

Pomiar Zawartości Radonu w Powietrzu

Kacper Kłos

14 kwietnia 2025

W niniejszym raporcie wyznaczyliśmy zawartość radonu na podstawie produktów jego rozpadu oraz zbadaliśmy zależność promieniowania od odległości. Najpierw umieszczaliśmy próbkę toru-232 nad scyntylatorem i rejestrowaliśmy jego odczyty podczas 2-minutowych interwałów, po czym zwiększaliśmy dystans między próbką a detektorem. Na podstawie dopasowania danych w skali log-log uzyskaliśmy, że liczba zarejestrowanych cząstek jest proporcjonalna do odwrotności odległości: $N \propto 1/r$.

Później, korzystając z kilku dodatkowych pomiarów promieniowania tła, na tej podstawie wyznaczyliśmy zakres energii cząstki alfa emitowanej przez tor na dwa sposoby. Najpierw oceniliśmy, przy której odległości rejestrowane promieniowanie spada do poziomu tła i otrzymaliśmy $E \in (4,0; 4,6)$ MeV. Energię udało nam się także wyznaczyć, korzystając z dopasowanej krzywej, w tym przypadku uzyskany przedział wynosi $E \in (4,1; 7,1)$ MeV.

Następnie wykorzystaliśmy metodę Markova, służącą do wyznaczania zawartości polonu w powietrzu, który powstaje w wyniku rozpadu radonu. Pomiar polegał na serii cykli pompowania powietrza przez filtr (ze zliczaniem objętości przepływającego gazu), a następnie dwóch pomiarach promieniowania rejestrowanego z tego filtra. Uzyskane wyniki wskazują, że koncentracja radonu w powietrzu: (25 ± 11) Bq m⁻³ występuje nad stertą skał, (9 ± 6) Bq m⁻³ w korytarzu przylegającym do pomieszczenia, w którym prowadzono pomiary, oraz (10 ± 9) Bq m⁻³ w próbkach świeżego powietrza z zewnątrz.

1 Wstęp

W niniejszym raporcie przedstawiamy zbadamy zawartości radonu w powietrzu pochodzącym z różnych otoczeń. Dodatkowo analizujemy, jak zmienia się zarejestrowane promieniowanie w funkcji odległości źródła od detektora cząstek. Przy pomocy tej zależności spróbujemy oszacować ile wynosi energia emitowanych cząstek.

2 Podstawy Teoretyczne

W naszych rozważaniach korzystamy głównie z prawa rozpadu promieniotwórczego, zgodnie z którym liczba jąder izotopu (np. radonu lub produktów jego rozpadu) maleje w czasie w tempie proporcjonalnym do bieżącej liczby jąder:

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\lambda N(t),$$

gdzie λ jest dodatnią stałą rozpadu zależną od danego izotopu. Rozwiązaniem tego równania jest:

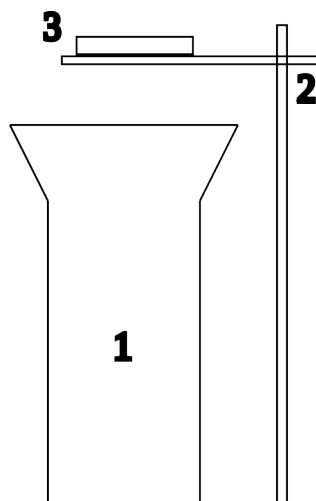
$$N(t) = N(0) e^{-\lambda t}. \quad (1)$$

3 Układ Doświadczalny

Zarówno do pomiarów zależności natężenia promieniowania od odległości, jak i do określania zawartości radonu w powietrzu, wykorzystaliśmy ten sam detektor cząstek (jego dokładniejszy opis można znaleźć w [1]), który liczy rozpad w danym przedziale czasowym.

