



You have downloaded a document from  
**RE-BUŚ**  
repository of the University of Silesia in Katowice

**Title:** Modelowanie terapeutycznych wiązek promieniowania za pomocą metody Monte Carlo

**Author:** Robert Pietrzak

**Citation style:** Pietrzak Robert. (2017). Modelowanie terapeutycznych wiązek promieniowania za pomocą metody Monte Carlo. Praca doktorska. Katowice : Uniwersytet Śląski

© Korzystanie z tego materiału jest możliwe zgodnie z właściwymi przepisami o dozwolonym użytku lub o innych wyjątkach przewidzianych w przepisach prawa, a korzystanie w szerszym zakresie wymaga uzyskania zgody uprawnionego.



UNIWERSYTET ŚLĄSKI  
W KATOWICACH



Biblioteka  
Uniwersytetu Śląskiego



Ministerstwo Nauki  
i Szkolnictwa Wyższego

Zakład Fizyki Jądrowej i Jej Zastosowań  
Instytut Fizyki  
Wydział Matematyki, Fizyki i Chemii  
Uniwersytet Śląski w Katowicach



Robert Pietrzak

Rozprawa doktorska

**Modelowanie terapeutycznych wiązek promieniowania  
za pomocą metody Monte Carlo**

promotor: dr hab. Adam Konefał

Katowice, 2017

*Składam serdeczne podziękowania mojemu promotorowi, Panu dr hab. Adamowi Konefałowi za wieloletnią współpracę, opiekę merytoryczną oraz cenne porady podczas realizacji niniejszej rozprawy.*

*Dziękuję najbliższym za wiarę i wsparcie w dążeniu do celu.*



# Spis treści

1. Cel pracy.....	- 3 -
2. Wprowadzenie .....	- 6 -
2.1 Wiązki promieniowania X.....	- 7 -
2.1.1 Oddziaływanie elektronów o energii do 6 MeV z materią.....	- 9 -
2.1.2 Oddziaływanie terapeutycznych wiązek fotonowych o potencjale nominalnym 6 MV z materią .....	- 15 -
2.2 Wiązki protonowe .....	- 19 -
2.3 Istotne wielkości fizyczne w dozymetrii promieniowania jonizującego. ....	- 21 -
2.4 Teoria Bragga-Greya i teoria Spencera-Attixa.....	- 25 -
2.5 Metoda Monte Carlo.....	- 31 -
2.5.1 Opis algorytmu Monte Carlo.....	- 31 -
2.5.2 Symulacje komputerowe w oparciu o oprogramowanie MCNPX.....	- 36 -
3. Symulacje wiązek promieniowania X o potencjale nominalnym 6 MV generowanych przez akcelerator medyczny. ....	- 41 -
3.1 Geometria akceleratora medycznego Clinac 2300 wraz z fantomem wodnym .....	- 42 -
3.1.1 Źródło elektronów oraz tarcza konwersji .....	- 42 -
3.1.2 Kolimator pierwotny .....	- 43 -
3.1.3 Filtr wygładzający .....	- 44 -
3.1.4 Kolimator wtórny .....	- 45 -
3.1.5 Pełna geometria symulowanego układu.....	- 46 -
3.2 Porównanie rozkładów dawek wyznaczonych eksperymentalnie i otrzymanych za pomocą symulacji.....	- 48 -
3.3 Widma energetyczne w wodzie .....	- 53 -
3.4 Eksperymentalne metody wyznaczania widm energetycznych w wodzie i powietrzu ...	- 59 -
3.4.1 Rozpraszanie Comptonowskie na płaskiej płytce metalu .....	- 59 -
3.4.2 Pomiar transmisji promieniowania .....	- 60 -
4. Symulacje komputerowe wiązek protonowych .....	- 63 -
4.1 Współczynniki perturbacyjne komory PTW 23343 Markus .....	- 63 -
4.1.1 Opis budowy komory PTW 23343 Markus.....	- 64 -
4.1.2 Współczynniki perturbacyjne $p_{wall}$ .....	- 65 -
4.1.3 Współczynniki perturbacyjne $p_{cav}$ .....	- 73 -

4.1.4 Współczynniki perturbacyjne $p_q$ .....	- 77 -
4.2 Wyznaczanie widma energetycznego wiązki protonowej za pomocą optymalizacji rozkładu dawek głębokościowych .....	- 80 -
4.2.1 Układ formujący wiązkę protonów na stanowisku do terapii nowotworów oka w IFJ PAN.....	- 80 -
4.2.2. Wyznaczanie widma wiązki protonowej.....	- 83 -
4.3 Porównanie rozkładów dawek głębokościowych w wodzie obliczonych modelem komory Markus i detektorami logicznymi dla wiązki protonowej .....	- 86 -
4.3.1 Obliczenia rozkładu dawek głębokościowych za pomocą detektorów logicznych ...	- 87 -
4.3.2 Obliczenia rozkładu dawek głębokościowych za pomocą komory Markus .....	- 87 -
4.3.3 Poprawka na odpowiedź komory związana ze współczynnikami $s_{w,pow}$ .....	- 88 -
4.3.4 Poprawka na odpowiedzi komory związana ze współczynnikami $p_q$ .....	- 89 -
4.3.5 Porównanie rozkładów dawek głębokościowych obliczonych za pomocą detektorów logicznych i modelem detektora Markus.....	- 90 -
4.3.6 Porównanie rozkładów dawek uzyskanych eksperymentalnie i za pomocą symulacji.....	- 92 -
5. Podsumowanie.....	- 94 -
6. Dodatki .....	- 96 -
6.1 Literatura.....	- 96 -
6.2 Spis tabel .....	- 102 -
6.3 Spis rysunków.....	- 103 -
6.4 Streszczenie.....	- 108 -

## 1. Cel pracy

Niniejsza rozprawa doktorska dotyczy modelowania wiązek terapeutycznych stosowanych we współczesnej radioterapii. Ze względu na wielkie bogactwo urządzeń wytwarzających terapeutyczne wiązki promieniowania i technik napromieniania, które wykorzystywane są w ośrodkach onkologicznych, w wykonanej pracy doktorskiej zdecydowano się na opracowanie modeli wiązek najczęściej używanych w radioterapii.

Pierwsza część pracy dotyczy modelu wiązki promieniowania X o potencjale nominalnym 6 MV, generowanej przez liniowy akcelerator medyczny Clinac 2300 firmy Varian. W oparciu o stworzony model wiązki wyznaczono widma promieniowania w ośrodku wzorcowym – wodzie dla różnych warunków napromieniania. Widma wiązek terapeutycznych, generowanych przez medyczne linaki są wykorzystywane do optymalizacji konstrukcji akceleratorów medycznych, a ponadto są stosowane we współczesnych systemach planowania leczenia. Tak wyznaczone widma mają więc duże znaczenie praktyczne.

Druga część pracy dotyczy modelowania wiązek protonowych. W niniejszej pracy ograniczono się do protonów o energiach 15 MeV, 30 MeV, 60 MeV i 80 MeV. W oparciu o opracowane modele wiązek protonowych wyznaczono współczynniki perturbacyjne dla komory jonizacyjnej typu PTW 23343 Markus. Aktualnie obowiązujące standardy zawarte w protokołach dozymetrycznych zakładają przyjęcie współczynników perturbacyjnych równych 1 dla wiązek protonowych niezależnie od ich energii. W praktyce przekłada się to na zaniedbanie tych współczynników przy przeliczaniu dawki zmierzonej komorą jonizacyjną (podstawowym detektorem używanym w dozymetrii klinicznej) na dawkę zaabsorbowaną w ośrodku wzorcowym – w wodzie i zwiększenie niepewności pomiarowej o 0.5%. Jednak, ostatnie prace pokazują, że współczynniki perturbacyjne mogą znacząco odbiegać od jedności zwłaszcza w obszarze piku Bragga oraz poza nim. W prezentowanych badaniach bazując na opracowanych modelach wiązek protonowych, szczegółowo zbadano ten problem.

Dodatkowo wykazano, że rozkład dawek głębokościowych w wodzie uzyskany modelem komory Markus może być skutecznie wyznaczony za pomocą szeregu detektorów logicznych. Taki zabieg skraca wydatnie czas symulacji i umożliwia

uzyskanie precyzyjnych danych. Ponadto, przedstawiono możliwość stosowania symulacji opartych na metodzie Monte Carlo do wyznaczenia parametrów źródła wiązki.

Do opracowania modeli wiązek wykorzystano profesjonalne oprogramowanie MCNPX w wersji 2.7.0 bazujące na metodzie Monte Carlo. Wszystkie obliczenia realizowano za pomocą symulacji komputerowych prowadzonych w środowisku Linux Ubuntu. Otrzymane wyniki zostały zweryfikowane eksperymentalnie w zakresie rozkładów dawek w wodzie.

Niniejsza praca została oparta na wynikach badań zamieszczonych w czterech artykułach opublikowanych w czasopismach specjalistycznych znajdujących się na tzw. „liście filadelfijskiej”, jednocześnie będących w ministerialnym wykazie czasopism, w części A:

- Robert Pietrzak, Adam Konefał: *Calculation of perturbation factors for the PTW 23343 Markus ionization chamber in proton beams*. Acta Physica Polonica B, Vol. 48, No. 3, 679-682 (2017).

- Robert Pietrzak, Adam Konefał: *Determination of energy spectra in water for 6 MV X rays from a medical linac*. Acta Physica Polonica B, Vol. 47, No. 3, 783-788 (2016).

- Robert Pietrzak, Adam Konefał, Maria Sokół, Andrzej Orlef: *Comparison of depth-dose distributions of proton therapeutic beams calculated by means of logical detectors and ionization chamber modeled in Monte Carlo codes*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 826, 55–59 (2016).

- Małgorzata Grządziel, Adam Konefał, Wiktor Zipper, Robert Pietrzak, Ewelina Bzymek, *Verification of the use of GEANT4 and MCNPX Monte Carlo codes for calculations of the depth-dose distributions in water for the proton therapy of eye tumours*. Nucleonika, Vol. 59, No. 2, 61-66, (2014).

Wyniki badań były prezentowane na wielu konferencjach o zasięgu krajowym i międzynarodowym. Do najważniejszych wystąpień należą:

- „Modelowanie wiązek terapeutycznych w radioterapii za pomocą symulacji Monte Carlo”, Dokonania Naukowe Doktorantów II edycja, Kraków 2014 (12.04.2014), prezentacja ustna,

- „Weryfikacja symulacji komputerowych Monte Carlo pracy akceleratora medycznego dla różnych warunków napromieniowania”, Wpływ Młodych Naukowców Na Osiągnięcia Polskiej Nauki VI edycja, Gdańsk 2014 (25.04.2014), prezentacja ustna,



- „Symulacje komputerowe rozkładów dawek głębokościowych w fantomie wodnym dla wybranych kwadratowych pól napromieniowania generowanych przez liniowy akcelerator medyczny”, XX-lecie Fizyki Medycznej Na Śląsku, Chorzów 2014 (7.06.2014), prezentacja ustna i posterowa,
- „Symulacje komputerowe Monte Carlo pracy liniowego akceleratora medycznego”, Piknik Naukowy KNF UŚ, Ustroń, (24.04.2014), prezentacja ustna,
- „Verification of Monte Carlo simulations of medical accelerator work for various irradiation conditions”, Warsaw Medical Physics Meeting, Warszawa (15.05.2014), prezentacja posterowa,
- „Monte Carlo simulation of important parameters linear medical accelerator work”, 50-lecie PTFM, Warszawa (3-5.09.2015), prezentacja ustna i posterowa,
- „Determination of energy spectra in water during emission of the 6 MV X-rays from a medical linac, Mazurian Lakes Conference on Physics, Piaski (6-13.09.2015), prezentacja posterowa,
- „Determination of perturbation factors for an air plane-parallel ionization chamber used in proton therapy”, Zakopane Conference on Nuclear Physics, Zakopane (28.08-4.09.2016), prezentacja posterowa.

## 2. Wprowadzenie

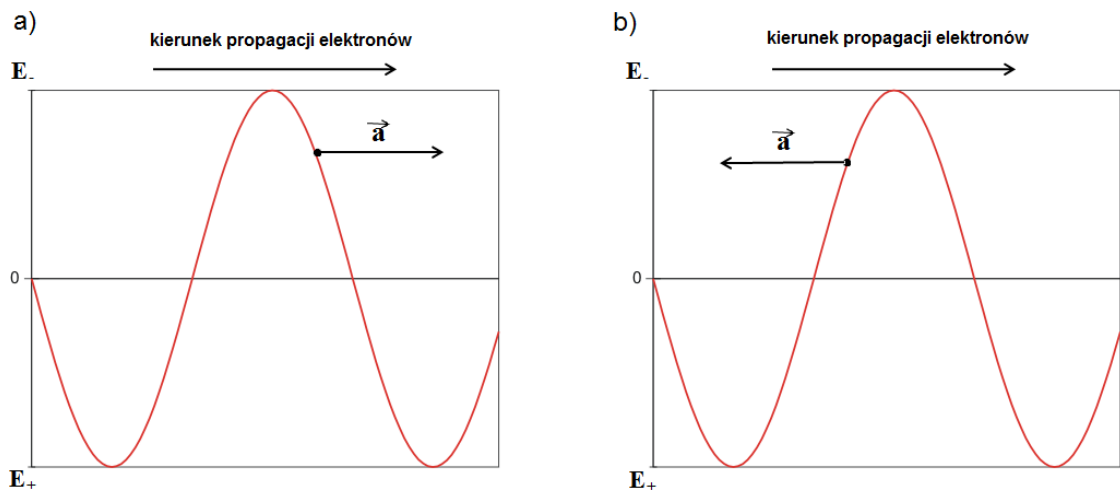
W XX i XXI wieku fizyka jądrowa znalazła wiele zastosowań. Rewolucję w diagnostyce i leczeniu nowotworów stanowiło użycie promieniowania jądrowego, które to również posłużyło do badania grubości materiałów, czy np. datowania substancji. Obecnie, leczeniem nowotworów za pomocą promieniowania jądrowego zajmuje się radioterapia. Metody, w których promieniowanie wprowadzane jest do ciała pacjenta z zewnątrz nazwano teleradioterapią. Istnieje wiele technik leczenia hadronami, elektronami oraz promieniowaniem X. Jednakże, aby udoskonalić znane technologie niezbędne jest przeprowadzanie coraz bardziej zaawansowanych badań z użyciem dokładniejszych przyrządów pomiarowych. Niestety, nie zawsze takie postępowanie jest gwarancją zwiększenia precyzji, czy efektywności wprowadzanej technologii. Nie każdy eksperyment jest w stanie zapewnić uzyskanie wysokiej jakości wyników, ze względu na metodykę pomiaru lub rodzaj układu pomiarowego użytego podczas doświadczenia. Często eksperyment jest niemożliwy do wykonania ze względów technicznych np. dla wiązki protonowej padającej na fantom wodny, bezpośredni pomiar rozkładu dawek w wodzie za pomocą wnek powietrznych o zadanej geometrii i położeniu w przestrzeni, ograniczonych jedynie wodą jest niewykonalny. W takich przypadkach pomocne mogą okazać się metody obliczeniowe. W fizyce jądrowej opis transportu cząstek przez materię ma charakter probabilistyczny. Nie ma możliwości deterministycznego opisu transportu cząstki przechodzącej przez materiał z którym oddziałuje ona na wiele sposobów. Można jedynie mówić o „średnim zachowaniu” i o „uśrednionym torze ruchu” cząstki. Niezwykle użyteczne do rozwiązywania zagadnień fizyki jądrowej są symulacje stochastycznych procesów, ściśle związane z metodą obliczeniową nazywaną „Monte Carlo” (MC). Obecnie najpopularniejszymi kodami bazującymi na algorytmie MC są: MCNP [1], MCNPX [2], GEANT4 [3], FLUKA [4], BEAMnrc [5]. Obliczenia prowadzone za pomocą tego oprogramowania można uznać za metodę pół-eksperymentalną, gdyż bazują one na doświadczalnie wyznaczonych przekrojach czynnych na oddziaływania cząstek z materią [1]. Znajomość przekrojów czynnych, w połączeniu z algorytmem Monte Carlo pozwala analizować problemy, których eksperymentalnie nie sposób rozwiązać z zadowalającą dokładnością lub nie jest to w ogóle możliwe. Do takich problemów badawczych, należy wyznaczenie widma energetycznego wiązki terapeutycznej w wodzie lub określenie współczynników perturbacyjnych dla komór jonizacyjnych stosowanych w dozymetrii klinicznej. Widma

energetyczne w wodzie mogą być wyznaczone eksperymentalnie, lecz niewykonalne jest wyznaczenie ich z dowolną dokładnością. Natomiast brak możliwości stworzenia „idealnego detektora wodnego” (składającego się jedynie z wody), mającego stały, ustalony w czasie rozmiar, uniemożliwia przeprowadzenie bezpośredniego pomiaru dawki w wodzie z dowolną dokładnością. Powszechnie używane w pomiarach dawek komory jonizacyjne wymagają stosowania ilorazów masowej zdolności hamowania cząstek w wodzie i powietrzu ( $s_{w,pow}$ ) oraz współczynników perturbacyjnych ( $p_q$ ) dla obszarów napromienianych, dla których nie są spełnione warunki Spencera-Attixa.

## 2.1 Wiązki promieniowania X

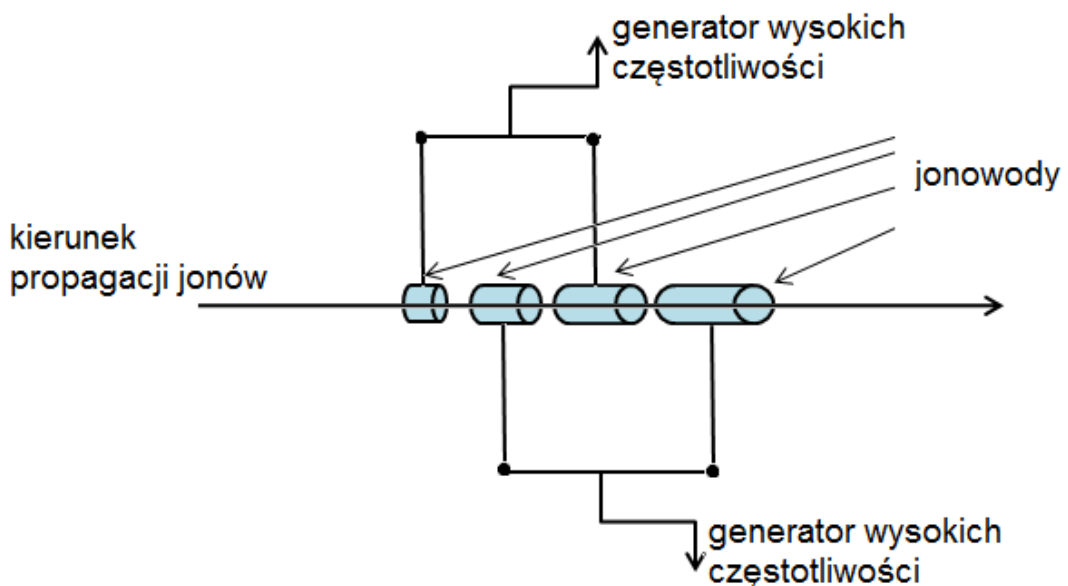
W niniejszym podrozdziale omówiono kluczowe zjawiska fizyczne, użyte do modelowania terapeutycznej wiązki promieniowania X o potencjale nominalnym 6 MV i do symulacji napromieniania tą wiązką fantomu wodnego. Celem tych symulacji było wyznaczenie widm energetycznych w fantomie wodnym dla wiązki promieniowania X o potencjale nominalnym 6 MV. Widmo wiązki promieniowania X – 6 MV jest widmem ciągłym i mieści się w zakresie od najmniejszych energii do 6 MeV. Wiązka taka jest wytworzona poprzez wyhamowanie monenergetycznej wiązki elektronów o energii 6 MeV na miedzianej tarczy o grubości 1 cm.

Wykorzystany w eksperymencie liniowy akcelerator medyczny Clinac 2300 przyspiesza elektrony za pomocą stojącej fali elektromagnetycznej [21]. Działanie przyspieszacza można przedstawić następująco. W obwodzie elektrycznym zawierającym katodę pod wpływem przepływu prądu elektrycznego oraz wysokiej temperatury dochodzi do termoemisji w wyniku, której są emitowane elektrony. Następnie, elektrony przechodzą przez jonowód złożony z segmentów, pomiędzy które doprowadzone jest zmienne pole elektryczne wysokiej częstotliwości. Odległości między segmentami są tak ustalone aby pomiędzy rezonatorami wytwarzana była fala stojąca. Jeśli elektron znajdzie się pomiędzy segmentami działa na niego pole elektryczne. Istotne jest, żeby elektron znalazł się w takim położeniu aby z jednej strony był odpychany przez pole elektryczne znajdujące się za "nim", a z drugiej był przyciągany przez pole znajdujące się bezpośrednio przed "nim" (Rys. 2.1a). Gdyby elektron poruszał się zbyt długo pomiędzy segmentami, wówczas wytworzona zmiana pola elektrycznego pomiędzy segmentami hamowałaby elektron (Rys. 2.1b).



**Rysunek 2.1** Przykładowa pozycja elektronu względem stojącej fali elektromagnetycznej  
 a) przyspieszanie elektronu, b) hamowanie elektronu.

Aby zapobiec temu elektron pomiędzy kolejnymi segmentami przechodzi przez część jonowodu, która ekranuje pole elektryczne. Długość ekranującego jonowodu powinna być taka, aby elektron po przejściu przez jonowód znów trafiał na przyspieszające pole elektryczne. Po kolejnych przyspieszeniach, prędkość elektronu jest coraz większa. Skutkuje to większymi długościami jonowodów ekranujących po kolejnych przyspieszeniach (Rys. 2.2) [22].



**Rysunek 2.2** Uproszczony schemat modułu przyspieszającego.

Przyspieszone elektrony są niemal monoenergetyczne. Wytworzona w ten sposób wiązka elektronów trafia na tarczę konwersji, gdzie dochodzi do wyhamowania elektronów i powstania ciągłego promieniowania hamowania, które bezpośrednio trafia do obszaru napromienianych tkanek pacjenta. Zatem, aby odpowiednio zrozumieć działanie akceleratora medycznego w kontekście radioterapii, należy rozważyć zjawiska rządzące transportem elektronów i fotonów o energii do 6 MeV w materii. Poniższy podrozdział został poświęcony kluczowym oddziaływaniom elektronów i fotonów z materią.

### 2.1.1 Oddziaływanie elektronów o energii do 6 MeV z materią

Elektrony przemierzając materię oddziałują z polem elektrycznym elektronów i jąder atomowych. Kluczowymi procesami oddziaływań są [6-7]:

1. Jonizacja.
2. Elastyczne zderzenia z jądrami i elektronami.
3. Promieniowanie hamowania.
4. Wzbudzenia atomowych (molekularnych) stanów energetycznych.

Jonizacja to zjawisko, w którym cząstki za pomocą pola elektrycznego odrywają elektrony z atomów. Elektrony o energii 6 MeV (energia znacznie przewyższająca energię wiązania elektronów na powłoce K), mogą wybijać elektrony ze wszystkich powłok elektronowych, we wszystkich izotopach. Zaznaczyć należy, iż wskutek tego dochodzi do dwóch konkurencyjnych procesów: autojonizacji (efekt Augera) lub emisji promieniowania charakterystycznego. Ponadto, wybite elektrony poza obszar atomu można podzielić na te, które natychmiast rekombinują lub posiadają wystarczającą ilość energii, aby ulec kolejnym (wtórnym) zjawiskom. Są to tzw. elektrony  $\delta$ . Stratę energii elektronów na jednostkę długości w wyniku jonizacji ośrodka opisuje zależność [10]:

$$-\left(\frac{dT_e}{dx}\right)_{jon} = \frac{2\pi e^4 n_e}{m_e v^2} \left[ \ln \frac{m_e v^2 T_e}{2I^2(1-\beta^2)} - \ln(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) + 1 - \beta^2 \right] \quad (2.1)$$

gdzie:

$T_e$  - relatywistyczna energia kinetyczna elektronu,

$n_e$  - koncentracja elektronów ośrodka,

$m_e$  - masa elektronu,

$e$  - elementarny ładunek elektryczny,

$I$  - średni potencjał jonizacyjny atomów ośrodka,

$v$  - prędkość elektronu,

$$\beta = \frac{v}{c},$$

$c$  - prędkość światła.

Elastyczne zderzenia z jądrami i elektronami są zderzeniami, w których elektrony zmieniają kierunek oraz energię zgodnie z zasadą zachowania energii i pędu, przy czym znacząca zmiana energii następuje tylko podczas rozprożeń na elektronach. Stosunek masy elektronu do jądra wodoru  $m_e/M_H$  wynosi około 0,000545, dlatego też zgodnie z zasadą zachowania energii i pędu, prędkości jądra wodoru oraz elektronu po centralnym rozproszeniu elektronu na spoczywającym jądrze wodoru wynoszą odpowiednio:

$$v_j = \frac{u_j(m_j - m_e) + 2m_e u_e}{m_j + m_e} = \frac{0 \cdot (m_j - m_e) + 2m_e u_e}{1,000545 m_j} \cong 0,001089 u_e \quad (2.2)$$

$$v_e = \frac{u_e(m_e - m_j) + 2m_j u_j}{m_j + m_e} = \frac{-u_e \cdot 0,999455 m_j + 2m_e \cdot 0}{1,000545 m_j} \cong -0,9989 u_e \quad (2.3)$$

gdzie:

$v_j$  - prędkość jądra wodoru po rozproszeniu,

$v_e$  - prędkość elektronu po rozproszeniu,

$u_j$  - prędkość jądra wodoru przed rozproszeniem,

$u_e$  - prędkość elektronu przed rozproszeniem,

$m_j$  - masa jądra wodoru.

W powyższym przypadku, zderzenia centralnego rozpatrujemy maksymalną stratę energii. Przy rozproszeniach niecentralnych wartość bezwzględna prędkości elektronu byłaby bliższa  $1 \cdot u_e$ . Często więc przyjmuje się, że elektron podczas zderzenia sprężystego niezależnie od liczby atomowej  $Z$  jądra nie zmienia swojej energii kinetycznej.

Promieniowanie hamowania występuje, gdy cząstka obdarzona ładunkiem elektrycznym, podczas oddziaływania z jądrem i elektronami może doznać zmiany energii całkowitej, czyli procesu nieelastycznego. Wówczas dochodzi do emisji promieniowania hamowania (niem. Bremsstrahlung), którego energia równa jest zmianie energii oddziałujących cząstek, liczonej jako różnica energii całkowitej przed i po procesie. Proces ten można wytłumaczyć za pomocą teorii opracowanej przez Fermiego. W układzie poruszającej się cząstki naładowanej możemy mówić o polu magnetycznym wytworzonym przez cząstkę oraz o polu elektrycznym działającym na cząstkę, pochodzącym od jądra atomowego. Istotnym jest, że prostopadła składowa pola elektrycznego oraz wektor pola magnetycznego są wzajemnie prostopadłe. Powstałe w ten sposób pole elektromagnetyczne, można opisać za pomocą płaskiej fali elektromagnetycznej. Rozproszone fale na elektronie w układzie laboratoryjnym stanowią promieniowanie hamowania. Wydzielana moc przez cząstkę w wyniku emisji promieniowania hamowania zgodnie z formułą Larmora (2.4) zależy od kwadratu przyspieszenia cząstki [8], [10]:

$$P = \frac{q^2 a^2}{6\pi \epsilon_0 c^3} \quad (2.4)$$

gdzie:

$P$  - moc,

$a$  - przyspieszenie cząstki,

$q$  - ładunek cząstki,

$\epsilon_0$  - przenikalność elektryczna próżni.

Mając na uwadze, że przyspieszenie bądź opóźnienie padających cząstek może przyjmować różne wartości, energie emitowanych fotonów mieszczą się w przedziale  $< 0, E >$ , gdzie  $E$  jest maksymalną energią padających cząstek. Zatem, widmo energetyczne promieniowania hamowania ma charakter ciągły.

Formułę opisującą straty energii cząstki na promieniowanie hamowania na jednostkę długości drogi podali Bethe i Heitler:

$$-\left(\frac{dT_e}{dx}\right)_{prom} = \frac{16}{3} n T_e \frac{Z^2 e^2 r_e^2}{137} \quad (2.5)$$

dla  $T_e \ll m_e c^2$ ,

$$-\left(\frac{dT_e}{dx}\right)_{prom} = n T_e \frac{Z^2 e^2 r_e^2}{137} \left(4 \ln \frac{2T_e}{m_e c^2} - \frac{4}{3}\right) \quad (2.6)$$

dla  $m_e c^2 \ll T_e \ll 137 m_e c^2 Z^{-1/3}$ ,

$$-\left(\frac{dT_e}{dx}\right)_{prom} = n T_e \frac{Z^2 e^2 r_e^2}{137} \left(4 \ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{2}{9}\right) \quad (2.7)$$

dla  $137 m_e c^2 Z^{-1/3} \ll T_e$ ,

gdzie:

$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$  - teoretyczny promień elektronu,

$n$  - koncentracja atomów,

$Z$  - liczba atomowa jądra.

Z powyżej wskazanych zależności, można wywnioskować, iż strata energii na jednostkę drogi w wyniku procesu radiacyjnych strat zależy od liczby atomowej  $Z$  jądra, koncentracji atomów  $n$  oraz energii kinetycznej elektronów  $T$ . Zapisując zależność (2.1) w formie przybliżonej:

$$-\left(\frac{dT_e}{dx}\right)_{jon} \sim n Z \quad (2.8)$$

oraz porównując z zależnościami (2.5-2.7) otrzymujemy:

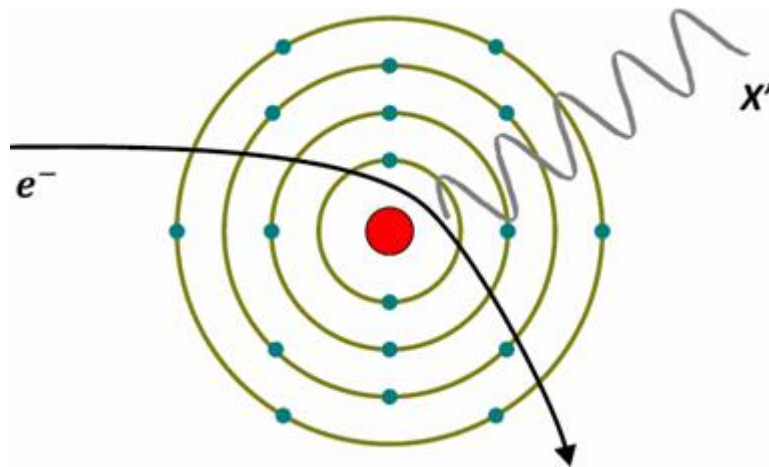
$$\frac{\left(\frac{dT_e}{dx}\right)_{prom}}{\left(\frac{dT_e}{dx}\right)_{jon}} \sim T_e Z \quad (2.9)$$



Dla elektronów, których energie wyrażone są w MeV zależność tę można przedstawić:

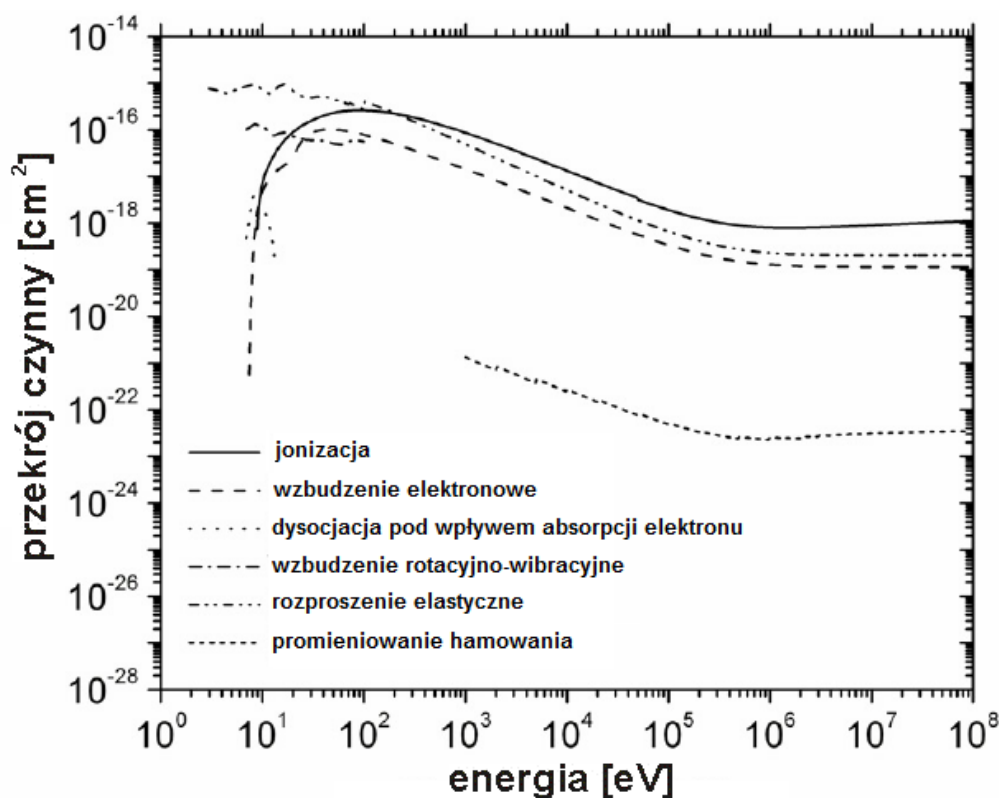
$$\frac{\left(\frac{dT_e}{dx}\right)_{prom}}{\left(\frac{dT_e}{dx}\right)_{jon}} \approx \frac{T_e Z}{800} \quad (2.10)$$

Tarcza konwersji użyta w akceleratorze medycznym Clinac 2300 firmy Varian, która była odwzorowana w przeprowadzonych symulacjach wykonana jest z miedzi, czyli materiału o licznie atomowej  $Z = 29$ . Dla monoenergetycznej wiązki elektronów o energii 6 MeV, stosunek opisany zależnością (2.10) wynosi 0,2175.



**Rysunek 2.3** Schemat powstawania promieniowania hamowania w obecności jądra atomowego [57].

Wzbudzenia atomowych (molekularnych) stanów energetycznych występują, gdy cząstki oddziałujące z atomami bądź molekułami materii mogą doprowadzić do nieelastycznych rozprożeń, w wyniku których elektrony na powłokach atomowych o niższych poziomach energetycznych przenoszone są na wyższe poziomy. Przekrój czynny na wzbudzenie atomu przez padające elektrony, osiąga maksimum dla energii z zakresu  $10^0$ - $10^2$  eV [9], w zależności od rodzaju izotopu (bądź molekuly) oraz typu przejścia między poziomami. Przekroje czynne w funkcji energii na wyżej opisane procesy dla cząsteczki wody przedstawia Rys 2.4.



**Rysunek 2.4** Przekroje czynne w funkcji energii dla oddziaływań elektronów z molekułami wody. Rysunek zmodyfikowany, bazujący na pracy I. Plante [7].

Powyższe dane wskazują, iż przekrój czynny na promieniowanie hamowania dla elektronów o energii 6 MeV w wodzie jest około  $10^3$  razy mniejszy od przekroju czynnego na wzbudzenie elektronu oraz  $10^4$  razy mniejszy od przekroju czynnego na jonizację. Pomimo tego, dla rosnących energii padających elektronów, straty energii na jednostkę długości ( $dT_e/dx$ ) w wyniku emisji promieniowania hamowania rosną szybciej w stosunku do strat na jonizację. Na  $10^4$  jonizacji przypada średnio jedna emisja fotonu w wyniku promieniowania hamowania, przy czym należy zaznaczyć, że może to być foton o dowolnej energii z przedziału od  $(0, E >$ , gdzie  $E$  jest maksymalną energią elektronu. Przy coraz wyższej energii elektronu, powstaje foton o średnio wyższej energii. Straty energii na jonizację i emisję promieniowania hamowania dla pewnych energii elektronów są równe [6]. Energię tę nazywa się *energiją krytyczną* i jest ona charakterystyczna dla danego materiału o liczbie  $Z$ .

