

**INSTYTUT FIZYKI JĄDROWEJ**  
**im. Henryka Niewodniczańskiego**  
**Polskiej Akademii Nauk**  
**ul. Radzikowskiego 152, 31-342 Kraków**

[www.ifj.edu.pl/publ/hab/](http://www.ifj.edu.pl/publ/hab/)

Kraków, październik 2018

---

**Zastosowanie modelowania i symulacji komputerowych  
do rozwoju metod pomiarowych jądrowej geofizyki  
otworowej wykorzystujących profilowania neutronowe**

**Urszula Wiącek**

Rozprawa habilitacyjna

Wydano nakładem Instytutu Fizyki Jądrowej im. Henryka  
Niewodniczańskiego Polskiej Akademii Nauk  
Kraków 2018

Recenzenci wydawniczy: prof. dr hab. Krzysztof Drozdowicz  
dr hab. inż. Nguyen Dinh Chau, prof. AGH

ISBN 978-83-63542-02-3

## **Podziękowania**

*Składam serdeczne podziękowania Pani Profesor Urszuli Woźnickiej za dyskusje, za pomoc w jasnym formułowaniu myśli naukowej, cenne uwagi i wskazówki udzielone mi podczas pisania pracy. Za jej wszechstronną pomoc, która była dużym wsparciem a także za cały poświęcony czas.*

*Panu dr inż. Tomaszowi Zorskiemu za wprowadzenie i zainteresowanie tematyką, które przerodziły się w wieloletnią współpracę, za całą przekazaną przez te lata wiedzę oraz wszelką pomoc.*

*Panu Dominikowi Dworakowi i Andrzejowi Igielskiemu za twórczą, budującą i wielopoziomą dyskusję oraz trafne komentarze i zaciekawienie.*

*Za pomoc dziękuję również moim koleżankom i kolegom z Zakładu Fizyki Transportu Promieniowania NZ61 IFJ PAN za życzliwą i miłą atmosferę, która przyczyniła się do pomyślnego napisania mojej pracy naukowej.*

*Na koniec chciałabym złożyć specjalne podziękowania mojej rodzinie : mężowi Piotrowi, córce Aleksandrze, synom Kamilowi i Patrykowi za cierpliwość, wyrozumiałość i za nieustanne wsparcie oraz wiarę we mnie.*

*Praca została wykonana z wykorzystaniem Infrastruktury PLGrid.*





## Spis treści

Spis Ilustracji .....	7
Spis Tabel .....	15
1. Wprowadzenie .....	17
2. Metody Monte Carlo w zagadnieniach transportu neutronów i promieniowania gamma .....	23
3. Kalibracja otworowych sond neutronowych .....	28
3.1. Półempiryczna metoda kalibracji sond neutronowych.....	29
3.2. Generalny parametr neutronowy, <i>GNP</i> .....	31
3.2.1. Rzeczywiste parametry neutronowe .....	32
3.2.2. Pozorne parametry neutronowe .....	33
4. Symulacje MCNP odpowiedzi sondy neutronowej, zgodność z danymi pomiarowymi i metodą półempirycznej kalibracji.....	38
4.1. Model numeryczny otworowej sondy neutronowej NNTTE oraz stanowiska kalibracyjnego.....	38
4.2. Korelacja między symulacjami MCNP i rzeczywistym eksperymentem .....	44
4.3. Kalibracja sondy NNTTE na podstawie danych z symulacji MCNP.....	53
5. Analiza rozkładów energetyczno-przestrzennych strumieni neutronów od źródła Am - Be generujących odpowiedzi detektorów sondy NNTTE w jednorodnych ośrodkach..	60
5.1. Charakterystyka pól neutronowych generowanych przez źródło Am-Be w jednorodnych modelach skalnych .....	60
5.2. Charakterystyka strumieni neutronów docierających do detektorów sondy oraz ich odpowiedź w jednorodnych ośrodkach modelowych.....	64
5.3. Charakterystyka strumieni neutronów odpowiedzialnych za wpływ otworu oraz tło własne sondy na odpowiedź detektorów.....	70
5.4. Mapy zasięgu sondy w jednorodnych ośrodkach modelowych .....	75
6. Profilowania neutronowe w asymetrycznych formacjach cienkowarstwowych o modelowej matrycy skalnej.....	81
6.1. Efekt grubości warstwy prostopadłej do osi otworu .....	83
6.2. Efekt nachylenia warstwy w stosunku do osi otworu.....	88
6.3. Wpływ wzajemnych parametrów neutronowych warstwa – otoczenie na przebieg anomalii .....	95
6.4. Rozkłady energetyczno-przestrzenne odpowiedzi detektorów sondy NNTTE w profilach z warstwą o skończonej grubości .....	100

6.4.1.	Warstwa M-6 otoczona ośrodkiem modelowym M-1.....	100
6.4.2.	Warstwa M-3 otoczona ośrodkiem modelowym M-2.....	107
7.	Profilowania neutronowe w formacjach wielowarstwowych utworzonych z bloków ceramicznych stanowiska kalibracyjnego w Zielonej Górze.....	117
8.	Profilowania neutronowe w formacjach zawierających skały łupkowe .....	128
9.	Warianty sondy neutronowej .....	134
9.1.	Odpowiedzi detektorów dla trzech wariantów sondy neutronowej: NNTE, N2TE i NNTK w jednorodnych, nieskończonych ośrodkach modelowych.....	135
9.2.	Odpowiedzi detektorów dla trzech wariantów sondy neutronowej: NNTE, N2TE i NNTK w modelowym profilu wielowarstwowym .....	138
9.3.	Analiza i porównanie rozkładów energetyczno-przestrzennych strumieni neutronów dla sondy neutronowej NNTE oraz NNTK.....	142
10.	Podsumowanie.....	148
	<i>Uzupełnienie</i> Szczegółowa analiza pól neutronowych generujących artefakty na przebiegu anomalii detektora Bter na granicy warstw .....	155
I.	Wprowadzenie .....	157
II.	Rozkłady energetyczne strumienia neutronów w warstwie M-3 otoczonej ośrodkiem M-2 w funkcji położenia źródła neutronów w stosunku do granicy warstw .....	158
III.	Grupy energetyczne neutronów generujących odpowiedzi detektorów sondy NNTE w warstwie M-3 otoczonej ośrodkiem M-2.....	163
IV.	Analiza przestrzenno-energetyczna pól neutronowych dla charakterystycznych punktów anomalii od warstwy M-3 otoczonej ośrodkiem M-2 .....	167
IV.1.	Rozkłady energetyczne pola neutronowego w ośrodku, w funkcji odległości źródło – granica warstw w położeniach sondy P0 ÷ P5.....	169
IV.2.	Analiza zmienności pól neutronowych w położeniach sondy P0 ÷ P5.....	174
IV.3.	Rozkłady energetyczne neutronów, które ulegają absorpcji w objętości czynnej detektorów w położeniach sondy P0÷P5 .....	177
V.	Mapy zasięgów sondy NNTE dla kombinacji: otoczenie M-2, warstwa M-3 .....	182
	Spis Literatury .....	193

## Spis Ilustracji

Rys. 3.1.1 Schemat półempirycznej kalibracji sondy neutronowej dla zadanej średnicy otworu i trzech podstawowych litologii: A - dolomit, B - wapień, C - piaskowiec [Czubek, 1988].	30
Rys. 3.2.2.1 Izolinie strumienia neutronów wokół punkowego izotropowego źródła w jednorodnym ośrodku skalnym.	34
Rys. 3.2.2.2 Izolinie strumienia neutronów wokół punkowego izotropowego źródła umieszczonego na osi otworu wypełnionego powietrzem (schemat poglądowy).	34
Rys. 3.2.2.3 Izolinie strumienia neutronów wokół punkowego izotropowego źródła umieszczonego na osi otworu wypełnionego zasoloną płuczką (schemat poglądowy).	35
Rys. 4.1.1 Uproszczony schemat sondy NNTE (Neutron-Neutron Termiczne-Epitermiczne). Średnica sondy: 89 mm [Drabina i in., 2003].	39
Rys. 4.1.2 Rozkład energetyczny neutronów ze źródła Am-Be zgodny z normą ISO 8529.	40
Rys. 4.1.3 Przekrój czynny na absorpcję neutronów przez jądra atomu $^3\text{He}$ w funkcji energii według ENDF/B-VII.1 [Herman i Trkov, 2009].	41
Rys. 4.1.4 Przekrój poziomy przez układ detektorów bliskich.	42
Rys. 4.1.5 Przekrój czynny na absorpcję neutronów przez jądro atomu kadmu według ENDF/B-VII.1 [Herman i Trkov, 2009].	42
Rys. 4.1.6 Schemat układu geometrycznego na stanowisku kalibracyjnym w Zielonej Górze.	43
Rys. 4.2.1 Zawartości wagowe ziem rzadkich w blokach skalnych uwzględnione w Serii 2 obliczeń MCNP.	47
Rys. 4.2.2 Zawartości wagowe boru i chloru w blokach skalnych uwzględnione w Serii 2 obliczeń MCNP.	47
Rys. 4.2.3 Wyniki Serii 1 i Serii 2 obliczeń MCNP odpowiedzi detektora Bter.	50
Rys. 4.2.4 Korelacja obliczonych (MCNP) i zmierzonych odpowiedzi poszczególnych detektorów sondy NNTE: a) detektor bliski termiczny Bter, b) detektor bliski epitermiczny Bepi, c) detektor daleki Depi. Wykresy po lewej stronie uwzględniają wartości obliczeniowe dla Serii 1, po prawej – dla Serii 2.	52
Rys. 4.3.1 Krzywa kalibracji detektora Bter sondy neutronowej NNTE uzyskana na podstawie obliczeń odpowiedzi detektora kodem MCNP. Parametrem krzywej jest $\Sigma_a^{\text{mat}}$ matrycy skalnej.	57
Rys. 4.3.2 Krzywa kalibracji detektora Bepi (na podstawie danych w Tab. 4.3.3).	57
Rys. 4.3.3 Krzywa kalibracji detektora Depi (na podstawie danych w Tab. 4.3.3).	58
Rys. 4.3.4 Krzywa kalibracji Bter( $\text{GNP}_{\text{th}}$ ) dla półempirycznej metody kalibracji sond neutronowych dla detektora Bter sondy NNTE, wyznaczona numerycznie przy użyciu kodu MCNP. a) generalna krzywa kalibracji odpowiedzi detektora Bter z parametrem $\text{GNP}_{\text{th}}$ . b) Krzywe do wyznaczania porowatości na podstawie znajomości $\text{GNP}_{\text{th}}$ oraz $\Sigma_a^{\text{mat}}$ .	59
Rys. 5.1.1 Układ geometryczny do wyznaczenia rozkładu energetyczno-przestrzennego strumienia neutronów w ośrodku skalnym w najbliższym otoczeniu sondy: a) przekrój pionowy, b) przekrój poziomy.	62
Rys. 5.1.2 Strumień neutronów w funkcji odległości od źródła rozchodzących się w danym ośrodku skalnym (M-1÷M-6). Na osi pionowej przedstawiono liczbę neutronów przypadającą na $1 \text{ cm}^2$ powierzchni w przeliczeniu na 1 neutron wyemitowany ze źródła (sn).	62
Rys. 5.1.3 Rozkłady energetyczno-przestrzenne strumienia neutronów wyemitowanych ze źródła Am-Be (sn) i rozchodzących się w danym w ośrodkach skalnych: a) M-1, b) M-2, c) M-3, d) M-4, e) M-5, f) M-6.	64
Rys. 5.2.1 Strumień neutronów (a) oraz liczba reakcji (b) w objętości czynnej detektora Bter w funkcji energii.	67
Rys. 5.2.2 Strumień neutronów (a) oraz liczba reakcji (b) w objętości czynnej detektora Bepi w funkcji energii.	67
Rys. 5.2.3 Strumień neutronów (a) oraz liczba reakcji (b) w objętości czynnej detektora Depi w funkcji energii.	67
Rys. 5.2.4 Przekrój poziomy przez układ detektorów bliskich bez okna w zewnętrznej osłonie kadmowej.	68
Rys. 5.2.5 Strumień neutronów (a) oraz liczba reakcji (b) w objętości czynnej detektora Bter w funkcji energii dla przypadku, pełnej osłony kadmowej wokół detektora Bter.	69
Rys. 5.2.6 Strumień neutronów (a) oraz liczba reakcji (b) w objętości czynnej detektora Bepi w funkcji energii dla przypadku, pełnej osłony kadmowej wokół detektora Bter.	69

Rys. 5.3.1 Rozkład energetyczny (a) strumienia neutronów i (b) liczby reakcji w objętości czynnej detektora bliskiego termicznego Bter stanowiących tło sondy (krzywa niebieska) i tło otworu (krzywa brązowa).....	73
Rys. 5.3.2 Rozkład energetyczny (a) strumienia neutronów i (b) liczby reakcji w objętości czynnej detektora bliskiego epitermicznego Bepi stanowiących tło sondy (krzywa niebieska) i tło otworu (krzywa brązowa).....	73
Rys. 5.3.3 Rozkład energetyczny (a) strumienia neutronów oraz (b) liczba reakcji w objętości czynnej detektora dalekiego Depi stanowiących tło sondy (krzywa niebieska) i tło otworu (krzywa brązowa).....	73
Rys. 5.3.4 Rozkłady energetyczne (a) strumienia neutronów docierających do detektora Bter oraz (b) liczba reakcji w jego objętości czynnej dla hipotetycznego przypadku detektora umieszczonego w formacji skalnej M-1 (krzywe niebieskie) oraz dla rzeczywistych warunków pomiarowych (krzywe brązowe).....	74
Rys. 5.3.5 Rozkłady energetyczne (a) strumienia neutronów docierających do detektora Bepi oraz (b) liczba reakcji w jego objętości czynnej dla hipotetycznego przypadku detektora umieszczonego w formacji skalnej M-1 (krzywe niebieskie) oraz dla rzeczywistych warunków pomiarowych (krzywe brązowe).....	74
Rys. 5.3.6 Rozkłady energetyczne (a) strumienia neutronów docierających do detektora Depi oraz (b) liczba reakcji w jego objętości czynnej dla hipotetycznego przypadku detektora umieszczonego w formacji skalnej M-1 (krzywe niebieskie) oraz dla rzeczywistych warunków pomiarowych (krzywe brązowe).....	74
Rys. 5.4.1 Układ geometryczny do wyznaczania map zasięgu radialnego sondy NNTE: a) przekrój pionowy, b) przekrój poziomy.....	76
Rys. 5.4.2 Mapa zasięgów radialnych poszczególnych detektorów sondy NNTE: Bter, Bepi, Depi w ośrodku skalnym M-1 charakteryzującym się niską porowatością (7.5%) oraz małym makroskopowym przekrojem czynnym na absorpcję neutronów termicznych $\Sigma_{a\ mat} = 15$ c.u.....	77
Rys. 5.4.3 Mapa zasięgów radialnych poszczególnych detektorów sondy NNTE: Bter, Bepi, Depi w ośrodku skalnym M-2 charakteryzującym się niską porowatością (7.5%) oraz dużym makroskopowym przekrojem czynnym na absorpcję neutronów termicznych $\Sigma_{a\ mat} = 40$ c.u.....	77
Rys. 5.4.4 Mapa zasięgów radialnych poszczególnych detektorów sondy NNTE: Bter, Bepi, Depi w ośrodku skalnym M-3, charakteryzującym się średnią porowatością (20%) oraz średnim makroskopowym przekrojem czynnym na absorpcję neutronów termicznych $\Sigma_{a\ mat} = 15$ c.u.....	78
Rys. 5.4.5 Mapa zasięgów radialnych poszczególnych detektorów sondy NNTE: Bter, Bepi, Depi w ośrodku skalnym M-4 charakteryzującym się średnią porowatością (20%) oraz wysokim makroskopowym przekrojem czynnym na absorpcję neutronów termicznych $\Sigma_{a\ mat} = 40$ c.u.....	79
Rys. 5.4.6 Mapa zasięgów radialnych poszczególnych detektorów sondy NNTE: Bter, Bepi, Depi w ośrodku skalnym M-5 charakteryzującym się wysoką porowatością (45%) oraz niskim makroskopowym przekrojem czynnym na absorpcję neutronów termicznych $\Sigma_{a\ mat} = 15$ c.u.....	80
Rys. 5.4.7 Mapa zasięgów radialnych poszczególnych detektorów sondy NNTE: Bter, Bepi, Depi w ośrodku skalnym M-6 charakteryzującym się wysoką porowatością (45%) oraz dużym makroskopowym przekrojem czynnym na absorpcję neutronów termicznych $\Sigma_{a\ mat} = 40$ c.u.....	80
Rys. 6.1 Schemat układu geometrycznego ośrodka skalnego z zaburzeniem w postaci cienkiej warstwy o określonej grubości H i określonym kącie nachylenia do osi otworu $\alpha$ .....	82
Rys. 6.1.1 Anomalie rejestrowane detektorem Bter dla różnej grubości warstwy M-6 otoczonej obustronnie ośrodkiem modelowym M-1.....	87
Rys. 6.1.2 Anomalie rejestrowane detektorem Bepi dla różnej grubości warstwy M-6 otoczonej obustronnie ośrodkiem modelowym M-1.....	87
Rys. 6.1.3 Anomalie rejestrowane detektorem Depi dla różnej grubości warstwy M-6 otoczonej obustronnie ośrodkiem modelowym M-1.....	88
Rys. 6.2.1 Wpływ kąta nachylenia warstwy w stosunku do osi otworu na odpowiedź detektora Bter. Warstwa o grubości H = 15 cm zbudowana jest z materiału bazowego M-6 i otoczona obustronnie materiałem M-1.....	89
Rys. 6.2.2 Wpływ kąta nachylenia warstwy w stosunku do osi otworu na odpowiedź detektora Bepi. Warstwa o grubości H = 15 cm zbudowana jest z materiału bazowego M-6 i otoczona obustronnie materiałem M-1.....	90
Rys. 6.2.3 Wpływ kąta nachylenia warstwy w stosunku do osi otworu na odpowiedź detektora Depi. Warstwa o grubości H = 15 cm zbudowana jest z materiału bazowego M-6 i otoczona obustronnie materiałem M-1.....	90

Rys. 6.2.4 Wpływ kąta nachylenia warstwy w stosunku do osi otworu na odpowiedź detektora Bter. Warstwa o grubości $H = 5$ cm zbudowana jest z materiału bazowego M-6 i otoczona obustronnie materiałem M-1. ....	91
Rys. 6.2.5 Wpływ kąta nachylenia warstwy w stosunku do osi otworu na odpowiedź detektora Bepi. Warstwa o grubości $H = 5$ cm zbudowana jest z materiału bazowego M-6 i otoczona obustronnie materiałem M-1. ....	92
Rys. 6.2.6 Wpływ kąta nachylenia warstwy w stosunku do osi otworu na odpowiedź detektora Depi. Warstwa o grubości $H = 5$ cm zbudowana jest z materiału bazowego M-6 i otoczona obustronnie materiałem M-1. ....	92
Rys. 6.2.7 Wpływ kąta nachylenia warstwy w stosunku do osi otworu na odpowiedź detektora Bter. Warstwa o grubości $H = 50$ cm zbudowana jest z materiału bazowego M-6 i otoczona obustronnie materiałem M-1. ....	93
Rys. 6.2.8 Wpływ kąta nachylenia warstwy w stosunku do osi otworu na odpowiedź detektora Bepi. Warstwa o grubości $H = 50$ cm zbudowana jest z materiału bazowego M-6 i otoczona obustronnie materiałem M-1. ....	94
Rys. 6.2.9 Wpływ kąta nachylenia warstwy w stosunku do osi otworu na odpowiedź detektora Depi. Warstwa o grubości $H = 50$ cm zbudowana jest z materiału bazowego M-6 i otoczona obustronnie materiałem M-1. ....	94
Rys. 6.3.1 Wpływ wzajemnych parametrów neutronowych warstwy M-1 i kolejno: M-2, M-3, M-4, M-5 i M-6, wyrażonych generalnym parametrem neutronowym $GNP_{thr}$ , na kształt anomalii rejestrowanej detektorem Bter. ....	96
Rys. 6.3.2 Wpływ wzajemnych parametrów neutronowych warstwy M-1 i kolejno: M-2, M-3, M-4, M-5 i M-6, wyrażonych generalnym parametrem neutronowym $GNP_{epi}$ , na kształt anomalii rejestrowanej detektorem Bepi. ....	97
Rys. 6.3.3 Wpływ wzajemnych parametrów neutronowych warstwy M-1 i otoczenia kolejno: M-2, M-3, M-4, M-5 i M-6, wyrażonych generalnym parametrem neutronowym $GNP_{epi}$ , na kształt anomalii rejestrowanej detektorem Depi. ....	97
Rys. 6.3.4 Wpływ wzajemnych parametrów neutronowych warstwy M-6 i otoczenia kolejno: M-1, M-2, M-3, M-4 i M-5, wyrażonych generalnym parametrem neutronowym $GNP_{thr}$ , na kształt anomalii rejestrowanej detektorem Bter. ....	98
Rys. 6.3.5 Wpływ wzajemnych parametrów neutronowych warstwy M-6 i otoczenia kolejno: M-1, M-2, M-3, M-4 i M-5, wyrażonych generalnym parametrem neutronowym $GNP_{epi}$ , na kształt anomalii rejestrowanej detektorem Bepi. ....	99
Rys. 6.3.6 Wpływ wzajemnych parametrów neutronowych warstwy M-6 i otoczenia kolejno: M-1, M-2, M-3, M-4 i M-5, wyrażonych generalnym parametrem neutronowym $GNP_{epi}$ , na kształt anomalii rejestrowanej detektorem Depi. ....	99
Rys. 6.4.1.1 Rozkład energetyczny strumienia neutronów docierających do detektora Bter z ośrodka skalnego zbudowanego z warstwy M-6 o grubości 50 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-1 w funkcji położenia sondy. ....	102
Rys. 6.4.1.2 Rozkład energetyczny neutronów generujących odpowiedź detektora Bter rejestrującego anomalie od warstwy M-6 o grubości 50 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-1 w funkcji położenia sondy. ....	102
Rys. 6.4.1.3 Rozkład energetyczny strumienia neutronów docierających do detektora Bepi z ośrodka skalnego zbudowanego z warstwy M-6 o grubości 50 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-1 w funkcji położenia sondy. ....	103
Rys. 6.4.1.4 Rozkład energetyczny neutronów generujących odpowiedź detektora Bepi rejestrującego anomalie od warstwy M-6 o grubości 50 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-1 w funkcji położenia sondy. ....	103
Rys. 6.4.1.5 Rozkład energetyczny strumienia neutronów docierających do detektora Depi z ośrodka skalnego zbudowanego z warstwy M-6 o grubości 50 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-1 w funkcji położenia sondy. ....	103
Rys. 6.4.1.6 Rozkład energetyczny neutronów generujących odpowiedź detektora Depi rejestrującego anomalie od warstwy M-6 o grubości 50 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-1 w funkcji położenia sondy. ....	104



Rys. 6.4.1.7 Rozkład energetyczny strumienia neutronów docierających do detektora Bter z ośrodka skalnego zbudowanego z warstwy M-6 o grubości 5 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-1 w funkcji położenia sondy.....	105
Rys. 6.4.1.8 Rozkład energetyczny neutronów generujących odpowiedź detektora Bter rejestrującego anomalie od warstwy M-6 o grubości 5 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-1 w funkcji położenia sondy.....	105
Rys. 6.4.1.9 Rozkład energetyczny strumienia neutronów docierających do detektora Bepi z ośrodka skalnego zbudowanego z warstwy M-6 o grubości 5 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-1 w funkcji położenia sondy.....	105
Rys. 6.4.1.10 Rozkład energetyczny neutronów generujących odpowiedź detektora Bepi rejestrującego anomalie od warstwy M-6 o grubości 5 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-1 w funkcji położenia sondy.....	106
Rys. 6.4.1.11 Rozkład energetyczny strumienia neutronów docierających do detektora Depi z ośrodka skalnego zbudowanego z warstwy M-6 o grubości 5 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-1 w funkcji położenia sondy.....	106
Rys. 6.4.1.12 Rozkład energetyczny neutronów generujących odpowiedź detektora Depi rejestrującego anomalie od warstwy M-6 o grubości 5 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-1 w funkcji położenia sondy.....	106
Rys. 6.4.2.1 Anomalie rejestrowane detektorem Bter dla różnej grubości warstwy M-3, prostopadłej do osi otworu, otoczonej obustronnie ośrodkiem modelowym M-2.....	107
Rys. 6.4.2.2 Anomalie rejestrowane detektorem Bepi dla różnej grubości warstwy M-3, prostopadłej do osi otworu, otoczonej obustronnie ośrodkiem modelowym M-2.....	108
Rys. 6.4.2.3 Anomalie rejestrowane detektorem Depi dla różnej grubości warstwy M-3, prostopadłej do osi otworu, otoczonej obustronnie ośrodkiem modelowym M-2.....	108
Rys. 6.4.2.4 Wpływ kąta nachylenia warstwy w stosunku do osi otworu na odpowiedź detektora Bter. Warstwa M-3 o grubości $H = 15$ cm otoczona jest obustronnie ośrodkiem modelowym M-2.....	110
Rys. 6.4.2.5 Wpływ kąta nachylenia warstwy w stosunku do osi otworu na odpowiedź detektora Bepi. Warstwa M-3 o grubości $H = 15$ cm otoczona jest obustronnie ośrodkiem modelowym M-2.....	110
Rys. 6.4.2.6 Wpływ kąta nachylenia warstwy w stosunku do osi otworu na odpowiedź detektora Depi. Warstwa M-3 o grubości $H = 15$ cm otoczona jest obustronnie ośrodkiem modelowym M-2.....	111
Rys. 6.4.2.7 Anomalie rejestrowane detektorem Bter dla warstwy M-3 o grubości 15 cm, prostopadłej do osi otworu, otoczonej obustronnie kolejno ośrodkami modelowymi: M-1 i M-2.....	112
Rys. 6.4.2.8 Anomalie rejestrowane detektorem Bepi dla warstwy M-3 o grubości 15 cm, prostopadłej do osi otworu, otoczonej obustronnie kolejno ośrodkami modelowymi: M-1 i M-2.....	112
Rys. 6.4.2.9 Anomalie rejestrowane detektorem Depi dla warstwy M-3 o grubości 15 cm, prostopadłej do osi otworu, otoczonej obustronnie kolejno ośrodkami modelowymi: M-1 i M-2.....	113
Rys. 6.4.2.10 Rozkład energetyczny strumienia neutronów docierających do detektora Bter z ośrodka skalnego zbudowanego z warstwy M-3 o grubości 50 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-2 w funkcji położenia sondy.....	114
Rys. 6.4.2.11 Rozkład energetyczny neutronów generujących odpowiedź detektora Bter rejestrującego anomalie od warstwy M-3 o grubości 50 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-2 w funkcji położenia sondy.....	114
Rys. 6.4.2.12 Rozkład energetyczny strumienia neutronów docierających do detektora Bepi z ośrodka skalnego zbudowanego z warstwy M-3 o grubości 50 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-2 w funkcji położenia sondy.....	114
Rys. 6.4.2.13 Rozkład energetyczny neutronów generujących odpowiedź detektora Bepi rejestrującego anomalie od warstwy M-3 o grubości 50 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-2 w funkcji położenia sondy.....	115

Rys. 6.4.2.14 Rozkład energetyczny strumienia neutronów docierających do detektora Depi z ośrodka skalnego zbudowanego z warstwy M-3 o grubości 50 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-2 w funkcji położenia sondy.....	115
Rys. 6.4.2.15 Rozkład energetyczny neutronów generujących odpowiedź detektora Depi rejestrującego anomalie od warstwy M-3 o grubości 50 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-2 w funkcji położenia sondy.....	115
Rys. 7.1 Krzywe odpowiedzi detektorów sondy neutronowej NNTE dla wzorca ceramicznego I (B1) utworzonego z kształtek ceramicznych KW, L13 i warstwy wody. Warstwa cienka o grubości 15 cm utworzona jest ze wzorca KW.....	120
Rys. 7.2 Krzywe odpowiedzi detektorów sondy neutronowej NNTE dla modelu ceramicznego II (B2) utworzonego z kształtek ceramicznych BW i L13. Wzorce L13 tworzą warstwy cienkie o grubości 7.5 cm oraz 15 cm. ....	121
Rys. 7.3 Względne wartości anomalii od warstwy L13 o grubości 7.5 cm oraz 15 cm otrzymane w wyniku rzeczywistego pomiaru (krzywa punktowana żółta) i modelowania komputerowego (krzywa punktowana niebieska). ....	123
Rys. 7.4 Rozkład energetyczny neutronów, które dotarły i zostały zaabsorbowane w objętości czynnej detektora Bter sondy NNTE w funkcji jej położenia dla profilu ceramicznego I (B1). ....	126
Rys. 7.5 Rozkład energetyczny neutronów, które dotarły i zostały zaabsorbowane w objętości czynnej detektora Bepi sondy NNTE w funkcji jej położenia dla profilu ceramicznego I (B1). ....	126
Rys. 7.6 Rozkład energetyczny neutronów, które dotarły i zostały zaabsorbowane w objętości czynnej detektora Depi sondy NNTE w funkcji jej położenia dla profilu ceramicznego I (B1). ....	126
Rys. 7.7 Rozkład energetyczny neutronów, które dotarły i zostały zaabsorbowane w objętości czynnej detektora Bter sondy NNTE w funkcji jej położenia dla profilu ceramicznego II (B2). ....	127
Rys. 7.8 Rozkład energetyczny neutronów, które dotarły i zostały zaabsorbowane w objętości czynnej detektora Bepi sondy NNTE w funkcji jej położenia dla profilu ceramicznego II (B2). ....	127
Rys. 7.9 Rozkład energetyczny neutronów, które dotarły i zostały zaabsorbowane w objętości czynnej detektora Depi sondy NNTE w funkcji jej położenia dla profilu ceramicznego II (B2). ....	127
Rys. 8.1 Odpowiedź poszczególnych detektorów sondy neutronowej NNTE wzorcem skalnym składającym się ze wzorców ceramicznych oraz skał o składzie charakterystycznym dla skał łupkowych (szczegółowy opis modelu wielowarstwowego znajduje się w pracy [Zorski i in., 2009]). ....	131
Rys. 8.2 Rozkład energetyczny odpowiedzi detektora Bter w rozważanym wzorcu skalnym, składającym się ze wzorców ceramicznych oraz skał łupkowych o określonych parametrach. ....	132
Rys. 8.3 Rozkład energetyczny odpowiedzi detektora Bepi w rozważanym wzorcu skalnym, składającym się ze wzorców ceramicznych oraz skał łupkowych o określonych parametrach. ....	132
Rys. 8.4 Rozkład energetyczny odpowiedzi detektora Depi w rozważanym wzorcu skalnym, składającym się ze wzorców ceramicznych oraz skał łupkowych o określonych parametrach. ....	132
Rys. 9.1 Schemat sondy typu neutron-neutron dla trzech wariantów układu źródło-detektor: a) NNTE, b) N2TE i c) NNTK.....	134
Rys. 9.1.1 Zestawienie odpowiedzi detektorów termicznych dla trzech wariantów sondy neutronowej: NNTE, N2TE i NNTK. ....	137
Rys. 9.1.2 Zestawienie odpowiedzi detektorów epitermicznych dla trzech wariantów sondy neutronowej: NNTE, N2TE i NNTK. ....	137
Rys. 9.2.1 Zmienność parametrów istotnych z punktu widzenia transportu neutronów dla modelowego profilu: a) porowatość warstw, b) przekrój czynny warstw na absorpcję neutronów termicznych. ....	139
Rys. 9.2.2 Porównanie odpowiedzi detektorów bliskich trzech wariantów sondy neutronowej NNTE, N2TE i NNTK wzdłuż modelowego profilu (Tab.9.2.1). ....	140
Rys. 9.2.3 Porównanie odpowiedzi detektorów dalekich trzech wariantów sondy neutronowej NNTE, N2TE i NNTK wzdłuż modelowego profilu (Tab.9.2.1). ....	141
Rys. 9.3.1 Wkład neutronów o danej energii: $E < 4e^{-7}$ MeV (krzywe niebieskie kropkowane), $E > 4e^{-7}$ MeV (krzywe zielone kropkowane) do całkowitej odpowiedzi detektorów (krzywa czerwona): a) bliskiego Dbli dla sondy NNTK, b) bliskiego termicznego Bter dla sondy NNTE, c) dla detektora dalekiego termicznego Ddal sondy NNTK.....	144

Rys. 9.3.2 Rozkład energetyczny odpowiedzi detektora Bter sondy NNTTE w funkcji jej położenia w ośrodku skalnym.....	145
Rys. 9.3.3 Rozkład energetyczny odpowiedzi detektora Dbli sondy NNTK w funkcji jej położenia w ośrodku skalnym.....	145
Rys. 9.3.4 Rozkład energetyczny odpowiedzi detektora Ddal sondy NNTK w funkcji jej położenia w ośrodku skalnym.....	145
Rys. 9.3.5 Rozkład energetyczny strumienia w detektorze Bter sondy NNTTE w funkcji jej położenia w ośrodku skalnym.....	146
Rys. 9.3.6 Rozkład energetyczny strumienia w detektorze Dbli sondy NNTK w funkcji jej położenia w ośrodku skalnym.....	146
Rys. 9.3.7 Rozkład energetyczny strumienia w detektorze Ddal sondy NNTK w funkcji jej położenia w ośrodku skalnym.....	146
Rys. II.1 Schemat układu geometrycznego założonego do analizy rozkładu strumienia neutronów wzdłuż odwiertu w wybranym położeniu źródła: a) przekrój pionowy, b) przekrój poziomy. ....	158
Rys. II.2 Rozkład energetyczny strumienia neutronów w funkcji położenia środka źródła w stosunku do dolnej granicy warstw (Warstewka W1).....	160
Rys. II.3 Rozkład energetyczny strumienia neutronów w funkcji położenia środka źródła w stosunku do dolnej granicy warstw (Warstewka W2).....	160
Rys. II.4 Rozkład energetyczny strumienia neutronów w funkcji położenia środka źródła w stosunku do dolnej granicy warstw (Warstewka W3).....	160
Rys. II.5 Rozkład energetyczny strumienia neutronów w funkcji położenia środka źródła w stosunku do dolnej granicy warstw (Warstewka W8).....	161
Rys. II.6 Rozkład energetyczny strumienia neutronów w funkcji położenia środka źródła w stosunku do dolnej granicy warstw (Warstewka W12).....	161
Rys. II.7 Rozkład energetyczny strumienia neutronów w funkcji położenia środka źródła w stosunku do dolnej granicy warstw (Warstewka W13).....	161
Rys. II.8 Rozkład energetyczny strumienia neutronów w funkcji położenia środka źródła w stosunku do dolnej granicy warstw (Warstewka W14).....	162
Rys. III.1 Odpowiedź detektora Bter rejestrującego anomalie od warstwy M-3 o grubości 50 cm, otoczonej ośrodkiem M-2 w kolejnych położeniach sondy w rozbiciu na 2 przedziały energetyczne.....	164
Rys. III.2 Odpowiedź detektora Bepi rejestrującego anomalie od warstwy M-3 o grubości 50 cm otoczonej ośrodkiem M-2 w kolejnych położeniach sondy w rozbiciu na przedziały energetyczne. ....	164
Rys. III.3 Odpowiedź detektora Depi rejestrującego anomalie od warstwy M-3 o grubości 50 cm, otoczonej ośrodkiem M-2 w kolejnych położeniach sondy w rozbiciu na przedziały energetyczne. ....	165
Rys. III.4 Odpowiedź detektora Bter rejestrującego anomalie (bez artefaktu !) od warstwy M-6 o grubości 50 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-1 w kolejnych położeniach sondy w rozbiciu na przedziały energetyczne. ....	166
Rys. IV.1 Anomalie zarejestrowane detektorami sondy NNTTE dla warstwy M-3 o grubości 50 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-2 w kolejnych pozycjach detektorów sondy w stosunku do dolnej granicy warstwy (P0 ÷ P5) dla detektora: a) Bter, b) Bepi i c) Depi. ....	168
Rys. IV.2 Sonda NNTTE w ośrodku skalnym w wybranych pozycjach P0-P5 w stosunku do granicy warstw.....	168
Rys. IV.1.1 a) Położenie P0 sondy względem warstwy M-3, b) Strumień neutronów w ośrodku generowanym przez źródło w położeniu P0. ....	169
Rys. IV.1.2 a) Położenie P1 sondy względem warstwy M-3, b) Strumień neutronów w ośrodku generowanym przez źródło w położeniu P1. ....	170
Rys. IV.1.3 a) Położenie P2 sondy względem warstwy M-3, b) Strumień neutronów w ośrodku generowanym przez źródło w położeniu P2. ....	171
Rys. IV.1.4 a) Położenie P3 sondy względem warstwy M-3, b) Strumień neutronów w ośrodku generowanym przez źródło w położeniu P3. ....	172



Rys. IV.1.5 a) Położenie P4 sondy względem warstwy M-3, b) Strumień neutronów w ośrodku generowanym przez źródło w położeniu P4. ....	173
Rys. IV.1.6 a) Położenie P5 sondy względem warstwy M-3, b) Strumień neutronów w ośrodku generowanym przez źródło w położeniu P5. ....	174
Rys. IV.2.1 Krzywe transportu neutronów odpowiadające kolejnym położeniom źródła w stosunku do dolnej granicy warstw M-2 i M-3 dla pozycji P1 ÷ P4 wg. oznaczeń na Rys. IV.1. ....	176
Rys. IV.2.2 Udział neutronów o energiach poniżej $4 \cdot 10^{-7}$ MeV w stosunku do całkowitego strumienia odpowiadające kolejnym położeniom źródła od granicy warstw M-2 i M-3 dla punktów charakterystycznych P0 ÷ P5 wg. oznaczeń na Rys. IV.1. ....	177
Rys. IV.3.1 Rozkład energetyczny neutronów generujących odpowiedzi detektora Bter w ośrodku złożonym z 50 cm warstwy M-3 otoczonej ośrodkiem M-2 w wybranych położeniach sondy: a) pozycja P0, b) pozycja P1, c) pozycja P2, d) pozycja P3, e) pozycja P4 i f) pozycja P5. ....	178
Rys. IV.3.2 Rozkład energetyczny neutronów generujących odpowiedzi detektora Bepi w ośrodku złożonym z 50 cm warstwy M-3 otoczonej ośrodkiem M-2 w wybranych położeniach sondy: a) pozycja P0, b) pozycja P1, c) pozycja P2, d) pozycja P3, e) pozycja P4 i f) pozycja P5. ....	179
Rys. IV.3.3 Rozkład energetyczny neutronów generujących odpowiedzi detektora Depi w ośrodku złożonym z 50 cm warstwy M-3 otoczonej ośrodkiem M-2 w wybranych położeniach sondy: a) pozycja P0, b) pozycja P1, c) pozycja P2, d) pozycja P3, e) pozycja P4 i f) pozycja P5. ....	180
Rys. V.1 Mapy dwuwymiarowego rozkładu pola neutronowego widzianego przez detektor bliski termiczny Bter dla sześciu charakterystycznych położzeń sondy NNTE (P0 ÷ P5) w ośrodku złożonym z 50 cm warstwy M-3 otoczonej ośrodkiem M-2. ....	183
Rys. V.2 Mapy dwuwymiarowego rozkładu pola neutronowego o zakresie energii $E < 4e^{-7}$ widzianego przez detektor Bter dla sześciu charakterystycznych położzeń sondy NNTE (P0 ÷ P5) w ośrodku złożonym z 50 cm warstwy M-3 otoczonej ośrodkiem M-2. ....	184
Rys. V.3 Mapy dwuwymiarowego rozkładu pola neutronowego o zakresie energii $E > 4e^{-7}$ widzianego przez detektor Bter dla sześciu charakterystycznych położzeń sondy NNTE (P0 ÷ P5) w ośrodku złożonym z 50 cm warstwy M-3 otoczonej ośrodkiem M-2. ....	185
Rys. V.4 Mapy dwuwymiarowego rozkładu pola neutronowego widzianego przez detektor Bepi dla sześciu charakterystycznych położzeń sondy NNTE (P0 ÷ P5) w ośrodku złożonym z 50 cm warstwy M-3 otoczonej ośrodkiem M-2. ....	186
Rys. V.5 Mapy dwuwymiarowego rozkładu pola neutronowego o zakresie energii $E < 4e^{-7}$ widzianego przez detektor Bepi dla sześciu charakterystycznych położzeń sondy NNTE (P0 ÷ P5) w ośrodku złożonym z 50 cm warstwy M-3 otoczonej ośrodkiem M-2. ....	187
Rys. V.6 Mapy dwuwymiarowego rozkładu pola neutronowego o zakresie energii $E > 4e^{-7}$ widzianego przez detektor Bepi dla sześciu charakterystycznych położzeń sondy NNTE (P0 ÷ P5) w ośrodku złożonym z 50 cm warstwy M-3 otoczonej ośrodkiem M-2. ....	188
Rys. V.7 Mapy dwuwymiarowego rozkładu pola neutronowego widzianego przez detektor Depi dla sześciu charakterystycznych położzeń sondy NNTE (P0 – P5) w ośrodku złożonym z 50 cm warstwy M-3 otoczonej ośrodkiem M-2. ....	189
Rys. V.8 Mapy dwuwymiarowego rozkładu pola neutronowego o zakresie energii $E < 4e^{-7}$ widzianego przez detektor Depi dla sześciu charakterystycznych położzeń sondy NNTE (P0 ÷ P5) w ośrodku złożonym z 50 cm warstwy M-3 otoczonej ośrodkiem M-2. ....	190
Rys. V.9 Mapy dwuwymiarowego rozkładu pola neutronowego o zakresie energii $E > 4e^{-7}$ widzianego przez detektor Depi dla sześciu charakterystycznych położzeń sondy NNTE (P0 ÷ P5) w ośrodku złożonym z 50 cm warstwy M-3 otoczonej ośrodkiem M-2. ....	191



## Spis Tabel

Tab. 4.2-1 Częstości zliczeń, wraz z odchyleniem standardowym, detektorów Bter, Bepi i Depi sondy NNTE z pomiarów na stanowisku kalibracyjnym w Zielonej Górze [Wiącek i Woźnicka, 2016].	45
Tab. 4.2-2 Zawartości wagowe boru, B, chloru, Cl i ziem rzadkich, gadolinu, Gd, samaru, Sm i europu, Eu oraz przekrój czynny absorpcji neutronów termicznych bez uwzględnienia ( $\Sigma_{a1}$ ) i z uwzględnieniem ( $\Sigma_{a2}$ ) tych pierwiastków dla bloków skalnych stanowiska kalibracyjnego w Zielonej Górze.	46
Tab. 4.2-3 Wyniki obliczeń MCNP zliczeń detektorów Bter, Bepi i Depi sondy NNTE w blokach skalnych stanowiska kalibracyjnego w Zielonej Górze (Seria 1).	48
Tab. 4.2-4 Wyniki obliczeń MCNP zliczeń detektorów Bter, Bepi i Depi sondy NNTE w blokach skalnych stanowiska kalibracyjnego w Zielonej Górze z uwzględnieniem zawartości śladowych ziem rzadkich oraz z uwzględnieniem uaktualnionych danych jądrowych dla chloru w bibliotekach ACTIA (Seria 2).	49
Tab. 4.2-5 Współczynniki regresji liniowej dowiązujące obliczenia MCNP do rzeczywistych pomiarów sondą NNTE, wg. [Woźnicka i in., 2012].	51
Tab. 4.3-1 Skład matrycy skalnej, typowy dla formacji mioceńskich przedgórze Karpat, przyjęty jako baza do symulacji MCNP. Gęstość szkieletowa, $\rho = 2.63 \text{ g/cm}^3$ [Woźnicka i in., 2012].	53
Tab. 4.3-2 Wartość przekroju czynnego na absorpcję neutronów prędkich w zależności od ilości izotopu $^{10}\text{B}$ dodanego do modelowej matrycy skalnej	53
Tab. 4.3-3 Odpowiedzi sondy NNTE: $N_{\text{Bter}}(\text{MCNP})$ , $N_{\text{Bepi}}(\text{MCNP})$ , $N_{\text{Depi}}(\text{MCNP})$ dla modelowego ośrodka skalnego o 4 różnych wartościach $\Sigma_{a \text{ mat}}$ matrycy skalnej w pełnym zakresie zmian porowatości. Parametr GNP został wyznaczony na podstawie pozornych parametrów neutronowych $L_{\text{exp}}$ , $\Sigma_{\text{ap}}$ i $P_{\text{ap}}$ i pełnego zakresu zmienności $N_{\text{Bter}}(\text{MCNP})$ . Średnica otworu 216 mm.	54
Tab. 5.1-1 Zestawienie modeli skalnych przyjętych do obliczeń symulacyjnych.	60
Tab. 5.2-1 Odpowiedzi detektorów sondy NNTE w jednorodnych modelach ośrodkach skalnych, podane w: a) liczbie neutronów absorbowanych w $\text{cm}^3$ detektora przypadającą na 1 neutron emitowany ze źródła (sn), b) liczbie impulsów na sekundę.	65
Tab. 5.3-1 Odpowiedzi poszczególnych detektorów sondy NNTE dla wariantów: a) Sonda umieszczona w próżni b) Sonda umieszczona w otworze o średnicy 216 mm wypełnionym wodą, c) Sonda umieszczona bezpośrednio w formacji skalnej M-1 oraz wynik w zadanych warunkach pomiarowych.	71
Tab. 6.1-1 Wyniki częstości zliczeń detektora Bter [imp/s] wzdłuż otworu przeciętego warstwą modelową M-6, prostopadłą do jego osi, o różnych grubościach H, graniczącą obustronnie z modelową formacją M-1, wysymulowane numerycznie (MCNP) oraz anomalie idealne ( $k = 5 \text{ cm}$ ).	86
Tab. 6.3-1 Parametry neutronowe modeli bazowych M-1 ÷ M-6 używane do wyznaczenia generalnego parametru neutronowego GNP.	95
Tab. 7-1 Parametry modeli ceramicznych stanowiska kalibracyjnego Geofizyki Kraków SA w Zielonej Górze...	117
Tab. 7-2 Wymiary geometryczne i ułożenie warstw we wzorcach ceramicznych B1 i B2 stanowiska kalibracyjnego w Zielonej Górze.	119
Tab. 7-3 Odpowiedzi detektorów sondy neutronowej NNTE w modelach skalnych jednorodnych, nieskończonych odpowiadających wzorcom ceramicznym stanowiska kalibracyjnego w Zielonej Górze. Sonda umieszczona przy ścianie otworu o średnicy 180 mm.	119
Tab. 7-4 Procentowe zaniżenie wysokości anomalii dla cienkich warstw KW i L13 o grubościach H w stosunku do anomalii charakterystycznych dla odpowiedniego ośrodka nieskończonego. Wyniki modelowań MCNP.	121
Tab. 7-5 Parametry neutronowe wzorców ceramicznych używane do wyznaczenia generalnego parametru neutronowego GNP. Średnica otworu 180 mm. Obliczenia wykonano programem SLOTH23 i LMBRIN23 [Czubek, 1988a], [Czubek, 1988b], [Czubek, 1990].	124
Tab. 8-1 Procentowy skład pierwiastkowy modelowej matrycy skalnej charakteryzującego formację łupkową. Gęstość szkieletowa $2.68 \text{ g/cm}^3$ .	128

<i>Tab. 8-2 Parametry neutronowe modeli skał łupkowych o różnej porowatości używane do wyznaczenia generalnego parametru neutronowego GNP. Średnica otworu 180 mm. Obliczenia wykonano programem SLOTH23 i LMBRIN23 [Czubek, 1988a], [Czubek, 1988b], [Czubek, 1990].</i>	129
<i>Tab. 8-3 Odpowiedzi detektorów sondy neutronowej NNTE w ośrodkach jednorodnych składających się z wybranych wzorców ceramicznych stanowiska kalibracyjnego w Zielonej Górze oraz skał łupkowych.</i>	129
<i>Tab. 8-4 Wymiary geometryczne i ułożenie warstw we wzorcu skalnym zawierającym wzorce ceramiczne oraz skały łupkowe o różnej porowatości.</i>	130
<i>Tab. 9-1 Zestawienie detektorów dla trzech wariantów sondy neutronowej NNTE, N2TE i NNTK.</i>	135
<i>Tab. 9.1-1 Parametry fizyczne ośrodków modelowych wykorzystywanych do porównywania trzech wariantów sondy neutronowej (dane zebrane z opracowań w poprzednich rozdziałach monografii).</i>	135
<i>Tab. 9.1-2 Odpowiedzi detektorów sondy neutronowej NNTE w wybranych ośrodkach jednorodnych, niekończonych.</i>	136
<i>Tab. 9.1-3 Odpowiedzi detektorów sondy neutronowej N2TE w wybranych ośrodkach jednorodnych, niekończonych.</i>	136
<i>Tab. 9.1-4 Odpowiedzi detektorów sondy neutronowej NNTK w ośrodkach jednorodnych, nieskończonych.</i>	137
<i>Tab. 9.2-1 Parametry geometryczne modelowego profilu skalnego.</i>	139
<i>Tab. 9.2-2 Porównanie porowatości i przekrojów czynnych warstw na absorpcję neutronów termicznych, na granicy których zaobserwowano artefakty w postaci dodatkowych anomalii.</i>	142

## 1. Wprowadzenie

Geofizyczne profilowania otworowe, wykorzystujące metody jądrowe, są powszechnie wykonywanymi pomiarami w odwiertach zlokalizowanych w typowych konwencjonalnych formacjach węglowodorów. Są to metody dobrze rozpoznane i spełniające oczekiwania interpretacyjne, stosowane od lat zarówno w Polsce, jak i na świecie, zwłaszcza, jeśli mamy do czynienia z warstwami jednorodnymi o znacznej miąższości.

Wymagania dla geofizycznych metod poszukiwawczych rosną jednak wraz z koniecznością prowadzenia pomiarów w warunkach złóż niekonwencjonalnych, cienkowarstwowych, czy nisko-porowatych, do których można zaliczyć pokłady skał łupkowych [Zorski i in., 2013]. Sytuacja ta stała się powodem przeprowadzenia szczegółowych badań nad możliwościami pomiarów sondami neutronowymi dla cienkich warstw i wpływem parametrów neutronowych ośrodków skalnych na przebieg rejestrowanych odpowiedzi (anomali), zwłaszcza w pobliżu ich granic. Niniejsza monografia stanowi podsumowanie tych badań.

Geofizyczne, jądrowe metody poszukiwawcze opierają się na wykorzystywaniu zjawisk oddziaływania neutronów i promieniowania gamma z badanym ośrodkiem skalnym. W tym celu wyposaża się sondę otworową w źródło promieniowania gamma lub źródło neutronów oraz w odpowiednie układy detekcji. Kwanty gamma, w stosowanym w sondach geofizycznych zakresie energii, oddziałują z ośrodkiem głównie poprzez fotoefekt i zjawisko Comptona. Oddziaływanie neutronów polega na ich rozpraszaniu i absorpcji przez jądra pierwiastków.

Powyższe zjawiska fizyczne stanowią podstawy odpowiednich typów jądrowych sond otworowych:

- **Sonda gamma do pomiaru naturalnej promieniotwórczości**, wyposażona w odpowiedni spektrometryczny detektor kwantów gamma służy do wyznaczania koncentracji pierwiastków promieniotwórczych uranu ( $^{235}\text{U}$ ), toru ( $^{232}\text{Th}$ ) i potasu ( $^{40}\text{K}$ ) w ośrodku skalnym [Zorski i in., 2013].

- **Sonda gamma-gamma** jest aparaturą wyposażoną w źródło kwantów gamma (np.:  $^{137}\text{Cs}$ ) i dwa detektory umieszczone w różnych odległościach od źródła, np.: liczniki scyntylicyjne NaJ(Tl).

Odpowiedź detektorów można skalibrować z gęstością elektronową ośrodka (sonda gęstościowa) i tzw. indeksem absorpcji fotoelektrycznej (spektrometryczna sonda litologiczno-gęstościowa). Gęstość elektronowa służy do wyznaczenia gęstości objętościowej ośrodka skalnego [Jarzyna i in., 1997], a wartość indeksu absorpcji, zależna od liczb atomowych pierwiastków występujących w ośrodku, pozwala na identyfikację różnych minerałów budujących matrycę skalną [Bała i Waliczek, 2012].

Informacje dostarczane z pomiarów gamma – gamma służą przede wszystkim do wyznaczania porowatości, a także do wstępnej identyfikacji litologicznej, w tym określania zailenia oraz do korelacji między-otworowej. W otworach kierunkowych przy pomiarach na przewodzie wiertniczym (LWD) pomiary gamma – gamma służą także do obrazowania kąтового strefy przyotworowej. Przykłady takich prac można znaleźć w specjalistycznej literaturze,

np.: [Holenka i in., 1995], [Radtke i in., 2003], [Spross i in., 1995], [Moake i in., 1996], [Spross i in., 1993].

- **Sonda neutron-neutron** jest wyposażona w źródło neutronów, które może być źródłem izotopowym (np.: Am-Be) albo źródłem akceleratorowym (generator neutronów o ciągłym lub impulsowym trybie pracy). Sonda zazwyczaj wyposażona jest w układ detektorów neutronów umieszczonych w różnych odległościach od źródła, które mogą rejestrować zarówno neutrony termiczne jak i epitermiczne. Metody neutronowe są dobrze opisane w wydawnictwach książkowych, np.: [Ellis i Singer, 2008], licznych pracach publikowanych w materiałach prestiżowych konferencji Society of Petrophysicists and Well Log Analysts (SPWLA), a także w pracach polskich, np.: [Czubek, 1992], [Zorski i in., 2013].

Transport neutronów od źródła do detektora ma złożony charakter: neutron traci początkową energię w procesie spowalniania, następnie podlega dyfuzji i absorpcji przez jądra pierwiastków budujących dane medium. W ośrodku skalnym proces spowalniania zależy głównie od zawartości wodoru; im jest go więcej tym bardziej efektywnie neutrony wytracają energię. Zakładając, że źródłem wodoru w skale są głównie pory wypełnione wodą lub węglowodorami, to wskazania sondy neutron-neutron można kalibrować z porowatością ośrodka skalnego. Kalibracja sondy neutronowej jest procesem skomplikowanym i wymaga uwzględnienia wielu czynników, w tym obecności silnych absorbentów neutronów (jak bor, chlor czy ziemie rzadkie) obecnych w ośrodku skalnym. Niektóre konstrukcje sond neutronowych, zawierające złożony zestaw detektorów, albo impulsowy generator neutronów, np.: [Flanagan i in., 1991], [Neuman, 1993] pozwalają na dodatkowy pomiar przekroju czynnego na absorpcję neutronów. Taką sondą, wyposażoną w źródło izotopowe, jest skonstruowana przez firmę Geofizyka Kraków sonda NNTE [Drabina i in., 2003], [Drabina i Zorski, 2006], która stanowi odnośnik do rozważań zawartych w niniejszej monografii.

Sonda wyposażona w źródło neutronowe i odpowiedni spektrometryczny detektor kwantów gamma daje możliwość realizacji **profilowania geochemicznego** służącego do jednoznacznej identyfikacji szeregu pierwiastków w zawartych w ośrodku skalnym [Zorski i in., 2013]. Wykorzystuje się tu zjawisko reakcji jądrowych pomiędzy prędkimi lub termicznymi neutronami i jądrami takich pierwiastków jak O, C, Si, Ca, Fe, H, S, Cl, Al, K i in., w wyniku których emitowane jest promieniowanie gamma o określonej, charakterystycznej dla danego pierwiastka energii. Profilowania geochemiczne wykorzystujące źródła neutronowe należą do kluczowych pomiarów w geofizyce otworowej wykonywanych na potrzeby poszukiwań gazu w skałach łupkowych.

Niniejsza monografia zawiera szczegółowe opracowania zjawiska transportu neutronów w ośrodkach skalnych od źródła umieszczonego w geofizycznej sondzie otworowej. W przypadku sondy typu neutron-neutron wielkością mierzoną przez detektor jest liczba neutronów termicznych lub epitermicznych, które nie zostały zaabsorbowane w ośrodku skalnym i dotarły do detektora. W przypadku sondy neutronowej do profilowania geochemicznego zachodzi analogiczne zjawisko transportu neutronów od źródła do punktu,

w którym neutron reaguje z jądrem ośrodka (zostaje zaabsorbowany), co powoduje wyemitowanie kwantu gamma rejestrowanego przez detektor.

Modelowania numeryczne transportu neutronów zawarte w monografii odnoszą się do sondy neutronowej NNTE, ponieważ była możliwość przedstawienia rzetelnego porównania wyników modelowania komputerowego z rzeczywistymi pomiarami zrealizowanymi tą sondą. Jednakowoż, zaobserwowane efekty rozkładów pól neutronowych w pobliżu granic ośrodków, wpływ miąższości cienkich warstw, pojawianie się artefaktów wynikających z różnic w parametrach neutronowych graniczących warstw mają charakter ogólny, które są obecne czy to w przypadku profilowania porowatości czy geochemicznego.

Obecność granic różnych elementów układu pomiarowego powoduje powstawanie licznych niejednorodności pola neutronowego, co wpływa na odpowiedź sondy neutronowej. Najprostsze przykłady takich niejednorodności na granicy otwór-warstwa, wyznaczone w warunkach laboratoryjnych, były opublikowane już w latach 50-tych ubiegłego wieku, np.: [Tittle i in., 1951]. Obliczenia symulacyjne metodą Monte Carlo stanowią już od wielu lat istotne uzupełnienie dla rozwiązywania zagadnień transportu neutronów w układach, które są zbyt trudne do rozwiązania w ścisły analityczny sposób lub zbyt kosztowne czy też zbyt skomplikowane do osiągnięcia w drodze eksperymentu fizycznego. Ze względu na uzyskiwanie na drodze symulacji wyników bardzo zbliżonych do rzeczywistych, coraz częściej traktowane są jako odrębne narzędzie – eksperyment numeryczny, a nie tylko wspomagające rzeczywisty eksperyment. Tutaj eksperyment numeryczny sprowadza się do symulacji komputerowej zjawiska transportu neutronów w zadanym ośrodku materialnym – skalnym, z uwzględnieniem układu geometrycznego, otworu i sondy pomiarowej. Do obliczeń, rozważań ilościowych zjawiska transportu, stosowana jest metoda statystyczna Monte Carlo. W metodzie tej, korzystając ze znanych z doświadczenia i/lub teorii rozkładów prawdopodobieństwa możliwych zdarzeń i reakcji fizycznych (np.: reakcji rozpraszania i absorpcji neutronów w materii), o wyborze zjawiska, które w danym momencie zajdzie, decyduje się w sposób losowy. Możliwość ta wynika ze stochastycznego charakteru transportu neutronów w ośrodku. Metoda ta umożliwia zaprojektowanie i wykonanie symulacji pomiarów otworową sondą neutronową. Symulacje przeprowadza się w środowisku całkowicie zdefiniowanym poprzez skład pierwiastkowy skały, porowatość, granice warstw, budowę i położenie sondy, średnicę i wypełnienie otworu.

W niniejszym opracowaniu przedstawiono szereg przykładów zastosowań symulacji Monte Carlo przy wykorzystaniu kodu MCNP (Monte Carlo N-Particle transport Code), [MCNP Team, 2008] do zagadnień geofizyki jądrowej, związanych z wykorzystaniem źródeł neutronowych. Na przykładzie sondy neutronowej NNTE (Neutron-Neutron Termiczne-Epitermiczne) pokazana została bardzo dobra zgodność wyników odpowiedzi jej detektorów, otrzymanych metodą symulacji numerycznych Monte Carlo, z wynikami z rzeczywistych pomiarów wykonanych tą sondą na stanowisku kalibracyjnym w Zielonej Górze [Zorski, 1996]. To daje przekonanie o wiarygodności wszystkich dalszych wyników numerycznych eksperymentów prezentowanych w tej pracy.



**Rozdział 2** stanowi wprowadzenie do fizyki zagadnienia transportu neutronów i promieniowania gamma w ośrodkach materialnych. Obejmuje także podstawowe założenia symulacji tych procesów metodami Monte Carlo. Przedstawiono, w jaki sposób można numerycznie symulować historię transportu (przemieszczania się) pojedynczego neutronu w ośrodku od momentu wyemitowania go ze źródła do momentu absorpcji w ośrodku. To wprowadzenie wyjaśnia, dlaczego podstawowymi danymi do prowadzenia takich obliczeń jest skład pierwiastkowy ośrodka i jego szczegółowy układ geometryczny.

**Rozdział 3** przedstawia w skrócie zagadnienie kalibracji sond neutronowych, wiążące odpowiedź detektorów sondy z porowatością ośrodka. Przytoczono metodę Czubka półempirycznej kalibracji sond neutronowych [Czubek, 1990], [Czubek, 1994], której elementy są wykorzystywane w dalszej części pracy. Na drodze eksperymentów numerycznych wykazano, że metoda Czubka sprawdza się w szerszym zakresie zmienności parametrów, oraz przedstawiono nowe możliwości wykorzystania, wprowadzonego przez Czubka, generalnego parametru neutronowego, *GNP*, do analizy amplitudy anomalii cienkich warstw.

Celem **Rozdziału 4** było wykazanie zgodności eksperymentu numerycznego – symulacji komputerowej – z rzeczywistym eksperymentem wykonanym w warunkach stanowiska kalibracyjnego. Wykazano, że uzyskanie pełnej zgodności wymagało zastosowania odpowiednio zweryfikowanych bibliotek danych jądrowych, oraz szczegółowych danych składu pierwiastkowego wzorców skalnych stanowiska kalibracyjnego. W tym Rozdziale przedstawiono model numeryczny sondy otworowej NNTTE, który był wykorzystywany w większości symulacji komputerowych zawartych w pracy. W końcowej części rozdziału pokazano, że wymodelowana numerycznie krzywa kalibracji sondy neutronowej w postaci zależności częstości zliczeń detektorów od generalnego parametru neutronowego *GNP* jest zgodna z wynikami metody półempirycznej Czubka.

**Rozdział 5** zawiera analizę rozkładów energetyczno-przestrzennych neutronów (pól neutronowych) generowanych w przez źródło sondy w jednorodnych ośrodkach wokół otworu. Opracowane przez autorkę pracy procedury numeryczne pozwoliły na szczegółowe zobrazowanie pól neutronowych w modelowych ośrodkach skalnych o różnych parametrach neutronowych, a także na przedstawienie rozkładów energetycznych neutronów w objętościach czynnych detektorów. Pokazano, jaki wpływ ma asymetryczne położenie źródła neutronów w sondzie, w stosunku do położenia detektorów, na kształtowanie się odpowiedzi detektorów od jednorodnych formacji. Odpowiedzi sondy od jednorodnych ośrodków, o wymiarach znacznie przekraczających drogi transportu neutronów w materii, stanowią dane bazowe do interpretacji tych pomiarów, dlatego szczegółowa analiza transportu neutronów, na którą pozwala eksperyment numeryczny, jest niezwykle istotna.

**Rozdział 6** dotyczy zagadnienia odpowiedzi sondy neutronowej od cienkich warstw. Z punktu widzenia transportu neutronów, określenie warstwa cienka oznacza, że amplituda jej anomalii jest mniejsza od odpowiedzi sondy w ośrodku jednorodnym nieskończonym. Zostały obliczone numerycznie odpowiedzi sondy neutronowej i wyznaczone anomalie dla warstw o różnych parametrach neutronowych oraz różnych grubościach i nachyleniach w stosunku do osi



otworu. Przeprowadzono analizę wpływu ww. parametrów na kształt i amplitudę anomalii. Wykazano, że wielkość obniżenia amplitudy anomalii można korelować ze zmiennością generalnego parametru neutronowego, *GNP*, graniczących warstw. Zostały przedstawione charakterystyczne przykłady rozkładów energetyczno-przestrzennych pól neutronowych w obszarach granic warstw, a także znaczącego wpływu asymetrii sondy na formowanie się odpowiedzi detektorów.

Zagadnieniom odpowiedzi sondy neutronowej w cienkich warstwach poświęcony jest również **Rozdział 7**, w którym zaprezentowano symulacje numeryczne dla eksperymentalnego zestawu wzorców zbudowanych z kształtek ceramicznych do badania wpływu porowatości i cienkich warstw na wyniki profilowań neutronowych. Wzorce te były zbudowane na stanowisku kalibracyjnym w Zielonej Górze. Wykonane obliczenia numeryczne dla profilu obejmującego cienkie warstwy z kształtek o różnej porowatości potwierdziły wnioski z poprzedniego rozdziału, iż zaniżenie amplitudy anomalii od cienkiej warstwy można korelować ze zmiennością parametru *GNP* graniczących warstw. Dostępne dane eksperymentalne ze stanowiska w Zielonej Górze pozwoliły na stwierdzenie zgodności wyników symulacji komputerowych z rzeczywistym pomiarem.

**Rozdział 8** przedstawia przykład możliwości modelowania odpowiedzi sondy neutronowej dla aktualnych problemów badawczych. Przedstawiono wyniki symulacji komputerowych dla grubych warstw zawierających skały łupkowe o niskich, ale różniących się porowatościach. Celem tych symulacji było sprawdzenie, czy tego typu warstwy są rozróżnialne przez detektory sondy neutronowej. Wymodelowane odpowiedzi sondy wskazują, że uzyskane anomalie są wyraźne, nawet jeśli graniczą ze sobą warstwy o małej porowatości 2% i 5%.

**Rozdział 9** przedstawia inny przykład możliwości modelowania numerycznego. Przedstawiono trzy warianty konstrukcyjne sondy neutronowej, dla których wymodelowano odpowiedzi detektorów wzdłuż złożonego profilu składającego się z warstw o różnych porowatościach i różniących się wartościami przekroju czynnego absorpcji neutronów termicznych. Tego typu modelownia mogą być przydatne zarówno do analizy wpływu budowy sondy na jakość odpowiedzi detektorów, jak i do prac projektowych nad nowymi rozwiązaniami konstrukcyjnymi.

Przy wyznaczaniu anomalii dla profilu łupkowego (**Rozdział 8**) napotkano na przykład powstawania artefaktu zniekształcającego przebieg anomalii, charakteryzującego się amplitudą o kierunku przeciwnym do przebiegu anomalii. Podobny przykład zarejestrowano przy modelowaniu anomalii od warstw modelowych opisanych w **Rozdziale 6**. Zarejestrowane przypadki artefaktów, przejawiające się w postaci jakby dodatkowych anomalii w pobliżu granicy warstw, są odzwierciedleniem znacznego, nietypowego zaburzenia pola neutronowego w tym ograniczonym obszarze. Wyjaśnienie fizyczne tego zjawiska wymagało przeprowadzenia szczegółowych dodatkowych obliczeń.

Aby nie zaburzać ciągłości pracy, wyjaśnienie zjawiska powstawania artefaktów zostało przedstawione po **Rozdziale 9**, w oddzielnym **Uzupelnieniu**. Całą sekwencję obliczeń

numerycznych i analizę tego efektu przedstawiono na przykładzie graniczących ze sobą warstw o silnie różniących się parametrach neutronowych i różnej porowatości.

Pewne szczegółowe zagadnienia związane z obliczeniami Monte Carlo dla profilowań sondą neutronową poruszane są w publikacjach autorów zagranicznych, np.: [Mendoza, 2005], [Mendoza i in., 2010a, 2010b], [Ijasaan i in., 2013] czy [Tian i in., 2018]. Na uwagę zasługuje praca [Gardner i Sood, 2010], która przedstawia w skondensowany sposób przegląd zastosowania metod Monte Carlo pod kątem jądrowych metod geofizyki otworowej (nie tylko pod kątem profilowań sondą neutronową). Problemy związane z profilowaniami kątowymi omówione zostały między innymi w pracach: [Xu i in., 2007], [Passey i in., 2005] i [Badruzzaman i in., 2007]. Ostatnia z tych prac porusza dodatkowo problem związany z profilowaniem w cienkich warstwach. Wśród nielicznych prac, w których pokazany jest (wymodelowany numerycznie) wpływ granicy ośrodków o różnych parametrach neutronowych na kształt anomalii rejestrowanej sondą typu neutron-neutron można wymienić dwie pozycje: [Mimoun in., 2011], oraz [Gardner i in., 2007]. Efekt ten omówiony jest znacznie szerzej w niniejszej pracy (**Rozdział 6 i 7**). W drugiej z wymienionych prac [Gardner i in., 2007] autorzy twierdzą że obserwowane na wymodelowanej krzywej odpowiedzi detektora bliskiego termicznego efekty w pobliżu granicy warstw (zaniżenie/zawyżenie odpowiedzi detektora w stosunku do wartości spodziewanej, czyli tzw. artefakty) są związane ze statystyką obliczeń MCNP. W niniejszej monografii zostało wykazane, że w rzeczywistości tego typu efekty są odzwierciedleniem znacznego, nietypowego zaburzenia pola neutronowego w tym ograniczonym obszarze co zostało szczegółowo omówione w **Uzupelnieniu**.

## 2. Metody Monte Carlo w zagadnieniach transportu neutronów i promieniowania gamma

Rozważając **transport neutronów** w ośrodku materialnym za istotne uważa się ich oddziaływanie z jądrami atomowymi. W omawianych zagadnieniach nie rozważamy układów mnożących związanych ze zjawiskiem rozszczepienia i mamy do czynienia głównie ze zjawiskiem transportu neutronów pochodzących ze źródeł izotopowych (np.: Am-Be) lub akceleratorowych (generatory neutronów). Są to źródła neutronów prędkich (o energii kilku-kilkunastu MeV). Neutrony te rozprzestrzeniając się w otaczającym ośrodku ulegają spowolnieniu wskutek niesprężystych i sprężystych rozproszeń na jądram atomów ośrodka, aż zostaną pochłonięte (zaabsorbowane) przez jądra, co jest połączone z emisją kwantu gamma lub cząstki naładowanej.

Szczególne rolę w rozważanych zagadnieniach odgrywa spowalnianie, czyli moderacja w wyniku sprężystych rozproszeń na jądram, przede wszystkim lekkich [Kiełkiewicz, 1987]. W centralnym zderzeniu z jądrem atomu wodoru, z punktu widzenia mechaniki klasycznej, neutron traci najwięcej swojej energii pierwotnej. Spowalnianie neutronów w ośrodku zachodzi do momentu aż osiągną one stan równowagi termodynamicznej z ośrodkiem. Takie neutrony nazywane są neutronami termicznymi i w tych przedziałach energii model prostego zderzenia się dwóch kul nie może być już stosowany, a skomplikowane oddziaływanie neutronów z materią wymaga rozróżnienia ze względu na energię neutronów i rodzaj ośrodka, w którym zachodzi to oddziaływanie. Drgania neutronów o energii poniżej 1 eV są porównywalne z energiami drgań termicznych ośrodka. Cząsteczka jest układem atomów, które ulegają drganiom i zmieniają wzajemne położenie względem siebie i nie mogą być traktowane jako swobodne. Neutron o energii termicznej trafiając na taki układ „widzi” jądro atomu, jako fragment cząsteczki i w wyniku zderzenia może zarówno zyskać jak i stracić część swojej pierwotnej energii. Ze względu na to, że długość fali de Broglie’a dla neutronów termicznych staje się porównywalna z odległościami między atomami w sieci krystalicznej występuje zjawisko interferencji. Te wszystkie czynniki powodują, że mikroskopowe przekroje czynne na rozpraszanie neutronów termicznych są skomplikowanymi funkcjami energii i kierunku ruchu neutronów, zależnymi od fizycznych i chemicznych własności materiału ośrodka, a także od temperatury.

Zagadnienia związane z transportem cząstek w ośrodkach materialnych opisuje równanie sformułowane w 1872 roku przez Ludwiga Boltzmana [Kiełkiewicz, 1987]. Jest to równanie klasyczne i taki opis dla większości problemów związanych z transportem cząstek jest zadawalający. Równanie Boltzmana opisuje bilans neutronów pojawiających się i znikających w jednostce czasu  $dt$  i jednostce objętości  $dV$ . W równaniu tym rozpatruje się przestrzeń siedmifazową składającą się z: trzech współrzędnych przestrzeni przedstawionych zmienną  $r$ , dwóch współrzędnych kąta rozpraszania  $\Omega$ , jednej współrzędnej energii  $E$  i jednej współrzędnej czasu  $t$ . W tak zdefiniowanym elemencie przestrzeni,  $dV = drd\Omega dE dt$ ,

określana jest liczba neutronów. Dla przypadku ośrodka niemnożącego równanie to przyjmuje następującą postać:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = S(r, \Omega, E, t) + \int dE' \int d\Omega' \Sigma_s(E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega) v' n(r, \Omega', E', t) - \Sigma_t(E) v n + \Omega \nabla(nv), \quad (2.1)$$

gdzie:

$$n = n(r, \Omega, E, t), \quad (2.2)$$

jest gęstością neutronów, a poszczególne człony oznaczają:

$\frac{\partial n}{\partial t}$  – oznacza zmianę gęstości neutronów w elemencie przestrzeni w jednostce czasu,

$S(r, \Omega, E, t)$  – jest liczbą neutronów produkowanych w elemencie objętości przestrzeni przez źródła w nim się znajdujące,

$\int dE' \int d\Omega' \Sigma_s(E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega) v' n(r, \Omega', E', t)$  - opisuje procesy rozpraszania neutronów z elementu objętości  $dV$  do  $dV$ , gdzie  $v$  jest szybkością neutronów odpowiadającą ich energii kinetycznej  $E$ ,

$\Sigma_t(E)vn$  - opisuje usunięcie neutronu z elementu  $dV$  na skutek jego absorpcji (a) lub rozproszenia (s) poza element objętości  $dV$ , gdzie:

$\Sigma_t(E)$  - jest całkowitym makroskopowym przekrojem czynnym tego zjawiska:

$$\Sigma_t = \Sigma_a + \Sigma_s, \quad (2.3)$$

gdzie  $a$  oznacza absorpcję a  $s$  rozpraszanie,

$\Omega \nabla(nv)$  - oznacza ilość cząstek opuszczających element objętości  $dV$  określony poprzez gradient gęstości neutronów w kierunku  $\Omega$ .

Na **transport promieniowania gamma** ma wpływ wiele procesów, w których fotony oddziałują z elektronami, jądrami i polami elektrycznymi [Hrynkiwicz, 2001]. Większość z tych procesów zachodzi z niewielkim prawdopodobieństwem a największe znaczenie odgrywają trzy główne zjawiska: fotoelektryczne, Comptona i tworzenie par elektronowych. Te trzy zjawiska prowadzą do absorpcji fotonu lub do zmiany jego energii pierwotnej, czyli rozproszenia w ośrodku, przez który przechodzi. W zjawisku fotoelektrycznym i procesie tworzenia par energia fotonu przekazana zostaje produktom oddziaływania. Energia produktów jest niższa od energii fotonu, ze względu na: w przypadku zjawiska fotoelektrycznego na pracę wyjścia elektronu, a w przypadku procesu tworzenia par na wytworzenie pary  $e^+e^-$ . Jeśli rozważymy efekt Comptona, to spora część energii jest zabierana przez foton wtórny, a pozostała część przez elektron.

Całkowity przekrój czynny na rozpraszanie kwantów gamma na atomie jest równy sumie przekrojów czynnych na trzy wymienione wyżej zjawiska: fotoefekt ( $\sigma_f$ ), zjawisko Comptona ( $\sigma_c$ ) i zjawisko tworzenia par ( $\sigma_p$ ):

$$\sigma_{tot} = \sigma_f + \sigma_c + \sigma_p \quad (2.4)$$

Oddziaływanie promieniowania gamma z materią może prowadzić do rozpraszania sprężystego i niesprężystego na jądrach atomowych oraz do reakcji jądrowych. W przypadku promieniowania gamma ze względu na charakter oddziaływania, natężenie wiązki ( $I(x)$ ) spada eksponencjalnie wraz ze wzrostem grubości ośrodka ( $x$ ), przez który to promieniowanie przechodzi. Można to zapisać następującym równaniem:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (2.5)$$

Prawdopodobieństwo usunięcia fotonu z wiązki na jednostkę drogi określa współczynnik osłabienia wiązki  $\mu$ , który jest sumą prawdopodobieństw zajścia każdego z trzech zjawisk opisanych powyżej i zależy od energii fotonów, a także od liczby atomowej  $Z$  ośrodka, z którym nastąpiło oddziaływanie:

$$\mu = \mu_f + \mu_c + \mu_p \quad (2.6)$$

Można więc wprowadzić wielkość tzw. współczynnika absorpcji ( $\mu_a$ ) promieniowania przez materiał zapisując go w postaci:

$$\mu_a = \mu_f f_f + \mu_c f_c + \mu_p f_p, \quad (2.7)$$

gdzie poszczególne współczynniki  $f$  oznaczają tę część energii, która została zaabsorbowana przez materiał. Czynniki  $f_f$  jest bliski jedności w sytuacji, gdy energia fotonów padających jest znacznie większa od pracy wyjścia elektronu, co w przypadku fotonów emitowanych w przemianach jądrowych jest bardzo częstym zjawiskiem. W zjawisku Comptona podział energii pomiędzy foton i elektron jest zależny od kąta rozproszenia, co z kolei zależy od energii fotonu pierwotnego. Podczas efektu tworzenia par  $e^-e^+$  czynnik  $f_p$  jest bliski jedności, gdy energia fotonów jest znacznie większa od podwójnej energii spoczynkowej elektronu.

Podstawą opisu powyższych zjawisk są przekroje czynne definiujące prawdopodobieństwo poszczególnych procesów występujących podczas transportu neutronów, czy promieniowania gamma w materii. Przekroje czynne są funkcją położenia przestrzennego (definiującą obecność konkretnego pierwiastka na drodze neutronu czy kwantu gamma) oraz energii i kąta rozpraszania neutronu/kwantu gamma. Przekroje czynne są parametrami materiałowymi, które mogą być zarówno obliczane teoretycznie, jak i mierzone eksperymentalnie dla izotopów pierwiastków i tabelaryzowane w odpowiednich bibliotekach danych jądrowych. Niezależnie od tego, czy posługujemy się obliczeniami analitycznymi, opierającymi się na przytoczonych równaniach, czy stosujemy obliczenia numeryczne, znajomość przekrojów czynnych jest niezbędna do uzyskania poszukiwanego rozwiązania założonego problemu.

Ścisłe rozwiązanie równania transportu neutronów czy określenie osłabienia wiązki promieniowania gamma jest możliwe tylko w bardzo prostych przypadkach, stosując pewne uproszczenia. Metody numeryczne pozwalają na rozważania bardziej komplikowanych zagadnień, ale i one mają swoje ograniczenia. Polegają one na rozwiązywaniu problemów fizycznych za pomocą operacji na liczbach. Otrzymywane tą drogą wyniki są na ogół przybliżone, a dokładność obliczeń można z góry określić i dobrać zależnie od potrzeb. Spośród szeregu metod, numeryczne metody Monte Carlo wydają się być najbardziej odpowiednimi do rozwiązywania bardziej skomplikowanych zagadnień transportu promieniowania. Problemy transportu są w nich rozwiązywane w oparciu o symulację zdarzeń indywidualnych cząstek i zapisu niektórych aspektów ich średniego zachowania. Średnie zachowanie całej populacji jest wnioskowane na podstawie średniego zachowania pojedynczej cząstki. Dostarczane przez program informacje dotyczą tylko tego zakresu, który został określony przez użytkownika. Aby opisać całkowite zjawisko fizyczne, które rządzi zdarzeniami, rozkłady prawdopodobieństwa są statystycznie próbkowane. Ten statystyczny proces próbkowania oparty jest na wyborze liczb przypadkowych, który dokonuje się za pomocą generatora liczb losowych. Metoda Monte Carlo w transporcie cząstek odznacza się dużym realizmem. Ma to związek z tym, że historia każdej cząstki jest na bieżąco śledzona od momentu jej powstania w źródle aż do momentu zakończenia jej istnienia. Rozkłady prawdopodobieństwa kolejnych etapów w historii cząstki są losowo wybierane na podstawie informacji wprowadzonych przez użytkownika takich jak: parametry ośrodka (mikroskopowe przekroje czynne, gęstość, skład chemiczny) i parametry źródła (definiowane poprzez odpowiednie rozkłady prawdopodobieństw).

Pierwszym etapem poprzedzającym symulację transportu jest modelowanie geometrii rozpatrywanego układu. Geometria taka budowana jest z komórek, które z kolei tworzone są z sum i części wspólnych odpowiednich powierzchni definiowanych za pomocą równań w przestrzeni trójwymiarowej (płaszczyzna, sfera, cylinder, stożek, elipsoida, torus i inne). Poprawne zdefiniowanie komórki wymaga określenia dla niej składu chemicznego oraz gęstości masy. Istotna jest również poprawna definicja źródła, dla której konieczne jest podanie kształtu geometrycznego, położenia i rodzaju emitowanych cząstek a także rozkładów: energetycznego, kąтового i czasowego emitowanych cząstek. Niektóre programy jak np.: MCNP [MCNP Team, 2008] mają możliwość zamodelowania źródła emitującego jednocześnie kilka rodzajów cząstek. I tak np.: możliwe jest stworzenie źródła emitującego równocześnie neutrony i fotony.

Historia pojedynczej cząstki rozpoczyna się od wylosowania jej położenia początkowego, energii i kierunku ruchu. Następnie program losuje współrzędne punktu, w którym ma nastąpić oddziaływanie tej cząstki z materią ośrodka i określa czas, po jakim nastąpiło to zdarzenie po emisji ze źródła. W wyniku tego zdarzenia cząstka może ulec rozproszeniu (elastyczne lub nieelastyczne), absorpcji lub wywołać reakcję jądrową. W oparciu o przekroje czynne charakteryzujące prawdopodobieństwo oddziaływań losuje się typ reakcji, jakiej podlega dana cząstka. Jeśli wylosowana zostaje absorpcja, to historia cząstki kończy się, a jeśli

rozpraszanie, to następuje kolejne losowanie kierunku, energii po zderzeniu i odległości do następnego zderzenia. Następuje seria losowań aż do momentu, kiedy cząstka opuści rozważany układ lub zostanie zaabsorbowana. Wtedy ze źródła emitowana jest kolejna cząstka, której losy są kształtowane w analogiczny sposób jak opisano wyżej. W celu osiągnięcia wiarygodnych wyników konieczne jest wysymulowanie wielu historii, których liczba zależy od konkretnego przypadku i założonej dokładności obliczeń. Można przyjąć, że im bardziej skomplikowane zagadnienie i tym samym geometria układu, tym większa liczba historii (rzędu nawet kilkuset milionów) a tym samym dłuższe obliczenia są konieczne.

Wynik symulacji komputerowej zależy przede wszystkim od użytkownika, który musi zdefiniować wszystkie interesujące go parametry oraz zaprojektować tryb obliczeń w oparciu o dogłębną wiedzę z zakresu fizyki transportu promieniowania. Wspomniany już kod MCNP, pozwala wyliczyć takie wielkości jak: strumień cząstek w danej objętości, strumień cząstek przechodzących przez daną płaszczyznę, prąd cząstek przechodzący przez daną płaszczyznę, strumień w danym punkcie (tzw. *point detector* lub *ring detector*), średnią energię zdeponowaną w danej objętości (komórce), średnią energią rozszczepienia w danej objętości czy liczbę impulsów w detektorze (dla fotonów i elektronów). Natomiast po zastosowaniu odpowiednich dodatkowych funkcji można otrzymać liczbę reakcji czy dawkę zdeponowaną w danej objętości.

MCNP jest programem opartym na metodach Monte Carlo, mającym olbrzymie możliwości obliczeniowe. Użytkownik poza szeregiem dostępnych, zdefiniowanych funkcji programu, ma możliwość dostosowania go do własnych potrzeb, poprzez ingerencję w kodzie źródłowym. Program ten nie ogranicza się tylko do modelowania zjawisk transportu neutronów i fotonów, ale także całej gamy innych cząstek jak: elektrony, jony ciężkie, jony lekkie czy cząstki naładowane. Znajduje on zastosowanie w takich dziedzinach jak: dozymetria, ochrona przed promieniowaniem, radiografia, fizyka medyczna, projektowanie detektorów, badania w zakresie fizyki termojądrowej, badania akceleratorowe i wiele innych.

Zaletą kodu MCNP jest możliwość korzystania z tzw. „ciągłych” bibliotek przekrojów czynnych dla neutronów (w przeciwieństwie do zbiorów danych skwantowanych w zadanych przedziałach energetycznych), a także specjalnych danych jądrowych dla niektórych materiałów takich jak np.: woda, polietylen, czy niektóre inne związki organiczne, dla których rozpraszanie neutronów w zakresie energii termicznych zależy od konkretnych wiązań wodorowych w cząsteczkach związków [Drozdowicz, 1998]. Przy projektowaniu eksperymentów numerycznych dla ośrodków zawierających wodór związany w cząsteczkach, w których istotna jest odpowiedź układu od neutronów termicznych, należy zwracać szczególną uwagę na ten efekt.



### 3. Kalibracja otworowych sond neutronowych

W związku z praktycznymi możliwościami wykorzystywania źródeł neutronowych do badania własności petrofizycznych skał metodami geofizyki otworowej, od ponad 50 lat w Polsce prowadzone są badania naukowe służące rozwojowi neutronowych metod pomiarowych wykonywanych w otworach wiertniczych. Jednym z priorytetowych kierunków badań są zagadnienia ilościowej interpretacji neutronowych profilowań porowatości skał, co jest bezpośrednio związane z opracowaniem metody kalibracji sond neutronowych. Pionierem w naukowym opracowaniu tego zagadnienia był prof. Jan A. Czubek [Czubek, 1988], [Czubek, 1990]. Na podstawie jego prac została opracowana i wdrożona pierwsza wersja półempirycznej metody kalibracji sond neutronowych z powodzeniem zastosowana w praktyce i przetestowana na stanowisku kalibracyjnym Bazy Geofizyki Wiertniczej Geofizyki Kraków SA w Zielonej Górze [Zorski, 1996].

Krzywa kalibracji dla sondy neutronowej służącej do pomiaru porowatości powinna przypisywać wskazaniom sondy wartość porowatości charakterystyczną dla badanego ośrodka skalnego. Ze względu na złożony charakter transportu neutronów w materii nie można wykreować tego typu jednej ogólnej krzywej kalibracji dla danej sondy neutronowej dla dowolnego medium. Transport neutronów w ośrodku skalnym od źródła neutronów do detektora, umieszczonych w otworze wiertniczym, a tym samym sygnał rejestrowany detektorem sondy zależy od szeregu parametrów:

- litologii, co w rozumieniu zjawiska transportu neutronów jest zależnością od składu pierwiastkowego (a nawet izotopowego) matrycy skalnej, medium wypełniającego pory i gęstości objętościowej ośrodka,
- średnicy otworu wiertniczego, jego wypełnienia, a także stanu technicznego (np.: obecności osadu ilastego na ścianach, zarurowania, itp.),
- grubości warstwy mierzonej wzdłuż osi otworu, którą traktujemy jako ośrodek jednorodny litologicznie,
- kąta nachylenia warstwy w stosunku do osi otworu wiertniczego (w przypadku pomiarów wykonywanych w otoczeniu granicy warstw),
- parametrów technicznych sondy neutronowej (rozmiarów części składowych sondy i materiałów, z których zostały wykonane, typu detektorów, odległości źródło- detektor).

Generalnie, metody kalibracji sond neutronowych można podzielić na dwa typy: kalibrację teoretyczną i eksperymentalną. Metoda teoretyczna polega na rozwiązaniu równania transportu Boltzmana w zadanym układzie geometrycznym sonda - otwór - ośrodek skalny dla zadanej litologii w szerokim zakresie zmienności porowatości. Metoda eksperymentalna polega na bezpośrednim pomiarze odpowiedzi konkretnej sondy zmierzonej na stanowisku kalibracyjnym zbudowanym z modeli skalnych (sztucznych lub naturalnych) o znanych parametrach.



Obydwie metody mają szereg ograniczeń. Matematyczne (analityczne) metody rozwiązywania równań transportu neutronów ograniczają się do prostych układów geometrycznych w postaci nieskończonego długiego cylindrycznego otworu o zadanej średnicy przecinającego jednorodny, nieskończony ośrodek. Bardziej skomplikowane układy, np.: obecność cienkich warstw, nie mogą być w ten sposób analizowane. Rozwiązania analityczne wymagają znajomości parametrów neutronowych opisujących transport neutronów w badanych ośrodkach, które w większości przypadków są funkcjami energii neutronów. Dane te są gromadzone w ogólnodostępnych międzynarodowych bazach danych jądrowych pierwiastków z podziałem na wąskie grupy energetyczne. Rozwiązania analityczne, ze względu na znaczne komplikacje obliczeniowe są prowadzone co najwyżej w dwóch grupach energetycznych, dla neutronów termicznych i prędkich. W porównaniu z możliwościami metod numerycznych (np.: Monte Carlo) ograniczenie obliczeń do dwóch grup energetycznych jest znaczącym uproszczeniem rozwiązywanego problemu transportu neutronów.

Metody eksperymentalne wymagają posiadania licznych modeli - stanowisk kalibracyjnych - o dużym zakresie zmienności parametrów geologicznych, fizycznych i technologicznych. Aby móc korzystać z tego typu kalibracji w różnych warunkach pomiarowych, należy sporządzić zestaw krzywych dla co najmniej trzech podstawowych litologii (piaskowiec, wapień, dolomit), kilku średnic otworów i kilku wartości zasolenia wód złożowych, itp. Stanowiska kalibracyjne dysponują ograniczoną liczbą modeli otwór-skała, tym samym ich możliwości wykonywania pomiarów kalibracyjnych są ograniczone.

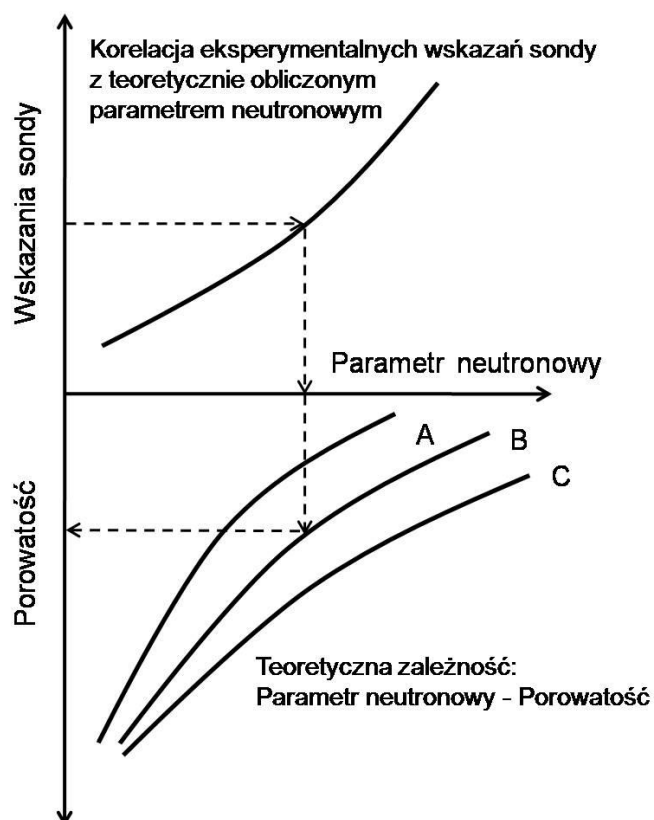
Intensywny rozwój metod numerycznych otworzył możliwości wykorzystania modelowania komputerowego Monte Carlo dla obliczania odpowiedzi detektorów sond otworowych wyposażonych w źródła neutronowe. Obecnie, tego typu eksperymenty mogą być modelowane komputerowo z wykorzystaniem metod Monte Carlo, symulujących transport neutronów generowanych przez różne źródła neutronowe w ośrodkach o niemal dowolnie skomplikowanej geometrii. W niniejszej monografii (Rozdział 4.2, Rozdział 7) przedstawiono przykłady modelowań komputerowych i skorelowane z nimi rzeczywiste eksperymenty wskazujące na bardzo dobrą zgodność wyników i poprawność procedur obliczeniowych. Oznacza to, że modelowanie komputerowe może znacząco wspomóc proces kalibracji sond neutronowych i można metodę symulacji komputerowej traktować jako metodę eksperymentalną, służącą do wyznaczania krzywych kalibracji.

