

# ZADANIE WS1

## POMIAR ZAWARTOŚCI RADONU W POWIETRZU

### I. Cel ćwiczenia

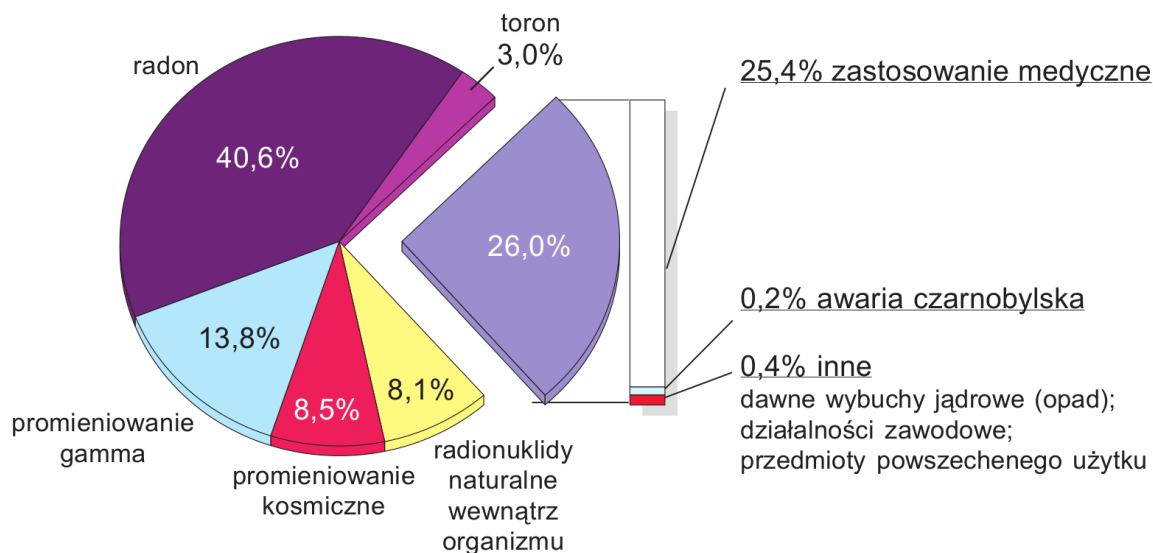
Celem ćwiczenia jest pomiar stężenia  $^{222}\text{Rn}$  i produktów jego rozpadu w powietrzu. Oszacowanie energii cząstek  $\alpha$  emitowanych z produktów rozpadu toru i zapoznanie się z działaniem scyntylacyjnego detektora cząstek  $\alpha$ .

### II. Wstęp

Człowiek w środowisku spotyka się z różnego rodzaju promieniowaniem jonizującym, którego źródła są następujące:

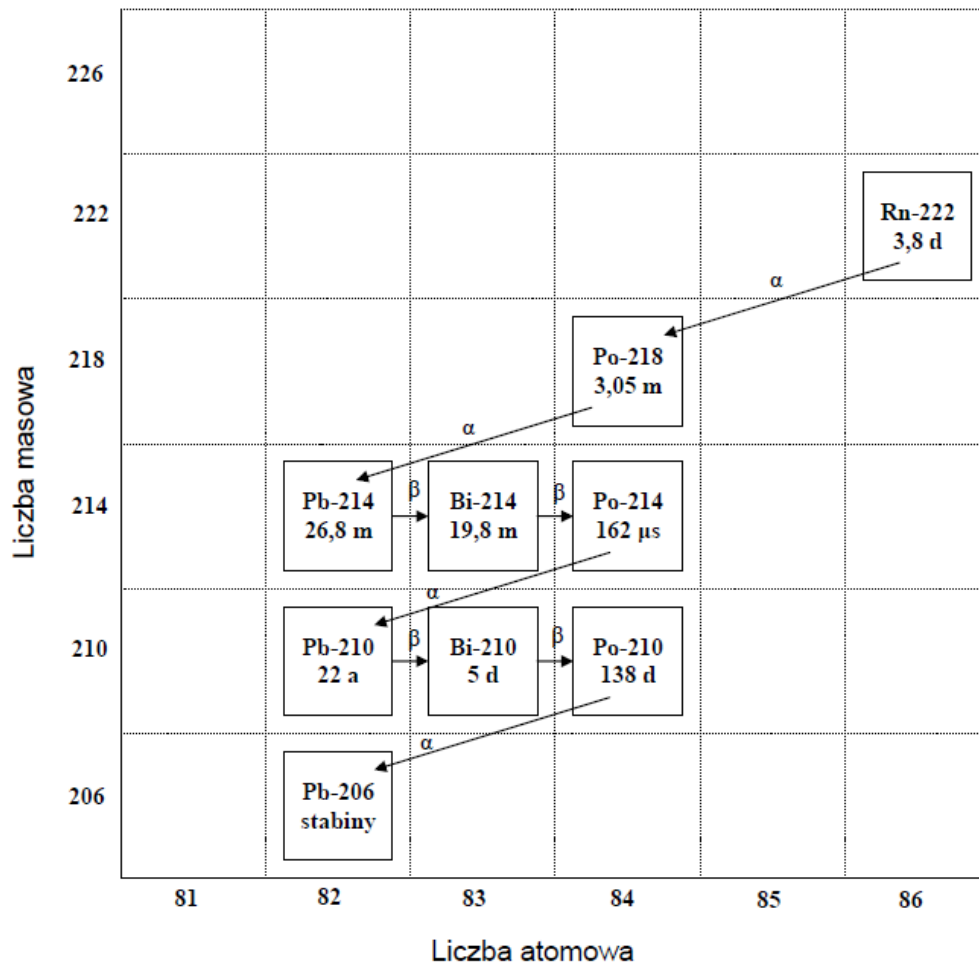
- naturalne promieniowanie środowiska związane np. z obecnością uranu czy  $^{40}\text{Ca}$  w skorupie ziemskiej;
- promieniowanie kosmiczne i wytwarzane przez nie w atmosferze lub na powierzchni Ziemi izotopy promieniotwórcze;
- źródła sztuczne np. związane z diagnostyką medyczną.

Aktywność źródeł promieniotwórczych (liczba rozpadów jąder w jednostce czasu) w układzie SI mierzona jest w bekerelach (Bq),  $1 \text{ Bq} = 1 \text{ rozpad/s}$ . Rys. 1 pokazuje, że najbardziej istotnym źródłem promieniowania jonizującego jest radon i promieniotwórcze produkty jego rozpadu. Dalej zajmiemy się jedynie izotopem  $^{222}\text{Rn}$  i jego krótko-życiowymi produktami rozpadu ( $^{218}\text{Po}$ ,  $^{214}\text{Pb}$ ,  $^{214}\text{Bi}$  i  $^{214}\text{Po}$  – patrz rys. 2), gdyż ich wkład do dawki pochodzącej od radonu jest największy. Wymienione powyżej nuklidy promieniotwórcze obecne są w powietrzu, którym oddychamy.



Rysunek 1. Udział różnych źródeł promieniowania jonizującego w średniej rocznej dawce otrzymanej przez statystycznego mieszkańca Polski [1]. Widoczny duży udział radonu (40,6%) oraz diagnostyki medycznej (26%). „Radionuklidy naturalne wewnątrz organizmu” – wkład od pierwiastków promieniotwórczych obecnych w naszym ciele np. od  $^{40}\text{K}$ , „toron” – wkład od  $^{220}\text{Rn}$  i produktów jego rozpadu, „radon” – wkład od  $^{222}\text{Rn}$  i produktów jego rozpadu, „prom. gamma” – promieniowanie od gruntu i budynków (materiały budowlane).

