

WŁADYSŁAW ŁUKASZEK

Katedra Matematyki D

OBLICZANIE BEZPIECZNYCH ODLEGŁOŚCI PRACY
ORAZ GRUBOŚCI OSŁON WODNYCH DLA ŹRÓDEŁ IZOTOPOWYCH (α, n)
LUB (γ, n)

Streszczenie. W pracy niniejszej dokonano przeglądu zagadnień dotyczących źródeł (α, n) oraz (γ, n), które posiadają znaczenie ze względów dozymetrycznych. Odnośnie geometrii zakłada się, że rozważone źródła są punktowe. Omawiane są moce źródeł, źródła nieosłonięte oraz źródła z osłoną wodną. Wskazana została literatura pożyteczna dla obliczeń. W zakończeniu załączony został przykład obliczenia dla źródła Po - α -Be

Oznaczenia

- A - liczba masowa jądra,
 B - dawkowy współczynnik narostu,
 c - aktywność, mc,
 d - względna moc dawki wyrażona w założonych maksymalnych mocach dawki,
 \mathcal{D} - pochłonięta energia, $\frac{mrep \text{ cm}^2}{h}$,
 $\bar{\mathcal{D}}$ - średnia pochłonięta energia, $\frac{mrep \text{ cm}^2}{h}$,
 D - założona, maksymalna dopuszczalna moc dawki, $\frac{rem}{h}$
 lub $\frac{mrem}{h}$,
 \bar{D} - średnia moc dawki, $\frac{mrem}{h}$,
 E - energia, MeV,
 f - średnie straty radiacyjne elektronu,

- F - powierzchnia, mm^2 ,
 J - gęstość prądu, $\frac{1}{\text{cm}^2 \text{ sek}}$,
 k - współczynnik przeliczeniowy równy 51,66,
 K - stała jonizacyjna, $\frac{\text{rem cm}^2}{\text{h mc}}$,
 M - całkowita moc źródła, sek^{-1} ,
 p - udział lub liczba emitowanych cząstek przypadających na jeden rozpad,
 \vec{r} - wektor punktu bieżącego,
 r - odległość, cm ,
 R - odległość, cm ,
 S - moc objętościowa źródła cząstek, $\frac{1}{\text{cm}^3 \text{ sek}}$,
 W - moc źródła cząstek, $\frac{\text{MeV}}{\text{sek}}$,
 x - grubość osłony wodnej, cm ,
 μ - liniowy współczynnik promieniowania γ , cm^{-1} ,
 Σ - przekrój czynny, makroskopowy, cm^{-1} ,
 Φ - strumień cząstek, $\frac{1}{\text{cm}^2 \text{ sek}}$,
 Φ - strumień cząstek zapewniający moc dawki równa 1 $\frac{\text{mrem}}{\text{h}}$
 $\frac{1}{\text{cm}^2 \text{ sek}}$

indeksy:

- a - absorpcja energii promieniowania γ w powietrzu,
 D - detektor,
 fn - fotoneutrony,
 ham - promieniowanie hamowania,
 i, j - wskaźniki,
 max - maksymalny (- na),
 n - neutrony,
 (n, γ) - reakcja wysyłania promieniowania γ przy zderzeniach niesprężystych,
 (n, γ^s) - reakcja (n, γ^s) ,

o - osłona

T - próg reakcji (γ, n),

z - zasięg elektronów,

β - promieniowanie β^- (elektrony),

γ - promieniowanie gamma.

1. Wyznaczanie mocy izotopowych źródeł (α, n) lub (γ, n)

Promieniowanie uzyskane ze źródeł (α, n) lub (γ, n) obejmuje zarówno neutrony jak i fotony γ . Neutrony wytwarzane są w źródle jako wynik reakcji jądrowych (α, n) i (γ, n). Promieniowanie γ tłumaczy się obecnością w źródle materiału radioaktywnego, którego wkład promieniowania w moc dawki jest często decydujący.

W źródłach (γ, n) antymonowo-berylowych, dodatkowym źródłem promieniowania γ może być powłoka (aktywna), w której wprowadza się do reaktora sproszkowany antymon z berylem w celu uzyskania aktywnych izotopów Sb^{122} i Sb^{124} .

1.1. Źródła (α, n)

W praktyce źródła tego rodzaju uzyskuje się jeżeli zmiesza się naturalne izotopy wysyłające cząsteczki α takie jak np. rad lub polon, z borem lub berylem. Kombinacji materiałów nadaje się postać sproszkowaną, sprasowaną lub używa się w postaci roztworów wodnych (np. wodny roztwór $RaBr_2$, do którego dodano zmielony Be^9). Najczęściej jako naturalny izotop stosowany jest rad. Zapewnia on duże moce neutronów oraz praktycznie stałą emisję cząsteczek α . W przypadku źródła $Ra-\alpha-Be$ pewna liczba neutronów jest wynikiem reakcji (γ, n) z uwagi na towarzyszące rozpadowi radu intensywne promieniowanie γ . Promieniowanie γ stanowi wadę źródła zarówno z przyczyn dozymetrycznych jak również z uwagi na wymagania badawcze. Źródła Po lub Pu w charakterze izotopów radioaktywnych emitują nieznaczne ilości promieniowania γ i stosowane są jako prawie wyłączne źródła neutronów. Widma energetyczne neutronów dla źródeł zawierających Ra, Po lub Pu są ciągłe i posiadają charakterystyczne piki [8]. Najbardziej prawdopodobna energia neutronów jest przesunięta w kierunku większych energii aniżeli w przypadku widma rozszczepieniowego. Widma energetyczne zależą w dużym stopniu od materiałów zastosowanych jako składniki źródła. Przez odpowiedni dobór materiałów i ich stosunków masowych uzyskuje się między inny-

mi źródła, których widma energetyczne pokrywają się z widmem rozszczepieniowym.

1.2. Źródła (γ, n)

Źródła fotoneutronów uzyskuje się dwoma sposobami. W pierwszym wypadku wystarczy zmieszać sproszkowany materiał radioaktywny wysyłający fotony z materiałem podatnym na reakcję (γ, n) takim jak np. D^2 , Li^6 , Be^9 , C^{13} lub z jego związkami (np. D_2O). Na tej zasadzie oparte są źródła antymonowo-berylowe, w których stosuje się sztuczne izotopy Sb^{122} i Sb^{124} . Drugi sposób uzyskiwania fotoneutronów polega na zewnętrznym napromieniowaniu strumieniem fotonów takich materiałów, z którymi łatwo przebiega reakcja (γ, n) a więc np. pojemników zawierających ciężką wodę lub beryl. Źródła (γ, n) posiadają duże tło promieniowania γ , które tym wyraźniej określa moc dawki im większe są energie i moce zastosowanych źródeł promieniowania γ . Energia emitowanych neutronów zależy od kilku czynników między innymi od energii fotonu oraz od kąta pomiędzy kierunkiem fotonu i kierunkiem wysyłanego neutronu [8].

Szczegółowe badania przeprowadzone z deuterem wykazują, że odchylenia od izotopowego rozkładu neutronów są niewielkie i w zagadnieniach osłaniania mogą nie być brane pod uwagę [6]. Poza deuterem reakcje z innymi pierwiastkami są pod tym względem gorzej znane. Źródła fotoneutronów mogą być uważane w przybliżeniu za monoenergetyczne o ile fotony posiadają stałą energię. Istniejący rozrzut energii można wytłumaczyć zależnością od kąta emisji fotoneutronu oraz oddziaływaniem deuteru lub berylu, które dobrze spowalniają neutrony [8].

