



Ecole Supérieure d'Ingénieur de Luminy
Département Biomédical
Luminy case 925
13288 Marseille cedex 09



Centre de Lutte Contre le Cancer
Léon Bérard
28 rue Laënnec
69373 Lyon

Comparaison d'irradiation réelle et de simulations physiques par méthodes Monte Carlo dans le cadre de la dosimétrie par imagerie portale numérique

Rapport de stage 3^{ème} année Génie Biomédical 2005

Mlle Nathalie DUFOUR
ndufour@esil.univ-mrs.fr

Sous la direction de :

Mme Chantal Ginestet, physicienne responsable de l'unité de physique du Centre Léon Bérard
M. Jean Noël Badel, physicien médical et doctorant du Centre Léon Bérard
M. David Sarrut, maître de conférence, délégué à l'unité de recherche du Centre Léon Bérard

Remerciements

J'adresse tout d'abord mes premiers remerciements à Mme Chantal Ginestet, physicienne responsable de l'unité de physique du Centre Léon Bérard pour m'avoir déjà permis de réaliser à nouveau mon stage au sein du Centre ainsi que pour les connaissances scientifiques qu'elle a su me transmettre et qui m'ont permis de réaliser mes expériences dans les meilleures conditions.

Je remercie aussi M. Christian Carrie, chef du département de radiothérapie du Centre, pour avoir eu la gentillesse de m'intégrer pendant ces quelques mois au sein de son équipe.

Je tiens particulièrement à adresser ma sincère reconnaissance à mon maître de stage M. Jean Noël Badel, physicien et doctorant au Centre pour tout le temps et la patience qu'il m'a consacré. Je tiens à lui dire à quel point j'ai apprécié notre collaboration et le remercie particulièrement pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail. Ses conseils et sa rigueur ont été des atouts primordiaux pour la réalisation de ce stage.

Mes remerciements s'adressent également à M. David Sarrut, maître de conférence, délégué à l'unité de recherche du centre Léon Bérard pour tout l'enthousiasme qu'il communique autour de lui. Il a su se montrer disponible et a fait preuve d'une grande qualité pédagogique à mon égard.

Les physiciens du Centre Mrs Claude Malet, Frédéric Lafay, Frédéric Gassa, Mmes Marie Claude Biston et Myriam Ayadi m'ont ouvert avec beaucoup de gentillesse les portes de leur univers de travail. Merci à tous les cinq.

Merci aussi à Peggy Dubs, aide physicienne au Centre, Cyril Decker, aide physicien, et André Devarenne, technicien, pour m'avoir intégré avec autant de sympathie au sein de leur équipe. Vos collaborations dans mes travaux de recherche ont été pour moi un atout indispensable.

Je tiens enfin à remercier Elsa Giroud, Vlad Boldea, Hacène Boulkouane, Simon Rit et Nicolas Curtet pour tous ces bons moments que l'on a partagés durant ces sept mois. Merci à vous tous.

Résumé

Introduction : Développés à l'origine pour vérifier la concordance géométrique entre le champ d'irradiation et sa position par rapport au patient, les systèmes d'imagerie portale numériques (EPID) apparaissent aujourd'hui, grâce au développement de nouveaux systèmes incorporant des matrices de semi-conducteurs (silicium amorphe), comme les futurs outils de contrôle du traitement du patient par la dosimétrie en ligne.

L'objectif est de pouvoir comparer la dose portale réelle (au niveau de l'imageur), acquise durant le traitement, à une dose portale prévisionnelle obtenue par méthodes Monte Carlo.

Dans cette optique, plusieurs équipes et nous même avons évalué les capacités dosimétriques des imageurs portails en établissant une correspondance entre le niveau de gris du pixel de l'image portale (IP) et la dose délivrée par l'accélérateur. Ces expériences ainsi validées sur un milieu homogène, nos travaux s'orientent à présent vers l'étude de l'influence des hétérogénéités sur la mesure de la dose au sein de l'imageur.