Radon (symbol Rn,  $Z = 86$ ) to bezbarwny i bezwonny gaz szlachetny. Wszystkie izotopy radonu są promieniotwórcze. Izotop  $^{222}\text{Rn}$  jest produktem rozpadu  $\alpha$  izotopu  $^{226}\text{Ra}$  (rad-226), który z kolei powstaje w „łańcuchu” rozpadów  $^{238}\text{U}$  (uran-238) zawartego w skorupie ziemskiej. Rozpad  $^{222}\text{Rn}$  pokazany jest na rys. 2.



Rysunek 2. Uproszczony schemat rozpadu  $^{222}\text{Rn}$ . Pokazany jest jedynie fragment istotny w niniejszym zadaniu. W kwadratach podany jest także okres połowicznego rozpadu (m w minutach, d w dniach, a w latach). Strzałki poziome oznaczają rozpad  $\beta^-$ , zaś ukośne rozpad  $\alpha$ .

### Radon w naszym środowisku

W skorupie ziemskiej znajduje się m. in. promieniotwórczy uran-238 wytworzony w procesie nukleosyntezy wiele miliardów lat temu. Przetrwał on do dnia dzisiejszego dzięki długiemu czasowi połowicznego rozpadu (patrz DODATEK A), który wynosi  $T_{1/2} = 4,5 \cdot 10^9$  lat, co jest porównywalne z wiekiem Układu Słonecznego. Rozpad  $^{238}\text{U}$  (po 4 rozpadach  $\alpha$  i 2 rozpadach  $\beta$  [2]) prowadzi do promieniotwórczego izotopu  $^{222}\text{Rn}$ , który będąc gazem dyfunduje poprzez glebę i miesza się z powietrzem. Dalsze rozpady  $^{222}\text{Rn}$  (patrz rys. 2) prowadzą do powstania krótko-życiowych izotopów promieniotwórczych  $^{218}\text{Po}$ ,  $^{214}\text{Pb}$ ,  $^{214}\text{Bi}$  i  $^{214}\text{Po}$ . Te produkty rozpadu  $^{222}\text{Rn}$  „przylepiają się” do unoszących się w powietrzu aerozoli (cząstki ciał stałych lub cieczy o średnicy rzędu  $10^{-9} - 10^{-5}$  m rozproszonych w powietrzu np. dym, mgła). Radon i produkty jego rozpadu wdychamy z powietrzem do płuc. Rozpadające się jądra emitują cząstki  $\alpha$  i  $\beta$  oraz kwanty  $\gamma$ . Wiemy, że promieniowanie  $\alpha$ ,  $\beta$  i  $\gamma$  przechodząc przez materię powoduje jonizację, a to może spowodować uszkodzenie komórek, co może prowadzić do zmian w komórkach i zwiększenia prawdopodobieństwa choroby nowotworowej.

Koncentracja radonu w zamkniętych pomieszczeniach jest na ogół większa od koncentracji na otwartej przestrzeni (patrz tabela 1).

Tabela 1. Aktywność radonu (w jedn.  $Bq/m^3$ ) w naszym otoczeniu – dane orientacyjne [3].

Miejsce pomiaru	Aktywność [ $Bq/m^3$ ]
Powietrze przy gruncie	10
Wietrzony pokój	40
Pokój zamknięty	80
Piwnica	400
Pieczara	10000

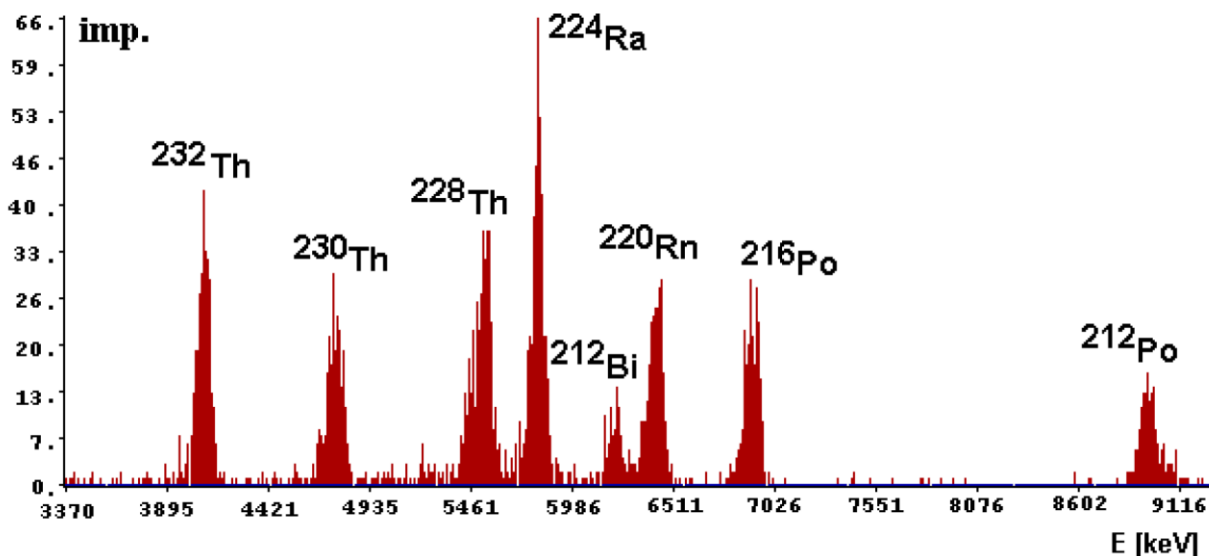
Do pomieszczeń radon przenika z gleby poprzez nieszczelności w fundamentach. Stąd szczególnie duże stężenie radonu możemy spotkać w piwnicach. Drugim źródłem radonu w pomieszczeniach mogą być materiały budowlane, z których dyfunduje radon. Występuje to, jeśli użyte materiały budowlane zawierają rad, uran lub tor. Takim materiałem jest np. granit lub bloki produkowane w oparciu o żużle i popioły powstałe ze spalania węgla kamiennego. Stężenie radonu w pomieszczeniach zależy więc od rodzaju gruntu na którym stoi budynek, jego konstrukcji i szczelności, użytych materiałów budowlanych oraz od intensywności z jaką pomieszczenia są wentylowane. Stężenie radonu w polskich mieszkaniach wynosi średnio ok.  $50 Bq/m^3$ . Największe stężenia w Polsce zarejestrowano w budynkach w okolicy Jeleniej Góry. Wg. polskich norm nie powinno ono przekraczać  **$200 Bq/m^3$**  w budynkach oddawanych do użytku po 01.01.1998 r. Wietrzenie pomieszczeń zwykle redukuje stężenie radonu (patrz tabela powyżej). Sprawa szkodliwości niewielkich stężeń radonu w powietrzu jest wciąż przedmiotem dyskusji – patrz [4] i rozdział 2 w internetowej publikacji [5].

Do badań zasięgu cząstek  $\alpha$  w powietrzu wykorzystamy izotop toru  $^{232}\text{Th}$ . Jego rozpad rozpoczyna tak zwany szereg torowy i został przedstawiony w tabeli 2.

