

Utilisation des codes de Monte-Carlo dans l'établissement de références dosimétriques pour les rayonnements ionisants

The use of Monte Carlo codes in the establishment of dosimetric standards for ionizing radiation

Jean GOURIOU

CEA, LIST, Laboratoire national Henri Becquerel (LNE-LNHB), F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France, jean.gouriou@cea.fr.

Résumé

Depuis une vingtaine d'années, le laboratoire national Henri Becquerel (LNE-LNHB) utilise des codes de Monte-Carlo afin d'établir les références dosimétriques nationales. Cet article présente deux exemples d'utilisation dans le domaine de la physique médicale appliqués aux deux principales grandeurs dosimétriques, la dose absorbée et le kerma. Les difficultés rencontrées au cours des simulations sont également évoquées.

MOTS CLÉS : CODES DE MONTE-CARLO, DOSE, KERMA, RÉFÉRENCE, DOSIMÉTRIE.

Abstract

Monte Carlo codes have been widely used at the Laboratoire national Henri Becquerel (LNE-LNHB) for the last twenty years. They contribute to the establishment of national dosimetric references. In this paper, two main dosimetric quantities are calculated using Monte Carlo modelling in the field of medical physics: the absorbed dose and the kerma. Further discussions of the problems encountered are also presented.

KEY WORDS: MONTE CARLO CODES, DOSE, KERMA, STANDARD, DOSIMETRY.

1. Introduction

La simulation numérique est l'un des outils permettant de modéliser des phénomènes réels. Dans ce but, elle fait appel à l'exécution d'un programme informatique sur ordinateur en vue de simuler un phénomène physique complexe, par exemple le transport de particules dans la

matière. Elle est apparue en même temps que l'informatique, durant la seconde guerre mondiale, pour les besoins du projet Manhattan, afin de modéliser le processus d'explosion nucléaire. La première simulation numérique en physique théorique fut l'expérience virtuelle de Fermi-Pasta-Ulam en 1953 [1]. Depuis, elle a suivi l'évolution de l'informatique.

La méthode de Monte-Carlo désigne toute approche visant à calculer une valeur numérique en utilisant une séquence de nombres aléatoires. Ce nom, faisant allusion aux jeux de hasard pratiqués au casino de Monte-Carlo, a été inventé en 1947 [2] et publié pour la première fois en 1949 [3].

Les codes fondés sur l'emploi des méthodes Monte-Carlo sont devenus un outil important dans le domaine de la physique nucléaire appliquée. Cela comprend des utilisations aussi bien en radioprotection qu'en physique médicale. Dans ce dernier cas, les applications concernent essentiellement l'imagerie, la radio-protection et la radiothérapie. Grâce à leur capacité à inclure une grande partie des processus physiques mis en jeu lors des interactions rayonnement – matière et à la possibilité de prendre en compte l'ensemble des différentes composantes de la géométrie expérimentale, les codes disposent d'avantages certains. Ceci d'autant plus qu'ils peuvent fournir des informations sur les valeurs de certaines grandeurs qui ne peuvent pas être déterminées

expérimentalement. Leur utilisation en métrologie des rayonnements ionisants a connu un essor depuis une vingtaine d'années avec l'apparition d'ordinateurs individuels disposant d'une puissance de calcul suffisamment importante à des coûts abordables.

La métrologie de la dose implique la détermination de grandeurs caractérisant le transfert et l'absorption d'énergie dans les milieux irradiés par un rayonnement. Les codes de Monte-Carlo sont essentiellement utilisés pour calculer les facteurs de correction, souvent proches de l'unité, à appliquer aux valeurs expérimentales.

Mais la simulation numérique ne doit pas être assimilée au réel. Compte tenu des approximations effectuées dans les divers modèles numériques et de l'incertitude présente dans les sections efficaces (probabilités d'interaction d'une particule pour différentes réactions de la physique des particules) utilisées, surtout dans le domaine des basses énergies, les codes ne permettent pas toujours d'atteindre l'exactitude souhaitable en métrologie (incertitude inférieure ou égale à 0,5 % pour un facteur d'élargissement $k = 1$). Cela se traduit par une incertitude de type B qu'il est difficile de quantifier. La comparaison de résultats obtenus à l'aide de plusieurs codes peut contribuer à son évaluation, à condition que les sections efficaces et les approches physiques des codes utilisés diffèrent suffisamment.

Cet article illustre l'utilisation des codes de Monte-Carlo dans l'établissement de références dosimétriques pour la physique médicale, l'une exprimée en dose absorbée, l'autre en kerma. La dose absorbée est définie pour tous les types de rayonnements alors que le kerma ne l'est que pour les rayonnements indirectement ionisants (à savoir les neutrons et les photons). La dose absorbée D dans un élément de volume de masse dm est égale à dE/dm , où dE est l'énergie moyenne communiquée à la matière par les rayonnements ionisants dans cet élément de volume. Le kerma K dans un élément de volume de masse dm est égal à dE/dm où dE est la somme des énergies cinétiques initiales de toutes les particules chargées libérées par les rayonnements incidents dans cet élément de volume.

2. Codes de Monte-Carlo utilisés au LNE-LNHB

Les codes de Monte-Carlo sont utilisés au LNE-LNHB pour le transport des photons, des protons, des électrons et des positons dans une géométrie comprenant au minimum une source émettrice de particules, un milieu environnant et un système de détection. Le degré de complexité peut varier d'une application à une autre. Les particules primaires sont simulées indépendamment les unes des autres. Les énergies cinétiques des particules mises en jeu vont de quelques kiloélectronvolts (keV) à quelques dizaines de mégaelectronvolts (MeV). Pour la métrologie de la dose, les paramètres les plus couramment relevés sont les dépôts en énergie et les fluences.

Parmi les principaux codes de Monte-Carlo disponibles, les trois codes généralistes EGSnrc (*Electron Gamma Shower*), MCNP (*Monte Carlo N-particles*)

et PENELOPE (*PENetration and Energy LOss of Positrons and Electrons*) sont couramment utilisés pour les applications liées à l'établissement de références dosimétriques. Une description succincte de chacun de ces codes est proposée dans les paragraphes suivants.

2.1. Code EGSnrc

Le code EGSnrc est historiquement le premier code utilisé en métrologie des rayonnements ionisants dès les années 1980. Il est développé au sein du laboratoire de métrologie des rayonnements ionisants du *National Research Council Canada* (NRCC). Les programmes sources sont écrits en langage MORTRAN et téléchargeables en ligne. La distribution EGSnrc de base [4] peut être complétée par deux applicatifs, BEAMnrc [5] et egsp [6].

L'applicatif BEAMnrc est spécifique à la simulation de sources externes de radiothérapie, allant des tubes à rayons X aux irradiateurs médicaux, et à la dosimétrie voxelisée en trois dimensions. L'applicatif egsp donne la possibilité à l'utilisateur d'adapter les caractéristiques de la source, de la géométrie à modéliser et des paramètres de sortie à relever en fonction de ses besoins. Programmé en langage C++, egsp permet d'introduire cette flexibilité grâce à la mise en place de diverses bibliothèques d'objets adaptées à chaque étape de la simulation. À l'inverse, la version de base nécessite une programmation de la géométrie dans les sous-programmes HOWFAR et HOWNEAR.

Enfin, il est possible d'effectuer, grâce à un gestionnaire de tâches, comme NQS (*Network Queuing System*) ou SGE (*Sun Grid Engine*), une exécution en mode parallèle du code EGSnrc et de ses applicatifs dérivés. L'intérêt de la méthode mise en œuvre par le code EGSnrc réside dans l'utilisation de scripts Shell permettant d'exécuter en mode parallèle le même programme qu'en mode séquentiel, à savoir l'exécution de la tâche de travail sur un seul cœur de calcul, sans avoir besoin d'utiliser des bibliothèques parallèles de type PVM (*Parallel Virtual Machine*) ou MPI (*Message Passing Interface*).

2.2. Code MCNP

Le code MCNP [7], très répandu dans le domaine de la physique nucléaire, est directement lié au projet Manhattan. Sa filiation remonte à la fin des années 1940. À l'origine, il ne modélisait que les particules neutres, les photons et les neutrons. Au début des années 1990, le transport des électrons a été ajouté. À la même date, une version étendue du code, connue sous le nom de MCNPX [8], a été créée. Elle permet d'étendre les capacités du code MCNP dans plusieurs domaines : la physique des particules, les caractéristiques des sources modélisées et des paramètres de sortie.

