

**Master 2^{ème} année RMGBM
2018-2019**

Parcours : Radiophysique Médicale

MÉMOIRE DE RECHERCHE

Titre : « Évaluation des algorithmes de calcul de dose absorbée et de leur conversion de la dose dans le milieu à la dose dans l'eau pour différents milieux »

Présenté par : Victoria FONTENY

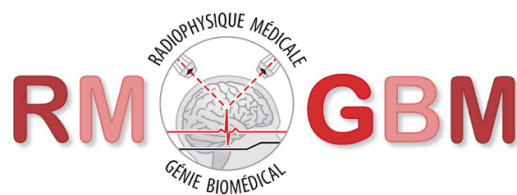
Soutenu à : Toulouse le : 29 août 2019

Président	Isabelle BERRY	Professeur, Université Toulouse III
Membres	Marie-Claude BORDAGE	HDR, CR CNRS, CRCT, Toulouse
	Olivier CASELLES	HDR, Physicien médical, IUCT-O, Toulouse
	Régis FERRAND	Physicien médical, IUCT-O, Toulouse
	Xavier FRANCERIES	HDR, MCF, Université Toulouse III
	Mathieu MASQUERE	MCF, Université Toulouse III
	Vincent MARCHESI	PhD, Physicien médical, ICL, Nancy
	Philippe TEULET	Professeur, Université Toulouse III

Responsable(s) de stage :

Laure VIEILLEVIGNE	PhD, Physicienne Médicale. ICR. IUCT-O. Toulouse
Tony YOUNES	PhD, DQPRM. ICR. IUCT-O. Toulouse

**Nom et adresse du laboratoire où le travail a été effectué : Institut Claudius Regaud, IUCT-O,
1 av. Irène Joliot Curie, 31059 Toulouse Cedex 9 (ICR et CRTCT Equipe 15)**



secrétariat : Élodie ANTONIN
service de Biophysique - bâtiment A3
faculté de médecine Rangueil
133 route de Narbonne 31062 TOULOUSE CEDEX



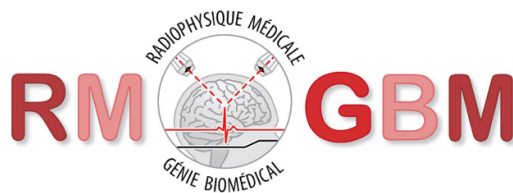
UNIVERSITÉ
TOULOUSE III
PAUL-SABATIER



Université
de Toulouse

Faculté
des Sciences
et d'Ingénierie

web <http://rmgbm.free.fr>
e-mail elodie.antonin@univ-tlse3.fr
xavier.franceries@inserm.fr
téléphone 05 62 88 90 82 / 05 62 88 90 81



Remerciements

Je tiens à remercier toutes les personnes qui ont contribué au succès de mon stage et qui m'ont aidée lors de la rédaction de ce mémoire.

Je voudrais dans un premier temps remercier, mon encadrante Laure Vieillevine, pour le temps qu'elle m'a accordé, ses encouragements et surtout ses judicieux conseils qui m'ont beaucoup appris.

Je remercie également Tony Younes, pour son réel investissement dans mon encadrement. Sa présence a été indispensable dans la réalisation de ce stage. Son écoute et ses conseils m'ont permis d'avancer dans mon travail.

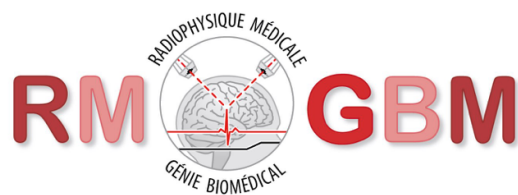
J'adresse également mes remerciements à l'équipe 15 du CRCT qui m'a parfaitement accueilli plus particulièrement Monsieur Manuel Bardies, Erik Mora Ramirez, Gunjan Kayal, Juan Camillo, Alex Vergara, Maxime Chauvin pour ses conseils qui ont toujours été de grande utilités ainsi que Jérémy Leste qui m'a aidé dans mes débuts de programmation en python. Merci à toutes ces personnes pour leurs sympathies.

Je remercie Monsieur Régis Ferrand, chef du département de physique médicale de l'ICR pour m'avoir permis l'accès au service de radiothérapie.

Merci à l'ensemble de l'équipe pédagogique de Toulouse et son responsable de formation Xavier Franceries. Merci plus particulièrement à Madame Bordage pour sa grande qualité pédagogique et qui a toujours su répondre à mes attentes.

Je voudrais également exprimer mes remerciements à mes camarades Imène et Quentin pour leur écoute et leur empathie.

Enfin, un grand merci à mes proches et ma famille pour leur soutien omniprésent et sans faille.



secrétariat : Élodie ANTONIN
service de Biophysique - bâtiment A3
faculté de médecine Rangueil
133 route de Narbonne 31062 TOULOUSE CEDEX



UNIVERSITÉ
TOULOUSE III
PAUL-SABATIER



Université
de Toulouse

Faculté
des Sciences
et d'Ingénierie

web <http://rmgbm.free.fr>
e-mail elodie.antonin@univ-tlse3.fr
xavier.franceries@inserm.fr
téléphone 05 62 88 90 82 / 05 62 88 90 81

Table des matières

Introduction	1
I Etat de l’art	2
I.1 Grandeurs dosimétriques	2
I.1.1 Dose absorbée dans le milieu D_m	2
I.1.2 CEMA (énergie convertie par unité de masse)	2
I.1.3 Pouvoirs d’arrêt	2
I.1.4 Détermination de la dose absorbée dans l’eau	4
I.1.5 Méthodologie pour le calcul des $(S_{col}/\rho)_{w,m}$	4
I.2 Algorithmes basés sur la modélisation des principes physiques	5
I.2.1 Convolution/Superposition de kernels	5
I.2.2 Méthode Monte-Carlo	6
I.2.3 Méthode déterministe	7
I.3 Les approches de conversion	8
I.3.1 Approche basée sur les rapports de pouvoir d’arrêt moyen	8
I.3.2 Approche basée sur les rapports des pouvoirs d’arrêt corrigés des différences de fluence	9
I.3.3 Approche basée sur les coefficients d’absorption massique	9
I.3.4 Approche effectuée dans AXB	10
I.3.5 Approche basée sur les p_ϕ	10
II Comparaisons des modèles de physique de GEANT4 avec les données de références	12
II.1 Introduction	12
II.2 Matériels et méthodes	12
II.2.1 Modèles de physique exploités	12
II.2.2 Extraction des S_{col}/ρ	14
II.2.3 Comparaison des résultats par rapport au NIST	15
II.2.4 Calcul du CEMA	15
II.2.5 Évaluation des incertitudes	16
II.3 Résultats	16
II.3.1 Pouvoirs d’arrêt collisionnel massique	16

II.3.2	Rapports de pouvoirs d'arrêt collisionnel massique	17
II.3.3	CEMA	21
II.4	Conclusion	23
III	Évaluation de la conversion de la dose dans le milieu à la dose dans l'eau	25
III.1	Introduction	25
III.2	Matériels et méthodes	25
III.2.1	Calculs dosimétriques dans le TPS Eclipse	25
III.2.2	Mesures expérimentales	26
III.2.3	Simulations Monte-Carlo	28
III.2.4	Comparaison des méthodes	29
III.3	Résultats	30
III.3.1	Doses absorbées calculées par les algorithmes AXB, AAA et GATE	30
III.3.2	Approche expérimentale	32
III.3.3	Comparaison des différents rapports D_w/D_m	35
III.3.4	Facteurs correctifs des différences de fluences k_Φ	35
III.4	Conclusion	36
	Synthèse et discussion	38
	Conclusion	40
A	Comparaisons des modèles de physique de GEANT4 avec les données de référence	41
B	Évaluation de la conversion de la dose dans le milieu à la dose dans l'eau	45
	Bibliographie	45

Introduction

La radiothérapie est une technique de traitement du cancer utilisant les rayonnements ionisants ayant pour objectif principal la maximisation du contrôle tumoral tout en minimisant les complications aux tissus sains.

Les systèmes de planification du traitement (TPS) grâce aux algorithmes de calcul en radiothérapie externe permettent de générer les distributions de dose absorbée. Cependant, selon le rapport TRS 430 (Andreo et al., 2004), l'incertitude des calculs de dose absorbée doit être inférieure à 2-3%. Les algorithmes de calculs conventionnels tel que l'algorithme AAA (Algorithme Analytique Anisotropique) expriment généralement la dose absorbée en termes de dose absorbée dans l'eau D_w avec une modification de la densité électronique obtenue grâce au tomodensitomètre. Cela est dû en partie au fait que l'étalonnage du faisceau s'effectue dans l'eau selon les recommandations du rapport TRS-398 de l'Agence International de l'Energie Atomique (AIEA) (Andreo et al., 2001). Plus récemment, certains algorithmes utilisés dans les TPS tels que l'algorithme Acuros XB (AXB) expriment la dose absorbée de dans le milieu D_m ou en D_w selon le choix de l'utilisateur (Varian, 2015). De plus, plusieurs études (Andreo, 2015; Chetty et al., 2007; Walters et al., 2010) ont reconnu que les méthodes Monte-Carlo sont les méthodes les plus précises pour le calcul de la dose absorbée et expriment par défaut la dose absorbée dans le milieu D_m . Par conséquent, afin de comparer les algorithmes de calcul de dose absorbée entre eux une conversion de D_m à D_w est nécessaire. En pratique, il existe plusieurs approches permettant d'effectuer cette conversion dont l'une d'entre elle est basée sur les facteurs de correction des différences de fluence (Siebers et al., 2000; Andreo, 2015; Reynaert et al., 2018; Varian, 2015; Younes, 2018). L'objectif de cette étude est la comparaison des algorithmes et l'étude de cette conversion. Afin d'y parvenir, l'étude s'intéressera à l'algorithme AAA, l'algorithme AXB et les méthodes Monte-Carlo effectuées par GATE utilisant les outils de GEANT4.

En première partie, l'état de l'art apportera des éléments nécessaires à la compréhension de la problématique de cette étude. Elle abordera les grandeurs dosimétriques auxquelles nous nous référerons dans l'étude. Ainsi, il sera étudié la dose absorbée, le CEMA, les pouvoirs d'arrêt, la détermination de la dose absorbée dans l'eau grâce au protocole TRS-398 de l'AIEA et les méthodologies employées pour calculer les pouvoirs d'arrêt. De plus, les algorithmes de calcul de dose absorbée et les différentes approches de conversion seront présentées.

Le but de la deuxième partie est d'évaluer l'influence du choix des modèles de physique de GEANT4 nécessaire aux simulations Monte-Carlo, ces dernières servant de référence dans la partie suivante.

La troisième partie tentera de répondre à la problématique de la conversion D_m à D_w . Dans un premier temps, nous réaliserons une comparaison des résultats en D_m et D_w de tous les matériaux biologiques définis dans la bibliothèque de matériaux de l'algorithme AXB par rapport à GATE. De plus, une approche expérimentale sera effectuée avec différents détecteurs dans différents matériaux. Enfin, les facteurs de correction des différences de fluence définis par Andreo seront déterminés.

Chapitre I

Etat de l'art

I.1 Grandeurs dosimétriques

I.1.1 Dose absorbée dans le milieu D_m

La D_m correspond à l'énergie déposée par des rayonnements par unité de masse dans le milieu. L'unité de la dose absorbée est le gray (Gy). Il équivaut au joule par kilogramme (J/kg).

Les caractéristiques des différents milieux étudiés dans cette étude sont présentées dans le tableau I.1. Il référence la composition, la densité et les I calculés par le NIST (National Institut of Standards and Technology). Les matériaux biologiques communs sont décrits selon des compositions et des densités «standards» par les rapports ICRU-44 (ICRU, 2016) et ICRP-23 (ICRP, 1975). De plus, les trois derniers matériaux sont des plaques expérimentales dont la composition et la densité ont été fournies par l'entreprise GAMMEX.

I.1.2 CEMA (énergie convertie par unité de masse)

Le CEMA C est défini par l'énergie perdue par des particules chargées primaires par collision et par unité de masse. Son acronyme désigne «énergie convertie par unité de masse» ou en anglais «Converted Energy per unit MAss». Lorsque l'équilibre électronique transitoire ($\delta - eq$) des particules chargées est établi, le CEMA correspond à la D_m . Il est calculé par l'équation suivante (ICRU, 2011):

$$D^{\delta-eq} C = \int_0^{E_{max}} \Phi_E^{prim} \frac{S_{col}}{\rho} dE \quad (I.1)$$

Où Φ_E^{prim} est la fluence en énergie des particules primaires chargées et S_{col}/ρ est le pouvoir d'arrêt collisionnel massique.

I.1.3 Pouvoirs d'arrêt

Le pouvoir d'arrêt linéique non restreint S est l'énergie moyenne des particules chargées dE en fonction de la distance parcourue dl dans un milieu. La division du pouvoir d'arrêt par la densité massique du milieu ρ donne le pouvoir d'arrêt massique (en MeV.cm².g⁻¹) :

TAB. I.1 – **Compositions atomiques, densités par défaut selon les rapports ICRU-44 (ICRU, 2016) ou ICRP-23 (ICRP, 1975) et les I disponibles sur le NIST des matériaux utilisés.**

Matériaux	Densité ($g.cm^{-3}$)	$I(eV)$	Composition atomique
Air ICRU	0,0012	85,7	C 0,000124; O 0,231781; N 755268; Ar 0,012827
Poumon ICRP	1,05	75,3	H 0,101278; C 0,10231; O 0,757072; N 0,02865; Na 0,00184; Mg 0,00073; P 0,008; S 0,00225; Cl 0,00266; K 0,00194; Ca 0,00009; Fe 0,00037; Zn 0,00001
Poumon en inspiration ICRP	0,26	75,3	H 0,101278; C 0,10231; O 0,757072; N 0,02865; Na 0,00184; Mg 0,00073; P 0,008; S 0,00225; Cl 0,00266; K 0,00194; Ca 0,00009; Fe 0,00037; Zn 0,00001
Poumon en inspiration ICRU	0,26	75,2	H 0,103; C 0,105; O 0,749; N 0,031; Na 0,002; P 0,002; S 0,003; Cl 0,003; K 0,002
Tissu adipeux ICRP	0,92	63,2	H 0,119477; C 0,63724; O 0,232333; N 0,00797; Mg 0,00002; Na 0,0005; P 0,00016; S 0,00073; Cl 0,00119; K 0,00032; Ca 0,00002; Fe 0,0002; Zn 0,0002
Muscle ICRP	1,04	75,3	H 0,100637; C 0,10783; O 0,754773; N 0,02768; Mg 0,00019; Na 0,00075; P 0,0018; S 0,00241; Cl 0,00079; K 0,00302; Ca 0,00003; Fe 0,00004; Zn 0,00005
Os cortical ICRP	1,85	106,4	H 0,047234; C 0,14433; O 0,446096; N 0,04199; Mg 0,0022; P 0,10497; S 0,00315; Ca 0,20993; Zn 0,0001
Os cortical ICRU	1,92	111,9	H 0,034; C 0,155; O 0,435; N 0,042; Mg 0,0002; Na 0,001; P 0,103; S 0,003; Ca 0,225
Os compact ICRU	1,85	91,9	H 0,063984; C 0,278; O 0,410016; N 0,027; Mg 0,002; P 0,07; S 0,002; Ca 0,147
Os spongieux ICRU	1,18	78,4	H 0,085; C 0,404; O 0,367; N 0,028; Mg 0,001; Na 0,001; P 0,034; S 0,002; Cl 0,002; K 0,001; Ca 0,074; Fe 0,001
Cartilage ICRP	1,1	78	H 0,096; C 0,099; O 0,744; N 0,022; Na 0,005; P 0,022; S 0,009; Cl 0,003
Aluminium	2,699	166	Al 1
Titane	4,54	233	Ti 1
PTFE	2,20	103,3	C 0,240178; F 0,759822
SB3 ^a	1,82	107,7	H 0,0266; C 0,3034; O 0,3908; N 0,0099; Mg 0,0041; Ca 26,48; Cl 0,04
RW3 ^b	1,045	67,1	H 0,0759; C 0,9041; O 0,008; Ti 0,012
AP6 ^c	0,95	65,7	H 0,0944; C 0,735; O 0,1486; N 0,0207; Cl 0,0013

^a. Gammex Cortical Bone SB3 450

^b. PTW RW3

^c. Gammex Adipeux AP6 453

$$\frac{S}{\rho} = \frac{dE}{\rho dl} \quad (I.2)$$

Le pouvoir d'arrêt massique est la somme de trois quantités indépendantes : S_{col}/ρ dû aux interactions avec les électrons atomiques ; le pouvoir d'arrêt massique radiatif S_{rad}/ρ provenant des émissions de rayonnement de freinage ; le pouvoir d'arrêt massique nucléaire S_{nuc}/ρ provenant des interactions Coulombiennes.

Les S_{col}/ρ introduisent le rapport d'arrêt collisionnel massique entre l'eau et le milieu :

$$(S_{col}/\rho)_{w,m} = \frac{(S_{col}/\rho)_w}{(S_{col}/\rho)_m} \quad (I.3)$$

I.1.4 Détermination de la dose absorbée dans l'eau

Selon le rapport TRS-398 (Andreo et al., 2001), la détermination de la dose absorbée dans les conditions de référence s'appuie sur la théorie de Bragg-Gray (BG). La théorie de BG s'applique aux particules chargées qui entrent dans une cavité qui est supposée suffisamment petite pour que sa présence ne perturbe pas la fluence des particules chargées.

La D_w pour une qualité de faisceau Q différente de la qualité du faisceau d'étalonnage Q_o est donnée par :

$$D_{w,Q} = M_Q^* N_{D,w,Q_o} k_{Q,Q_o} \quad (I.4)$$

Où M_Q^* est la lecture corrigée dans des conditions de référence. N_{D,w,Q_o} est le facteur d'étalonnage obtenu par le laboratoire, rapporté en dose absorbée dans l'eau pour la qualité Q_o . k_{Q,Q_o} est le facteur de correction de la qualité du faisceau. Si la mesure est effectuée avec un faisceau de même qualité que le laboratoire, alors $k_{Q,Q_o} = 1$. Il prend en compte le rapport des facteurs de perturbation dû aux écarts des conditions de BG.

La qualité du faisceau Q_o est déterminée par le rapport tissu-fantôme (TPR). Le TPR est défini comme étant le rapport des doses absorbées dans l'eau sur l'axe central, à la profondeur $Z = 20$ cm (D_{20cm}) et à la profondeur référence $Z_R = 10$ cm dans un fantôme d'eau (D_{10cm}), obtenues à la même distance de la source égale à 100 cm pour un champ de référence 10×10 cm² aux profondeurs de mesure. Ce rapport est également appelé indice de qualité. Il s'exprime par :

$$TPR_{10}^{20} = \left(\frac{D_{20cm}}{D_{10cm}} \right)_{10 \times 10 \text{ cm}^2} \quad (I.5)$$

Les corrections à appliquer à la réponse de la chambre sont données par :

$$M_Q^* = M_Q k_{(T,P)} k_H k_{pol} k_{rec} k_{pf} \quad (I.6)$$

Où M_Q est la lecture non corrigée de la réponse de la chambre. $k_{(T,P)}$ est le facteur de correction de la température et de la pression. k_H est le facteur de correction de l'humidité. Il est égal à 1 lorsque l'humidité relative est entre 20% et 80%. k_{pol} est le facteur de correction de la polarité. k_{rec} est le facteur de recombinaison des ions. k_{pf} est le facteur de correction courant de fuites.

I.1.5 Méthodologie pour le calcul des $(S_{col}/\rho)_{w,m}$

Plusieurs méthodologies existent pour la détermination des $(S_{col}/\rho)_{w,m}$.

Tout d'abord, Siebers et al. remarquent que les rapports du pouvoir d'arrêt collisionnel massique s'appuyant sur la théorie de BG ($s_{w,m}^{BG}$) varient en fonction de l'énergie (Siebers et al., 2000). Une énergie effective E_{eff} est calculée en fonction d'un potentiel d'accélération nominal P qui donne une valeur de $s_{w,m}^{BG}$ similaire à $s_{w,m}^{BG}$ utilisant le spectre total de la fluence électronique du milieu $(\Phi_E)_m$. Pour un faisceau de photon de 6 MV, son énergie effective est de 0,905 MeV. Le simple ajustement

linéaire est donné par :

$$E_e f f = 0,081P + 0,41 \quad (I.7)$$

Étant donné que les pouvoirs d'arrêt varient en fonction de la densité, une densité nominale pour un milieu donné est utilisée pour évaluer $s_{w,m}^{BG}$. De plus, les $s_{w,m}^{BG}$ sont calculés par le code Monte-Carlo MCNP (Monte-Carlo N-Particle transport) pour le transport des photons et des électrons générés.

Fernández-Varea et al. ont calculé les $s_{w,m}^{BG}$ à partir des fluences différentielles en énergie des électrons primaires déterminées avec le code Monte-Carlo PENELOPE (PENetration and Energy LOSS of Positrons and Electrons) (Fernández-Varea et al., 2007). Les calculs de S_{col}/ρ ont suivi la formule de Bethe-Bloch qui prend en compte les valeurs de I , et la correction d'effet de densité.

Andreo calcule les $s_{w,m}^{BG}$ avec le code ESTAR du NIST en prenant en compte la composition, la densité et les valeurs de I puisque les I et les densités influent sur l'effet de densité qui corrige le pouvoir d'arrêt collisionnel massique (Andreo, 2015). Il rappelle l'influence des valeurs de I par l'équation suivante :

$$S_{col}/\rho \propto N_A \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} [f(\beta) - \ln I - \delta(\beta)] \quad (I.8)$$

Où $N_A \frac{Z}{A}$ est le nombre d'électrons par gramme dans le milieu, β est la vitesse des électrons en unités de la vitesse de la lumière, f est une fonction logarithmique de β et δ est la fonction de densité.

De plus, il emploie l'approximation Harder H . Elle consiste en l'estimation d'une énergie moyenne dans la région d'équilibre électronique $\bar{E}_z$ calculant une énergie moyenne $\bar{E}_o$ grâce aux sections efficaces de Klein-Nishina, où approximativement $\bar{E}_z = 0,5\bar{E}_o$. Par exemple, pour un faisceau de photons de 6 MV, l'énergie correspondante est 0,53 MeV pour obtenir S_{col}/ρ dans l'eau. De plus, il considère que tous les électrons créés par les photons sont créés par effet Compton. Le rapport du pouvoir d'arrêt s'appuyant sur la théorie de BG est déterminé par :

$$s_{w,m}^{BG} \equiv s_{w,m}^H = \frac{[S_{col}(\bar{E}_z)/\rho]_w}{[S_{col}(\bar{E}_z)/\rho]_m} \quad (I.9)$$

Jang et al. s'appuient sur la théorie de Spencer-Attix (SA) (Jang et al., 2007). Cette dernière est une extension de la théorie de BG. Elle prend en compte la fluence des électrons secondaires générés par les collisions des électrons primaires dans la cavité. Ils utilisent les $(L/\rho)_{w,m}$ avec une énergie de coupure à 10 keV pour calculer les rapports des pouvoirs d'arrêt massique avec le code PEGS4 du code Monte-Carlo EGSnrc.