1.3. Wyznaczenie mocy promieniowania γ

Moc promieniowania γ może być wyznaczona w oparciu o charakterystyki izotopów. Charakterystyki te podają dla poszczególnych izotopów energię emitowanych fotonów i ich udziały na jeden rozpad. Są one łatwo dostępne w literaturze [13] i przy ich pomocy moc źródła w $\frac{MeV}{sek}$ może być obliczona wzorem:

$$W_{\gamma} = 3,7 \cdot 10^7 \sum_{i=1}^m E_{\gamma, i} P_{\gamma, i} \quad (1)$$

1.4. Wyznaczenie mocy neutronów

Istnieje szereg wzorów i danych eksperymentalnych, przy pomocy których można obliczyć moce neutronów. W przypadku źródeł Ra- α -B lub Ra- α -Be, w których rad występuje pod postacią związku RaBr₂, przydatne są wzory H.L.Andersona [10]. Inne dane podają udział neutronów przy pomocy liczby neutronów przypadających na milion wysyłanych cząstek [8], [10], lub przy pomocy liczby neutronów przypadających na jeden curie źródła cząstek α [3]. Widma energetyczne źródeł Ra- α -Be, Po- α -Be, Po- α -B i Pu- α -Be znaleźć można w pozycjach [8], [10].

Moce źródeł fotonutronów są mniejsze aniżeli źródeł (α, n). Dla zwiększenia mocy stosuje się sztuczne izotopy wskutek czego źródła nie są tak stabilne jak przy użyciu izotopów naturalnych. Moce źródeł określone są w neutronach na gram reagentu umieszczonego w odległości 1 cm od źródła promieniowania o aktywności 1 curie [8], [10]. Dane dotyczące mocy źródeł uzupełnione są średnimi energiami wysyłanych neutronów, wyrażonych w ułamkach MeV. Widma energetyczne dla niektórych źródeł fotonutronów znaleźć można w literaturze [8], [10]. Pewne dane dotyczące źródeł stosowanych w ZSRR znaleźć można w pozycji [5].

W przypadku napromieniowania zewnętrznym strumieniem fotonutronów obliczenie mocy źródeł fotonutronów polega na wykorzystaniu przekrojów czynnych na reakcję (γ, n) i widm energetycznych fotonutronów związanych z tą reakcją. Całkowitą liczbę neutronów emitowanych w punkcie \vec{r} można wówczas obliczyć przy pomocy wzoru:

$$S_n(\vec{r}) = \int_{E_T}^{\infty} \sum_{fn} (E') \phi(\vec{r}, E') dE' \quad (2)$$

gdzie:

$\phi(\vec{r}, E') dE'$ - strumień fotonów w punkcie \vec{r} , których energie należą do przedziału od E' do $(E' + dE')$,

$$\frac{\text{foton}}{\text{cm}^2 \text{ sek}} \cdot$$

Istnieją duże trudności analitycznego obliczenia całki (2) z uwagi np. na brak analitycznych postaci funkcji $\sum_{n,j} f(E)$ co sprawia, że w praktyce korzysta się z metod przybliżonych. Trzeba pamiętać, że na pełną liczbę neutronów emitowanych w punkcie \vec{r} przypadają neutrony o rozmaitych energiach. Jeżeli znane jest unormowane widmo energetyczne $f(E)$ tych neutronów, a więc takie, że:

$$\int_0^{\infty} f(E) dE = 1 \quad (3)$$

to w wielu wypadkach jest rzeczą pożyteczną potraktować $S_n(\vec{r})$ jako sumę złożoną z monoenergetycznych wiązek $S_{n,j}(\vec{r}, E_{n,j})$ w obrębie których wszystkim neutronom przypisuje się energię $E_{n,j}$. W ten sposób

$$S_n(\vec{r}) = \sum_{j=1}^m S_{n,j}(\vec{r}, E_{n,j}) \quad (4)$$

gdzie

$$S_{n,j}(\vec{r}, E_{n,j}) = S_n(\vec{r}) \int_{E_{j-1}}^{E_j} f(E_n) dE_n \quad (5)$$

przy czym $E_{n,j}$ należy do przedziału (E_{j-1}, E_j) . Wartości całki z wyrażenia (5) uzyskuje się zazwyczaj drogą planimetriowania wykresu funkcji $f(E)$ w rozpatrywanym przedziale energii, ponieważ na ogół nie rozporządza się analityczną postacią funkcji $f(E)$. Wyjątek stanowią źródła posiadające widma zbliżone do widma neutronów rozszczepieniowych, dla którego funkcja analityczna podana została np. z dobrym stopniem dokładności przez B.E.Watta. Niemniej i w tym szczególnym przypadku w celu ułatwienia obliczeń używa się tablic podających wartości całki z wyrażenia (5) dla dość wąskich przedziałów energii [3].

Energie fotonutronów można obliczyć przy pomocy wzoru

$$E_n = \frac{A-1}{A} \left[E_{\gamma} - E_T - \frac{E_{\gamma}^2}{1862(A-1)} \right] + \Delta \cos Q \quad (6)$$

gdzie

$$\Delta = E_{\gamma} \left[\frac{2(A-1)(E_{\gamma} - E_T)}{931A^3} \right]^{1/2} \quad (7)$$

zaś Q oznacza kąt pomiędzy kierunkiem emisji neutronu i kierunkiem padającego fotonu. Rozrzut energii fotoneutronów (który powstaje w związku ze zmianą $\cos Q$ w granicach od 1 do -1 i jest równy 2Δ) przy stałej energii fotonu stanowi niewielki ułamek energii fotoneutronu [8] wobec czego można przyjąć z braku innych danych, że wysyłane są neutrony o stałej energii, określonej wyrażeniem:

$$E_n \approx \frac{A-1}{A} \left[E_\gamma - E_T - \frac{E_\gamma^2}{1862(A-1)} \right] \quad (6a)$$

2. Obliczanie mocy dawki od nieosłoniętych źródeł (α, n) lub (γ, n)

Moc dawki źródeł (α, n) lub (γ, n) kształtuje się zarówno pod wpływem promieniowania γ jak również pod wpływem neutronów. Przy określaniu łącznej mocy dawki decydującą rolę odgrywa promieniowanie γ . Nie dotyczy to źródeł (α, n) z udziałem P_α lub P_n .

2.1. Moc dawki promieniowania γ

Moc dawki promieniowania γ od nieosłoniętego źródła punktowego może być obliczona przy wykorzystaniu stałej jonizacyjnej izotopu wysyłającego fotony. Zgodnie z definicją stałej jonizacyjnej, względna moc dawki dla źródła punktowego o aktywności c mcurie, może być obliczona przy pomocy wzoru:

$$d = K_\gamma \frac{c}{R^2} \frac{1}{D_\gamma} \quad (8)$$

gdzie

D_γ - założona maksymalnie dopuszczalna moc dawki, $\frac{r}{h}$.

Dopuszczalną moc dawki ustala się w oparciu o obowiązujące przepisy [4] z uwzględnieniem aktualnych warunków eksploatacji źródła [9].

2.2. Moc dawki neutronów

Względna moc dawki neutronów może być obliczona przy pomocy wzoru:

$$d_n = \frac{M_n}{4\pi R^2} \sum_{j=1}^m \frac{P_{n,j}}{\Phi_{n,j}} \quad (9)$$

gdzie:

M_n - moc źródła neutronów, $\frac{\text{neutr}}{\text{sek}}$,

$\Phi_{n,j}$ - dopuszczalny strumień neutronów, których energia należy do przedziału (E_{j-1}, E_j) , $\frac{\text{neutr}}{\text{cm}^2 \text{sek}}$.

Wielkość $p_{n,j}$ wyraża się wzorem

$$p_{n,j} = \int_{E_{j-1}}^{E_j} f(x) dx$$

Dopuszczalne strumienie neutronów $\Phi_{n,j}$ określone są przez obowiązujące przepisy [4] lub mogą być odczytane z odpowiednich wykresów [9]. Wartości $p_{n,j}$ uzyskuje się drogą planimetrowania unormowanego widma energetycznego neutronów źródła we właściwym przedziale energii.