Enfin, nous étudions l'influence tant physique que temporelle de la discréétisation du fantôme hétérogène dans les simulations Monte Carlo de façon à réaliser un travail préparatoire permettant l'insertion des données CT d'un patient.

Matériels et méthodes : L'étude de l'influence de l'introduction de milieux hétérogènes sur la réponse de l'EPID passe par la conception d'un fantôme présentant des hétérogénéités de densités rencontrées couramment en clinique. Ce fantôme conçu, nous l'introduisons au sein de nos simulations MC avec MCNPX sous la forme macroscopique (parallélépipèdes). Nous comparons les profils de dose obtenus avec les simulations, les images portales et les films radiographiques acquis à une énergie de 6 MV et une taille de champ de 20x20 cm².

Ensuite, ce fantôme est discréétisé en différentes tailles de voxels dans le simulateur MCNPX en utilisant la fonctionnalité Lattice proposée par celui-ci. On réalise l'étude de la dose transmise au sein du scintillateur de l'imageur à travers le fantôme discréétisé et sous forme macroscopique de manière à comparer l'écart de dose physique obtenue (tally de type MESH3) et de temps de simulation selon la modélisation du fantôme.

Résultats : Les propriétés dosimétriques des imageurs portails à base de silicium amorphe sont maintenant largement établies. En effet, on montre pour une région d'intérêt centrée dans l'image portale (IP) une relation linéaire entre la moyenne des valeurs des pixels de cette région et la dose délivrée par l'accélérateur pour un milieu homogène pour chaque combinaison possible des paramètres d'irradiations (taille de champ, énergie, épaisseur du fantôme).

La comparaison des profils de dose obtenus avec les films, l'image portale et les simulations Monte Carlo nous conduit à conclure à un écart relatif faible en zone homogène ce qui remplit les conditions ICRU (-5% - +7%) par contre en milieu hétérogène, les écarts entre l'IP et le film avoisinent les 10%. Les différences entre l'IP et la simulation dans les hétérogénéités atteignent même 20%.

En ce qui concerne la discréétisation du fantôme au sein du simulateur MCNPX, on peut noter la faible influence de l'introduction des données sous la forme de voxels par rapport à la forme macroscopique (<5%), cette influence est d'autant plus faible que la densité de l'hétérogénéité traversée est faible (<1%). Par contre la durée de simulation est multipliée par un facteur d'autant plus important que le volume du voxel est faible.

Conclusion et discussion : Les écarts entre les profils étant quantifiés, il reste désormais à éliminer tous les paramètres susceptibles d'introduire un biais dans le résultats obtenus (développement du film, étude in silico de celui-ci, dérive temporelle de l'EPID, spectre source simulée) de manière à pouvoir quantifier l'influence réelle des hétérogénéités sur la réponse de l'EPID.

La discréétisation de fantôme dans les simulations nous a permis de mettre en exergue la faible influence de la taille des voxels sur la dose transmise, il reste maintenant à travailler sur les données CT du fantôme et donc plus particulièrement sur la phase délicate de segmentation.