Tabela 2. Uszeregowane produkty kolejnych rozpadów rozpoczynających się rozpadem jądra toru  $^{232}\text{Th}$  czyli szereg torowy [Internet].

nuklid	Typ rozpadu	Czas połowicznego rozpadu	Uwolniona energia, MeV	Produkt rozpadu
Th 232	$\alpha$	$1,405 \cdot 10^{10}$ lat	4,081	Ra 228
Ra 228	$\beta^-$	5,75 lat	0,046	Ac 228
Ac 228	$\beta^-$	6,13 h	2,124	Th 228
Th 228	$\alpha$	1,913 lat	5,52	Ra 224
Ra 224	$\alpha$	3,64 d	5,789	Rn 220
Po 216	$\alpha$	0,158 s	6,906	Pb 212
Pb 212	$\beta^-$	10,64 h	0,57	Bi 212
Bi 212	$\beta^-$ 64,06%	60,55 min	2,252	Po 212
Bi 212	$\alpha$ 35,94%	60,55 min	6,208	Tl 208
Po 212	$\alpha$	$3 \cdot 10^{-7}$ s	8,955	Pb 208
Tl 208	$\beta^-$	3,0 min	4,999	Pb 208
Pb 208	—	trwały	—	—

Obserwowane będą cząstki o różnych energiach. Ich widmo zostało przedstawione na rysunku 3, który pochodzi z pracy J.W. Mietelskiego i współpracowników<sup>1</sup>.

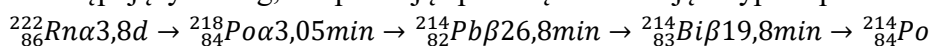


Rysunek 3. Widmo energii cząstek alfa uzyskane metodą współstrącania z NdF3 [Mietelski, Gaca i Olech, 2000] dla frakcji zawierającej tor (wraz z pochodnymi jego rozpadu) próbki porostów z Antarktydy.

Ponieważ zasięg jest tym większy im większa jest energia cząstek to zasadniczo określimy zasięg cząstek najbardziej energetycznych a więc o energii 8,96 MeV (tabela 2). Badany w ćwiczeniu tor jest elementem koszulki (siatki) Auera. Jest to siatka bawełniana nasączona dwutlenkiem toru  $\text{ThO}_2$  (99%) i dwutlenkiem ceru  $\text{CeO}_2$  (1%) służąca jako źródło białego światła w lampach gazowych. Ze względu na promieniotwórczość toru obecnie zastępują go inne pierwiastki.

### III. Wykonanie pomiarów

W zadaniu rejestracja cząstek  $\alpha$  pochodzących od produktów rozpadu  $^{222}\text{Rn}$  pozwoli nam na określenie aktywności promieniowania  $\alpha$  produktów rozpadu radonu. Łańcuch rozpadu  $^{222}\text{Rn}$  (rys. 2) zapiszemy jako następujący szereg, uzupełniając podaną informację o typ rozpadu oraz  $T_{1/2}$ :



Rozpad  $^{214}\text{Bi}$  do  $^{214}\text{Po}$  (patrz rys. 2) zachodzi z  $T_{1/2} = 19,8$  min.  $^{214}\text{Po}$  rozpada się do  $^{210}\text{Pb}$  z bardzo krótkim  $T_{1/2} = 162$   $\mu\text{s}$ . Widzimy, że rozpad ten zachodzi „natychmiast” po rozpadzie  $^{214}_{83}\text{Bi} \rightarrow ^{214}_{84}\text{Po}$ . Możemy więc złożony rozpad  $^{214}_{83}\text{Bi} \rightarrow ^{214}_{84}\text{Po} \rightarrow ^{210}_{82}\text{Pb}$  potraktować jako jeden proces zachodzący z efektywnym półokresem rozpadu  $T_{1/2} = 19,8$  min.

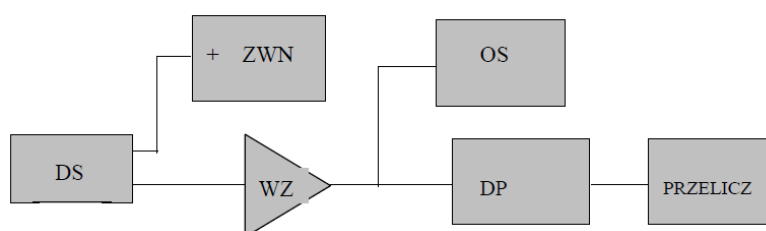
Długi okres połowicznego zaniku  $^{210}\text{Pb}$  ( $T_{1/2} = 22$  lata) powoduje, że izotop ten i dalsze nie występują w śladowych ilościach w pomieszczeniach.

<sup>1</sup> J.W. Mietelski, P. Gaca i M.A. Olech *Radioactive contamination of lichens and mosses collected in South Shetlands and Antarctic Peninsula*, Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, **245**, 527 (2000).

### III.1. Wyposażenie

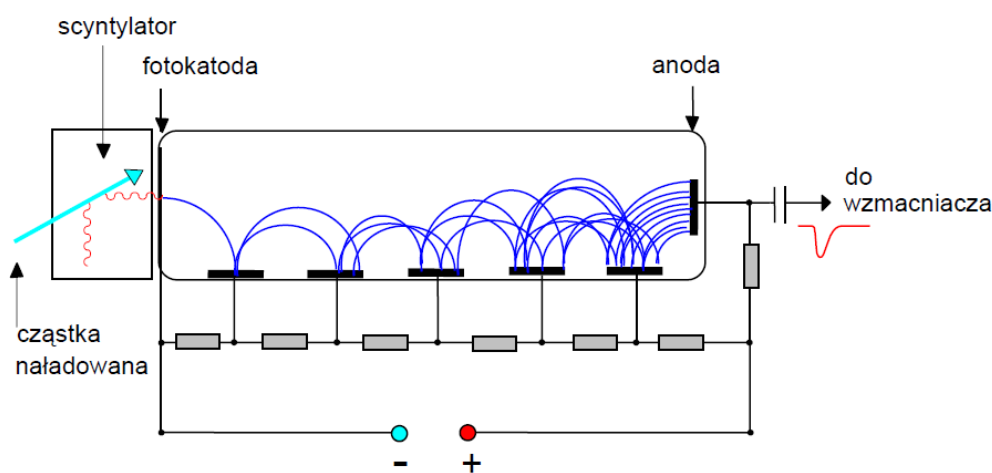
Układ pomiarowy przedstawiony na rys. 4 składa się z:

- detektora scyntylacyjnego (DS);
- zasilacza wysokiego napięcia (ZWN) zasilającego dzielnik napięcia fotopowielacza (patrz dalej tekst);
- wzmacniacza (WZ) sygnałów z fotopowielacza;
- dyskryminatora progowego (DP). Dyskryminator progowy generuje impuls, jeśli na jego wejściu pojawi się sygnał, którego amplituda przekracza poziom zadany przez eksperymentatora;
- przelicznika;
- stolika o zmiennej wysokości;
- stopera;
- odkurzacza.



Rysunek 4. Schemat blokowy aparatury współpracującej z detektorem scyntylacyjnym.