2.3. Wyznaczanie odległości odpowiadającej dopuszczalnej mocy dawki czyli bezpiecznej odległości pracy

Łączna moc dawki jest sumą mocy dawek od fotonów i neutronów. Dodając względne moce tych dawek, uzyskuje się łączną względną moc dawki:

$$d = d_\gamma + d_n = \frac{1}{R^2} \left(\frac{k_\gamma c}{D_\gamma} + \frac{M_n}{4\pi} \sum_{j=1}^m \frac{p_{n,j}}{\Phi_{n,j}} \right) \quad (10)$$

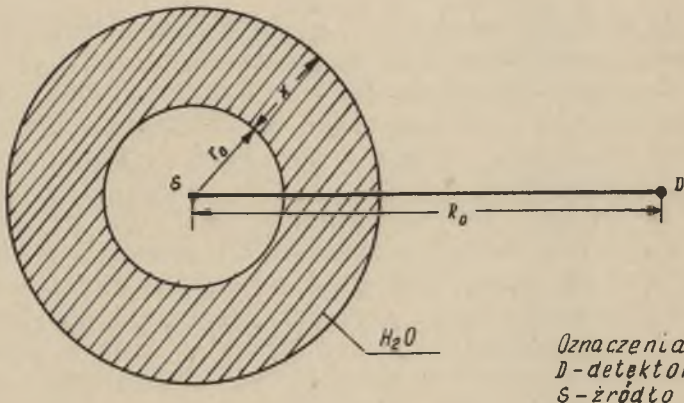
Z ostatniego wzoru łatwo jest obliczyć odległość R dla której moc dawki nie przekroczy dopuszczalnej wartości. Przyjmując $d=1$ otrzymuje się:

$$R \geq \sqrt{\frac{K_\gamma c}{D_\gamma} + \frac{M_n}{4\pi} \sum_{j=1}^m \frac{p_{n,j}}{\Phi_{n,j}}} \quad (11)$$

Wzór (11) przydatny jest do obliczania bezpiecznej odległości pracy od źródła punktowego, przy której nie zostanie przekroczona dopuszczalna dawka promieniowania. Wzór (11) nie uwzględnia pochłaniania promieniowania w powietrzu, rozpraszania przez powietrze i otaczające przedmioty oraz zaniedbuje samopochłanianie promieniowania w źródle. Jeżeli chodzi o pochłanianie w powietrzu, to wpływ ten może być praktycznie pominięty dla odległości nie większych od 25 do 30 metrów. Rozpraszanie i dyfuzję neutronów można uwzględnić przyjmując wartości d w granicach od 0,9 do 1. Samopochłanianie promieniowania w źródle przypada na materiały nieaktywne i przy niewielkich rozmiarach źródła może być pominięte.

3. Wyznaczanie mocy dawki
i grubości osłony dla źródeł (α, n) lub (β, n)
w przypadku osłony wodnej

Rozważania tego rozdziału dotyczyć będą punktowych źródeł (α, n) lub (β, n), których osłona wodna posiada kształt powłoki sferycznej (rys.1). W pierwszej kolejności wyznaczy się



Rys.1. Geometria źródła i osłony

moc dawki pochodzącą od pierwotnych składowych promieniowania wysyłanych przez źródło z równoczesnym uwzględnieniem rozpraszania tych składowych w przedziałach osłony. Następnie poświęca się uwagę wtórnym rodzajom promieniowania, powstającym w wyniku przenikania przez osłonę poprzednio wymienionych składowych. Ocenia się moc dawki wtórnych źródeł pro-

mieniowania a zakończenie rozdziału poświęca się wyznaczeniu grubości osłony wodnej, która sprawi, że łączna moc dawki w punkcie umieszczenia detektora nie przekroczy wielkości dopuszczalnej.

3.1. Pierwotne źródła promieniowania

Do pierwotnych źródeł promieniowania zalicza się składowe wysyłane przez źródła (α, n) . W postępowaniu prowadzącym do określenia mocy dawek tych składowych bierze się pod uwagę również promieniowanie rozproszone przez materiał osłony.

3.1.1. Moc dawki promieniowania γ

Względna moc dawki od punktowego, izotropowego źródła monoenergetycznego promieniowania γ z osłoną sferyczną o grubości x może być obliczona w odległości R_0 od źródła ($R_0 > x$) przy pomocy wzoru:

$$d_{\gamma} = \frac{3,7 \cdot 10^7 \text{ c p } \gamma}{4 \pi R_D^2} \frac{e^{-\mu(E)x}}{D_{\gamma}} B(E, \mu x) \mu_a(E) E k \quad (12)$$

Chociaż dla promieniowania γ istnieje dużo danych dla doboru właściwych współczynników materiałowych (μ, μ_a, B) to w praktyce wszędzie tam gdzie jest to możliwe, unika się stosowania wzoru (12) i korzysta się z nomogramów. Można wymienić dwie przyczyny takiego stanu rzeczy. Po pierwsze wzór (12) słuszny jest dla źródła monoenergetycznego, podczas gdy większość izotopów wykazuje mniej lub więcej złożone liniowe widma energetyczne. Po drugie należy liczyć się z możliwością zmian i koniecznością powtarzania obliczeń w trakcie wyznaczania grubości osłony. Przyspieszenie, pewność i powtarzalność obliczeń zapewnić mogą właściwe nomogramy, które dostępne są w literaturze dotyczącej osłaniania przed promieniowaniem [7], [1]. Przy wyborze nomogramów pierwszeństwo należy się tym, które sporządzone zostały na podstawie danych eksperymentalnych i odnoszą się do warunków "złej geometrii", tzn. uwzględniają wielokrotne rozproszenie promieniowania γ .

3.1.2. Moc dawki od promieniowania hamowania

Izotopy obok promieniowania γ mogą wysyłać promieniowanie β^- (elektrony). Zasięg cząstek β^- zależy od ich energii

i materiału, w którym są one pochłaniane. Jest on stosunkowo duży w powietrzu, natomiast w wodzie, dla izotopów mogących mieć zastosowanie w źródłach (α, n) lub (γ, n) nie przekracza od 20 do 30 mm. W praktyce nie ma więc obawy aby w przypadku zastosowania osłon wodnych, obserwator był wystawiony na bezpośrednie działanie strumienia elektronów, chociaż i w takiej sytuacji pamiętać trzeba, że elektronom przypisywana jest taka sama względna skuteczność biologiczna, jak i promieniowaniu γ . Z uwagi na przenikliwość niebezpieczne może okazać się promieniowanie hamowania. Maksymalna energia fotonów hamowania jest równa maksymalnej energii wysyłanych elektronów. Obliczenie mocy dawki od promieniowania hamowania może być w zagadnieniach praktycznych wykonane w sposób opisany w pozycji [13]; końcowy wzór na względną moc dawki promieniowania hamowania posiada w tym przypadku postać:

$$d_{\text{ham}} = \frac{3,7 \cdot 10^{10} c p_{\beta}}{4 \pi R_D^2} \frac{e^{-\mu(E_{\gamma, \text{max}})(x-x_z)}}{D_{\gamma}} (\mu_a(E_{\gamma, \text{max}}))^f k \quad (13)$$

gdzie f określone jest wzorem Comptona

$$f = 1,1 \cdot 10^{-3} Z E_{\beta, \text{max}} \quad (14)$$

i wyraża średni ułamek energii elektronu, która przechodzi w energię promieniowania hamowania. We wzorze (13) zakłada się ponadto, że: $E_{\gamma, \text{max}} = E_{\beta, \text{max}}$.

3.1.3. Moc dawki od neutronów

Obliczanie mocy dawki od neutronów wysyłanych przez źródła (α, n) lub (γ, n) najwygodniej jest przeprowadzić w oparciu o metody półempiryczne. Jedną z półempirycznych metod obliczania mocy dawki dla osłon wodnych i parafinowych podana została przez E.P. Blizarda [10]. Do obliczeń mogą być ponadto wykorzystane wyniki eksperymentalne i obliczeniowe. Poniżej opisane zostanie postępowanie, które przyjmuje za podstawę moce dawek obliczone metodą momentów dla neutronów monoenergetycznych wysyłanych przez źródło punktowe ułożone w wodzie [6]. Moce dawek podawane są dla ustalonych odle-

głości od źródła punktowego wysyłającego 1 neutron monoenergetyczny na sekundę.

