#### Utilisation de codes de Monte Carlo en métrologie des rayonnements ionisants

# Jean BARTHE, Jean GOURIOU, Josiane DAURES, Aimé OSTROWSKY et Jean-Marc BORDY. CEA/DRT/DIMRI - LNHB, CEA - Saclay, 91191 Gif-Sur-Yvette Cedex.

Les codes de Monte Carlo deviennent un outil essentiel en physique de l'interaction rayonnement – matière, tant dans le domaine de la radioprotection que dans celui de la physique médicale, en particulier la radiothérapie. La possibilité d'y inclure une très grande partie de la physique de l'interaction élémentaire sous la forme de modèles numériques de plus en plus élaborés les rendent à la fois plus prédictifs, précis et fiables. Ils permettent en outre la détermination de grandeurs inaccessibles par l'expérience.

Leur utilisation en métrologie des rayonnements ionisants a pris un réel essor ces dix dernières années avec l'arrivée d'ordinateurs plus puissants à un coût modéré. Néanmoins, l'importance des approximations numériques qui y sont faites et l'incertitude inhérente aux sections efficaces qui y sont utilisées, surtout à basses énergies, ne permettent pas d'atteindre la précision absolue requise en métrologie (inférieure ou de l'ordre du pour mille). On les utilise donc essentiellement pour calculer ou valider les coefficients de correction qui sont appliqués aux mesures expérimentales. Pour des raisons mathématiques évidentes, ces coefficients sont jusqu'à présent calculés avec de nombreuses hypothèses simplificatrices. L'utilisation des codes de Monte Carlo permet donc d'obtenir des valeurs correctives plus exactes ou inaccessibles par les méthodes traditionnelles.

Nous présentons un certain nombre de résultats obtenus dans le cadre de la métrologie de la dose (influence des interstices de vide dans un calorimètre, influence des parois dans un dosimètre chimique, etc.) ainsi que dans celui de la métrologie de la radioactivité (efficacité et spectres des dépôts en énergie dans un détecteur, spectres en énergie de sources épaisses, etc.).

# I. Introduction

Dans le domaine de la physique des rayonnements, l'emploi des codes de Monte Carlo dont le principe de base est fondé sur le choix aléatoire de l'interaction du rayonnement avec la matière à chaque étape de son transport semble à priori antinomique avec la rigueur et la précision recherchées lors des mesures métrologiques.

Toutefois, les avantages considérables qu'ils sont sensés apporter, en particulier la prise en compte très complète des phénomènes physiques « élémentaires » mis en jeu lors de chaque interaction et la possibilité d'une description très précise de la géométrie et de la composition chimique du détecteur ou du dosimètre dans son environnement réel, permettent d'espérer une détermination précise et ciblée des grandeurs physiques recherchées, en particulier les composantes inaccessibles à l'expérience.

Les zones d'ombre qui existent encore à l'heure actuelle dans le domaine des sections efficaces d'interaction, tout particulièrement pour les sections efficaces différentielles angulaires ou en énergie, ne permettent pas une utilisation aussi fiable des valeurs calculées que le désirerait l'utilisateur. Ainsi, parmi les deux types d'incertitudes, de type A pour l'erreur statistique et de type B pour l'erreur systématique, cette dernière pose encore de nombreux problèmes sur la qualité de la prédiction que l'on peut attendre de tels codes.

Les codes de Monte Carlo ne pourront donc pas être utilisés sans une validation expérimentale préalable, soit sur des cas identiques à ceux faisant l'objet de la modélisation soit sur des cas similaires ou jugés suffisamment proches. En outre, la technique des tirages corrélés permet de diminuer considérablement la variance des résultats obtenus. En métrologie, ces codes seront surtout utilisés pour estimer ou valider les multiples coefficients de correction, toujours proches de l'unité, que l'on rencontre dans les procédures métrologiques.