3.1 Pomiar zależności od odległości

Schemat układu przedstawiono na rys. 1. Próbkę promieniotwórczego toru-232 umieszczano na regulowanym stojaku nad detektorem, a następnie zmieniano odległość między próbką a detektorem i mierzono liczbę zarejestrowanych rozpadów w ustalonym czasie (2 minuty). Potem wykonaliśmy jeszcze parę pomiarów promieniowania tła, aby oszacować przy jakiej odległości cząstki alfa nie docierają do detektora. Te dane pomogą nam oszacować energię emitowanych cząstek.



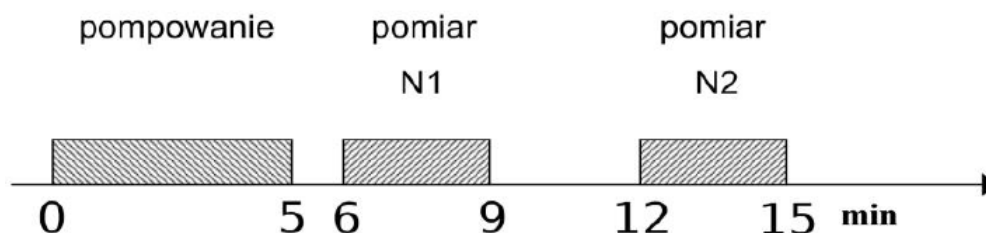
Rysunek 1: Układ pomiarowy do badania zależności promieniowania od odległości: 1 – miernik promieniowania, 2 – stojak z miarką, 3 – źródło promieniotwórcze.

3.2 Pomiar zawartości radonu w powietrzu (metoda Markova)

Do określania ilości polonu-218 (pochodnej radonu-222) w badanym powietrzu zastosowaliśmy metodę Markova [2]. Mierzone powietrze było przepompowywane przez filtr (na którym osadzały się produkty rozpadu), a później wykonywano dwa pomiary aktywności filtra, kładąc go bezpośrednio na detektor (rys. 1), w ściśle określonych odstępach czasowych. Schemat cyklu to:

- 5 minut – pompowanie powietrza przez filtr,
- 1 minuta – przerwa,
- 3 minuty – pierwszy pomiar aktywności filtra,
- 3 minuty – przerwa,
- 3 minuty – drugi pomiar aktywności filtra.

Graficzne przedstawienie cyklu widnieje na rys. 2. Podczas pompowania monitorowano całkowitą objętość powietrza ν za pomocą gazomierzu, a pomiary promieniowania przeprowadzono umieszczając filtr bezpośrednio nad detektorem.



Rysunek 2: Schemat cyklu pomiarowego (źródło: [1]).

Poprzez prostą analizę z użyciem wzoru (1) otrzymana koncentracja polonu (co za tym idzie radonu) w powietrzu C_A wyraża się w postaci:

$$C_A = \frac{7,3 \times 10^{-5} (N_1 - N_2)}{\epsilon \nu \eta},$$

gdzie N_1 i N_2 są zarejestrowanymi rozpadami w pierwszym i drugim okresie pomiarowym, ν to objętość powietrza przepompowanego przez filtr w danym czasie, ϵ oznacza wydajność rejestracji cząstek przez detektor, a $\eta \approx 1$ jest efektywnością zatrzymywania produktów rozpadu na filtrze.

W naszej analizie przyjęliśmy $\eta = 1$ oraz $\epsilon \approx 0,0875$. Kulczowe założenia jakie poczyniliśmy to że promieniowanie roznosi się po sferze, zatem tylko 50% kieruje się w stronę detektora, przy czym tylko 45% do niego dociera, a zostaje wykrytych jedynie 35% cząstek. Nasze oszacowanie opieramy na publikacjach [3, 4] i daję wspomniany wynik $\epsilon \approx 0,0875$. Skutkiem tych oszacowań jest uproszczony wzór:

$$C_A = \frac{83,43 \times 10^{-5} (N_1 - N_2)}{\nu}. \quad (2)$$

4 Wyniki Pomiarów

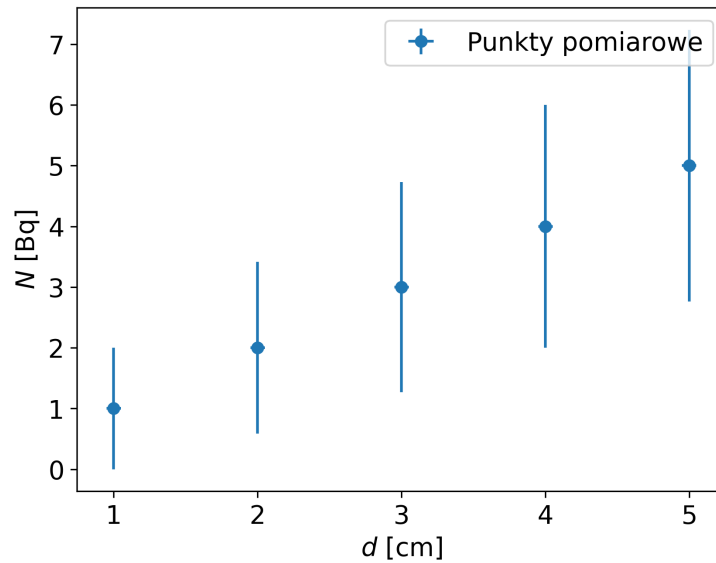
4.1 Zależność promieniowania od odległości

W pierwszej serii umieściliśmy próbkę toru nad detektorem (rys. 1) i mierzyliśmy liczbę zarejestrowanych rozpadów (w ciągu 120 s) przy różnych odległościach d . Wyniki przedstawia tab. 1.

Nr	N [Bq]	d [cm]
1	36	1
2	22	2
3	12	3
4	10	4
5	6	5

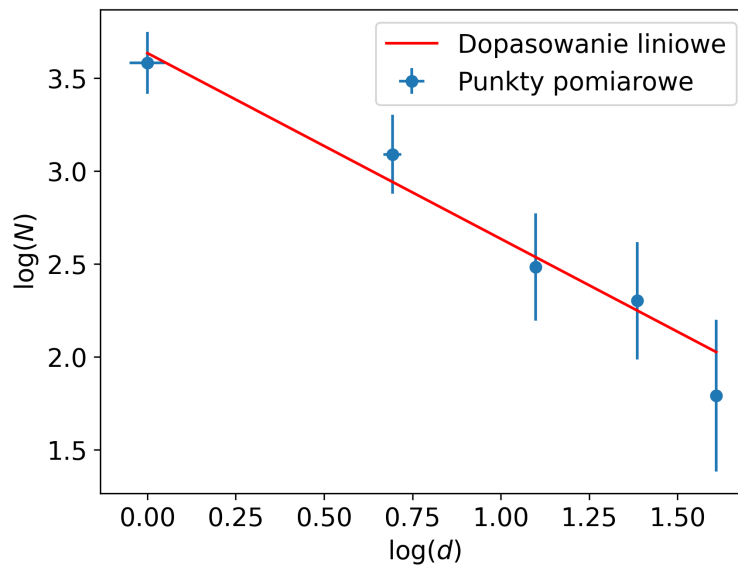
Tablica 1: Pomiar natężenia promieniowania N (liczba zliczeń w 120 s) w funkcji odległości d próbki od detektora.

Niepewność statystyczną zarejestrowanej liczby rozpadów szacujemy jako $u(N) = \sqrt{N}$, a błąd odległości ustalamy na połowę podziałki $\delta d = 0,05$ cm. Zależność $N(d)$ pokazuje rys. 3.



Rysunek 3: Zależność zarejestrowanych rozpadów N od odległości d .

Aby zbadać typową formę prawa potęgowego, przedstawiamy dane w skali log-log (rys. 4) i dopasowujemy prostą: $\log(N) = a \log(d) + b$.



Rysunek 4: Wykres zależności $\log(N)$ od $\log(d)$.

