polu promieniowania:

- protonów o energii 200 MeV,

- neutronów o energii termicznej,
- neutronów prędkich o energiach: 1; 3,3; 5; 14,8 MeV,
- promieniowania mieszanego źródła izotopowego Po-Be,
- promieniowania gamma 60 Co.

W rezultacie tych doświadczeń stwierdzono, że:

- indeksy jakości, określone w wymienionych polach promieniowania (wyjątek neutrony termiczne), zarówno co do wartości liczbowych jak i fankcji zmian z głobkością polożenia detektorów w fantomie, pokrywają się z teoretycznymi danymi wspólczynników jakości promienio wania.
- wyniki pomiarów indeksu jakości dla neutronów termicznych wykazują znazme(+80%) odchylenie od wartości przewidywanych i są rezultatem różnic pomiędzy układem, w którym przeprowadzono doświadrzenie i załczeniami przyjętymi w obliczeniach Snydera (61Sr)
- wyniki pomiarów mocy równoważnika dawki w funkcji głębokości polożenia układu detektorów w fantomie pokrywają się z danymi obliczeń teoretycznych Snydera (61Sr) i Irwinga (671g).

#### WNIOS K1

- W wyniku analizy teoretycznej przetwarzania energii pochloniętej w organicznym scyniyłatorze opracowano nową metodę doświadczalnego ekreślenia współczynnika jakości i równoważnika dawki promieniowania mieszanege o dowolnym składzie widmowym.
- Rezultaty badań doświadczalnych, przeprowadzone w bardzo szerokim zakresie rodzajów i widm promieniowania jonizującego, potwierdziły pełną przydatność nowej metedy do pomiarów współczynnika jakości i równoważnika dawki premieniowania mieszanege.
- Moc równoważnika dawki, określona nową metodą, w układzie praktycznym może być zmierzona bezpośradnio, jako hidowa różnica prądów komory jonizacyjnej (równoważnej tkance) i licznika scyntylacyjnego (z budanym detektorem scyntylacyjarym).
- Doświadczenia wykazały potrzebę dokładnych badań eksperymentalnych i teoretycznych przebiegu fluorescencji właściwej seyntyłatorów organicznych dla cząstek naładowanych.
- 5. W oparciu o przeprowadzone badania, zamieszczone w rej pracy, uzyskano wystarczające dane do konstrukcji nowych układów po miarzucych, do bezgośredniego pomiaru równoważnika dawki, które zostaną zastosowane w dozymetri! promieniowania mieszanego w celach ochrony przed promieniowaniem.

#### APPENDIX 1.

#### Definicie w/g Polskiej Normy (67PN)

"Dawka pochlonięta D\_ stosunek △ Ep do △m, gdzie △ Ep jest energią przekażaną przez promieniewanie jonizujące, materii w elemencie objętości o masie – Am"

$$D = \frac{\Delta Ep}{\Delta m}$$

"Moc dawki pochłoniętej P<sub>D</sub> - stosunek ΔD do Δt, gdzie ΔD jest przyrostem dawki pochłoniętej w czasie Δt"

$$P_D = \frac{\Delta D}{\Delta t}$$

"Liniowe przekazarie energii L cząstek naładowanych w materii - stoswnek df: do 21, gdzie dE jest śródnią energią udzieloną lokuluternateriu prze cząstkę naladowaną o ekreślonej energii, podczas przechodzenia odleelości dl

$$L = \frac{dE}{dl}$$

"Określenie Udzielona lokalnie" może odnosić się do największej dlugości śladów cząstki lub do największej wartości straconej energii przez cząstkę, powyżej której strata nie może być już traktowana jako lokalna. W obu przypadkach wybrane granice powinny być określone.

Określenie "liniowe przekazanie energii" różni się od wielkości określonej jako zdolność hamowania.

Pierwsze odnosi się do energii przekazanej w granicach określonej objętości, drugie do energii straconej niezależnie od miejsca, w którym energia ta została pochłonięta.

# Uwagi autora dysertacji

Wymieniona w definicji liniowego przekazania energii L, zdolność hamowania nie jest definiowana w polskiej normie (67PN).

Zdolność hamowania jest graniczną wartością jaką może osiągnąć wartość liniowego przekazania energii L., gdy granica określająca górną wartość energii olektronów – djest nie mniejsza od największej energii jaką te elektrony mogą otrzymać, w wyniku straty energii przez pierwotną cząstką jonizującą na odcinku drogi dx w materiale. Zdolność hamowania jest więc równa stracie energii dE na jonizację i wzbudzenie atomów przy przejściu przez cząstką naładowaną drogi dx w materiale. (dle/dx) i jest w literany przez polską normę (G7PN) (patrz - definicja współczynnika jakości OF) do używania w zagadnieniach dozymetrii. "Współczynnik jakości premieniowania QF - wielkość zależna od liniowego przekażania energii (LET), przez którą mnoży się dawkę pochloniętą, eby dla celów ochrony przed promieniowaniem wyrezić napromieniowaniem człowieka w jednostkach współbych dla wszystkich rolzajów promieniowania".