# II. Codes utilisés

Les codes employés au laboratoire, le LNHB ou Laboratoire National Henri Becquerel du Bureau National de Métrologie, ne sont généralement employés que pour suivre les photons, les électrons et les positrons. Ce sont soit des codes dits « généralistes » développés par les grands organismes de recherche (SLAC, CERN, CEA, etc.) soit des codes « maison » dont les caractéristiques de conception sont optimisées en fonction d'un problème spécifique. Ces derniers sont en général très performants mais rarement transposables à des géométries différentes. En effet dans ces codes, les caractéristiques géométriques du détecteur dans son milieu environnant ont été mises à profit en utilisant au maximum les symétries, la position de l'élément d'intérêt par rapport à l'ensemble du dispositif expérimental ainsi que le type de particules mises en jeu.

Les codes généralistes par contre peuvent être utilisés dans une vaste gamme de géométries de formes complexes et de matériaux de composition variée. Ils sont choisis pour une application donnée en fonction de leur conception, c'est à dire de la description élémentaire des phénomènes mis en jeux. Celle-ci se fait à travers les données de base utilisées, en particulier les tableaux de sections efficaces d'interaction et les modèles numériques employés pour simuler les différents types d'interaction élémentaire.

Les principaux codes généralistes utilisés au LNHB, sont les suivants :

• EGS4/EGSnrc (Electron Gamma Shower) Le code de Monte Carlo EGS4 [01] est l'un des premiers codes mis à la disposition des chercheurs à avoir simulé le transport du couple électron/photon dans la matière. Il a été utilisé et testé avec succès dans un grand nombre d'utilisations en métrologie des rayonnements. Néanmoins, dans certaines situations, comme la mesure dans une chambre à ionisation, le code ne délivre pas de résultats suffisamment fiables. Une version plus récente, connue sous le nom de EGSnrc [02], répond partiellement à ces problèmes. Notons également que la source écrite en langage MORTRAN, basé sur l'utilisation de macro-instructions, doit être systématiquement compilée en Fortran. L'avantage de cette approche est l'obtention d'un code plus compact et plus facile à manipuler pour l'utilisateur.

• **MCNP4** (Monte Carlo N particles) Ce code [03] « suit » les particules neutres (photons et neutrons), les électrons (positifs et négatifs) et est étendu a certaines particules lourdes chargées dans sa version MCNPX. Ce code est directement lié à l'origine au projet Manhattan. Initialement, ce code ne prenait en compte que le transport des particules non chargées comme les neutrons et photons. Ce n'est que par la suite, que le transport des particules chargées y a été intégré. Il fait l'objet d'un développement continu depuis les années quarante soutenu par une politique d'assurance qualité. Au delà de la modélisation de l'interaction du rayonnement avec la matière, il dispose d'outils statistiques pour tester la convergence mathématique du résultat obtenu et de techniques de réduction de variance intégrées. Il ne nécessite pas une re-compilation du code pour chaque cas à traiter comme dans EGS.

• Le code **GEANT 4.0** développé au sein du CERN se présente sous la forme d'une bibliothèque de données et d'outils que l'utilisateur peut assembler ensemble selon ses besoins spécifiques (object-oriented technology). La dernière version est écrite en C++ au lieu du Fortran habituellement utilisé par les autres codes évoqués dans cet article. Il est très complet en ce qui concerne les types de particules qui sont suivies : photons, électrons, hadrons et ions.

• **PENELOPE** (PENetration and Energy LOss of Positrons and Electrons) [04] a été développé par l'équipe de F. Salvat (Université de Barcelone) dans le but de suivre dans un premier temps uniquement les électrons et les positrons. Le transport des photons fut ajouté par la suite. L'un des

avantages de ce code sur les précédents est sa réalisation récente qui incorpore un certain nombre de concepts physiques plus modernes et plus précis avec une unité de conception plus grande et rigoureuse. Comme la plupart de ces codes il est écrit en FORTRAN 77.