Ce code se caractérise par l'utilisation d'un unique exécutable, utilisable en mode séquentiel ou parallèle selon les options de compilation. Le mode parallèle utilise les bibliothèques parallèles PVM, pour les versions antérieures à la version 5, ou MPI. Le code MCNP permet une

grande flexibilité sur les paramètres d'entrée et de sortie de la simulation. Depuis la version 5, la modélisation de la géométrie est facilitée par la présence de l'outil Vised (*Visual Editor*) [9] inclus dans la distribution du code.

De plus, le code MCNP dispose d'un grand nombre de techniques de réduction de la variance permettant, à une incertitude statistique donnée, de diminuer les temps de calcul des simulations. Conjointement à ces techniques, le code dispose d'outils statistiques permettant de tester la convergence mathématique des résultats obtenus en fonction du nombre de particules modélisées.

2.3. Code PENELOPE

Le code PENELOPE, issu de l'Université de Barcelone [10], est le plus récent des trois évoqués dans cet article. La première version officielle date de 1996. Le code PENELOPE est reconnu comme étant l'un des codes disposant à la fois des modèles numériques et des sections efficaces les plus détaillés et les plus récents dans le traitement du transport des électrons, en particulier aux basses énergies. Le seuil minimal en énergie de la version 2008 est de 50 eV. Pour comparaison, les deux codes précédents arrêtent le suivi individuel des électrons dès que leur énergie cinétique est égale à 1 keV. Cette différence est liée au fait que ce code a été initialement développé pour le transport des électrons puis étendu à celui des photons.

De plus, ce code dispose d'une bonne capacité à prendre en compte des géométries complexes par la combinaison de onze surfaces quadratiques de base. Ces avantages sont à mettre en regard de la lenteur des calculs liés au traitement détaillé du transport des particules chargées et de l'absence actuelle d'une version parallèle officielle du code.

3. Exemples d'application

Les deux exemples décrits dans cet article sont issus de travaux en cours au LNE-LNHB concernant la réalisation de nouvelles références dosimétriques. A chaque fois, ces travaux s'inscrivent dans le cadre de projets européens (*Joint Research Project*, Euramet) regroupant plusieurs laboratoires nationaux de métrologie. Les deux cas présentés sont complémentaires, que ce soit en termes de gamme d'énergie modélisée ou de grandeur dosimétrique calculée.

Afin de réduire les définitions propres au domaine d'application, un nombre limité de facteurs de correction est proposé dans cet article. Ces facteurs permettent essentiellement de passer des conditions expérimentales de mesure aux conditions de référence de la grandeur dosimétrique considérée.

3.1. Dose absorbée dans l'eau en radiothérapie externe

Le premier exemple présenté porte sur la création d'une référence de dose absorbée dans l'eau pour des rayons X de haute énergie, une dizaine de mégaelectronvolts au maximum, avec des faisceaux de taille réduite.

Le but est de s'approcher des conditions de traitement actuelles de radiothérapie externe, comme avec la RCMI (Radiothérapie Conformationnelle par Modulation d'Intensité) et la radiothérapie stéréotaxique. En effet, celles-ci s'éloignent des conditions usuelles de référence utilisées en métrologie, avec une taille de champ de (10×10) cm² à 100 cm de la source pour un faisceau d'accélérateur médical. Les codes EGSnrc et PENELOPE ont été utilisés dans cet exemple.

3.1.1. Dispositif expérimental

Le LNE-LNHB dispose depuis 1996 d'un accélérateur linéaire médical General-Electric de type Saturne 43 permettant de produire des faisceaux d'électrons ou de photons de haute énergie. Sa structure interne se subdivise en deux parties successives :

- une zone de création d'électrons par effet thermo-électronique et d'accélération de ces électrons jusqu'à l'énergie cinétique adéquate, de 4 MeV à 25 MeV, suivie d'une déflexion angulaire afin de les faire entrer dans la tête d'irradiation dans de bonnes conditions d'incidence ;
- une tête d'irradiation comprenant une cible constituée d'un matériau à numéro atomique élevé (servant, en mode « électron », à élargir les dimensions du faisceau et, en mode « photon », à générer un rayonnement de freinage), d'un système de collimation fixe, d'un filtre égalisateur adapté à l'énergie des électrons initiaux permettant d'homogénéiser la dose dans le champ d'irradiation et d'un système de collimation mobile permettant de définir la forme et la taille du champ d'irradiation désiré.

3.1.2. Description du facteur de correction

La caractérisation de la dose absorbée de référence dans l'eau s'effectue par l'intermédiaire de dosimètres absolus. Le LNE-LNHB utilise un calorimètre graphite dont les caractéristiques sont connues. L'énergie moyenne communiquée à l'absorbeur du calorimètre par le faisceau est mesurée directement par le biais de l'élévation de température. Le graphite a été retenu car il permet de restituer, pour les énergies et les particules étudiées, la totalité de l'énergie déposée par les rayonnements sous forme de chaleur. Un facteur de correction k_{global} est appliqué à l'énergie communiquée à l'absorbeur. Il permet d'obtenir la dose absorbée dans l'eau à une profondeur massique équivalente (10 g/cm²) dans le même champ d'irradiation. L'exemple présenté dans cet article concerne le faisceau de photons de 6 MV en champ (4×4) cm².

3.1.3. Modélisation de la géométrie

La modélisation de l'accélérateur porte uniquement sur la tête de l'irradiateur, mais pas sur la partie création, accélération et déflexion des électrons initiaux. Ceci est lié au manque de données constructeur et au fait que les deux codes de Monte-Carlo utilisés, EGSnrc

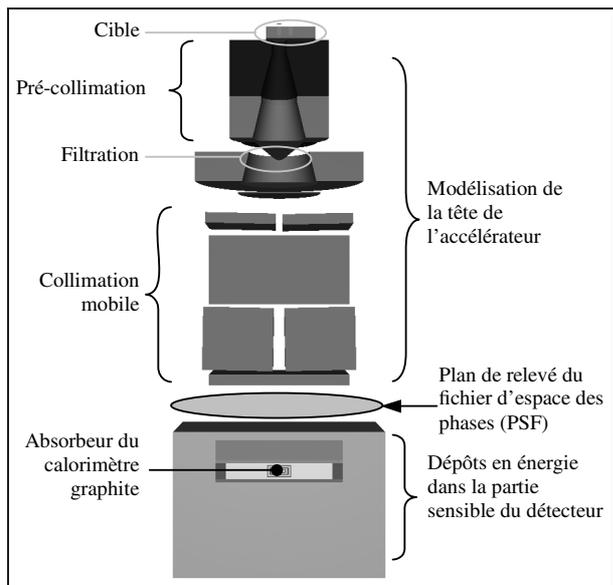


Fig. 1. – Schéma de principe de la méthode suivie lors du calcul dosimétrique dans le cas d'une irradiation par des rayons X de hautes énergies.

et PENELOPE, ne disposent que de modèles simplifiés pour modéliser le transport de particules chargées dans un champ électromagnétique. Seuls les éléments principaux de la tête sont pris en compte dans le modèle numérique (fig. 1).

En dessous de l'accélérateur, le système de détection est localisé dans un milieu diffusant/atténuateur homogène composé d'eau ou de graphite. Dans la figure 1, la distance entre la tête d'irradiation et le système de détection a été fortement réduite par rapport à la réalité. La distance réelle entre la cible et la surface d'entrée du faisceau incident dans le milieu atténuateur est de 90 cm. Le détecteur représenté est un calorimètre graphite dont la partie sensible (absorbeur) constitue le cœur d'un ensemble de trois éléments concentriques insérés dans un quatrième et isolés les uns des autres par des interstices de vide. La figure 2 résume le schéma de principe de ce dispositif de mesure. Les dimensions de l'absorbeur sont de 1,6 cm de diamètre pour une épaisseur de 0,3 cm.