### 2.1.2 Oddziaływanie terapeutycznych wiązek fotonowych o potencjale nominalnym 6 MV z materią

Promieniowanie elektromagnetyczne ulega oddziaływaniom z elektronami i jądrami atomowymi za pomocą pola elektrycznego. Kluczowymi zjawiskami, towarzyszącymi przechodzeniu fotonów o energii do 6 MeV przez materię są: efekt fotoelektryczny, rozpraszanie Comptona oraz kreacja pary elektron-pozyton.

Efekt fotoelektryczny jest zjawiskiem, podczas którego foton absorbowany jest przez elektron, w wyniku czego elektron emitowany jest poza obszar atomu. Zjawisko to może zajść wówczas, gdy energia padającego fotonu jest większa od energii jonizacji elektronu znajdującego się na  $n$ -tej powłoce elektronowej. Wówczas, energia kinetyczna jaką niesie elektron opisana jest następującą zależnością:

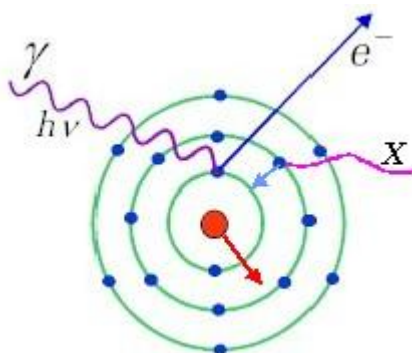
$$T_e = E_f - I_n \quad (2.11)$$

gdzie:

$T_e$  - energia kinetyczna wybitego elektronu,

$E_f$  - energia fotonu,

$I_n$  - energia jonizacji na  $n$ -tej powłoce.



**Rysunek 2.5** Schematyczne przedstawienie efektu fotoelektrycznego dla powłoki K w atomie siarki oraz deekscytacji atomu – przejścia elektronu z wyższej powłoki elektronowej na niższą [58].

Należy podkreślić, iż jeżeli energia fotonu jest większa niż energia wiązania dla elektronu będącego na powłoce K, to możliwe jest zajście zjawiska fotoelektrycznego

również dla elektronów na powłokach L, M, N i wyższych. Z kolei, gdy energia fotonu jest mniejsza niż energia jonizacji dla elektronu na powłoce K ale większa niż energia jonizacji dla powłok L, M, N, wówczas prawdopodobne jest wybitcie elektronów tylko z powłok L, M, N i wyższych. Przekrój czynny jest opisany następującą zależnością empiryczną:

$$\sigma_f = C \frac{Z^k}{E_f^n} \quad (2.12)$$

gdzie:

$\sigma_f$  - przekrój czynny na zjawisko fotoelektryczne,

$Z$  - liczba atomowa,

$C$  - stała,

$k, n$  - stałe zależne od energii fotonów,

$E_f$  - energia padającego fotonu.

Efekt fotoelektryczny nie może zajść dla swobodnych elektronów. W takim przypadku, zajście procesu wyklucza zasada zachowania energii i pędu.

Rozpraszanie rentgenowskiego promieniowania elektromagnetycznego na swobodnych elektronach (za takie można uważać elektrony na powłokach walencyjnych) nazywane jest efektem Comptona. Podobnie jak dla efektu fotoelektrycznego, promieniowanie elektromagnetyczne ujawnia korpuskularną naturę podlegającą zasadom zachowania energii i pędu. Całkowity przekrój czynny na efekt Comptona opisuje równanie:

$$\sigma_c = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1+\varepsilon}{\varepsilon} \left[ \frac{2(1+\varepsilon)}{1+2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon} \ln(1+2\varepsilon) \right] + \frac{1}{2\varepsilon} \ln(1+2\varepsilon) - \frac{1+3\varepsilon}{(1+2\varepsilon)^2} \right\} \quad (2.13)$$

gdzie:

$$\varepsilon = \frac{E_f}{m_e c^2}$$

Z zasady zachowania energii i pędu dla układu foton – elektron wynikają związki pomiędzy energią fotonu rozproszonego, a energią fotonu padającego i kątem

rozproszenia  $\theta$  (2.14), a także pomiędzy długością fotonów padających i rozpraszanych oraz kątem rozproszenia (2.15):

$$E_f' = \frac{E_f}{1 + \frac{E_f}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (2.14)$$

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta) \quad (2.15)$$

gdzie:

$E_f$  - energia padającego fotonu,

$E_f'$  - energia rozproszonego fotonu,

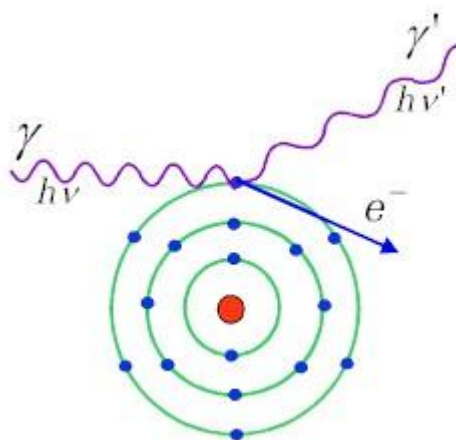
$\theta$  - kąt rozproszenia,

$\lambda$  - długość padającej fali,

$\lambda'$  - długość rozproszonej fali,

$\Delta\lambda$  - zmiana długości fali.

Zależność (2.15) dowodzi, iż zmiana długości promieniowania elektromagnetycznego nie zależy od długości padającego promieniowania, a jedynie od kąta rozproszenia. Wartość ta jest maksymalna dla kąta  $180^\circ$  i wynosi  $4,84 \cdot 10^{-10}$  m. Promieniowanie  $\gamma$  o energii 1 MeV ma długość ok.  $10^{-10}$  m, czyli dla rozproszenia pod kątem  $180^\circ$  energia maleje około 6-krotnie. Natomiast, promieniowanie świetlne o energii 1 eV charakteryzuje się długością fali ok.  $10^{-4}$  m. Zatem, dla długości fal z zakresu światła widzialnego i dłuższych, zmiana długości jest pomijalnie mała, a rozproszone światło nie ulega znaczącej zmianie energii.



**Rysunek 2.6** Schematyczne przedstawienie zjawiska Comptona na „prawie” swobodnych elektronach walencyjnych atomu siarki [58].

W obecności elektronu bądź jądra atomowego, promieniowanie elektromagnetyczne o odpowiedniej energii może powodować reakcję pary elektron-pozyton. Zjawisko to nie zachodzi jednak w próżni. W oparciu o Szczególną Teorię Względności fakt ten można wytłumaczyć w następujący sposób: w pewnym, odpowiednio dobranym układzie odniesienia, energia fotonów jest wystarczająca do reakcji pary elektron-pozyton. Można jednak wybrać inny poruszający się układ odniesienia w taki sposób, aby zgodnie z efektem Dopplera częstotliwość promieniowania elektromagnetycznego była mniejsza niż w poprzednim układzie oraz, aby energia fotonu  $E_f < 2m_e c^2$ . Takiej sytuacji nie przewiduje Szczególna Teoria Względności, zgodnie z którą wszystkie zjawiska fizyczne, obserwowane w inercjalnych układach odniesienia są takie same. W tej sytuacji, w pewnych układach odniesienia dochodziłoby do reakcji, a w innych, odpowiednio dobranych układach nie byłoby to możliwe, bowiem energia fotonu byłaby za mała do stworzenia pary elektron-pozyton. Powyższy paradoks nie ma miejsca jeśli reakcja następuje w obrębie elektronu lub jądra atomowego. Przekrój czynny na reakcję pary elektron-pozyton można opisać wzorem:

$$\sigma_p = \frac{Z^2}{137} r_e^2 \left[ \frac{28}{9} \ln \left( 183Z^{-\frac{1}{3}} \right) - \frac{2}{27} \right] \quad (2.16)$$

gdzie:

$\sigma_p$  - przekrój czynny na reakcję pary elektron-pozyton.

Istotnym jest, że jeżeli kwant promieniowania  $\gamma$  posiada energię większą niż energia separacji cząstki w jądrze atomowym, to możliwe jest wybitcie tej cząstki poza obszar jądra. Dochodzi wtedy do reakcji jądrowych nazywanych reakcjami fotojądrowymi, w trakcie których w kanale wyjściowym pojawiają się neutrony, protony lub nawet cząstki  $\alpha$  (przy energiach fotonów rzędu 20 MeV i wyższych).

$$E_\gamma > \varepsilon_x \quad (2.17)$$

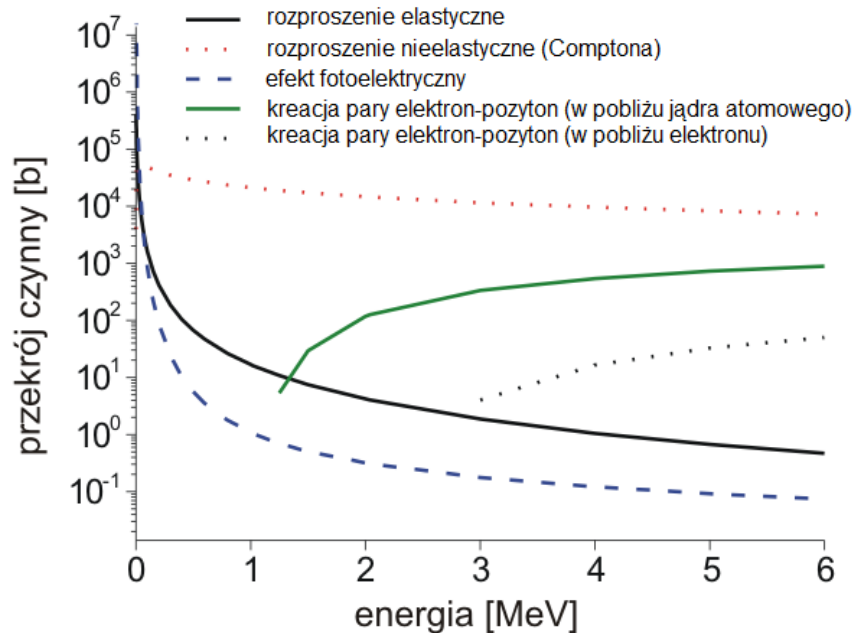
gdzie:

$E_\gamma$  - energia pochłanianego fotonu,

$\varepsilon_x$  - energia separacji cząstki wyrzucanej poza obszar jądra.

Należy podkreślić, że najczęściej obserwowanymi reakcjami fotojądrowymi są reakcje  $(\gamma, n)$  i  $(\gamma, p)$ . Rozkład kątowy produktów tych reakcji, wskazuje na bezpośredni

mechanizm wybijania cząstek poza obszar jądra atomowego. Przekroje czynne na reakcje fotojądrowe są dużo mniejsze niż dla opisanych wcześniej efektów tzn. zjawiska Comptona, efektu fotoelektrycznego, czy tworzenia par elektron-pozyton.



**Rysunek 2.7** Przekrój czynny dla kluczowych zjawisk z udziałem promieniowania elektromagnetycznego. Dane zostały zaczerpnięte z bazy XCOM [11].

Wyniki symulacji rozważanej wiązki terapeutycznej promieniowania X przedstawione w rozdziale 3 (Rys. 3.18) wskazują, że średnia energia fotonów w fantomie wodnym wzdłuż osi głównej wiązki, wynosi w zależności od głębokości i wielkości pola napromieniowania od 0,8 MeV do 2 MeV. Oznacza to, iż największy wpływ na transport fotonów w wodzie ma zjawisko Comptona (Rys. 2.7)

## 2.2 Wiązki protonowe

Ze względu na cel pracy dotyczący terapeutycznych wiązek protonowych, niniejszy podrozdział poświęcono skrótowemu omówieniu oddziaływania protonów z materią.

Protony posiadają masę ponad 1830 razy większą od elektronów. Propagując się w materii o równoważnej koncentracji centrów oddziaływania, protony oddziałują siłami kulombowskimi tak samo jak oddziałują elektrony. Pomimo tego, ze względu na większą

masę, protony doznają przyspieszeń ok. 1830 razy mniejszych. Konsekwencją tego jest pomijalnie małe promieniowanie hamowania.

Istotnymi zjawiskami opisującymi propagację protonów są:

1. Jonizacja.
2. Wzbudzenia atomowych (molekularnych) stanów energetycznych.
2. Rozpraszanie elastyczne.
3. Reakcje jądrowe.

Jonizacja opisana w podrozdziale dotyczącym oddziaływania elektronów z materią jest tożsama dla protonów. Różnica dotyczy strat energii na jednostkę drogi protonu (2.18):

$$-\left(\frac{dT_e}{dx}\right)_{jon} = \frac{4\pi e^4 n_e}{m_e v^2} \left[ \ln \frac{2m_e v^2}{I} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \quad (2.18)$$

Rozpraszanie elastyczne bez zmiany energii występuje, gdy masa protonu jest dużo mniejsza niż masa jądra, na którym dochodzi do rozproszenia. Wówczas, energia i wartość pędu pozostaje stała, zmianie ulega natomiast kierunek ruchu protonów. W przypadku rozproszenia protonu na jądrze o tej samej masie (jądrze wodoru), różniczkowy przekrój czynny na to zjawisko opisany jest zależnością Motta dla cząstek ze spinem 1/2 [10]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{z^2 e^2}{T}\right)^2 \left\{ \frac{1}{\sin^4 \theta} + \frac{1}{\cos^4 \theta} - \frac{\cos \left[ \frac{(ze)^2}{\hbar v} \ln tg^2 \theta \right]}{\sin^2 \theta \cos^2 \theta} \right\} \cos \theta \quad (2.19)$$

gdzie:

$\frac{d\sigma}{d\Omega}$  - różniczkowy przekrój czynny na rozproszenie w kąt bryłowy  $(\Omega, \Omega + d\Omega)$ ,

$\theta$  - kąt rozproszenia liczony względem pierwotnego kierunku propagacji protonu.

Podkreślić należy, iż protony ulegają również reakcjom jądrowym, w wyniku których w kanale wyjściowym pojawiają się neutrony, protony, deuterony, trytony, cząstki alfa itp. Przekroje czynne na te reakcje jądrowe nie przekraczają 0,7 b [12], podczas gdy przekroje czynne na jonizację mieszczą się w zakresie  $10^4$ - $10^8$  b [13], [52].



Zatem przyjąć należy, że reakcje jądrowe pełnią rolę marginalną przy przechodzeniu protonów przez materię.

### 2.3 Istotne wielkości fizyczne w dozymetrii promieniowania jonizującego.

Podstawową wielkość fizyczną w dozymetrii promieniowania jonizującego stanowi dawka. Zdefiniowana jest ona jako stosunek energii zaabsorbowanej  $dE$  w jednostce objętości  $dV$  do masy  $dm$  zawartej w rozpatrywanej objętości:

$$D = \frac{dE}{dm} \quad (2.20)$$

Z kolei kerma, zdefiniowana jest jako stosunek energii utraconej przez cząstkę (cząstki) o ładunku zerowym, niesioną w postaci energii kinetycznej naładowanych cząstek wtórnych  $dE_t$  na jednostkę masy  $dm$ :

$$K = \frac{dE_t}{dm} \quad (2.21)$$

W pewnych warunkach, zwanych równowagą cząstek naładowanych wyprodukowanych przez cząstki neutralne (fotony, neutrony), wartości kermy oraz dawki są równe (ang. Charged Particle Equilibrium - CPE). Dla cząstek naładowanych jest to równowaga elektronów delta. Warunki CPE zachodzą, gdy w pewnym umownie wybranym obszarze w przestrzeni, energia cząstek wtórnych wchodzących do wnęki detektora jest równa energii cząstek wtórnych wychodzących z wnęki. Natomiast, równowaga elektronów delta występuje, gdy fluencja elektronów wtórnych w obrębie komory jest niezaburzona.

Kolejną wielkością dozymetryczną jest fluencja cząstek opisana jako ilość cząstek  $dN(E)$  wiązki promieniowania o energii  $E$  przecinająca powierzchnię  $dS$ :

$$\Phi = \frac{dN(E)}{dS} \quad (2.22)$$

Równoznaczną postacią dla wielu zagadnień jest fluencja przedstawiona jako stosunek sumy dróg  $\sum ds$  cząstek przecinających objętość  $dV$  [15]:

$$\Phi = \frac{\sum ds}{dV} \quad (2.23)$$

Fluencje energii opisuje się natomiast stosunkiem energii  $dE$  przenikającej powierzchnię  $dS$  do powierzchni  $dS$ :

$$\Phi_E = \frac{dE}{dS} \quad (2.24)$$

Szczególne znaczenie w dozymetrii promieniowania jonizującego mają współczynniki zdolności hamowania  $S(E)$  (ang. stopping-power ratio), określone jako strata energii cząstek  $dE$  na jednostkę długości  $dx$ :

$$S(E) = -\frac{dE}{dx} \quad (2.25)$$

Całkowity współczynnik zdolności hamowania  $S_{tot}$  cząstek pierwotnych stanowi suma energii straconej na jednostkę drogi w wyniku zderzeń  $S_{col}$  i emisji promieniowania hamowania  $S_{rad}$ :

$$S_{tot} = S_{col} + S_{rad} \quad (2.26)$$

Niniejszy wzór ma szczególne znaczenie dla elektronów, które tracą energię zarówno ulegając zderzeniom, jak i wskutek oddziaływania z polem elektrycznym jąder emitując, promienie hamowania. Jak wcześniej wspomniano, dla ciężkich cząstek naładowanych strata energii w wyniku promieniowania hamowania jest znikoma. Wówczas, całkowite straty energii równe są stratom zachodzącym w wyniku zderzeń.

Wartość współczynnika stopping-power zależy od:

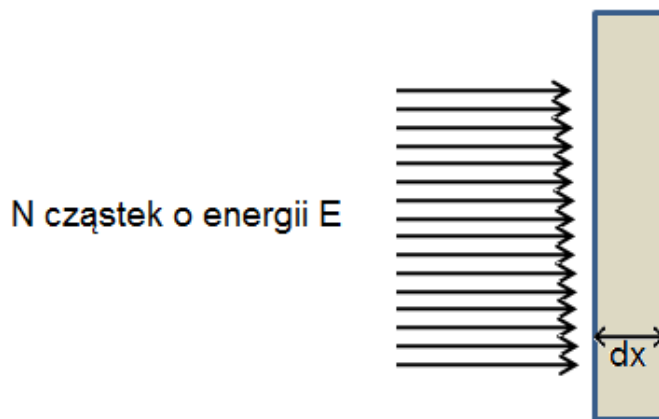
- rodzaju cząstek propagujących się przez materię,
- energii promieniowania,
- rodzaju oraz gęstości ośrodka w którym dochodzi do propagacji promieniowania.

Iloraz współczynnika stopping-power przez gęstość ośrodka, w którym dochodzi do propagacji promieniowania  $\frac{S_{tot}}{\rho}$  pozwala uniezależnić wartość współczynnika od gęstości materiałów. Stworzona w ten sposób wielkość nazywana jest masowym współczynnikiem zdolności hamowania (mass stopping-power ratio). Jej wartość jest charakterystyczna dla danego ośrodka. Równie ważną, a jednocześnie podobną wielkością jest liniowy przekaz energii (ang. *LET*), który oznacza energię zdeponowaną  $dE_{abs}$  na jednostkę drogi  $dx$ :

$$LET = \frac{dE_{abs}}{dx} \quad (2.27)$$

Różnica pomiędzy kolizyjnym współczynnikiem stopping-power, a  $LET$  jest podobna, jak w przypadku dawki i kerry. Kolizyjne współczynniki stopping-power opisują stratę energii przez cząstkę, zatem są równe energii niesionej przez cząstki wtórne, a z kolei współczynniki  $LET$  dotyczą energii lokalnie zaabsorbowanej. Należy nadmienić, że  $LET$  nie zawiera przyczynku od promieniowania hamowania. W wyniku jonizacji powstają elektrony, które zostają absorbowane, dając wkład do energii zdeponowanej przez wiązkę. Zatem, dla ciężkich cząstek naładowanych, w odpowiednio dużych obszarach takich, w których elektrony wtórne są całkowicie absorbowane, kolizyjne (w tym przypadku również całkowite) współczynniki stopping-power oraz  $LET$  są prawie równe [16].

Ciężkie cząstki naładowane przechodząc przez warstwę absorbenta  $dx$  deponują energię  $dE$ . Energia zaabsorbowana  $dE$  jest proporcjonalna do grubości absorbenta oraz ilości padających cząstek (2.28).



**Rysunek 2.8** Schemat układu służącego do określenia zależności dawki od współczynników  $S_{col}$  i fluencji  $\Phi$ .

Zatem:

$$dE \sim N \cdot dx \quad (2.28)$$

$$dE = k \cdot N \cdot dx \quad (2.29)$$

Współczynnikiem proporcjonalności  $k$  we wzorze (2.29) jest LET. Jak wspomniano, dla ciężkich cząstek naładowanych, w tym protonów LET jest równy kolizyjnemu współczynnikowi stopping-power. Zatem, równość ta może być opisana zależnością:

$$dE = S_c(E) \cdot N \cdot dx \quad (2.30)$$

Dzieląc obustronnie równanie (2.30) przez masę  $dm$ , oraz stosując podstawienie  $\rho dV$  otrzymujemy:

$$\frac{dE}{dm} = \frac{S_c(E) \cdot N \cdot dx}{\rho dV} \quad (2.31)$$

Zakładając jednorodność wiązki możemy założyć iż każda cząstka przebyła taką samą drogę równą  $dx$ . Zgodnie z równaniem (2.23) możemy zapisać, że:

$$\Phi = \frac{\sum ds}{dV} = \frac{N \cdot dx}{dV} \quad (2.32)$$

Lewa strona równania (2.31) jest równa dawce pochłoniętej w objętości  $dV$ . Łącząc zależności (2.31-2.32), otrzymujemy wyrażenie na dawkę w funkcji masowego współczynnika stopping-power i fluencji cząstek dla monoenergetycznej wiązki:

$$D = \frac{S_{col}(E)}{\rho} \Phi \quad (2.33)$$

Różniczkując zależność (2.33) po energii, a następnie całkując, otrzymujemy wzór na dawkę pochodzącą od wiązki o ciągłym widmie energetycznym [17-18]:

$$D = \int_0^{E_{max}} \frac{S_{col}(E)}{\rho} \frac{d\Phi}{dE} dE \quad (2.34)$$

Dla promieniowania elektromagnetycznego, dawkę pochłoniętą można określić analogicznie. Jednak wówczas współczynnik zdolności hamowania kolizyjnego  $S_{col}(E)$  zastępuje współczynnik przekazania energii  $\mu(E)$ , a wtedy wyżej opisana zależność przyjmuje postać:

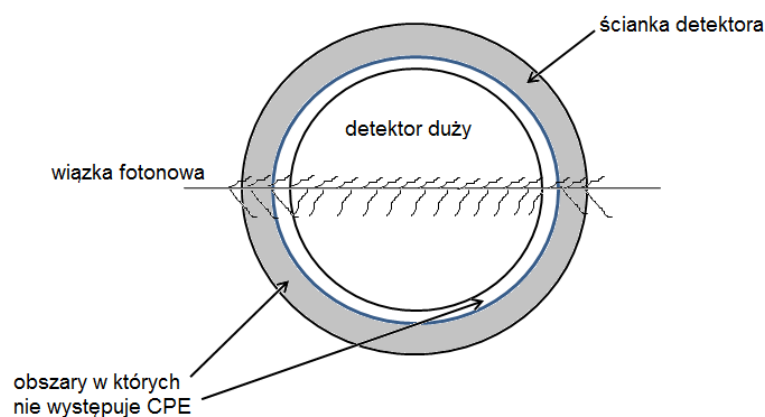
$$D = \int_0^{E_{max}} \frac{\mu(E)}{\rho} \frac{d\Phi}{dE} dE \quad (2.35)$$

## 2.4 Teoria Bragga-Greya i teoria Spencera-Attixa

Teoria Bragga-Gray'a dotyczy energii zdeponowanej w detektorze tj. w niniejszej pracy, w komorze jonizacyjnej wypełnionej powietrzem. Pierwotnie teoria ta została stworzona dla wiązek fotonowych, jednak obecnie z powodzeniem może być użyta dla cząstek o sumarycznym ładunku zero tj. neutronów. Teoria Bragga-Gray'a może być również stosowana dla cząstek naładowanych np. dla elektronów i protonów [14].

Detektory dzieli się na dwie zasadnicze grupy: detektory duże i detektory małe. Jeżeli zasięg elektronów wtórnych jest mniejszy niż rozmiar detektora, detektor określany jest jako detektor duży. Dla elektronów wtórnych, których zasięg jest większy niż rozmiar komory, detektor nazywany jest małym. Zatem, ten sam model detektora w zależności od rodzaju padającej wiązki promieniowania i energii można zakwalifikować do detektorów dużych bądź małych.

Dla detektora dużego, równowaga w jego wnętrzu w typowych warunkach jest najczęściej osiągnięta dla cząstek neutralnych tj. fotonów lub neutronów [19]. Dla tego typu detektora, równowaga elektronowa (CPE) w ściance detektora oraz w jego wnętrzu w bliskiej odległości od ścianki, jest zachwiana ze względu na mniejszy zasięg elektronów w stosunku do rozmiarów komory. Nowa, odmienna równowaga osiągnięta jest wewnątrz komory i jest inna niż na zewnątrz detektora i w jego ściankach (Rys. 2.9).



**Rysunek 2.9** Ilustracja przedstawiająca przykładową geometrię detektora dużego dla wiązki fotonowej wraz z zaznaczeniem obszarów nierównowagowych.

Stosunek dawek w ośrodku bez obecności detektora i w jego obecności w danym punkcie przestrzeni, napromienianym monoenergetyczną wiązką promieniowania X można opisać w następujący sposób:

$$\frac{D_{med}}{D_{cav}} = \frac{\left(\frac{\mu(E)}{\rho}\right)_{med} \Phi_{med}}{\left(\frac{\mu(E)}{\rho}\right)_{cav} \Phi_{cav}} \quad (2.36)$$

gdzie  $\frac{\mu(E)}{\rho}$  - jest masowym współczynnikiem pochłaniania.

Jeżeli fluencja elektronów wtórnych w obrębie detektora  $\Phi_{cav}$  jest taka sama jak bez jego obecności w ośrodku  $\Phi_{med}$  wówczas stosunek dawek jest równy:

$$\frac{D_{med}}{D_{cav}} = \frac{\left(\frac{\mu(E)}{\rho}\right)_{med}}{\left(\frac{\mu(E)}{\rho}\right)_{cav}} \quad (2.37)$$

Dla wiązek o ustalonym widmie energetycznym, dla których w dalszym ciągu zachowana jest równowaga fluencji dla wszystkich energii, prawdziwa jest zależność:

$$\frac{D_{med}}{D_{cav}} = \frac{\left(\frac{\bar{\mu}(E)}{\rho}\right)_{med}}{\left(\frac{\bar{\mu}(E)}{\rho}\right)_{cav}} \quad (2.38)$$

gdzie  $\frac{\bar{\mu}(E)}{\rho}$  jest średnim masowym współczynnikiem pochłaniania:

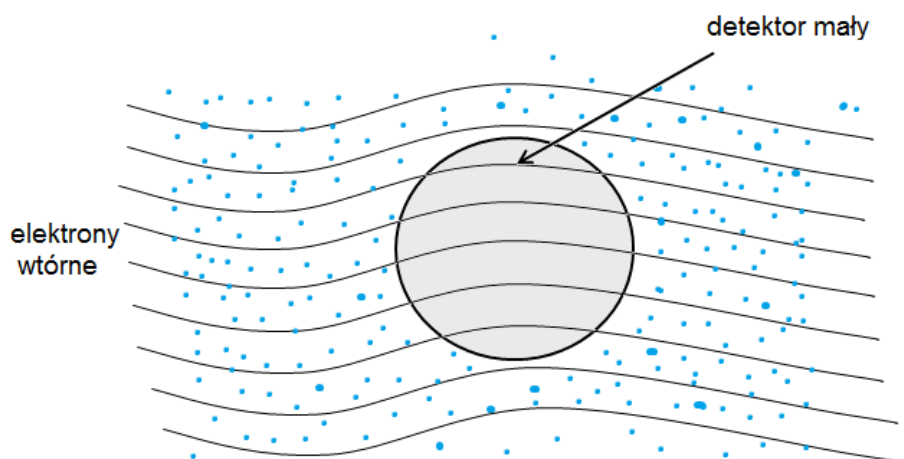
$$\frac{\bar{\mu}(E)}{\rho} = \frac{\int_0^{E_{max}} \frac{\mu(E)d\Phi}{\rho} dE}{\int_0^{E_{max}} \frac{d\Phi}{dE} dE} \quad (2.39)$$

Dla detektora małego, spełnione są warunki Bragga-Greya pozwalające wyznaczyć stosunek masowych współczynników hamowania cząstek dla ośrodka i komory gdy:

- równowaga elektronów wtórnych w obrębie wnęki jest niezaburzona,
- zasięg elektronów jest większy niż rozmiary komory,
- fluencja elektronów wtórnych w obrębie detektora oraz bez jego obecności w tej samej objętości przestrzeni jest jednakowa (zatem fluencja cząstek pierwotnych również jest stała), wtedy stosunek dawki w ośrodku do dawki w detektorze jest równy:

$$\frac{D_{med}}{D_{cav}} = \frac{\left(\frac{S_{col}(E)}{\rho}\right)_{med}}{\left(\frac{S_{col}(E)}{\rho}\right)_{cav}} \quad (2.40)$$

gdzie  $\left(\frac{S_{col}(E)}{\rho}\right)$  - średni (nieograniczony) masowy kolizyjny współczynnik zdolności hamowania elektronów.



**Rysunek 2.10** Ilustracja przykładowej geometrii detektora małego w wodzie.

W pewnych przypadkach, wyżej opisane warunki Bragga-Greya nie opisują prawidłowo uzyskanych danych eksperymentalnych. Zastosowanie znajduje natomiast teoria opisana przez Spencera oraz Attixa. Słabość teorii Bragga-Greya wynika z założenia, że dla wszystkich elektronów delta występuje równowaga oraz dla wszystkich energii fluencja elektronów wtórnych jest jednakowa w obrębie detektora, jak i bez jego obecności. Teoria Spencera-Attixa dowodzi, iż równowaga ta pozostaje niezaburzona jedynie dla elektronów, dla których energia jest większa od umownie przyjętej energii  $\Delta$ . Według tej teorii, stosunek dawki w ośrodku do dawki w detektorze powinien być opisany następująco:

$$\frac{D_{med}}{D_{cav}} = \frac{\int_{\Delta}^{E_{max}} \left(\frac{L_{\Delta}(E)}{\rho}\right)_{med} \left(\frac{d\Phi}{dE}\right)_{med} dE + \left[\Phi_{med}(\Delta)\left(\frac{S_{col}(E)}{\rho}\right)_{med} \Delta\right]}{\int_{\Delta}^{E_{max}} \left(\frac{L_{\Delta}(E)}{\rho}\right)_{cav} \left(\frac{d\Phi}{dE}\right)_{cav} dE + \left[\Phi_{cav}(\Delta)\left(\frac{S_{col}(E)}{\rho}\right)_{cav} \Delta\right]} \quad (2.41)$$

gdzie  $\frac{L_{\Delta}(E)}{\rho}$  - jest (ograniczonym) masowym współczynnikiem zdolności hamowania elektronów,

$\Phi_{med}(\Delta)$  - fluencja elektronów w ośrodku dla energii niższych niż  $\Delta$ ,

$\Phi_{cav}(\Delta)$  - fluencja elektronów w obrębie detektora dla energii niższych niż  $\Delta$ .

Gdy oprócz elektronów inne cząstki naładowane przyczyniają się do dawki pochłoniętej w ośrodku, wówczas relacja ma postać:

$$\frac{D_{med}}{D_{cav}} = \frac{\int_{\Delta}^{E_{max}} \left(\frac{L_{\Delta}(E)}{\rho}\right)_{med}^i \left(\frac{d\Phi}{dE}\right)_{med}^i dE + \left[\Phi_{med}^i(E_{cut}) \left(\frac{S_{col}(E_{cut}^i)}{\rho}\right)_{med} E_{cut}^i\right]}{\int_{\Delta}^{E_{max}} \left(\frac{L_{\Delta}(E)}{\rho}\right)_{cav}^i \left(\frac{d\Phi}{dE}\right)_{cav}^i dE + \left[\Phi_{cav}^i(E_{cut}) \left(\frac{S_{col}(E_{cut}^i)}{\rho}\right)_{cav} E_{cut}^i\right]} \quad (2.42)$$

Indeks "i" numeruje rodzaje cząstek naładowanych, które dają przyczynek do dawki zaabsorbowanej.  $E_{cut}$  oznacza energię poniżej, której cząstki mają zasięg mniejszy od komory. Dla elektronów  $E_{cut} = \Delta$ .

Jeżeli fluencja dla elektronów (lub innych cząstek naładowanych) w obecności komory jest taka sama jak w ośrodku bez wnęki  $\left(\frac{d\Phi}{dE}\right)_{med}^i = \left(\frac{d\Phi}{dE}\right)_{cav}^i$  wówczas relacja przyjmuje postać:

$$\frac{D_{med}}{D_{cav}} = \frac{\int_{\Delta}^{E_{max}} \left(\frac{L_{\Delta}(E)}{\rho}\right)_{med}^i \left(\frac{d\Phi}{dE}\right)_{med}^i dE + \left[\Phi_{med}^i(E_{cut}) \left(\frac{S_{col}(E_{cut}^i)}{\rho}\right)_{med} E_{cut}^i\right]}{\int_{\Delta}^{E_{max}} \left(\frac{L_{\Delta}(E)}{\rho}\right)_{med}^i \left(\frac{d\Phi}{dE}\right)_{cav}^i dE + \left[\Phi_{cav}^i(E_{cut}) \left(\frac{S_{col}(E_{cut}^i)}{\rho}\right)_{cav} E_{cut}^i\right]} = S_{med,cav}^{SA} \quad (2.43)$$

gdzie:

$S_{med,cav}^{SA}$  - stosunek masowych współczynników hamowania ośrodek-materiał wnęki określony w oparciu o teorię Bragga-Greya i poprawkę Spencera-Attixa.

Z zależności (2.43) wynika ,że dawka w ośrodku może zostać opisana przez

$$D_{med} = S_{med,cav}^{SA} D_{cav} \quad (2.44)$$

Jeśli cząstki przechodzące przez ośrodek początkowo posiadają na tyle dużą energię, że spełnione są warunki Bragga-Greya wówczas energia  $\Delta$  jest równa zero. Jednak, po przebyciu pewnej drogi, równowaga elektronów delta występuje tylko



powyżej pewnej wartości energii  $\Delta$ . W miejscu, w którym cząstki są silnie absorbowane, zaburzony jest stosunek fluencji  $\Phi_{med}/\Phi_{cav}$  cząstek naładowanych. Wówczas stosunek dawek  $\frac{D_{med}}{D_{cav}}$  nie może zostać opisany teorią Spencera-Attixa (2.43-2.44). Rozważmy sytuację wyidealizowaną w której różniczki fluencji po energii w obrębie komory oraz bez jej obecności są jednakowe  $\left(\frac{d\Phi}{dE}\right)_{med} = \left(\frac{d\Phi}{dE}\right)_{cav}$ . Stosunek dawek jest wówczas równy masowemu stosunkowi hamowania w ośrodku i komorze (2.43). Jeżeli różniczki fluencji po energii nie są równe, wtedy konieczne jest uwzględnienie pojawiającej się rozbieżności pomiędzy sytuacją rzeczywistą a ww. idealną sytuacją [17]. Aby zniwelować te rozbieżności wprowadzane są współczynniki perturbacyjne. Współczynniki perturbacyjne są miarą rozbieżności, pomiędzy teorią w idealnej sytuacji, a eksperymentem co oznacza, że są one poprawą odpowiedzi detektora na efekty związane z zaburzeniem fluencji promieniowania przez detektor. Wyznaczenie takiego współczynnika możliwe jest w oparciu o symulacje komputerowe. Wówczas, relacja pomiędzy dawką pochłoniętą w ośrodku, a dawką pochłoniętą we wnętrzu detektora powinna być opisana zależnością:

$$D_{med} = p_{cav} s_{med,cav}^{SA} D_{cav} \quad (2.45)$$

gdzie:

$p_{cav}$  - współczynnik perturbacyjny związany z wnątką komory, przy czym zakładamy, że pozostałe części komory poza jej wnątką tj. ścianki komory wypełnione są materiałem ośrodka.