Le grand avantage des codes généralistes est leur grande souplesse d'adaptation aux caractéristiques géométriques et matérielles du problème à résoudre. Par contre, dans certains cas, ils présentent une faiblesse relative au fait qu'ils ont été initialement conçus pour des particules de hautes énergies que l'on trouve auprès des grands accélérateurs du SLAC (code EGS4), CERN (code GEANT 3.0). Cette faiblesse de conception se trouve amplifiée par la méconnaissance des sections efficaces d'interaction aux basses énergies évoquée précédemment. Cela concerne les particules chargées mais aussi le transport des photons. La modélisation du transport aux basses énergies, n'est pas toujours très satisfaisante en particulier en dessous de la dizaine de keV pour les photons et de quelques keV pour les électrons. En effet en dessous de ces énergies, il faut tenir compte des effets collectifs, de l'influence de la structure moléculaire, du champ électrique local, etc.

Les erreurs « systématiques » dues à une connaissance imparfaite du système modélisé interviennent avec un poids plus ou moins important suivant le type de grandeur à calculer et sa représentativité. Cela se traduit dans la majorité des cas par une erreur liée à la gamme d'énergie utilisée comme aux dimensions relatives des éléments de base constituant les objets matériels à modéliser par rapport à la longueur du parcours élémentaire des particules secondaires. Ainsi l'incertitude du calcul sur la grandeur physique modélisée sera d'autant plus faible que l'énergie cinétique des particules incidentes et secondaires ne comportera que peu de basses énergies. L'effet d'intégration des dépôts d'énergie successifs et la prise en compte en un seul événement de l'énergie déposée localement en dessous du seuil inférieur conduisent à des valeurs moins sensibles aux incertitudes inhérentes aux sections efficaces comme aux lois de transport. Dans le cas de la dose absorbée, on constate effectivement une certaine compensation entre sous évaluation et sur évaluation du dépôt en énergie.

Ces effets de compensation seront beaucoup moins sensibles dans le cas du calcul d'une distribution spectrale. Dans ce cas, l'incertitude obtenue sur le résultat calculé sera directement liée à l'incertitude des sections efficaces mises en jeu pour décrire le phénomène physique pris en compte à l'énergie considérée. Citons comme exemple l'estimation de l'amplitude des raies  $K_{\alpha}$  de fluorescence que l'on observe par exemple dans les générateurs X (27 et 33 keV) de mammographie.

Enfin en ce qui concerne l'effet de seuil d'enregistrement d'un détecteur, c'est à dire le comptage par mesure en tout ou rien au dessus d'un niveau seuil donné, l'incertitude observée est liée au dépôt local en énergie dans le détecteur, dépôt qui ne représente qu'une fraction de l'énergie cinétique initiale de la particule incidente. On constate dans ce cas, comme dans de nombreux cas rencontrés en dosimétrie, que la masse, la nature et la géométrie, du détecteur vont jouer un rôle considérable. Un scintillateur ou un détecteur à semi-conducteur donneront des résultats meilleurs que ceux d'une chambre à ionisation dont la densité du volume sensible est à la pression atmosphérique plusieurs milliers de fois plus faible.

## III. Espace des phases et parcours corrélé

Le grand inconvénient des codes de Monte Carlo est la durée du temps de calcul. L'écart - type de la grandeur modélisée est inversement proportionnel au carré du nombre de particules primaires générées pour les besoins de la simulation. Pour palier à cet inconvénient, plusieurs techniques sont utilisées dont celles de l'espace des phases, du parcours corrélé et de réduction de la variance.

Cette dernière technique nécessite une grande et profonde maîtrise du code dans ses aspects théoriques et les simplifications qui y sont associées. Pour estimer le biais potentiel introduit par ces techniques de réduction de variance, il est conseillé de réaliser un premier calcul dans les conditions nominales, suivi d'un second calcul mettant en œuvre les moyens de réduction de variance en partant exactement des mêmes conditions initiales. Si les résultats obtenus sont équivalents à l'incertitude statistique près, alors les techniques de réduction de variance seront utilisées dans le domaine d'utilisation correspondant aux essais effectués. Néanmoins, dans la majorité des simulations on

s'astreint à une confirmation expérimentale si elle est possible ou à la simulation de la même situation avec un second code de conception différente.