Pierwszą czynnością jest określenie dla ustalonej odległości od źródła, wielkości mocy dawki odpowiadającej unormowanemu widmu energetycznemu wysyłanych neutronów. Ciągłe unormowane widma energetyczne neutronów źródła (α, n) lub (γ, n) wygodnie jest w tym celu zastąpić widmem dyskretnym, wybierając punkty skokowe dla tych energii neutronów, które były przedmiotem obliczeń metodą momentów. Każdy skok widma dyskretnego określi udział neutronów o właściwej energii. Kolejną czynność sprowadza się do określenia mocy dawki w punkcie umieszczenia detektora, przy przyjęciu, że w wyniku dotychczasowych obliczeń uzyskana została moc dawki na zewnętrznej stronie osłony wodnej. Pomijając pochłanianie promieniowania pomiędzy zewnętrzną stroną osłony i detektorem oraz biorąc pod uwagę, że dominuje ucieczka neutronów w kierunku prostopadłym do powierzchni osłony, można napisać:

$$d_n(x, R_D) = \frac{\bar{D}_n(y)}{D_n} \frac{(r_0 + x)^2}{R_D^2} \quad (15)$$

gdzie $\bar{D}_n(y)$ oznacza średnią moc dawki w $\frac{mrem}{h}$, przypadającą na jeden neutron źródła w odległości $y = r_0 + x$.

Ponieważ istnieją trudności ścisłego określenia widma energetycznego wysyłanych neutronów dla małych energii, wszystkie neutrony traktuje się jako prędkie. Przyjęcie takie zwiększa ostrożność obliczeń jeżeli zważy się, że dopuszczalne strumienie neutronów cieplnych (których udziały w widmach energetycznych okazują się niewielkie) są znacznie większe od dopuszczalnych strumieni neutronów prędkich.

Rzeczywiste moce dawek na zewnętrznej stronie osłony są mniejsze aniżeli obliczone metodą momentów, dla tych samych grubości osłony wodnej. W metodzie momentów przyjmuje się bowiem, że ośrodek rozciąga się poza rozpatrywaną grubość osłony wodnej, co sprawia, że część promieniowania pochodzącego z warstw zewnętrznych określa również moc dawki w punktach położonych bliżej źródła. Temu wpływowi ośrodka należy przeciwstawić pominięcie oddziaływania neutronów z powietrzem, pominięcie rozpraszania ich przez otaczające przedmioty oraz uwzględnienie jedynie dominującego kierunku ucieczki wzdłuż prostopadłej do wewnętrznej powierzchni osłony.

3.2. Wtórne źródła promieniowania

Pod wpływem promieniowania wysyłanego przez źródła (α, n) lub (γ, n) powstają w materiale osłony wtórne źródła promieniowania, do których należą:

- a) radiacyjne promieniowanie γ ,
- b) promieniowanie związane z aktywacją materiałów (promieniowanie γ , neutrony, elektrony),
- c) promieniowanie γ towarzyszące niesprężystym rozproszonym neutronów,
- d) fotoneutrony.

Trzy pierwsze składowe są wynikiem oddziaływania neutronów z materiałem osłony. Fotoneutrony natomiast powstają pod wpływem promieniowania γ .

Poniżej rozważy się składowe promieniowania powstające w osłonach wodnych z punktu widzenia ich znaczenia przy ustalaniu łącznej mocy dawki.

a) Radiacyjne promieniowanie γ : Promieniowanie radiacyjne jest wynikiem reakcji (n, γ) zachodzącej z neutronami ciepłymi. W przypadku osłon wodnych reakcja ta posiada znaczenie jedynie dla jąder wodoru, które na każdy wychwyt wysyłają jeden foton o energii 2,23 MeV. Przekrój czynny na reakcję (n, γ) z wodorem wynosi 0,330 barnów [9]. Chociaż udział procentowy wodoru jest znaczny łatwo uzasadnić w sposób szacunkowy, że w przypadku cienkich osłon reakcja (n, γ) z wodorem może nie być brana pod uwagę przy obliczaniu mocy dawki.

b) Promieniowanie związane z aktywacją materiałów: Aktywacja materiałów następuje pod wpływem neutronów ciepłych a w niektórych przypadkach wywołują ją neutrony prędkie. W wyniku aktywacji materiały stają się radioaktywne i z określonym okresem półrozpadu wysyłać mogą fotony, neutrony lub elektrony. Wysokoenergetyczne elektrony są niebezpieczne z uwagi na emisję promieniowania hamowania. Potrzebne dane, dotyczące wody zestawione zostały w tablicy 1. Z przeglądu tych danych wynika, że izotopy O^{17} i O^{18} posiadają bardzo niskie zawartości procentowe oraz przekroje na aktywację rzędu ułamków milibarna i wpływ ich z tych powodów może być pominięty. Dla reakcji $O^{16}(n, p)N^{16}$ energia progowa neutronów wynosi ok. 9 MeV. Neutrony o tych energiach są dość rzadkie dla widma źródeł (α, n) lub (γ, n) [8], [10] a ponadto pojedyncze rozpraszanie na wodorze strąca neutrony poniżej energii

Tablica 1

Dane dotyczące obliczeń promieniowania aktywacji
w osłonach wodnych

Izotop i reakcja aktywacji	Zwartość w % w naturalnej kombinacji izotopów	Przekrój na aktywację mb	Okres półrozpadu sek	Promieniowanie wysyłane przez radio-izotop: energia MeV i udział procentowy
$D^2(n, \gamma) H^3$	0,015	0,57	12 lat	β^- (0,018 - 100%)
$O^{16}(n, p) N^{16}$ 1)	99,8	0,040 ³⁾	7,4	β^- (4-82%, 10-18%) γ (6,13-76%, 7,10-6%)
$O^{17}(n, p) N^{17}$ 2)	0,037	0,78 ³⁾	4,14	β^- (3,7 - 100%) n (1 - 100%)
$O^{18}(n, \gamma) O^{19}$	0,204	0,21	29	β^- (2,9-70%, 4,5-30%) γ (1,6 - 70%)

Uwagi do tablicy 1: 1) neutrony prędkie o energiach 9 MeV [3]

2) " " " " 10 MeV [9]

3) przekroje uśrednione na wszystkie pierwotne neutrony rozszczepieniowe,

4) dane do tablicy 1 zostały zaczerpnięte z poz. [3], [9], [10], [13].

progowej. Z tych powodów również promieniowanie izotopu N^{16} nie posiada stosunkowo dużego znaczenia. Przy założeniu więc że w sąsiedztwie rozpatrywanych osłon wodnych nie są rozlokowane inne izotopy aktywne, zaś materiały konstrukcyjne (naczynia z wodą) są również wodorowe (np. materiały plastyczne), promieniowanie aktywnych izotopów może nie być brane pod uwagę.

c) Promieniowanie γ towarzyszące niesprężystym rozproszeniom neutronów: Dla pierwiastków występujących w osłonach wodnych, zderzenia niesprężyste mogą być brane pod uwagę jedynie w przypadku tlenu (tablica 2). Neutrony o energiach bliskich 14 MeV posiadają bardzo małe udziały dla widm źródeł (α, n) lub (γ, n) i mogą być z rozważań wyłączone. Znaczny udział neutronów o energii większej od 7 MeV może wprowadzać wątpliwości co do znaczenia promieniowania γ towarzyszącemu niesprężystym rozproszeniom przy ustalaniu mocy dawki. Wątpliwości takie mogą być usunięte drogą oszacowania wysyłanego w ten sposób promieniowania γ .