### 3.1. Półempiryczna metoda kalibracji sond neutronowych

Czubek zaproponował metodę kalibracji sond neutronowych łączącą rozwiązania analityczne z wynikami pomiarów wykonanych na stanowisku kalibracyjnym w BGW GK SA w Zielonej Górze [Czubek, 1988], [Czubek, 1994]. Niezbędnym elementem takiego podejścia jest jednak konieczność wyznaczania niezależnie (np.: metodą laboratoryjną na próbkach skał) przekroju czynnego absorpcji neutronów termicznych ośrodka skalnego. Metoda półempirycznej kalibracji sond neutronowych Czubka zawiera głęboką analizę zjawiska transportu

w złożonym układzie otwór-skała, a wprowadzone przez niego rozwiązania są przydatne również w przypadku rozwiązań numerycznych.

Koncepcja półempirycznej metody kalibracji sond neutronowych opiera się na założeniu, że wskazania sondy korelują z integralnym parametrem definiującym właściwości neutronowe formacji geologicznej, otworu i sondy. Jeżeli dla zadanego układu ośrodka skalnego przeciętego otworem z umieszczoną w nim sondą o określonych parametrach technicznych, potrafimy obliczyć teoretycznie ten parametr neutronowy (określany też, jako generalny parametr neutronowy *GNP*), to kalibracja sondy będzie przebiegać wg schematu przedstawionego na Rys. 3.1.1.



Rys. 3.1.1 Schemat półempirycznej kalibracji sondy neutronowej dla zadanej średnicy otworu i trzech podstawowych litologii: A - dolomit, B - wapień, C - piaskowiec [Czubek, 1988].

Procedura kalibracji sondy przebiega następująco: zadaną sondą neutronową wykonuje się serię pomiarów częstości zliczeń ( $N$ ) w modelach skał o znanych parametrach petrofizycznych. Dla tych modeli oblicza się z rozwiązań teoretycznych generalny parametr neutronowy *GNP*, który jest funkcją nie tylko parametrów petrofizycznych ośrodka skalnego, ale również konfiguracji geometrycznej układu sonda - otwór - skała. Punkty pomiarowe [ $N_i$ ,  $GNP_i$ ,  $i$  – numer punktu] układają się wzdłuż jednej krzywej  $N(GNP)$ , niezależnie od litologii, i zasolenia wód złożowych (wykres górny na Rys. 3.1.1). Parametr *GNP* można również wyliczyć teoretycznie w funkcji porowatości dla różnych litologii, co przedstawia dolny wykres na Rys. 3.1.1. Zestaw krzywych przedstawionych na Rys. 3.1.1 pozwala na wyznaczenie

porowatości ośrodka z pomiaru sondą neutronową, pod warunkiem znajomości parametru  $GNP$ . Powyższy opis jest tylko uproszczonym schematem ideowym, dla praktyki stosowania metody półempirycznej kalibracji sond neutronowych należy sięgnąć do oryginalnych prac Czubka [Czubek, 1988], [Czubek, 1990], a także do jego innych prac, w których rozwijane są zagadnienia odpowiedzi otworowych sond neutronowych [Czubek i in., 1996], [Czubek i Woźnicka, 1998].

Krzywa przedstawiająca zależność wskazań sondy od parametru  $GNP$ ,  $N(GNP)$ , jest wyznaczana dla dostępnych punktów pomiarowych, czyli zależy od liczby posiadanych modeli kalibracyjnych. W warunkach stanowiska kalibracyjnego w Zielonej Górze sprowadza się to do kilku modeli litologicznych, ograniczonej zmienności porowatości, czy średnic otworów. Symulacje komputerowe pozwalają dowolnie powiększyć bazę danych pomiarowych o odpowiedzi sond w szerokim zakresie zmian porowatości, litologii, średnic otworu, absorpcji neutronowej w ośrodku skalnym i w otworze, etc. Można wykazać, że takie powiększenie obszaru zmienności parametrów utrzymuje wprowadzoną przez Czubka tezę, że jest możliwe skonstruowanie jednoznacznej ogólnej krzywej kalibracji  $N(GNP)$  dla danej sondy. Poniżej (Rozdział 4.3) przedstawiono przykład takiej jednoznaczności, gdy pomiary są realizowane w ośrodkach znacznie różniących się przekrojem czynnym absorpcji neutronów termicznych i w pełnym zakresie zmian porowatości. Wynik ten jest mocnym udokumentowaniem poprawności metody półempirycznej kalibracji sond neutronowych.

### 3.2. Generalny parametr neutronowy, $GNP$

Poniżej przytoczono koncepcję i sposób wyznaczania generalnego parametru neutronowego,  $GNP$ , zaproponowane przez Czubka ze względu na jego szersze zastosowanie niż tylko dla potrzeb półempirycznej kalibracji. W dalszej części pracy wykorzystano parametr  $GNP$  do analizy wymodelowanych profilowań neutronowych w cienkich warstwach. Ważne jest więc przedstawienie fizycznej interpretacji tego parametru. W opisie zostało zachowane wprowadzone przez Czubka nazewnictwo, tzw. rzeczywistych (*real*) i pozornych (*apparent*) parametrów neutronowych. Parametry rzeczywiste odnoszą się do neutronowych własności materiału, czyli dla ośrodka jednorodnego, izotropowego i nieskończonego, w którym zachodzi zjawisko transportu neutronu od momentu jego pojawienia się w ośrodku aż do absorpcji. Parametry pozorne odnoszą się do własności neutronowych złożonego ośrodka sonda – otwór –warstwa geologiczna, w którym odbywa się transport neutronów od źródła do detektora.

### 3.2.1. Rzeczywiste parametry neutronowe

Transport prędkiego neutronu w jednorodnym, nieskończonym ośrodku materialnym sprowadza się do sukcesywnego przemieszczania się wraz ze zmniejszaniem jego energii na skutek kolejnych zderzeń z jądrami atomów ośrodka, dyfuzji i końcowego wychwytu neutronu (absorpcji) przez jądro ośrodka. Dla makroskopowego opisu tych zjawisk w zagadnieniach związanych z geofizyką otworową korzysta się przede wszystkim z następujących parametrów:

$L_s$  - długość spowalniania neutronów prędkich,

$P$  - prawdopodobieństwo uniknięcia absorpcji neutronu w procesie spowalniania,

$L_d$  - długość dyfuzji neutronów termicznych,

$\Sigma_a$  - makroskopowy przekrój czynny absorpcji neutronów termicznych,

$L_m$  - długość migracji - parametr łączący proces spowalniania i dyfuzji neutronu termicznego.

Długość spowalniania neutronów prędkich  $L_s$  definiowana jest przez pierwiastek ze średniej wartości kwadratów odległości w linii prostej  $\langle r^2 \rangle$  pomiędzy źródłem tych neutronów, a punktem w którym neutron prędkie osiąga energię termiczną.

Długość dyfuzji neutronów termicznych  $L_d$  jest średnią odległością pomiędzy punktem pojawienia się neutronu termicznego a punktem jego absorpcji. Długości spowalniania, dyfuzji wyznacza się z następującej zależności:

$$L_x^2 = \frac{1}{6} \langle r_x^2 \rangle = \frac{1}{6} \frac{\int_V \phi_w(\vec{r}) r^2 dV}{\int_V \phi_w(\vec{r}) dV}, \quad (3.2.1)$$

gdzie indeks  $x$  przyjmuje odpowiednio oznaczenia:  $s$  dla długości spowalniania,  $d$  dla dyfuzji a  $\phi_w$  jest funkcją opisującą strumień neutronów w objętości  $V$ . Dla długości spowalniania  $\phi_w = \phi_{\neq}$  – jest to strumień neutronów prędkich od punkowego izotropowego źródła neutronów prędkich. Dla długości dyfuzji  $\phi_w = \phi_t$  jest strumieniem neutronów termicznych.

Pomiędzy wielkościami  $L_x$  zachodzi zależność:

$$L_m^2 = L_s^2 + L_d^2. \quad (3.2.2)$$

Makroskopowy przekrój czynny absorpcji neutronów termicznych  $\Sigma_a$  jest charakterystycznym parametrem materiałowym ośrodka i wyraża się iloczynem sumy odpowiednich mikroskopowych przekrojów czynnych pierwiastków składowych i liczby cząstek ośrodka w jednostkowej objętości, co dla mieszaniny związków chemicznych wyraża się wzorem:

$$\Sigma_a = \rho N_A \sum_{j=1}^I \left[ \sum_{i=1}^I \frac{\sigma_{ai} n_{ij}}{M_j} \right] q_j, \quad (3.2.3)$$

gdzie:  $\rho$  jest gęstością mieszaniny,  $N_A$  – liczbą Avogadro,  $\sigma_{ai}$  – mikroskopowym przekrojem czynnym  $i$  – tego pierwiastka,  $n_{ij}$  – liczbą atomów  $i$  – tego pierwiastka w cząsteczce  $j$  – tego związku chemicznego,  $M_j$  – odpowiednią masą cząsteczkową, a  $q_j$  – zawartością wagową  $j$  – tego związku w mieszaninie.

Prawdopodobieństwo uniknięcia absorpcji w procesie spowalniania  $P$  oblicza się na podstawie znajomości wydatku źródła neutronów prędkich  $Q$ , strumienia neutronów termicznych  $\phi$  oraz makroskopowego przekroju czynnego na absorpcję neutronów termicznych ośrodka  $\Sigma_a$ :

$$P = \frac{1}{Q} \int_V \phi_t(\vec{r}) \Sigma_a dV. \quad (3.2.4)$$

Podane powyżej zależności mają charakter ogólny, niezależnie od tego, czy badamy ośrodek jednorodny nieskończony, czy ośrodek o złożonej geometrii np.: otwór-skała. Dla parametrów *rzeczywistych* całkowanie wyrażen po objętości  $V$  (r. 3.2.1, r. 3.2.4) odbywa się w granicach od zera do nieskończoności. W przypadku parametrów *pozornych* należy uwzględnić rozmiary ośrodków i odpowiednie warunki graniczne dla strumieni neutronów na granicach ośrodków.

### 3.2.2. Pozorne parametry neutronowe

Pozorne długości spowalniania i dyfuzji obliczane są dla ośrodka przeciętego otworem o zadanej średnicy i wypełnieniu. W obliczeniach zakłada się dwustrefowy cylindryczny układ geometryczny o współrzędnych  $(z, r)$ , gdzie wysokość otworu i warstwy otaczającej  $z = H = \infty$ , promień otworu  $r = R$ , a grubość warstwy otaczającej  $R < r < \infty$ . Dodatkowo, przy obliczeniach uwzględniane jest usytuowanie sondy w otworze. Źródło neutronów i detektory mogą być położone centrycznie lub blisko ściany otworu. Te założenia znacząco komplikują postać funkcji  $\phi_w(r)$  (r. 3.2.1), która musi spełniać warunki brzegowe na granicy otwór-skała. Tym samym, parametry pozorne, oprócz tego, że są funkcjami składów pierwiastkowych i gęstości zarówno medium wypełniającego otwór jak i ośrodka skalnego, to jeszcze zależą od średnicy otworu, parametrów technicznych sondy i jej ułożenia w otworze. Oznacza to, że pozorne parametry neutronowe lepiej przybliżają warunki pomiaru w otworze wiertniczym.

Rozwiązania analityczne całek występujących we wzorze (r. 3.2.1) są ograniczone do rozwiązań dla  $r = 0$ , dając wartości  $L_{sap}$  (pozorna długość spowalniania neutronów prędkich) i  $L_{dap}$  (pozorna długość dyfuzji neutronów termicznych) na osi otworu [Glauber et al., 1963], [Czubek, 1992]. Przy dodatkowych założeniach jest możliwe uzyskanie rozwiązań wzdłuż promienia otworu, co odpowiada niecentrycznemu położeniu sondy w otworze [Czubek, 1988].

Obrazowo różnice pomiędzy rzeczywistymi a pozornymi długościami spowalniania, dyfuzji, czy migracji można przedstawić w sposób przedstawiony poniżej.

Ogólna postać strumienia neutronów prędkich w funkcji odległości od punkowego źródła neutronów opisywana jest funkcją eksponencjalną [Beckurts i Wirtz, 1964]:

$$\phi(x) \sim e^{-x/L_m}. \quad (3.2.5)$$

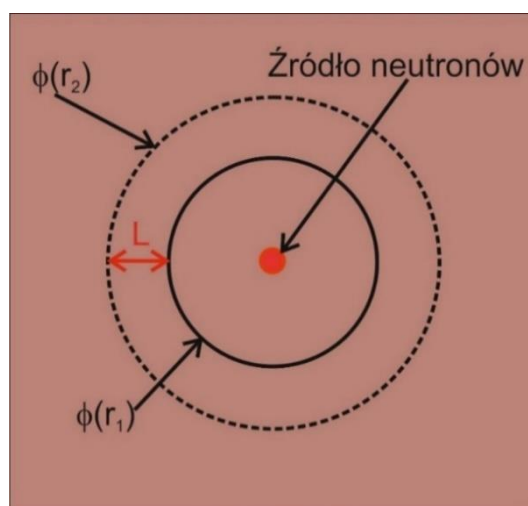
Jeżeli w jednorodnym, nieskończonym ośrodku wyznaczymy izolinie strumienia neutronów odległe od siebie o wartość liczby  $e$ , to otrzymamy:

$$\frac{\phi(R_2)}{\phi(R_1)} = e = e^{-(R_1 - R_2)/L_m}, \quad (3.2.6)$$

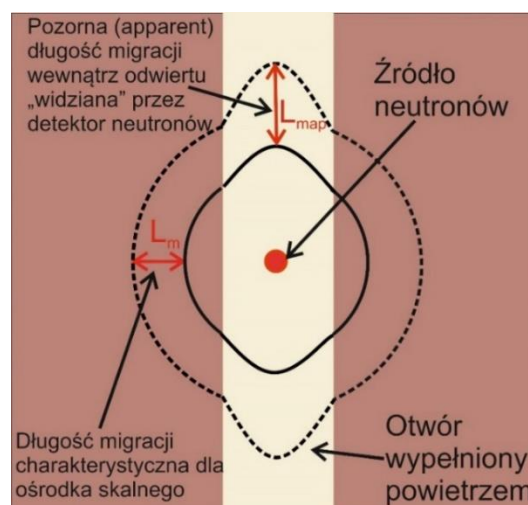
co oznacza, że odległość pomiędzy dwoma izoliniami wynosi

$$R_2 - R_1 = L_m. \quad (3.2.7)$$

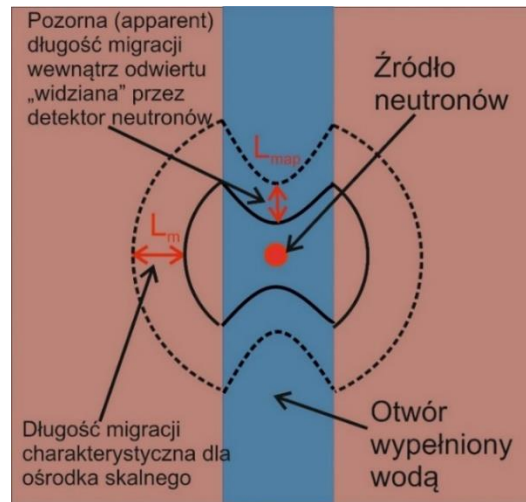
W przypadku ośrodka jednorodnego, izotropowego, nieskończonego izolinie strumienia są okręgami (Rys. 3.2.2.1). W przypadku strumienia w układzie otwór-skała izolinie ulegają odkształceniu. Zmiana kształtu zależy od różnic parametrów neutronowych pomiędzy otworem a ośrodkiem skalnym. Na Rys. 3.2.2.2 przedstawiono poglądowo charakter zniekształceń izolinii strumienia dla przypadku, kiedy otwór wypełniony jest powietrzem – słabszym absorbentem neutronów niż ośrodek skalny. Natomiast, na Rys. 3.2.2.3 przedstawiono charakter zniekształcenia izolinii strumienia w przypadku, gdy otwór wypełniony jest zasoloną płuczką - silniejszym absorbentem neutronów termicznych niż otaczający ośrodek skalny. W takim przypadku długość migracji, reprezentowana przez odległość pomiędzy dwoma izoliniami dla  $\phi_1/\phi_2 = e$ , jest różna w różnych miejscach przestrzeni wokół otworu. Metoda Czubka pozwala na wyznaczenie pozornej długości migracji (a także spowalniania, czy dyfuzji) w dowolnym punkcie pomiędzy osią a ścianą otworu.



Rys. 3.2.2.1 Izolinie strumienia neutronów wokół punkowego izotropowego źródła w jednorodnym ośrodku skalnym.



Rys. 3.2.2.2 Izolinie strumienia neutronów wokół punkowego izotropowego źródła umieszczonego na osi otworu wypełnionego powietrzem (schemat poglądowy).



Rys. 3.2.2.3 Izolinie strumienia neutronów wokół punkowego izotropowego źródła umieszczonego na osi otworu wypełnionego zasoloną płuczką (schemat poglądowy).

Pozorny przekrój czynny absorpcji  $\Sigma_{ap}$  dla układu dwustrefowego otwór – warstwa wyraża się zależnością [Morstin i Kreft, 1984]:

$$\Sigma_{ap} = \Sigma_{ab}p_a + \Sigma_{ar}(1 - p_a), \quad (3.2.8)$$

gdzie:

$\Sigma_{ab}$  – jest przekrojem czynnym absorpcji medium wypełniającego otwór,

$\Sigma_{ar}$  – przekrojem czynnym ośrodka skalnego,

$p_a$  – jest miarą prawdopodobieństwa zaistnienia następującej historii neutronu termicznego: neutron wygenerowany w otworze może zostać w tym samym medium zaabsorbowany, wtedy  $p_a = 1$  i  $\Sigma_{ap} = \Sigma_{ab}$ . Jeżeli  $p_a = 0$ , to  $\Sigma_{ap} = \Sigma_{ab} + \Sigma_{ar}$ , co oznacza, że neutron został rozproszony z otworu do obszaru ośrodka skalnego i tam zaabsorbowany.

Wartości prawdopodobieństwa  $p_a$  z przedziału (0,1) świadczą o tym, że pewna liczba neutronów termicznych wyemitowanych z obszaru otworu została rozproszona do ośrodka skalnego (za co odpowiadają własności rozproszeniowe otworu) i powróciła do otworu, gdzie neutrony uległy absorpcji. Prawdopodobieństwo  $p_a$  zależy od średnicy i parametrów neutronowych medium wypełniającego otwór:

$$p_a = \frac{2R}{3D_b} \frac{1 - p_1^{k_a}}{k_a}, \quad (3.2.9)$$

gdzie  $R$  jest promieniem otworu, a  $D_b$  jest współczynnikiem dyfuzji neutronów termicznych w medium wypełniającym otwór, natomiast:

$$p_1 = \frac{2R}{3D_b + 2R}, \quad (3.2.10)$$

$$k_a = 1 + \frac{1}{3D_b \Sigma_{ab}}. \quad (3.2.11)$$

W analogiczny sposób jak  $\Sigma_{ap}$  (3.2.8) możemy zdefiniować pozorny parametr  $P_{ap}$  prawdopodobieństwa uniknięcia absorpcji neutronu prędkiego:



$$P_{ap} = P_b p_s + P_r (1 - p_s), \quad (3.2.12)$$

gdzie  $P_b$  oraz  $P_r$  są prawdopodobieństwami uniknięcia wychwytu w procesie spowalniania odpowiednio w medium wypełniającym otwór i w ośrodku skalnym, natomiast

$$p_s = \frac{2R}{3D_{sb}} \frac{1-p_2^{k_s}}{k_s}, \quad (3.2.13)$$

$$p_2 = \frac{2R}{3D_{sb}+2R}, \quad (3.2.14)$$

$$k_s = 1 + \frac{L_{sb}^2}{3D_{sb}^2}, \quad (3.2.15)$$

gdzie  $D_{sb}$  jest współczynnikiem dyfuzji oraz  $L_{sb}$  jest długością spowalniania w medium wypełniającym otwór.

Do wyznaczania parametrów pozornych  $L_{xap}$ ,  $\Sigma_{ap}$  i  $P_{ap}$  służy program komputerowy LMBRIN22 [Czubek, 1990a], [Czubek, 1990b]. Dane wejściowe do tego programu generowane są przez programy SLOWN22a [Czubek, 1988a] i NEROTH22 [Czubek, 1988b], które obliczają rzeczywiste parametry neutronowe dla zadanych ośrodków skalnych.

Tak zdefiniowane pozorne parametry neutronowe służą do wyznaczenia generalnego parametru neutronowego,  $GNP$ , jako funkcji:

$$GNP = f(L_{sap}, L_{dap}, \Sigma_{ap}, P_{ap}), \quad (3.2.16)$$

W celu uzyskania jak najlepszej korelacji pomiędzy odpowiedzią sondy  $N$  a generalnym parametrem neutronowym  $GNP$ , Czubek wprowadził dodatkowe współczynniki, dobierane eksperymentalnie do danego przypadku wyznaczania krzywej kalibracji. I tak dla parametru  $GNP$  w zależności od rodzaju detektora:

- dla neutronów termicznych:

$$GNP_{th} = L_{map}^t \cdot \Sigma_{ap}^n \cdot P_{ap}^m, \quad (3.2.17)$$

- dla neutronów epitermicznych

$$GNP_{epi} = L_{sap}^t \cdot P_{ap}^m, \quad (3.2.18)$$

które pozwalają na wyznaczenie krzywej kalibracji, np.: w postaci wielomianu drugiego stopnia:

$$N = a \cdot GNP^2 + b \cdot GNP + c, \quad (3.2.19)$$

odpowiednio dla detektora neutronów termicznych i epitermicznych. Współczynniki  $t$ ,  $n$ ,  $m$  występujące we wzorach (r. 3.2.17, r. 3.2.18) obliczane są przez dopasowanie punktów eksperymentalnych do przebiegu krzywej kalibracji.

Półempiryczna metoda kalibracji sond neutronowych, opracowana na bazie danych eksperymentalnych wykonanych na modelach skalnych stanowiska do kalibracji sond w Zielonej Górze, została wdrożona do praktyki dla układu dwustrefowego otwór-skała [Czubek, 1994].



W pracy [Czubek i Woźnicka, 1998] opisane zostały wstępne rozwiązania teoretyczne dla układu trójstrefowego, obejmującego warstwę pośrednią pomiędzy otworem a skałą (np.: osad ilasty), które nie przyniosły zadowalających rezultatów.

Dla potrzeb interpretacyjnych takich bardziej złożonych układów można stosować symulacje komputerowe. Przykładem mogą być modelowania numeryczne wpływu warstw pośrednich pomiędzy otworem a strefą niezaburzoną. Przy pomocy metod numerycznych obliczono wpływ grubości strefy filtracji płuczki na odpowiedź detektorów sondy neutronowej [Bała i in., 2011]. Praca ta jest jednym z przykładów wykorzystania metod numerycznych do weryfikacji odpowiedzi sond neutronowych w trudnych przypadkach interpretacyjnych. Tego typu obliczenia były wykonane w IFJ PAN.

#### 4. Symulacje MCNP odpowiedzi sondy neutronowej, zgodność z danymi pomiarowymi i metodą półempiryczną kalibracji

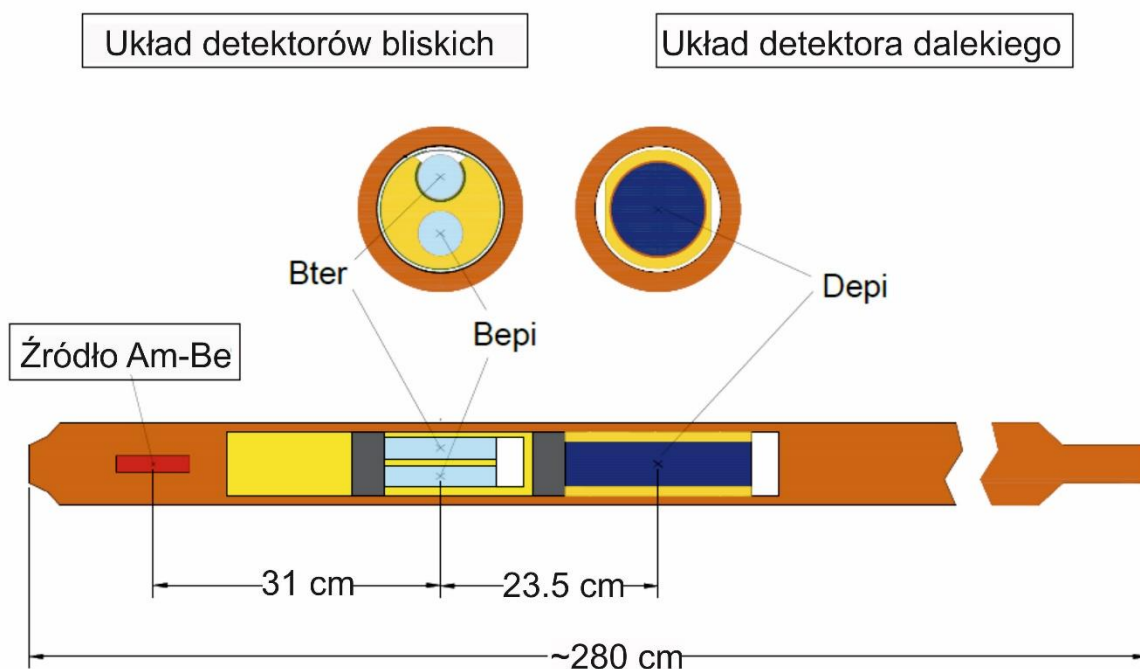
Pierwszym etapem do prowadzenia na szerszą skalę modelowań komputerowych odpowiedzi detektorów sondy neutronowej jest przeprowadzenie obliczeń testowych i porównanie z wiarygodnymi wynikami eksperymentalnymi, wykonanymi na stanowiskach pomiarowych o dobrze znanych parametrach. Takimi pomiarami są wyniki profilowań prowadzonych otworową sondą neutronową NNTE na stanowisku do kalibracji sond neutronowych w Zielonej Górze. Zarówno sonda NNTE, jak i bloki kalibracyjne stanowiska zostały szczegółowo przebadane dla potrzeb prac nad opisaną powyżej półempiryczną metodą kalibracji sond neutronowych. Uznano więc, że pomiary wykonane sondą NNTE w dostępnych konfiguracjach modeli skalnych stanowiska w Zielonej Górze stanowią bazowy odnośnik dla symulacji i obliczeń numerycznych Monte Carlo, prowadzonych kodem MCNP

Stałym elementem symulacji, wielokrotnie wykorzystywanym również w dalszych syntetycznych profilowaniach przedstawionych w niniejszej monografii jest otworowa sonda neutronowa typu NNTE. Poniżej przedstawiono opis tej sondy oraz model numeryczny, uwzględniając jej najważniejsze elementy, czyli typ źródła neutronowego i stosowane detektory neutronów. Testowe symulacje komputerowe zostały wykonane dla bloków skalnych stanowiska w Zielonej Górze. W tym celu przygotowany został również model numeryczny stanowiska.

Wyniki symulacji komputerowych porównano z wzorcowymi wynikami pomiarowymi, wykazano zgodność obliczeń numerycznych z eksperymentem. Przedstawiono również znaczący wpływ przekrojów czynnych absorpcji neutronów termicznych modeli kalibracyjnych stanowiska na odpowiedzi detektorów sondy NNTE.

##### 4.1. Model numeryczny otworowej sondy neutronowej NNTE oraz stanowiska kalibracyjnego

Uproszczony schemat sondy NNTE (Neutron-Neutron Termiczne-Epitermiczne) został przedstawiony na Rys. 4.1.1 [Drabina i in., 2003], [Drabina i Zorski, 2006]. Głównymi elementami sondy są: izotopowe źródło neutronów Am-Be oraz układ trzech detektorów: dwóch detektorów bliskich (Bter dla neutronów termicznych i Bepi dla epitermicznych) oraz daleki detektor neutronów epitermicznych (Depi). Nazwy detektorów (bliski, daleki) odzwierciedlają ich odległość od źródła. Detektory bliskie znajdują się w średniej odległości ok. 31 cm od źródła, a detektor daleki ok. 54 cm. Dodatkowe określenie (detektor termiczny, epitermiczny) oznacza zakres energii neutronów, rejestrowanych przez detektor. Model numeryczny sondy NNTE, używany do przedstawianych obliczeń został wykonany precyzyjnie z dbałością o wszystkie istotne szczegóły konstrukcyjne wpływające na transport neutronów [Drabina i in., 2003].



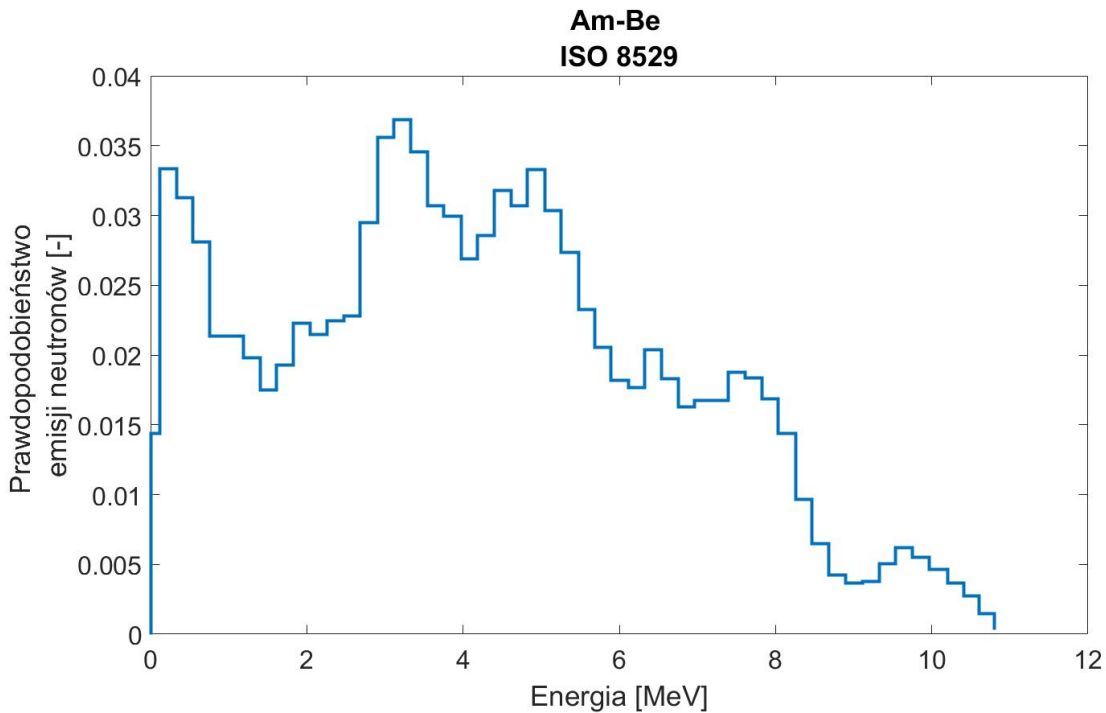
Rys. 4.1.1 Uproszczony schemat sondy NNT (Neutron-Neutron Termiczne-Epitermiczne). Średnica sondy: 89 mm [Drabina i in., 2003].

Izotopowe źródło neutronów prędkich, w zewnętrznej postaci stalowej kapsuły, zawiera mieszaninę izotopów berylu  $^9\text{Be}$  i ameryku  $^{241}\text{Am}$ . Neutrony powstają w wyniku reakcji jądrowej pomiędzy cząstkami alfa, emitowanymi przez promieniotwórczy izotop  $^{241}\text{Am}$ , a jądrami berylu  $^9\text{Be}$ . Rozkład energetyczny neutronów emitowanych ze źródła Am-Be osiąga maximum przy energii ok. 3 MeV (Rys. 4.1.2). Energia maksymalna rozkładu sięga 11 MeV, natomiast energia średnia emitowanych neutronów wynosi ok. 4.5 MeV. Jest to rozkład energetyczny przyjęty we wszystkich prezentowanych w monografii rozważaniach i jest on zgodny z normą ISO 8529 (<https://www.iso.org/>) [Kluge, 1998].

Neutrony ze źródła przechodzą do otaczającego ośrodka skalnego i tam, w trakcie przemieszczania się, na skutek zderzeń z jądrami pierwiastków ośrodka, tracą swoją energię. Proces spowalniania zachodzi do momentu osiągnięcia przez neutron energii kinetycznej porównywalnej z energią drgań termicznych ośrodka w temperaturze zbliżonej do pokojowej  $T = 295\text{ K}$ . Neutrony te o energii  $\sim 0.025\text{ eV}$  nazywane są neutronami termicznymi. Oprócz procesu spowalniania istotną rolę w transporcie neutronów odgrywa także proces ich absorpcji. Przebieg tych zjawisk silnie zależy od parametrów neutronowych ośrodka, które to parametry w zależności od składu pierwiastkowego ośrodka skalnego, mogą się znacznie różnić. Część neutronów, które nie zostały zaabsorbowane w trakcie transportu, dociera do detektorów niosąc kompleksową informację o parametrach ośrodka.

Detektory epitermiczne sondy NNT stanowią układ mało wrażliwy na wpływ otworu oraz na przekrój czynny na absorpcję neutronów termicznych,  $\Sigma_a$ , a rejestrowany przez nie sygnał zależy głównie od ilości wodoru w otoczeniu sondy. Natomiast na sygnał detektora bliskiego termicznego wpływa zarówno zawartość wodoru w skale, jak i przekrój czynny na absorpcję

neutronów termicznych  $\Sigma_a$  skały. Detektory posiadają układ osłon skonstruowany w taki sposób, aby zminimalizować wpływ otworu na odpowiedź detektora termicznego oraz zminimalizować wpływ neutronów termicznych na odpowiedzi detektorów epitermicznych.



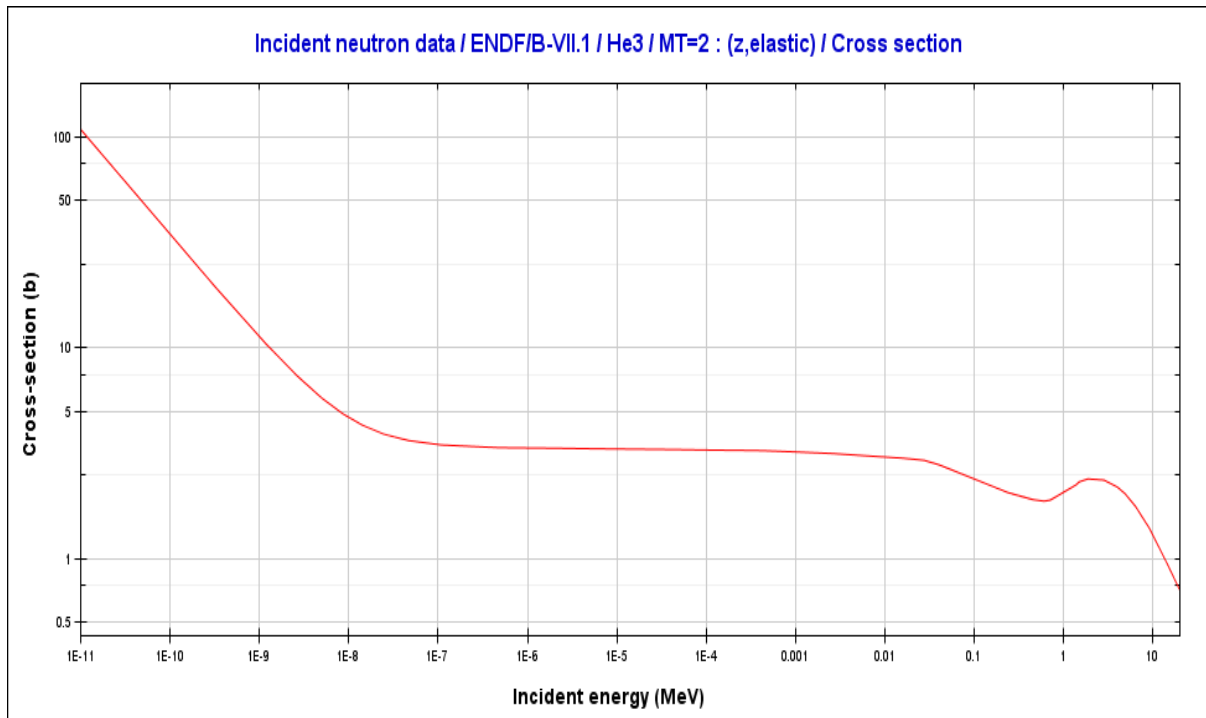
Rys. 4.1.2 Rozkład energetyczny neutronów ze źródła Am-Be zgodny z normą ISO 8529.

Stosowane w sondzie NNTE detektory wypełnione są głównie gazowym helem  $^3\text{He}$  (99.2%) z niewielką domieszką wodoru  $^1\text{H}$  (0.8%). Działanie tego typu detektorów opiera się w głównej mierze na absorpcji neutronów przez jądra helu  $^3\text{He}$ . W wyniku reakcji wychwytu neutronu na  $^3\text{He}$ , powstają proton, p, i jądro trytu,  $^3\text{H}$ , które, jako cząstki naładowane, jonizują gaz licznika:



Wygenerowany w ten sposób ładunek elektryczny jest zbierany przez elektrody, a następnie przekształcany i zliczany przez układ elektroniczny sondy jako impuls danego detektora.

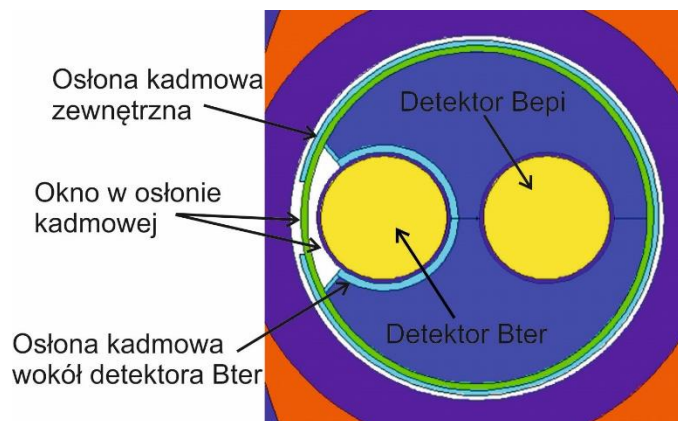
$^3\text{He}$  ma bardzo duży przekrój czynny (do 100 b) na absorpcję neutronów niskoenergetycznych, który gwałtownie spada do wartości 4 b przy energii  $10^{-7}$  MeV. Dla wyższych energii spadek nie jest już aż tak gwałtowny a przekrój czynny jest niewielki i wynosi kilka barnów (Rys. 4.1.3) [Herman i Trkov, 2009].



Rys. 4.1.3 Przekrój czynny na absorpcję neutronów przez jądra atomu  $^3\text{He}$  w funkcji energii według ENDF/B-VII.1 [Herman i Trkov, 2009].

Wodór jest natomiast silnym moderatorem neutronów prędkich. Niewielka ilość wodoru w gazie licznikowym powoduje, że niewielka część neutronów o wyższych energiach, które dostaną się do objętości czynnej detektora ulega spowolnieniu i przez to zwiększa się prawdopodobieństwo ich absorpcji przez jądra  $^3\text{He}$ .

Głównym założeniem konstrukcyjnym sondy jest, aby informacja docierająca do detektorów była dostarczana przez neutrony przychodzące z ośrodka skalnego. Aby zapobiec naświetlaniu detektorów bezpośrednio neutronami ze źródła (Rys. 4.1.2), pomiędzy nim a detektorami bliskimi umieszczona jest osłona składająca się z warstwy moderatora i kadmu. Oprócz tego, cały układ detektorów bliskich osłonięty jest moderatorem oraz warstwą kadmu z oknem od strony ośrodka skalnego, co z jednej strony ma zwiększyć prawdopodobieństwo dotarcia do objętości czynnej danego detektora neutronów z odpowiedniego zakresu energii, a z drugiej, zwiększyć wydajność samej detekcji. Dodatkowo detektor bliski termiczny ma swoją własną osłonę kadmową z oknem od strony ośrodka (Rys. 4.1.4). Taka konstrukcja osłon ma zapewnić dotarcie do objętości czynnej detektora termicznego neutronów termicznych pochodzących tylko z ośrodka skalnego.

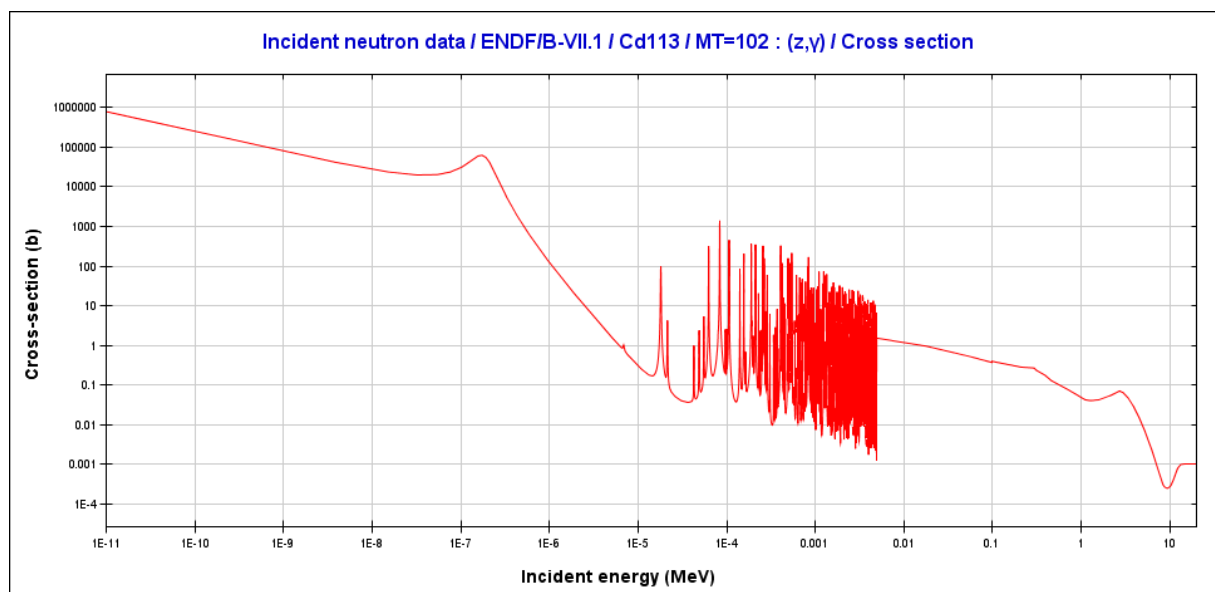


Rys. 4.1.4 Przekrój poziomy przez układ detektorów bliskich.

Absorpcji neutronów przez jądra atomów kadmu towarzyszy emisja promieniowania gamma i reakcja ta zależy od energii neutronów. Przekrój czynny na tę reakcję w funkcji energii został przedstawiony na Rys. 4.1.5. Kadm wykazuje wyraźne maksimum rezonansowe przy energii 0.18 eV, jego zaś silne pochłanianie widać w całym przedziale energii neutronów poniżej ok. 0.4 eV.

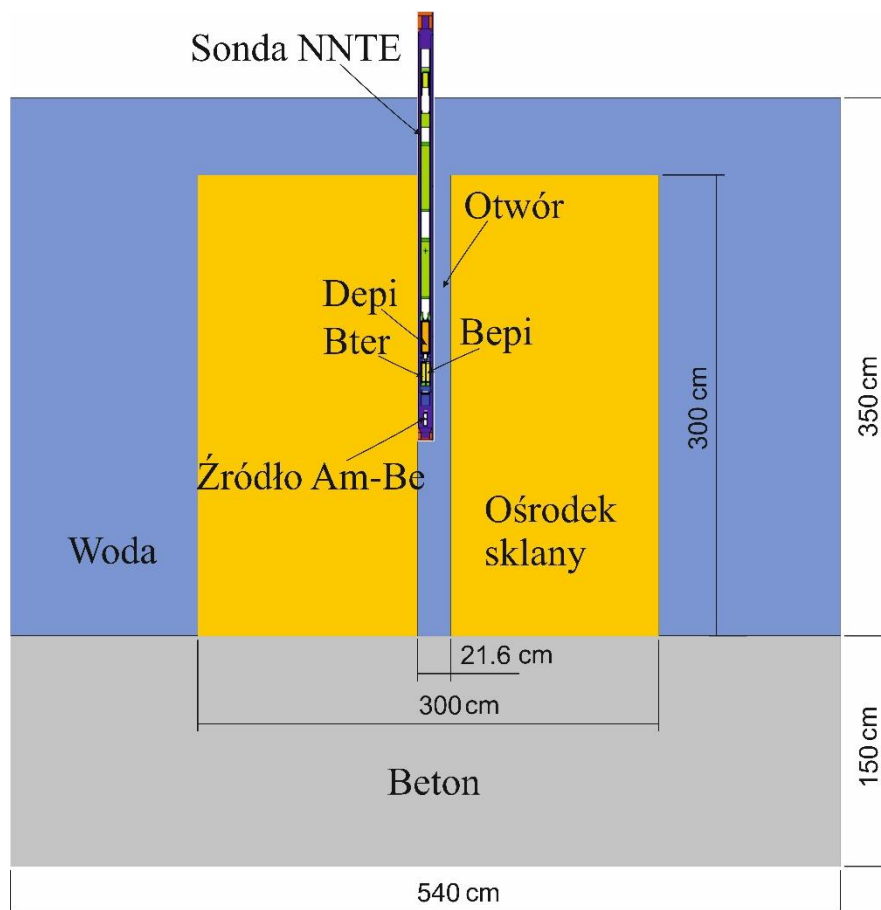
Zakładamy, że warstwy kadmu zastosowane w konstrukcji sondy absorbują wszystkie neutrony o energiach poniżej tzw. progu kadmowego. Jest to umowna granica i do celów interpretacyjnych zakładamy, że jest to ok.  $4 \cdot 10^{-7}$  MeV.

Takie rozwiązanie techniczne ma zagwarantować, że docierające do objętości czynnej detektora Bter neutrony termiczne pochodzą bezpośrednio i wyłącznie z ośrodka skalnego. Z kolei detektory Bepi i Depi powinny zliczać jedynie neutrony z zakresu energii epitermicznych czyli, jak dalej zakładamy, o energiach powyżej ok.  $4 \cdot 10^{-7}$  MeV.



Rys. 4.1.5 Przekrój czynny na absorpcję neutronów przez jądro atomu kadmu według ENDF/B-VII.1 [Herman i Trkov, 2009].

Schemat stanowiska do kalibracji sond w Zielonej Górze zastosowany do obliczeń numerycznych, pokazany został na Rys. 4.1.6. Kalibracyjny cylindryczny blok skalny o wymiarach: 300 cm (wysokość) x 300 cm (średnica), zanurzony jest w basenie wodnym o wymiarach: 350 cm (głębokość) x 540 cm (średnica). Dno basenu stanowi warstwa betonu o grubości 150 cm. Blok skalny jest przewiercony otworami o średnicach 216 mm, lub 141 mm, w których umieszczana jest sonda. Pozycja sondy jest tak ustalana, aby źródło znajdowało się w połowie wysokości bloku skalnego. W celu minimalizacji wpływu otworu na odpowiedzi detektorów, sonda jest położona niecentralnie w stosunku do otworu i jest dociskana do jego ścianki. Wymiary ośrodka skalnego spełniają warunki ośrodka nieskończonego dla transportu neutronów generowanych przez źródło sondy Am-Be. Parametry bloków skalnych (skład pierwiastkowy, porowatość, nasycenie wodą, gęstość) były wyznaczone dla potrzeb opracowania półempirycznej metody kalibracji sond neutronowych [Czubek, 1988]. Dane te zostały również wykorzystane jako dane wejściowe do obliczeń numerycznych MCNP.



Rys. 4.1.6 Schemat układu geometrycznego na stanowisku kalibracyjnym w Zielonej Górze.



## 4.2. Korelacja między symulacjami MCNP i rzeczywistym eksperymentem

Pomiary sondą NNTTE były wykonane w blokach skalnych stanowiska kalibracyjnego w Zielonej Górze [Drabina i in., 2003]. Wyniki częstości zliczeń uzyskane dla trzech detektorów sondy są zamieszczone w Tab. 4.2-1.

Dla wszystkich powyższych przypadków wykonano symulacje komputerowe przy użyciu kodu MCNP odpowiedzi detektorów sondy NNTTE w dwóch wariantach (Seria 1 i Seria 2). Do realizacji pierwszej serii obliczeniowej przyjęto jako dane wejściowe składy pierwiastkowe bloków skalnych według standardowych analiz chemicznych, które nie uwzględniały obecności śladowych zawartości pierwiastków ziem rzadkich. Również w tej serii obliczeniowej zastosowano rutynowo biblioteki danych jądrowych, w których dane dla chloru były określone z niską dokładnością. Otrzymane wyniki obliczeń dawały dobre korelacje z wynikami dla detektorów epitermicznych (Bepi i Depi) i gorszą korelację dla detektora termicznego Bter. Taki wynik prawdopodobnie świadczył, że przekrój czynny absorpcji neutronów termicznych nie był uwzględniony w sposób właściwy i należało zweryfikować zarówno składy pierwiastkowe na obecność ziem rzadkich i biblioteki danych jądrowych dla silnych absorbentów.

Zostały wykonane dodatkowe analizy chemiczne, które wykazały obecność ziem rzadkich, boru i chloru w blokach skalnych, a także uwzględniono uaktualnienia w bibliotekach danych jądrowych dla chloru. Zawartości wagowe ziem rzadkich, boru i chloru na podstawie szczegółowych analiz chemicznych przeprowadzonych w laboratorium XRAL w Kanadzie [Cywicka-Jakiel i in., 2006] przedstawiono w Tab. 4.2-2, a także na Rys. 4.2.1 i Rys. 4.2.2.

Tab. 4.2-1 Częstości zliczeń, wraz z odchyleniem standardowym, detektorów Bter, Bepi i Depi sondy NNTe z pomiarów na stanowisku kalibracyjnym w Zielonej Górze [Wiącek i Woźnicka, 2016].

Blok skalny	$N_{Bter}(pom)$ [imp/s]	$\sigma(N_{Bter})$ [imp/s]	$N_{Bepi}(pom)$ [imp/s]	$\sigma(N_{Bepi})$ [imp/s]	$N_{Depi}(pom)$ [imp/s]	$\sigma(N_{Depi})$ [imp/s]
<b>Biała Marianna, BM2</b> Wapień	1487.72	38.57	444.32	21.08	507.40	22.53
<b>Morawica, MO1</b> Wapień	1744.67	41.77	593.94	24.37	533.54	23.10
<b>Morawica, MO2</b> Wapień	1324.97	36.40	375.91	19.39	273.16	16.53
<b>Józefów, JO1</b> Wapień	1348.86	36.73	393.77	19.84	238.89	15.46
<b>Józefów, JO2</b> Wapień	961.79	31.01	248.27	15.76	122.12	11.05
<b>Pińczów, PI1</b> Wapień	715.92	26.76	213.05	14.60	73.22	8.56
<b>Pińczów, PI2</b> Wapień	699.78	26.45	193.48	13.91	64.76	8.05
<b>Libiąż, LI1</b> Dolomit	1314.70	36.26	346.47	18.61	178.34	13.35
<b>Libiąż, LI2</b> Dolomit	1058.26	32.53	251.13	15.85	110.97	10.53
<b>Mucharz, MU1</b> Piaskowiec	1305.81	36.14	499.44	22.35	375.11	19.37
<b>Mucharz, MU2</b> Piaskowiec	1075.74	32.80	340.78	18.46	241.79	15.55
<b>Brenna, BR1</b> Piaskowiec	1262.58	35.53	443.00	21.05	291.01	17.06
<b>Brenna, BR2</b> Piaskowiec	1006.66	31.73	306.17	17.50	167.29	12.93
<b>Radków, RA1</b> Piaskowiec	1282.98	35.82	366.72	19.15	231.20	15.21
<b>Radków, RA2</b> Piaskowiec	1072.26	32.75	263.96	16.25	135.46	11.64
<b>Żerkowice, ZE1</b> Piaskowiec	1073.52	32.76	294.69	17.17	129.08	11.36
<b>Żerkowice, ZE2</b> Piaskowiec	841.30	29.01	206.15	14.36	84.55	9.19
<b>Woda</b>	319.43	17.87	122.38	11.06	29.42	5.42

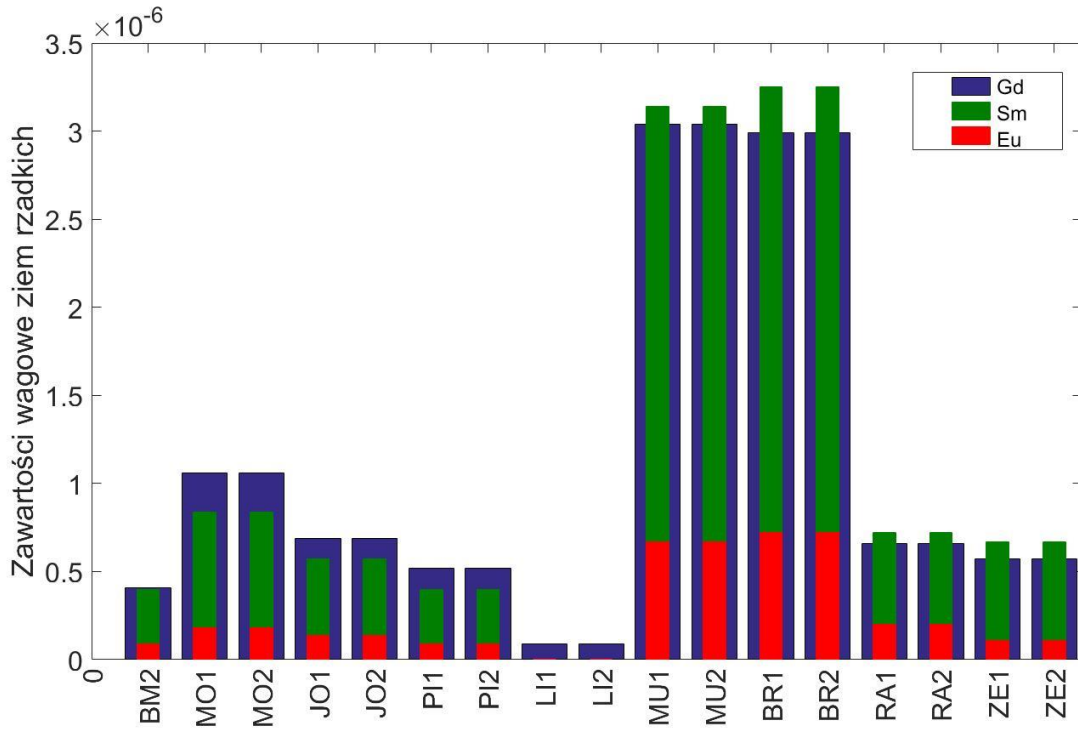
Dla każdego z analizowanych ośrodków skalnych wyliczony został także makroskopowy przekrój czynny na absorpcję neutronów termicznych dla dwóch analizowanych przypadków: bez uwzględnienia ( $\Sigma_{a1}$ ) oraz z uwzględnieniem ( $\Sigma_{a2}$ ) śladowych zawartości silnych absorbentów neutronów termicznych. Tak wyznaczone wartości przekrojów czynnych również zamieszczono w Tab. 4.2-2.

Tab. 4.2-2 Zawartości wagowe boru, B, chloru, Cl i ziem rzadkich, gadolinu, Gd, samaru, Sm i europu, Eu oraz przekrój czynny absorpcji neutronów termicznych bez uwzględnienia ( $\Sigma_{a1}$ ) i z uwzględnieniem ( $\Sigma_{a2}$ ) tych pierwiastków dla bloków skalnych stanowiska kalibracyjnego w Zielonej Górze.

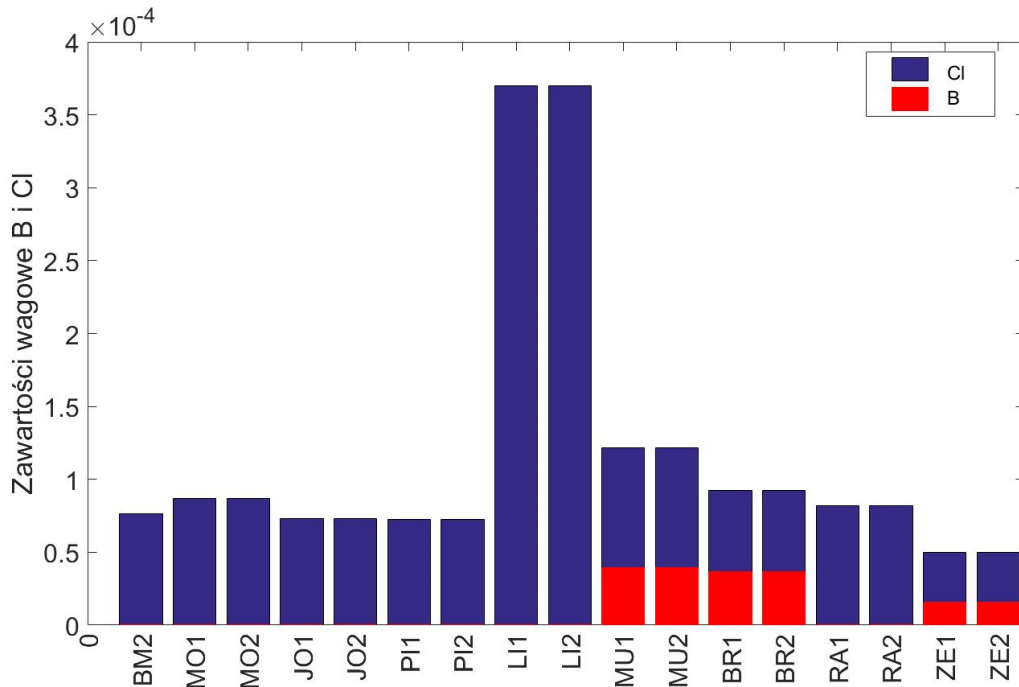
Blok skalny	B [zaw. wag.] $\times 10^{-6}$	Cl [zaw. wag.] $\times 10^{-6}$	Gd [zaw. wag.] $\times 10^{-6}$	Sm [zaw. wag.] $\times 10^{-6}$	Eu [zaw. wag.] $\times 10^{-6}$	$\Sigma_{a1}^{1)}$ $\sigma(\Sigma_{a1})$ [c.u.]	$\Sigma_{a2}$ $\sigma(\Sigma_{a2})$ [c.u.]
<b>BM2</b> Wapień	n.o*	76.50	0.41	0.40	0.09	7.21 0.03	8.62 0.03
<b>MO1</b> Wapień	n.o*	87.00	1.06	0.84	0.18	7.93 0.03	9.80 0.03
<b>MO2</b> Wapień	n.o*	87.00	1.06	0.84	0.18	7.80 0.03	9.66 0.03
<b>JO1</b> Wapień	n.o*	73.00	0.69	0.57	0.14	9.69 0.03	11.34 0.03
<b>JO2</b> Wapień	n.o*	73.00	0.69	0.57	0.14	10.28 0.03	11.93 0.03
<b>PI1</b> Wapień	n.o*	72.33	0.52	0.40	0.09	16.60 0.03	18.17 0.03
<b>PI2</b> Wapień	n.o*	72.33	0.52	0.40	0.09	15.90 0.03	17.45 0.03
<b>LI1</b> Dolomit	n.o*	370.00	0.09	n.o*	n.o*	7.48 0.02	9.33 0.02
<b>LI2</b> Dolomit	n.o*	370.00	0.09	n.o*	n.o*	7.94 0.02	9.79 0.02
<b>MU1</b> Piaskowiec	39.27	121.53	3.04	3.14	0.67	9.01 0.01	15.42 0.01
<b>MU2</b> Piaskowiec	39.27	121.53	3.04	3.14	0.67	9.00 0.01	15.96 0.01
<b>BR1</b> Piaskowiec	36.85	92.46	2.99	3.25	0.72	10.56 0.01	16.58 0.01
<b>BR2</b> Piaskowiec	36.85	92.46	2.99	3.25	0.72	10.57 0.01	16.60 0.01
<b>RA1</b> Piaskowiec	n.o*	81.80	0.66	0.72	0.20	9.24 0.01	10.86 0.01
<b>RA2</b> Piaskowiec	n.o*	81.80	0.66	0.72	0.20	9.62 0.01	11.24 0.01
<b>ZE1</b> Piaskowiec	16.00	50.00	0.57	0.67	0.11	10.90 0.01	13.11 0.01
<b>ZE2</b> Piaskowiec	16.00	50.00	0.57	0.67	0.11	10.94 0.01	13.15 0.01

(\*) poniżej limitu detekcji: B: 10 ppm, Sm: 0.1 ppm, Eu: 0.05 ppm

<sup>1)</sup>  $\Sigma_a$  liniowy przekrój czynny absorpcji wyliczony dla prędkości neutronów  $v=2200$  m/s, wyrażony w jednostkach *capture unit* (1c.u. =  $10^{-3}$  cm<sup>-1</sup>).



Rys. 4.2.1 Zawartości wagowe ziem rzadkich w blokach skalnych uwzględnione w Serii 2 obliczeń MCNP.



Rys. 4.2.2 Zawartości wagowe boru i chloru w blokach skalnych uwzględnione w Serii 2 obliczeń MCNP.

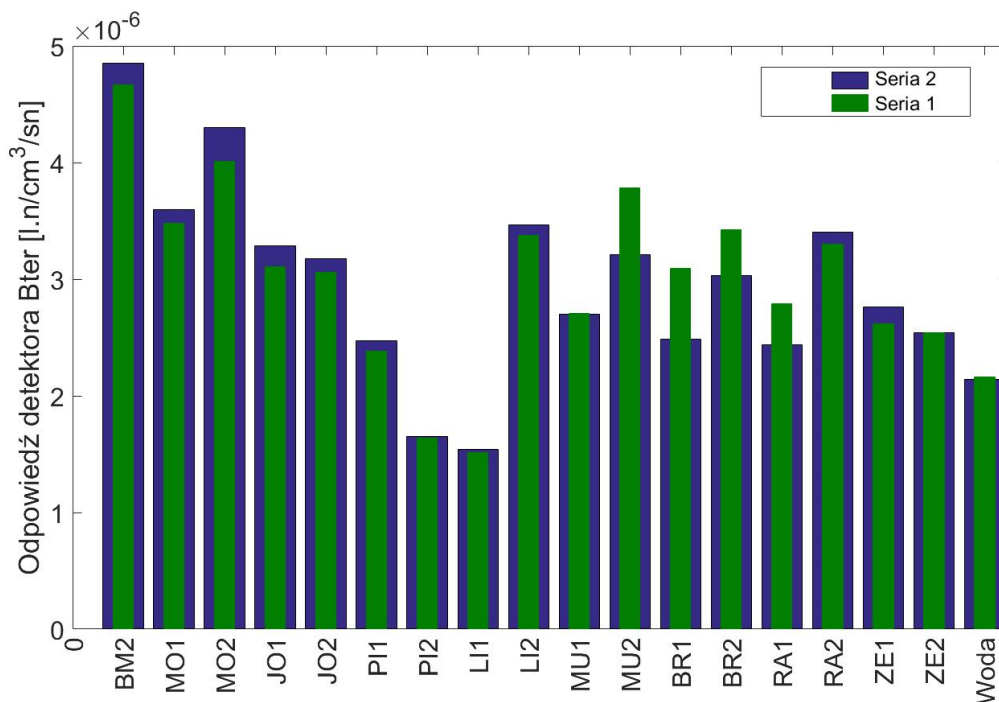
Zestawione powyżej dane wskazują, że zwłaszcza w modelach skalnych Mucharz (MU1, MU2) oraz Brenna (BR1, BR2) znajdują się podwyższone zawartości ziem rzadkich i boru, co przekłada się na podwyższenie przekroju czynnego absorpcji. Poniżej, w Tab. 4.2-3 oraz Tab. 4.2-4 zebrano wyniki modelowań odpowiedzi detektorów dla dwóch serii obliczeniowych, a na Rys. 4.2.3 przedstawiono graficznie różnice pomiędzy wynikami obliczeń dla poszczególnych bloków skalnych dla detektora Bter. Widać, że uwzględnienie obecności ziem rzadkich spowodowało zmniejszenie liczby zliczeń w drugiej serii obliczeniowej, co było spowodowane zwiększoną absorpcją neutronów na drodze od źródła do detektora. Dla tych dwóch bloków różnice pomiędzy pierwszą a drugą serią pomiarową są najbardziej widoczne. W pozostałych przypadkach różnice są mniejsze i wynikają głównie z dokładności obliczeń.

Tab. 4.2-3 Wyniki obliczeń MCNP zliczeń detektorów Bter, Bepi i Depi sondy NNTE w blokach skalnych stanowiska kalibracyjnego w Zielonej Górze (Seria 1).

Blok skalny	$N_{Bter}(MCNP)$ [l.n/cm <sup>3</sup> /sn] $\times 10^{-8}$	Błąd bezwz. $\times 10^{-8}$	Błąd wzgl.	$N_{Bepi}(MCNP)$ [l.n/cm <sup>3</sup> /sn] $\times 10^{-8}$	Błąd bezwz. $\times 10^{-8}$	Błąd wzgl.	$N_{Depi}(MCNP)$ [l.n/cm <sup>3</sup> /sn] $\times 10^{-8}$	Błąd bezwz. $\times 10^{-8}$	Błąd wzgl.
BM2 Wapień	347.61	3.16	0.0091	479.68	5.28	0.011	23.29	0.39	0.0166
MO1 Wapień	401.20	4.89	0.0122	608.71	8.40	0.0138	24.64	0.59	0.0239
MO2 Wapień	310.53	4.38	0.0141	410.17	7.05	0.0172	14.16	0.42	0.0297
JO1 Wapień	305.54	4.46	0.0146	407.20	7.04	0.0173	11.02	0.39	0.0357
JO2 Wapień	238.16	2.31	0.0097	273.31	3.28	0.012	6.11	0.17	0.0273
PI1 Wapień	163.53	4.14	0.0253	212.44	6.03	0.0284	2.87	0.24	0.0834
PI2 Wapień	151.40	3.92	0.0259	195.59	5.93	0.0303	2.47	0.22	0.0899
LI1 Dolomit	337.45	4.83	0.0143	397.75	6.88	0.0173	9.06	0.36	0.0401
LI2 Dolomit	271.02	4.36	0.0161	278.82	5.83	0.0209	5.86	0.29	0.0499
MU1 Piaskowiec	378.17	4.88	0.0129	541.98	8.08	0.0149	18.56	0.49	0.0265
MU2 Piaskowiec	309.29	4.45	0.0144	378.05	6.88	0.0182	12.80	0.42	0.0329
BR1 Piaskowiec	342.21	4.72	0.0138	469.64	7.56	0.0161	15.78	0.49	0.031
BR2 Piaskowiec	278.67	4.26	0.0153	338.29	6.43	0.019	9.26	0.36	0.0391
RA1 Piaskowiec	329.94	4.75	0.0144	393.23	6.88	0.0175	10.67	0.38	0.0354
RA2 Piaskowiec	261.57	4.29	0.0164	272.01	5.71	0.021	6.56	0.33	0.0499
ZE1 Piaskowiec	254.27	4.14	0.0163	307.72	6.09	0.0198	6.51	0.30	0.046
ZE2 Piaskowiec	216.08	3.89	0.0180	229.12	5.25	0.0229	4.11	0.25	0.0602
Woda	66.76	1.05	0.0158	121.39	1.93	0.0159	1.12	0.07	0.0587

Tab. 4.2-4 Wyniki obliczeń MCNP zliczeń detektorów Bter, Bepi i Depi sondy NNTE w blokach skalnych stanowiska kalibracyjnego w Zielonej Górze z uwzględnieniem zawartości śladowych ziem rzadkich oraz z uwzględnieniem uaktualnionych danych jądrowych dla chloru w bibliotekach ACTIA (Seria 2).

Blok skalny	$N_{Bter}(MCNP)$ [l.n/cm <sup>3</sup> /sn] $\times 10^{-8}$	Błąd bezwz. $\times 10^{-8}$	Błąd wzgl.	$N_{Bepi}(MCNP)$ [l.n/cm <sup>3</sup> /sn] $\times 10^{-8}$	Błąd bezwz. $\times 10^{-8}$	Błąd wzgl.	$N_{Depi}(MCNP)$ [l.n/cm <sup>3</sup> /sn] $\times 10^{-8}$	Błąd bezwz. $\times 10^{-8}$	Błąd wzgl.
<b>BM2</b> Wapień	359.61	2.23	0.0062	548.54	4.06	0.0074	30.73	0.32	0.0105
<b>MO1</b> Wapień	430.00	2.49	0.0058	732.53	4.69	0.0064	32.94	0.34	0.0103
<b>MO2</b> Wapień	328.28	2.20	0.0067	456.26	3.74	0.0082	19.10	0.26	0.0135
<b>JO1</b> Wapień	317.39	2.29	0.0072	448.38	3.63	0.0081	12.00	0.20	0.0164
<b>JO2</b> Wapień	247.27	2.05	0.0083	298.45	3.01	0.0101	6.35	0.14	0.0224
<b>PI1</b> Wapień	165.17	1.67	0.0101	234.65	2.68	0.0114	3.41	0.11	0.0315
<b>PI2</b> Wapień	154.46	1.61	0.0104	203.45	2.50	0.0123	2.80	0.09	0.0334
<b>LI1</b> Dolomit	346.25	2.42	0.0070	435.49	3.61	0.0083	10.66	0.19	0.0179
<b>LI2</b> Dolomit	270.28	2.16	0.0080	301.45	2.98	0.0099	6.05	0.15	0.0240
<b>MU1</b> Piaskowiec	321.17	2.18	0.0068	568.47	4.15	0.0073	19.00	0.26	0.0135
<b>MU2</b> Piaskowiec	248.68	1.96	0.0079	387.86	3.49	0.0090	10.98	0.20	0.0180
<b>BR1</b> Piaskowiec	303.11	2.18	0.0072	505.78	3.95	0.0078	15.36	0.23	0.0151
<b>BR2</b> Piaskowiec	243.71	2.00	0.0082	349.98	3.25	0.0093	9.38	0.18	0.0192
<b>RA1</b> Piaskowiec	340.60	2.42	0.0071	430.16	3.66	0.0085	12.56	0.21	0.0170
<b>RA2</b> Piaskowiec	275.95	2.21	0.0080	301.21	3.04	0.0101	7.14	0.16	0.0220
<b>ZE1</b> Piaskowiec	254.29	2.11	0.0083	325.80	3.19	0.0098	6.59	0.15	0.0233
<b>ZE2</b> Piaskowiec	214.35	1.97	0.0092	246.10	2.78	0.0113	4.35	0.13	0.0289
<b>Woda</b>	69.69	0.59	0.0084	129.69	1.10	0.0085	1.21	0.04	0.0299



Rys. 4.2.3 Wyniki Serii 1 i Serii 2 obliczeń MCNP odpowiedzi detektora Bter.

W celu wykazania zgodności obliczeń numerycznych z danymi eksperymentalnymi przedstawiono poniżej wykresy korelacji dla wszystkich detektorów sondy (Rys. 4.2.4). Wykresy po lewej stronie odpowiadają pierwszej serii (Seria 1) obliczeniowej, a po prawej drugiej serii (Seria 2) – uwzględniającej w obliczeniach obecność ziem rzadkich i boru [Wiącek i Woźnicka, 2016].

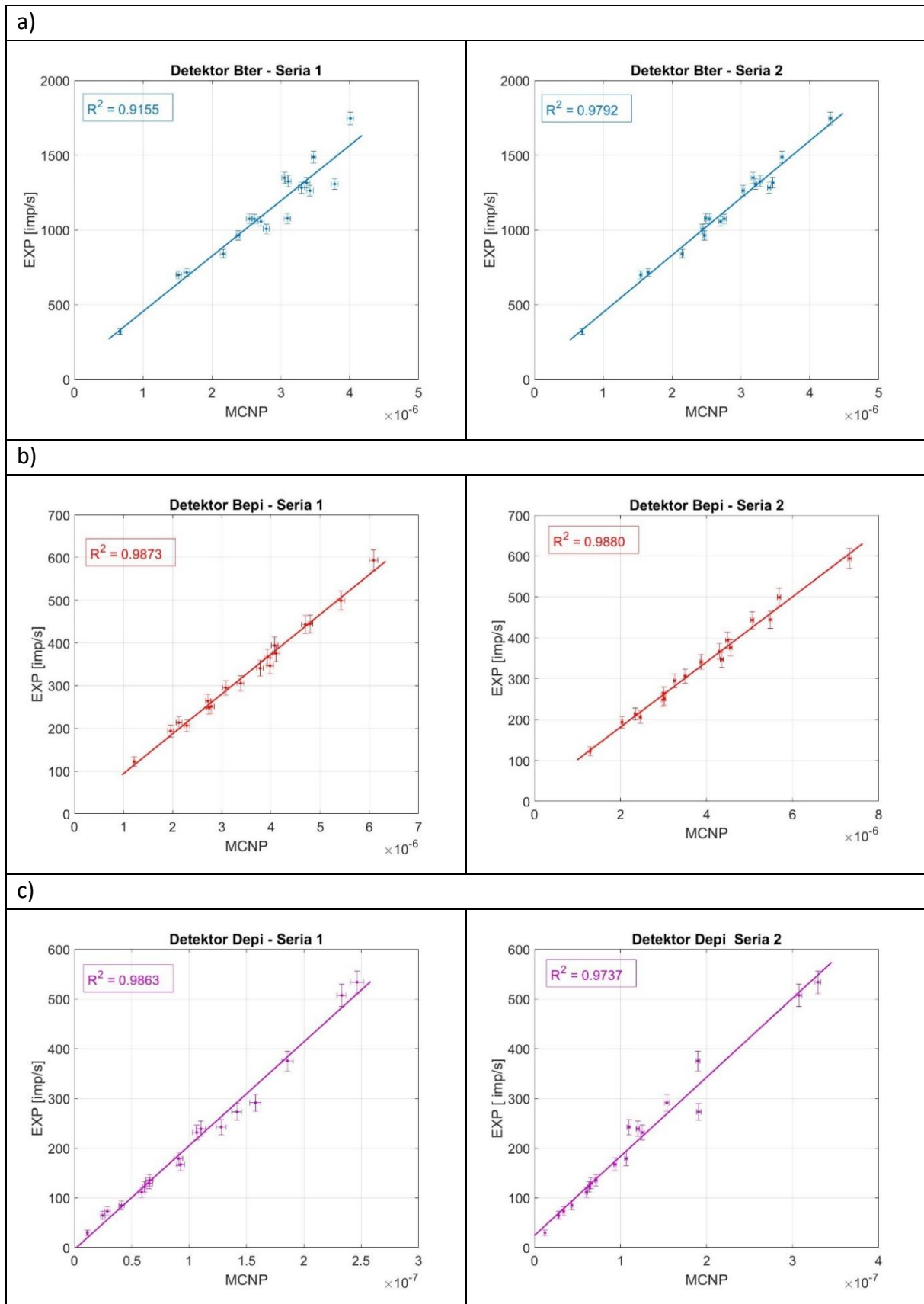
W przypadku detektorów epitermicznych, ze względu na ich słabą wrażliwość na obecność silnych absorbentów neutronów termicznych, współczynniki korelacji były bardzo wysokie i porównywalne dla obu serii obliczeniowych. Wyniosły odpowiednio: dla detektora bliskiego Bepi: w pierwszej serii  $R^2 = 0.9873$ , w drugiej:  $R^2 = 0.988$  i dla detektora dalekiego Depi: w pierwszej serii  $R^2 = 0.9863$ , w drugiej  $R^2 = 0.9737$ . Dla detektora bliskiego termicznego pominięcie obecności silnych absorbentów w składzie ośrodka skalnego daje korelację na poziomie  $R^2 = 0.9155$ , a ich uwzględnienie poprawia znacząco - do wartości  $R^2 = 0.9792$ .

Zatem, po uwzględnieniu właściwych składów pierwiastkowych modeli i przekrojów czynnych absorpcji neutronów termicznych uzyskano znakomitą korelację pomiędzy wynikami symulacji Monte Carlo a rzeczywistymi pomiarami na poziomie  $R^2 > 0.97$ . Otrzymane linie regresji (Rys. 4.2.4) pozwoliły na dowiązanie odpowiedzi detektorów sondy NNTC obliczonych kodem MCNP z częstościami zliczeń pomiarowych (Tab. 4.2-5). Współczynniki regresji wykorzystano w dalszej części pracy w celu przedstawiania obliczonych odpowiedzi sond w bardziej czytelnej postaci [imp/s] niż w bezpośrednich wynikach obliczeń numerycznych podawanych w liczbie aktów absorpcji w  $1 \text{ cm}^3$  detektora przypadających na jeden neutron wychodzący ze źródła.



Tab. 4.2-5 Współczynniki regresji liniowej dowiązujące obliczenia MCNP do rzeczywistych pomiarów sondą NNTE, wg. [Woźnicka i in., 2012].

Detektor	<i>a</i>	<i>b</i>
Bliski termiczny, Bter	391 502 728	41
Bliski epitermiczny, Bepi	79 756 335	23
Daleki epitermiczny Depi	1 554 688 574	24
$I_d$ [imp/s] = $a \cdot I_d$ [MCNP] + $b$ , $d = \text{Bter, Bepi, Depi}$		



Rys. 4.2.4 Korelacja obliczonych (MCNP) i zmierzonych odpowiedzi poszczególnych detektorów sondy NNTE: a) detektor bliski termiczny Bter, b) detektor bliski epitermiczny Bepi, c) detektor daleki Depi. Wykresy po lewej stronie uwzględniają wartości obliczeniowe dla Serii 1, po prawej – dla Serii 2.

### 4.3. Kalibracja sondy NNTE na podstawie danych z symulacji MCNP

Zgodność obliczeń MCNP z wynikami pomiarów wykonanych w realnych warunkach dla 18 różnych typów litologii, o różnej porowatości i gęstości objętościowej oraz przy zmiennych średnicach otworu upoważnia do podjęcia badań odpowiedzi sondy neutronowej w szerokiej gamie zmienności warunków pomiarowych przy użyciu symulacji Monte Carlo. W przedstawionych dalej badaniach modelowych został wykorzystany głównie model sondy NNTE. Inne warianty sondy neutronowej zostały przedyskutowane w Rozdziale 9.

Jako podstawowy model ośrodka skalnego przyjęto matrycę skalną o składzie pierwiastkowym charakterystycznym dla formacji mioceńskich przedgórza Karpat (Tab. 4.3-1).

Tab. 4.3-1 Skład matrycy skalnej, typowy dla formacji mioceńskich przedgórza Karpat, przyjęty jako baza do symulacji MCNP. Gęstość szkieletowa,  $\rho = 2.63 \text{ g/cm}^3$  [Woźnicka i in., 2012].

	SiO <sub>2</sub>	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	CaO	K <sub>2</sub> O	H <sub>2</sub> O	CO <sub>2</sub>
% wag.	72.5	7.0	2.0	7.5	1.8	1.2	8.0

Modelowy ośrodek skalny, dla którego wykonywano symulacje profilowań sondą NNTE modyfikowano zakładając różne wartości porowatości i zróżnicowane neutronowe własności absorpcyjne (przekrój czynny absorpcji neutronów termicznych).

Makroskopowy przekrój czynny na absorpcję neutronów termicznych dla matrycy skalnej, wyliczony w oparciu o skład podany w Tab. 4.3-1 wynosi  $\Sigma_{a \text{ mat}} = 7.75 \text{ c.u.}$  W warunkach symulacji komputerowych można w łatwy sposób, bez znaczącej zmiany udziałów wagowych poszczególnych elementów, zmienić wartość  $\Sigma_a$  poprzez sztuczne dodanie śladowych ilości silnego absorbenta neutronów termicznych, np.: izotopu boru <sup>10</sup>B. I tak np.: podwyższenie  $\Sigma_{a \text{ mat}}$  bazowej matrycy skalnej do 15 c.u. wymaga dodania mniej niż 0.002% wagowych <sup>10</sup>B, a w celu uzyskania  $\Sigma_{a \text{ mat}} = 40 \text{ c.u.}$  należy wprowadzić ok. 0.007% wagowych <sup>10</sup>B (szczegółowe dane – Tab. 4.3-2). Taka zmiana składu pierwiastkowego matrycy skalnej nie oddziałuje na inne parametry, które mogłyby wpływać na odpowiedź detektora (np.: porowatość czy gęstość).

Tab. 4.3-2 Wartość przekroju czynnego na absorpcję neutronów prędkich w zależności od ilości izotopu <sup>10</sup>B dodanego do modelowej matrycy skalnej .

Dodatek <sup>10</sup> B [% wag.] <sup>1)</sup>	$\Sigma_{a \text{ mat}}$ [c.u.]
0.00163	15
0.00663	40

<sup>1)</sup> Mikroskopowy przekrój czynny absorpcji <sup>10</sup>B -  $\sigma = 3837 \pm 9 \text{ b}$  [Mughabhab, 2006]

Dla takich założeń wstępnych zostały wyliczone odpowiedzi sondy NNTE umieszczonej przy ścianie otworu o średnicy 216 mm, wypełnionego wodą, otoczonego jednorodnym ośrodkiem charakteryzującym się modelową matrycą skalną. Założono zmienność  $\Sigma_{a \text{ mat}}$ : 15 – 40 c.u. (uzyskaną poprzez zmienność zawartości <sup>10</sup>B). Dla każdego przypadku wyznaczono odpowiedzi detektorów w pełnym zakresie zmian porowatości ośrodka: 0 - 100%. Założono całkowite nasycenie porów wodą. Zebrane w poniższych tabelach wyniki symulacji odpowiedzi

detektorów pochodzą z obliczeń prowadzonych w IFJ PAN przez mgr Andrzeja Drabinę, w latach 2006 – 2008 w ramach wstępnych eksperymentów numerycznych służących do wyznaczenia krzywych kalibracji dla sondy NNTE i potwierdzenia zgodności wyników obliczeń numerycznych z różnymi wariantami pomiarów realizowanych sondą NNTE na stanowisku kalibracyjnym w Zielonej Górze.

Dla wszystkich zawartych w Tab. 4.3-3 przypadków wyznaczono pozorne parametry neutronowe  $L_{xap}$ ,  $\Sigma_{ap}$  i  $P_{ap}$ , pozwalające na wyznaczenie generalnego parametru neutronowego  $GNP$  zgodnie ze wzorem (r. 3.2.17 lub r. 3.2.18) (programy: SLOWN22a [Czubek, 1988a] i NEROTH22 [Czubek, 1988b] oraz LMBRIN22 [Czubek, 1990a], [Czubek, 1990b]). W celu uzyskania najlepszej korelacji częstości zliczeń  $N_{Bter}(MCNP)$  z  $GNP$  przyjęto:

$$t = 1, n = -0.2, m = 1, \tag{4.3.1}$$

Powyższe współczynniki, definiujące wykładniki potęg we wzorach (3.2.7 i 3.2.8), uzyskano na podstawie dopasowania punktów eksperymentalnych  $N_{Bter}(GNP_{th} = L_{map}^t \Sigma_{ap}^n P_{ap}^m)$  do wielomianu (por. Rys. 4.3.4).

Do wyznaczania parametrów pozornych  $L_{xap}$ ,  $\Sigma_{ap}$  i  $P_{ap}$  służy program komputerowy LMBRIN22. Dane wejściowe do tego programu generowane są przez programy SLOWN22a i NEROTH22, które służą do obliczenia rzeczywistych parametrów neutronowych dla zadanych ośrodków skalnych.

Tab. 4.3-3 Odpowiedzi sondy NNTE:  $N_{Bter}(MCNP)$ ,  $N_{Bepi}(MCNP)$ ,  $N_{Depi}(MCNP)$  dla modelowego ośrodka skalnego o 4 różnych wartościach  $\Sigma_{a\ mat}$  matrycy skalnej w pełnym zakresie zmian porowatości. Parametr  $GNP$  został wyznaczony na podstawie pozornych parametrów neutronowych  $L_{xap}$ ,  $\Sigma_{ap}$  i  $P_{ap}$  i pełnego zakresu zmienności  $N_{Bter}(MCNP)$ . Średnica otworu 216 mm.

Porowatość, $\phi$ [%]	$N_{Bter}(MCNP)$ [imp/s]	$N_{Bepi}(MCNP)$ [imp/s]	$N_{Depi}(MCNP)$ [imp/s]	$P_{ap}$ [%]	$L_{sap}$ [cm]	$\Sigma_{ap}$ [c.u.]	$L_{map}$ [cm]	$GNP_{th}$ (r. 3.2.17) $t=1, n=-0.2, m=1$
<b><math>\Sigma_{a\ mat} = 15</math> c.u.</b>								
0	1158.90	377.13	339.41	89.143	15.054	13.77	15.701	8.284
5	978.09	297.33	180.77	91.682	12.052	14.55	12.730	6.832
10	888.90	263.80	145.31	92.869	10.668	15.00	11.344	6.129
15	874.85	251.26	125.18	93.640	9.831	15.34	10.498	5.694
20	764.93	213.57	86.84	94.217	9.260	15.63	9.913	5.389
25	667.33	190.31	70.54	94.680	8.841	15.90	9.482	5.163
30	622.25	174.90	58.42	95.068	8.520	16.15	9.148	4.986
35	553.22	159.75	51.23	95.403	8.265	16.40	8.881	4.842
40	516.99	150.59	43.36	95.698	8.058	16.64	8.664	4.725
50	468.86	141.85	39.14	95.961	7.886	16.87	8.483	4.626
60	426.58	132.18	35.36	96.199	7.742	17.10	8.330	4.542
70	414.81	127.33	31.84	96.614	7.514	17.55	8.086	4.405
80	365.69	117.03	27.98	96.968	7.341	18.00	7.901	4.298
90	332.95	109.22	24.38	97.275	7.207	18.44	7.756	4.212
100	300.91	102.23	22.61	97.546	7.101	18.87	7.641	4.142

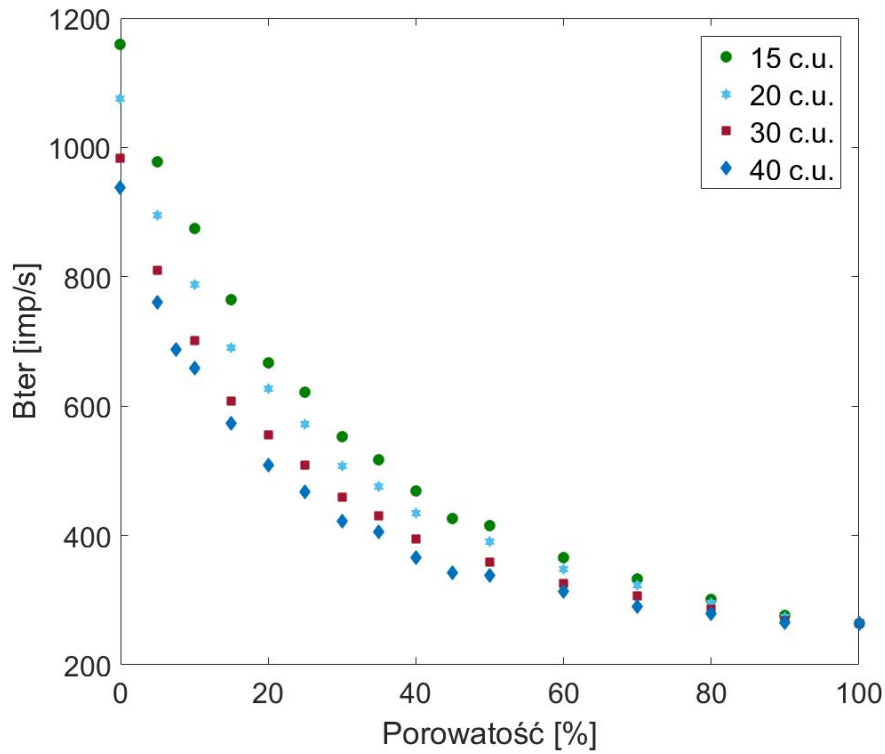
Tab.4.3.3 – ciąg dalszy.