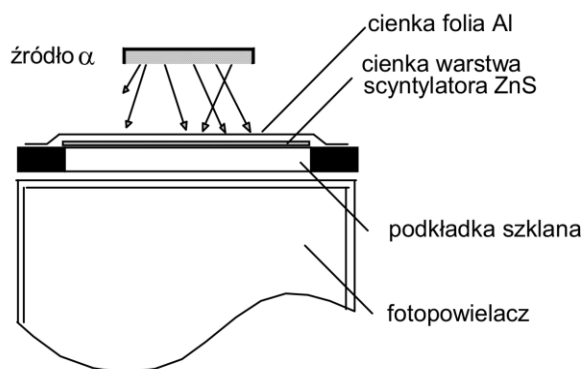
ZWN, WZ, DP i przelicznik znajdują się w jednej obudowie. Zasadniczym elementem układu jest detektor scyntylacyjny, który składa się ze scyntylatora i fotopowielacza (rys.5).



Rysunek 5. Fotopowielacz wraz ze scyntylatorem.

#### Zasada rejestracji cząstek naładowanych.

Cząstki naładowane (np. cząstki  $\alpha$ ) wpadając do scyntylatora (rys.6) jonizują i wzbudzają atomy lub cząsteczki scyntylatora. Wzbudzone atomy lub cząsteczki emitują następnie fotony, które rejestrowane są za pomocą fotopowielacza.



Rysunek 6. Budowa detektora ze scyntylatorem wykonanym z siarczku cynku.

### Scyntylatory

Znamy obecnie bardzo wiele różnych scyntylatorów. Na pracowni do detekcji promieniowania  $\gamma$  używamy jednego z najbardziej popularnych scyntylatorów, a mianowicie kryształu jodku sodu (NaI). Do detekcji cząstek  $\alpha$  wykorzystujemy siarczek cynku (ZnS) w postaci cienkiej polikrystalicznej warstwy osadzonej na płytce szklanej przez którą błyski światła ze scyntylatora przechodzą do fotopowielacza (rys. 6). Warstwa scyntylatora przykryta jest bardzo cienką folią Al (ok. 4  $\mu\text{m}$ ), która osłania fotopowielacz od światła zewnętrznego oraz odbija wytworzone w scyntylatorze fotony w kierunku fotopowielacza. Grubość folii Al jest tak dobrana aby badane cząstki  $\alpha$  mogły przez nią przejść i dotrzeć do scyntylatora.

### Fotopowielacze

Fotopowielacz (patrz rys. 5) jest lampą elektronową składającą się z fotokatody, dynod i anody. Fotony ze scyntylatora padając na fotokatodę mogą z niej wybić elektrony w wyniku zjawiska fotoelektrycznego. Elektrony te przyspieszane są w polu elektrycznym wytworzonym przez napięcie (z zasilacza wysokonapięciowego) przyłożone między fotokatodą a 1-szą dynodą. Padając na powierzchnię dynody, w wyniku emisji wtórnej, wyrzucają z niej kilka elektronów. Z kolei te elektrony przyspieszane w polu elektrycznym wytworzonym pomiędzy 1-szą a 2-gą dynodą padając na powierzchnię dynody wybijają następne elektrony. Proces ten powtarza się na kolejnych dynodach. Mamy do czynienia z procesem lawinowego narastania (postęp geometryczny) liczby elektronów. Jeden elektron wybity z fotokatody może w drodze do anody zostać powielony o czynnik  $10^5 - 10^9$ . Pojawiający się na anodzie ładunek powoduje powstanie impulsu napięciowego. Impuls napięciowy po wzmocnieniu może być zarejestrowany przelicznikiem.

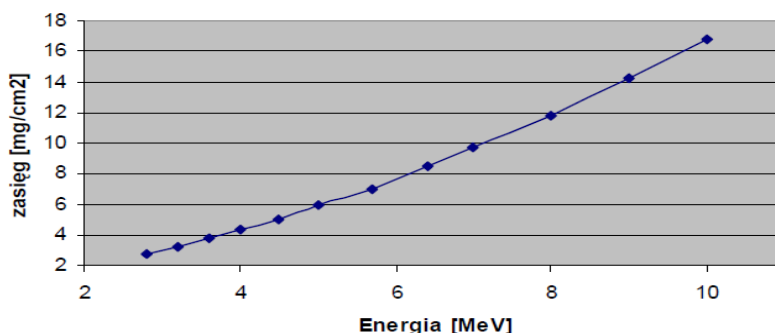
## III.2. Wykonanie pomiarów

W oparciu o zaproponowane poniżej tematy należy w porozumieniu z asystentem ustalić zakres badań. Podstawowy zakres wykonania ćwiczenia w ramach zajęć Pracowni Technik Pomiarowych obejmuje pomiary opisane w punktach 1, 2, 3 i 4. Kolejność i szczegóły wykonania pomiarów należy wcześniej uzgodnić z prowadzącym zajęcia.

1. Kontrola działania detektora cząstek  $\alpha$ . Wykorzystać źródło  $\alpha$ -promieniotwórcze. Porównać liczbę zliczonych impulsów w określonym czasie z i bez źródła. Oszacować poziom tła.
2. Pomiar zasięgu cząstek  $\alpha$  emitowanych przez siatkę Auera wykonujemy mierząc liczbę impulsów zarejestrowanych w odpowiednio dobranym przedziale czasu w funkcji odległości źródła od powierzchni sondy. Wykorzystujemy w tym celu stół o regulowanej wysokości. Z wykresu zasięg – energia cząstek  $\alpha$  przedstawionego na rys. 7 wyznaczamy energię kinetyczną.

W obliczeniach należy uwzględnić grubość folii Al przykrywającej scyntylator przyjmując że  $1 \text{ mg/cm}^2$  Al odpowiada w przybliżeniu  $1 \text{ mg/cm}^2$  powietrza.

**Zasięgi cząstek alfa w Al**



Rysunek 7. Zasięg cząstek  $\alpha$  w aluminium w funkcji energii  $E_\alpha$  wyrażonej w MeV. Warstwa  $1 \mu\text{m}$  Al odpowiada  $0,27 \text{ mg/cm}^2$ .

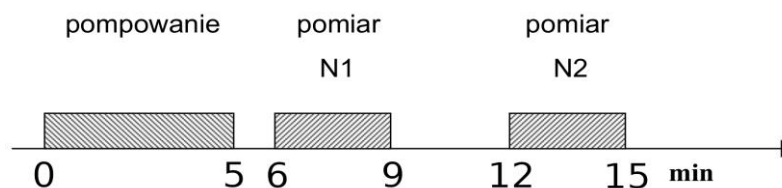
Tabela 2. Zasięg cząstek  $\alpha$  w aluminium w/g Northcliffe and Schilling Nucl. Data Tables A7,233(1970)

$E$ [MeV]	2,8	3,2	3,6	4	4,5	5	5,7	6,4	7	8	9	10
zasięg [mg/cm <sup>2</sup> ]	2,74	3,24	3,77	4,34	5	5,92	7	8,46	9,7	11,83	14,2	16,74

3. Pomiar aktywności  $^{218}\text{Po}$  zawartego w powietrzu. Wyznaczamy aktywność określonej ilości powietrza. Wykorzystamy metodę Markova przedstawioną w [6] i często stosowaną w praktyce dozymetrycznej ze względu na jej prostotę i szybkość uzyskiwania informacji.

W tym celu:

- pompujemy przez 5 min powietrze przez specjalną tkaninę będącą filtrem, na którym osadzają się aerozole z „przyklepionymi” do nich promieniotwórczymi produktami rozpadu  $^{222}\text{Rn}$ .
- filtr przenosimy na detektor i wykonujemy dwa pomiary liczby cząstek  $\alpha$ . Każdy pomiar trwa 3 minuty. Cykl pomiarowy pokazany jest na rys. 8. W wyniku pomiarów uzyskujemy liczby zliczeń  $N_1$  i  $N_2$ .