3.1.4. Méthodologie

Dans le but de limiter les durées de simulation, les calculs de Monte-Carlo sont divisés en deux étapes. La première, commune à tous les systèmes de détection, vise à simuler uniquement le transport des particules dans la tête de l'accélérateur pour un faisceau d'énergie et de dimensions données. La seconde concerne le suivi des particules dans un détecteur et un milieu environnant spécifiques. Le passage entre ces deux étapes s'effectue par l'intermédiaire d'un ou plusieurs fichiers d'espace des phases, nommés « PSF » dans la suite de cet article, contenant l'ensemble des paramètres définissant l'état des particules du faisceau dans un plan de référence donné. L'état d'une particule est défini par son énergie,

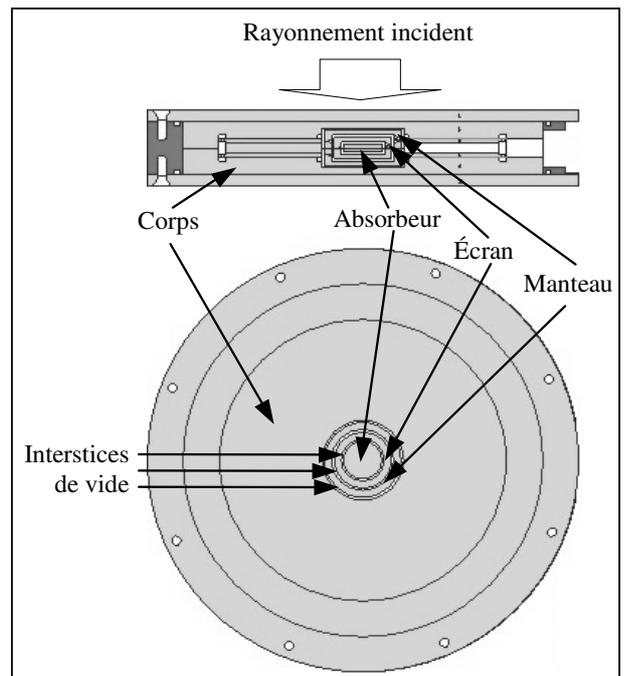


Fig. 2. – Coupes verticale (haut) et horizontale (bas) d'un calorimètre graphite.

sa position, sa direction d'incidence, sa filiation avec une éventuelle particule mère, etc.

En radiothérapie, les distributions de dose dans une cuve remplie d'eau sont utilisées pour caractériser un faisceau incident. La courbe donnant la variation de la dose absorbée dans l'eau le long de l'axe du faisceau est appelée courbe de rendement en profondeur. La variation de la dose absorbée dans un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau et à une profondeur de référence (10 cm) est appelée profil latéral de dose.

Dans cette étude, la validation des simulations concernant l'accélérateur Saturne 43 a été effectuée en comparant les rendements en profondeur et les profils latéraux de dose simulés à ceux déterminés expérimentalement. Certaines caractéristiques des électrons initiaux en amont de la tête de l'accélérateur ont été ajustées afin de minimiser les différences entre les valeurs calculées et les données expérimentales. Lorsque ces différences sont considérées comme acceptables, le PSF définitif est généré en prenant soin d'y inclure un nombre suffisant de particules afin que sa variance intrinsèque soit compatible avec l'incertitude statistique désirée dans le détecteur. Une règle générale est d'utiliser environ 10000 particules primaires par unité de surface (1 cm²) du champ d'irradiation pour obtenir une incertitude statistique d'environ 1 %.

L'incertitude statistique associée à cette référence est déterminée par électron primaire en amont de la tête d'irradiation. Elle est équivalente à celle qui serait obtenue lors d'une unique simulation englobant l'accélérateur et le système de détection pris dans son ensemble. Elle prend donc en compte l'incertitude liée à la simulation de la tête de l'accélérateur.

Malgré l'utilisation d'un PSF réduisant la durée de simulation, des techniques additionnelles de réduction de la variance sont appliquées lors des calculs. Celles-ci sont décrites plus en détail dans la section suivante. Elles sont activées lors des étapes d'ajustement du faisceau et du relevé dosimétrique. Les valeurs des paramètres intrinsèques à chaque technique de réduction de la variance sont établies à partir d'études déjà réalisées au LNE-LNHB à l'aide du code PENELOPE [11, 12] ou d'informations disponibles dans le manuel d'utilisation du code. Les jeux de valeurs retenus pour paramétrer les différentes méthodes de réduction de la variance sont censés ne pas modifier les distributions dosimétriques par rapport à une simulation « analogue », c'est-à-dire réalisée en absence de toute technique de réduction de la variance.

3.1.5. Techniques de réduction de la variance

Malgré des durées de simulation pouvant atteindre plusieurs semaines, l'incertitude associée à la grandeur calculée peut demeurer trop élevée par rapport aux besoins de l'utilisateur. Dans ce but, différentes techniques peuvent être mises en œuvre afin de réduire la variance. Celles-ci doivent être adaptées au type de problème à modéliser. Dans certains cas, elles peuvent se révéler plus coûteuses en temps de calcul, par particule primaire simulée, qu'une simulation « analogue ».

3.1.5.1. Transport des photons

La simulation dans un laps de temps raisonnable de la tête de l'accélérateur pour un faisceau de photons nécessite d'optimiser les processus suivis par les photons de freinage de type Bremsstrahlung, processus de création inclus. Il est possible d'une part d'accroître la probabilité d'apparition de ces photons dans la cible (interaction forcée) en diminuant la valeur du libre parcours moyen des électrons et d'autre part d'augmenter la population de ces photons dans le champ d'irradiation.

Dans ce dernier cas, deux approches successives sont mises en œuvre :

- privilégier les particules émises selon une direction d'incidence compatible avec les dimensions et l'orientation du champ d'irradiation désiré : toute particule ayant une direction en dehors de ce domaine doit réussir un test de survie (roulette russe),
- subdiviser les particules nouvellement créées (*splitting*) avec une pondération correspondant à leurs poids statistiques.

Cette dernière technique peut être appliquée plusieurs fois au cours de la simulation, tant au niveau de la tête d'irradiation qu'à l'entrée du système de détection pris dans son ensemble. De plus, en mettant à profit la symétrie en quatre quadrants de la tête et du champ d'irradiation, une opération de rotation peut-être effectuée en même temps que le *splitting* proprement dit. Ainsi, une particule localisée en (x, y) peut être « clonée » en trois

autres particules symétriques supplémentaires $(-x, y)$, $(-x, -y)$, $(x, -y)$. Les directions d'incidence sont ajustées à chaque fois pour chaque particule clonée.

3.1.5.2. Transport des électrons

A l'inverse des photons qui subissent un nombre limité d'interactions avant d'atteindre leurs énergies d'absorption, les électrons disposant d'une énergie comparable peuvent interagir un grand nombre de fois avec les milieux traversés (de l'ordre de 8000 collisions dans de l'aluminium pour des électrons dont l'énergie cinétique passe de 0,5 MeV à 1 keV [13]).

Afin de conserver une simulation suffisamment détaillée du transport des électrons dans un laps de temps raisonnable, la plupart des codes de Monte-Carlo intègrent un mode de transport, dit « condensé », qui regroupe les interactions à faible perte d'énergie et à faible déflexion angulaire. Malgré cette précaution, les durées de calcul incluant le transport des électrons peuvent demeurer trop longues. Des techniques peuvent être appliquées afin d'éliminer les électrons et d'absorber localement leur énergie. Les critères de mise en œuvre de ces techniques sont variés : énergie d'absorption, accès à une région de réjection ou selon la distance séparant l'électron de la plus proche interface délimitant la région d'intérêt. Dans chaque cas, il est nécessaire de s'assurer que la contribution des photons de freinage n'est pas critique vis-à-vis du calcul de la grandeur d'intérêt.

En pratique, aucun programme n'utilise l'ensemble des techniques de réduction de la variance indiquées précédemment. Il existe pour chaque code de Monte-Carlo, deux programmes spécifiques adaptés, l'un à la création du PSF en aval de la tête d'irradiation et l'autre au calcul dosimétrique à partir de ce PSF. Chaque code de Monte-Carlo appréhende de façon particulière chaque technique de réduction de la variance, ainsi que la cohabitation de l'ensemble de ces techniques. Aussi, le paramétrage de chaque technique est souvent spécifique à un code donné.