Le tableau I.2 permet la comparaison des rapports de pouvoirs d'arrêt publiés dans divers études (Siebers et al., 2000; Fernández-Varea et al., 2007; Andreo, 2015; Jang et al., 2007).

I.2 Algorithmes basés sur la modélisation des principes physiques

I.2.1 Convolution/Superposition de kernels

L'algorithme AAA (Algorithme Analytique Anisotropique) est un modèle de calcul 3D de type « pencil beam convolution/superposition » (Ulmer et al., 2005) implémenté dans le TPS Eclipse de la société Varian.

Certains paramètres physiques fondamentaux sont pré-calculés par calculs Monte-Carlo. Il s'agit du spectre énergétique des photons qui est calculé à n'importe quel rayon de l'axe central du faisceau.

TAB. I.2 – Rapports de pouvoirs d'arrêt de l'eau pour un milieu donné et les énergies utilisées associées pour un faisceau de photons de 6 MV où BG fait référence à BG, H à Harder, SA à Spencer-Attix (Fernández-Varea et al., 2007; Siebers et al., 2000; Andreo, 2015; Jang et al., 2007).

Matériaux	Siebers (BG) 0,905 MeV	Varea (BG)	Andreo (H) 0,53 MeV	Andreo (BG) 0,53 MeV	Jang (SA)
Air ICRU	1,117	1,115			1,119
Poumon ICRP			1,011	1,011	
Poumon en inspiration ICRP		1	1,01	1	
Poumon en inspiration ICRU	0,999	0,998			0,998
Tissu adipeux ICRP		0,978	0,978	0,978	
Os cortical ICRP	1,116	1,117	1,115	1,115	1,126
Os cortical ICRU		1,138			
Os compact ICRU			1,081	1,08	
Os spongieux ICRU	1,035	1,035			1,031

Puis, ils sont ajustés aux données du faisceau clinique (structure géométrique et composition matérielle exacte de la tête de l'accélérateur). Ils sont ensuite stockés dans un espace de phase définissant le spectre de fluence et d'énergie du faisceau clinique.

Les paramètres physiques fondamentaux comprennent également les kernels de diffusions des photons et des électrons. Un kernel représente la distribution du dépôt d'énergie dans le volume élémentaire déposé par les particules secondaires. Ces kernels sont calculés pour des « pencils beam » monoénergétiques. Les kernels polyénergétiques sont formés par la somme pondérée des kernels monoénergétiques. De plus, la distribution de la D_w dans le patient est calculée dans une matrice 3 dimensions de voxels, puis elle est mise à l'échelle par les densités électroniques des tissus du patient déterminées à partir du tomodensitomètre.

La distribution de D_w sépare la convolution des photons primaires, des photons diffusés et des électrons de contaminations. En parallèle, le faisceau clinique est divisé en petits faisceaux de taille finie auxquelles les convolutions sont appliquées. La distribution de la dose absorbée finale est obtenue par la superposition des contributions de chaque petit faisceau. De plus, les tissus hétérogènes sont pris en compte de façon anisotropique grâce à l'utilisation des kernels de diffusion latérale.

Finalement, la distribution de dose absorbée résulte de l'équation suivante :

$$D(X,Y,Z) = cE(X,Y,Z) \frac{\rho_e(eau)}{\rho_e(X,Y,Z)} \quad (I.10)$$

Où c sert à convertir les J/m^3 en Gy. $E(X,Y,Z)$ est l'énergie absorbée totale en un point. Elle est déterminée par superposition des contributions énergétiques des photons primaires, secondaire et des électrons de contamination. $\rho_e(eau)$ est la densité électronique de l'eau et $\rho_e(X,Y,Z)$ la densité électronique moyenne calculée à partir des images de tomodensitométrie selon une courbe de calibration.

L'avantage de cet algorithme est la convolution analytique puisqu'elle permet la réduction du temps de calcul.

I.2.2 Méthode Monte-Carlo

C'est une méthode numérique statistique qui s'appuie sur l'emploi des nombres aléatoires. En effet, les calculs Monte-Carlo exigent des générateurs de nombres aléatoires. Ils sont dits « pseudo-

aléatoires » car les nombres aléatoires sont produits par des ordinateurs (Seco & Verhaegen, 2013). Elle permet de simuler un grand nombre d'interactions de façon détaillée grâce aux distributions de probabilités d'interactions de particules. La méthode consiste à suivre chaque particule ayant une énergie, une position, une vitesse et une direction donnée. Le dépôt d'énergie est défini entre chaque interaction et ainsi le calcul de la D_m peut être effectué. Il est fixé une énergie de coupure. lorsqu'une particule possède une énergie inférieure à celle-ci, alors le restant de son énergie sera considéré comme déposé localement (Chetty et al., 2007).

L'inconvénient majeur est lié au fait que plus le nombre d'événements augmente, plus les incertitudes statistiques diminuent mais plus les calculs Monte-Carlo sont coûteux en temps.

Par ailleurs, cette méthode nécessite une connaissance accrue des composants des accélérateurs de particules tels que la cible, le filtre égalisateur, les mâchoires et le collimateur mutilâmes. Une approche consiste à faire des simulations complètes d'accélérateurs linéaires d'électrons. Soit elle utilise les particules obtenues directement dans les calculs de dose absorbée. Soit elle stocke les informations dans un espace des phases pour une utilisation ultérieure (Constantin et al., 2011). Ces informations concernent le type de particule, l'énergie, la position, et l'angle de la trajectoire des particules. Si l'espace de phase est situé à la sortie de la collimation, celui-ci remplace l'accélérateur et il devient l'accélérateur virtuel.

Au niveau de l'application dans les TPS, parfois il est utilisé des codes « Monte-Carlo ». Cependant, pour permettre une certaine vitesse de calculs ils reposent sur des modèles physiques plus simples et ne donnent pas la même précision que les codes Monte-Carlo généraux (Andreo, 2015).

Dans ce projet, les simulations Monte-Carlo se dérouleront sous la plateforme GATE (Geant4 Application for Tomography Emission) basée sur le code GEANT4 (GEometry and Tracking) (Agostinelli et al., 2003; Allison et al., 2006, 2016).

I.2.3 Méthode déterministe

Acuros XB (AXB) est un algorithme de calcul de dose absorbée pour les photons de haute énergie implémenté dans le TPS Eclipse de la société Varian (Varian, 2015). Il est basé sur la résolution de l'équation linéaire de transport de Boltzmann (LBTE) par méthode numérique (Vassiliev et al., 2010). La LBTE décrit le comportement macroscopique des particules lorsqu'elles interagissent avec la matière. Elle est résolue de manière non analytique c'est-à-dire sous forme ouverte. En effet, la description exacte est résolue de manière analytique. Cependant, elle n'est obtenue que pour quelques problèmes simplifiés. Ainsi, le calcul de la dose absorbée comporte les étapes suivantes :

- Création de la carte des matières physiques
- Transport des composantes du modèle de source de faisceaux de photons dans l'organisme du patient
- Transport de la fluence des photons diffusés dans l'organisme du patient
- Transport de la fluence des électrons dans l'organisme du patient

Pour la propriété des matières, les données fondamentales utilisées par AXB sont des sections efficaces atomiques macroscopiques représentant la probabilité qu'une interaction particulière se produise par longueur unitaire de parcours. Pour cela, AXB détermine en fonction des valeurs UH (Unité Hounsfield) délivrées par le tomodensitomètre, les densités massiques de chaque voxel. Alors, un matériau (ou un mélange de matériaux) est ensuite attribué à chaque voxel en fonction des densités. Grâce à ces données, les interactions seront modélisées en fonction des densités et des compositions chimiques des matériaux. Les matériaux biologiques utilisés sont ceux du rapport ICRP-23 (ICRP,

1975) présentés dans le tableau I.1. Les densités sont des valeurs par défaut fournies par Eclipse pour AXB. Pour conclure, cet algorithme a pour avantage d'être particulièrement rapide par rapport aux calculs Monte-Carlo. De plus, l'utilisateur peut calculer la dose absorbée selon son choix D_m ou D_w .

I.3 Les approches de conversion

Comme dit précédemment, les algorithmes expriment leurs doses absorbées en termes de D_w et D_m . Afin de faire un lien entre les différentes doses absorbées, une conversion est recherchée. Dans les parties suivantes, les différentes approches permettant une conversion de D_m à D_w seront étayées.

I.3.1 Approche basée sur les rapports de pouvoir d'arrêt moyen

Siebers et al. ont proposé une approche se basant sur la théorie BG pour la conversion de D_m à D_w (Siebers et al., 2000). En effet, la cavité est supposée suffisamment petite pour ne pas perturber la fluence en électrons dans le milieu. En d'autres mots, le parcours des électrons secondaires est supposé plus grand que la taille de la cavité. La D_w représentant la dose absorbée pour un point d'eau dans un milieu est défini selon :

$$D_w = D_m s_{w,m}^{BG} \quad (\text{I.11})$$

Où $s_{w,m}^{BG}$ est calculé de la manière suivante :

$$s_{w,m}^{BG} = \int_0^{E_{max}} (\Phi_E)_m (\overline{S_{col}})_w dE / \int_0^{E_{max}} (\Phi_E)_m (\overline{S_{col}}/\rho)_m dE \quad (\text{I.12})$$

Où $(\overline{S_{col}}/\rho)_w$ et $(\overline{S_{col}}/\rho)_m$ sont les pouvoirs d'arrêt moyens massiques collisionnels non restreints pour l'eau et le milieu de transport respectivement, et E_{max} est l'énergie maximale dans la distribution de $(\phi_E)_m$. $(\phi_E)_m$ est la fluence électronique primaire générée par un faisceau de photons.

La théorie de BG implique que la fluence électronique primaire ne tient pas compte des électrons secondaires Δ -rays, puisque ces derniers sont pris en compte par les pouvoirs d'arrêt non restreints. La théorie de BG suppose que la fluence électronique primaire dans le milieu est égale à la fluence électronique primaire dans l'eau $((\Phi_E)_m = (\Phi_E)_w)$.

Il est possible d'appliquer cette méthode à différents temps de la simulation :

- À la fin de la simulation : cela consiste à effectuer la conversion à la fin de la simulation. Cette méthode utilise l'approximation suivante : pour les matériaux semblables à ceux du patient, $s_{w,m}^{BG}$ est invariant dans un champ de radiothérapie photonique (de 1%). En conséquent, les $s_{w,m}^{BG}$ peuvent être appliqués à la fin de la simulation pour convertir D_m en D_w (Chetty et al., 2007).
- Pendant la simulation : Cette approche est employée dans GATE. Elle est appelée « on the fly ». Pour calculer D_w , elle s'applique en multipliant la D_m par le rapport entre le pouvoir d'arrêt restreint de l'eau et du milieu $(L/\rho)_{w,m}$ pendant la simulation. En d'autres mots, l'énergie déposée par les électrons primaires et secondaires est multipliée par ce facteur à chaque étape de la perte d'énergie des électrons (Chetty et al., 2007).

I.3.2 Approche basée sur les rapports des pouvoirs d'arrêt corrigés des différences de fluence

Il a été montré que les fluences électroniques sont dépendantes de la composition du milieu et de leurs potentiels d'ionisations (I) comme le montre la figure 1 (Andreo, 2015). La fluence électronique de l'os et celle du tissu adipeux se distinguent par rapport à la fluence électronique dans l'eau. C'est ce raisonnement qui a contribué à l'apparition du facteur k_Φ dans l'équation I.11 de D_w .

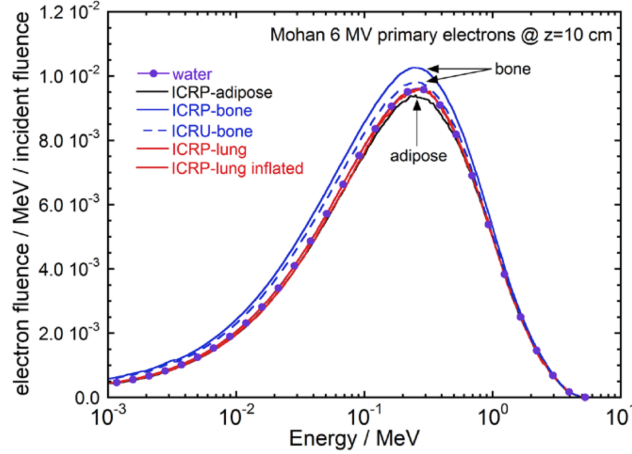


FIG. I.1 – Fluences différentielles en énergie des électrons primaires $\Phi_{E,m}^{prim}$ générées dans différents tissus à une profondeur de 10 cm pour un faisceau de photons de 6 MegaVolt (MV) (Andreo, 2015).

La D_w dans un milieu est donnée par :

$$D_w = D_m s_{w,m}^{BG} k_\Phi \quad (I.13)$$

Où k_Φ est le facteur de correction des différences de fluence électroniques entre les milieux. Il est donné par

$$k_\Phi = \frac{(\Phi_E^{prim})_w}{(\Phi_E^{prim})_m} \quad (I.14)$$

$(\Phi_E^{prim})_w$ est la fluence électronique primaire dans l'eau et $(\Phi_E^{prim})_m$ est la fluence électronique dans le milieu. Les spectres différentiels en énergie des électrons primaires ont été calculés à partir du code Monte-Carlo EGSnrc, pour un faisceau de photons de 6 MV. Ils ont été évalués à l'intérieur d'un volume cylindrique de 1 g.cm^{-2} de hauteur et 5 g.cm^{-2} de rayon rempli avec un milieu donné, à 10 cm de profondeur dans de l'eau.

I.3.3 Approche basée sur les coefficients d'absorption massique

Ma et Li et Reynaert et al. ont démontré que l'approche des $s_{w,m}^{BG}$ ne correspond pas à la D_w calculée par les algorithmes conventionnels pour lesquels la dose absorbée est considérée comme de l'eau avec des densités électroniques variables (Ma & Li, 2011; Reynaert et al., 2018).

Les facteurs de conversion entre D_w calculée par Monte-Carlo et D_m calculée par les algorithmes ont été obtenus et comparés aux rapports des pouvoirs d'arrêt et aux rapports de coefficients d'absorption massique par le moyen des simulations effectuées avec le code Monte-Carlo EGSnrc (Reynaert et al., 2018). Dans le cas particulier où le milieu correspond à de l'os, la conversion correspondrait mieux aux

rapports de coefficients d'absorption massique moyens $(\frac{\mu_{en}}{\rho})_{w,m}$. Il en ressort une nouvelle approche où la D_w dans un milieu composé d'eau est défini par :

$$D_w = D_m \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{w,m} \quad (\text{I.15})$$

D_w a été obtenu en considérant le milieu comme de l'eau avec la densité électronique de l'os.

Par ailleurs, cette approche s'appuie également sur le fait que pour un faisceau de photons de 6 MV, les électrons générés ont pour énergie la plus probable 300 keV. Leurs parcours dans l'os est d'environ 0,5 mm. C'est pourquoi les voxels peuvent être considérés comme de larges cavités, ce qui justifie l'utilisation de $(\frac{\mu_{en}}{\rho})_{w,m}$. De plus, ce rapport est moins sensible à la composition du milieu car les photons interagissent majoritairement par effet Compton.

I.3.4 Approche effectuée dans AXB

Après avoir déterminé la fluence angulaire des électrons pour tous les groupes d'énergie, la dose absorbée dans tous les voxels de la grille de sortie, i , du problème est obtenue à l'aide de l'équation suivante :

$$D_i = \int_0^\infty dE \int_{4\pi} d\hat{\Omega} \frac{\sigma_{ED}^e(\vec{r}, E)}{\rho(\vec{r})} \Psi^e(\vec{r}, E, \hat{\Omega}) \quad (\text{I.16})$$

Où D_i est la dose absorbée dans le voxel i , σ_{ED}^e est la section efficace macroscopique de dépôt d'énergie des électrons en unités de MeV/cm, ρ est la densité de matière en g/cm³, Ψ^e est la fluence angulaire des électrons, $\vec{r}$ est la position, E est l'énergie, et $\hat{\Omega}$ est la direction.

Pour calculer la D_m , les σ_{ED}^e et ρ sont basés sur les propriétés des matières du voxel de la grille de sortie, i . Pour la D_w , ils sont appliqués à l'eau. La fluence électronique est calculée par AXB en fonction des propriétés des matières du patient, que la D_w ou la D_m soit sélectionnée.

Lorsqu'une D_w est sélectionnée dans des matières différentes de l'eau, ceci est identique au calcul de la dose reçue par un volume suffisamment petit pour ne pas perturber la fluence électronique. Cette approche s'appuie donc sur la théorie de BG. Ce volume peut être très inférieur à la taille du voxel de la grille de sortie, surtout pour l'os.

I.3.5 Approche basée sur les p_ϕ

Suite à un travail de thèse réalisé récemment (Younes, 2018), une nouvelle approche est proposée.

Cette approche tient compte des écarts engendrés par les différents détecteurs sur la fluence électronique dans un milieu donné par rapport aux conditions de référence. Elle s'appuie sur la théorie de BG, c'est-à-dire que la fluence électronique d'un point d'eau dans un milieu doit être égale à la fluence en absence du point d'eau.

Par ailleurs, cette approche permet la validation expérimentale de la D_w calculée par les algorithmes de type Monte-Carlo et les algorithmes implémentés dans les TPS de type AXB.

Le calcul de la D_w dans un milieu donné en un point quelconque est donné par :

$$D_{w,Q_{clin}}^{m,f_{clin}} = D_{w,Q_{ref}}^{m,f_{ref}} \frac{D_{det,Q_{clin}}^{m,f_{clin}} \times [p_\Phi^{f_{clin}}]_{w,det}^m}{D_{det,Q_{ref}}^{w,f_{ref}} \times [p_\Phi^{f_{ref}}]_{w,det}^w} \quad (\text{I.17})$$

$$\text{Où } [p_{\Phi}^{f_{clin}}]_{w,det}^m = \frac{[\Phi^{f_{clin}}]_w^m}{[\Phi^{f_{clin}}]_{det}^m} \text{ et } [p_{\Phi}^{f_{ref}}]_{w,det} = \frac{[\Phi^{f_{ref}}]_w}{[\Phi^{f_{ref}}]_{det}^w} .$$

$[\Phi^{f_{clin}}]_w^m$ et $[\Phi^{f_{clin}}]_{det}^m$ sont les fluences électroniques totales dans un volume d'eau w et dans le détecteur det placé dans un milieu quelconque m .

$[\Phi^{f_{ref}}]_w$ et $[\Phi^{f_{ref}}]_{det}^w$ sont les fluences électroniques totales dans un volume d'eau et dans le détecteur dans des conditions de référence (champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$, distance source-surface 95 cm et une profondeur de référence de 5 cm dans de l'eau).

Chapitre II

Comparaisons des modèles de physique de GEANT4 avec les données de références

II.1 Introduction

Lors de la simulation d'un faisceau de photons dans la matière diverses interactions ont lieu. Les interactions des photons dans la matière comprennent l'effet photoélectrique, la diffusion Compton, la création de paire et la diffusion Rayleigh. De même pour les électrons, les interactions sont l'ionisation, la diffusion multiple, Bremsstrahlung et l'annihilation de positons. Les processus physiques de GEANT4 décident de quand et quelle interaction se produit lors du parcours d'une particule. Pour gérer cela GEANT4 propose des modèles de physique appelés «physics lists». Ainsi, le choix d'un modèle de physique est déterminant en termes de calcul de la dose absorbée. C'est pourquoi cette première partie abordera l'influence des modèles de physique sur nos simulations.

Cette étude sera décomposée en plusieurs parties. Elle sera tout d'abord réalisée grâce aux comparaisons des pouvoirs d'arrêt collisionnels massiques extraits de GATE en version 8.0 et 8.2. Puis, une étude du rapport des pouvoirs d'arrêt collisionnels massiques entre l'eau et le milieu sera réalisée. De plus, les valeurs seront comparées aux valeurs du NIST servant de référence. Enfin, une étude du CEMA (Energie Convertie par unité de Masse) C sera réalisée permettant une meilleure compréhension de la provenance des différences des D_w entre les différents modèles.

II.2 Matériels et méthodes

II.2.1 Modèles de physique exploités

GEANT4 possède des modèles «Standards» et des modèles «low-energy» tels que «Penelope» et «Livermore».

Dans le cadre de ce projet, nous employerons les modèles suivantes :

- Standard_opt4 (opt4) par les constructeurs G4EmStandardPhysics_option4 ;
- Standard_opt3 (opt3) par les constructeurs G4EmStandardPhysics_option3 ;
- Livermore (liver) par les constructeurs G4EmLivermorePhysics ;
- Penelope (penelope) par les constructeurs G4EmPenelopePhysics.

Le tableau II.1 mentionne la façon dont les modèles Standard_opt3, Standard_opt4 et Livermore traitent les interactions sous GEANT4.

TAB. II.1 – Méthodes d'implémentation des processus par différents modèles de physique de GEANT4 (GEANT4, 2018a).

Processus implémenté	Standard_opt3	Standard_opt4	Livermore
Production de paires	Modèle BetheHeitler avec l'effet LPM ^a à haute énergies	Modèle BetheHeitler avec l'effet LPM à haute énergies, au dessous de 20 MeV : modèle de Penelope	Modèle BetheHeitler 5D en dessous de 80 GeV, modèle relativiste de BetheHeitler au dessus
Diffusion Compton	Modèle Klein-Nishina	Modèle Klein-Nishina au dessus de 20 MeV. Dessous : modèle de l'université de Monarsh	Modèle Livermore jusqu'à 1 GeV et à haute énergies modèle Klein-Nishina
Photoélectrique Diffusion Rayleigh	Modèle Livermore	Modèle Livermore	Modèle Livermore
Diffusion multiple	Modèle urban de 0 a 100 TeV	Modèle Goudsmit-Sounderson de 0 à 100 MeV, Modèle de WentzelVI de 100 MeV à 100 TeV à grand angle : modèle unique de diffusion de coulomb	Basse énergies : modèle GS, haute énergies : modèle WentzelVI, à grand angle : modèle de diffusion de colomb simple
Bremsstrahlung	Modèle eBremSB + modèle eBreamLPM (effet LPM à haute énergies)	Modèle eBremSB + modèle eBreamLPM (effet LPM à haute énergies)	Modèle Seltzer-Berger sous 1 GeV , hautes énergies : modèle eBrem-sstrahlongRelModel
Ionisation	Formule de Moller-Bhabha	Formule de Moller-Bhabha	Modèle Livermore
Annihilation de positon	Modèle eplus 2gg	Modèle eplus 2gg	Modèle eplus 2gg

^a. Landau-Pomeranchuk-Migdal : suppression due à la diffusion multiple

La perte d'énergie des particules chargées est un phénomène stochastique dont la distribution est décrite par une fonction de «straggling». Le phénomène de fluctuations du aux collisions électroniques provoque une dispersion en énergie du faisceau. Cette dispersion est appelée «straggling» et est assimilée à une distribution gaussienne (Duc et al., 1968). C'est pourquoi dans GEANT4 des modèles de fluctuations sont mis en oeuvre tels que «G4VEmFluctuationModel» (GEANT4, 2018b).