Rysunek 8. Cykl pomiaru w metodzie Markova

Markov wykazał, że ten podział czasu na zbieranie aktywności (pompowanie powietrza przez filtr) i jej pomiary daje zadowalającą dokładność.

Analiza wzorów analogicznych do (7) – (10) w DODATKU A prowadzi do wniosku, że w cyklu pomiarowym jak na rys. 6, aktywność  $^{218}\text{Po}$  znajdującego się w przefiltrowanej objętości powietrza wynosi:

$$C_A = \frac{7,3 \cdot 10^{-5} (N_1 - N_2)}{\varepsilon \cdot v \cdot \eta} \left[ \frac{\text{Bq}}{\text{m}^3} \right], \quad (1)$$

gdzie  $C_A$  – stężenie  $^{218}\text{Po}$  w powietrzu w jednostkach  $[\text{Bq/m}^3]$ ,  $\varepsilon$  – wydajność rejestracji cząstek  $\alpha$  – ten czynnik trzeba uwzględnić w obliczeniach, gdyż nie każda cząstka  $\alpha$  wylatująca z filtru



trafia do detektora,  $v$  – prędkość pompowania powietrza w jednostkach [ $\text{m}^3/\text{s}$ ],  $\eta$  to efektywność zatrzymywania produktów rozpadu radonu na filtrze.

Nie wszystkie produkty rozpadu muszą być zatrzymane na filtrze. Współczynnik liczbowy  $7,3 \cdot 10^{-5}$  obliczony został dla cyklu pomiarowego z rys. 7. Aby korzystać ze wzoru (1) należy używać zalecanych powyżej jednostek dla  $C_A$  i  $v$ . Wielkość  $\varepsilon$  należy oszacować, zaś  $v$  wyznaczyć doświadczalnie.

4. Pomiar prędkości  $v$  pompowania powietrza przez filtr. Do pompowania powietrza użyć można odkurzacza. Do pomiaru objętości przepompowanego powietrza wykorzystaj licznik przepływu gazu.
5. Pomiar efektywności  $\eta$  zatrzymywania produktów rozpadu radonu na filtrze. Zastanów się jak można w doświadczeniu wyznaczyć ile produktów rozpadu radonu zostaje w powietrzu po filtracji. Ewentualnie przyjmij  $\eta \approx 1$ .
6. O ile starczy czasu możemy dla próbki pobranej w miejscu dającym najwięcej „polonu” wykonać pomiary intensywności  $I_\alpha$  promieniowania  $\alpha$  (czyli liczba zliczeń cząstek  $\alpha$  na 1 sekundę) w funkcji czasu  $t$ . Każdy elementarny pomiar liczby zliczeń nie powinien być dłuższy od 1 min. Pozwoli to na obserwację rozpadu krótko-życiowego  $^{218}\text{Po}$  o  $T_{1/2} = 3,05$  min. Uzyskana zależność  $I_\alpha$  vs  $t$  pozwala wyznaczyć stężenie  $^{218}\text{Po}$ ,  $^{214}\text{Pb}$  i  $^{214}\text{Bi}$  w powietrzu. Analiza problemu (patrz DODATEK A) prowadzi do wniosku, że intensywność  $I_\alpha$  rejestrowanego promieniowania  $\alpha$  będzie liniową superpozycją funkcji określających rozpad  $^{218}\text{Po}$ ,  $^{214}\text{Pb}$  i  $^{214}\text{Bi}$ :

$$I_\alpha = \varepsilon v \eta [A \exp(-\lambda_A t) + B \exp(-\lambda_B t) + C \exp(-\lambda_C t)], \quad (2)$$

gdzie:

$I_\alpha$  – intensywność rejestrowanego promieniowania  $\alpha$  [liczba zliczeń/s],

$\varepsilon$ ,  $v$ ,  $\eta$  – parametry omówione w punkcie 2 (zwróć uwagę na jednostki !!!),

$\lambda_A$ ,  $\lambda_B$ ,  $\lambda_C$  – stałe rozpadu  $^{218}\text{Po}$ ,  $^{214}\text{Pb}$  i  $^{214}\text{Bi}$  (patrz rys. 2),

$A$ ,  $B$ ,  $C$  – stałe, które należy wyznaczyć w wyniku dopasowania danych doświadczalnych do funkcji postaci (2).

Analiza podobna do tej wykonanej przez Markova i innych mówi, że:

$$A = 184 C_A$$

$$B = 139 C_A + 1084 C_B \quad (3)$$

$$C = -143 C_A - 1060 C_B + 275 C_C$$

gdzie  $C_A$ ,  $C_B$ ,  $C_C$  stężenie  $^{218}\text{Po}$ ,  $^{214}\text{Pb}$  i  $^{214}\text{Bi}$  w powietrzu w jednostkach [ $\text{Bq}/\text{m}^3$ ].

Współczynniki liczbowe we wzorach (3) są obliczone przy założeniu, że czas pompowania wynosi 5 min.

## UWAGA:

Nasze pomiary nie są pomiarami profesjonalnymi wykonanymi za pomocą atestowanej aparatury pomiarowej i w sposób profesjonalny. Między innymi w naszych pomiarach nie zostały uwzględnione wszystkie czynniki wpływające na wydajność rejestracji cząstek  $\alpha$ . Także badania zawartości radonu w powietrzu wymagają „całkowania po czasie”, gdyż stężenie radonu zależne jest np. od pory dnia, od czasu który upłynął od wietrzenia pomieszczenia itd. Instytucją, która upoważniona jest w Polsce do wydawania orzeczeń na temat stężenia radonu (i nie tylko radonu) jest Centralne Laboratorium Ochrony Radiologicznej (CLOR) i w przypadku jakichkolwiek wątpliwości odnośnie zagrożenia substancjami radioaktywnymi należy zwracać się do tej instytucji. Nasza aparatura pomiarowa nie ma odpowiedniego atestu. Poza tym trzygodzinne pomiary na pracowni fizycznej nie czynią nas profesjonalistami w zakresie ochrony radiologicznej.



#### IV. Analiza wyników pomiarów

Jeśli na którymś z etapów analizy danych prowadzisz dopasowanie zależności modelowej metodą najmniejszych kwadratów, **obowiązkowo** podaj postać dopasowywanej funkcji oraz określ przyjęte niepewności. Podaj uzasadnienie wyboru zmiennej niezależnej, za wyjątkiem sytuacji, w których ona jest z góry narzucona. Przeprowadź walidację modelu uwzględniającą zasadność przyjętych niepewności pomiarowych. Jako wynik dopasowania podaj estymaty dopasowywanych parametrów wraz z ich niepewnościami. W uzasadnionych przypadkach przedyskutuj istotność dopasowywanych parametrów. Do dobrej praktyki należy również w przypadku dopasowania funkcji opisanej więcej niż jednym parametrem podanie kowariancji i współczynników korelacji parametrów a także wykresu reszt z tego dopasowania oraz jego dyskusja.