3.1.6. Gestion des nombres aléatoires en mode parallèle

Compte tenu des précisions souhaitées, à savoir un écart type de quelques pour mille, et afin de garder des durées de calcul raisonnables (quelques semaines), les calculs sont réalisés en mode parallèle sur plusieurs cœurs de calcul. Comme il a été indiqué dans la section 2, s'il est possible d'utiliser le code EGSnrc en mode parallèle, cela n'est pas le cas pour le code PENELOPE. Des travaux antérieurs ont montré des discordances entre les résultats dosimétriques issus des modes parallèle et séquentiel du code PENELOPE [14]. Cela pourrait être dû au fait que les calculs effectués en mode parallèle utilisaient un fichier, généré à l'aide du programme seedsMLCG (*Multiplicative Linear Congruential Generators*) [15], contenant les différentes séquences de nombres aléatoires indépendantes.

La méthode retenue pour la gestion des nombres aléatoires effectuée lors du calcul de la référence dosimétrique à l'aide du code PENELOPE s'inspire de celle implémentée dans le programme *dosimeter* [16] du code EGS. Lors du processus de création des PSF, il a été supposé que le nombre aléatoire initial d'une particule N , $I_{seed}(N)$, est déterminé à partir du nombre aléatoire initial de la particule précédente $N-1$, $I_{seed}(N-1)$, selon la méthode : $I_{seed}(N) = I_{seed}(N-1)$ suivi de deux tirages supplémentaires effectués par le générateur pseudo-aléatoire du code PENELOPE.

Comme les électrons initiaux en amont de la tête de l'accélérateur subissent un grand nombre d'interactions avec les composants de l'accélérateur, il n'est pas très grave d'utiliser pour plusieurs particules successives les mêmes nombres aléatoires pour des utilisations différentes. Grâce à l'emploi d'un programme itérant le générateur de nombres aléatoires du code PENELOPE et connaissant le nombre de calculs à réaliser et le nombre d'histoires à effectuer lors de chaque calcul, il est possible d'établir le fichier contenant les germes¹ adéquats au démarrage des calculs parallèles.

Les PSF obtenus sont supposés être suffisamment différents pour être traités de la même façon lors de l'étape dosimétrique suivante, que ce soit pour l'étape d'ajustement, à l'aide du rendement en profondeur ou du profil de dose, ou pour l'étape du calcul de la dose absorbée dans la partie active du détecteur.

3.1.7. Paramètres des électrons initiaux

Comme indiqué dans le § 3.1.4, le préalable à toute création de fichier PSF associé à un faisceau d'énergie et de dimensions données est l'étape d'ajustement des paramètres initiaux des électrons incidents en amont de la tête d'irradiation.

Les paramètres ajustés sont l'énergie cinétique et la localisation du point d'impact sur la fenêtre en titane, séparant l'air ambiant du vide présent dans la cavité accélératrice, de chaque électron initial. Ces paramètres sont supposés être ajustables indépendamment l'un de l'autre, malgré la possible dépendance entre ces deux paramètres, et suivre une distribution gaussienne. La localisation de l'ensemble des points d'émission des électrons forme une tâche circulaire. La direction initiale de chaque électron est supposée être perpendiculaire à la surface du premier composant de la tête (fenêtre en titane).

L'exemple présenté concerne les résultats obtenus pour deux valeurs différentes de la dispersion en énergie, à travers le paramètre définissant la largeur à mi-hauteur de la gaussienne (*Full Width at Half Maximum* ou FWHM). Les valeurs de l'énergie moyenne et de la FWHM de la tâche focale du faisceau 6 MV en champ (4×4) cm² sont respectivement prises égales à 6 MeV et 0,05 cm.

¹ Couples de nombres aléatoires utilisés lors des premiers tirages effectués par les séquences de calcul.

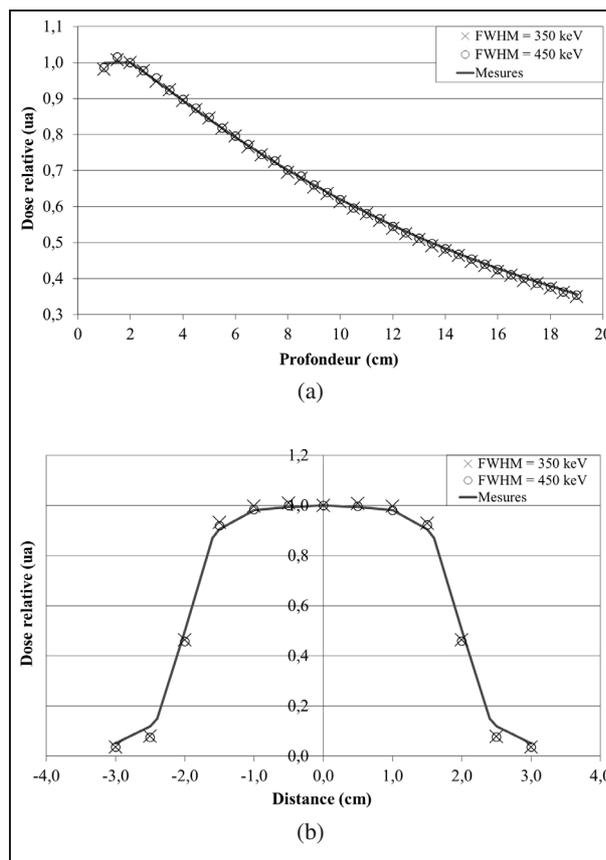


Fig. 3. – (a) Rendements en profondeur et (b) profils de dose, à 10 cm de profondeur, calculés à l'aide du code EGSnrc dans une cuve remplie d'eau pour deux valeurs de dispersion en énergie des électrons initiaux et comparés à la distribution expérimentale.

Les figures 3a et 3b présentent respectivement les rendements en profondeur et les profils de dose à 10 cm de profondeur obtenus expérimentalement et à l'aide du code EGSnrc pour deux valeurs différentes de dispersion en énergie des électrons initiaux.

Dans les deux cas, le choix des paramètres initiaux permettent de bien aligner la distribution calculée sur les valeurs expérimentales. Mais, il est difficile d'identifier entre les deux jeux de données issues du code EGSnrc lequel est le plus pertinent.

Dans cet article, afin de simplifier la démonstration, un simple test sur la différence de dose entre les données calculées et les valeurs expérimentales est effectué. Les figures 4a et 4b présentent ces différences, exprimées de manière relative en pourcentage. Les ordonnées sont égales à :

$$100 \times |1 - (\text{valeur calculée} / \text{valeur mesurée})|.$$

La zone grisée à 0,5 % indique l'incertitude statistique de type A associée au calcul Monte-Carlo (1 écart type). L'incertitude des points expérimentaux, mesurés en relatif, est inférieure à 0,1 % (1 écart type).

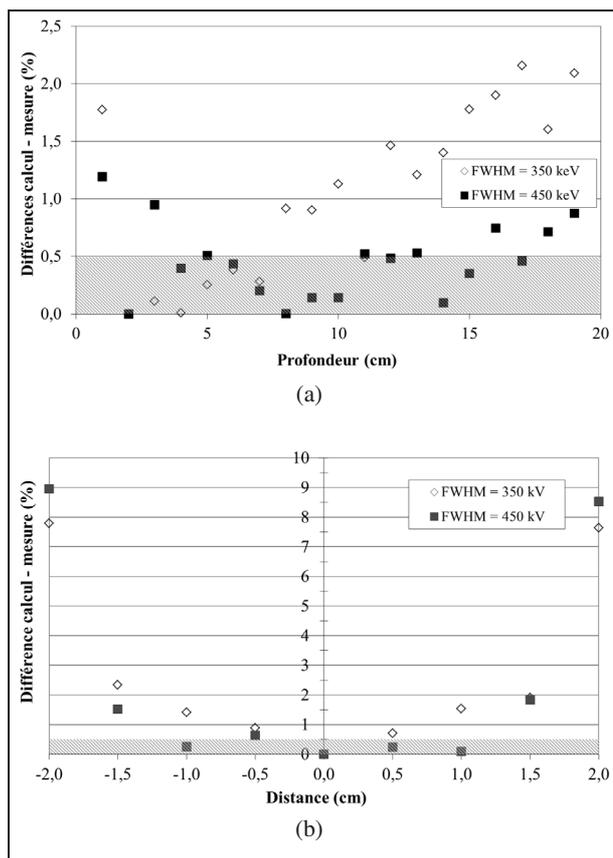


Fig. 4. – Différences observées entre les mesures et les calculs pour (a) les rendements et (b) les profils, à 10 cm de profondeur, dans une cuve remplie d'eau dans le cas de deux valeurs de dispersion en énergie des électrons initiaux.