Tablica 2

Dane dotyczące promieniowania γ towarzyszącemu niesprężystym rozproszeniom neutronów w wodzie

Izotop	Energia neutronów	Energia fotonu MeV	Mikroskopowy przekrój czynny mb	Literatura
O^{16}	7,06	6,1	104	[2]
0	14	5,2 3,8 3,0	520	[12]

d) Fotoneutrony: Fotoneutrony wytwarzają się w obrębie osłony w wyniku reakcji typu (γ, n). Fotony potrzebne do wywołania tej reakcji mogą pochodzić z kilku źródeł, którymi są pierwotne promieniowania γ (nierozproszone i rozproszone) radiacyjne promieniowanie γ , promieniowanie γ materiałów aktywnych, promieniowanie γ towarzyszące niesprężystym rozproszeniom neutronów, promieniowanie hamowania.

Na podstawie wykazu energii progowych dla reakcji (γ, n) podanych w tablicy 3 łatwo zauważyć, że znaczenie posiadać może jedynie izotop D^2 . Niemniej fotony o energiach większych od 2 do 3 MeV są dość rzadkie, zaś przekroje czynne na reakcję (n, γ) w otoczeniu energii progowej są bardzo małe. Maksimum przekroju występuje dla energii ok. 5 MeV i wynosi ok. 2,3 mb. Jeżeli ponadto uwzględnimy bardzo mały udział deuteru, to wpływ fotonutronów na wielkość mocy dawki jest również do pominięcia.

Tablica 3

Energia progowa na reakcję (γ, n)
dla izotopów zawartych w wodzie

Izotop	Energia MeV progowa na reakcję (γ, n)
D^2	2,23
O^{16}	4,14
O^{17}	8,04
O^{18}	4,07

Z przeprowadzonych dotąd rozważań wynika, że warto dokonać oszacowania dwóch składowych wtórnego promieniowania, a mianowicie promieniowania radiacyjnego (2.23 MeV) oraz promieniowania γ towarzyszącemu rozproszeniom niesprężystym (6,1 MeV). Sposób oszacowania tych składowych będzie - między innymi - przedmiotem załączonego przykładu obliczeniowego.

3.3. Wyznaczenie grubości osłony wodnej

Zgodnie z uwagami podanymi w ust. 3.2, względna moc dawki w punkcie umieszczenia detektora określona będzie sumą wyrażen (12), (13) oraz (15), które dotyczą podstawowych składowych promieniowania. Wyrażenia te zależą na ogół od 4 wielkości, a mianowicie od energii promieniowania E , od odległości detektora R_D , od odległości r wewnętrznej strony osłony i od grubości osłony x . W praktyce zamiast wzoru (12) korzysta się często z nomogramów przeznaczonych dla rozpatrywanego izotopu, wskutek czego odpada konieczność zajmowania się

się konkretnymi energiami fotonów. Wyrażenie (13) stosowane będzie w przypadku emisji przez izotop radioaktywny wysokoenergetycznych elektronów i przyjmuje, że fotony promieniowania hamowania posiadają energię równą maksymalnym energiom elektronów. Ze względu na neutrony, zagadnienie sprowadza się do wyznaczenia średniej mocy dawki na 1 neutron źródła przy pomocy danych dostarczonych metodą momentów. Następnie stosuje się wzór (15). Taki stan rzeczy pozwala aby w dalszym ciągu rozpatrywać wymienione wyrażenia jako zależne od 3 pozostałych zmiennych a mianowicie od R_D , r i x . Ponieważ odległości R i r podyktowane są założeniami projektowymi (odległość R związana jest z charakterem wykonywanych doświadczeń, zaś masa materiału osłony rośnie ze wzrostem r), więc w końcowym rezultacie wymienione wyrażenia pozostają jedynie funkcjami grubości osłony x .

Dla wymaganej grubości osłony x_1 musi zachodzić związek:

$$d_\gamma(x_1) + d_{\text{ham}}(x_1) + d_n(x_1) = 1 \quad (16)$$

Wyznaczenie grubości osłony x_1 spełniającej warunek (16) można zacząć od ustalenia wartości $d_\gamma(x)$ dla kilku wartości x . Łącząc na wykresie uzyskane tą drogą punkty krzywą ciągłą, otrzymuje się krzywą $d_\gamma(x)$ w pewnym przedziale zmienności x . Podobnie w tym samym przedziale, uzyskać można wykresy pozostałych składników występujących w związku (16). Mając wszystkie wykresy można przeprowadzić graficznie ich superpozycję. Wartość odciętej $x = x_1$ dla której suma rzędnych będzie równa jedności, stanowić będzie szukaną grubość osłony wcdnej. Grubość osłony równa x_1 sprawi, że łączna moc dawki określona będzie w przybliżeniu wartością mocy dawki dopuszczalnej.

Odnosnie pominiętych składowych promieniowania korzystny jest fakt, że przepisy [4] dopuszczają uwzględnienie współczynnika bezpieczeństwa równego 2. Dlatego kładąc:

$$d_\gamma + d_{\text{ham}} + d_n = 0,5 \quad (17)$$

i wyznaczając w poprzednio opisany sposób, wartość $x = x_{0,5}$ można z zaufaniem przyjąć, że odstępstwa od współczynnika 2 wynikające z pominiętych składowych nie będą istotne. Przyjęcie współczynnika bezpieczeństwa usuwa ponadto trudności zwią-

zane z dokładnym określeniem maksymalnych dawek dopuszczalnych i względnych skuteczności biologicznych dla szerokiego zakresu energii rozpatrywanych rodzajów promieniowania.

4. Przykład obliczeniowy

Typowe źródła Po- α -Be zawierają proszek berylowy zmieszany z polonem w stosunku 20 mg berylu na 10^{-5} curie polonu. Źródło takie wysyła około $2,4 \cdot 10^6$ ^{neutr} _{sek} na 1 curie polonu. Zakładając, że maksymalna dopuszczalna moc dawki wynosi $2,4$ ^{mrem} _h (założenie to odpowiada dawce 100 mrem rozłożonej równomiernie na 42 godzinny tydzień pracy) oraz, że widmo energetyczne neutronów tego źródła pokazane jest na rys.2 [10] należy obliczyć:

- bezpieczną odległość pracy nieosłoniętego źródła o mocy 10 curie polonu,
- grubość sferycznej osłony wodnej dla tego samego źródła w przypadku wyboru miejsca pracy w odległości równej 1 m.

Z potrzebnych danych do obliczeń należy wymienić dla polonu 210: stałą jonizacyjną równą $5,6 \cdot 10^{-5}$ ^r _h i udział fotonów o energii 0,8 MeV równy $1,22 \cdot 10^{-3}$ % na jeden rozpad.

a) Obliczenie bezpiecznej odległości pracy: Zastosowanie wzoru (11) wymaga obliczenia sumy występującej pod pierwiastkiem. Wyniki obliczeń podane zostały w tablicy 4. Obliczenia wykonane zostały przy wykorzystaniu widma energetycznego z rys.2. Maksymalne dopuszczalne strumienie neutronów wyznaczono na podstawie rys.5 z pozycji [9].