Rozważaniom należy poddać również ścianki detektora, ponieważ dawka zaabsorbowana we wnętrzu komory zależy od konstrukcji komory oraz od materiału, z którego wykonane są jej ścianki. Kwestię tę porusza twierdzenie Fano, zgodnie z którym: *"Jeśli ośrodek materialny napromieniany jest jednorodnym strumieniem promieniowania pierwotnego, to fluencja elektronów wtórnych, generowanych w tym ośrodku jest:*

*-jednorodna,*

*- nie zależy od gęstości ośrodka,*

*- nie zależy od zmian gęstości ośrodka" [20].*

Według twierdzenia Fano, jeśli materiał ścianek oraz wnęki jest taki sam jak ośrodek, który jest napromieniany, wówczas kształt detektora może być dowolny, o ile spełnia on wymagania dla małego detektora. Detektor taki w teorii nazywany jest detektorem homogenicznym. W rzeczywistości wykonanie takiego detektora jest niemożliwe. W dozymetrii pomiarów dokonuje się w ośrodku tkanko-podobnym o gęstości i składzie chemicznym zbliżonym do ciała człowieka. Takim ośrodkiem, zalecanym przez protokoły dozymetryczne do wykonywania pomiarów i obliczeń w dozymetrii klinicznej jest woda. W odniesieniu do twierdzenia Fano, rozważyć należy wpływ ścian detektora na fluencję w komorze oraz dawkę. Zastosowanie związków węgla oraz tlenu do budowy ścianek detektora pozwala uzyskać materiał równoważny wodzie. W obszarze o silnej nierównowadze fluencji elektronów wtórnych (lub innych cząstek naładowanych), wpływ ścian na stosunek dawki w ośrodku do dawki w detektorze jest znaczący. W takim przypadku stosunek dawki we wnęce komory bez ścian, otoczonej ośrodkiem do dawki w tejże wnęce, otoczonej ścianami wykonanymi z innego materiału niż ośrodek jest równy współczynnikowi perturbacyjnemu  $p_{wall}$ . Współczynnik ten koryguje odpowiedź detektora na efekty z tym związane:

$$\frac{D_{cav}}{D_{det}} = p_{wall} \quad (2.46)$$

Zależność dawki w ośrodku od dawki w detektorze opisana jest jako:

$$D_{med} = s_{med,cav} p_{cav} p_{wall} D_{det} \quad (2.47)$$

Iloczyn współczynnika perturbacyjnego związanego z geometrią wnęki komory i jego materiałowym wypełnieniem oraz współczynnika wpływu ścianek detektora zdefiniowany jest jako całkowity współczynnik perturbacyjny  $p_q$  [17]:

$$p_q = p_{cav} p_{wall} \quad (2.48)$$

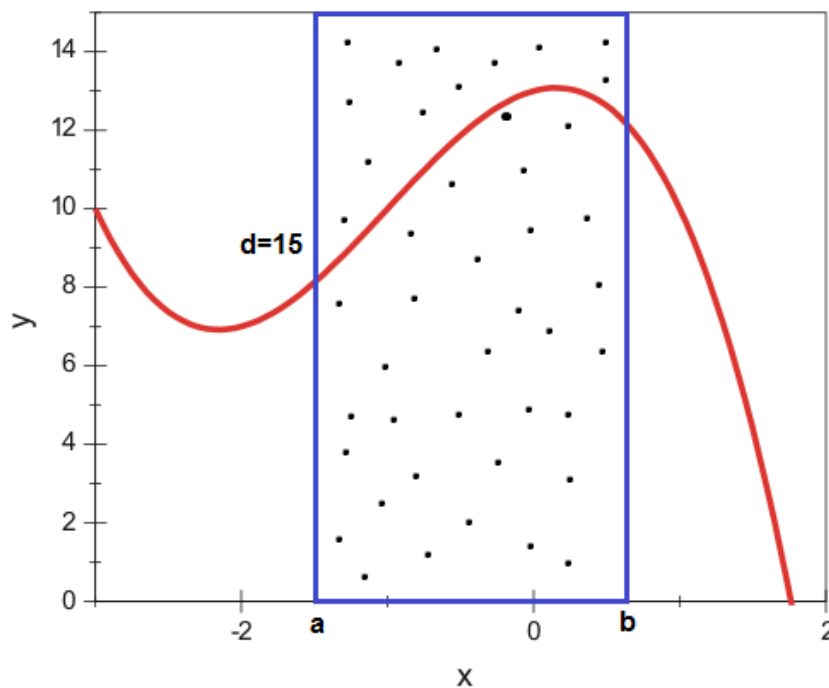
Wówczas, dawkę w ośrodku wyrażoną poprzez dawkę zmierzoną za pomocą detektora można wyrazić:

$$D_{med} = s_{med,cav} p_q D_{det} \quad (2.49)$$

## 2.5 Metoda Monte Carlo

### 2.5.1 Opis algorytmu Monte Carlo

Metoda Monte Carlo została opracowana i przedstawiona po raz pierwszy przez polskiego matematyka Stanisława Ułama. Algorytm wykorzystany w tej metodzie bazuje na obliczeniach numerycznych, mających na celu obliczenie wielkości fizycznych, bądź matematycznych w oparciu o ciąg liczb losowych. Warunkiem, jaki muszą spełniać liczby losowe jest jednostajność, co oznacza, że losowane liczby z zakresu  $\langle a, b \rangle$  powinny być wybierane z jednakowym prawdopodobieństwem. Dzięki temu, możliwym jest obliczenie np. wartości dowolnej całki poprzez losowanie z rozkładu jednostajnego współrzędnych  $x$  i  $y$  (Rys. 2.11) [53].



**Rysunek 2.11** Zobrazowanie uproszczonej idei całkowania za pomocą algorytmu Monte Carlo.

Znając wzór całkowanej funkcji i uwzględniając granice całkowania można napisać:

$$\int_b^a f(x)dx \approx \frac{k}{N}(b - a)d \quad (2.50)$$

gdzie:

$k$  - ilość punktów wylosowanych dla których  $y \leq f(x)$ ,

$N$  - ilość wszystkich wygenerowanych punktów,

$a, b$  - granice całkowania,

$d$  - przedział  $y$ , dla którego badana jest funkcja.

Programy bazujące na metodzie Monte Carlo generują liczby za pomocą formuł matematycznych tzw. ziarna informacji, w postaci liczby bądź liczb pozwalających wygenerować ciąg liczb używanych do obliczeń. Uzyskane w ten sposób liczby nie są losowe, gdyż używając tego samego ziarna informacji uzyskujemy za każdym razem ten sam ciąg liczb. Wskazany powyżej sposób generowania, został nazwany generatorem liczb pseudolosowych. Generatory powinny cechować się rozkładem jednostajnym oraz możliwie jak najdłuższą okresowością tzn. powtarzający się ciąg liczb musi być możliwie jak najdłuższy. Przykład prostego generatora stanowi algorytm [54]:

$$x_{n+1} = \text{mod}(x_n \cdot B + C, M) \quad (2.51)$$

gdzie:

$x_n$  - liczba startowa,

$B, C, M$  – stałe.

Każda kolejna liczba  $x_{n+1}$  wyznaczana jest w oparciu o poprzednią wartość  $x_n$ . Dla pewnych parametrów  $B, C, M$  generator ten pozwala uzyskać rozkład jednostajny.

Istnieje możliwość losowania liczb o rozkładzie niejednostajnym (prawdopodobieństwo wylosowania liczby z zakresu  $\langle a, b \rangle$  nie jest jednakowe). Dokonuje się tego na dwa sposoby. Pierwszy opiera się na losowaniu liczby z zakresu  $\langle 0, 1 \rangle$  z rozkładu jednostajnego oraz wykorzystaniu funkcji odwrotnej do dystrybuanty opisującej zjawisko. Znając funkcję gęstości prawdopodobieństwa dla oddziaływania cząstek w zależności od odległości jaką cząstka przebędzie (2.52), można obliczyć dystrybuantę (2.53), czyli funkcję, która przyporządkowuje argumentom  $l$  prawdopodobieństwo wystąpienia stanu z zakresu  $\langle 0, l \rangle$ :

$$p(l)dl = \sigma_M e^{-\sigma_M l} dl \quad (2.52)$$

$$\zeta = 1 - e^{-\sigma_M l} \quad (2.53)$$

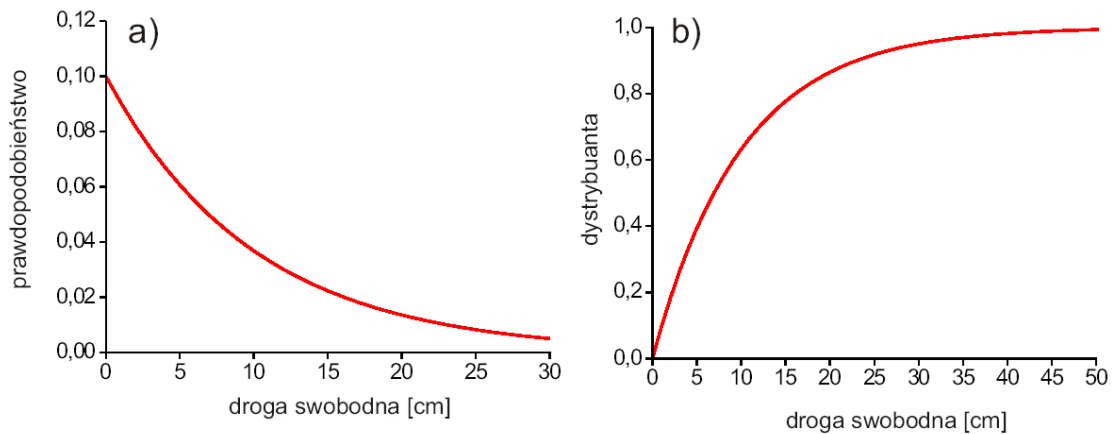
gdzie:

$p(l)$  - funkcja gęstości prawdopodobieństwa,

$\sigma_M$  - makroskopowy przekrój czynny (przekrój czynny przemnożony przez ilość centrów oddziaływań),

$l$  - odległość po której następuje oddziaływanie,

$\zeta$  - dystrybuanta będąca liczbą z zakresu  $\langle 0,1 \rangle$ .



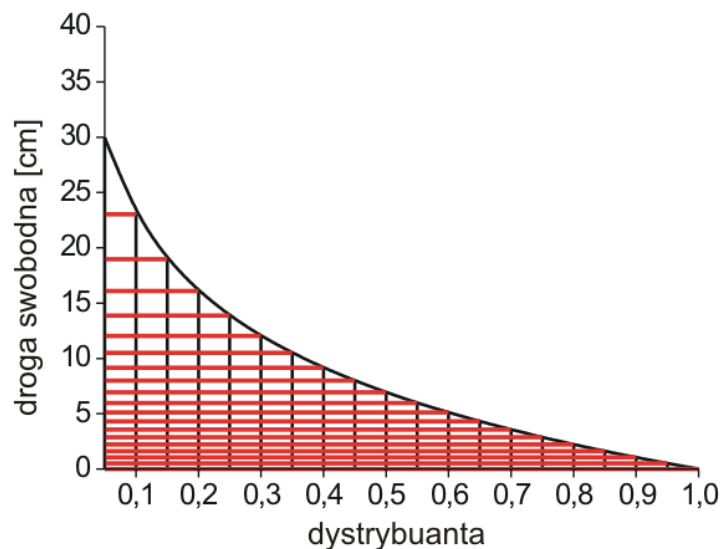
**Rysunek 2.12** Funkcja gęstości prawdopodobieństwa (a), dystrybuanta do zadanej funkcji gęstości prawdopodobieństwa (b).

Tworząc funkcję odwrotną do dystrybuanty (2.53) otrzymujemy:

$$d(\zeta) = -\frac{1}{\sigma_M} \ln(1 - \zeta) \quad (2.54)$$

Biorąc pod uwagę, że liczba  $\zeta$  zawiera się w przedziale  $\langle 0,1 \rangle$ , a  $1 - \zeta$  w przedziale  $\langle 0,1 \rangle$  oraz, gdy wybór jest realizowany poprzez losowanie z rozkładu jednostajnego liczb, równanie (2.54) ma taki sens fizyczny jak:

$$d(\zeta) = -\frac{1}{\sigma_M} \ln(\zeta) \quad (2.55)$$



**Rysunek 2.13** Odwzorowanie losowania z rozkładu jednostajnego dla otrzymania liczb o rozkładzie niejednostajnym za pomocą funkcji odwrotnej do dystrybuanty.

Losowanie z rozkładu jednostajnego liczb z zakresu  $\langle 0,1 \rangle$  i przyporządkowanie tych liczb do wartości funkcji odwrotnej do dystrybuanty  $d(\zeta)$ , daje takie same przewidywanie, jak losowanie z rozkładu niejednostajnego o zadanej funkcji gęstości prawdopodobieństwa (Rys. 2.13). Niestety, nie zawsze możliwe jest stworzenie dystrybuanty i funkcji odwrotnej do dystrybuanty. Wówczas, losowania zgodnego z rozkładem prawdopodobieństwa dokonuje się w oparciu o metodę akceptacji i odrzucenia von Neumanna. Podobnie, jak w przypadku obliczania całek, z jednostajnego rozkładu prawdopodobieństwa losowane są dwie współrzędne punktu  $x$  i  $y$ , a następnie sprawdzane są warunki:

$y > f(x) \rightarrow$  następuje odrzucenie punktu,

$y \leq f(x) \rightarrow$  następuje akceptacja punktu.

W przypadku, gdy współrzędne wylosowanego punktu znajdują się ponad wykresem funkcji  $f(x)$ , są one odrzucane. Wtedy następuje kolejne losowanie. Gdy punkty znajdują się pod wykresem funkcji wówczas, są one akceptowane, a uzyskane wartości  $f(x)$  używane są do dalszych obliczeń. Ten sposób pozwala na odwzorowanie losowania liczb z dowolnego rozkładu niejednostajnego [55].

Algorytm dla transportu cząstek przez materię może być opisany w następujący sposób. Cząstka z zadaną energią opuszcza źródło w ustalonym kierunku. Kolejnym krokiem jest losowanie odległości zgodnie z zadanym rozkładem prawdopodobieństwa, po przebyciu której dochodzi do interakcji. Następnie, wybierany jest rodzaj oddziaływania i izotop, dla którego zachodzi proces. Losowanie odbywa się w oparciu o doświadczalne przekroje czynne, które są zaimplementowane w postaci bibliotek programu. Uwzględniając ułamek molowy każdego z komponentów oraz całkowity przekrój czynny na oddziaływania, można dokonać wyboru pierwiastka na którym dochodzi do oddziaływania, zgodnie z przewidywaniami rozkładu prawdopodobieństwa. Odczytane w ten sposób wartości przekrojów czynnych dla zadanych energii tworzą rozkład prawdopodobieństwa. Po wylosowaniu oddziaływania, program określa kąty propagacji cząstki, bądź też cząstek wtórnych (jeśli powstają). Procedura powtarzana jest do momentu całkowitej absorpcji wszystkich cząstek (pierwotnych i wtórnych). W zależności od geometrii rozważanego układu, rodzaju źródła, energii emitowanych cząstek oraz wyznaczonej wielkości fizycznej, należy wykonać odpowiednią ilość powtórzeń tj. symulować odpowiednią ilość cząstek pierwotnych emitowanych ze źródła wiązki.

Przykład algorytmu można zobrazować na uproszczonym modelu transportu neutronów przez materię, w którym możliwe są tylko absorpcja i rozproszenie, przy czym kątowy rozkład produktów rozproszenia jest jednorodny. Neutron emitowany jest ze źródła w określonym kierunku. Dochodzi do losowania drogi, po której następuje oddziaływanie. Z jednostajnego rozkładu liczb wybierana jest liczba  $\xi \in \langle 0,1 \rangle$ . Dla wylosowanej wartości obliczana jest droga, po przebyciu której następuje oddziaływanie, zgodnie ze wzorem (2.55). Kolejnym etapem jest wybór rodzaju oddziaływania. Zakładając, że rozproszenie zachodzi z prawdopodobieństwem  $p$ , to absorpcja zachodzi z prawdopodobieństwem  $1 - p$ . Zatem, losując liczbę z rozkładu jednostajnego zawierającej się w przedziale  $\langle 0,1 \rangle$  wartości będące w przedziale  $\langle 0, p \rangle$  spowodują wybór rozproszenia elastycznego natomiast, liczby zakresu  $\langle p, 1 - p \rangle$  absorpcję. Ponadto, dla rozproszenia następuje dodatkowe losowanie kąta rozproszenia z jednostajnego rozkładu liczb z zakresu  $\langle 0, 2\pi \rangle$ . Symulacja trwa do momentu osiągnięcia przez cząstkę określonej własności np. do momentu, gdy energia cząstki nie osiągnie jakiejś progowej wartości, poniżej której symulacja transportu jest przerywana.

Dokładność odwzorowania transportu neutronów za pomocą symulacji zależy w dużym stopniu od ilości generowanych cząstek wychodzących ze źródła (ilości iteracji).

### **2.5.2 Symulacje komputerowe w oparciu o oprogramowanie MCNPX**

Oprogramowanie MCNPX powstało w laboratorium w Los Alamos w Stanach Zjednoczonych i było rozwijane przez kolejne dekady. Obecna postać oprogramowania, to profesjonalny kod służący do symulacji transportu cząstek przez materię. Powstało wiele wersji tego softwaru. Niniejsza praca jest oparta na licencjonowanej wersji 2.7.0. kodu MCNPX, który znalazł szerokie zastosowanie m.in. w symulacjach z zakresu ochrony radiologicznej, dozymetrii, radiografii, fizyki medycznej, projektowania detektorów i w wielu innych zastosowaniach. Oprogramowanie używa różnorodnych bibliotek, zawierających potężny zbiór przekrojów czynnych dla oddziaływań wielu rodzajów cząstek. Największy zbiór doświadczalnych przekrojów czynnych został zebrany dla neutronów, elektronów, fotonów oraz protonów. W niniejszej pracy symulacje prowadzone były dla fotonów i protonów w oparciu o biblioteki ENDF/B-VI (release 8). Natomiast biblioteki przekrojów czynnych dla elektronów uzyskane, zostały za pomocą wbudowanego oprogramowania ITS3.0 [1].

Przygotowanie symulacji za pomocą programu MCNPX należy rozpocząć od zadeklarowania informacji zawartych w pliku wejściowym (input file). Plik wejściowy podzielony jest na trzy sekcje, w których zawarte są informacje. Przedmiotowe sekcje to:

- karta komórek,
- karta powierzchni,
- karta danych.

W karcie powierzchni definiuje się wszystkie powierzchnie, które są używane do tworzenia komórek. Do wyboru użytkownika pozostają płaszczyzny, powierzchnie walcowe, sferyczne, stożkowe, elipsoidalne, hiperboloidalne, paraboloidalne, eliptyczne bądź torus. W karcie komórek wykorzystuje się operacje iloczynu i sumy zbiorów. Wykonując te działania na powierzchniach, możliwe jest tworzenie komórek o dowolnej geometrii. Zatem, pierwsze dwie sekcje pozwalają zbudować geometrię układu natomiast, w karcie danych umieszczone są informacje dotyczące:

- materiałów wypełniających komórki,



- rodzaju źródła (typu cząstek) wraz ze specyfikacją rozkładu energetycznego i przestrzennego,
- typu rejestrowanych wielkości fizycznych,
- typu symulowanych zjawisk fizycznych (opcjonalnie istnieje możliwość decydowania o wyborze zjawisk fizycznych).

Plik wsadowy jest ładowany do kodu MCNPX, następnie przeprowadzane są obliczenia w oparciu o algorytm Monte Carlo. Na tej podstawie, wygenerowany zostaje plik wyjściowy (output file). Zawarte są w nim wszelkie szczegóły związane z symulacjami. Znajdują się w nim m. in. wartości zadeklarowanych wielkości fizycznych w pliku wsadowym wraz z błędem statystycznym.

Wyposażony w różne opcje program MCNPX, pozwala tworzyć najbardziej skomplikowane geometrie układów wraz ze źródłem o dowolnym rozkładzie energetycznym i przestrzennym. Poniżej przedstawiony jest plik wsadowy dla symulacji transportu protonów, zastosowany do wyznaczenia średniej energii protonów w wodzie w funkcji głębokości dla szpilkowej (nierozmytej przestrzennie) wiązki protonów o energii 15 MeV.

c cell card

```

1 0 1 imp:h=0 $ outside the world
3 0 -1 12 imp:h=1 $ inside the world and outside components
14 3 -1 -12 18 19 20 21 22 23 24 25 26 27 28 imp:h=1 $ phantom water
19 3 -1 -18 imp:h=1 $
20 3 -1 -19 imp:h=1 $
21 3 -1 -20 imp:h=1 $
22 3 -1 -21 imp:h=1 $
23 3 -1 -22 imp:h=1 $
24 3 -1 -23 imp:h=1 $
25 3 -1 -24 imp:h=1 $
26 3 -1 -25 imp:h=1 $
27 3 -1 -26 imp:h=1 $
28 3 -1 -27 imp:h=1 $
29 3 -1 -28 imp:h=1 $

```

c surface card

```

1 BOX -50 -50 -10 100 0 0 0 100 0 0 0 210 $ world
12 BOX -29.8 -25.15 130 59.6 0 0 0 50.3 0 0 0 69.3 $ water phantom
18 RCC 0 0 130.1595 0 0 0.000258 0.3 $
19 RCC 0 0 130.1995 0 0 0.000258 0.3 $
20 RCC 0 0 130.2195 0 0 0.000258 0.3 $
21 RCC 0 0 130.2295 0 0 0.000258 0.3 $
22 RCC 0 0 130.2395 0 0 0.000258 0.3 $
23 RCC 0 0 130.2495 0 0 0.000258 0.3 $
24 RCC 0 0 130.2515 0 0 0.000258 0.3 $
25 RCC 0 0 130.2535 0 0 0.000258 0.3 $
26 RCC 0 0 130.2555 0 0 0.000258 0.3 $
27 RCC 0 0 130.2575 0 0 0.000258 0.3 $
28 RCC 0 0 130.2595 0 0 0.000258 0.3 $

```

```

c data card
mode h
m3 1001 0.66667 & $ water
8016 0.333333
m4 7014 -0.7 & air
8016 -0.3
m5 6012 0.33333 & $PMMA
1001 0.533333 &
8016 0.133334
m6 6012 0.333333 & $ PE
1001 0.666667
sdef pos=0 0 120 AXS=0 0 1 DIR=1 VEC=0 0 1 PAR=h ERG=d2
sp2 -4 0 15
nps 100000
*f1:h 18.2 19.2 20.2 21.2 22.2 23.2 24.2 25.2 26.2 27.2 28.2

```

W sekcji komórek (cell card) zdefiniowano komórki wraz z odniesieniem do materiału, który je wypełnia oraz gęstością podaną w  $\text{g/cm}^3$ . Przykładowy wiersz nr 4 pliku ma postać:

```
14 3 -1 -12 18 19 20 21 22 23 24 25 26 27 28 imp:h=1 $ phantom water
```

Pierwsza liczba 14 oznacza numer komórki, druga 3 reprezentuje numer materiału zdefiniowany w karcie danych (w tym przypadku - woda), trzecia -1, oznacza iż, gęstość wynosi  $1 \text{ g/cm}^3$ . Kolejne -12 18 19 20 21 22 23 24 25 26 27 28 reprezentują działania na zbiorach, numery odpowiadają numerom powierzchni, wartości dodatnie oznaczają przestrzenie na zewnątrz powierzchni, natomiast ujemne wewnątrz. Informacja imp:h=1 oznacza, że wewnątrz komórki prowadzone są symulacje transportu protonów. Symbol \$ jest początkiem komentarza, który nie jest interpretowany podczas wykonywania programu.

W sekcji powierzchni (surface card) umieszczone są informacje o typie powierzchni oraz jej umiejscowieniu w przestrzeni:

```
18 RCC 0 0 130.1595 0 0 0.000258 0.3 $ marcus chamber
```

Pierwsza liczba 18 określa numer powierzchni, fraza RCC oznacza powierzchnię walcową, która jest zdefiniowana poprzez 7 liczb. Pierwsze trzy liczby 0 0 130.1595 oznaczają współrzędne środka podstawy walca, kolejne trzy 0 0 0.000258 reprezentują wektor, określający przestrzenne rozmieszczenie powierzchni. Wartość wektora jest równa wysokości walca. Ostatnia liczba 0.3 wyznacza promień walca.

W karcie danych (data card) wiersz mode h wyznacza rodzaj cząstek, dla których prowadzone są obliczenia. W rozważanym przypadku transport dotyczy protonów.

Kolejne linie opisują materiały użyte w symulacjach. Istotne są także wiersze opisujące źródło cząstek:

```
sdef pos=0 0 120 AXS=0 0 1 DIR=1 VEC=0 0 1 PAR=h ERG=d2
sp2 -4 0 15
```

Pierwsze trzy liczby 0 0 120 opisują punkt w przestrzeni, z którego emitowane są protony. Atrybut DIR=1 oznacza kąt rozwarcia źródła  $\alpha$ , przy czym  $DIR = \cos \alpha$ . Zatem, wartość 1 oznacza, że kąt bryłowy  $\alpha$  wynosi  $0^\circ$ , jest to wiązka szpilkowa. Fraza VEC=0 0 1 wyznacza wektor kierunku propagacji, natomiast PAR=h ERG=d2, rodzaj cząstek (protony) oraz odniesienie do opisu energetycznego źródła cząstek opisanego w wierszu sp2 -4 0 15. Liczba -4 wyznacza rozkład Gaussa, 0 rozmycie energetyczne, 15 energie najbardziej prawdopodobną w rozkładzie. Dlatego też, dla zadeklarowanego braku rozmycia, mamy do czynienia z monoenergetyczną wiązką protonów. W ostatniej linii został zadany typ obliczanej wielkości fizycznej oraz numery powierzchni, w których dane wielkości mają być obliczane:

```
*f1:h 18.2 19.2 20.2 21.2 22.2 23.2 24.2 25.2 26.2 27.2 28.2
```

Polecenie \*f1:h oznacza, zadeklarowanie obliczenia średniej energii cząstki przecinającej powierzchnie. Liczby \*.2, gdzie \*= 18, 19, 20, ..., 28 oznaczają numer powierzchni.

Przedstawiony plik wsadowy załadowany i poddany obliczeniom, daje efekt w postaci pliku wyjściowego, którego fragmenty przedstawione są poniżej.

...

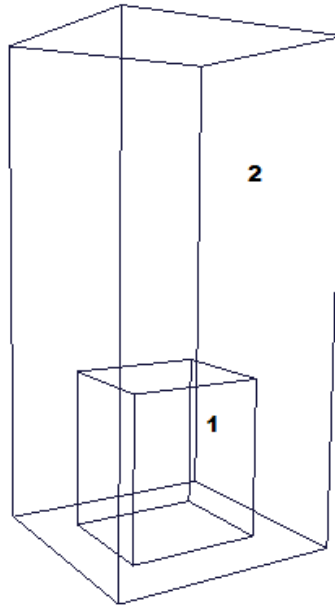
```
1tally 1      nps = 100000
      tally type 1*  energy crossing a surface.          units  mev
      particle(s): proton
```

```
surface 18.2 8.53060E+00 0.0003
surface 19.2 6.21520E+00 0.0004
surface 20.2 4.76005E+00 0.0004
surface 21.2 3.88581E+00 0.0005
surface 22.2 2.81539E+00 0.0007
surface 23.2 1.05675E+00 0.0026
surface 24.2 6.13904E-01 0.0040
surface 25.2 2.78553E-01 0.0066
surface 26.2 9.50404E-02 0.0116
surface 27.2 2.31629E-02 0.0236
surface 28.2 3.92441E-03 0.0561
```

...

Druga kolumna opisuje numer powierzchni, na której dokonano obliczeń. Wartości w trzeciej kolumnie są średnimi energiami wiązki (wyrażonymi w MeV) przecinającej zadane powierzchnie. Czwarta kolumna zawiera dane dotyczące błędu statystycznego

(odchylenie standardowe wartości średniej). Program MCNPX posiada możliwość wizualizacji tworzonej geometrii, co ułatwia eliminację ewentualnych błędów.



**Rysunek 2.14** Wizualizacja geometrii przedstawionego przykładu. Obraz wygenerowany przez nakładkę graficzną dołączoną do kodu MCNPX. 1- fantom wodny, 2- „próżniowy świat” określający wirtualną objętość, w której prowadzona jest symulacja.

### **3. Symulacje wiązek promieniowania X o potencjale nominalnym 6 MV generowanych przez akcelerator medyczny.**

W tym rozdziale zostały przedstawione szczegóły walidacji danych obliczeniowych, polegającej na porównaniu obliczonych rozkładów dawek głębokościowych w fantomie wodnym, z analogicznymi dawkami zmierzonymi za pomocą komory jonizacyjnej Markus. Kolejnym etapem było wyznaczenie widm energetycznych wiązek promieniowania X w wodzie. Widma wiązek terapeutycznych mają zasadnicze znaczenie, ponieważ pozwalają wyznaczyć ilorazy masowych zdolności hamowania w wodzie i powietrzu  $s_{w,pow}$  [38-39]. Zgodnie z relacją (2.44), znajomość dawki zmierzonej komorą jonizacyjną (objętość czynna wypełniona powietrzem) oraz wartości współczynnika  $s_{w,pow}$ , pozwala wyznaczyć dawkę w wodzie. Widma energetyczne w wodzie wykorzystywane są także przez najnowsze systemy planowania leczenia do uzyskania możliwie optymalnych planów leczenia. Natomiast, znajomość zależności widm energetycznych od warunków napromieniania, pozwala konstruktorom liniowych akceleratorów medycznych zoptymalizować geometrię głowicy.

Pojawiło się wiele prac poświęconych doświadczalnemu wyznaczaniu widm energetycznych dla wiązek generowanych przez liniowe akceleratory medyczne. Jednakże, przedmiotem badań były widma energetyczne w powietrzu. Brakuje danych dotyczących widm energetycznych w wodzie, mających większe znaczenie praktyczne od widm w powietrzu. Stosowane metody eksperymentalne nie pozwalają uzyskać wyników o dowolnej dokładności. Alternatywą są symulacje Monte Carlo bazujące na eksperymentalnych przekrojach czynnych [44-45], które pozwalają uzyskać wyniki o dużej jakości.

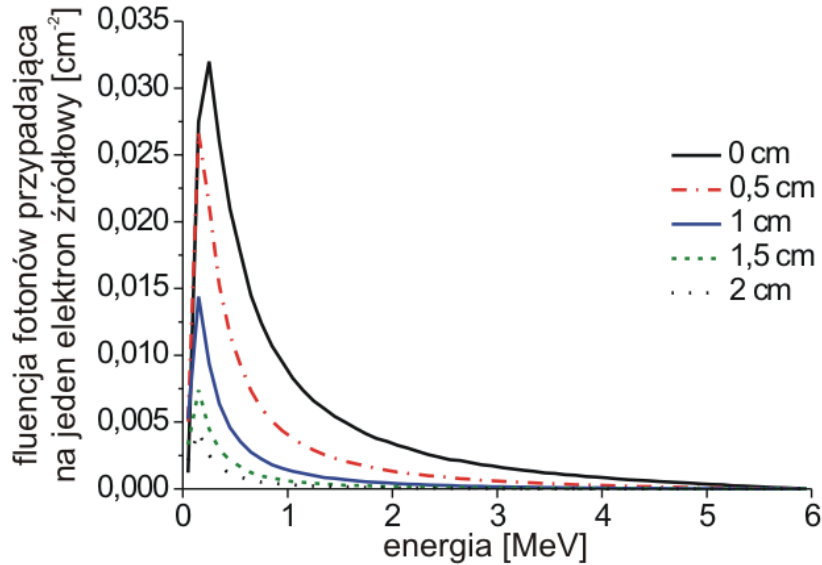
### **3.1 Geometria akceleratora medycznego Clinac 2300 wraz z fantomem wodnym**

Symulacje wiązek promieniowania X generowanych przez akcelerator medyczny Clinac 2300 firmy Varian, bazowały na obliczeniach transportu elektronów i promieniowania X w komponentach głowicy akceleratora medycznego. Ze względu na złożoność procesu formowania wiązki elektronowej o energii 6 MeV w akceleratorze oraz czas wykonania symulacji, obliczenia zostały wykonane dla uformowanej szpilkowej wiązki elektronowej o energii 6 MeV, która stanowiła parametr wejściowy dla symulacji. W symulacjach uwzględniono następujące komponenty głowicy akceleratora Clinac 2300 (Rys. 3.6):

- źródło monoenergetycznej wiązki elektronowej o energii 6 MeV,
- tarczę konwersji,
- kolimator pierwotny,
- filtr wygładzający,
- kolimator wtórny.

#### **3.1.1 Źródło elektronów oraz tarcza konwersji**

Parametrem startowym dla przeprowadzonych symulacji była skolimowana, szpilkowa, monoenergetyczna wiązka elektronów o energii 6 MeV, oddalona od frontowej powierzchni tarczy konwersji o 8,5 cm. Pomędzy źródłem i tarczą konwersji występowała próżnia. Tarcza konwersji wykonana była z naturalnej miedzi (69%  $^{63}\text{Cu}$  i 31%  $^{65}\text{Cu}$ ) i posiadała kształt walca o promieniu 0,2 cm i wysokości 1 cm. Na tarczy konwersji wiązka elektronów ulega silnemu hamowaniu, skutkiem czego występuje produkcja promieniowania X, charakteryzującego się ciągłym widmem energetycznym. Dystrybucję widma energetycznego bezpośrednio za tarczą konwersji dla różnych poprzecznych odległości od głównej osi wiązki obrazuje Rys. 3.1.



**Rysunek 3.1** Widmo energetyczne wiązki promieniowania X - 6MV na dolnej powierzchni tarczy konwersji dla wybranych odległości od głównej osi wiązki. Widmo uzyskano za pomocą symulacji.

### 3.1.2 Kolimator pierwotny

Wygenerowana wiązka promieniowania X bezpośrednio po opuszczeniu tarczy konwersji ma kształt stożka. Taka wiązka pada na kolimator pierwotny oddalony o 0,85 cm od tarczy konwersji (odległość liczona od dolnej podstawy tarczy). Kolimator pierwotny, wykonany z wolframu (26,3%  $^{182}\text{W}$ , 14,3%  $^{183}\text{W}$ , 30,8%  $^{184}\text{W}$ , 28,6%  $^{186}\text{W}$ ) ma za zadanie nadać wiązce kształt stożkowaty. Kolimator pierwotny jest walcem, z wydrążonym wewnątrz ściętym stożkiem, którego kąt rozwarcia wynosi  $14^{\circ} 16'$ . Promień otworu wejściowego wynosi 0,6 cm, otworu wyjściowego 2,1 cm, natomiast wysokość kolimatora wynosi 5,9 cm. Wizualizację kolimatora zaprezentowano na Rys. 3.2.



**Rysunek 3.2** Wizualizacja kolimatora pierwotnego uzyskana za pomocą nakładki graficznej MCNPX.

### 3.1.3 Filtr wygładzający

Pierwotnie uformowana wiązka pada na filtr wygładzający oddalony o 9,8 cm od dolnej powierzchni tarczy konwersji. Rozkład przestrzenny fluencji fotonów bezpośrednio po opuszczeniu tarczy konwersji obrazuje Rys 3.3.



**Rysunek 3.3** Rozkład przestrzenny fluencji fotonów na dolnej podstawie tarczy konwersji uzyskany za pomocą symulacji Monte Carlo.