Les différences observées entre les distributions issues des deux valeurs de dispersion en énergie sont nettement visibles. La distribution issue d'une valeur de FWHM égale à 350 keV est la moins pertinente des deux, en particulier dans le cas du rendement en profondeur.

Il est donc possible d'ajuster au fur et à mesure les paramètres des électrons initiaux selon la chronologie suivante :

- l'énergie moyenne puis la dispersion en énergie en se calant sur les différences observées dans le cas du rendement en profondeur ;
- le diamètre de la tâche focale en adaptant la zone de pénombre du profil de dose (zone de fort gradient).

Afin d'être réaliste, cette série d'ajustements doit s'effectuer en tenant compte des informations disponibles auprès du constructeur ou issues de données expérimentales. Dans le cas de l'accélérateur Saturne 43, les valeurs maximales de FWHM en énergie et en taille de tâche focale ne doivent pas dépasser respectivement 4 MeV et 0,1 cm.

Tableau 1

Récapitulatif des valeurs du facteur de correction k_{global} pour le faisceau 6 MV en champ (4×4) cm² en fonction du code utilisé.

| | EGSnrc | PENELOPE |
|--------------|---------------------|---------------------|
| k_{global} | $1,0004 \pm 0,0024$ | $0,9975 \pm 0,0036$ |

Malgré les précautions apportées, il existe des zones où des différences supérieures à 1 % sont observables entre les calculs et les données expérimentales :

- la zone dite de « *build-up* », où la distribution de dose en profondeur est en forte augmentation (en pratique, les premiers centimètres de la cuve) ;
- la zone de pénombre du profil de dose.

Il est à noter que l'origine de ces différences ne provient pas nécessairement que des valeurs calculées. Les mesures de dose ponctuelle réalisées avec des instruments, comme les chambres à ionisation, de dimensions non négligeables (de l'ordre de quelques centaines de millimètres cubes) peuvent être délicates dans ces zones de fort gradient de dose. Par ailleurs, la distribution en énergie du rayonnement dans ces zones diffère de celle des zones où l'équilibre électronique est atteint, ce qui est susceptible de modifier la réponse de l'instrument.

Néanmoins, ces zones de plus fortes différences ne sont pas critiques vis-à-vis de la présente étude car la partie sensible du détecteur se situe sur l'axe central du faisceau et à une profondeur massique de 10 g/cm².

Le seuil d'acceptabilité à partir duquel les paramètres initiaux deviennent aptes à générer le PSF définitif est dépendant de l'exactitude souhaitée et du domaine spatial dans lequel l'utilisateur désire l'appliquer. Dans cette étude, une différence entre les doses calculée et mesurée inférieure à environ 0,8 % dans un domaine de ± 5 cm autour de la position de référence, le long de l'axe central du faisceau, est considérée comme acceptable. L'incertitude sur le positionnement expérimental n'est pas prise en compte.

3.1.8. Valeur du facteur de correction

Comme indiqué dans le § 3.1.2, le facteur de correction global k_{global} est défini comme étant le rapport des doses absorbées relevées respectivement dans l'eau au point de référence et l'absorbeur du calorimètre en graphite. Dans le cas de l'eau, le volume de calcul de la dose est constitué d'un cylindre rempli d'eau de 1 cm de rayon et de 0,3 cm d'épaisseur. Il est placé parallèlement à la face orientée en direction de l'accélérateur d'une cuve remplie d'eau de volume (30 × 30 × 30) cm³ à une profondeur de 10 cm. Les valeurs obtenues à l'aide des codes EGSnrc et PENELOPE sont rassemblées dans le Tableau 1. L'incertitude associée à chaque valeur correspond à l'incertitude statistique de type A relevée lors du calcul Monte-Carlo (1 écart type).

Dans la grande majorité des cas traités, à l’instar de l’exemple présenté, la compatibilité entre les codes est bonne. La différence entre les données issues des deux codes de Monte-Carlo est inférieure ou égale à l’incertitude type combinée de chaque code.

3.2. Kerma dans l’air en curiethérapie

Depuis 2006, le LNE-LNHB a entrepris la mise au point d’une référence primaire en termes de kerma de référence dans l’air pour la curiethérapie bas débit de dose à l’iode 125 traitant des cancers prostatiques et ophtalmiques. La conception du détecteur à la base de cette référence est innovante puisqu’il s’agit d’une chambre d’ionisation à paroi d’air de forme toroïdale [17].

Comme présenté dans l’exemple précédent, le recours au calcul Monte-Carlo a ici pour but d’évaluer différents facteurs de correction à appliquer pour l’établissement de cette référence. Un facteur de correction global peut être décomposé en un nombre plus ou moins important de facteurs intermédiaires selon les effets physiques que l’on souhaite évaluer. Cependant, dans le domaine des énergies concernées (inférieures à 40 keV), la démarche est délicate à appréhender dans la mesure où ces effets, et par conséquent les facteurs de correction associés, ne sont pas indépendants les uns des autres. Aussi, différentes approches sont en cours d’étude au LNE-LNHB.

L’application à la curiethérapie n’ayant ici qu’un caractère illustratif, seuls deux facteurs de correction permettant de se ramener aux conditions de référence sont présentés.

3.2.1. Dispositif expérimental

Le LNE-LNHB dispose de sources d’iode 125 de type Bebig I125 S16 utilisées lors des traitements de curiethérapie ophtalmiques. Compte tenu des informations disponibles auprès du constructeur, il a été supposé que la géométrie de la source S16 « forte activité » était équivalente à celle de la source S06 « faible activité » (traitements prostatiques) et que seule l’activité de la source était différente. Les caractéristiques de la source S06 sont issues des recommandations faites par le groupe de travail n° 43 de l’association américaine des physiciens médicaux (AAPM) [18]. Seules les émissions gamma (raie à 35,49 keV) et X accompagnant la transformation de l’iode 125 en tellure 125 ont été prises en compte au cours de cette étude (raie la moins énergétique située à 4,14 keV incluse).

La figure 5 présente une coupe de la chambre d’ionisation à paroi d’air de forme toroïdale, au centre de laquelle est positionnée la source à caractériser. Le courant détecté est proportionnel au nombre de charges créées dans le volume d’interaction de la chambre [19]. Comme indiqué sur la figure 6, ce volume d’air est délimité radialement par les dimensions de l’électrode de collection et verticalement par l’ouverture du faisceau définie par le système de collimation de la chambre pour une source supposée ponctuelle.

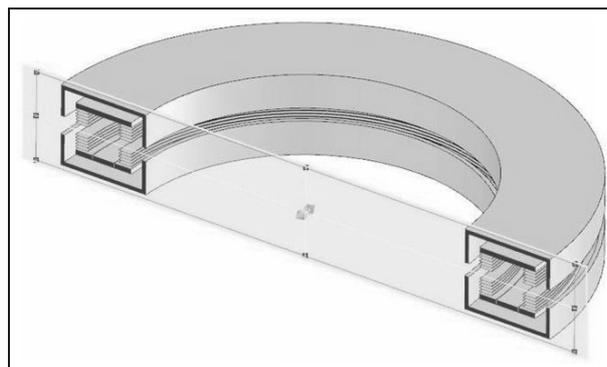


Fig. 5. – Schéma de principe de la chambre à paroi d’air toroïdale du LNE-LNHB.

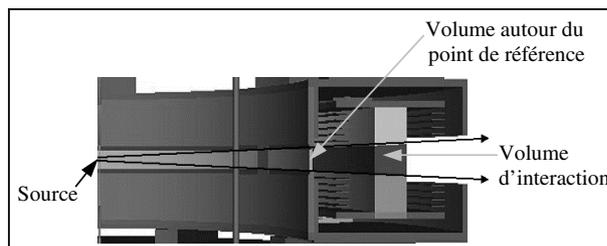


Fig. 6. – Description des volumes d’intérêt à partir d’un agrandissement de la partie droite de la chambre toroïdale modélisée.