Porowatość, $\phi$ [%]	$N_{Bter}(MCNP)$ [imp/s]	$N_{Bepi}(MCNP)$ [imp/s]	$N_{Depi}(MCNP)$ [imp/s]	$P_{ap}$ [%]	$L_{sap}$ [cm]	$\Sigma_{ap}$ [c.u.]	$L_{map}$ [cm]	$GNP_{th}$ (r. 3.2.17) $t=1, n=-0.2, m=1$
<b><math>\Sigma_{a,mat} = 20</math> c.u.</b>								
0	1075.65	376.39	335.06	89.143	15.054	15.79	15.576	7.996
5	894.90	297.26	179.42	91.682	12.052	16.80	12.610	6.576
10	788.14	251.03	122.15	92.869	10.668	17.27	11.237	5.903
15	690.24	213.54	88.47	93.640	9.831	17.56	10.405	5.493
20	626.87	192.67	70.70	94.217	9.260	17.77	9.833	5.210
25	572.21	174.67	58.76	94.680	8.841	17.94	9.412	5.002
30	507.97	159.76	50.47	95.068	8.520	18.08	9.088	4.842
35	475.98	150.63	44.08	95.403	8.265	18.20	8.830	4.715
40	434.97	141.94	38.94	95.698	8.058	18.31	8.620	4.612
50	390.19	127.36	31.71	96.199	7.742	18.51	8.298	4.453
60	348.53	117.02	27.80	96.614	7.514	18.69	8.063	4.337
70	322.99	109.21	24.34	96.968	7.341	18.85	7.885	4.250
80	295.70	102.23	22.42	97.275	7.207	19.01	7.747	4.182
90	273.45	98.02	21.13	97.546	7.101	19.16	7.636	4.127
100	263.89	93.52	17.96	97.787	7.014	19.27	7.547	4.084
<b><math>\Sigma_{a,mat} = 30</math> c.u.</b>								
0	983.91	375.63	329.69	89.143	15.054	19.39	15.463	7.618
5	810.48	296.50	176.56	91.682	12.052	20.97	12.494	6.233
10	701.25	250.65	121.62	92.869	10.668	21.58	11.128	5.591
15	608.08	213.35	87.58	93.640	9.831	21.83	10.304	5.208
20	555.23	192.39	70.34	94.217	9.260	21.92	9.742	4.950
25	508.21	174.59	57.96	94.680	8.841	21.91	9.330	4.764
30	459.08	159.67	50.09	95.068	8.520	21.85	9.014	4.624
35	430.87	150.67	43.34	95.403	8.265	21.74	8.764	4.517
40	394.34	141.86	39.06	95.698	8.058	21.61	8.561	4.431
50	358.59	127.30	31.30	96.199	7.742	21.30	8.251	4.305
60	325.61	117.04	27.69	96.614	7.514	20.94	8.028	4.221
70	307.13	109.25	24.23	96.968	7.341	20.56	7.860	4.163
80	285.90	102.19	22.16	97.275	7.207	20.15	7.731	4.125
90	267.48	98.03	20.29	97.546	7.101	19.74	7.629	4.098
100	263.89	93.52	17.96	97.787	7.014	19.27	7.547	4.084
<b><math>\Sigma_{a,mat} = 40</math> c.u.</b>								
0	938.20	369.82	324.57	89.143	15.054	22.54	15.412	7.368
5	760.58	293.42	173.74	91.682	12.052	24.78	12.438	6.001
10	688.22	262.40	140.32	92.354	11.259	25.29	11.655	5.641
15	659.14	250.18	119.29	92.869	10.668	25.61	11.073	5.376
20	572.85	213.85	83.07	93.640	9.831	25.89	10.251	5.007
25	509.17	190.21	68.86	94.217	9.260	25.90	9.691	4.763
30	467.14	175.51	56.36	94.680	8.841	25.76	9.282	4.589
35	422.80	160.92	49.99	95.068	8.520	25.51	8.969	4.461
40	406.03	149.96	41.93	95.403	8.265	25.21	8.722	4.364
50	365.93	142.16	40.13	95.698	8.058	24.85	8.522	4.289
60	341.78	132.03	34.49	95.961	7.886	24.46	8.357	4.231
70	338.25	124.97	30.85	96.199	7.742	24.05	8.219	4.186
80	313.60	118.30	28.04	96.614	7.514	23.18	8.001	4.123
90	289.43	108.95	23.81	96.968	7.341	22.25	7.840	4.088
100	278.70	102.90	22.24	97.275	7.207	21.29	7.717	4.072

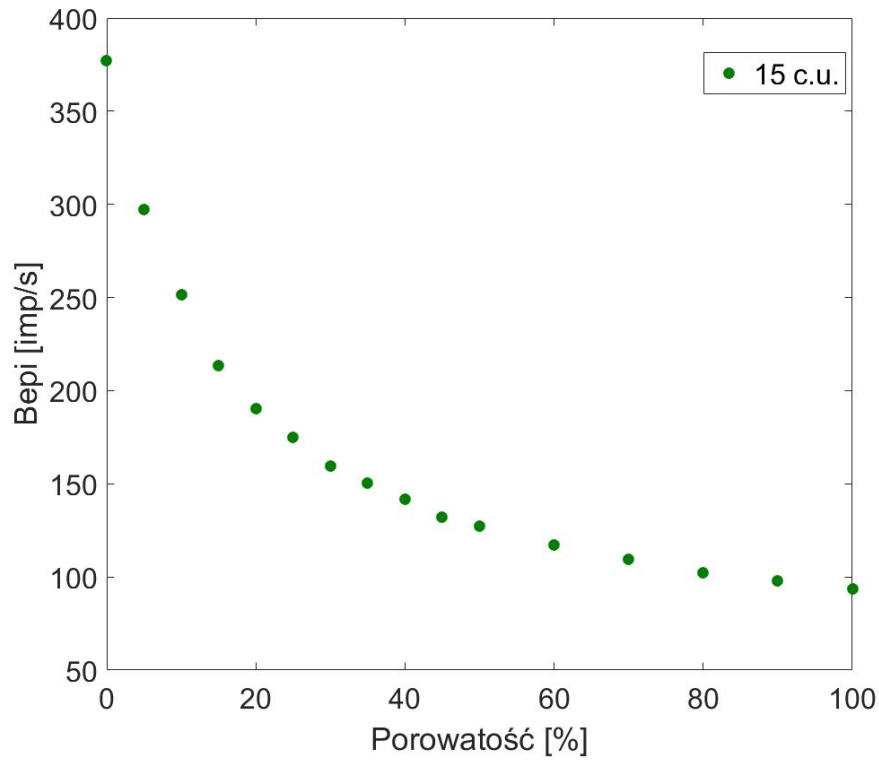
Baza wyników obliczeń  $N_{\text{Bter}}(\text{MCNP})$ ,  $N_{\text{Bepi}}(\text{MCNP})$ ,  $N_{\text{Depi}}(\text{MCNP})$  w pełnym zakresie zmian porowatości pozwala na wyznaczenie wprost krzywych kalibracji  $N(\phi)$ , dla każdego z detektorów. Na Rys. 4.3.1 przedstawiono krzywą kalibracji dla detektora Bter. Ze względu na czułość detektora Bter na własności absorpcyjne ośrodka przebieg krzywej zależy od  $\Sigma_{\text{a mat}}$ .

Rysunki Rys. 4.3.2 i Rys. 4.3.3 przedstawiają krzywe kalibracji dla detektorów Bepi oraz Depi. Odpowiedzi tych detektorów nie zależą od przekroju czynnego absorpcji neutronów termicznych. Analogiczne krzywe kalibracyjne można uzyskać dla różnych litologii, średnicy otworu, rodzaju płuczki, itp.

Dane zebrane w Tab. 4.3-3 pozwalają również na sporządzenie zależności wykorzystywanych w półempirycznej metodzie kalibracji sond neutronowych, omówionej w Rozdziale 3. Poniżej zestawiono przykładowo rezultaty dla detektora Bter. Dla każdego przypadku odpowiedzi detektorów wyznaczono pozorne parametry neutronowe oraz wyznaczono parametr  $GNP_{\text{th}}$ . W ten sposób można wyznaczyć krzywą kalibracji dla metody półempirycznej  $N_{\text{Bter}}(\text{MCNP})$  w funkcji  $GNP_{\text{th}}$  (Rys. 4.3.4a). Jak widać, punkty układają się z bardzo dobrą zgodnością wzdłuż jednej, generalnej krzywej kalibracji, analogicznie do przypadków analizowanych przez Czubka [Czubek i in., 1996]. Należy zwrócić uwagę, że wyniki numeryczne obejmują inne zakresy zmian parametrów litologicznych i szerszy zakres zmian porowatości w porównaniu z danymi ze stanowiska do kalibracji sond w Zielonej Górze. Rys. 4.3.4b przedstawia zależność porowatości od  $GNP_{\text{th}}$ ,  $\phi(GNP_{\text{th}})$ , stosowaną w półempirycznej metodzie Czubka, skorelowaną z krzywą kalibracji. Otrzymane wyniki symulacji komputerowych potwierdzają poprawność rozwiązań zaproponowanych przez Czubka w zakresie zmian  $\Sigma_{\text{a mat}}$  od 15 do 40 c.u., które odpowiadają wartościom występującym w rzeczywistych warunkach pomiarowych.

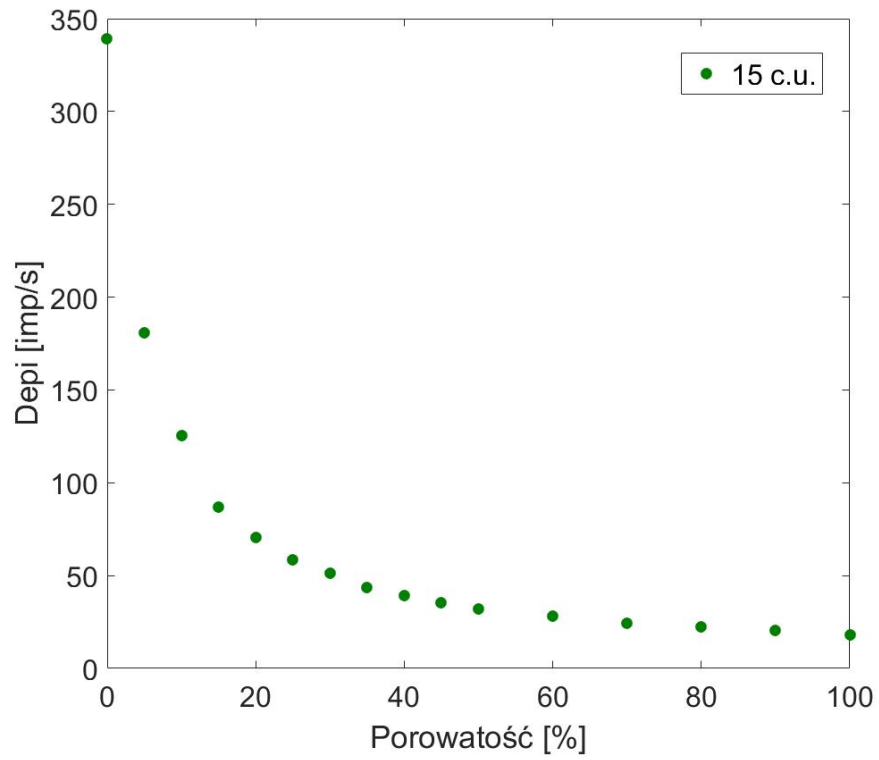


Rys. 4.3.1 Krzywa kalibracji detektora Bter sondy neutronowej NNTS uzyskana na podstawie obliczeń odpowiedzi detektora kodem MCNP. Parametrem krzywej jest  $\Sigma_{a\text{mat}}$  matrycy skalnej.

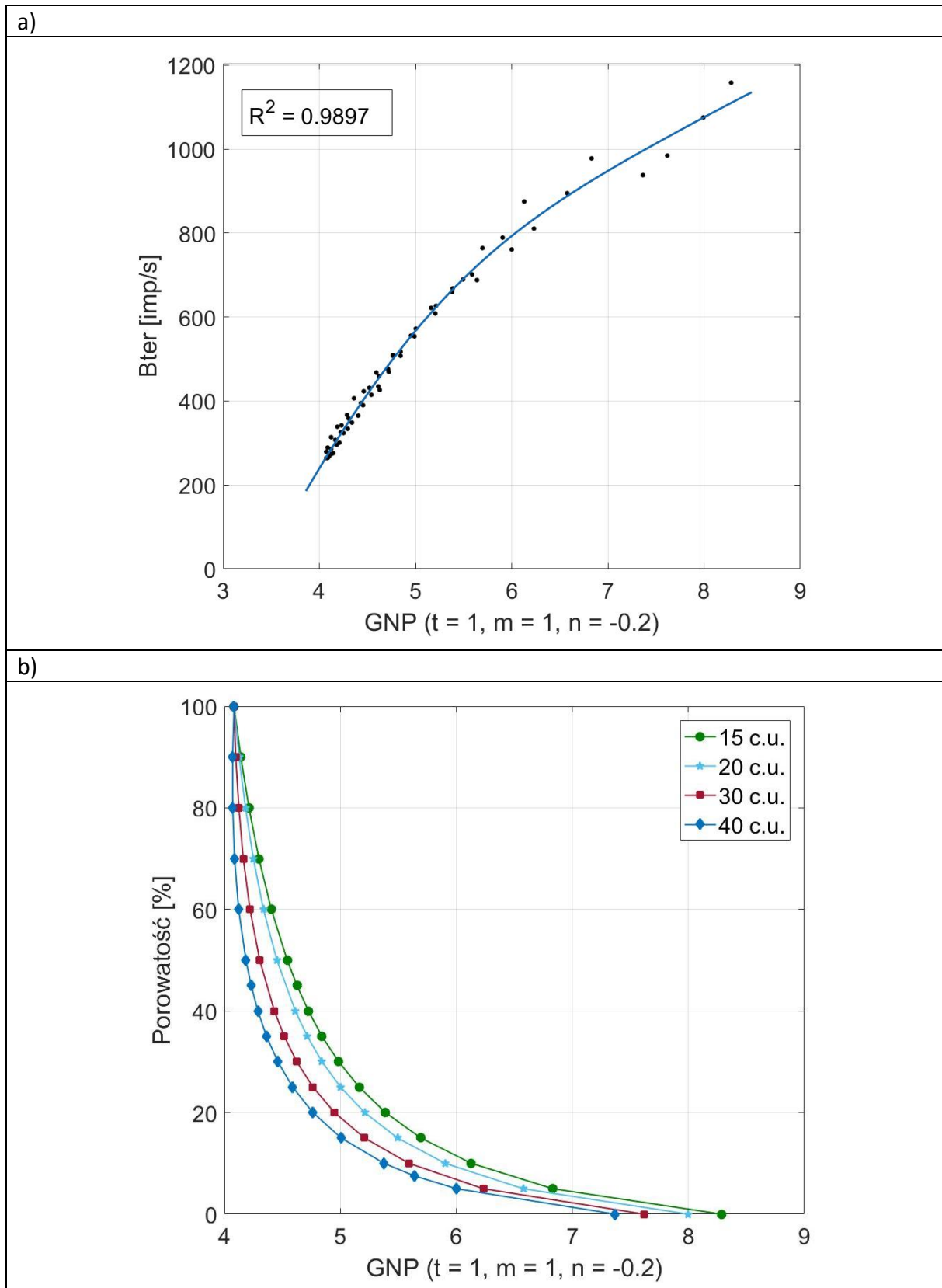


Rys. 4.3.2 Krzywa kalibracji detektora Bepi (na podstawie danych w Tab. 4.3.3).





Rys. 4.3.3 Krzywa kalibracji detektora Depi (na podstawie danych w Tab. 4.3.3).



Rys. 4.3.4 Krzywa kalibracji  $B_{ter}(GNP_{th})$  dla półempirycznej metody kalibracji sond neutronowych dla detektora Bter sondy NNTE, wyznaczona numerycznie przy użyciu kodu MCNP. a) generalna krzywa kalibracji odpowiedzi detektora Bter z parametrem  $GNP_{th}$ . b) Krzywe do wyznaczania porowatości na podstawie znajomości  $GNP_{th}$  oraz  $\Sigma_{a\text{ mat}}$ .

## 5. Analiza rozkładów energetyczno-przestrzennych strumieni neutronów od źródła Am - Be generujących odpowiedzi detektorów sondy NNTe w jednorodnych ośrodkach

Przeanalizowano formowanie rozkładów energetyczno-przestrzennych neutronów w jednorodnych ośrodkach otaczających otwór, w którym umieszczona jest sonda ze źródłem Am-Be. Wykonano odpowiednie modelowania numeryczne w celu wyznaczenia rozkładów energetycznych strumieni neutronów, które docierają do detektorów i mogą zostać w nich zaabsorbowane generując sygnał (odpowieź) detektora. Obliczenia zostały wykonane przy pomocy programu MCNP.

Do przeprowadzenia tych obliczeń przyjęto model sondy NNTe i układ geometryczny opisane w Rozdziale 4. Modele ośrodków skalnych o wybranych porowatościach zostały sporządzone na bazie matrycy skalnej o składzie przedstawionym w Tab. 4.3-1. W każdym modelu, skały były w pełni nasycone wodą.

### 5.1. Charakterystyka pól neutronowych generowanych przez źródło Am-Be w jednorodnych modelach skalnych

W oparciu o matrycę skalną typowy dla formacji przedgórze Karpat (Tab. 4.3-1) zostało wymodelowanych 6 typów ośrodków skalnych [Woźnicka i in., 2012]. Są to modele skał o znaczącym zróżnicowaniu parametrów istotnie wpływających na transport neutronów w danym ośrodku, czyli gęstość objętościowa, porowatość oraz przekrój czynny na absorpcję neutronów termicznych. Parametry te zostały dobrane w taki sposób, aby modele charakteryzowały się skrajnymi ich wartościami. Parametry wytypowanych modeli skalnych znajdują się w Tab. 5.1-1.

Tab. 5.1-1 Zestawienie modeli skalnych przyjętych do obliczeń symulacyjnych.

	<b>M-1</b>	<b>M-2</b>	<b>M-3</b>	<b>M-4</b>	<b>M-5</b>	<b>M-6</b>
<b>Porowatość, <math>\phi</math> [%]</b>	7.5	7.5	20.0	20.0	45.0	45.0
<b><math>\Sigma_a</math> matrix [c.u.]<sup>1)</sup></b>	15	40	15	40	15	40
<b><math>\Sigma_a</math> model [c.u.]<sup>2)</sup></b>	12.63	28.27	13.88	29.18	15.72	27.04
<b><math>L_s</math> [cm]</b>	14.57	14.57	11.48	11.48	8.97	8.97
<b><math>L_d</math> [cm]</b>	7.473	5.120	5.798	4.073	4.216	3.243
<b><math>L_m</math> [cm]</b>	16.38	15.44	12.86	12.18	9.91	9.54
Wartości podane dla prędkości neutronów $v = 2200$ m/s						
<sup>1)</sup> Wartości uśrednione po widmie neutronowym [Czubek, 1990a], [Czubek, 1990b], [Czubek, 1988a], [Czubek, 1988b]						
<sup>2)</sup> $t = 1, n = -0,2, m = 1$ . (Rozdział 4.3)						

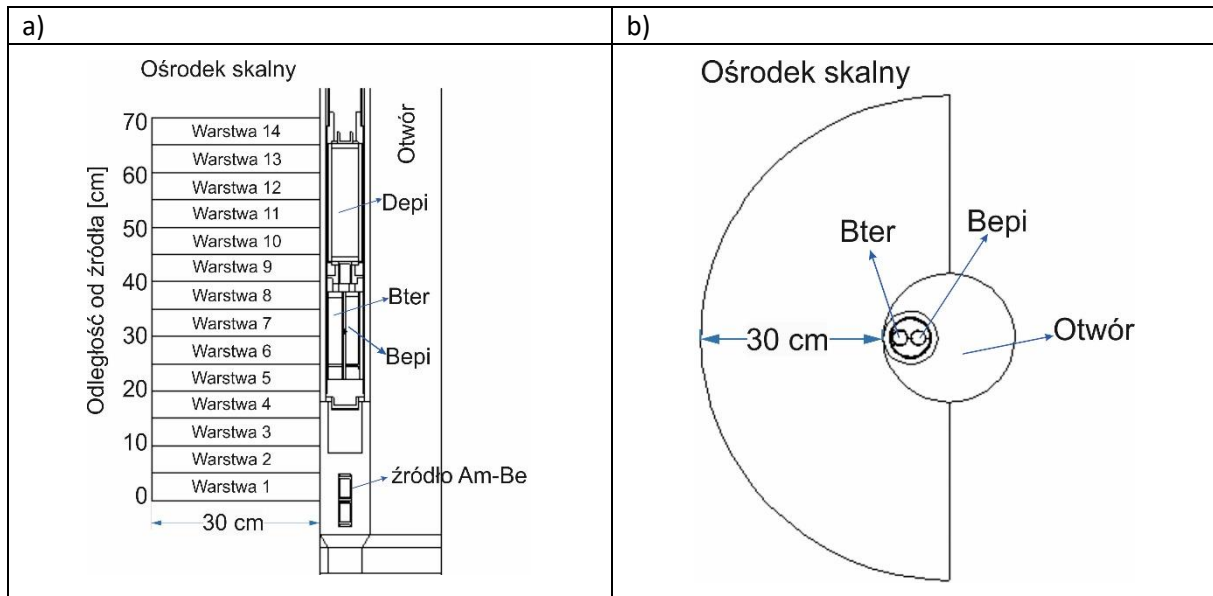
Dla potrzeb obliczeniowych wykonano model numeryczny stanowiska pomiarowego w postaci bloku skalnego, przewierconego, wypełnionym wodą otworem o średnicy 216 mm, w którym umieszczona jest sonda (Rozdział 4, Rys. 4.1.6). Bloki skalne wykonane były kolejno z każdego z wytypowanych ośrodków skalnych. Przedstawione w pracy wyniki obliczeń uzyskano przy zastosowaniu programu MCNP5.

Strumienie neutronów policzone zostały w obszarze modelowanego ośrodka najbardziej istotnym z punktu widzenia detektorów sondy. Największy przyczynek do odpowiedzi detektorów mają te neutrony, które znajdują się w ośrodku skalnym w obszarze wokół odwiertu od strony sondy w kształcie warstwy cylindrycznej o grubości 30 cm i wysokości 70 cm. Schemat analizowanego obszaru pokazany został na Rys. 5.1.1 w dwóch przekrojach: pionowym (Rys. 5.1.1a) i poziomym (Rys. 5.1.1b). Obszar obejmował przestrzeń od środka źródła i sięgał powyżej detektora Depi. Został on podzielony wzdłuż osi odwiertu na 14 takich samych elementów o grubości 5 cm każdy. W tym układzie geometrycznym środek źródła znajduje się w pozycji  $z = 0$  cm. W każdym z elementów policzony został całkowity strumień neutronów (Rys. 5.1.2) oraz jego rozkład energetyczny (Rys. 5.1.3). Strumień neutronów podawany jest w nomenklaturze programu MCNP i wyrażony jest jako liczba neutronów liczona w danej jednostce przestrzeni w przeliczeniu na jeden neutron emitowany ze źródła ( $sn$  – z ang. *source neutron*). Rozkłady energetyczne liczone są w przedziałach energetycznych ( $E_1, E_2$ ) zmieniających się logarytmicznie w  $z$  zakresie od  $10^{-9}$  MeV do 11 MeV. W celu uniezależnienia wyników od przedziałów energetycznych każdy wynik podzielony został przez letarg, który definiuje się jako logarytm ze stosunku maksymalnej energii neutronu ( $E_2$ ) do jego minimalnej energii ( $E_1$ ) w danym przedziale energetycznym (r. 5.1).

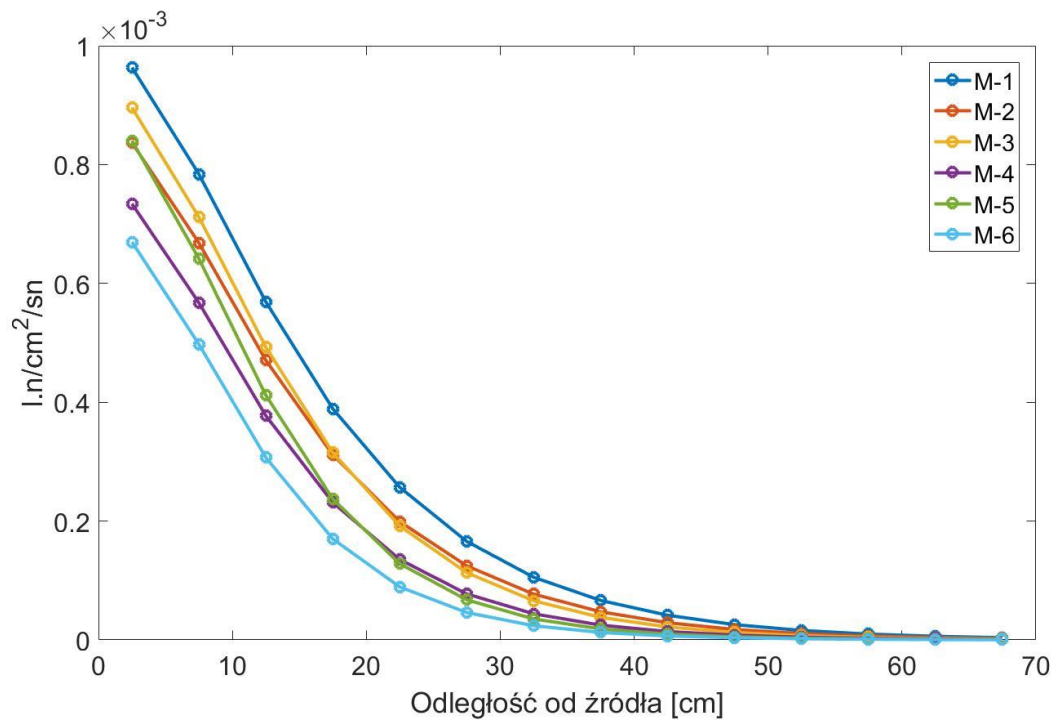
$$\text{letarg} = \log\left(\frac{E_2}{E_1}\right). \quad (5.1)$$

Takie podejście ma pokazać, że liczba zliczeń w danym obszarze jest proporcjonalna do pola powierzchni pod krzywą w tym obszarze. Wtedy na wykresach bezpośrednio widać, jaka jest faktyczna liczba zliczeń w poszczególnych obszarach energetycznych. Można wtedy bezpośrednio porównywać ze sobą dwa wykresy wykonane przy różnych przedziałach energetycznych.

Wszystkie prezentowane rysunki wykonane zostały przy użyciu programu MATLAB [The MathWorks Inc., 2012].



Rys. 5.1.1 Układ geometryczny do wyznaczenia rozkładu energetyczno-przestrzennego strumienia neutronów w ośrodku skalnym w najbliższym otoczeniu sondy: a) przekrój pionowy, b) przekrój poziomy.



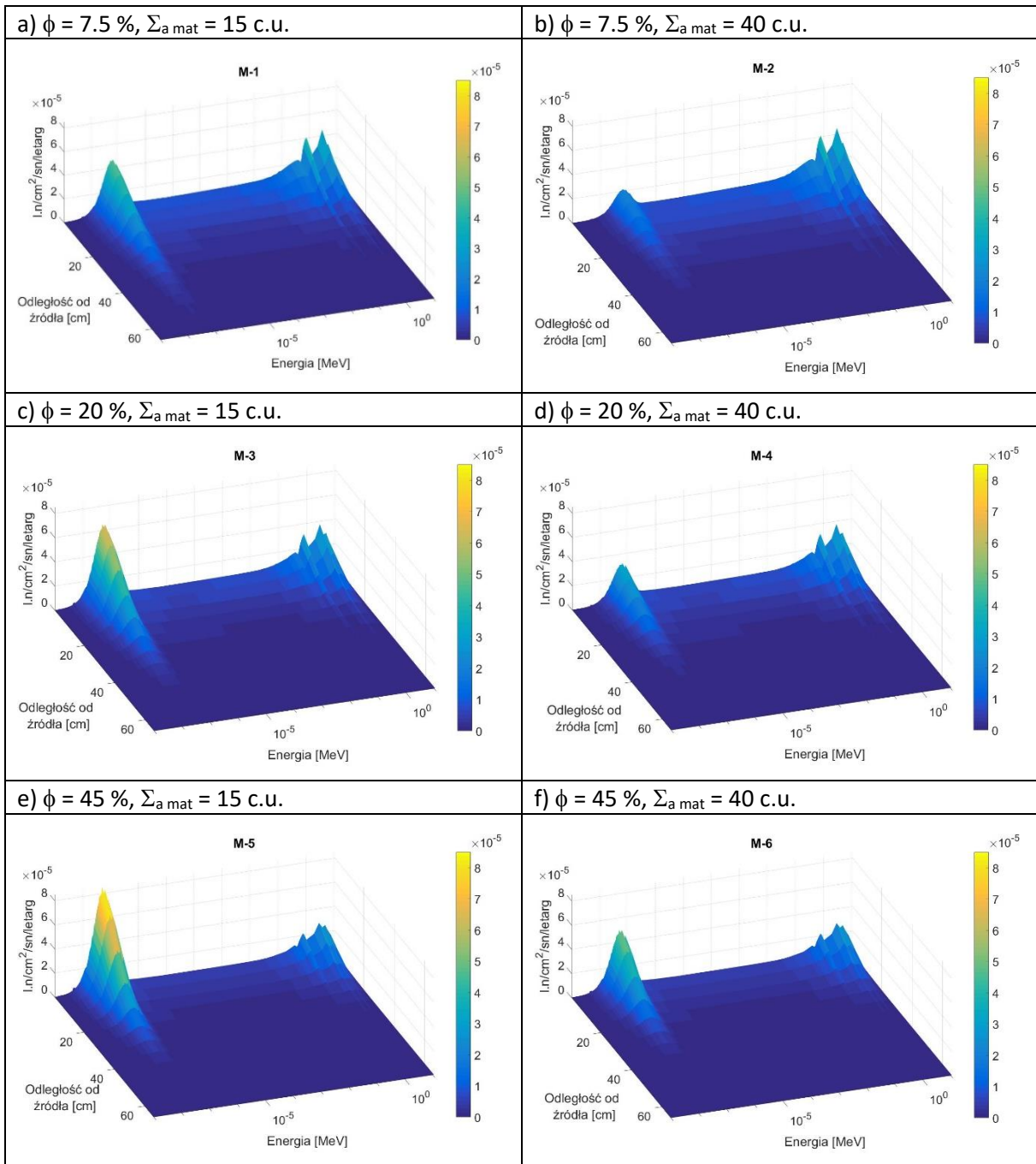
Rys. 5.1.2 Strumień neutronów w funkcji odległości od źródła rozchodzących się w danym ośrodku skalnym (M-1÷M-6). Na osi pionowej przedstawiono liczbę neutronów przypadającą na 1 cm<sup>2</sup> powierzchni w przeliczeniu na 1 neutron wyemitowany ze źródła (sn).

Przedstawione wykresy pokazują jak znacząco maleje strumień neutronów wraz z odległością od źródła, a tym samym, jak niewielka liczba neutronów jest w stanie osiągnąć detektor. Analizując wykresy przedstawione na Rys. 5.1.2 należy zwrócić uwagę, że poszczególne krzywe zaniku strumienia nie przebiegają równolegle względem siebie i w pewnej odległości od źródła krzyżują się. Sytuacja taka występuje w odległości  $20 \div 25$  cm od źródła dla par: M-2 (krzywa czerwona) i M-3 (krzywa żółta) oraz M-4 (krzywa fioletowa) i M-5 (krzywa zielona). Dla każdej z tych par ośrodki charakteryzują się skrajnymi wartościami porowatości i absorpcji (Tab. 5.1-1): duża porowatość – mała absorpcja (M-3 i M-5) lub mała porowatość – duża absorpcja (M-2 i M-4). Dla wszystkich wymienionych par, w pewnej odległości od źródła, krzywe dla ośrodków o dużej porowatości i małej absorpcji (M-3 i M-5) przebiegają powyżej krzywych o małej porowatości i dużej absorpcji (M-2 i M-4). W odległości powyżej 20 cm sytuacja zmienia się: krzywe dla ośrodków o dużej porowatości i małej absorpcji (M-3 i M-5) przebiegają poniżej krzywych o małej porowatości i dużej absorpcji (M-2 i M-4). Przykład ten pokazuje, że istotnym parametrem konstrukcyjnym sondy neutronowej jest odległość źródło – detektor. Zaprezentowana zależność wielkości strumienia od odległości od źródła dla ośrodków o różnych parametrach neutronowych może być przydatna w procesie optymalizacji sondy neutronowej. Krzywe takie można bardzo precyzyjnie wyznaczać stosując modelowanie komputerowe.

Wykresy widm energetycznych na Rys. 5.1.3 przedstawione są w skali barw spójnej z osią z, która określa liczbę neutronów o danej energii, które znalazły się w danej objętości przestrzeni, przypadających na 1 neutron, który został wyemitowany ze źródła ( $sn$ ) i podzielone przez letarg neutronów.

Skala zmienia się od ciemnoniebieskiej poprzez zieloną, aż do żółtej. Kolor ciemnoniebieski odpowiada minimalnemu, a kolor żółty maksymalnemu strumieniowi neutronów. Rozkłady te dobrze obrazują właściwości poszczególnych ośrodków. Pokazują, jak zmienia się strumień neutronów w funkcji odległości od źródła. Na wszystkich wykresach widzimy dwa maksima: pierwsze z nich jest w zakresie neutronów powolnych, natomiast drugie w obszarze neutronów prędkich (powyżej 1 MeV). Zwiększenie porowatości ośrodka przy tej samej wartości absorpcji powoduje zwiększenie liczby neutronów o energiach termicznych w ośrodku skalnym (Rys. 5.1.3a - f). I tak największa liczba neutronów powolnych powstaje w ośrodku skalnym M-5 (Rys. 5.1.3e), jest to ośrodek o największej porowatości i słabej absorpcji. Natomiast dla ośrodka skalnego M-2 (Rys. 5.1.3b), będącego silnym absorbentem neutronów termicznych o jednocześnie małej porowatości, obserwujemy najmniejszą liczbę neutronów termicznych. Powodem jest fakt, że większość neutronów termicznych, które powstaną w ośrodku M-2 jest bardzo szybko absorbowana i stąd tak mała ich liczba.

Wraz ze wzrostem porowatości zwiększa się zawartość wody (wodoru) w ośrodku, która silnie spowalnia neutrony prędkie, co prowadzi do ich termalizacji. Jeżeli ośrodek ma mały przekrój czynny na absorpcję neutronów termicznych obserwujemy wzrost populacji neutronów termicznych. W przeciwnym przypadku, jeśli współczynnik absorpcji jest wysoki, to następuje spadek liczby neutronów termicznych.



Rys. 5.1.3 Rozkłady energetyczno-przestrzenne strumienia neutronów wyemitowanych ze źródła Am-Be (sn) i rozchodzących się w danym w ośrodkach skalnych: a) M-1, b) M-2, c) M-3, d) M-4, e) M-5, f) M-6.

## 5.2. Charakterystyka strumieni neutronów docierających do detektorów sondy oraz ich odpowiedź w jednorodnych ośrodkach modelowych

Powyżej przedstawiono charakterystykę pól neutronowych w odpowiednich obszarach otoczenia sondy. Są to obszary, z których z odpowiednim prawdopodobieństwem będą docierały neutrony do objętości detektorów, gdzie również z odpowiednim prawdopodobieństwem (charakterystycznym dla danego typu detektora) będą mogły być zaabsorbowane. Dla każdego jednorodnego modelu ośrodka skalnego wyliczona została



całkowita odpowiedź poszczególnych detektorów sondy. Odpowiedzi te zostały zamieszczone w Tab. 5.2-1.

Tab. 5.2-1 Odpowiedzi detektorów sondy NNTe w jednorodnych modelach ośrodkach skalnych, podane w: a) liczbie neutronów absorbowanych w  $\text{cm}^3$  detektora przypadającą na 1 neutron emitowany ze źródła (sn), b) liczbie impulsów na sekundę.

a)						
Ośrodek skalny	Bter [l.n/cm <sup>3</sup> /sn] $\times 10^{-8}$	Błąd wzg. Bter [%]	Bepi [l.n/cm <sup>3</sup> /sn] $\times 10^{-8}$	Błąd wzg. Bepi [%]	Depi [l.n/cm <sup>3</sup> /sn] $\times 10^{-8}$	Błąd wzg. Depi [%]
M-1	231.00	0.53	344.00	0.6	9.40	1.23
M-2	179.00	0.57	342.00	0.6	9.08	1.26
M-3	174.00	0.63	252.00	0.7	4.59	1.75
M-4	134.00	0.69	252.00	0.7	4.49	1.78
M-5	113.00	0.78	179.00	0.83	2.33	2.53
M-6	90.80	0.84	179.00	0.83	2.27	2.57
b)						
Ośrodek skalny	Bter [imp/s]	Błąd Bter [imp/s]	Bepi [imp/s]	Błąd Bepi [imp/s]	Depi [imp/s]	Błąd Depi [imp/s]
M-1	944	5.0	297	1.8	170	2.1
M-2	743	4.2	296	1.8	165	2.1
M-3	722	4.5	224	1.6	95	1.7
M-4	564	3.9	224	1.6	94	1.7
M-5	481	3.8	166	1.4	60	1.5
M-6	396	3.3	166	24	59	25

Dla każdego z detektorów policzone zostały również rozkłady energetyczne strumieni neutronów docierających z rozważanych jednorodnych ośrodków skalnych. Wykresy widm energetycznych w detektorach Bter, Bepi i Depi przedstawione są po lewej stronie na Rys. 5.2.1 ÷ Rys. 5.2.3. Do każdego z detektorów docierają widma o podobnym kształcie, o szerokim zakresie energetycznym z dużą domieszką neutronów prędkich. Jednak detektory helowe są mało czułe na neutrony wysokoenergetyczne. Po prawej stronie na Rys. 5.2.1 ÷ Rys. 5.2.3 przedstawiono rozkłady energetyczne neutronów, które odpowiadają za liczbę reakcji zachodzących w objętości czynnej każdego z detektorów, z których widać, że detektory rejestrują głównie neutrony powolne.

Wyjaśnienie skomplikowanego kształtu widm energetycznych neutronów ulegających absorpcji w detektorach wymaga odwołania się do przedstawionych w Rozdziale 4.1 założeń związanych z budową sondy NNTe (Rys. 4.1.1, Rys. 4.1.4 i odnośny opis). Głównym założeniem konstrukcyjnym sondy jest, aby do detektorów docierała informacja tylko z ośrodka skalnego. W tym celu pomiędzy źródłem a detektorami bliskimi umieszczona jest osłona składająca się z warstwy moderatora i kadmu. Oprócz tego, cały układ detektorów bliskich osłonięty jest

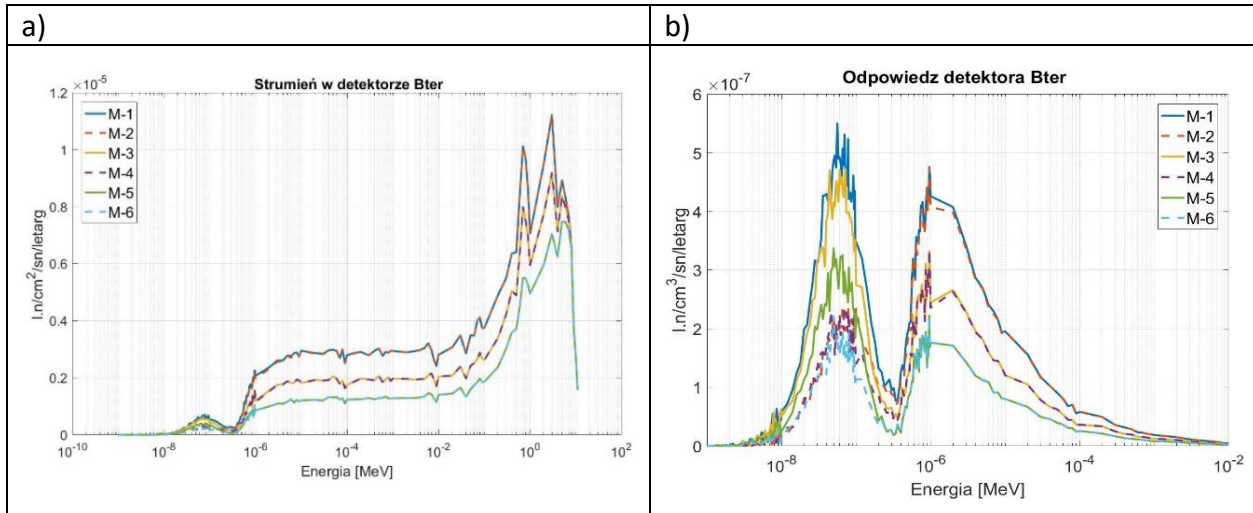
moderatozem oraz warstwą kadmu z oknem od strony ośrodka skalnego. Dodatkowo detektor bliski termiczny ma swoją własną osłonę kadmową z oknem od strony ośrodka. Taka konstrukcja osłon ma zapewnić dotarcie do objętości czynnej detektora termicznego neutronów termicznych pochodzących tylko z ośrodka skalnego. Zakładamy, że warstwy kadmu zastosowane w konstrukcji sondy absorbują wszystkie neutrony o energiach poniżej tzw. progu kadmowego, czyli poniżej  $\sim 4 \cdot 10^{-7}$  MeV.

Jak widać z otrzymanych rozkładów energetycznych (Rys. 5.2.1 ÷ Rys. 5.2.3) do każdego z detektorów sondy NNTe dociera strumień neutronów w szerokim zakresie energetycznym.

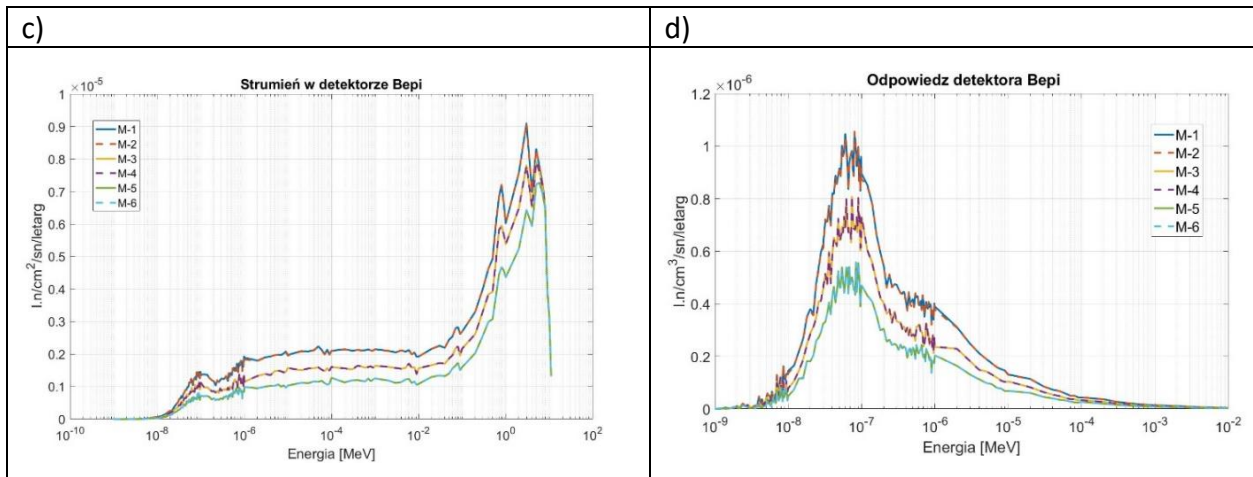
W przypadku detektora Bter można wyróżnić dwie części rozkładu. Graniczną wartością jest tutaj energia  $\sim 4 \cdot 10^{-7}$  MeV, która odpowiada tzw. odcięciu kadmowemu. Poniżej tej wartości mamy zakres neutronów termicznych (powolnych) a powyżej zakres tzw. neutronów "ponadtermicznych" („ponadkadmowych”), nazywanych w tej pracy epitermicznymi. Jak widać z Rys. 5.2.1 a pomimo, że neutronów powolnych jest znacznie mniej niż neutronów o energiach wyższych, to ze względu na duży przekrój czynny na ich absorpcję przez  $^3\text{He}$  w tym zakresie energetycznym (Rys. 4.1.3), neutrony te dają wyraźną odpowiedź w detektorze Bter (Rys. 5.2.1 b – pierwsze maksimum). Detektor helowy jest również czuły na neutrony epitermiczne (choć, czułość ta jest średnio, o kilka rzędów wielkości mniejsza) i w związku z tym powyżej energii  $4 \cdot 10^{-7}$  MeV pojawia się drugie znaczące maksimum w odpowiedzi detektora Bter (Rys. 5.2.1 b). Jest ono związane z neutronami epitermicznymi, które dotarły do objętości czynnej detektora zarówno z ośrodka poprzez otwór w kadmie jak i te, którym udało się przejść przez kadm z każdego innego kierunku. Do detektora Bter dociera również znacząca liczba neutronów prędkich, które obserwujemy w postaci silnego wzrostu liczby neutronów w rozkładzie energetycznym strumienia (Rys. 5.2.1 a). Ze względu na niski przekrój czynny na ich absorpcję przez  $^3\text{He}$  nie obserwujemy praktycznie żadnej reakcji w detektorze w tym zakresie energii.

Dla detektorów Bepi oraz Depi otoczonych moderatozem oraz warstwą kadmu rozkłady energetyczne strumienia neutronów docierających do objętości każdego z nich również znajdują się w szerokim zakresie energetycznym (Rys. 5.2.2 i Rys. 5.2.3), podobnym jak w przypadku detektora Bter (do  $10^{-5}$  MeV). W obu przypadkach rozważane są detektory helowe, czułe na neutrony epitermiczne, które mogą ulegać absorpcji w detektorze.

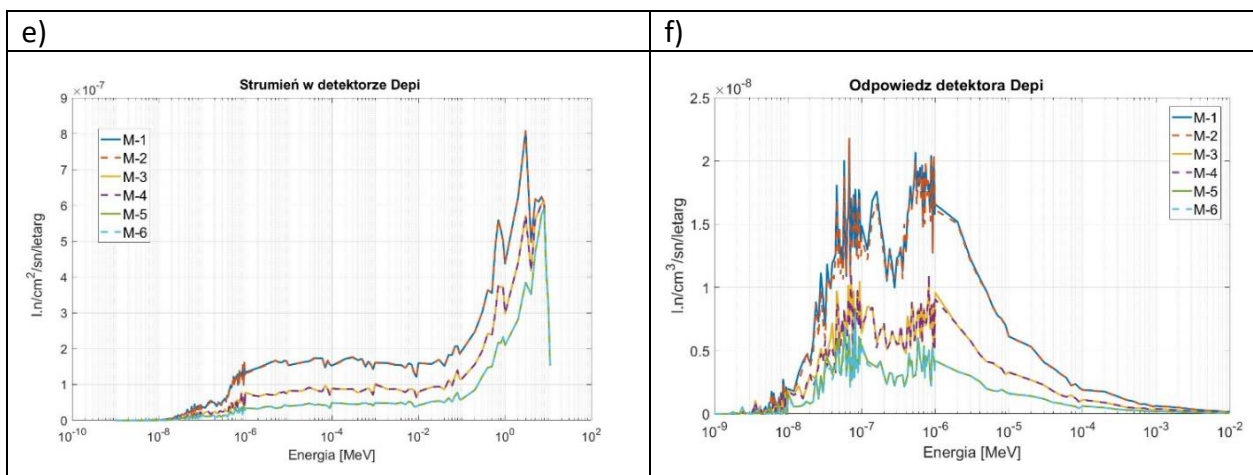
Analiza rozkładów energetyczno-przestrzennych strumieni neutronów od źródła Am-Be generujących odpowiedzi detektorów sondy NNTe w jednorodnych ośrodkach



Rys. 5.2.1 Strumień neutronów (a) oraz liczba reakcji (b) w objętości czynnej detektora Bter w funkcji energii.



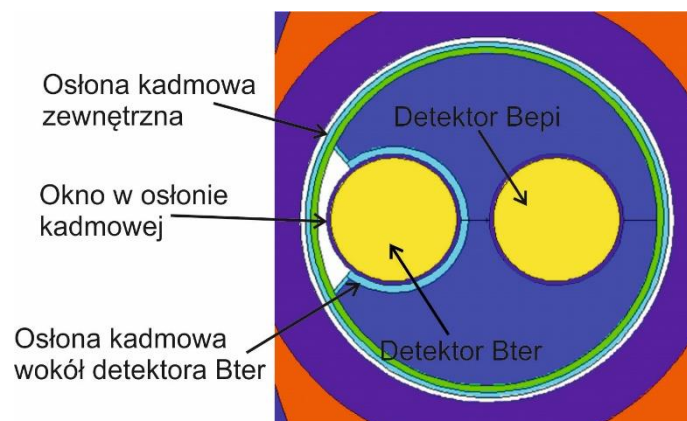
Rys. 5.2.2 Strumień neutronów (a) oraz liczba reakcji (b) w objętości czynnej detektora Bepi w funkcji energii.



Rys. 5.2.3 Strumień neutronów (a) oraz liczba reakcji (b) w objętości czynnej detektora Depi w funkcji energii.

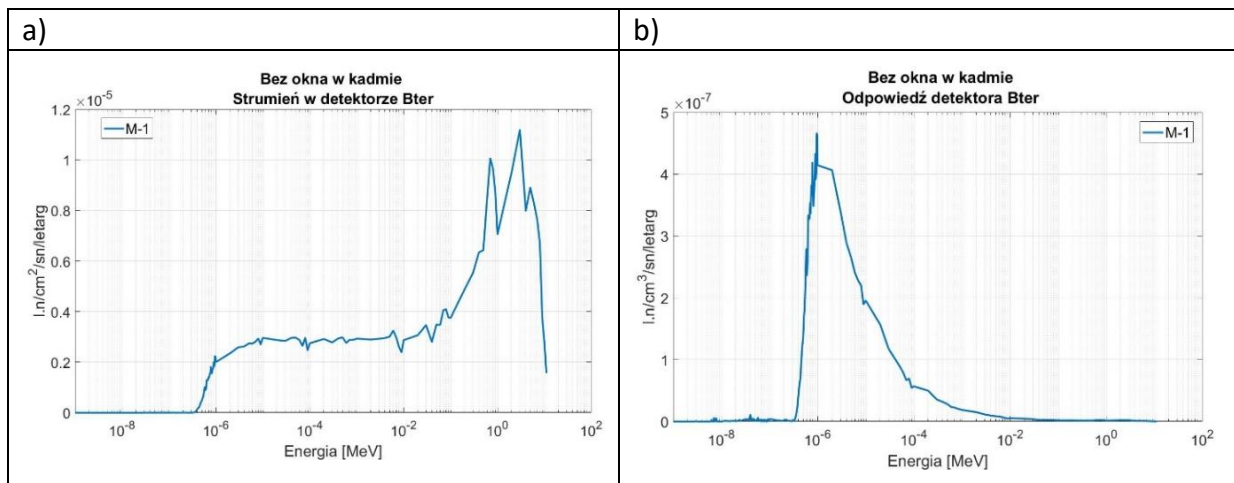
Do otoczenia obu detektorów: Bepi i Depi docierają neutrony o energiach powyżej progu kadmowego ( $4 \cdot 10^{-7}$  MeV), którym udało się pokonać zewnętrzną osłonę kadmową. W moderatorze otaczającym oba detektory, którego zadaniem jest zwiększenie wydajności detekcji, neutrony te ulegają dalszemu spowolnieniu i jako termiczne (o energiach poniżej  $4 \cdot 10^{-7}$  MeV) pojawiają się w objętości czynnej obu detektorów, gdzie są silnie absorbowane przez jądra atomów  $^3\text{He}$ . W związku z powyższym, paradoksalnie, na rozkładzie liczby impulsów detektora neutronów epitermicznych, Bepi, nie obserwujemy pików pochodzącego od neutronów epitermicznych. Pik ten zlewa się bowiem ze sztucznie wygenerowanym pikiem absorpcji neutronów termicznych. Innymi słowy, powyższy paradoks jest jedynie efektem konstrukcji sondy. W odpowiedzi obu detektorów (Rys. 5.2.2b i Rys. 5.2.3b) nie obserwuje się wyraźnego odcięcia kadmowego. Do detektora bliskiego epitermicznego dociera ok. 3.5 razy większy strumień neutronów w porównaniu z detektorem termicznym. Ze względu na odległość: źródło – detektor strumień neutronów, docierający do detektora dalekiego jest niemal o rząd wielkości mniejszy w porównaniu ze strumieniem docierającym do detektorów bliskich. Do objętości czynnej detektora dalekiego Depi, dociera relatywnie duży strumień neutronów o energiach powyżej energii  $4 \cdot 10^{-7}$  MeV. Detektor daleki ma promień dwa razy większy od promieni detektorów bliskich, co powoduje, że grubość warstwy moderatora jest znacznie cieńsza niż w układzie detektorów bliskich. Fakt ten świadczy o mniej skutecznej moderacji warstwy moderatora wokół detektora Depi w porównaniu do moderatora wokół detektora Bepi. Część neutronów, które przejdą przez osłonę kadmową ulegnie spowolnieniu dając sygnał w detektorze w zakresie energii poniżej progu kadmowego, natomiast pozostałe neutrony dają odpowiedź zgodnie z przekrojami czynnymi w zakresie energii powyżej  $4 \cdot 10^{-7}$  MeV. Z tego względu, w odpowiedzi detektora Depi obserwuje się również dwa maksima: jedno poniżej, a drugie powyżej progu kadmowego.

Aby przekonać się, że istotnie, kształt widma neutronów w detektorach bliskich zależy od konstrukcji osłon kadmowych, powtórzono powyższe obliczenia rozkładów energetycznych w przypadku, gdy osłona kadmowa wokół układu detektorów bliskich została całkowicie zamknięta (osłona kadmowa zewnętrzna – Rys. 5.2.4). Wyniki przedstawiono na Rys. 5.2.5 i Rys. 5.2.6.

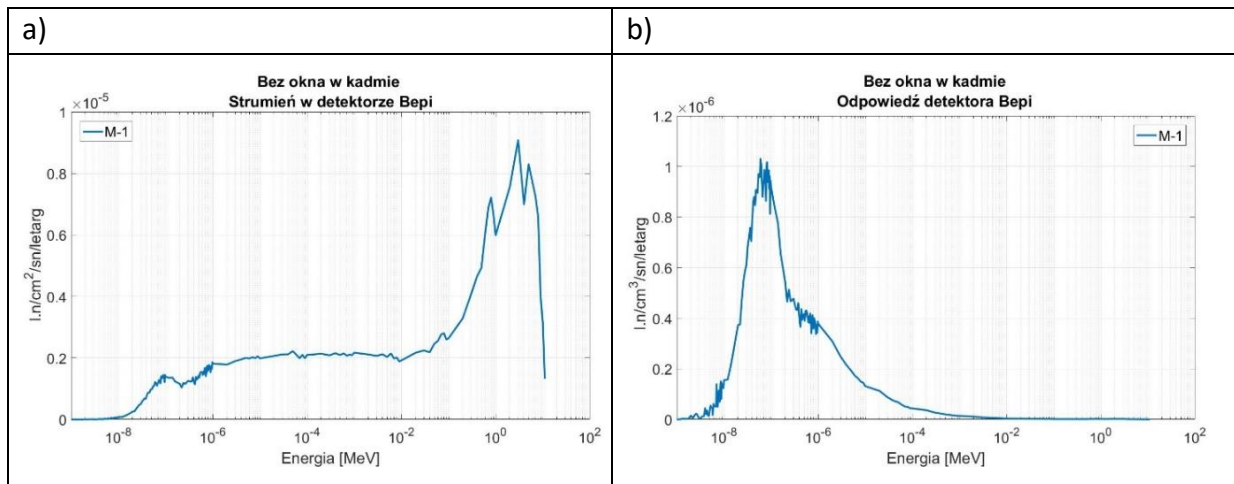


Rys. 5.2.4 Przekrój poziomy przez układ detektorów bliskich bez okna w zewnętrznej osłonie kadmowej.

Porównując wykresy z Rys. 5.2.1a i b z wykresami na Rys. 5.2.5 widać, że neutrony poniżej progu kadmowego, które docierają do detektora Bter pochodzą praktycznie tylko z ośrodka skalnego. Efekt ten wyraźnie widać na Rys. 5.2.5, w postaci braku pierwszego maksimum na wykresach z Rys. 5.2.1. Widac to zarówno w rozkładzie energetycznym strumienia (Rys. 5.2.1a oraz Rys. 5.2.5a) jak i w liczbie absorpcji w objętości czynnej detektora Bter (Rys. 5.2.1b oraz Rys. 5.2.5b). Przypadek ten również pokazuje, że zamknięcie osłony kadmowej nie ma praktycznie znaczącego wpływu zarówno na strumień docierający do objętości czynnej detektora Bepi (por. Rys. 5.2.2a i Rys. 5.2.6a) jak i na jego odpowiedź (por. Rys. 5.2.2b i Rys. 5.2.6a).



Rys. 5.2.5 Strumień neutronów (a) oraz liczba reakcji (b) w objętości czynnej detektora Bter w funkcji energii dla przypadku, pełnej osłony kadmowej wokół detektora Bter.



Rys. 5.2.6 Strumień neutronów (a) oraz liczba reakcji (b) w objętości czynnej detektora Bepi w funkcji energii dla przypadku, pełnej osłony kadmowej wokół detektora Bter.



### 5.3. Charakterystyka strumieni neutronów odpowiedzialnych za wpływ otworu oraz tło własne sondy na odpowiedź detektorów

Odpowiedź detektorów sondy niesie informację o własnościach neutronowych formacji skalnej, co jest głównym celem pomiaru, jednak część rejestrowanych sygnałów pochodzi spoza formacji, stanowiąc zaburzające tło. Konstrukcja sondy, zwłaszcza odpowiednia obudowa źródła neutronów oraz układ i obudowa detektorów powinny zapewniać warunki pomiaru o maksymalnym stosunku sygnału do tła. Ogólnie, jako tło należy rozumieć liczbę / poziom neutronów docierających do detektorów poprzez materiały konstrukcyjne sondy oraz przez medium wypełniające otwór, a także tło własne detektorów. W celu zbadania wpływu otworu oraz konstrukcji sondy zostały przeprowadzone odpowiednie symulacje komputerowe. Model sondy NNTE szczegółowo odzwierciedla jej techniczną konstrukcję, więc rezultaty tak przeprowadzonych modelowań odtwarzają wiarygodnie rzeczywiste warunki pomiarowe.

Dla przeprowadzenia analiz przygotowano zostały dane wejściowe do programu MCNP dla następujących wariantów:

- a) Sonda umieszczona w próżni. Neutrony emitowane ze źródła mogą docierać do detektorów wyłącznie poprzez objętość sondy. Neutrony, które pod wpływem kolejnych rozprożeń opuszczają objętość sondy nie mają możliwości powrotu do sondy, czy detektorów (kończą swoją historię po przedostaniu się do próżni). Ten przypadek definiuje stałe tło własne sondy.
- b) Sonda umieszczona w otworze o średnicy 216 mm wypełnionym wodą. Otwór otoczony jest próżnią. Analogicznie jak dla przypadku powyżej, neutrony, które opuszczają objętość otworu kończą swoją historię poza detektorem. Ten przypadek definiuje stałe tło pochodzące od obecności otworu o danej średnicy i wypełnieniu, niezależnie od otaczającej go formacji skalnej.
- c) Sonda umieszczona bezpośrednio w formacji skalnej bez otworu. Przykład idealnej odpowiedzi sondy od danej formacji skalnej. Przykład dla modelu formacji M-1 i porównanie z rzeczywistymi warunkami pomiarowymi.

Dla każdego z powyższych wariantów wyliczone zostały częstości zliczeń w każdym z detektorów, rozkłady energetyczne strumieni neutronów, które dotarły do detektorów oraz liczba reakcji absorpcji w objętości czynnej poszczególnych detektorów w funkcji energii neutronów. Uwzględniając współczynniki kalibracji dla sondy NNTE (Rozdział 4.2, Tab. 4.2-5), częstości zliczeń detektorów sondy NNTE przedstawiono również w [imp/s], co pozwala ocenić wprost wpływ tła sondy i otworu na wynik w danych warunkach otworowych. Wyniki obliczeń przedstawiono w Tab. 5.3-1 oraz na Rys. 5.3.1 ÷ Rys. 5.3.3 .

Wyniki zawarte w Tab. 5.2-1 pokazują bardzo silny efekt obecności otworu na wyniki pomiarów sondą neutronową. Zakładając hipotetycznie, że sonda znajduje się wprost w danej formacji skalnej (kolumna 4: model M-1) i porównując z odpowiedzią sondy w zadanych warunkach pomiarowych w otworze (kolumna 5: otwór o średnicy 216 mm wypełniony wodą,

sonda dociśnięta do ściany, formacja M-1 widać, że wydajność detekcji maleje dwu - trzy krotnie. Jest to efekt nieunikniony, zależny od wypełnienia i średnicy otworu, konstrukcji sondy, a także od wzajemnych stosunków parametrów neutronowych otworu i formacji skalnej.

Wpływ samego otworu wypełnionego wodą przedstawiają wyniki w kolumnie 3. Detektory sondy zliczają impulsy od neutronów, które są transportowane przez objętość otworu, co możemy określić jako tło otworu. Przykład pokazuje, jak ważna jest optymalizacja konstrukcji sondy, która powinna zapewniać minimalizację tego efektu. Wartość obliczonego tła dla detektora Bter wynosi 96 imp/s, co nie przekracza trzech odchyłeń standardowych przy pomiarze dla modelu M-1 ( $915 \pm 30.3$  imp/s). Podobnie dla detektora Depi: tło otworu wynosi 32 imp/s, a odpowiedź Bepi dla modelu M-1 wynosi  $168 \pm 13$  imp/s). Natomiast w przypadku detektora Bepi tło otworu jest znacząco wysokie (85 imp/s) w stosunku do sygnału tego detektora mierzonego w otworze ( $296 \pm 17.2$  imp/s). Należy podkreślić, że przedstawione wyniki dotyczą konkretnego przypadku; niewątpliwie wpływ otworu będzie się zmieniał w zależności od średnicy i medium nasycającego.

Tab. 5.3-1 Odpowiedzi poszczególnych detektorów sondy NNTE dla wariantów: a) Sonda umieszczona w próżni b) Sonda umieszczona w otworze o średnicy 216 mm wypełnionym wodą, c) Sonda umieszczona bezpośrednio w formacji skalnej M-1 oraz wynik w zadanych warunkach pomiarowych.

	Wariant a)	Wariant b)	Wariant c)	Odpowiedź NNTE
	Tło własne sondy	Tło otworu	Bez otworu (M-1)	M-1 (M-1)
1	2	3	4	5
<b>Bter</b>				
[l.n/cm <sup>3</sup> /sn]	2.87651E-08	1.40856E-07	4.51028E-06	2.23272e-06
Błąd wzg.	0.0344	0.0156	0.0032	0.0048
[imp/s]	52	96	1807	915
Odch. st. [imp/s]	7.2	9.8	42.5	30.3
<b>Bepi</b>				
[l.n/cm <sup>3</sup> /sn]	1.21678E-07	7.72387E-07	1.16850E-05	3.41895e-06
Błąd wzg.	0.0286	0.0113	0.0028	0.0053
[imp/s]	33	85	955	296
Odch. st. [imp/s]	5.7	9.2	30.9	17.2
<b>Depi</b>				
[l.n/cm <sup>3</sup> /sn]	4.46750E-10	4.87547E-09	3.71173E-07	9.26015e-08
Błąd wzg.	0.1923	0.0491	0.0055	0.0109
[imp/s]	25	32	601	168
Odch. st. [imp/s]	5.0	5.6	24.5	13.0

Tło własne sondy jest niewielkie: 52 imp/s dla Bter, 33 imp/s dla Bepi i 25 imp/s dla Depi. Oznacza to, że transport neutronów od źródła do detektorów poprzez objętość sondy jest niewielki, co świadczy o tym, że źródło jest dobrze osłonięte w kierunku detektorów.



Dla powyższych przypadków, na Rys. 5.3.1 ÷ Rys. 5.3.3 i następnie na Rys. 5.3.4 ÷ Rys. 5.3.6, przedstawiono rozkłady energetyczne neutronów docierających do detektorów (wykresy po lewej stronie rysunków) i odpowiadające im liczby absorpcji w poszczególnych detektorach w danych przedziałach energetycznych (wykresy po prawej stronie).

Tło sondy i tło otworu. Wariant a) oraz b); Rys. 5.3.1 ÷ Rys. 5.3.3.

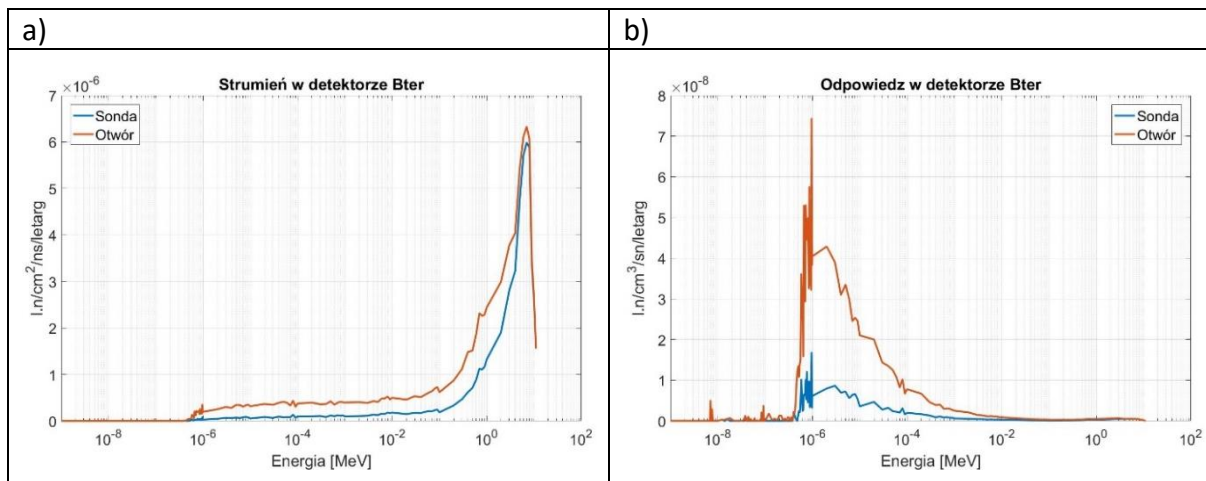
**Detektor Bter.** Detektor ten jest osłonięty warstwą kadmu (Rys. 4.1.1) posiadającą otwór skierowany w kierunku formacji skalnej. Tylko przez ten otwór mogą docierać do detektora neutrony termiczne wprost z mierzanej formacji. W przypadku, gdy sonda lub otwór otoczone są próżnią, do detektora nie docierają neutrony termiczne (o energii poniżej  $4 \cdot 10^{-7}$  MeV) ani przez ten otwór, ani z innych kierunków. Widać to na wykresie widma energetycznego neutronów (Rys. 5.3.1a), które pojawia się dopiero powyżej energii ok.  $4 \cdot 10^{-7}$  MeV ( $\sim 0.5$  eV) i rozciąga się w kierunku wyższych energii. Detektor helowy, który jest czuły na neutrony epitermiczne (por. Rys. 4.1.3) będzie zliczał część z tych neutronów, o energii w zakresie ok.  $4 \cdot 10^{-7}$  MeV –  $10^{-5}$  MeV (Rys. 5.3.1b). Wydajność zliczeń będzie niewielka (Tab. 5.3-1).

**Detektory Bepi i Depi.** Obydwa detektory otoczone są całkowicie warstwą kadmu odcinającą neutrony poniżej energii  $4 \cdot 10^{-7}$  MeV, co widać na kolejnych wykresach (Rys. 5.3.2a i Rys. 5.3.3a). Są to również detektory helowe, więc część neutronów epitermicznych zostanie w nich zliczona, analogicznie, jak w detektorze Bter (Rys. 5.3.2-3 i Tab. 5.3.-1).

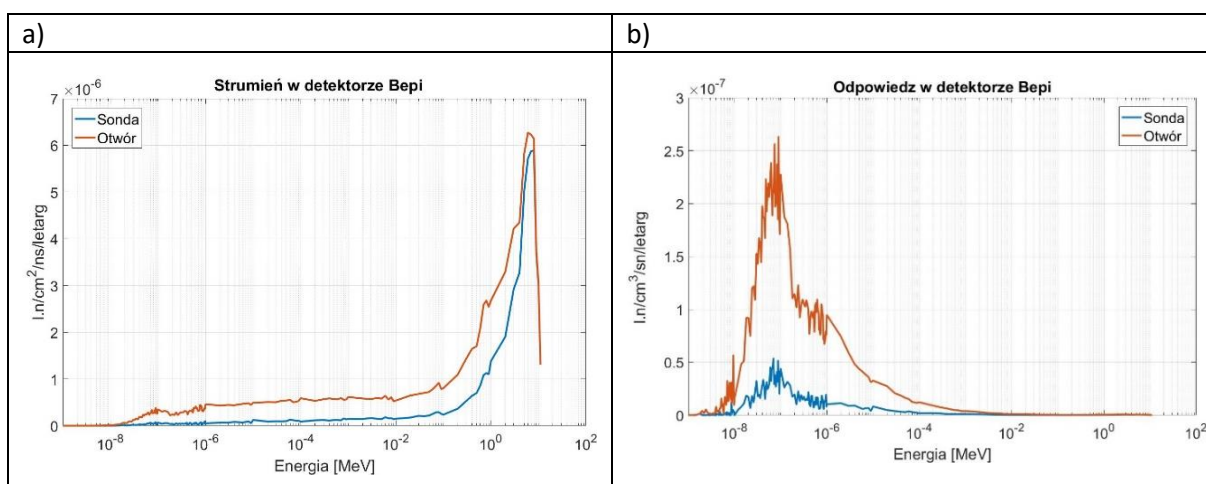
Rys. 5.3.4 i Rys. 5.3.5 przedstawiają efekt obecności otworu w stosunku do hipotetycznego pomiaru, gdy sonda jest umieszczona bezpośrednio w formacji skalnej (model M-1). Widmo energetyczne neutronów docierających do detektora Bter (Rys. 5.3.4a) składa się z widma neutronów powolnych (energie poniżej  $4 \cdot 10^{-7}$  MeV) docierających do detektora głównie z formacji skalnej poprzez otwór w osłonie kadmowej, oraz z wyżej energetycznego widma neutronów epitermicznych i neutronów częściowo spowolnionych. Odpowiedź detektora w głównej mierze wynika z detekcji neutronów powolnych (Rys. 5.3.4a – lewy fragment widma). Ważną informacją wynikającą z porównania odpowiedzi detektora Bter w warunkach idealnych (bez otworu) i rzeczywistych (sonda w otworze) jest fakt, że główny wkład w odpowiedź detektora Bter w obydwu przypadkach nie różni się jakościowo i bardzo niewiele – ilościowo. Spadek udziału neutronów epitermicznych w zliczeniach detektora Bter (Rys. 5.3.4b - prawa strona widma) można wręcz uznać za korzystny.

W przypadku detektorów epitermicznych (Bepi, Depi) kształt widma neutronów docierających do detektorów oraz widma neutronów zliczanych przez detektor jest taki sam w przypadkach pomiaru idealnego i rzeczywistego (Rys. 5.3.5 i Rys. 5.3.6). Obydwa detektory zliczają neutrony we właściwym fragmencie widma .

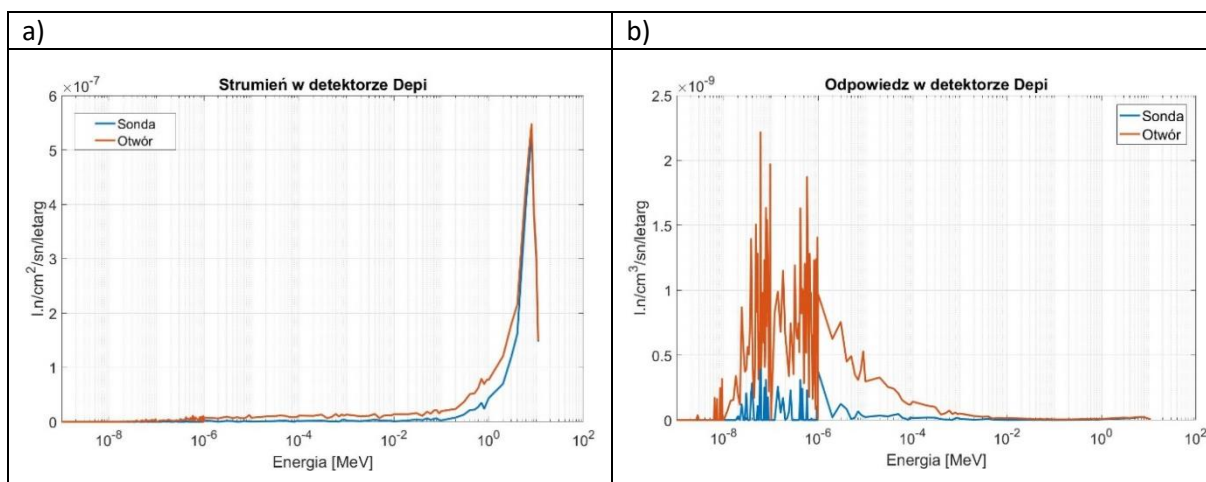
Należy pamiętać, że został przedstawiony konkretny przykład otworu o zadanej średnicy wypełnionego wodą. Jeżeli otwór będzie wypełniony płuczką o parametrach neutronowych silnie różniących się od parametrów dla wody, przedstawione zależności (w tym kształty widm) mogą być inne. Analiza widm neutronowych wynikających z obecności otworu może być przydatna w szczególnie trudnych przypadkach interpretacji pomiarów neutronowych.



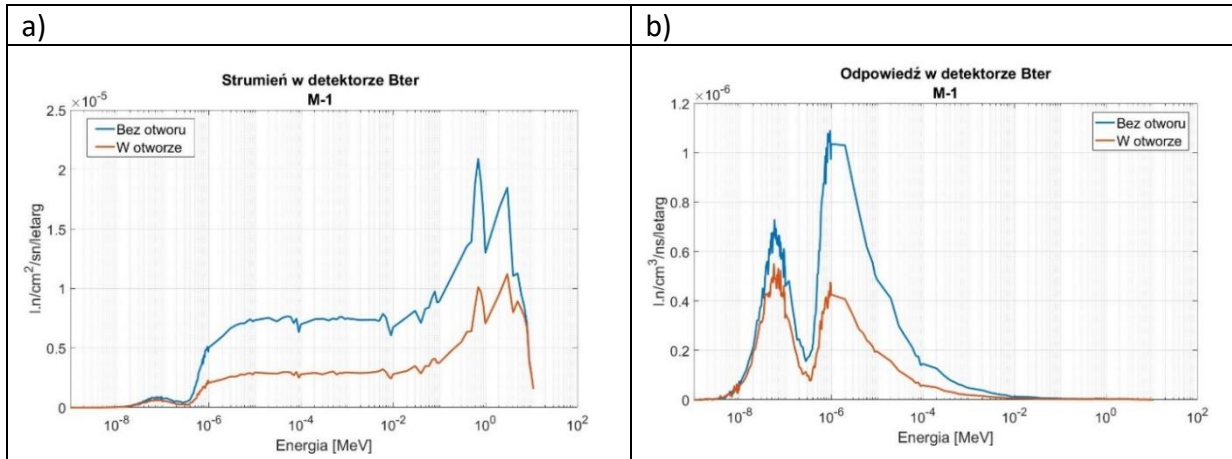
Rys. 5.3.1 Rozkład energetyczny (a) strumienia neutronów i (b) liczby reakcji w objętości czynnej detektora bliskiego termicznego Bter stanowiących tło sondy (krzywa niebieska) i tło otworu (krzywa brązowa).



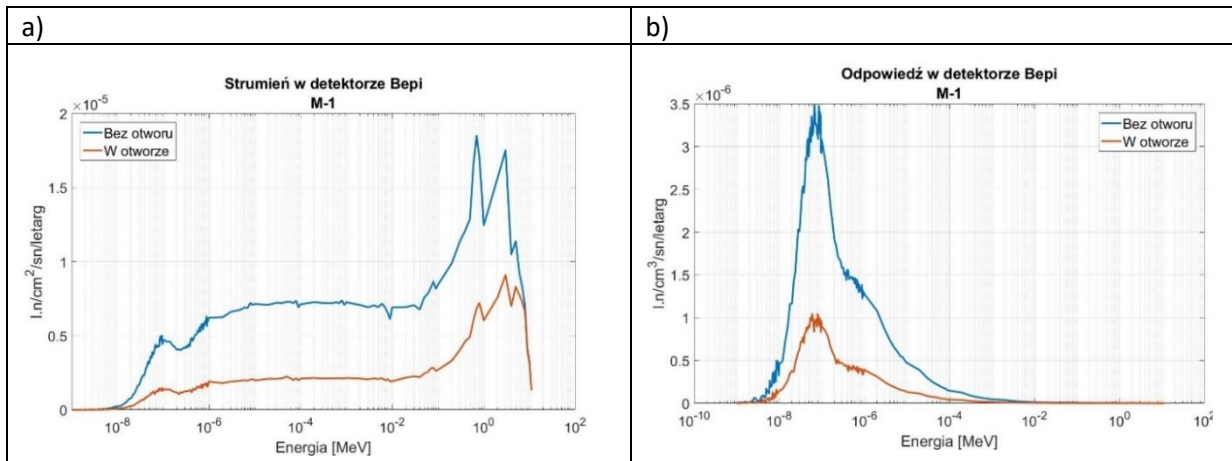
Rys. 5.3.2 Rozkład energetyczny (a) strumienia neutronów i (b) liczby reakcji w objętości czynnej detektora bliskiego epitermicznego Bepi stanowiących tło sondy (krzywa niebieska) i tło otworu (krzywa brązowa).



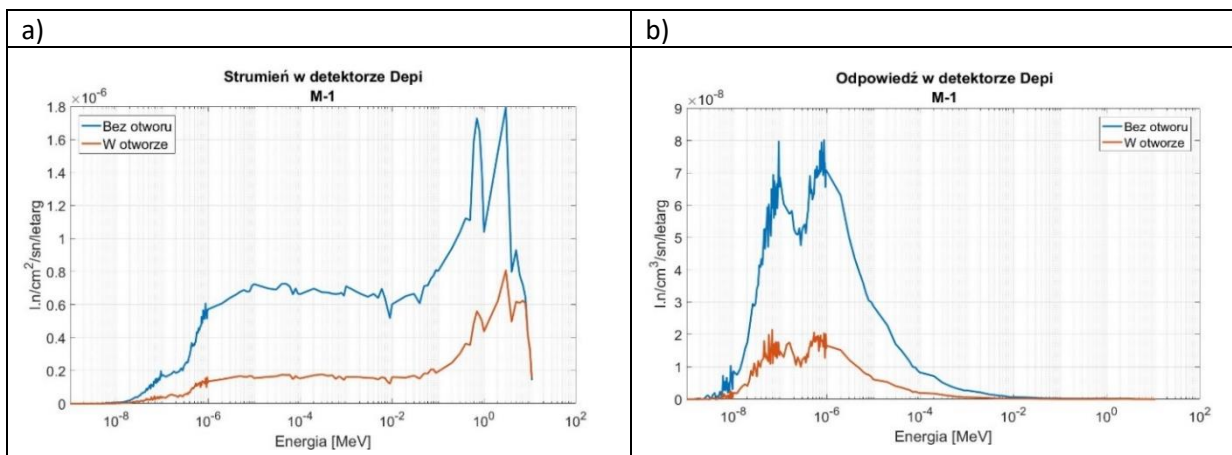
Rys. 5.3.3 Rozkład energetyczny (a) strumienia neutronów oraz (b) liczba reakcji w objętości czynnej detektora dalekiego Depi stanowiących tło sondy (krzywa niebieska) i tło otworu (krzywa brązowa).



Rys. 5.3.4 Rozkłady energetyczne (a) strumienia neutronów docierających do detektora Bter oraz (b) liczba reakcji w jego objętości czynnej dla hipotetycznego przypadku detektora umieszczonego w formacji skalnej M-1 (krzywe niebieskie) oraz dla rzeczywistych warunków pomiarowych (krzywe brązowe).



Rys. 5.3.5 Rozkłady energetyczne (a) strumienia neutronów docierających do detektora Bepi oraz (b) liczba reakcji w jego objętości czynnej dla hipotetycznego przypadku detektora umieszczonego w formacji skalnej M-1 (krzywe niebieskie) oraz dla rzeczywistych warunków pomiarowych (krzywe brązowe).



Rys. 5.3.6 Rozkłady energetyczne (a) strumienia neutronów docierających do detektora Depi oraz (b) liczba reakcji w jego objętości czynnej dla hipotetycznego przypadku detektora umieszczonego w formacji skalnej M-1 (krzywe niebieskie) oraz dla rzeczywistych warunków pomiarowych (krzywe brązowe).

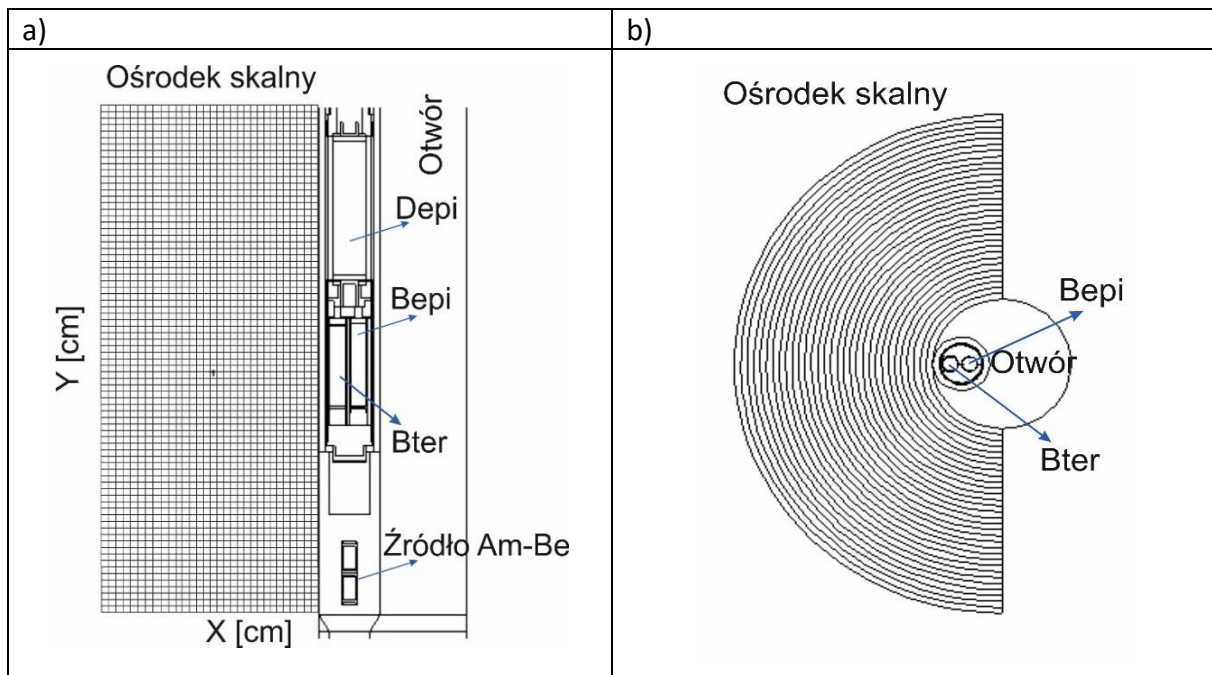
#### 5.4. Mapy zasięgu sondy w jednorodnych ośrodkach modelowych

Odpowiedź każdego z detektorów sondy NNTE można przedstawić w sposób wizualny w postaci tzw. mapy zasięgu radialnego [Wiącek, 2018]. Program MCNP dostarcza możliwość określenia, z jakiego obszaru ośrodka docierają do detektorów sondy neutrony, które zostają tam zaabsorbowane. Ten sposób pozwala na wyznaczenie zasięgu sondy, a także zobrazowanie obszaru, z którego docierają neutrony do konkretnego detektora. Wyniki tych obliczeń mogą być przedstawiane w postaci dwu- lub trójwymiarowych map pól neutronowych.

Liczba plików wejściowych dla jednej mapy uzależniona jest od wielkości obszaru, jaki ma ona obejmować. Mapy te powstają przy zastosowaniu tzw. tally  $f4$  (średni strumień neutronów w wyróżnionej objętości przestrzeni), w połączeniu z dwiema kartami:  $fm$  (*Tally Multiplier Card*) oraz  $cf$  (*Cell Flagging*). Zastosowanie *Tally  $f4$*  daje rozkład energii średniego strumienia neutronów w objętości danego detektora, dołożenie karty  $fm$  powoduje, że strumień ten jest całkowany z zależnym od energii przekrojem czynnym na daną reakcję (w tym przypadku jest to przekrój czynny na absorpcję neutronów w zderzeniach z jądrami atomów  $^3\text{He}$ ), co ostatecznie daje liczbę neutronów, które zostały zaabsorbowane w jednostce objętości detektora (liczbę impulsów). Dołożenie karty  $cf$  powoduje, że zliczane są tylko te neutrony które przybyły do detektora z wyznaczonego przez kartę obszaru. Jedna kombinacja tych trzech kart wyznacza jeden pixel mapy. Cała mapa, w przypadku ośrodków jednorodnych, obrazująca obszar wokół odwiertu, wymaga informacji z 2418 voxelów. W związku z tym, skonstruowanie mapy wymagało utworzenia 26 plików wejściowych programu MCNP (inputów). W jednym pliku wejściowym możliwe jest zobrazowanie do 100 voxelów takiej mapy.

Układ geometryczny do wyznaczania odpowiedzi detektorów sondy, powiązanych z poszczególnymi obszarami przestrzeni, został przedstawiony na Rys. 5.4.1. Mapa obejmuje przestrzeń ośrodka skalnego przylegającego do ściany otworu od „strony sondy”, jest to połowa walca o promieniu  $R = 40$  cm i wysokości  $H = 78$  cm. Wysokość walca pokrywa część długości sondy obejmującej obszar między źródłem a detektorem dalekim, Depi. Poszczególne elementy, piksele mapy, zostały zdefiniowane jako wydrążone połówki walca o grubości i wysokości równej 1 cm. Obszar wzdłuż otworu został podzielony na 78 elementów o wysokości 1 cm i na 31 elementów wzdłuż promienia, co właśnie daje 2418 elementów.



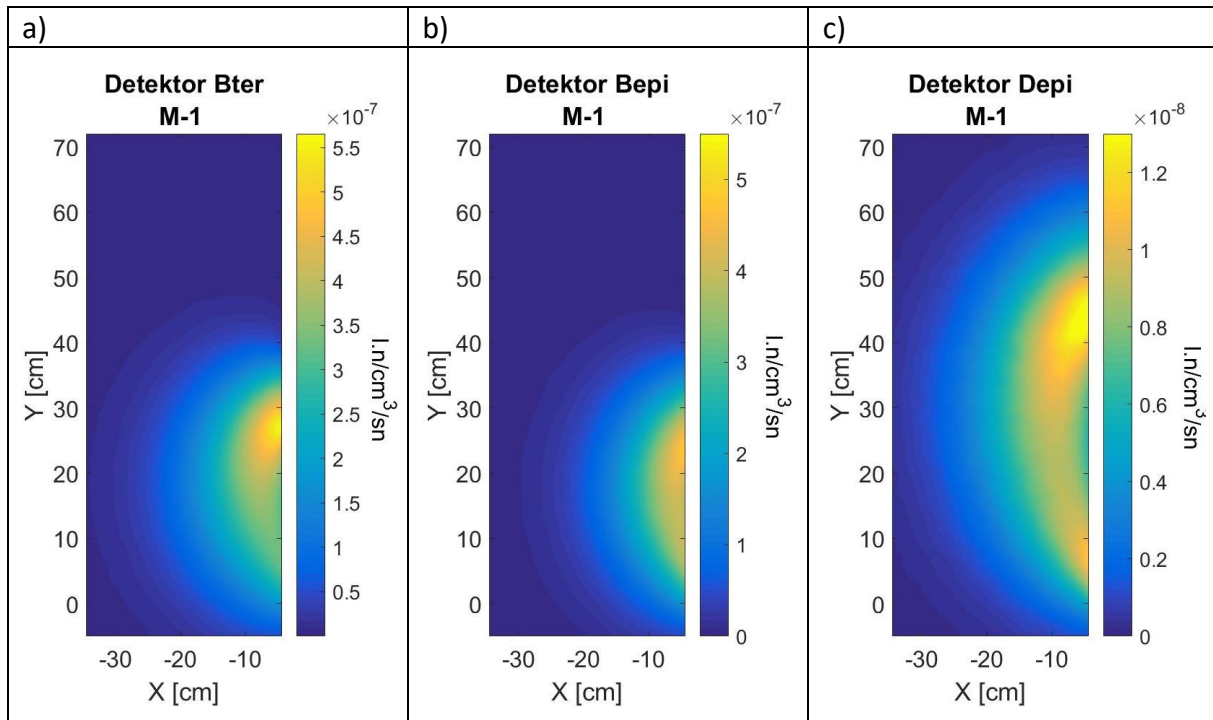


Rys. 5.4.1 Układ geometryczny do wyznaczania map zasięgu radialnego sondy NNTe: a) przekrój pionowy, b) przekrój poziomy.

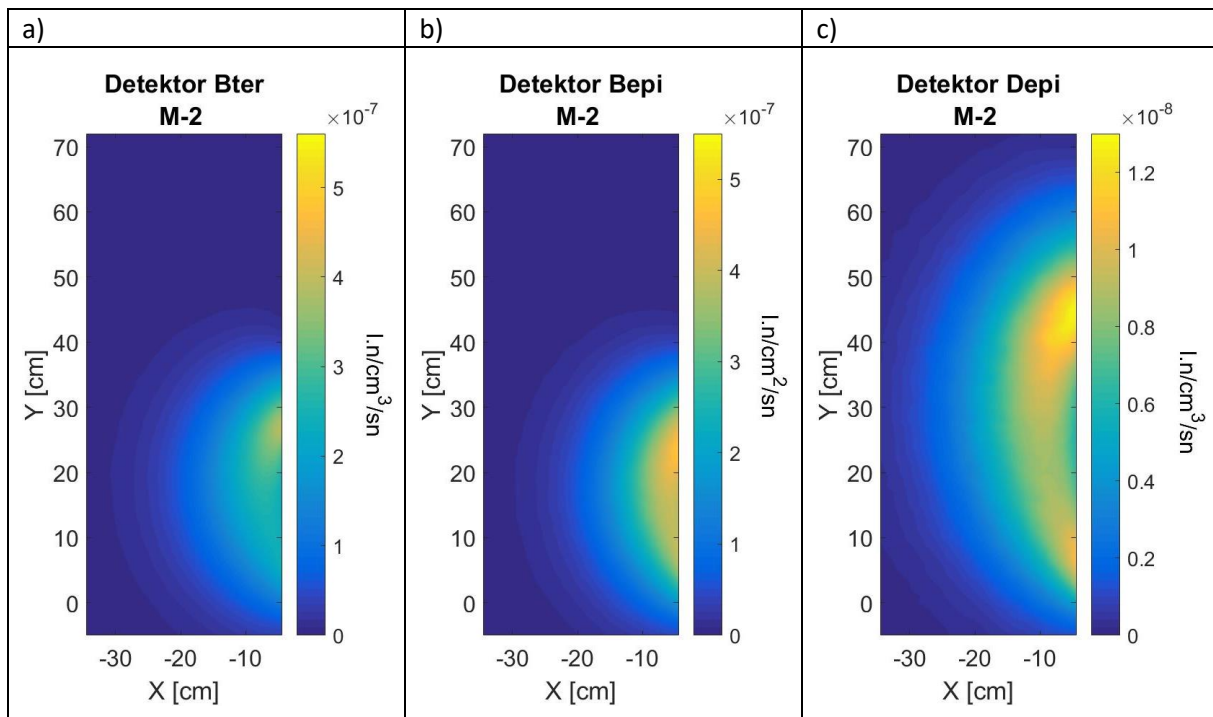
Przedstawione na Rys. 5.4.2 ÷ Rys. 5.4.7 mapy zasięgu radialnego dla poszczególnych detektorów sondy NNTe dla rozważanych ośrodków jednorodnych zostały wygenerowane w oparciu o pliki *mctal* – pliki wynikowe z programu MCNP, przy użyciu programu MATLAB [The MathWorks Inc., 2012], do którego w tym celu napisano dedykowane skrypty. Poszczególne kolory korespondują z liczbą neutronów zarejestrowanych w danym detektorze. Skala barw zmienia się od koloru ciemnoniebieskiego (najmniejsza liczba neutronów poprzez zielony aż do jasnożółtego (maksymalna liczba neutronów). Liczba absorpcji podawana jest w przeliczeniu na jeden neutron startujący ze źródła (sn).

Ośrodek skalny M-1 o niskiej porowatości (7.5%), a co za tym idzie dużej długości spowalniania oraz dyfuzji, ma mały przekrój czynny na absorpcję neutronów termicznych ( $\Sigma_{a\ mat} = 15$  c.u.; Tab. 5.1-1). Takie parametry ośrodka powodują, że całkowita liczba neutronów (zarówno termicznych jak i epitermicznych) docierających i zaabsorbowanych w objętości czynnej każdego z detektorów jest stosunkowo duża. Obserwujemy to poprzez dużą ilość żółtego koloru na Rys. 5.4.2. Taka kolorystyka oznacza, że dla tego przypadku stosunkowo duża liczba neutronów dociera do każdego z detektorów i jest w nim zaabsorbowana. Kiedy weźmiemy ośrodek o takiej samej porowatości, ale o większej absorpcji ( $\Sigma_{a\ mat} = 40$  c.u.) (M-2, Rys. 5.4.3), wtedy pomimo takich samych wartości długości spowalniania następuje zmniejszenie liczby neutronów termicznych w ośrodku, a tym samym mniejsza liczba neutronów termicznych jest w stanie dotrzeć do detektora Bter i być w nim zaabsorbowana.

Widać to poprzez zmianę kolorów w kierunku zielonego i niebieskiego na mapie zasięgu radialnego detektora termicznego (Rys. 5.4.3a). Na mapach zasięgu dla pozostałych dwóch detektorów nie obserwujemy znaczących różnic.