La physic list Penelope quant à elle, utilise des modèles spécifiques de PENELOPE à basse énergie pour les gamma, les électrons et les positons inférieurs à 1 GeV. Au dessus de 1 GeV et pour toutes les autres particules chargées, la configuration est la même que dans le constructeur G4EmStandardPhysics_option4. Le code PENELOPE développé en FORTRAN réalise une simulation Monte Carlo du transport des électrons et des photons dans des matériaux arbitraires. Son acronyme signifie «pénétration et perte d'énergie des positons et des électrons». Une procédure mixte est utilisée pour la simulation des interactions des électrons et des positons. Les événements catastrophiques (c'est-à-dire ceux dont l'angle de déflexion et/ou la perte d'énergie sont supérieurs à un seuil donné) sont simulés de manière détaillée, tandis que les interactions «douces» sont calculées à partir d'une approche de diffusion multiple. Enfin, les interactions photoniques et l'annihilation du positron sont simulées de manière détaillée (NEA, 2015; Salvat et al., 2001; Sempau et al., 2003, 1997).

II.2.2 Extraction des S_{col}/ρ

Les S_{col}/ρ sont extraits à partir de la fonction «ComputeDEDX» de GEANT4. Cette fonction permet d'extraire la perte d'énergie par unité de distance due à des collisions électroniques. Ils ont été calculés pour chacun des modèles cités dans la section précédente ainsi que pour les versions de GATE v8.0 et v8.2. Les physics lists sont dépendantes de GEANT4 et non de GATE, il est important de souligner que dans cette étude la version GATE v8.0 fonctionne sous GEANT4 10.3.3 de même que la version GATE v8.2 fonctionne sous GEANT4 10.5.0 comme le résume le tableau II.2.

TAB. II.2 – **Résumé des versions de GATE utilisées dans cette étude avec leurs correspondances aux versions de GEANT4.**

Version GATE	Version GEANT4
GATE 8.0	GEANT4 10.3.3
GATE 8.2	GEANT4 10.5.0

Les S_{col}/ρ ont également été prélevés du NIST (NIST, 2017) à partir de la base de données ESTAR. Les S_{col}/ρ sont calculés à partir de la théorie de Bethe (Bethe & Heitler, 1934), avec une correction d'effet de densité évaluée selon Sternheimer (Seltzer & Berger, 1982). De plus, la formule contient le potentiel d'ionisation. Dans ESTAR, les valeurs I sont celles qui ont été adoptées dans le rapport 37 de l'ICRU (Berger et al., 2016). Les incertitudes des pouvoirs d'arrêt collisionnel calculées pour les électrons sont estimées de 1 % à 2 % au-dessus de 100 keV. Entre 10 keV et 100 keV, les incertitudes sont de 2 % à 3 % dans les matériaux à faible Z et 5 % à 10 % dans les matériaux à Z élevé (Berger et al., 2016).

De plus, les S_{col}/ρ ont été calculés par le code PENELOPE version 2013 pour l'eau et l'aluminium.

Enfin, à partir de ces S_{col}/ρ , nous calculerons les $(S_{col}/\rho)_{w,m}$.

II.2.3 Comparaison des résultats par rapport au NIST

Les $(S_{col}/\rho)_m$ obtenues seront comparés à ceux du NIST considéré comme référence, à l'aide de l'équation des différences relatives (DR) en % :

$$\Delta_{PL}(\%) = \frac{(S_{col}/\rho)_m^{PL} - (S_{col}/\rho)_m^{NIST}}{(S_{col}/\rho)_m^{NIST}} \times 100 \quad (\text{II.1})$$

Où PL désigne la physic list employé.

Pour la comparaison des $(S_{col}/\rho)_{w,m}$ l'équation est donnée par :

$$\Delta_{PL}(\%) = \frac{(S_{col}/\rho)_{w,m}^{PL} - (S_{col}/\rho)_{w,m}^{NIST}}{(S_{col}/\rho)_{w,m}^{NIST}} \times 100 \quad (\text{II.2})$$

II.2.4 Calcul du CEMA

De l'équation du CEMA I.1 découlent différents CEMA. Le CEMA calculé dans un milieu donné se situant dans un même milieu. Il est l'intégrale Φ_E^{prim} dans le milieu multiplié par les $(S_{col}/\rho)_m$ d'un milieu :

$$(C_m)_m = \int_0^{E_{max}} (\Phi_E^{prim})_m \left(\frac{S_{col}}{\rho} \right)_m dE \quad (\text{II.3})$$

Le CEMA de l'eau se situant dans du milieu est donné par l'intégrale des Φ_E^{prim} dans le milieu multiplié par les $(S_{col}/\rho)_w$ de l'eau :

$$(C_w)_m = \int_0^{E_{max}} (\Phi_E^{prim})_m \left(\frac{S_{col}}{\rho} \right)_w dE \quad (\text{II.4})$$

Le $(C_w)_m$ est équivalent à la D_w calculée par AXB en termes d'équation (équation I.16) et par Monte-Carlo, puisque c'est la dose absorbée d'un petit volume d'eau au sein du milieu m .

Le CEMA de l'eau se situant dans de l'eau est donné par l'intégrale des Φ_E^{prim} dans de l'eau multiplié par les $(S_{col}/\rho)_w$ de l'eau :

$$(C_w)_w = \int_0^{E_{max}} (\Phi_E^{prim})_w \left(\frac{S_{col}}{\rho} \right)_w dE \quad (\text{II.5})$$

Parallèlement, il sera utilisé les mêmes méthodes de notation pour les différentes doses absorbées dans l'eau. Par exemple, $(D_w)_m$ correspond à la dose absorbée d'un petit volume d'eau dans du milieu. Elle utilise la conversion de D_m en D_w pour une volume d'eau ayant des dimensions satisfaisant la théorie de BG ($\Phi_m^m = \Phi_w^m$). Elle correspond à l'équation I.11. $(D_w)_w$ correspond à la conversion de D_m en D_w pour un volume d'eau dans de l'eau.

Par ailleurs, Les CEMA Totaux sont calculés de façon à ce qu'ils soient égaux à l'intégrale de la courbe par la méthode des rectangles, que nous reverrons en détail ultérieurement.

Enfin, les CEMA cumulés se calculent en l'additionnant les CEMA par intervalle d'énergie selon l'équation suivante :

$$C = \sum_{E_i=0}^{E_{max}} C(E_i) \quad (\text{II.6})$$

Les Φ_E^{prim} ont été calculées par simulation Monte-Carlo. Un fichier d'espace des phases a été généré avec la plateforme GATE pour un faisceau de photon de 6 MV en taille de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Les fluences sont extraites à partir de l'irradiation d'un fantôme de $20 \text{ cm} \times 16 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$. La distance entre la source et la surface est de 100 cm. Dans le fantôme, se trouve un cylindre à 10 cm de profondeur. Ce cylindre possède une hauteur 1 cm et 5cm de diamètre rempli avec un milieu donné. Les pas de coupure sont équivalents à une énergie de coupure pour les photons (Pcut) à 1 keV et l'énergie de coupure pour les électrons (Ecut) à 1 keV ou 10 keV. Le nombre d'histoires pour chacune des simulations est de 400 000 000 afin d'obtenir une incertitude suffisamment basse (inférieure à 1%). De ces simulations, résulteront en plus des Φ_E^{prim} , des doses absorbées calculées par GATE.

Les fluences électroniques primaires totales ont été calculées en intégrant l'aire sous les courbes des fluences électroniques primaires selon la méthode des rectangles.

II.2.5 Évaluation des incertitudes

Des incertitudes figurent dans les différentes méthodes. Le détail des incertitudes est donné ici.

Dans cette étude, les incertitudes ont été évaluées conformément aux recommandations du Guide pour l'expression de l'incertitude de mesure (for Guides in Metrology, 2008). L'incertitude associée à une mesure est donnée par l'écart type. C'est l'écart par rapport à la valeur moyenne. Une incertitude peut être de type A (u_A) ou de type B (u_B) soit respectivement due aux contributions aléatoires ou systématiques. u_A est donné selon :

$$u_A = \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2} \quad (\text{II.7})$$

Où N est le nombre de mesures, x_i désigne les différentes valeurs et $\bar{x}$ est la moyenne arithmétique des valeurs mesurées.

La combinaison d'incertitudes u_{tot} a été calculée selon la loi de propagation des incertitudes de la manière suivante :

$$u_{tot} = \sqrt{u_1^2 + u_2^2 + u_3^2 + \dots} \quad (\text{II.8})$$

Les incertitudes de type A sont associées aux calculs des doses absorbées dans GATE.

II.3 Résultats

II.3.1 Pouvoirs d'arrêt collisionnel massique

La Figure II.1 représente les $(S_{col}/\rho)_m$ calculés par le NIST pour l'eau, l'aluminium et trois matériaux biologiques ICRP (Poumon, Tissu Adipeux, Os). Globalement, un matériel à forte densité à un pouvoir d'arrêt collisionnel massique plus faible qu'un matériel à faible densité. De plus, à fortes énergies les pertes d'énergies par collision deviennent plus faibles, quel que soit le matériau.

En Annexe A.1, la Figure représente les $(S_{col}/\rho)_m$ extraits de GATE (Version 8.0) pour différentes physics lists et obtenus pour différents matériaux. De manière générale, pour un même matériau les $(S_{col}/\rho)_m$ obtenus sont suffisamment proches pour être difficilement distingués graphiquement. Les différences pourront tous de même être appréciées dans la section suivante grâce aux différences relatives.

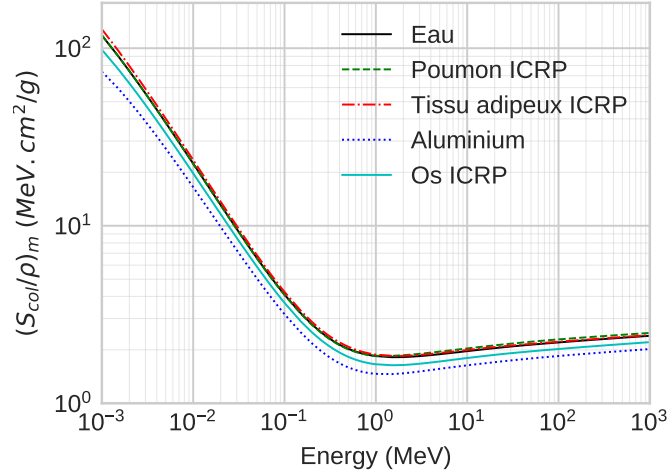


FIG. II.1 – Pouvoirs d’arrêt collisionnel massique du NIST pour l’eau, le poumon ICRP, le tissu adipeux ICRP, l’aluminium et l’os ICRP.

Évaluation des $(S_{col}/\rho)_m$ par rapport au NIST

La Figure II.2 et l’Annexe A.2 représentent les différences relatives des $(S_{col}/\rho)_m$ des physics list par rapport au NIST pour différents matériaux.

Pour l’ensemble des matériaux Standard_opt3 possède des valeurs inférieures à 2,5% par rapport au NIST. En effet, avant 1 MeV les $(S_{col}/\rho)_m$ sont quasiment superposés à ceux du NIST.

Standard_opt4 présente des valeurs similaires à celles de Penelope avant 1 MeV, puis similaires à Livermore.

Pour les écarts de Livermore, nous observons avant 100 keV un phénomène de fluctuations (explication en partie II.2.1). Ce phénomène est particulièrement visible, pour l’ensemble des matériaux. Cependant, ce modèle présente des écarts jusqu’à 10% pour les basses énergies. Puis, après 100 keV les écarts ne dépassent pas les 2,5%.

Penelope possède une différence relative de -7,5% pour les basses énergies, excepté pour l’aluminium (-10%). Progressivement les valeurs tendent vers celles du NIST.

Dans la section suivante, pour mieux distinguer graphiquement les différences entre physics lists nous introduirons les $(S_{col}/\rho)_{w,m}$. De plus, ces rapports sont utilisés dans les conversions de Siebers et al. et de Andreo cités dans le premier chapitre.

II.3.2 Rapports de pouvoirs d’arrêt collisionnel massique

En version 8.0, les $(S_{col}/\rho)_{w,m}$ de l’os ICRP, de l’aluminium, du poumon ICRP et du tissu adipeux ICRP se trouvent en Figure II.3. Ils ont été calculés par le NIST, Standard_opt3, Standard_opt4, Livermore, Penelope, et le code Penelope.

Les $(S_{col}/\rho)_{w,m}$ de Standard_opt3 présentent un écart inférieur à 1% du NIST avant 0,4 MeV pour les différents matériaux présentés. Puis, sa courbe s’éloigne du NIST et possède les mêmes valeurs que Livermore.

Les $(S_{col}/\rho)_{w,m}$ de standard_opt4 sont les mêmes que ceux de Penelope avant 1 MeV puis ils suivent la courbe de Livermore au delà de 1 MeV.

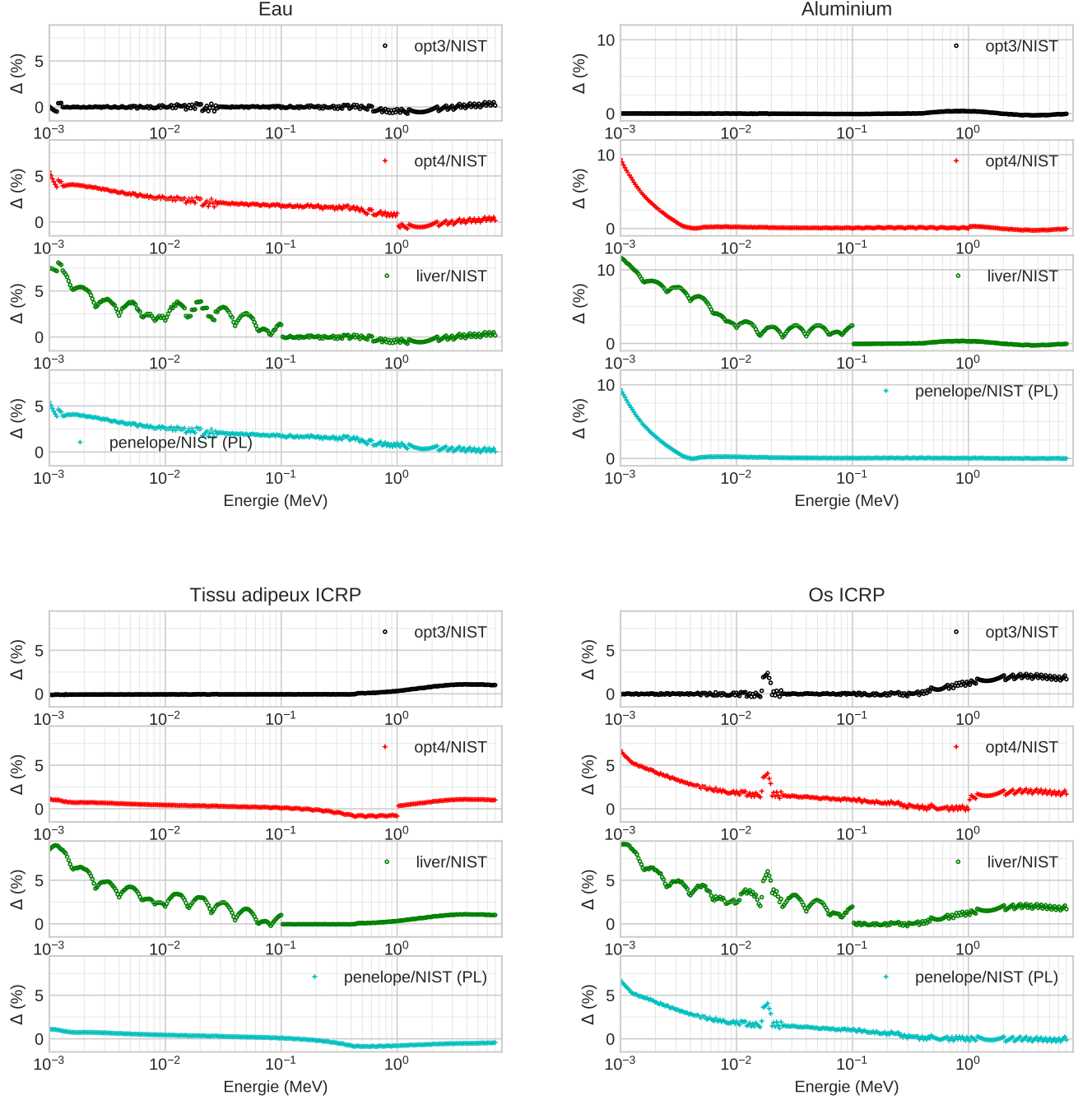


FIG. II.2 – Différences relatives des $(S_{col}/\rho)_m$ Physics lists (version 8.0) par rapport aux $(S_{col}/\rho)_m$ NIST pour des matériaux donnés.

Pour les valeurs obtenues avec la physique de Livermore, les phénomènes de fluctuations de Livermore avant 100 keV restent visible. Ce phénomène est majoré pour les matériaux à hautes densités tel que l'aluminium et l'os.

Les valeurs de Penelope sont en moyenne toutes supérieures à celle du NIST.

Enfin, pour l'aluminium, se rajoutent les données obtenues avec le code Penelope. Nous constatons des valeurs sensiblement plus proches à celles du NIST comparées à Penelope la physic list. En effet, nous aurions pu nous attendre à des valeurs similaires à la physic list Penelope, alors que les courbes diffèrent. Cela s'explique par le fait que la physic list Penelope possède des valeurs du code Penelope de 2008. Tandis, que les données du code Penelope ont été soustraites de la version de 2013.

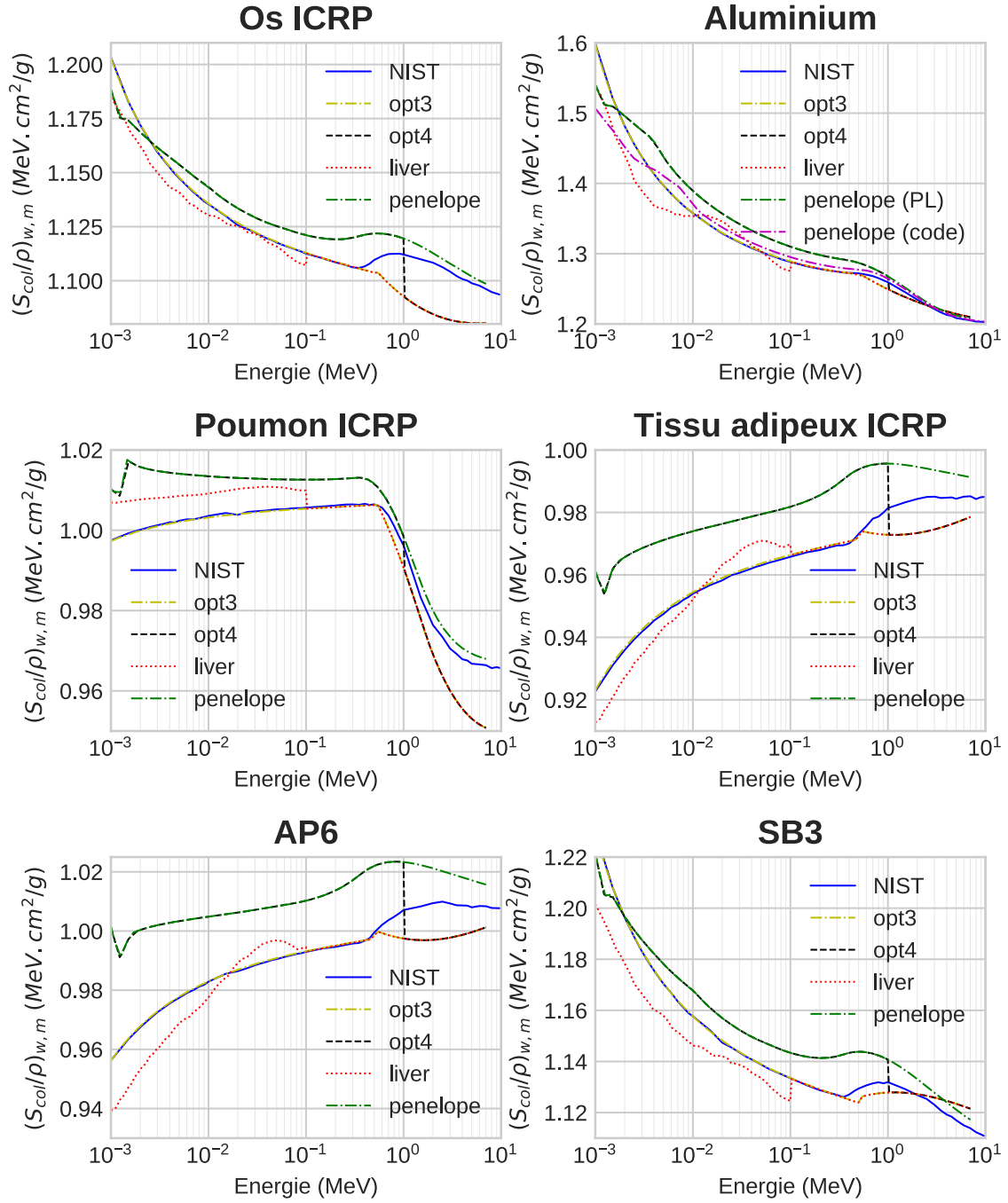


FIG. II.3 – Rapport de pouvoirs d'arrêt collisionnel massique de l'eau par rapport aux matériaux donnés en fonction des modèles de physique de GATE (version 8.0), des données du NIST et du code Penelope (Les virgules décimales « , » sont remplacées par des points « . »).

En version de GATE 8.2, les $(S_{col}/\rho)_{w,m}$ des physics lists ont également été étudiés pour les mêmes matériaux (Os ICRP, Aluminium, Poumon ICRP, Tissu adipeux ICRP, AP6 et SB3). Les $(S_{col}/\rho)_{w,m}$ extraits des physics lists sont identiques entre la version 8.0 et 8.2 à l'exception de Standard_opt4. Les différences relatives ont été effectuées pour la version 8.2 par rapport à la version 8.0. Pour les basses énergies, la Standard_opt4 possède une différence allant jusqu'à 6 % entre ces deux versions. Une autre constatation a pu se faire : en version 8.2 Standard_opt4 devient identique à Livermore.