3.2.2. Description des facteurs de correction

L’approche décrite par Attix [19] préconise de calculer le kerma de référence dans un petit volume d’air localisé au niveau d’un point de référence situé à l’entrée de la chambre à paroi d’air. Ce volume d’air de référence est par définition placé dans le vide. Compte tenu de la configuration du système de collimation de la chambre toroïdale (fig. 6), ce volume est segmenté en trois éléments distincts.

Deux facteurs de correction, parmi un certain nombre d’autres, sont à prendre en compte lors du calcul du kerma :

- k_{att} permet d’obtenir le kerma dans l’air dans le volume de référence dans les conditions expérimentales à partir du kerma dans l’air dans le volume d’interaction. k_{att} est égal au rapport des kermas dans l’air dans le volume de référence et dans le volume d’interaction (fig. 6) ;
- k_{ref} permet d’obtenir le kerma dans l’air dans le volume de référence entouré de vide à partir du même kerma dans les conditions expérimentales. k_{ref} est égal au rapport des kermas dans l’air dans le volume de référence entouré de vide, en l’absence du dispositif de mesure, et dans le volume de référence dans les conditions expérimentales.

3.2.3. Modélisation du dispositif de mesure

Compte tenu des dimensions et des énergies en jeu, le calcul a nécessité de prendre en compte la majorité des

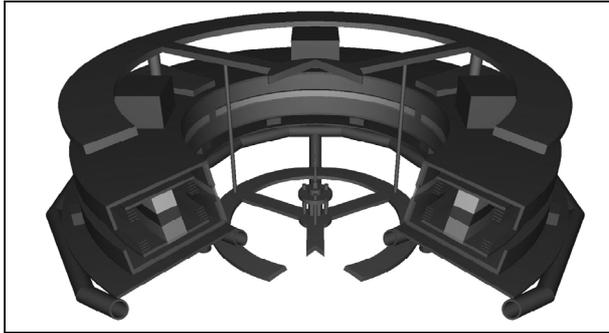


Fig. 7. – Coupe du dispositif expérimental au centre duquel est disposée la source d'iode 125.

éléments constituant la source, la chambre toroïdale et le dispositif expérimental permettant le bon positionnement de la source radioactive. Les figures 6 et 7 présentent respectivement les volumes d'intérêts évoqués dans le paragraphe précédent et la géométrie du modèle numérique utilisé.

La composition et la densité des différents matériaux présents au sein de la source et du dispositif expérimental ont été établies à partir des données disponibles auprès du constructeur.

3.2.4. Méthodologie

Le kerma dans l'air pour un spectre de photons donné peut s'exprimer selon l'équation suivante :

$$K_{\text{air}} = \int_E \phi_E(E) \times (\mu_{\text{tr}}(E)/\rho)_{\text{air}} \times E \times dE,$$

où :

- $\phi_E(E)$ est la fluence des photons d'énergie E , représentant le nombre de photons atteignant la surface de détection au point d'intérêt considéré par unité de surface.
- $(\mu_{\text{tr}}(E)/\rho)_{\text{air}}$ est le coefficient massique de transfert d'énergie dans l'air des photons d'énergie E .

L'approche suivie ici est d'utiliser cette relation pour calculer les kermas dans l'air qui interviennent dans les facteurs de correction présentés § 3.2.2. Le kerma dans l'air est déterminé en sommant sur l'énergie le produit des différents termes, avec un échantillonnage régulier de 0,1 keV, sur une gamme énergétique allant de 1 keV à l'énergie de la raie initiale la plus énergétique, soit 35,5 keV. Les valeurs des coefficients $(\mu_{\text{tr}}(E)/\rho)_{\text{air}}$ sont obtenues à partir du logiciel *XMuDat* v1.0.1 [20].

La fluence photonique $\phi_E(E)$ est déterminée à l'aide des codes de Monte-Carlo PENELOPE et MCNP. Cette fluence est calculée en utilisant comme estimateur la somme des longueurs des trajectoires des photons relevées dans une région de détection donnée divisée par le volume de cette même région.

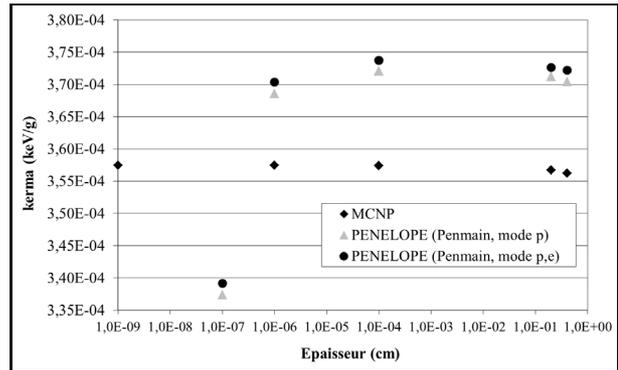


Fig. 8. – Évolution du kerma relevé dans le volume d'air localisé au niveau du point de référence situé à l'entrée de la chambre à paroi d'air en fonction de son épaisseur et du code (mode) utilisé(s).

Le suivi détaillé du transport des électrons par le code MCNP5 a été activé (carte DBCN 18 égale à 2). Les modes de transport « p » (suivi uniquement des photons) et « pe » (suivi des photons et des électrons) ont été utilisés avec le code PENELOPE, via le programme *Penmain* 2008. La comparaison entre les valeurs obtenues pour ces deux modes permet de connaître l'influence du mode de transport des électrons sur le calcul de la fluence photonique.

À l'inverse de l'exemple précédent (voir § 3.1), quel que soit le code utilisé, aucune technique de réduction de la variance n'a été utilisée. Les seules limitations concernent l'énergie seuil des particules (1 keV) et la présence d'une zone de réjection localisée à environ 20 cm au-delà de l'air environnant le dispositif.

3.2.5. Épaisseur du volume de référence

La première étape a consisté à définir l'épaisseur du volume d'air à considérer au point de référence pour le calcul du kerma. Les valeurs du kerma déterminées pour différentes épaisseurs à l'aide des codes PENELOPE et MCNP sont rassemblées sur la figure 8.

Dans le cas du code MCNP, le kerma reste quasiment stable pour une épaisseur inférieure ou égale à 1×10^{-4} cm (différence inférieure à 0,01 %). À l'aide du code PENELOPE, il n'est pas possible de réaliser une épaisseur inférieure à 1×10^{-7} cm du fait d'erreur dans la définition du volume. De plus, afin d'éviter d'éventuelles confusions sur la localisation d'une particule autour d'une surface délimitant deux régions différentes, le code PENELOPE ajoute systématiquement après chaque traversée d'une interface une distance de transport minimale de 1×10^{-8} cm. Si cet effet est plus limité sur les dépôts en énergie, il tronque la détermination de la fluence fondée ici sur le relevé de la longueur de trajectoire des particules transportées. Cela se traduit sur la figure 8 par une nette diminution de la valeur du kerma relevée dans une épaisseur d'air inférieure à 1×10^{-4} cm.