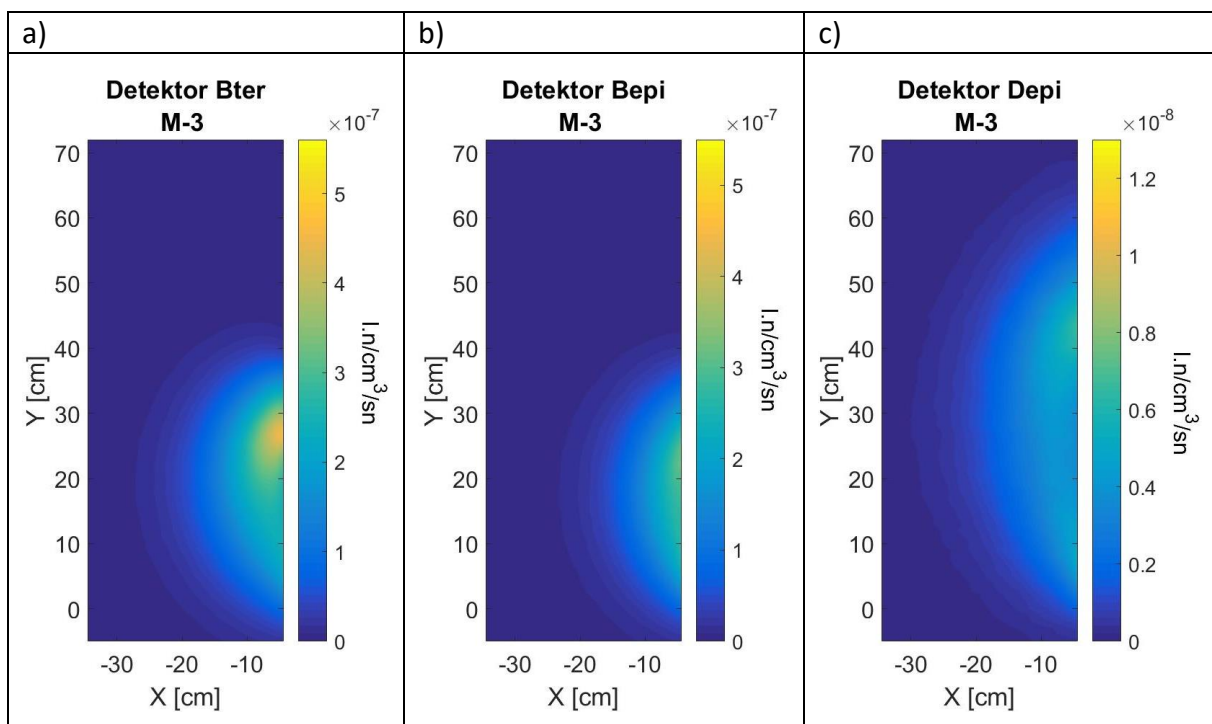


Rys. 5.4.2 Mapa zasięgów radialnych poszczególnych detektorów sondy NNTE: Bter, Bepi, Depi w ośrodku skalnym M-1 charakteryzującym się niską porowatością (7.5%) oraz małym makroskopowym przekrojem czynnym na absorpcję neutronów termicznych  $\Sigma_{a,mat} = 15$  c.u.



Rys. 5.4.3 Mapa zasięgów radialnych poszczególnych detektorów sondy NNTE: Bter, Bepi, Depi w ośrodku skalnym M-2 charakteryzującym się niską porowatością (7.5%) oraz dużym makroskopowym przekrojem czynnym na absorpcję neutronów termicznych  $\Sigma_{a,mat} = 40$  c.u.

Ośrodek skalny M-3 ma większą porowatość (20%) w porównaniu z ośrodkami: M-1 i M-2, czyli ma większą ilość porów wypełnionych wodą, co powoduje mniejszą długość spowalniania neutronów w takim ośrodku. Dodatkowo ośrodek ten charakteryzuje się niższym przekrojem czynnym na absorpcję neutronów termicznych ( $\Sigma_{a\text{ mat}} = 15$  c.u.). Te parametry powodują, że w takim ośrodku, będącym lepszym moderatorem, powstaje więcej neutronów termicznych oraz zmniejsza się liczba neutronów o energiach powyżej energii termicznych. Powoduje, to zmianę w liczbie neutronów docierających do poszczególnych detektorów, co obserwujemy poprzez zmianę kolorów na mapach ich zasięgów (Rys. 5.4.4). Dla detektora bliskiego termicznego obserwujemy mniej koloru żółtego niż w ośrodku M-1, ale więcej niż w ośrodku M-2. W przypadku pozostałych detektorów skala barw przesuwana jest w kierunku zieleni i niebieskiego, co oznacza spadek liczby reakcji w detektorze.



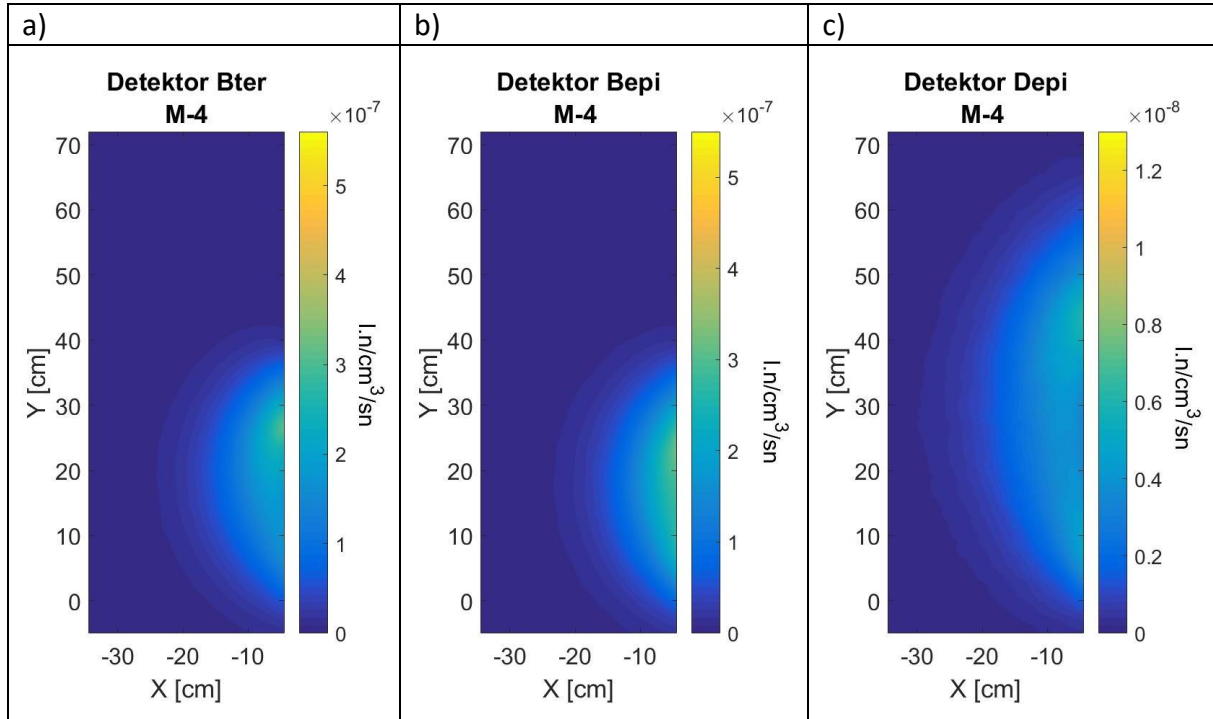
Rys. 5.4.4 Mapa zasięgów radialnych poszczególnych detektorów sondy NNTE: Bter, Bepi, Depi w ośrodku skalnym M-3, charakteryzującym się średnią porowatością (20%) oraz średnim makroskopowym przekrojem czynnym na absorpcję neutronów termicznych  $\Sigma_{a\text{ mat}} = 15$  c.u.

Ośrodek skalny M-4 jest bardzo dobrym absorbentem oraz średnim moderatorem, charakteryzuje się średnią porowatością (20%) oraz wysoką wartością makroskopowego przekroju czynnego na absorpcję neutronów termicznych ( $\Sigma_{a\text{ mat}} = 40$  c.u.). Parametry tego ośrodka powodują, że liczba powstających neutronów termicznych jest taka sama, jak w ośrodku M-3, jednak na skutek wysokiej absorpcji liczba neutronów docierających i rejestrowanych w detektorze bliskim termicznym jest zauważalnie mniejsza. Kolorystyka na Rys. 5.4.5 wyraźnie przesuwana jest w kierunku koloru granatowego.

Kolejny analizowany ośrodek - M-5 charakteryzuje niewielka absorpcja matrycy skalnej (15 c.u.) oraz bardzo wysoka porowatość (45%), a co za tym idzie stosunkowo duża ilość wody wypełniającej pory, która podnosi efektywny przekrój czynny absorpcji do 18.26 c.u. Ośrodek

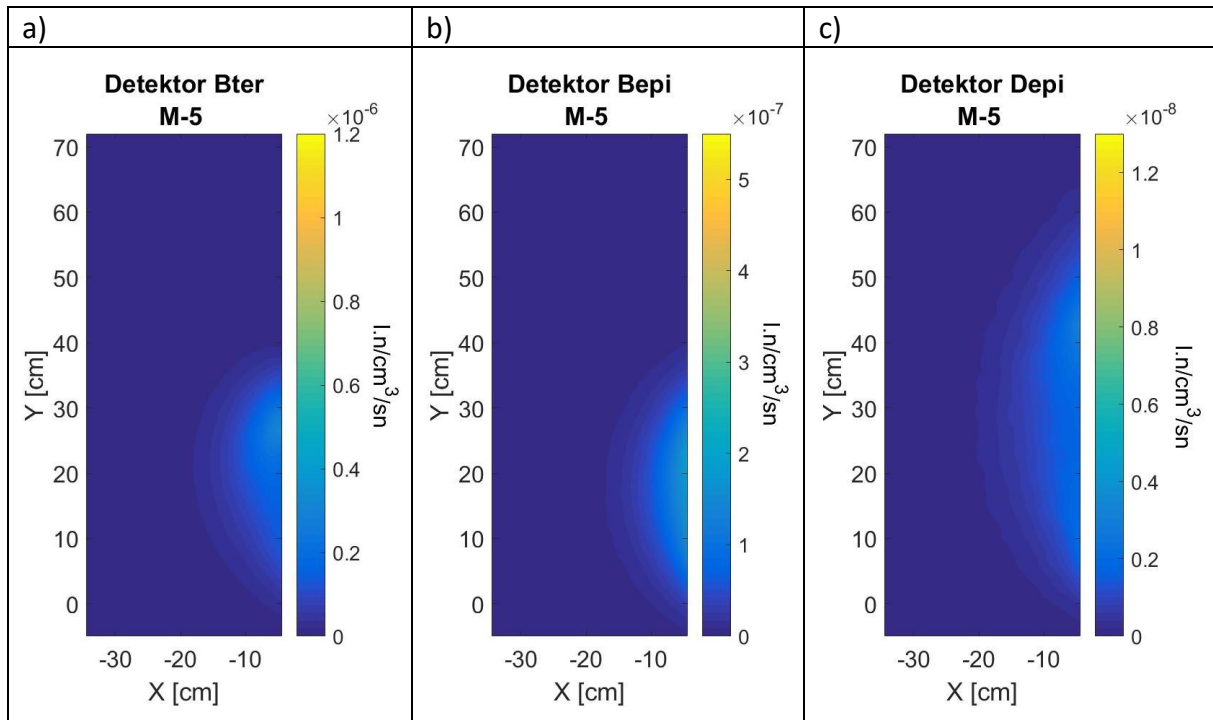


ten jest słabym absorbentem neutronów termicznych oraz bardzo dobrym moderatorem, o długości spowalniania znacznie mniejszej niż w przypadku ośrodków: M-1, M-2 i M-4. Na mapach (Rys. 5.4.6) występuje dalsze przesuwanie skali barw w kierunku koloru granatowego. Ze względu na bardzo wysoką porowatość neutrony prędkie skuteczniej ulegają spowalnianiu i liczba neutronów rejestrowanych przez detektory epitermiczne spada, co da się zauważyć na mapie ich zasięgów (Rys. 5.4.6).

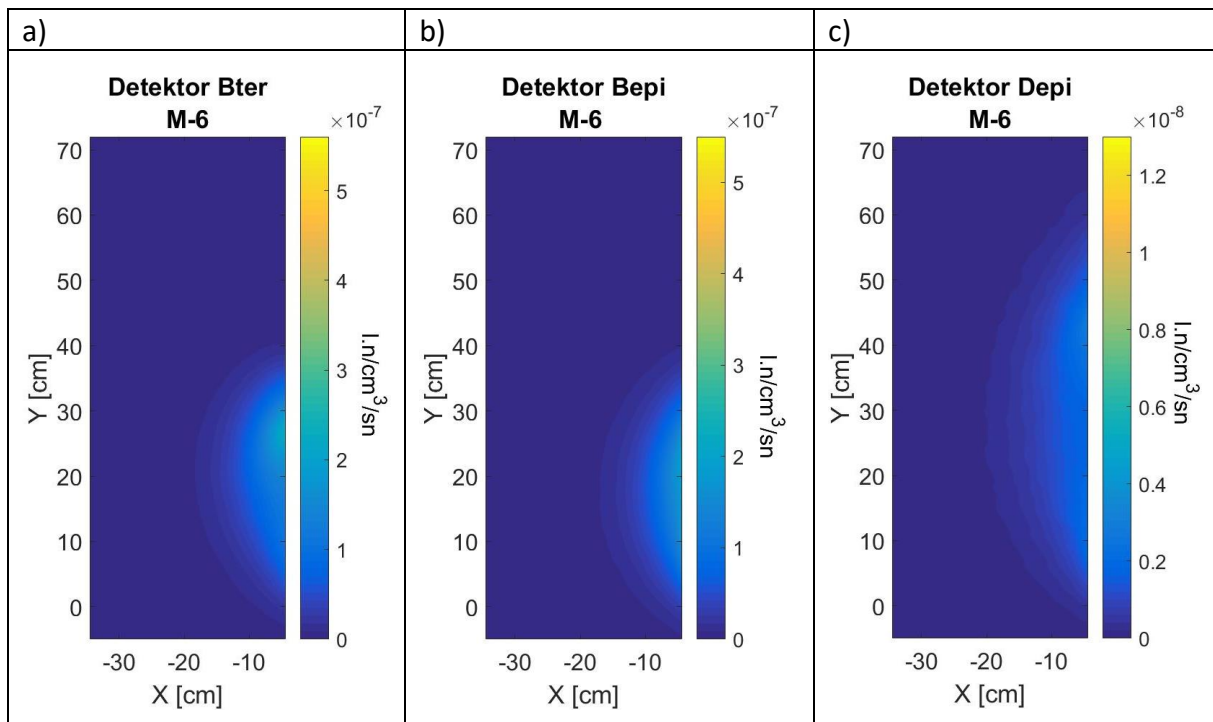


Rys. 5.4.5 Mapa zasięgów radialnych poszczególnych detektorów sondy NNTE: Bter, Bepi, Depi w ośrodku skalnym M-4 charakteryzującym się średnią porowatością (20%) oraz wysokim makroskopowym przekrojem czynnym na absorpcję neutronów termicznych  $\Sigma_{a, \text{mat}} = 40$  c.u.

Na Rys. 5.4.7 przedstawiono rozkład przestrzenny neutronów docierających do detektorów dla ośrodka, który jest bardzo dobrym moderatorem i absorbentem neutronów (M-6). Ośrodek ten charakteryzuje bardzo wysoka porowatość (45%), czyli obecność znacznej ilości wody, co determinuje mniejszą długość spowalniania w stosunku do ośrodka skalnego M-1 oraz bardzo wysoki przekrój czynny absorpcji neutronów termicznych ( $\Sigma_{a, \text{mat}} = 40$  c.u.). Takie parametry powodują, że liczba neutronów, zarówno termicznych jak i epitermicznych, docierających do detektorów jest bardzo mała ( Tab. 5.2-1). Przykład ten warto porównać z rozkładem pól neutronowych dla przypadku ośrodka M-2 (niska porowatość i równie wysoki przekrój czynny absorpcji neutronów termicznych), oraz z ośrodkiem M-1 (niska porowatość, niski przekrój czynny absorpcji). Takie rozkłady przedstawiono dla ośrodka M-1 na Rys. 5.4.2 i dla ośrodka M-2 na Rys. 5.4.3.



Rys. 5.4.6 Mapa zasięgów radialnych poszczególnych detektorów sondy NNTE: Bter, Bepi, Depi w ośrodku skalnym M-5 charakteryzującym się: wysoką porowatością (45%) oraz niskim makroskopowym przekrojem czynnym na absorpcję neutronów termicznych  $\Sigma_{a, \text{mat}} = 15$  c.u.



Rys. 5.4.7 Mapa zasięgów radialnych poszczególnych detektorów sondy NNTE: Bter, Bepi, Depi w ośrodku skalnym M-6 charakteryzującym się wysoką porowatością (45%) oraz dużym makroskopowym przekrojem czynnym na absorpcję neutronów termicznych  $\Sigma_{a, \text{mat}} = 40$  c.u.

Przedstawiona metoda wizualizacji pola neutronowego pokazuje, z których obszarów wokół sondy i w jakich ilościach neutrony docierają do poszczególnych jej detektorów i są tam rejestrowane.

## 6. Profilowania neutronowe w asymetrycznych formacjach cienkowarstwowych o modelowej macierzy skalnej

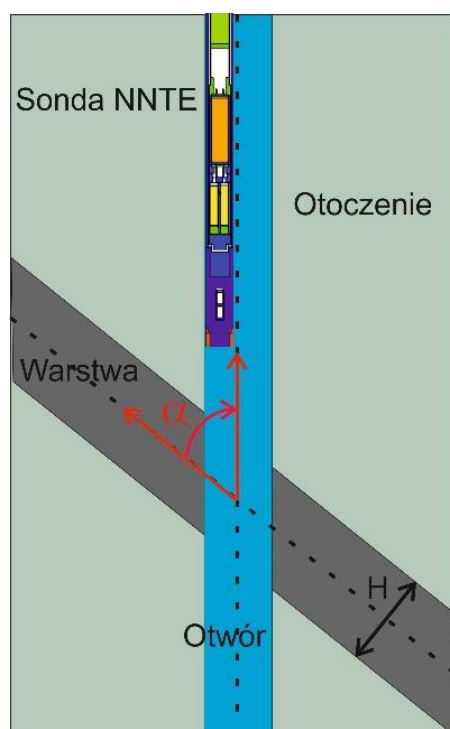
Praktycznie nie ma możliwości rozwiązania analitycznego równań transportu neutronów w otworowej geometrii cylindrycznej z warstwą nachyloną pod różnymi kątami w stosunku do osi otworu. Już przypadek, gdy sonda znajduje się w pobliżu granicy dwóch warstw o dużej miąższości (w porównaniu z odległością źródło – detektor), stwarza trudności w opisie analitycznym odpowiedzi sondy. Trudności te zwiększają się znacznie, gdy profilowanie obejmuje warstwy o skończonej miąższości (grubości). Metody numeryczne pozwalają na symulacje odpowiedzi sondy w takich skomplikowanych przypadkach, a tym samym na badanie wpływu różnych parametrów na przebieg rejestrowanych krzywych (anomalii).

Model sondy, który jest jednym z elementów danych wejściowych do obliczeń numerycznych, jest układem złożonym z wielu elementów. Symulacja rzeczywistego ruchu sondy w otworze wymagałaby zmiany jej położenia, a to związane jest z ruchem wszystkich jej elementów. Dla istoty problemu jak i samych obliczeń nie ma znaczenia, czy sonda porusza się w dół czy też warstwy przesuwają się do góry. W związku z uproszczeniem procedury obliczeniowej w modelowanym przypadku zmiana położenia sondy, oznaczająca jej ruch w górę, sprowadza się do ruchu warstw ośrodka w dół. Tak zdefiniowany układ współrzędnych jest układem własnym sondy, w którym jest ona nieruchoma, a zmienia się położenie warstw. W celu określenia położenia sondy ważne jest zdefiniowanie parametru, który będzie określał w sposób jednoznaczny położenie sondy względem warstw ośrodka skalnego. Za punkt charakterystyczny dla sondy przyjęty został środek źródła, a dla modelu skalnego dolna granica warstwy. Położenie sondy oznacza odległość pomiędzy tymi dwoma charakterystycznymi punktami, lub inaczej jest to głębokość, na jakiej znajduje się źródło sondy względem dolnej granicy warstwy.

Z punktu widzenia obliczeń numerycznych MCNP, zagadnienie to sprowadza się do wyznaczenia jednowymiarowych funkcji, którymi są odpowiedzi poszczególnych detektorów sondy w określonym ośrodku skalnym. Cały układ można scharakteryzować poprzez parametry geometryczne, takie jak kształt oraz wymiary poszczególnych elementów oraz fizyczne, określające właściwości poszczególnych materiałów (skład chemiczny, gęstość) jak również parametry związane z samą procedurą obliczeniową. Przeprowadzone symulacje numeryczne są w pełni wiarygodnym odpowiednikiem rzeczywistego eksperymentu.

Dla potrzeb badania wpływu specyficznych parametrów neutronowych i geometrycznych warstw o określonej grubości, nachylonych do osi otworu pod różnymi kątami na odpowiedź sondy neutronowej została zbudowana obszerna baza kilkuset wysymulowanych komputerowo odpowiedzi detektorów modelowej sondy NNTE. Szczegółowe dane dotyczące zastosowanych procedur i modelowań Monte Carlo znajdują się w opracowaniach [Wiącek, 2011a], [Wiącek, 2011b], [Wiącek, 2012], a bazowe przebiegi odpowiedzi zawiera praca [Woźnicka i in., 2012]. Dostęp do bazy danych jest otwarty dla użytkowników po skontaktowaniu się z autorami.

Modelowy profil geologiczny obejmujący cieką warstwę był formowany w ten sposób, że do omówionych w Rozdziale 5 zdefiniowanych jednorodnych ośrodków skalnych wprowadzane było zaburzenie w postaci cienkiej warstwy o określonej grubości ( $H$ ) i określonym kącie nachylenia do osi otworu ( $\alpha$ ). Analizowane były kombinacje następujących przypadków: grubość warstwy  $H = 5, 15, 25$  i  $50$  cm; kąt nachylenia warstwy do osi otworu  $\alpha = 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$  i  $90^\circ$ , porowatość ośrodka 7.5%, 20% i 45%, makroskopowy przekrój czynny na absorpcję neutronów termicznych matrycy modelu skały: 15 c.u. i 40 c.u. Efektywne przekroje czynne zależały oczywiście od porowatości nasyconych wodą modeli skał M-1 ÷ M-6 (Tab. 5.1-1). Układ geometryczny wykorzystany do analiz przedstawia Rys. 6.1.



Rys. 6.1 Schemat układu geometrycznego ośrodka skalnego z zaburzeniem w postaci cienkiej warstwy o określonej grubości  $H$  i określonym kącie nachylenia do osi otworu  $\alpha$ .

Wykonane zostały modele komputerowe otworu wypełnionego wodą wraz z sondą NNTE przylegającą do ściany oraz otaczającą formacją skalną, dla różnych kombinacji wymienionych parametrów, a następnie przeprowadzono symulacje odpowiedzi detektorów w poszczególnych położeniach sondy wzdłuż otworu. W ten sposób otrzymano krzywe odpowiedzi każdego z detektorów sondy w modelowym ośrodku skalnym. W przypadku modelowania komputerowego cała geometria pomiarowa musi posiadać skończone i określone rozmiary. Dla potrzeb modelowań układ pomiarowy był tak zaprojektowany, aby ośrodek otaczający zadaną cieką warstwę można było traktować jako nieskończony z punktu widzenia transportu neutronów, z uwzględnieniem warunków granicznych: z otworem i z cieką warstwą. Również każda cienka warstwa charakteryzowała się nieskończoną długością wzdłuż linii upadu. Oznacza to, że zaprojektowane modele obliczeniowe były na tyle duże, aby można było prześledzić pełną historię każdego neutronu od opuszczenia przez niego

źródła aż do wychwytu przez jądro ośrodka, czy detektora. Takie założenie zapewniało, że wszystkie zmiany kształtu i amplitudy anomalii oraz efekty graniczne pomiędzy cienką warstwą a jej otoczeniem były spowodowane wyłącznie różnicą parametrów pomiędzy graniczącymi ośrodkami, grubością i kątem nachylenia cienkiej warstwy do osi otworu.

Tak obszernej bazy wyników nie da się uzyskać na żadnym fizycznie zbudowanym stanowisku pomiarowym. Zbudowanie analogicznych zestawów krzywych dla innych parametrów sondy, otworu czy formacji skalnych niż te, które zostały zaprezentowane w niniejszej monografii, jest oczywiście w zasięgu numerycznych metod komputerowych, bez wygórowanych wymagań dla mocy obliczeniowych współczesnych komputerów.

Poniżej przedstawiono wpływ grubości i kąta nachylenia warstwy w stosunku do osi otworu oraz wpływ wzajemnych parametrów neutronowych warstwa – otoczenie na przebieg anomalii dla kilku wybranych przykładów warstw o skończonej miąższości.

### 6.1. Efekt grubości warstwy prostopadłej do osi otworu

Budowa sondy neutronowej wprowadza asymetrię pomiarową, wynikającą z wzajemnego położenia źródła i układu detektorów. Efekt ten nie jest istotny w przypadku prowadzenia profilowania w jednorodnej, grubej warstwie, jak np.: w układzie geometrycznym stanowiska kalibracyjnego w Zielonej Górze (Rys. 4.1.6). W przypadku, gdy sonda napotyka granicę dwóch warstw, to w początkowej fazie przesuwu sondy detektor odbiera sygnał znajdując się już w obszarze kolejnej warstwy, podczas gdy źródło neutronowe znajduje się jeszcze na poziomie poprzedniej warstwy. Sygnał docierający do detektora pochodzi więc z obszaru dwóch warstw. Jeżeli warstwa jest cieńsza niż odległość źródło – detektor, to na przebieg całej krzywej (anomalii) od cienkiej warstwy mają wpływ parametry neutronowe obydwu graniczących ośrodków. Kształt rejestrowanej anomalii zależy zarówno od grubości warstwy, różnicy parametrów neutronowych pomiędzy warstwą a jej otoczeniem, a także od kroku profilowania. We wszystkich przypadkach symulacji MCNP krok profilowania  $k$  wynosił 5 cm.

Poniżej przeanalizowano przebieg anomalii pochodzących od warstwy o grubości  $H = 5, 15, 25$  i 50 cm. W każdym przypadku warstwa zbudowana jest z modelu skalnego M-6 i otoczona modelem M-1 (Tab. 5.1-1). Granice warstw są prostopadłe do osi otworu ( $\alpha = 90^\circ$ ). W rzeczywistych warunkach sonda przesuwa się „od dołu ku górze”, co na wszystkich prezentowanych w tym rozdziale rysunkach odpowiada ruchowi sondy od strony lewej (ujemne wartości) do prawej (dodatnie wartości) osi poziomej. Na osi poziomej „Położenie detektora względem warstwy,  $z$ ” oznacza odległość pomiędzy środkiem danego detektora a początkiem warstwy (dolną granicą warstwy). Tak więc ujemne wartości na osi poziomej oznaczają, że środek danego detektora znajduje się poniżej dolnej granicy warstwy a wartości dodatnie, że znajduje się powyżej. W tym układzie początek warstwy znajduje się przy  $x = 0$ .

Do momentu, kiedy zarówno detektor jak i źródło znajdują się poniżej warstwy, odpowiedź detektorów odpowiada ich odpowiedzi w ośrodku jednorodnym złożonym ze skały otoczenia (M-1). W miarę zbliżania się do dolnej granicy warstwy zaczyna ona mieć coraz większy wpływ

na odpowiedź detektorów. Kiedy warstwa jest na tyle gruba, że zarówno detektor jak i źródło znajdują się wewnątrz jej granic odpowiedź detektora osiąga wartość, jaką ma w ośrodku jednorodnym złożonym ze skały warstwy. Sytuacja taka występuje tylko dla warstwy o grubości 50 cm i tylko dla detektorów bliskich, co widać na Rys. 6.1.1.

Idealny przebieg profilowania warstwy o skończonej grubości przebiega w ten sposób, że dany punkt pomiarowy zbiera informację z warstewki o grubości kroku pomiarowego  $k$ . Jeżeli warstewka o grubości  $k$  obejmuje obszar warstwy (tu: M-6), to częstość zliczeń detektora powinna być równa bazowej częstości zliczeń dla tego materiału (tu: dla M-6  $B_{ter} = 396 \pm 4$  imp/s) i analogicznie, jeśli warstewka obejmuje obszar materiału otoczenia (tu: dla M-1  $B_{ter} = 944 \pm 5$  imp/s). Jeżeli warstewka obejmuje swoim zasięgiem granice warstw, to za częstość zliczeń przyjmuje się odpowiednią wartość ważoną, wynikającą z odpowiednich udziałów warstwy i otoczenia. Częstości zliczeń detektorów w takich granicznych warstewkach obliczono posługując się rozwiązaniami z pracy [Woźnicka i in., 2012], gdzie przyjęto następujące aproksymacje:

- dla detektora Bter:

$$I_{gran}^{Bter} = \exp[F \ln(I_1^{Bter}) + (1 - F) \ln(I_2^{Bter})], \quad (6.1.1)$$

gdzie  $F$  jest frakcją, czyli udziałem pierwszego ośrodka w warstewce granicznej o bazowej częstości zliczeń  $I_1^{Bter}$ , a  $(1 - F)$  jest udziałem drugiego ośrodka charakteryzującego się częstością zliczeń  $I_2^{Bter}$ ,

- dla detektorów epitermicznych Bepi i Depi:

$$I_{gran}^{Bepi} = [F(I_1^{Bepi})^{-w} + (1 - F)(I_2^{Bepi})^{-w}]^{-1/w}, \quad (6.1.2)$$

gdzie  $w = 3.0657$ ,

$$I_{gran}^{Depi} = [F(I_1^{Depi})^{-w} + (1 - F)(I_2^{Depi})^{-w}]^{-1/w}, \quad (6.1.3)$$

gdzie  $w = 1.7267$ .

Przykładowe wyniki liczbowe wysymulowanych i idealnych częstości zliczeń w detektorze Bter dla omawianego przypadku przedstawia Tab. 6.1-1. Dane te zostały wzięte ze wspomnianej powyżej bazy danych modelowań MCNP. Wykresy pokazujące anomalie rejestrowane poszczególnymi detektorami sondy NNTE dla różnej grubości warstwy M-6 otoczonej obustronnie ośrodkiem modelowym M-1 zostały przedstawione na Rys. 6.1.1 ÷ Rys. 6.1.3, odpowiednio dla: Bter, Bepi i Depi. Wszystkie wykresy przedstawiają sytuację, kiedy warstwa jest prostopadła do osi otworu ( $\alpha = 90^\circ$ ). Krzywe punktowe wyznaczają symulacje MCNP, linie ciągłe odpowiadają profilom idealnym, natomiast poziome linie przerywane wyznaczają odpowiedź detektora w danym ośrodku jednorodnym, nieskończonym.

Dla wszystkich grubości warstw obserwuje się asymetrię kształtu anomalii (rozciągnięcie prawego zbocza), która wynika z rozstawu źródło – detektor (tu: dla detektorów bliskich: 31 cm, dla detektora dalekiego: 54.5 cm). Dla detektorów bliskich efekt rozciągnięcia anomalii

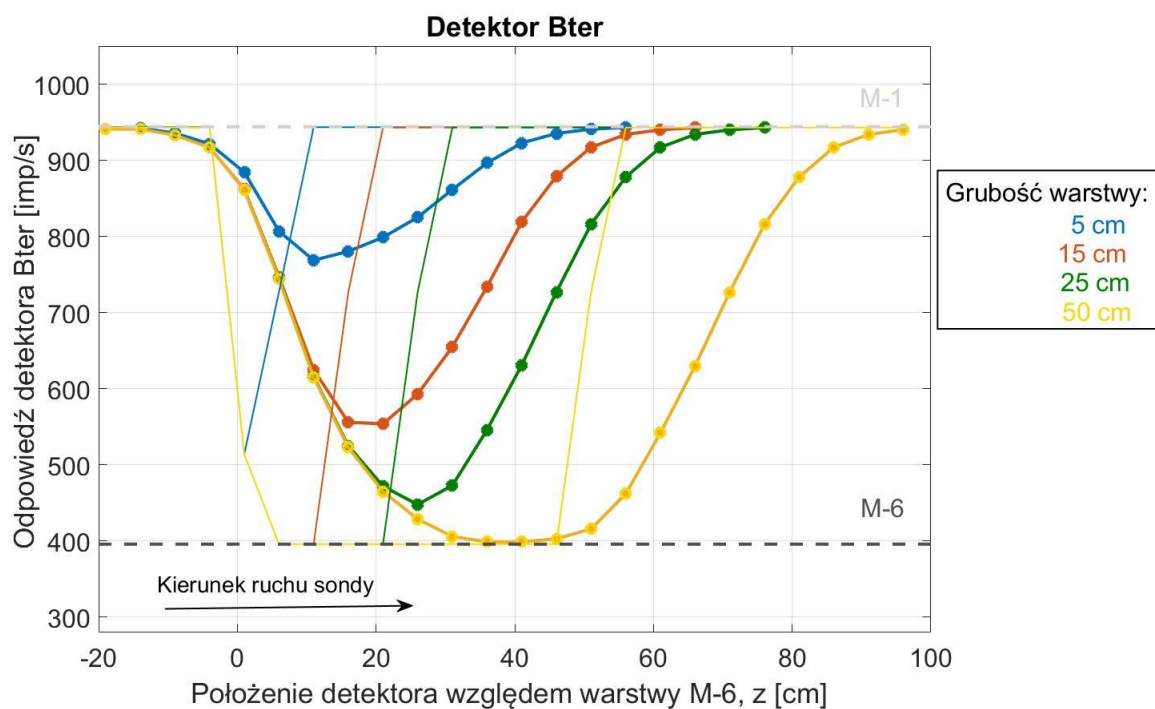
jest podobny, dla detektora dalekiego – zdecydowanie większy. Również charakterystyczne jest obniżenie amplitudy anomalii dla grubości warstwy w zakresie 5 – 25 cm w stosunku do wartości bazowej dla materiału M-6. Dopiero w warstwie o grubości 50 cm anomalia osiąga amplitudę właściwą dla ośrodka M-6, gdyż w tym przypadku, na pewnej długości profilu, zarówno detektor jak i źródło znajdują się jednocześnie w obszarze warstwy M-6.

Przebiegi anomalii oczywiście zależą od parametrów neutronowych matrycy skalnej, porowatości, wypełnienia porów, a także warunków w otworze, jednak tendencja zmian kształtu anomalii w zależności od grubości warstwy pozostaje taka, jak na przedstawionym przykładzie.

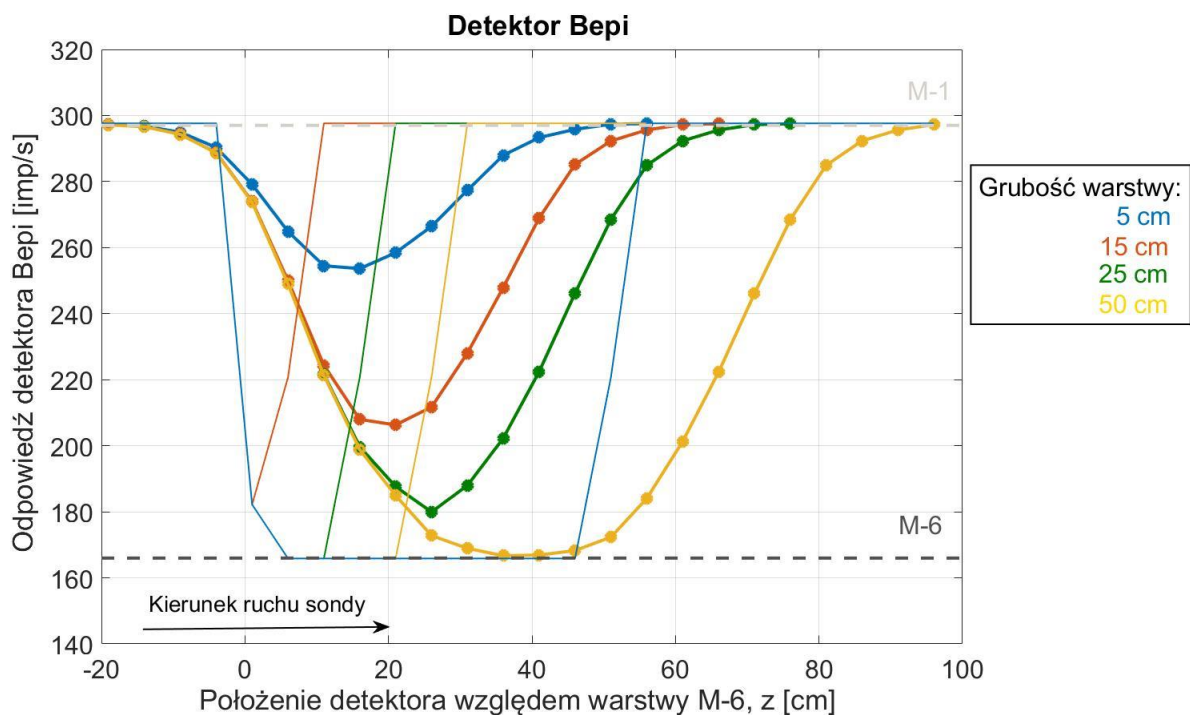


Tab. 6.1-1 Wyniki częstości zliczeń detektora Bter [imp/s] wzdłuż otworu przeciętego warstwą modelową M-6, prostopadłą do jego osi, o różnych grubościach  $H$ , graniczącą obustronnie z modelową formacją M-1, wysymulowane numerycznie (MCNP) oraz anomalie idealne ( $k = 5$  cm).

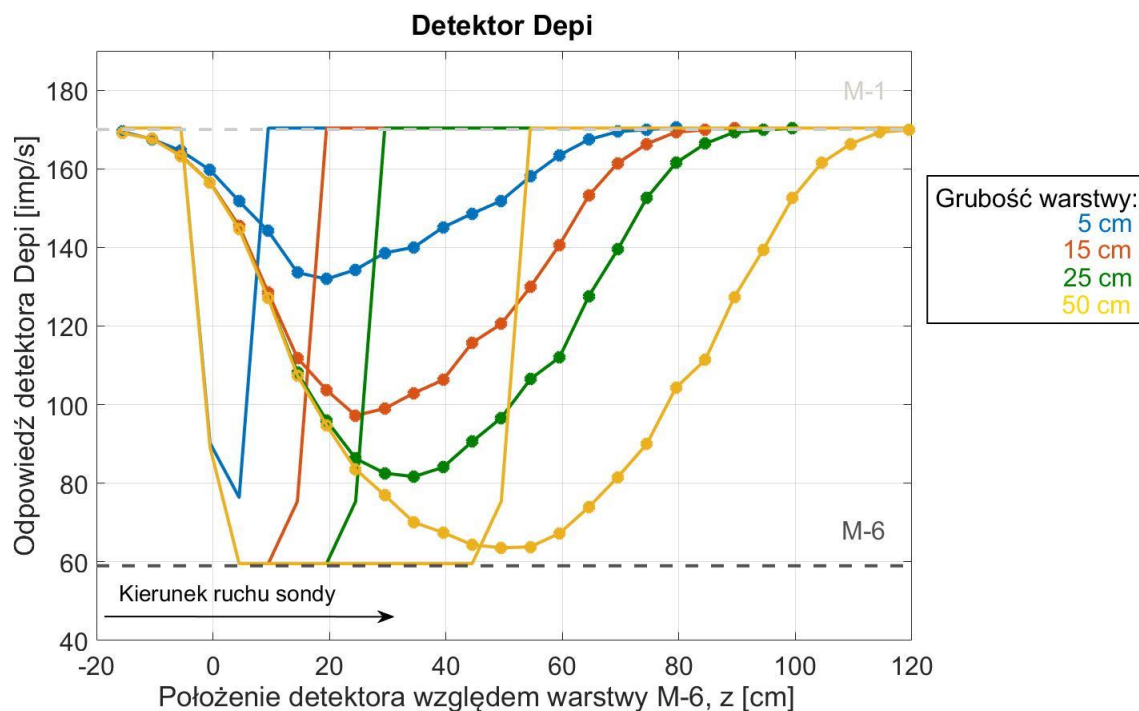
z [cm]	H = 5 cm		H = 15 cm		H = 25 cm		H = 50 cm	
	Częstość zliczeń rzeczywista (wg MCNP) [imp/s]	Częstość zliczeń idealna [imp/s]	Częstość zliczeń rzeczywista (wg MCNP) [imp/s]	Częstość zliczeń idealna [imp/s]	Częstość zliczeń rzeczywista (wg MCNP) [imp/s]	Częstość zliczeń idealna [imp/s]	Częstość zliczeń rzeczywista (wg MCNP) [imp/s]	Częstość zliczeń idealna [imp/s]
-39	943	943	943	943	943	943	943	943
-34	943	943	943	943	943	943	943	943
-29	943	943	943	943	943	943	943	943
-24	943	943	943	943	943	943	943	943
-19	941	943	941	943	941	943	941	943
-14	942	943	941	943	941	943	941	943
-9	936	943	933	943	933	943	933	943
-4	921	943	917	943	917	943	917	943
1	884	514	862	514	861	514	861	514
6	807	727	747	396	745	396	744	396
11	769	943	625	396	616	396	615	396
16	780	943	556	727	525	396	523	396
21	799	943	554	943	472	396	465	396
26	825	943	593	943	448	727	429	396
31	862	943	655	943	473	943	406	396
36	896	943	734	943	546	943	399	396
41	923	943	819	943	631	943	399	396
46	935	943	879	943	727	943	403	396
51	941	943	917	943	816	943	416	727
56	943	943	934	943	878	943	462	943
61			940	943	917	943	542	943
66			943	943	934	943	630	943
71					940	943	727	943
76					943	943	816	943
81							878	943
86							917	943
91							934	943
96							940	943
101							943	943



Rys. 6.1.1 Anomalie rejestrowane detektorem Bter dla różnej grubości warstwy M-6 otoczonej obustronnie ośrodkiem modelowym M-1.



Rys. 6.1.2 Anomalie rejestrowane detektorem Bepi dla różnej grubości warstwy M-6 otoczonej obustronnie ośrodkiem modelowym M-1.



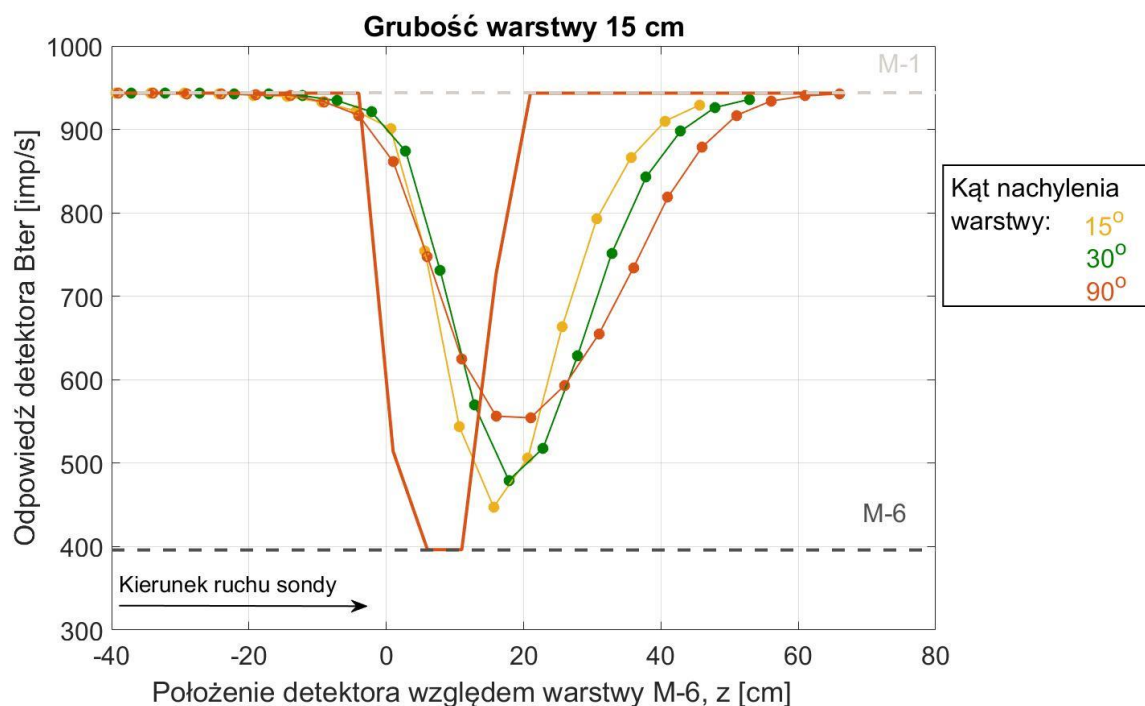
Rys. 6.1.3 Anomalie rejestrowane detektorem Depi dla różnej grubości warstwy M-6 otoczonej obustronnie ośrodkiem modelowym M-1.

## 6.2. Efekt nachylenia warstwy w stosunku do osi otworu

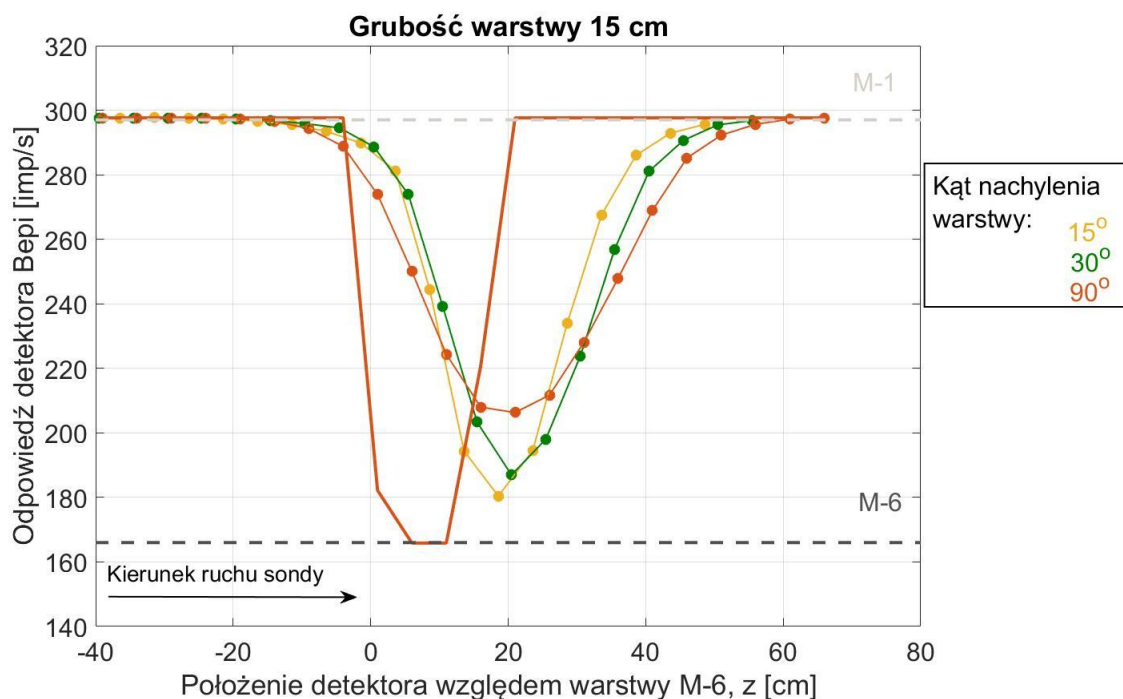
Zmiana kierunku upadu warstwy o zadanej grubości  $H$  w stosunku do osi otworu powoduje przede wszystkim zmianę efektywnej grubości warstwy na granicy otworu, która osiąga wartość  $H' = H/\sin\alpha$ , gdzie  $\alpha$  jest kątem nachylenia warstwy w stosunku do osi otworu (Rys. 6.1). Ponieważ założono, że sonda przesuwa się od strony lewej do prawej oznacza to, że dla kątów  $\alpha < 90^\circ$  sonda wcześniej wchodzi w obszar, w którym neutrony docierające do detektorów miały możliwość napotkać materiał warstwy. Sytuacja taka, dla poszczególnych detektorów przedstawiona jest na Rys. 6.2.1 odpowiednio dla Bter, Bepi i Depi. Profilowaną warstwą jest, tak jak uprzednio, model skalny M-6 o grubości 15 cm otoczony formacją M-1. W całej serii poniższych rysunków (Rys. 6.2.1 ÷ Rys. 6.2.9) krzywe punktowe wyznaczają symulacje MCNP dla trzech kątów nachylenia:  $\alpha = 15^\circ$ ,  $30^\circ$  i  $90^\circ$ . Idealna anomalia dla  $\alpha = 90^\circ$  zaznaczona jest linią ciągłą czerwoną, natomiast poziome linie przerywane wyznaczają odpowiedź danego detektora w danym ośrodku jednorodnym, nieskończonym.

Wysymulowana anomalia pochodząca od 15 cm warstwy usytuowanej pod kątem  $90^\circ$  w przypadku detektora Bter osiąga amplitudę o wartości  $I_{Bter} = 554$  imp/s dla  $z = 21$  cm, co oznacza, że środek detektora znajduje się już poza granicą warstwy. Analogicznie jest w przypadku pozostałych dwóch detektorów. I tak dla detektora Bepi wartość amplitudy wynosi  $I_{Bepi} = 206$  imp/s dla  $z = 21$  cm, a dla detektora Depi  $I_{Depi} = 97$  imp/s dla  $z = 25$  cm. W żadnym z wymienionych przypadków wysokość amplitudy nie osiąga wartości bazowej dla materiału M-6 (dla Bter:  $396 \pm 3$  imp/s, Bepi:  $166 \pm 2$  i Depi:  $59 \pm 1$ ), co świadczy o istotnym wpływie otoczenia.

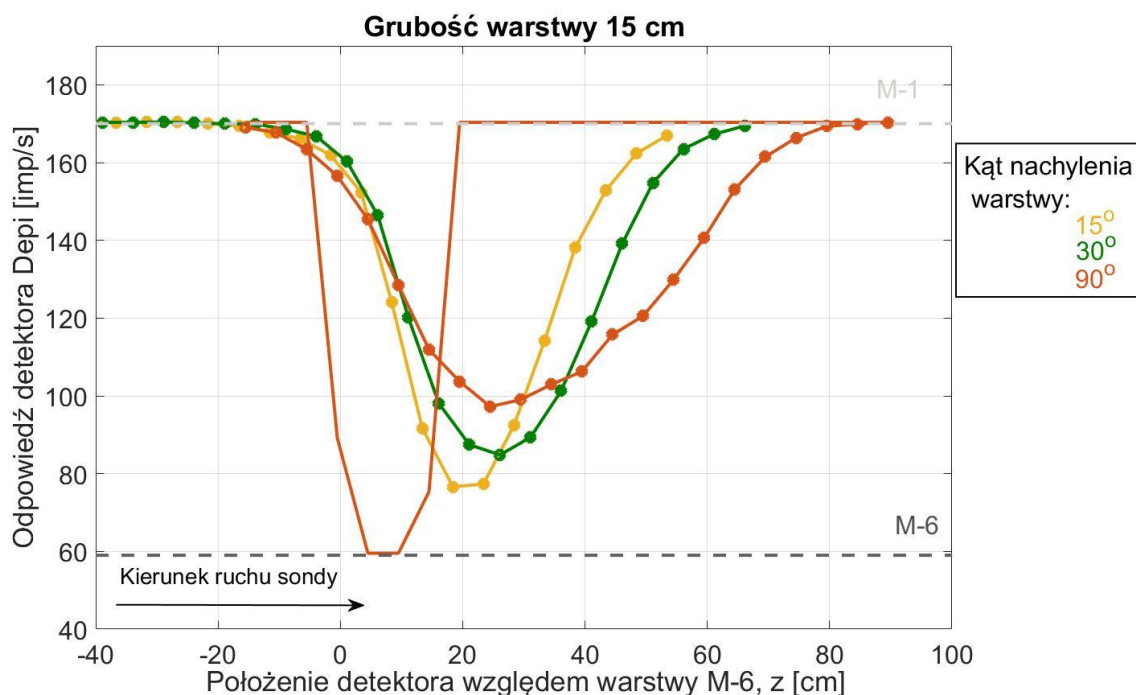
Kolejne dwie anomalie dotyczą przypadków, gdy warstwa nachylona jest pod kątami  $\alpha = 30^\circ$  i  $15^\circ$  do osi otworu. Kierunek nachylenia jest taki, że dla  $z < 0$  detektory wcześniej wchodzą w zakres oddziaływania neutronów z warstwą, a dla  $z > H$ , oddziaływanie warstwy maleje szybciej, niż dla przypadku, gdy  $\alpha = 90^\circ$ . Im kąt jest mniejszy, tym warstwa przebiega bliżej otworu. Efekt ten jest widoczny w przebiegu anomalii, które są nieco przesunięte w lewo. Jednocześnie wartości ich amplitudy wynoszą odpowiednio: dla detektora Bter: 479 imp/s dla  $\alpha = 30^\circ$  oraz 447 imp/s dla  $\alpha = 15^\circ$ , dla Bepi: 187 imp/s dla  $\alpha = 30^\circ$  oraz 180 imp/s dla  $\alpha = 15^\circ$  i dla Depi: 85 imp/s dla  $\alpha = 30^\circ$  oraz 77 imp/s dla  $\alpha = 15^\circ$ . Dla wszystkich trzech detektorów wartości amplitudy są bliższe wartości bazowej dla ośrodka M-6, co wynika ze wspomnianej wcześniej pozornie większej grubości warstwy na granicy otworu.



Rys. 6.2.1 Wpływ kąta nachylenia warstwy w stosunku do osi otworu na odpowiedź detektora Bter. Warstwa o grubości  $H = 15$  cm zbudowana jest z materiału bazowego M-6 i otoczona obustronnie materiałem M-1.

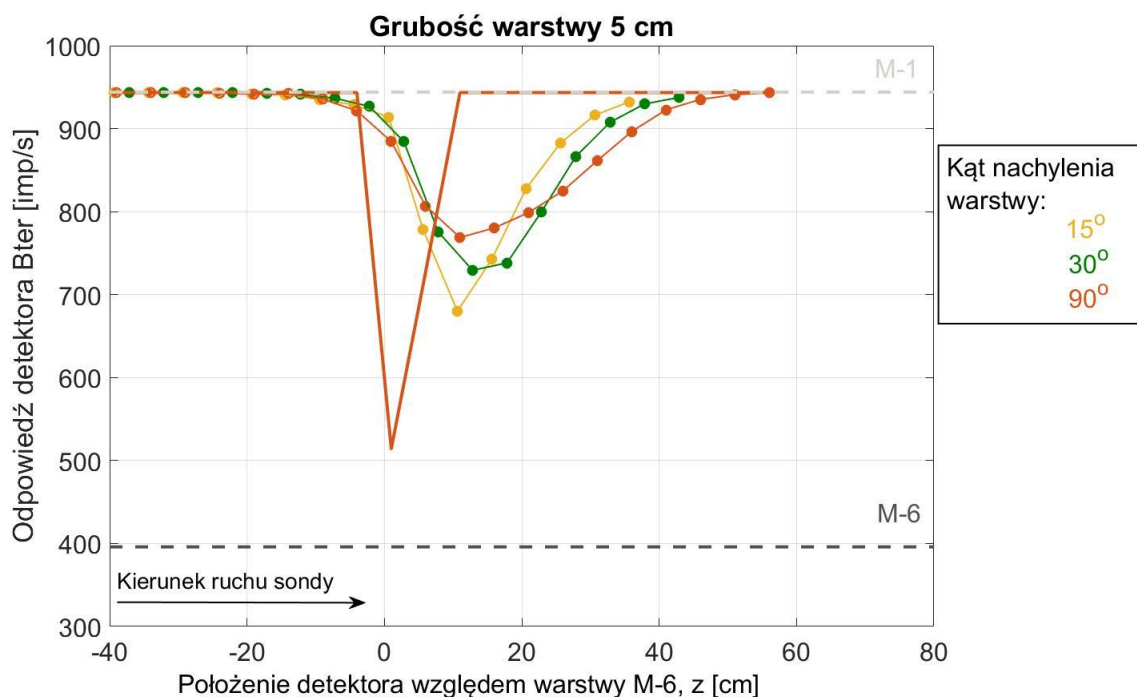


Rys. 6.2.2 Wpływ kąta nachylenia warstwy w stosunku do osi otworu na odpowiedź detektora Bepi. Warstwa o grubości  $H = 15$  cm zbudowana jest z materiału bazowego M-6 i otoczona obustronnie materiałem M-1.



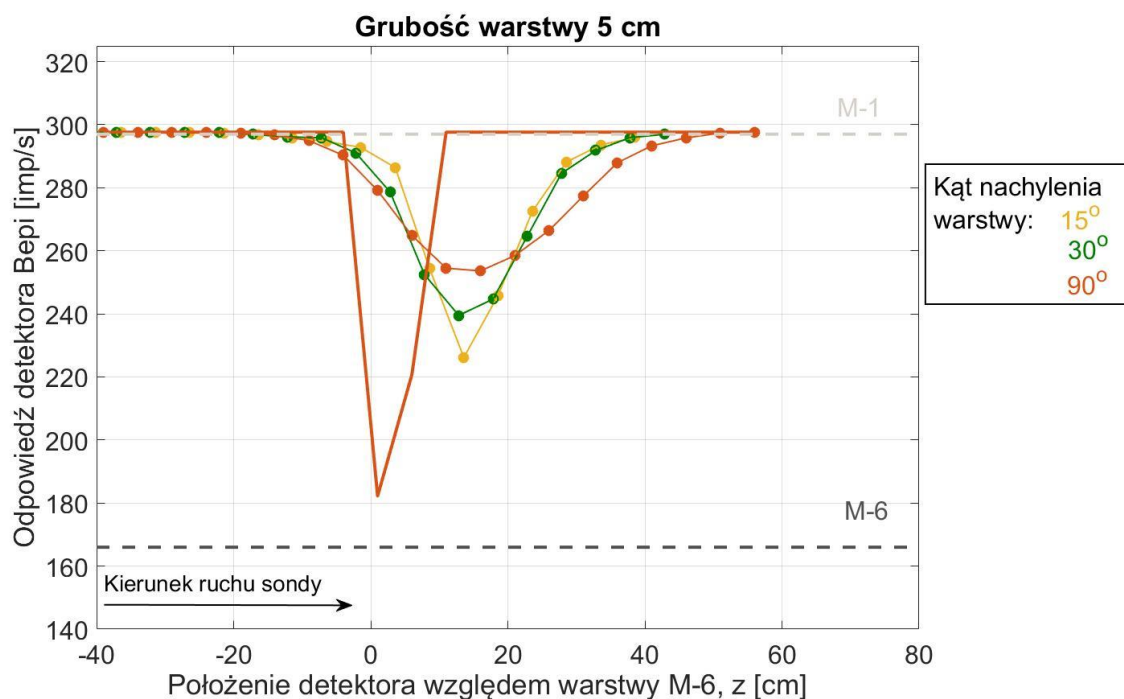
Rys. 6.2.3 Wpływ kąta nachylenia warstwy w stosunku do osi otworu na odpowiedź detektora Depi. Warstwa o grubości  $H = 15$  cm zbudowana jest z materiału bazowego M-6 i otoczona obustronnie materiałem M-1.

Analogiczny przykład dla poszczególnych detektorów sondy NNTE przedstawiony jest dla bardzo cienkiej warstwy o grubości  $H = 5$  cm (Rys. 6.2.4 ÷ Rys. 6.2.6). Jest to przypadek, gdy anomalia od warstwy M-6 posiada znacznie zanizoną amplitudę w stosunku do odpowiedzi detektorów dla bazowego modelu M-6 i efekt zmienności kąta nachylenia można uznać za mało istotny choć, jak widać tendencja zmiany kształtu i wielkości anomalii wraz ze zmianą kąta jest podobna do przykładu warstwy M-6 o grubości  $H = 15$  cm.

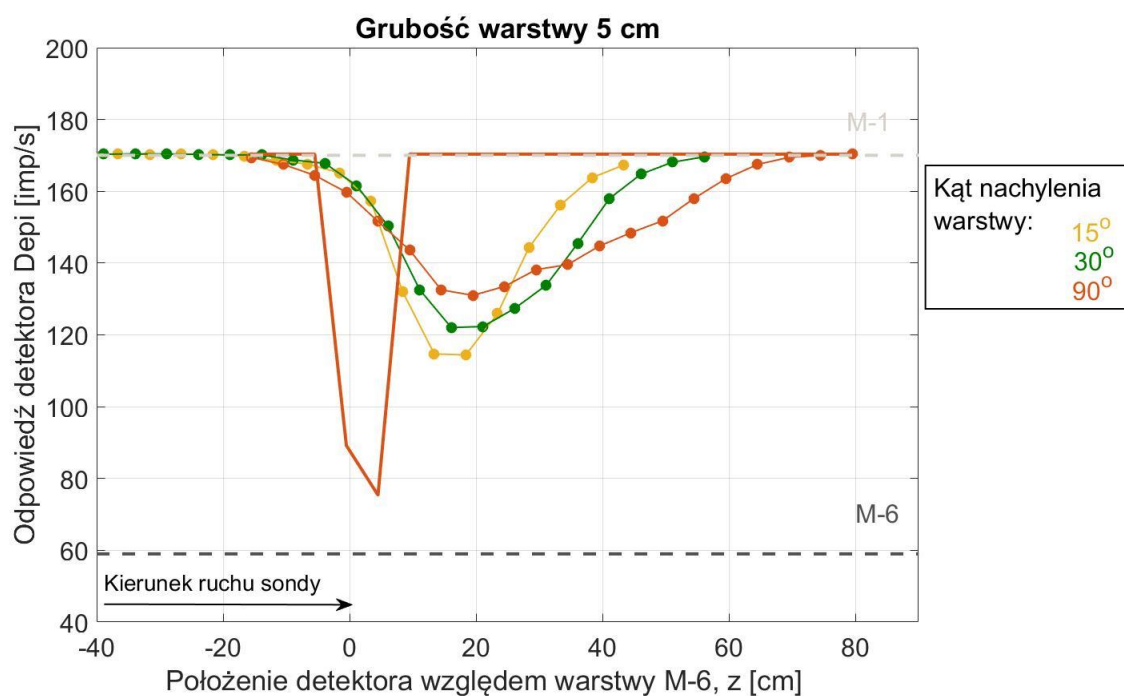


Rys. 6.2.4 Wpływ kąta nachylenia warstwy w stosunku do osi otworu na odpowiedź detektora Bter. Warstwa o grubości  $H = 5$  cm zbudowana jest z materiału bazowego M-6 i otoczona obustronnie materiałem M-1.





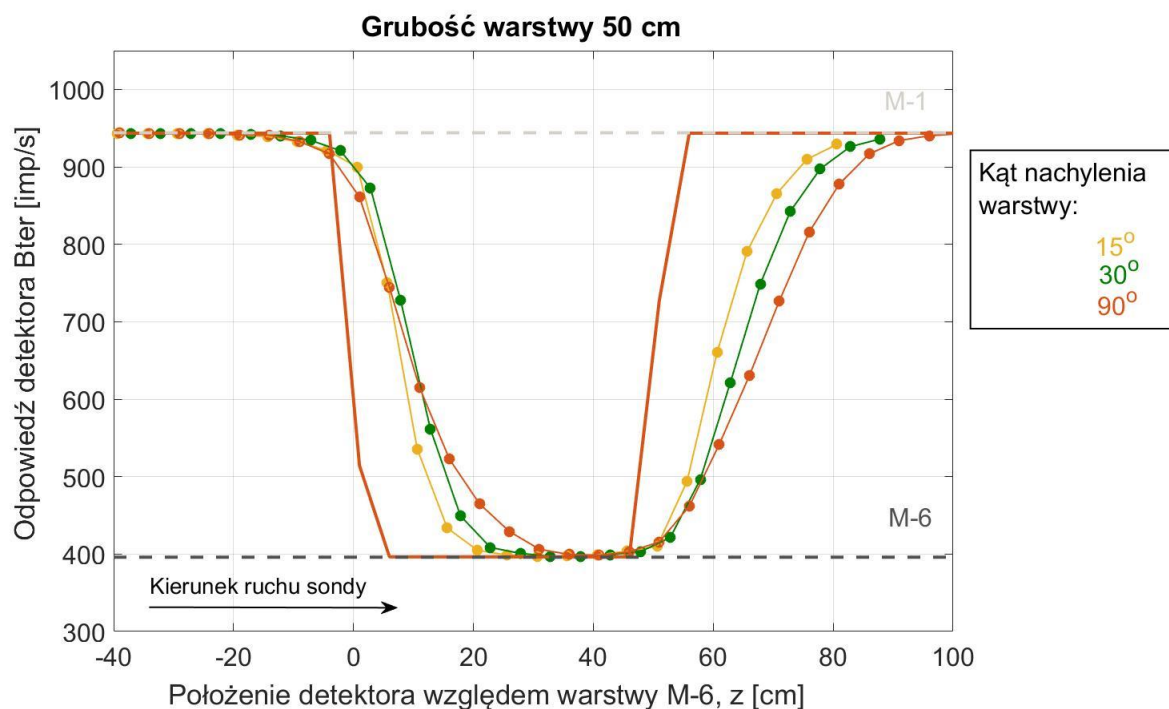
Rys. 6.2.5 Wpływ kąta nachylenia warstwy w stosunku do osi otworu na odpowiedź detektora Bepi. Warstwa o grubości  $H = 5$  cm zbudowana jest z materiału bazowego M-6 i otoczona obustronnie materiałem M-1.



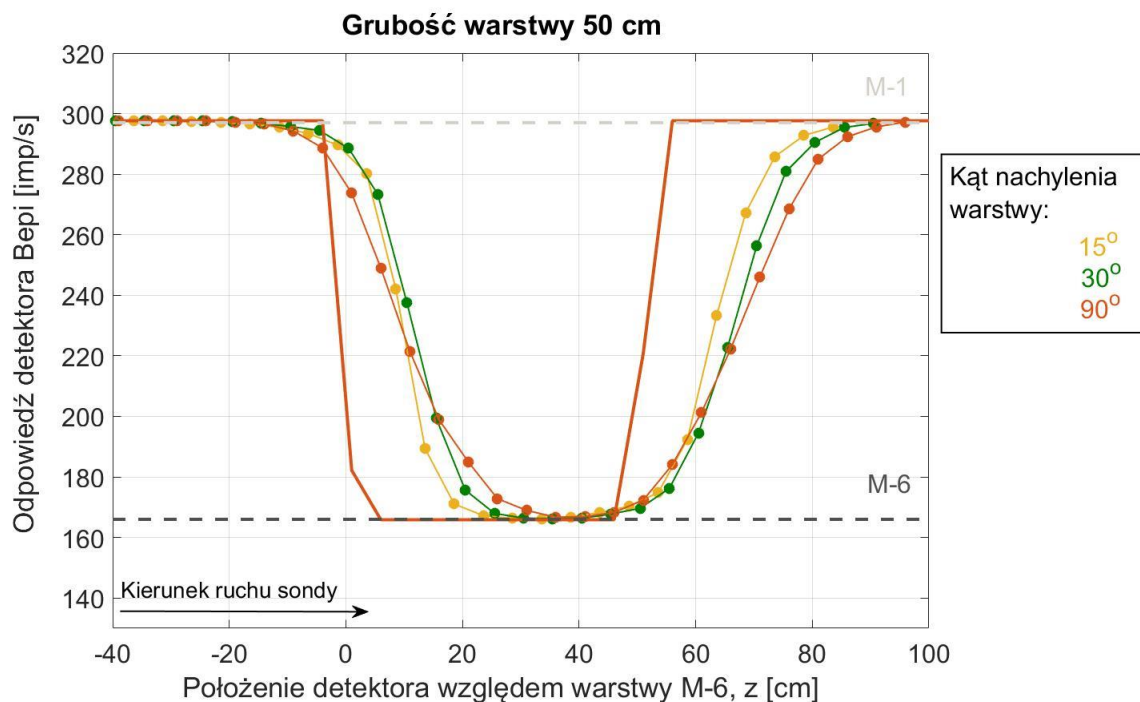
Rys. 6.2.6 Wpływ kąta nachylenia warstwy w stosunku do osi otworu na odpowiedź detektora Depi. Warstwa o grubości  $H = 5$  cm zbudowana jest z materiału bazowego M-6 i otoczona obustronnie materiałem M-1.



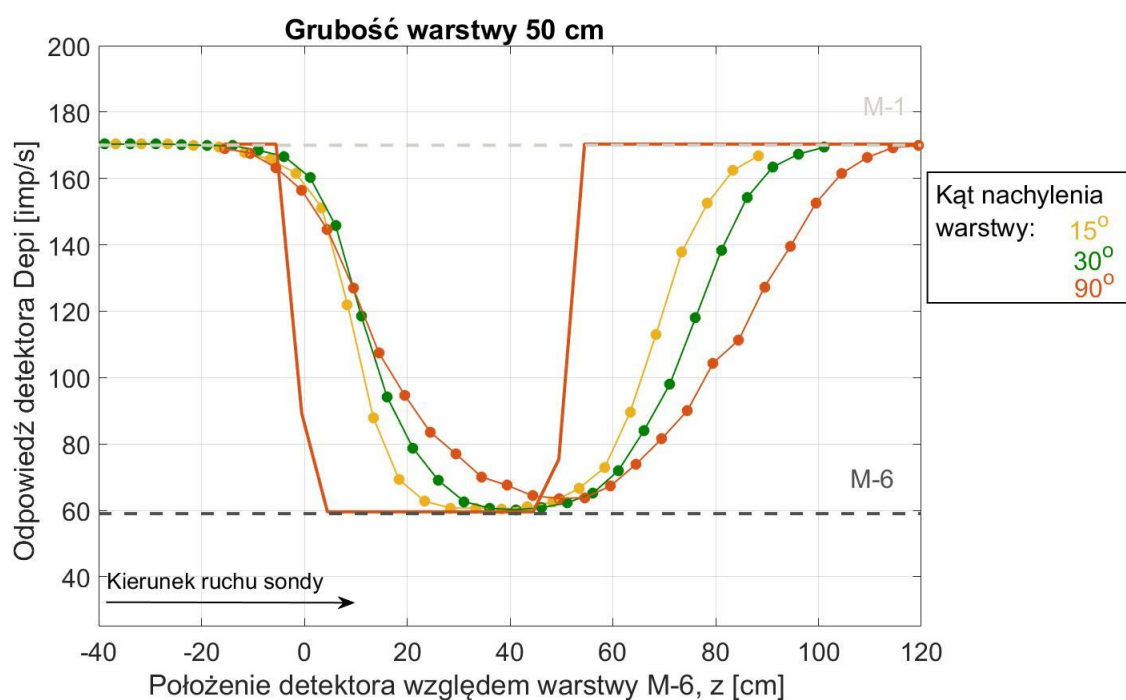
Dla potwierdzenia, że efekt wpływu kąta nachylenia maleje z grubością warstwy, na Rys. 6.2.7 ÷ Rys. 6.2.9 przedstawiono odpowiedzi detektorów dla warstwy M-6 o grubości  $H = 50$  cm. Z punktu widzenia detektorów bliskich warstwa o takiej grubości, przy odległości źródło – detektor równej 31 cm, jest już bliska rozmiarom uznawanym za nieskończone. Z kolei dla detektora dalekiego odległość źródło-detektor wynosi 54.5 cm i w tym przypadku jest to odległość porównywalna z grubością warstwy. Dla wszystkich detektorów ich amplitudy osiągają odpowiednie wartości bazowe dla materiału M-6 (dla Bter:  $396 \pm 3$  imp/s, dla Bepi:  $166 \pm 2$  imp/s i dla Depi:  $59 \pm 1$  imp/s).



Rys. 6.2.7 Wpływ kąta nachylenia warstwy w stosunku do osi otworu na odpowiedź detektora Bter. Warstwa o grubości  $H = 50$  cm zbudowana jest z materiału bazowego M-6 i otoczona obustronnie materiałem M-1.



Rys. 6.2.8 Wpływ kąta nachylenia warstwy w stosunku do osi otworu na odpowiedź detektora Bepi. Warstwa o grubości  $H = 50$  cm zbudowana jest z materiału bazowego M-6 i otoczona obustronnie materiałem M-1.



Rys. 6.2.9 Wpływ kąta nachylenia warstwy w stosunku do osi otworu na odpowiedź detektora Depi. Warstwa o grubości  $H = 50$  cm zbudowana jest z materiału bazowego M-6 i otoczona obustronnie materiałem M-1.

### 6.3. Wpływ wzajemnych parametrów neutronowych warstwa – otoczenie na przebieg anomalii

Na kształt i wielkość anomalii odpowiedzi detektorów od zadanej warstwy mają wpływ parametry neutronowe zarówno samej warstwy, jak i jej otoczenia. Dla uproszczenia analizy zakłada się, że parametry otworu (rozmiar, wypełnienie) są stałe, choć oczywiście również wpływają na przebieg pomiarów. W ramach posiadanej bazy danych możemy badać wpływ przekroju czynnego absorpcji i porowatości sąsiadujących ze sobą ośrodków na przebieg anomalii.

W celu uogólnienia analizy zbadano wpływ generalnego parametru neutronowego  $GNP$ , na przebieg anomalii. W przypadku detektora neutronów termicznych wzięto  $GNP_{th}$ , (r. 3.2.17) a dla detektorów epitermicznych  $GNP_{epi}$  (r. 3.2.18). Wartości parametrów  $GNP$  oraz pozostałych rzeczywistych i pozornych parametrów neutronowych dla modeli M-1 ÷ M-6, dla przyjętych warunków otworowych i modelu sondy NNTE (Rozdział 4.3) przedstawiono w Tab. 6.3-1. Ponieważ w dalszych analizach będą rozważane również rozkłady energetyczne neutronów docierających do detektorów, bardziej właściwe będzie posługiwanie się przekrojami czynnymi na absorpcję neutronów termicznych uśrednionymi po widmie energetycznym (Tab. 6.3-1).

Tab. 6.3-1 Parametry neutronowe modeli bazowych M-1 ÷ M-6 używane do wyznaczenia generalnego parametru neutronowego  $GNP$ .

	M-1	M-2	M-3	M-4	M-5	M-6
<b>Porowatość, <math>\phi</math> [%]</b>	7.5	7.5	20.0	20.0	45.0	45.0
$\Sigma_a$ matrix [c.u.] <sup>1)</sup>	15.0	40.0	15.0	40.0	15.0	40.0
$\Sigma_a$ model [c.u.] <sup>2)</sup>	12.63	28.27	13.88	29.18	15.72	27.04
$\Sigma_{ap}$ [c.u.] <sup>2)</sup>	14.79	25.29	15.63	25.90	16.87	24.46
$L_s$ [cm]	14.57	14.57	11.48	11.48	8.97	8.97
$L_{sap}$ [cm]	11.26	11.26	9.26	9.26	7.89	7.89
$L_d$ [cm]	7.473	5.120	5.798	4.073	4.216	3.243
$L_m$ [cm]	16.38	15.44	12.86	12.18	9.91	9.54
$L_{map}$ [cm]	11.94	11.66	9.91	9.69	8.48	8.36
$P$	0.899	0.899	0.926	0.926	0.951	0.951
$P_{ap}$	0.924	0.924	0.942	0.942	0.960	0.960
$GNP_{th}$ <sup>3)</sup>	6.433	5.641	5.389	4.763	4.626	4.231
$GNP_{epi}$ <sup>3)</sup>	10.398	10.398	8.724	8.724	7.567	7.567

<sup>1)</sup> Wartości podane dla prędkości neutronów  $v = 2200$  m/s

<sup>2)</sup> Wartości uśrednione po widmie neutronowym (dla obliczeń  $GNP$ ) [Czubek, 1990a], [Czubek, 1990b], [Czubek, 1988a], [Czubek, 1988b]

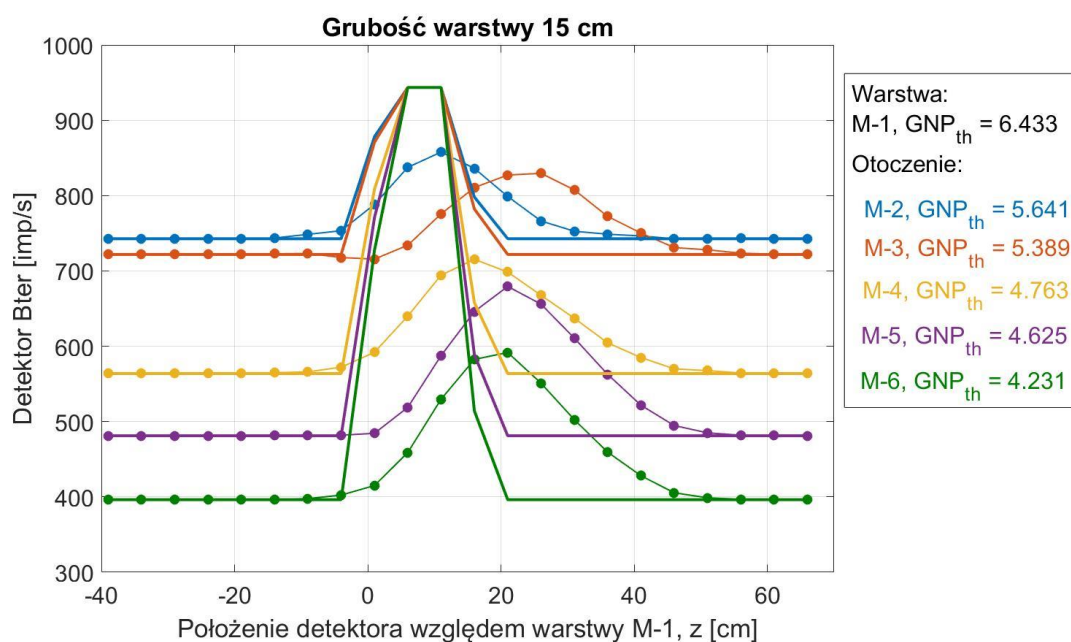
<sup>3)</sup>  $t = 1$ ,  $n = -0,2$ ,  $m = 1$ . (Rozdział 4.3)

Jak widać z Tab. 6.3-1,  $GNP_{th}$  zmienia się dla modeli bazowych w granicach od 6.433 do 4.231. Dla detektorów epitermicznych mamy tylko 3 wartości  $GNP_{epi}$ , ze względu na to, że kolejne

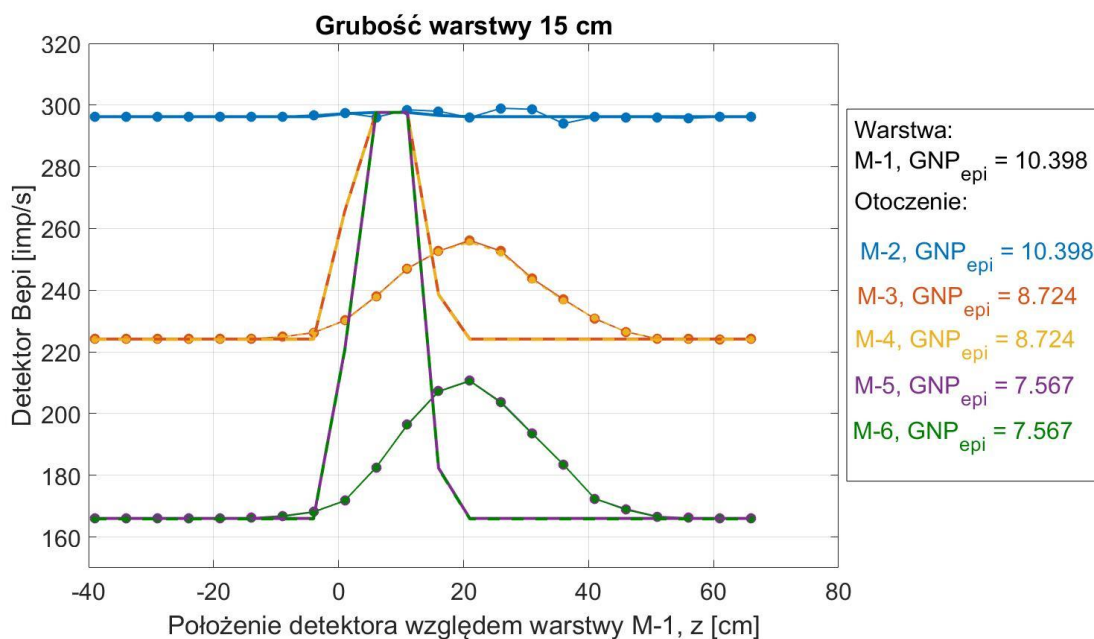
dwa modele (np.: M-1 i M-2) mają taką samą porowatość, a różnią się tylko przekrojem czynnym absorpcji, który nie ma wpływu na odpowiedź tych detektorów i na wartość  $GNP_{epi}$ .

Badając wpływ  $GNP_{th}$  na kształt anomalii rejestrowanej przez detektor Bter możemy prześledzić profile dla zadanej warstwy (np.: dla warstwy o najwyższym parametrze  $GNP_{th}$  (warstwa M-1,  $GNP_{th} = 6.433$ ) otaczanej sukcesywnie ośrodkiem o malejącym parametrze  $GNP_{th}$ . Przykład taki został przedstawiony na Rys. 6.3.1. Warstwa zbudowana z materiału bazowego M-1 o grubości  $H = 15$  cm, usytuowana prostopadle do osi otworu, otoczana jest ośrodkiem, kolejno: M-2, M-3, M-4, M-5 i M-6. Idealna anomalia dla takiej warstwy powinna osiągać amplitudę  $I_{Bter} = 944$  imp/s, niezależnie od otoczenia. Jak widać, dla żadnego z analizowanych materiałów otoczenia, amplitudy anomalii nie osiągają tej wartości. Obserwuje się jednak regularną tendencję: im mniejsza jest różnica pomiędzy  $GNP_{th}$  warstwy M-6, a  $GNP_{th}$  otoczenia, tym amplituda anomalii warstwy jest bliższa wielkości bazowej dla M-1. Analogiczna zależność została przedstawiona dla detektorów epitermicznych na Rys. 6.3.2 dla detektora Bepi i na Rys. 6.3.3 dla detektora Depi. W obu przypadkach charakter przebiegu anomalii jest taki sam. W ośrodkach o takim samym  $GNP_{epi}$  otoczenia (M-3 i M-4 oraz M-5 i M-6) anomalia przebiega niemalże identycznie.

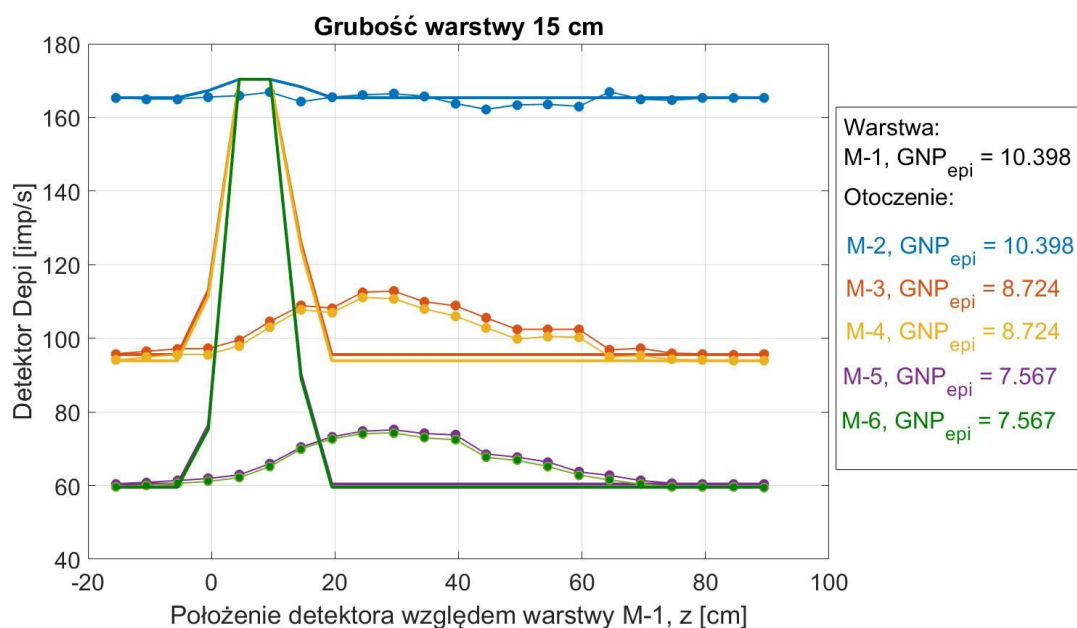
Na wszystkich przedstawionych rysunkach dla kolejnych ośrodków skalnych otoczenia krzywe punktowe wyznaczają symulacje MCNP, a linie ciągłe przebieg anomalii w idealnym przypadku.



Rys. 6.3.1 Wpływ wzajemnych parametrów neutronowych warstwy M-1 i kolejno: M-2, M-3, M-4, M-5 i M-6, wyrażonych generalnym parametrem neutronowym  $GNP_{th}$ , na kształt anomalii rejestrowanej detektorem Bter.



Rys. 6.3.2 Wpływ wzajemnych parametrów neutronowych warstwy M-1 i kolejno: M-2, M-3, M-4, M-5 i M-6, wyrażonych generalnym parametrem neutronowym  $GNP_{epi}$ , na kształt anomalii rejestrowanej detektorem Bepi.

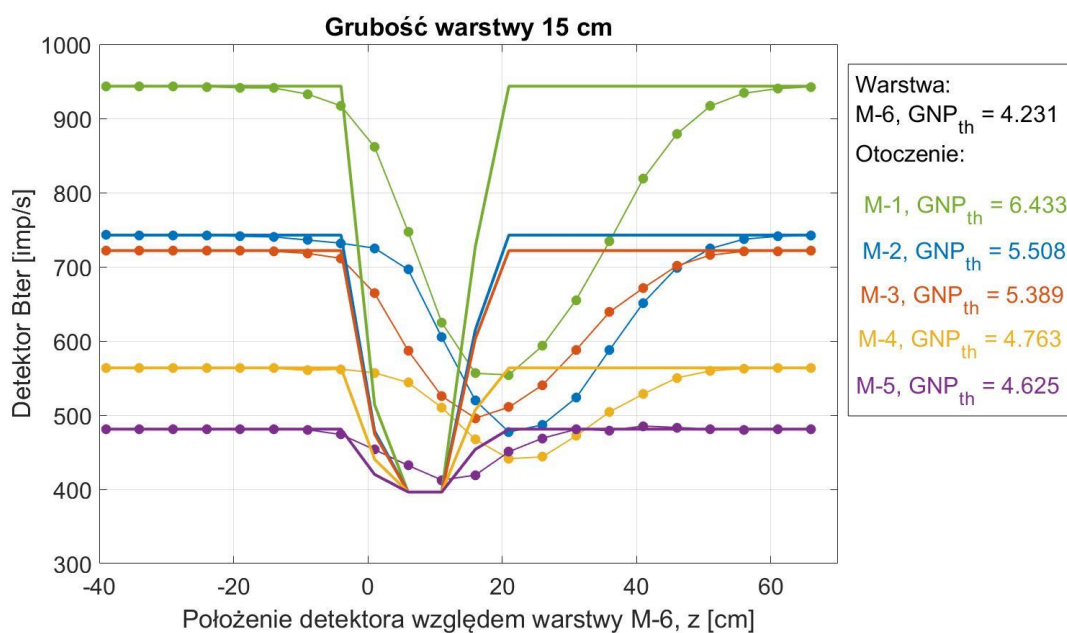


Rys. 6.3.3 Wpływ wzajemnych parametrów neutronowych warstwy M-1 i otoczenia kolejno: M-2, M-3, M-4, M-5 i M-6, wyrażonych generalnym parametrem neutronowym  $GNP_{epi}$ , na kształt anomalii rejestrowanej detektorem Depi.

Dla porównania, na Rys. 6.3.4 przedstawiono przypadek przeciwny: warstwa o najniższym parametrze  $GNP_{th}$  (M-6,  $GNP_{th} = 4.231$ ) otaczana jest kolejno ośrodkami o rosnącym parametrze  $GNP_{th}$ . Tendencja zmienności anomalii jest podobna, jak w przypadku przedstawionym na Rys. 6.3.1. Można jednak zauważyć, że wpływ otoczenia, które

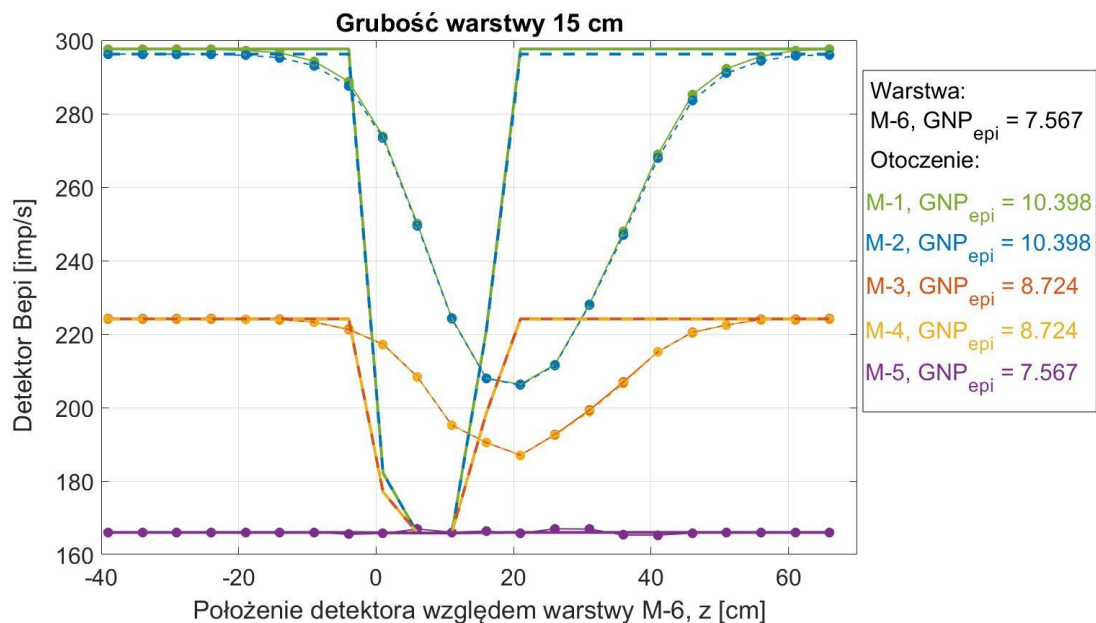
charakteryzuje się wyższymi wartościami  $GNP_{th}$  niż warstwa, jest inny w stosunku do poprzednio analizowanego przypadku. Tu przy największej różnicy pomiędzy parametrami  $GNP_{th}$  dla warstwy i otoczenia, amplituda anomalii jest niższa o 30% w stosunku do wartości bazowej dla M-6, podczas gdy dla przypadku na Rys. 6.3.1 największy spadek wynosił 40% (dla warstwy M-1 otoczonej M-6). Z kolei rozmycie anomalii dla przypadków przedstawionych na Rys. 6.3.4 jest większe, niż dla przypadków z Rys. 6.3.1.

Ogólnie można stwierdzić, że amplituda anomalii od warstwy o wyższym  $GNP_{th}$  niż otoczenie może być bardziej zaniżona w stosunku do odpowiedniej wartości bazowej, niż w przypadku odwrotnym, gdy  $GNP_{th}$  warstwy jest niższe od  $GNP_{th}$  otoczenia. Problem ten jest omówiony szerzej w pracy [Wiącek i Woźnicka, 2018] i [Woźnicka i Wiącek, 2018].