Évaluation des $(S_{col}/\rho)_{w,m}$ par rapport au NIST

La Figure II.4 et l'Annexe A.3 représentent les différences relatives des $(S_{col}/\rho)_{w,m}$ des physics lists par rapport au NIST pour différents matériaux.

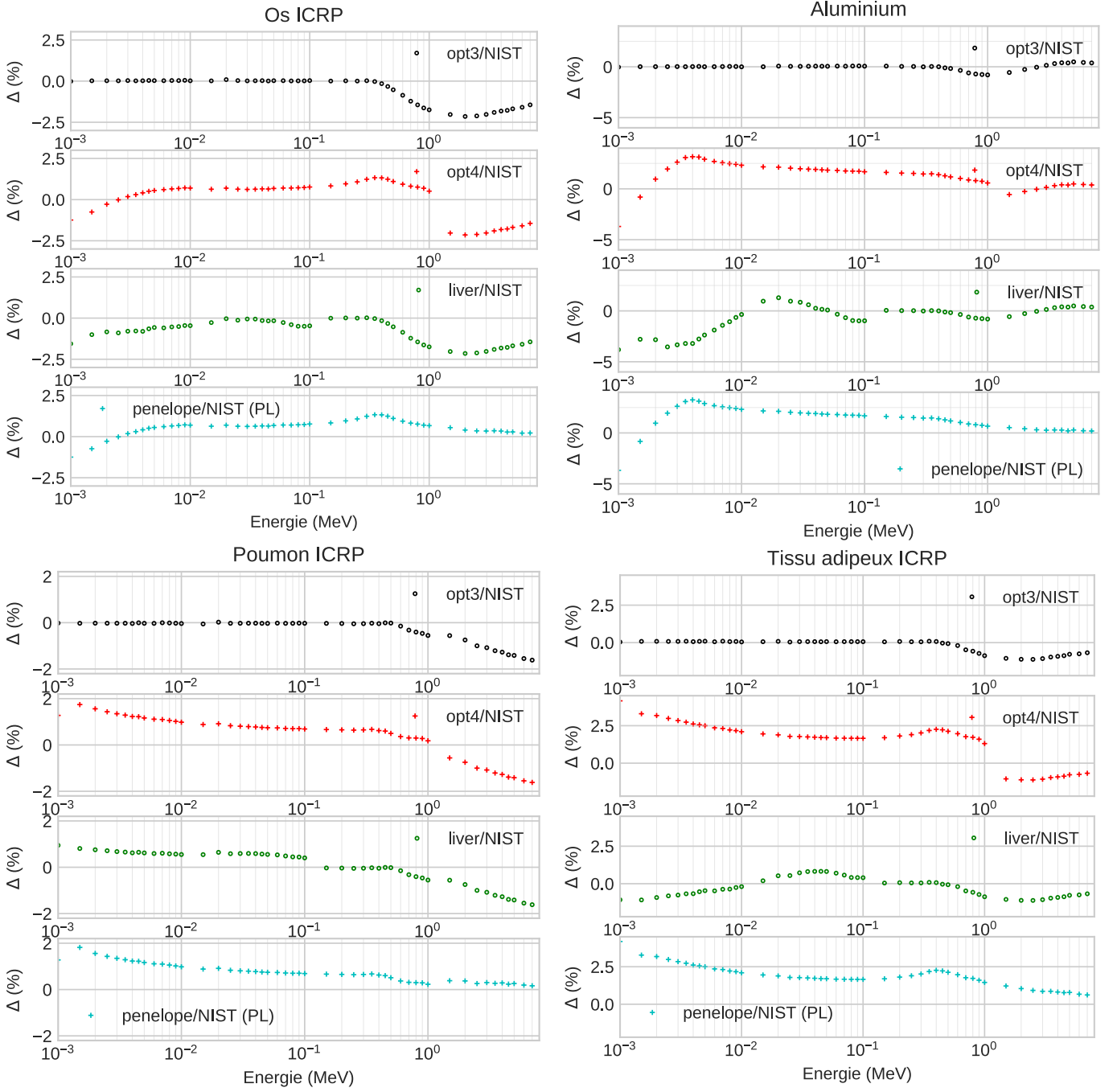


FIG. II.4 – Différences relatives des $(S_{col}/\rho)_{w,m}$ Physics lists (version 8.0) par rapport aux $(S_{col}/\rho)_{w,m}$ NIST pour des matériaux donnés (Les virgules décimales «.,» sont remplacées par des points «.»).

Pour l'ensemble des matériaux, Standard_opt3 possède des valeurs inférieures à 2,5% par rapport au NIST. En effet, avant 0,5 MeV les $(S_{col}/\rho)_{w,m}$ sont quasiment superposés à ceux du NIST.

Comme pour les $(S_{col}/\rho)_m$, Standard_opt4 présente des $(S_{col}/\rho)_{w,m}$ similaires à ceux de Penelope avant 1 MeV, puis similaires à Livermore.

Livermore présente des écarts moindres pour les $(S_{col}/\rho)_{w,m}$ comparés aux écarts des $(S_{col}/\rho)_m$ qui étaient supérieurs. Par exemple, à 2×10^{-3} MeV pour l'aluminium les $(S_{col}/\rho)_m$ par rapport au NIST

étaient 8% supérieurs au NIST tandis que les $(S_{col}/\rho)_{w,m}$ sont inférieurs de 2%. L'écart maximal pour l'ensemble des matériaux étudiés est de -4% pour l'aluminium.

Pour l'ensemble des matériaux à hautes énergies, les écarts de Penelope par rapport au NIST sont inférieurs à 4%.

II.3.3 CEMA

Au préalable, les CEMA ont été calculés à partir des $(S_{col}/\rho)_m$ calculés précédemment et à partir des spectres de fluence électronique primaire différentielle en énergie. Il est par exemple possible d'observer les spectres calculés en utilisant Livermore pour différents matériaux en Figure II.5. Des fluctuations avant 100 keV sont observables de la même façon que pour les $(S_{col}/\rho)_{w,m}$. Des différences entre les matériaux ont pu être observées. Ces différences suivent les tendances annoncées par Andreo en Figure I.1. Par la suite, dans l'objectif d'obtenir les CEMA, ces spectres sont multipliés par dE afin d'obtenir les fluences particulières (Annexe A.5).

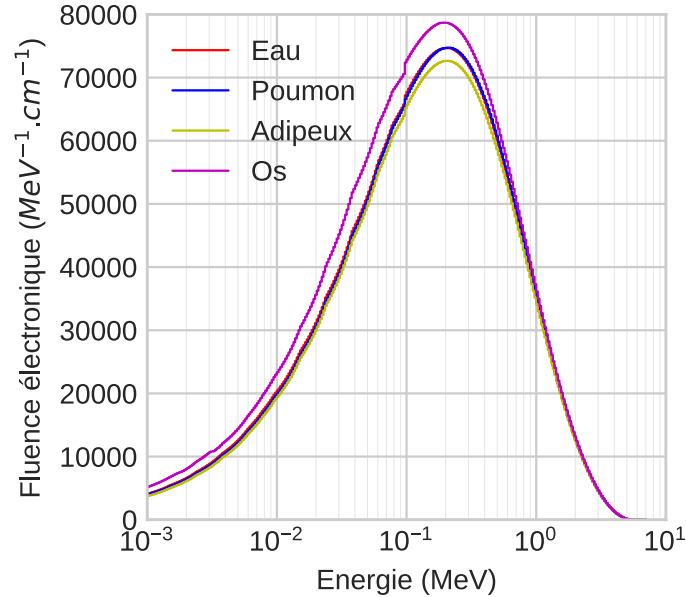


FIG. II.5 – Spectres de fluence électronique primaire différentielle en énergie calculés dans l'eau, l'os ICRP, le tissu adipeux ICRP et le poumon pour un cylindre de 1 cm de hauteur et 5 cm de diamètre (Livermore, GATE v8.0, Ecut =1 keV).

Cette partie a été réalisée pour les physics lists étudiées ainsi que pour matériaux suivants : l'eau, l'os ICRP, le tissu adipeux ICRP et le poumon ICRP. Pour l'os ICRP, les différents CEMA se trouvent sur la Figure II.6, pour le tissu adipeux ICRP et le poumon ICRP en Annexe A.4.

Pour l'os ICRP, les $(C_m)_m$ (traits pleins) correspondent entre Standard_opt3, Livermore et Penelope, cependant Standard_opt4 discordent avec les autres physics lists. Les $(C_m)_w$ (traits pointillés) présentent des différences entre les quatre physics lists avec des courbes proches entre Standard_opt3 et Livermore.

Concernant le tissu adipeux et le poumon, les mêmes phénomènes sont constatés avec moins d'amplitudes. Standards_opt4 se différencie des autres physics lists.

Les raisons pour lesquelles Standards_opt4 présente des CEMA allant à l'encontre des tendances des autres physics lists portent sur l'hypothèse des pas de coupures. Les CEMA précédents étant calculés avec une énergie de coupure de 1 keV. Avec une énergie de coupure de 10 keV, nous retrouvons des $(C_m)_m$ équivalents entre Standards_opt3 et Standards_opt4 pour l'os ICRP et le tissu adipeux ICRP

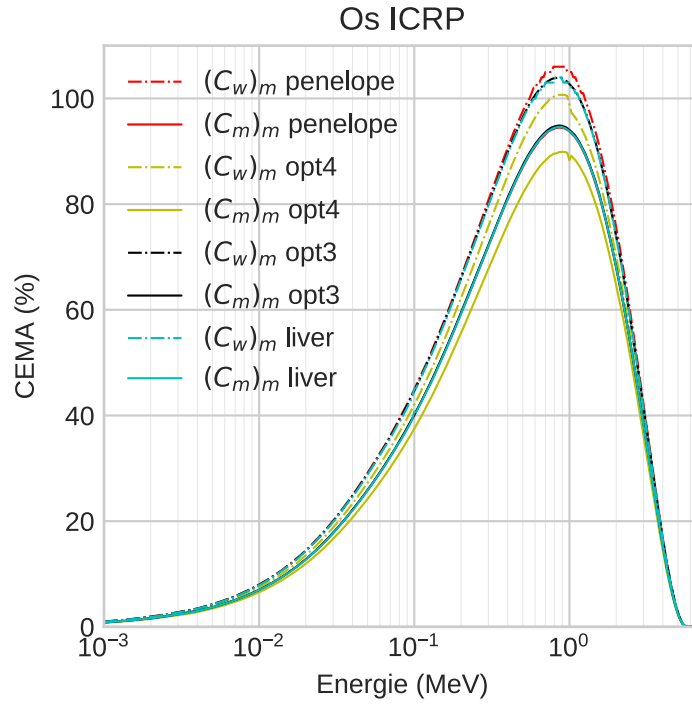


FIG. II.6 – Distribution des valeurs des CEMA différentiels en énergie de l'os ICRP en fonction de l'énergie et des physics lists (GATE v8.0, Ecut =1 keV).

comme le montre l'Annexe A.6. En effet, les D_m calculées entre Standards_opt4 et Livermore étaient très proches contre des D_w avec une différence relative de Livermore par rapport à Standards_opt4 allant jusqu'à 5% dans l'aluminium. Cela nous amène vers l'idée que lorsque l'on prend en compte les basses énergies, Standards_opt4 présente une discordance avec les autres physics lists. Toutefois la raison exacte n'est toujours pas claire à l'heure actuelle.

Le tableau II.3 répertorie les rapports $(D_w)_m/D_m$ et $(D_w)_w/D_m$ calculés par GATE. Il cite également les $(C_w)_m/(C_m)_m$ et $(C_w)_w/(C_m)_m$ calculés par cette étude. De plus, les différences relatives en pourcentage des CEMA par rapport à GATE sont inscrits dans ce même tableau .

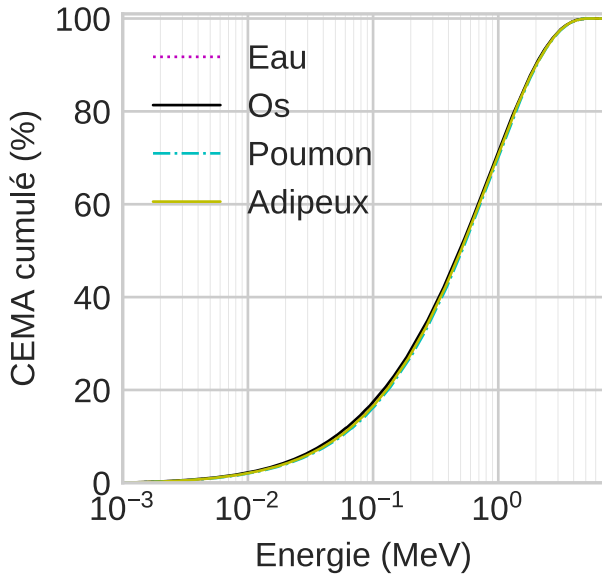
Nous retrouvons une correspondance entre les valeurs de doses absorbées calculées par GATE et les calculs de CEMA de cette étude. L'ensemble des rapports de CEMA calculés dans cette étude sont en moyenne inférieurs de 0,1% par rapport aux rapports de doses absorbées calculées par GATE. L'écart absolu moyen entre les rapports de CEMA $(C_w)_w/(C_m)_m$ par rapport aux rapports de doses absorbées de GATE $(D_w)_w/D_m$ est de 0,1% [0,0 - 0,3]. D'autre part, l'écart absolu moyen entre les rapports de CEMA $(C_w)_m/(C_m)_m$ par rapport aux rapports de doses absorbées de GATE $(D_w)_m/D_m$ est de 0,5% [0,3 - 1,0]. Nous notons des écarts plus importants dans l'os [-1,0 - 0,2], quelque soit la physic list employée et le rapport utilisé.

De plus, les CEMA cumulés de l'os ICRP, l'eau, le poumon et le tissu adipeux pour la physic list Livermore sont affichés en Figure a) II.7. Nous pouvons constater que les énergies inférieures ou égales à 0,5 MeV contribuent à 50 % du CEMA (ou de la dose absorbée à l'équilibre électronique). D'autre part, sur le graphique b) nous pouvons observer une plus grande rapidité d'atteinte du CEMA total pour les matériaux denses tel que l'os. Cela s'explique par une contribution des électrons de basse énergie plus importante dans le cas des matériaux de haute densité.

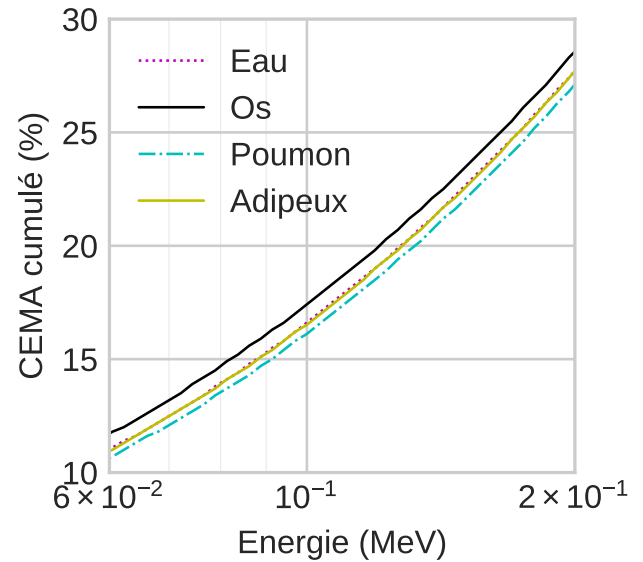
Les incertitudes liées aux simulations Monte-Carlo sont toutes inférieures à 0,1%.

TAB. II.3 – Rapports des CEMA et des doses absorbées de GATE calculés pour l'os ICRP, le poumon ICRP et le tissu adipeux des différentes physics lists (GATE v8.0, Ecut =10 keV) et différence relative (%) des CEMA par rapport à GATE.

	Os ICRP	$\Delta_{C/D_{GATE}}$ (%)	Poumon ICRP	$\Delta_{C/D_{GATE}}$ (%)	Adipeux ICRP	$\Delta_{C/D_{GATE}}$ (%)
Standards_opt4						
$(D_w)_m/D_m$ GATE	1,1226		1,0050		0,9810	
$(C_w)_m/(C_m)_m$	1,1124	-0,9	0,9993	-0,6	0,9810	0,0
$(D_w)_w/D_m$ GATE	1,0698		0,9830		1,0261	
$(C_w)_w/(C_m)_m$	1,0723	0,2	0,9811	-0,2	1,0232	-0,3
Standards_opt3						
$(D_w)_m/D_m$ GATE	1,1131		0,9977		0,9652	
$(C_w)_m/(C_m)_m$	1,1023	-1,0	0,9947	-0,3	0,9700	0,5
$(D_w)_w/D_m$ GATE	1,0430		0,9932		0,9982	
$(C_w)_w/(C_m)_m$	1,0456	0,3	0,9931	0,0	0,9981	0,0
Livermore						
$(D_w)_m/D_m$ GATE	1,1108		0,9996		0,9648	
$(C_w)_m/(C_m)_m$	1,1016	-0,8	0,9956	-0,4	0,9705	0,6
$(D_w)_w/D_m$ GATE	1,0444		0,9959		0,9972	
$(C_w)_w/(C_m)_m$	1,0469	0,2	0,9960	0,0	0,9970	0,0
Penelope						
$(D_w)_m/D_m$ GATE	1,1262		1,0060		0,9853	
$(C_w)_m/(C_m)_m$	1,1204	-0,5	1,0028	-0,3	0,9898	0,5
$(D_w)_w/D_m$ GATE	1,0466		0,9957		0,9994	
$(C_w)_w/(C_m)_m$	1,0487	0,2	0,9957	0,0	0,9989	-0,1



a)



b)

FIG. II.7 – a) Distribution des CEMA cumulés différentiels en énergie, pour l'eau, l'os ICRP, le tissu adipeux ICRP et le poumon ICRP en b) un agrandissement de la courbe de a) (Livermore, GATE v8.0, Ecut =1 keV).

II.4 Conclusion

Ce chapitre a été consacré à l'étude des physics lists de GEANT4 et leurs comparaisons avec les données de référence tel que le NIST. Cette étude s'est basée sur les $(S_{col}/\rho)_m$, les $(S_{col}/\rho)_{w,m}$ et les

CEMA calculés par les différentes physics lists pour différents matériaux.

Ainsi, il expose des différences entre les physics lists en termes de $(S_{col}/\rho)_m$ et $(S_{col}/\rho)_{w,m}$. Il est tout de même intéressant de noter que Standard_opt3 présente les résultats les plus proches du NIST pour les matériaux étudiés. Livermore présente des résultats plus proches du NIST en termes de $(S_{col}/\rho)_{w,m}$ que de $(S_{col}/\rho)_m$. L'ensemble des physics lists étudiées dans ce travail rentrent dans les fourchettes d'incertitudes fournies par le NIST. De plus, il a été remarqué une différence entre les deux versions de GEANT4 pour la standard_opt4 qui correspondrait à Livermore en version GATE 8.2 (GEANT4 10.5.0).

La partie concernant les CEMA, dévoile des $(C_m)_m$ similaires entre physics lists (excepté Standard_opt4 pour $E_{cut} = 1$ keV), malgré des $(C_m)_w$ différents. Il est possible d'expliquer ce phénomène du fait que le $(C_m)_m$ est caractérisé par les fluences électroniques primaires du milieu et les pouvoirs d'arrêts collisionnel massiques. Néanmoins, le CEMA dans l'eau utilise uniquement une conversion par les $(S_{col}/\rho)_{w,m}$.

Pour conclure, les conversions de D_w/D_m fournies par GATE diffèrent selon la physics list employée.

Chapitre III

Évaluation de la conversion de la dose dans le milieu à la dose dans l'eau

III.1 Introduction

Trois algorithmes ont été utilisés, il s'agit de l'algorithme AXB (méthode déterministe), l'algorithme AAA (convolution/superposition) et GATE réalisant des simulations Monte-Carlo et servant de référence. Comme dit précédemment, les doses absorbées ne sont pas exprimées de la même façon. L'objectif de ce chapitre est d'établir un lien entre les D_m et les D_w .

Afin de parvenir à cette objectif, ce chapitre se présente en plusieurs parties. Tout d'abord, les différentes doses absorbées obtenues dans les matériaux définis dans l'algorithme AXB et calculées par les algorithmes seront comparées. Pour l'étude de la conversion, une approche expérimentale sera effectuée dans de l'os et du tissu adipeux par mesures avec deux détecteurs (chambre d'ionisation à cavité d'air et détecteur microdiamant). Enfin, les k_ϕ seront déterminés afin d'étudier la conversion réalisée selon l'approche de Andreo.

III.2 Matériels et méthodes

III.2.1 Calculs dosimétriques dans le TPS Eclipse

Cette première partie a été développée pour un fantôme virtuel avec une grille de calcul de 0,125 cm dans le TPS d'Eclipse pour un faisceau de photons de 6 MV en champ 10×10 cm². Le fantôme est un cube d'eau de 21 cm de côté avec une distance source-surface (SSD) de 95 cm. Une hétérogénéité de 5 cm a été placée avec sa surface à 4 cm de la surface d'entrée du fantôme. Les calculs ont été réalisés par les algorithmes AAA et AXB version 13.7.14 pour les matières suivantes : poumon ICRP, tissu adipeux ICRP, muscle ICRP, os ICRP, cartilage ICRP (ICRP, 1975), aluminium et titane. Ces conditions sont représentées sur la Figure III.1.

Concernant les calculs de doses absorbées par ces algorithmes dans les conditions expérimentales, les caractéristiques exactes (densités et compositions atomiques) des plaques expérimentales n'étaient pas disponibles dans la bibliothèque des matériaux de l'algorithme AXB. En conséquence, les calculs de doses absorbées se déroulent dans du PTFE et de l'os ICRP.

Nous rappelons que l'algorithme AAA est un algorithme de convolution/superposition des kernels. Les calculs de l'algorithme AAA sont exprimés en termes de dose absorbée dans l'eau. En effet, les hétérogénéités sont prises en compte en considérant les différences entre les densités électroniques du milieu par rapport à l'eau, sans considérer les compositions atomiques du milieu (voir Figure III.2).

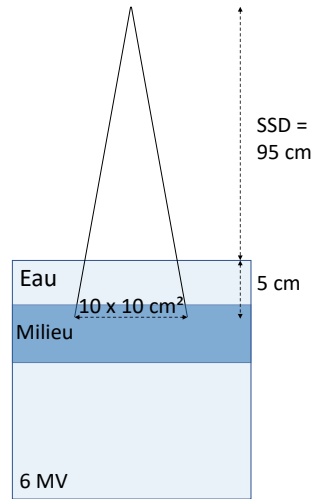


FIG. III.1 – Fantômes créés dans le TPS Eclipse avec les matériaux de la librairie de l’algorithme AXB.