## Uwagi autora dysertacji

Międzynarodowa Komisja Ochrony Radiologicznej (MKOR) w swych zaleceniach z C∠r. (ŚZICRP) na wniosek grupy ekspertów zgromadzonych w tzw. "Komitecie WSB" podała związek pomiędzy LET∞ a współczynnikiem jakości QF. Związek ter.jest hastępujący:

LET <b>co</b> w wodzie	<u>keV</u> jum	≤3,5	3,5 - 7	7 - 23	23 - 53	53 - 175
QF	-	1	1 - 2	2 - 5	5 - 10	10 - 20

Z tabeli tej wiłać, że pomiędzy LETos a współczynnikiem jakości QF nie ma jeducznacznego związku. Wprawdzie w/w Komisja wprowadza powne uściślenia związku LETos -QF w swym raporcie z 1965 r. (GSICRP), lecz zastrzega się jednocześnie (tamże str. 10), że podane wartości są w pewnym sensie umowne. Ostatnia publikacja dotycząca tego problemu (G7NCPR) podaje związk LETos -QF w/g wyżej podanej tabelki.

Niejędnozneczność związku LETco-QF odzwierciedla stan wiedzy na temat działania małych dawek na organizm ludzki.

Wyboru wartości QF w danym zakresie LEToo dokonuje się wycholząc z założenia, że "bezpiecznej" przeceniać zagrożenie wywołane działaniem promieniowania, - stąd la całego danego podzekresu LEToo bierze się największą wartość współczynnika jakości QF. Niemniej liniowa interpolacja wartości QF w danym podzakresie LEToo jest szeroko stosowana w obliczeniach w ochronie przed promieniowaniem.

"Równoważnik dawki DE – iloczyn dawki pochłoniętej D wyrażonej w radach I współczynnika jakości promieniowania QF, a w szczególnych przypadkach także innych niezbędnych współczynników, jak np. współczynnika rozmieszczenia dawki DF.

lednostką równoważnika dawki DE jest rem"

#### Komentarz

W powyższej definicji QF i D są traktowane jako <u>wartości średnie</u>. Biorąc pod uwagę, że współczynnik jakości jest związany z LETOO promieniowania, oraz że DF = 1, równoważnik dawik wyraża się:

$$DE = \int_{0}^{\infty} D(L) \cdot QF(L) dL$$

gdzie D(L) - jest dawką w jednostkowym przedziale LETco dla wartości LETco = L.

OF(L) wartości współczynnika jakości dla danej wartości LETco =L.

Na marginesie, należy zaznaczyć, że w definicjach (63RBE) (64ICRP) współczymnka jakości, nie wprowadzono różnych oznaczeń dla średniej wartości CF i wartości różniczkowej, w jakiej występuje on w funkcji podcałkowej w wyrażeniu na DE.

"Względna skuteczność biologiczna WSB - współczynnik określający stosunek: dawki pochłoniętej, promieniowania (X,Y) przyjętego jako promieniowania odniesienia, do takiej dawki pochłoniętej badanego promieniowania, która wwoluje taki sam skutek biologiczny".

#### Komentarz

#### Związek pomiędzy WSB a QF

Względną skuteczność biologiczną WSB określa się, biorąc pod uwagę ten sam elekt biologiczny dla promieniowania badanego i promieniowania odniesienia, nie naklada się przy tym żadnych ograniczeń na wartość dawki pochlonietej, mocy dawki ip.

Natomiast w ochronie przed promicniowaniem ograniczona jest wartość dawki pochloniętej, jako tzw. maksymalna dawka dopuszczalna, przekroczenie której jest uważane za niedopuszczelne z punktu widzenia ryzyka wystąpienia skutków biologicznych. Dla różnych rodzajów promieniowania maksymalna dawka dopuszczalna może być określona przez różne zjawiska biologiczne, w związku z tym wartość ekstrapolowana WSB jako:

$$WSB_{M} = \lim WSB$$
  
 $D \rightarrow O$   
 $lub P \rightarrow O$ 

nie dla każdego rodzaju promieniowania może być przyjęta, jako współczynnik jakości QF dla tego promieniowania.

Według raportu (63RBE) można napisać:

$$\begin{split} & \mathbb{Q} F = \frac{\mathrm{D} \chi \left( u^{2} \right)}{\mathrm{D} n \left( v^{2} \right)} = \mathrm{WSB} \left( \frac{n}{x} \, , \, v^{X} \right) + \frac{\mathrm{D} \chi \left( u^{2} \right)}{\mathrm{D} \chi \left( v^{X} \right)} \\ & \mathrm{lub} \; \mathbb{Q} F = \mathrm{WSB} \left( \frac{n}{x} \, , u^{X} \right) \cdot \frac{\mathrm{D} n \left( u^{X} \right)}{\mathrm{D} n \left( v^{X} \right)} \end{split}$$

gdzie:

Dx/u <sup>X</sup> /	-	maksymalna dawka dopuszczalna promienia odniesienia $(X,\gamma')$ wywelująca zmiany u <sup>x</sup> w organie krytycznym U.
$D_{\mathbf{x}}/\mathbf{v}^{\mathbf{x}}/\mathbf{v}$	-	maksymalna dawka dopuszczalua promieniowania odniesienia ( $X,\gamma$ ) wywołująca zmiany $v^x$ w organie krytycznym V.
Dn /u*/	-	maksymalna dawka dopuszczalna promieniowania badane- go n wywołująca zmiany u <sup>x</sup> w organie krytycznym U.
Dn/v <sup>x</sup> /	-	maksymalna dawka dopuszczalna promieniowania badare- go n wywołująca zmiany v <sup>x</sup> w organie krytycznym V.
WSB	-	względna skuteczność biologiczna promieniowania badane go n. określana jako

$$WSB\left(\frac{n}{x}, u^{x}\right) = \frac{Dx / u^{x}}{Dn / u^{x}}$$

Inne definicje używane w pracy

Fluorescencja właściwa d5/dx - liczba fotonów emitowana w procesie fluorescencji, wzdłuż jednostkowej drogi cząstki naładowanej w scyntylatorze. Jest ona funkcją (dE/dx), (straty cząstki typu "i", na jednostce drogi) i ładunku cząstki.