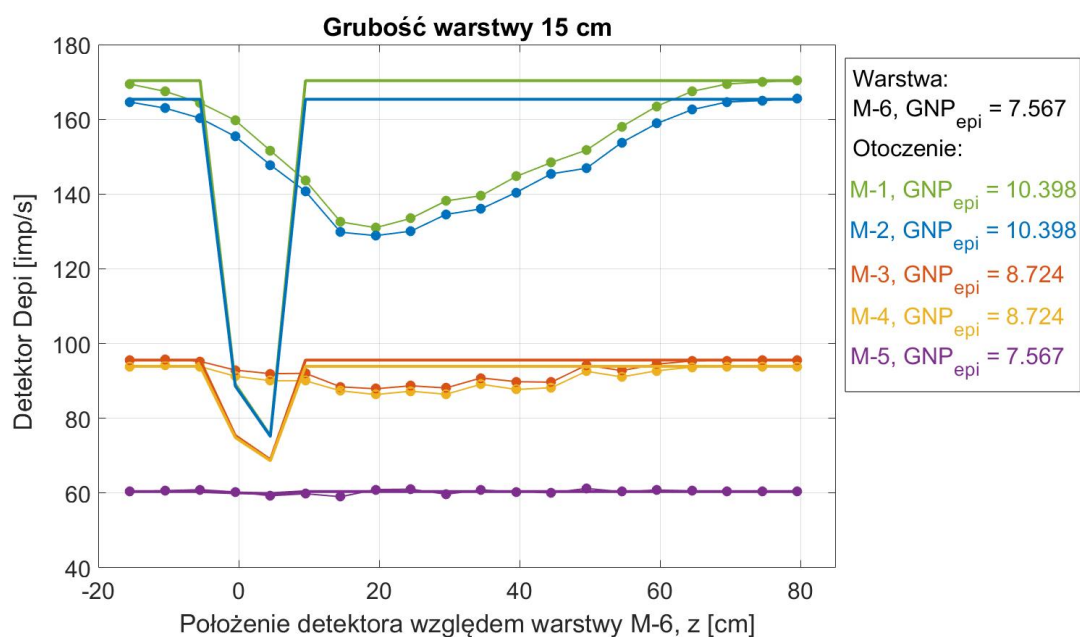


Rys. 6.3.4 Wpływ wzajemnych parametrów neutronowych warstwy M-6 i otoczenia kolejno: M-1, M-2, M-3, M-4 i M-5, wyrażonych generalnym parametrem neutronowym  $GNP_{th}$ , na kształt anomalii rejestrowanej detektorem Bter.





Rys. 6.3.5 Wplyw wzajemnych parametrów neutronowych warstwy M-6 i otoczenia kolejno: M-1, M- 2, M-3, M-4 i M-5, wyrażonych generalnym parametrem neutronowym  $GNP_{epi}$ , na kształt anomalii rejestrowanej detektorem Bepi.



Rys. 6.3.6 Wplyw wzajemnych parametrów neutronowych warstwy M-6 i otoczenia kolejno: M-1, M- 2, M-3, M-4 i M-5, wyrażonych generalnym parametrem neutronowym  $GNP_{epi}$ , na kształt anomalii rejestrowanej detektorem Depi.



#### 6.4. Rozkłady energetyczno-przestrzenne odpowiedzi detektorów sondy NNTE w profilach z warstwą o skończonej grubości

Asymetryczne kształty anomalii od warstw o skończonej grubości wynikają z asymetrii samej sondy (rozstawy źródło – detektory) oraz z wzajemnego wpływu warstw w pobliżu granic. Granice warstw różniących się parametrami neutronowymi i gęstością powodują, że rozkłady energetyczno-przestrzenne neutronów ulegają odkształceniom, w porównaniu do rozkładów dla ośrodków jednorodnych. Asymetria sondy powoduje, że w pobliżu granicy warstw spotykamy się z sytuacją, gdy źródło „patrzy” na jeden ośrodek, a detektor już na kolejny. Mamy wtedy do czynienia z transportem neutronów poprzez dwa ośrodki, co może powodować znaczne zmiany strumienia neutronów wynikające ze zmiany parametrów rozpraszających i absorbujących neutrony. Typowym objawem zachodzących zjawisk jest fakt, że nachylenie anomalii po stronie, gdy sonda wchodzi w obszar warstwy, jest inne niż po stronie, gdy sonda wychodzi z warstwy. Zaburzony rozkład energetyczny strumienia neutronów może prowadzić również do zniekształceń anomalii w pobliżu granicy warstw w postaci artefaktów.

Metody numeryczne pozwalają na wyznaczenie rozkładów energetyczno-przestrzennych neutronów w obszarze zadanej anomalii. Analiza takich rozkładów może wyjaśnić nieoczywiste zachowania się anomalii w pobliżu granicy warstw.

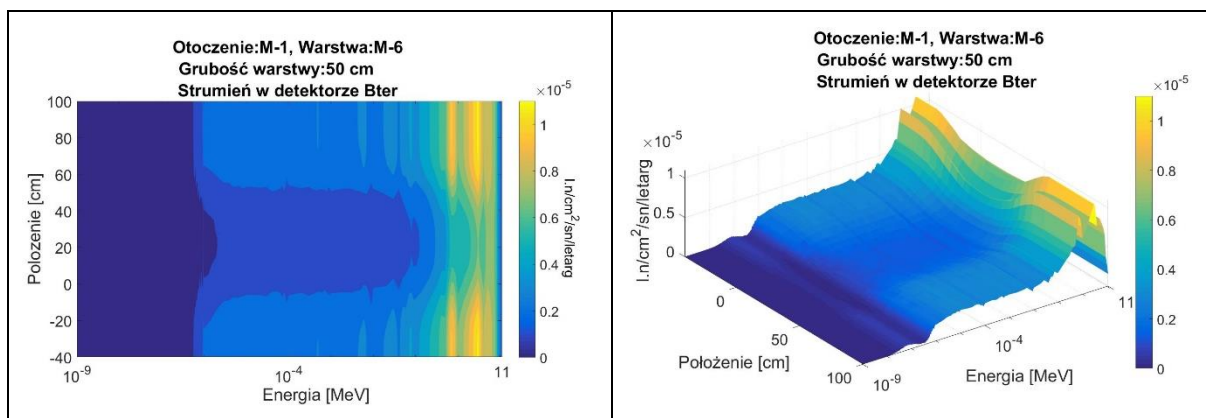
##### 6.4.1. Warstwa M-6 otoczona ośrodkiem modelowym M-1

Ośrodek skalny M-1, tworzący otoczenie warstwy o skończonej grubości ma niską porowatość (7.5%) i mały przekrój czynny  $\Sigma_{a\ model}$ , (12.6 c.u.), natomiast drugi ośrodek skalny M-6, tworzący warstwę, charakteryzuje się dużą porowatością (45%) i dużym przekrojem czynnym  $\Sigma_{a\ model}$  (27 c.u.). Neutrony w ośrodku M-6 będą znacznie silniej pochłaniane niż w ośrodku M-1 tworząc anomalię o obniżonej wartości od zadanej grubości warstwy M-6. Są to dwa ośrodki o maksymalnej różnicy generalnych parametrów neutronowych  $GNP_{th}$  i  $GNP_{epi}$  (Tab. 6.3-1). Poniżej rozpatrzono dwa przypadki warstwy o grubości  $H = 50\text{ cm}$  i  $5\text{ cm}$ , usytuowanej prostopadle do osi otworu. Krzywe odpowiedzi każdego z detektorów sondy NNTE dla rozważanych przypadków przedstawione zostały na Rys. 6.1.1 ÷ Rys. 6.1.3. Na Rys. 6.4.1.1, Rys. 6.4.1.3 i Rys. 6.4.1.5 przedstawiony jest rozkład energetyczny neutronów docierających do objętości czynnej każdego z detektorów sondy NNTE z ośrodka złożonego z warstwy M-6 o grubości 50 cm otoczonej obustronnie ośrodkiem M-1. Natomiast Rys. 6.4.1.2, Rys. 6.4.1.4 i Rys. 6.4.1.6 przedstawiają rozkłady energetyczne neutronów, które są absorbowane w objętości detektora i generują sygnał (odpowiedzi) poszczególnych detektorów sondy. Różnice pomiędzy tymi dwoma wariantami rozkładów energetycznych wynikają z własności detektorów helowych, dla których prawdopodobieństwo rejestracji neutronów maleje z ich energią (Rozdział 5.2).

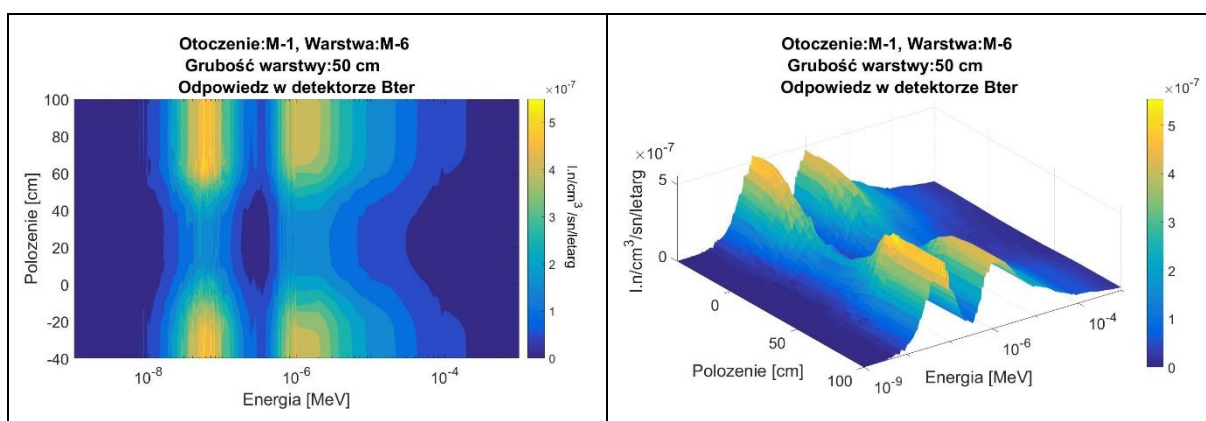
Każdy z prezentowanych rysunków (Rys. 6.4.1.1 ÷ Rys. 6.4.1.6) przedstawia „złożenie” 29 rozkładów energetycznych neutronów w każdym z 29 punktów położenia sondy

(oś „Polozenie”) odpowiednio neutronów, które dotarły do detektorów oraz tych, które uległy absorpcji w ich objętości czynnej. Na poniższych wykresach zarówno strumienie jak i odpowiedzi detektorów podane są zgodnie z trybem danych wyjściowych programu MCNP, czyli w przeliczeniu na jeden neutron wychodzący ze źródła (sn). W przypadku strumienia jest to liczba neutronów przypadająca na  $1 \text{ cm}^2$ , a w przypadku liczby reakcji jest to liczba neutronów zaabsorbowanych w  $1 \text{ cm}^3$  objętości detektora oraz podzielona przez przyrost letargu neutronów (Rozdział 5.1, r. 5.1). Położenie oznacza odległość środka danego detektora od dolnej granicy warstwy.

Analogicznie, jak na poprzednich wykresach (Rys. 6.1.1 ÷ Rys. 6.1.3), sonda „wchodzi” w obszar warstwy M-6 od strony ujemnych wartości z. Dla  $z = 0$  przebiega granica pomiędzy otoczeniem M-1 a warstwą M-6, jest to tzw. dolna granica warstwy. Druga, górna granica warstwy, znajduje się w punkcie  $z = 50 \text{ cm}$ . Należy pamiętać, że np.: dla położenia środka detektora w punkcie  $z = 0$ , środek źródła znajduje się w punkcie  $z = -31 \text{ cm}$  dla detektorów bliskich i w punkcie  $z = -54.5 \text{ cm}$  dla detektora dalekiego, co ułatwia zrozumienie prezentowanych rozkładów. Na Rys. 6.4.1.2 widać, że dla położenia detektora bliskiego termicznego, w których istotnie na odpowiedź detektorów wpływa otoczenie M-1 ( $z < 0 \text{ cm}$  oraz  $z > 50 \text{ cm}$ ), neutrony ulegające absorpcji w objętości czynnej detektora posiadają dwa maksima energetyczne: pierwsze w zakresie neutronów powolnych ( $\sim 0,01 \text{ eV}$ ) i drugie powyżej tzw. progu kadmowego ( $\sim 4 \cdot 10^{-7} \text{ MeV}$ ). Analogiczny efekt obserwowany jest dla detektora Bter w ośrodku jednorodnym, co zostało przedstawione w Rozdziale 5. Pierwsze z tych maksimów jest związane głównie z neutronami termicznymi pochodzącymi z ośrodka skalnego – gwarantuje to otwór w osłonie kadmowej detektora bliskiego termicznego. Drugie maksimum związane jest z neutronami, które dotarły do objętości czynnej detektora bliskiego termicznego zarówno z ośrodka skalnego jak i tymi, którym udało się przejść przez osłonę kadmową, czyli o energiach powyżej  $4 \cdot 10^{-7} \text{ MeV}$ . W obszarze oddziaływania warstwy M-6 ( $0 < z < 50 \text{ cm}$ ) rozkład energetyczny odpowiedzi detektora Bter zachowuje podobny charakter, jak w przypadku otoczenia, również zauważalne są dwa maksima. Ponieważ warstwa M-6 jest ośrodkiem skalnym o dużej porowatości i dużej absorpcji znaczna część neutronów jest w niej absorbowana, co powoduje zauważalny gwałtowny spadek liczby neutronów docierających i zaabsorbowanych w objętości czynnej detektora, formujący anomalie o obniżonej wartości od warstwy M-6.

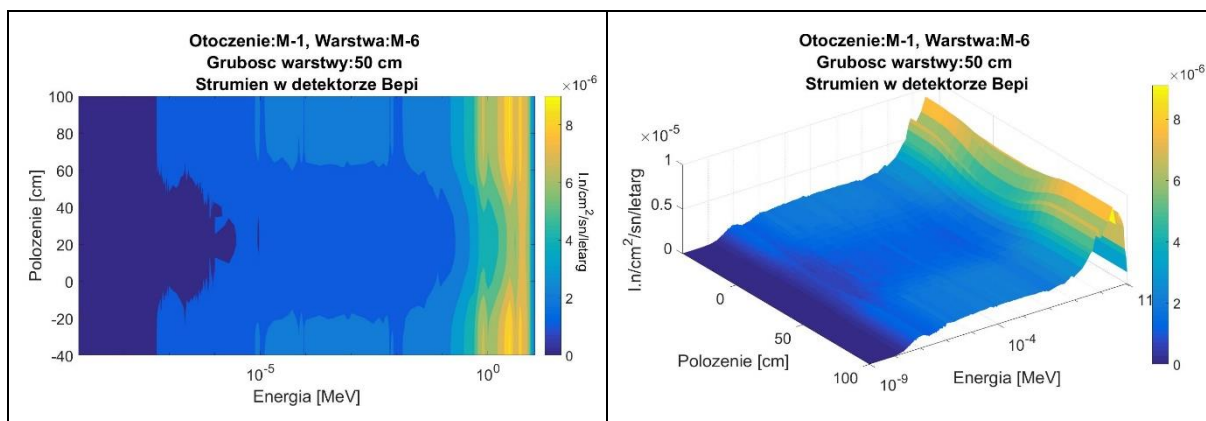


Rys. 6.4.1.1 Rozkład energetyczny strumienia neutronów docierających do detektora Bter z ośrodka skalnego zbudowanego z warstwy M-6 o grubości 50 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-1 w funkcji położenia sondy.

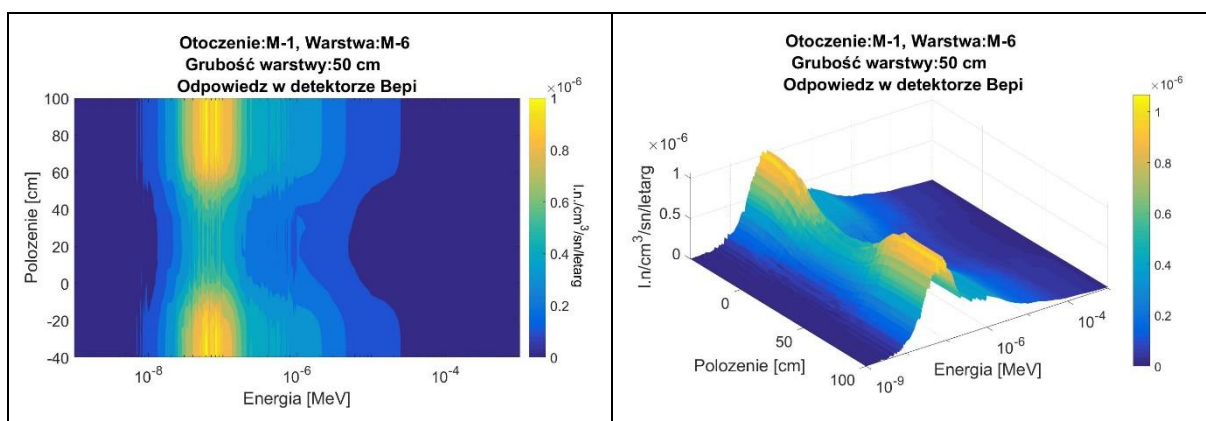


Rys. 6.4.1.2 Rozkład energetyczny neutronów generujących odpowiedź detektora Bter rejestrującego anomalię od warstwy M-6 o grubości 50 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-1 w funkcji położenia sondy.

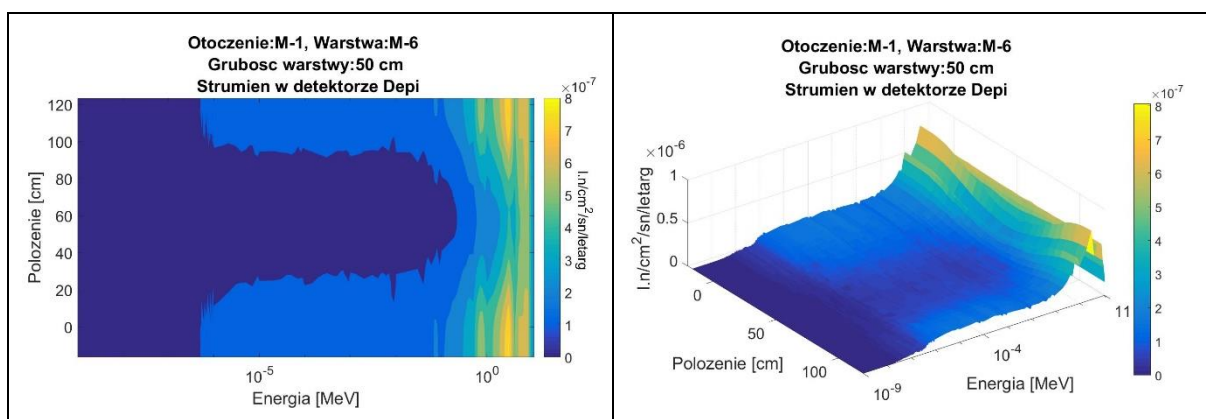
Zupełnie inaczej wygląda rozkład energetyczny odpowiedzi detektora bliskiego epitermicznego. Tutaj obserwuje się jedno wyraźne maksimum pochodzące od tych neutronów, które przeszły przez kadm, uległy spowolnieniu w moderatorze, a następnie docierając do objętości czynnej detektora zostały w niej zaabsorbowane. Maksimum to zdecydowanie osłabia się w obszarze występowania warstwy. Analizując rozkład energetyczny odpowiedzi detektora dalekiego Depi obserwujemy podobnie jak dla Bter dwa maksima. Efekty obserwowane w przypadku detektorów epitermicznych związane są z konstrukcją sondy i rozważania z tym związane można znaleźć w Rozdziale 5.



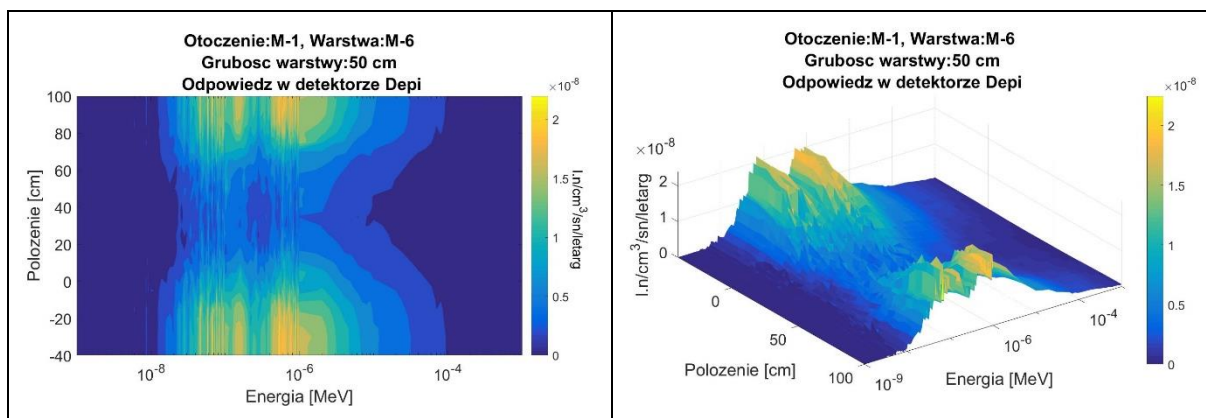
Rys. 6.4.1.3 Rozkład energetyczny strumienia neutronów docierających do detektora Bepi z ośrodka skalnego zbudowanego z warstwy M-6 o grubości 50 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-1 w funkcji położenia sondy.



Rys. 6.4.1.4 Rozkład energetyczny neutronów generujących odpowiedź detektora Bepi rejestrującego anomalie od warstwy M-6 o grubości 50 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-1 w funkcji położenia sondy.



Rys. 6.4.1.5 Rozkład energetyczny strumienia neutronów docierających do detektora Depi z ośrodka skalnego zbudowanego z warstwy M-6 o grubości 50 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-1 w funkcji położenia sondy.

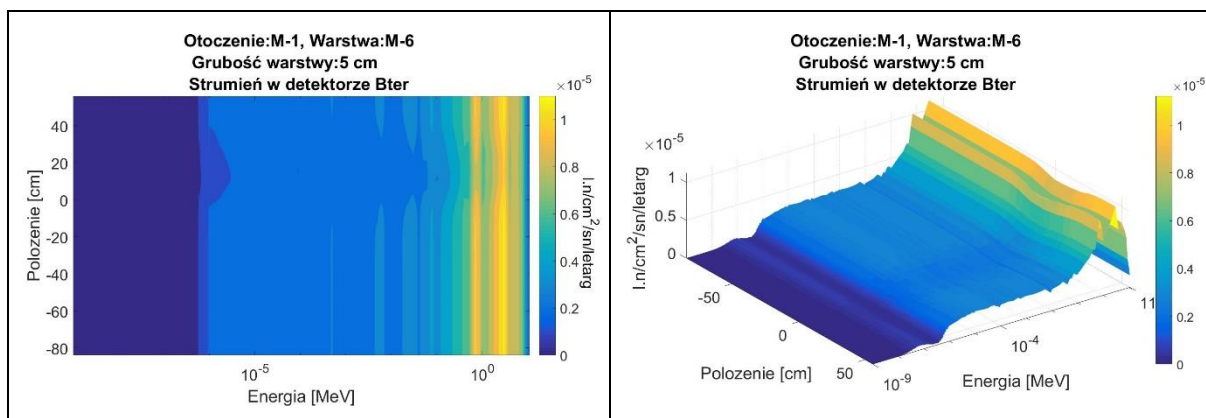


Rys. 6.4.1.6 Rozkład energetyczny neutronów generujących odpowiedź detektora Depi rejestrującego anomalię od warstwy M-6 o grubości 50 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-1 w funkcji położenia sondy.

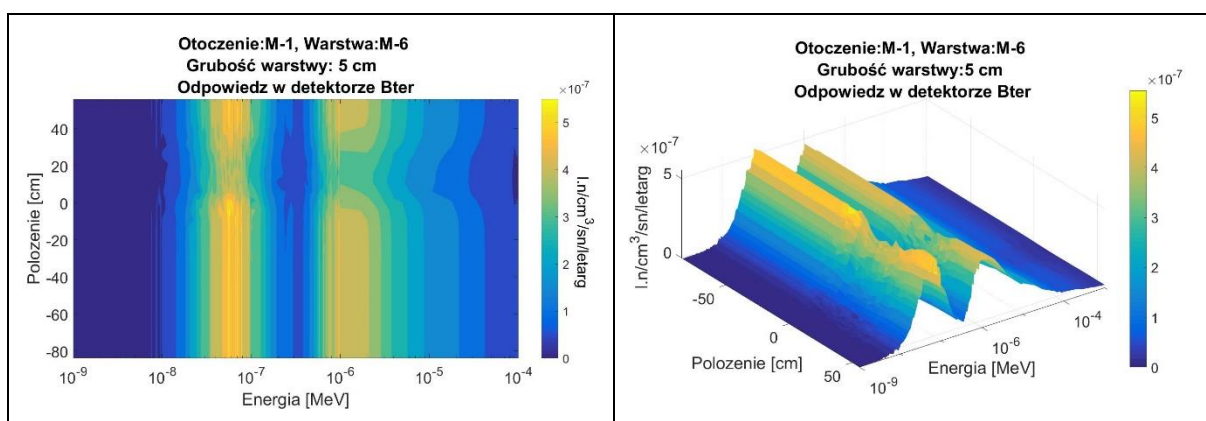
Dla porównania na Rys. 6.4.1.7 ÷ Rys. 6.4.1.12 pokazane zostały analogiczne rozkłady energetyczno-przestrzenne strumienia neutronów docierających do objętości czynnych poszczególnych detektorów oraz ich odpowiedzi w funkcji położenia sondy dla warstwy M-6 o grubości 5 cm otoczonej z obu stron ośrodkiem M-1. Analogicznie, jak było to założone już wcześniej, dolna granica warstwy znajduje się dla wartości „Polozenie”  $z = 0$  cm, natomiast górna dla  $z = 5$  cm. Sonda porusza się od strony wartości ujemnych „Polozenia” w kierunku wartości dodatnich.

Na Rys. 6.4.1.8, Rys. 6.4.1.10 i Rys. 6.4.1.12, widać o wiele słabszy wpływ warstwy na odpowiedź detektorów, co jest zgodne z profilem na Rys. 6.1.1 ÷ Rys. 6.1.3. Warstwa ma zbyt małą grubość, aby efektywnie wpływać na strumień neutronów docierający do niej z kierunku otoczenia (Rys. 6.4.1.7, Rys. 6.4.1.9 i Rys. 6.4.1.11). Źródło neutronów w tym przypadku lepiej „widzi” obszar otoczenia M-1, niż warstwę M-6.

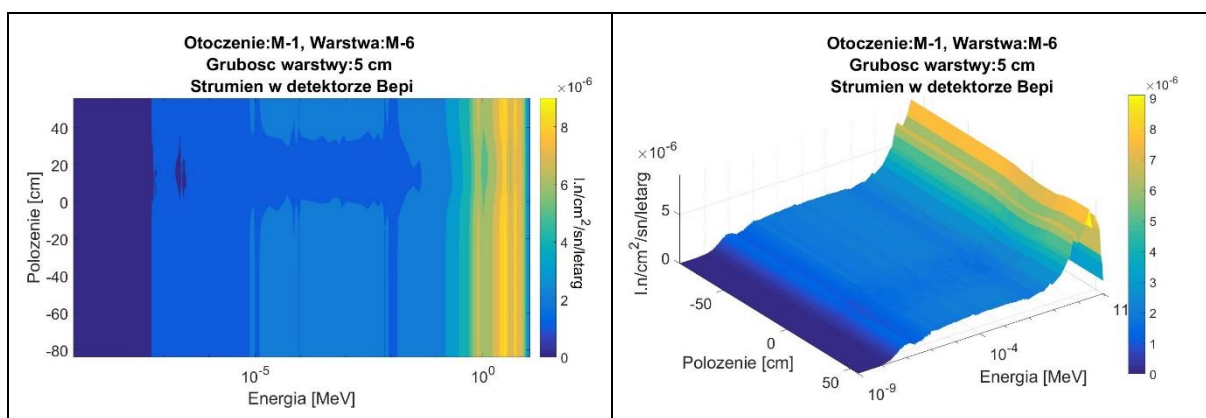




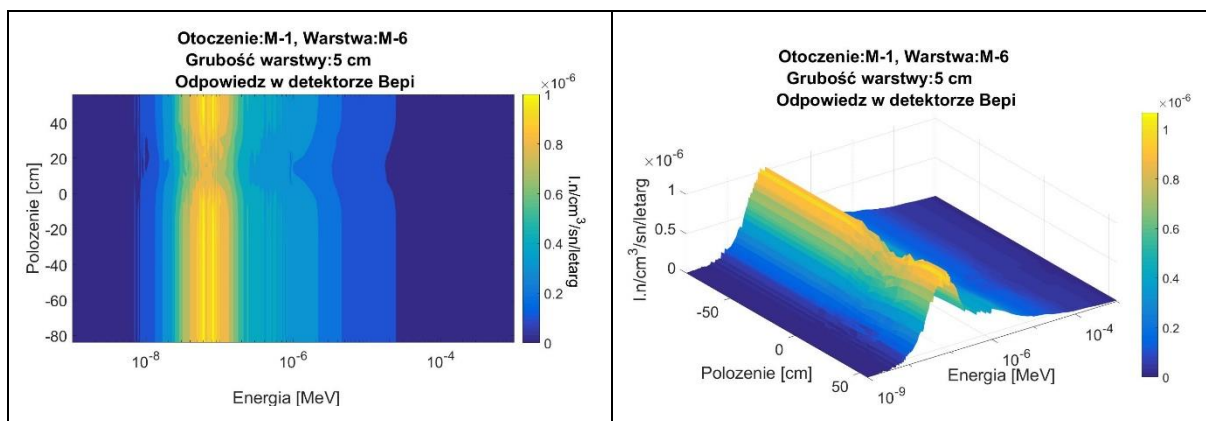
Rys. 6.4.1.7 Rozkład energetyczny strumienia neutronów docierających do detektora Bter z ośrodka skalnego zbudowanego z warstwy M-6 o grubości 5 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-1 w funkcji położenia sondy.



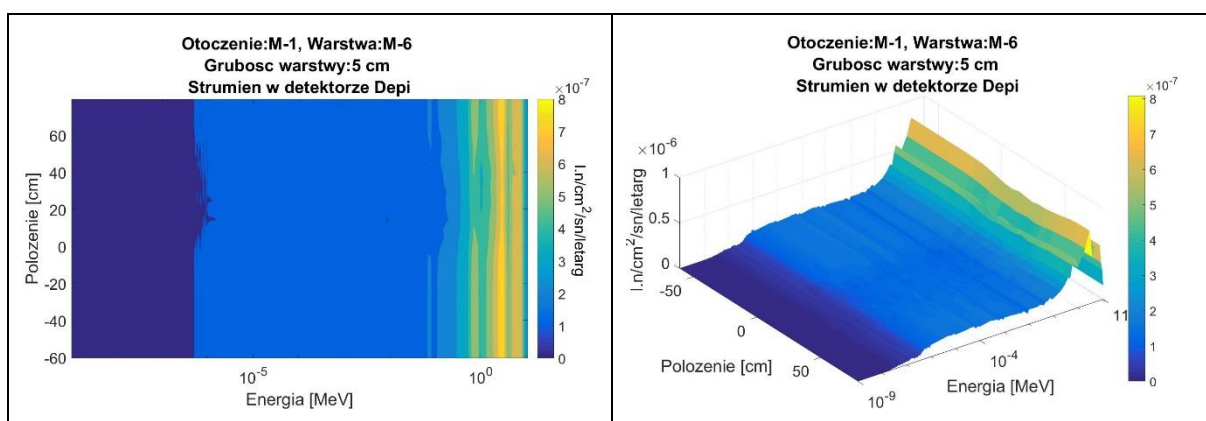
Rys. 6.4.1.8 Rozkład energetyczny neutronów generujących odpowiedź detektora Bter rejestrującego anomalię od warstwy M-6 o grubości 5 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-1 w funkcji położenia sondy.



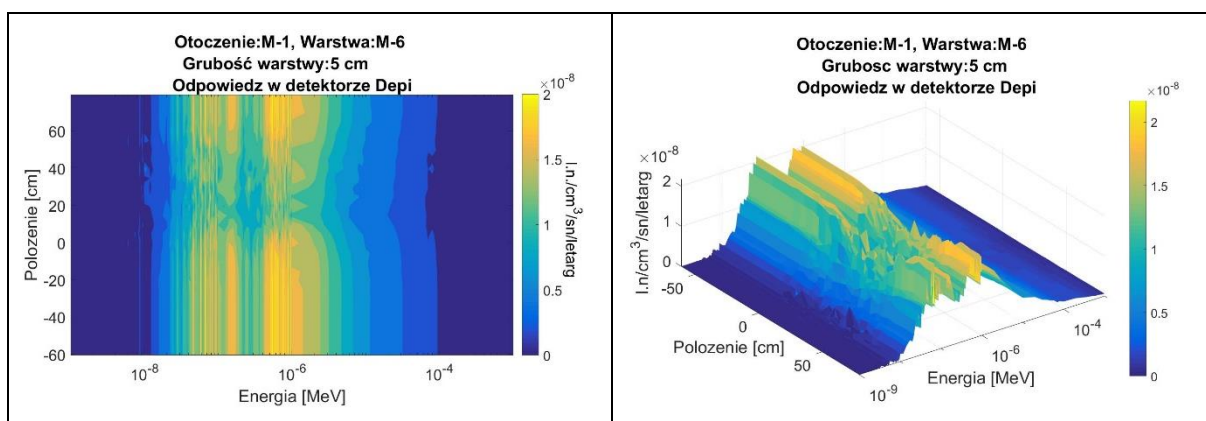
Rys. 6.4.1.9 Rozkład energetyczny strumienia neutronów docierających do detektora Bepi z ośrodka skalnego zbudowanego z warstwy M-6 o grubości 5 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-1 w funkcji położenia sondy.



Rys. 6.4.1.10 Rozkład energetyczny neutronów generujących odpowiedź detektora Bepi rejestrującego anomalię od warstwy M-6 o grubości 5 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-1 w funkcji położenia sondy.



Rys. 6.4.1.11 Rozkład energetyczny strumienia neutronów docierających do detektora Depi z ośrodka skalnego zbudowanego z warstwy M-6 o grubości 5 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-1 w funkcji położenia sondy.

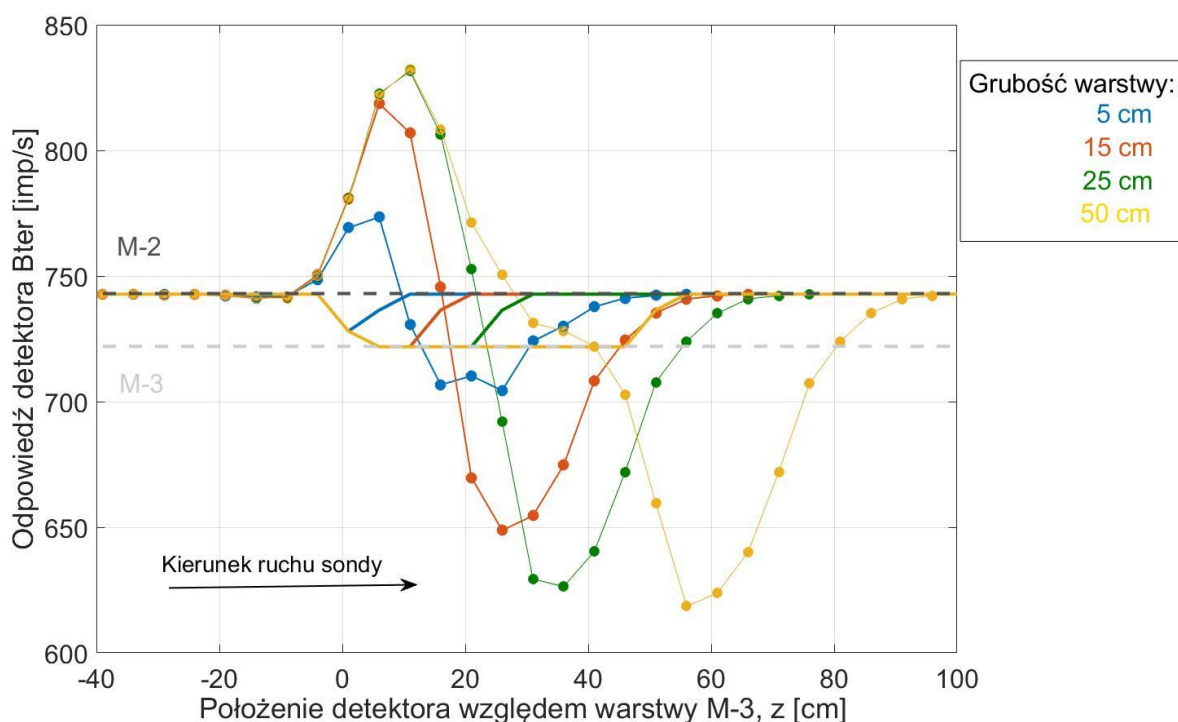


Rys. 6.4.1.12 Rozkład energetyczny neutronów generujących odpowiedź detektora Depi rejestrującego anomalię od warstwy M-6 o grubości 5 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-1 w funkcji położenia sondy.

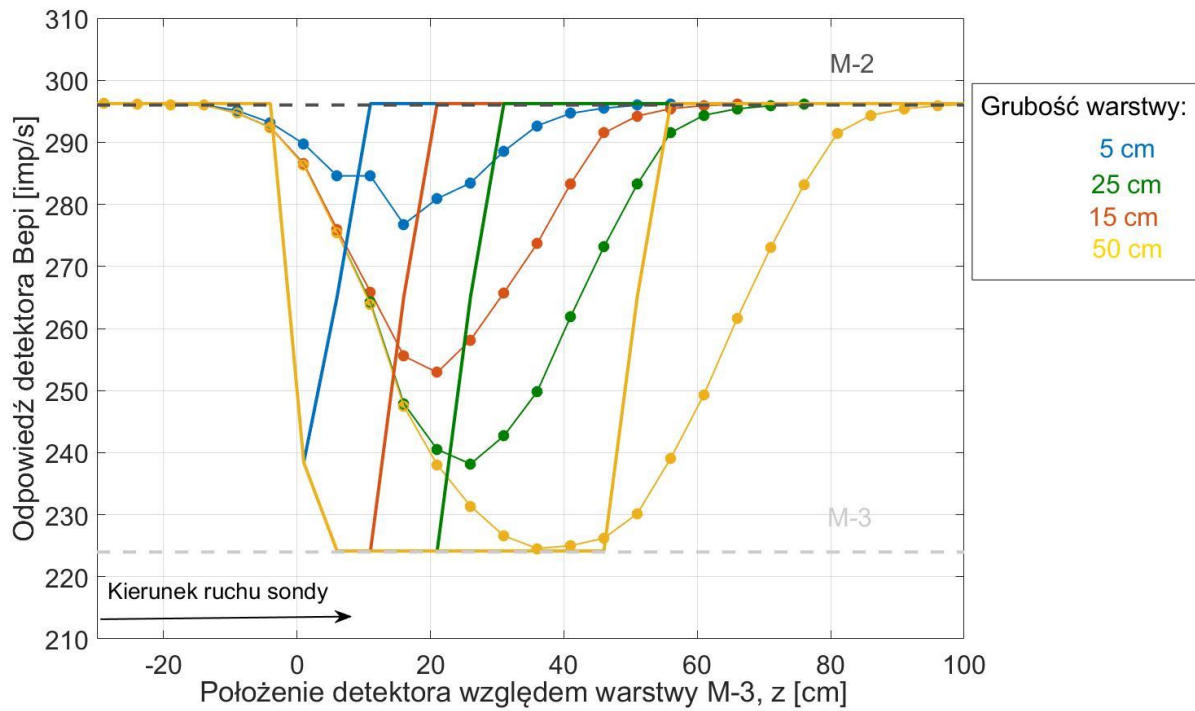


### 6.4.2. Warstwa M-3 otoczona ośrodkiem modelowym M-2

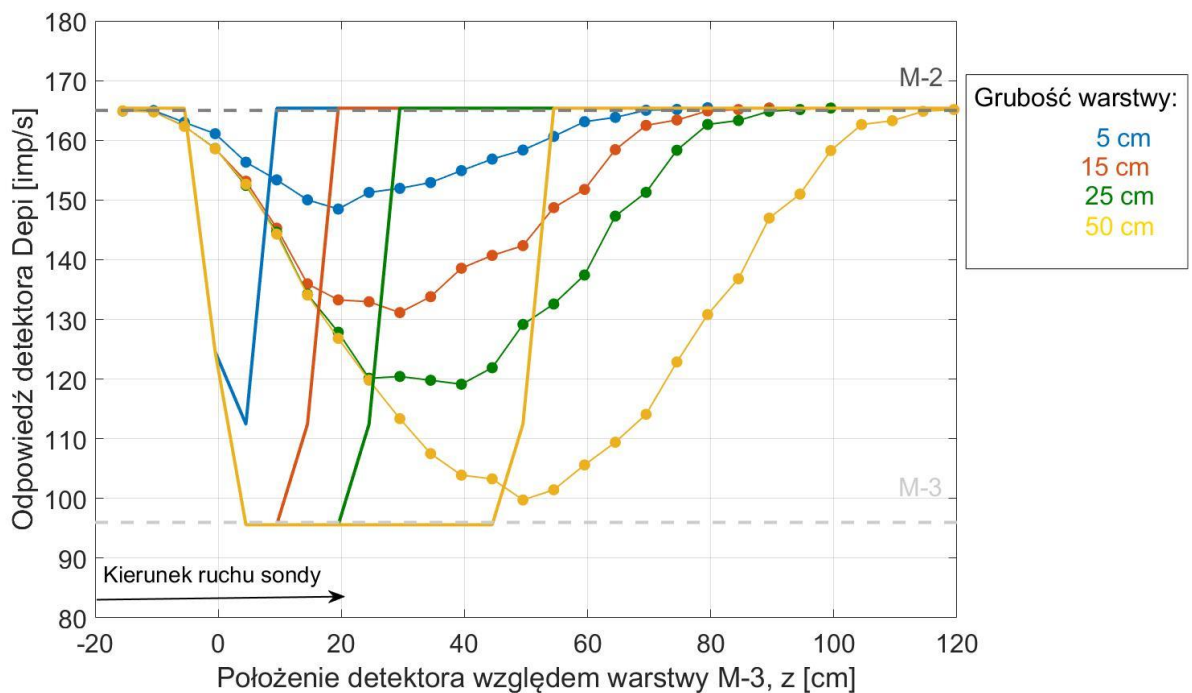
Drugi przypadek kombinacji otoczenie-warstwa dotyczy układu, w którym pierwszy ośrodek skalny, M-2, tworzący otoczenie jest ośrodkiem o słabej porowatości (7.5%) i o dużym przekroju czynnym  $\Sigma_{a \text{ model}}$  (28.3 c.u.). Drugi ośrodek skalny, M-3, tworzący warstwę charakteryzuje się większą porowatością (20%) i mniejszym przekrojem czynnym  $\Sigma_{a \text{ model}}$  (13.9 c.u.). Parametr *GNP* dla warstwy M-3 jest mniejszy niż dla otoczenia M-2 (Tab. 6.3-1). Anomalie rejestrowane przez każdy z detektorów sondy NNTE dla tego układu: otoczenie-warstwa przedstawione zostały na Rys. 6.4.2.1 dla detektora Bter, na Rys. 6.4.2.2 dla detektora Bepi i na Rys. 6.4.2.3 dla detektora Depi. Wszystkie wykresy przedstawiają sytuację, kiedy warstwa jest prostopadła do osi otworu ( $\alpha = 90^\circ$ ). Krzywe punktowe wyznaczają symulacje MCNP, krzywe ciągłe odpowiadają profilom idealnym, natomiast poziome linie przerywane wyznaczają odpowiedź detektora w danym ośrodku jednorodnym. Sonda porusza się od strony lewej (ujemne wartości) do strony prawej (dodatnie wartości) osi poziomej. Wartość  $z = 0$  cm oznacza położenie dolnej granicy warstwy oraz położenie środka detektora na jej wysokości.



Rys. 6.4.2.1 Anomalie rejestrowane detektorem Bter dla różnej grubości warstwy M-3, prostopadłej do osi otworu, otoczonej obustronnie ośrodkiem modelowym M-2.



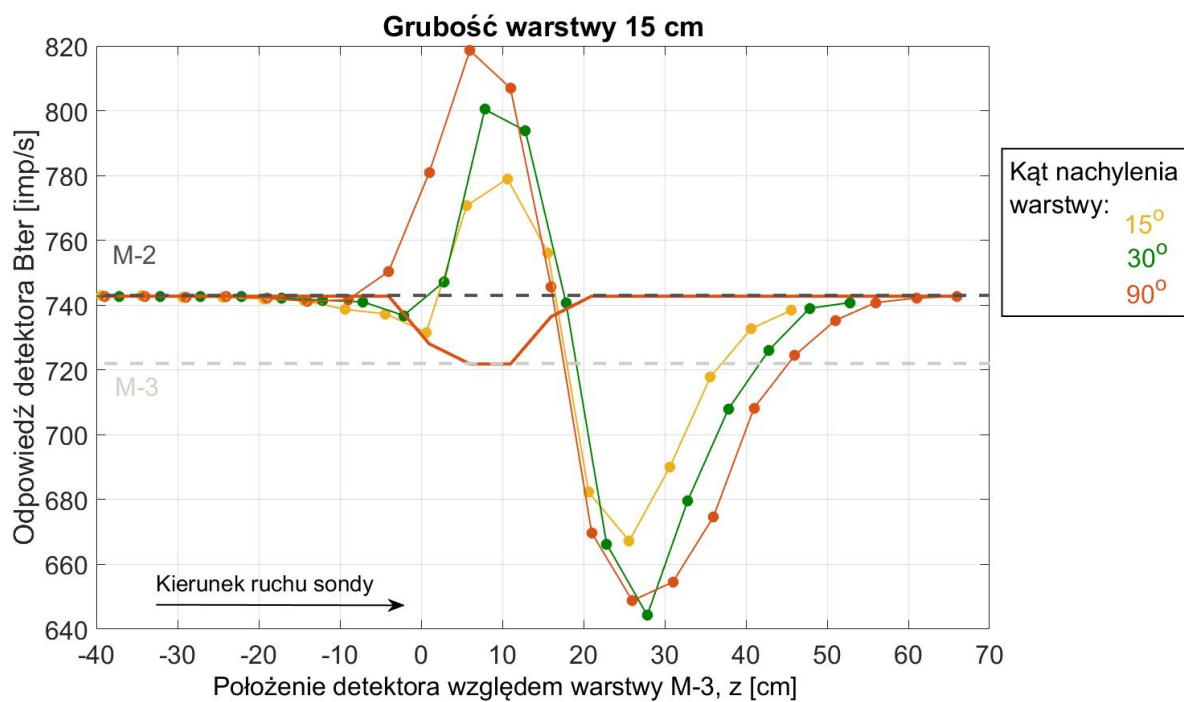
Rys. 6.4.2.2 Anomalie rejestrowane detektorem Bepi dla różnej grubości warstwy M-3, prostopadłej do osi otworu, otoczonej obustronnie ośrodkiem modelowym M-2.



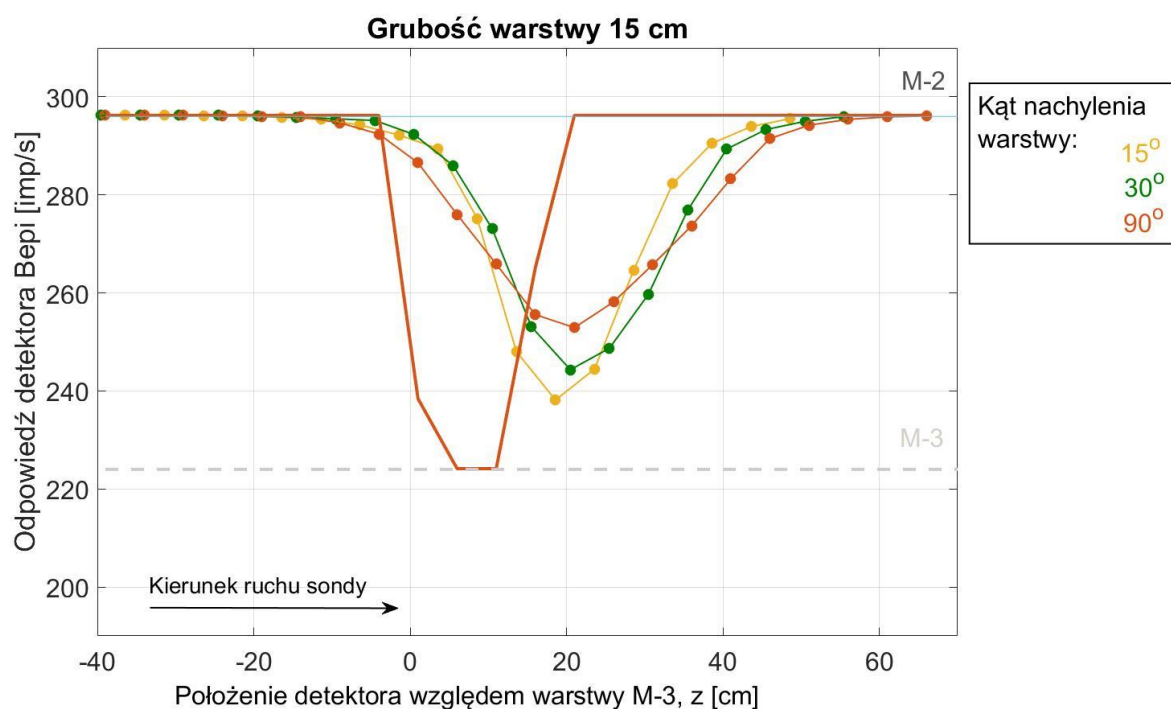
Rys. 6.4.2.3 Anomalie rejestrowane detektorem Depi dla różnej grubości warstwy M-3, prostopadłej do osi otworu, otoczonej obustronnie ośrodkiem modelowym M-2.

Anomalia od warstwy M-3 otoczonej ośrodkiem M-2, zarejestrowana przez detektor Bter wykazuje silnie zaburzony przebieg, niezależnie od grubości (Rys. 6.4.2.1). Biorąc pod uwagę częstości zliczeń detektora Bter w jednorodnych ośrodkach M-3 ( $I_{\text{Bter}} = 667 \text{ imp/s}$ ) oraz M-2 ( $I_{\text{Bter}} = 688 \text{ imp/s}$ ) należy oczekiwać w przypadku takiego układu warstw, niewielkiego obniżenia wartości anomalii. Przebiegi idealnych anomalii dla różnych grubości warstwy M-3 zaznaczone są na Rys. 6.4.2.1 liniami ciągłymi. W rzeczywistości, od strony wchodzenia sondy w obszar warstwy obserwujemy najpierw silne zawyżenie wartości anomalii o amplitudzie przewyższającej odpowiedź detektora Bter w materiale otoczenia M-2, a następnie zniżenie wartości anomalii o amplitudzie niewspółmiernie dużej w stosunku do bazowej odpowiedzi detektora Bter w ośrodku M-3. Jest to przypadek wyjątkowej współzależności parametrów neutronowych warstwy i jej otoczenia. Otoczenie M-2 charakteryzuje się niską porowatością (7.5%), ośrodek taki charakteryzuje się dużą długością spowalniania  $L_s = 14.6 \text{ cm}$  (Tab. 6.3-1), co powoduje, że neutrony są silnie rozpraszane i mogą docierać do następnej warstwy, zwiększając populację spowolnionych neutronów docierających do detektora Bter, gdy ten znajduje się już w obszarze warstwy M-3. Ten efekt może tłumaczyć pojawienie się efektu zawyżenia wartości anomalii, gdy detektor wchodzi w obszar warstwy M-3. Z drugiej strony ośrodek M-2 charakteryzuje się wysokim przekrojem czynnym absorpcji neutronów termicznych (28.3 c.u.), co może powodować efektywne zmniejszenie populacji neutronów docierających do obszaru M-3 przez otoczenie M-2. Ponieważ ośrodek M-3, ze względu na wyższą porowatość (20%) ma niższą długość spowalniania ( $L_s = 11.5 \text{ cm}$ ), znaczna część neutronów może ulec spowolnieniu i absorpcji w warstwie i nie zdąży dotrzeć do detektora. Gdyby działał tylko ten czynnik, obserwowalibyśmy właściwe dla tej warstwy obniżenie wartości anomalii. Efekt ten jest jednak znacznie pogłębiona przez silną absorpcję neutronów w otoczeniu M-2, co obserwujemy w postaci zniżenia wartości anomalii o amplitudzie niewspółmiernie dużej w stosunku do bazowej odpowiedzi detektora.

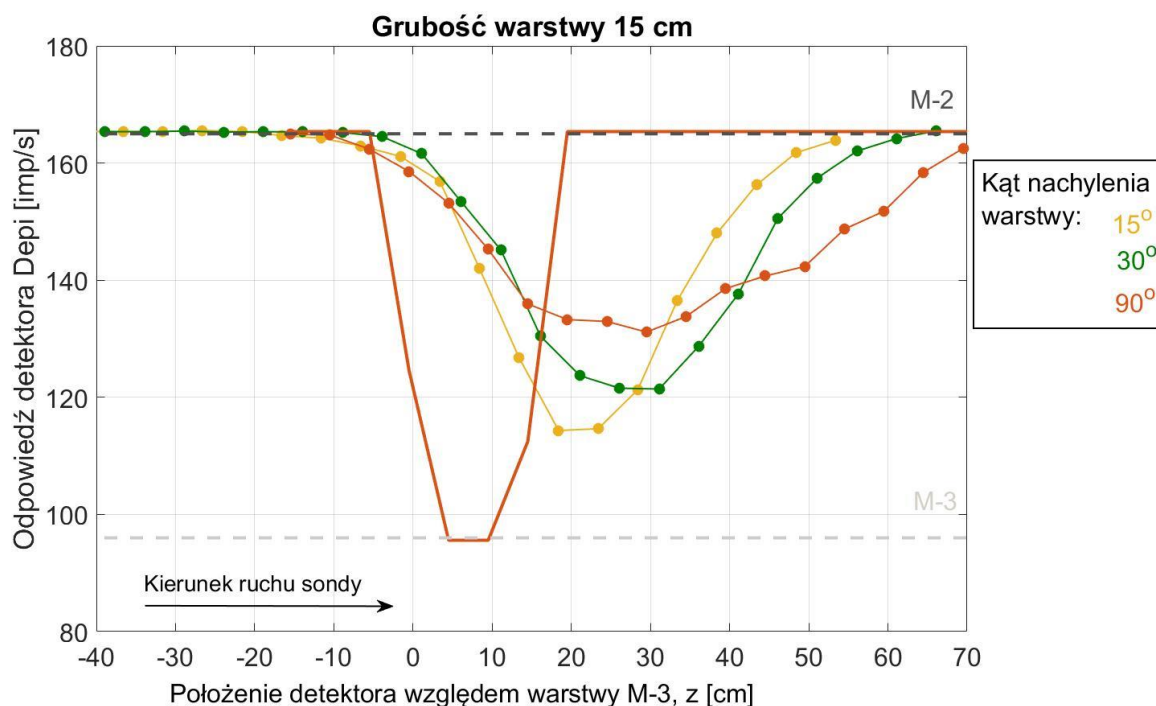
Analogiczny efekt obserwuje się dla różnych kątów nachylenia warstwy. Porównanie przebiegu anomalii rejestrowanej przez poszczególne detektory sondy NNTE dla warstwy M-3 o grubości  $H = 15 \text{ cm}$  otoczonej obustronnie ośrodkiem modelowymi M-2 dla różnych kątów upadu warstwy przedstawia Rys. 6.4.2.4 dla detektora Bter, Rys. 6.4.2.5 dla detektora Bepi i Rys. 6.4.2.6 dla detektora Depi.



Rys. 6.4.2.4 Wpływ kąta nachylenia warstwy w stosunku do osi otworu na odpowiedź detektora Bter. Warstwa M-3 o grubości  $H = 15$  cm otoczona jest obustronnie ośrodkiem modelowym M-2.



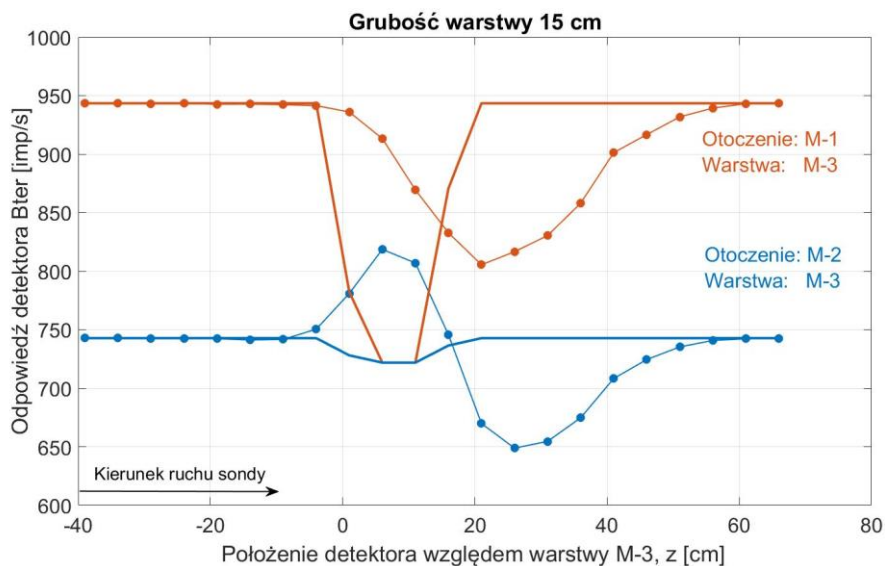
Rys. 6.4.2.5 Wpływ kąta nachylenia warstwy w stosunku do osi otworu na odpowiedź detektora Bepi. Warstwa M-3 o grubości  $H = 15$  cm otoczona jest obustronnie ośrodkiem modelowym M-2.



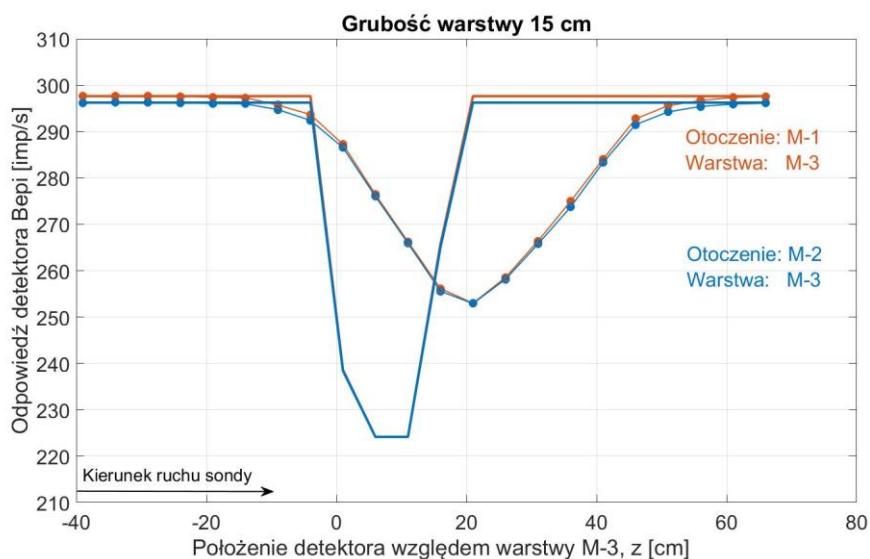
Rys. 6.4.2.6 Wpływ kąta nachylenia warstwy w stosunku do osi otworu na odpowiedź detektora Depi. Warstwa M-3 o grubości  $H = 15$  cm otoczona jest obustronnie ośrodkiem modelowym M-2.

Cechą charakterystyczną zarejestrowanych anomalii jest pojawianie się w przypadku detektora bliskiego termicznego wspomnianych zniekształceń anomalii w obszarach, gdy detektor wchodzi w obszar warstwy i gdy z niej wychodzi. Zniekształcenia te wynikają głównie z różnic w lokalnym zwiększeniu lub zmniejszeniu liczby neutronów termicznych powodowanych silną zmianą parametrów absorpcyjnych graniczących ośrodków. Charakterystyczną cechą zaobserwowanych zniekształceń jest ich obecność niezależnie od grubości i kąta upadu warstwy, co zostało pokazane na Rys. 6.4.2.1 i Rys. 6.4.2.4. Liczba zaobserwowanych przypadków powstawania artefaktów w ramach realizowanej pracy jest jednak zbyt mała, aby można było wyciągać ogólne wnioski dotyczące ich powstawania np.: ewentualne korelacje z generalnym parametrem neutronowym  $GNP$  graniczących warstw.

Dowodem na to, że taki nietypowy, złożony przebieg anomalii zależy od parametrów neutronowych obydwu graniczących ośrodków, jest przykład innej anomalii o obniżonej wartości od tej samej warstwy M-3, ale otoczonej innym ośrodkiem, M-1, który też ma niską porowatość (7.5%), ale również niski przekrój czynny absorpcji 12.6 c.u. (Tab. 6.3-1). Porównanie przebiegu anomalii rejestrowanej przez poszczególne detektory sondy NNTE dla warstwy M-3 o grubości  $H = 15$  cm prostopadłej do osi otworu, otoczonej obustronnie kolejno dwoma różnymi ośrodkami modelowymi: M-1 i M-2 przedstawiają Rys. 6.4.2.7 dla detektora Bter, Rys. 6.4.2.8 dla Bepi i Rys. 6.4.2.9 dla Depi.

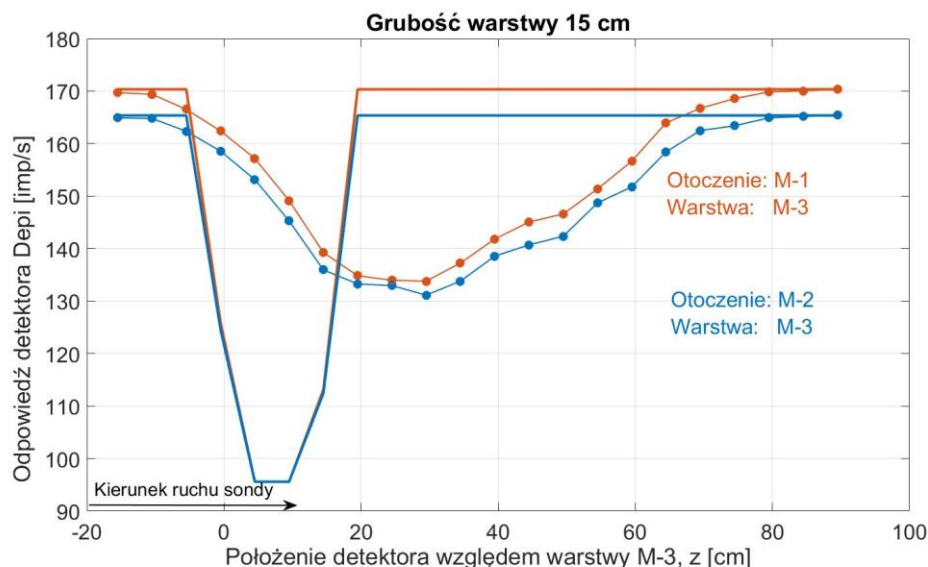


Rys. 6.4.2.7 Anomalie rejestrowane detektorem Bter dla warstwy M-3 o grubości 15 cm, prostopadłej do osi otworu, otoczonej obustronnie kolejno ośrodkiem modelowym: M-1 i M-2.



Rys. 6.4.2.8 Anomalie rejestrowane detektorem Bepi dla warstwy M-3 o grubości 15 cm, prostopadłej do osi otworu, otoczonej obustronnie kolejno ośrodkiem modelowym: M-1 i M-2.



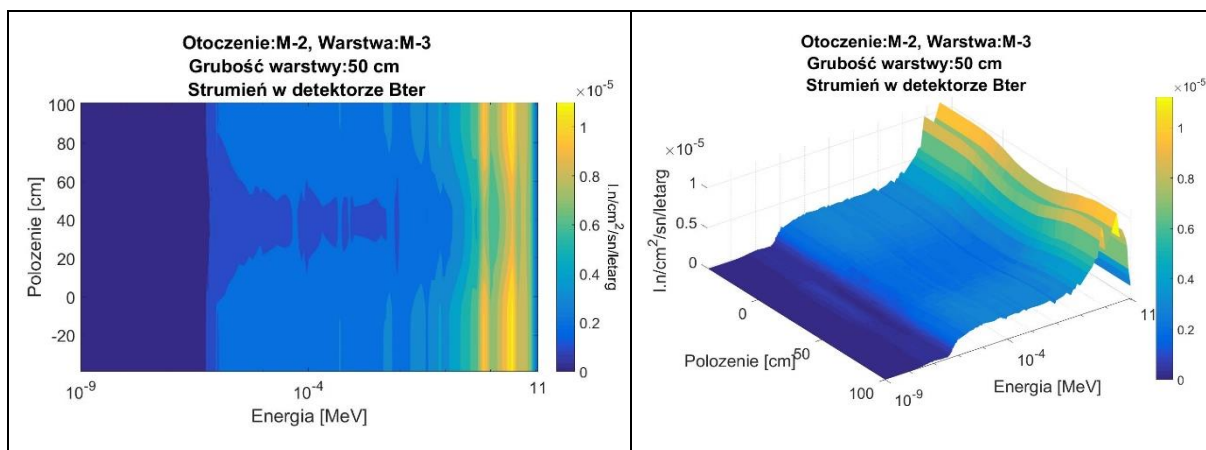


Rys. 6.4.2.9 Anomalie rejestrowane detektorem Depi dla warstwy M-3 o grubości 15 cm, prostopadłej do osi otworu, otoczonej obustronnie kolejno ośrodkiem modelowym: M-1 i M-2.

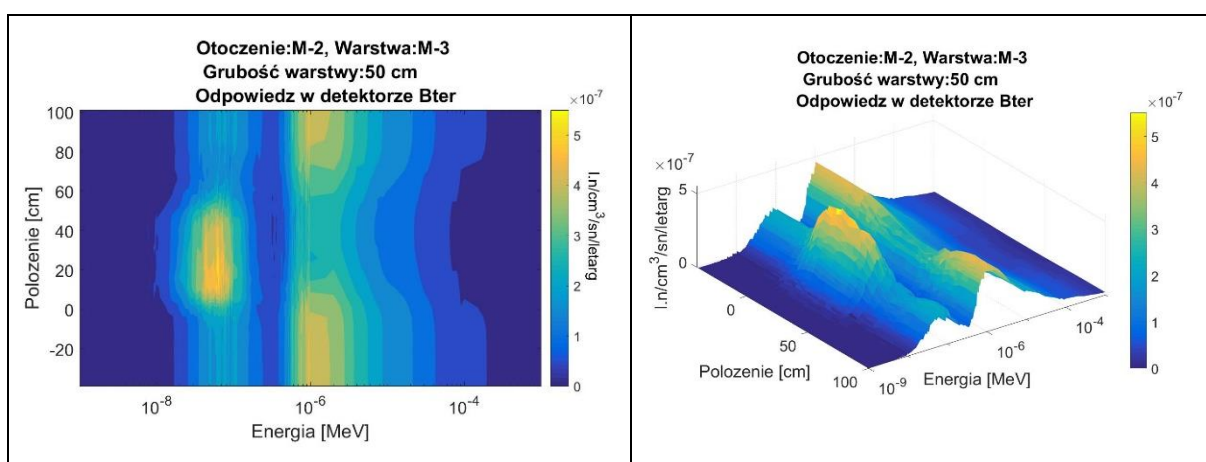
Artefakty takie były rejestrowane również przy mniejszych różnicach w porowatości graniczących warstw [Woźnicka i in., 2012], co upoważnia do stwierdzenia, że główną przyczyną ich powstawania jest znaczna różnica we własnościach rozpraszających i absorpcyjnych graniczących ośrodków. Celem przyjrzenia się problemowi zniekształcenia anomalii, dla warstwy M-3 o grubości 50 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-2 wyliczone zostały rozkłady energetyczne: strumieni neutronów docierających do poszczególnych detektorów sondy NNTe (detektora Bter na Rys. 6.4.2.10, Bepi na Rys. 6.4.2.12 i Depi na Rys. 6.4.2.14) oraz strumieni neutronów generujących odpowiedź detektora Bter na Rys. 6.4.2.11, Bepi na Rys. 6.4.2.13 i Depi na Rys. 6.4.2.15. Wartości na osi „Polożenie” wyjaśniono w Rozdziale 6.4.1.

Do każdego z detektorów dociera strumień neutronów w szerokim zakresie energetycznym. Na rozkładach energetycznych strumieni neutronów docierających do poszczególnych detektorów wyraźnie zaznacza się obszar warstwy ( $0 < z < 50$  cm), gdzie obserwujemy spadek liczny neutronów (dla detektora Bter na Rys. 6.4.2.10, dla Bepi na Rys. 6.4.2.12 i dla Depi na Rys. 6.4.2.14). Dla każdego z detektorów wygląda on nieco inaczej, co w połączeniu z odpowiednimi przekrojami czynnymi na absorpcję neutronów przez  $^3\text{He}$  (Rys. 4.1.3) daje rozkłady energetyczne neutronów generujących odpowiedź w funkcji położenia sondy, przedstawione: dla detektora Bter na Rys. 6.4.2.11 dla Bepi na Rys. 6.4.2.13 i dla Depi na Rys. 6.4.2.15.

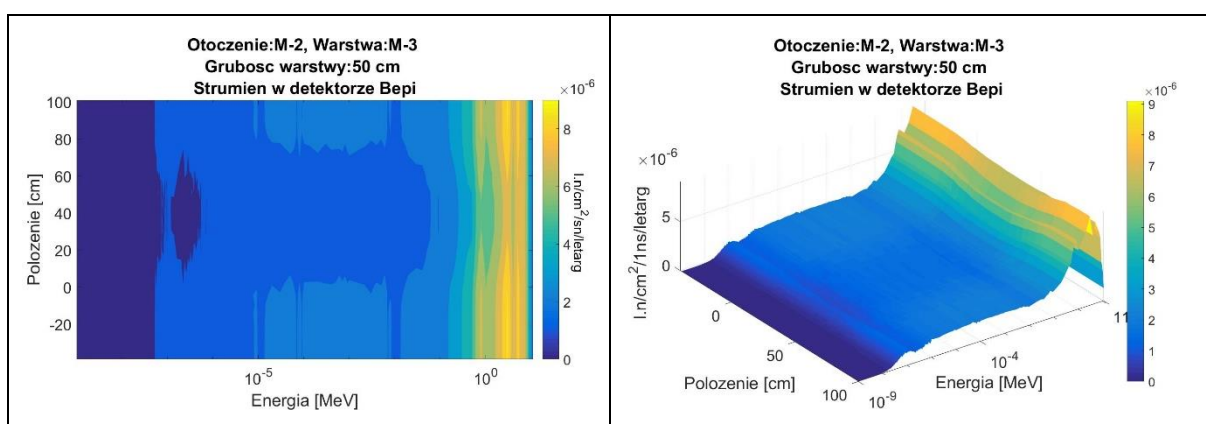




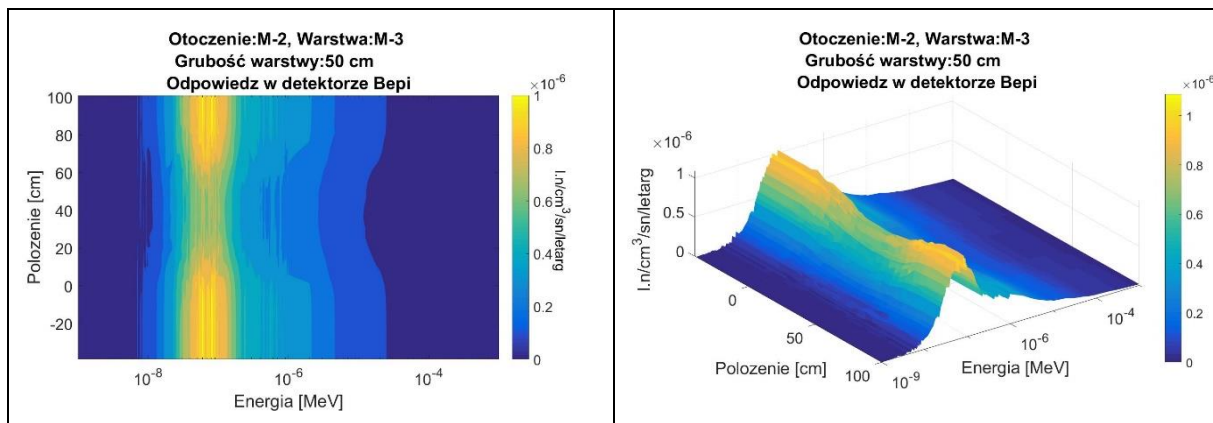
Rys. 6.4.2.10 Rozkład energetyczny strumienia neutronów docierających do detektora Bter z ośrodka skalnego zbudowanego z warstwy M-3 o grubości 50 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-2 w funkcji położenia sondy.



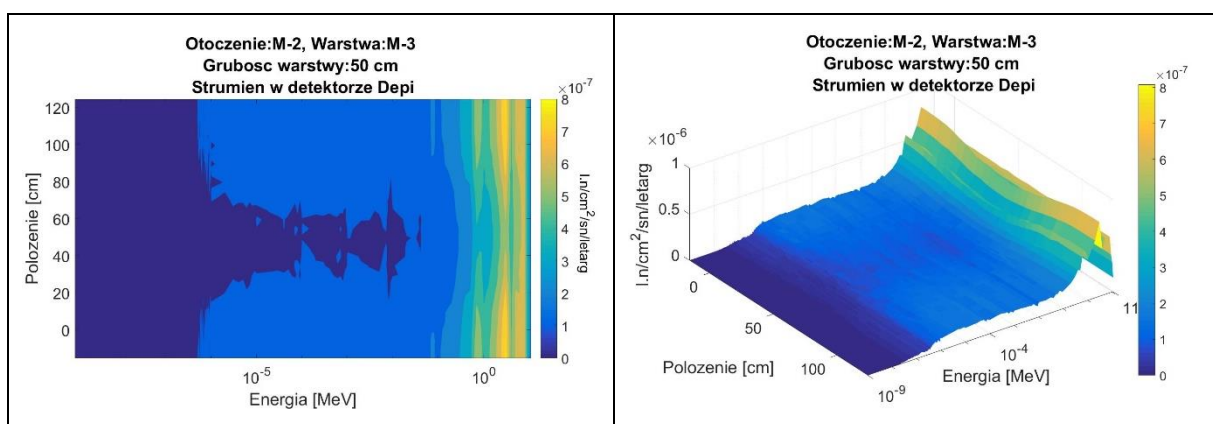
Rys. 6.4.2.11 Rozkład energetyczny neutronów generujących odpowiedź detektora Bter rejestrującego anomalię od warstwy M-3 o grubości 50 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-2 w funkcji położenia sondy.



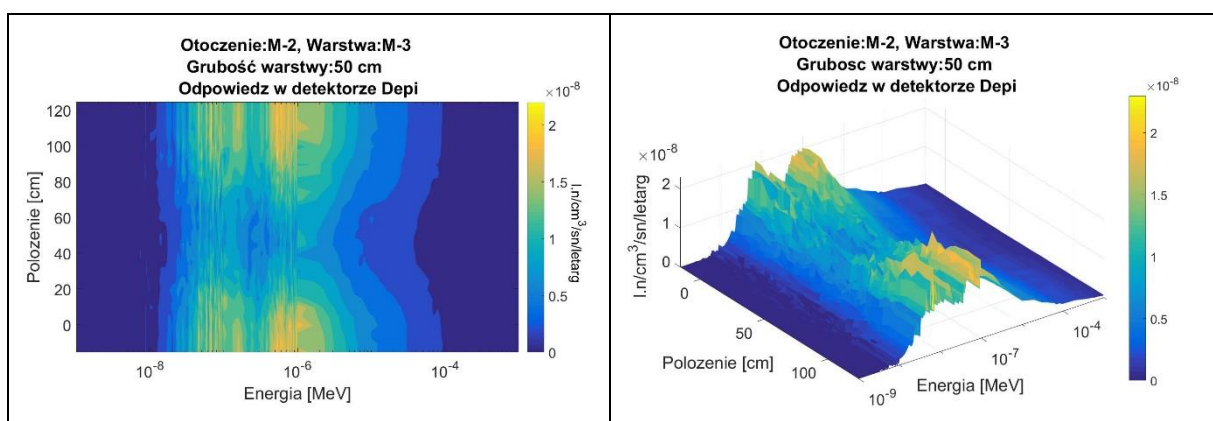
Rys. 6.4.2.12 Rozkład energetyczny strumienia neutronów docierających do detektora Bepi z ośrodka skalnego zbudowanego z warstwy M-3 o grubości 50 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-2 w funkcji położenia sondy.



Rys. 6.4.2.13 Rozkład energetyczny neutronów generujących odpowiedź detektora Bepi rejestrującego anomalię od warstwy M-3 o grubości 50 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-2 w funkcji położenia sondy.



Rys. 6.4.2.14 Rozkład energetyczny strumienia neutronów docierających do detektora Depi z ośrodka skalnego zbudowanego z warstwy M-3 o grubości 50 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-2 w funkcji położenia sondy.



Rys. 6.4.2.15 Rozkład energetyczny neutronów generujących odpowiedź detektora Depi rejestrującego anomalię od warstwy M-3 o grubości 50 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-2 w funkcji położenia sondy.

Nietypowy przebieg anomalii rejestrowany przez detektor Bter zaznacza się również na rozkładzie energetycznym neutronów docierających do detektora (Rys. 6.4.2.11). W przypadku typowego przebiegu anomalii, jak to ma miejsce dla kombinacji: otoczenie: M- 1 – warstwa M-6, obserwujemy dwa wyraźne maksima: jedno w zakresie energii poniżej, a drugie powyżej  $4 \cdot 10^{-7}$  MeV (Rys. 6.4.1.2). Maksima te ulegają wyraźnemu osłabieniu w obszarze warstwy, co jest związane z większą zarówno porowatością jak i absorpcją w tym obszarze. Również dla kombinacji: otoczenie M-2 – warstwa M-3 widoczne są dwa maksima rozdzielone energią progu kadmowego. Rozkład energetyczny w zakresie energii powyżej  $4 \cdot 10^{-7}$  MeV zachowuje charakter znany już z przypadku kombinacji: otoczenie M-1 – warstwa M-6 i w obszarze warstwy następuje znaczące osłabienie obserwowanego maksimum. Nieco inaczej wygląda sytuacja w zakresie energii poniżej  $4 \cdot 10^{-7}$  MeV, gdzie mamy sytuację odwrotną, a mianowicie, w obszarze warstwy maksimum jest wyraźnie widoczne, natomiast osłabienie następuje w obszarze otoczenia (Rys. 6.4.2.11). Już na tym etapie można pokusić się o stwierdzenie, że na nietypowy przebieg anomalii wpływa zakres energii neutronów poniżej odcięcia kadmowego. W Rozdziale 5.2 zostało pokazane, że neutrony o energiach poniżej  $4 \cdot 10^{-7}$  MeV dochodzą do objętości czynnej detektora bezpośrednio z ośrodka skalnego przez okno w osłonie kadmowej. Nawiązując do tego wniosku, obserwowany efekt związany jest tylko i wyłącznie z ośrodkiem skalnym, a dokładniej ze zmianą rozpraszania i absorpcji na granicy dwóch ośrodków, a tym samym zmianą strumienia neutronów termicznych przy przejściu z jednego ośrodka do drugiego. Szczegółowa analiza tego problemu dla kombinacji: otoczenie M-2 – warstwa M-3 znajduje się w *Uzupelnieniu* zamieszczonym na końcu tej pracy.

## 7. Profilowania neutronowe w formacjach wielowarstwowych utworzonych z bloków ceramicznych stanowiska kalibracyjnego w Zielonej Górze

Stanowisko do kalibracji sond w Zielonej Górze zostało wyposażone w zestaw wzorców (B1, B2 i B3) zbudowanych z kształtek ceramicznych do badania wpływu porowatości i cienkich warstw na wyniki profilowań neutronowych [Massalski i in., 1996]. Kształtki (KW, BW i L13) o wymiarach 300 x 300 x 75 mm, z których zbudowano wzorce, zostały wykonane w trzech zakresach porowatości i składzie chemicznym przedstawionym w Tab. 7-1. Wzorce zostały zbudowane w kształcie bloczków o wymiarach 210 x 150 x 286 cm lub 210 x 150 x 196 cm z otworem w centralnej części pozwalającym na wprowadzenie sondy. Każdy ze wzorców 1B, 2B, 3B, został zbudowany w taki sposób, aby od spodu przyzmy najpierw znajdowała się gruba warstwa (ok. 1 m) z jednego rodzaju kształtek, a następnie formowano cienkie i grube warstwy z pozostałych.

Tab. 7-1 Parametry modeli ceramicznych stanowiska kalibracyjnego Geofizyki Kraków SA w Zielonej Górze.

Ośrodek skalny	BW	KW	L13
Gęstość szkieletowa [g/cm <sup>3</sup> ]	2.47	2.45	2.61
Gęstość objętościowa [g/cm <sup>3</sup> ]	2.12	2.21	1.64
Porowatość [%]	23.81	16.55	60.00
$\Sigma_a$ matrix [c.u.] <sup>1)</sup>	10.16	9.35	15.97
$\Sigma_a$ model [c.u.] <sup>2)</sup>	11.28	9.86	17.13
Udziały wagowe poszczególnych pierwiastków			
H	0.0125684358	0.0083802519	0.0408418775
C	0.0015926900	0.0015273620	0.0012247434
O	0.5440295115	0.5305600662	0.6428840258
Na	0.0019243500	0.0099539263	0.0015425612
Mg	0.0021899549	0.0016408900	0.0018808612
Al	0.1728444504	0.1233050177	0.1131446374
Si	0.2426216602	0.2964855270	0.1824823112
K	0.0071778619	0.0176035035	0.0069584807
Ca	0.0053144476	0.0050964626	0.0040866926
Fe	0.0097366378	0.0054469928	0.0049538090
<sup>1)</sup> Wartości podane dla prędkości neutronów $v = 2200$ m/s <sup>2)</sup> Wartości uśrednione po widmie neutronowym (dla obliczeń GNP) [Czubek, 1990a], [Czubek, 1990b], [Czubek, 1988a], [Czubek, 1988b]			

Stanowisko kalibracyjne w Zielonej Górze jest jedynym w Polsce obiektem pomiarowym, na którym można wykonywać w pełni kontrolowane pomiary eksperymentalne sondą neutronową. Również, ze względu na znajomość składu pierwiastkowego wzorców i geometrycznego układu pomiarowego, można przeprowadzić dla tego stanowiska komplementarne symulacje komputerowe.

Przedstawione w poprzednich rozdziałach symulacje komputerowe dla cienkich warstw były przeprowadzone dla czysto modelowych przykładów (Rozdział 6, modele M-1 ÷ M-6). Na podstawie tamtych symulacji wyciągnięto szereg wniosków dotyczących przebiegu anomalii w cienkich warstwach, takich jak wpływ grubości warstwy czy zależność wysokości amplitudy anomalii od stosunku *GNP* otoczenie-warstwa. Przeprowadzenie analogicznych symulacji MCNP dla rzeczywistych układów bloków ceramicznych posłużyło potwierdzeniu wcześniejszych wniosków. Wykonano model numeryczny bloków dla dwóch układów kształtek, dla których były wykonane pomiary sondą NNTE. Również w tym przypadku zmiana położenia sondy, oznaczająca jej ruch w górę, sprowadza się do ruchu w dół warstw ośrodka, jak opisano w Rozdziale 6.

Dla wzorców B1 i B2 wykonano serię eksperymentów numerycznych, których wynikiem były odpowiedzi poszczególnych detektorów sondy NNTE umieszczonej przy ścianie otworu wypełnionego wodą o średnicy 180 mm wzdłuż wysokości bloku. Pory kształtek wypełnione były w 100% wodą. Układ warstw wzorców przedstawiono w Tab. 7-2. Profil ceramiczny I (odpowiadający wzorcowi B1) składa się z 4 warstw o grubości 100 cm każda, pomiędzy którymi znajduje się jedna wkładka z kształtek KW, tworząca cieką warstwę o grubości 15 cm granicząca obustronnie z warstwą z materiału L13 o grubości 100 cm. Profil ceramiczny II (odpowiadający wzorcowi B2) zbudowany jest z 5 warstw: pomiędzy warstwami z kształtek BW o grubości 100 cm znajdują się dwie wkładki z kształtek L13, tworzące cienkie warstwy, odpowiednio o grubości 7.5 cm oraz 15 cm.

W pierwszym etapie obliczeń wyznaczono odpowiedzi detektorów sondy NNTE w modelach nieskończonych, odpowiadających składowi chemicznemu i gęstości poszczególnych kształtek KW, BW i L13. Wyniki tych obliczeń przedstawiono w Tab.7.3. Wyniki te zostaną wykorzystane następnie do porównania, na ile odpowiedzi sondy w cienkich warstwach o grubości: 15 cm i 7.5 cm odbiegają od odpowiedzi charakterystycznej dla ośrodka jednorodnego, nieskończonego. Odpowiedzi detektorów podane są w jednostkach odpowiadającym danym wynikowym programu MCNP. Dla przedstawionych poniżej analiz wysokości amplitud anomalii od cienkich warstw taka reprezentacja wyników jest wystarczająca.

Tab. 7-2 Wymiary geometryczne i ułożenie warstw we wzorcach ceramicznych B1 i B2 stanowiska kalibracyjnego w Zielonej Górze.

Ośrodek skalny	H <sub>min</sub> [cm]	H <sub>max</sub> [cm]	H [cm]
<b>Wzorzec ceramiczny I (B1)</b>			
KW	0	100	100
H <sub>2</sub> O	100	200	100
L13	200	300	100
KW	300	315	15
L13	315	415	100
KW	415	515	100
<b>Wzorzec ceramiczny II (B2)</b>			
BW	0.0	100.0	100.0
L13	100.0	107.5	7.5
BW	107.5	207.5	100.0
L13	207.5	222.5	15.0
BW	222.5	322.5	100.0

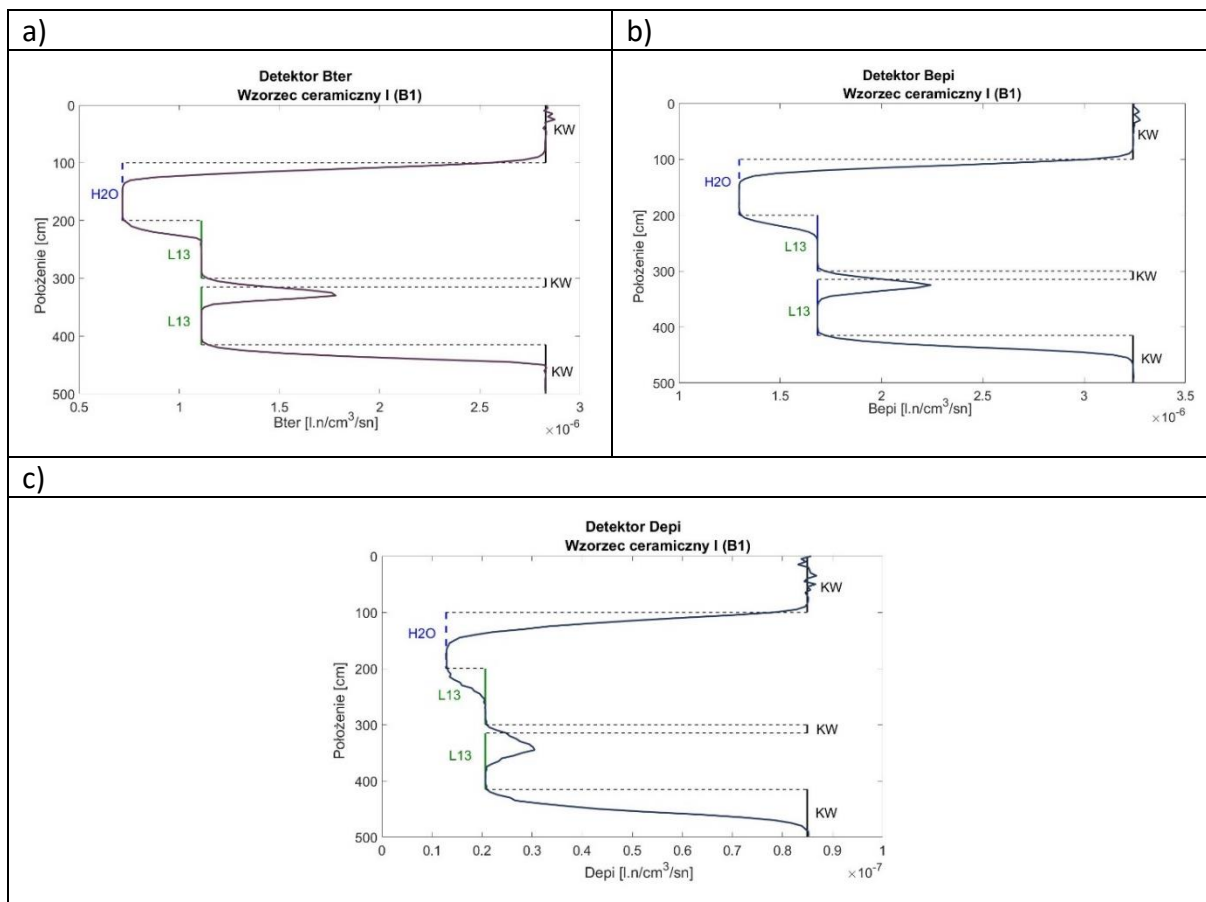
Tab. 7-3 Odpowiedzi detektorów sondy neutronowej NNTE w modelach skalnych jednorodnych, nieskończonych odpowiadających wzorcom ceramicznym stanowiska kalibracyjnego w Zielonej Górze. Sonda umieszczona przy ścianie otworu o średnicy 180 mm.