Bezpieczna odległość pracy wg wzoru (11):

$$R \geq \sqrt{\frac{5,6 \cdot 10^{-5} \cdot 10^3 \cdot 10^4}{2,4} + \frac{2,4 \cdot 10^7}{4\pi} \cdot 0,061} =$$

$$= \sqrt{23,4 + 1,17 \cdot 10^{-5}} \approx 348 \text{ cm}$$

Tablica 4

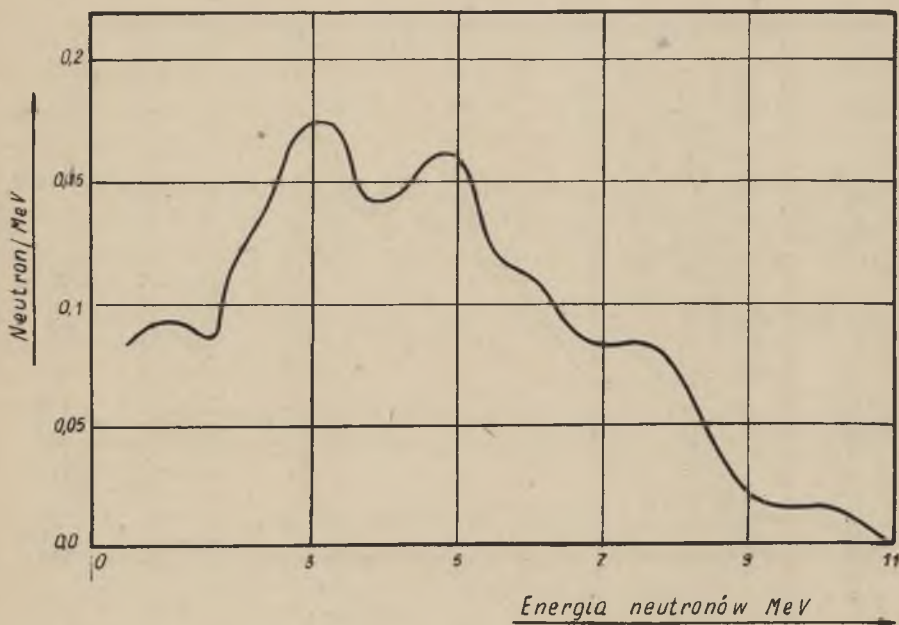
$$\sum_{j=1}^m \frac{P_{n,j}}{\phi_{n,j}}$$

Dane do obliczenia wyrażenia

j	Przedział energii neutronów		Pole dla j-tego przedziału pod krzywą z rys. 2 P _j mm ²	Średnia energia neutronów E _j MeV	Strumień neutronów o energii E _j odpowiadający 1 mrem/h 1 φ _j neutron/cm ² sek	F _j 1 φ _j
	Zakres	MeV				
1	0 - 3		1000	2	8,7	115
2	3 - 5		990	4	7,3	136
3	5 - 7		715	6	6,0	119
4	7 - 9		385	8	5,3	73
5	> 9		85	10	4,7	18
			$\sum_{j=1}^5 P_j = 3175$			$\sum_{j=1}^5 \frac{F_j}{1 \phi_j} = 461$

$$\sum_{j=1}^5 \frac{P_{n,j}}{\phi_{n,j}} = \frac{461}{3175 \cdot 2,4} = 0,061$$

Z obliczeń wynika, że promieniowanie γ Po^{210} jest ze względów dozymetrycznych do pominięcia. Przy dostatecznie długim okresie eksploatacji źródła $\text{Po}-\alpha-\text{Be}$, należy uwzględnić zmianę aktywności źródła. W tym celu mogą być użyteczne odpowiednie nomogramy [1].



Rys.2. Widmo energetyczne neutronów źródła $\text{Po}-\alpha-\text{Be}$

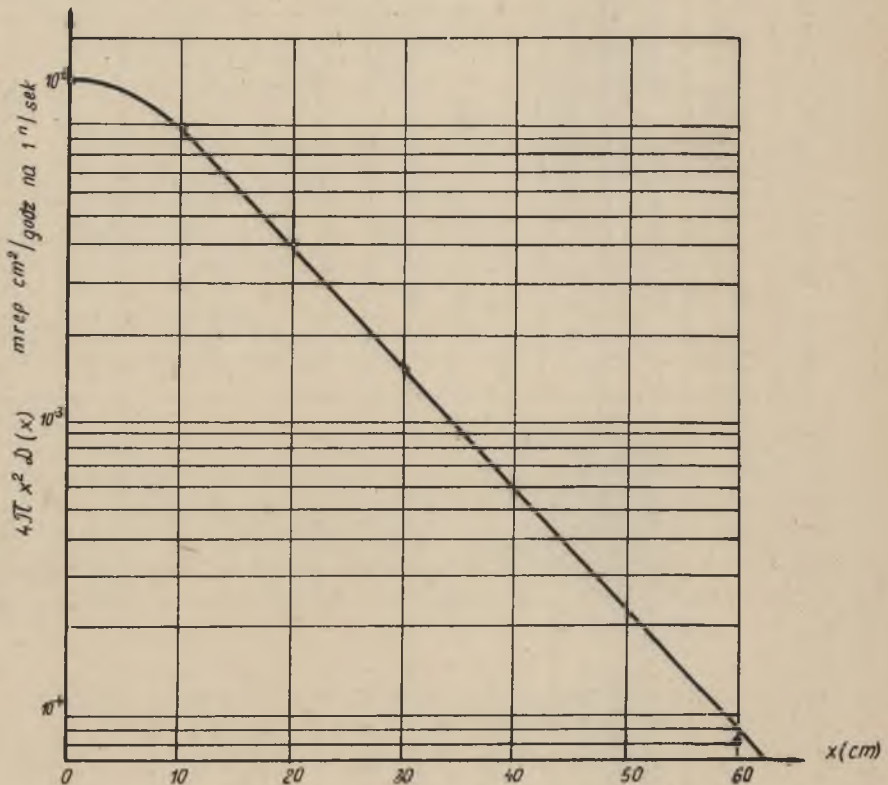
b) Obliczenie grubości osłony wodnej: Pierwszą czynnością będzie obliczenie mocy dawki wywołanej neutronami źródła. Następnie omówi się moc dawki uwarunkowaną fotonami wysyłanymi przez polon 210 oraz oszacuje się moc dawki radiacyjnego promieniowania γ i promieniowania γ towarzyszącemu niesprężystem rozproszeniom neutronów. Przyjmuje się, że źródło punktowe $\text{Po}-\alpha-\text{Be}$ jest zawieszona w wodzie.

Moc dawki wywołaną neutronami źródła oblicza się dla pięciu grubości osłony wodnej. Podstawą tych obliczeń są wielkości pochłoniętej energii dla monoenergetycznych (2,4, 6,8 i 10 MeV) punktowych i jednostkowych źródeł neutronów, uzyskane metodą momentów [6]. Wielkości pochłoniętej energii dla poszczególnych odległości (0, 10, 20, 30 i 60 cm) od

od źródła Po- α -Be przypadającej na jeden neutron tego źródła i wyrażone w $\frac{mrep\ cm^2}{h}$ obliczono wzorem:

$$4\pi x^2 \bar{D}_n(x) = \sum_{j=1}^5 \left[4\pi x^2 D(x) \right]_j p_j \quad (18)$$

gdzie $\left[4\pi x^2 D(x) \right]_j$ stabelaryzowane [6] wartości pochłoniętej energii podane w $\frac{mrep\ cm^2}{h}$. Indeks j określa energię neutronów jednostkowego źródła zaś p_j udział neutronów odpowiedniej energii w unormowanym widmie^j energetycznym rozpatrywanego źródła Po- α -Be. Odpowiednie wyniki obliczeń podane zostały w tabelicy 5. W podsumowaniu pięciu ostatnich kolumn tej tabelicy otrzymano sumy określone wzorem (18), na podstawie których sporządzony został w dalszym ciągu wykres z rys.3.