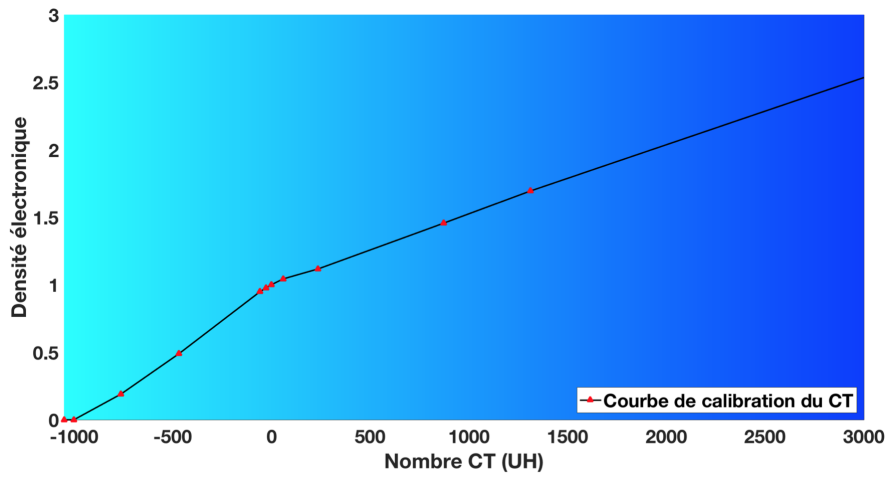


FIG. III.2 – Courbe de calibration de l’algorithme AAA basée sur les densités électroniques (Younes, 2018) où CT désigne l’image de tomodensitométrie et UH Unité Hounsfield.

L’algorithme AXB est basé sur une méthode déterministe, c’est à dire basé sur la résolution de la LBTE (voir partie I.3.4). Il est possible d’obtenir la dose en termes de D_m ou de D_w . Pour la D_m , l’algorithme AXB associe la densité du matériaux issue des UH à un matériau biologique ou une combinaison de matériaux biologiques selon sa bibliothèque interne. Son fonctionnement est imagé sur la Figure III.3.

III.2.2 Mesures expérimentales

Les doses absorbées ont également été mesurées à l’aide de deux détecteurs : une chambre d’ionisation T31013 de PTW en 0,3 cc et un détecteur microdiamant T60019 de PTW. Les mesures ont été réalisées dans des plaques expérimentales formées de 4 cm de RW3 (matériau équivalent eau), 5 cm de SB3 (os expérimental) ou d’AP6 (graisse expérimentale) et 12 cm de RW3. La composition de ces matériaux est donnée dans le tableau I.1. Les détecteurs ont été positionnés à différentes profondeurs : 1,5 cm, 2,5 cm, 5 cm, 6 cm, 8 cm, 10,5 cm, 13,5 cm, et 17,5 cm. Ces conditions sont illustrées en Figure III.4.

Les facteurs d’influence ont pu être déterminés notamment le $k_{(T,P)}$ en application du rapport TRS

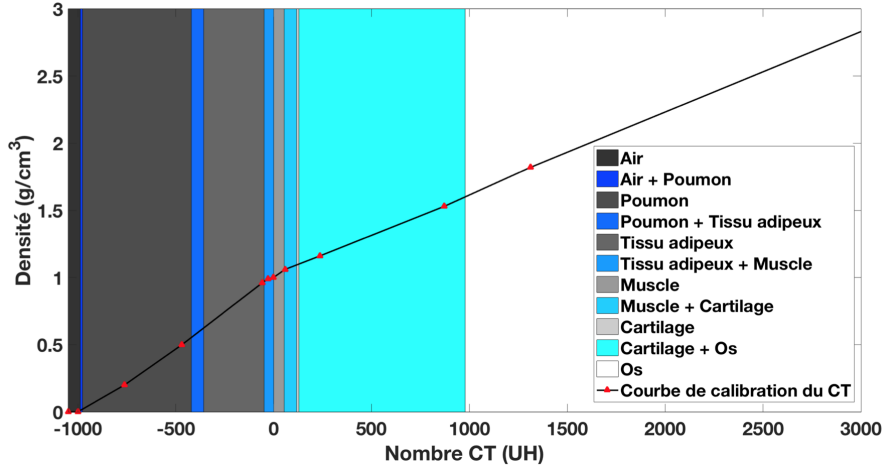


FIG. III.3 – Affectation des matériaux à une image CT selon la table des matériaux de l’algorithme AXB à partir de la courbe de calibration (Younes, 2018).

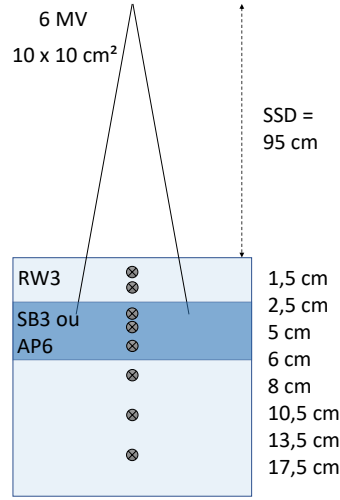


FIG. III.4 – Conditions expérimentales des mesures avec la chambre d’ionisation et le détecteur microdiamant.

398 (Andreo et al., 2001):

$$k_{(T,P)} = \frac{P_o(T + 273,2)}{P(T_o + 273,2)} \quad (\text{III.1})$$

Où T et P sont la température et la pression de la cavité d’air. Ainsi que P_o et T_o désignent les valeurs de références.

De plus, pour les mesures effectuées dans un matériau équivalent eau, un facteur de conversion de dose fantôme $k_{(w,plastic)}$ est nécessaire (IAEA & AAPM, 2017). Il est déterminé expérimentalement en faisant le rapport des lectures de la chambre d’ionisation corrigées des facteurs d’influence dans le fantôme d’eau à la profondeur de référence z_{ref} et dans le fantôme substituant l’eau à une profondeur équivalente $z_{eq,plastic}$:

$$k_{(w,plastic)} = \frac{M_{Qz_{ref}}^*}{M_{Qz_{eq,plastic}}^*} \quad (\text{III.2})$$

III.2.3 Simulations Monte-Carlo

Les simulations Monte-Carlo ont été réalisées sous GATE v8.0 avec GEANT4 10.3.3. Un fichier d'espace des phases a été généré avec la plateforme GATE pour une taille de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

Les valeurs des potentiels d'ionisations ont été prises en compte pour chaque volume dans GATE. En effet, il a été démontré par Andreo que le potentiel d'ionisation influençait la dose absorbée pour un milieu (Andreo, 2015). Les valeurs des potentiels d'ionisations ont été déterminées à partir du NIST et sont affichées dans le tableau I.1. Ces valeurs ont été imposées aux matériaux de GATE.

Les pas de coupures des photons seront tous équivalents à $P_{\text{cut}} = 1 \text{ keV}$.

Afin de calculer les différentes doses absorbées, un dispositif appelé «DoseActor» est attaché aux différents scripts dans GATE. Ce dispositif permet de stocker la dose absorbée d'un volume donné dans une matrice 3D (Sarrut et al., 2014).

Détermination des D_w et des D_m

Pour la première partie, les simulations Monte-Carlo ont été effectuées dans la même configuration décrite pour les calculs dosimétriques dans le TPS Eclipse. Les calculs ont été réalisés pour les matériaux de la librairie de l'algorithme AXB (poumon ICRP, tissu adipeux ICRP, muscle ICRP, os ICRP, cartilage ICRP, aluminium et titane). Lorsque les matériaux n'existaient pas dans la bibliothèque de base de GEANT4, ils ont été créés en respectant la composition atomique et la densité. Les pas de coupure ont été pris en sorte pour une équivalence à $E_{\text{cut}} = 10 \text{ keV}$. La physic list Standard_opt4 a été utilisée. Le nombre d'histoires s'élève à $2,04 \times 10^{10}$. Il a été adapté pour avoir une incertitude inférieure à 1% à 5 cm de profondeur sur l'axe central.

Simulation du détecteur microdiamant T60019

Dans cette partie, les conditions expérimentales ont été reproduites selon la Figure III.4. Le détecteur a été simulé à chaque profondeur de mesure afin d'éviter une influence sur la dose absorbée des détecteurs en profondeurs. Le volume sensible de ce détecteur est constitué d'une couche de cristal avec une épaisseur de $1 \text{ }\mu\text{m}$ et un diamètre de 2.2 mm . La modélisation du détecteur microdiamant a été réalisée lors d'un précédent travail à l'IUCT (LABOUR, 2018; Younes, 2018) en respectant les fiches techniques confidentielles fournies par le constructeur (PTW Freiburg, Germany). Les pas de coupures sont équivalents à $E_{\text{cut}} = 10 \text{ keV}$.

Détermination des k_ϕ

Les conditions utilisées par Andreo (Andreo, 2015) ont été simulées (voir Figure III.1), à savoir l'irradiation d'un fantôme de $20 \text{ cm} \times 16 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$ avec un faisceau de photon de 6 MV et un champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$. La distance entre la source et la surface est de 100 cm . Dans le fantôme, se trouve un cylindre à 10 cm de profondeur. Ce cylindre possède une hauteur 1 cm et 5 cm de diamètre rempli avec un milieu donné. Les milieux étudiés sont identiques à ceux de la publication de Andreo (Andreo, 2015), afin de permettre une comparaison entre les k_ϕ obtenus dans cette étude.

Les pas de coupure sont équivalents à $E_{\text{cut}} = 1 \text{ keV}$ dans le but d'une meilleure prise en compte de la fluence totale comparé à $E_{\text{cut}} = 10 \text{ keV}$. Elles ont été calculées par différentes physics lists : Standard_opt4, Standard_opt3, Livermore et Penelope. Le nombre d'histoires s'élève à $400\,000\,000$ afin d'obtenir une incertitude suffisamment basse (inférieur à 1%).

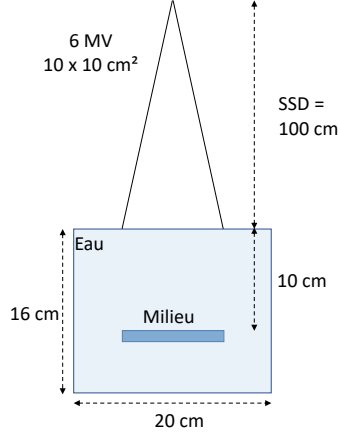


FIG. III.5 – Fantômes créés dans GATE avec les matériaux ICRP utilisés par Andreo

Les fluences électroniques primaires totales ont été calculées en intégrant l'aire sous les courbes des fluences électroniques primaires selon la méthode des rectangles. La méthode est explicitée grâce à un script écrit en python (Figure III.6). Finalement, les k_ϕ sont calculés en faisant le rapport des fluences électroniques primaires totales entre l'eau et le milieu.

```
nbx = len(os[:,0])      # Nombre d'elements en abscisse
nbi = nbx-1            # Nombre d'intervalles

x = Fluence_os[:,0]
y = Fluence_os[:,1]

Fluence_totale = 0
for i in range(nbi):
    Fluence_totale = Fluence_totale + (x[i+1]-x[i]) * y[i]
```

FIG. III.6 – Extrait de script python expliquant la méthode des rectangles pour le calcul des fluences totales.

III.2.4 Comparaison des méthodes

Les doses absorbées obtenues par les algorithmes AXB et AAA seront comparées à ceux de GATE selon les équations suivantes :

$$\Delta_D(\%) = \frac{D^{Algo} - D^{GATE}}{D^{GATE}} \times 100 \quad (\text{III.3})$$

Où *Algo* désigne l'algorithme du TPS Eclipse employé (AAA ou AXB).

Pour la comparaison des k_Φ l'équation est donnée par :

$$\Delta_{k_\Phi}(\%) = \frac{k_\Phi^{PL} - k_\Phi^{Andreo}}{k_\Phi^{Andreo}} \times 100 \quad (\text{III.4})$$

Où PL fait référence à la physic list utilisée pour le calcul des k_Φ et k_Φ^{Andreo} désigne les valeurs de k_Φ référencées dans la publication de Andreo (Andreo, 2015).

III.3 Résultats

III.3.1 Doses absorbées calculées par les algorithmes AXB, AAA et GATE

Les résultats des rendements en profondeur (PDD) calculés par GATE, l'algorithme AXB et l'algorithme AAA sont illustrés en Figure III.7, en Annexe B.1 et B.2. Les différences relatives des algorithmes AXB et AAA par rapport à GATE et les incertitudes de GATE en fonction de la profondeur sont également ajoutées.

Premièrement, les matériaux de haute densité génèrent de plus grands écarts visible graphiquement entre les D_m et D_w par rapport aux matériaux de faibles densités, que ce soit pour GATE ou l'algorithme AXB. En effet, les différences entre D_m et D_w se distinguent moins facilement pour les matériaux de faible densité tel que le poumon, le tissu adipeux, le muscle.

En termes de D_w et par rapport à GATE, l'algorithme AXB surestime la dose absorbée d'environ 5% pour l'os et jusqu'à environ 15 et 20 % pour l'aluminium et le titane respectivement. Concernant le tissu adipeux, le muscle, le poumon et le cartilage les écarts sont inférieurs à 1% par rapport à GATE. L'algorithme AAA en haute densité tel que l'os, l'aluminium et le titane sous estime la D_w d'environ 5% 13% et 20% respectivement par rapport à GATE. La D_w du tissu adipeux est surestimée d'environ 2% et le poumon sous estimé d'environ 2%. Pour le cartilage et le muscle, nous notons une différence inférieure à 1%.

Quel que soit le matériau, l'algorithme AXB est en accord avec GATE en termes de D_m . Les écarts sont inférieurs à 1%. Concernant l'algorithme AAA, ses calculs de D_w présentent des écarts par rapport à GATE D_m pour le titane (20%), l'aluminium (15%), l'os (7%), le cartilage (2%), le poumon (-2%), le muscle (1%), le tissu adipeux (inférieur à 1%).

De manière générale, nous notons des pics de doses absorbées aux interfaces (majorés à haute densité). Ils sont dûs pour la première interface à la rétro-diffusion et pour la seconde interface au manque de rétro-diffusion. De plus, les algorithmes AXB et AAA présentent de plus grands écarts dans ces régions.

Les incertitudes de GATE n'excèdent pas les 1%.

Par ailleurs, les rapports moyens entre les doses absorbées calculées par les TPS sont répertoriés dans le tableau III.1. Par exemple, dans l'eau l'algorithme AAA surestime la dose absorbée de 0,1 % par rapport à AXB.

TAB. III.1 – **Rapports moyens entre des doses absorbées calculées par les algorithmes AAA et AXB en fonction de différents matériaux.**

Matériaux	Eau	Os ICRP	Poumon ICRP	Adipeux ICRP	Aluminium
AAA/AXB D_m	1,001	1,055	0,987	1,004	1,157
AAA/AXB D_w	1,001	0,918	0,986	1,023	0,807

Si l'on compare l'algorithme AAA par rapport à l'algorithme AXB D_m , l'algorithme AAA évalue la dose absorbée supérieure pour le tissu adipeux (0,4%), l'os (5,5%) et l'aluminium (15,7%). A l'inverse, la dose absorbée dans le poumon est sous-estimée de 1,3%. l'écart absolu moyen de AAA/AXB D_m est de 4,6%.

Par rapport à l'algorithme AXB en termes de D_w , l'algorithme AAA sous évalue la dose absorbée dans le poumon (1,4%), l'os (8,2%), et l'aluminium (19,3%). Au contraire, la dose absorbée dans le tissu adipeux est surestimée de 2,3%. l'écart absolu moyen de AAA/AXB D_w est de 6,3%.

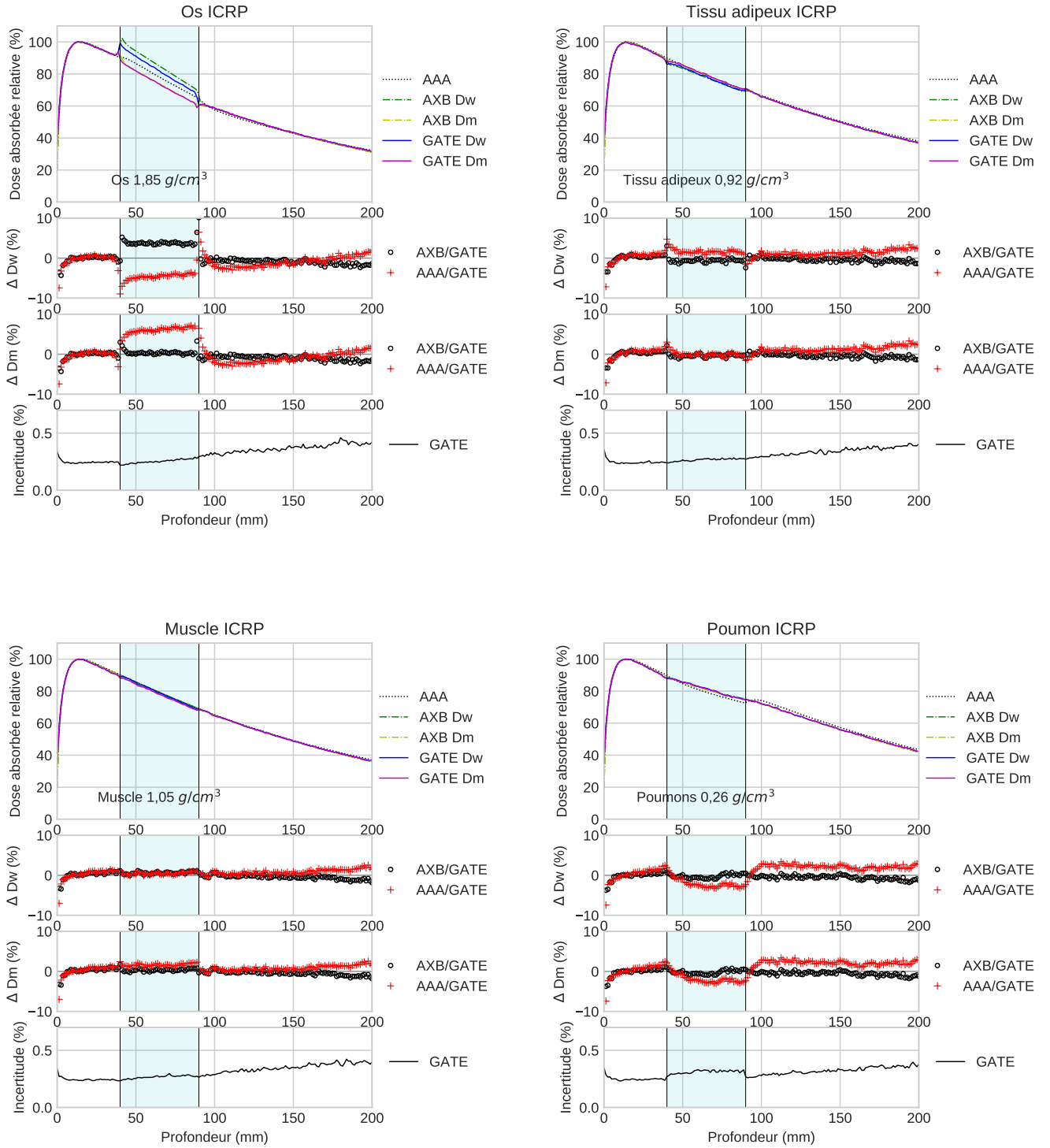


FIG. III.7 – Rendements en profondeur dans de l'eau avec un type d'hétérogénéité donné calculés par simulation Monte-carlo, l'algorithme AXB et l'algorithme AAA (Standard_opt4, GATE v.8.0, Ecut = 10 keV).

Globalement, nous retrouvons de plus grands écarts avec l'algorithme AXB pour des matériaux de haute densité tel que l'os et l'aluminium. De plus, pour les matériaux considérés, l'algorithme AAA est plus proche de l'algorithme AXB en termes de D_m de 1,7%.

III.3.2 Approche expérimentale

Os SB3

Dans l'os expérimental (SB3), l'algorithme AAA est en moyenne inférieur de 10% par rapport à GATE D_w et supérieur de 9% par rapport à GATE D_m (voir Figure III.8). L'algorithme AXB surestime la D_w de 5% et la D_m de 3%. Cependant, ces résultats sont à nuancer puisque ces derniers ne peuvent pas prendre en compte les réelles compositions des matériaux.

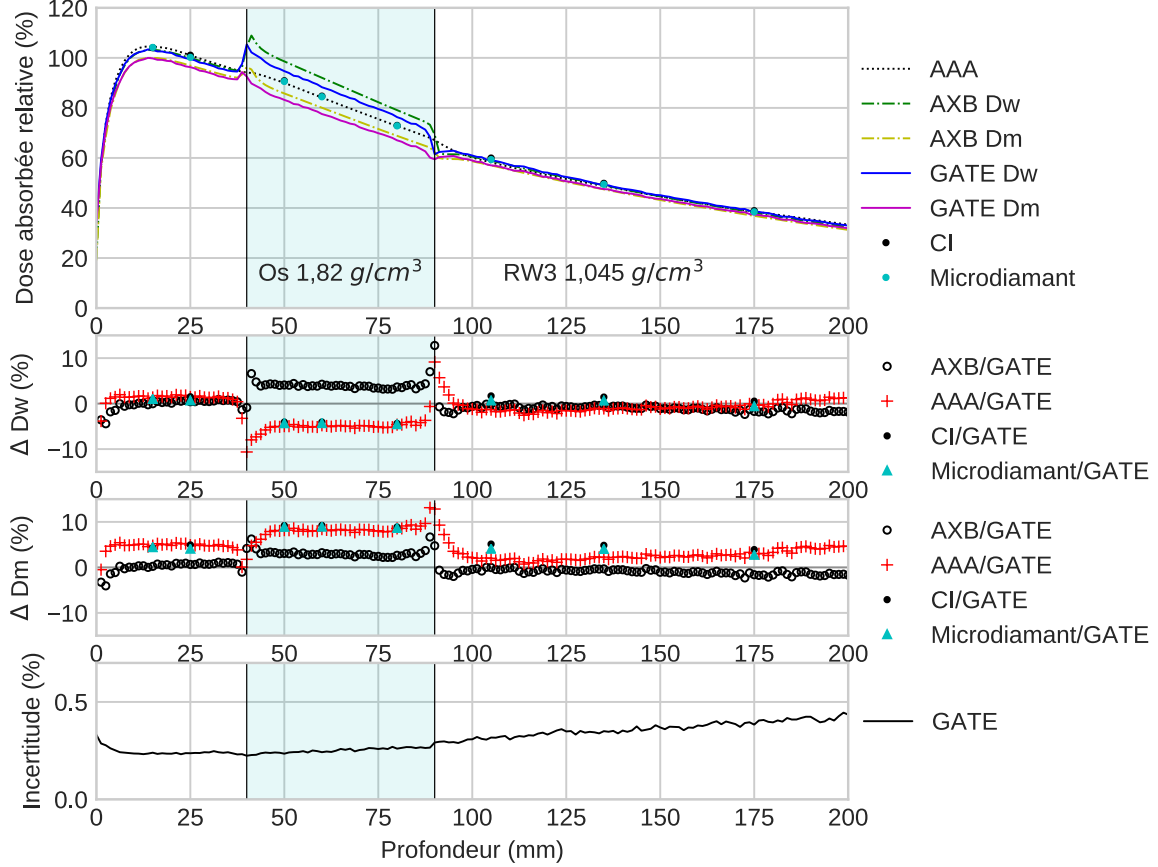


FIG. III.8 – PDD dans des plaques de RW3 avec 5 cm de SB3 calculés par GATE, l'algorithme AAA, l'algorithme AXB et mesurés par une chambre d'ionisation (CI) et le détecteur microdiamant (Standard_opt4, GATE v.8.0, Ecut = 10 keV).