Ośrodek skalny	B <sub>ter</sub> [l.n/cm <sup>3</sup> /sn] x 10 <sup>-8</sup>	Błąd wzgl. x 10 <sup>-8</sup>	B <sub>epi</sub> [l.n/cm <sup>3</sup> /sn] x 10 <sup>-8</sup>	Błąd wzgl. x 10 <sup>-8</sup>	Depi [l.n/cm <sup>3</sup> /sn] x 10 <sup>-8</sup>	Błąd wzgl. x 10 <sup>-8</sup>
BW	238.79	0.0054	270.91	0.0068	5.67	0.0156
KW	282.78	0.0050	324.18	0.0062	8.49	0.0129
L13	110.96	0.0079	168.42	0.0087	2.06	0.0262
H <sub>2</sub> O	71.56	0.0097	129.74	0.0099	1.28	0.0330

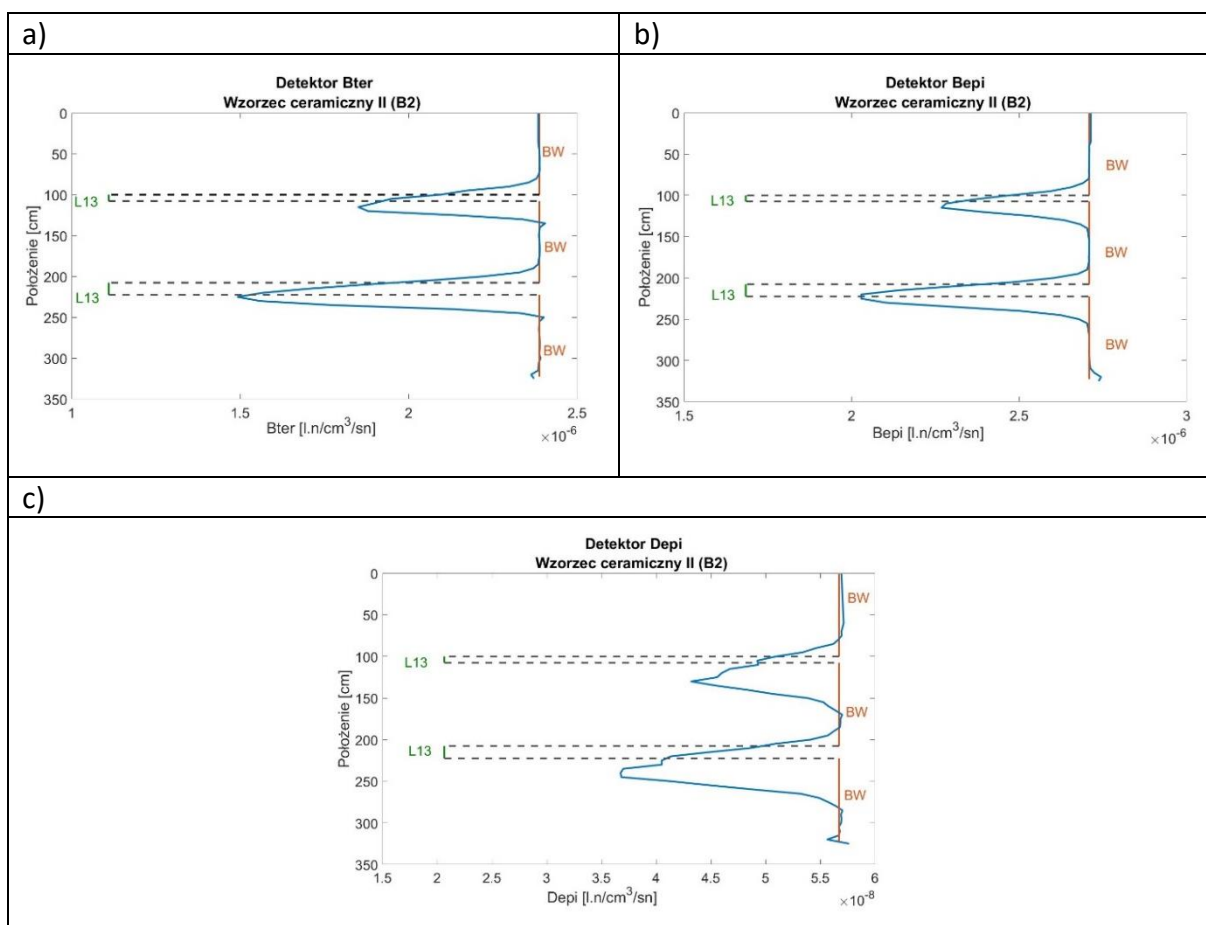
W kolejnym etapie przeprowadzono symulacje odpowiedzi sondy NNTE wzdłuż profili wzorców B1 i B2. Na Rys. 7.1 oraz Rys. 7.2 przedstawiono krzywe odpowiedzi poszczególnych detektorów sondy NNTE dla wzorców ceramicznych: I (B1) oraz II (B2). Kierunek ruchu sondy odbywał się od dołu do góry. Położenie 0 cm oznacza, że środek źródła znajduje się na wysokości górnej granicy ośrodka skalnego, czyli sonda znajduje się w najwyższym punkcie ośrodka. Im wyższa wartość „Położenia” na osi pionowej, tym większa odległość pomiędzy środkiem źródła a górną granicą ośrodka skalnego, czyli sonda jest położona głębiej. Liniami przerywanymi poziomymi zaznaczono położenie poszczególnych warstw, a linie przerywane pionowe oznaczają odpowiedzi detektorów charakterystyczne dla ośrodka jednorodnego nieskończonego. Ponieważ odległość pomiędzy środkiem źródła neutronów a środkiem detektorów bliskich wynosiła 31 cm, a dla detektora dalekiego 54.5 cm, to przy zadanych grubościach warstewek, w większości punktów pomiarowych, neutrony docierające do detektorów przechodziły kolejno przez ośrodek graniczący z warstewką, następnie przez



warstewkę i znowu przez jej otoczenie. Taka historia transportu neutronów powodowała oczywiście, że na sygnał detektora większy wpływ może mieć otoczenie warstwy, niż sama warstwa. Efekt ten jest najsilniejszy dla detektora dalekiego (Rys. 7.1c i Rys. 7.2c).



Rys. 7.1 Krzywe odpowiedzi detektorów sondy neutronowej NNTE dla wzorca ceramicznego I (B1) utworzonego z kształtek ceramicznych KW, L13 i warstwy wody. Warstwa cienka o grubości 15 cm utworzona jest ze wzorca KW.



Rys. 7.2 Krzywe odpowiedzi detektorów sondy neutronowej NNT dla modelu ceramicznego II (B2) utworzonego z kształtek ceramicznych BW i L13. Wzorce L13 tworzą warstwy cienkie o grubości 7.5 cm oraz 15 cm.

Tab. 7-4 Procentowe zaniżenie wysokości anomalii dla cienkich warstw KW i L13 o grubościach H w stosunku do anomalii charakterystycznych dla odpowiedniego ośrodka nieskończonego. Wyniki modelowań MCNP.

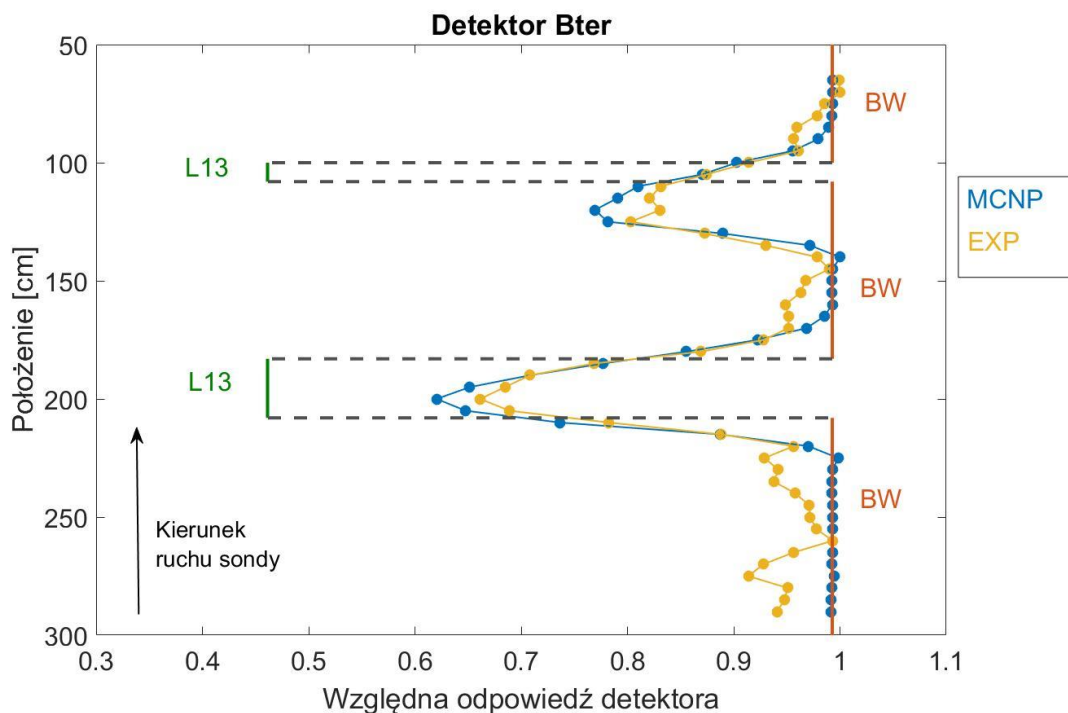
Lp		Bter [l.n/cm <sup>3</sup> /sn] x 10 <sup>-8</sup>	Bepi [l.n/cm <sup>3</sup> /sn] x 10 <sup>-8</sup>	Depi [l.n/cm <sup>3</sup> /sn] x 10 <sup>-8</sup>
1	KW nieskończony	171.82	155.76	6.43
2	KW, H = 15 cm	68.51	56.18	0.988
3	Wysokość amplitudy	<b>40%</b>	<b>36%</b>	<b>15%</b>
4	L13 nieskończony	127.80	102.50	3.61
5	L13, H = 7,5 cm	53.70	44.01	1.35
6	Wysokość amplitudy	<b>42%</b>	<b>43%</b>	<b>37%</b>
7	L13, H = 15 cm	89.60	68.01	1.99
8	Wysokość amplitudy	<b>70%</b>	<b>66%</b>	<b>55%</b>

W Tab. 7-4 przedstawiono odpowiedzi detektorów w punktach odpowiadających maksimum amplitud zarejestrowanych anomalii oraz dla porównania ich wartości oczekiwane dla odpowiednich ośrodków nieskończonych (Tab. 7-2). Pokazano zaniżenie wysokości amplitudy w procentach w stosunku do anomalii charakterystycznej dla ośrodka nieskończonego. Tendencje zmian wysokości amplitudy anomalii z grubością warstw są analogiczne, jak w przypadku układów modelowych opisanych w Rozdziale 6.

W przypadku **wzorca ceramicznego I (B1)**, dla warstw o grubości 100 cm (KW, L13 i H<sub>2</sub>O) otrzymuje się anomalie o amplitudach odpowiadających odpowiedzi detektorów w ośrodkach jednorodnych nieskończonych. Dla warstwy KW o grubości  $H = 15$  cm, anomalia jest zdecydowanie zaniżona dla każdego detektora (Tab.7.4, wiersz 3). Anomalia pochodząca od detektora Bter osiąga tylko 40% wartości w stosunku do anomalii charakterystycznej dla ośrodka nieskończonego, a dla detektora Bepi – 36% oraz dla detektora Depi tylko 15%. (Tab. 7-4).

W przypadku **wzorca ceramicznego II (B2)**, analogicznie, jak w przypadku wzorca I (B1), obserwujemy anomalie dla warstw o grubości 100 cm (BW) odpowiadające odpowiedzi detektora w ośrodku jednorodnym nieskończonym, natomiast dla cienkich warstw L13 o grubości  $H = 7.5$  cm oraz 15 cm – znaczące zaniżenie odpowiedzi detektorów (Tab. 7-4, wiersze 6 i 8).

Wzorce ceramiczne I oraz II zostały zbudowane na stanowisku kalibracyjnym w Zielonej Górze, zgodnie z powyższym opisem, oraz wykonano dla nich serie rzeczywistych pomiarów sondą NNTE [Zorski, 2002]. Poniżej przedstawiono na wspólnym wykresie (Rys. 7.3) względne wartości anomalii od warstwy L13 o grubości 7.5 cm oraz 15 cm uzyskane w wyniku rzeczywistego pomiaru (krzywa punktowana żółta) i modelowania komputerowego (krzywa punktowana niebieska). Linie przerywane poziome wyznaczają granice pomiędzy ośrodkami a linie ciągłe pionowe względną odpowiedź detektora w ośrodku jednorodnym zbudowanym w całości z modelu BW (linia czerwona) i L13 (linia zielona). Położenie oznacza położenie środka źródła względem górnej warstwy ośrodka. Sonda porusza się zgodnie z zaznaczoną strzałką, czyli od dołu do góry (w kierunku malejących wartości na osi pionowej) Pomimo niewielkich różnic obserwuje się bardzo dobrą zgodność wyników. Rzeczywiste pomiary były wykonane w modelach zbudowanych jako bloki z kształtek, które z powodów produkcyjnych różniły się nieco jedna od drugiej, głównie porowatością. [Massalski i in., 1996]. Modele numeryczne zakładały, że każda warstwa miała stały nominalny skład i porowatość. To powoduje, że przebieg krzywej uzyskanej numerycznie jest bardziej wyrównany, co jest widoczne zwłaszcza na odcinkach grubszych warstw (od 50 cm do ~100 cm, od ~110 cm do ~180 cm i od ~210 cm do ~310 cm).



Rys. 7.3 Względne wartości anomalii od warstwy L13 o grubości 7.5 cm oraz 15 cm otrzymane w wyniku rzeczywistego pomiaru (krzywa punktowana żółta) i modelowania komputerowego (krzywa punktowana niebieska).

Ceramiczne modele warstw zostały sporządzone głównie z myślą o uzyskaniu wzorców o różnych wartościach porowatości. Jednak wykonanie takich modeli wiązało się z koniecznością zastosowania różnych składów chemicznych (Tab. 7-1). Tym samym kolejne modele charakteryzują się różnymi parametrami neutronowymi, w tym przekrojem czynnym na absorpcję neutronów termicznych, nie tylko z powodu różnych porowatości, ale również z powodu różnic w składzie chemicznym matrycy. W Tab. 7-5 pokazano wartości przekrojów czynnych matryc BW, KW i L13 ( $\Sigma_{a \text{ matrix}}$ ) oraz nasyconych całkowicie wodą modeli ( $\Sigma_{a \text{ model}}$ ). W zestawieniu widać, że modele różnią się również pozostałymi parametrami neutronowymi: długością spowalniania  $L_s$  i długością dyfuzji  $L_d$ .

Obserwowane zniżenie anomalii od cienkiej warstwy zależy nie tylko od grubości warstwy, ale również od różnic parametrów neutronowych warstwy i jej otoczenia. Efekt ten omówiony został w Rozdziale 6. Pokazano tam, że można powiązać wielkość degradacji amplitudy anomalii z generalnym parametrem neutronowym  $GNP$ . W Tab. 7-5 zebrano rzeczywiste i pozorne parametry neutronowe dla ośrodków BW, LW i L13. Weźmy pod uwagę dwa przypadki warstw o grubości  $H = 15$  cm:

1. warstwa KW ( $GNP_{th} = 5.73$ , wysokość anomalii 40%) otoczona warstwą L13 ( $GNP_{th} = 4.26$ )  
oraz
2. warstwa L13 ( $GNP_{th} = 4.26$ , wysokość anomalii 70%) otoczona warstwą BW ( $GNP_{th} = 5.20$ )

Analogicznie, jak dla przypadków analizowanych w Rozdziale 6 obserwuje się, że amplituda anomalii od warstwy o wyższym  $GNP_{th}$  niż otoczenie jest bardziej zniżona w stosunku do

odpowiedniej wartości bazowej, niż w przypadku odwrotnym, gdy  $GNP_{th}$  warstwy jest niższe od  $GNP_{th}$  otoczenia.

Otrzymane wyniki potwierdzają wcześniejsze wnioski dotyczące powiązania degradacji amplitudy anomalii z parametrami neutronowymi otoczenie-warstwa również dla innych ośrodków skalnych niż modelowe warstwy zbudowane na bazie matrycy skalnej odpowiadającej formacji charakterystycznej dla miocenu przedgórze Karpat.

Tab. 7-5 Parametry neutronowe wzorców ceramicznych używane do wyznaczenia generalnego parametru neutronowego  $GNP$ . Średnica otworu 180 mm. Obliczenia wykonano programem SLOTH23 i LMBRIN23 [Czubek, 1988a], [Czubek, 1988b], [Czubek, 1990].

	<b>BW</b>	<b>KW</b>	<b>L13</b>
<b>Porowatość, <math>\phi</math> [%]</b>	23.81	16.55	60.0
$\Sigma_a$ matrix [c.u.] <sup>1)</sup>	10.16	9.35	15.97
$\Sigma_a$ model [c.u.] <sup>2)</sup>	11.28	9.86	17.13
$\Sigma_{ap}$ [c.u.] <sup>2)</sup>	13.62	12.65	17.75
$L_s$ [cm]	9.63	10.91	7.42
$L_{sap}$ [cm]	8.35	9.12	7.20
$L_d$ [cm]	4.28	5.21	2.56
$L_m$ [cm]	10.96	12.57	8.07
$L_{map}$ [cm]	9.10	9.96	7.76
$P$	0.957	0.946	0.974
$P_{ap}$	0.963	0.955	0.975
$GNP_{th}$ <sup>3)</sup>	5.20	5.73	4.26
<sup>1)</sup> Wartości podane dla prędkości neutronów $v = 2200$ m/s <sup>2)</sup> Wartości uśrednione po widmie neutronowym <sup>3)</sup> $t = 1, n = -0,2, m = 1$ . Patrz Rozdział 4.3.			

Dla obu wzorców ceramicznych wyliczony został rozkład energetyczny odpowiedzi każdego z detektorów sondy w funkcji jej położenia. Dla wzorca ceramicznego I (B1) jest on pokazany na Rys. 7.4 ÷ Rys. 7.6, a dla wzorca ceramicznego II (B2) na Rys. 7.7 ÷ Rys. 7.9. Otrzymane wyniki pokazują jasno, że wszystkie detektory reagują na zmiany parametrów ośrodka skalnego i ich odpowiedzi są spójne. Można również zauważyć zjawisko degradacji sygnału, bardzo dobrze widoczne w przypadku wzorca ceramicznego II (B2). Widoczne jest w miejscach wystąpienia cienkiej warstwy i im cieńsza warstwa, tym silniejsza degradacja sygnału. W tym przypadku występują warstwy o grubości 7.5 i 15 cm.

Zaobserwowany charakter rozkładów energetycznych odpowiedzi każdego z detektorów sondy NNTS jest zgodny z tym, jaki otrzymano zarówno w przypadku ośrodków jednorodnych (Rozdział 5) jak i ośrodka z cienkimi warstwami (Rozdział 6) i jest on związany z konstrukcją sondy (Rozdział 5). Neutrony ulegające absorpcji w objętości czynnej detektora Bter (Rys. 7.4 i Rys. 7.7) posiadają dwa maksima energetyczne: pierwsze w zakresie neutronów termicznych (poniżej  $4 \cdot 10^{-7}$  MeV) i drugie w zakresie neutronów ponadtermicznych (powyżej  $4 \cdot 10^{-7}$  MeV).

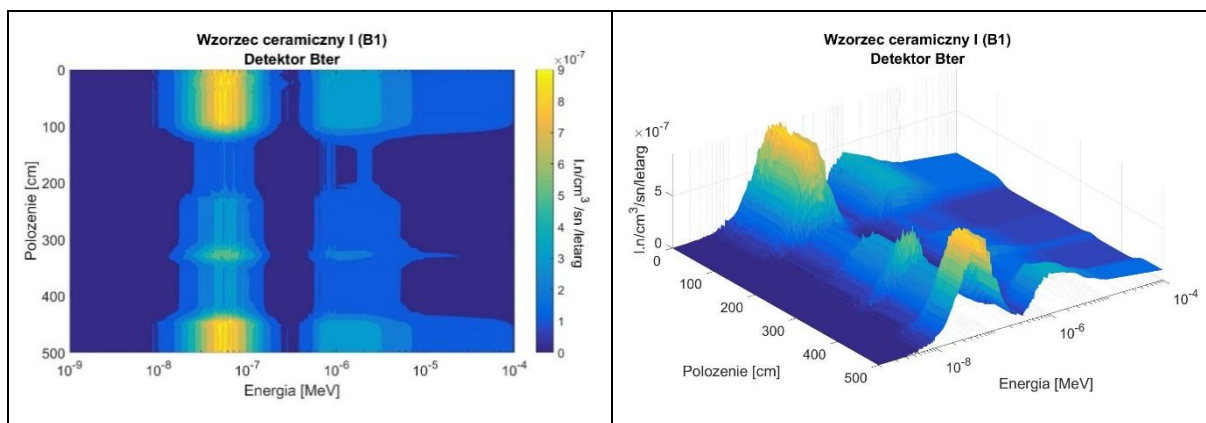
W rozkładzie energetycznym odpowiedzi detektora Bepi (Rys. 7.5 i Rys. 7.8) obserwuje się jedno wyraźne maksimum pochodzące od neutronów, które przeszły przez kadm, zostały

spowolnione w warstwie moderatora, a następnie zaabsorbowane w detektorze. Również w tym przypadku rozkład energetyczny odpowiedzi detektora dalekiego Depi (Rys. 7.6 i Rys. 7.9) posiada dwa maksima, podobnie jak detektor Bter, co jest związane z konstrukcją sondy.

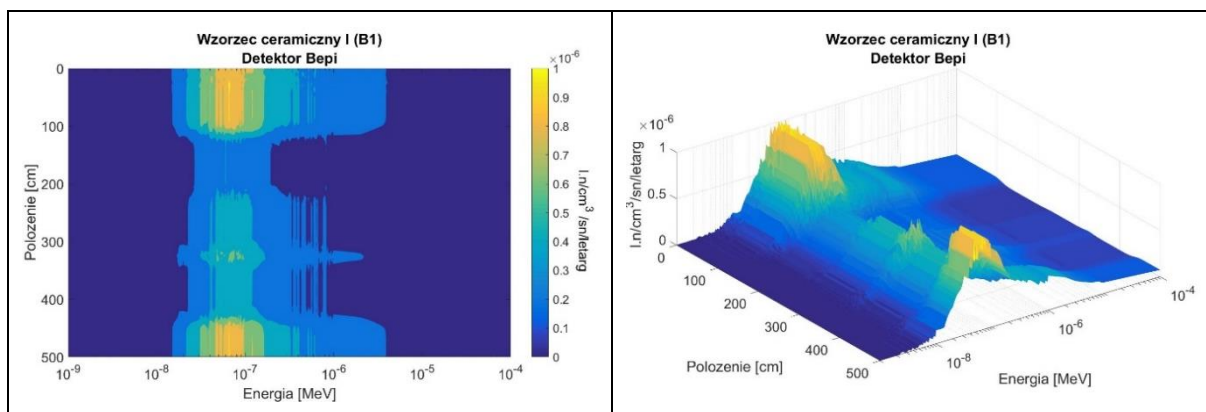
Przedstawione na Rys. 7.4 ÷ Rys. 7.6 rozkłady energetyczne odpowiedzi detektorów sondy NNTE dla wzorca ceramicznego I (B1) wyraźnie wyznaczają obszary poszczególnych warstw. Dla detektora Bter, w interwałach od 0 – 100 cm oraz 415 – 515 cm obserwuje się wysokie strumienie neutronów termicznych w warstwie KW o najniższym przekroju czynnym absorpcji  $\Sigma_{a \text{ model.}} = 9.86$  c.u. W interwale ok. 100 – 200 cm, który odpowiada obecności wody, występuje maksymalne wygaszenie strumienia neutronów ze względu na wysoki  $\Sigma_{a \text{ H}_2\text{O}} = 19.3$  c.u. Na głębokości ok. 300 cm uwidacznia się cienka warstwa KW o grubości 15 cm, która posiada niższy przekrój czynny absorpcji niż otaczająca ją z obydwu stron warstwa L13, której przekrój czynny absorpcji wynosi  $\Sigma_{a \text{ model.}} = 17.13$  c.u. Wyraźnie zaznacza się spadek neutronów o energiach pomiędzy  $10^{-6}$  a  $10^{-7}$  MeV, co wynika z obecności osłony kadmowej wokół detektora Bter. Widmo neutronów docierających do detektora Bepi ma podobny charakter, natomiast w przypadku detektora dalekiego epitermicznego, Depi, można zauważyć, że odpowiedź od wysokoporowatej warstwy L13 (interwał 200 – 300 cm oraz 315 – 415 cm) niewiele się różni od odpowiedzi dla warstwy wody (100 – 200 cm).

Rozkłady energetyczne neutronów docierających do kolejnych detektorów sondy NNTE dla wzorca ceramicznego II (B2) przedstawione są na Rys. 7.7 ÷ Rys. 7.9. W tym przypadku warstwy grube (100 cm) są zbudowane z modelu BW, a warstwy cienkie z wzorca L13 (7.5 cm oraz 15 cm). W przypadku detektora Bter, w interwałach 0 – 100 cm, 107.5 – 207.5 cm oraz 222.5 – 322.5 cm, wyraźnie widoczna jest duża liczba neutronów termicznych zaabsorbowanych w detektorze w warstwie BW o dużej porowatości (23.81%) i małym przekroju czynnym absorpcji ( $\Sigma_{a \text{ model.}} = 11.28$  c.u.). Pomiędzy nimi zaznaczają się cienkie warstwy L13 o wyższym przekroju czynnym absorpcji ( $\Sigma_{a \text{ model.}} = 17.13$  c.u.) niż warstwa otaczająca BW. Obserwujemy to na głębokościach 100 - 107.5 cm oraz 207.5 - 222.5 cm poprzez spadek liczby neutronów zaabsorbowanych w detektorze. Można również zauważyć silny wpływ otaczających warstw na anomalie od warstw cienkich, co oczywiście zależy od grubości cienkiej warstwy: dla warstwy 7.5 cm wpływ otoczenia jest większy. Efekt ten jest spotęgowany przez różnice w długościach migracji: długość migracji  $L_m$  dla ośrodka BW ( $L_m = 10.96$ ) jest większa niż dla ośrodka L13 ( $L_m = 8.07$ ).

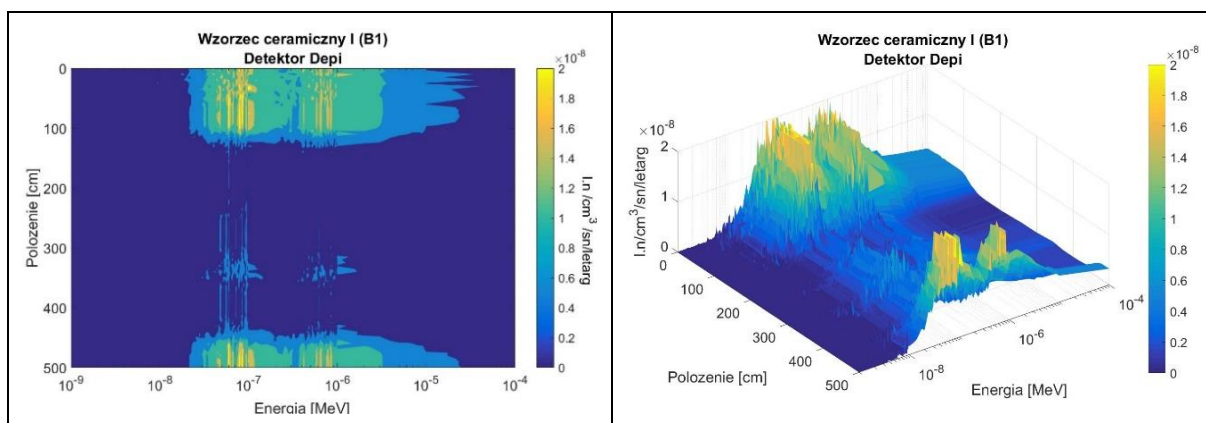




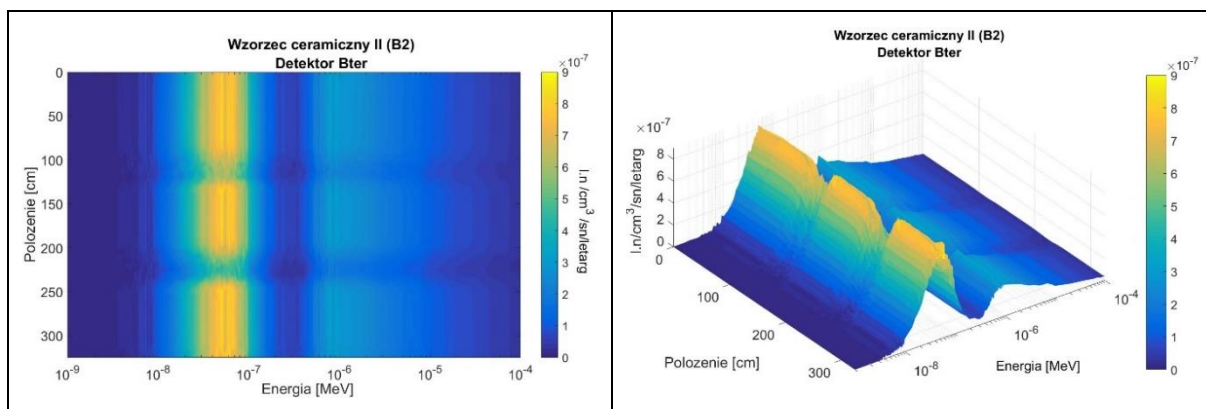
Rys. 7.4 Rozkład energetyczny neutronów, które dotarły i zostały zaabsorbowane w objętości czynnej detektora Bter sondy NNTe w funkcji jej położenia dla profilu ceramicznego I (B1).



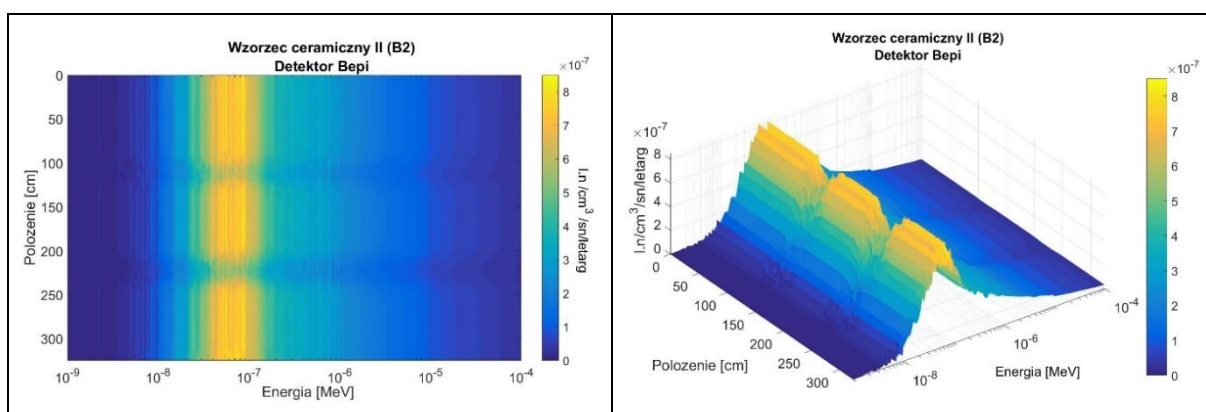
Rys. 7.5 Rozkład energetyczny neutronów, które dotarły i zostały zaabsorbowane w objętości czynnej detektora Bepi sondy NNTe w funkcji jej położenia dla profilu ceramicznego I (B1).



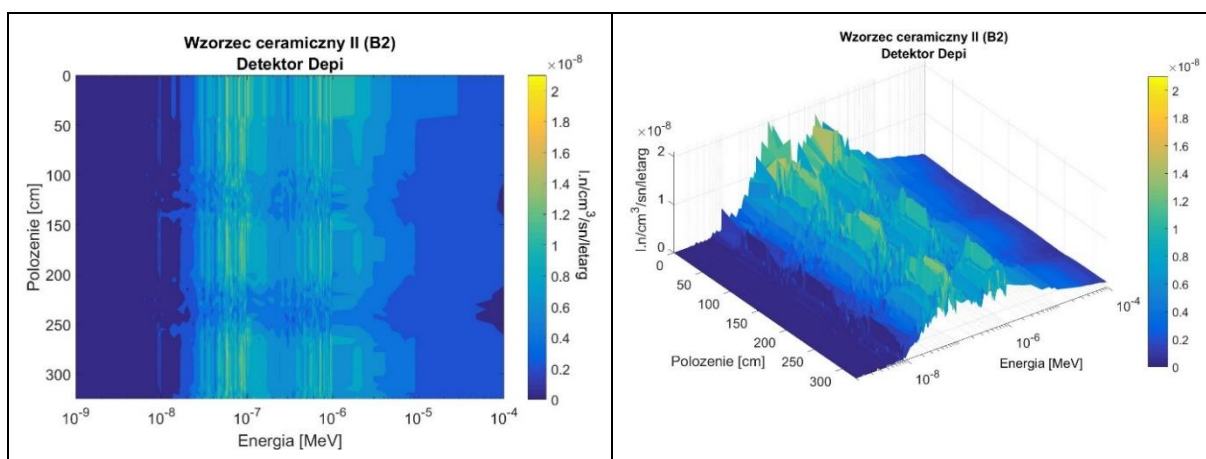
Rys. 7.6 Rozkład energetyczny neutronów, które dotarły i zostały zaabsorbowane w objętości czynnej detektora Depi sondy NNTe w funkcji jej położenia dla profilu ceramicznego I (B1).



Rys. 7.7 Rozkład energetyczny neutronów, które dotarły i zostały zaabsorbowane w objętości czynnej detektora Bter sondy NNTe w funkcji jej położenia dla profilu ceramicznego II (B2).



Rys. 7.8 Rozkład energetyczny neutronów, które dotarły i zostały zaabsorbowane w objętości czynnej detektora Bepi sondy NNTe w funkcji jej położenia dla profilu ceramicznego II (B2).



Rys. 7.9 Rozkład energetyczny neutronów, które dotarły i zostały zaabsorbowane w objętości czynnej detektora Depi sondy NNTe w funkcji jej położenia dla profilu ceramicznego II (B2).

## 8. Profilowania neutronowe w formacjach zawierających skały łupkowe

W konwencjonalnych formacjach zbiornikowych dla węglowodorów występujących w Polsce od lat są stosowane tradycyjne jądrowe metody geofizyki otworowej, które spełniają oczekiwania interpretacyjne.

W sytuacji, kiedy mamy do czynienia ze skałami łupkowymi gazonośnymi (niekonwencjonalnymi skałami zawierającymi węglowodory) sytuacja staje się znacznie bardziej skomplikowana. Skały łupkowe charakteryzują się dużą zmiennością składu mineralnego i cienkowarstwową strukturą oraz niską porowatością. Dla łupków gazonośnych kluczową rolę w wyznaczaniu porowatości i nasycenia gazem odgrywa ilościowe określenie składu matrycy skalnej umożliwiające precyzyjne wyliczenie jego gęstości. W przypadku skał łupkowych wiele parametrów jest poza zakresem tradycyjnie mierzonych przez metody geofizyczne wartości. Również złożony skład mineralny i chemiczny, oraz duża niejednorodność ośrodka powodują, że zagadnienia pomiarowe i interpretacyjne są bardziej skomplikowane niż w przypadku konwencjonalnych złóż węglowodorów. Skomplikowany charakter niekonwencjonalnych złóż węglowodorów skłania do stosowania metod pozwalających osiągnąć większe dokładności przy wyznaczaniu parametrów.

W niniejszym rozdziale przedstawiono wyniki symulacji MCNP odpowiedzi sondy NNTE dla modelowego profilu skalnego zawierającego skały łupkowe o zadanym szkielecie mineralnym i różnych porowatościach. Skład pierwiastkowy matrycy skalnej przedstawiono w Tab. 8-1.

Tab. 8-1 Procentowy skład pierwiastkowy modelowej matrycy skalnej charakteryzującego formację łupkową. Gęstość szkieletowa 2.68 g/cm<sup>3</sup>.

<b>H<sub>2</sub>O</b>	<b>CO<sub>2</sub></b>	<b>Na<sub>2</sub>O</b>	<b>MgO</b>	<b>Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub></b>	<b>SiO<sub>2</sub></b>
1.242000	3.622500	0.5175000	3.105000	13.455000	58.995000
<b>K<sub>2</sub>O</b>	<b>CaO</b>	<b>TiO<sub>2</sub></b>	<b>MnO</b>	<b>Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub></b>	<b>Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub></b>
3.622500	4.657500	0.621000	0.124200	5.692500	0.031050
<b>V<sub>2</sub>O</b>	<b>Li</b>	<b>B</b>	<b>C org</b>	<b>S</b>	<b>Cl</b>
0.041400	0.004140	0.013455	2.484000	1.656000	0.103500
<b>Ni</b>	<b>Sm</b>	<b>Gd</b>	<b>Er</b>	<b>U</b>	<b>Th</b>
0.008798	0.000518	0.000621	0.000259	0.000745	0.000642

Zakładany model skalny składał się z przedstawionych w Rozdziale 7 wzorców ceramicznych stanowiska kalibracyjnego w Zielonej Górze KW i BW oraz skał łupkowych o czterech różnych wartościach porowatości: 2%, 5%, 9% i 15%. Każda z występujących warstw miała po 100 cm grubości. Szczegółowe wymiary oraz parametry wzorców skalnych przyjęte do obliczeń znajdują się w Tab. 8-2 i Tab. 8-4. Parametry skał przyjęto w oparciu o laboratoryjne analizy, szczegółowo przedstawione w pracy [Wiącek, 2015].

Tab. 8-2 Parametry neutronowe modeli skał łupkowych o różnej porowatości używane do wyznaczenia generalnego parametru neutronowego  $GNP$ . Średnica otworu 180 mm. Obliczenia wykonano programem SLOTH23 i LMBRIN23 [Czubek, 1988a], [Czubek, 1988b], [Czubek, 1990].

	łupek2	łupek5	łupek9	łupek15
Porowatość. $\phi$ [%]	2	5	9	15
Gęstość szkieletowa [g/cm <sup>3</sup> ]	2.68	2.68	2.68	2.68
Gęstość objętościowa [g/cm <sup>3</sup> ]	2.65	2.60	2.53	2.43
$\Sigma_a$ model [c.u.] <sup>1)</sup>	22.65	23.86	24.70	25.20
$\Sigma_{ap}$ [c.u.] <sup>1)</sup>	21.63	22.48	23.08	23.43
$L_s$ [cm]	17.14	15.32	13.73	12.20
$L_{sap}$ [cm]	13.75	12.31	11.12	10.03
$L_d$ [cm]	6.40	5.80	5.24	4.67
$L_m$ [cm]	18.30	16.38	14.70	13.07
$L_{map}$ [cm]	14.15	12.73	11.55	10.47
$P$	0.775	0.805	0.843	0.876
$P_{ap}$	0.820	0.855	0.882	0.906
$GNP_{th}$ <sup>2)</sup>	6.27	5.83	5.43	5.05

<sup>1)</sup> Wartości uśrednione po widmie neutronowym  
<sup>2)</sup>  $t = 1$ .  $n = -0.2$ .  $m = 1$ . Patrz Rozdział 4.3.

W pierwszym etapie obliczeń wyznaczono odpowiedzi detektorów sondy NNTE w modelach nieskończonych, odpowiadających składowi chemicznemu i gęstości kształtek KW, BW oraz wymienionym modelom skał łupkowych. Wyniki tych obliczeń przedstawiono w Tab. 8-3.

Tab. 8-3 Odpowiedzi detektorów sondy neutronowej NNTE w ośrodkach jednorodnych składających się z wybranych wzorców ceramicznych stanowiska kalibracyjnego w Zielonej Górze oraz skał łupkowych .

Ośrodek skalny	Bter [abs/cm <sup>3</sup> /n] x 10 <sup>-8</sup>	Błąd wzg. Bter	Bepi [abs/cm <sup>3</sup> /n] x 10 <sup>-8</sup>	Błąd wzg. Bepi	Depi [abs/cm <sup>3</sup> /n] x 10 <sup>-8</sup>	Błąd wzg. Depi
BW	238.79	0.0054	270.91	0.0068	5.67	0.0156
KW	282.78	0.0050	324.18	0.0062	8.49	0.0129
łupek2	256.42	0.0046	492.57	0.0050	17.79	0.0089
łupek5	231.17	0.0050	429.97	0.0054	12.94	0.0105
łupek9	204.13	0.0054	370.34	0.0058	9.50	0.0123
łupek15	172.20	0.0060	307.38	0.0064	6.37	0.0152

Tab. 8-4 Wymiary geometryczne i ułożenie warstw we wzorcu skalnym zawierającym wzorce ceramiczne oraz skały łupkowe o różnej porowatości.

Ośrodek skalny	H <sub>min</sub> [cm]	H <sub>max</sub> [cm]	H [cm]
KW	0	100	100
łupek15	100	200	100
łupek9	200	300	100
łupek5	300	400	100
łupek2	400	500	100
BW	500	600	100

Odpowiedzi detektorów sondy neutronowej wyznaczone zostały w otworze przecinającym ośrodek skalny o znanych i ściśle określonych parametrach fizycznych i geometrycznych. Założenia oraz układ geometryczny przyjęte do obliczeń są identyczne jak opisane w Rozdziale 7. Również tutaj położenie sondy oznacza głębokość, na jakiej znajduje się źródło sondy względem górnej powierzchni modelu (stropu).

Odpowiedzi detektorów otrzymane metodą symulacji komputerowej przedstawione zostały na Rys. 8.1 i podane są w jednostkach odpowiadającym danym wynikowym programu MCNP. Oznaczenia na rysunkach są takie same jak dla Rys.7.1 (Tab. 8-3).

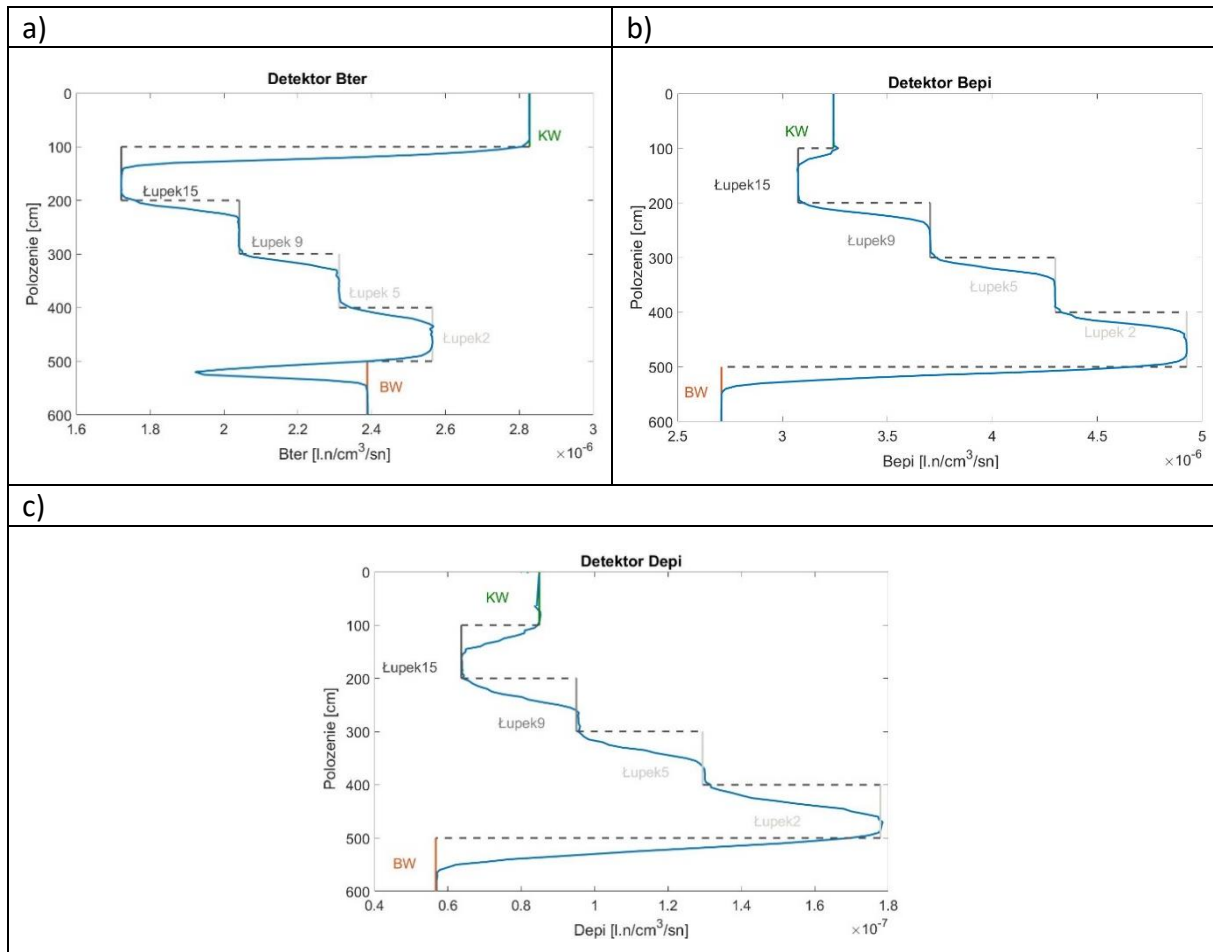
Sonda przechodząc przez ośrodek skalny zmienia swoje położenie. Zmiana położenia oznacza, że zmienia się odległość pomiędzy środkiem źródła sondy i poziomem stropu najwyższej położonej skały w całym modelu skalnym. Sonda neutronowa przechodząc przez kolejne warstwy założonego modelu skalnego (Tab. 8-4) reaguje na zmianę parametrów ośrodka, co jest wyraźnie widoczne na prezentowanych wykresach (Rys. 8.1). W przypadku tego wzorca skalnego, dla każdej z warstw (KW, BW, kolejne skały łupkowe) otrzymuje się anomalie o amplitudach odpowiadających odpowiedzi detektorów w ośrodkach jednorodnych nieskończonych.

W przypadku detektora bliskiego Bter (Rys. 8.1a) w obszarze przejścia pomiędzy warstwą BW a łupek2 obserwuje się chwilowe zniżenie wartości anomalii o amplitudzie niewspółmiernie dużej w stosunku do bazowej odpowiedzi detektora Bter w ośrodku BW. Jest to kolejny przykład wyjątkowej współzależności parametrów neutronowych na granicy dwóch ośrodków.

Efekt ten został zaobserwowany na granicy warstw przy przechodzeniu sondy NNTE od warstwy modelowej M-2 do warstwy M-3 i przeanalizowany szczegółowo w Rozdziale 6.4.2 oraz w *Uzupełnieniu*. Przypadki te dotyczą sytuacji, gdy w pobliżu granicy warstw powstają silne odkształcenia rozkładów energetyczno-przestrzennych strumieni neutronów z powodu znacznych różnic parametrów neutronowych i porowatości.

Aby zrozumieć ten efekt należy wziąć pod uwagę nie tylko położenie detektora, ale także położenie źródła i jego rodzaj, oraz odległość pomiędzy nimi. Należy również wziąć pod uwagę, że detektor jest w stanie zarejestrować tylko te neutrony, które powstaną odpowiednio blisko detektora, w czym zasadniczą rolę odgrywa długość dyfuzji.





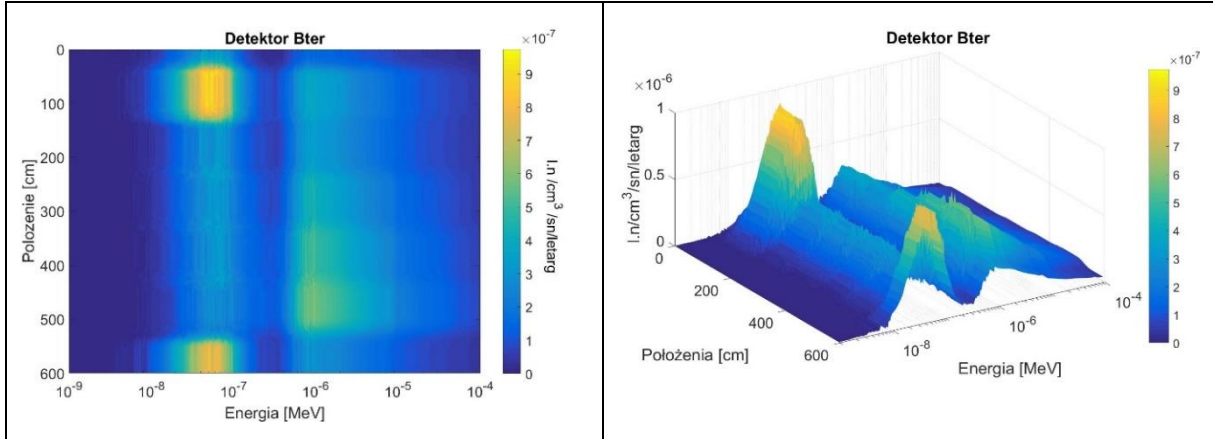
Rys. 8.1 Odpowiedź poszczególnych detektorów sondy neutronowej NNT wzorca skalnym składającym się ze wzorców ceramicznych oraz skał o składzie charakterystycznym dla skał łupkowych (szczegółowy opis modelu wielowarstwowego znajduje się w pracy [Zorski i in., 2009]).

Neutrony na drodze od źródła do detektora natrafiają na granicę dwóch ośrodków o silnie różniących się parametrach neutronowych. Ośrodek BW, ze względu na wysoką porowatość (23.81%), ma małą długość spowalniania ( $L_s = 9.63$  cm) oraz niski przekrój czynny na absorpcję neutronów termicznych (11.28 c.u.) (Rozdział 7, Tab. 7-5), co powoduje, że w ośrodku tym przybywa neutronów termicznych i następuje efektywne zmniejszenie populacji neutronów docierających do granicy ze skałą łupek2. Po drugiej stronie granicy znajduje się ośrodek łupek2, charakteryzujący się niską porowatością (2%) oraz relatywnie dużym przekrojem czynnym na absorpcję neutronów termicznych (22.65 c.u.). Ta ostatnia cecha powoduje, że następuje gwałtowny spadek populacji neutronów termicznych, docierających do detektora, co obserwujemy w postaci zniżenia wartości anomalii (Tab. 8-1a).

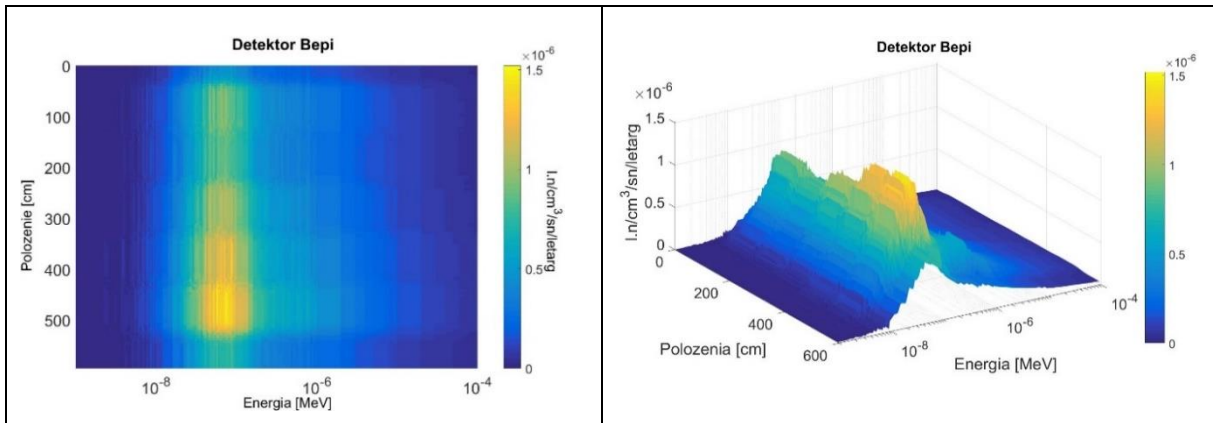
Dla całościowego przedstawienia odpowiedzi detektorów wzdłuż rozważanego wzorca skalnego zostały wykonane obliczenia rozkładów energetyczno-przestrzennych neutronów docierających do objętości czynnych detektorów i generujących ich odpowiedzi. Zaobserwowany tutaj charakter rozkładów energetycznych odpowiedzi każdego z detektorów sondy NNT jest zgodny z tym, jaki otrzymano w przypadku ośrodków jednorodnych (Rozdział 5), co wynika z grubości warstw (100 cm każda). Neutrony ulegające absorpcji w objętości czynnej detektora Bter (Rys. 8.2) posiadają dwa maksima energetyczne: pierwsze



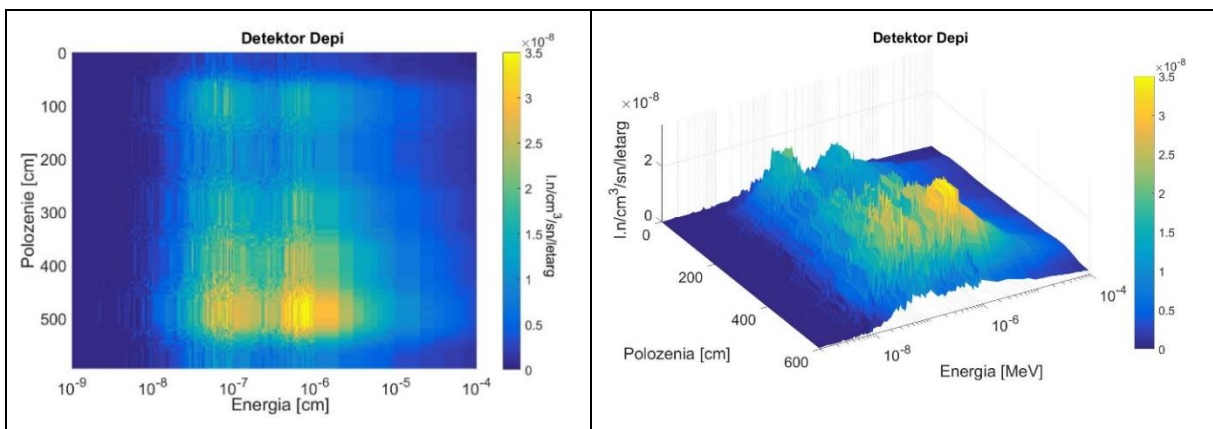
w zakresie neutronów termicznych (poniżej  $4 \cdot 10^{-7}$  MeV) związane głównie z neutronami termicznymi pochodzącymi bezpośrednio z ośrodka skalnego i drugie w zakresie neutronów ponadtermicznych (powyżej  $4 \cdot 10^{-7}$  MeV) związane z neutronami o energiach ponadtermicznych, które dotarły do detektora Bter zarówno z ośrodka skalnego jak i tymi, które przeszły przez osłonę kadmową.



Rys. 8.2 Rozkład energetyczny odpowiedzi detektora Bter w rozważanym wzorcu skalnym, składającym się ze wzorców ceramicznych oraz skał łupkowych o określonych parametrach.



Rys. 8.3 Rozkład energetyczny odpowiedzi detektora Bepi w rozważanym wzorcu skalnym, składającym się ze wzorców ceramicznych oraz skał łupkowych o określonych parametrach.



Rys. 8.4 Rozkład energetyczny odpowiedzi detektora Depi w rozważanym wzorcu skalnym, składającym się ze wzorców ceramicznych oraz skał łupkowych o określonych parametrach.

W rozkładzie energetycznym odpowiedzi detektora Bepi (Rys. 8.3) obserwuje się jedno wyraźne maksimum pochodzące od neutronów, które przeszły przez kadm, zostały spowolnione w warstwie moderatora a następnie uległy absorpcji w detektorze. Również w tym przypadku rozkład energetyczny odpowiedzi detektora dalekiego Depi (Rys. 8.4) posiada dwa maksima, podobnie jak detektor Bter, co jest związane z konstrukcją sondy.

Nietypowy przebieg anomalii rejestrowany przez detektor Bter na granicy warstwy BW i Łupek2 jest przy prezentowanej skali wykresów słabo widoczny, niemniej można zlokalizować silne, wąskie zniżenie wartości anomalii dla wartości na osi pionowej ok. 500 cm.

Neutrony prędkie emitowane ze źródła trafiając do ośrodka skalnego z porami wypełnionymi wodą są w takiej skale silnie spowalniane. Im większa porowatość skały tym większa liczba neutronów termicznych pojawia się w takim ośrodku. Dodatkowo jeśli skała charakteryzuje się dużym przekrojem czynnym na absorpcję neutronów termicznych, wtedy w tym ośrodku neutrony szybciej „znikają” i zdecydowanie mniejsza ich liczba jest w stanie dotrzeć do objętości czynnej detektorów, co wpływa na ich odpowiedź. Zależność ta jest dobrze widoczna dla odcinka, w którym występują skały łupkowe (Rys. 8.2 położenie sondy: 100 – 500 cm). Analogicznie, im porowatość skały jest mniejsza, tym mniejsza i wolniejsza jest generacja neutronów termicznych w takim ośrodku. Większa liczba neutronów prędkich emitowanych ze źródła jest w stanie dotrzeć w pobliże detektorów i dopiero tam, ulegając termalizacji, dotrzeć do detektora i zostać zarejestrowana w jego objętości czynnej.

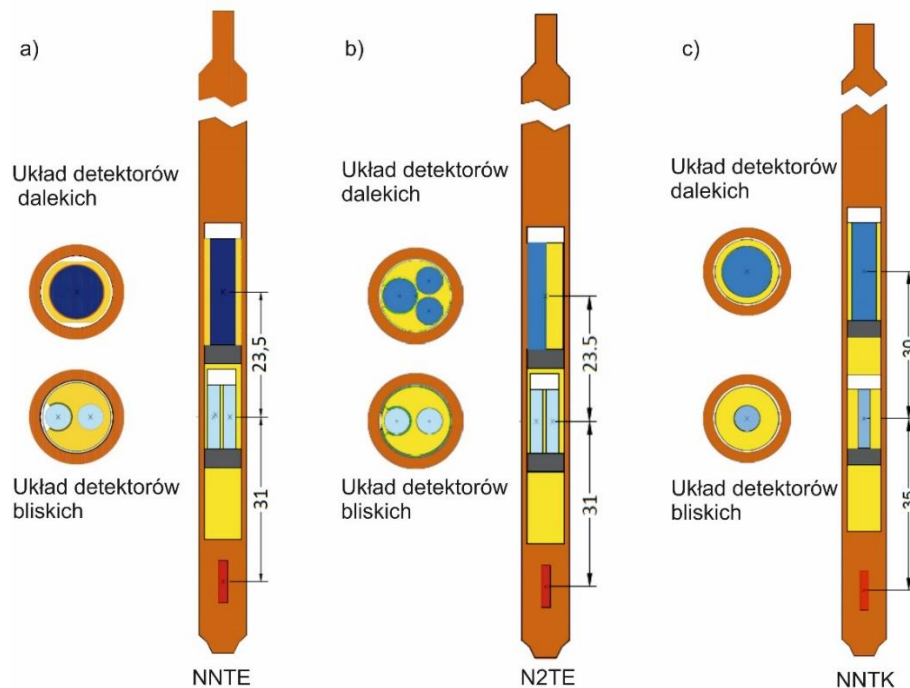
Celem przeprowadzonych modelowań dla grubych warstw zawierających skały łupkowe o niskich, ale różniących się porowatościach, było sprawdzenie, czy tego typu warstwy są rozróżnialne przez detektory sondy neutronowej. Wsymulowane odpowiedzi sondy (Rys. 8.1) wskazują, że uzyskane anomalie są wyraźne, nawet jeśli graniczą ze sobą warstwy o porowatości 2% i 5%. Rozróżnienie tych warstw skał łupkowych jest również widoczne na rozkładach energetycznych neutronów, zwłaszcza dla detektorów neutronów epitermicznych.

Wstępne symulacje komputerowe w skałach łupkowych [Wiącek i Zorski, 2016] zostały wykonane w ramach realizacji projektu Blue Gas MWSSSG: „Metodologia wyznaczania *sweet spotów* na podstawie własności geochemicznych, petrofizycznych, geomechanicznych w oparciu o korelację wyników badań laboratoryjnych z pomiarami geofizycznymi i model generacyjny 3D” [Jarzyna i Wawrzyniak-Guz (red.), 2017]. Przedstawione tam wyniki modelowań dla innych przypadków warstw zawierających skały łupkowe też pokazały możliwości rejestracji anomalii w formacji skał łupkowych.

Zasygnalizowane wyniki należy traktować jako badania pilotażowe, które mogą być kontynuowane, zwłaszcza dla cienkich warstw.

## 9. Warianty sondy neutronowej

Przy pomocy symulacji komputerowych możemy testować różne warianty budowy sond neutronowych i porównywać ich odpowiedzi w różnych ośrodkach. W tym rozdziale pokazane zostały przykładowe modyfikacje sondy neutronowej NNTE [Wiącek, 2015], [Wiącek i Zorski, 2016], [Jarzyna i Wawrzyniak-Guz (red.), 2017]. Przygotowane zostały modele numeryczne dla kolejnych dwóch jej wariantów uwzględniające wszystkie istotne i niezbędne szczegóły konstrukcyjne sondy. Wariant 2: sonda N2TE (Rys. 9.1b), podobnie jak wariant 1, czyli sonda NNTE (Rys. 9.1a) rejestruje zarówno neutrony termiczne jak i epitermiczne. Podobnie jak sonda NNTE wyposażona jest w dwa detektory bliskie: termiczny (Bter) i epitermiczny (Bepi) i 3 detektory dalekie: jeden termiczny (Dter) i dwa epitermiczne (Depi-I oraz Depi-II). Główne parametry geometryczne, a także odległość położenia detektorów w stosunku do źródła dla sondy N2TE pozostały niezmienione w stosunku do sondy NNTE. Wariant 3: sonda NNTK (Rys. 9.1c), odpowiada typowej sondzie przemysłowej wyposażonej w dwa niekolimowane detektory neutronów termicznych: bliski (Dbli) i daleki (Ddal). Dla tego wariantu sondy główne parametry geometryczne również pozostały takie same, jak w przypadku sondy NNTE, natomiast zmianie uległy odległości detektorów w stosunku do źródła, a także obudowy detektorów. W przypadku sondy NNTK detektory nie posiadają osłon kadmowych. Na Rys. 9.1 w sposób poglądowy pokazane zostały trzy rozważane warianty sondy neutronowej. Zestawienie detektorów dla każdego wariantu sondy przedstawiono w Tab. 9-1.



Rys. 9.1 Schemat sondy typu neutron-neutron dla trzech wariantów układu źródło-detektor: a) NNTE, b) N2TE i c) NNTK.

Dla omówionych wariantów sondy neutronowej wyliczone zostały, przy użyciu programu MCNP, odpowiedzi każdego z detektorów dla wybranych nieskończonych ośrodków jednorodnych oraz dla modelowego profilu, zbudowanego z sekwencji warstw o różnych grubościach i różnej litologii. Odpowiedź detektora podana jest jako liczba neutronów zaabsorbowanych w jednostce objętości detektora, przypadająca na jeden neutron emitowany ze źródła [ $l.n/cm^3/sn$ ].

Tab. 9-1 Zestawienie detektorów dla trzech wariantów sondy neutronowej NNTE, N2TE i NNTK.

	Detektor bliski termiczny	Detektor daleki termiczny	Detektor bliski epitermiczny	Detektor daleki epitermiczny
Sonda NNTE	Bter	-	Bepi	Depi
Sonda N2TE	Bter	Dter	Bepi	Depi-I, Depi-II
Sonda NNTK	Dbli	Ddal	-	-

### 9.1. Odpowiedzi detektorów dla trzech wariantów sondy neutronowej: NNTE, N2TE i NNTK w jednorodnych, nieskończonych ośrodkach modelowych

W celu porównania odpowiedzi detektorów dla trzech wariantów sondy neutronowej zostały wysymulowane ich odpowiedzi w różnych jednorodnych, nieskończonych ośrodkach modelowych. Wybrano trzy modele zbudowane z wzorców ceramicznych BW, KW, L13 (Rozdział 7), 4 modele skał łupkowych o różnych porowatościach (Rozdział 8. W Tab. 9.1-1 zebrano parametry fizyczne modeli wykorzystywanych w niniejszych symulacjach, a w Tab. 9.1-2 ÷ Tab. 9.1-4 oraz na Rys. 9.1.1 i Rys. 9.1.2 przedstawiono wyniki dla wszystkich detektorów porównywanych sond. Wyniki dla sondy NNTE zostały wzięte z danych zawartych we wcześniejszych rozdziałach monografii.

Tab. 9.1-1 Parametry fizyczne ośrodków modelowych wykorzystywanych do porównywania trzech wariantów sondy neutronowej (dane zebrane z opracowań w poprzednich rozdziałach monografii).

Model skalny	Porowatość [%]	Gęstość obj. [ $g/cm^3$ ]	$\Sigma_a$ model [c.u.]	$L_s$ [cm]	$L_d$ [cm]
BW	23.81	2.47	11.28	9.63	4.28
KW	16.55	2.45	9.86	10.91	5.21
L13	60.00	2.61	17.13	7.42	2.56
H2O	100.00	1.00	19.30	7.010	2.78
łupek2	2.00	2.65	22.65	17.14	6.40
łupek5	5.00	2.60	23.86	15.32	5.80
łupek9	9.00	2.53	24.70	13.73	5.24
łupek15	15.00	2.43	25.20	12.20	4.67

Tab. 9.1-2 Odpowiedzi detektorów sondy neutronowej NNTE w wybranych ośrodkach jednorodnych, niekończonych.

Model skalny	Bter [l.n/cm <sup>3</sup> /sn] x 10 <sup>-8</sup>	Błąd wzgl. Bter	Bepi [l.n/cm <sup>3</sup> /sn] x 10 <sup>-8</sup>	Błąd wzgl. Bepi	Depi [l.n/cm <sup>3</sup> /sn] x 10 <sup>-8</sup>	Błąd wzgl. Depi
BW	238.79	0.0054	270.91	0.0068	5.67	0.0156
KW	282.78	0.0050	324.18	0.0062	8.49	0.0129
L13	110.96	0.0079	168.42	0.0087	2.06	0.0262
H2O	71.56	0.0097	129.74	0.0099	1.28	0.0330
łupek2	256.42	0.0046	492.57	0.0050	17.79	0.0089
łupek5	231.17	0.0050	429.97	0.0054	12.94	0.0105
łupek9	204.13	0.0054	370.34	0.0058	9.50	0.0123
łupek15	172.20	0.0060	307.38	0.0064	6.37	0.0152

Tab. 9.1-3 Odpowiedzi detektorów sondy neutronowej N2TE w wybranych ośrodkach jednorodnych, niekończonych.

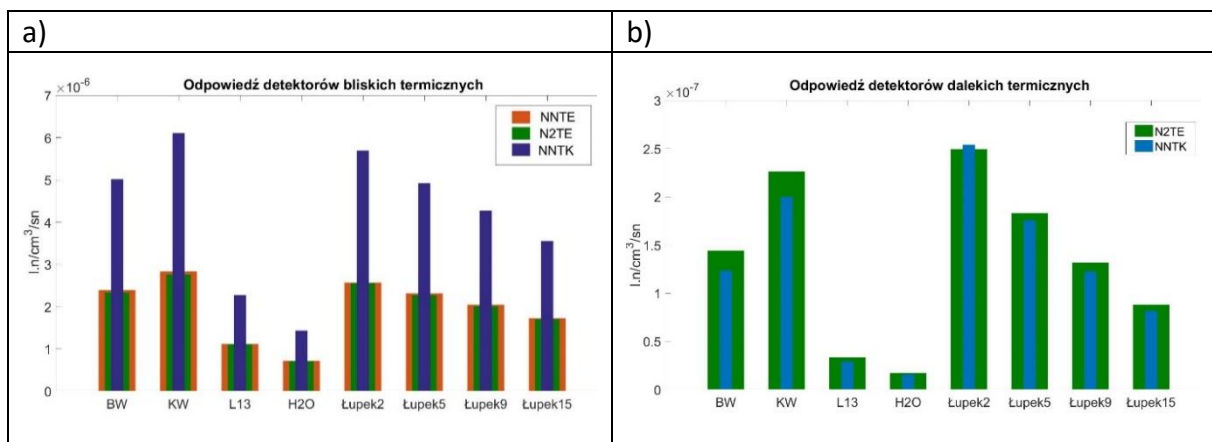
Ośrodek skalny	Bter [l.n/cm <sup>3</sup> /sn] x 10 <sup>-8</sup>	Błąd wzgl. Bter	Bepi [l.n/cm <sup>3</sup> /sn] x 10 <sup>-8</sup>	Błąd wzgl. Bepi
BW	233.46	0.0055	274.34	0.0068
KW	275.82	0.0050	327.82	0.0062
L13	110.50	0.0079	167.70	0.0087
H2O	70.68	0.0097	131.14	0.0099
łupek2	255.05	0.0045	490.39	0.0050
łupek5	226.90	0.0050	426.38	0.0054
łupek9	200.62	0.0054	366.54	0.0058
łupek15	169.42	0.0060	307.26	0.0064

Tab. 9.1-3– ciąg dalszy.

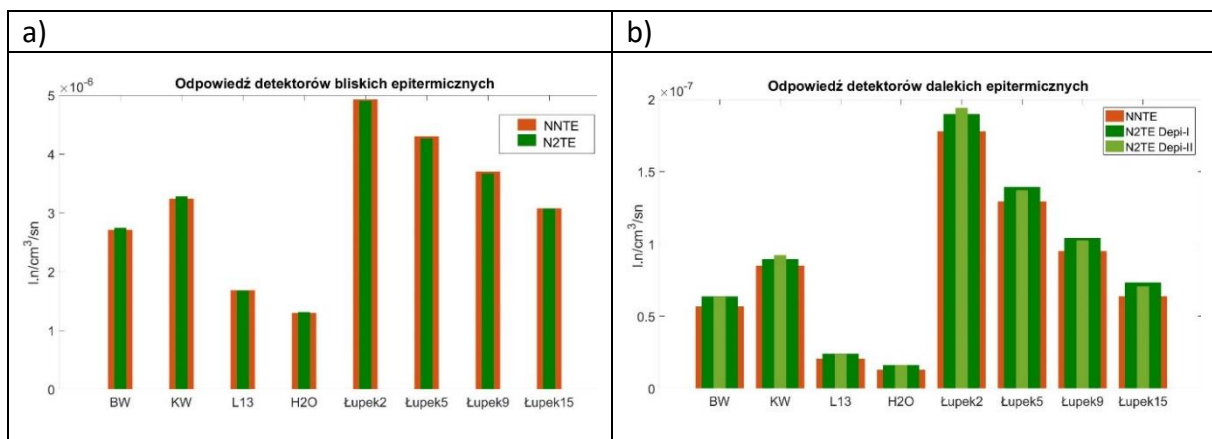
Ośrodek skalny	Dter [l.n/cm <sup>3</sup> /sn] x 10 <sup>-8</sup>	Błąd wzgl. Dter	Depi-I [l.n/cm <sup>3</sup> /sn] x 10 <sup>-8</sup>	Błąd wzgl. Depi-I	Depi-II [l.n/cm <sup>3</sup> /sn] x 10 <sup>-8</sup>	Błąd wzgl. Depi-II
BW	14.40	0.0139	6.36	0.0281	6.34	0.0269
KW	22.60	0.0112	8.94	0.0226	9.22	0.0221
L13	3.33	0.0289	2.40	0.0441	2.38	0.0430
H2O	1.72	0.0401	1.62	0.0538	1.62	0.0526
łupek2	24.93	0.0098	18.97	0.0154	19.40	0.0154
łupek5	18.29	0.0117	13.93	0.0181	13.71	0.0181
łupek9	13.17	0.0139	10.41	0.0212	10.24	0.0211
łupek15	8.80	0.0171	7.33	0.0250	7.06	0.0261

Tab. 9.1-4 Odpowiedzi detektorów sondy neutronowej NNTK w ośrodkach jednorodnych, nieskończonych.

Ośrodek skalny	Detektor Dbli [l.n/cm <sup>3</sup> /sn] x 10 <sup>-8</sup>	Błąd wzgl. Dbli	Detektor Ddal [l.n/cm <sup>3</sup> /sn] x 10 <sup>-8</sup>	Błąd wzgl. Ddal
BW	501.23	0.0034	12.33	0.0108
KW	610.60	0.0031	19.99	0.0085
L13	227.22	0.0050	2.89	0.0225
H2O	142.96	0.0064	1.55	0.0316
Łupek2	569.14	0.0032	25.38	0.0079
Łupek5	492.31	0.0035	17.56	0.0094
Łupek9	426.81	0.0037	12.24	0.0113
Łupek15	355.08	0.0041	8.16	0.0139



Rys. 9.1.1 Zestawienie odpowiedzi detektorów termicznych dla trzech wariantów sondy neutronowej: NNTTE, N2TE i NNTK.



Rys. 9.1.2 Zestawienie odpowiedzi detektorów epitermicznych dla trzech wariantów sondy neutronowej: NNTTE, N2TE i NNTK.

Sonda NNTTE oraz sonda N2TE różnią się niewiele. Jediną różnicą jest położenie detektorów dalekich: w miejsce jednego detektora Depi w sondzie NNTTE zostały umieszczone 3 detektory, w zasadzie bez zmiany odległości źródło – detektory dalekie. Ponieważ układ detektorów bliskich sondy NNTTE i N2TE jest praktycznie taki sam, w związku z tym odpowiedzi detektorów bliskich są niemal identyczne a różnice wynikają ze statystycznego charakteru modelowanych



zjawisk (Rys. 9.1.1). Podobna sytuacja jest w przypadku odpowiedzi wszystkich trzech detektorów dalekich epitermicznych (Rys. 9.1.2b). Detektory dalekie epitermiczne sondy N2TE są symetrycznie położone względem osi sondy a różnice w ich odpowiedziach wynikają jedynie z fluktuacji statystycznych.

W przypadku sondy NNTK sygnał z jej detektora bliskiego (Dbli) jest znacznie wyższy niż dla bliskich detektorów termicznych pozostałych sond (Rys. 9.1.1a). Detektory termiczne sond NNTK i N2TE posiadają podwójną osłonę kadmową z przerwą od strony ośrodka skalnego, więc teoretycznie neutrony termiczne docierają do ich objętości czynnej głównie z ośrodka skalnego. Detektory sondy NNTK są pozbawione osłon, a neutrony mogą docierać do nich z każdej strony. Brak osłon oraz większa objętość czynna detektora Dbli sondy NNTK w porównaniu z analogicznymi detektorami pozostałych sond powoduje, że jego odpowiedź jest większa.

Sondy N2TE i NNTK posiadają detektory dalekie termiczne. Sygnały z tych detektorów są podobne, zdecydowanie niższe niż dla detektorów bliskich, co jest oczywistą konsekwencją odległości od źródła (Rys. 9.1.2a).

## 9.2. Odpowiedzi detektorów dla trzech wariantów sondy neutronowej: NNTK, N2TE i N2TE w modelowym profilu wielowarstwowym

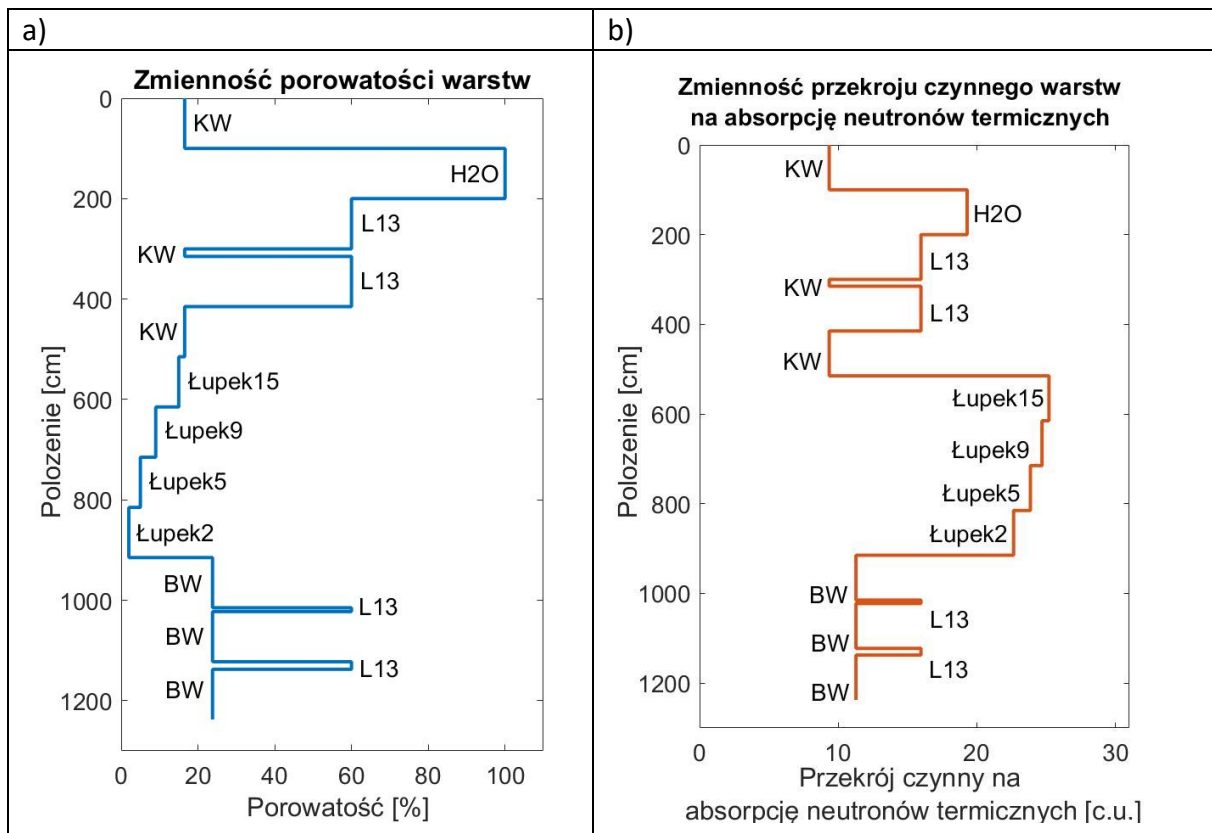
W celu porównania odpowiedzi detektorów dla wszystkich wariantów sondy neutronowej został wymodelowany profil składający się z 15 warstw o różnych porowatościach i przekrojach czynnych absorpcji neutronów termicznych. Do sporządzenia tego modelu wykorzystano ośrodki modelowe stosowane wcześniej (np.: Tab. 9.1-1). Kolejność warstw i ich grubości zestawiono w

Tab. 9.2-1. Profil został wymodelowany w taki sposób, aby sąsiadujące warstwy różniły się porowatością i przekrojem czynnym absorpcji, co przedstawiono graficznie na Rys. 9.2.1. Większość warstw ma grubość 100 cm, w trzech przypadkach wprowadzono warstwy cienkie:

- warstwę KW o grubości 15 cm pomiędzy warstwami L13, co odpowiada warstwie o niskiej porowatości pomiędzy warstwami o wysokiej porowatości (Tab. 9.1-1 oraz Rys. 9.2.1),
- warstwy L13 o grubości 7.5 cm oraz 15 cm pomiędzy warstwami BW, co odpowiada cienkim warstwom o wysokiej porowatości w otoczeniu warstw o niskiej porowatości.

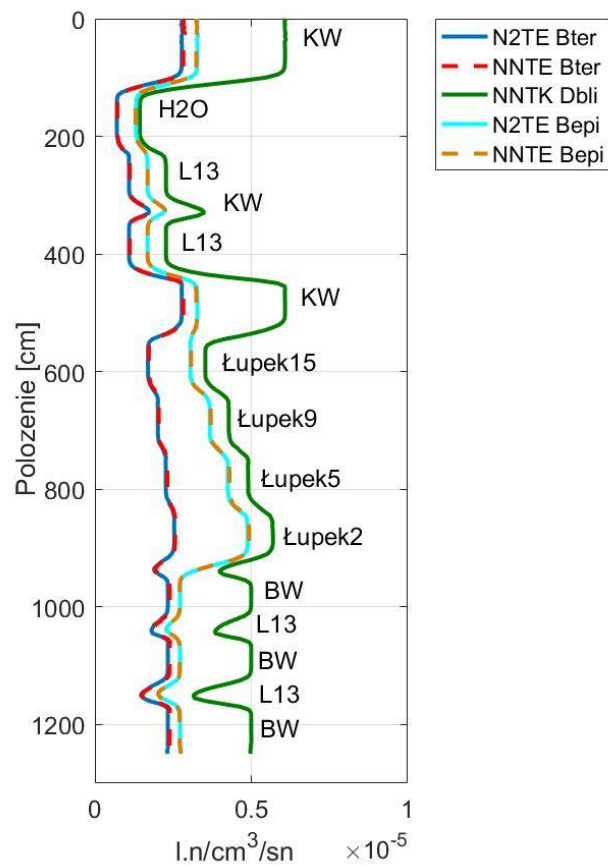
Tab. 9.2-1 Parametry geometryczne modelowego profilu skalnego.

Ośrodek skalny	H <sub>min</sub> [cm]	H <sub>max</sub> [cm]	H [cm]
KW	0.0	100.0	100.0
H <sub>2</sub> O	100.0	200.0	100.0
L13	200.0	300.0	100.0
KW	300.0	315.0	15.0
L13	315.0	415.0	100.0
KW	415.0	515.0	100.0
Łupek15	515.0	615.0	100.0
Łupek9	615.0	715.0	100.0
Łupek5	715.0	815.0	100.0
Łupek2	815.0	915.0	100.0
BW	915.0	1015.0	100.0
L13	1015.0	1022.5	7.5
BW	1022.5	1122.5	100.0
L13	1122.5	1137.5	15.0
BW	1137.5	1237.5	100.0

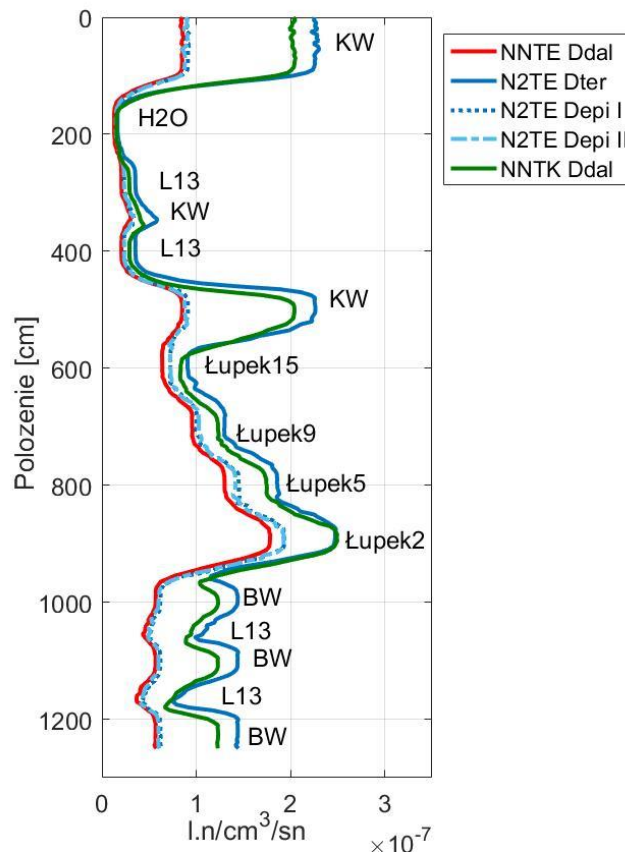


Rys. 9.2.1 Zmienność parametrów istotnych z punktu widzenia transportu neutronów dla modelowego profilu: a) porowatość warstw, b) przekrój czynny warstw na absorpcję neutronów termicznych.

Wykonano trzy serie symulacji odpowiadające trzem wariantom sondy neutronowej. Tryb obliczeń numerycznych programem MCNP był analogiczny, jak we wcześniejszych obliczeniach. Funkcje odpowiedzi każdego z detektorów sondy neutronowej wyznaczone zostały w kolejnych punktach położenia sondy z krokiem równym 5 cm. Na Rys. 9.2.2 przedstawione zostały odpowiedzi detektorów bliskich, a na Rys. 9.2.3 detektorów dalekich dla trzech wariantów sondy neutronowej.



Rys. 9.2.2 Porównanie odpowiedzi detektorów bliskich trzech wariantów sondy neutronowej NNTE, N2TE i NNTK wzdłuż modelowego profilu (Tab.9.2.1).



Rys. 9.2.3 Porównanie odpowiedzi detektorów dalekich trzech wariantów sondy neutronowej NNTE, N2TE i NNTK wzdłuż modelowego profilu (Tab.9.2.1).

Odpowiedzi wszystkich detektorów odtwarzają prawidłowo przebieg modelowego profilu, zgodnie z wydajnościami detekcji. Anomalie dla warstw o grubościach 100 cm posiadają amplitudy odpowiadające odpowiedziom detektorów w odpowiednich ośrodkach jednorodnych, nieskończonych. Obniżenia amplitud anomalii dla cienkich warstw są zgodne z dotychczasowymi wnioskami przedstawionymi w poprzednich rozdziałach monografii.

W prezentowanych wynikach dla detektorów termicznych pojawia się charakterystyczny artefakt na granicy warstw Łupek2 i BW ( $H = 915 \div 920$  cm). Przykładowo, dla sondy NNTK (Rys. 9.2.2) anomalia od warstwy BW o amplitudzie  $5.0 \cdot 10^{-6}$  l.n/cm<sup>3</sup>/sn powinna przechodzić do anomalii Łupek2 o amplitudzie  $5.7 \cdot 10^{-6}$  l.n/cm<sup>3</sup>/sn. Na granicy tych ośrodków pojawia się dodatkowa anomalia o amplitudzie sięgającej  $4.0 \cdot 10^{-6}$  l.n/cm<sup>3</sup>/sn. Podobne zachowanie obserwuje się dla wszystkich detektorów termicznych, łącznie z detektorami termicznymi dalekimi dla sondy N2TE i NNTK (Rys. 9.2.3).

Effekt ten został zaobserwowany i przeanalizowany szczegółowo w Rozdziale 6.4.2 oraz w *Uzupełnieniu* na granicy warstw przy przechodzeniu sondy NNTE od warstwy modelowej M-2 do warstwy M-3. Obydwa te przypadki dotyczą sytuacji, gdy w pobliżu granicy warstw powstają silne odkształcenia rozkładów energetyczno-przestrzennych strumieni neutronów z powodu znacznych różnic parametrów neutronowych i porowatości (Tab. 9.2-2).

Tab. 9.2-2 Porównanie porowatości i przekrojów czynnych warstw na absorpcję neutronów termicznych, na granicy których zaobserwowano artefakty w postaci dodatkowych anomalii.

Warstwy graniczące	Porowatość	$\Sigma_a$ model
M-2 / M-3	7.5% / 20%	28.27 c.u. / 13.88 c.u.
BW / Łupek2	23.11% / 2%	11.28 c.u. / 22.65 c.u.

### 9.3. Analiza i porównanie rozkładów energetyczno-przestrzennych strumieni neutronów dla sondy neutronowej NNTE oraz NNTK

Odpowiedzi detektorów sond neutronowych NNTE oraz N2TE nie różnią się w zasadzie od siebie, konstrukcja sond jest niemal identyczna. Natomiast w przypadku sondy NNTE i sondy NNTK istnieje zasadnicza różnica konstrukcyjna, polegająca na tym, że detektory sondy NNTE posiadają specyficzne osłony z kadmu i moderatorów neutronowych (Rozdział 4.1 i Rozdział 5.2), których nie posiada sonda NNTK. Sondy różnią się również odległościami źródło – detektor daleki (54.5 cm i 65 cm, odpowiednio dla NNTE i NNTK), co może mieć wpływ na rozkład energetyczny strumienia neutronów w otoczeniu detektora. Różnica w odległości źródło – detektory bliskie, jest niewielka (4 cm), co w omawianych zagadnieniach nie ma większego znaczenia ze względu na nie-punktowe rozmiary objętości czynnej detektorów i źródła.

Przedstawione poniżej wykresy odpowiedzi detektorów bliskich termicznych sondy NNTE (Bter) i sondy NNTK (Dbli) wzdłuż całego profilu modelowego (Rys. 9.3.1) pokazują wkład neutronów o energii z konkretnych zakresów do całkowitej odpowiedzi detektorów. W poprzednich rozdziałach zostało wykazane, że wkład do odpowiedzi detektora termicznego dają głównie neutrony z zakresu energetycznego  $\sim 10^{-9}$  -  $\sim 10^{-4}$  MeV. Na wykresach sumaryczną odpowiedź detektorów przedstawiają krzywe w kolorze czerwonym. Są one zsumowaniem odpowiedzi na neutrony o energii  $E < 4e^{-7}$  MeV (krzywe niebieskie kropkowane), oraz  $E > 4e^{-7}$  MeV (krzywe zielone kropkowane).

Porównanie wykresów dla NNTK (Rys. 9.3.1a) i NNTE (Rys. 9.3.1b) pokazuje różnice w formowaniu się odpowiedzi detektorów tych sond. Analizując udziały rozważanych grup energetycznych można stwierdzić, że dla obu sond, na całej długości wzorca skalnego dla energii neutronów powyżej zakresu termicznego ( $E > 4e^{-7}$  MeV) (krzywa zielona kropkowana) odpowiedzi detektorów wyglądają podobnie. Odmienne obserwuje się w obszarze warstw o niskiej porowatości (obszar występowania skał łupkowych, 515 – 915 cm) dla zakresu energii:  $E < 4e^{-7}$  MeV (krzywe niebieskie kropkowane). Tutaj detektory sondy NNTK wyraźnie reagują na występujące po sobie kolejno warstwy skał łupkowych o różnych porowatościach. Neutrony o przedstawionym zakresie energetycznym mają zdecydowany udział w formowaniu całkowitej odpowiedzi obu detektorów sondy NNTK.

W przypadku sondy NNTE w zakresie energii poniżej odcięcia kadmowego reakcja detektora bliskiego Bter na występujące po sobie kolejno warstwy skał łupkowych o różnych porowatościach jest niewielka. Można powiedzieć, że neutrony z obu zakresów

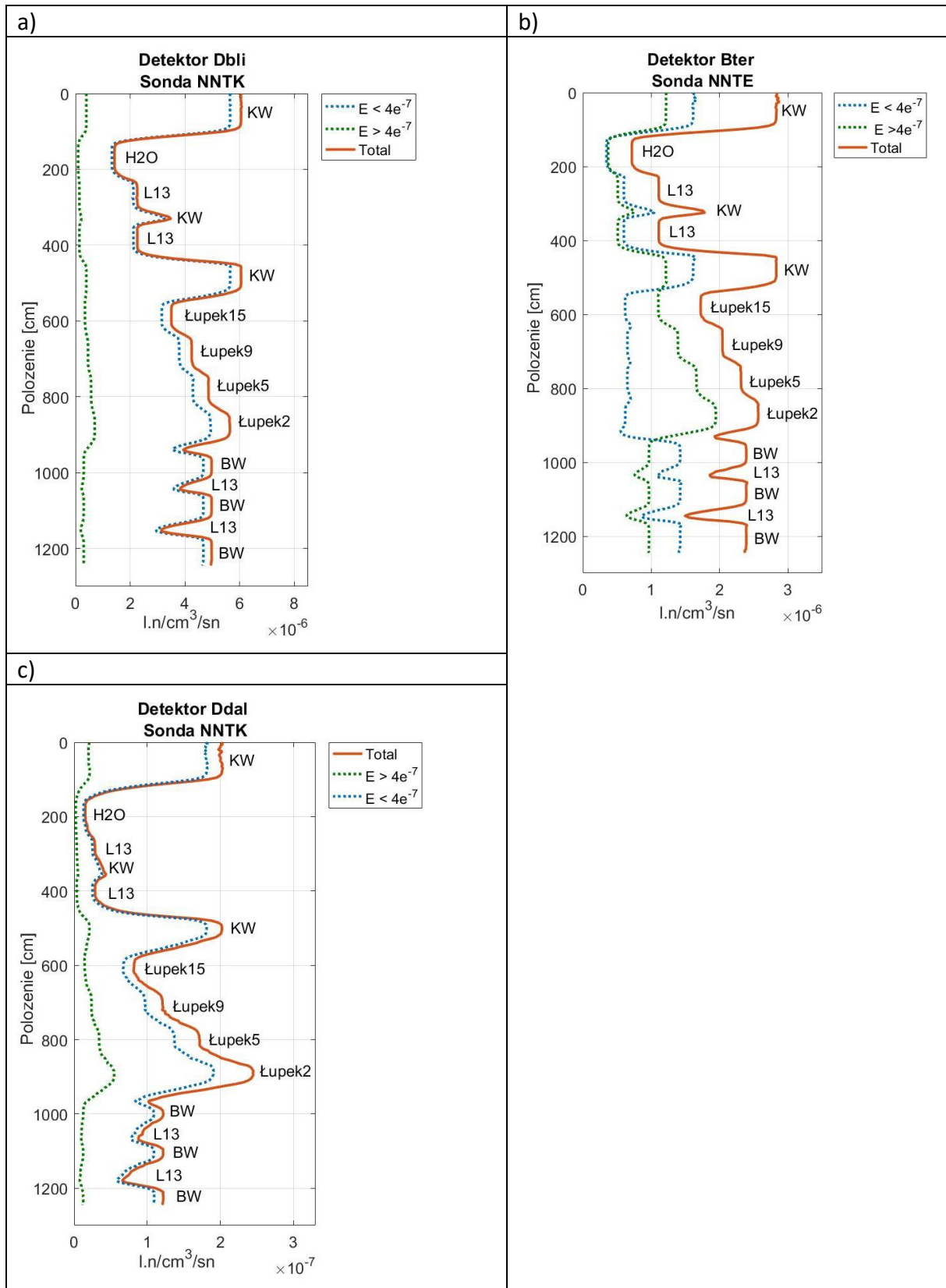
energetycznych mają porównywalny udział w całkowitej jego odpowiedzi. Różnice w sposobie formowaniu się odpowiedzi detektorów obu sond wynikają z ich różnic konstrukcyjnych.