Pamiętaj też, że najczęściej używana metoda najmniejszych kwadratów wymaga wyników pomiarowych, z których każdy uzyskany jest w niezależnym akcie pomiarowym. **Nie mają takiego charakteru wielkości uzyskane np. w wyniku odejmowania jednej ustalonej wartości od wszystkich wyników pomiarów, jeśli wartość odejmowana pochodzi z pomiaru.**

#### V. Dodatkowe uwagi odnośnie do raportu

Nim przygotujesz raport, zaznajom się z uwagami zawartymi w [wymaganiach dotyczących raportu](#) zamieszczonymi na stronie pracowni. Absolutnie zalecane jest także świadome przyjrzenie się redakcji tekstu, a także tabel, rysunków i wzorów, sposobów ich numerowania, tytułowania i opisywania w dowolnym, ale wydanym przez uznane wydawnictwo, akademickim podręczniku do fizyki, jak również zajrzenie do kilku publikacji w różnych czasopismach naukowych, co może ułatwić podjęcie decyzji co do podziału Twojego raportu na części.

W raporcie **obowiązkowo** zamieść wszystkie surowe wyniki pomiarów tak, aby sięgając jedynie do raportu i bez potrzeby odwoływania się do protokołu z doświadczenia można było wykonać pełną i niezależną analizę Twych danych. Pamiętaj, że w niektórych przypadkach uzasadnione jest przeniesienie tych danych do Suplementu. W przypadku bardzo dużej liczby danych pomiarowych (np. zebranych komputerowo) dopuszczalne jest umieszczenie danych nie w formie tabel, ale w formie wykresów. Wówczas oryginalne dane należy dołączyć do raportu w formie cyfrowej (np. w wiadomości email do prowadzącego).

#### VI. Zakres materiału wymagany do kolokwium wstępnego

Przed przystąpieniem do wykonania ćwiczenia należy opanować zagadnienia opisane w rozdziałach I, II, III i III.1 niniejszej instrukcji oraz znać prawo rozpadu promieniotwórczego.

#### VII. Literatura uzupełniająca

[1] Państwowa Agencja Atomistyki, Działalność prezesa PAA oraz ocena stanu bezpieczeństwa jądrowego i ochrony radiologicznej w Polsce w 2007 roku, Warszawa, maj 2008 r.

[2] T. Mayer-Kuckuk, *Fizyka jądrowa*, PWN

[3] L. Dobrzyński i E. Droste, Promieniotwórczość a życie: problem ryzyka związanego z promieniowaniem jonizującym, Raport Nr 12, Dział Szkolenia IPJ, Warszawa 1999

[4] Z. Jaworowski, Wiedza i Życie, Nr 3 (1997)

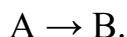
[5] A. Strupczewski, „[Nie bójmy się energetyki jądrowej](#)”, Warszawa 2010

[6] K.P. Markov, N.W. Rijabov, K.N. Stas, Atomnaja Energia 12 (1962) 315

Zagadnienia dot. zadania omówione są także w książce P. Jaracza „Promieniowanie jonizujące w środowisku człowieka”, Wydawnictwo Uniwersytetu Warszawskiego, 2001.

**DODATEK A – Prawo rozpadu promieniotwórczego**

Rozpatrzmy rozpad jąder A prowadzący do powstania jąder B:



Niech w chwili  $t$  liczba jąder A wynosi  $N(t)$ . Prawo rozpadu promieniotwórczego mówi, że liczba  $dN$  jąder, które rozpadły się w czasie  $dt$  jest proporcjonalna do liczby  $N$  jąder rozpadających się, czyli:

$$dN(t) = -\lambda N(t)dt, \text{ stąd } \frac{dN(t)}{dt} = -\lambda N(t). \quad (4)$$

Znak minus w tym równaniu oznacza, że dla  $\lambda > 0$  (nasze założenie) liczba  $N(t)$  jąder A maleje dla rosnącego czasu. Rozwiązaniem tego równania różniczkowego jest:

$$. \quad (5)$$

Stałe  $a$  i  $b$  znajdujemy z warunków:

dla  $t = 0$  liczba jąder A wynosi  $N(0)$ ,

dla  $t \rightarrow \infty$  liczba jąder  $N \rightarrow 0$

wtedy

$$N(t) = N(0)\exp(-\lambda t). \quad (6)$$

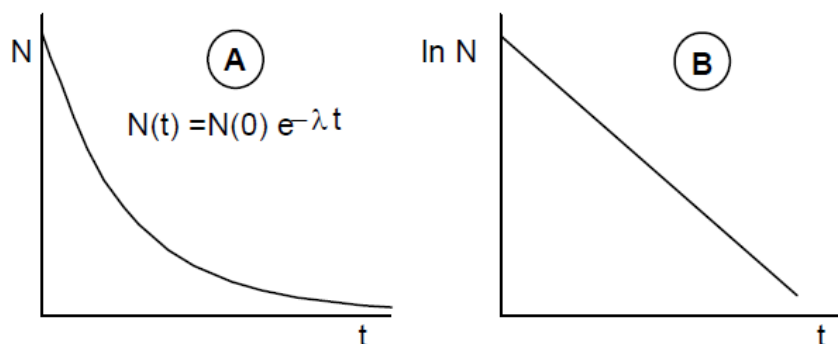
Wykres zależności  $N(t)$  od  $t$  oraz  $\ln N$  od  $t$  przedstawia rys. 9.

Wielkość  $\lambda$  ze wzoru (4) nazywa się stałą rozpadu - jest ona miarą prawdopodobieństwa rozpadu. Bardzo często używaną wielkością jest **czas połowicznego rozpadu**  $T_{1/2}$ , który definiujemy jako czas po którym rozpadnie się połowa jąder. Z równania (6) mamy, że:

$$N(T_{1/2}) = N(0)/2 = N(0)\exp(-\lambda T_{1/2})$$

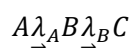
stąd

$$T_{1/2} = \ln 2 / \lambda = 0,693 / \lambda.$$



Rysunek 9. Rozpad promieniotwórczy przedstawiony w skali liniowej (A) i logarytmicznej (B).

Rozpatrzmy obecnie bardziej skomplikowany przypadek, kiedy jądra A rozpadają się do jąder B, które z kolei rozpadają się do jąder C, tzn.



Niech w chwili  $t$  liczby jąder A i B wynoszą odpowiednio  $N_A(t)$  i  $N_B(t)$ .

Mamy następujące równania różniczkowe rządzące powyższym rozpadem:

$$dN_A = -\lambda_A N_A dt, \text{ stąd } \frac{dN_A}{dt} = -\lambda_A N_A. \quad (7)$$

$$dN_B = \lambda_A N_A dt - \lambda_B N_B dt, \text{ stąd } \frac{dN_B}{dt} = \lambda_A N_A - \lambda_B N_B. \quad (8)$$

Równanie (7) opisuje rozpad jąder A do B (patrz równanie (4)). Równanie (8) określa zmianę liczby jąder B w jednostce czasu.

Liczba jąder B powiększa się o  $\lambda_A N_A dt$  – jest to liczba jąder B, które powstały w czasie  $dt$  z rozpadu jąder A  $\rightarrow$  B i pomniejsza się o  $\lambda_B N_B dt$  – jest to liczba jąder B, które rozpadły się w czasie  $dt$  do jąder C.

Zwróćmy tu uwagę, że zgodnie z równaniem (4) liczba rozpadających się jąder B w czasie  $dt$  jest proporcjonalna do  $N_B$  i wynosi  $\lambda_B N_B dt$ . Nie jest to wielkość  $dN_B$ , która określa zgodnie ze wzorem (8) różnicę pomiędzy liczbą powstających jąder B a liczbą rozpadających się jąder.