Comme l'on sait, l'intérêt majeur des codes de Monte Carlo, est de pouvoir simuler le transport à partir de repères invariants. Ceci se traduit en pratique par le fait que deux simulations, calculées au moyen de configurations identiques (matériel et logiciel), d'un même système donneront des résultats identiques pour une même séquence de nombres aléatoires. Il sera donc possible de découper la simulation en plusieurs « étapes ». On recherchera une première étape unique de simulation qui sera commune à l'ensemble des simulations. A la fin de cette étape, on stockera dans la mémoire de masse de l'ordinateur, toutes les caractéristiques des particules ayant atteint une localisation spatiale donnée, localisation spatiale qui pourra être un plan (cas le plus fréquent), une sphère ou la surface d'intérêt (détecteur, fantôme, etc.). Pour chaque particule, on mémorisera sa nature (électron, photon, positron), son énergie, sa position (x, y, z ou simplement x et y si  $z = z_0$  donné dans le cas d'un plan) et les cosinus directeurs définissant de façon univoque sa direction. On pourra également garder en mémoire l'origine et la filiation de la particule telle que primaire incidente, diffusée une ou plusieurs fois, le denier milieu de diffusion, etc.

L'ensemble de ces données est communément appelé l'espace des phases. F. Salvat et J. Mazurier [05] ont montré qu'il avait certaines propriétés permettant de le réutiliser jusqu'à quatre fois par permutation judicieuse des angles et des positions des particules incidentes (pour un champ d'irradiation symétrique carré en mode photon par rapport à un détecteur symétrique placé en profondeur). Ceci permet de gagner très rapidement un facteur deux sur la variance en évitant un nouveau calcul de l'espace des phases.

Il est évident que l'information contenue dans cet espace des phases doit être aussi grande que possible. Sa taille peut varier de quelques centaines de milliers à plusieurs dizaines de millions de particules suivant la précision recherchée et la complexité du problème (soit de 500 Mo à plusieurs Go d'espace occupé sur le disque dur).

Après l'obtention d'un espace des phases de taille adaptée à la simulation en cours, la technique des parcours corrélés est extrêmement utile et efficace. Dans le cas de la métrologie des rayonnements, l'utilisation judicieuse de cet espace des phases permet de s'affranchir de la première partie de la modélisation jusqu'à la zone d'intérêt, par exemple l'élément sensible du détecteur ou du dosimètre. Ce n'est qu'à partir de la surface du détecteur que, lors de deux simulations distinctes (par exemple avec et sans détecteur pour quantifier l'influence de ce dernier sur la grandeur d'intérêt), la particule suivra deux histoires distinctes. Cette technique est surtout utilisée en dosimétrie pour déterminer l'influence de la présence du dosimètre dans le fantôme (objet test) ou le milieu de mesure. Le rapport des énergies déposées dans le volume du dosimètre et dans le volume équivalent mais en absence de dosimètre permet une quantification de l'influence du dosimètre sur la mesure. Si le dosimètre ne perturbe pas, ce facteur (cavité de Bragg Gray par exemple) est exactement égal à l'unité. Si le dosimètre est volumineux, mais de pouvoir d'arrêt ou de densités différents alors il sera différent de 1.

## IV Quelques exemples d'application.

#### 1. Chambre à ionisation :

En métrologie, de nombreux facteurs de correction sont employés, chaque facteur ayant trait à l'effet de l'un des éléments composant la réponse du dosimètre. Par exemple dans le cas d'une chambre à ionisation, le facteur de correction le plus important est celui dû à la paroi de la chambre. Le Kerma dans l'air ( $K_{air}$ ) est donné par la formule suivante :

$$K_{air} = \frac{QW}{me} \overline{S}(g,air) (\frac{\mu en}{\rho})_g^{air} \frac{1}{1 - \overline{g}} \frac{1}{A_{wall}} \Pi ki$$

où le  $A_{wall}$  est le facteur de correction dû à la paroi. Pour déterminer ce facteur de correction, les éléments suivants sont calculés :