Filtr wygładzający jest elementem pozwalającym uzyskać możliwie jednorodny rozkład fluencji fotonów na powierzchni fantomu wodnego. Wykonany jest z naturalnej miedzi,



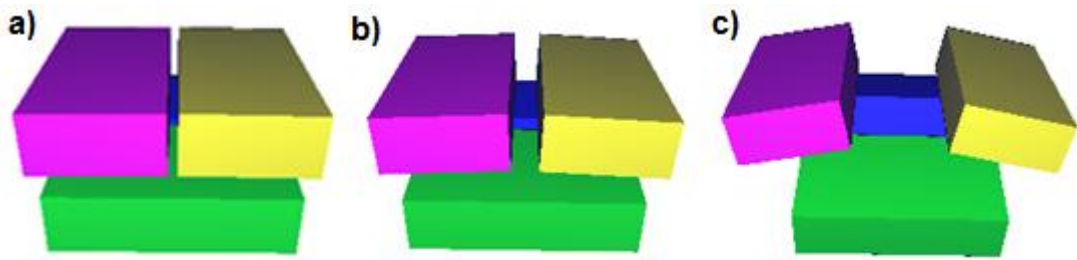
której skład izotopowy jest taki sam jak dla tarczy konwersji. Grubość tego elementu jest największa wzdłuż osi głównej wiązki promieniowania X i maleje wraz z rosnącą odległością od osi głównej wiązki. W symulacjach komputerowych, filtr wygładzający był reprezentowany przez walec oraz dwa stożki (jeden ścięty oznaczony kolorem niebieskim) o różnych kątach rozwarcia. Geometrię filtru wygładzającego przedstawia Rys 3.4.



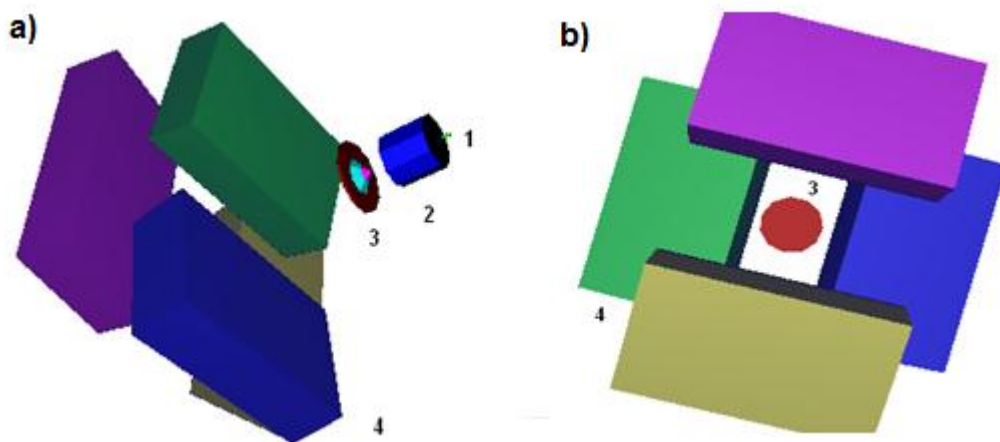
**Rysunek 3.4** Wizualizacja filtru wygładzającego uzyskana za pomocą nakładki graficznej MCNPX.

### 3.1.4 Kolimator wtórny

Ostatnim komponentem głowicy akceleratora, który napotyka na swojej drodze wiązka promieniowania X są szczęki kolimatora wtórnego. W ich skład wchodzi cztery prostopadłościanny o wymiarach 57,4 cm x 7,8 cm x 16,1 cm, które podobnie jak kolimator pierwotny wykonane są z wolframu. Odpowiednio rozmieszczone w przestrzeni pozwalają uzyskać kwadratowe lub prostokątne pole napromieniowania na powierzchni fantomu wodnego. Podczas pomiarów oraz symulacji rozkładów dawek głębokościowych wzdłuż osi wiązki i w poprzek wiązki, szczęki kolimatora wtórnego zostały ustawione tak, aby uzyskać trzy pola: 3 cm x 3 cm (Rys. 3.5a), 10 cm x 10 cm (Rys. 3.5b) oraz 40 cm x 40 cm (Rys. 3.5c). Geometrię szczęk kolimatora wtórnego generującego pole napromieniowania o wymiarach 40 cm x 40 cm wraz z pozostałymi elementami głowicy akceleratora przedstawia Rys. 3.6.



**Rysunek 3.5** Ustawienie szczęk kolimatora wtórnego dla trzech kwadratowych pól napromieniowania. Grafika uzyskana za pomocą nakładki graficznej MCNPX.

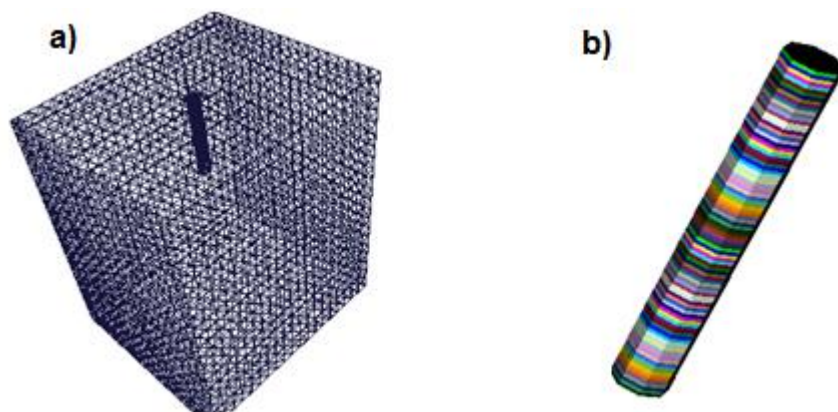


**Rysunek 3.6** Wizualizacja symulowanej geometrii głowicy akceleratora: (a) widok z boku, (b) widok z dołu. 1-tarcza konwersji, 2-kolimator pierwotny, 3-filtr wygładzający, 4-szczęki kolimatora wtórnego. Grafika uzyskana za pomocą nakładki graficznej MCNPX.

### 3.1.5 Pełna geometria symulowanego układu

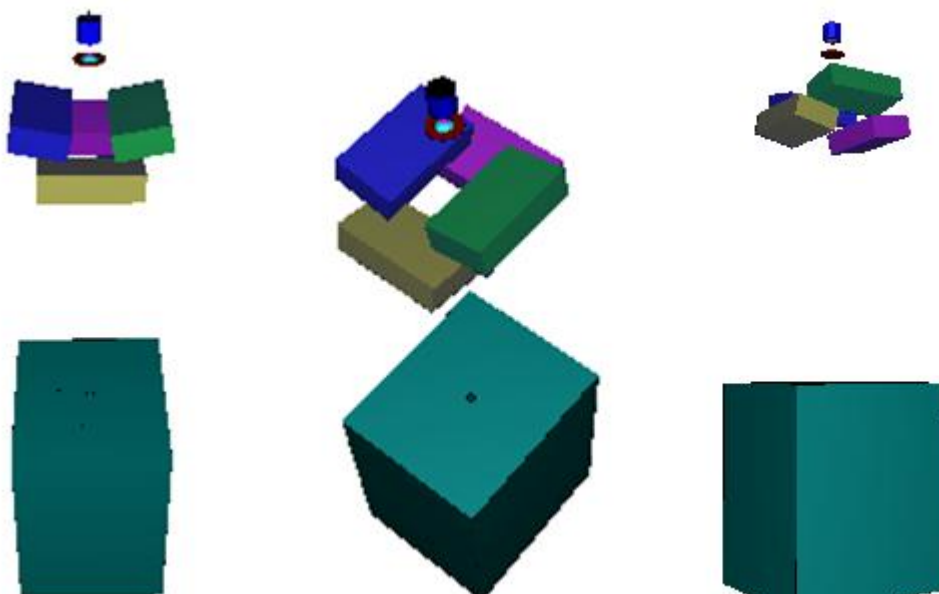
W odległości 100 cm od tarczy konwersji znajduje się fantom wodny. Odległość ta określana jest w literaturze jako SSD (Source-Surface Distance). Fantom użyty w eksperymencie oraz symulacjach był prostopadłościanem o wymiarach 59,6 cm x 50,3 cm x 69,3 cm wypełnionym wodą. W symulacjach wewnątrz fantomu znajdowały się homogeniczne, walcowe detektory logiczne o promieniu 1,5 cm i wysokości 0,2 cm, pozwalające na jednoczesną rejestrację dawek w wielu wybranych miejscach fantomu. W zależności od typu prowadzonych symulacji, rozmieszczenie detektorów oraz ich ilość

była różna. Fantom wodny wraz z detektorami logicznymi umieszczonymi wzdłuż osi wiązki przedstawia Rys. 3.7.



**Rysunek 3.7** Wizualizacja fantomu z detektorami logicznymi (a) i detektorów logicznych (b). Grafika uzyskana za pomocą nakładki graficznej MCNPX.

Zastosowany w symulacjach model głowicy akceleratora Clinac 2300 generującego promieniowanie X o potencjale nominalnym 6 MV wraz z fantomem wodnym jest wiernym odzwierciedleniem rzeczywistego układu eksperymentalnego, znajdującego się w Centrum Onkologii w Gliwicach. Cały symulowany układ przedstawia Rys. 3.8.



**Rysunek 3.8** Wizualizacja symulowanego układu, zastosowanego do obliczeń rozkładów dawek i widm energetycznych w wodzie. Grafika uzyskana za pomocą nakładki graficznej MCNPX.

### 3.2 Porównanie rozkładów dawek wyznaczonych eksperymentalnie i otrzymanych za pomocą symulacji

Badania dotyczące porównań rozkładów dawek głębokościowych w wodzie (A. Tzedakis i inni [46]) wykazały, iż rozmycie energetyczne (od wiązki monoenergetycznej do FWHM wynoszącego 1,2 MeV) oraz rozmycie przestrzenne pierwotnej wiązki elektronów, o średniej energii od 5-7 MeV docierającej do tarczy konwersji nie mają wpływu na kształt rozkładu dawek głębokościowych w wodzie wzdłuż osi głównej wiązki. Natomiast, znaczący wpływ na rozkład dawek głębokościowych ma rozmiar pola napromieniowania tworzonego przez szczęki kolimatora wtórnego [47]. Rozkład dawek wzdłuż kierunku poprzecznego do osi wiązki na danej głębokości w fantomie wodnym, określany mianem profilu wiązki zależy od rozmycia przestrzennego elektronów docierających do tarczy konwersji oraz od średniej energii tych elektronów.

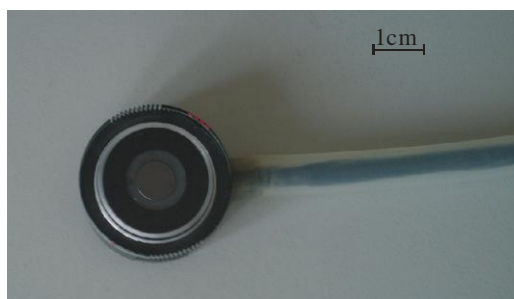
Weryfikację symulowanego układu przeprowadzono dla trzech pól napromieniowania: 3 cm x 3 cm, 10 cm x 10 cm, 40 cm x 40 cm. Zmierzone i obliczone za pomocą symulacji Monte Carlo rozkłady dawek głębokościowych zostały odpowiednio przygotowane do dokładnego porównania. Rozkłady dawek głębokościowych, wzdłuż głównej osi wiązki zostały unormowane do jedności poprzez podzielenie wartości dawek na danych głębokościach przez wartość dawki maksymalnej występującej w rozkładzie. Symulacje prowadzone były dla  $9 \cdot 10^8$  elektronów. Ze względu na znaczny czas symulacji (ok.  $5 \cdot 10^7$  elektronów/miesiąc) symulacje zostały podzielone na frakcje różniące się ziarnem informacji. Takie rozwiązanie umożliwiło przeprowadzenie niezależnych symulacji, prowadzonych jednocześnie w kilku wątkach. Następnie, tak uzyskane dane zostały złożone w jeden końcowy wynik. Krzywe uzyskane z symulacji zostały poddane fitowaniu, którego zadaniem była redukcja efektów związanych z fluktuacją statystyczną danych. W tym celu użyto funkcji czterech parametrów postaci:

$$f(x) = ax^b \sin(cx^d) \quad (3.1)$$

gdzie:

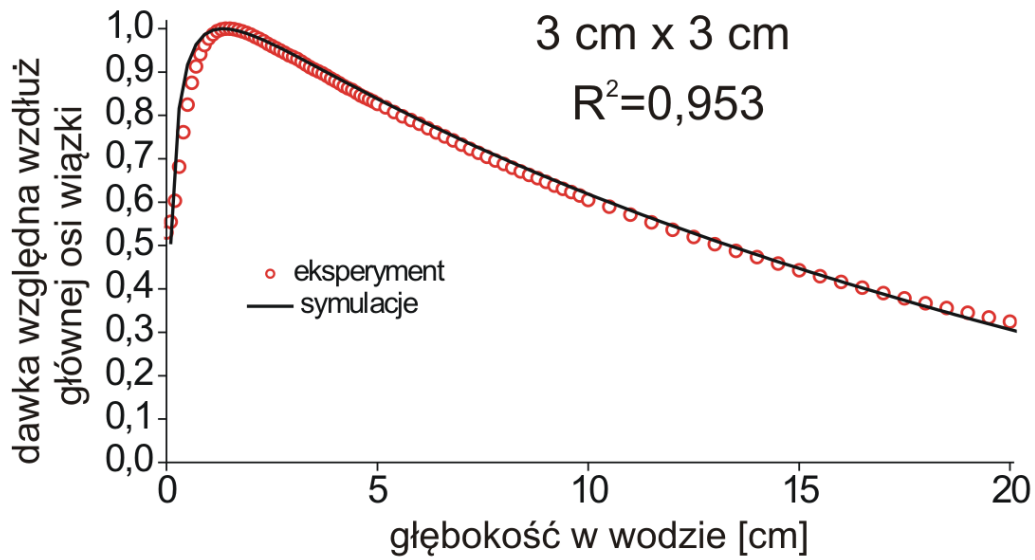
$a, b, c, d$  - stałe zależne od rozmiaru użytego pola napromieniowania.

Pomiar rozkładu dawek wzdłuż osi głównej wiązki terapeutycznej i w kierunkach prostopadłych do osi wiązki, przeprowadzono z zastosowaniem aparatury będącej typowym wyposażeniem ośrodka onkologicznego, tj. płaską komorą jonizacyjną typu Markus - PTW 23343, wypełnioną powietrzem atmosferycznym (Rys 3.9). Pomiar wykonano za pomocą zautomatyzowanego fantomu wodnego, w którym komora była przesuwana za pomocą silników krokowych, co zapewniało jej pozycjonowanie z dokładnością do 1 mm. Pomiar rozkładów dawek na potrzeby niniejszej pracy zostały wykonane zgodnie z zaleceniami zawartymi w raportach Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej [25] i Amerykańskiego Stowarzyszenia Fizyków w Medycynie [50]. Powtarzalność mierzonych dawek mieściła się w 1% (jedno odchylenie standardowe z poziomem ufności 0.95).

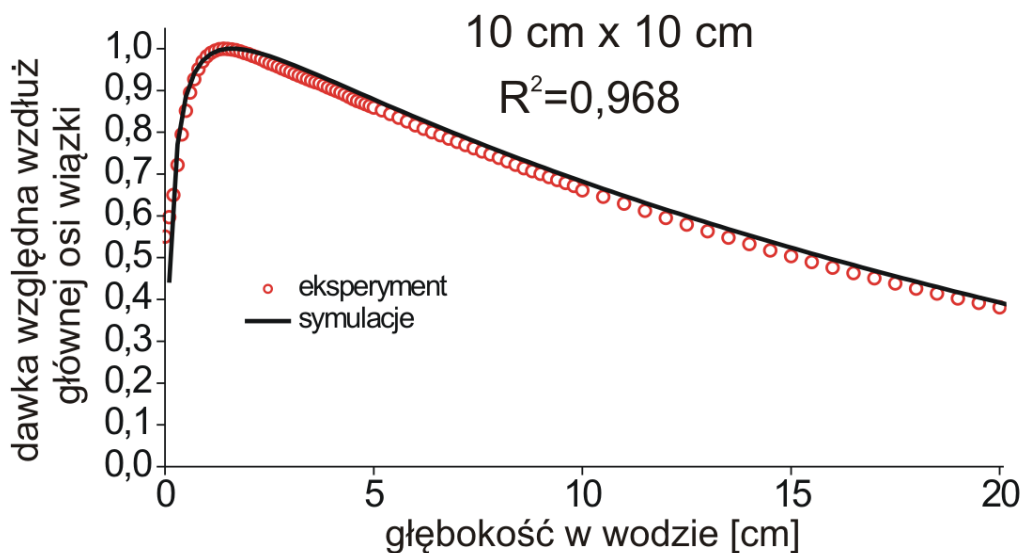


**Rysunek 3.9** Widok zastosowanej w pomiarach komory jonizacyjnej typu Markus [51].

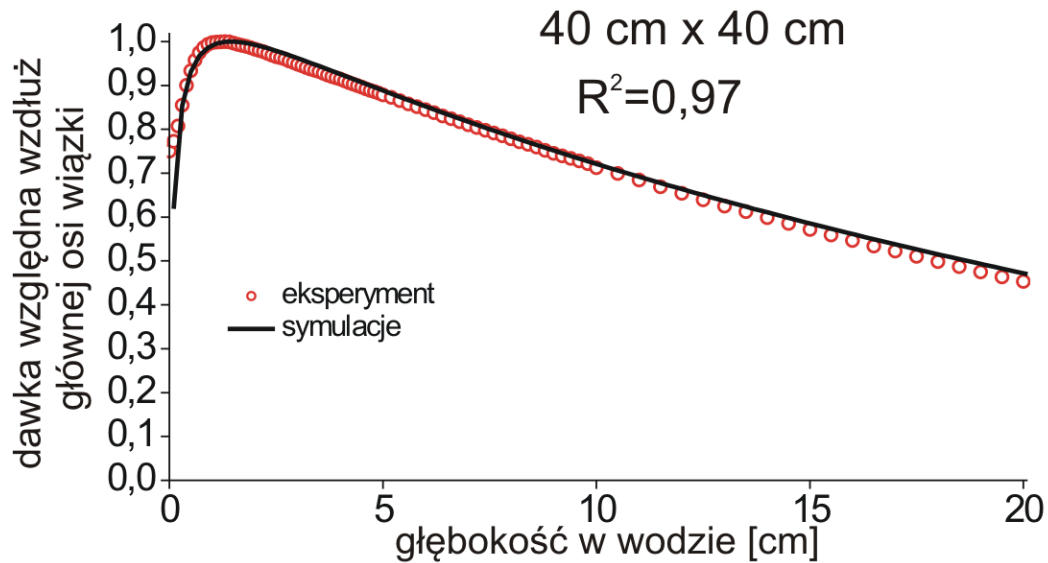
Porównanie rozkładów dawek głębokościowych eksperymentalnych i obliczonych dla trzech pól napromieniowania przedstawiają Rys. 3.10-3.12. Dla danych uzyskanych za pomocą symulacji określono współczynnik Pearsona podniesiony do kwadratu ( $R^2$ ) będący miarą rozbieżności pomiędzy danymi uzyskanymi bezpośrednio z symulacji i wartościami obliczonymi zastosowaną funkcją fitującą. Do wyznaczenia optymalnych wartości stałych występujących w funkcji fitującej (3.1) i będących parametrami fitowania posłużono się metodą najmniejszych kwadratów. Rozkłady dawek obliczone za pomocą wyznaczonych funkcji fitujących reprezentujące symulacje były następnie porównywane z analogicznymi rozkładami pochodzącymi z pomiarów.



**Rysunek 3.10** Porównanie rozkładów dawek głębokościowych pochodzących z eksperymentu i symulacji dla pola 3 cm x 3 cm.



**Rysunek 3.11** Porównanie rozkładów dawek głębokościowych pochodzących z eksperymentu i symulacji dla pola 10 cm x 10 cm.



**Rysunek 3.12** Porównanie rozkładów dawek głębokościowych pochodzących z eksperymentu i symulacji dla pola 40 cm x 40 cm.

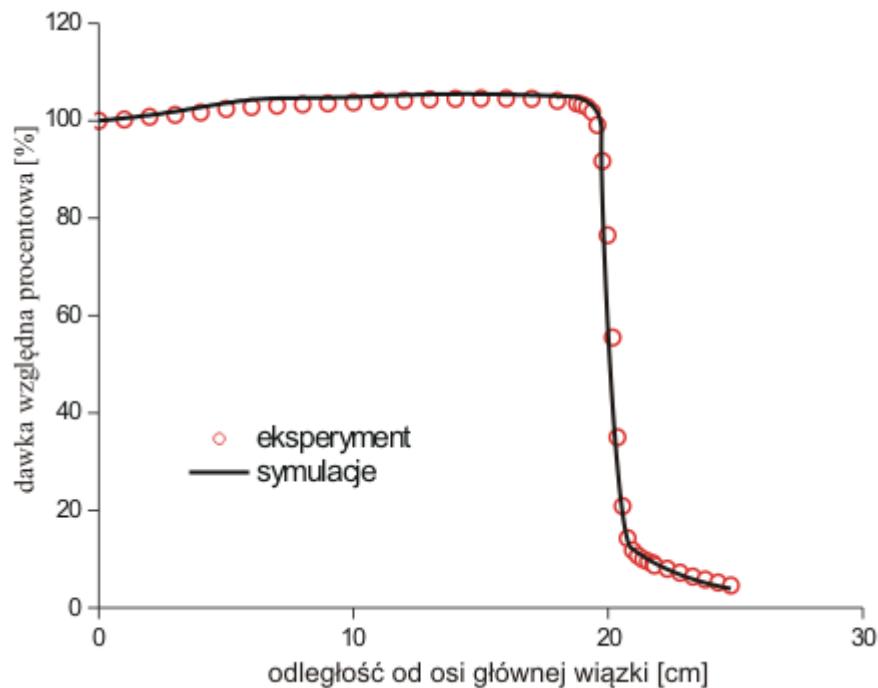
Dla fotonów o energii z zakresu od 0,1 MeV do 6 MeV obecnych w rozważanej wiązce promieniowania X, przechodzących przez elementy układu akceleratora, powietrze i wodę, głównym procesem modelującym transport jest zjawisko Comptona. W oparciu o efekt Comptona można wyjaśnić wpływ rozmiaru pola napromieniowania na rozkład dawek. Fotony, których pierwotnie kierunek był odchylony od głównej osi wiązki w wyniku rozprożeń Comptonowskich, mogą powrócić do obszarów położonych na głównej osi. W ten sposób przyczyniają się do dodatkowego wkładu do zarejestrowanej dawki. Im mniejsze pole napromieniowania, tym mniejsza ilość rozproszonych fotonów dociera do detektora.

Profil dla pola 40 cm x 40 cm zmierzony lub obliczony na głębokości 1,5 cm w fantomie wodnym został unormowany do 100% jako stosunek dawki dla danego położenia do dawki występującej w punkcie na centralnej osi wiązki. Tak unormowane rozkłady dawek zostały poddane fitowaniu funkcją:

$$f(x) = ax^2 + bx + c \quad (3.2)$$

gdzie:

$a, b, c$  - stałe zależne od wielkości pola napromieniowania, rozmycia przestrzennego wiązki elektronów padającej na tarczę konwersji oraz średniej energii wiązki promieniowania X. Analogicznie jak w przypadku rozkładów dawek wzdłuż osi wiązki fitowanie redukuje fluktuacje statystyczne w profilach. Porównanie profili uzyskanych z obliczeń i eksperymentu obrazuje Rys. 3.13.



**Rysunek 3.13** Porównanie profilu uzyskanego z eksperymentu i symulacji dla pola 40 cm x 40 cm.

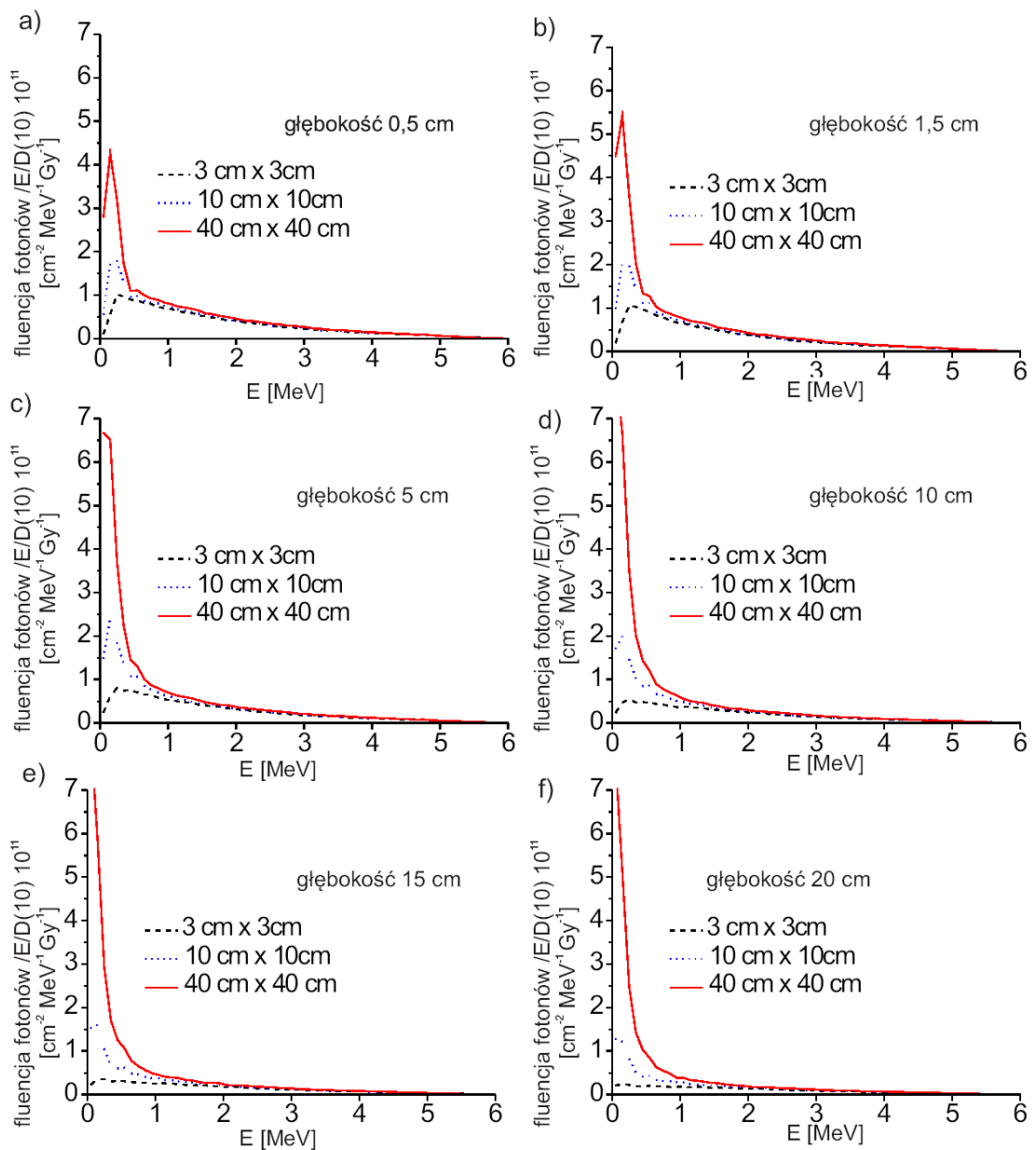
Zgodność eksperymentalnych rozkładów dawek z rozkładami z symulacji, świadczy o poprawności opracowanego modelu głowicy akceleratora zastosowanego w symulacjach tj. zgodności zdefiniowanych w programie komponentów akceleratora typu Clinac 2300, z ich rzeczywistymi odpowiednikami z zakresie rozmiarów i zastosowanych materiałów. Ponadto, obserwowana dobra zgodność symulacji z pomiarami potwierdza, iż oprogramowanie poprawnie modeluje procesy fizyczne towarzyszące emisji rozważanej wiązki terapeutycznej. Większe rozbieżności pomiędzy dawkami względnymi z pomiarów i z symulacji występują w obszarze narastania dawki i na brzegach profili, gdzie pojawia się duży gradient dawki. Są one spowodowane



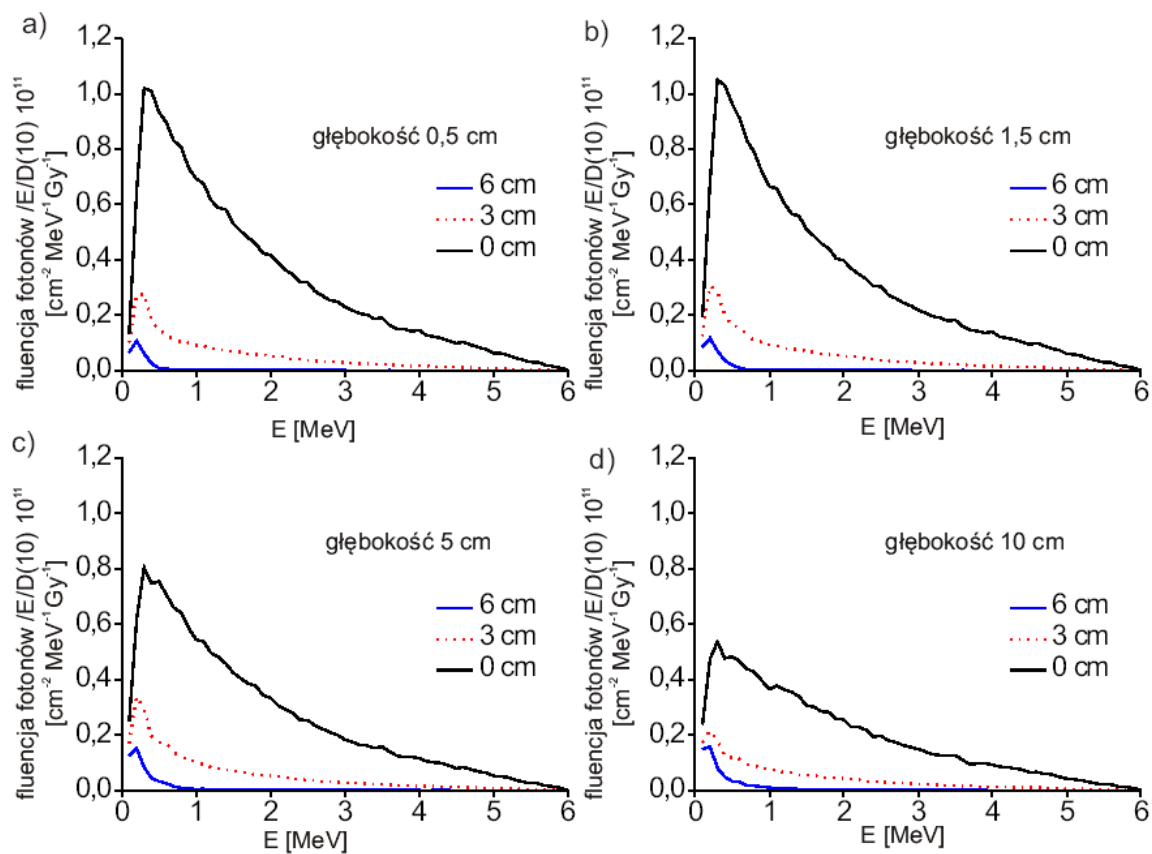
niedoskonałością metod eksperymentalnych, wynikającą ze względnie dużych rozmiarów stosowanych w dozymetrii klinicznej komór jonizacyjnych, do których zalicza się również używana w niniejszej pracy komora PTW 23343. Problem niepewności pomiarowych w obszarze narastania dawki dla typowych komór jonizacyjnych, stosowanych w radioterapii, został szeroko omówiony w raporcie dozymetrycznym Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej [25].

### **3.3 Widma energetyczne w wodzie**

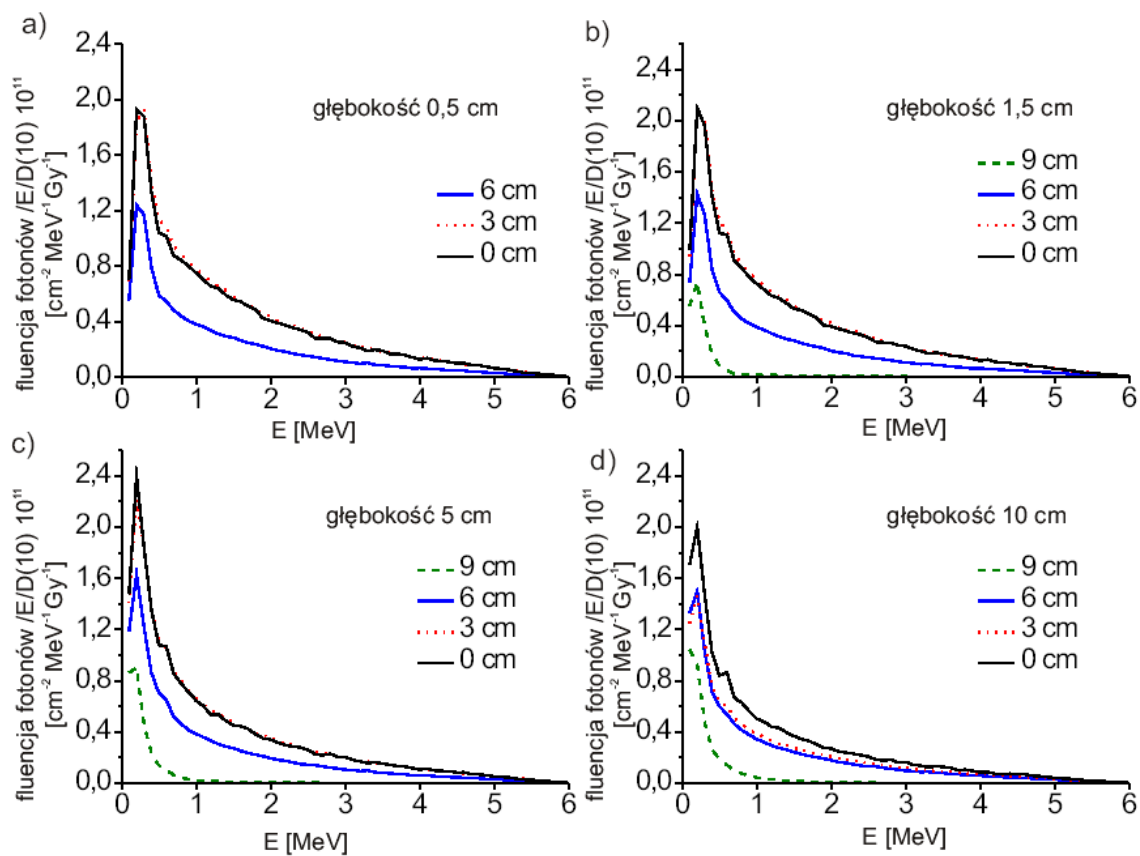
Zgodność rozkładów dawek głębokościowych obliczonych i zmierzonych świadczy o zoptymalizowaniu programu stosowanego w symulacjach. Zoptymalizowany w ten sposób program, może być zastosowany do wyznaczenia widm energetycznych w wodzie dla rozważanej wiązki terapeutycznej. W niniejszej pracy wyznaczono widma energetyczne w wodzie dla trzech pól napromieniowania (Rys. 3.14-3.17), takich samych, jak podczas obliczeń rozkładów dawek głębokościowych. W wyznaczonych widmach energetycznych posłużono się fluencją fotonów przypadającą na 1 MeV energii wiązki na dawkę 1 Gy występującej na głębokości 10 cm. Fluencje wyznaczono w zależności od energii fotonów w przedziałach o szerokości energetycznej 0,1 MeV (bin energetyczny). Tak przedstawione dane w funkcji energii zapewniają niezależność ilości fotonów od szerokości binu energetycznego oraz rozmiaru detektorów logicznych. Obliczenia zostały wykonane dla głębokości w wodzie wynoszących 0,5 cm, 1,5 cm, 5 cm, 10 cm, 15 cm i 20 cm wzdłuż głównej osi wiązki (Rys. 3.14). Ponadto, wyznaczono widma energetyczne w płaszczyźnie poprzecznej do głównej osi wiązki. Dla pola napromieniowania 3 cm x 3 cm poprzeczne położenie detektora logicznego określone jako odległość od osi głównej wiązki wynosiło 0 - 6 cm (Rys 3.15). Dla pola 10 cm x 10 cm wynosiło 0 - 9 cm (Rys. 3.16) oraz dla pola 40 cm x 40 cm od 0 - 21 cm (Rys. 3.17). Widma uzyskano dla  $9 \cdot 10^8$  elektronów źródłowych. Średni błąd statystyczny dla symulowanych widm w zakresie energii fotonów od 0 do 4 MeV nie przekraczał 3%, natomiast dla całego rozkładu 4% (powodem jest względnie mała wartość fluencji fotonów dla wysokich energii).