Porównując wkłady neutronów o danych energiach, dla obydwu detektorów termicznych sondy NNTK widać, że udziały te są podobne i różne odległości detektorów od źródła wpływają głównie na wydajność detekcji, a nie na zmiany w rozkładach energetyczno-przestrzennych wokół tych detektorów.

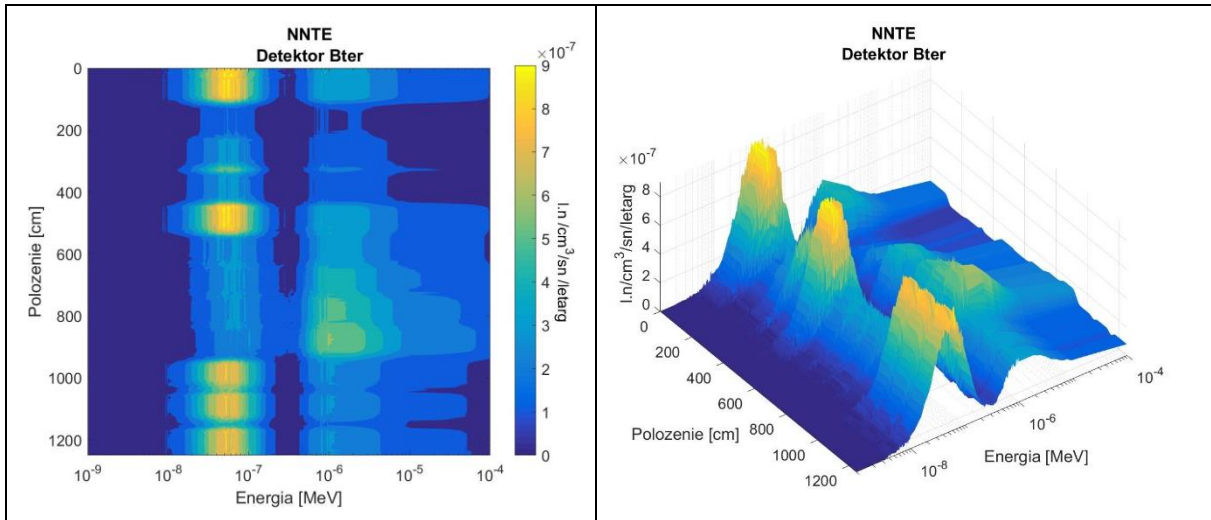
Rozkłady energetyczne odpowiedzi dla dwóch wariantów sondy neutronowej: NNTE i NNTK zostały przedstawione odpowiednio: dla sondy NNTE, dla Bter na Rys. 9.3.2, dla NNTK, Dbli - Rys. 9.3.3 i Ddal - Rys. 9.3.4.

Dla obu wariantów sondy neutronowej policzony został również rozkład energetyczny strumienia neutronów, które docierają do objętości czynnej poszczególnych detektorów; dla NNTE, dla detektora Bter na Rys. 9.3.5, NNTK, Dbli - Rys. 9.3.6 i Ddal - Rys. 9.3.7.

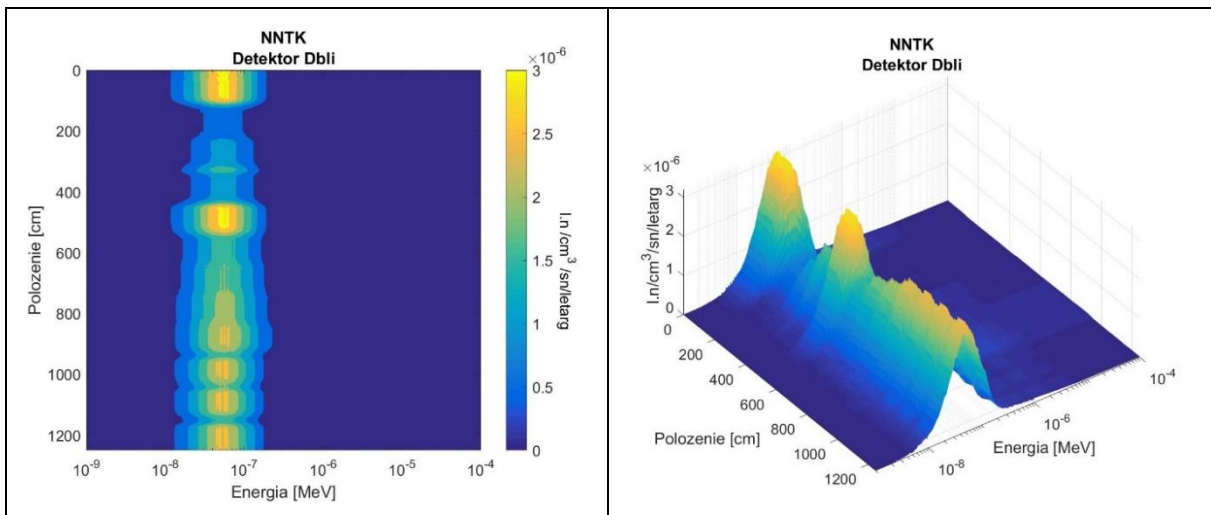




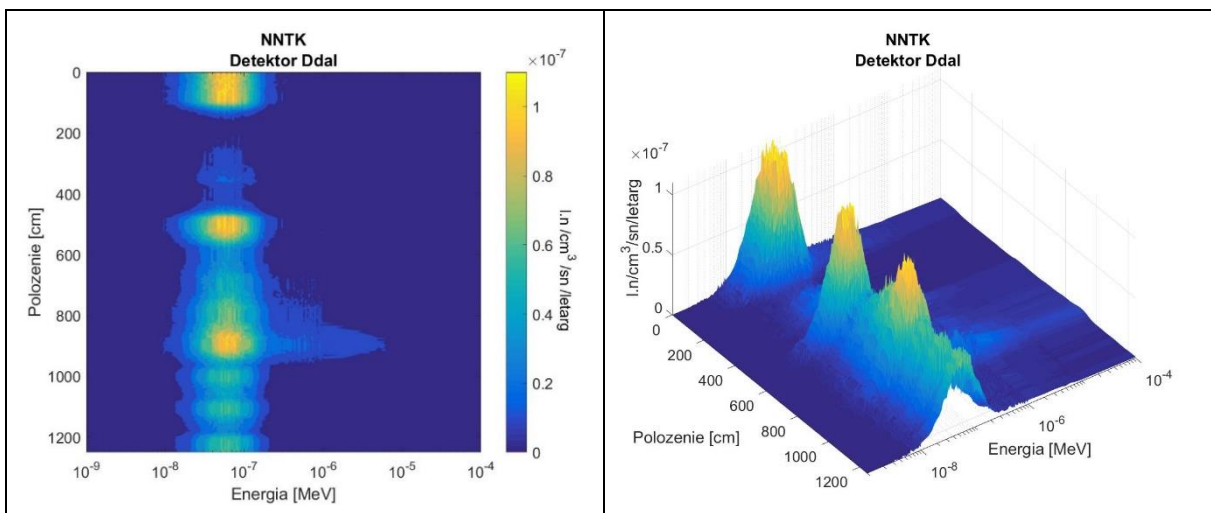
Rys. 9.3.1 Wkład neutronów o danej energii:  $E < 4e^{-7}$  MeV (krzywe niebieskie kropkowane),  $E > 4e^{-7}$  MeV (krzywe zielone kropkowane) do całkowitej odpowiedzi detektorów (krzywa czerwona): a) bliskiego Dbli dla sondy NNTK, b) bliskiego termicznego Bter dla sondy NNTE, c) dla detektora dalekiego termicznego Ddal sondy NNTK.



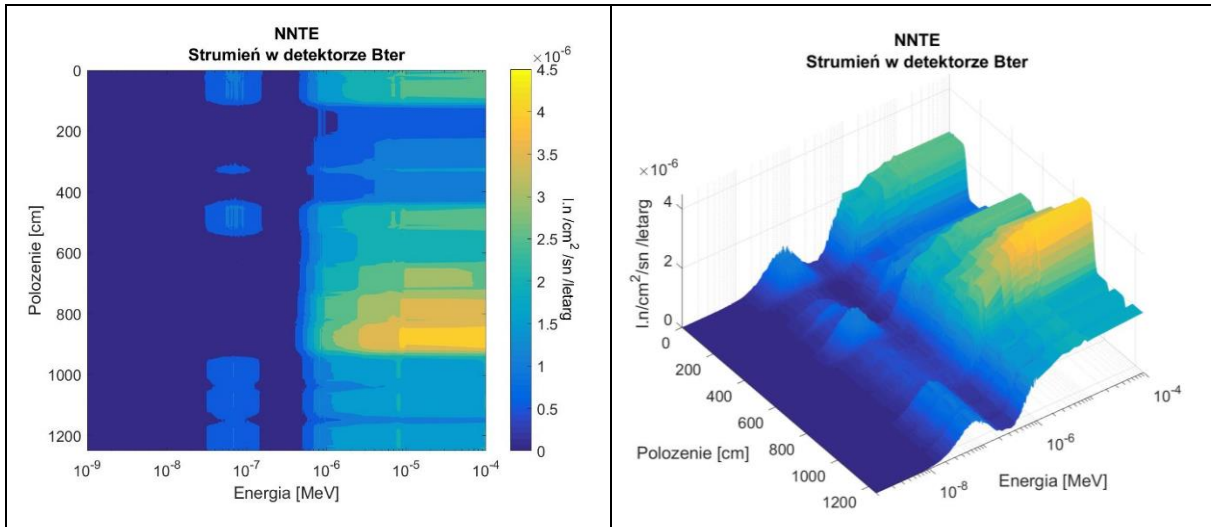
Rys. 9.3.2 Rozkład energetyczny odpowiedzi detektora Bter sondy NNTK w funkcji jej położenia w ośrodku skalnym.



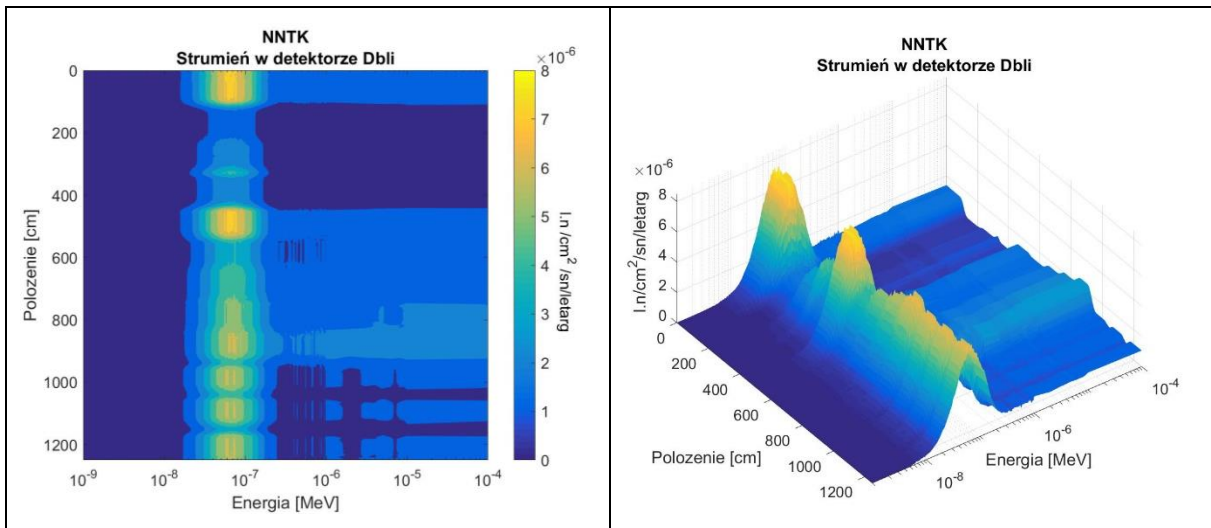
Rys. 9.3.3 Rozkład energetyczny odpowiedzi detektora Dbli sondy NNTK w funkcji jej położenia w ośrodku skalnym.



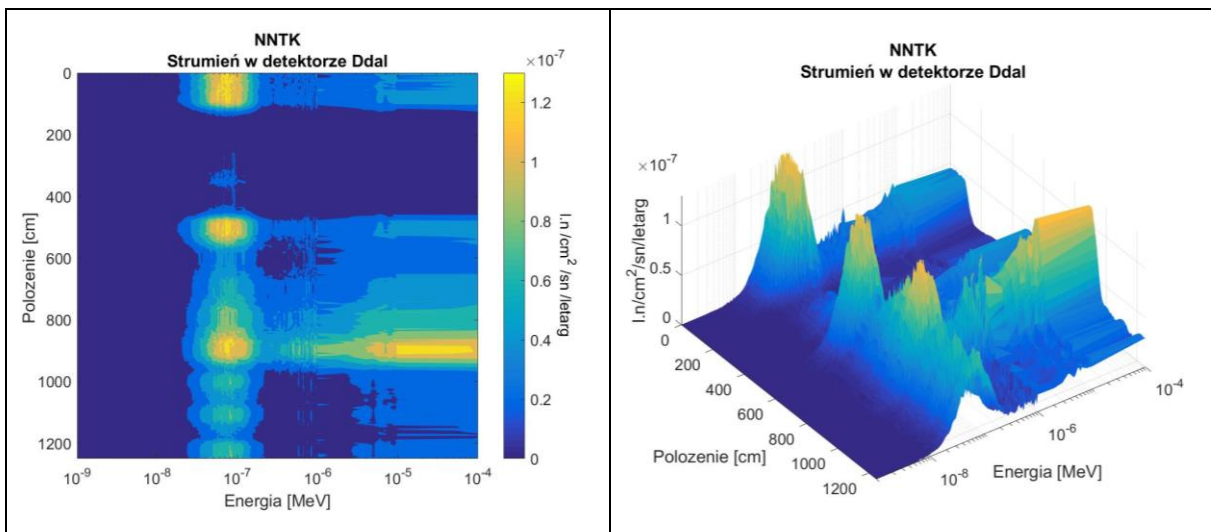
Rys. 9.3.4 Rozkład energetyczny odpowiedzi detektora Ddal sondy NNTK w funkcji jej położenia w ośrodku skalnym.



Rys. 9.3.5 Rozkład energetyczny strumienia w detektorze Bter sondy NNTE w funkcji jej położenia w ośrodku skalnym.



Rys. 9.3.6 Rozkład energetyczny strumienia w detektorze Dbli sondy NNTK w funkcji jej położenia w ośrodku skalnym.



Rys. 9.3.7 Rozkład energetyczny strumienia w detektorze Ddal sondy NNTK w funkcji jej położenia w ośrodku skalnym.

Do objętości czynnej detektora Bter sondy NNTE zdecydowanie więcej dociera neutronów o energiach powyżej odcięcia kadmowego ( $E > 4 \cdot 10^{-7}$  MeV). W zakresie energii  $E < 4 \cdot 10^{-7}$  MeV obserwuje się gwałtowny spadek liczby neutronów w obszarach występowania ośrodków o wysokiej porowatości (H2O i L13 zakres: 100 - 415 cm) ale i o wysokim przekroju czynnym na absorpcję neutronów termicznych (skały łupkowe : zakres 515 - 815 cm).

Z kolei w zakresie energii  $E > 4 \cdot 10^{-7}$  MeV obserwuje się wzrost liczby neutronów w obszarze występowania skał łupkowych, a w szczególności dla tych o najniższej porowatości (Łupek2 i Łupek5: zakres 715 - 915 cm).

W przypadku detektora Dbli sondy NNTK zdecydowanie większy udział stanowią neutrony o energiach termicznych i poniżej termicznych ( $E > 4 \cdot 10^{-7}$  MeV). Wyraźnie zaznacza się obszar występowania ośrodka KW oraz Łupek2. Oba ośrodki charakteryzują się stosunkowo niską porowatością (Rys. 9.2.1) oraz niskim przekrojem czynnym na absorpcję (Rys. 9.2.2).

W rozkładzie energetycznym strumienia neutronów docierających do detektora Ddał sondy NNTK (Rys. 9.3.7), poza wyraźnie zaznaczającym się zakresem energii termicznych i poniżej termicznych ( $E > 4 \cdot 10^{-7}$  MeV), obserwuje się również neutrony z zakresu energii  $E > 4 \cdot 10^{-7}$  MeV. Bardzo dobrze widoczne jest to w obszarze występowania ośrodka Łupkek2 (815 – 915 cm).

## 10. Podsumowanie

Zastosowanie symulacji komputerowych wykorzystujących metody Monte Carlo pozwoliło na dogłębną analizę wyników neutronowych profilowań otworowych. Metody numeryczne stały się wartościowym narzędziem wzbogacającym możliwości prowadzenia badań z tego zakresu fizyki eksperymentalnej. Metody pozwalające na śledzenie transportu promieniowania i jego oddziaływania z materią rozwijane były od wielu lat, początkowo głównie dla potrzeb fizyki reaktorów rozszczepieniowych. Postępujący rozwój możliwości obliczeniowych komputerów prowadził do intensywnego rozwoju kodów numerycznych Monte Carlo, zwiększając tym samym zakres ich zastosowań na wiele innych metod doświadczalnych i eksperymentów fizycznych ze źródłami promieniotwórczymi w coraz bardziej skomplikowanych układach geometrycznych.

Celem niniejszej monografii było przedstawienie możliwości wykorzystania numerycznych metod obliczeniowych dla potrzeb otworowej geofizyki jądrowej. Monografia stanowi podsumowanie prac badawczych prowadzonych przez autorkę w IFJ PAN w tej tematyce. Zaprezentowany przegląd możliwości symulacji odpowiedzi sondy neutronowej stanowi punkt wyjścia do prowadzenia dalszych badań w zakresie analizy i interpretacji wyników pomiarowych oraz optymalizacji konstrukcji nowych generacji przyrządów pomiarowych.

Celem naukowym pracy było wykazanie, że eksperyment numeryczny przedstawiający odpowiedź sondy neutronowej jest w pełnej zgodności z rzeczywistym pomiarem wykonanym w otworze konkretną sondą. Udowodnienie tej zgodności pozwoliło na przeprowadzenie szeregu kolejnych eksperymentów numerycznych wyjaśniających szczegółowo transport neutronów i ich rozkłady energetyczne w złożonych układach pomiarowych, jakimi są układy sonda – otwór – niejednorodna formacja skalna. Zaproponowana przeze mnie wizualizacja przestrzenno-energetycznych pól neutronowych pozwoliła m.in. na szczegółową analizę zaniżania amplitud anomalii obserwowanych przy pomiarach dla cienkich warstw oraz występowania gwałtownych zaburzeń w rozkładach pól neutronowych na granicy ośrodków znacząco różniących się własnościami neutronowymi skutkującymi powstawaniem artefaktów towarzyszącym właściwym przebiegom anomalii.

Podstawą poprawności opracowanych modeli i procedur dla symulacji komputerowych i uwiarygodnienia eksperymentu numerycznego są przedstawione w pracy przykłady zgodności w rzeczywistymi wynikami pomiarowymi. Wykorzystano do tego celu wyniki pomiarów wykonanych sondą NNTE we wzorcach skalnych o różnej litologii oraz we wzorcach ceramicznych stanowisk kalibracyjnych w Zielonej Górze. Otrzymana zgodność pomiędzy odpowiedzią sondy w warunkach rzeczywistego eksperymentu i symulacji komputerowej jest na poziomie:  $R^2 = 0.9792$  dla detektora bliskiego termicznego Bter,  $R^2 = 0.988$  dla detektora bliskiego epitermicznego Bepi i  $R^2 = 0.9737$  dla detektora dalekiego epitermicznego Depi. Wykazane zostało, jak ważna jest w tych obliczeniach dokładna znajomość udziałów wagowych poszczególnych pierwiastków we wzorcach skalnych. Nie można zaniedbać obecności pierwiastków charakteryzujących się dużym przekrojem czynnym na absorpcję



neutronów termicznych, nawet w sytuacji, gdy występują one w śladowych ilościach (w powyższych wzorcach nie przekraczały one 0.02% udziału wagowego). Nawet niewielka zawartość pierwiastków takich jak bor, chlor czy ziemie rzadkie w istotny sposób wpływa na makroskopowy przekrój czynny na absorpcję neutronów termicznych. Przykładem może być największy wpływ silnych absorbentów na przekrój czynny absorpcji, przekraczający 40%, jaki obserwuje się dla bloków Mucharz, w których składzie występują zarówno chlor i bor jak i pierwiastki ziem rzadkich (Gd, Sm, Eu).

Dodatkowym potwierdzeniem poprawności symulacji komputerowych jest uzyskanie na drodze obliczeń numerycznych krzywych kalibracyjnych sondy NNTE zgodnych z półempiryczną metodą kalibracji sond neutronowych Czubka. Opracowana przez niego oryginalna metoda kalibracji sond neutronowych pozwala na uzyskanie korelacji odpowiedzi sondy z tzw. generalnym parametrem neutronowym (*GNP*) i w kolejnym kroku z porowatością badanego ośrodka. Analogiczne krzywe kalibracyjne zostały uzyskane na podstawie wysymulowanych odpowiedzi detektorów sondy w szerokim zakresie zmienności parametrów neutronowych i petrofizycznych modelowych formacji skalnych. Modelowania te potwierdziły fizyczne założenia metody Czubka, pozwoliły na wyznaczenie *GNP* dla modelowanych warstw, i wykorzystanie tego parametru w dalszej części pracy.

Zastosowana w pracy szczegółowa analiza rozkładów pól neutronowych generowanych w formacji skalnej, a następnie w detektorach sondy, pozwala na lepsze zrozumienie uzyskiwanych wyników pomiarowych. Tylko eksperyment numeryczny daje możliwość całościowego prześledzenia formowania się przestrzenno-energetycznego pola neutronowego w dowolnej konfiguracji przestrzennej.

Zaprezentowane w pracy rozkłady energetyczno-przestrzenne pól neutronowych w ośrodkach jednorodnych, których jedynym zaburzeniem jest obecność otworu i umieszczonej w nim sondy, stanowią zestaw bazowych wyników. W odniesieniu do nich można analizować wpływ zmienności parametrów neutronowych i litologicznych ośrodków, wpływ granic ośrodków i cienkich warstw na odpowiedzi sondy neutronowej.

Dla modelowych ośrodków skalnych przeanalizowano szczegółowo formowanie się strumienia neutronów w jednorodnych ośrodkach otaczających otwór, w którym umieszczona jest sonda ze źródłem neutronowym Am-Be. Wykonano odpowiednie modelowania numeryczne w celu wyznaczenia rozkładów energetycznych neutronów rozchodzących się ze źródła w danym ośrodku skalnym w funkcji odległości od źródła. Dla każdego z detektorów wyliczone zostały także rozkłady energetyczne strumieni neutronów, które z danego ośrodka skalnego docierają do detektorów i mogą zostać w nich zaabsorbowane generując sygnał (odpowieź) detektora.

Przeprowadzona została analiza skomplikowanego kształtu widm energetycznych neutronów ulegających absorpcji w detektorach sondy. Pokazane zostało, że rozkłady energetyczne strumienia neutronów docierających do objętości każdego z detektorów sondy posiadają szerokie widmo energetyczne. Jednak, ze względu na wysoki przekrój czynny na absorpcję



neutronów termicznych przez  $^3\text{He}$ , właśnie te neutrony dają największy wkład do odpowiedzi detektorów.

W przypadku detektora Bter można wyróżnić dwie części rozkładu (dwa maksima), rozdzielone graniczną wartością energii  $\sim 4 \cdot 10^{-7}$  MeV (tzw. odcięcie kadmowe). Pierwsze maksimum jest związane z neutronami termicznymi, które docierają do detektora bezpośrednio z ośrodka skalnego przez okno w osłonie kadmowej. Drugie maksimum jest związane z neutronami epitermicznymi, które docierają do objętości czynnej detektora zarówno z ośrodka poprzez otwór w kadmie, jak i tymi, którym udaje się przejść przez kadm z innych kierunków. Potwierdzeniem tej tezy było wyeliminowanie pierwszego maksimum w odpowiedzi detektora Bter po likwidacji okna w zewnętrznej osłonie kadmowej wokół detektorów bliskich.

Do otoczenia obu detektorów epitermicznych: Bepi i Depi docierają neutrony, którym udaje się pokonać zewnętrzną osłonę kadmową, czyli neutrony o energiach powyżej progu kadmowego ( $4 \cdot 10^{-7}$  MeV). W moderatorze otaczającym oba detektory neutrony te ulegają dalszemu spowolnieniu i jako termiczne, już o energiach poniżej  $4 \cdot 10^{-7}$  MeV, pojawiają się w objętości czynnej obu detektorów, gdzie są skutecznie absorbowane przez  $^3\text{He}$ . Taka konstrukcja sondy powoduje, że odpowiedź detektora Bepi jest proporcjonalna do strumienia neutronów epitermicznych, mimo iż w rozkładzie energetycznym neutronów w objętości czynnej tego detektora nie obserwujemy piku od neutronów epitermicznych. Warstwa moderatora wokół detektora Depi jest znacznie cieńsza niż w układzie detektorów bliskich, co powoduje mniej skuteczną moderację w porównaniu do moderatora wokół detektora Bepi. Część neutronów, które przechodzą przez osłonę kadmową ulega spowolnieniu dając sygnał w detektorze w zakresie energii poniżej progu kadmowego, natomiast pozostałe neutrony dają odpowiedź zgodnie z przekrojami czynnymi w zakresie energii powyżej  $4 \cdot 10^{-7}$  MeV. Z tego względu, w odpowiedzi detektora Depi można również wyróżnić dwa maksima: jedno poniżej a drugie powyżej progu kadmowego.

Szczegółowo dyskutowanym problemem w pracy jest zagadnienie odpowiedzi detektorów sondy neutronowej w cienkich warstwach. Zagadnienie to jest istotne ze względu na metodykę interpretacji wyników pomiarowych, poprzez krzywe kalibracji korelujące odpowiedź sondy (amplitudę anomalii) z porowatością. Zależność ta zakłada, że jest to odpowiedź sondy w ośrodku jednorodnym, a nie w złożonym z cienkich warstw.

Takie ograniczenie posiada półempiryczna metoda kalibracji Czubka, która może być stosowana tylko do warstw grubych i uwzględnia tylko obecność granicy pomiędzy cylindrycznym otworem a otaczającą formacją geologiczną. Z punktu widzenia transportu neutronów taki układ geometryczny można traktować jako nieskończony ośrodek materialny przecięty otworem o zadanym promieniu. Metoda Czubka nie rozważa przypadków, gdy formacja geologiczna otaczająca otwór zbudowana jest z cienkich warstw. Ten przypadek oznacza, że transport neutronu ze źródła do detektora może odbywać się nie tylko w granicach warstwy, ale ze względu na jej wymiary, również w otaczającej ją formacji geologicznej o innych własnościach neutronowych. Amplitudy anomalii od cienkich warstw są niższe niż dla warstw grubych, co może generować systematyczne błędy interpretacyjne.

W celu przeprowadzenia dogłębnej analizy odpowiedzi sondy neutronowej w cienkich warstwach została sporządzona obszerna baza danych kilkuset wysymulowanych numerycznie odpowiedzi detektorów sondy NNTE w modelowych ośrodkach skalnych, zarówno jednorodnych, jak i układów z ciekłą warstwą, dla szerokiego zakresu zmienności parametrów fizycznych (porowatość, absorpcja) i geometrycznych (grubość warstwy, kąt nachylenia do osi otworu).

Dla wszystkich grubości warstw (5, 15, 25, 50 cm) zaobserwowano asymetrię kształtu anomalii (rozciągnięcie prawego zbocza), która wynika z asymetrycznego położenia detektorów w stosunku do źródła neutronów. Dla obu detektorów bliskich efekt ten jest podobny, dla detektora dalekiego – zdecydowanie większy. Również charakterystyczne jest obniżenie amplitudy anomalii dla warstw o grubości w zakresie 5 ÷ 25 cm. Dopiero w warstwie o grubości 50 cm anomalia osiąga amplitudę jak dla ośrodka nieskończonego, gdyż w tym przypadku, na pewnej długości profilu, zarówno detektor jak i źródło znajdują się jednocześnie w granicach warstwy.

Wraz ze zmniejszaniem się grubości warstwy maleje amplituda rejestrowanej anomalii. Zmniejszanie się amplitudy zależy również od parametrów neutronowych warstwy i graniczącego z nią ośrodka. Przyjęto w pracy, że integralnym parametrem opisującym właściwości neutronowe ośrodka jest generalny parametr neutronowy  $GNP$ , a różnice własności neutronowych dwóch graniczących ośrodków można zdefiniować przez stosunek  $\Delta GNP = GNP(\text{otoczenia}) / GNP(\text{warstwy})$ . Wykazano, że wielkość obniżenia amplitudy anomalii można korelować z  $\Delta GNP$ . Przedstawione zależności pomiędzy obniżeniem anomalii, a parametrami neutronowymi graniczących ośrodków należy traktować jako wstępne analizy tego zagadnienia. Pokazują one szerokie możliwości wykorzystywania symulacji komputerowych do prowadzenia badań związanych z rozwojem metod interpretacji pomiarów neutronowych dla cienkich warstw.

Kolejnym przykładem możliwości symulacji komputerowych jest przedstawienie odpowiedzi detektorów dla trzech wariantów konstrukcyjnych sondy neutronowej w modelowym wielowarstwowym profilu. Tego typu eksperyment numeryczny, z bogatą analizą generowanych i rejestrowanych pól neutronowych pozwala na precyzyjne określenie wpływu poszczególnych elementów konstrukcyjnych sondy na jakość i wydajność detekcji.

Na granicy dwóch ośrodków o specyficznie różnych parametrach neutronowych zaobserwowano nietypowe zniekształcenia anomalii rejestrowanej przez detektor bliski termiczny. Zniekształcenia te wynikają głównie z różnic w lokalnym zwiększeniu lub zmniejszeniu liczby neutronów termicznych powodowanych silną zmianą parametrów absorpcyjnych graniczących ośrodków. Charakterystyczną cechą zaobserwowanych zniekształceń jest ich obecność niezależnie od grubości i kąta upadu warstwy.

Efekt ten stwierdzony został dla dwóch przypadków:

- Granica pomiędzy ośrodkiem M-2 i M-3 (Rozdział 6.4.2). Obserwuje się artefakt w postaci anomalii o zawyżonej wartości w obszarze wchodzenia sondy do warstwy M-3.
- Granica pomiędzy ośrodkiem BW a ośrodkiem Łupek2 (Rozdział 8, Rys. 8.1). Obserwuje się artefakt w postaci zaniżenia wartości anomalii w obszarze wchodzenia sondy do warstwy Łupek2.

Szczegółowa analiza tego zjawiska została przedstawiona w *Uzupełnieniu*. Przeanalizowany szczegółowo przypadek graniczących modelowych ośrodków M-2 i M-3 charakteryzuje się nie tylko obecnością silnego artefaktu w pobliżu granicy warstw, ale również zniekształceniem całego kształtu anomalii, nawet dla warstwy M-3 o grubości 50 cm. Przeprowadzono szczegółową analizę rozkładów energetyczno-przestrzennych pól neutronowych wzdłuż całej długości anomalii, która wykazała, że w pewnych obszarach w pobliżu granic warstw powstają silne niejednorodności w postaci znacznego wzrostu lub spadku gęstości neutronów termicznych. Przedstawione w *Uzupełnieniu* reprezentacje tych efektów, np.: przedstawienie odpowiedzi detektora Bter w rozbiciu na dwie grupy energetyczne (*Uzupełnienie*, Rys. III.1), czy też krzywe transportu neutronów na drodze od źródła do detektora (*Uzupełnienie*, Rys. IV.2.1 i Rys. IV.2.2) mogą okazać się bardzo przydatne do analizy tego typu przypadków.

Przedstawiona praca nie wyczerpuje możliwości symulacji komputerowych dla zagadnień pomiarów geofizyki otworowej sondami neutronowymi. Jest szereg zagadnień, które są trudne do weryfikacji eksperymentalnej, a mogą być analizowane metodami numerycznymi, na przykład wpływ warstw pośrednich pomiędzy otworem a niezaburzoną formacją skalną, czy też cały wachlarz zagadnień profilowania otworów poziomych oraz profilowań prowadzonych w czasie wiercenia. Nawet te zagadnienia, które zostały zaprezentowane w niniejszej pracy mogą być analizowane jeszcze bardziej dogłębnie. Takim problemem jest niewątpliwie zagadnienie profilowania warstw zawierających skały łupkowe o niskiej porowatości i małej miąższości. Wstępne badania wykazały, że sondy neutronowe mogą być dobrym narzędziem do badania takich formacji w warunkach polskich złóż. Niniejsza praca pokazuje szereg możliwości analiz, przydatnych przy kontynuacji tych badań.

Omówione zagadnienia transportu neutronów w złożonych układach sonda – otwór – formacja skalna i analizowane przykłady bazują na odpowiedziach detektorów sondy NNTE. Wynikało to głównie z możliwości dostępu do licznych rzeczywistych wyników pomiarowych wykonanych tą sondą, co pozwoliło na wykazanie bardzo dobrej zgodności eksperymentu numerycznego i rzeczywistego. Nie ma żadnych ograniczeń, aby tego rodzaju symulacje numeryczne prowadzić dla innych sond neutronowych, np.: dla sondy geochemicznej wykorzystującej reakcje jądrowe neutronów emitowanych ze źródła prowadzące do emisji, a następnie detekcji kwantów gamma. Transport neutronów od źródła do punktu, w którym dochodzi do odpowiedniej reakcji jądrowej odbywa się w taki sam sposób, jak w omawianych zagadnieniach dla sondy NNTE. Efekty zniekształcania pól neutronowych obserwowane na granicach warstw, polegające na lokalnym wzroście lub osłabieniu danej grupy energetycznej

neutronów będą również wpływały na końcową odpowiedź detektora promieniowania gamma. Modelowanie transportu neutronów, w taki sposób, jak to zostało zaprezentowane w niniejszej pracy, może okazać się bardzo przydatne do badania szczególnych przypadków odpowiedzi neutronowej sondy geochemicznej.

Zastosowany kod numeryczny Monte Carlo, MCNP, pozwala również na prowadzenie numerycznych eksperymentów dla sond otworowych wyposażonych w źródła promieniowania gamma, czy dla modelowania odpowiedzi sondy gamma do pomiarów naturalnej promieniotwórczości. Tego typu prace obliczeniowe były prowadzone zarówno przez autorkę monografii [Dworak i in., 2001], jak i w zespole IFJ PAN ([Jarzyna i Wawrzyniak-Guz, (red) 2017], Rozdział 11).



*Uzupełnienie*

Szczegółowa analiza pól neutronowych generujących artefakty na przebiegu anomalii detektora Bter na granicy warstw





## I. Wprowadzenie

Przedstawione w monografii przykłady powstawania artefaktów na granicy warstw skłaniają do szczegółowego prześledzenia procesu transportu neutronów dla tego typu układów w celu zrozumienia zjawisk fizycznych, które je powodują. W celu wyeliminowania ewentualnego wpływu grubości warstwy przedstawione poniżej analizy dotyczą warstw o grubości 50 cm prostopadłych do osi otworu [Wiącek i Dworak, 2018]. Wykazano we wcześniejszych rozdziałach, że tak gruba warstwa może być traktowana, z punktu transportu neutronów, jako nieskończona. Tym samym można wykluczyć, że przyczyną powstawania artefaktów jest efekt cienkiej warstwy.

Rozważane w monografii przypadki dotyczyły następujących układów:

- Sonda NNTE przemieszczająca się z ośrodka M-2 do ośrodka M-3 (Rozdział 6.4.2). Obserwuje się artefakt w postaci zawyżonej anomalii w obszarze wchodzenia sondy do warstwy M-3.
- Sonda NNTE przemieszczająca się z ośrodka BW do ośrodka Łupek2 (Rozdział 8, Rys. 8.1). Obserwuje się artefakt w postaci zanizonej wartości anomalii w obszarze wchodzenia sondy do warstwy Łupek2.

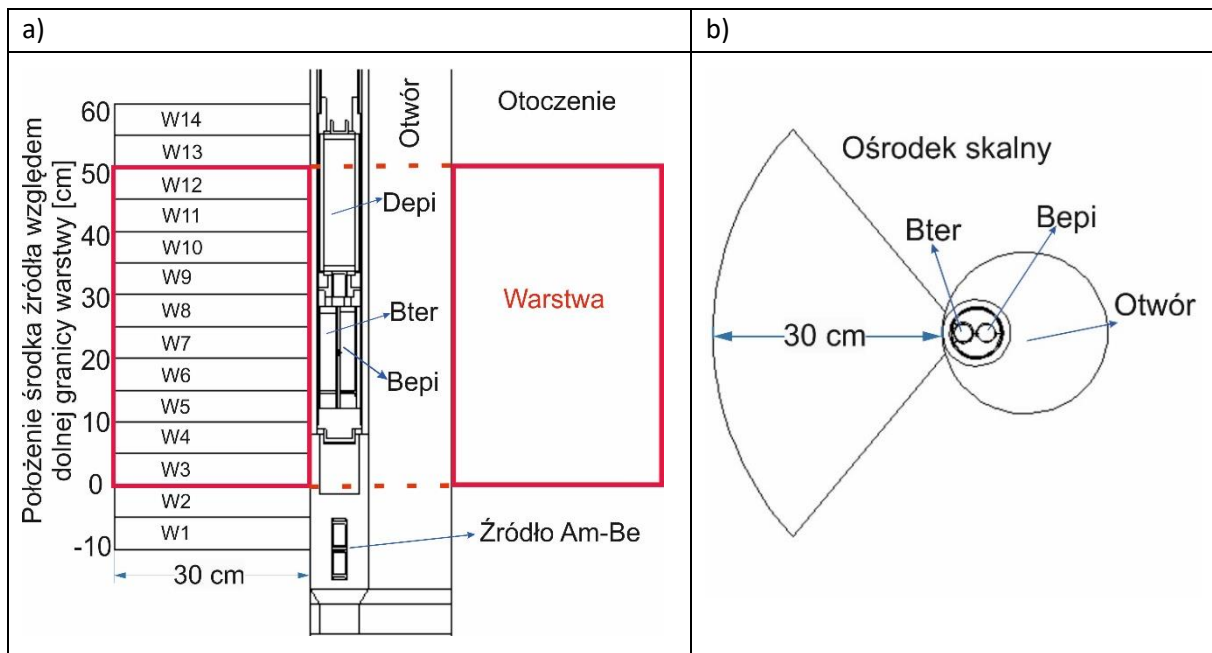
Artefakty pojawiają się wyłącznie na krzywej rejestrowanej przez detektor neutronów termicznych. Wyniki takie zostały zarejestrowane dla trzech wersji sondy neutronowej (NNTE, N2TE i NNTK, Rozdział 9), co pozwala przypuszczać, że jest to efekt wynikający z własności neutronowych ośrodków, a nie konstrukcji sondy. Nie należy jednak tego wniosku uogólniać, gdyż liczba przeanalizowanych konstrukcji sond jest zbyt mała.

Przedstawione poniżej analizy ograniczone są do przypadku detektora Bter sondy NNTE i ośrodków M-2 vs. M-3. Zestawienie parametrów neutronowych dla tych ośrodków modelowych przedstawia Tab. 6.3-1. Odpowiedzi detektora Bter w jednorodnych, nieskończonych ośrodkach M-2 i M-3 przedstawia Tab. 5.2-1.

Częstość zliczeń w ośrodku M-2 jest nieco wyższa, niż w M-3. Sonda neutronowa przemieszczająca się wzdłuż otworu od ośrodka M-2 do M-3 powinna więc generować niewielkie obniżenie odpowiadające różnicy częstości zliczeń. Taki przebieg mają anomalie rejestrowane przez detektory epitermiczne Bepi i Depi (Rys. 7.2b, c). Natomiast detektor Bter rejestruje anomalię znacznie zniekształconą (Rys. 7.2a).

## II. Rozkłady energetyczne strumienia neutronów w warstwie M-3 otoczonej ośrodkiem M-2 w funkcji położenia źródła neutronów w stosunku do granicy warstw

Pierwszym krokiem analizy jest wyznaczenie rozkładów energetycznych strumienia neutronów w przestrzeni ośrodka modelowego z najbliższego otoczenia sondy, z której neutrony mogą docierać do detektora. Rozkłady energetyczne wyliczone zostały w 14 poziomych warstewkach (W1 ÷ W14), na które został podzielony ośrodek skalny (Rys. II.1). Każdy z tych elementów przestrzeni stanowił wycinek koła o kącie rozwarcia takim samym jak okno w osłonie kadmowej wokół detektora bliskiego termicznego, o promieniu 30 cm, licząc od ściany otworu oraz o wysokości 5 cm. Analizowany obszar obejmował wysokość 70 cm. Układ geometryczny został pokazany na Rys. II.1 w dwóch przekrojach: pionowym (Rys. II.1a) i poziomym (Rys. II.1b). Dwie warstewki (W1 i W2) obejmowały obszar poniżej warstwy, kolejnych dziesięć (W3 ÷ W10) znajdowało się w obszarze warstwy i dwie kolejne (W13 i W14) znajdowały się powyżej warstwy. W układzie tym sonda zmieniała swoje położenie dokładnie w taki sam sposób, jak w czasie profilowania z krokiem 5 cm. Punktem odniesienia analizy jest położenie środka źródła neutronów w stosunku do dolnej i górnej granicy warstw. Punkty na pionowej osi układu współrzędnych oznaczają położenie środka źródła neutronowego. Punkt  $z = 0$  cm oznacza, że źródło znajduje się na wprost dolnej granicy warstw.



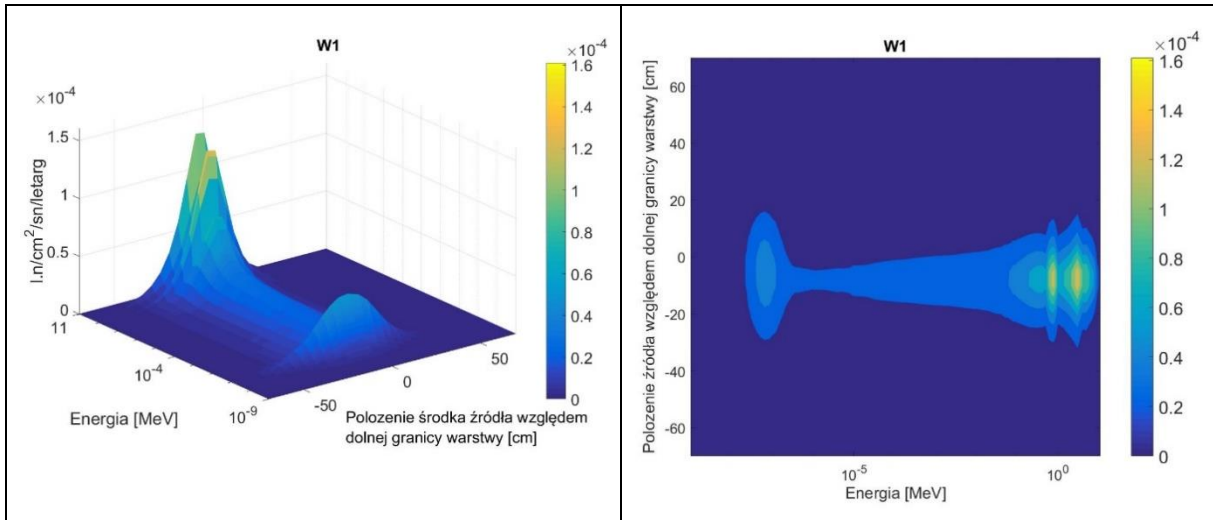
Rys. II.1 Schemat układu geometrycznego założonego do analizy rozkładu strumienia neutronów wzdłuż odwiertu w wybranym położeniu źródła: a) przekrój pionowy, b) przekrój poziomy.

W każdej z warstewek W1 ÷ W14 policzona została zmiana rozkładu energetycznego strumienia neutronów w funkcji położenia źródła, która została przedstawiona na Rys. II.2 ÷ Rys. II.8. Wartości strumienia w danym punkcie są scałkowane po powierzchni wycinka koła przedstawionego na Rys. II.1b i podawane w jednostkach stosowanych przez MCNP. Z punktu widzenia zmian strumienia najciekawsze są obszary na granicy ośrodek – warstwa. Celem porównania rozkładów energetycznych neutronów w tych obszarach zmiany strumienia zostały pokazane dla warstewek: W2 na Rys. II.3 i W3 na Rys. II.4 (dolna granica warstw) oraz W12 na Rys. II.6 i W13 na Rys. II.7 (górną granicą warstw). Dla porównania przedstawiono rozkłady energetyczne strumienia w obszarze poniżej warstwy M-3 (W1 – Rys. II.2), w środku (W8 – Rys. II.5) oraz powyżej (W14 – Rys. II.8).

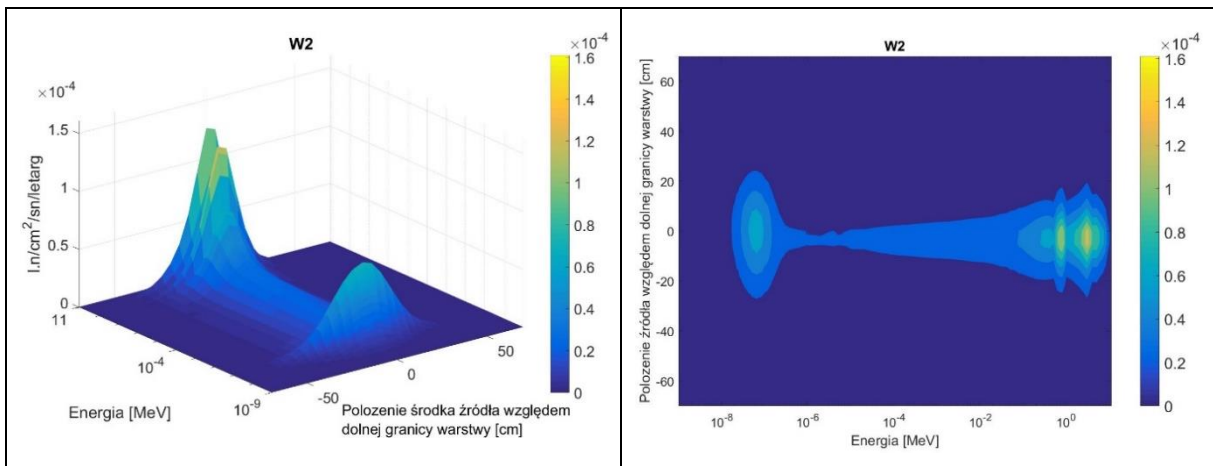
Przedstawione wykresy obrazują rozkład energetyczny pola neutronów generowanych przez źródło sondy. W każdej z warstewek pokazano, jak zmienia się pole neutronów wraz ze zmianą położenia źródła. Położenie źródła jest zsynchronizowane z położeniem detektora Bter, którego środek (dla sytuacji z Rys. II.1) znajduje się w punkcie  $z = -10 \text{ cm} + 31 \text{ cm} = 21 \text{ cm}$ .

Kolory na powyższych rysunkach są skorelowane z liczbą neutronów obserwowanych w danej objętości przestrzeni. Skala barw zmienia się od granatowego (minimalne wartości strumienia) do żółtego (maksymalny strumień). W obszarze warstwy, czyli warstewki: W3 (Rys. II.4), W8 (Rys. II.5) i W12 (Rys. II.6), wyraźnie zaznacza się zbiór neutronów powolnych, czyli o energii poniżej  $4 \cdot 10^{-7} \text{ MeV}$  i w środku warstwy (warstewka W8) osiąga on maksimum (kolor żółty). W obszarze tym natomiast zdecydowanie osłabieniu ulega zbiór neutronów o energiach powyżej  $4 \cdot 10^{-7} \text{ MeV}$ . Warstwa M-3, jako ośrodek o większej porowatości powoduje, że w tym obszarze zwiększa się udział neutronów termicznych, a mała absorpcja powoduje niewielki ich ubytek w obrębie warstwy. W miarę zbliżania się do górnej granicy M-3 i M-2 (warstewka W12 - Rys. II.6) następuje zauważalny spadek liczby neutronów termicznych, co jest związane z dużą absorpcją otoczenia. Sytuację odwrotną obserwuje się przy dolnej granicy M-2 i M-3 (warstewka W2 - Rys. II.3), gdzie znaczenie zaczynają mieć właściwości rozpraszające warstwy M-3. Powoduje to zwiększenie udziału neutronów o energiach poniżej  $4 \cdot 10^{-7} \text{ MeV}$ . W otoczeniu M-2 zakres energetyczny poniżej  $4 \cdot 10^{-7} \text{ MeV}$  jest zdecydowanie słabiej zaznaczony (warstewki: W1 - Rys. II.2 i W14 - Rys. II.8). W obszarze M-2 zarysowuje się natomiast obszar z zakresu energii powyżej  $4 \cdot 10^{-7} \text{ MeV}$ . W otoczeniu M-2, w związku z niską porowatością, powstaje mało neutronów o energiach poniżej  $4 \cdot 10^{-7} \text{ MeV}$ , dodatkowo wysoka absorpcja powoduje ich szybki zanik, na skutek czego zakres ten jest słabo zarysowany.

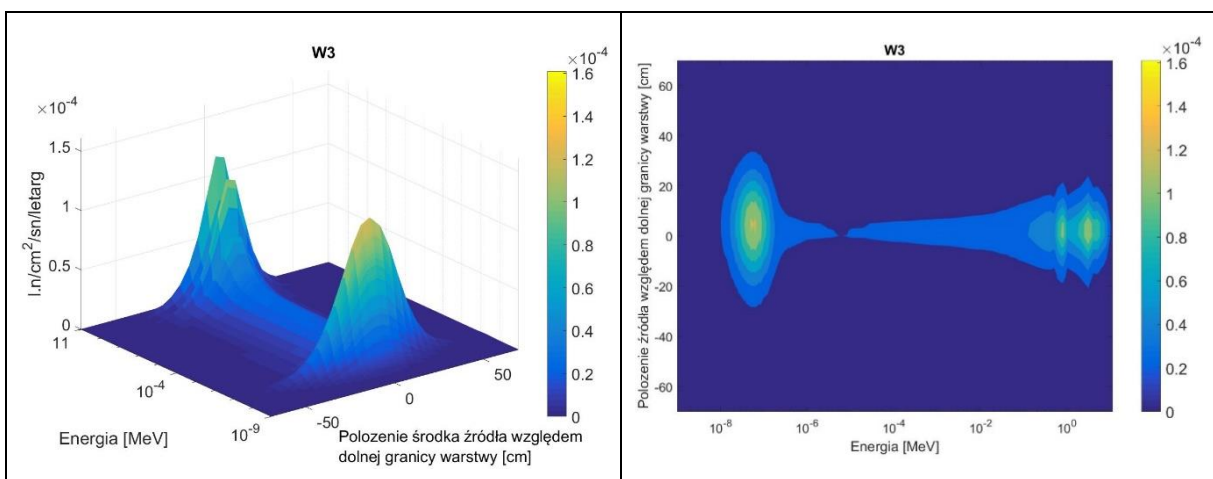
Uzupełnienie - Rozkłady energetyczne strumienia neutronów w warstwie M-3 otoczonej ośrodkiem M-2 w funkcji położenia źródła neutronów w stosunku do granicy warstw



Rys. II.2 Rozkład energetyczny strumienia neutronów w funkcji położenia źródła w stosunku do dolnej granicy warstw (Warstewka W1).

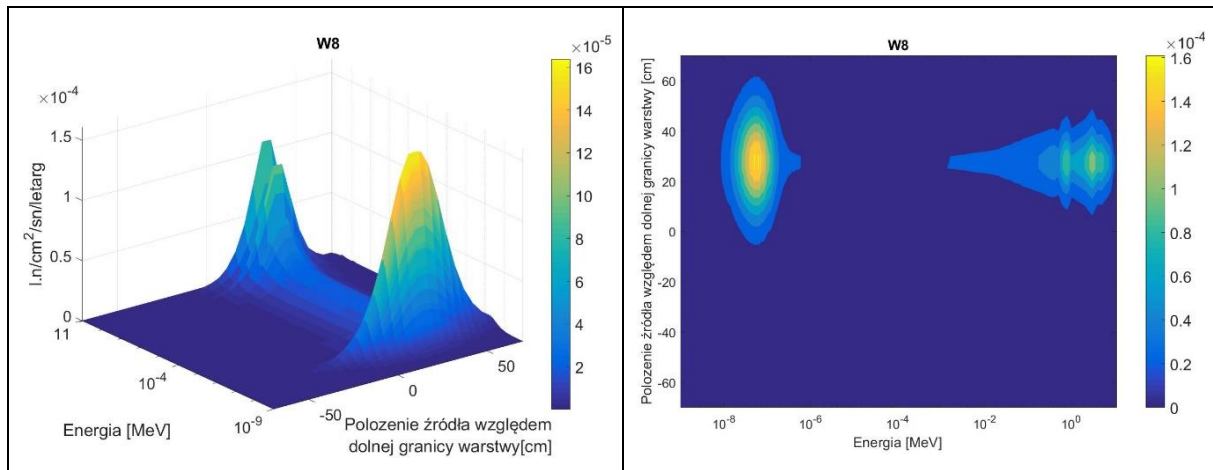


Rys. II.3 Rozkład energetyczny strumienia neutronów w funkcji położenia źródła w stosunku do dolnej granicy warstw (Warstewka W2).

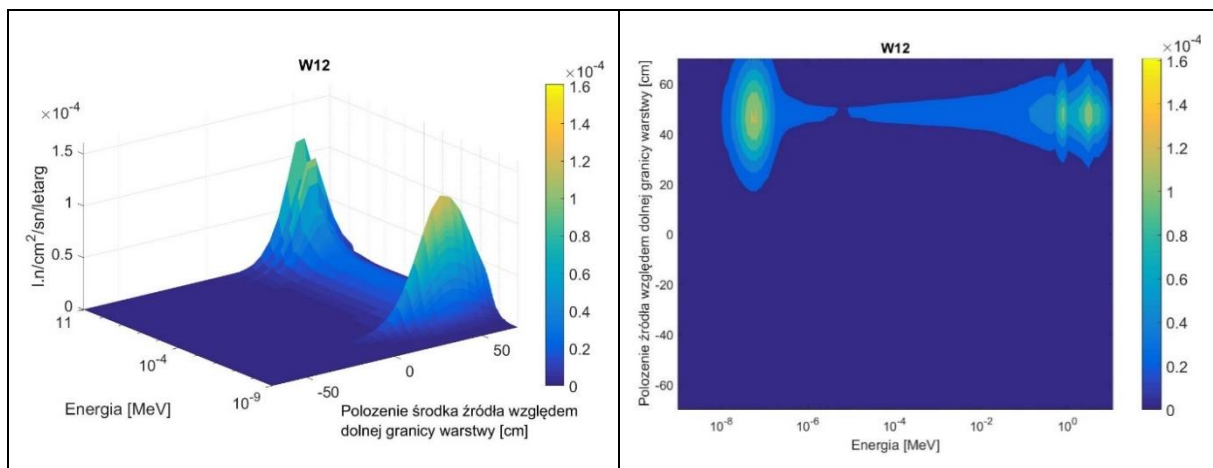


Rys. II.4 Rozkład energetyczny strumienia neutronów w funkcji położenia źródła w stosunku do dolnej granicy warstw (Warstewka W3).

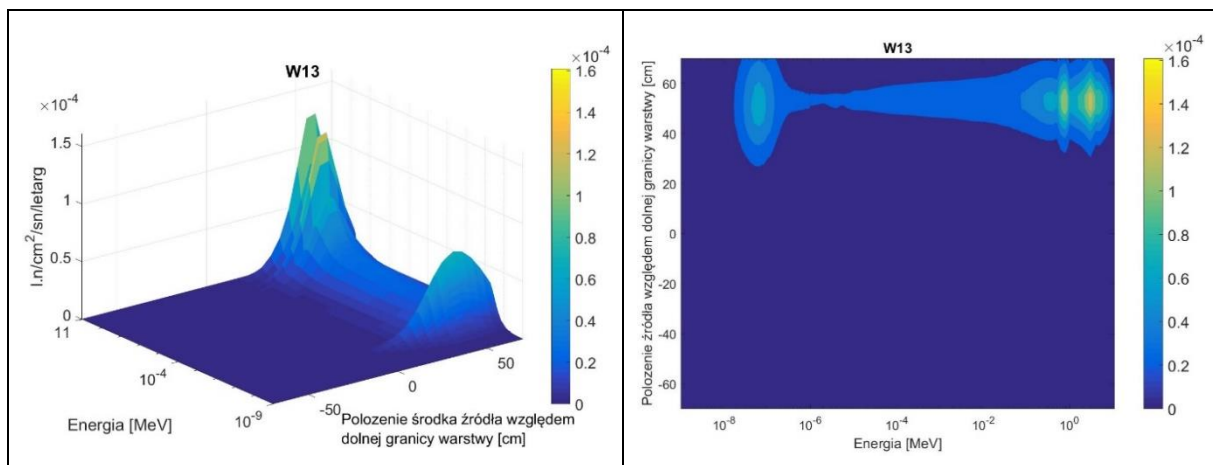
Uzupełnienie - Rozkłady energetyczne strumienia neutronów w warstwie M-3 otoczonej ośrodkiem M-2 w funkcji położenia źródła neutronów w stosunku do granicy warstw



Rys. II.5 Rozkład energetyczny strumienia neutronów w funkcji położenia środka źródła w stosunku do dolnej granicy warstw (Warstewka W8).



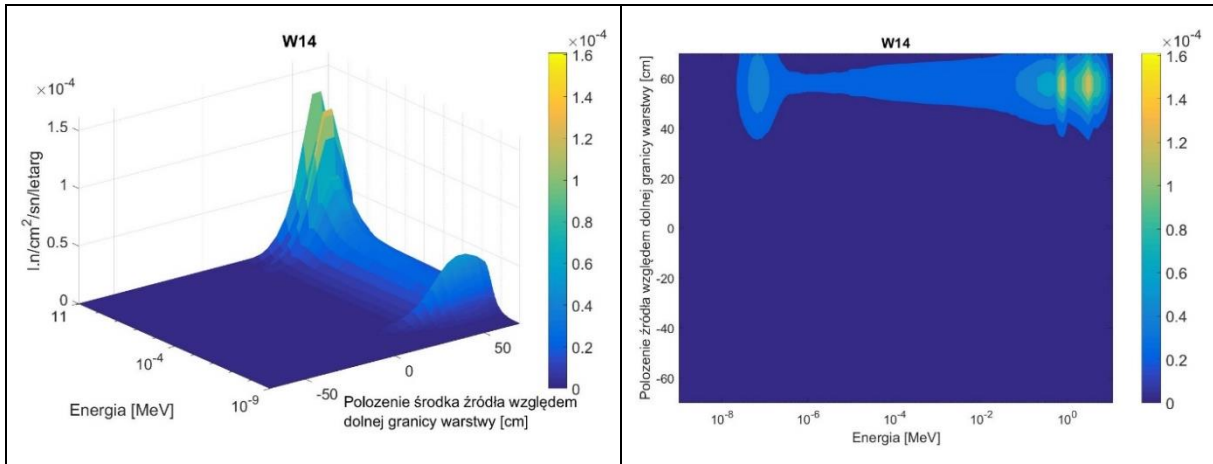
Rys. II.6 Rozkład energetyczny strumienia neutronów w funkcji położenia środka źródła w stosunku do dolnej granicy warstw (Warstewka W12).



Rys. II.7 Rozkład energetyczny strumienia neutronów w funkcji położenia środka źródła w stosunku do dolnej granicy warstw (Warstewka W13).



Uzupełnienie - Rozkłady energetyczne strumienia neutronów w warstwie M-3 otoczonej ośrodkiem M-2 w funkcji położenia źródła neutronów w stosunku do granicy warstw



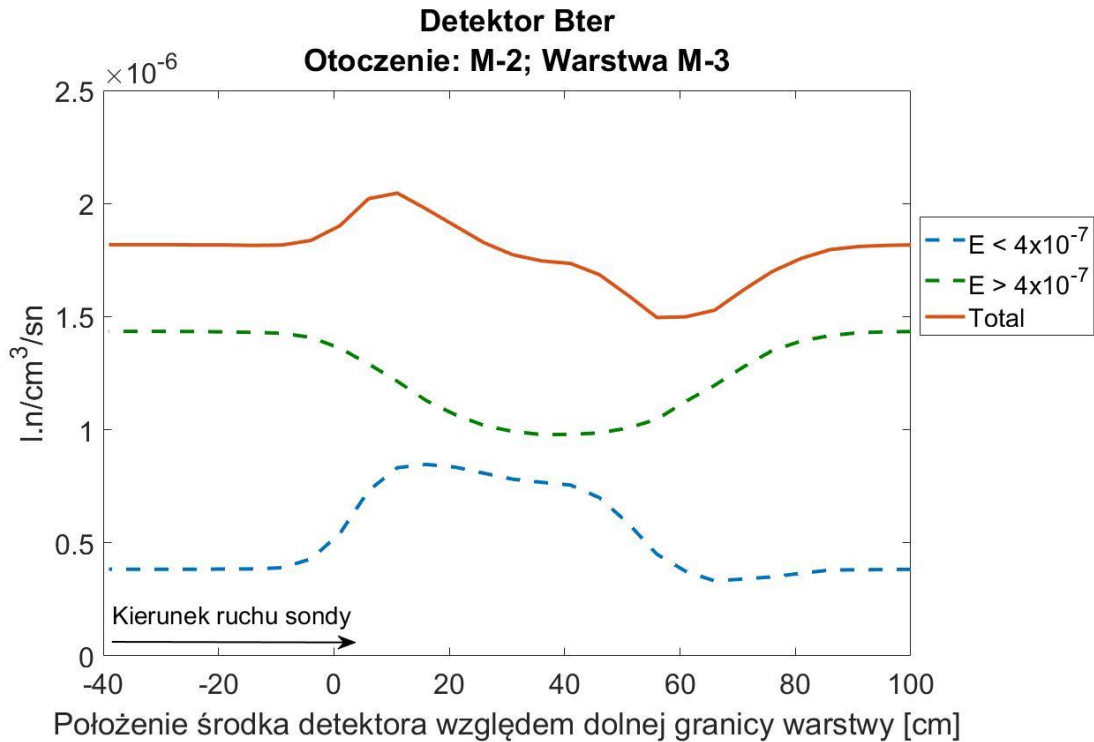
Rys. II.8 Rozkład energetyczny strumienia neutronów w funkcji położenia środka źródła w stosunku do dolnej granicy warstw (Warstewka W14).

### III. Grupy energetyczne neutronów generujących odpowiedzi detektorów sondy NNTE w warstwie M-3 otoczonej ośrodkiem M-2

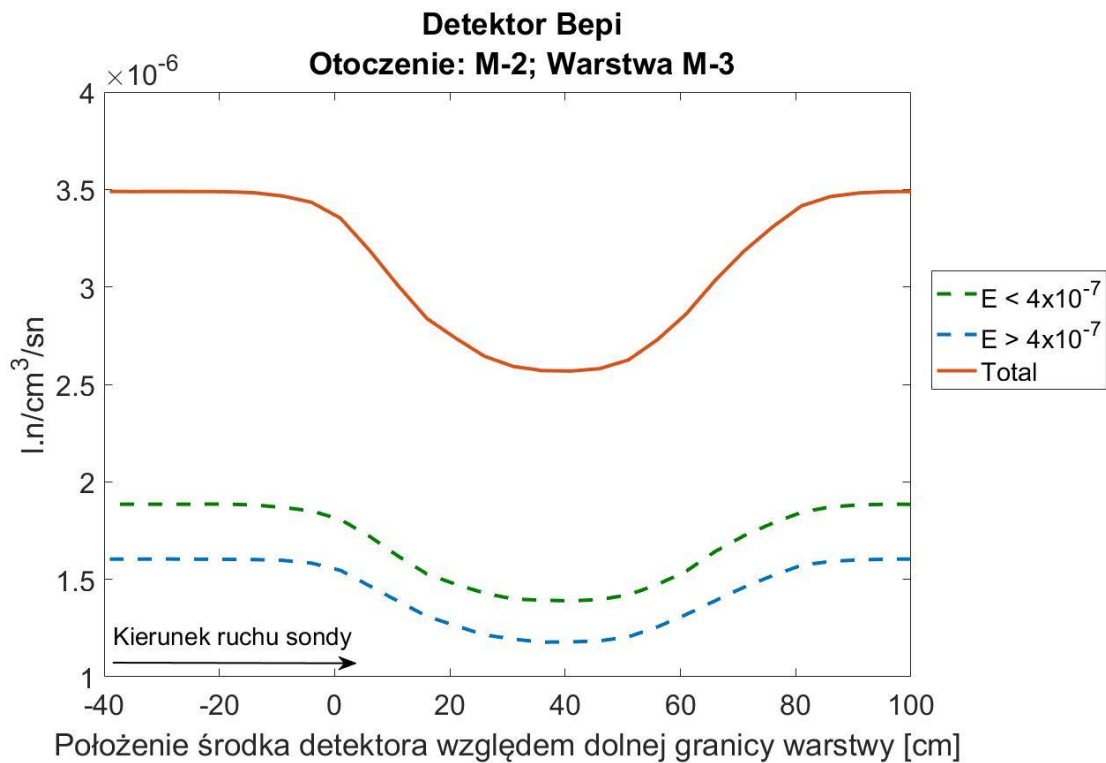
Neutrony o rozkładach energetyczno-przestrzennych przedstawionych w Rozdziale I z właściwym prawdopodobieństwem, wynikającym z własności neutronowych ośrodków M-3 i M-2 oraz odległości źródło-detektor, mogą dotrzeć do objętości detektorów. Szczegółowe rozkłady energetyczno-przestrzenne tych neutronów, które osiągnęły objętości czynne detektorów Bter, Bepi i Depi oraz odpowiadające im rozkłady neutronów, które uległy w nich absorpcji, przedstawiono w monografii, w Rozdziale 6.4.2, kolejno na Rys. 6.4.2.10 ÷ Rys. 6.4.2.15. Poniżej, rozkłady energetyczne neutronów, które generują odpowiedź detektorów, zostaną przedstawione syntetycznie, co pozwoli wyjaśnić powstawanie artefaktu anomalii dla detektora Bter.

Wprawdzie całość analizy dotyczy odpowiedzi detektora Bter, to dla porównania i wyjaśnienia, dlaczego detektory epitermiczne nie rejestrują artefaktu, poniżej będą prezentowane wyniki obliczeń dla wszystkich detektorów sondy.

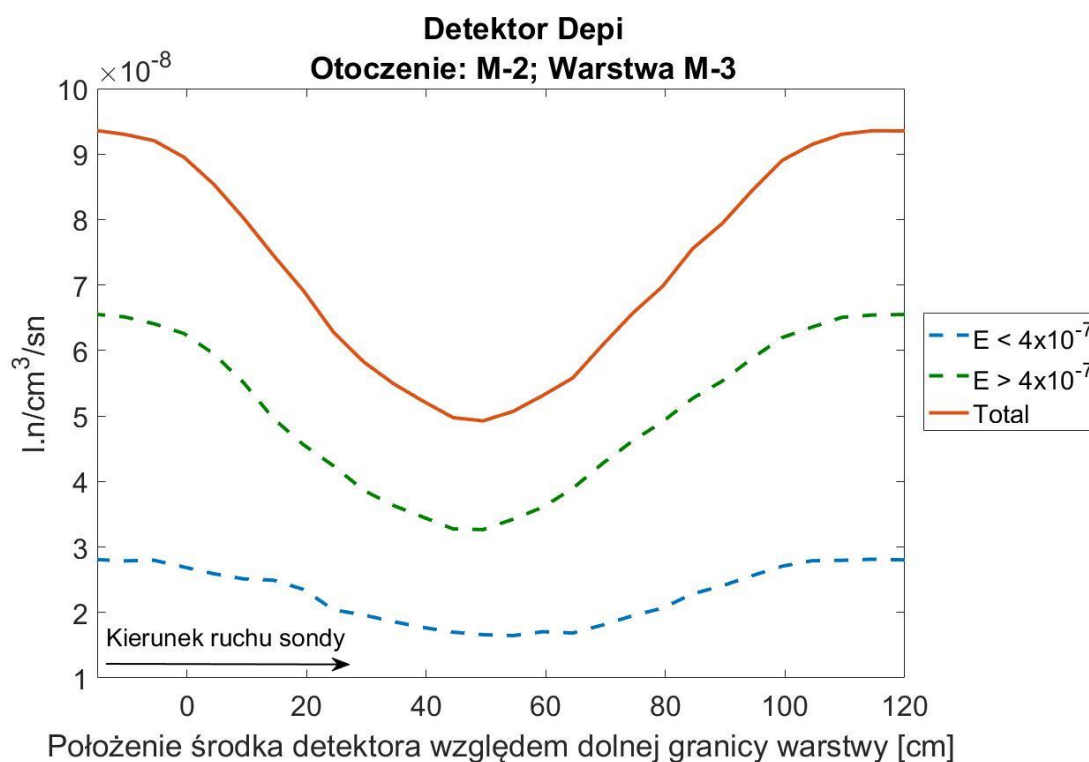
Prezentowane szczegółowe rozkłady energetyczne można scałkować i ograniczyć do dwóch przedziałów dla neutronów: a) o energiach poniżej  $E < 4 \cdot 10^{-7}$  MeV oraz b) o energiach powyżej  $E > 4 \cdot 10^{-7}$  MeV. Pierwszy z tych przedziałów obejmuje zakres energii neutronów powolnych i termicznych, natomiast drugi epitermicznych i prędkich. Zarejestrowane kształty anomalii od warstwy M-3, z uwzględnieniem powyższego podziału na grupy energetyczne neutronów, zostały przedstawione na Rys. III.1 dla detektora Bter, na Rys. III.2 dla Bepi i na Rys. III.3 dla Depi.



Rys. III.1 Odpowiedź detektora Bter rejestrującego anomalię od warstwy M-3 o grubości 50 cm, otoczonej ośrodkiem M-2 w kolejnych położeniach sondy w rozbiciu na 2 przedziały energetyczne.



Rys. III.2 Odpowiedź detektora Bepi rejestrującego anomalię od warstwy M-3 o grubości 50 cm otoczonej ośrodkiem M-2 w kolejnych położeniach sondy w rozbiciu na przedziały energetyczne.

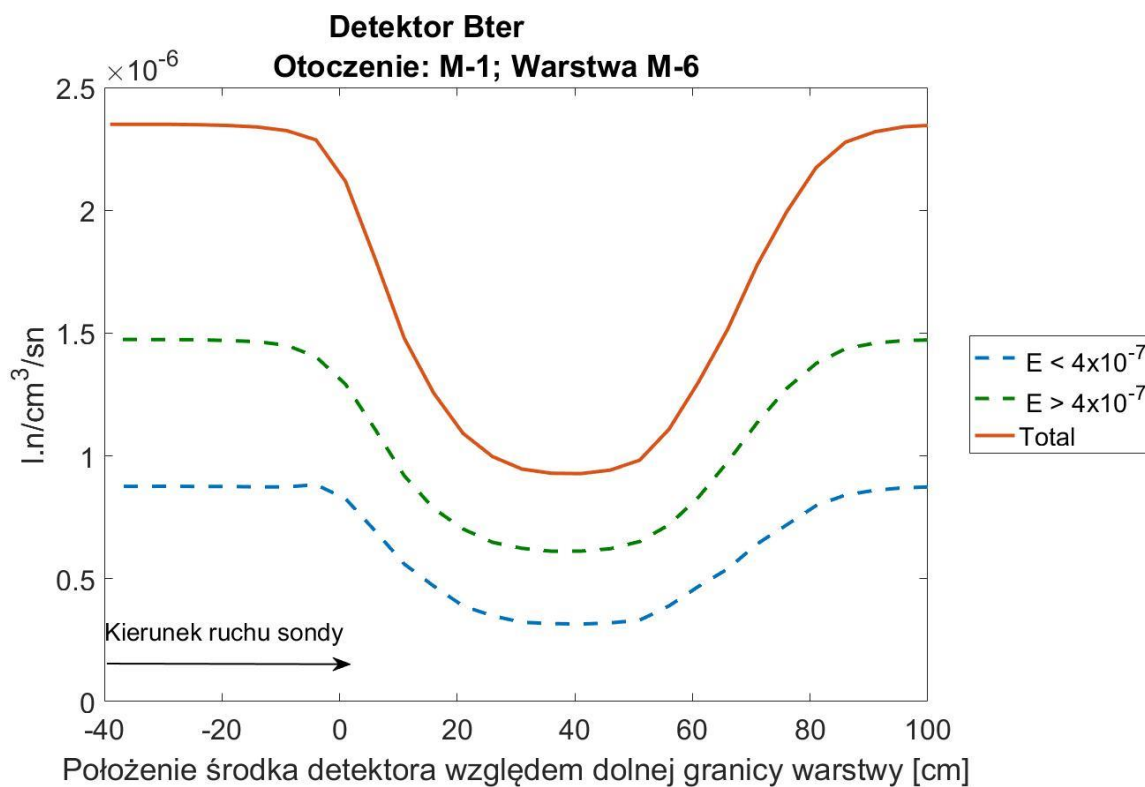


Rys. III.3 Odpowiedź detektora Depi rejestrującego anomalię od warstwy M-3 o grubości 50 cm, otoczonej ośrodkiem M-2 w kolejnych położeniach sondy w rozbiciu na przedziały energetyczne.

Odpowiedzi detektorów Bepi (Rys. III.2) i Depi (Rys. III.3) w obu rozważanych przedziałach energetycznych zachowują ten sam charakter kształtując obniżoną anomalię od warstwy M-3. W przypadku detektora Bter sytuacja wygląda zdecydowanie inaczej. W zakresie energii neutronów  $E < 4 \cdot 10^{-7}$  MeV obserwuje się wzrost liczby ich absorpcji w detektorze w obszarze występowania warstwy zwłaszcza, gdy środek detektora znajduje się w odległości  $10 \div 20$  cm od dolnej granicy warstwy. Ta nadwyżka neutronów termicznych generuje artefakt anomalii, co jest zgodne z rozkładami energetyczno-przestrzennymi zaobserwowanymi na Rys. 6.4.2.11.

Taki efekt niejednorodnych rozkładów energetycznych dla detektora Bter, jak przedstawiony na Rys. III.1 jest charakterystyczny dla sytuacji, gdy na anomalii pojawia się artefakt. Jeżeli anomalia rejestrowana przez Bter jest jednoznacznie skorelowana z parametrami neutronowymi sąsiadujących warstw, rozkład energetyczny neutronów będzie miał podobny charakter jak dla detektorów epitermicznych (powyżej).

Dla przykładu, na Rys. III.4 przedstawiono rozkłady energetyczne neutronów w detektorze Bter dla prezentowanej w Rozdziale 6.4.1 konfiguracji: otoczenie M-1 – warstwa: M-6, gdzie artefakty nie występują.



Rys. III.4 Odpowiedź detektora Bter rejestrującego anomalię (bez artefaktu !) od warstwy M-6 o grubości 50 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-1 w kolejnych położeniach sondy w rozbiu na przedziały energetyczne.

Zasadnicza różnica, jaką można zaobserwować w przypadku tych dwóch konfiguracji otoczenie-warstwa występuje w obszarze neutronów o energiach poniżej  $4 \cdot 10^{-7}$  MeV (por. Rys. III.1 i Rys. III.4).

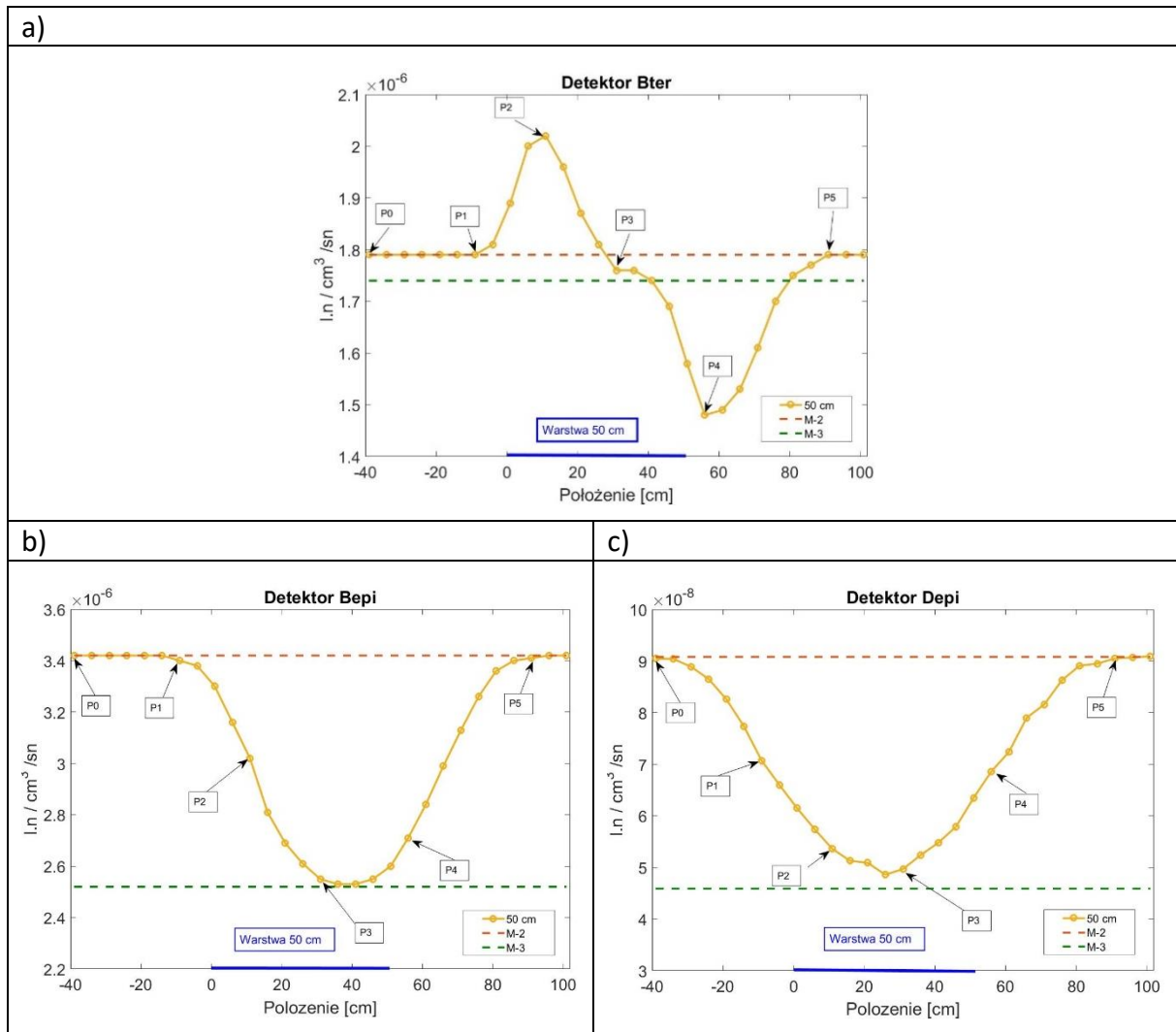
#### **IV. Analiza przestrzenno-energetyczna pól neutronowych dla charakterystycznych punktów anomalii od warstwy M-3 otoczonej ośrodkiem M-2**

Przedstawione powyżej analizy dotyczyły scharakteryzowania odpowiedzi, głównie detektora neutronów termicznych. Gdy cała sonda znajdowała się w objętości warstwy M-3, źródło usytuowane było na wysokości dolnej granicy warstwy, a detektor Bter o długości czynnej 12 cm znajdował się na wprost środkowej części warstwy.

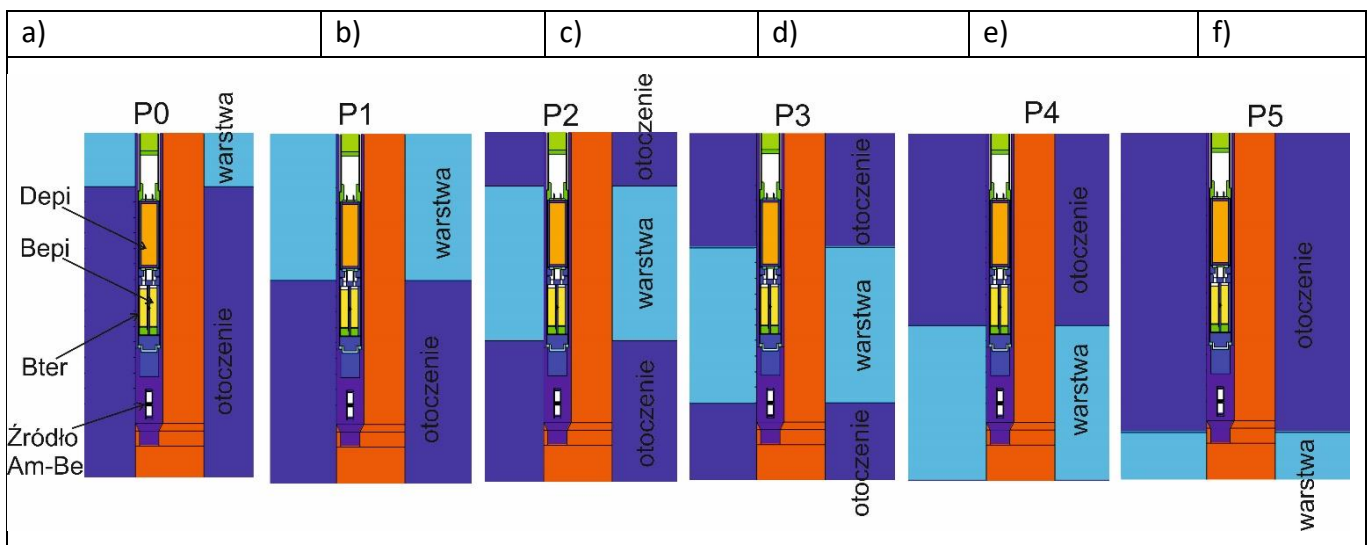
Poniżej zostaną przeanalizowane odpowiedzi detektora Bter w charakterystycznych punktach zarejestrowanej anomalii od warstwy M-3 o grubości 50 cm. W tym celu na wykresie anomalii rejestrowanych przez detektory wybranych zostało 6 charakterystycznych położeń (pozycji) sondy P0 ÷ P5 (Rys. IV.1). Położenia P0 ÷ P5 są zdefiniowane przez położenie środka objętości czynnej detektorów w stosunku do dolnej granicy warstwy. Tylko detektor Bter rejestruje zniekształconą anomalię od warstwy M-3. Załączone wykresy anomalii dla detektorów Bepi i Depi (Rys. IV.1b i Rys. IV.1c) pokazują, że przebiegi anomalii w kolejnych położeniach P0÷P5 nie wykazują zniekształceń.

W położeniu P0 (39 cm poniżej dolnej granicy warstwy) detektor Bter rejestruje sygnał od ośrodka M-2 (pozioma żółta linia przerywana określa odpowiedź Bter w ośrodku nieskończonym M-2), w położeniu P1 zaczyna pojawiać się artefakt anomalii warstwy M-3, który osiąga maksimum w położeniu P2. Położenie P3 odpowiada odpowiedzi detektora najbardziej zbliżonej do oczekiwanego sygnału dla warstwy M-3 (zielona linia przerywana określa odpowiedź detektora w nieskończonym ośrodku M-3). Położenie P4 odpowiada minimalnej odpowiedzi detektora, znacznie niższej niż oczekiwana odpowiedź dla warstwy M-3. Położenie P5 określa powrót odpowiedzi detektora właściwej dla otoczenia M-2. Wizualizacja położenia sondy w stosunku do granic warstwy przedstawiona jest na Rys. IV.2.





Rys. IV.1 Anomalie zarejestrowane detektorami sondy NNTE dla warstwy M-3 o grubości 50 cm, prostopadłej do osi otworu i otoczonej ośrodkiem M-2 w kolejnych pozycjach detektorów sondy w stosunku do dolnej granicy warstwy (P0 ÷ P5) dla detektora: a) Bter, b) Bepi i c) Depi.

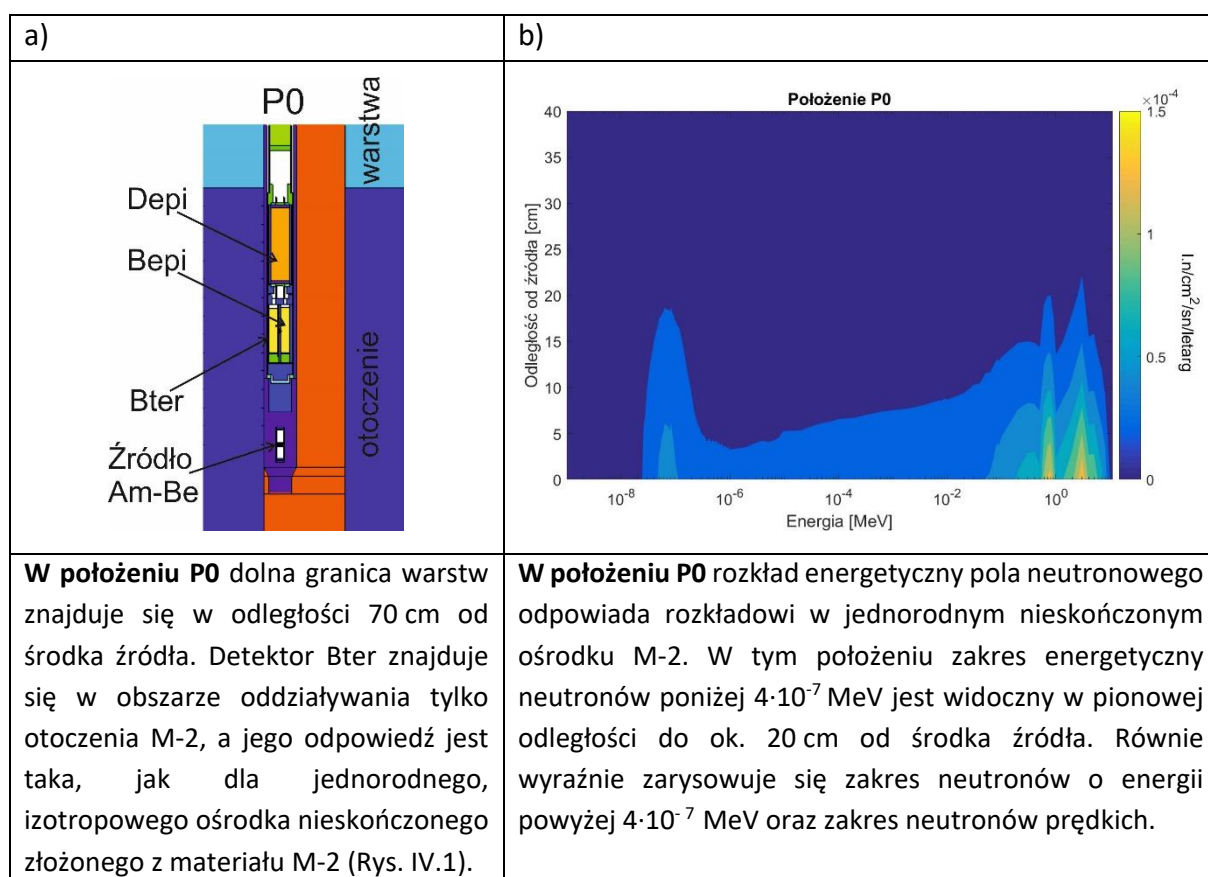


Rys. IV.2 Sonda NNTE w ośrodku skalnym w wybranych pozycjach P0-P5 w stosunku do granicy warstw.

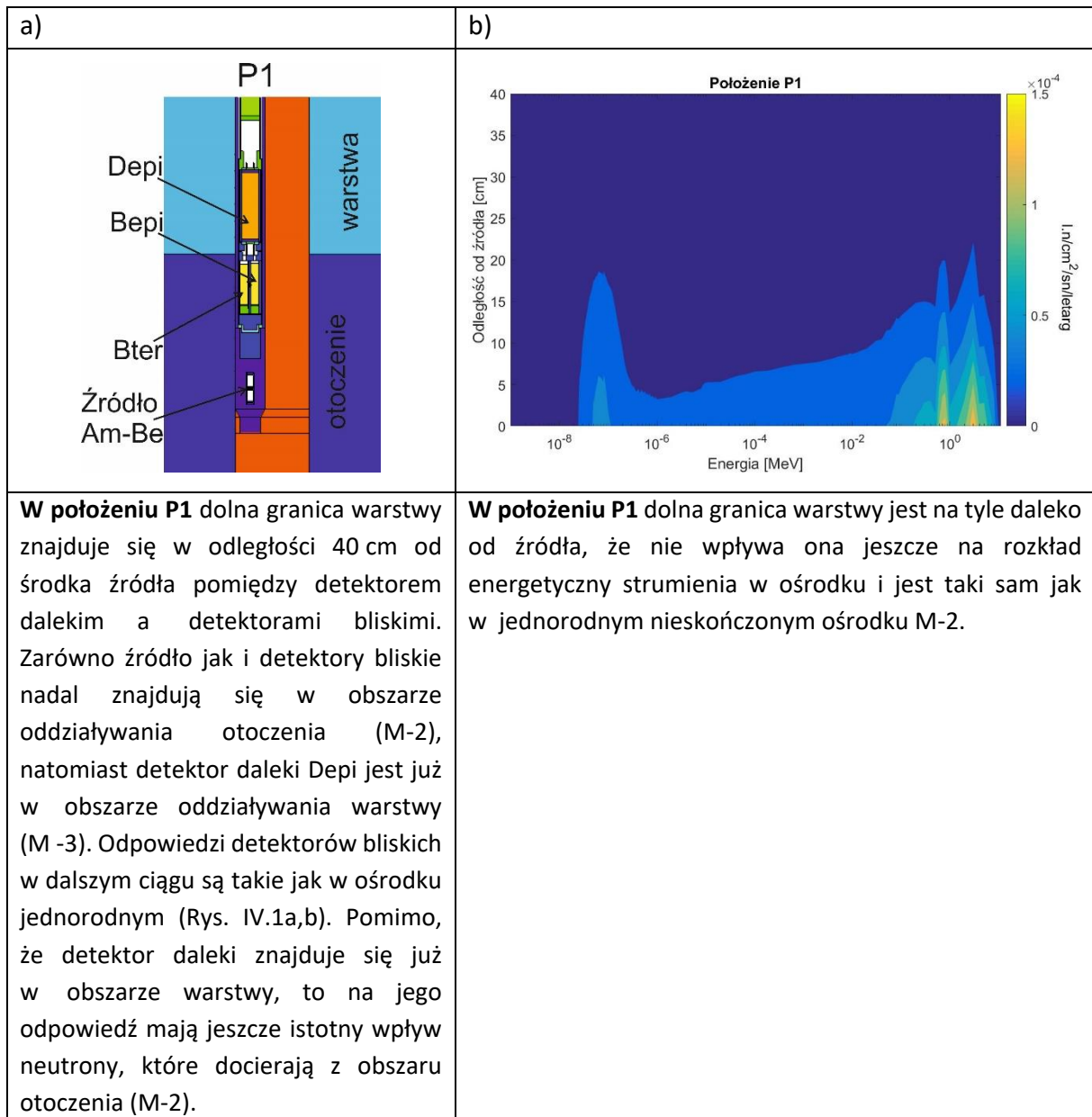
#### IV.1. Rozkłady energetyczne pola neutronowego w ośrodku, w funkcji odległości źródło – granica warstw w położeniach sondy P0 ÷ P5

Przy każdej zmianie odległości źródła neutronów od granicy warstw zmienia się również widmo energetyczne neutronów formowane przez neutrony wyemitowane do ośrodka. W ośrodku jednorodnym rozkład energetyczny pola neutronowego wzdłuż przesuwu sondy pozostaje stały. Niejednorodności ośrodka (np.: granica warstw) mogą powodować powstawanie takich zmian w rozkładzie pól neutronowych, które mogą generować artefakty na przebiegu anomalii.