- la longueur du parcours des photons dans la chambre, d,
- le dépôt d'énergie dans la cavité des électrons mis en mouvement lors de la première interaction d'un photon incident dans la paroi r<sub>0</sub>,
- le dépôt d'énergie dans la cavité des électrons mis en mouvement lors des interactions suivantes de ce photon dans la paroi r<sub>1</sub>.

$$\begin{split} R_{Tot} &= \Sigma r_0 + \Sigma r_1 \\ A_{sc} &= R_{Tot} / \Sigma r_0 \\ A_{at} &= R_{Tot} / \left[ \Sigma (r_0 + r_1) \; exp(d) \right] \\ A_{wall} &= A_{sc} \; . \; A_{at} \end{split}$$

En fonction des chambres considérées, dont les différentes géométries sont présentées figure 1, le facteur varie de 0,9877 à 1,013 pour un faisceau de Cobalt 60 [06].



Figure 1 Exemples de modèles numériques de chambres à ionisation simulées.

# 2. Calorimètre graphite.

Dans le cadre de la mise au point de dosimètre, l'influence de la conception de l'appareil requiert l'application de coefficients de correction adaptés à chaque cas. Dans le cas d'un calorimètre graphite constitué de 2 enveloppes imbriquées (manteau, écran) entourant la partie sensible (absorbeur) des interstices de vide sont nécessaires pour isoler thermiquement l'absorbeur.



Figure 2 : Schéma de principe du calorimètre graphite.

La figure 2 résume le schéma de principe de ce dispositif. L'influence de ces interstices sur la mesure de la dose absorbée dans l'absorbeur est évaluée au moyen de calculs Monte Carlo. Deux calculs sont réalisés, l'un avec une géométrie représentant exactement le calorimètre, l'autre en remplissant les interstices de vide par du graphite. Le rapport des énergies déposées dans l'absorbeur pour chacune des deux modélisations fourni la valeur du coefficient de correction ( $K_{vide}$ ). Les résultats calculés par les codes PENELOPE et EGS4 [07], ainsi que les données expérimentales correspondantes [08], sont rassemblées dans le tableau 1 ci-dessous. Dans tous les cas, les calculs sont en bonne concordance avec les résultats expérimentaux.

	TPR20/10	K <sub>vide</sub>	K <sub>vide</sub>	K <sub>vide</sub>
		(PENELOPE)	(EGS4)	Expérimental
6 MV	0,675	0,9910(12)	0,9920(13)	0,9917(20)
12 MV	0,749	0,9923(13)	0,9929(16)	0,9926(20)
25 MV	0,785	0,9931(12)	0,9951(13)	0,9945(20)

Table 1: Facteurs correctifs Kvide calculés avec les codes PENELOPE et EGS4 et les données expérimentales correspondantes.

# 3. Dosimètre de Fricke :

La mesure de la dose absorbée dans le graphite représente la première étape de la détermination de la dose absorbée dans l'eau. Le passage à la dose absorbée dans l'eau peut s'effectuer au moyen d'un dosimètre chimique à base de solution de Fricke. Deux séries d'ampoules contenant la solution sont irradiées dans le même faisceau de rayonnement, l'une dans un fantôme en graphite l'autre dans un fantôme rempli d'eau. Le rapport des deux doses absorbées fourni le coefficient de transfert de la dose absorbé dans le graphite vers la dose absorbée dans l'eau. La méthode Monte Carlo est utilisée pour calculer l'influence de l'ampoule (paroi en verre et air emprisonné dans l'ampoule) contenant la solution de Fricke. Le container ampoule utilisé au LNHB est représenté figure 3.



Figure 3 : Caractéristiques du dosimètre de Fricke utilisé au LNHB

Le tableau 2 présente les facteurs correctifs  $F_{eau}$  et  $F_{graphite}$  obtenus par simulation à l'aide des codes PENELOPE et EGS4.L'écart maximal observé entre les deux codes correspond au calcul du facteur  $F_{eau}$  du 12 MV avec une différence de 0,3 %.