Table des matières

Introduction

1. Evaluation et caractérisation des capacités dosimétriques d'un imageur portal sur un fantôme homogène

1.1 Contexte

1.2 Nos travaux

2. Evaluation et caractérisation des capacités dosimétriques d'un imageur portal en milieu hétérogène

2.1 Objectif

2.2 Matériel

 2.2.1 Le fantôme

 2.2.2 L'imageur portal i View GT ELEKTA

 2.2.2.1 Principe

 2.2.2.2 Formation de l'image portale

 2.2.3 Les films radiographiques X-OMAT-V

2.3 Méthode

 2.3.1 Acquisition d'images portales

 2.3.2 Acquisition de films

 2.3.2.1 Condition d'irradiation

 2.3.2.2 Analyse des films

2.4 Résultats

 2.4.1 Profil air - graisse

 2.4.2 Profil polystyrène - os

 2.4.3 Profil graisse - os

2.5 Conclusion et discussion

3. Simulation Monte Carlo de la dosimétrie au niveau d'un imageur portal en milieu hétérogène

3.1 Objectif

3.2 Matériel

 3.2.1 L'image portale

 3.2.2 Le code de simulation Monte Carlo MCNPX

3.3 Méthode

 3.3.1 La source

 3.3.2 L'i View GT

 3.3.3 La cible

 3.3.4 Le recueil des données

3.4 Résultats

3.4.1 Optimisation des temps de calcul

3.4.1.1 Spectres énergétiques des électrons atteignant le détecteur

3.4.1.2 Influence de l'énergie de coupure des électrons sur le dépôt de dose dans le scintillateur

3.4.2 Les profils

3.4.2.1 Profil air - graisse

3.4.2.2 Profil polystyrène - os

3.4.2.3 Profil graisse - os

3.4.3 Etude du compromis cut-off - nombre de particules - résolution spatiale du détecteur pour les simulations Monte Carlo

3.5 Conclusion et discussion

4. Influence de la discréétisation du milieu diffusant sur la dose transmise et le temps de calcul

4.1 Objectif

4.2 Matériels et méthodes

4.2.1 Préparation de l'introduction d'un CT dans les simulations

4.2.2 Insertion de l'image 3D dans MCNP et son extension MCNPX

4.3 Résultats

4.4 Conclusion et discussion

Conclusion

Annexes

Protocole des mesures sur un fantôme hétérogène en utilisant les TLDs

Poster présenté au congrès HCPBM d'OROPA en Italie

Bibliographie

Introduction

En radiothérapie, l'imagerie portale numérique : l'EPID (Electronic Portal Imaging Device) a été développée à l'origine pour vérifier l'accord géométrique entre le champ d'irradiation et sa position par rapport au patient de manière à assurer une irradiation complète de la tumeur tout en épargnant le plus possible les tissus sains avoisinants.

Aujourd'hui, le développement de nouveaux systèmes de détection comme ceux qui incorporent des matrices de semi-conducteurs (silicium amorphe) permet désormais d'envisager l'évaluation de la dose délivrée pendant le traitement.

Beaucoup de travaux réalisés par des équipes en majorité européenne (Pasma et al [Pas99], Cremers et al [Cre04], Fielding et al [Fie02]) (*ou*) et nord américaine (Grein et al [Grei02], McCurdy et al [McC01], Jaffray et al [Jaf94]) ont mis en avant les qualités dosimétriques des imageurs portails permettant la mesure d'une distribution 2D de la dose déposée pendant une irradiation.

Notre travail s'insère dans cette dynamique et porte sur l'étude de la dose portale (dose déposée au niveau de l'imageur portal) dans le but de pouvoir contrôler la dose reçue par le patient lors de ses séances d'irradiations.

En effet, notre objectif est de pouvoir comparer la dose portale réelle, acquise durant le traitement, à une dose portale prévisionnelle obtenue par méthodes Monte Carlo à l'aide des codes de simulation MCNPX, Gate et Geant 4.

A plus long terme, il sera ainsi intéressant de pouvoir envisager de remonter à la dose reçue par le patient (dose *in vivo*) à partir de la cartographie de dose enregistrée au cours de l'irradiation au niveau de l'EPID (dose portale) [Jar04].

Dans un premier temps, je présenterai les travaux préliminaires effectué sur un fantôme homogène de PMMA pour évaluer les capacités dosimétriques de l'un des imageurs portal du Centre Léon Bérard : l'i View GT d'ELEKTA.

Dans un deuxième temps, nous nous attacherons à réaliser un pas supplémentaire vers la clinique en travaillant sur un fantôme présentant des hétérogénéités rencontrées dans l'anatomie humaine (poumon, os, eau, ...).

Dans cette optique, nous avons inclus ce fantôme dans les simulations Monte Carlo MCNPX ainsi que dans nos expériences menées sur l'accélérateur linéaire SL15 d'ELEKTA.

Enfin, nous avons orienté notre travail sur l'introduction du fantôme hétérogène sous la forme de voxels de différentes tailles dans les simulations dans le but d'insérer par la suite les données CT d'un vrai patient.