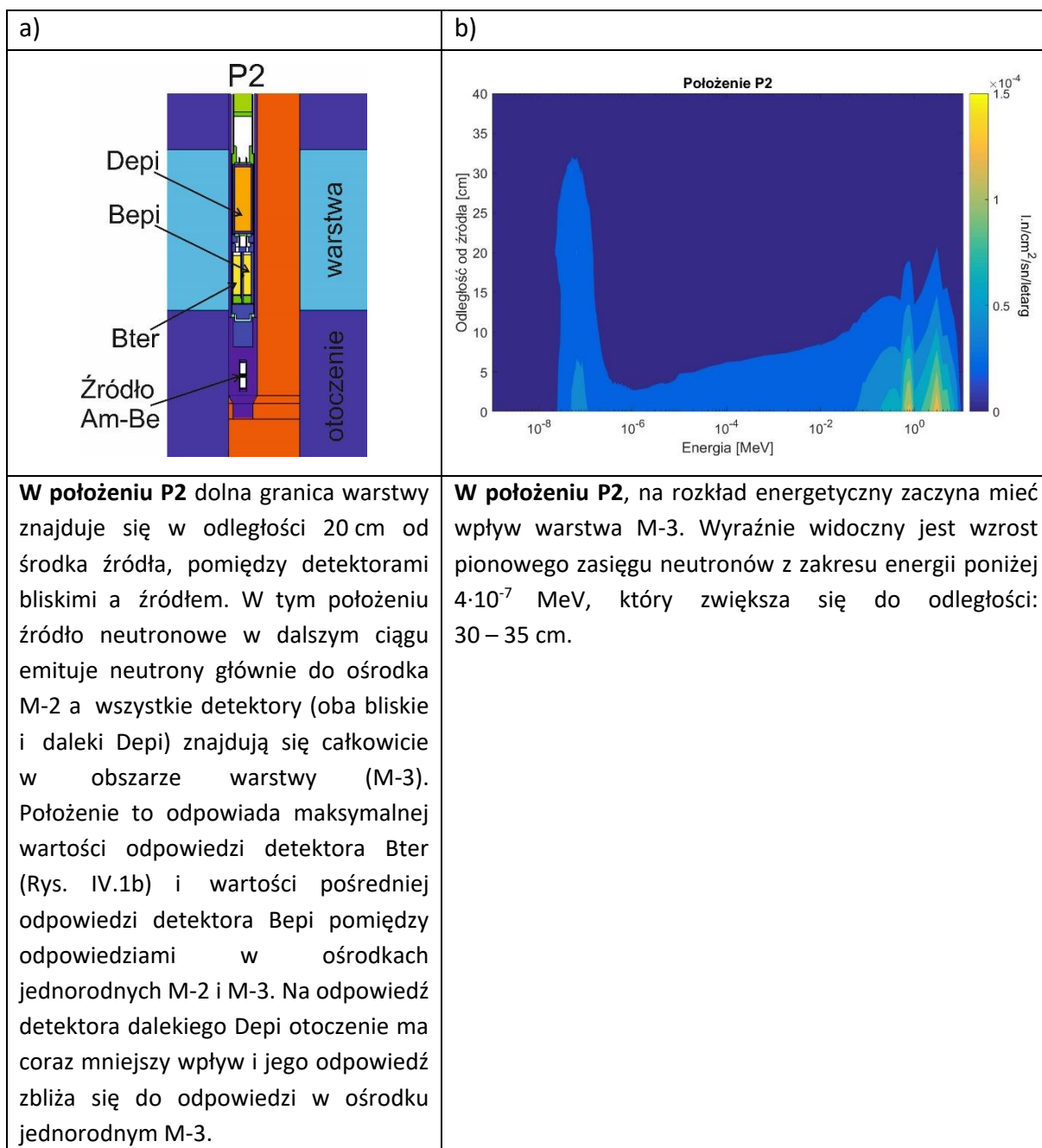
Poniżej omówiono formowanie się odpowiedzi detektorów sondy w każdym kolejnym położeniu P0 ÷ P5 i zestawiono z rozkładem pola neutronowego generowanego w ośrodku wokół źródła (Rys. IV.1.1 ÷ Rys. IV.1.6). Na wykresach rozkładów energetycznych strumieni (po prawej stronie rysunków) wartości na osi pionowej odpowiadają odległościom od źródła wzdłuż ściany otworu (środek źródła znajduje się w punkcie  $z = 0$ ). Asymetria sondy powoduje, że zarówno kształty anomalii, jak i rozkłady pól neutronowych są asymetryczne w stosunku do granic warstwy. Pole neutronowe, gdy sonda wchodzi w obszar warstwy jest inne, niż gdy sonda z niej wychodzi. Można to zaobserwować dla pola neutronowego w położeniu P2 i P4.



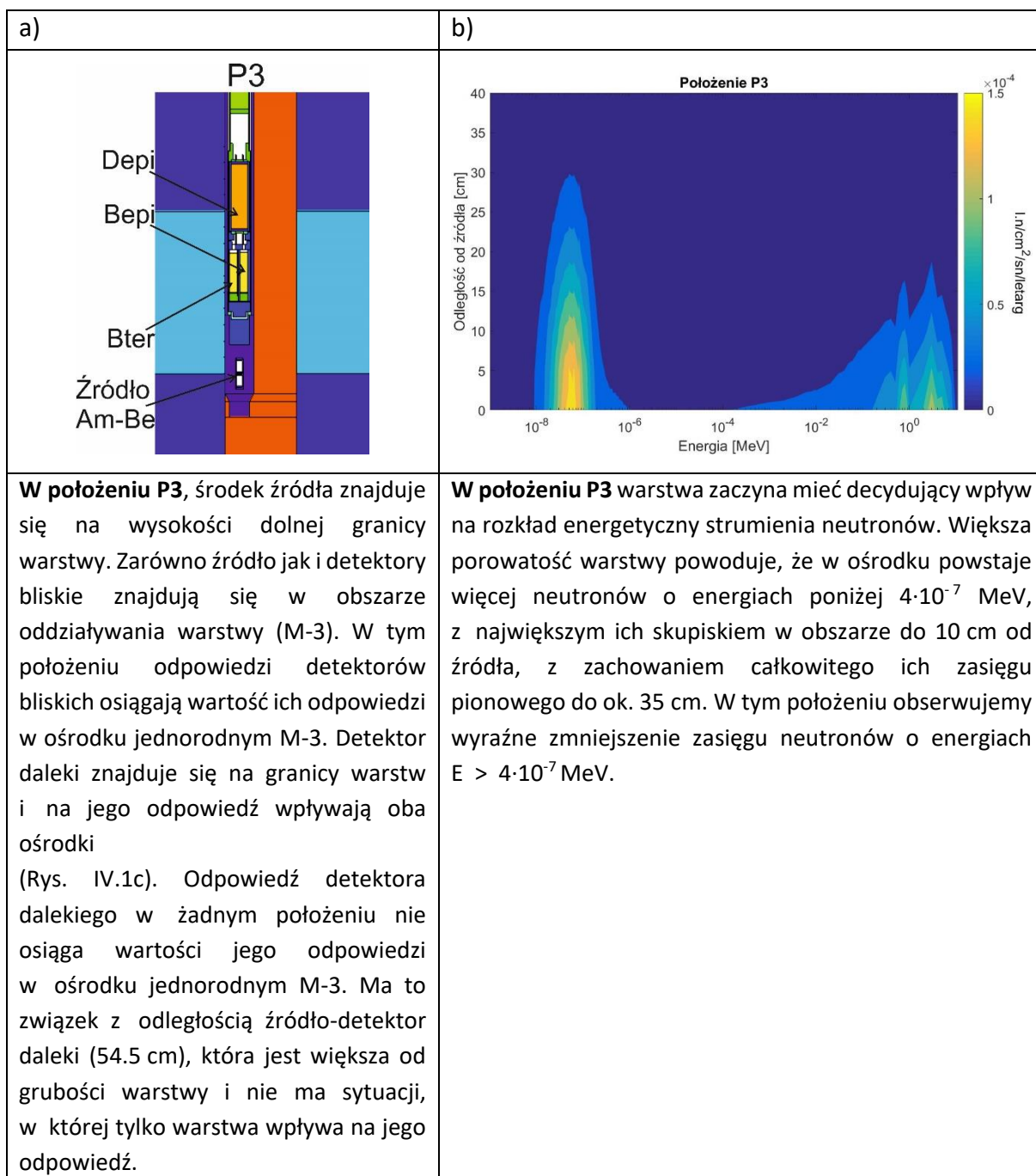
Rys. IV.1.1 a) Położenie P0 sondy względem warstwy M-3, b) Strumień neutronów w ośrodku generowanym przez źródło w położeniu P0.



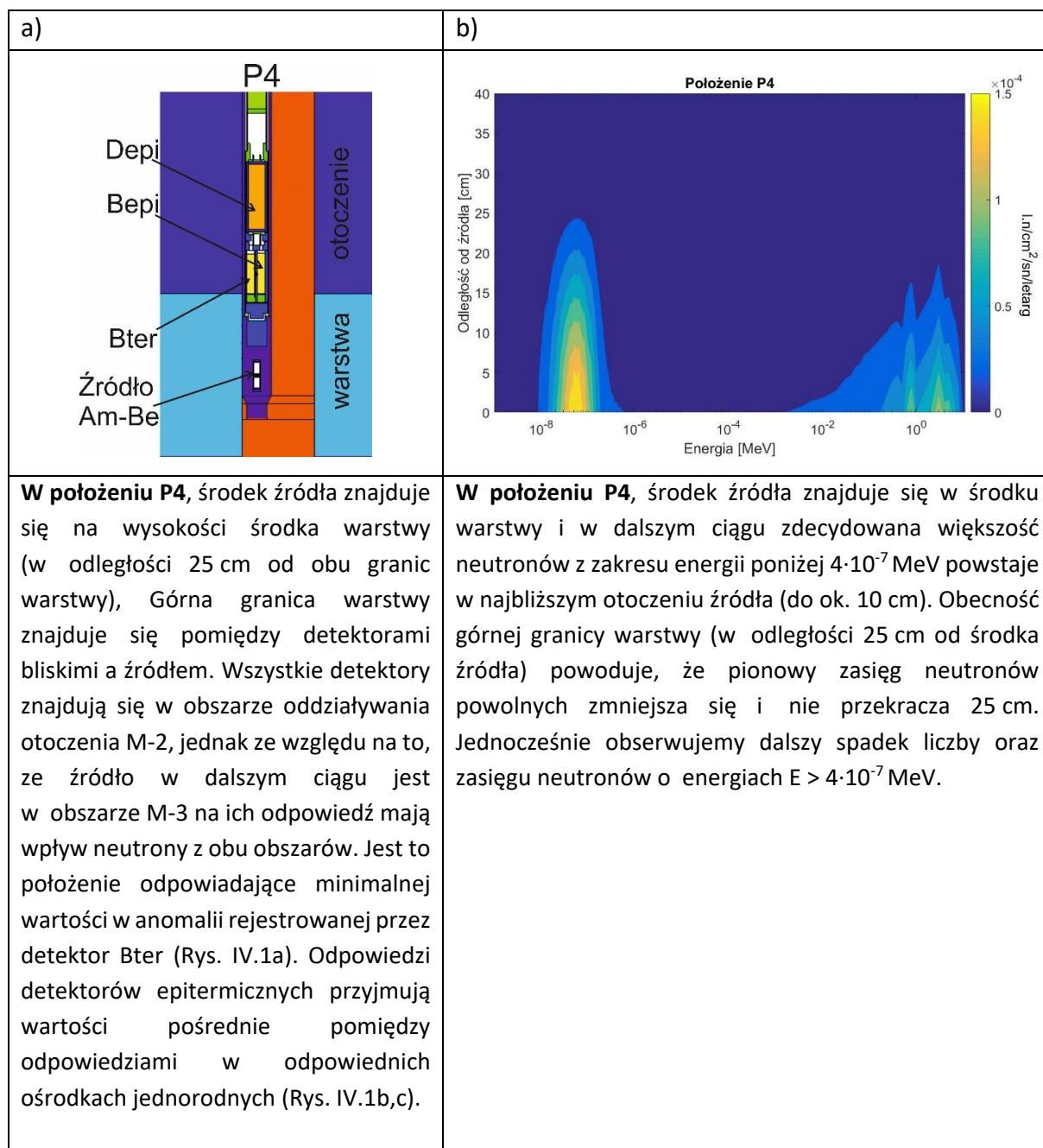
Rys. IV.1.2 a) Położenie P1 sondy względem warstwy M-3, b) Strumień neutronów w ośrodku generowanym przez źródło w położeniu P1.



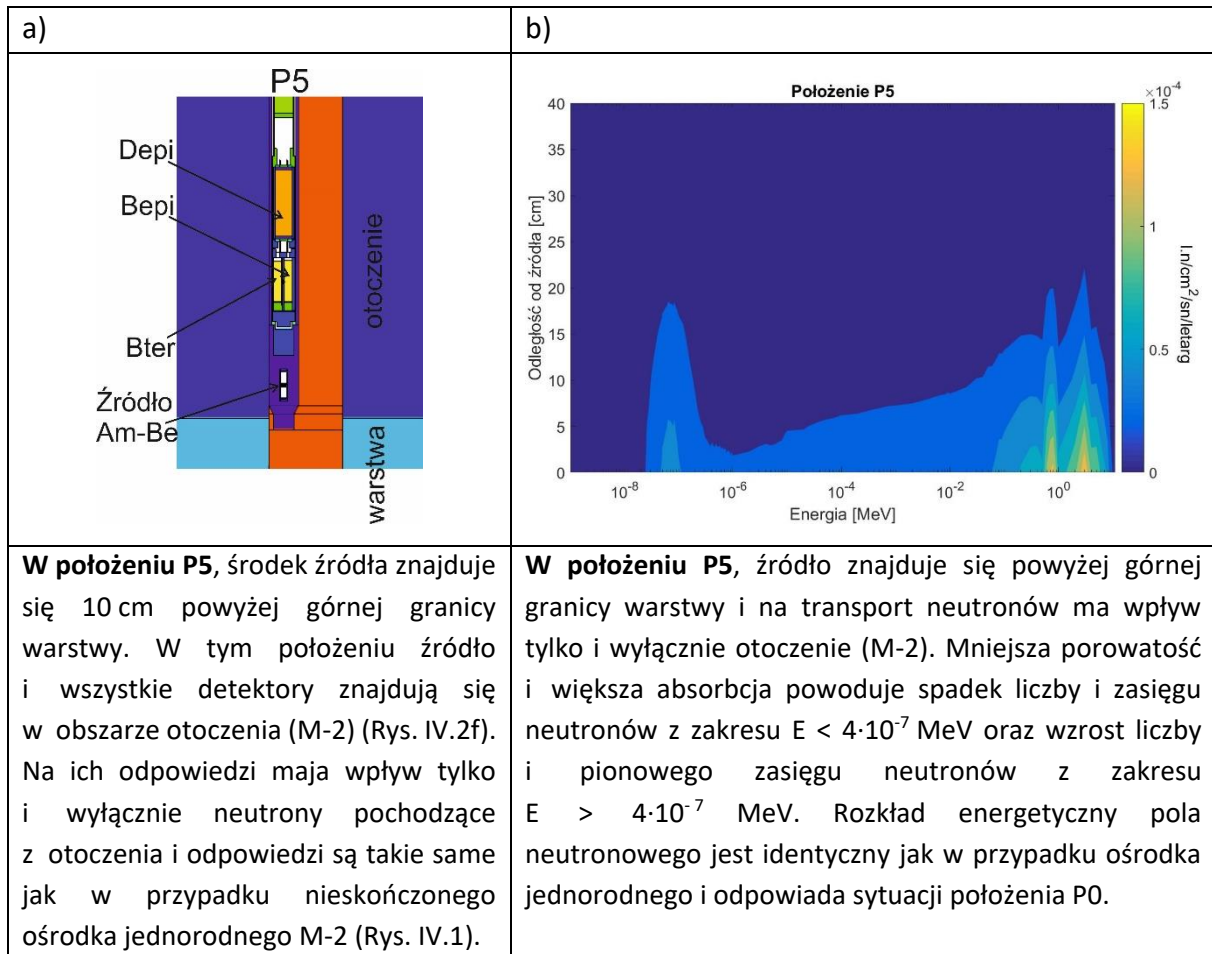
Rys. IV.1.3 a) Położenie P2 sondy względem warstwy M-3, b) Strumień neutronów w ośrodku generowanym przez źródło w położeniu P2.



Rys. IV.1.4 a) Położenie P3 sondy względem warstwy M-3, b) Strumień neutronów w ośrodku generowanym przez źródło w położeniu P3.



Rys. IV.1.5 a) Położenie P4 sondy względem warstwy M-3, b) Strumień neutronów w ośrodku generowanym przez źródło w położeniu P4.



Rys. IV.1.6 a) Położenie P5 sondy względem warstwy M-3, b) Strumień neutronów w ośrodku generowanym przez źródło w położeniu P5.

## IV.2. Analiza zmienności pól neutronowych w położeniach sondy P0 ÷ P5

Z przedstawionej powyżej serii rozkładów energetycznych neutronów widać, że zasięg pionowy neutronów w ośrodku (w kierunku od źródła do detektorów) zmienia się w zależności od położenia źródła w stosunku do granicy warstw. Liczba neutronów w funkcji odległości od źródła generalnie maleje proporcjonalnie z kwadratem odległości, co można przedstawić w postaci malejącej krzywej transportu. W przypadku ośrodka niejednorodnego, jakim jest omawiany układ graniczących ze sobą warstw, krzywa transportu neutronów będzie się zmieniać w zależności od odległości źródła od granicy warstw. Na Rys. IV.2.1 przedstawiono krzywe transportu neutronów, korespondujące z rozkładami energetycznymi odpowiadającymi położeniom P1 ÷ P4. Oś pozioma tego wykresu odpowiada osi pionowej rozkładów energetycznych (Rys. IV.1.2 ÷ Rys. IV.1.5). Krzywe transportu otrzymuje się całkując przedstawione powyżej widma w podanych zakresach energii. Każda z krzywych na Rys. IV.2.1 przedstawia sytuację odpowiadającą kolejnym położeniom sondy P1 do P4. Na osi poziomej zaznaczono schematycznie położenie źródła i detektora bliskiego termicznego. Również dla każdego z rozważanych położenia sondy P1÷P4 schematycznie zaznaczono położenie warstwy w stosunku do źródła i detektora. W zależności od tego, w którym położeniu (P1 ÷ P4) znajduje się detektor Bter, docierają do niego neutrony, których krzywe transportu różnią się.



W rozpatrywanym przypadku detektor Bter ma długość czynną 12 cm. Można dla uproszczenia założyć, że do detektora mogą docierać neutrony z odcinka krzywej transportu odpowiadającego długości czynnej detektora. Wzajemne położenie tych odcinków krzywych transportu wskazuje, że najwięcej neutronów może dotrzeć do detektora, gdy znajduje się on w pozycji P2 (krzywa żółta), a najmniej, gdy znajduje się w pozycji P4 (krzywa zielona). Taki przebieg krzywych transportu jest odpowiedzialny za maksimum anomalii w położeniu P2 i minimum w położeniu P4 (por. Rys. IV.2). Krzywe transportu odpowiadające pozycjom P1 (krzywa niebieska) i P3 (krzywa fioletowa) położone są pomiędzy krzywymi dla położen P2 i P4 i szacunkowo odpowiadają częstościom zliczeń detektora, odpowiednio w ośrodkach nieskończonych M-2 i M-3.

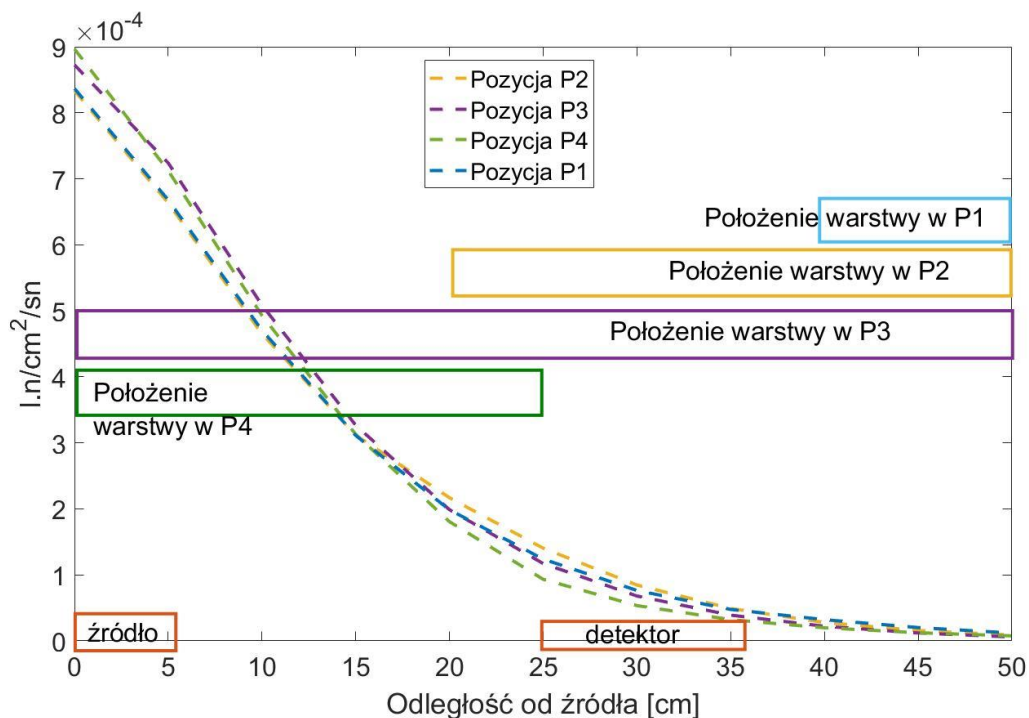
Analiza krzywych transportu neutronów pozwoliła na pokazanie przyczyn powstawiania artefaktu w postaci maksimum na przebiegu anomalii i również, co trudno było we wcześniejszych analizach wykazać, na pokazanie przyczyny powstawiania bardzo silnego minimum w położeniu P4. Wielkość tego minimum świadczy o bardzo silnej depresji pola neutronowego w obszarze warstwy M-3, której nie da się wytłumaczyć wyłącznie własnościami ośrodka M-3. Jest to efekt wzajemnego oddziaływania ośrodka M-2 i M-3.

Warto zwrócić uwagę, że przedstawione na Rys. IV.2.1 krzywe transportu neutronów nie są względem siebie równoległe i przecinają się przy odległościach źródło – detektor między 10 cm a 20 cm. Jeśli hipotetycznie założymy, że odległość źródło – detektor jest mniejsza niż 10 cm, to anomalia od warstwy M-3 byłaby pozbawiona artefaktu i głębokiego minimum. Nie należy jednak wyciągać ogólnego wniosku, że obecność artefaktu w przebiegu anomalii zależy od odległości źródło – detektor. Występowanie takich artefaktów jest efektem fizycznego zjawiska przebiegu transportu neutronów w pobliżu granicy warstw.

Efekt zniekształceń pola neutronowego, obejmującego obszar dwóch ośrodków o różnych parametrach neutronowych, można przedstawić bardzo obrazowo wyznaczając stosunek liczby neutronów termicznych do całkowitej liczby neutronów w danym punkcie pola. W trakcie transportu neutronów od źródła w głąb ośrodka, na skutek kolejnych zderzeń, neutrony zmniejszają swoją energię i pojawiają się neutrony termiczne. Tak więc, w ośrodku jednorodnym nieskończonym powinniśmy obserwować wzrost liczby neutronów termicznych w stosunku do całej populacji neutronów. Przebieg takiej zmienności oczywiście zależy od parametrów neutronowych, głównie długości migracji.

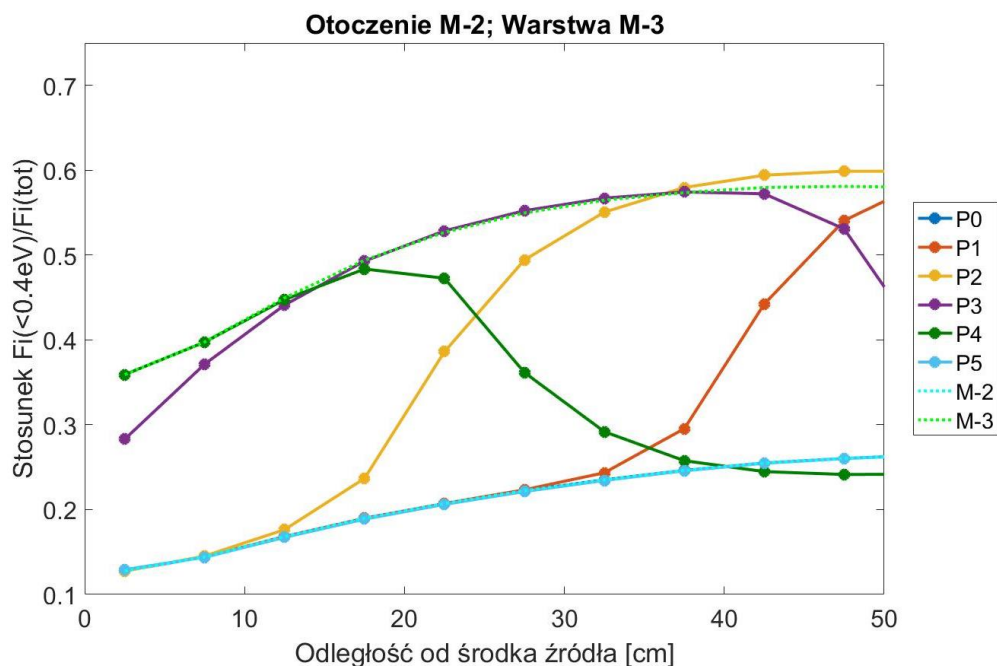
Dla omawianego przypadku ośrodków M-2 vs. M-3 zostały obliczone udziały neutronów o energiach poniżej  $4 \cdot 10^{-7}$  MeV,  $F_i(<0.4 \text{ eV})$ , w stosunku do całkowitego strumienia,  $F_i(\text{tot})$ , dla wszystkich położen sondy P0÷P5 (Rys. IV.1 i Rys. IV.2). Wyniki przedstawiono na Rys. IV.2.2. Krzywe oznaczone jako M-2 i M-3 przedstawiają monotoniczne wykresy wzrostu populacji neutronów termicznych odpowiadające ośrodkom jednorodnym, nieskończonym M-2 i M-3. W położeniach P0 i P5 krzywe wzrostu neutronów termicznych pokrywają się z krzywą dla M-2 (niebieska krzywa punktowa). Inaczej jest dla warstwy M-3. Żadna z krzywych dla położen P1 ÷ P4 nie pokrywa się z krzywą dla jednorodnego, nieskończonego ośrodka M-3 (zielona krzywa punktowa). Krzywe dla położen P3 i P4 pokrywają się z krzywą M-3 tylko na

pewnych odcinkach. Krzywa dla położenia P2 przedstawia bardzo silny wzrost liczby neutronów termicznych, co obserwujemy jako artefakt dla anomalii od warstwy M-3 (Rys. IV.1). Z kolei krzywa dla położenia P4 charakteryzuje się gwałtownym spadkiem liczby neutronów termicznych, co w konsekwencji skutkuje głębokim minimum anomalii (Rys. IV.1).



Rys. IV.2.1 Krzywe transportu neutronów odpowiadające kolejnym położeniom źródła w stosunku do dolnej granicy warstw M-2 i M-3 dla pozycji P1 ÷ P4 wg. oznaczeń na Rys. IV.1.

Zmienność przedstawionych krzywych zmusza do weryfikacji poglądu o monotonicznej zmienności pola neutronowego generowanego przez źródło neutronów. W przypadku ośrodków o znacznie różniących się własnościach neutronowych rozkłady energetyczno- przestrzenne stają się silnie zmienne, jak widać na przedstawionym przykładzie. Przebieg krzywych zmienności liczby neutronów w ośrodku dla położenia źródła odpowiadających położeniom sondy P2 i P4 może być odniesieniem do prowadzenia bardziej ogólnych przewidywań możliwości pojawiania się artefaktów dla anomalii rejestrowanej detektorem neutronów termicznych.



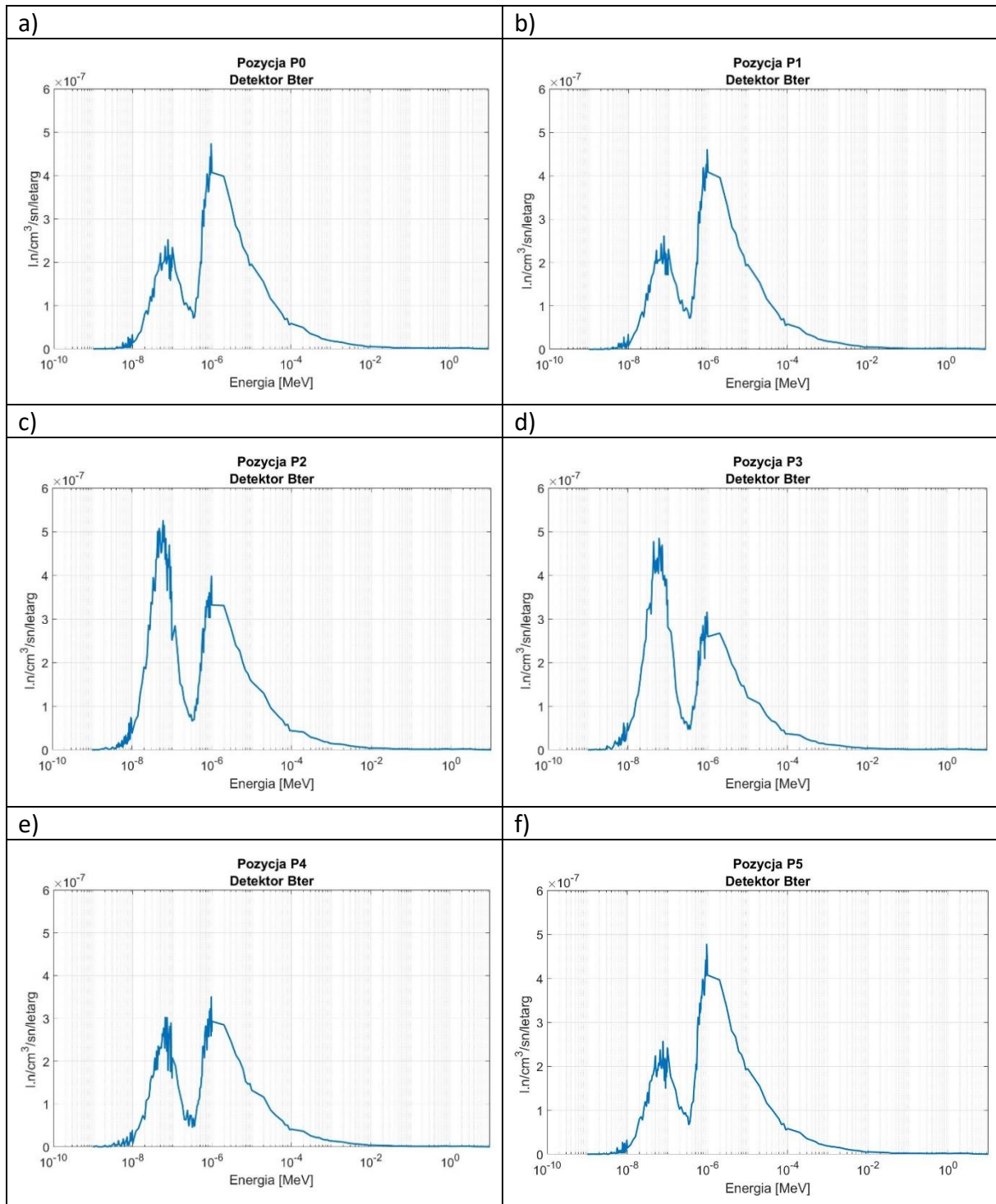
Rys. IV.2.2 Udział neutronów o energiach poniżej  $4 \cdot 10^{-7}$  MeV w stosunku do całkowitego strumienia odpowiadające kolejnym położeniom źródła od granicy warstw M-2 i M-3 dla punktów charakterystycznych P0 ÷ P5 wg. oznaczeń na Rys. IV.1.

### IV.3. Rozkłady energetyczne neutronów, które ulegają absorpcji w objętości czynnej detektorów w położeniach sondy P0÷P5

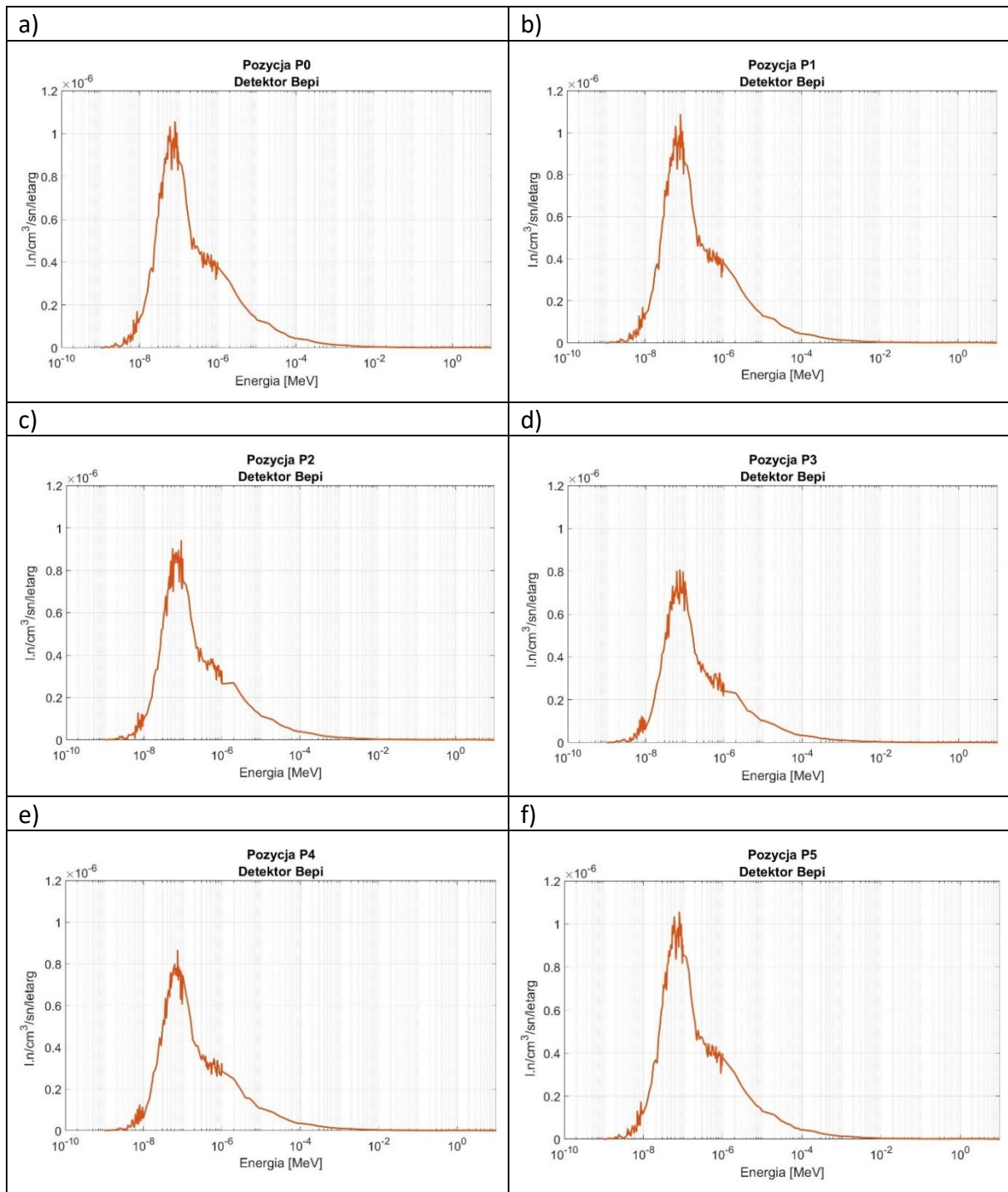
Rozkłady energetyczne pól neutronowych w ośrodku, w bezpośredniej odległości od sondy, przedstawiają tylko potencjalną możliwość dotarcia neutronów z tych obszarów do detektorów. Neutrony, które ulegają absorpcji w objętości czynnej detektorów będą miały inne rozkłady energetyczne, które wynikają z tych rozkładów w ośrodku, ale również z konstrukcji sondy i wypełnienia objętości czynnej detektorów. Temat ten został przedstawiony w monografii w Rozdziale 5.2.

Poniżej przedstawiono rozkłady energetyczne neutronów w objętościach czynnych detektorów dla zdefiniowanych powyżej położeni sondy P0 ÷ P5 (Rys. IV.3.1 ÷ Rys. IV.3.3).

W przypadku obu detektorów epitermicznych rozkłady energetyczne neutronów generujących odpowiedzi dla kolejnych położeni sondy jakościowo wyglądają bardzo podobnie, a różnica jest w liczbie neutronów zaabsorbowanych w ich objętościach czynnych, co koresponduje z kształtem anomalii. Zdecydowanie ciekawiej prezentują się rozkłady dla detektora Bter. W Rozdziale 5.2, na Rys. 5.2.1b, przedstawiony jest analogiczny rozkład energetyczny neutronów w przypadku jednorodnych nieskończonych ośrodków (w tym również dla ośrodków M-2 i M-3). Jak widać w położeniach P0, P1 i P5 rozkłady te zachowują charakter rozkładów dla ośrodka jednorodnego nieskończonego.

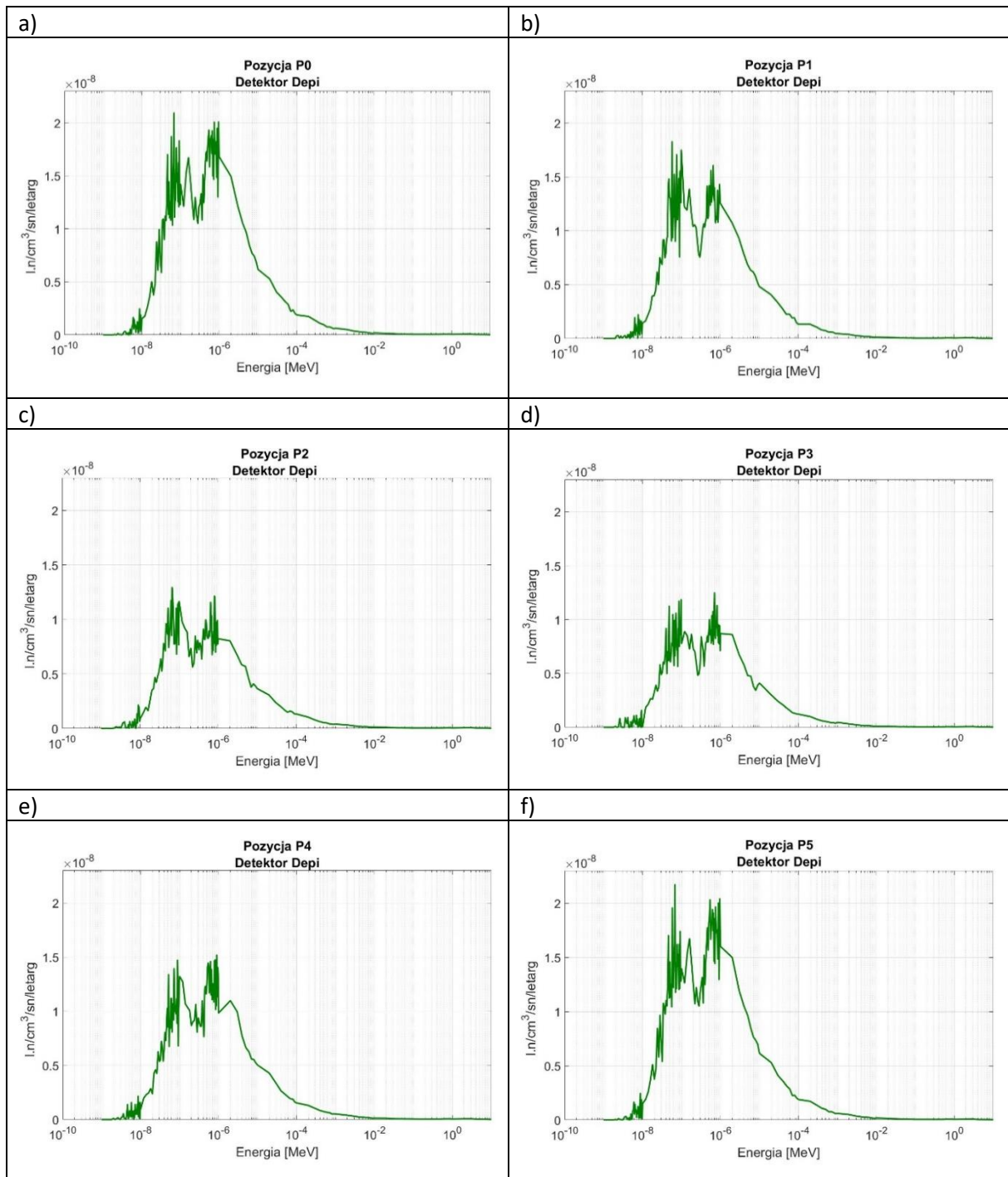


Rys. IV.3.1 Rozkład energetyczny neutronów generujących odpowiedzi detektora Bter w ośrodku złożonym z 50 cm warstwy M-3 otoczonej ośrodkiem M-2 w wybranych położeniach sondy: a) pozycja P0, b) pozycja P1, c) pozycja P2, d) pozycja P3, e) pozycja P4 i f) pozycja P5.



Rys. IV.3.2 Rozkład energetyczny neutronów generujących odpowiedzi detektora Bepi w ośrodku złożonym z 50 cm warstwy M-3 otoczonej ośrodkiem M-2 w wybranych położeniach sondy: a) pozycja P0, b) pozycja P1, c) pozycja P2, d) pozycja P3, e) pozycja P4 i f) pozycja P5.





Rys. IV.3.3 Rozkład energetyczny neutronów generujących odpowiedzi detektora Depi w ośrodku złożonym z 50 cm warstwy M-3 otoczonej ośrodkiem M-2 w wybranych położeniach sondy: a) pozycja P0, b) pozycja P1, c) pozycja P2, d) pozycja P3, e) pozycja P4 i f) pozycja P5.

**W położeniu P2** obserwuje się zmianę w rozkładzie energetycznym odpowiedzi detektora Bter. W tym położeniu obserwuje się maksymalną liczbę neutronów absorbowanych w tym detektorze (Rys. IV.1a). Wyraźnie zwiększa się udział neutronów o energiach poniżej  $4 \cdot 10^{-7}$  MeV (Rys. IV.3.1c), co ma związek ze zwiększeniem zasięgu neutronów w tym zakresie energii (Rys. IV.1.3b). Udział neutronów o energiach powyżej  $4 \cdot 10^{-7}$  MeV jest w dalszym ciągu znaczący. Ze względu na niską porowatość ośrodka M-2 w otoczeniu źródła powstaje stosunkowo niewiele neutronów o energiach poniżej  $4 \cdot 10^{-7}$  MeV a te, które szybko znikają na skutek wysokiej absorpcji (Rys. IV.3.1c). Spora grupa neutronów o energiach powyżej  $4 \cdot 10^{-7}$  MeV z otoczenia dociera do warstwy, gdzie zostaje spowolniona, osiągając zakres energii termicznych. Obecność warstwy, jako ośrodka o większej porowatości powoduje, że w tym obszarze zwiększa się udział neutronów o energiach poniżej  $4 \cdot 10^{-7}$  MeV (Rys. IV.3.1c), a mała absorpcja powoduje, że są one w tym obszarze słabiej absorbowane.

W położeniu P3 odpowiedź detektora Bter zbliża się do odpowiedzi w ośrodku jednorodnym nieskończonym w całości złożonym z materiału M-3. W rozkładzie neutronów obserwuje się taki sam charakter przebiegu, jak w położeniu P2 (Rys. IV.3.1c), a różnica związana jest z całkowitą liczbą neutronów absorbowanych w detektorze (Rys. IV.3.1c, d). W dalszym ciągu obserwuje się wyraźny udział neutronów z zakresu energii poniżej  $4 \cdot 10^{-7}$  MeV.

**Położenie P4** odpowiada minimalnej liczbie neutronów zaabsorbowanych w detektorze Bter (Rys. IV.1e). W miarę zbliżania się do górnej granicy warstwy, ze względu na dużą absorpcję ośrodka M-2 następuje gwałtowny spadek liczby neutronów o energiach poniżej  $4 \cdot 10^{-7}$  MeV (Rys. IV.3.1e). Pomimo, że w warstwie M-3 powstaje ich duża liczba, jednak tylko niewielka ich część jest w stanie przejść przez materiał otoczenia (M-2) i dotrzeć do detektora, co przekłada się na zmniejszenie udziału zakresu energetycznego neutronów powolnych w odpowiedzi detektora (Rys. IV.3.1e). W wyniku tego obserwujemy osłabienie odpowiedzi detektorów w obszarze górnej granicy warstwy.



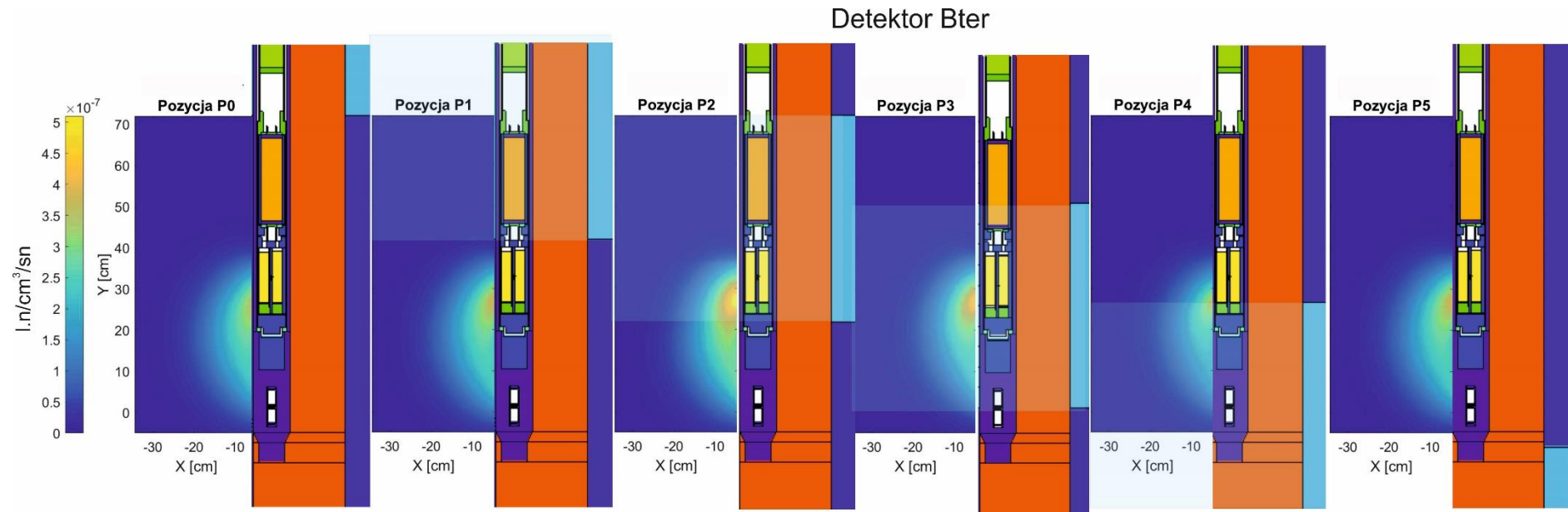
## V. Mapy zasięgów sondy NNTE dla kombinacji: otoczenie M-2, warstwa M-3

Jak pokazano w Rozdziale 3.2, tylko w przypadku jednorodnego izotropowego ośrodka neutrony z punktowego źródła rozchodzą się równomiernie w całej otaczającej przestrzeni. Z powodu asymetrycznego układu geometrycznego sondy, w której źródło znajduje się w najniższej części sondy, a układy detektorów umieszczone są powyżej źródła, do detektorów dociera i jest absorbowana niewielka liczba wyemitowanych neutronów. W przypadku analizowanej sondy NNTE jest to wielkość rzędu  $10^{-8} \div 10^{-6}$  n/cm<sup>3</sup> w przeliczeniu na 1 neutron emitowany ze źródła. Rozkład pola neutronowego, z którego docierają neutrony do detektorów nie jest symetryczny ani w stosunku do położenia źródła, ani w stosunku do granicy warstw.

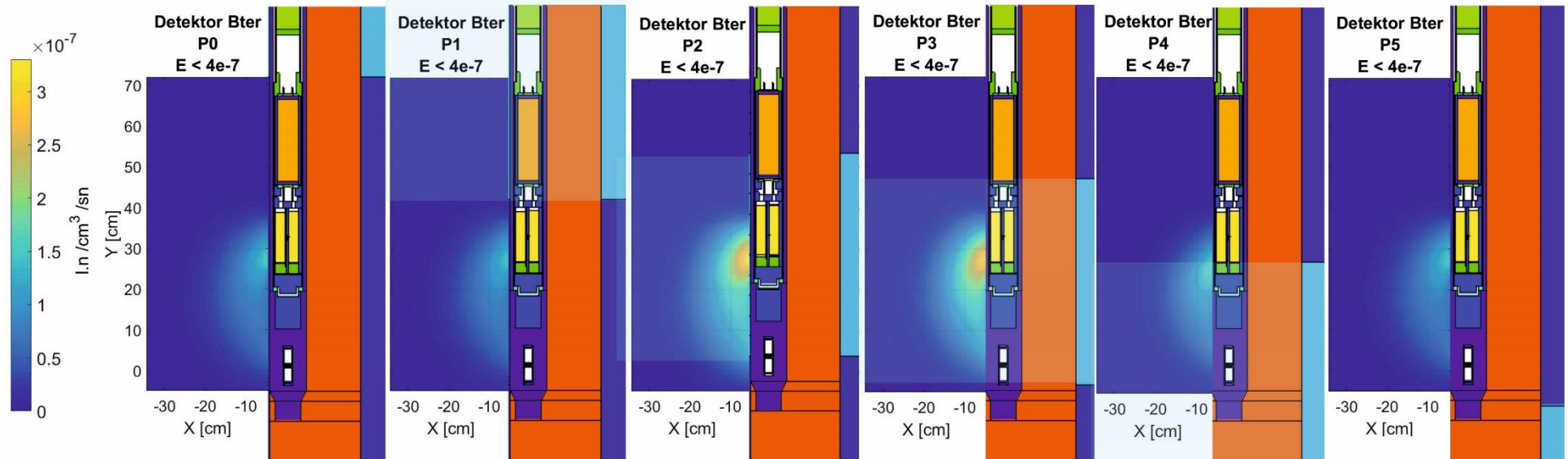
Dla rozważanego przypadku wykonane zostały mapy obrazujące obszary, z których neutrony docierają do objętości czynnych poszczególnych detektorów i są w nich absorbowane. Mapy te pokazują obraz w rozbiciu na dwa przedziały energetyczne:  $E < 4e^{-7}$  MeV i  $E > 4e^{-7}$  MeV oraz dla całkowitej liczby neutronów. Dla detektora Bter mapy zostały przedstawione na Rys. V.1 ÷ Rys. V.3, dla Bepi na Rys. V.4 ÷ Rys. V.6 i dla Depi na Rys. V.7 ÷ Rys. V.9. Mapy zostały przygotowane według idei przedstawionej w Rozdziale 5. Mapy te pokazują liczby neutronów docierających z danego punktu przestrzeni, do detektora i zaabsorbowanych w jego objętości czynnej. Oś x skierowana jest w głąb ośrodka skalnego, gdzie  $x = 0$  oznacza ściankę otworu, natomiast współrzędna pionowa przedstawia względne wartości głębokości i oznacza odległość od środka źródła. Mapy zostały tak przedstawione, aby zawsze detektory bliskie zajmowały centralną pozycję w stosunku do osi y:  $y = 31$  cm, a środek źródła w punkcie  $y = 0$ . Kolejne sekwencje położenia sondy w stosunku do granicy warstw odpowiadają zdefiniowanym powyżej położeniom P0 ÷ P5.

Przedstawione mapy zasięgów stanowią finalną wizualizację przedstawionych powyżej analiz zjawiska transportu neutronów w graniczących ze sobą ośrodkach o parametrach neutronowych drastycznie zniekształcających pola neutronowe w otoczeniu ich granic. Konsekwencją tych zaburzeń jest powstawanie artefaktu o wyraźnie zawyżonej amplitudzie w stosunku do oczekiwanej wartości anomalii oraz powstawanie ekstremalnie zaniżonego minimum przy wychodzeniu detektora z warstwy. Zestawione poniżej mapy pozwalają na kompleksowe prześledzenie zmian omawianych pól neutronowych.

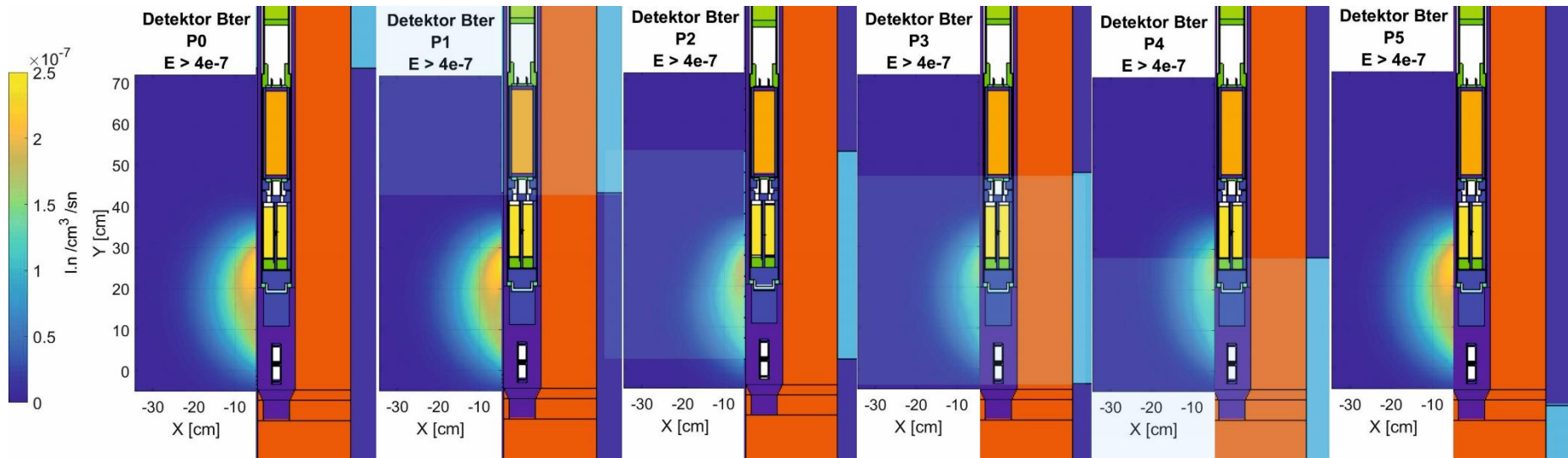
Analizując otrzymane mapy zasięgów radialnych poszczególnych detektorów sondy NNTE zauważamy, że detektory zbierają informacje z obszaru nie większego niż 20 cm. Drugim ważnym spostrzeżeniem jest to, że na odpowiedź detektorów mają wpływ jedynie neutrony, które pochodzą z obszaru wokół dolnej połowy danego detektora.



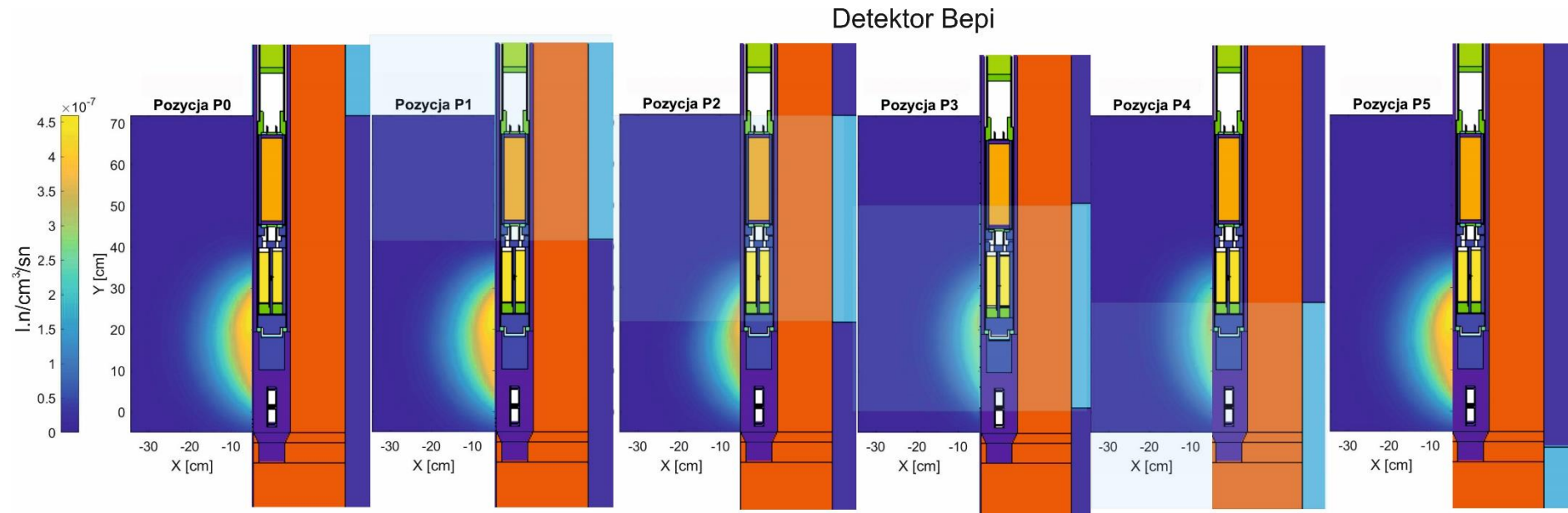
Rys. V.1 Mapy dwuwymiarowego rozkładu pola neutronowego widzianego przez detektor bliski termiczny Bter dla sześciu charakterystycznych położeń sondy NNTE (P0 ÷ P5) w ośrodku złożonym z 50 cm warstwy M-3 otoczonej ośrodkiem M-2.



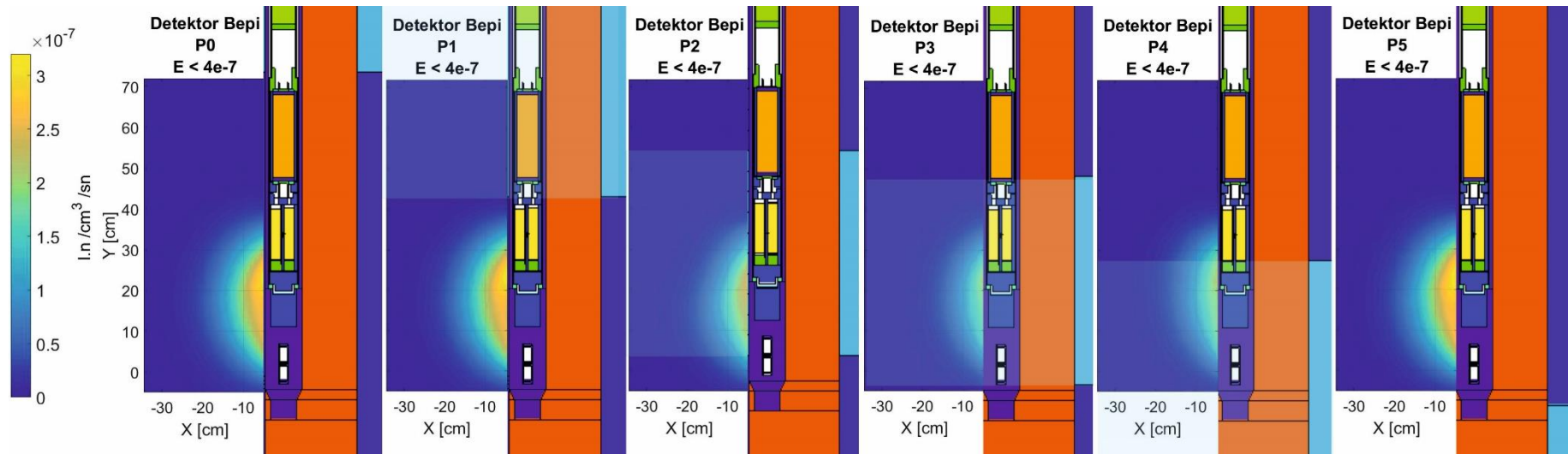
Rys. V.2 Mapy dwuwymiarowego rozkładu pola neutronowego o zakresie energii  $E < 4e-7$  widzianego przez detektor Bter dla sześciu charakterystycznych położeń sondy NNTE (P0 ÷ P5) w ośrodku złożonym z 50 cm warstwy M-3 otoczonej ośrodkiem M-2.



Rys. V.3 Mapy dwuwymiarowego rozkładu pola neutronowego o zakresie energii  $E > 4e^{-7}$  widzianego przez detektor Bter dla sześciu charakterystycznych położeń sondy NNTE (P0 ÷ P5) w ośrodku złożonym z 50 cm warstwy M-3 otoczonej ośrodkiem M-2.

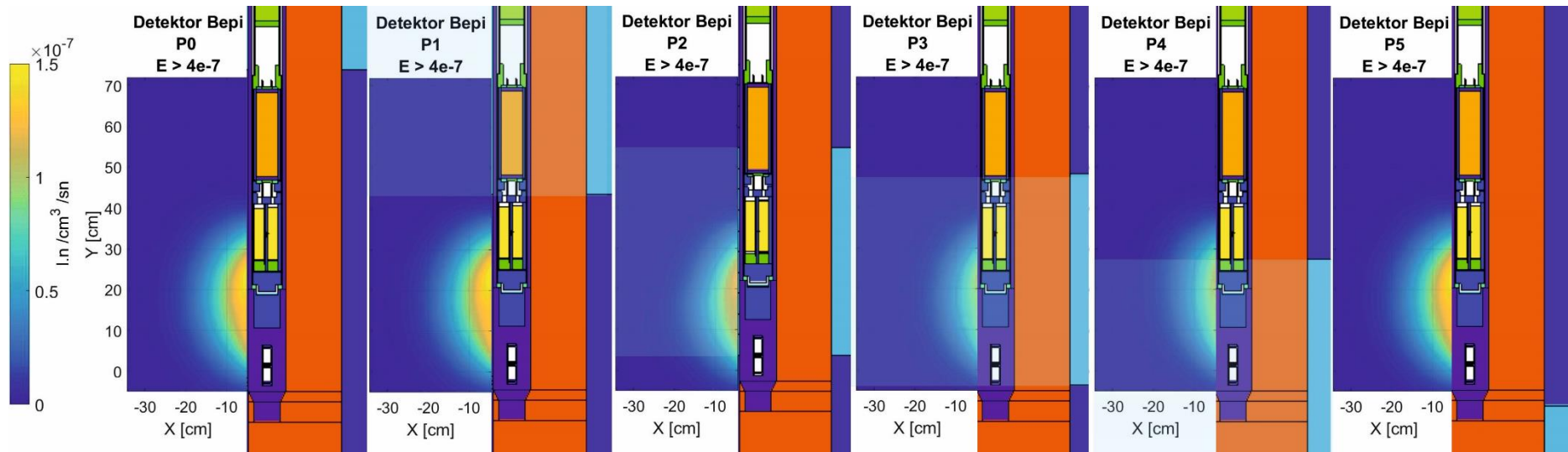


Rys. V.4 Mapy dwuwymiarowego rozkładu pola neutronowego widzianego przez detektor Bepi dla sześciu charakterystycznych położen sondy NNTE (P0 ÷ P5) w ośrodku złożonym z 50 cm warstwy M-3 otoczonej ośrodkiem M-2.

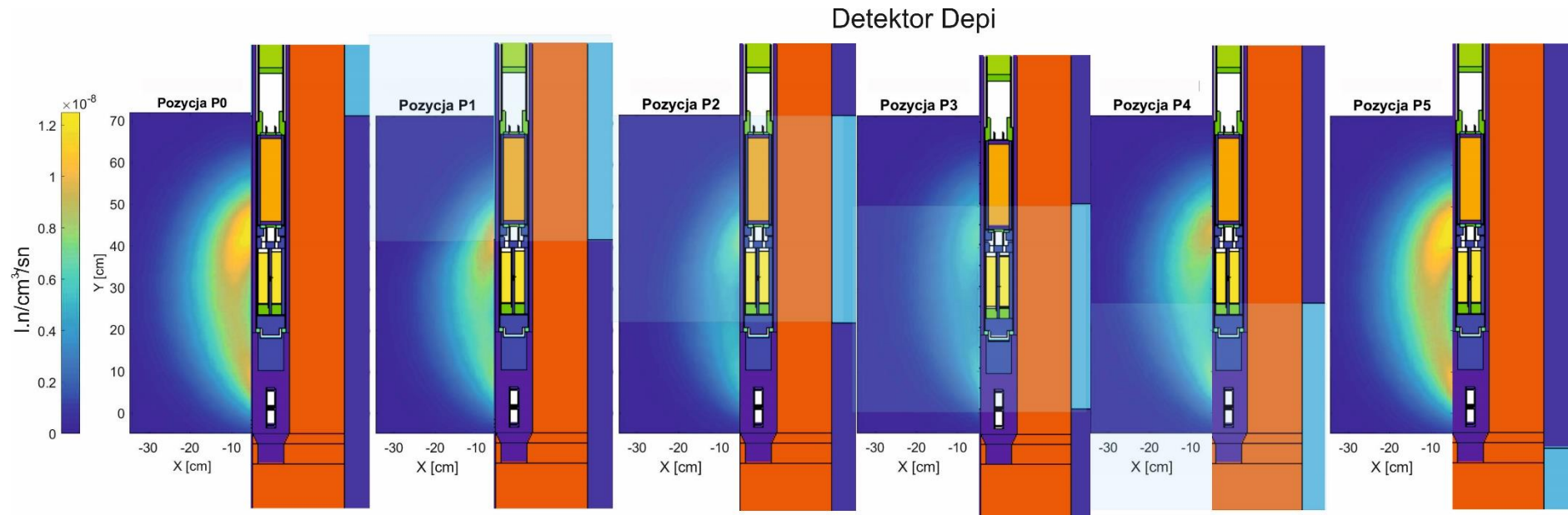


Rys. V.5 Mapy dwuwymiarowego rozkładu pola neutronowego o zakresie energii  $E < 4e^{-7}$  widzianego przez detektor Bepi dla sześciu charakterystycznych położeń sondy NNTE (P0 ÷ P5) w ośrodku złożonym z 50 cm warstwy M-3 otoczonej ośrodkiem M-2.

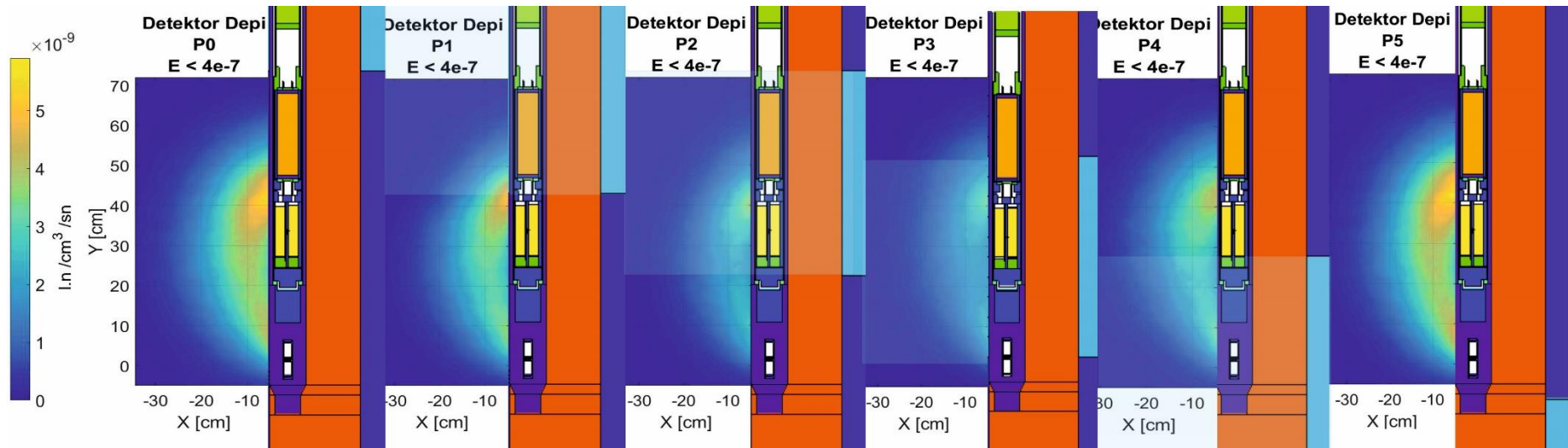




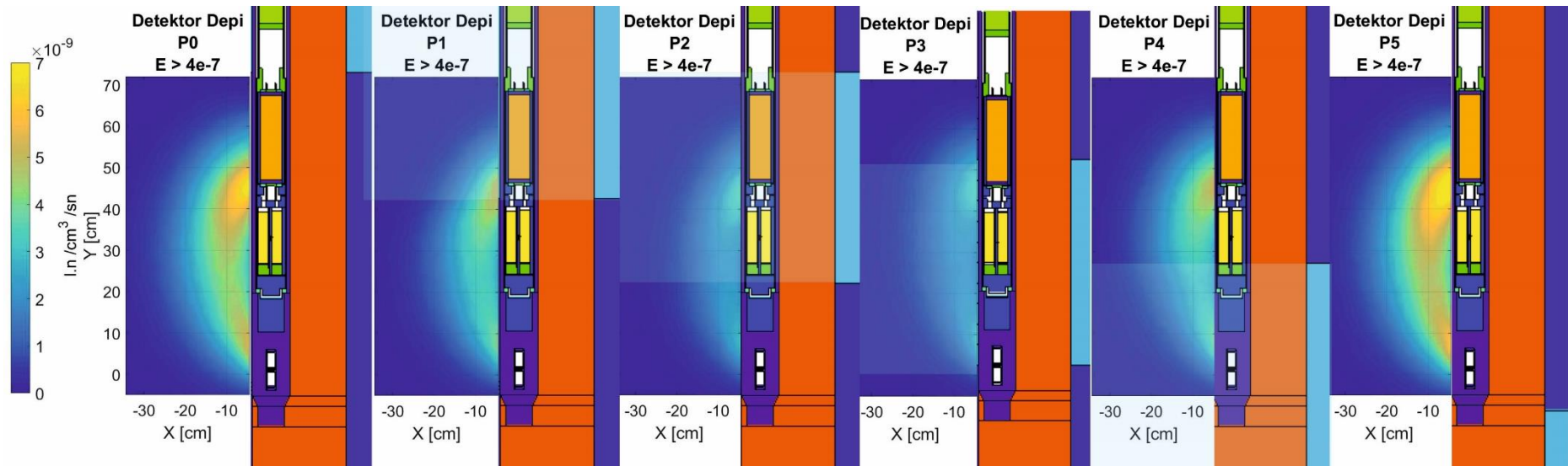
Rys. V.6 Mapy dwuwymiarowego rozkładu pola neutronowego o zakresie energii  $E > 4e-7$  widzianego przez detektor Bepi dla sześciu charakterystycznych położeń sondy NNTe (P0 ÷ P5) w ośrodku złożonym z 50 cm warstwy M-3 otoczonej ośrodkiem M-2.



Rys. V.7 Mapy dwuwymiarowego rozkładu pola neutronowego widzianego przez detektor Depi dla sześciu charakterystycznych położen sondy NNTE (P0 – P5) w ośrodku złożonym z 50 cm warstwy M-3 otoczonej ośrodkiem M-2.



Rys. V.8 Mapy dwuwymiarowego rozkładu pola neutronowego o zakresie energii  $E < 4e^{-7}$  widzianego przez detektor Depi dla sześciu charakterystycznych położzeń sondy NNTe (P0 ÷ P5) w ośrodku złożonym z 50 cm warstwy M-3 otoczonej ośrodkiem M-2.



Rys. V.9 Mapy dwuwymiarowego rozkładu pola neutronowego o zakresie energii  $E > 4e^{-7}$  widzianego przez detektor Depi dla sześciu charakterystycznych położeń sondy NNTe (P0 ÷ P5) w ośrodku złożonym z 50 cm warstwy M-3 otoczonej ośrodkiem M-2.



Spis Literatury

**[Bała i in.,2011]**

Bała M., Woźnicka U., Zorski T., Drabina A.; A modelling of effects of variable saturation in invaded zone near borehole on neutron tool response in the gas-bearing Miocene formations of the Carpathian Foredeep, Poland; J. Appl. Geophys., 73 (2011) 84.

**[Bała i Waliczek, 2012]**

Bała M., Waliczek M.; Obliczanie ciepła radiogenicznego osadów cechsztynu i karbonu na podstawie danych geofizyki otworowej w rejonie rafy Brońsko, Przegląd Geologiczny, vol. 60, (2012) nr 3.

**[Beckurts i Wirtz, 1964]**

Beckurts K.H., Wirtz K.; Neutron Physics, Springer-Verlang, New York.

**[Badruzzaman i in., 2007]**

Badruzzaman A., Mendoza A., Stockhausen E. J., Reik B., A.; Density measurement sensitivity to varying borehole angle and tool azimuth in medium to thin beds, SPWLA 48<sup>th</sup> Annual Symposium, June 3-6 (2007) pap. J.

**[Cywicka-Jakiel i in., 2006]**

Cywicka-Jakiel T., Woźnicka U., Zorski T.; The influence of the verified elemental contents of rock models and the improved neutron data library on the response of spectrometric neutron-gamma borehole tool (in Polish); Prace Instytutu Nafty i Gazu, 137 (2006) 523.

**[Czubek, 1988]**

Czubek J.A.; Półempiryczna kalibracja sond neutronowych (przybliżenie jedno- i dwugrupowe); Raport IFJ, Nr 1413/AP (1988) 171.

**[Czubek, 1988a]**

Czubek J.A.; SLOWN2.BAS Program for Calculation of the Rock Neutron Slowing Down Parameters; IFJ Report, 1397/AP (1988) 53.

**[Czubek, 1988b]**

Czubek J.A.; NEROTH.BAS Program for Rock Thermal Neutron Parameter Calculations; IFJ Report, 1403/AP (1988) 51.

**[Czubek, 1990]**

Czubek J.A.; Praktyka półempirycznej kalibracji sond neutronowych (Instrukcja); IFJ Report, 1499/AP (1990) 155.

**[Czubek, 1990a]**

Czubek J.A.; Rock Neutron Parameters - I. Neutron Slowing-Down Parameters; Nucl. Geophys., 4 (1990) 143.

**[Czubek, 1990b]**

Czubek J.A.; Rock Neutron Parameters - II. Thermal Neutron Parameters; Nucl. Geophys., 4 (1990) 29.

**[Czubek, 1992]**

Czubek, J.A.; Scaling neutron fields in well logging. Nucl. Geophys. 6 (1992) 4.

**[Czubek, 1994]**

Czubek J.A.; Neutron Tool Calibration by Scaling Procedure; Nucl. Geophys., 8 (1994) 3.

**[Czubek i in., 1996]**

Czubek J. A., Drozdowicz K., Gabańska B., Igielski A., Krynicka E., and Woźnicka U.; Thermal neutron macroscopic absorption cross section measurement applied for geophysics; Progress in Nucl. En. 30 (1996) 3.

**[Czubek i Woźnicka, 1998]**

Czubek J.A., Woźnicka U.; Neutron flux and axial moments in three-region cylindrical geometry applied for neutron log calibration. Part 1: theoretical description; Acta Geophys. Pol. 46, 4 (1998) 428-447.

**[Drabina i in., 2003]**

Drabina A., Zorski T., Woźnicka U.; Correlation between Measurements and Monte-Carlo Calculations for the NNTL Logging-Tool; Raport IFJ Nr 1926/AP (2003) 10.

**[Drabina i Zorski, 2006]**

Drabina A., Zorski T.; Zastosowanie programu MCNP do symulacji odpowiedzi sondy neutronowej NNTL; Mat. Konfer. Nauk.-Techn. „Geopetrol 2006”, Prace Nr 137 INiG, Kraków (2004).

**[Drozdowicz, 1998]**

Drozdowicz K.; The diffusion cooling coefficient for thermal neutrons in Plexiglas; J. Phys. D: Appl. Phys. 31 (1998) 1800.

**[Dworak i in., 2001]**

Dworak D., Woźnicka U., Zorski T., Wiącek U.; Numerical modeling of the gamma–gamma density tool responses in horizontal wells with an axial asymmetry; Appl. Rad. Isotopes, 69 (2001) 268.

**[Ellis i Singer, 2008]**

Ellis D.V., Singer J.M.; Well Logging for Earth Scientists; 2nd Edition, Springer, Dordrecht, The Netherlands, 46 (2008) 25–45.

**[Flanagan i in., 1991]**

Flanagan W. D., Bramblett R. L., Galford J. E., Hertzog R. C., Plasek R. E. & Olsen J.R.; A new generation nuclear logging system. SPWLA 32<sup>nd</sup> Annual Logging Symposium, June 16–19 (1991) pap. Y.

**[Gardner i in., 2007]**

Gardner R.P., Xu L., Wang J.; Some lessons learned from MCNP usage, SPWLA 48<sup>th</sup> Annual Logging Symposium, June 3-6 (2007) pap. K.



**[Gardner i Sood, 2010]**

Gardner R. P., Sood A.; On the future of Monte Carlo simulation for nuclear logs; Appl. Rad. Isotopes 68 (2010) 932–935.

**[Glauberman i in., 1963]**

Glauberman, A.E., Kobylyanskii, V.B., Talyanskii, I.I.; Neutron distribution in media having a cylindrical interface for an off-axis source distribution; J. Nucl. Energy Part A/B 17 (1963) 582–583.

**[Herman i Trkov, 2009]**

Herman M., Trkov A.; ENDF-6 Formats Manual Data Formats and Procedures for the Evaluated Nuclear Data Files ENDF/B-VI and ENDF/B-VII; Brookhaven National Laboratory Report BNL- 90365-2009 (2009) Rev.1.

**[Holenka i in., 1995]**

Holenka J., Best D., Evans M., Kurkoski P., Sloan W.; Azimuthal Porosity while Drilling; SPWLA 36th Annual Logging Symposium, June 26-29 (1995) pap. BB.

**[Hrynkiewicz, 2001]**

Hrynkiewicz A.Z.; Człowiek i promieniowanie jonizujące; Państwowe Wydawnictwo Naukowe, (2001), Warszawa.

**[Ijasan i in., 2013]**

Ijasan O., Torres-Verdín C. and Preeg W. E.; Fast modeling of borehole neutron porosity measurements with a new spatial transport-diffusion approximation, GEOPHYSICS, 78 (2013) 3, 10.1190/GEO2012-0433.1.

**[Jarzyna i in., 1997]**

Jarzyna J., Bała M., Zorski T.; Metody geofizyki otworowej, pomiary i interpretacja, Wydawnictwa AGH (1997) Kraków.

**[Jarzyna i Wawrzyniak-Guz, (red) 2017]**

Jarzyna J., Wawrzyniak-Guz K., Bała M., Cichostępski K., Gołębiowska M., Górecki W., Karczewski J., Kasperska M., Krakowska P., Kotarba M., Pietsch K., Puskarczyk E., Semyrka R., Staszowska T., Zorki T., Zych H., Zych M., Czerpiński L., Bałys M., Szczurowski J., Tarasiuk J., Jędrychowski M., Wroński S., Stopa J., Czarnota R., Janiga D., Wojnarowski P., Derkowski A., Szczerba M., Topór T., Bartoń R., Wilk A., Dworak D., Marynowski L., Marzencki K., Skorek A.; Adaptacja do warunków polskich metodologii wyznaczania sweet spotów na podstawie własności geofizycznych z rdzeniami wiertniczymi: zadanie 10. w projekcie MWSSSG: metodologia wyznaczania *sweet spotów* na podstawie własności geochemicznych, petrofizycznych, geomechanicznych w oparciu o korelację wyników badań laboratoryjnych z pomiarami geofizycznymi i model generacyjny 3D; Wydawnictwo. Goldruk Wojciech Golachowski (2017) Kraków, ISBN 978- 83- 7464-915-5.

**[Kiełkiewicz, 1987]**

Kiełkiewicz M.; Teoria reaktorów jądrowych; Państwowe Wydawnictwo Naukowe (1987) Warszawa.

**[Kluge, 1998]**

Kluge H.; Irradiation Facility with Radioactive Reference Neutron Sources: Basic principles; PTB-Bericht N-34, Braunschweig (1998)  
<https://www.iso.org>.

**[Massalski i in., 1996]**

Massalski T., Zorski T., Ossowski A., Stadtmuller M.; Stanowisko do kalibracji sond radiometrycznych w Bazie Geofizyki Wiertniczej w Zielonej Górze; Mat. Seminarium "40 lat geofizyki jądrowej w Krakowie" Sesja poświęcona pamięci prof. dr hab. inż. Jana Andrzeja Czubka, Kraków, 29 listopada 1996 (AGH, Kraków), (1996) p. 60.

**[MCNP Team, 2008]**

MCNP Team,; X-5 Monte Carlo Team; MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code Version 5; Los Alamos National Laboratory, LA-UR-03-1987 (2008).

**[Mendoza, 2005]**

Mendoza, A.; Monte Carlo modeling of nuclear measurements in vertical and horizontal wells in the presence of mud-filtrate invasion and salt mixing, SPWLA 46<sup>th</sup> Annual Logging Symposium, June 26-29 (2005) pap. PP.

**[Mendoza i in., 2010a]**

Mendoza, A., Torres-Verdín C., and Preeg W. E.; Linear iterative refinement method for the rapid simulation of borehole nuclear measurements: Part 1 — Vertical wells: Geophysics, 75 (2010) 1, E9–E29, doi: 10.1190/1.3267877.

**[Mendoza i in., 2010b]**

Mendoza A., Torres-Verdín C., and Preeg W. E.; Linear iterative refinement method for the rapid simulation of borehole nuclear measurements: Part 2 — High-angle and horizontal wells: Geophysics, 75 (2010) 2, E79–E90, doi: 10.1190/1.3335953.

**[Mimoun in., 2011]**

Mimoun J. G., Torres-Verdín C., and Preeg W. E.; *Quantitative interpretation of pulsed neutron capture logs: Part 1 — Fast numerical simulation*, GEOPHYSICS, 76 (2011) 3, 10.1190/1.3569600.

**[Moake i in., 1996]**

Moake G.L., Beals R.A., Schultz W.E.; Reduction of Standoff Effects on LWD Density and Neutron Measurements, SPWLA 37<sup>th</sup> Annual Logging Symposium, June 16-19 (1996) pap. V.

**[Morstin i Kreft, 1984]**

Morstin K., Kreft A.; Calculation of neutron spectra and moderation characteristics of rocks – an arithmetic approach; Proc. of the IAEA Consultants' Meeting on Nuclear Data for Borehole and Bulk Media Assay Using Nuclear Techniques. IAEA, Vienna, pp. 245-252. (1984) INDC(NDS)-151/L.

**[Mughhabghab, 2006]**

Mughhabghab S.F.; Atlas of Neutron Resonances, Resonance parameters and thermal cross sections Z=1-100; Elsevier (2006) The Netherlands.

**[Neuman, 1993]**

Neuman Ch. H.; Programs to process and display raw data from pulsed neutron capture logs, SPWLA 34<sup>th</sup> Annual Logging Symposium, June 13-16 (1993) pap. WW.

**[Passey i in., 2005]**

Passey Q. R., Yin H., Rendeiro C. M., Fitz D. E.; Overview of high-angle and horizontal well formation evaluation: issues, learnings, and future directions, SPWLA 46<sup>th</sup> Annual Logging Symposium, June 26-29 (2005) pap. A.

**[Radtke i in.,2003]**

Radtke R.J., Adolph R.A., Climent H., Ortenzi L., Wijeyesekera N.; Improved Formation Evaluation through Image-derived Density, SPWLA 44<sup>th</sup> Annual Logging Symposium, June 22-25 (2003) pap. P.

**[Spross i in., 1993]**

Spross R., Burnett T., Freeman J., Jones D., Paske W., Zannoni S.; Formation Density Measurement while Drilling, SPWLA 34<sup>th</sup> Annual Logging Symposium, June 13-16 (1993) pap. PP.

**[Spross i in., 1995]**

Spross R., Burnett T., Golla C., Huiszoon C.; Accurate MWD Density Measurements with Very Large Standoffs, SPWLA 36<sup>th</sup> Annual Logging Symposium, June 26-29 (1995) pap. UU.

**[The MathWorks Inc., 2012]**

The MathWorks Inc.; MATLAB\_ The Language of Technical Computing User's Manual (2012). <https://www.mathworks.com>

**[Tian i in., 2018]**

Tian L., Zhang F., Liu J., Wang X., Ti Y.; Monte Carlo simulation of Cu, Ni and Fe grade determination in borehole by PGNAAP technique, Radioanal Nucl Chem (2018) 315, 51–56 <https://doi.org/10.1007/s10967-017-5636-9>.

**[Tittle i in., 1951]**

Tittle C.W., Faul H., Goodman C.; Neutron Logging of Drill Holes: The Neutron-Neutron Method, Geophysics 26 (1951) 626-658.

**[Wiącek, 2011a]**

Wiącek U.; Opracowanie procedur numerycznych i wyznaczenie graficznych rozkładów pól neutronowych 2D generowanych przez źródło punktowe w cienkowarstwowych ośrodkach skalnych; Opracowanie wewnętrzne. Materiały z realizacji projektu MNiSW Nr N N525 337238 „ Określenie zależności sygnału sondy neutronowej od asymetrii kątowej otworu wiertniczego dla przypadku nachylenia warstw”, IFJ PAN (2011) Kraków.

**[Wiącek, 2011b]**

Wiącek U.; Wyznaczenie map rozkładów pól neutronowych w geologicznych formacjach cienkowarstwowych nachylonych do osi odwiertu; Opracowanie wewnętrzne. Materiały z realizacji projektu MNiSW Nr N N525 337238 „ Określenie zależności sygnału sondy neutronowej od asymetrii kątowej otworu wiertniczego dla przypadku nachylenia warstw”, IFJ PAN (2011) Kraków.

**[Wiącek, 2012]**

Wiącek U.; Wizualizacja graficzna odpowiedzi detektorów sondy NNTE w otworze wiertniczym przecinającym cienkowarstwowe formacje o zmiennym kącie nachylenia; Opracowanie wewnętrzne. Materiały z realizacji projektu MNiSW Nr N N525 337238 „Określenie zależności sygnału sondy neutronowej od asymetrii kątowej otworu wiertniczego dla przypadku nachylenia warstw”, IFJ PAN (2012) Kraków.

**[Wiącek, 2015]**

Wiącek U.; Symulacja Monte-Carlo odpowiedzi otworowej sondy geofizycznej neutron-neutron w ceramicznym ośrodku modelowym stanowiska kalibracyjnego w Zielonej Górze; IFJ Report, 2086/AP (2015) 20.

**[Wiącek, 2018]**

Wiącek U.; Zasięg i rozkład energetyczny pól neutronowych docierających do detektorów sondy neutronowej w ośrodkach jednorodnych i w cienkich warstwach; Mat. Konf. Naukowo- Technicznej GEOPETROL 2018, Instytut Górnictwa naftowego i Gazownictwa (2018).

**[Wiącek i Dworak, 2018]**

Wiącek U., Dworak D.; Wstępna analiza artefaktów pojawiających się na krzywych odpowiedzi sondy NNTE na granicy warstw dwóch ośrodków skalnych; Mat. Konf. Naukowo-Technicznej GEOPETROL 2018, Instytut Górnictwa naftowego i Gazownictwa (2018).

**[Wiącek i Woźnicka, 2016]**

Wiącek U., Woźnicka U.; Feasibility of Monte Carlo modelling for the neutron-neutron logging tool response in specific geological models; Geology, Geoph. & Environ., 42 (2016) 365-383, doi: 10.7494/geol.2016.42.3.365.

**[Wiącek i Zorski, 2016]**

Wiącek U., Zorski T.; Symulacja Monte Carlo odpowiedzi otworowej sondy geofizycznej typu neutron-neutron dla trzech konfiguracji układu źródło-detektor w modelowym ośrodku skalnym, Mat. Konf. Naukowo-Technicznej GEOPETROL 2016, Instytut Górnictwa naftowego i Gazownictwa (2016).

**[Wiącek i Woźnicka, 2018]**

Woźnicka U., Wiącek U.; Wpływ ograniczonej miąższości warstw na amplitudę anomalii w profilowaniach neutronowych; Mat. Konf. Naukowo-Technicznej GEOPETROL 2018, Instytut Górnictwa naftowego i Gazownictwa (2018).

**[Woźnicka i in., 2012]**

Woźnicka U., Dworak D., Wiącek U., Zorski T.; Geofizyczne profilowania neutronowe w asymetrycznych formacjach cienkowieistych. Symulacje komputerowe na przykładzie sondy NNTE; Monografia, Instytut Fizyki Jądrowej PAN (2012) ISBN 978-83-934248-7-0.

**[Woźnicka i Wiącek, 2018]**

Woźnicka U., Wiącek U.; Amplitude degradation of thin layer in neutron borehole logging, Appl. Rad. Isotopes 141 (2018).

**[Zorski, 1996]**

Zorski T.; Doświadczalne badanie funkcji odpowiedzi głębokościowej w profilowaniach jądrowych geofizyki wiertniczej; Mat. Konf. "40 Lat Geofizyki Jądrowej w Krakowie" poświęconej pamięci prof. Jana Czubka, Kraków, 29 listopada 1996, AGH, (1996).

**[Zorski, 2002]**

Zorski T.; Informacja prywatna.

**[Zorski i in., 2013]**

Zorski T.; Jarzyna J., Derkowski A., Środoń J.; Geofizyka otworowa w dobie poszukiwań gazu w łupkach – przegląd metod pomiarowych; Przegląd Geologiczny, 61 (2013) 7, 424-434.

**[Xu i in., 2007]**

Xu L., Yin H., Gardner R. P.; Response of nuclear tools in layered media, SPWLA 48<sup>th</sup>, Annual Logging Symposium, June 3-6 (2007) pap. L.