Wydajność konwersji energii 1 - stosunek energii wypromieniowanej w postaći rotniow Huorescencji do energii pochłoniętej w detektorze scyntyłacyjawy. Zależy od rodzaju cząstki jej energii i użytego scyntyłatora.

## Określenia własne

Indeks promieniowania q<sub>1</sub> (rozdz. 4.3) jest stosunkiem wypromieniowanėj energii w postaci lotonów fluorescencji 5i przy absorbcji promieniowania badanego typu "i", do wypromieniowanej energii w postaci fotonów fluorescencji S<sub>CO</sub> przy absorbcji promieniowania gamma <sup>60</sup>Co, przy jednakowych dawkach pochłoniętych w scyntylatorze dla obu rodzajów promieniowania.

<u>Indeks jakości</u>  $\overline{Q} = 11 \left(1-0.91 \frac{P}{P_t} \sum_{i=1}^{\infty} \overline{q_i} \frac{P_i}{P}\right)$  - jest wielkością określoną

doświadczalnie tak, aby wyrażać wartość współczynnika jakości QF promieniowania.  $\overline{Q}$  jest liniową funkcją indeksu promieniowania  $\overline{q}_i$ .

#### APPENDIX 2

Cmówienie prac obliczeniowych Snydera (61Sr) (63Hk)

Snyder (61Sr) (6318k), Irwing (671g) oraz Zerby (65Zy), określili, na podstawie obliczeń metodą Monte Carlo, rozkłady głębinowe całkowitej dawki pochłoniętej oraz dawek składowych pochodzących od różnych cząstek naładowanych i fotonów, w fantomie w postaci płyty nieskończonej o grubości 30 cm. Fantom był napromieniowany szeroką, równoległ wiązką nautronów, Skład atomowy fantomu odpowiadał takim propercjon zawartości atomów wodoru, wegla, tłeau i azotu, w jakich występają one w tkance standartowej (tabela 2). Zakres energii neutronów jaki zoslai objęty obliczeniami Snydera, Irwinga i Zeröy zawiera się w granicach od energii termicznych do 400 MeV, w tym:

- Snyder wykonał obliczenia dla neutronów o energiach (MeV):
   2,5 · 10<sup>-5</sup> (termiczne), 10<sup>-4</sup> 5 · 10<sup>-3</sup>, 2 · 10<sup>-2</sup>, 0,1; 0,5; 1; 2,5;
   5; 7,5; 10.
- Irwing wykonał obliczenia dla neutronów o energiach (MeV): 0.5; 2; 5; 10; 18; 30; 60.
- Zerby wykonał obliczenia dla neutronów o energiach (MeV): 100: 200: 300: 400.

Ze względu na to, że w dysertacji posługiwano się głównie danymi Snydera, przedstawiono rezultaty jego obliczeń. Rezultaty swoje Snyder opublikował (615r) w postaci wykresów, które przedstawiono na rys. 1+7.

Na wykresach tych przedstawione są wartości średnie dawek pochloniętych w 1 cm warstwach fantomu: Ep – daw ka od protonów, E<sub>H</sub> – dawka od czężkich jąder odrzutu, Ep – dawka od promieniowania ganma z reakcji (n.  $\mathbf{x}$ ) na jądrach H, C, O, N; oraz E, dawka całkowita (w przeliczeniu na jednostkowy przepływ neutronów). Oznaczenie jak w oryginale Dawki pochlonięte Ep, E<sub>H</sub>, E<sub>Y</sub> i E<sub>T</sub> były wykorzystane w rozdz. 3. do obliczeń średniego indeku jakości (20 w zależności (23):

$$\overline{Q} = 11 \left( \frac{1}{2} - 0.91 \frac{P}{P_T} \sum_{i=1}^{m} \overline{q_i} \frac{P_i}{P} \right)$$

jako składowe P<sub>i</sub> dawki pochłoniętej w materiale scyntylatora.



Dawka pochlonięta od neutronów termicznych.

Rys. 1



Dawka pochłonięta od neutronów 0.0001 MeV.



Dawka pochłonięta od neutronów 0,005 MeV.

Rys. 3



Dawka pochłonięta od neutronów 0.1 MeV.

Rys. 4



Dawka pochłonięta od neutronów 1 MeV.

Rys.5



Dawka pochłonięta od neutronów 2.5 MeV .

Rys. 6



Dawka pochlonięta od neutronów 5 MeV.