Dopasowanie dało:

$$a = -1,0 \pm 0,1, \quad b = 3,6 \pm 0,1, \quad (3)$$

co odpowiada zależności $N \propto 1/d$. Warto jednak zaznaczyć, że w idealnym przypadku cząstki powinny rozchodzić się sferycznie ($1/r^2$) i maleć z powodu interakcji z powietrzem. Jednak uwzględniając duże błędy pomiarowe trudno jest dokładnie oszacować zależność.

4.2 Energia cząstek α toru-232

Na podstawie danych z tabeli 2, przedstawiającej pomiary promieniowania tła w trzech 1-minutowych seriach, możemy oszacować energię cząstek alfa emitowanych przez tor-232.

Nr	N_{tlo} [Bq]
1	3
2	2
3	2

Tablica 2: Pomiary zarejestrowanych cząstek N_{tlo_1} pochodzących od promieniowania tła w czasie 1 minuty.

Widzimy że dla przedziału 1 minutowego pomiary mieszczą się w przedziale $N_{tlo_1} \in [2; 3]$. Na podstawie tego możemy wyznaczyć ile takich detekcji powinno zajść w interwale 2 minutowym. Otrzymamy przedział $N_{tlo_2} \in [3; 7]$ poszerzyliśmy o błąd pomiarowy będący w okolicach $u(N_{tlo_2}) = 1$. Jedyna wartość z danych dla pomiaru odległości (tab. 1) która mieści się w tym przedziale to ostatni pomiar w którym otrzymaliśmy $N = 6$ Bq dla dystansu $d = 5$ cm. Także możemy wnioskować że ten wynik jest jedynie wywołany przez tło. W takim wypadku zasięg cząstek alfa emitowanych przez tor-232 mieści się w przedziale (4; 5) cm. Przy pomocy tabeli 3 opisującej zależność zasięgu od energii cząstki możemy wyznaczyć tą wartość dla cząstki emitowanej przez toru.

E [Mev]	2,8	3,2	3,6	4	4,5	5	5,7	6,4	7	8	9	10
zasięg [mg cm ⁻²]	2,74	3,24	3,77	4,34	5	5,92	7	8,46	9,7	11,83	14,2	16,74

Tablica 3: Zależność zasięgu cząstek α w aluminium (Źródła. [1][7])

Cząstka aby zostać wykryta musi przebyć odległość d w powietrzu o gęstości 1,23 (dane dotyczące, temperatury, ciśnienia i wilgotności powietrza 2 kwietnia w okolicach godziny 12 w Warszawie, uzyskaliśmy z [8] a potem użyliśmy narzędzi [9][10] do otrzymania wspomnianej wartości) oraz przejść przez powłokę aluminium detektora o grubości $4\mu\text{m}$. Zakładając że $1\mu\text{m}$ aluminium odpowiada $0,27\text{mg cm}^{-2}$ oraz że zasięg w aluminium jest taki sam jak w powietrzu otrzymujemy przedział (4,33, 5,15) mg cm⁻². Który, odczytując dane z tabeli 3, odpowiada przedziałowi energii $E \in (4,0; 4,6)$ Mev.

Alternatywnie mogliśmy obliczyć średnią z pomiarów (tabela 2) oraz wyznaczyć niepewność na podstawie wzoru:

$$u(N_{tlo_1}) = \sqrt{s_{N_{tlo_1}}^2 + \frac{(\delta N_{tlo_1})^2}{3}},$$

gdzie $s_{N_{tlo_1}}^2$ oznacza wariancję (odchylenie standardowe kwadrat) z pomiarów, a δN_{tlo_1} jest błędem pomiarowym pojedynczego odczytu. Następnie tak wyznaczoną średnią wstawiliśmy do dopasowania uzyskanego w (3) w celu określenia odległości. Otrzymujemy wówczas

zależność:

$$d = \exp\left(\frac{\log(2 N_{t_{to1}}) - b}{a}\right).$$

Gdzie 2 przed promieniowaniem tła wynika z przejścia do przedziału 2 minutowego. Dla średniej $N_{t_{to1}} = 2,33$ i jej niepewności $u(N_{t_{to1}}) = 0,95$ uzyskujemy:

$$d = 8,1 \text{ cm}, \quad u(d) = 3,9 \text{ cm}.$$

Z powodu dość dużych błędów w pomiarach, zakres możliwych wartości odległości jest szeroki. Stosując analogiczną analizę jak w poprzedniej metodzie (dotyczącej warstwy powietrza i aluminium), otrzymujemy zakres energii cząstek α równy $E \in (4,1; 7,1) \text{ MeV}$. W praktyce niemal cały ten przedział nakłada się na wynik wyznaczony wcześniejszą metodą, co pozwala sądzić, że wcześniej uzyskany zakres $E \in (4,0; 4,6) \text{ MeV}$ dokładniej przewiduje energię cząstki.

4.3 Koncentracja radonu (metoda Markova)

Kolejno wykonaliśmy cykl opisany na rys. 2 w trzech różnych miejscach:

1. nad stertą kamieni (starsze próbki skalne),
2. w korytarzu tuż przed pomieszczeniem,
3. na zewnątrz (powietrze czerpane przez okno).

W tab. 4 zestawiono: N_1 , N_2 – rozpad w dwóch pomiarach po cyklu pompowania powietrza, a także objętości powietrza przed i po pomiarze (V_{przed} , V_{po}). Przyjmujemy błąd $\sqrt{N_i}$ dla zarejestrowanych rozpadów, $\delta V = 0,01 \text{ m}^3$ dla objętości oraz $\delta t = 1 \text{ s}$. Błąd na objętość (δV) oraz czas (δt) są znacznie poniżej 1%, dlatego pozwalamy sobie go zignorować w dalszej części, skupiając się na błędzie pochodzącym ilości zarejestrowanych rozpadów.

Środowisko	N_1	N_2	$V_{\text{przed}} [\text{m}^3]$	$V_{\text{po}} [\text{m}^3]$
Kamienie	132	95	2479,45	2483,13
Korytarz	49	35	2483,13	2486,95
Podwórze	91	76	2486,95	2490,87

Tablica 4: Rozpady w pierwszym (N_1) i drugim (N_2) okresie pomiarowym oraz objętość powietrza przed i po pompowaniu (metoda Markova).

Całkowita objętość przepompowanego powietrza ν stanowi różnicę $\nu = \frac{V_{\text{po}} - V_{\text{przed}}}{300 \text{ s}}$. Przy założeniach opisanych w 2 obliczamy koncentrację radonu C_A .

Błąd $u(C_A)$ wynika głównie z niepewności $\sqrt{N_1 + N_2}$, co prowadzi do:

$$u(C_A) = \frac{83,43 \times 10^{-5} \sqrt{N_1 + N_2}}{\nu}.$$

Wyniki podsumowano w tab. 5.

Środowisko	$C_A [\text{Bq m}^{-3}]$	$u(C_A) [\text{Bq m}^{-3}]$
Kamienie	25	11
Korytarz	9	6
Podwórze	10	9

Tablica 5: Wyniki wyznaczonego stężenia radonu w powietrzu metodą Markova, wraz z niepewnościami.

5 Podsumowanie

W ramach przeprowadzonych badań wyznaczyliśmy zależność liczby zarejestrowanych rozpadów od odległości próbki toru-232 od detektora. Analiza w skali log-log zasugerowała zależność zbliżoną do $1/d$, co odbiega od oczekiwanego wyniku. Jest to spowodowane ogromnymi niepewnościami w pomiarze rozpadów.

Ponadto na dwa sposoby oszacowaliśmy przedział energetyczny, w jakim powinna znajdować się emitowana przez tor cząstka alfa. W pierwszej metodzie sprawdzaliśmy, przy której zmierzonej odległości między próbką a detektorem liczba zarejestrowanych rozpadów odpowiada poziomowi promieniowania tła. Tak uzyskany przedział wynosi $E \in (4,0; 4,6) \text{ MeV}$.