Rys.3. Moce dawek w wodzie przypadające na jeden neutron źródła Po- α -Be

Tablica 5

Oblisczenie pochłoniętej energii w $\frac{m_{rep} \text{ cm}^2}{h}$

przypadającej na jeden neutron źródła Po- α -Be dla rozmaitych grubości osłony wodnej

j	Przedział energii neutronów	Udział neutronów j-tego zakresu w widmie energetycznym	Pochłonięta energia $[4\pi x^2 \bar{D}(x)]_j$ P_j $\frac{m_{rep} \text{ cm}^2}{h}$				
			Odległość x w osłonie wodnej cm				
	Zakres energii MeV		0	10	20	30	60
1	0 - 3	0,316	$3,63 \cdot 10^{-3}$	$1,49 \cdot 10^{-3}$	$2,34 \cdot 10^{-4}$	$2,85 \cdot 10^{-5}$	$3,16 \cdot 10^{-8}$
2	3 - 5	0,312	$4,27 \cdot 10^{-3}$	$3,43 \cdot 10^{-3}$	$1,12 \cdot 10^{-3}$	$3,06 \cdot 10^{-4}$	$3,43 \cdot 10^{-6}$
3	5 - 7	0,226	$3,77 \cdot 10^{-3}$	$2,94 \cdot 10^{-3}$	$1,54 \cdot 10^{-3}$	$6,55 \cdot 10^{-4}$	$3,16 \cdot 10^{-5}$
4	7 - 9	0,122	$2,30 \cdot 10^{-3}$	$1,58 \cdot 10^{-3}$	$9,15 \cdot 10^{-4}$	$4,54 \cdot 10^{-4}$	$4,03 \cdot 10^{-5}$
5	> 9	0,027	$5,73 \cdot 10^{-4}$	$3,24 \cdot 10^{-4}$	$2,02 \cdot 10^{-4}$	$1,08 \cdot 10^{-4}$	$1,22 \cdot 10^{-5}$
		$1,003 = \sum_{j=1}^5 P_j$	$1,46 \cdot 10^{-2} = \sum_{j=1}^5 \frac{P_j}{\Phi} \cdot 10^{-4}$	$9,76 \cdot 10^{-3} = 4\pi \cdot 10^2 \bar{D}(10)$	$4,01 \cdot 10^{-3} = 4\pi \cdot 20^2 \bar{D}(20)$	$1,55 \cdot 10^{-3} = 4\pi \cdot 30^2 \bar{D}(30)$	$8,45 \cdot 10^{-5} = 4\pi \cdot 60^2 \bar{D}(60)$

Przy zastosowaniu względnej skuteczności biologicznej (WSB) równej 10 przeliczono wartości pochłoniętej energii z rys.3 na moce dawki wyrażone w $\frac{mrem}{h}$. Następnie zgodnie z wzorem (15) obliczone zostały względne moce dawki w odległości detektora od źródła wynoszącej 1 m. Wyniki tej części obliczeń zebrane zostały w tablicy 6. Ponadto wielkości z ostatniej kolumny tablicy 6 przeniesione zostały na wykres z rys.4.

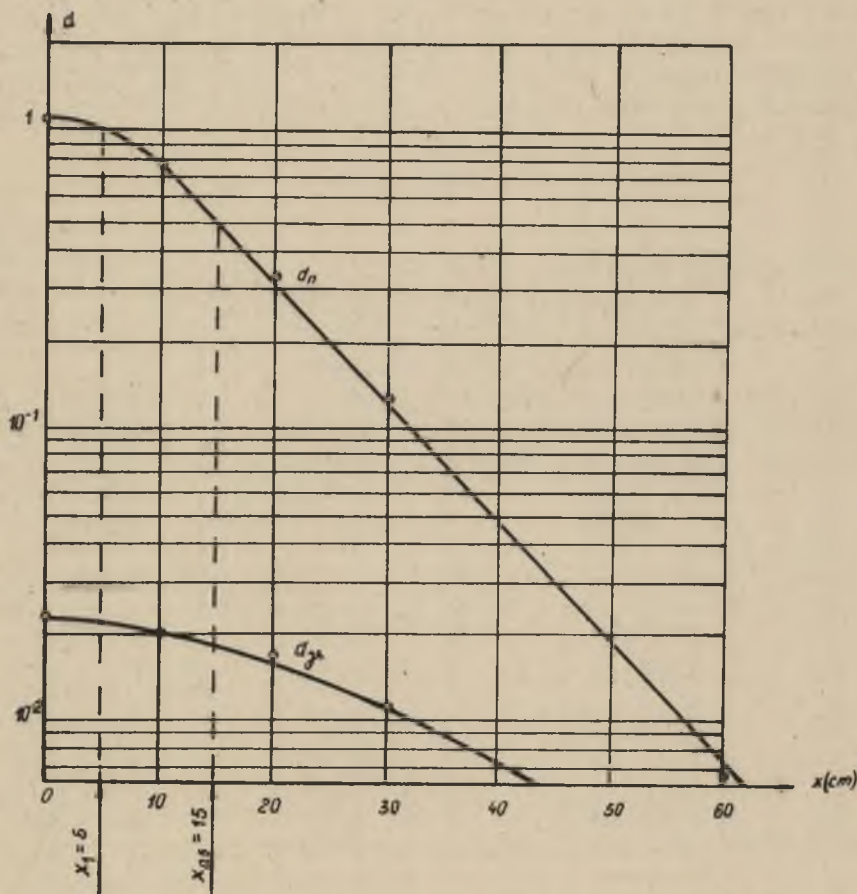
Tablica 6

Obliczenie względnej mocy dawki od neutronów źródła Po- α -Be w punkcie umieszczenia detektora

Grubość osłony wodnej cm	Średnia moc dawki na jeden neutron źródła Po- α -Be		Względna moc dawki od źródła o mocy 10 curie w odległości 100 cm
	za warstwą wody	w odległości	
	$\frac{mrem}{h}$	100 cm, $\frac{mrem}{h}$	
0	$1,46 \cdot 10^{-1}$	$1,16 \cdot 10^{-6}$	1,16
10	$7,78 \cdot 10^{-5}$	$7,78 \cdot 10^{-7}$	$7,78 \cdot 10^{-1}$
20	$8,00 \cdot 10^{-7}$	$3,20 \cdot 10^{-7}$	$3,20 \cdot 10^{-1}$
30	$1,37 \cdot 10^{-6}$	$1,23 \cdot 10^{-7}$	$1,23 \cdot 10^{-1}$
60	$1,87 \cdot 10^{-8}$	$6,72 \cdot 10^{-9}$	$6,72 \cdot 10^{-3}$

Względna moc dawki uwarunkowana fotonami źródła może być obliczona przy pomocy wzoru (12). W przypadku polonu korzystny jest fakt, że wysyłane są fotony o stałej energii 0,8 MeV, wskutek czego udaje się wykorzystać stałą jonizacyjną tego izotopu. W tych warunkach względna moc dawki dana jest również prostszym wyrażeniem:

$$d_{\gamma} = \frac{K_{\gamma} c}{D_{\gamma} R_D^2} e^{-\mu(E)x} B(E, \mu x) \quad (19)$$



Rys.4. Względne moce dawki od źródła Po- α -Be o mocy 10 curie w odległości 1 m dla rozmaitych grubości osłony wodnej

Wyniki obliczeń dla pięciu grubości osłony wodnej zostały podane w tabelicy 7 i przeniesione również na wykres z rys.4. Współczynniki narostu wyznaczone zostały na podstawie wykresów zamieszczonych w pozycji [9]. Obliczenia potwierdzają uwagę wymienioną przy rozpatrywaniu nieosłoniętego źródła Po- α -Be, a mianowicie, że ze względów dozymetrycznych wpływ promieniowania γ jest do pominięcia. W ten sposób grubość osłony wodnej wyznacza się na podstawie rys.4 z krzywej dla neutronów. W wyniku uzyskuje się, że względnej

mocy dawki równej 1 odpowiada osłona wodna grubości 5 cm natomiast dla względnej mocy dawki równej 0,5 odczytuje się grubość równą 15 cm.

Tablica 7

Obliczenie względnej mocy dawki promieniowania γ w punkcie umieszczenia detektora

Grubość x osłony wodnej cm	Współczynnik narostu $B (0,8; 0,0786 x)$	Względna moc dawki od źródła o mocy 10 curie w odległości 100 cm
0	1	$2,34 \cdot 10^{-2}$
10	1,8	$2,00 \cdot 10^{-2}$
20	3,6	$1,74 \cdot 10^{-2}$
30	5,1	$1,12 \cdot 10^{-2}$
60	12,0	$2,51 \cdot 10^{-3}$

Szacowanie mocy dawki radiacyjnego promieniowania γ oraz promieniowania β towarzyszącemu rozproszeniom niesprężystym neutronów wygodnie jest przeprowadzić dla osłony wodnej o grubości 10 cm.