Rys. 7

# - 101 -

# BIBLIOGRAFIA

(50Bs) Birks, J.B., : Scintillation efficiency of anthracene crystals, Proc. Phys. Soc. A63, 1294, 1950.
(51Bs) Birks, J.B., Scintillations from organic crystals: specific fluorescence and relative response to different radiations Proc. Phys. Soc. A64, 874, 1951.
(51Tr) Taylor, G.J. i inni.: Response of some scintillation crystals to charged particles, Phys. Rev. 84, 1034, 1951.
(53Sw) Swank, R.K., Buck, W.L., The scintillation process in plastic solid solutions, Phys. Rev. 91, 927, 1953.
(53Wt) Wright, G.T., Scintillation response of organic phosphors, Phys. Rev. 91, 1282, 1953.
(54Fo) Feno, U.: Note on the Bragg-Gray cavity principle for measuring energy dissipation. Pad. Res., 1, 237, 1954.
(55Fr) Fcwler, J.M., Ross, C.E., Response of Anthacene and structure to low energy protons and X-rays., Phys.Rev. 98, 996, 1955.
(55Wt) Wright, G.T., Absolute scintillation efficiency of anthracen crystals, Proc. Phys. Soc. B68, 929, 1955.
(55Wt2) Wright, G. T. Fluorescence excitation spectra and quantum efficiencies of orgànic crystels. Proc. Phys. Soc. B65, 241, 1955.
(56Bs) Brooks, F.D.,:Organic scintillators. Progr. in Nucl. Phys. 5, 252, 1956.
(56Fo) Fowler.J.L., Brolley, J.E., Monoenergetic neutron techniques in the 10 to 30 MeV range. Rev. of Modern Physics 29, 2, 1956.
(56Hk) Raport of the International Committee on Radiation Units and Measurements, NBS Handbook 62, 12, 1956.
(56He) Hine, G.J., Brownell, G.L.,: Radiation dosimetry, Academic Press inc. Publishers 28, 1956.
(56Ril) Rossi, H.H., Failla, G.I.,: Tissue - equivalent ionization cham- ber, Nucleonics 14, Vol 2, 32, 1956.
(56Ri2) Rossi, H. H.,: Radiation dosimetry, Hine, G. J., Brownel, G. L, str. 682, Academic Press 1956.
(56R1) - Rockwell, T., Reaktor shielding desing manual, McGraw-Hill Book Company, INC, 1956, (lumaczenie rosyjskie, 1958 r. str. 317).
(57Kn) Kallman, H., Brucker, G.J., Decay time of fluorescent substances excited by high energy radiation, Phys. Rev. 108, 1122, 1957.
(57Jn) Johnston, L.W.,: Report ORNL 2298 (Rev.Sci.In.23, 765, 1957).

(58Bn) Burton, M ..: Radiolyse de liquides organiques. Actions chmiques et biologiques des radiations, 3, 1, 1958. (58Fz) M.Fisz .: Rachunek prawdopodobieństwa i statystyka matematyczna. str. 367. 507. PWN Warszawa 1958. (58Ny) - Maximum permissible fluxes of high energy neutrons and protons in the range 40 to 1000 MeV. Raport of the mulical research council. AERE. Harwell 1957 revised by Neary 1958. (58Sa) Shonka, F.R. Rose, I.E., Failla, G.,: Conducting plastic equivalent to tissue. air and polystyrene. Proc. II Conf. on Peaceful use of Atomic Energy 21, 184, 1958 (58Wg) Whaling, W .: Encyclopedia of physics, 34, 193, Springer-Verlag, Berlin, 1958. (59Kn) Kogan, A.M. i inni.: At. Energia 7, 351, 1959. (59La) Lea. D.E.: Action of radiations on living cells. Cambridge, 1959. (59Mi) Massalski, J.M.,: Detekcja promieniowania jądrowego. PWN - Warszawa 1959. (59Ri1) Rossi, H.H.,: Specification of radiation quality. Rad.Res. 10, 522, 1959. (59Ri2) Rossi, H.H. Rosenzweig, W.,: Determination of the quality of the absorbed dose delivered by monoenergetic neutrons. Rad, Res., 10, 532, 1959. (59Wi) I.M.Wasilewski, D.Prokoshkin.,: J.Nucl.Energy 7, No 3, 225.1959 (60An) Allen.W.: Long counters, Fast Neutron Physics, Marion, J B .. Fowler, J.L., Interscience Publishars, 1960. (60Bk) Brock, H.W., Anderson, C.E.,: The stilbene scintillation crystal as a spektrometer for continous fast neutron spectra Rev. Sci.Instr. 31, 1063, 1960. (60Bt) Bramblett, R.L., Ewing, R.J., Bonner, T.W.,: A new type of neutron spectrometer. Nucl.Instr. and Methods, 9.1. 1960. (60Cn) Mc.Caslin, J.B.,: A high energy neutron dosimeter Health Phys. 2, 399, 1960. (60Gg) Gooding, T.J., Pugh, H.G.,: Nucl.Instr. and Metods, 7, 189, 1960 (60Gr) Gettner, M., Selove, W.,: Pulse size from neutrons of 0,14 to 2,3 MeV in plastic scintillator. Rev.Sci.Instr. 31, 450, 1960 (60Pn) Platzman, R.L., Probabilite d'ionisation par transfert d'energie d'atomes excitées a des molecules, Physique 21, 853, 1960. 60Sn) Shmeling, H.H.,: Die lichtausbeute organischer szintillatoren für elektronen von 1-bis 12 keV. Z.Phys. 160, 520, 1960. (61Bq) Bacq. Z.M. Alexander. P.,: Fundamentals of radiobiology, str.104 Pergamon Press, 1961.