1. Evaluation et caractérisation des capacités dosimétriques d'un imageur portal sur un fantôme homogène

1.1 Contexte

L'utilisation des systèmes d'imagerie portale à des fins dosimétriques repose sur des séries d'expériences menées par un grand nombre d'équipes [Hej95], [McD04], [Grei02], [Gle00] permettant de corrélérer les réponses données par l'EPID en terme de **niveau de gris** moyen sur une région d'intérêt de l'image (pour réduire l'influence du bruit), à celles d'une chambre d'ionisation (dosimètre de référence) en terme de **dose portale** [Hej95].

i) Stabilité de la réponse de l'EPID au cours du temps

La stabilité de la réponse de l'EPID avec le temps est un pré requis indispensable pour le contrôle quotidien des machines et pour la dosimétrie.

Une équipe [Hej95] a mis en relation des mesures expérimentales effectuées pendant 38 jours successifs selon les deux axes principaux de l'EPID avec les résultats obtenus avec une série de chambres d'ionisation dans les mêmes conditions d'irradiation.

L'EPID utilisé par cette équipe repose sur un système de caméra : écran fluorescent + miroir + caméra.

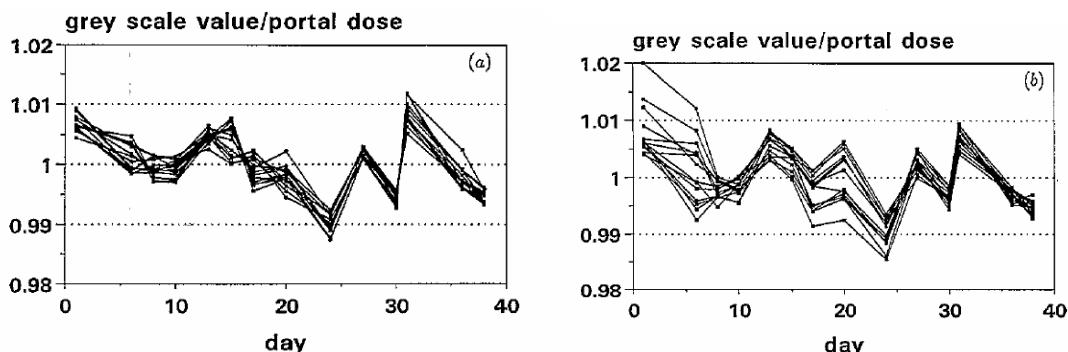


Fig 1 : Variations d'un jour sur l'autre des réponses de l'EPID selon l'axe des x.

Fig 2 : Variations d'un jour sur l'autre des réponses de l'EPID selon l'axe des y.

La dérive des réponses de l'EPID en fonction du temps est de l'ordre de 0.4% et constitue ainsi une première étape réussie dans la validation dosimétrique de l'imageur.

ii) Variation de la réponse de l'EPID en fonction des paramètres d'irradiation

Utiliser l'EPID en tant que dosimètre suppose que le rapport dose portale sur valeur du pixel reste constant quelques soient les paramètres physiques inhérents à un traitement de radiothérapie tels que la distance source détecteur, l'épaisseur du fantôme, la taille de champ ou l'énergie du faisceau utilisé [Grei02].

Je présenterai ici la relation entre la valeur du pixel et la dose portale (mesurée par une chambre d'ionisation) pour différentes valeurs de source détecteur (116.5 cm, 130 cm, 150 cm), de taille de champ (5x5, 10x10) et d'énergie (6 et 18 MV).