Le biais de calcul du code PENELOPE étant négligeable, de l'ordre de 0,01 %, pour une épaisseur de 1×10^{-4} cm de la région d'entrée, cette valeur a été

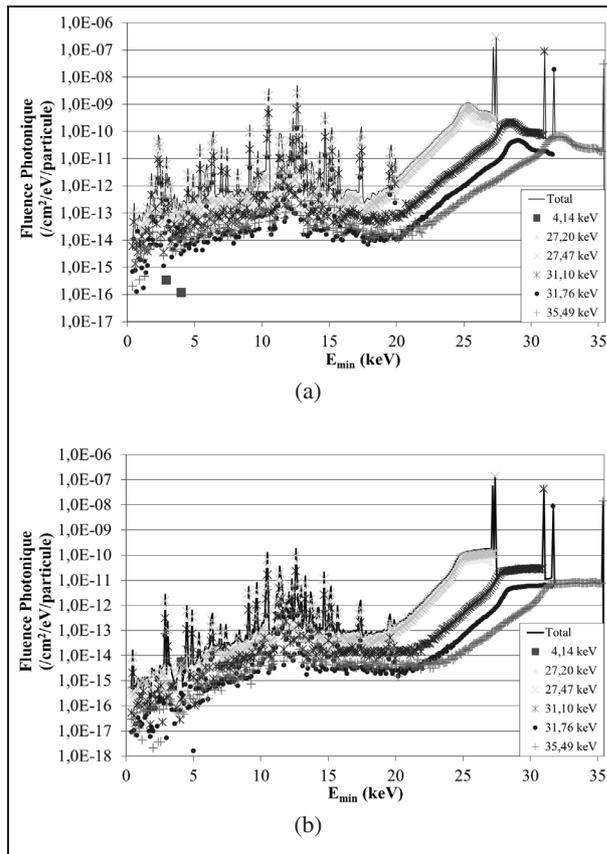


Fig. 9. – Fluences photoniques relevées à l’aide du code PENELOPE dans (a) la région du point de référence et (b) le volume d’interaction.

retenue comme épaisseur pour le volume de référence utilisé lors du calcul des facteurs de correction.

3.2.6. Fluences photoniques relevées

Les spectres de fluence photonique calculés à l’aide du code PENELOPE en mode « pe » à l’entrée de la chambre (point de référence) et dans le volume d’interaction sont respectivement présentés sur les figures 9a et 9b.

Sur ces deux figures la contribution de chaque raie photonique initiale a été représentée. Dans ce but, chaque fluence photonique issue d’une unique raie initiale a été pondérée de l’intensité relative d’émission de cette même raie.

Les figures 9a et 9b font apparaître des raies de fluorescence additionnelles associées à l’or et au titane contenus dans la source, ainsi qu’au plomb du système de collimation de la chambre et des différences entre les distributions énergétiques des spectres photoniques relevés dans les deux régions de détection considérées.

3.2.7. Valeurs des facteurs de correction

Les valeurs des facteurs de correction obtenues par les codes PENELOPE et MCNP, en suivant la méthodologie présentée au § 3.2.4, sont rassemblées dans le tableau 2.

Tableau 2

Récapitulatif des valeurs des facteurs correctifs k_{ref} et k_{att} en fonction du code (mode) utilisé(s).

| | MCNP | PENELOPE (<i>Penmain</i>) | |
|-----------|-------------------------|-----------------------------|-------------------------|
| | Mode « pe » | Mode « p » | Mode « pe » |
| k_{ref} | $0,932\ 6 \pm 0,000\ 4$ | $1,039\ 6 \pm 0,000\ 9$ | $1,042\ 9 \pm 0,002\ 2$ |
| k_{att} | $2,421\ 8 \pm 0,001\ 0$ | $2,513\ 4 \pm 0,002\ 0$ | $2,523\ 6 \pm 0,004\ 9$ |

L’incertitude associée à chaque valeur correspond à l’incertitude statistique de type A relevée lors du calcul Monte-Carlo (1 écart type).

Il existe des différences importantes, allant de 4 % à 11 %, entre les valeurs obtenues par les deux codes selon le facteur considéré. Dans le cas du facteur k_{ref} , si les canaux énergétiques utilisés lors du relevé de la fluence photonique compris entre 4,4 keV et 5 keV ne sont pas pris en compte lors de la détermination du kerma, la différence entre les données issues des codes MCNP et PENELOPE est notablement réduite (4 %). Il existe dans cette gamme d’énergie des différences dans les intensités et les énergies associées par chaque code à trois raies de fluorescence induites.

L’écart résiduel est lié à une différence entre les populations diffusées d’énergie inférieure à 17 keV relevées par les deux codes dans le cas de la géométrie complète. Cette composante est aussi à l’origine des différences observées dans le cas du facteur k_{att} .

Compte tenu de ces différences, les données issues du code PENELOPE ont été privilégiées car elles sont issues de données numériques plus récentes et plus complètes. De plus, une différence de l’ordre de 0,4 % est constatée pour le code PENELOPE entre les modes p et pe. Même si cette différence est relativement faible, l’effet du suivi des électrons dans la géométrie sur le calcul de la fluence photonique n’est pas négligeable. Il serait préférable d’utiliser les données issues du mode « pe » compte tenu de l’incertitude réduite associée au résultat.

4. Perspectives

Ce paragraphe met en lumière un certain nombre de difficultés rencontrées au cours de l’étude et propose des modifications à apporter dans la méthodologie envisagée initialement.

4.1. Dose absorbée dans l’eau en radiothérapie externe

4.1.1. Fluctuations du code PENELOPE

Dans le cas du code PENELOPE, il est constaté une fluctuation entre les données issues de chacune des différentes tâches parallèles plus importante que celle observée pour les valeurs issues du code EGSnrc (fig. 10).

La méthodologie de gestion des nombres aléatoires évoquée § 3.1.6 a permis de réduire cet effet par rapport à l’utilisation du programme seedsMLCG, mais il existe malgré tout des cas où cet effet persiste. Le risque en prenant des séquences de nombres aléatoires différentes

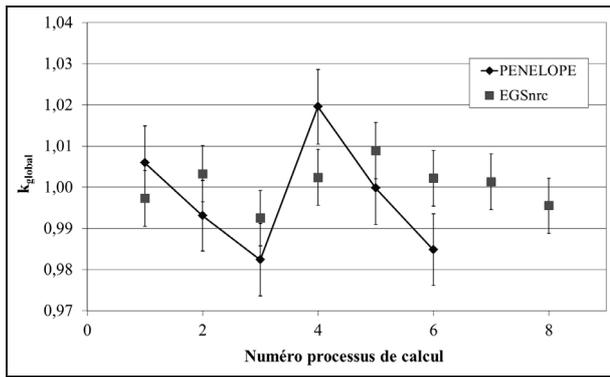


Fig. 10. – Valeurs du facteur k_{global} pour le faisceau 6 MV en champ (4×4) cm² en fonction du numéro de la séquence de calcul effectuée et du code utilisé.

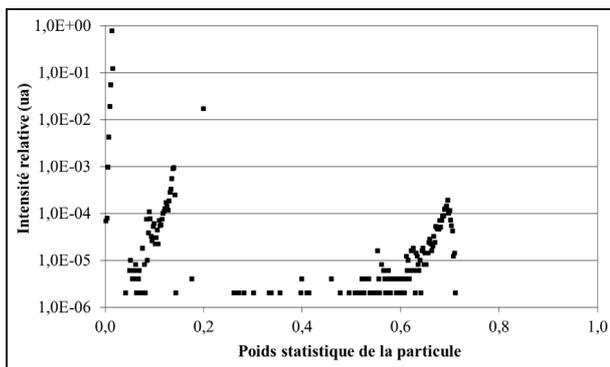


Fig. 11. – Distribution en échelle semi-logarithmique des poids statistiques des particules présentes dans le PSF créé par le code PENELOPE.

issues d'un même générateur aléatoire séquentiel est de sous-estimer l'incertitude par une réutilisation de certains nombres aléatoires. Or il est observé l'inverse. Il est envisagé d'utiliser une version du code PENELOPE incluant un générateur de nombres aléatoires parallèle basé sur l'emploi de la fonction xor4096r développé par R. Brent².

De manière plus générale, bien que l'écart type sur le résultat obtenu sur l'ensemble de la population converge proportionnellement à l'inverse de la racine carrée du nombre de particules traitées, le domaine à ± 1 écart type, centré autour de la valeur moyenne, calculé à l'aide du code PENELOPE peut osciller fortement et ne pas demeurer compatible avec un précédent domaine déterminé pour un nombre plus restreint de particules initiales.

4.1.2. Répartition des poids statistiques dans le PSF

La distribution du poids statistique associé à chaque particule relevée dans le PSF (voir § 3.1.4) a été étudiée pour chacun des deux codes utilisés. Dans le cas du code EGSnrc, sauf quelques particules de poids égal à l'unité, toutes les particules d'un PSF ont comme poids statistique la même valeur. L'analyse d'un échantillon du PSF créé à l'aide du code PENELOPE donne une distribution plus dispersée des poids statistiques (fig. 11).