- 102 -

(61Br) Bolinger, L.M., Thomas, G.E.,: Measurement of the time dependence of scintillation intensity by a delayed coincidence method Rev. Sci. Inst. 32, 1044. 1961. (61Hs) Hankins. D.E.,: A method of determinating the intermediate energy neutron dose. Report JDO 16655, 1961. (61NCRP) Measurement of absorbed dose of neutrons, and of mixtures of neutrons and gamma rays. Report NCRP No 25, 1961. (61Nm) Newman, E., Amith. A.M., Steigert. F.E.,: Fluorescent response of scintillation crystals to heavy ions. Phys. Rev. 122, 1520, 1961. (61Pt) Prescott. J.R., Rupaal. A.S.,: The specific fluorescence of plastic scintillator NE102. Canad. J. Phys., 39, 221, 1961. (61Sr) Snyder. W.S. Estimation of dose distribution within the body from exposures to a criticality accident. Selected topics in radiation dosimetry. IAEA, 1961. (61Wt) Wright. G.T.,: Low energy measurements with the photomultiplier scintillation counter, J.Sci. Inst. 32, 462, 1961. (62Bs) Birks. J.B., King. T.A., Munro. 1.H., Proc. Phys. Soc. 80, 355 1962. (621CRU) - Radiation Quantities and Units International Commision on Radiological Units and measurements (ICRU) . Report 10a NBS. 1962. (62Ld) Lafond Y.G.,: Etude cinetigue de la scintillation dans les milieux organiques purs, These, 211, université de Toulouse, 1962. (62Le) Lawrence. D.C ..: Mixed radiation dosimetry of a plutonium-beryllum neutron source, Health Physics. 7, 179, 1962. (62Mr) Meyer, A.Murray, R.B., Effect of energetic secondary electrons on the scintillation process in alkali halide crystals. Phys. Rev. 128, 98, 1962. (62Sh) Smith.J.W., Boot. S.J.: The variation of neutron dose with deph in a tissue equivalent phantom, Phys. Med. Biol. 7. 45. 1962. (62Zi) Zielczyński M.,: Wykorzystanie zjawiska rekombinacji kolumnowej do określenia względnej skuteczności biologicznej promieniowania. Nukleonika, 7, 3, 175, 1962. (63Bn) Benjanin, P.W., Nicholls. G.S.,: Measurement of neutron spectra by semi-automatic scanning of recoil protons in photografic emulsions. UKAEA.Rep.AWRE Nr 5/63 1963. (63Bs) Burrus. W.R ..: Bonner spheres multitreshold detector for neutron spectra. Report O.R.N.L-3360 1963.
(63By) Bailey, L.E. :Fluorescent yield in the phosphor NE102 for X-rays from 4-17 keV, I. Applled Phys. 34, 3008, 1963. (63Cn) Cowan, F.P., Persomel dosimetry of very high-energy radiations, Proc. Symp., Personnel dosimetry techniques for external radiation. 273, 1963. (63Ew) Egorow, Ju.A., Scintillacjonny metod spiektrometrii gamma izłuczenija i bystrych neutronow. Gosatomizdat, str. 196, 1963. (63Fn) Fradkin, G.M., :Izotopnyje istoczniki neutronow, 38, Gosotomizdat 1963. (63Hk) Protection against neutron radiation np to 30 MeV. N.B.S. Handbook 63. (63RBE) Report of the RBE Committe to the International Commissions on Radiological Protection and on Radiological Units and Measurements. Health Physics, 9, 357, 1963. (63Ki) Kabakszi. A.M. i inni.: Chimiczeskaja dozymetrija jonizirujuszczych izłuczenij., str. 38 Wyd. Ukreińskiej A.N. Kijów 1963. (63Su) Sullivan . A.H. Baarli, J ...: An ionization chamber for the estimation of the biological effectiveness of radiations, CERN report 63-17, 1963. (63Zi) Zielczyński M ..: Rekombinacjonnyj mietod opredielenia radiacjonnoj opasnosti pronikajuszczewo izłuczenia, Praca doktorska, ZIBJ, Dubna 1963 (63Wt) Whyte. G.N.,: Energy per ion for charged particles in gases, Rad.Res. 18, 265, 1963 (64Bc) Blanc, D., Mathiu, J., Torres, L.,: Relation entre les courbes caracteristigues des chmbres d'ionisation remplies d'hexange liguide et l'ionisation speci figues du rayonnement incident. Nucl.Instr.Meth. 27, 353, 1964 (64Be) Basile, L.J.,: Transfer of excitation energy in rigid solutions of organic scintillators. Trans. Far. Soc. 60, 17021 1964 (64Bs) Birks, J.B.: The theory and practic of scintillation counting. 342 Pergamon Pres 1964. (64Cr) Czirr, J.B., Nygren, D.R., Zefiratos, C.D., : Calibration and performance of a neutron time of fligt detector, Nucl.Instr. and Methods 31, 226. 1964. (64Mt) Moverott, A.J.Fisher, P.C., Roettvig, D.T.: Plastic scintillator response to 1 - 10 keV photons. Rev.Sci.Inst. 35, 669, 1964 (64My) Madey, R., i inni,: A spark chamber spectrometer for energetic porticles in space. Trans. Am. Nucl. Sos. 7, 1, 1964