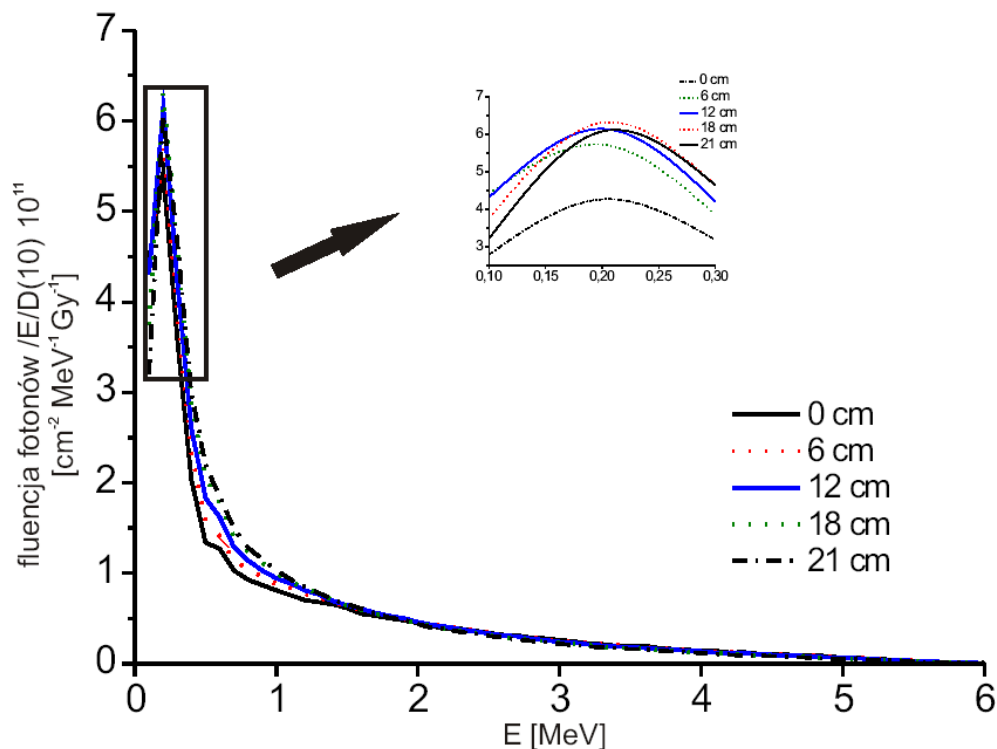
**Rysunek 3.14** Widma energetyczne w fantomie wodnym wzdłuż głównej osi wiązki dla głębokości: a) 0,5cm, b) 1,5 cm, c) 5cm, d) 10cm, e) 15 cm, f) 20 cm.



**Rysunek 3.15** Widma energetyczne w fantomie wodnym w poprzek głównej osi wiązki dla pola napromieniowania 3 cm x 3cm dla czterech poprzecznych położeń: a) 0,5 cm, b) 1,5 cm, c) 5 cm, d) 10cm.



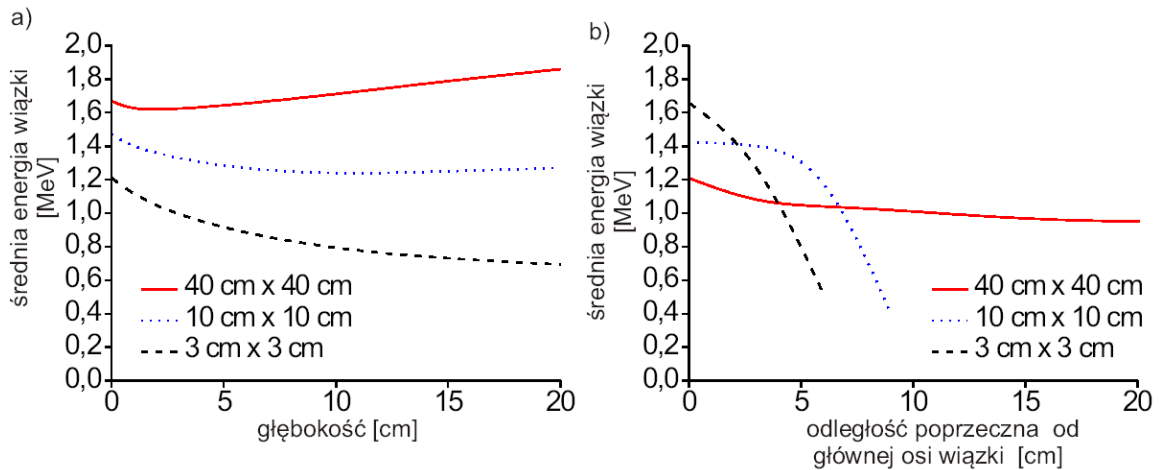
**Rysunek 3.16** Widma energetyczne w fantomie wodnym w poprzek głównej osi wiązki dla pola napromieniowania 10 cm x 10 cm dla czterech poprzecznych położeń: a) 0,5 cm, b) 1,5 cm, c) 5 cm, d) 10cm.



**Rysunek 3.17** Widma energetyczne w fantomie wodnym w poprzek głównej osi wiązki dla różnych odległości od osi wiązki, dla pola napromieniowania 40 cm x 40 cm.

Przedstawione wyniki dowodzą, że kształt widma energetycznego zależy od rozmiaru pola napromieniowania oraz pozycji w fantomie wodnym (głębokość, odległość od głównej osi wiązki). Widma energetyczne wyznaczone wzdłuż głównej osi wiązki (Rys. 3.14) różnią się najsilniej w części do 3 MeV. Wraz z głębokością fotony tracą energię, tym samym zasilając część niskoenergetyczną rozkładu i przyczyniając się do wzrostu maksimum rozkładu. Powyżej pewnej głębokości, zależnej od pola napromieniowania, obserwuje się stopniowy spadek maksimum rozkładu. Świadczy to o tym, że w tych obszarach absorpcja fotonów jest silniejsza niż tzw. "zasilenie" pochodzące od fotonów o wyższej energii, które straciły energię podczas transportu. Widma dla pola 40 cm x 40 cm (Rys. 3.17) wyznaczone w poprzek głównej osi wiązki obrazują wzrost maksimum dla pozycji bardziej oddalonych od osi głównej wiązki. Dzieje się tak z powodu obecności filtra wygładzającego. Dla fotonów propagujących się wzdłuż głównej osi wiązki, warstwa absorbująca jest najgrubsza, natomiast dla fotonów odchylonych maksymalnie od głównego kierunku najcieńsza. Dla skrajnych położenia w poprzek wiązki tj. 6 cm dla pola 3 cm x 3 cm (Rys. 3.15) oraz położenia 9 cm dla pola 10 cm x 10 cm (Rys. 3.16) detektor logiczny znajduje się poza obszarem napromieniania

dla głębokości 0,5 cm. Pomimo tego rejestrowane są fotony. Świadczy to o prawdziwości postawionej wyżej tezy, iż rozproszenia Comptona pełnią kluczową rolę w zrozumieniu wpływu pola napromieniowania na rozkład dawki głębokościowej. Zmiana kształtu widm energetycznych dla różnych położeń w fantomie wodnym powoduje zmianę średniej energii wiązki (Rys. 3.18).



**Rysunek 3.18** Średnia energia wiązki dla trzech pól napromieniowania: a) wzdłuż głównej osi wiązki, b) w poprzek głównej osi wiązki dla głębokości 1,5 cm.

Zależność średniej energii wiązki od głębokości zależy od rozmiaru pola napromieniowania. Dla pola 3 cm x 3 cm obserwuje się wzrost średniej energii wiązki od głębokości 0,1 cm. W przypadku pola 10 cm x 10 cm średnia energia wiązki rośnie od głębokości 7 cm. Natomiast dla pola 40 cm x 40 cm występuje ciągły spadek średniej energii wiązki.

Wyznaczone widma energetyczne mogą zostać przypisane grupie akceleratorów generujących wiązki promieniowania X o potencjale nominalnym 6 MV, których konstrukcja głowicy jest zbliżona do głowicy akceleratora Clinac 2300 firmy Varian. Fluencja wiązki jest skorelowana z dawką (2.35). Zatem, jeśli występuje zgodność rozkładu dawek głębokościowych i poprzecznych dla akceleratora wyprodukowanego przez innego producenta, wówczas uzyskane widma mogą być stosowane. Część wyników przedstawionych w tej części była opublikowana w pracy [49].

### **3.4 Eksperymentalne metody wyznaczania widm energetycznych w wodzie i powietrzu**

Natężenie promieniowania emitowanego przez akcelerator jest tak duże, iż nie jest możliwy bezpośredni pomiar widma za pomocą detektora półprzewodnikowego lub scyntylacyjnego itp. Dlatego też, koniecznym jest stosowanie metod pośrednich takich jak:

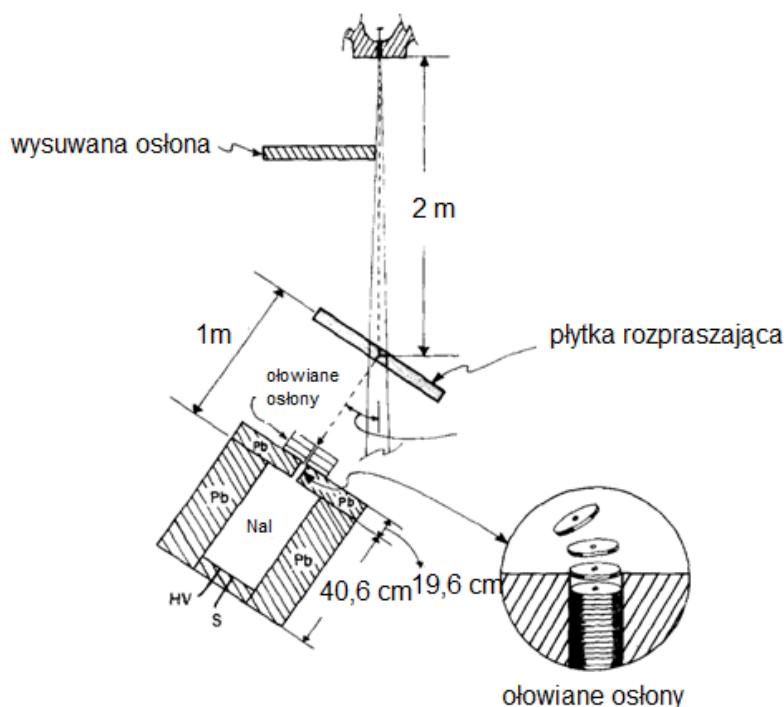
- 1) rozpraszanie Comptonowskie na płaskiej płytce metalu,
- 2) pomiar transmisji promieniowania.

Pierwsza metoda może być stosowana jedynie w powietrzu, natomiast druga, choć może zostać zastosowana do wyznaczenia widma energetycznego w wodzie, to jednak nie uwzględnia przyczynku od fotonów wstecznie rozproszonych.

#### **3.4.1 Rozpraszanie Comptonowskie na płaskiej płytce metalu**

Padająca wiązka promieniowania X wygenerowana przez akcelerator medyczny pada na płaską, cienką płytkę metalu o grubości ok.  $10^{-3}$  m, umieszczoną w głównej osi wiązki, na której może dojść tylko do jednego rozproszenia Comptonowskiego. W pewnej odległości od płytki znajduje się detektor scyntylacyjny [40-41] lub półprzewodnikowy [43]. Odległość musi być tak dobrana, by do detektora docierały fotony, które uległy tylko jednemu rozproszeniu Comptonowskiemu. Detektor okryty jest ołowianą osłoną z niewielkim otworem, przez który do detektora docierają fotony rozproszone w ściśle określonym kierunku. Płytkę umieszczoną jest pod pewnym kątem  $\alpha$  w stosunku do głównej osi wiązki (Rys. 3.19). Kąt  $\alpha$  jest tak dobrany, aby rozproszony foton docierający do detektora miał energię 1,5 MeV lub mniejszą [43]. Rozproszenie fotonów wiązki terapeutycznej pod kątem  $\alpha$  wiąże się ze zmianą energii rozproszonego fotonu. Ponadto, fotony padające na płytkę w zależności od kąta  $\alpha$  ulegają rozproszeniu z różnym prawdopodobieństwem. Dlatego przy wyznaczeniu widma energetycznego konieczne jest uwzględnienie różniczkowego przekroju czynnego Kleina-Nishiny. Opisuje on prawdopodobieństwo rozproszenia fotonu w kąt bryłowy  $d\Omega$  pod kątem  $\alpha$  w stosunku do osi głównej wiązki. Zależność ta pozwala obliczyć wartość fluencji fotonów, padających na płytkę w zależności od fluencji zmierzonej. Ponadto, zależność pomiędzy

energiją fotonu padającego i rozproszonego (2.14) pozwala określić energię fotonu padającego na płytkę mierząc energię fotonu docierającego do detektora.



**Rysunek 3.19** Schemat układu pomiarowego widma energetycznego w powietrzu. Rysunek zmodyfikowany bazujący na pracy L. B. Levy [41].

Niestety metoda oparta na rozproszeniach Comptonowskich, na cienkiej warstwie materiału może być stosowana jedynie do wyznaczania widma energetycznego w powietrzu. W wodzie, oprócz trudności technicznych związanych z osłonami wodoszczelnymi, problemem jest mała odległość pomiędzy kolejnymi rozproszeniami fotonów.

### 3.4.2 Pomiar transmisji promieniowania

Metoda pomiaru transmisji promieniowania opiera się na wykonaniu pomiarów dawek komorą jonizacyjną w danym punkcie przestrzeni bez i z użyciem absorbentu o zmiennej grubości [42], [44], [48]. Transmisja  $T(x)$  określona jest jako stosunek dawki zaabsorbowanej w danym punkcie przestrzeni  $D(x)$  po przejściu przez absorbent o



grubości  $x$  i dawki zaabsorbowanej w tym samym punkcie przestrzeni bez obecności absorbentu  $D(0)$ :

$$T(x) = \frac{D(x)}{D(0)}. \quad (3.3)$$

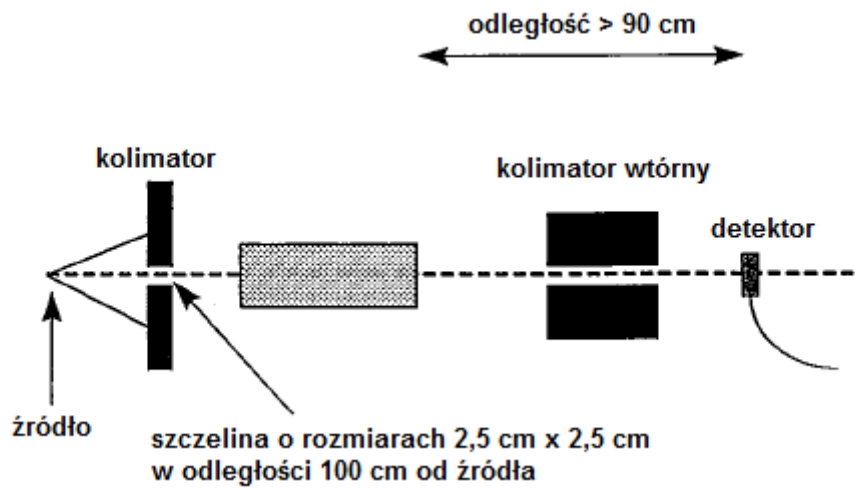
Ponadto, transmisja cząstkowa  $T(x)_{E_n}$  jest stosunkiem dawki  $D(x)_{E_n}$  pochodzącej od fotonów o energii z zakresu  $(E_n - \Delta E, E_n + \Delta E)$  po przejściu przez absorbent i bez obecności absorbentu  $D(0)_{E_n}$ :

$$T(x)_{E_n} = \frac{D(x)_{E_n}}{D(0)_{E_n}}. \quad (3.4)$$

Pomiar transmisji całkowitej dokonywany jest dla kilku absorbentów o różnej grubości. Zgodnie z relacjami (3.3-3.4) transmisję całkowitą można przedstawić w postaci układu równań:

$$\begin{aligned} D(0)T(x_1) &= T(x_1)_{E_1}D(0)_{E_1} + T(x_1)_{E_2}D(0)_{E_2} + \dots + T(x_1)_{E_n}D(0)_{E_n} \\ D(0)T(x_2) &= T(x_2)_{E_1}D(0)_{E_1} + T(x_2)_{E_2}D(0)_{E_2} + \dots + T(x_2)_{E_n}D(0)_{E_n} \\ &\dots \\ D(0)T(x_m) &= T(x_m)_{E_1}D(0)_{E_1} + T(x_m)_{E_2}D(0)_{E_2} + \dots + T(x_m)_{E_n}D(0)_{E_n} \end{aligned} \quad (3.5)$$

Współczynniki transmisji całkowitej  $T(x_1), T(x_2), \dots, T(x_n)$  wyznaczone są doświadczalnie, natomiast współczynniki transmisji cząstkowej  $T(x_m)_{E_n}$  za pomocą symulacji Monte Carlo. Następnie powstaje układ równań ze względu na zmienne  $D(0)_{E_n}$ . W ogólności istnieje nieskończenie wiele rozwiązań, jednakże ze względu na charakter widma pewne rozwiązania są wyszczególnione. Geometrię układu pomiarowego obrazuje Rys. 3.20.



**Rysunek 3.20** Schemat układu do pomiaru widma dla wiązki terapeutycznej metodą transmisji. Rysunek zmodyfikowany bazujący na pracy P. Francois [48].

Metoda oparta na transmisji promieniowania pozwala wyznaczyć widma energetyczne w powietrzu oraz w wodzie.

## 4. Symulacje komputerowe wiązek protonowych

### 4.1 Współczynniki perturbacyjne komory PTW 23343 Markus

Głównym pomiarem wykonywanym w dozymetrii klinicznej dla terapeutycznej wiązki protonów jest pomiar rozkładu dawek w fantomie wodnym za pomocą powietrznej komory jonizacyjnej. Dawka zmierzona nigdy nie jest równa dawce faktycznie absorbowanej w ośrodku. Aby ze zmierzonego rozkładu dawek uzyskać rozkład dawek w ośrodku (tj. w prezentowanych badaniach w wodzie), należy uwzględnić przesunięcie rozkładu zmierzonego przez detektor, względem rozkładu rzeczywistego, wynikające z różnic w gęstościach pomiędzy materiałem budującym ścianę detektora i wodą. Ponadto, wewnątrz komory (tzw. komora robocza detektora - wnęka) wypełnione jest materiałem innym niż ośrodek. Zastosowana w niniejszych badaniach komora PTW Markus 23343 wypełniona jest powietrzem. Niezbędne jest zatem przeliczenie dawki z powietrza na dawkę w wodzie, co sprowadza się do przemnożenia wskazania komory Markus przez odpowiednie stosunki masowych zdolności hamowania woda-powietrze  $S_{w,pow}$ . Gdyby warunki Bragga-Greya wraz z poprawką Spencera-Attixa spełnione były dla wszystkich głębokości, do których docierają protony, wówczas wystarczające byłoby ww. przesunięcie rozkładów dawek zmierzonych powietrzną komorą jonizacyjną i przemnożenie dawek przez współczynniki  $S_{w,pow}$ . Tak otrzymane rozkłady reprezentowałyby rozkłady dawek w wodzie. Jednakże, w rzeczywistości warunki Bragga-Greya nie są spełnione dla wszystkich głębokości. Konieczne jest wprowadzenie poprawek na odpowiedź detektora. Kolejnym ważnym aspektem, który musi być wzięty pod uwagę w pomiarach dozymetrycznych jest dokładne wyznaczenie położenia piku Bragga tj. głębokości, na której występuje dawka maksymalna i dokładny pomiar jej wartości. Jest to szczególnie istotne dla rozkładów dawek głębokościowych normowanych do dawki maksymalnej. Oczywistym jest, że niedokładne wyznaczenie dawki maksymalnej, może powodować znaczącą zmianę rozkładu względnych dawek głębokościowych.

W niniejszym rozdziale zostały opisane szczegóły postępowania podczas transformacji rozkładu dawek, otrzymanego za pomocą detektora PTW 23343 Markus na rozkład dawek w wodzie. Za pomocą symulacji komputerowych wyznaczone zostały współczynniki perturbacyjne dla szpilkowych wiązek protonów o energiach: 15 MeV,

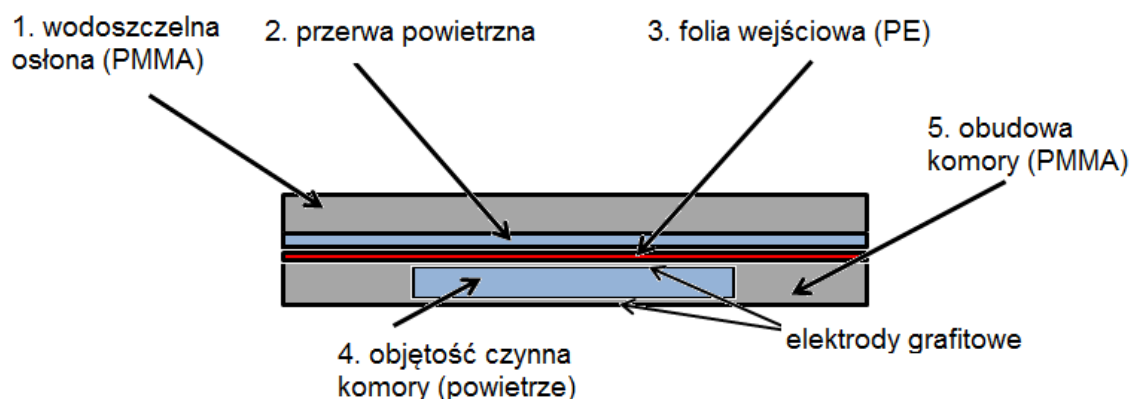
30 MeV, 60 MeV oraz 80 MeV. Dla każdej energii obliczenia współczynników perturbacyjnych zostały wykonane dla dwóch rozmyć energii protonów odpowiadających rozkładowi Gaussa o  $FWHM_E = 0,5$  MeV, 3 MeV i dla wiązki monoenergetycznej. Ponadto, dla energii 60 MeV szczególnie istotnej ze względu na zastosowanie w terapii nowotworów oka, wyznaczone zostały również współczynniki perturbacyjne dla wiązek protonów rozmytych przestrzennie.

#### **4.1.1 Opis budowy komory PTW 23343 Markus**

Wyznaczone w niniejszej pracy, za pomocą symulacji komputerowych Monte Carlo współczynniki perturbacyjne (patrz kolejne rozdziały) dotyczą płasko-równoległej komory jonizacyjnej PTW 23343 Markus. Detektor ten składa się z dwóch płaskich elektrod rozsuniętych względem siebie o odległość 2 mm. Pomiedzy elektrodami znajduje się gaz – powietrze pod ciśnieniem atmosferycznym. Górna elektroda (płytką przez którą wnikają do komory protony) jest bardzo cienka, tak aby nie zaburzać pomiaru dawki. Geometrię komory PTW 23343 Markus obrazuje Rys. 4.1.

Osłona wykonana z PMMA (przezroczyste tworzywo sztuczne, którego głównym składnikiem jest poli(metakrylan metylu)) chroni przed przedostaniem się cieczy do wnętrza komory. Kolejnym elementem detektora PTW 23343 Markus jest folia wejściowa wykonana z PE (polietylen). Pomiedzy folią, a osłoną znajduje się niewielka przerwa powietrzna. Promieniowanie po przejściu przez osłonę i folię wejściową dociera do czynnej objętości komory. Dawka zmierzona w objętości czynnej przeliczana jest na dawkę w ośrodku np. w wodzie. Zmierzoną dawkę należy przypisać do przedniej powierzchni komory roboczej (wnęki), przylegającej do folii wejściowej. Położenie to jest nazywane w literaturze punktem referencyjnym.

Wszystkie powyżej opisane elementy komory mają kształt walca. Szczegółowe wymiary wraz ze składem chemicznym i gęstością użytych materiałów przedstawia Tab.4.1 [23]. Podane przez producenta informacje wskazują na możliwość wykorzystania komory zarówno do pomiarów dla wiązek elektronowych, fotonowych, jak i protonowych.



**Rysunek 4.1** Schemat komory jonizacyjnej PTW 23343 Markus. Na rysunku nie została zachowana proporcja elementów [23].

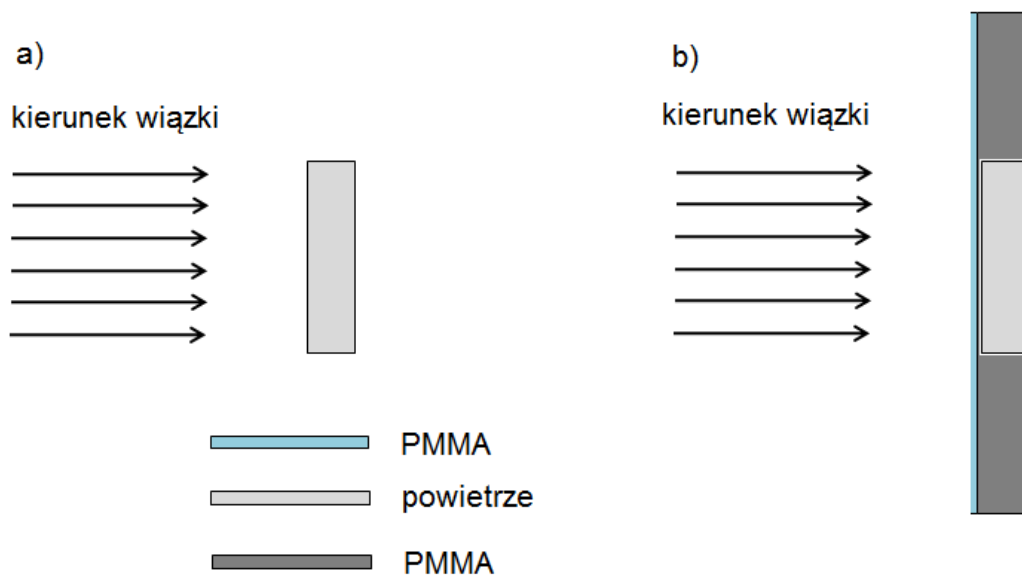
**Tabela 4.1** Charakterystyka budowy komory PTW 23343 Markus [23].

Nazwa	Wymiary [cm]	Skład atomowy [%]	Gęstość [g/cm <sup>3</sup> ]
1. Wodoszczelna osłona	wysokość: 0,087 promień: 1,5	<sup>12</sup> <sub>6</sub> C- 33,33 <sup>16</sup> <sub>8</sub> O- 13,33 <sup>1</sup> <sub>1</sub> H- 53,33	1,19
2. Przerwa powietrzna	wysokość: 0,04 promień: 1,5	<sup>14</sup> <sub>7</sub> N- 78,1 <sup>16</sup> <sub>8</sub> O- 20,9	0,00129
3. Folia wejściowa	wysokość: 0,003 promień: 1,5	<sup>12</sup> <sub>6</sub> C- 33,33 <sup>1</sup> <sub>1</sub> H- 66,7	0,95
4. Objętość czynna komory	wysokość: 0,2 promień: 0,3	<sup>14</sup> <sub>7</sub> N- 78,1 <sup>16</sup> <sub>8</sub> O- 20,9	0,00129
5. Obudowa komory	wysokość: 0,4 promień: 1,5	<sup>12</sup> <sub>6</sub> C- 33,33 <sup>16</sup> <sub>8</sub> O- 13,33 <sup>1</sup> <sub>1</sub> H- 53,33	1,19

#### 4.1.2 Współczynniki perturbacyjne $p_{wall}$

Ścianki detektora są wykonane z materiałów o podobnej zdolności hamowania cząstek (elektronów i protonów), jak woda. Zatem, fluencja cząstek powinna być

jednakowa w obrębie komory roboczej otoczonej ściankami wykonanymi z PMMA i PE jak i również we wnętrzu otoczonej wodą. Z symulacji komputerowych wynika, że dla wiązek o małej średniej energii (dla protonów  $E < 4$  MeV), fluencja w komorze posiadającej ścianki wykonane z innych materiałów niż woda jest zaburzona. W takich warunkach obecność w ośrodku ścian komory Markus wykonanych z PMMA i PE, wpływa na wynik pomiaru dawki. Dlatego też konieczne jest zastosowanie współczynników perturbacyjnych  $p_{wall}$  (2.46). Symulowany układ zdefiniowany do wyznaczenia współczynników perturbacyjnych  $p_{wall}$  obrazuje Rys. 4.2.



**Rysunek 4.2** Schemat układu do obliczeń współczynników perturbacyjnych  $p_{wall}$  w wodzie za pomocą symulacji Monte Carlo dla wiązki protonów.

Równoważna warstwa wody to warstwa wody o takiej masie jak masa ścianki komory i takich samych wymiarach poprzecznych. Dla materiałów o gęstościach innych niż woda użytych do budowy frontальной ściany detektora, grubość równoważnej warstwy wody jest inna niż grubość ścianki frontальной. Zatem, rozkład dawek mierzonych za pomocą detektora dla danej wiązki protonowej jest przesunięty względem rzeczywistego. Aby określić równoważną warstwę wody dla ścianki komory należy posłużyć się następującym wzorem:

$$h_w = \frac{(\sum_{i=1}^n d_i h_i)}{d_w} \quad (4.1)$$

gdzie:

$h_i$  - grubość i-tego materiału użytego do budowy ściany komory od strony wlotu wiązki,

$d_i$  - gęstość i-tego materiału użytego do budowy ściany komory od strony wlotu wiązki,

$d_w$  - gęstość wody,

$h_w$  - grubość równoważnej warstwy wody.

Stosując tę zależność, zakładamy równość masowych współczynników hamowania dla ścianki detektora i wody dla danej energii wiązki promieniowania. W rzeczywistości masowe współczynniki hamowania dla wody i materiałów użytych do budowy ścianki co prawda niewiele, ale jednak różnią się od siebie. Powoduje to, że równoważna grubość warstwy wody zależna jest w niewielkim stopniu również od energii. Przesunięcie rozkładu dawek zmierzonego za pomocą komory jonizacyjnej względem rozkładu dawek w wodzie może być opisane jako:

$$\Delta h = h_w - (\sum_{i=1}^n h_i) \quad (4.2)$$

gdzie:

$\Delta h$  - przesunięcie rozkładu dawek zmierzonego za pomocą komory jonizacyjnej w stosunku do rozkładu dawek w wodzie,

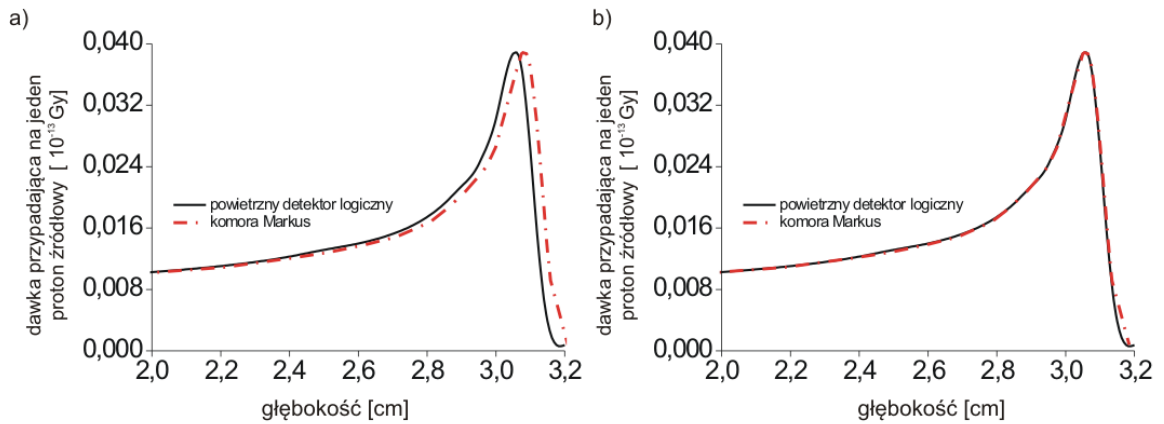
$h_i$  - grubość i-tej warstwy ścianki detektora,

$h_w$  - grubość równoważnej warstwy wody.

Przesunięcie obliczone za pomocą powyższej zależności dla komory PTW 23343 Markus wynosi 0,236 mm w kierunku mniejszych głębokości. Symulacje wykazały, że przesunięcie dla rozważanych rozkładów dawek głębokościowych wynosiło od 0,22 mm do 0,255 mm.

Wartości przesunięć zostały wyznaczone poprzez porównanie rozkładów dawek obliczonych za pomocą powietrznych detektorów logicznych i modelem komory PTW 23343 Markus, przy czym objętości aktywne dla obu rodzajów tych wirtualnych detektorów były jednakowe. Dla każdej rozważanej wiązki przesunięcie określono w taki sposób, aby po transformacji piki Bragga obu rozkładów znajdowały się na tej samej głębokości. Przedstawione na Rys. 4.3 przykładowe rozkłady dawek głębokościowych

dla szpilkowej monoenergetycznej wiązki o energii 60 MeV obrazują rozkłady przed i po uwzględnieniu poprawki na przesunięciu rozkładów.



**Rysunek 4.3** Porównanie rozkładu dawek dla szpilkowej wiązki monoenergetycznej 60 MeV, a) bez przesunięcia (maksima pików Bragga przesunięte o 0,24 mm), b) z przesunięciem.

Stosunek dawki obliczonej za pomocą powietrznego detektora logicznego do dawki obliczonej modelem komory Markus (po przesunięciu) wyznacza współczynnik perturbacyjny  $p_{wall}$  :

$$\frac{D_{pow}}{D_{det}} = p_{wall} \quad (4.3)$$

gdzie:

$D_{det}$  - dawka wyznaczona modelem detektora PTW 23343 Markus,

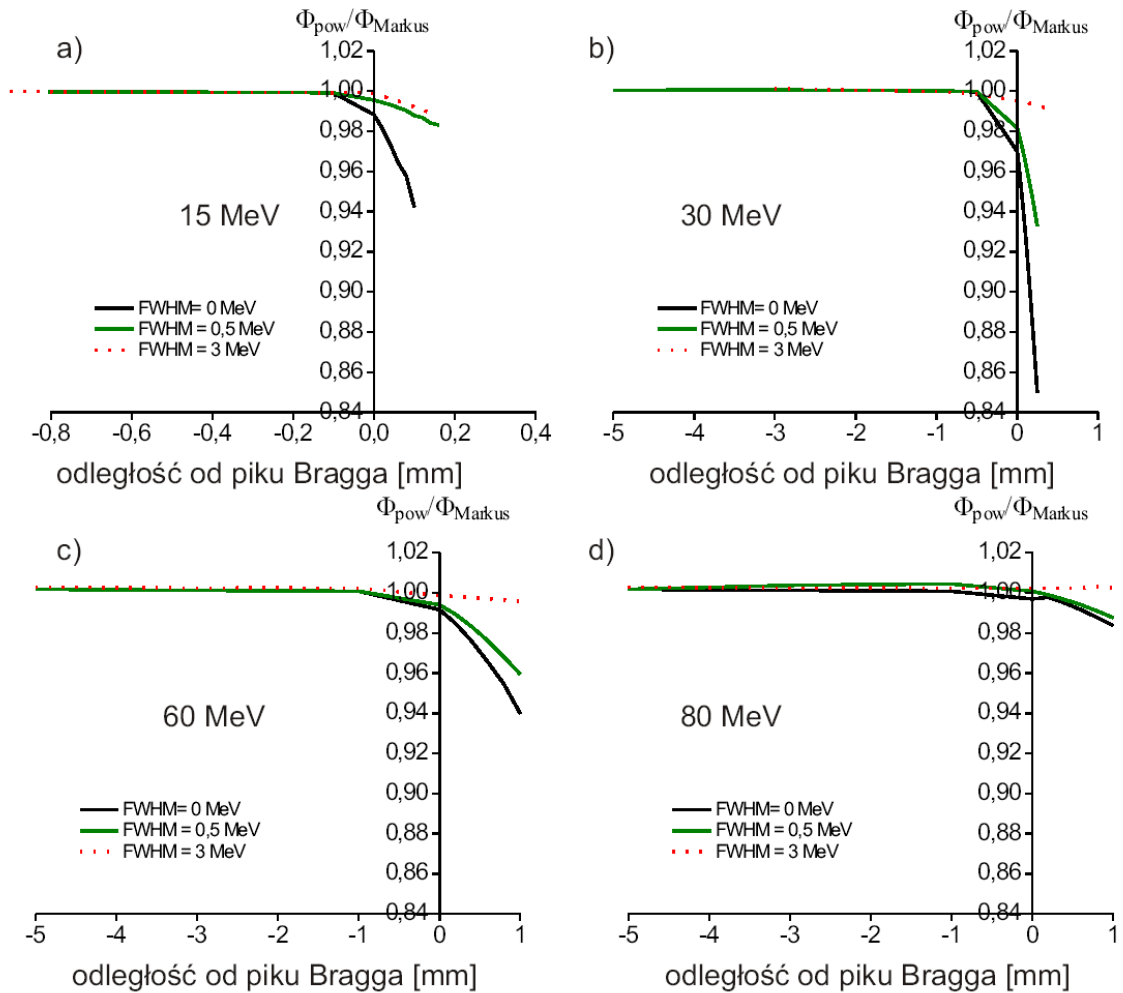
$D_{pow}$  – dawka wyznaczona za pomocą powietrznego detektora logicznego o takiej samej geometrii i objętości jaką posiada komora PTW 23343 Markus; powietrzny detektor logiczny różni się tym od modelu komory PTW 23343 Markus, że wszystkie materiały budujące ścianki stanowi woda,

$p_{wall}$  – współczynnik perturbacyjny poprawiający odpowiedź detektora na efekty związane z budową ścianek.