² <http://wwwmaths.anu.edu.au/~brent/random.html>

De plus, une répétition des mêmes caractéristiques initiales est relevée pour un certain nombre de particules consécutives (jusqu'à cinq fois). Ces deux effets, présents dans les fluctuations citées en § 4.1.1, pourraient être réduits en utilisant une méthodologie plus proche de celle utilisée par le code EGSnrc pour combiner les différentes techniques de réduction de la variance.

4.2. Kerma dans l'air en curiethérapie

4.2.1. Filtration des photons de basses énergies

Compte tenu des différences observées entre les codes MCNP et PENELOPE, liées au traitement différent des photons d'énergie inférieure à 5 keV, il est envisagé lors de calculs additionnels de filtrer ces photons au niveau de la paroi externe de la source et de considérer à part leur influence sur les facteurs de correction.

4.2.2. Évaluation de l'incertitude de type B due au calcul

Une différence notable existe entre les kermas calculés à l'aide des codes PENELOPE et MCNP. Cette différence est liée en grande partie à un biais dans le paramétrage distinct entre les deux codes de trois raies de fluorescence induites d'énergies situées autour de 4,8 keV.

Le domaine des faibles énergies, inférieures à quelques dizaines de kiloélectronvolts, est problématique en dosimétrie car les données de base (par exemple, les sections efficaces d'interaction) sont connues avec une moins bonne exactitude et les valeurs des coefficients d'interaction varient très rapidement en fonction de l'énergie. La comparaison des codes entre eux s'avère alors particulièrement indispensable pour mettre en évidence un biais éventuel. Si une erreur est identifiée et quantifiée, un facteur de correction peut être appliqué. Sinon, le biais contribue uniquement à l'évaluation de l'incertitude de type B due au calcul.

Mais dans des cas comme celui présenté ici, cette démarche peut être encore insuffisante pour estimer de manière réaliste l'incertitude de type B car les résultats fournis par les différents codes peuvent en effet être affectés d'un même biais significatif. Il est alors nécessaire de confronter des résultats de calcul à des résultats de mesure en réalisant des expériences dans des conditions très proches de celles définies pour l'établissement de la référence.

Le LNE-LNHB va donc procéder d'une part à une comparaison des résultats de calculs étendue à l'utilisation d'un troisième code (egspp). D'autre part, le laboratoire projette d'effectuer des mesures spectrométriques de la fluence des photons émis par la source en fonction de l'énergie à l'aide d'un détecteur semi-conducteur au silicium. La comparaison des spectres obtenus dans différentes conditions de mesure avec les résultats des calculs Monte-Carlo devrait conduire à une meilleure évaluation de l'incertitude de type B.

5. Conclusion

Cet article présente des exemples d'utilisation des codes de Monte-Carlo dans l'élaboration de références dosimétriques pour chacune de ses deux principales grandeurs, la dose absorbée et le kerma dans des domaines d'énergie différents.

L'évaluation de l'incertitude de type B résultant de l'utilisation de ces codes s'avère délicate et demeure, du point de vue métrologique, le point faible de cet outil. Un effort tout particulier doit être porté sur cet aspect par les métrologues, compte tenu de la part croissante que prennent ces calculs dans l'établissement des références dosimétriques.

La grande versatilité des codes de Monte-Carlo permet en effet d'envisager la poursuite de l'expansion de leur utilisation en métrologie et l'intégration de phénomènes supplémentaires comme des effets dynamiques temporels, électromagnétiques, etc., permettant d'accéder avec un plus grand réalisme aux configurations modélisées. Néanmoins, étant donné leur complexité croissante, les codes de Monte-Carlo présentent le risque de devenir des « boîtes noires » difficiles à utiliser et à comprendre, ceci malgré une amélioration constante de la documentation et de l'interface utilisateur. Aussi, il est important de ne pas les utiliser sans recul scientifique et sans une certaine prudence professionnelle.

Références

- [1] DAUXOIS T., PEYRARD M. et RUFFO S., "The Fermi-Pasta-Ulam "numerical experiment": history and pedagogical perspectives", *European Journal of Physics*, **26**, 2005, S3-S11.
- [2] METROPOLIS N., "The Beginning of the Monte Carlo Method", *Los Alamos Science Special Issue*, **15**, 1987, 125-130.
- [3] METROPOLIS N. et ULAM S., "The Monte Carlo Method", *Journal of the American Statistical Association*, **44**, 247, 1949, 335-341.
- [4] KAWRAKOW I. et ROGERS D.W.O., "The EGSnrc Code System: Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport", NRCC Report PIRS-701, novembre 2003.
- [5] ROGERS D.W.O., WALTERS B. et KAWRAKOW I., "BEAMnrc Users Manual", NRCC Report PIRS-509revK, février 2007.
- [6] KAWRAKOW I., "egspp: the EGSnrc C++ class library", NRCC Report PIRS-899, avril 2005.
- [7] X-5 Monte Carlo Team, "MCNP — A General Monte Carlo N-Particle Transport Code", Version 5, Rapport LA-CP-03-0284, avril 2003 (révisé en octobre 2005).
- [8] MCKINNEY G.W., DURKEE J.W., HENDRICKS J.S., JAMES M.R., PELOWITZ D.B., WATERS L.S. et GALLMEIER F.X., "MCNPX Overview", Rapport LA-UR-06-6206, *Proceedings of the 2006 Hadronic shower simulation workshop*, septembre 2006.
- [9] CARTER L.L. et SCHWARZ R.A., "MCNP Visual Editor Computer Code Manual", novembre 2005.
- [10] SALVAT F., FERNÁNDEZ-VAREA J.M. et SEMPAU J., "PENELOPE-2008: A code system for Monte Carlo simulation of Electron and Photon transport", *NEA Data Bank*, ISBN 978-92-64-99066-1, juillet 2008.
- [11] MAZURIER J., « Adaptation du code de Monte Carlo PENELOPE pour la métrologie de la dose absorbée : caractérisation des faisceaux de photons X de haute énergie et calcul de facteurs de correction de dosimètres de référence », Rapport CEA-R-5879, *Thèse de doctorat de l'Université Toulouse III*, mai 1999.
- [12] BLAZY-AUBIGNAC L., « Contrôle qualité des systèmes de planification dosimétrique des traitements en radiothérapie externe au moyen du code Monte Carlo PENELOPE », *Thèse de doctorat de l'Université Toulouse III*, septembre 2007.
- [13] BERGER M.J. et WANG R., "Monte Carlo transport of electron and photon", New-York, *Plenum Press publication*, 1988, 21-56.
- [14] GOURIOU J., « Caractérisation dosimétrique du faisceau de cobalt 60 n° 2 par calorimétrie de type GR8 F5890 (dose absorbée dans l'eau). Calcul à l'aide des méthodes de Monte Carlo des différentes doses absorbées relevées pour quatre types de détecteurs », Note technique, *CEA/LNHB*, 06/01, 2006.
- [15] BADAL A. et SEMPAU J., "seedsMLCG version 2005-03-10", *Universitat Politècnica de Catalunya*, <http://www.upc.edu/inte/en/descarregues.php>.
- [16] MA C.M., "Monte Carlo simulation of dosimeter response using transputers", Thèse de doctorat Université Londres. Rapport ICR-PHYS-1/92 disponible via Joint Dept. of Physics, *Royal Marsden NHS Trust*, Sutton SM2 5PT, UK, 1992.
- [17] DOUYSSSET G., "A novel circular free-air-chamber for the realization of the French national dosimetric standard for prostate permanent implants", *2nd European IRPA Regional Congress*, 15-19 mai 2006, Paris, France.
- [18] NATH R., ANDERSON L.L., LUXTON G., WEAVER K.A., WILLIAMSON J.F. et MEIGOONI A.S., "Dosimetry of interstitial brachytherapy sources: Recommendations of the AAPM Radiation Therapy Committee Task Group No. 43", *Med. Phys.*, **22**, 2, 1995, 209-234.
- [19] ATTIX F.H., "Introduction to radiological physics and radiation dosimetry", New-York, *Wiley interscience publication*, 1986, 292-345.
- [20] NOWOTNY R., "XMuDat: Photon attenuation data on PC Version 1.0.1", Rapport IAEA-NDS 195, Vienne 1998.

Article reçu le 4 mai 2011, version révisée reçue le 10 août 2012.