	Feau	Feau	Fgraphite	Fgraphite
_	(PENELOPE)	(EGS4)	(EGS4)	(PENELOPE)
6 MV	0,9962(10)	0,9943(8)	0,8826(7)	0,8825(10)
12 MV	0,9881(10)	0,9915(10)	0,8727(10)	0,8720(10)
25 MV	0,9856(10)	0,9868(10)	0,8674(5)	0,8690(9)

Table 2 : Facteurs correctifs F<sub>eau</sub> et F<sub>g</sub> calculés avec les codes PENELOPE et EGS4.

## 4. Détermination du spectre de l'accélérateur Saturne 43.



Figure 4 : Schéma de la modélisation de la tête de l'accélérateur linéaire Saturne 43. L'espace des phases est calculé au niveau d'un plan précédent la cuve à eau (cercles concentriques).

En amont de la mesure de grandeurs dosimétriques, la production de faisceaux de rayonnement peut nécessiter elle aussi le recours à la modélisation. Un exemple peut en être donné avec la modélisation de l'accélérateur linéaire Saturne 43 du LNHB [09]. La modélisation, représentée selon le schéma de principe de la figure 4, prend en compte l'ensemble des collimateurs, cible, filtres, moniteur et cône égalisateur placés à la sortie du faisceau initial d'électrons incidents après focalisation et déflexion. Le résultat du calcul est constitué d'un fichier dit « d'espace des phases » regroupant l'ensemble des caractéristiques des particules traversant une surface plane située à environ 1 m de la cible en tungstène. La figure 5 compare les spectres énergétiques obtenus pour le faisceau de 25 MV à l'aide des codes PENELOPE et EGS4 et par méthode expérimentale [10].

Par la suite ce fichier est utilisé pour simuler l'irradiation des dosimètres situés en aval du plan de l'espace des phases sans pour autant reprendre la modélisation de la tête d'irradiation ce qui permet un gain de temps très important. Le dosimètre peut être placé dans le fantôme d'eau, dans lequel on calcule les rendements en profondeur. Dans ce cas, un très bon accord est trouvé entre la mesure et le calcul.



Figure 5 : Spectres calculés par les codes PENELOPE et EGS4 et déterminé par inversion de la courbe d'absorption. Il s'agit d'une méthode expérimentale suivi d'un calcul inverse qui peut être effectué par la méthode des noyaux résolvants ou par inversion de Laplace [10].

Dans d'autre cas, la grandeur dosimétrique n'est pas directement accessible à la mesure, la calcul est alors la seule possibilité pour définir une valeur de référence. Un exemple en est donné avec la détermination de l'équivalent de dose individuel (Hp(10)) pour lequel la connaissance de la distribution angulaire du champ de rayonnement est indispensable. La validation des résultats du calcul prend alors une importance particulière, elle peut être obtenu en calculant l'équivalent de dose ambiant (grandeur accessible à la mesure via la distribution en énergie du rayonnement). Cette méthode est décrite dans la référence [11] où les résultats de calcul obtenus avec le code MCNP présentent un très bon accord avec les valeurs expérimentales, un écart de 2 pour mille en terme de fluence totale a été trouvé. La comparaison entre les distributions spectrales de la fluence obtenues soit à l'aide du code MCNP soit à partir des données expérimentales est présentée figure 6.



Figure 6 : Distributions spectrales de la fluence. Comparaison entre la modélisation à l'aide du code MCNP et l'expérience.

### 5. Détecteur puit à scintillateur.

Les codes de Monte Carlo ont également été utilisés avec succès en radioactivité pour déterminer la réponse de détecteurs de particules aux rayonnements ionisants. L'un des cas le plus étudié au LNHB concerne le compteur puit dont le détecteur est composé d'un scintillateur évidé en son centre selon la figure 7 ci-dessous:



Figure 7 : Schéma de principe du détecteur puit à scintillateur.

L'angle solide de détection est proche de  $4\pi$ . Plusieurs types de codes ont été utilisés, un code interne LNHB, PIGCP4B [12], et les codes de Monte Carlo GEANT4 et PENELOPE [13].