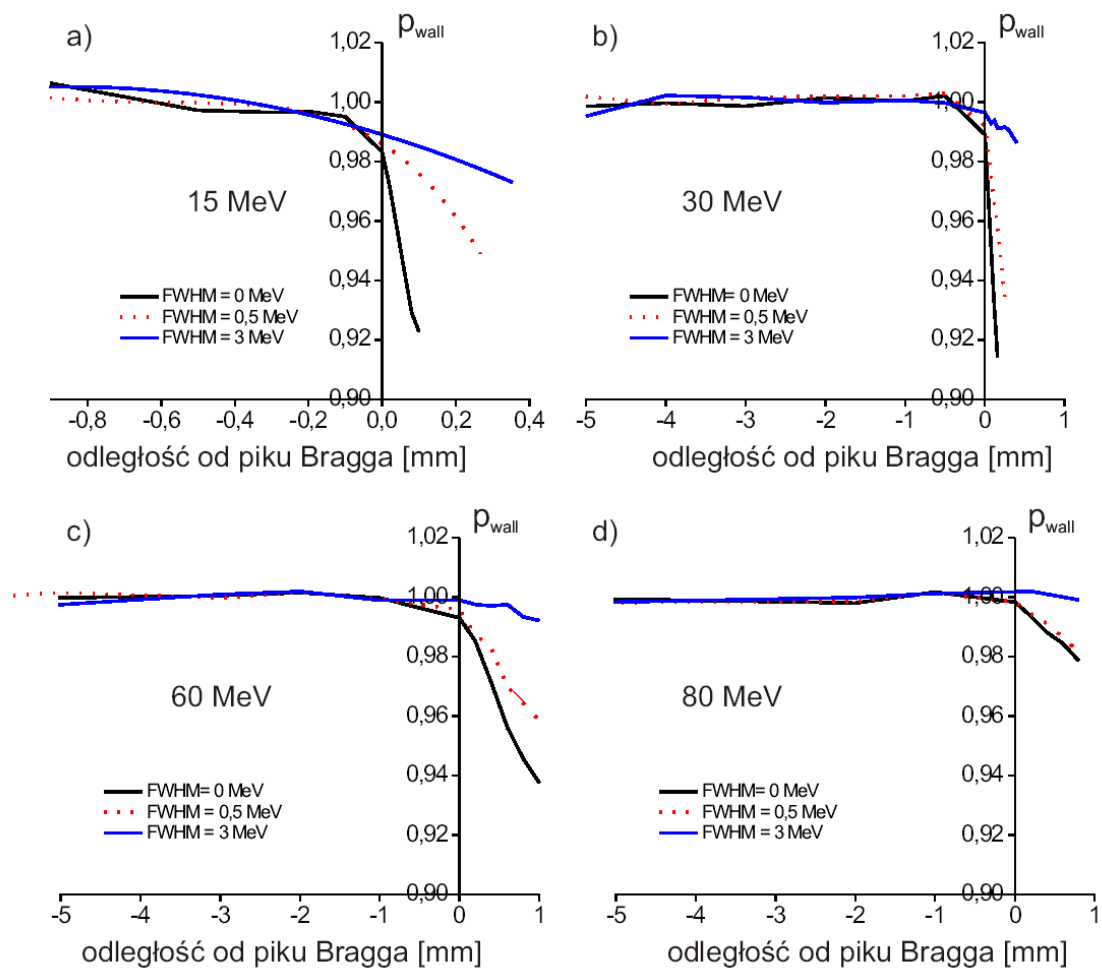
Współczynniki  $p_{wall}$  wyznaczono dla szpilkowych wiązek protonów o energiach: 15 MeV (Rys. 4.5a), 30 MeV (Rys. 4.5b), 60 MeV (Rys. 4.5c) i 80 MeV (Rys. 4.5d), dla wiązki monoenergetycznej i wiązek o  $FWHM_E = 0,5$  MeV, 3 MeV (rozkład Gaussa).



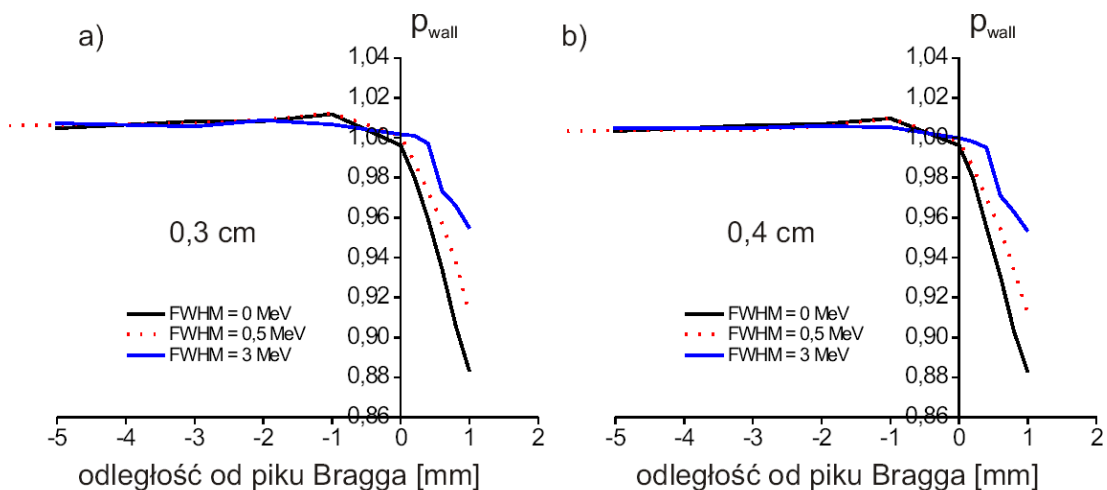
Dla energii wiązki 60 MeV wyznaczono dodatkowo współczynniki  $p_{wall}$  dla dwóch równoległych, rozmytych przestrzennie wiązek o rozkładzie jednostajnym i promieniu 0,3 cm oraz 0,4 cm (Rys. 4.6). Otrzymane wartości współczynników  $p_{wall}$  charakteryzują się spadkiem wartości przed pikiem Bragga, a dodatkowo przyjmują one wartości mniejsze niż 1. Świadczy to o silniejszym rozpraszaniu protonów przez równoważną warstwę wody niż przez ścianki detektora, co skutkuje mniejszą fluencją całkowitą w powietrznym detektorze logicznym. Dla rozważanych szpilkowych wiązek protonów (Rys. 4.4) wyznaczony w symulacjach stosunek całkowitej fluencji protonów w detektorze powietrznym  $\Phi_{pow}$  do całkowitej fluencji w objętości roboczej komory Markus  $\Phi_{Markus}$  (po poprawce przesunięcia) dowodzi, iż obszar w obrębie piku Bragga stanowi region dla którego nie są spełnione warunki Bragga-Greya. Otrzymane wartości współczynników perturbacyjnych w funkcji głębokości w wodzie (Rys. 4.5-4.7) zostały odniesione do położenia maksimum piku Bragga. Głębokość odpowiadająca dawce maksymalnej (maksimum piku Bragga) została oznaczona jako głębokość 0 mm, wartości ujemne na osi odciętych oznaczają położenia przed pikiem Bragga, natomiast dodatnie za pikiem Bragga.



**Rysunek 4.4** Stosunek całkowitej fluencji w detektorze powietrznym  $\Phi_{pow}$  do całkowitej fluencji w objętości roboczej komory Markus  $\Phi_{Markus}$  dla wiązki szpilkowej o  $FWHM_E = 0$  MeV, 0,5 MeV, 3 MeV. Średnia energia wiązki: a) 15 MeV, b) 30 MeV, c) 60 MeV, d) 80 MeV.



**Rysunek 4.5** Współczynniki perturbacyjne  $p_{wall}$ . Opis jak dla Rys.4.4.



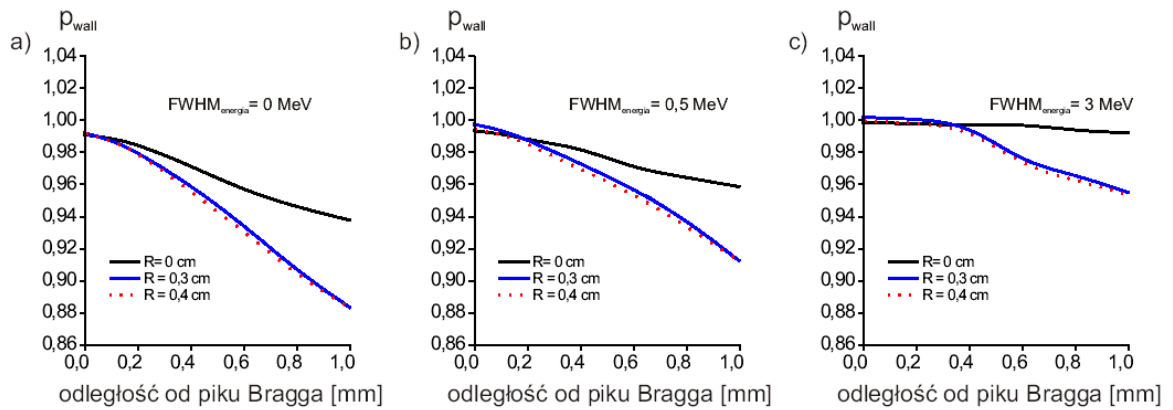
**Rysunek 4.6** Współczynniki perturbacyjne  $p_{wall}$  dla wiązki protonów o średniej energii 60 MeV i o  $FWHM_E = 0$  MeV, 0,5 MeV, 3 MeV, wyznaczone dla wiązek szerokich: a) wiązka równoległa o promieniu 0,3 cm, b) wiązka równoległa o promieniu 0,4 cm.

Otrzymane wartości współczynników perturbacyjnych  $p_{wall}$  w obszarze piku Bragga wykazują zależność od energii początkowej wiązki protonów oraz od rozmycia energetycznego wiązki. Im większa energia wiązki i im większe rozmycie energetyczne wiązki, tym wartości współczynników perturbacyjnych  $p_{wall}$  stają się bliższe jedności w obrębie piku Bragga. Dzieje się tak dlatego, że na głębokościach odpowiadających obszarowi piku Bragga (tj. dawce maksymalnej) część protonów nie spełnia warunków określonych w teorii Spencera-Attixa i daje wkład do perturbacji. Jednocześnie im większe staje się rozmycie energetyczne wiązki tym mniejszy jest udział tych protonów w stosunku do wszystkich protonów przecinających zarówno powietrzny detektor logiczny, jak i komorę Markus. Średnie wartości współczynników perturbacyjnych  $p_{wall}$  dla wiązek szpilkowych za pikiem Bragga zamieszczone są w Tab. 4.2.

**Tabela 4.2** Średnie wartości współczynników perturbacyjnych  $p_{wall}$  za pikiem Bragga dla wiązek szpilkowych o rozmyciu energetycznym  $FWHM_E = 0$  MeV, 0,5 MeV, 3 MeV.

Średnia energia wiązki [MeV]	FWHM <sub>E</sub> [MeV]		
	0	0,5	3
15	0,9513	0,9778	0,9841
30	0,9539	0,9753	0,9938
60	0,9703	0,9801	0,9969
80	0,9933	0,9944	1,0016

Wpływ rozważanego rozmycia przestrzennego wiązki protonów na wartości współczynników  $p_{wall}$  dla wiązki monoenergetycznej o energii 60 MeV i dla wiązek o rozmyciach energetycznych 0,5 MeV i 3 MeV przedstawia Rys. 4.7.



**Rysunek 4.7** Współczynniki  $p_{wall}$  dla: a) wiązki monoenergetycznej, b) wiązki o  $FWHM_E = 0,5$  MeV, c) wiązki o  $FWHM_E = 3$  MeV.

Rozmycie przestrzenne wiązki protonów wpływa na wartości współczynnika  $p_{wall}$  (Rys. 4.7). Dla wiązki szpilkowej wartość współczynnika  $p_{wall}$  jest najbliższa jedności na danej głębokości i znacząco odbiega od wartości dla wiązki szerokiej o promieniu 0,3 cm i 0,4 cm. Dla wiązki szpilkowej, cała wiązka przechodzi przez objętość czynną komory (tj. przez walec o promieniu 0,3 cm), natomiast dla wiązek rozmytych przestrzennie w wyniku rozpraszania w wodzie, pewna część protonów ulega rozproszeniu na brzegach detektora i daje dodatkowy wkład do współczynnika perturbacyjnego  $p_{wall}$ . Dla wiązek o większym rozmyciu przestrzennym ( $R = 0,4$  cm) niż rozmiar poprzeczny komory, wartości współczynnika  $p_{wall}$  nie zmieniają się już znacząco. Może to świadczyć o tym, iż dodatkowy wkład do współczynnika  $p_{wall}$  dla wiązek rozmytych przestrzennie, to efekt związany z rozpraszaniem wiązki protonowej na brzegach obszaru objętości czynnej komory.

#### 4.1.3 Współczynniki perturbacyjne $p_{cav}$

Wodny detektor logiczny to detektor wirtualny o takich samych rozmiarach poprzecznych i takiej samej masie, jak powietrzny detektor logiczny. Jedyną różnicę pomiędzy nimi stanowi grubość części aktywnej detektora oraz materiały je wypełniające (woda lub powietrze). Aby oba wirtualne detektory były równoważne, ich grubości muszą spełniać zależność (4.1). Grubość powietrznego detektora wynosi 2 mm. Zgodnie z zależnością (4.1) grubość równoważnego wodnego detektora wynosi 0,00258 mm (Rys. 4.8), (gęstość powietrza równa jest  $1,29$  kg/m<sup>3</sup>, natomiast wody  $1000$  kg/m<sup>3</sup>). Stosunek dawki w komorze wodnej do dawki w komorze powietrznej, w sytuacji idealnej

tzn. gdy fluencje protonów w obrębie obu komór (powietrznej i wodnej) są takie same, równy jest stosunek masowych współczynników zdolności hamowania (2.43-2.44). Jednak, gdy fluencje są zaburzone, wówczas stosunek ten należy skorygować poprzez wprowadzenie współczynnika perturbacyjnego  $p_{cav}$  (4.4), który koryguje odpowiedź detektora ze względu na efekty związane z transformacją dawki zaabsorbowanej w powietrznym detektorze logicznym na dawkę w równoważnym wodnym detektorze.

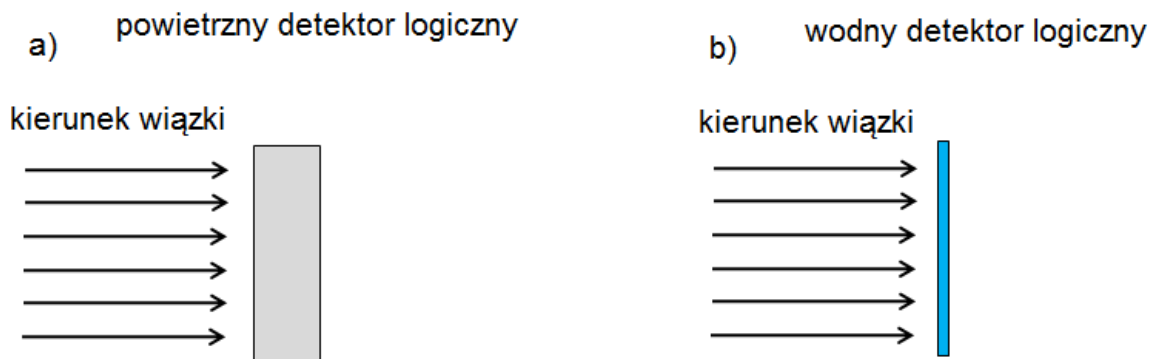
$$\frac{D_{wod}}{D_{pow}} = S_{w,pow} p_{cav} \quad (4.4)$$

$D_{wod}$  – dawka zaabsorbowana w wodnym detektorze logicznym wyznaczona za pomocą symulacji,

$D_{pow}$  – dawka zaabsorbowana w powietrznym detektorze logicznym wyznaczona za pomocą symulacji,

$S_{w,pow}$  – stosunek masowych zdolności hamowania woda-powietrze dla protonów,

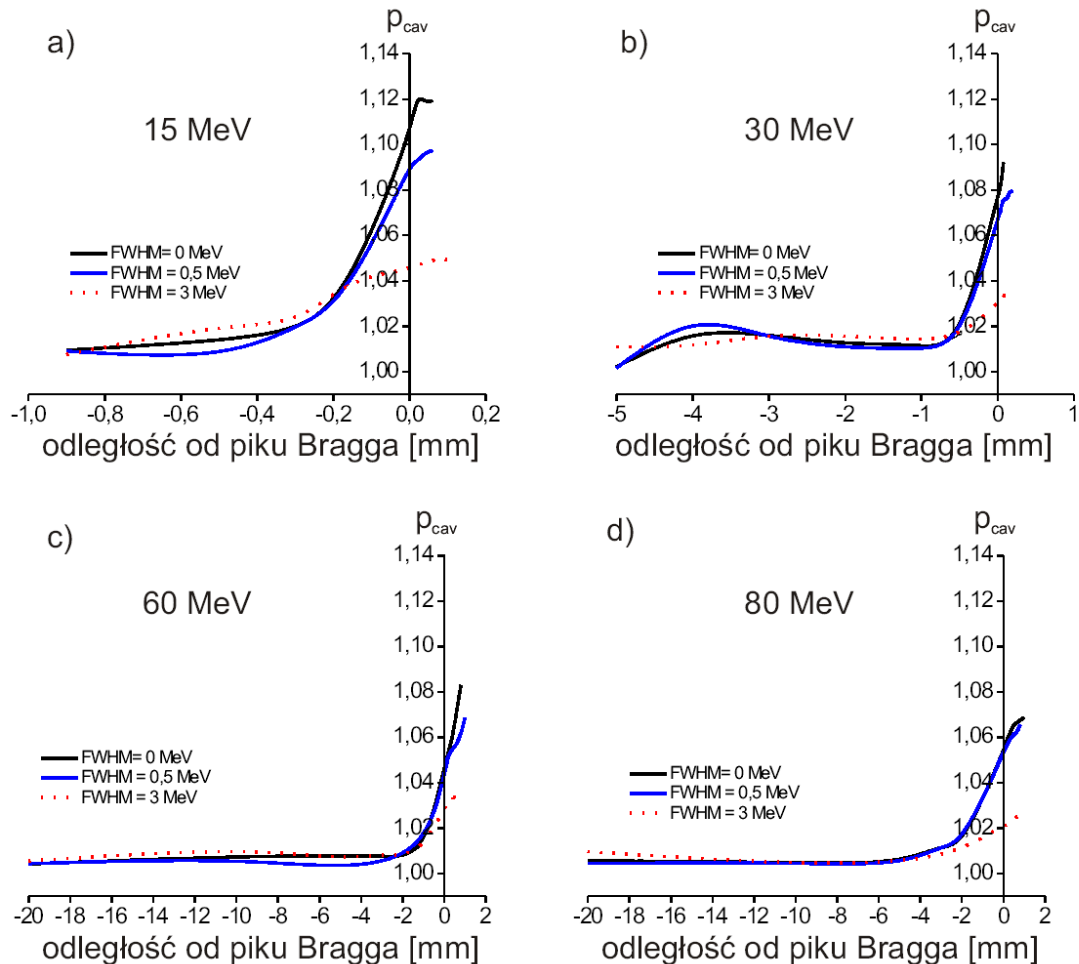
$p_{cav}$  – współczynnik perturbacyjny związany z transformacją dawki z powietrznego detektora do równoważnej warstwy wody.



**Rysunek 4.8** Schemat symulowanego układu zastosowanego do wyznaczenia współczynnika perturbacyjnego  $p_{cav}$  w wodzie. Proporcje nie zostały zachowane.

Dla wszystkich głębokości, dla których określono współczynniki  $p_{cav}$  wyznaczono średnie energie wiązek i w oparciu o nie obliczono współczynniki  $S_{w,pow}$  zgodnie z procedurą opisaną w raporcie dozymetrycznym ICRU [35] i w pracy J. Medin [34]. Współczynniki  $S_{w,pow}$  zostały użyte do obliczenia wartości współczynników perturbacyjnych  $p_{cav}$ .

Podobnie jak w przypadku współczynników  $p_{wall}$ , obliczenia współczynników  $p_{cav}$  wykonano dla szpilkowych wiązek protonów o energiach 15 MeV (Rys. 4.9a), 30 MeV (Rys. 4.9b), 60 MeV (Rys. 4.9c) i 80 MeV (Rys. 4.9d) dla wiązki monoenergetycznej i dla wiązek o rozmyciach energetycznych scharakteryzowanych przez współczynnik  $FWHM_E$  wynoszący 0,5 MeV i 3 MeV.



**Rysunek 4.9** Współczynnik perturbacyjny  $p_{cav}$  dla wiązki szpilkowej o  $FWHM_E = 0$  MeV, 0,5 MeV i 3 MeV. Średnia energia wiązki protonów: a) 15 MeV, b) 30 MeV, c) 60 MeV, d) 80 MeV.

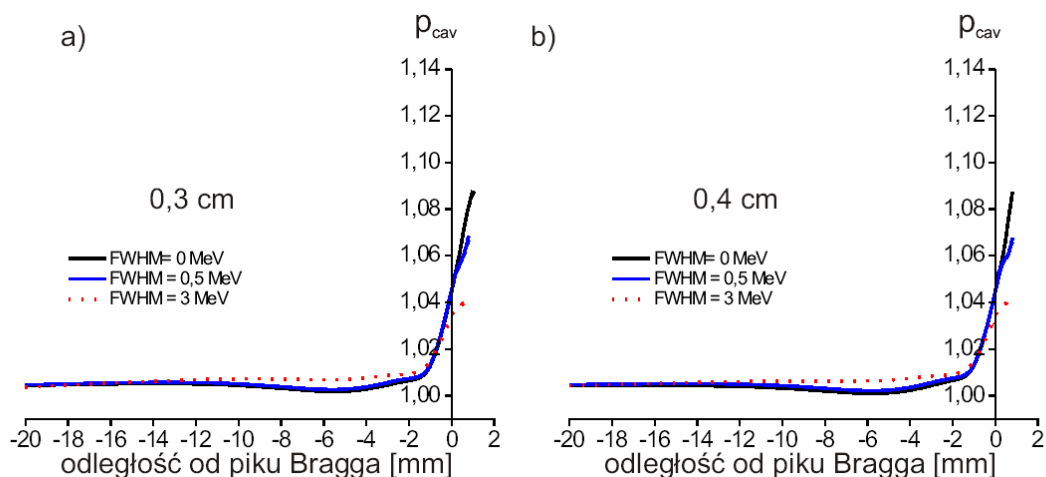
Tak jak dla współczynników perturbacyjnych  $p_{wall}$ , dla mniejszych głębokości (przed obszarem piku Bragga) współczynniki  $p_{cav}$  są bliskie jedności. Świadczy to o spełnieniu równości fluencji w komorze powietrznej i wodnej. Natomiast, dla głębokości w obrębie piku Bragga i większych, obserwowany jest wzrost współczynnika  $p_{cav}$ . W odróżnieniu od współczynnika  $p_{wall}$  (mniejszy od jedności), współczynnik  $p_{cav}$  dla tych głębokości jest większy od jedności. W przypadku współczynnika  $p_{cav}$  powyżej piku Bragga można

stwierdzić podobną zależność od energii wiązki, jak dla współczynnika  $p_{wall}$ , tzn. im większa energia wejściowa wiązki protonów i większe rozmycie energetyczne wiązki, tym współczynnik  $p_{cav}$  jest bliższy jedności. Wy tłumaczenie tej zależności jest analogiczne jak w przypadku współczynników  $p_{wall}$ . Średnie wartości współczynnika  $p_{cav}$  za pikiem Bragga zamieszczono w Tab. 4.3.

**Tabela 4.3** Średnie wartości współczynników perturbacyjnych  $p_{cav}$  dla wiązek szpilkowych za pikiem Bragga dla trzech rozmyć energetycznych o  $FWHM_E$ : 0 MeV, 0,5 MeV, 3 MeV.

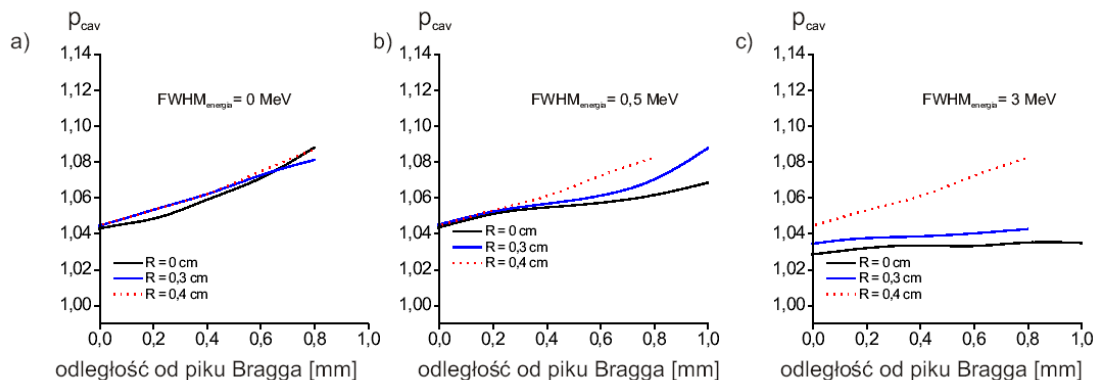
Średnia energia wiązki [MeV]	$FWHM_E$ [MeV]		
	0	0,5	3
15	1,1144	1,0926	1,0487
30	1,0834	1,0748	1,0327
60	1,0667	1,0596	1,0330
80	1,0622	1,0599	1,0234

Wartości współczynników  $p_{cav}$  w funkcji głębokości w wodzie dla szerokiej wiązki protonów o energii 60 MeV zaprezentowano na Rys. 4.10. Wpływ rozmycia przestrzennego wiązki na wartości współczynników  $p_{cav}$  dla rozważanych wartości  $FWHM_E$  przedstawia Rys. 4.11.



**Rysunek 4.10** Współczynniki perturbacyjne  $p_{cav}$  dla szerokiej wiązki protonów o średniej energii wiązki 60 MeV i o  $FWHM_E = 0$  MeV, 0,5 MeV, 3 MeV: a) wiązka równoległa o promieniu 0,3 cm, b) wiązka równoległa o promieniu 0,4 cm.





**Rysunek 4.11** Współczynniki  $p_{cav}$  dla  $FWHM_E$  wynoszącego a) 0 MeV, b) 0,5 MeV, c) 3 MeV.

#### 4.1.4 Współczynniki perturbacyjne $p_q$

W sytuacji idealnej tzn. gdy spełnione są warunki przewidziane przez teorię Bragga-Greya, dawka wyznaczona za pomocą modelu komory Markus może być przeliczona na dawkę w wodzie za pomocą następującej relacji:

$$\frac{D_{wod}}{D_{det}} = S_{w,pow} \quad (4.5)$$

gdzie:

$D_{wod}$  – dawka zaabsorbowana w wodnym detektorze logicznym obliczona za pomocą symulacji,

$D_{det}$  – dawka zaabsorbowana w części czynnej detektora Markus obliczona modelem tego detektora za pomocą symulacji,

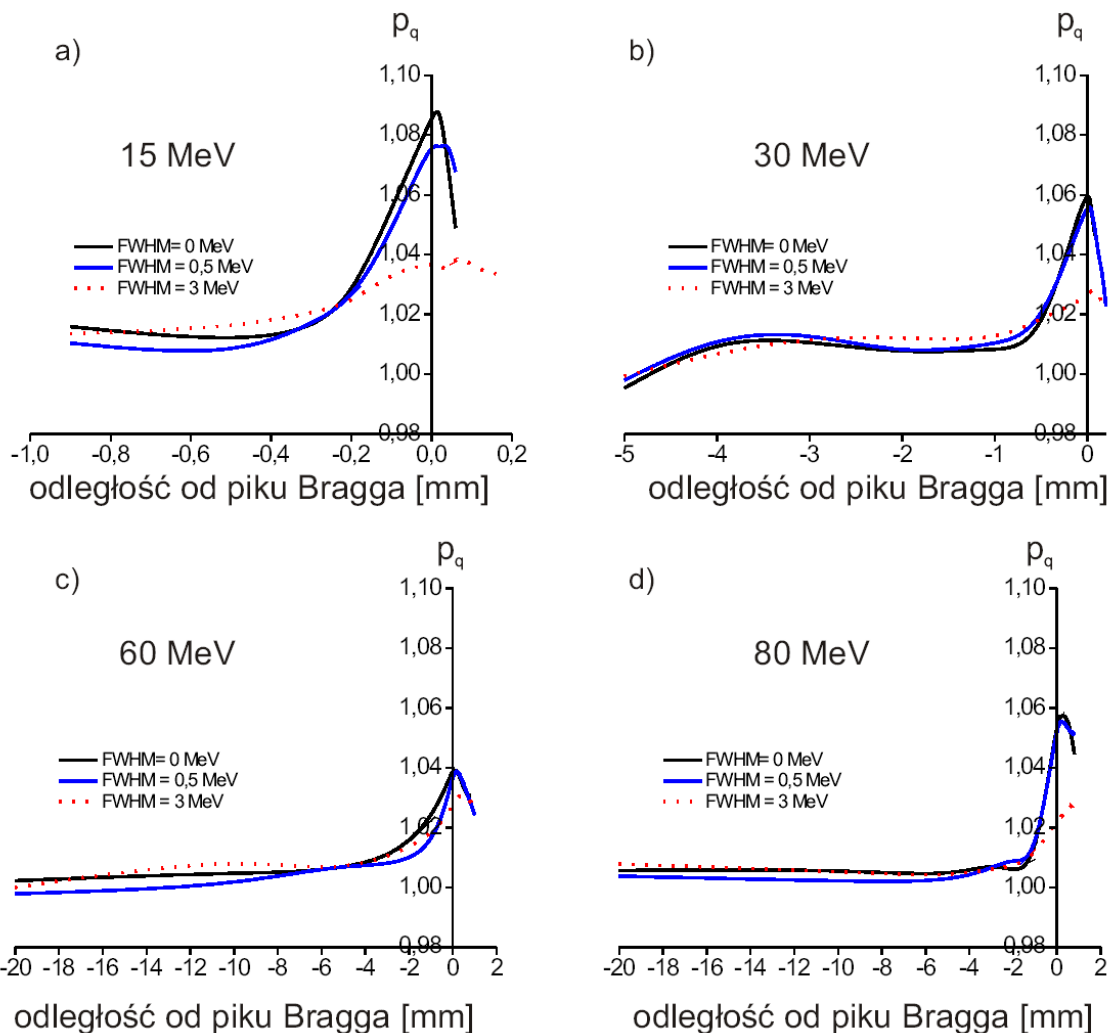
$S_{w,pow}$  – stosunek masowych zdolności hamowania woda-powietrze [34-35].

W sytuacji, gdy dochodzi do zaburzeń fluencji w obrębie komory Markus w stosunku do równoważnego wodnego detektora logicznego, rozważana zależność powinna być opisana następująco:

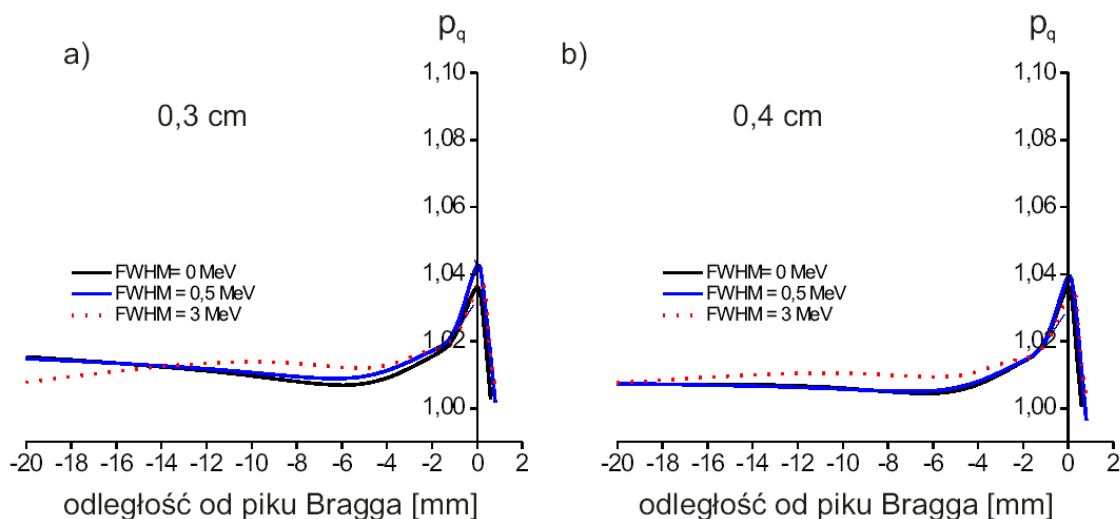
$$\frac{D_{wod}}{D_{det}} = p_q S_{w,pow} \quad (4.6)$$

gdzie:  $p_q$  – współczynnik perturbacyjny, będący całkowitą poprawką odpowiedzi detektora Markus na efekty związane z rozpraszaniem w ściankach detektora i transformacją dawki z ośrodka powietrznego do równoważnej warstwy wody.

Współczynnik  $p_q$  można wyrazić jako iloczyn współczynników  $p_{cav}$  i  $p_{wall}$  (2.50). Wartości współczynnika  $p_q$  na podstawie zależności (2.50) zostały obliczone dla wiązek szpilkowych o energiach 15 MeV (Rys. 4.12a), 30 MeV (Rys. 4.12b), 60 MeV (Rys. 4.12c) i 80 MeV (Rys. 4.12d), dla trzech rozmyć energetycznych: 0 MeV, 0,5 MeV i 3 MeV oraz dla rozmytej przestrzennie wiązki 60 MeV (Rys. 4.13).



**Rysunek 4.12** Współczynnik perturbacyjny  $p_q$  dla wiązki szpilkowej o trzech rozmyciach energetycznych z  $FWHM_E = 0$  MeV, 0,5 MeV, 3 MeV wyznaczony dla średniej energii wiązki: a) 15 MeV, b) 30 MeV, c) 60 MeV, d) 80 MeV.