(64R / 64ICRP) Recommendations of the International Commission on Rediological Protection, ICRP. Publication 4, Pergamon Pres. 1964 (64Sa) Sanna, R. i Inni,: Nuclear Emulsion spectrometry of low and intermediate energies, Rap. HASL-162, 1954 (645w) Slepyszkow, S.I., Judin, M.F., Janowskij, A.P., Poddierżanje jedinstwa izmierenii w oblasti neutronnoj dosimetrii Radiacjannaja fizika 11. 93, 1964. (64Tr) J.E. Turner i inni. Calculation of radiation dose from protons to 400 MeV, Health Fhysics Vol 10, 783, 196 (65Bi) Baarli, Sullivan, A.H., :Radiation dosimetry for protection purposes near high-energy particle acelerator Health Physics 11, 353, 1965. (65Cs) Curtis, J.F.,: Introduction to neutron physics, D.Van Nostrand Company, Inc. 1965 (wyd.rosyjskie) 88, 1965. (65Ht) Hurst, G.,S., Bortner, T.,E., Click, U., I. Chem. Phys. 42, 713, 1965. (65ICRP) Recommendations of the International Commision on Radiological Protection (ICRP) ICRP, Publication 9, 1965. (65Sr) Steure, M.F., Wenzel. B.E.,: Carbon reacoil detection and the response of organic scintillators in 12C(n.n) 12C scattering. Nucl. Instr. and Metods, 33, 131, 1965. (65Wr) Webber, W.R., Ormes, J.F., von Rosenvinge, T.,: Measurements of the spectrum of nuclei with z> 3 in the primary radiation using a balloon borne Cerenkov-scintillation counter. Proc. Int. Cosmic. Rays. 1965. (65Wr) Windsor; M., :Luminescence and energy migration: Physics and chemistry of the organic solid state 2,2 1965. (65Zy) C.D.Zerby, WE Kinney. Calculated Tissure current to dose conversion factors for nucleous below 400 MeV. Nucl. inst. Methods 36, 125, 1965. (66Bm) Barenboim, G.M. Domańskij. A.N. Turowierow, K.K.,: Luminescencja biopolimerow i kletok. A.N.Z.S.R.R. Wyd. Nauka" Moskwa, 1966. (66Bn) Barendsen G.W., Broerse, J.J.: Dependense of the oxygen effectin the energy of fast neutrons. Nature, 212, 722. (66C1) Caswell, R.S.,: Deposition of energy by neutrons in spherical cavities. Rad.Res. 27, 92, 1966. (66Cn) Chapman, M.C., Holly, F.E.,: An experiment to measure the tissue equivalent absorbed dose (LET) and depth-dose distributions produced by radiations in space, Proc.l.Inst.Congress Rad.Prot. 2, 895, 1966

(65Ds) Dubois, J.T.: Transfert intermoleculaire d'energie d'excitation electronique entre molecules complexes en solution fluide. Actions chimique et biologique de radiations, serie 9, 1966. (66Mr) Mozumber, A., Magee, J.L.,: Model of tracks of ionizing radiations for radical reaction mechanisms Rad. Res. 28, 203, 1966 (66Nd) ]. Neufeld, i inni: Calculation of radiation dose from protons and neutrons to 400 MeV. Health Physics Vol. 12. 227 1966. (66Pa) Pszona, S., Zielczyński, M., Żaronowiecki, K.: Methodes des mesure simultance d'equivalent de dose (DE) et de coefficient de qualite (OF) de ravonnement mixtes. Proc. First, Inst. Congres of Radiation Protection, Rome, 1966. (66Pz) Pleitz, V .: Die lichttausbeute des Plastikscintillators NE102A für elektronen 3-11 keV, Z. Phys., 190, U46, 1966. (66Vz) Voltz, R. i inni,: Influence of the nature of ionizing particles on the specific luminescence of organic scintillators, I. Chem. Phys. 45, 3306, 1966. (66Wn) Williamson, G.F., Boujot, J.P., Picard, J., Tables of ranges and stopping power of chemical elements for charged particles of energy 0,5 to 500 MeV. Raport CEA - R-3042, 1966 (66 Zi) Zielczyński, M., Żarnowiecki, K.,: Różnicowa komora rekombinacyjna, Raport IBJ, 739/XIX/D, 1966 (67Am) Awschalom, M.,: Use of the multisphere neutron detector for dosimetry of mixed radiation fields, Neutron Monitoring, 289., IAEA Vienna, 1968. (67Br) Badhwar, G.D., i inni: The nonlinear response of the plastic scintillator NE102. Nucl. Instr. and Methods. 57, 116, 1967 (67Bv) Bakov, A.T. i inni,: Spiektry neutronow w gamma luczej Po-Be i Po-B istocznikow, izmierenyje W n- & sowpadieniach. Neutron Monitoring, 201, IAEA, Wieden 1967. (67Bn) Barendsen, G.W.,: Fundamental aspects of the dependence of biological radiation damage in human cells on the linear energy transfer of different radiations. Raport CONF 670305, 1967. (67Ce) Nuclear Enterprises Catalogue, 5, 1967. (67Es) Ejdus, L., Ch.,: Analiza współczesnych poglądów na fizykochemiczne mechanizm udziału tlenu w uszkodzeniu popromiennym. Radiobiologia 7, 678, 1967 (Postępy Techniki Jądrowej 12, 1247, 1968)