La figure suivante montre la bonne corrélation des résultats obtenus entre les trois codes et la mesure expérimentale pour quelques radionucléides spécifiques.



#### Efficacité du détecteur puit du LNHB

Figure 8 : Comparaison entre calculs et mesures pour le détecteur puit du LNHB.

# 7. Sources radioactives.

La modélisation peut aussi être l'occasion d'étudier les caractéristiques d'une source radioactive comme celles qui sont utilisées pour la Curiethérapie. Utilisant le code GEANT4 Foppiano et al [14] ont calculé l'anisotropie d'une source d'iridium 192.

Le code PENELOPE a été utilisé au LNHB pour lever le doute sur la qualité des sources étalons produites au laboratoire. Le problème posé était de comprendre pourquoi les sources d'activités équivalentes produites par HAMERSHAM (UK) et les sources produites par le LNHB ne se comportaient pas de la même façon. La mesure de l'activité apparente variait considérablement suivant le type d'appareil utilisé. La figure suivante montre le schéma de principe des sources fabriquées par l'ex LMRI dont l'activité a été reprise par CERCA.



Substrat d'aluminium de 3 mm

**Figure 9** : Structure d'une source épaisse produite par l'ex LMRI. La répartition du radioélément émetteur β dans la résine époxy est supposée être homogène. Le spectre en énergie des particules émises est mesuré au niveau de la surface de mesure. On suppose en outre que du vide entoure l'ensemble source - support.

La figure 10 donne les spectres simulés pour diverses épaisseurs de résine époxy dans le cas de la descendance strontium – yttrium. Il faut noter l'importance considérable de la réflexion du substrat d'aluminium pour les électrons de faible énergie. La courbe marquée (1) correspond au spectre élémentaire théorique.



Figure 10 : Spectres calculés à l'aide du code PENELOPE en fonction de l'épaisseur du substrat.

On s'aperçoit immédiatement que l'absorption est préférentielle au basses énergies et qu'à fluence émise identique, les sources épaisses présentent une énergie moyenne plus grande. En conséquence, la valeur du seuil de détection de l'appareil de mesure jouera un rôle très important. Sans précautions particulières on peut commettre des erreurs d'étalonnage importantes.

#### V. Autres problèmes rencontrés.

La qualité du résultat dépend de l'isoprobabilité du générateur de nombres aléatoires, elle est d'autant meilleure que le nombre de particules primaires est important, ceci afin d'assurer la précision statistique désirée, ou/et que chaque histoire est suffisamment complexe pour comporter un grand nombre de particules secondaires. Par ailleurs, un compromis doit être fait avec le choix de seuils de coupures bas en énergie, le suivi des électrons interaction par interaction, c'est à dire sans utiliser la notion d'interactions condensées, ou la très grande énergie des particules incidentes (électrons) qui augmentent considérablement le temps de calcul.

On constate également avec les chambres à ionisation, fonctionnant à des pressions inférieures ou égales à la pression atmosphérique, que les dépôts en énergie par particule incidente sont faibles du fait du très faible taux d'interaction. L'obtention d'une statistique correcte nécessite alors un grand nombre d'histoires initiales.

L'effet statistique ne semble pas être le seul effet limitant la précision des résultats. On a pu également observer que les codes de calcul qui gèrent le transport d'une particule entre deux milieux, en particulier pour les électrons d'un milieu dense vers un milieu peu dense, ne représentent pas parfaitement la réalité. A un certain moment, on a utilisé pour certains codes un paramètre de parcours ajustable dont la signification physique n'est pas justifiée.

# **VI.** Conclusion

L'intérêt de réaliser au moyen de codes de Monte Carlo un calcul prédictif, de contrôle ou de validation n'est plus à démontrer même dans un domaine d'étude comme la métrologie où l'exactitude est primordiale vis-à-vis du résultat final. Ainsi, bon nombre de facteurs de correction n'ont été déterminés que par le calcul, la mesure expérimentale directe étant impossible.