**Rysunek 4.13** Współczynnik perturbacyjny  $p_q$  dla szerokiej wiązki protonów o średniej energii 60 MeV i o  $\text{FWHM}_E = 0$  MeV, 0,5 MeV, 3 MeV: a) wiązka równoległa o promieniu 0,3 cm, b) wiązka równoległa o promieniu 0,4 cm.

Zgodnie z zaleceniami międzynarodowych protokołów dozymetrycznych [25-26] dla komór jonizacyjnych typu Markus, zaleca się przyjęcie współczynnika perturbacyjnego  $p_q$  o wartości równej jedności. Takie rozwiązanie wg. wytycznych ww. protokołów może zmniejszyć dokładność wyznaczonej dawki maksymalnie o 0.5% na poziomie pojedynczego odchylenia standardowego z poziomem ufności 0.95. Ostatnie badania naukowe wskazują jednak, że współczynniki perturbacyjne  $p_q$  mogą odbiegać dość znacząco od jedności w obszarach, w którym występuje różnica między fluencją protonów w równoważnej warstwie ośrodka i fluencją w detektorze, którym dokonuje się fizycznego pomiaru dawki [27-30]. Wartości współczynnika  $p_q$  wyznaczone za pomocą symulacji odpowiadają wytycznym zawartym w ww. protokołach dozymetrycznych, ale tylko w zakresie głębokości poprzedzających pik Bragga, tj. w obszarze w jakim nie występuje duży gradient dawki. Dla tych obszarów współczynnik perturbacyjny  $p_q$  jest bliski jedności. Natomiast dla obszaru o dużym gradiencie dawki (pik Bragga), współczynnik perturbacyjny  $p_q$  znacząco odbiega od jedności. Podobnie jak dla współczynników  $p_{wall}$  i  $p_{cav}$  można zauważyć zależność współczynnika  $p_q$  od średniej energii, rozmycia energetycznego i rozmycia przestrzennego wiązki. W zależności od energii wiązki wchodzącej do ośrodka (tu: do fantomu wodnego) oraz jej rozmycia energetycznego wartość współczynnika  $p_q$  dla głębokości odpowiadających pikowi Bragga waha się od ok. 1,02 do ok. 1,09. Należy zwrócić również uwagę na

niejednakowy przyrost współczynnika perturbacyjnego  $p_q$  w funkcji głębokości. Współczynnik  $p_q$  jako iloczyn  $p_{wall}$  i  $p_{cav}$  zależy od wzajemnych zmian tych dwóch współczynników. Współczynnik  $p_{wall}$  maleje w funkcji głębokości, natomiast  $p_{cav}$  rośnie. Jeżeli dla danej głębokości przyrost  $p_{cav}$  jest większy niż spadek  $p_{wall}$ , wówczas całkowity współczynnik  $p_q$  jest większy od jedności. Zatem, materiały z których wykonana jest komora jonizacyjna powinny być tak dobrane, aby współczynnik  $p_{wall}$  był mniejszy od jedności. Wówczas iloczyn  $p_{cav}$  i  $p_{wall}$  oscyluje wokół jedności. Część wyników przedstawionych w niniejszym podrozdziale opublikowano w pracy [56].

## **4.2 Wyznaczanie widma energetycznego wiązki protonowej za pomocą optymalizacji rozkładu dawek głębokościowych**

W tej części badań wykorzystano rozkład dawki głębokościowej zmierzony w fantomie wodnym za pomocą komory PTW Markus 23343 na stanowisku przeznaczonym do terapii nowotworów oka [31] w Instytucie Fizyki Jądrowej Polskiej Akademii Nauk w Bronowicach. Pomiarzy zostały przeprowadzone zgodnie z zaleceniami Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej [25]. Bazując na tych danych eksperymentalnych i na symulacjach wykonanych za pomocą modelu wiązki protonowej przy zastosowaniu oprogramowania MCNPX wyznaczono widmo energetyczne źródła wiązki tj. widmo wiązki po opuszczeniu cyklotronu.

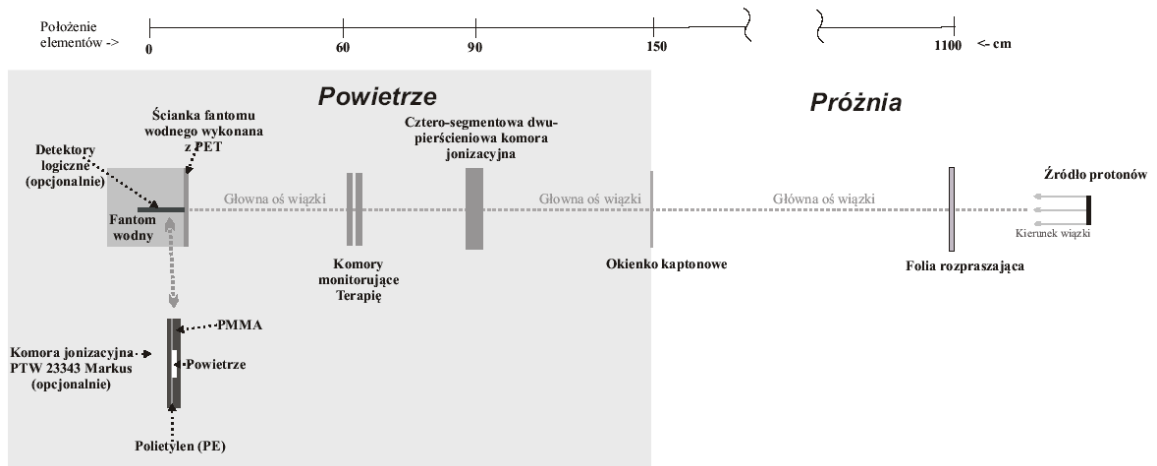
### **4.2.1 Układ formujący wiązkę protonów na stanowisku do terapii nowotworów oka w IFJ PAN**

Wiązka protonowa generowana przez cyklotron AIC-144 zanim zostanie pochłonięta, przechodzi odpowiednio przez następujące elementy:

- folię dyspersyjną ,
- okienko kaptonowe (okienko oddzielające jonowód od pomieszczenia terapeutycznego),
- czterosegmentową dwu-pierścieniową komorę jonizacyjną (komora monitorująca parametry wiązki),
- dwie komory monitorujące terapię (komora monitorująca parametry wiązki),

- ścianę fantomu wodnego,
- fantom wodny.

Schemat układu formującego wiązkę na stanowisku do terapii protonowej oka został zaprezentowany na Rys. 4.14.



**Rysunek 4.14** Schemat symulowanego układu do wyznaczenia widma wiązki protonów odpowiadający układowi stosowanemu w Instytucie Fizyki Jądrowej Polskiej Akademii Nauk w Bronowicach.

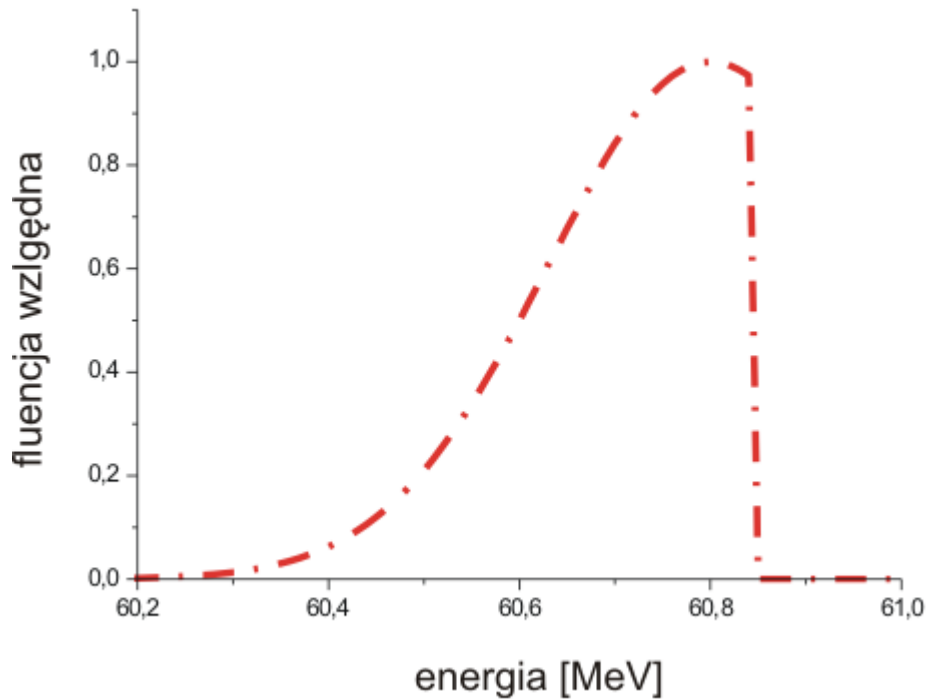
Szczegółowe informacje dotyczące rozmieszczenia poszczególnych elementów wraz z ich rozmiarami, użytymi materiałami i gęstościami zawarte są w Tab. 4.4. W ramach prezentowanych badań opracowano model wiązki protonowej, uformowanej przez opisany układ i za jego pomocą wyznaczono widmo wiązki protonów generowanej przez cyklotron AIC-144 (patrz następny podrozdział).

**Tabela 4.4** Charakterystyka układu do wyznaczania widma wiązki protonów generowanej przez cyklotron AIC-144. Opis rozmieszczenia elementów, ich wymiary, użyte materiały oraz ich gęstości [32].

Nazwa elementu	Grubość elementu mierzona wzdłuż głównej osi wiązki [cm]	Odległość elementu od środka fantomu wodnego (cm)	Skład atomowy[%] Gęstość[g/cm <sup>3</sup> ]
1. Folia dyspersyjna	0,0025	1100	<sup>181</sup> <sub>73</sub> Ta - 100 d = 16,65
2. Okienko kaptonowe	0,003	149	<sup>12</sup> <sub>6</sub> C- 56,41 <sup>16</sup> <sub>8</sub> O- 12,82 <sup>1</sup> <sub>1</sub> H- 25,64 <sup>14</sup> <sub>7</sub> N- 5,13 d = 1,42
3. Czterosegmentowa dwu- pierścieniowa komora jonizacyjna (elementy z aluminium)	0,0008	90,0054 90,6046 92,0046 92,6096	<sup>27</sup> <sub>13</sub> Al- 100 d = 2,7
4. Czterosegmentowa dwu- pierścieniowa komora jonizacyjna (elementy z kaptonu)	0,01	90,00 90,61 92,00 92,61	<sup>12</sup> <sub>6</sub> C- 56,41 <sup>16</sup> <sub>8</sub> O- 12,82 <sup>1</sup> <sub>1</sub> H- 25,64 <sup>14</sup> <sub>7</sub> N- 5,13 d = 1,42
5. Pierwsza monitorująca komora jonizacyjna (powietrzna wnęka)	0,262	74	<sup>40</sup> <sub>18</sub> Ar- 1 <sup>16</sup> <sub>8</sub> O- 21 <sup>14</sup> <sub>7</sub> N- 78 d = 0,00129
6. Pierwsza monitorująca komora jonizacyjna (elementy z węgla)	0,001	73,8745 74,1255	<sup>12</sup> <sub>6</sub> C- 98,9 <sup>13</sup> <sub>6</sub> C- 1,1 d = 2,1
7. Pierwsza monitorująca komora jonizacyjna (elementy z kaptonu)	0,005	73,8715 73,8745 74,1255 74,1285	<sup>12</sup> <sub>6</sub> C- 56,41 <sup>16</sup> <sub>8</sub> O- 12,82 <sup>1</sup> <sub>1</sub> H- 25,64 <sup>14</sup> <sub>7</sub> N- 5,13 d = 1,42
8. Druga monitorująca komora jonizacyjna (powietrzna wnęka)	0,262	61	<sup>40</sup> <sub>18</sub> Ar- 1 <sup>16</sup> <sub>8</sub> O- 21 <sup>14</sup> <sub>7</sub> N- 78 d = 0,00129
9. Druga monitorująca komora jonizacyjna (elementy z węgla)	0,001	68,8745 69,1255	<sup>12</sup> <sub>6</sub> C- 98,9 <sup>13</sup> <sub>6</sub> C- 1,1 d = 2,1
10. Druga monitorująca komora jonizacyjna (elementy z kaptonu)	0,005	68,8715 68,8745 69,1255 69,1285	<sup>12</sup> <sub>6</sub> C- 56,41 <sup>16</sup> <sub>8</sub> O- 12,82 <sup>1</sup> <sub>1</sub> H- 25,64 <sup>14</sup> <sub>7</sub> N- 5,13 d = 1,42
11. Ścianka fantomu wodnego (PET)	0,054	5,1	<sup>12</sup> <sub>6</sub> C- 45,45 <sup>16</sup> <sub>8</sub> O- 18,18 <sup>1</sup> <sub>1</sub> H- 36,37 d = 1,27
12. Fantom wodny	10	0	<sup>16</sup> <sub>8</sub> O- 66,67 <sup>1</sup> <sub>1</sub> H- 33,33 d = 1,00

#### 4.2.2 Wyznaczanie widma wiązki protonowej

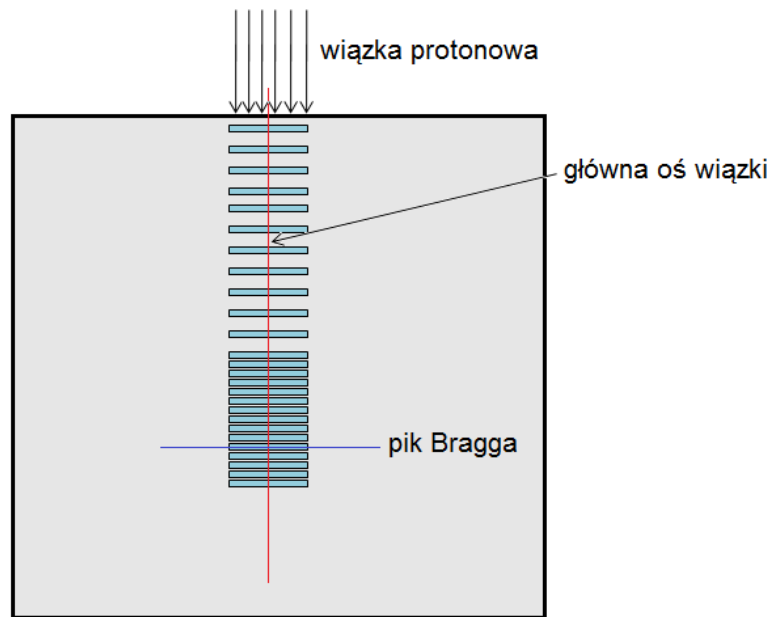
Widmo energetyczne wiązki protonów wychodzącej z cyklotronu AIC-144 nie jest znane. Przeprowadzone symulacje komputerowe pozwoliły wyznaczyć widmo energetyczne „źródła wiązki protonów”. Zastosowana metoda polegała na odgadnięciu parametrów opisujących widmo tj. energii maksymalnej wiązki, energii najbardziej prawdopodobnej oraz energetycznej szerokości połówkowej ( $FWHM_E$ ). Za pomocą symulacji komputerowych, dla każdego zestawu wymienionych parametrów wiązki obliczano rozkład dawek w fantomie wodnym. Celem było znalezienie takiego zestawu wejściowych parametrów wiązki protonów, aby rozkład dawek głębokościowych uzyskany za pomocą symulacji był jak najbliższy eksperymentalnemu, zmierzonemu na stanowisku do terapii protonowej oka. Najlepszą zgodność rozkładów dawek otrzymano dla widma o kształcie niesymetrycznego rozkładu Gaussa o  $FWHM_E$  wynoszącym 0,4 MeV, z najbardziej prawdopodobną energią równą 60,8 MeV oraz energią maksymalną wynoszącą 60,85 MeV (Rys. 4.15). Dla wyznaczonych parametrów charakteryzujących widmo protonów generowanych przez cyklotron AIC-144 współczynnik Pearsona podniesiony do kwadratu ( $R^2$ ) wyniósł 0,997. Szczegółowy opis metody znajdowania widma energetycznego za pomocą optymalizacji rozkładu dawek został opisany w pracy P. Yepes'a [33]. Porównanie rozkładów dawek w fantomie wodnym uzyskanych z eksperymentu i symulacji obrazuje Rys. 4.17.



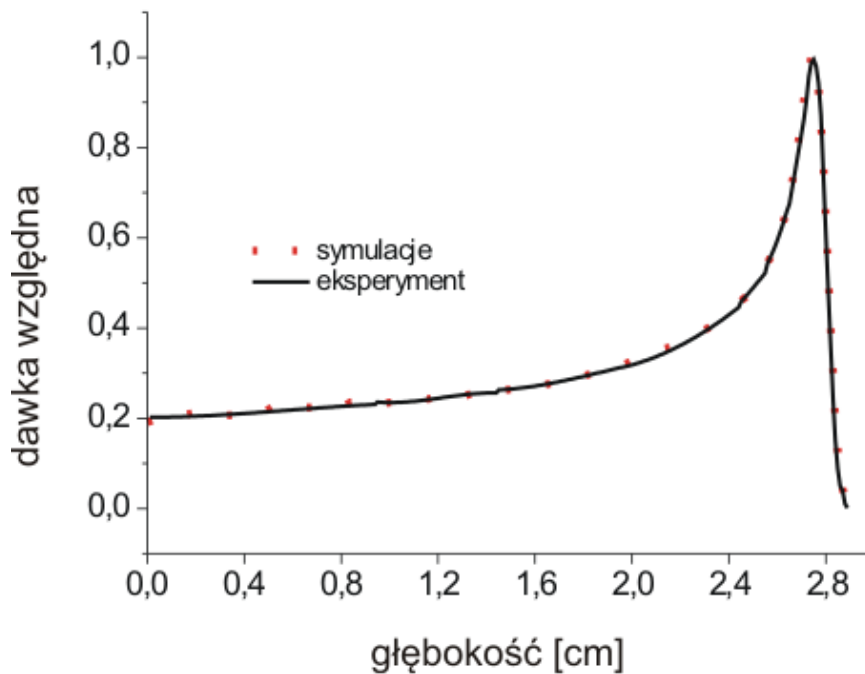
**Rysunek 4.15** Widmo energetyczne „źródła protonów” wyznaczone za pomocą symulacji Monte Carlo metodą optymalizacji rozkładu dawek dla cyklotronu AIC-144.

Rozkład dawek głębokościowych otrzymany za pomocą symulacji został wyznaczony przy zastosowaniu prostopadłościennych wodnych detektorów logicznych o wymiarach 20 mm x 20 mm x 0,08 mm, których środki były rozmieszczone w odległości 0,1 mm od siebie. Wszystkie detektory zostały rozlokowane wzdłuż osi wiązki, wewnątrz fantomu wodnego (Rys. 4.16).





**Rysunek 4.16** Uproszczony schemat symulowanego układu do wyznaczenie rozkładów dawek głębokościowych wzdłuż osi głównej wiązki protonów. Zaprezentowano rozmieszczenie detektorów logicznych w odniesieniu do głównej osi wiązki. Ilość detektorów oraz proporcje wymiarów nie zostały zachowane.



**Rysunek 4.17** Porównanie rozkładów dawek głębokościowych uzyskanych w eksperymencie i za pomocą symulacji Monte Carlo.

Położenie komory Markus w eksperymencie było określone z dokładnością do  $10^{-3}$  mm. Dla każdej głębokości z zakresu od 27,2 do 29,2 mm pomiary były wykonane trzykrotnie. Błąd statystyczny dawki względnej w tym obszarze nie przekroczył 0,5 %. Obliczony za pomocą symulacji komputerowych rozkład dawek w fantomie wodnym otrzymano dla  $3 \cdot 10^7$  protonów. Błąd statystyczny dla każdej wyznaczonej dawki nie przekraczał 4%, przy czym największy błąd odnotowano dla głębokości leżących w obszarze "plateau". Szczegóły porównania rozkładu obliczonego i eksperymentalnego oraz opis wpływu poszczególnych elementów układu formującego wiązkę na rozkład dawek znajduje się w pracy [32].

### **4.3 Porównanie rozkładów dawek głębokościowych w wodzie obliczonych modelem komory Markus i detektorami logicznymi dla wiązki protonowej**

W tej części badań został opracowany model wiązki protonowej emitowanej przez cyklotron AIC-144, której parametry wyznaczono w poprzedniej części pracy (patrz rozdział 4.2.2). Dla widma energetycznego zaprezentowanego na Rys. 4.15 przeprowadzono obliczenia rozkładu dawek w wodzie modelem komory PTW Markus 23343. Obliczenia dawek głębokościowych modelem komory Markus w odróżnieniu do obliczeń z użyciem homogenicznych detektorów logicznych (pełny rozkład uzyskuje się w jednej symulacji) muszą być przeprowadzone dla każdej głębokości osobno, ze względu na wpływ materiałów komory na rozkład dawek za detektorem. W związku z tym potrzebny jest znacznie dłuższy czas do uzyskania rozkładu dawek głębokościowych za pomocą modelu komory Markus niż za pomocą detektorów logicznych.

Rozdział ten został poświęcony porównaniu rozkładów dawek głębokościowych w wodzie, uzyskanych modelem komory Markus oraz uzyskanych za pomocą wodnych detektorów logicznych. Wszystkie rozkłady dawek głębokościowych zostały unormowane do jedności zgodnie z zależnością:

$$D_{rel,d} = \frac{D_d}{D_{max}} \quad (4.7)$$

gdzie:

$D_{rel,d}$  – dawka względna dla głębokości  $d$ , odniesiona do dawki maksymalnej,

$D_d$  - dawka na głębokości  $d$ ,

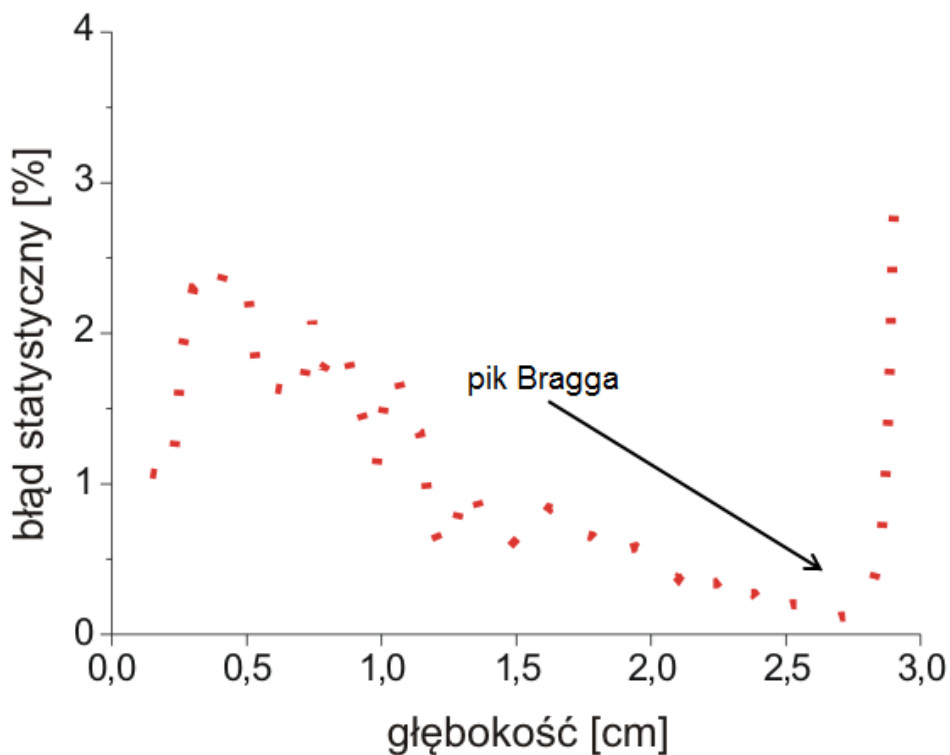
$D_{max}$  – dawka maksymalna określona dla danego rozkładu.

#### **4.3.1 Obliczenia rozkładu dawek głębokościowych za pomocą detektorów logicznych**

Część czynna komory Markus ma kształt walca o promieniu 0,3 cm oraz wysokości 0,2 cm. Dla porównania rozkładów dawek głębokościowych uzyskanych modelem komory Markus i za pomocą detektorów logicznych, przeprowadzono symulacje komputerowe z użyciem walcowych detektorów logicznych. W programie symulacyjnym zdefiniowano 106 detektorów logicznych - cylindrów o promieniu 0,3 cm i wysokości 0,008 mm. Rozmiar podłużny został wybrany tak aby uzyskać wyniki o możliwie najmniejszym błędzie statystycznym. Ponadto, gradient dawki w obrębie detektora nie może być znaczący. Odległości między środkami detektorów logicznych wynosiły 0,4 mm dla głębokości poniżej 22,4 mm, 0,2 mm dla głębokości 22,4 mm - 26,4 mm oraz 0,1 mm dla pozostałych głębokości.

#### **4.3.2 Obliczenia rozkładu dawek głębokościowych za pomocą komory Markus**

Obliczenia rozkładu dawek głębokościowych modelem komory Markus wykonano w zakresie głębokości od 1,6 mm do 29,6 mm w wodzie wzdłuż kierunku propagacji wiązki protonów. W obszarze plateau, położenia komory zmieniano o 4 mm, w obszarze piku Bragga o 1 mm, natomiast bezpośrednio w maksimum dawki o 0,02 mm. Błąd statystyczny dotyczący wartości dawek wyznaczonych modelem komory jonizacyjnej wahał się od 0,1% dla głębokości w bezpośrednim otoczeniu piku Bragga (27,5 mm) do 3% dla głębokości w obszarze plateau (ok. 1,6mm – 10 mm) oraz za pikiem Bragga (2,92 mm). Błędy statystyczne dla poszczególnych głębokości obrazuje Rys. 4.18.



**Rysunek 4.18** Błąd statystyczny wyrażony w procentach w funkcji głębokości dla rozkładów dawek względnych obliczonych za pomocą modelu komory Markus.

#### 4.3.3 Poprawka na odpowiedź komory związana ze współczynnikami $s_{w,pow}$

Zgodnie z relacjami opisanymi w podrozdziale 2.4 dawkę w wodzie można zapisać jako:

$$D_{wat} = p_q s_{w,pow} D_{det} \quad (4.8)$$

gdzie:

$D_{wat}$  - dawka zaabsorbowana w ośrodku wodnym,

$D_{det}$  - dawka zaabsorbowana w komorze Markus,

$s_{w,pow}$  - współczynnik masowych zdolności hamowania woda-powietrze,

$p_q$  - całkowity współczynnik perturbacyjny,

Poprawkę stosowaną przy przeliczaniu dawki z powietrza na dawkę w wodzie, związaną z współczynnikami  $s_{w,pow}$  opisuje następująca zależność empiryczna [34]:

$$s_{w,pow} = a + b \cdot R_{res} + \frac{c}{R_{res}} \quad (4.9)$$

gdzie:

$a, b, c$  - stałe zależne od energii wiązki,

$$a = 1,137,$$

$$b = -4,3 \cdot 10^{-5} \text{ g}^{-1} \cdot \text{cm}^2,$$

$$c = 1,84 \cdot 10^{-3} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2},$$

$R_{res}$  - zasięg rezydualny.

Współczynniki  $a, b, c$  są stałymi zależnymi od materiału oraz energii wiązki protonów.

Zasięg rezydualny  $R_{res}$  jest zdefiniowany następująco:

$$R_{res} = R_p - z \quad (4.10)$$

gdzie:

$R_p$  - zasięg praktyczny,

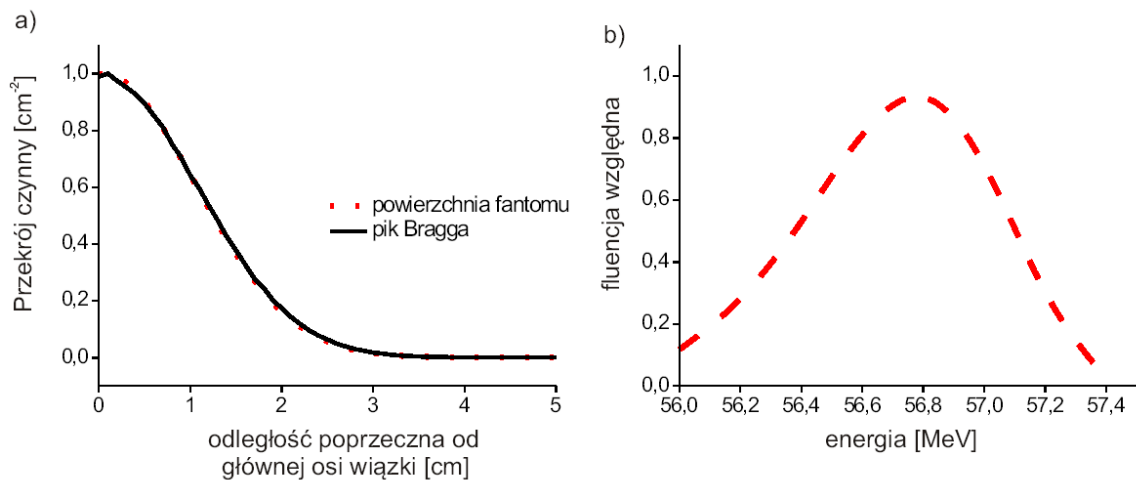
$z$  - głębokość pomiaru (symulacji).

Zasięg praktyczny  $R_p$  zdefiniowany jest jako głębokość za pikiem Bragga, dla której wartość dawki wynosi 10% dawki maksymalnej [35]. Wartość  $R_p$  zmierzona oraz uzyskana za pomocą symulacji wyniosła  $29,1 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Wszystkie wielkości występujące we wzorze (4.10) wyrażone są w  $[\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}]$ . Taka jednostka zapewnia niezależność wartości  $R_p, R_{res}$  od gęstości ośrodka. Niepewność współczynników  $s_{w,pow}$  wynosi 0,2% [36].

#### 4.3.4 Poprawka na odpowiedzi komory związana ze współczynnikami $p_q$

Aby wybrać prawidłowe wartości współczynników perturbacyjnych  $p_q$  niezbędnych do dokładnego wyznaczenia rozkładów dawek w wodzie wyznaczono

rozkład przestrzenny wiązki dla dwóch wybranych głębokości oraz widmo energetyczne protonów, docierających do frontowej ściany fantomu wodnego (Rys. 4.19).



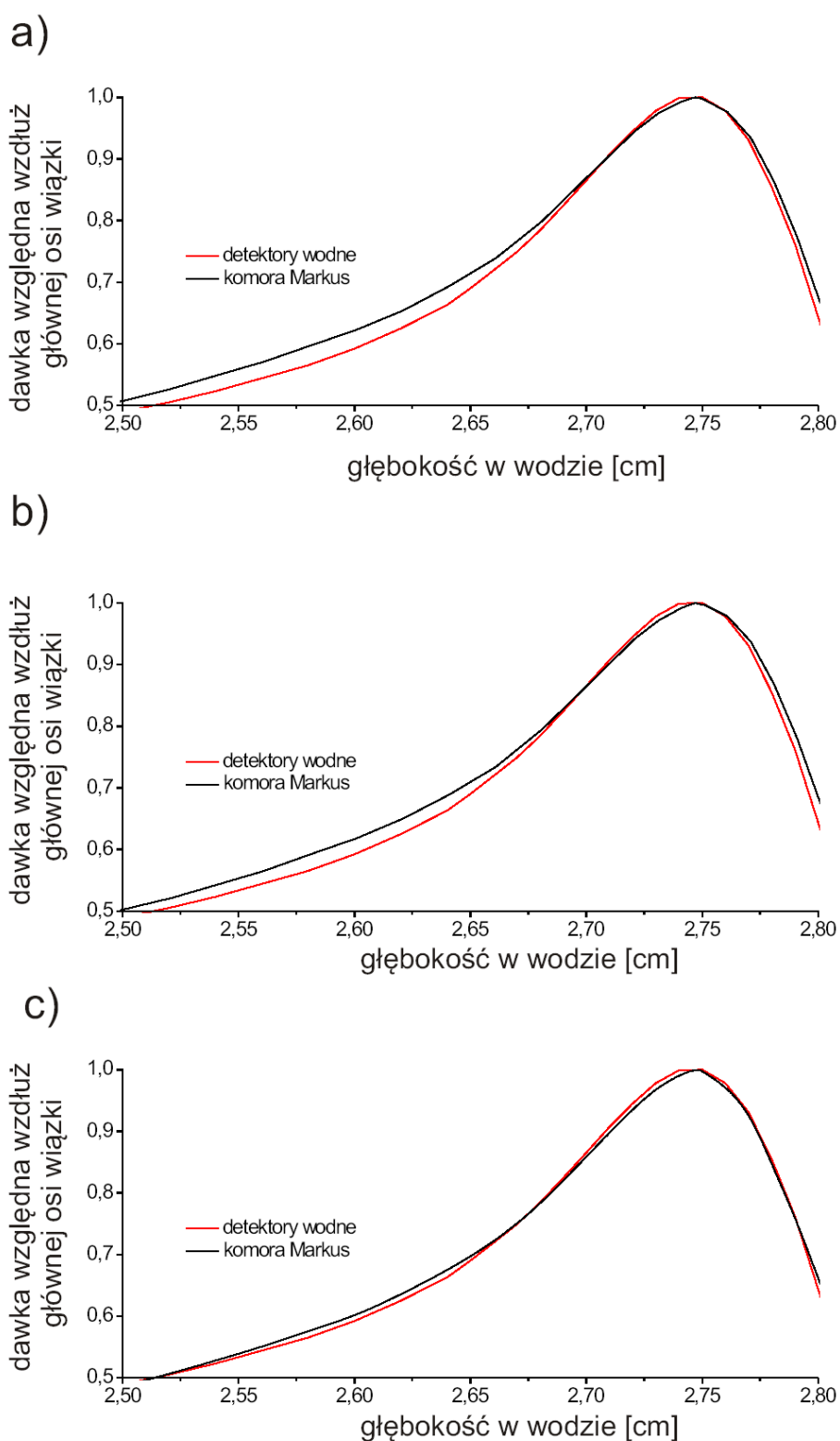
**Rysunek 4.19** a) Rozkłady wiązki protonów w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku propagacji wiązki na powierzchni fantomu i na głębokości odpowiadającej maksimum piku Bragga. b) Widmo energetyczne dla wiązki wchodzącej do fantomu wodnego. Parametry obliczone za pomocą symulacji Monte Carlo dla wiązki protonów generowanej przez cyklotron AIC-144.

#### 4.3.5 Porównanie rozkładów dawek głębokościowych obliczonych za pomocą detektorów logicznych i modelem detektora Markus

Względne rozkłady dawek głębokościowych obliczone za pomocą detektorów logicznych i modelem komory Markus zostały wyznaczone dla trzech wariantów:

- bez żadnych poprawek (Rys. 4.20a),
- z uwzględnieniem współczynników  $s_{w,pow}$  (Rys. 4.20b),
- z uwzględnieniem współczynników  $s_{w,pow}$  i współczynników perturbacyjnych  $p_d$  uzyskanych za pomocą uproszczonych symulacji (Rys. 4.20c).