Par ailleurs, les mesures du détecteur microdiamant et de la chambre d'ionisation se superposent, leurs valeurs étant comprises dans leurs barres d'incertitudes. Les incertitudes de la chambre d'ionisation sont supérieures à celles du détecteur microdiamant. Les mesures ont un écart d'environ -10% et 10% avec GATE D_w et GATE D_m respectivement. Cependant, le détecteur lui-même perturbe la fluence des particules chargées dans le milieu et ne reflète pas la réelle dose absorbée.

Pour la chambre d'ionisation, l'incertitude moyenne est de $\pm 0,8\%$ [0,4 - 1,0]. De la même façon pour le détecteur microdiamant, elle est de $\pm 0,2\%$ [0,1 - 0,4].

Afin de comprendre la perturbation produite par l'enrobage et par la taille du volume sensible, les simulations de la microdiamant avec enrobage, sans enrobage et sans enrobage en augmentant la taille du volume sensible ont été effectuées.

Premièrement, le détecteur microdiamant simulé par GATE produit des valeurs cohérentes par rapport aux mesures effectuées (voir Figure III.9). Les valeurs des mesures et de la simulation sont comprises dans leurs barres d'incertitudes.

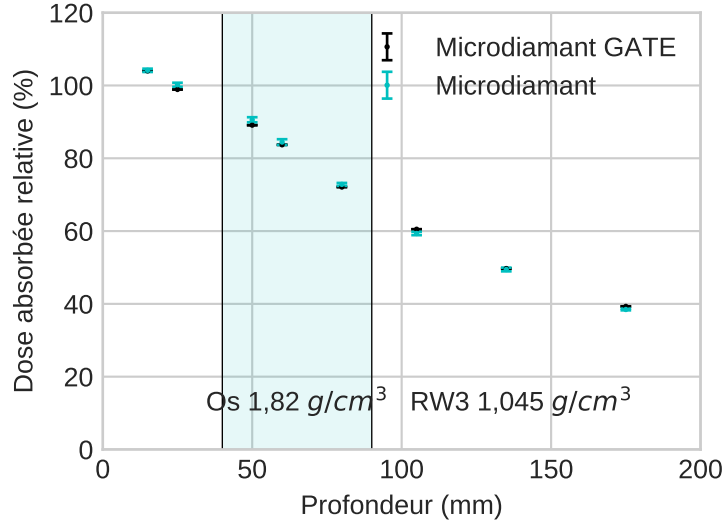


FIG. III.9 – Doses absorbées dans des plaques de RW3 avec 5 cm de SB3 calculées par le détecteur microdiamant modélisé par GATE (Standard_opt4, GATE v.8.0, Ecut = 10 keV) et mesurées par le détecteur microdiamant.

Dans l'os expérimental (SB3), le détecteur microdiamant sans enrobage possède moins d'écarts avec GATE D_w par rapport au détecteur microdiamant avec enrobage (voir Figure III.10). Dans le RW3, les résultats sont trop bruités pour les distinguer.

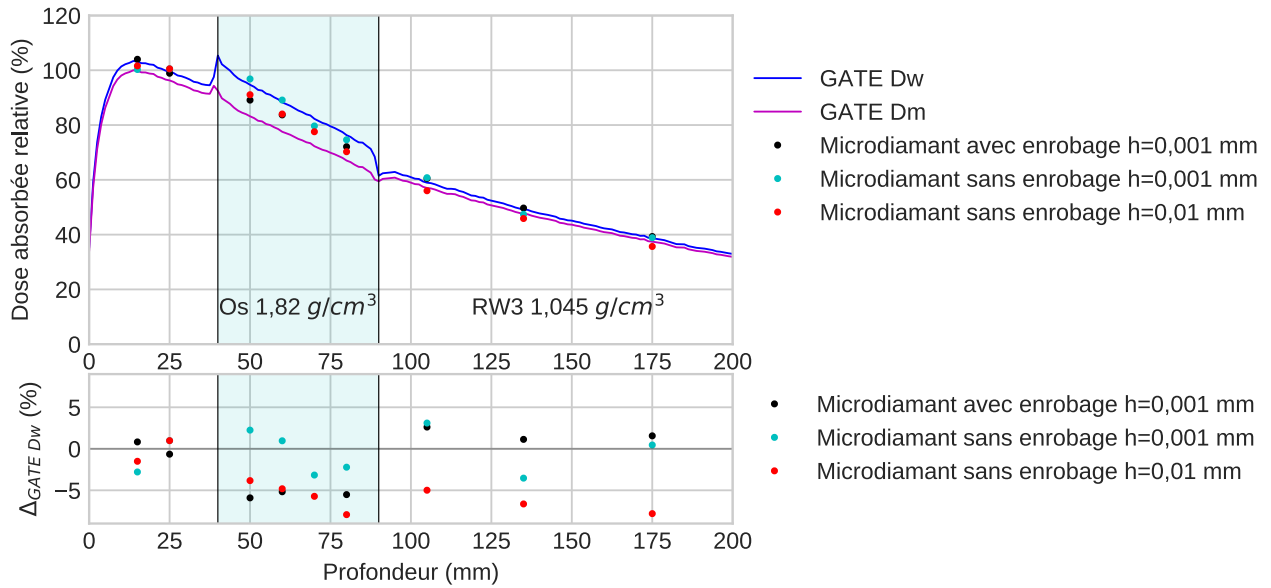


FIG. III.10 – PDD dans des plaques de RW3 avec 5 cm de SB3 calculés par GATE (grille de 0,125 mm) et par le détecteur microdiamant modélisée par GATE avec différentes caractéristiques géométriques, h étant la hauteur du volume sensible (Standard_opt4, GATE v.8.0, Ecut = 10 keV).

Ensuite, afin de quantifier l'influence de l'enrobage sur la réponse du détecteur, les rapports entre les doses absorbées calculées par le détecteur microdiamant avec enrobage par rapport à celle sans enrobage $D_{avec\ enrobage}/D_{sans\ enrobage}$ ont pu être calculés. Ils sont référencés dans le Tableau III.2. Dans le RW3, avec l'enrobage du détecteur microdiamant la dose absorbée est augmenté de 1,6%. Dans le SB3, avec l'enrobage du détecteur microdiamant la valeur de la dose absorbée calculée par GATE est diminuée de 5,8%.

TAB. III.2 – Rapport de doses absorbées du détecteur microdiamant avec enrobage par rapport au détecteur microdiamant sans enrobage (Standard_opt4, GATE v.8.0, Ecut = 10 keV).

Matériaux	$D_{avec\ enrobage}/D_{sans\ enrobage}$
RW3	1,016
SB3	0,942

Dans le RW3, le détecteur microdiamant sans enrobage avec une hauteur $h = 0,001$ mm possède moins d'écart avec GATE D_w par rapport au détecteur microdiamant sans enrobage en augmentant la taille du volume sensible $h = 0,01$ mm. Dans les SB3, les mêmes constatations sont faites. De plus, le détecteur avec une hauteur de $h = 0,01$ mm possède en moyenne des doses absorbées inférieures à 3,1% par rapport au détecteur avec une hauteur de $h = 0,001$ mm.

Par la suite, un volume d'eau de $5 \times 0,01 \times 5$ mm³ a été simulé à chaque point de mesure (voir Figure III.11). Dans ces conditions la dose absorbée calculée par ce volume d'eau placé dans du milieu correspond à la D_w calculée par GATE avec moins de 1,4% de différence tandis que le détecteur microdiamant avait un écart de -5 à -6% avec la D_w de GATE dans de l'os expérimental.

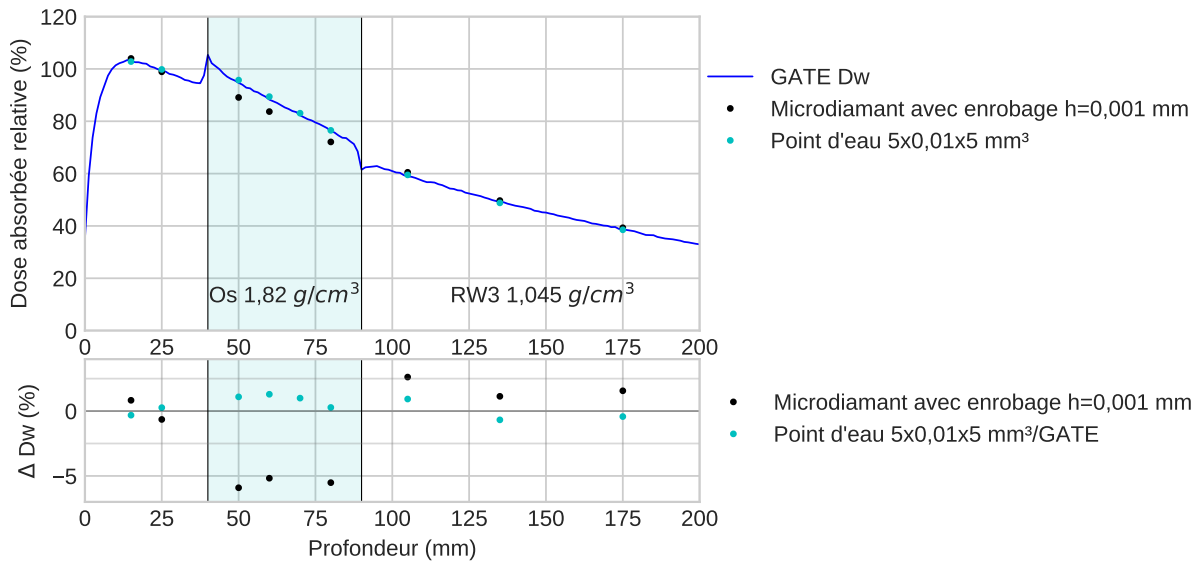


FIG. III.11 – PDD dans des plaques de RW3 avec 5 cm de SB3 calculés par GATE D_w (grille de 0,125 mm), un volume d'eau placé dans le milieu de 0,01 mm d'épaisseur et 5x5 mm² et par le détecteur microdiamant simulé par GATE (Standard_opt4, GATE v.8.0, Ecut = 10 keV).

Tissu adipeux AP6

Dans la configuration du tissu adipeux expérimental (AP6), l'algorithme AAA est en bon accord avec GATE D_w (voir Figure III.12). Nous notons une différence relative inférieure à 2% après 2 cm. Par rapport à GATE D_m dans le tissu adipeux, l'algorithme AAA présente un écart inférieur à 2%. Cependant il présente un écart d'environ 5% dans le RW3. L'algorithme AAA est en bon accord avec GATE D_w . La différence relative est inférieure à 2% après 2 cm. Par rapport à GATE D_m , l'algorithme AXB présente un écart de 3% dans le tissu adipeux expérimental et 1% dans le RW3. Cependant, comme pour l'os expérimental ces résultats sont à mitiger puisque les calculs de doses

absorbées par les algorithmes AXB et AAA ne peuvent pas prendre en compte les réelles compositions des matériaux.

La chambre d'ionisation et le détecteur microdiamant suivent les tendances de l'algorithme AAA dans le tissu adipeux. Par rapport à GATE en D_w et en D_m , les détecteurs possèdent un écart de 1%.

Pour l'ensemble des détecteurs, l'incertitude moyenne est de $\pm 0,4\%$ [0,1 - 0,8].

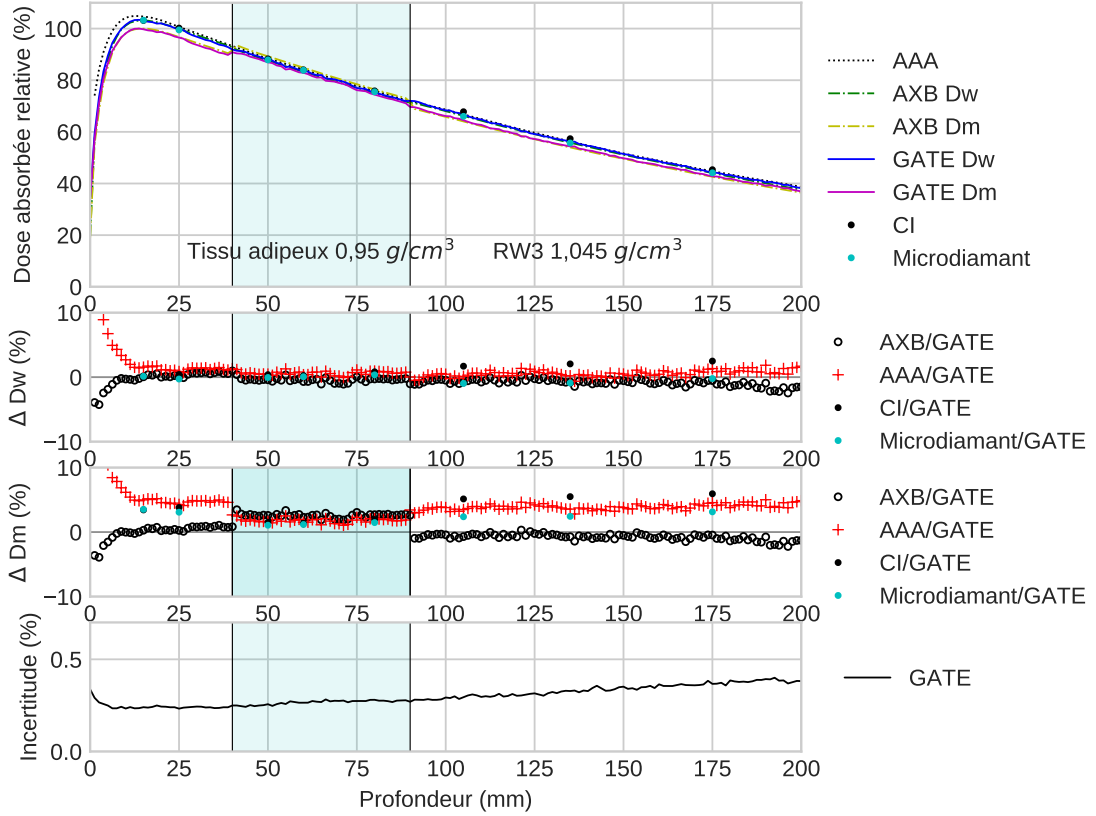


FIG. III.12 – PDD dans des plaques de RW3 avec 5 cm d'AP6 calculés par GATE, l'algorithme AAA, l'algorithme AXB et mesurés par une chambre d'ionisation (CI) et un détecteur microdiamant (Standard_opt4, GATE v8.0, Ecut = 10 keV).

III.3.3 Comparaison des différents rapports D_w/D_m

Les rapports D_w/D_m en fonction des matériaux calculés par GATE (Standard_opt4) et l'algorithme AXB sont en Tableau III.3. L'écart absolu moyen de AXB par rapport à GATE est de 3,0% [0,0 - 12,7]. Les écarts les plus élevés se trouvent pour les matériaux à haute densité tel que le titane (12,7%), l'aluminium (11,7%) et l'os ICRP (3,3%). Globalement, l'algorithme AXB surestime la D_w par rapport à GATE.

III.3.4 Facteurs correctifs des différences de fluences k_Φ

Les k_Φ sont obtenus à l'aide des spectres de fluence électronique primaire différentielle en énergie que l'on a pu voir en Figure II.5. Les valeurs obtenues en utilisant Livermore et Standard_opt3 sont en

TAB. III.3 – D_w/D_m de l’algorithme AXB et GATE (Standard_opt4, GATE v8.0, Ecut = 10 keV).

Matériaux	AXB	GATE	$\Delta_{AXB/GATE}(\%)$
Eau	1,000	1,000	0,0
Os ICRP	1,149	1,112	3,3
Poumon ICRP	1,002	1,002	0,0
Adipeux ICRP	0,981	0,984	-0,3
Muscle ICRP	1,014	1,011	0,3
Cartilage ICRP	1,025	1,020	0,5
Aluminium	1,434	1,284	11,7
RW3	1,032	1,016	-0,2
SB3	1,149	1,138	1,0
AP6	0,982	1,011	-2,9
Titane	1,604	1,423	12,7

très bon accord avec celles calculés par Andreo. Leurs écarts absolus moyens sont de 0,6% [0,1 - 1,2] et 0,7% [0,4 - 1,3] (voir tableau III.4). Penelope et Standard_opt4 présentent des écarts absolus moyens respectivement de 0,9% [0,7 - 1,2] et 2,7% [2,4 - 3,3]. Les valeurs pour l’eau sont obligatoirement égales à 1, c’est pourquoi les écarts absolus ne comptabilisent pas ces dernières.

TAB. III.4 – k_Φ calculés par Standard_opt4 (opt4), Standard_opt3 (opt3), Livermore, Penelope (GATE v8.0, Ecut = 10 keV) et Andreo (Andreo, 2015), pour différents matériaux.

Matériaux	Eau	Os ICRP	Poumon ICRP	Adipeux ICRP
opt4 (Ecut = 1 keV)	1,000	0,980	0,975	1,046
opt4 (Ecut = 10 keV)	1,000	0,923	1,003	1,018
opt3 (Ecut = 1 keV)	1,000	0,960	0,995	1,027
opt3 (Ecut = 10 keV)	1,000	0,930	1,005	1,035
Livermore (Ecut = 1 keV)	1,000	0,962	0,998	1,025
Penelope (Ecut = 1 keV)	1,000	0,946	0,990	1,006
Andreo	1,000	0,956	0,999	1,013

Compte tenu des incohérences de Standard_opt4 avec Ecut = 1 keV obtenues au chapitre 2, les k_Φ ont été recalculés avec Ecut = 10 keV pour Standard_opt4 et Standard_opt3. L’écart absolu moyen devient alors de 1,5% [0,4 - 3,4]. A titre de comparaison, celui de Standard_opt3 avec Ecut = 10 keV devient 1,8% [0,6 - 2,8].

Les incertitudes de chaque simulations Monte-Carlo sont inférieures à 0,1%.

III.4 Conclusion

Ce chapitre était destiné à l’étude des doses absorbées calculées par les algorithme des TPS (AAA et AXB) en les évaluant dans des milieux hétérogènes de basse et haute densité. Les doses absorbées ont été confrontées à des simulations Monte-Carlo et à des mesures expérimentales.

D’une part, l’algorithme AXB est en excellent accord avec GATE en termes de D_m (inférieur à 1%). En termes de D_w , dans le tissu adipeux et dans le poumon l’algorithme AXB s’approche de GATE (inférieur à 1%). Cependant, l’algorithme AAA présente un écart de -2% pour le poumon et 2% pour le tissu adipeux. Toutefois, l’algorithme AXB surestime la dose absorbée particulièrement pour les matériaux de hautes densités tels que l’aluminium (10%) et l’os (5%). Pour cinq matériaux considérés

(eau, os ICRP, poumon ICRP, tissu adipeux ICRP, aluminium), l'algorithme AAA s'est avéré plus proche de l'algorithme AXB en termes de D_m de 1,7% par rapport à l'algorithme AXB en termes de D_w .

D'autre part, les simulations Monte-Carlo dans la configuration de l'os expérimental ont dévoilé une perturbation sur les valeurs de doses absorbées du détecteur microdiamant due à l'enrobage du détecteur et à la taille de son volume sensible.

Enfin, les k_Φ calculés par cette étude sont en très bon accord avec ceux de Andreo (Andreo, 2015) notamment ceux obtenus en utilisant Livermore et Standard_opt3.

Synthèse et discussion

Comparaisons des modèles de physique de GEANT4 avec les données de références

Premièrement, les physics lists proposées par GEANT4 servent de piliers sur lesquels nos calculs Monte-Carlo reposent. En conséquence, il a été indispensable de les étudier.

Les $(C_w)_w/(C_m)_m$ calculés par notre étude sont en accord avec les $(D_w)_w/D_m$ calculés par GATE avec un écart inférieur à 0,28%. Les $(C_w)_m/(C_m)_m$ par rapport aux $(D_w)_m/D_m$ ont un écart supérieur puisque l'écart maximum est de -0,97%. Ce plus grand écart s'explique par le fait que les CEMA utilisent une conversion avec les pouvoirs d'arrêt collisionnels non restreints tandis que GATE utilise une conversion avec les pouvoirs d'arrêt collisionnels restreints. L'accord entre les résultats issus du calcul de CEMA et les résultats fournis par GATE nous a permis de vérifier la méthodologie utilisée dans ce rapport s'appuyant sur les CEMA.

Il en ressort des D_m proches entre physics lists tandis que les $(D_w)_m$ se distinguent. L'approche de conversion est la même pour chacune des physics lists. Il s'agit de l'approche basée sur les $(S_{col}/\rho)_{w,m}$ (Siebers et al., 2000), c'est pourquoi l'étude s'est orientée sur l'analyse des $(S_{col}/\rho)_{w,m}$. Il s'avère que les valeurs obtenus ne sont pas les mêmes.

De plus dans cette étude, Standard_opt4 présente des incohérences comparées aux autres physics lists avec une $E_{cut} = 1$ keV. Ces incohérences ne sont pas retrouvées avec $E_{cut} = 10$ keV. Cependant, il semblerait que cette physic list ait subi une mise à jour dans la version 10.5 de GEANT4. Par conséquent, Standard_opt4 en version 10.3 de GEANT4 avec $E_{cut} = 1$ keV ne semble pas être recommandé. Par analyse des $(S_{col}/\rho)_{w,m}$ en prenant le NIST comme référence Standard_opt3 apparaît comme le modèle de physique le plus approprié avec moins de 0,5% d'écart avant 0,3 MeV.

Dans la seconde partie, les résultats s'appuient en partie sur des simulations réalisées avec Standard_opt4 en version GEANT4 10.3. Cela s'explique par le fait que leurs réalisations se sont déroulées avant l'obtention des résultats obtenus en première partie. Par ailleurs, Standard_opt4 (GEANT4 10.3) était annoncé comme une amélioration de Standard_opt3 avec notamment une meilleure prise en compte de la diffusion multiple et utilisant des algorithmes plus précis pour l'échantillonnage du déplacement latéral des électrons et des positons (GEANT4, 2017).

Évaluation de la conversion D_m à D_w

L'ensemble des résultats de calculs sont valables pour un faisceau de photons de 6 MV en champ 10×10 cm².