- 106 -

(67Fr) Fowler, J.F ..: Data from amimal experiments. Raport CONF- 670305, 1967. (67Gm) Grocm, D.E., Hauser, M.G.,: A note on the relationship between energy loss and light output for plastic scintillator NE102. Nucl.instr.Methods, 46, 301, 1967 (67G1) H.Gredel, M.Sabel .: A stilbene scintillation counter with pulse--shape discrimination against gamma radiation for measurement of fast neutron spectra and dosc. Neutron Mouitoring, 167, IAEA, Vienna 1967. (67Gw) Goriaew, J.W., i inni,: izmerenie spektrow bystrych neutronow prinomoszczi odnokristolnowo scyntillacjonnowo spiektromietra s kristałom stilbena. Neutron Monitoring, 187, IAEA, Vienna, 1967. (671g) Irwing, D.C., Alsmiller, Jr. R.G., Moren. H.S.,: Tissue current to dose conversion factors for neutrons with energies from 0.5 to 60 MeV. Raport ORNL-4032, 1967. (67Iv) Isajev, B.M. i inni: O prediele primienimosti ionizacjounych mietodow dla dozymetrii bystrych neutronow. Izm. Technika 3. 46. 1967. (67Kh) Katoh, Kaznaki, Turner. J.E.: A study of elementary particle interactions for high-energy dosimetry. Health Physics 13, 831, 1967. (67Lm) Ladu. M., Pellicioni, M.Roccella, M.: Determination of the quality factor in a mixed field of gamma-rays and neutrons by an ionization chamber filled with a dielectivie liquid. Nucl. Instr. Meth. 53, 71, 1967. (67Ln) McLauglin, J.E. O'brien, K.,: Accelerator stray, neutron dosimetry spectra of low and intermediate energy neutrons. Neutron Monitoring - 335, IAEA, Vienna, 1967. (67Le) J.W. Leake .: Portable instruments for the measurement of neutron dose-equivalent rate in steady state and pulsed neutron fields. Neutron Monitorin, 313, IAEA Vienna 1967. (67Lr) G.M.Hollander, J.M.Perlman, T.: Tables of isotopes, sixth edition, John Wiley, Sons. Inc. 1967. (67N1) Nachtigal, D.: Health Physics 13, 213, 1967. (67NCRP) Dose effect modifying factors in radiation protection, Report of subcommitte M-4 (Relative Biological Effectivenen) of the National Commission of Radiation Protection. Report BNL 50073, 1967. (67Pa) Pszona, S .: Passibilities of using organic scintillation detectors in measurements of dose equivalent and quality factor in mixed neutron samma radiation. Nukleonika XII, Nr 7 - 8, 1967.

(67Pg) Peng, C.T.: Mechanistic implication between quenching in liquid scintillation system and photosensitivity with respect to energy transfer. 1. Pharm, Sci. 56, 693, 1967. (67PN) - Pelska Norma, Ochrona przed promieniowaniem jonizującvm, Nazwy, określenia, symbole. PN-67/1-01001, 1967. (67Ri) Rossi, H.H.,: The role of cellullar radiobiology in radiation protection, Raport CONF-670305. 280, 1967. (67Ru) Raju, M.R. i inni .: A review of the topical characterioues of mion beams. Raport CONF-670305. 349, 1967. (67Rw) Resbach, H.,: Die lineare Energieubertragung (LET) als Grundlage zur Interpretation strahlenbiologischer Experimente. Raport ZfK-128, 1967. (675st) Sondhaus. Ch.A.,: Physical, geometrical, and temporal factors determining biological response to heavy charged particles. Kaport CONF-670305, 197, 1967. (675s) Stefens, J., Knowlen. R.B: A study of the nonlinear response of NE102 and MEL 150 scintillators Raport UCRL 13323, 1967. (67Vi) V.V.Verbiński, W.R.Burrus,: Proton recoil neutron spectrometry with organic scintillators Neutron Monitoring, 151. IAEA Vienna 1967. (67Wt) Wishart, L.P., Plattner, R., Cranberg, L.,: Detector for reutron time of flight spectrometry with improved response to low energy neutrons, Nucl. Instr. and Methods, 57, 237, 1967. (68Ar) Auxier, J.A., Brown, M.D.: Neutron cross-section and reaction products for H.N. and O for energy range from ther-

mal to 15 MeV, Proc. I. Int. Cong.Rad. Prot. 2,854 1968 (68Bh) Bach.R.L.Caswell.R.S.,: Energy transfer to matter by neutrons,

Rad. Res. 35, 1, 1968.