Odnosnie promieniowania radiacyjnego zakłada się, że energia neutronów źródła jest stała i równa 6 MeV. Dla tej energii i dla warstwy wodnej grubości 10 cm bierze się pod uwagę odpowiednią krzywą różniczkowego widma energetycznego [6]. Planimetrując pole pod tą krzywą w przedziale od 0 do 10 keV uzyskuje się, że strumień neutronów o tych energiach jest równy $105 \frac{\text{neutr}}{2 \text{ cm}^3 \text{ sek}}$. W dalszym ciągu oblicza się liczbę wychwytywów przypadających na 1 cm^3 wody w odległości 10 cm: jest ona równa liczbie fotonów radiacyjnego promieniowania o energii 2,23 MeV wysyłanych przez rozważany cm^3 wody.

$$S_{\gamma} = \Phi_n \sum (n, \gamma) = 105 \cdot \frac{6,024 \cdot 10^{23}}{18} \cdot 2 \cdot 0,33 \cdot 10^{-24} =$$

$$= 2,3 \frac{\text{foton}}{\text{cm}^3 \text{ sek}}$$

Strumień fotonów w odległości 100 cm od źródła, wyznacza się przyjmując prąd maksymalny dla rozważanych warunków i uwzględniając osłabienie geometryczne. W ten sposób otrzymuje się:

$$J_{\gamma} \approx \Phi_{\gamma} = \frac{S_{\gamma}}{4\mu} \frac{x^2}{R_D^2} = \frac{2,3}{4 \cdot 0,0474} \frac{10^2}{100^2} = 0,12 \frac{\text{foton}}{\text{cm}^2 \text{sek}}$$

Wykorzystując odpowiednie wykresy [9] łatwo obliczyć, że strumień ten ustali w punkcie umieszczenia detektora moc dawki równą $4,3 \cdot 10^{-4} \frac{\text{mrem}}{\text{h}}$.

Szacowanie mocy dawki od promieniowania γ towarzyszącemu rozproszeniom niesprężystym neutronów może być przeprowadzone w podobny sposób. Możliwe jest jednak całkiem upraszczające założenie, że wszystkie neutrony o energiach większych od 7 MeV wysyłane przez źródło w ilości $3,58 \cdot 10^6$

neutr
sek doznają rozproszeń niesprężystych oraz że fotony o energii 6,1 MeV wysyłane są z prawdopodobieństwem określonym przekrojem równym 104 mb. W tych warunkach cm^3 wody w odległości 10 cm będzie źródłem promieniowania o wydajności:

$$S_{\gamma} = \Phi_n \sum (n, \gamma) = \frac{3,58 \cdot 10^6}{4\pi \cdot 10^2} \frac{6,024 \cdot 10^{23}}{18} \cdot 0,1 \cdot 10^{-24} =$$

$$= 9,6 \frac{\text{foton}}{\text{cm}^3 \text{sek}}$$

Strumień fotonów w odległości 100 cm oblicza się tak jak przy szacowaniu radiacyjnego promieniowania γ . W wyniku uzyskuje się:

$$J_{\gamma} \approx \Phi_{\gamma} = \frac{9,6}{4 \cdot 0,0271} \cdot \frac{10^2}{100^2} = 0,89 \frac{\text{foton}}{\text{cm}^3 \text{sek}}$$

oraz moc dawki równą $6,4 \cdot 10^{-3} \frac{\text{mrem}}{\text{h}}$.

Z przeprowadzonych dotąd rozważań wynika, że względna moc dawki z tytułu zaniedbania promieniowania γ źródła Po- α -Be ($2,00 \cdot 10^{-2}$) promieniowania radiacyjnego ($\frac{4,3}{2,4} \cdot 10^{-4}$) oraz promieniowania γ towarzyszącemu rozproszeniom niesprężystym ($\frac{6,4}{2,4} \cdot 10^{-3}$), nie przekracza $2,3 \cdot 10^{-2}$ dopuszczalnych mocy dawek.

Przy przyjęciu grubości osłony równej 15 cm, pominięcie tych składowych przy ustaleniu dopuszczalnej mocy dawki na poziomie $2,4 \frac{\text{mrem}}{\text{h}}$ nie stwarza żadnego zagrożenia.

Na zakończenie chcę wyrazić podziękowanie mgr inż. Tadeuszowi Świerzawskiemu za szczegółowe przestudiowanie niniejszej pracy.

Rękopis złożono w Redakcji w dniu 2.II.1963 r.

LITERATURA

- [1] J. C z u b e k, A. Z u b e r - Nomogramy do obliczania dopuszczalnych dawek od neutronów prędkich ze źródeł Po + Be, Nukleonika VII, Nr 6, 1962.
- [2] R. D a y - Phys.rev. Nr 102, 1956.
- [3] H. E t h e r i n g t o n - Nuclear Engineering Handbook, New York, 1957.
- [4] Ministerstwo Zdrowochranienija SSSR - Sanitarnyje prawa ... Moskwa, 1960.
- [5] G. F r a d k i n, J. K u l i s z - Istoczniki α - β - γ i neutronnych izkuczienij, Moskwa 1961.
- [6] H. G o l d s t e i n - Fundamental aspects of reactor shielding, tłumaczenie na język ros. 1961).
- [7] N. G u s i e w, J. K o w a l i e w - Nomogramy dla rascziota zaszczity ot gamma łucziej, Moskwa 1959.
- [8] Material US Atomic Energy Program - Reactor handbook: Physics, Cz.I, (tłumaczenie na język ros. 1959).

- [9] Material US Atomic Energy Program - Reactor shielding design manual, (tłumaczenie na język ros.1958).
- [10] B. Price, C. Horton, K. Spinney - Radiation Shielding, New York 1957.
- [11] S. Rumiancow - Primienienije radioaktywnych izotopow w diefektoskopii, Moskwa, 1960.
- [12] V. Scherrer, R. Theus, W. Faust - Phys. rev. Nr 91, 1953.
- [13] R. Stephenson - Introduction to nuclear engineering, New York, 1954.

РАСЧЕТ БЕСОПАСНЫХ РАССТОЯНИЙ И ТОЛЩИН
ВОДЯНОЙ ЗАЩИТЫ ДЛЯ РАБОТЫ
С ИСТОЧНИКАМИ ИЗЛУЧЕНИЙ (α, n) ИЛИ (γ, n)

Р е з ю м е

В настоящей работе сделан обзор тех вопросов касающихся источников (α, n) или (γ, n) которые имеют дозиметрическое значение. Принимается во внимание источники точечного характера. Обсуждается мощность источников, незащищенные источники и источники с водяной защитой. Указывается на литературу полезную для изготовления расчетов. В заключении работы приводятся численный пример расчета для источника Po- α -Be.

DIE BERECHNUNG VON ARBEITSIECHERUNGSABSTÄNDEN
UND WASSERSCHIRMENSTÄRKE
FÜR ISOTOPENQUELLEN (α, n) ODER (γ, n)

Z u s a m m e n f a s s u n g

Die Arbeit enthält die Problemenübersicht die Isotopenquellen (α, n) oder (γ, n) betreffen und in der dosimetrischen Betrachtungen wichtig sind. Aus dem Standpunkt der Geometrie nimmt man die Punktquellen für. Zuerst die Quellenstärke, dann die Quellen ohne Schirm und endlich Quellen mit Wasserschirm beschrieben sind. Die Literatur gezeigt ist die bei Rechnungsführung nützlich ist. Zum Schluss die Berechnung für die Po- α -Be Quelle als Beispiel gegeben ist.