Pour les matériaux étudiés, l'algorithme AXB présente des résultats en excellents accords avec GATE Standard_opt4, spécifiquement en D_m avec un écart inférieur à 1%. De plus, Han et al. ont également obtenu des résultats de l'algorithme AXB en meilleurs accord avec les méthodes Monte-Carlo comparés à ceux de l'algorithme AAA pour le poumon (Han et al., 2011). Les différences étaient de 0,9% et 11,6% pour AXB et AAA. En termes de D_m , l'algorithme AXB est recommandé.

En termes de D_w et par rapport à GATE, l'algorithme AXB surestime la dose absorbée d'environ 5% pour l'os et jusqu'à environ 15 et 20% pour l'aluminium et le titane respectivement tandis que pour les matériaux à faible densité (le tissu adipeux, le muscle, le poumon et le cartilage) les écarts sont inférieurs à 1% par rapport à GATE. L'algorithme AAA en haute densité tel que l'os, l'aluminium et le titane sous estime la D_w d'environ 5%, 13% et 20% respectivement par rapport à GATE. La D_w du tissu adipeux est surestimée d'environ 2% et le poumon sous estimé d'environ 2%. En conséquence, pour les matériaux de haute densité pour les matériaux de faible densité l'algorithme AXB semble en meilleur accord avec GATE que l'algorithme AAA. Pour les matériaux à haute densité ni l'algorithme AAA ni l'algorithme AXB semblent convenir en termes de D_w par rapport à GATE.

Cependant, le passage de l'algorithme AAA à l'algorithme AXB demande une vigilance certaine pour les matériaux de hautes densités. Par exemple, l'algorithme AAA présente un écart par rapport à l'algorithme AXB D_m de 15,7% pour l'aluminium et 5,5% pour l'os ICRP contre 0,4% pour le tissu adipeux ICRP.

Les résultats ont été confrontés aux mesures effectuées par la chambre d'ionisation T31013 et le détecteur microdiamant T60019. Dans l'os expérimental, les mesures présentaient des écarts de -5% avec GATE D_w et 8% avec GATE D_m . Pour le tissu adipeux expérimental, les mesures possédaient des écarts de 1% avec GATE D_w et 2% avec GATE D_m . Toutefois, il a été montré que l'enrobage impactait différemment la réponse du détecteur selon le milieu dans lequel il se trouvait. Dans l'os expérimental impactait de -5,8% la réponse du détecteur contre 1,6% dans le RW3. De plus, l'augmentation du volume sensible modifie également la réponse du détecteur. Cette constatation est conforme à celle de Bueno (Bueno et al., 2014). Lorsqu'un volume d'eau de $5 \times 0,01 \times 5 \text{ mm}^3$ a été simulé les doses absorbées correspondait à moins de 1,4%. Cela permet de déduire que la composition du volume sensible d'un détecteur aurait également un rôle sur sa réponse.

Les différents rapports D_w/D_m calculés par l'algorithme AXB relèvent des différences considérables avec GATE pour les matériaux de haute densité : pour l'aluminium un écart de 11,7% et pour l'os 3,3%. Les rapports D_w/D_m calculés par GATE correspondants aux $(S_{col}/\rho)_{w,m}$ restreints sont cohérents aux $(S_{col}/\rho)_{w,m}$ publiés dans d'autres études (Siebers et al., 2000; Fernández-Varea et al., 2007; Andreo, 2015; Jang et al., 2007). Ainsi, les écarts entre l'algorithme AXB et GATE confirme la recommandation d'être vigilant lors de calculs de doses absorbées dans un milieu à haute densité.

Concernant les facteurs de correction k_Φ , les valeurs obtenues par Livermore (inférieures à 1,21%) et Standard_opt3 (inférieur à 1,3%) sont en excellents accords avec celles de Andreo (Andreo, 2015). La D_w de Andreo correspond à une dose absorbée de l'eau où la simplification des fluences est impossible. C'est une nouvelle conversion basée sur les différences de fluence. Ainsi, cette théorie controversée la $(D_w)_m$ de GATE s'appuyant sur la théorie de BG (Siebers et al., 2000). De plus, plusieurs études (Reynaert et al., 2018; Ma & Li, 2011) vont également à l'encontre de la conversion s'appuyant sur la théorie de BG. En conséquence, la D_w défini par Andreo ne correspond pas à la $(D_w)_m$ calculée par GATE ni celle calculée par les algorithmes conventionnels exprimant une D_w dans l'eau avec modification de la densité de l'eau.

Conclusion

Les récentes évolutions des algorithmes de calcul en radiothérapie externe donnent accès aux calculs de D_w et de D_m et non plus à une D_w avec modification de la densité de l'eau. Une conversion de D_m à D_w ressortait indispensable pour la compréhension de ces développements. Cependant, les différentes approches proposées ne sont pas parvenues à établir un lien entre les algorithmes en termes de conversion. Toutefois, d'autres constatations ont eu lieu.

Les données de références se basent sur des simulations Monte-Carlo sur GATE avec la plateforme GEANT4. C'est pourquoi une étude des modèles de physique de GEANT4 a été réalisée. Il en ressort des distinctions certaines en termes de conversion D_m à D_w dues à des $(S_{col}/\rho)_{w,m}$ différents. Cependant une convergence des résultats en D_m est notable.

Par ailleurs, AXB présente des résultats en accord avec GATE en termes de D_m avec moins de 2% d'écart pour les matériaux étudiés (os ICRP, tissu adipeux ICRP, muscle ICRP, poumon ICRP, cartilage ICRP, aluminium, titane). La confrontation des mesures réalisées avec des détecteurs étalonnés dans l'eau avec différentes simulations Monte-Carlo ont montré une influence de l'enrobage (5,8% dans l'os expérimental) et de la taille du détecteur sur sa réponse. L'étude montre une difficulté pour déterminer la dose absorbée dans un milieu hétérogène à partir des charges détectées par le détecteur.

Par la suite, des investigations supplémentaires au sujet de la méthodologie pour la réalisation de mesures expérimentales permettant la détermination de la dose absorbée dans les hétérogénéités donnent lieu à un futur sujet de thèse.

Annexe A

Comparaisons des modèles de physique de GEANT4 avec les données de référence

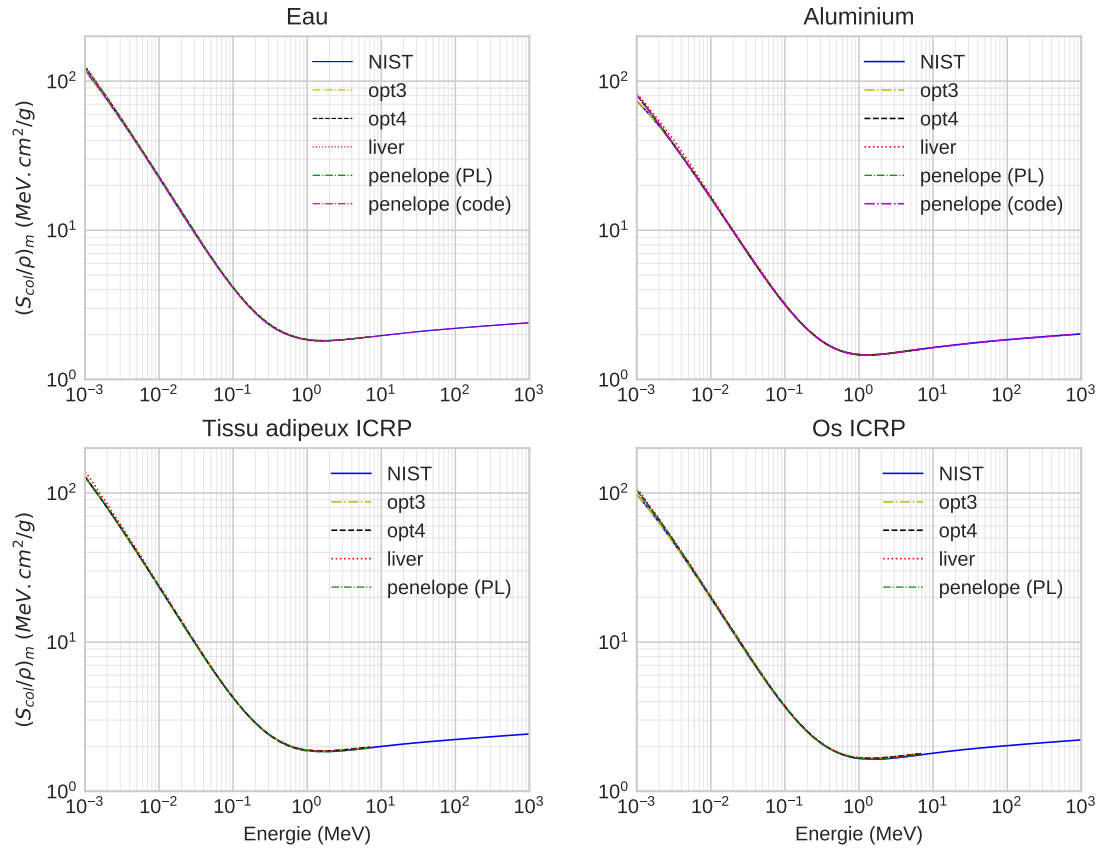


FIG. A.1 – Pouvoirs d'arrêt collisionnel massique des matériaux donnés en fonction des modèles de physique de GATE (Version 8.0), les données du NIST et le code Penelope.

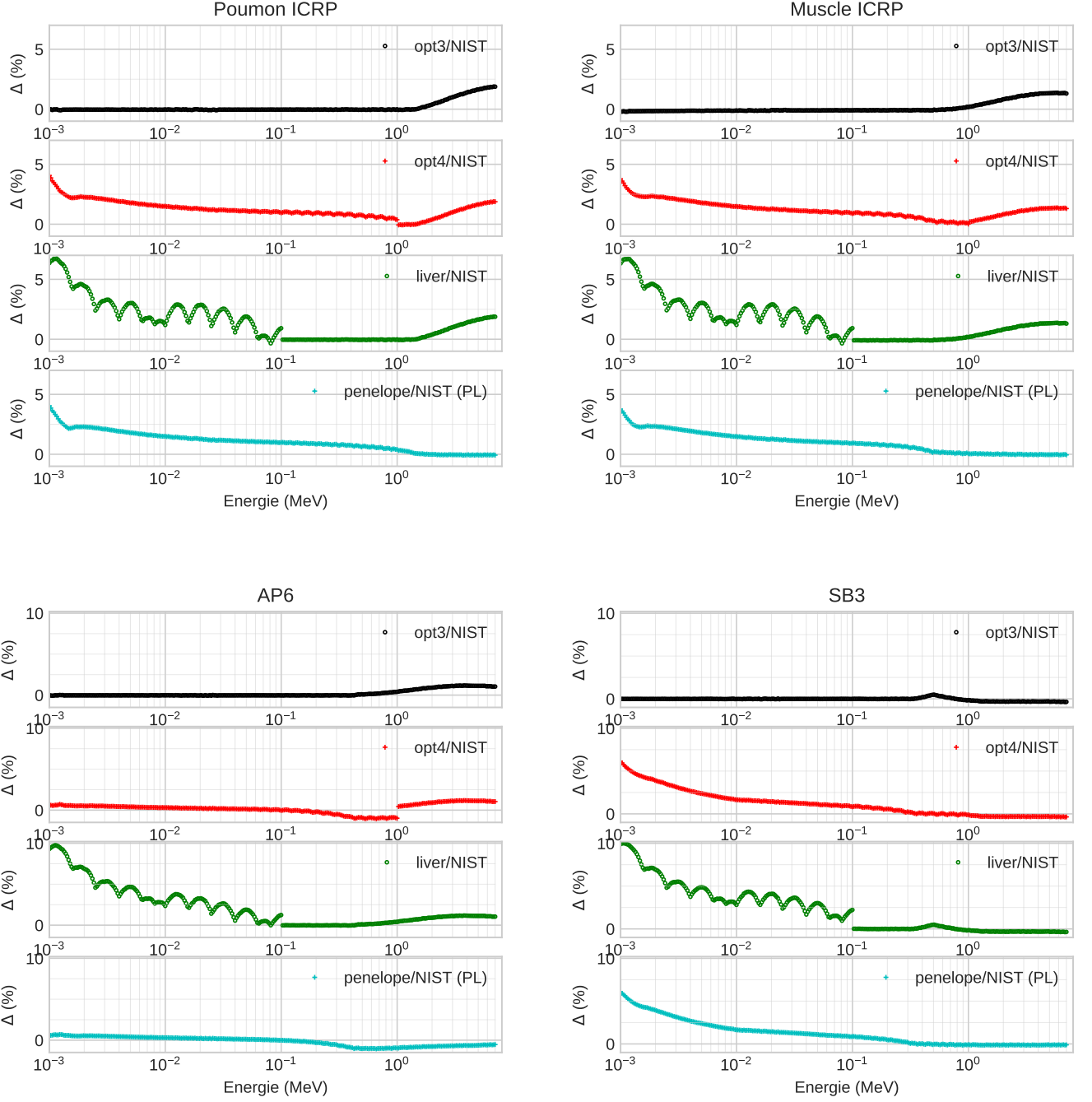


FIG. A.2 – Différences relatives des $(S_{col}/\rho)_m$ Physics lists de GATE (version 8.0) par rapport aux $(S_{col}/\rho)_m$ NIST pour des matériaux donnés.

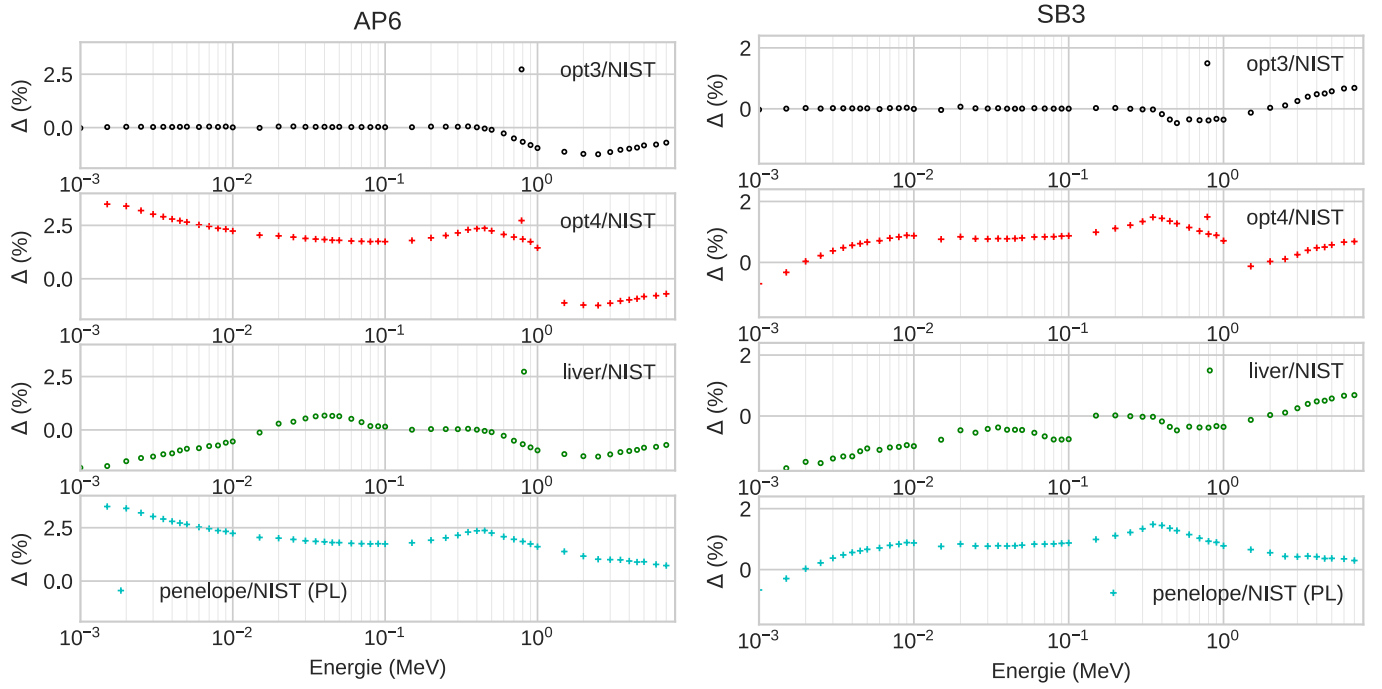


FIG. A.3 – Différences relatives des $(S_{col}/\rho)_{w,m}$ Physics lists de GATE (version 8.0) par rapport aux $(S_{col}/\rho)_{w,m}$ NIST pour des matériaux donnés.

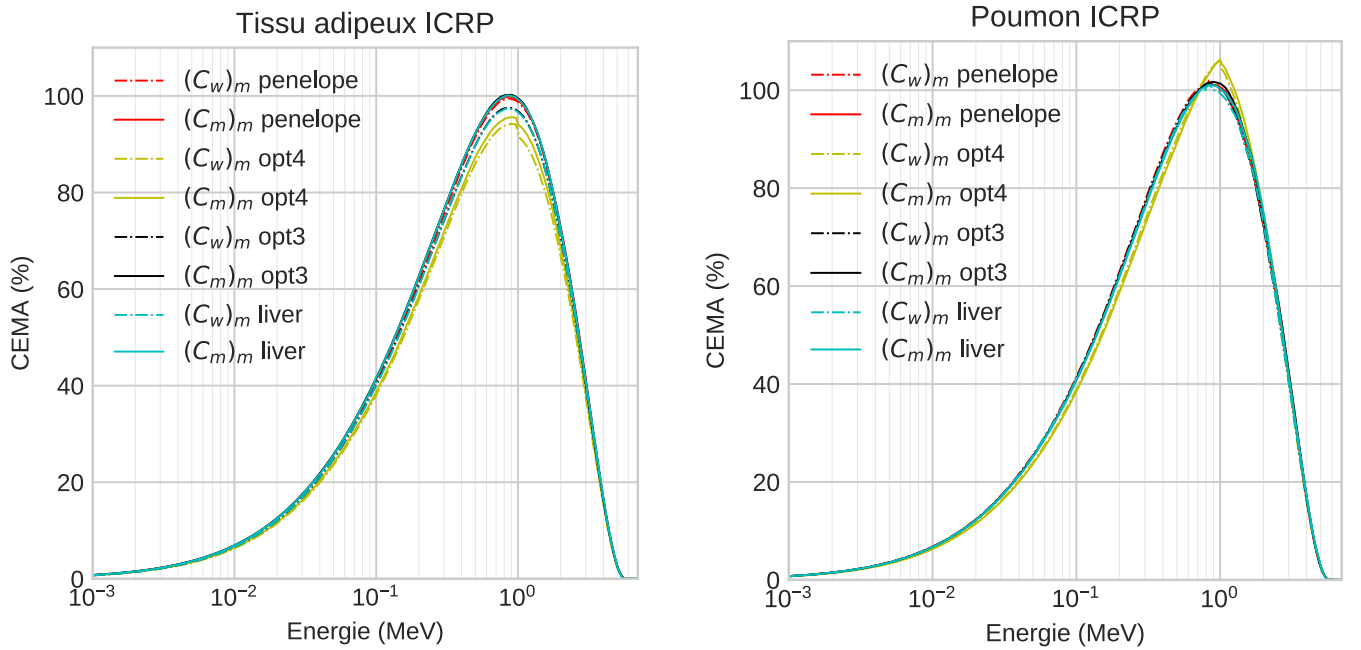


FIG. A.4 – CEMA relatif du tissu adipeux ICRP et du poumon ICRP en fonction de l'énergie et des physics lists (GATE v8.0, $E_{cut} = 1$ keV, $P_{cut} = 1$ keV).

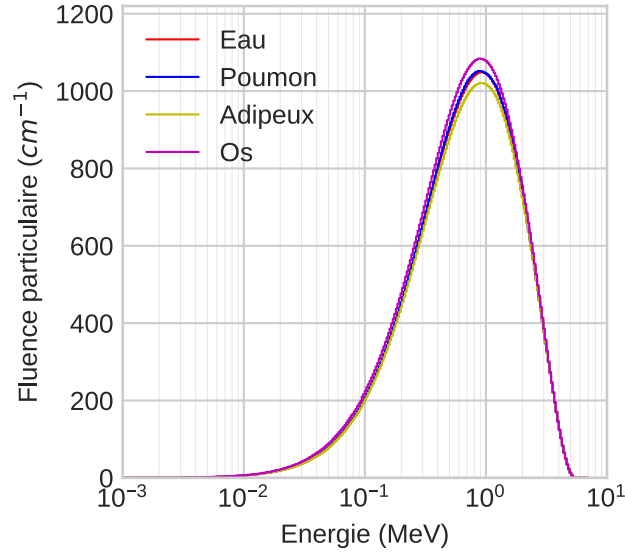


FIG. A.5 – Spectres de fluence particulaire calculé avec dans l’eau, l’os ICRP, le tissu adipeux ICRP et le poumon pour un cylindre de 1 cm de hauteur et 5 cm de diamètre (Livermore, GATE v8.0, $E_{cut} = 1$ keV, $P_{cut} = 1$ keV).

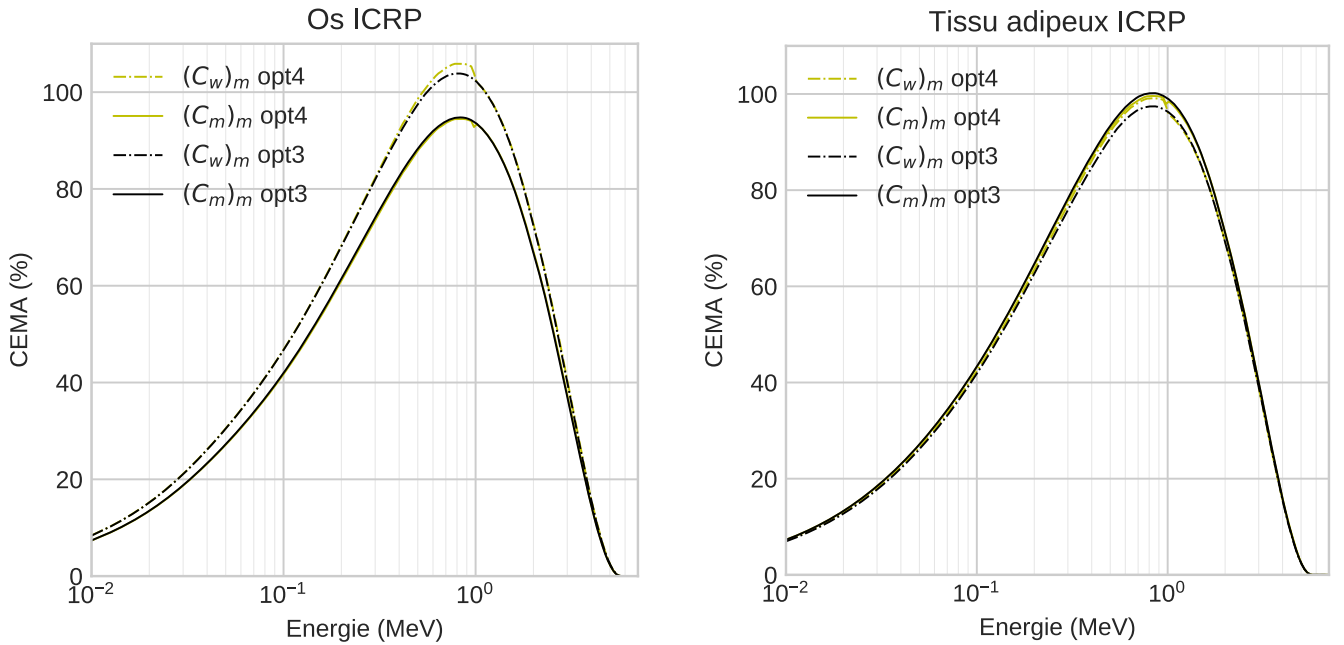


FIG. A.6 – Distribution des valeurs des CEMA différentiels en énergie de l’os ICRP et du tissu adipeux ICRP en fonction des physics lists (GATE v8.0, $E_{cut} = 10$ keV, $P_{cut} = 1$ keV).