- (68Bs) Birks, J.B.: Energy transfer in organic acintillator, Colloque d'electronique nucleaire et radioprotection, Tom 1, Toulouse, 1968.
- (68Bt) Boot. S.J., Dennis, J.A., Flux density distributions in and around a man sized phantom irradiated with thermal neutrons, Phys. Med. Biol. 13, No 4, 573, 1968.
- (68Di) Dakowski, M. Gadomski, A., Piasecki, E.,: Przykłady użycia maszyny cyfrowej "GIER" do opracowania danych doświadczalnych. Raport IBJ Nr 953/IA/PL, 1968

(68Dj) Dmitrijewskij,	J.M., i innı: Sfericzeskij tkaniekwiwalentnyj
	proporcjonalnyj sczetczik, Woprosy doz. i zaszczity
	ot izłuczebij 8, 161, 1968.
(68Dw) Dawydow. A.S	<ol> <li>Teoria molekularnych eksitonow, "nauka" Moskwa 1968.</li> </ol>
(68Nd) L Neufled i inr	i.: Effects of phantom geometry on dose distribution
(00110) ) 11121111	Proc. I Inst. Cong. Rad. Prot. Vol 2. str. 1469,
	1968.
(68Pa) Pszona i iuni.	: Experimental determination of quality factor in
	tissue equivalent phantom irradiated with 200 MeV
	protons. (70 P-/
	Oprac. Z-XIX, Raport ZIBJ w druku, patrz //0ra/
(68Pa1) Pszona. S.,	Radiation quality factor (QF) depin distribution de-
	Demonst "D" 065 /VIV/D 1068
(68B-2) Barres S .	Obligancia udzisłu protonów z reakcji <sup>14</sup> N/n. p/ <sup>14</sup> C.
(ODFAZ) rszona, 5.:	ze ścianek i gazu płaskiej równoważnej tkance komory
	ionizacvinej, w energii pochłonietej w objętości gazo-
	wej komory, w polu neutronów termicznych.
	Opracowanie wewnętrzne.
(68Pi) Pisarewskij. /	A.N., i inni: Wwiedienie w radiacjonnuju biofiziku
	str. 61.
	Wyd. "Wyszejszaja szkoła" Mińsk, 1968.
(68Rs) Rits. J.J., So	lomito, E. Stevens, P.N.,: Calculations of neutron
	Durant ODNI TM 2070 1968
(GRCn) Simpson P F	Sagar I A Lucas A G : Depth dose distribution
(00511) Simpson. K.L	a beagle fantom within a mixed field of neutrons and
	gamma-rays, Proc. First.Int.Congress of Radiation
	Prot. 2, 817, 1963.
(68Sr) Snyder. W.S	. i inni: Distribution of dose and dose equivalent in
	antropomorphic phantom resulting from broad beam
	sources of monoenergetic neutrons,
	Raport ORNLP-3048, 1968.
(68Ti) Terlecki, J.,:	Problemy zastosowania cieczowych komor jonizacyj-
	nych w dozymetrii tkankowej promientowania iantomo-
	Reappoint Winds III 75 GTN 1968
(68Va) Valta P D	wont H Laustriat G : Radioluminescence des milieu
(00 v 2) vonz, k., be	organiques I. Etude cinetique.
	1. Physique 29, 159, 1968.
(69Pa) Pszona, S.:	A new approach for determining quality factor and dose
(	equivalent in mixed radiation fields,
	Health Physics 16, 9, 1969.
(69Pal) Pszona S: S	posób pomiaru równoważnika dawki promieniowania mie-
	szanego gamma-neutronowego i układ do stosowania
	tego sposobu.
	Patent Nr 3/240, 1909

- (69Pa2) Pszona, S.,: Application of a slow-scintillation component of stilleene in dosimetry of mixed radiation. Nukleonika, XIV, Nr 2, 1959.
- (69Bk) Bak. M.A.,: Szimawskaja. N.G.,: Neutronnyje istoczniki, 37, Atomizdat 1969.
- (693w) Bibiczew. B.A. i inni: Issledowanje wychoda gamma-izłuczenia iz zaszczity pod dejstwiem protonow. Mat. Konferencii Dozymetria i fizyka oslon przy

akceleratorach Dubna 1969.

- (69Sn) Sullivan. A.H.,: The estimation of the distribution of energy loss of ionizing radiation from observation of the initial recombination of the ions in a gas. CERN Raport 69 1, 1959.
- (69Z1) M. Zielczyński i inni. Parametry dozymetryczne protonów o energii 200 MeV. Raport ZIBJ w druku.
- (70Kz) K.Kordyasz, S.Pszona.: programy dopasowujące amplitudę impulskw ze scyntylatorów organicznych wg teorii R.Voltza i J.B.Birksa do wyników doświadczalnych.

Opracowanie wewnętrzne.

(70Pa) Pszona, S., i inni: An experimental determination of quality factor for 200 MeV protons by a set of ionization and scintillation detectors.

Raport Z.IBJ Dubna E-16-5384, 1970 r.

- (70MP) Zarządzenie Ministra Zdrowia i Opieki Społecznej oraz Pełnomocnika Rząda d/s Wykorzystania Energii Jądrowej z dnia 15 grudna 1969 r. w sprawie najviększych dopuszczalnych dawek promieniowania jonizującego oraz innych wskaźników z zakresu ochrony przed promieniowaniem.
- Monitor Polski Nr 1 poz. 7 z dnia 13 stycznia 1970, (325 BNL) Neutron cross section, Il-eitinon, wartości zalecane.

Raport BNL, 325.