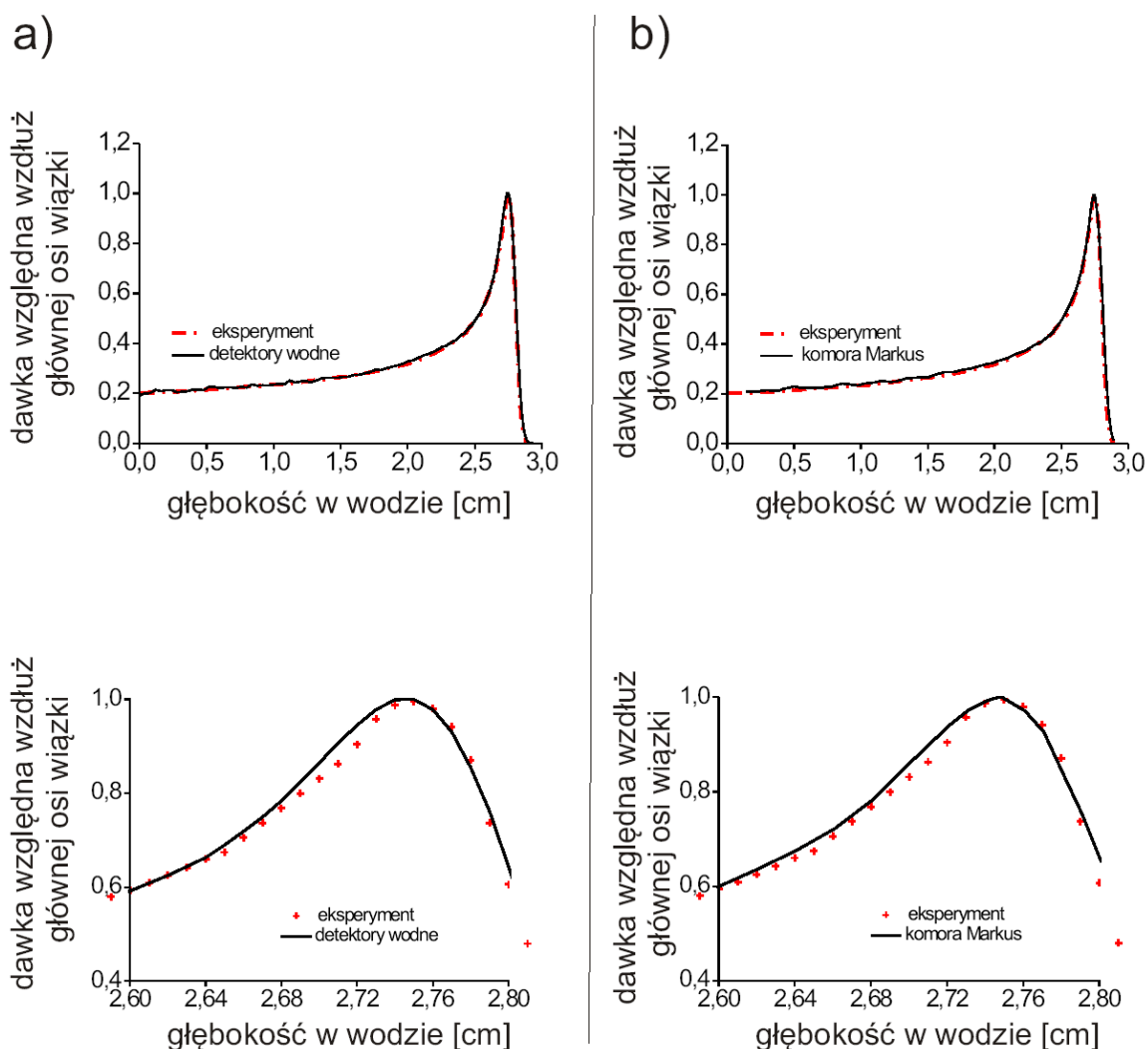
Otrzymane wyniki dowodzą, że porównanie takie ma sens tylko, gdy uwzględnione są współczynniki  $s_{w,pow}$  dla ośrodka, w którym wykonywany jest pomiar oraz poprawki wynikające z teorii Bragga-Greya oraz Spencera-Attixa.



**Rysunek 4.20** Porównanie rozkładów dawek głębokościowych w wodzie dla wiązki rozważanej protonów: a) bez uwzględnienia poprawek, b) z uwzględnieniem współczynnika  $s_{w,pow}$ , c) z uwzględnieniem współczynników  $s_{w,pow}$  i  $p_q$ .

#### 4.3.6 Porównanie rozkładów dawek uzyskanych eksperymentalnie i za pomocą symulacji

Rozkłady dawek uzyskane za pomocą komory Markus oraz detektorów logicznych zamieszczone w poprzednim podrozdziale skonfrontowano z danymi eksperymentalnymi. Porównanie wyników przedstawia Rys. 4.21.



**Rysunek 4.21** Porównanie rozkładów względnych dawek głębokościowych uzyskanych eksperymentalnie i za pomocą: a) detektorów wodnych, b) modelu komory Markus.



Porównanie symulacji z eksperymentem dowodzi, że rozkłady dawek uzyskane za pomocą detektorów logicznych i modelem komory Markus są zbieżne z danymi eksperymentalnymi.

Należy podkreślić, iż obliczenia rozkładów dawek głębokościowych metodą Monte Carlo za pomocą detektorów logicznych, są prostsze ze względu na trywialną geometrię detektora logicznego i możliwość otrzymania rozkładu w jednej symulacji, w przeciwieństwie do obliczeń modelem komory Markus, wymagających oddzielnej symulacji dla każdej głębokości. Część wyników przedstawionych w niniejszym podrozdziale opublikowano w pracy [37].

## 5. Podsumowanie

Wszystkie określone cele pracy zostały osiągnięte. Opracowano model wiązki terapeutycznej promieniowania X o potencjale nominalnym 6MV generowanej przez liniowy akcelerator medyczny Clinac 2300 i modele wiązek protonów o energiach 15MeV, 30MeV, 60MeV i 80MeV. Do opracowania modeli wiązek zastosowano profesjonalny kod MCNPX bazujący na metodzie Monte Carlo.

Za pomocą przygotowanych modeli wiązek, przeprowadzono symulacje komputerowe, w których wyznaczono szereg parametrów stosowanych w dozymetrii klinicznej. Dla wiązki promieniowania X – 6MV wyznaczono widma energetyczne i średnią energię w wodzie na różnych głębokościach i dla różnych odległości od osi głównej wiązki, dla szerokiego zakresu warunków napromieniania. Okazało się, że zarówno kształt widm jak i średnia energia w znacznym stopniu zależą od głębokości w wodzie i pola napromieniania.

Dla wiązek protonowych wyznaczono współczynniki perturbacyjne związane ze ścianką i wnęką komory jonizacyjnej PTW Markus 23343, często używanej w pomiarach dozymetrycznych. W ramach niniejszej pracy wykazano, że rozkład dawek głębokościowych w wodzie uzyskany modelem komory Markus może być skutecznie wyznaczony przez zastosowanie szeregu detektorów logicznych. Zastosowanie detektorów logicznych znacznie skraca czas obliczeń i umożliwia uzyskanie precyzyjnych danych.

Symulacje (obliczenia) komputerowe, w których wyznaczono współczynniki perturbacyjne  $p_{wall}$  i  $p_{cav}$  dla komory jonizacyjnej PTW 23343 Markus zostały przeprowadzone dla  $2 \cdot 10^6$  -  $1,6 \cdot 10^8$  protonów źródłowych w zależności od parametrów wiązki. Symulacje prowadzono do momentu, gdy błąd statystyczny dla obliczonych wartości dawek nie przekraczał 0,4 % obliczonej dawki w zakresie głębokości przed pikiem Bragga i 0,05% - 0,15% w obszarze piketu Bragga.

Badania realizowane w ramach pracy doktorskiej były zamieszczone w czterech artykułach opublikowanych w czasopiśmie specjalistycznych o zasięgu międzynarodowym i były prezentowane na konferencjach krajowych i międzynarodowych. Badania będą kontynuowane i poszerzone o inne wiązki terapeutyczne i komory jonizacyjne. Ze względu na duże znaczenie praktyczne podjętych

badań, planuje się opracowanie internetowej bazy danych zawierającej już uzyskane wyniki prezentowane w niniejszej pracy, a także wyniki przyszłych badań.

## 6. Dodatki

### 6.1 Literatura

- [1] X5 Monte Carlo Team, *MCNP - A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5, Volume I: Overview and Theory*, Los Alamos (2008).
- [2] MCNPX user's manual, Version 2.7.0, Los Alamos (2011).
- [3] Geant4 User's Guide for Application Developers, Version 10.2, GEANT4 Collaboration, (2015).
- [4] A. Ferrari, P. R. Sala, A. Fass`o, J. Ranft, *Fluka: a multi-particle transport code*, Geneva (2011).
- [5] D.W.O. Rogers, B. Walters, I. Kawrakow , *BEAMnrc Users Manual*, , Ottawa (2016)
- [6] A. Strzałkowski, *Wstęp do fizyki jądra atomowego*, Warszawa (PWN 1978).
- [7] I. Plante, F. A. Cucinotta: *Cross sections for the interactions of 1 eV–100MeV electrons in liquid water and application to Monte-Carlo simulation of HZE radiation tracks*, *New Journal of Physics* , Vo. 11, 063047, (24pp), (2009).
- [8] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics (3rd ed.)*, ISBN 0-471-30932-X, USA (1999).
- [9] Y.-K. Kim et al, *Electron-Impact Cross Section for Ionization and Excitation Database*, (1997).
- [10] K. N. Muchin, *Doświadczalna fizyka jądrowa, 1. Fizyka jądra atomowego*, WNT Warszawa (1978).
- [11] M.J Berger et al, *XCOM: Photon Cross Sections Database, National Institute of Standards and Technology*, (2010).
- [12] Evaluated Nuclear Data File (ENDF), Database Version of 2017-03-10.
- [13] M. Batic, M. Grazia Pia, P. Saracco *Validation of proton ionization cross section generators for Monte Carlo particle transport*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. 58, No.6, 3269-3280 (2011).

- [14] G. Alm Carlsson, *Spencer-Attix Cavity Theory*, Report (2002).
- [15] A.B. Chilton , *A note on the fluence concept*, Health Physics Vol. 34, 715-716, (1978).
- [16] D. J. Wagenaar, *Radiation Physics Principle*, Lecture (1995).
- [17] A. E. Nahum PhD, *Cavity Theory, Stopping-Power Ratios, Correction Factors*, AAPM Summer School, CLINICAL DOSIMETRY FOR RADIOTHERAPY, USA (2009).
- [18] G. Starkschall, *Cavity Theory Lecture 3*, (2012).
- [19] T. Szumlak, A. Obłąkowska-Mucha, *Oddziaływanie Promieniowania Jonizującego z Materią*, Wykład (2015).
- [20] J. Ośko, *Wstęp do dozymetrii promieniowania jonizującego*, *Dozymetria*, Wykład (2011).
- [21] <http://www.candela.com.pl/candela/index.php/clinac-ix-varian/46-akceleratory-clinac>
- [22] W. Scharf: *Akceleratory biomedyczne*, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa (1994).
- [23] [www.karvonis.gr/RadiationTherapy/detectors.pdf](http://www.karvonis.gr/RadiationTherapy/detectors.pdf)
- [24] M.J. Berger, J.S. Coursey, M.A. Zucker and J. Chang, *Stopping-Power & Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions*, National Institute of Standards and Technology, (2005).
- [25] IAEA, *Absorbed dose determination in External beam radiotherapy: an international code of practice for dosimetry based on standards of absorbed dose to water*. Vienna (2000)
- [26] ICRU Report 78, 2007.
- [27] H. Palmans, F. Verhaegen, J. Denis, S. Vynckier., *Dosimetry Using Plane-Parallel Ionization Chambers in a 75 MeV Clinical Proton Beam*, Phys. Med. Biol. Vol. 47, No. 16, 2895-2906, (2002).

- [28] J. Sempau, P. Andreo, J. Aldana, J. Mazurier, F. Salvat, *Electron Beam Quality Correction Factors for Plane-Parallel Ionization Chambers: Monte Carlo Calculations Using the PENELOPE System*, Phys. Med. Biol. Vol. 49, No. 18, 4427-4444 (2004).
- [29] F. Verhaegen, R. Zakikhani, A. Dusautoy, H. Palmans, G. Bostock, D. Shipley, J. Seuntjens, *Perturbation Correction Factors for NACP-02 Plane-Parallel Ionization Chamber in water in high-energy electron beams*, Physics in Medicine and Biology, Vol. 51, No. 5, 1221-1236 (2006).
- [30] H. Palmans, F. Verhaegen, J. Denis, S Vynckier, H. Thierens, *Experimental  $p_{wall}$  and  $p_{cel}$  correction factors for ionization chambers in low-energy clinical proton beams*, Physics in Medicine and Biology, Vol. 46, No. 4, 1187-1204 (2001).
- [31] Swakoń, J., Olko, P., Adameczyk, D., Cywicka-Jakiel, T., Dabrowska, J., Dulny, B., Grzanka, L., Horwacik, T., Kajdrowicz, T., Michalec, B., Nowaka, T., Ptaszkiewicz, M., Sowa, U., Stolarczyk, L., Waligorski, M. P. R. . *Facility for proton radiotherapy of eye cancer at IFJ PAN in Krakow*. Radiation Measurements, 45, 1469–1471 (2010).
- [32] M. Grządziel, A. Konefał, W. Zipper, R. Pietrzak, E. Bzymek, *Verification of the use of GEANT4 and MCNPX Monte Carlo codes for calculations of the depth-dose distributions in water for the proton therapy of eye tumours*, Nukleonika, Vol. 59, Issue 2, 61–66 (2014).
- [33] P. Yepes, S. Randeniya, P. J. Taddei, W. D. Newhauser, *Monte Carlo fast dose calculator for proton radiotherapy: application to a voxelized geometry representing a patient with prostate cancer*, Physics in Medicine and Biology, Vol. 54, No. 1, N21 (2009).
- [34] J. Medin, et al., Report MSF 1997-01, Radiation Physics Department, University of Stockholm, (1997).
- [35] ICRU Report 59, *Clinical Proton Dosimetry - Part I: Beam Production, Beam Delivery and Measurement of Absorbed Dose*, (1999).
- [36] J. Medin, P. Andreo, *Monte Carlo calculated stopping-power ratios, water/air, for clinical proton dosimetry (50-250 MeV)*, Physics in Medicine and Biology, Vol. 42, No. 1, 89-106 (1996).

- [37] R. Pietrzak, A. Konefał, M. Sokół, A. Orlef, *Comparison of depth-dose distributions of proton therapeutic beams calculated by means of logical detectors and ionization chamber modeled in Monte Carlo codes*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 826, 55–59 (2016).
- [38] Tome W.A., Palta J.R., *On the calculations of mean restricted collision stopping powers*, Medical Physics and Engineering, Vol. 4, No. 4, 171-182 (1998).
- [39] Andreo P., Brahme A. , *Stopping power data for high-energy photon beams*, Physics in Medicine and Biology, Vol. 31 ; 839-858, (1986)
- [40] Louis B. Levy, Robert G. Waggener, William D. McDavid, William H. Payne, *Experimental and calculated bremsstrahlung spectra from a 25-MeV linear accelerator and 19 MeV betatron*, Medical Physics, Vol. 1, No.2, 62-67 (1974).
- [41] Louis B. Levy, Robert G. Waggener, Ann E. Wright, *Measurement of primary bremsstrahlung spectrum from an 8-MeV linear accelerator*, Medical Physics, Vol. 3, No.3, 173-175 (1976).
- [42] Pin-Hua Huang, Kenneth R. Kase, Bengt E. Bjarngard, *Reconstruction of 4-MV bremsstrahlung spectra from measured transmission data*, Medical Physics Vol. 10, No. 6, 778-785 (1983).
- [43] Danny J. Landry, David W. Anderson, *Measurement of accelerator bremsstrahlung spectra with a high efficiency Ge detector*, Medical Physics, Vol. 18, No. 3, 527-532 (1991)
- [44] A. Konefał, A. Orlef, Z. Maniakowski: *Influence of the radiation field size and the depth in irradiated medium on energy spectra of the 6 MV X-ray beams from medical linac*. Monographs of Polish Journal of Environmental Studies, Vol. 1, 115-118 (2010).
- [45] A. Konefał, M. Bakoniak, A. Orlef, Z. Maniakowski, M. Szewczuk: *Energy spectra in water for the 6 MV X-ray therapeutic beam generated by Clinac-2300 linac*. Radiation Measurements, Vol. 72, 12-22 (2015).
- [46] A. Tzedakis, J. E. Damilakis, M. Mazonakis, J. Stratakis, H. Varveris, N. Gourtsoyiannis, *Influence of initial electron beam parameters on Monte Carlo calculated*

*absorbed dose distributions for radiotherapy photon beams*, Medical Physics, Vol. 31, No. 4, 907-913 (2004).

[47] J. St. Aubin, S. Steciw, C. Kirkby, B. G. Fallone, *An integrated 6 MV linear accelerator model from electron gun to dose in a water tank*, Medical Physics, Vol. 37, No. 5, 2279-2288 (2010).

[48] P. Francois, F. Coste, J. Bonnet, and O. Caselles, *Validation of reconstructed bremsstrahlung spectra between 6 MV and 25 MV from measured transmission data*, Medical Physics, Vol. 24, No. 5, 769-773 (1997).

[49] R. Pietrzak, A. Konefał, *Determination of energy spectra in water for 6 MV X rays from a medical linac*, Acta Physica Polonica B, Vol. 47, No 3, 783-788 (2016).

[50] AAPM Report 32, *Clinical electron — beam dosimetry*. Published for the American Association of Physicists in Medicine by the American institute of Physics, USA (1991).

[51] A. Konefał: *Udział fizyki jądrowej w rozwiązywaniu problemów współczesnej radioterapii*. Wydawnictwo Uniwersytetu Śląskiego, ISSN 0208-6336, ISBN 978-83-226-2019-9 (2011)

[52] E.Y. Sidky, C.D. Lin, *Total cross-section calculations on proton-impact ionization of hydrogen*, Physical Review A, Vol. 65, No. 1, 012711 1-11, (2001).

[53] [www.algorytm.org/procedury-numeryczne/calowanie-numeryczne-metoda-monte-carlo-i.html](http://www.algorytm.org/procedury-numeryczne/calowanie-numeryczne-metoda-monte-carlo-i.html)

[54] S. Paltani, *Monte Carlo Method, Statistic Course for Astrophysics*, Lecture, University of Geneva (2010-2011).

[55] A. Jakubowski , *Prawdopodobieństwo i statystyka, Metody specjalne Monte Carlo*, Wykład (2014).

[56] R. Pietrzak, A. Konefał: *Calculation of perturbation factors for the PTW 23343 Markus ionization chamber in proton beams*. Acta Physica Polonica B, Vol. 48, No. 3, 679-682 (2017).



[57] *Metody obrazowania medycznego wykorzystujące promieniowanie rentgenowskie*, Projekt fizyka wobec wyzwań XXI wieku, współfinansowany ze środków Unii Europejskiej.

[58] J. Pluta, *Metody Fizyki Jądrowej w Środowisku, Przemśle i Medycynie*, Wykład dla doktorantów (2003).

## 6.2 Spis tabel

<b>Tabela 4.1</b> Charakterystyka budowy komory PTW 23343 Markus [23].....	- 65 -
<b>Tabela 4.2</b> Średnie wartości współczynników perturbacyjnych $p_{wall}$ za pikiem Bragga dla wiązek szpilkowych o rozmyciu energetycznym $FWHM_E = 0$ MeV, 0,5 MeV, 3 MeV.....	- 72 -
<b>Tabela 4.3</b> Średnie wartości współczynników perturbacyjnych $p_{cav}$ dla wiązek szpilkowych za pikiem Bragga dla trzech rozmyć energetycznych o $FWHM_E$ : 0 MeV, 0,5 MeV, 3 MeV.....	- 76 -
<b>Tabela 4.4</b> Charakterystyka układu do wyznaczania widma wiązki protonów generowanej przez cyklotron AIC-144. Opis rozmieszczenia elementów, ich wymiary, użyte materiały oraz ich gęstości [32].....	- 82 -

### 6.3 Spis rysunków

<b>Rysunek 2.1</b> Przykładowa pozycja elektronu względem stojącej fali elektromagnetycznej a) przyspieszanie elektronu, b) hamowanie elektronu.....	8 -
<b>Rysunek 2.2</b> Uproszczony schemat modułu przyspieszającego.....	8 -
<b>Rysunek 2.3</b> Schemat powstawania promieniowania hamowania w obecności jądra atomowego [57]. .....	13 -
<b>Rysunek 2.4</b> Przekroje czynne w funkcji energii dla oddziaływań elektronów z molekułami wody. Rysunek zmodyfikowany, bazujący na pracy I. Plante [7].....	14 -
<b>Rysunek 2.5</b> Schematyczne przedstawienie efektu fotoelektrycznego dla powłoki K w atomie siarki oraz deekscytacji atomu – przejścia elektronu z wyższej powłoki elektronowej na niższą [58]. .....	15 -
<b>Rysunek 2.6</b> Schematyczne przedstawienie zjawiska Comptona na „prawie” swobodnych elektronach walencyjnych atomu siarki [58].....	17 -
<b>Rysunek 2.7</b> Przekrój czynny dla kluczowych zjawisk z udziałem promieniowania elektromagnetycznego. Dane zostały zaczerpnięte z bazy XCOM [11].....	19 -
<b>Rysunek 2.8</b> Schemat układu służącego do określenia zależności dawki od współczynników $s_{col}$ i fluencji $\Phi$ . .....	23 -
<b>Rysunek 2.9</b> Ilustracja przedstawiająca przykładową geometrię detektora dużego dla wiązki fotonowej wraz z zaznaczeniem obszarów nierównowagowych. ....	25 -
<b>Rysunek 2.10</b> Ilustracja przykładowej geometrii detektora małego w wodzie. ....	27 -
<b>Rysunek 2.11</b> Zobrazowanie uproszczonej idei całkowania za pomocą algorytmu Monte Carlo.....	31 -
<b>Rysunek 2.12</b> Funkcja gęstości prawdopodobieństwa (a), dystrybuanta do zadanej funkcji gęstości prawdopodobieństwa (b).....	33 -
<b>Rysunek 2.13</b> Odwzorowanie losowania z rozkładu jednostajnego dla otrzymania liczb o rozkładzie niejednostajnym za pomocą funkcji odwrotnej do dystrybuanty. ....	34 -
<b>Rysunek 2.14</b> Wizualizacja geometrii przedstawionego przykładu. Obraz wygenerowany przez nakładkę graficzną dołączoną do kodu MCNPX. 1- fantom wodny, 2- „próżniowy świat” określający wirtualną objętość, w której prowadzona jest symulacja. ....	40 -
<b>Rysunek 3.1</b> Widmo energetyczne wiązki promieniowania X - 6MV na dolnej powierzchni tarczy konwersji dla wybranych odległości od głównej osi wiązki. Widmo uzyskano za pomocą symulacji.....	43 -

<b>Rysunek 3.2</b> Wizualizacja kolimatora pierwotnego uzyskana za pomocą nakładki graficznej MCNPX. ....	- 44 -
<b>Rysunek 3.3</b> Rozkład przestrzenny fluencji fotonów na dolnej podstawie tarczy konwersji uzyskany za pomocą symulacji Monte Carlo. ....	- 44 -
<b>Rysunek 3.4</b> Wizualizacja filtra wygładzającego uzyskana za pomocą nakładki graficznej MCNPX. ....	- 45 -
<b>Rysunek 3.5</b> Ustawienie szczęk kolimatora wtórnego dla trzech kwadratowych pól napromieniowania. Grafika uzyskana za pomocą nakładki graficznej MCNPX. ....	- 46 -
<b>Rysunek 3.6</b> Wizualizacja symulowanej geometrii głowicy akceleratora: (a) widok z boku, (b) widok z dołu. 1-tarcza konwersji, 2-kolimator pierwotny, 3-filtr wygładzający, 4-szczęki kolimatora wtórnego. Grafika uzyskana za pomocą nakładki graficznej MCNPX. ....	- 46 -
<b>Rysunek 3.7</b> Wizualizacja fantomu z detektorami logicznymi (a) i detektorów logicznych (b). Grafika uzyskana za pomocą nakładki graficznej MCNPX. ....	- 47 -
<b>Rysunek 3.8</b> Wizualizacja symulowanego układu, zastosowanego do obliczeń rozkładów dawek i widm energetycznych w wodzie. Grafika uzyskana za pomocą nakładki graficznej MCNPX. ....	- 47 -
<b>Rysunek 3.9</b> Widok zastosowanej w pomiarach komory jonizacyjnej typu Markus [51] .....	- 49 -
<b>Rysunek 3.10</b> Porównanie rozkładów dawek głębokościowych pochodzących z eksperymentu i symulacji dla pola 3 cm x 3 cm.....	- 50 -
<b>Rysunek 3.11</b> Porównanie rozkładów dawek głębokościowych pochodzących z eksperymentu i symulacji dla pola 10 cm x 10 cm.....	- 50 -
<b>Rysunek 3.12</b> Porównanie rozkładów dawek głębokościowych pochodzących z eksperymentu i symulacji dla pola 40 cm x 40 cm.....	- 51 -
<b>Rysunek 3.13</b> Porównanie profilu uzyskanego z eksperymentu i symulacji dla pola 40 cm x 40 cm.....	- 52 -
<b>Rysunek 3.14</b> Widma energetyczne w fantomie wodnym wzdłuż głównej osi wiązki dla głębokości: a) 0,5cm, b) 1,5 cm, c) 5cm, d) 10cm, e) 15 cm, f) 20 cm. ....	- 54 -
<b>Rysunek 3.15</b> Widma energetyczne w fantomie wodnym w poprzek głównej osi wiązki dla pola napromieniowania 3 cm x 3cm dla czterech poprzecznych położań: a) 0,5 cm, b) 1,5 cm, c) 5 cm, d) 10cm .....	- 55 -

<b>Rysunek 3.16</b> Widma energetyczne w fantomie wodnym w poprzek głównej osi wiązki dla pola napromieniowania 10 cm x 10 cm dla czterech poprzecznych położań: a) 0,5 cm, b) 1,5 cm, c) 5 cm, d) 10cm. ....	- 56 -
<b>Rysunek 3.17</b> Widma energetyczne w fantomie wodnym w poprzek głównej osi wiązki dla różnych odległości od osi wiązki, dla pola napromieniowania 40 cm x 40 cm.....	- 57 -
<b>Rysunek 3.18</b> Średnia energia wiązki dla trzech pól napromieniowania: a) wzdłuż głównej osi wiązki, b) w poprzek głównej osi wiązki dla głębokości 1,5 cm.....	- 58 -
<b>Rysunek 3.19</b> Schemat układu pomiarowego widma energetycznego w powietrzu. Rysunek zmodyfikowany bazujący na pracy L. B. Levy [41].....	- 60 -
<b>Rysunek 3.20</b> Schemat układu do pomiaru widma dla wiązki terapeutycznej metodą transmisji. Rysunek zmodyfikowany bazujący na pracy P. Francois [48]. ....	- 62 -
<b>Rysunek 4.1</b> Widok i schemat komory jonizacyjnej PTW 23343 Markus. Na rysunku nie została zachowana proporcja elementów [23]. ....	- 65 -
<b>Rysunek 4.2</b> Schemat układu do obliczeń współczynników perturbacyjnych $p_{wall}$ za pomocą symulacji Monte Carlo dla wiązki protonów. ....	- 66 -
<b>Rysunek 4.3</b> Porównanie rozkładu dawek dla szpilkowej wiązki monoenergetycznej 60 MeV, a) bez przesunięcia (maksyma pików Bragga przesunięte o 0,24 mm), b) z przesunięciem. ....	- 68 -
<b>Rysunek 4.4</b> Stosunek całkowitej fluencji w detektorze powietrznym $\Phi_{pow}$ do całkowitej fluencji w objętości roboczej komory Markus $\Phi_{Markus}$ dla wiązki szpilkowej o $FWHM_E = 0$ MeV, 0,5 MeV, 3 MeV. Średnia energia wiązki: a) 15 MeV, b) 30 MeV, c) 60 MeV, d) 80 MeV. ....	- 70 -
<b>Rysunek 4.5</b> Współczynniki perturbacyjne $p_{wall}$ . Opis jak dla Rys.4.4. ....	- 71 -
<b>Rysunek 4.6</b> Współczynniki perturbacyjne $p_{wall}$ dla wiązki protonów o średniej energii 60 MeV i o $FWHM_E = 0$ MeV, 0,5 MeV, 3 MeV, wyznaczone dla wiązek szerokich: a) wiązka równoległa o promieniu 0,3 cm, b) wiązka równoległa o promieniu 0,4 cm .....	- 71 -
<b>Rysunek 4.7</b> Współczynniki $p_{wall}$ dla: a) wiązki monoenergetycznej, b) wiązki o $FWHM_E = 0,5$ MeV, c) wiązki o $FWHM_E = 3$ MeV.....	- 73 -
<b>Rysunek 4.8</b> Schemat symulowanego układu zastosowanego do wyznaczenia współczynnika perturbacyjnego $p_{cav}$ w wodzie. Proporcje nie zostały zachowane.....	- 74 -
<b>Rysunek 4.9</b> Współczynnik perturbacyjny $p_{cav}$ dla wiązki szpilkowej o $FWHM_E = 0$ MeV, 0,5 MeV i 3 MeV. Średnia energia wiązki protonów: a) 15 MeV, b) 30 MeV, c) 60 MeV, d) 80 MeV. ....	- 75 -

<b>Rysunek 4.10</b> Współczynniki perturbacyjne $p_{cav}$ dla szerokiej wiązki protonów o średniej energii wiązki 60 MeV i o $FWHM_E = 0$ MeV, 0,5 MeV, 3 MeV: a) wiązka równoległa o promieniu 0,3 cm, b) wiązka równoległa o promieniu 0,4 cm. ....	- 76 -
<b>Rysunek 4.11</b> Współczynniki $p_{cav}$ dla $FWHM_E$ wynoszącego a) 0 MeV, b) 0,5 MeV, c) 3 MeV.....	- 77 -
<b>Rysunek 4.12</b> Współczynnik perturbacyjny $p_q$ dla wiązki szpilkowej o trzech rozmyciach energetycznych z $FWHM_E = 0$ MeV, 0,5 MeV, 3 MeV wyznaczony dla średniej energii wiązki: a) 15 MeV, b) 30 MeV, c) 60 MeV, d) 80 MeV.....	- 78 -
<b>Rysunek 4.13</b> Współczynnik perturbacyjny $p_q$ dla szerokiej wiązki protonów o średniej energii 60 MeV i o $FWHM_E = 0$ MeV, 0,5 MeV, 3 MeV: a) wiązka równoległa o promieniu 0,3 cm, b) wiązka równoległa o promieniu 0,4 cm. ....	- 79 -
<b>Rysunek 4.14</b> Schemat symulowanego układu do wyznaczenia widma wiązki protonów odpowiadający układowi stosowanemu w Instytucie Fizyki Jądrowej Polskiej Akademii Nauk w Bronowicach.....	- 81 -
<b>Rysunek 4.15</b> Widmo energetyczne „źródła protonów” wyznaczone za pomocą symulacji Monte Carlo metodą optymalizacji rozkładu dawek dla cyklotronu AIC-144 .....	- 84 -
<b>Rysunek 4.16</b> Uproszczony schemat symulowanego układu do wyznaczanie rozkładów dawek głębokościowych wzdłuż osi głównej wiązki protonów. Zaprezentowano rozmieszczenie detektorów logicznych w odniesieniu do głównej osi wiązki. Ilość detektorów oraz proporcje wymiarów nie zostały zachowane. ....	- 85 -
<b>Rysunek 4.17</b> Porównanie rozkładów dawek głębokościowych uzyskanych w eksperymencie i za pomocą symulacji Monte Carlo. ....	- 85 -
<b>Rysunek 4.18</b> Błąd statystyczny wyrażony w procentach w funkcji głębokości dla rozkładów dawek względnych obliczonych za pomocą modelu komory Markus .....	- 88 -
<b>Rysunek 4.19</b> a) Rozkłady wiązki protonów w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku propagacji wiązki na powierzchni fantomu i na głębokości odpowiadającej maksimum pików Bragga. b) Widmo energetyczne dla wiązki wchodzącej do fantomu wodnego. Parametry obliczone za pomocą symulacji Monte Carlo dla wiązki protonów generowanej przez cyklotron AIC-144.....	- 90 -
<b>Rysunek 4.20</b> Porównanie rozkładów dawek głębokościowych w wodzie dla wiązki rozważanej protonów: a) bez uwzględnienia poprawek, b) z uwzględnieniem współczynnika $s_{w,pow}$ , c) z uwzględnieniem współczynników $s_{w,pow}$ i $p_q$ . ....	- 91 -

**Rysunek 4.21** Porównanie rozkładów względnych dawek głębokościowych uzyskanych eksperymentalnie i za pomocą: a) detektorów wodnych, b) modelu komory Markus. - 92 -

## 6.4 Streszczenie

W ramach przeprowadzonych badań modelowano dwa rodzaje wiązek terapeutycznych: wiązkę wysokoenergetycznego promieniowania X i protonów. Celem pracy było wyznaczenie ważnych parametrów stosowanych w dozymetrii klinicznej za pomocą opracowanych modeli wiązek terapeutycznych. Obliczenia wykonano metodą symulacji komputerowych bazujących na algorytmie Monte Carlo.

W pierwszej części badań za pomocą profesjonalnego kodu MCNPX opracowano model głowicy akceleratora Clinac 2300 firmy Varian. Weryfikację modelu przeprowadzono poprzez porównanie obliczonych i zmierzonych rozkładów dawek głębokościowych we wzorcowym ośrodku dozymetrycznych – wodzie. Rozkłady dawek głębokościowych w wodzie wyznaczono dla SSD = 100 cm, dla trzech kwadratowych pól napromieniania o wymiarach 3 cm x 3 cm, 10 cm x 10 cm oraz 40 cm x 40 cm. Pomyślna walidacja opracowanego modelu wraz z modelem układu pomiarowego umożliwiła przystąpienie do kolejnej części badań, w której za pomocą tego modelu wyznaczono widma energetyczne w wodzie, wzdłuż głównej osi wiązki oraz w poprzek kierunku propagacji wiązki na wybranych głębokościach dla terapeutycznej wiązki promieniowania X – 20 MV. Zbadano również wpływ wielkości kwadratowego pola napromieniania na kształt widm energetycznych w wodzie oraz obliczono średnią energię wiązki dla wybranych warunków napromieniania.

Druga część badań polegała na modelowaniu wiązek protonów i komory jonizacyjnej PTW 23343 Markus stosowanej w dozymetrii klinicznej. Bazując na tych modelach wyznaczono współczynniki perturbacyjne  $p_{wall}$ ,  $p_{cav}$  i wypadkowy współczynnik perturbacyjny  $p_q$  dla szpilkowej wiązki protonowej o energiach: 15 MeV, 30 MeV, 60 MeV, 80 MeV. Określono także wpływ rozmycia energetycznego i przestrzennego wiązki na współczynniki perturbacyjne. Ponadto, dla wiązki protonów o energii 60 MeV opracowano model, w którym uwzględniono wszystkie elementy układu stosowanego przy pasywnym formowaniu wiązki odwzorowując układ stosowany na stanowisku do terapii protonowej nowotworów oka w IFJ PAN w Bronowicach. Badania oparte na tym modelu wykazały, że rozkłady dawek uzyskane za pomocą tzw. wodnych detektorów logicznych i modelem komory Markus cechują się dużą zgodnością i są kompatybilne z wynikami eksperymentalnymi.



## Abstract

In this work models of two therapeutic beams of high-energy X-rays and protons were elaborated. The purpose of the investigation was the determination of significant parameters used in clinical dosimetry, basing on the elaborated models. The calculations were performed by means of computer simulations on the ground of the Monte Carlo algorithm.

At the first stage of this work the head model of the Clinac 2300 linear accelerator by Varian was elaborated with the use of the professional MCNPX code. Verification of this model was carried out using the comparison between the calculated and measured depth-dose distributions in the standard dosimetry medium – water. The depth-dose distributions in water were determined for SSD = 100 cm and for three square radiation fields of 3 cm x 3 cm, 10 cm x 10 cm and 40 cm x 40 cm. Successful validation of the prepared model with the measuring system model made it possible to begin the next part of this investigation in which the energy spectra along the central axis of the beam and in the direction perpendicular to this axis in water were calculated. The spectral calculations were performed for the therapeutic 20 MV X-ray beam. The influence of the radiation field sizes on the shapes of the spectra in water were determined and the mean energy of the beam was calculated for the chosen irradiation conditions.

At the second stage of this work the proton beams and the PTW 23343 Markus type ionization chamber used in clinical dosimetry were modeled. On the base of these models the perturbation factors  $p_{wall}$ ,  $p_{cav}$  and the total perturbation factor  $p_q$  were calculated for the punctual proton beam with energies of 15 MeV, 30 MeV, 60 MeV, 80 MeV. The influence of energy and spatial spread on the perturbation factors was determined. Moreover, the model of the real beam based on the passive system forming the proton beam in the Institute of Nuclear Physics of Polish Academy of Sciences in Bronowice was elaborated. The investigation basing on this model indicated that the depth-dose distributions obtained with the use of the water logic detectors and with the Marcus chamber model are compatible and they agree with the experimental results.