Rozwiązanie równania (7) jest już nam znane (patrz równanie (6)):

$$N_A(t) = N_A(0) \exp(-\lambda_A t). \quad (9)$$

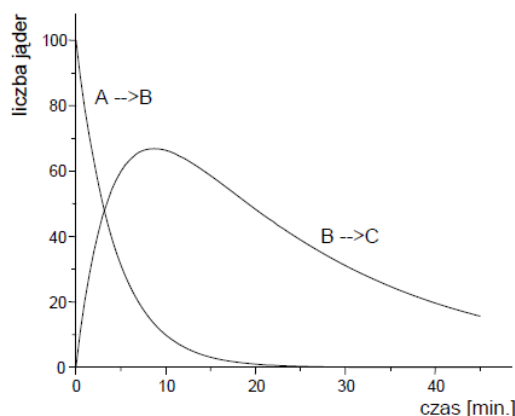
Założyliśmy tu, że w chwili  $t = 0$  liczba jąder A wynosi  $N_A(0)$ . Rozwiązanie ogólne równania (8) ma postać:

$$N_B(t) = A_{21} \exp(-\lambda_A t) + A_{22} \exp(-\lambda_B t).$$

Wielkości  $A_{21}$  oraz  $A_{22}$  wyznaczamy korzystając z warunków początkowych. Założymy tu przykładowo, że w chwili  $t = 0$  liczba jąder B równa była 0. Stąd mamy  $A_{21} = -A_{22}$ . Korzystając z równania (8) mamy ostatecznie:

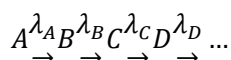
$$N_B(t) = \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} N_A(0) [\exp(-\lambda_A t) - \exp(-\lambda_B t)]. \quad (10)$$

Rys. 10 pokazuje jak zmienia się liczba  $N_A$  jąder A oraz liczba  $N_B$  jąder B w czasie. Założono tu, że dla jąder A czas połowicznego rozpadu  $T_{1/2}(A) = 3$  min zaś dla jąder B  $T_{1/2}(B) = 15$  min. Widzimy, że liczba jąder A (zgodnie ze wzorem (9)) systematycznie maleje. Bardziej interesującym jest zachowanie się liczby jąder B. Liczba jąder B z początku narasta (zasilana rozpadem jąder A) aby dla dużych czasów zanikać zgodnie ze wzorem (10).

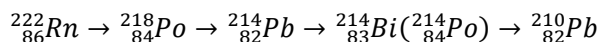


Rysunek 10. Rozpad jąder A i B przy założeniu, że: a)  $T_{1/2}(A) = 3$  min i  $T_{1/2}(B) = 15$  min b) dla  $t = 0$  początkowa liczba jąder B równa była 0.

Ogólny przypadek rozpadu łańcucha promieniotwórczego



omówiony jest w podręczniku [2] (str. 83 i dalsze). W naszych pomiarach badamy produkty rozpadu  $^{222}\text{Rn}$ , które wraz z aerozolami zatrzymane zostały na filtrze. Badamy więc rozpad



Rozpad ten opisany jest przez równania różniczkowe analogiczne do wzorów (7), (8). Ogólnie mówiąc rozwiązanie tych równań będzie zbudowane z funkcji wykładniczych (porównaj

z równaniem (10))  $\exp(-\lambda_A t)$ ,  $\exp(-\lambda_B t)$   $\exp(-\lambda_C t)$  gdzie  $\lambda_A$ ,  $\lambda_B$ ,  $\lambda_C$  są stałymi rozpadu odpowiednio  $^{218}\text{Po}$ ,  $^{214}\text{Pb}$  i  $^{214}\text{Bi}$ . Warunki początkowe: w chwili  $t = 0$  (odpowiada to końcowi pompowania) mamy na filtrze  $N_A$ ,  $N_B$  i  $N_C$  atomów  $^{218}\text{Po}$ ,  $^{214}\text{Pb}$  i  $^{214}\text{Bi}$ . Ich liczba zależy od stężenia nuklidów  $^{218}\text{Po}$ ,  $^{214}\text{Pb}$  i  $^{214}\text{Bi}$  w powietrzu, szybkości pompowania i czasu pompowania. Z liczby zarejestrowanych cząstek  $\alpha$  możemy uzyskać informację o stężeniach  $C_A$ ,  $C_B$  i  $C_C$  produktów rozpadu  $^{222}\text{Rn}$  w powietrzu. Wyprowadzenie odpowiednich wzorów jest łatwe ale jednocześnie bardzo pracochłonne i dlatego podajemy tu już wzory końcowe (1), (2), (3). Występujące w nich współczynniki liczbowe obliczone zostały dla czasu pompowania równego 5 min i wartości  $\lambda_A$ ,  $\lambda_B$ ,  $\lambda_C$  odpowiednio dla  $^{218}\text{Po}$ ,  $^{214}\text{Pb}$  i  $^{214}\text{Bi}$ .

## DODATEK B

W otaczającym nas środowisku występuje promieniowanie jonizujące. Największy wkład do dawki od źródeł naturalnych wnosi radon oraz promieniotwórczy izotop potasu,  $^{40}\text{K}$ . Do powierzchni Ziemi dociera promieniowanie kosmiczne. Jest ono źródłem napromienienia a także produkuje w atmosferze i na powierzchni Ziemi radionuklidy (np.  $^{14}\text{C}$ ). Tak więc żyjemy w środowisku promieniotwórczym. Jesteśmy bezpośrednio naświetlani a oddychając i spożywając pokarm wprowadzamy do organizmu pierwiastki promieniotwórcze.

Promieniowanie jonizujące przechodząc przez jakiś obiekt np. ciało człowieka zostaje częściowo lub całkowicie pochłonięte oddając mu swoją energię.

**Dawką pochłoniętą** nazywamy energię promieniowania pochłoniętą przez jednostkową masę. W układzie SI jednostką dawki pochłoniętej jest 1 Gy (grej). Mamy: 1 Gy = 1J/kg.

**Moc dawki** mówi nam o pochłoniętej energii prom. jonizującego w jednostce masy i jednostce czasu. Stąd moc dawki pochłoniętej wyrażać możemy w jednostkach takich jak np. Gy/h.

Skutki biologiczne oddziaływania promieniowania jonizującego na organizm ludzki zależą nie tylko od dawki pochłoniętej, ale także od:

- rodzaju promieniowania - na przykład promieniowanie  $\alpha$  jest znacznie bardziej szkodliwe od promieniowania  $\gamma$  przy tej samej pochłoniętej energii.
- rodzaju tkanki lub narządu - na przykład gonady (jądra i jajniki) są bardziej wrażliwe na napromienienie niż skóra. Uwaga: płód w łonie matki jest bardzo wrażliwy na napromienianie, stąd kobiety w ciąży powinny unikać naświetleń promieniowaniem jonizującym.

**Dawka skuteczna** – wielkość ta uwzględnia skutki biologiczne pochłoniętej dawki, a więc wzięte są pod uwagę dawka pochłonięta, rodzaj promieniowania i rodzaj tkanki lub narządu. Dawka skuteczna mierzona jest w siwertach (Sv). Więcej informacji na ten temat znaleźć można w [1],[3].