Annexe B

Évaluation de la conversion de la dose dans le milieu à la dose dans l'eau

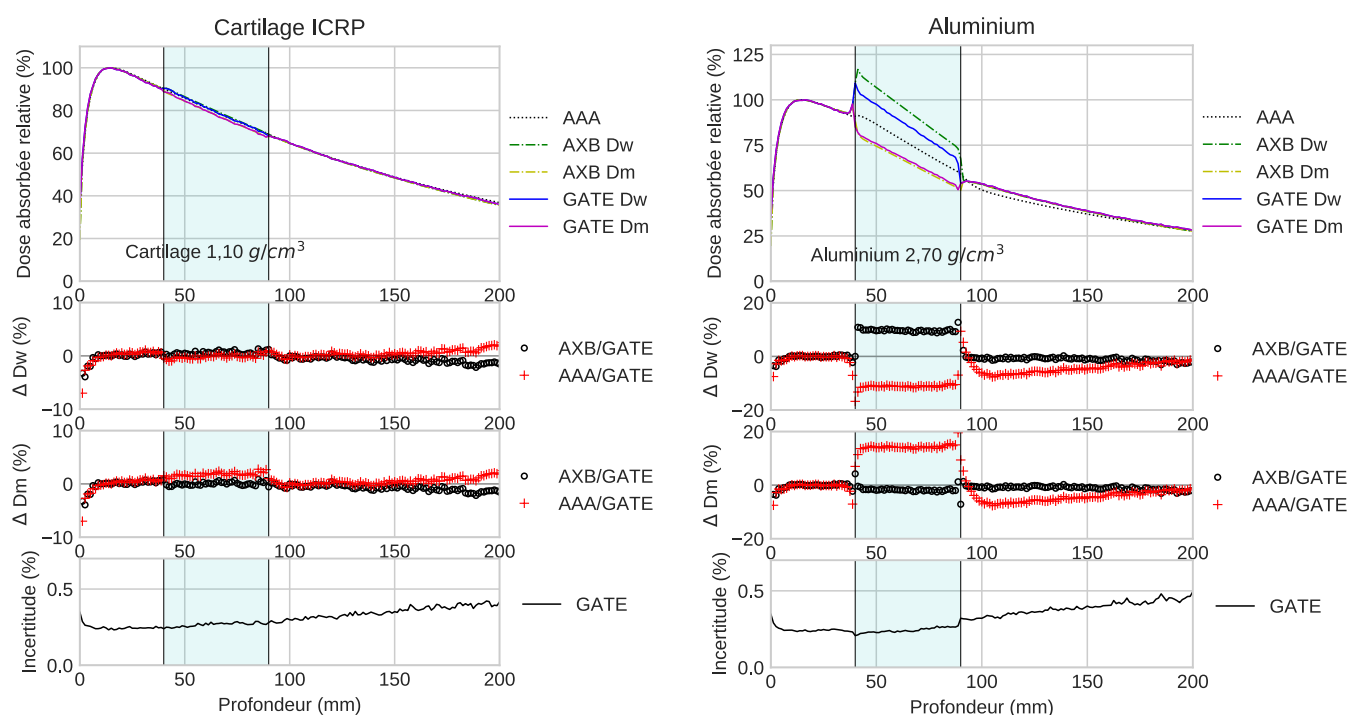


FIG. B.1 – Rendements en profondeur dans de l'eau avec un type d'hétérogénéité donné, calculés par simulation Monte-carlo, AXB et AAA (Standard_opt4, GATE v.8.0, Ecut = 10 keV).

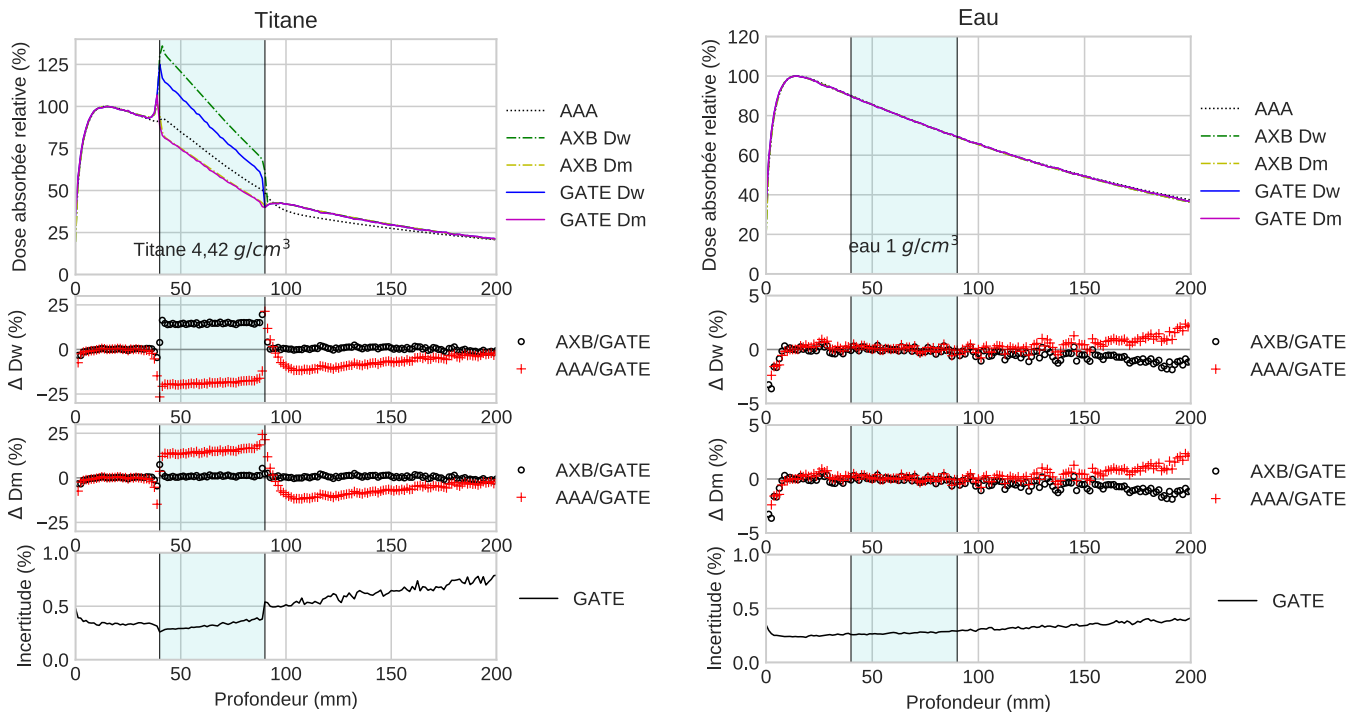


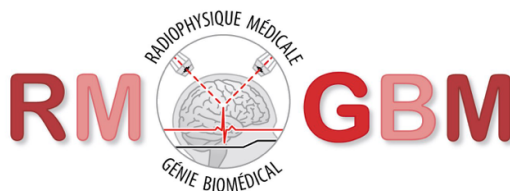
FIG. B.2 – Rendements en profondeur dans de l'eau avec un type d'hétérogénéité donné, calculés par simulation Monte-carlo, AXB et AAA (Standard_opt4, GATE v.8.0, $E_{cut} = 10 \text{ keV}$).

Bibliographie

- Agostinelli, S., Allison, J., Amako, K., Apostolakis, J., Araujo, H., Arce, P., Asai, M., Axen, D., Banerjee, S., Barrand, G., Behner, F., Bellagamba, L., Boudreau, J., Broglia, L., Brunengo, A., Burkhardt, H., Chauvie, S., Chuma, J., Chytrcek, R., Cooperman, G., Cosmo, G., Degtyarenko, P., Dell'Acqua, A., Depaola, G., Dietrich, D., Enami, R., Feliciello, A., Ferguson, C., Fesefeldt, H., Folger, G., Foppiano, F., Forti, A., Garelli, S., Giani, S., Giannitrapani, R., Gibin, D., Gomez Cadenas, J., Gonzalez, I., Gracia Abril, G., Greeniaus, G., Greiner, W., Grichine, V., Grossheim, A., Gumplinger, P., Hamatsu, R., Hashimoto, K., Hasui, H., Heikkinen, A., Howard, A., Ivanchenko, V., Johnson, A., Jones, F. I., Kallenbach, J., Kanaya, N., Kawabata, M., Kawabata, Y., Kawaguti, M., Kelner, S., Kent, P., Kodama, T., Kokoulin, R., Kossov, M., Kurashige, H., Lamanna, E., Lampen, T., Lara, V., Lefebvre, V., Lei, F., Liendl, M., Lockman, W., Longo, F., Magni, S., Maire, M., Medernach, E., Minamimoto, K., Mora De Freitas, P., Morita, Y., Murakami, K., Nagamatsu, M., Nartallo, R., Nieminen, P., Nishimura, T., Ohtsubo, K., Okamura, M., O'Neale, S., Oohata, Y., Paech, K., Perl, J., Pfeiffer, A., Pia, M., Ranjard, F., Rybin, A., Sadilov, S., Di Salvo, E., Santin, G., Sasaki, T., Savvas, N., Sawada, Y., Scherer, S., Sei, S., Sirotenko, V., Smith, D., Starkov, N., Stoecker, H., Sulkimo, J., Takahata, M., Tanaka, S., Tcherniaev, E., Safai Tehrani, E., Tropeano, M., Truscott, P., Uno, H., Urban, L., Urban, P., Verderi, M., Walkden, A., Wander, W., Weber, H., Wellisch, J., Wenaus, T., Williams, D., Wright, D., Yamada, T., Yoshida, H., & Zschesche, D. (2003). Geant4 - A simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506, 250–303.
- Allison, J., Amako, K., Apostolakis, J., Araujo, H., Dubois, P., Asai, M., Barrand, G., Capra, R., Chauvie, S., Chytrcek, R., Cirrone, G., Cooperman, G., Cosmo, G., Cuttone, G., Daquino, G., Donszelmann, M., Dressel, M., Folger, G., Foppiano, F., Generowicz, J., Grichine, V., Guatelli, S., Gumplinger, P., Heikkinen, A., Hrivnacova, I., Howard, A., Incerti, S., Ivanchenko, V., Johnson, T., Jones, F., Koi, T., Kokoulin, R., Kossov, M., Kurashige, H., Lara, V., Larsson, S., Lei, F., Link, O., Longo, F., Maire, M., Mantero, A., Mascialino, B., McLaren, I., Lorenzo, P., Minamimoto, K., Murakami, K., Nieminen, P., Pandola, L., Parlati, S., Peralta, L., Perl, J., Pfeiffer, A., Pia, M., Ribon, A., Rodrigues, P., Russo, G., Sadilov, S., Santin, G., Sasaki, T., Smith, D., Starkov, N., Tanaka, S., Tcherniaev, E., Tome, B., Trindade, A., Truscott, P., Urban, L., Verderi, M., Walkden, A., Wellisch, J., Williams, D., Wright, D., & Yoshida, H. (2006). Geant4 Developments and Applications. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 53, 270–278.
- Allison, J., Amako, K., Apostolakis, J., Arce, P., Asai, M., Aso, T., Bagli, E., Bagulya, A., Banerjee, S., Barrand, G., Beck, B., Bogdanov, A., Brandt, D., Brown, J., Burkhardt, H., Canal, P., Ott, D., Chauvie, S., Cho, K., & Yoshida, H. (2016). Recent developments in geant4. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 835.
- Andreo, P. (2015). Dose to 'water-like' media or dose to tissue in MV photons radiotherapy treatment planning: still a matter of debate. *Physics in Medicine and Biology*, 60(1), 309–337.
- Andreo, P., Burns, D., Hohlfeld, K., Huq, M., Kanai, T., Laitano, F., Smythe, V., & Vynckier, S. (2004).

- Commissioning and Quality Assurance of Computerized Planning Systems for Radiation Treatment of Cancer*. Number 430 in Technical Reports Series. Vienna: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY.
- Andreo, P., Cramb, J., Fraass, B., Ionescu-Farca, F., Izewska, J., Levin, V., Mijnheer, B., Rosenwald, J.-C., Scalliet, P., Shortt, K., Van Dyk, J., & Vatnitsky, S. (2001). *Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy*. Number 398 in Technical Reports Series. Vienna: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY.
- Berger, M. J., Inokuti, M., Anderson, H. H., Bichsel, H., Dennis, J. A., Powers, D., Seltzer, S. M., & Turner, J. E. (2016). Report 37. *Journal of the International Commission on Radiation Units and Measurements*, 19(2).
- Bethe, H. & Heitler, W. (1934). On the stopping of fast particles and on the creation of positive electrons. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 146(856), 83–112.
- Bueno, M., Carrasco, P., Jornet, N., Muñoz-Montplet, C., & Duch, M. A. (2014). On the suitability of ultrathin detectors for absorbed dose assessment in the presence of high-density heterogeneities. *Medical Physics*, 41(8), 081710 1–12.
- Chetty, I. J., Curran, B., Cygler, J. E., DeMarco, J. J., Ezzell, G., Faddegon, B. A., Kawrakow, I., J.Keall, P., Liu, H., Ma, C.-M. C., Rogers, D. W. O., Seuntjens, J., Sheikh-Bagheri, D., & Siebers, J. V. (2007). Issues associated with clinical implementation of monte carlo-based photon and electron external beam treatment planning. 34(105), 4818–53.
- Constantin, M., Perl, J., LoSasso, T., Salop, A., Whittum, D., Narula, A., Svatos, M., & Keall, P. (2011). Modeling the truebeam linac using a cad to geant4 geometry implementation: Dose and iaea-compliant phase space calculations. *Medical physics*, 38, 4018–24.
- Duc, T. M., Demeyer, A., Tousset, J., & Chery, R. (1968). Détermination expérimentale de la perte d'énergie, des parcours et de la dispersion d'un faisceau de particules alpha de 54,4 MeV dans quelques éléments. *Le journal de physique*, 29(2-3), 129 – 135.
- Fernández-Varea, J. M., Carrasco, P., Panettieri, V., & Brualla, L. (2007). Monte carlo based water/-medium stopping-power ratios for various ICRP and ICRU tissues. *Physics in Medicine and Biology*, 52(21), 6475–6483.
- for Guides in Metrology, J. C. (2008). *JCGM 100: Evaluation of Measurement Data - Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement*. Technical report, JCGM.
- GEANT4 (2017). *Physics Lists EM constructors in Geant4 10.3*. Technical report.
- GEANT4 (2018a). *Electromagnetic physics constructors*. Technical report.
- GEANT4 (2018b). *Energy Loss Fluctuations*. Technical report.
- Han, T., Mikell, J. K., Salehpour, M., & Mourtada, F. (2011). Dosimetric comparison of acuros xb deterministic radiation transport method with monte carlo and model-based convolution methods in heterogeneous media. *Medical Physics*, 38(5), 2651–2664.
- IAEA & AAPM (2017). *Dosimetry of Small Static Fields Used in External Beam Radiotherapy*. Number 483 in Technical Reports Series. Vienna: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY.
- ICRP (1975). *Report of the Task Group on Reference Man of ICRP publication 23*. Oxford: Pergamon.
- ICRU (2011). Report 85 : Fundamental quantities and units for ionizing radiation. *Journal of the International Commission on Radiation Units and Measurements*, 11(85).
- ICRU (2016). Report 44. *Journal of the International Commission on Radiation Units and Measurements*, 23(1).
- Jang, S. Y., Liu, H. H., Mohan, R., & Siebers, J. V. (2007). Variations in energy spectra and water-to-material stopping-power ratios in three-dimensional conformal and intensity-modulated photon fields. *Medical Physics*, 34(4), 1388–1397.

- LABOUR, J. (2018). Determination of small mlc-fields output correction factors for four commercial detectors used in clinical dosimetry using gate/geant4 monte carlo simulations. mémoire de maîtrise, Université Toulouse 3 Paul Sabatier.
- Ma, C.-M. & Li, J. (2011). Dose specification for radiation therapy: dose to water or dose to medium? *Physics in Medicine and Biology*, 56(10), 3073–3089.
- NEA (2015). *PENELOPE2014, A Code System for Monte-Carlo Simulation of Electron and Photon Transport*. Technical report.
- NIST (2017). Estar: Stopping powers and ranges for electrons.
- Reynaert, N., Crop, F., Sterpin, E., Kawrakow, I., & Palmans, H. (2018). On the conversion of dose to bone to dose to water in radiotherapy treatment planning systems. *Physics and Imaging in Radiation Oncology*, 5, 26 – 30.
- Salvat, F., Fernandez-Varea, J., Acosta, E., & Sempau, J. (2001). A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport. *Workshop/Training Course, OECD/NEA*.
- Sarrut, D., Bardières, M., Bousson, N., Freud, N., Jan, S., Létang, J.-M., Loudos, G., Maigne, L., Marcatili, S., Mauxion, T., Papadimitroulas, P., Perrot, Y., Pietrzyk, U., Robert, C., Schaart, D. R., Visvikis, D., & Buvat, I. (2014). A review of the use and potential of the gate monte carlo simulation code for radiation therapy and dosimetry applications. *Medical Physics*, 41, 064301.
- Seco, J. & Verhaegen, F. (2013). *Monte Carlo Techniques in Radiation Therapy*. IMAGING IN MEDICAL DIAGNOSIS A. Taylor & Francis.
- Seltzer, S. M. & Berger, M. J. (1982). Evaluation of the collision stopping power of elements and compounds for electrons and positrons. *The International Journal of Applied Radiation and Isotopes*, 33(11), 1189 – 1218.
- Sempau, J., Acosta, E., and José Fernández-Varea, J. B., & Salvat, F. (1997). An algorithm for monte carlo simulation of the coupled electron-photon transport nucl. *Nucl. Instruments Methods B*, 132, 377–90.
- Sempau, J., Fernández-Varea, J., Acosta, E., & Salvat, F. (2003). Experimental benchmarks of the monte carlo code penelope. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 207, 107–123.
- Siebers, J. V., Keall, P. J., Nahum, A. E., & Mohan, R. (2000). Converting absorbed dose to medium to absorbed dose to water for monte carlo based photon beam dose calculations. *Physics in Medicine and Biology*, 45(4), 983–995.
- Ulmer, W., Pyry, J., & Kaissl, W. (2005). A 3d photon superposition/convolution algorithm and its foundation on results of monte carlo calculations. *Physics in Medicine and Biology*, 50(8), 1767–1790.
- Varian (2015). *Manuel de Référence Des Algorithmes de Photonothérapie et D’électronothérapie Eclipse*.
- Vassiliev, O. N., Wareing, T. A., McGhee, J., Failla, G., Salehpour, M. R., & Mourtada, F. (2010). Validation of a new grid-based boltzmann equation solver for dose calculation in radiotherapy with photon beams. *Physics in Medicine and Biology*, 55(3), 581–598.
- Walters, B. R. B., Kramer, R., & Kawrakow, I. (2010). Dose to medium versus dose to water as an estimator of dose to sensitive skeletal tissue. *Physics in Medicine and Biology*, 55(16), 4535–4546.
- Younes, T. (2018). *Méthodologie pour la détermination de la dose absorbée dans le cas des petits champs avec et sans hétérogénéités pour des faisceaux de photons de hautes énergie*. thèse de doctorat, Université Toulouse 3 Paul Sabatier Cotutelle internationale Université Saint-Joseph de Beyrouth.



Nom et Prénom du candidat : FONTENY Victoria

Titre du mémoire M2R :

« Évaluation des algorithmes de calcul de dose absorbée et de leur conversion de la dose dans le milieu à la dose dans l'eau pour différents milieux »

Résumé :

Cette étude a consisté à comparer différents algorithmes de calcul de dose absorbée (AAA, AXB) dans divers milieux (poumon ICRP, tissus adipeux ICRP, muscle ICRP, cartilage ICRP, os ICRP, aluminium, ...) et à étudier la conversion de la dose absorbée reportée dans le milieu D_m à la dose absorbée reportée dans l'eau D_w pour un faisceau de photons de 6 MV. Des calculs Monte-Carlo effectués avec la plateforme GATE (basée sur des outils de GEANT4) sont pris comme référence. Une étude préliminaire sur la comparaison des modèles physiques de GEANT4 est faite. Elle a montré des disparités en termes de conversion D_m à D_w et une convergence en D_m . Ainsi en termes de D_m , AXB présente des résultats en meilleur accord avec GATE avec moins de 2% d'écart. Une approche expérimentale avec le détecteur microdiamant T60019 a également montré un impact de l'enrobage et de la taille du volume sensible du détecteur sur sa réponse au sein d'un milieu équivalent os.

Abstract :

This study compared different absorbed dose calculation algorithms (AAA, AXB) in different media (ICRP lung, ICRP fat tissue, ICRP muscle, ICRP cartilage, ICRP bone, aluminum,...) and studying the conversion of the absorbed dose reported in the medium D_m to the absorbed dose reported in water D_w for a 6 MV photon beam. Monte-Carlo calculations performed with the GATE platform (based on GEANT4 tools) are taken as a reference. A preliminary study on the comparison of the physical models of GEANT4 is being carried out. It showed disparities in terms of conversion from D_m to D_w and convergence in D_m . Thus in terms of D_m , AXB presents results in better agreement with GATE with a difference of less than 2%. An experimental approach with the T60019 microdiamond detector also showed an impact of the coating and size of the sensitive volume of the detector on its response within a bone equivalent medium.

Mots-clés : dose dans l'eau, Monte-Carlo, algorithme TPS, détecteurs

Keywords: dose to water, Monte Carlo, TPS algorithm, detectors

Adresse personnelle du candidat avec numéro de téléphone et e-mail : Appt 13 bat C, 3 cheminement du Docteur Didier Dasque, 31400 Toulouse. Email : victorfonteny@live.fr Tel : +33668433802