W drugiej metodzie wykorzystaliśmy dopasowaną zależność, aby określić odległość, dla której prognozowana liczba zliczeń jest równa średniej uzyskanej z pomiarów tła; w tym ujęciu otrzymaliśmy zakres $E \in (4,1; 7,1) \text{ MeV}$.

Niepewność drugiego oszacowania jest duża, gdyż opiera się na związku liniowym dopasowanym z wysokim błędem oraz na pomiarach tła, które same w sobie są niedokładne. Z kolei w pierwszym przypadku błąd wynika głównie z przyjęcia konkretnej odległości, na której sygnał staje się równy tłu, oraz od tego w jakich odstępach badaliśmy zależność odległościową. Na podstawie danych literaturowych [6] wiadomo, że faktyczna energia wynosi około $E = 4,08 \text{ MeV}$, co mieści się w przedziale uzyskanym metodą pierwszą oraz leży blisko górnej granicy drugiego przedziału.

Następnie, stosując metodę Markova, oszacowaliśmy koncentrację radonu-222 (poprzez pomiar polonu-218) w powietrzu:

$$C_{A,\text{kamienie}} = (25 \pm 11) \text{ Bq m}^{-3}, \quad C_{A,\text{korytarz}} = (9 \pm 6) \text{ Bq m}^{-3}, \quad C_{A,\text{podwórze}} = (10 \pm 9) \text{ Bq m}^{-3}.$$

Otrzymane wartości wskazują nieznacznie podwyższoną zawartość radonu przy stercie kamieni w porównaniu z korytarzem i otoczeniem zewnętrznym, co może być związane z większą obecnością minerałów zawierających tor czy uran.

Z literatury [5] wiadomo, że stężenia radonu w warunkach naturalnych mogą się znacznie różnić w zależności od geologii i wentylacji pomieszczeń. Nasze wyniki, choć obarczone znacznymi błędami (m.in. ze względu na ograniczoną wydajność detektora i przybliżenia co do zatrzymywania cząstek na filtrze), pokazują jednak pewną różnicę między miejscami z potencjalnie wyższym uwalnianiem radonu (skały) a miejscami mniej nim zanieczyszczonymi.

Literatura

- [1] *Pomiar Zawartości Radonu w Powietrzu*, Uniwersytet Warszawski.
- [2] K.P. Markov, N.W. Rijabov, K.N. Stas, *Atomnaja Energia* 12.
- [3] <https://scintacor.com/wp-content/uploads/2021/09/Comparisons-of-new-simple-methods-in-fabricating-ZnS-Ag-scintillations-for-detecting-alpha-particles.pdf>, *Comparison of New Simple Methods in Fabricating ZnS(Ag) Scintillators for Detecting Alpha Particles*, S. K. Lee, S. Y. Kang, D. Y. Jang et al.
- [4] <https://www.rad-proceedings.org/papers/RadProc.2018.25.pdf>, M. Y. A. Mostafa, M. V. Zhukovsky, *Alpha Self-Absorption Evaluation in Radiometric Filter Material for the Natural Range of Alpha Energy (5–9 MeV)*.
- [5] L. Dobrzyński i E. Droste, *Promieniotwórczość a życie: problem ryzyka związanego z promieniowaniem jonizującym*, Raport Nr 12, Dział Szkolenia IPJ, Warszawa 1999.
- [6] <https://people.physics.anu.edu.au/~ecs103/chart/>, tablica nuklidów.
- [7] Northcliffe and Schilling *Nucl. Data Tables A7,233(1970)*
- [8] <https://www.timeanddate.com/weather/poland/warsaw/historic>
- [9] https://wahiduddin.net/calc/density_altitude.htm
- [10] <https://www.calculator.net/dew-point-calculator.html>