Izotop  $^{40}\text{K}$  jest naturalnym pierwiastkiem promieniotwórczym o czasie połowicznego rozpadu  $T_{1/2}=1,28 \cdot 10^9$  lat. Zawartość izotopu  $^{40}\text{K}$  w naturalnym potasie jest bardzo mała (0,012%). Niemniej jednak, wobec dużej ilości potasu w środowisku aktywność ta nie jest do pominięcia. Jako ciekawostkę można podać, że aktywność  $^{40}\text{K}$  w ciele dorosłego człowieka wynosi ok. 4000 Bq! W celu zorientowania się, jaka jest naturalna aktywność produktów żywnościowych, podajemy przykładowo zawartość  $^{40}\text{K}$  w żywności. Aktywność produktów liczona dla masy 1 kg podana została w jednostkach Bq/kg.

produkt	aktywność [Bq/kg]
Mleko (w płynie)	30-50
Sery	15-35
Cukier	0,05
Mięso, wędliny	70-170

Groch, fasola	250-350
Ziemniaki	100-160
Owoce	30-75

Warto zauważyć, że pierwiastki promieniotwórcze są nie tylko wchłaniane przez organizm ale także wydalone. Dlatego, oprócz czasu połowicznego rozpadu, ważny jest tzw. biologiczny czas połowkowy tj. czas po którym w wyniku procesów biologicznych pozostaje w organizmie średnio połowa pochłoniętego pierwiastka. Dla izotopu  $^{40}\text{K}$  czas biologiczny wynosi około 30 dni.

Największy wkład do dawki, jaką otrzymuje człowiek od naturalnych źródeł promieniotwórczych wnosi  $^{222}\text{Rn}$  i produkty jego rozpadu. Radionuklid  $^{222}\text{Rn}$  powstaje z rozpadu  $^{238}\text{U}$ . Na odkrytych terenach aktywność właściwa radonu w przyziemnych warstwach powietrza wynosi 1 – 10 Bq/m<sup>3</sup>. W pomieszczeniach zamkniętych może być ona znacznie wyższa. Przepisy polskie mówią, że nie powinna ona przekroczyć 200 Bq/m<sup>3</sup> w budynkach przeznaczonych na stały pobyt ludzi i oddawanych do użytku po 01.01.1998 r. W większości budynków w Polsce stężenie radonu wynosi 20-60 Bq/m<sup>3</sup>.

Statystyczny mieszkaniec Polski otrzymuje w ciągu roku dawkę ok. 2,4 mSv od naturalnych źródeł promieniowania, a dodatkowo ok. 0,9 mSv od źródeł sztucznych (m.in. prześwietleń) [2]. Dawka od źródeł naturalnych zależy od miejsca na kuli ziemskiej. Są obszary o anomalnie wysokich wartościach promieniowania [1]. Na przykład w Brazylii, na wybrzeżu stanu Rio de Janeiro na plażach z piasku monazytowego (bogatego w tor) dawka przekracza 400 razy średnią wartość światową. Wkład od promieniowania kosmicznego rośnie z wysokością. Na wysokości 2000 m dawka od promieniowania kosmicznego jest 2,4 razy większa od dawki na poziomie morza. Zwiększony udział promieniowania kosmicznego do dawki dotyczy także podróży na dużych wysokościach - samoloty, statki kosmiczne.

Dla osób pracujących zawodowo w warunkach narażenia na promieniowanie zaleca się ograniczanie rocznej dawki skutecznej do 50 mSv. Dawka 1 Gy lub 1 Sv jest bardzo dużą dawką - porównaj z dawką od promieniotwórczości środowiska oraz graniczną dawką 50 mSv dla pracowników. Powoduje ona wzrost prawdopodobieństwa zachorowania na śmiertelną chorobę nowotworową z 25% (naturalny wskaźnik zachorowań) do ok. 30%. Tak więc wzrost ryzyka spowodowanego dawką 1 Sv wynosi 5%. Pracując ze źródłami promieniotwórczymi należy mierzyć dodatkową dawkę, jaką możemy otrzymać. Obecnie zaleca się aby dodatkowa dawka (ponad dawkę od źródeł naturalnych i medycyny) nie przekroczyła 1 mSv w ciągu roku dla osób nie pracujących zawodowo z promieniowaniem. Należy pamiętać, że obok osłon najlepszymi zabezpieczeniami przed promieniowaniem są duża odległość od źródła i możliwie krótki czas przebywania w polu promieniowania. Nasza wiedza o szkodliwości małych dawek wciąż nie jest kompletna. Trwa dyskusja w jakim stopniu małe napromienienia są szkodliwe i czy w ogóle są one szkodliwe. Dopóki problem ten nie zostanie rozstrzygnięty, przestrzegajmy stale podanych powyżej zaleceń.

[1] A. Hryniewicz, Postępy Fizyki 44 (1993) 439.

[2] "Atomistyka oraz bezpieczeństwo jądrowe a ochrona radiologiczna w Polsce w 1998 .", wyd. Państwowa Agencja Atomistyki, Warszawa 1999.

[3] J. Draijer i J. Lakey, " Promieniowanie i ochrona przed promieniowaniem", wyd. Państwowa Agencja Atomistyki, Warszawa 1999.

## DODATEK C – Spektrometr scyntylacyjny – dodatkowe informacje

1. Założymy, że elektron o energii 300 keV pada na scyntylator w którym traci swą energię kinetyczną. Jej część (ok. 10%) może zostać zamieniona w procesie scyntylacji na energię kwantów światła. Energia kwantu jest rzędu 3 eV. Stąd liczba kwantów powstałych w procesie scyntylacji  $N \approx \frac{300keV}{3eV} \cdot 0,1 = 10^4$ .
2. W przybliżeniu co dziesiąty foton wybija elektron z fotokatody. Stąd liczba elektronów wybitych z fotokatody wynosi ok.  $10^4/10 = 10^3$  elektronów.
3. Założymy, że każdy elektron padając na dynodę wybija z niej  $R \approx 3$  elektrony.
4. Założymy, że liczba dynod na których zachodzi „rozmnażanie” elektronów wynosi 12.
5. Wzmocnienie fotopowielacza wynosi więc  $R(\text{liczba dynod}) = 312 \approx 5 \cdot 10^5$ .
6. Liczba elektronów, które dotarły do anody wynosi:  
 $(\text{liczba elektronów z fotokatody}) \cdot (\text{wzmocnienie fotopowielacza}) \approx (10^3) \cdot (5 \cdot 10^5) = 5 \cdot 10^8$
7. Zebrany ładunek = (liczba elektronów, które dotarły do anody)  $\cdot$  (ładunek elektronu)  $\approx (5 \cdot 10^8) \cdot (1,6 \cdot 10^{-19} \text{C}) \approx 8 \cdot 10^{-11} \text{C}$ .
8. Przyjmując, że ładunek ten przepłynął przez opór  $R_A$  (opór połączony z anodą – patrz rysunek) w czasie rzędu 1  $\mu\text{s}$  mamy, że przepłynął prąd  $I = Q/t = 8 \cdot 10^{-11} \text{C} / 10^{-6} \text{s} = 8 \cdot 10^{-5} \text{A}$ .
9. Jeżeli  $R_A = 1 \text{ k}\Omega$  wtedy sygnał napięciowy jest rzędu  $U = I \cdot R = 8 \cdot 10^{-5} \text{A} \cdot 10^4 \Omega = 0,8 \text{V}$ . Oczekujemy więc impulsów rzędu 1 V.