L'intérêt est aussi important en radioprotection et depuis peu en radiothérapie, où l'utilisation de la méthode permet de réduire le recours systématique à l'expérimentation. Les hypothèses simplificatrices qui sont mises en œuvre requièrent alors un travail de validation des résultats au travers d'expériences comparables à celles modélisées. La validation devient alors la pierre angulaire de l'édifice qui doit assurer la fiabilité et la relative précision, au sens métrologique, des résultats faisant par la même de la méthode Monte Carlo un outil de choix pour la recherche.

#### VII. Bibliographie

[01] Nelson.W.R, Hirayama.H and Rogers.D.W.O, "The EGS4 code system.", Rapport SLAC-265, Standford Linear Accelerator Center, Standford, Californie, 1985.

[02] Kawrakow.I and Rogers.D.W.O, "The EGSnrc Code System : Monte Carlo simulation of electron and photon transport", Rapport NRCC PIRS-701, 19 Avril 2002.

[03] Breismeister.J.F, "MCNP, A General Monte Carlo N-particle Transport Code – Version 4C", Manuel LA-13709-M, 10 Avril 2000.

[04] Salvat.F, Fernandez-Varea.J.M, Acosta.E and Sempau.J, "PENELOPE – A code system for Monte Carlo simulation of Electron and Photon transport", Rapport NEA/NSC/DOC(2001)19, ISBN 92-64-18475, 5 Novembre 2001.

[05] Mazurier J., Salvat F., Chauvenet B., Barthe J., "Simulation of photon beams from a Sature 43 accelerator using the code PENELOPE", Physica Medica Vol XV No 3, July-September 1999.

[06] Roger D.W.O., Bielajew A.F., Nahum A.E., "Ion chamber response and Awall correction factors in 60Co beam by monte carlo simulation", Phys. Med. Biol. Vol. 30, No. 5, pp. 429-443, 1985.

[07] Mazurier J., Gouriou J., Chauvenet B. and Barthe J., "Calculation of perturbation correction factors for some reference dosimeters in high-energy photon beams with Monte Carlo code PENELOPE", Phys. Med. Biol. Vol. 46, pp.1707-1717, 2001.

[08] Daures J., Ostrowsky A., Gross P., Jeannot J.P., Gouriou J., "Calorimetry for absorbed-dose measurements at BNM-LNHB" Proceedings of NPL Workshop on recent advances in calorimetric absorbed dose standards, Rapport NPL CIRM 42, pp 15-21, 1999.

[09] Mazurier J., Barthe J. and Gouriou J., "Determination of the photons spectra from a medical accelerator with monte carlo calculations." Med. Biol. Eng. Comp. Vol. 35, Supplément Part 2, pp 1111, Abstract book du World Congress on Medical Physics and Biomedical Engineering, 14-19 Septembre 1997.

[10] Catala A., Francois P. and Bonnet J., Scouarnec Ch., "Reconstruction of 12 MV bremsstrahlung spectra from measured transmission data by direct resolution of the numeric system AF=T." Med. Phys. Vol. 22, No 1, pp 3-10, 1995.

[11] Bordy J.M., Stadmann H., Ambrosi P., Bartlett D.T. Christensen P., Colgan T., Hyvonen H., "Performance test of dosimetric services in the EU member states and Switzerland for routine assessment of individual doses (photon, beta et neutron)", Rad. Prot. Dos. Vol. 89 No 1-2, pp107-154, 2000.

[12] Lamé J. et Massé D., "Simulation de la fonction de réponse de détecteurs à des photons émis par une source cylindrique" Note technique CEA LPRI/91/294/ Octobre 1991.

[13] Olive P., "Simulation du détecteur  $4\pi$ - $\gamma$  du LPRI." Note technique CEA LPRI/97/007/1997.

[14] Foppiano F., Garelli S., Moresco P., Paoli G., Agostinelli S., "The application of GEANT4 simulation code to the verification of brachytherapy calibration procedure" XIII International Conference on the Use of Computers in Radiation Therapy (ICCR), Heidelberg, Mai 2000.