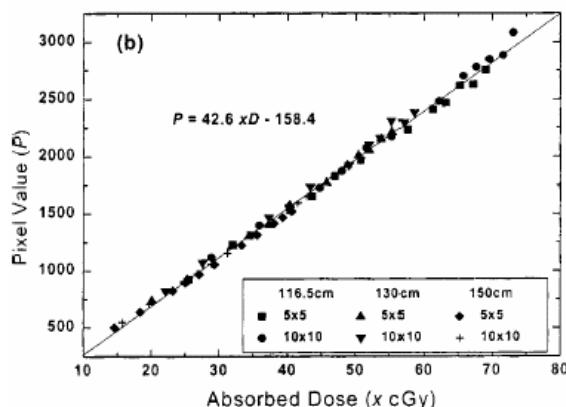


Fig 3 : Relation entre la valeur du pixel et la dose portale (« absorbed dose ») pour différentes distances source détecteur et taille de champ.
Energie du faisceau 6 MV

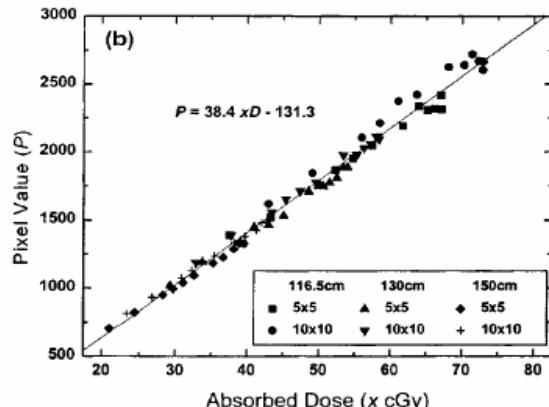


Fig 4 : Relation entre la valeur du pixel et la dose portale (« absorbed dose ») pour différentes distances source détecteur et taille de champ.
Energie du faisceau 18 MV

On remarque une relation quasi linéaire entre la valeur du pixel P et la dose portale D quelques soient les variations des paramètres physiques :

$$P = a \times D + b$$

L'équipe a montré que les valeurs de a et b variaient avec la taille de champ et l'énergie mais semblait quasi indépendantes de la distance source détecteur.

1.2 Nos travaux

A notre tour, nous avons effectué les mêmes travaux préliminaires sur l'imageur portal i View GT d'ELEKTA du Centre (cf. description paragraphe 2.3) de manière à qualifier et quantifier l'influence des paramètres inhérents au traitement sur l'acquisition de l'image portale.

Nous avons évalué les capacités dosimétriques de notre imageur sur :

- ✓ 2 énergies : 6 et 10 MV
- ✓ 5 tailles de champ : 5x5, 10x10, 15x15, 20x20, 25x25 cm²
- ✓ 2 épaisseurs de fantôme PMMA centrées à l'isocentre : 5 et 10 cm

Pour cela, nous avons fait l'acquisition de plusieurs images portales et fait varier un seul paramètre à la fois en gardant les autres constants.

Note : La distance source - détecteur ne peut être étudiée car elle est fixe dans le cas de l'i View GT.

On trace ici le niveau de gris moyen d'une région d'intérêt (1cm^2) située sur l'axe du faisceau en fonction du nombre d'unités moniteurs.

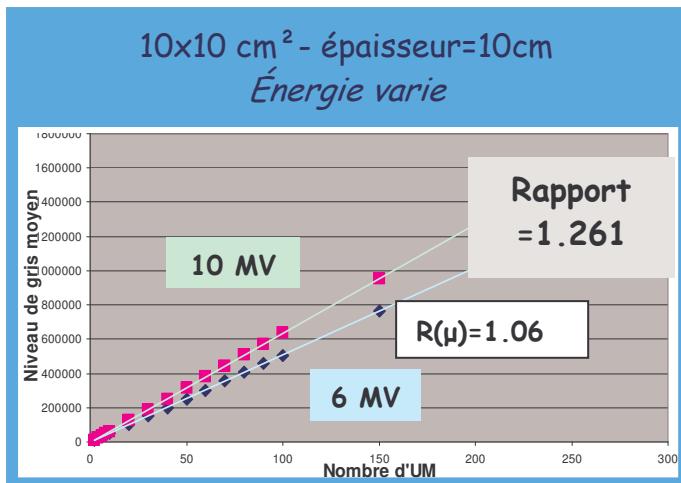


Fig 5 : Relation entre la valeur du pixel et le nombre d'UM pour 2 énergies et pour une taille de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et une épaisseur de PMMA de 10 cm.

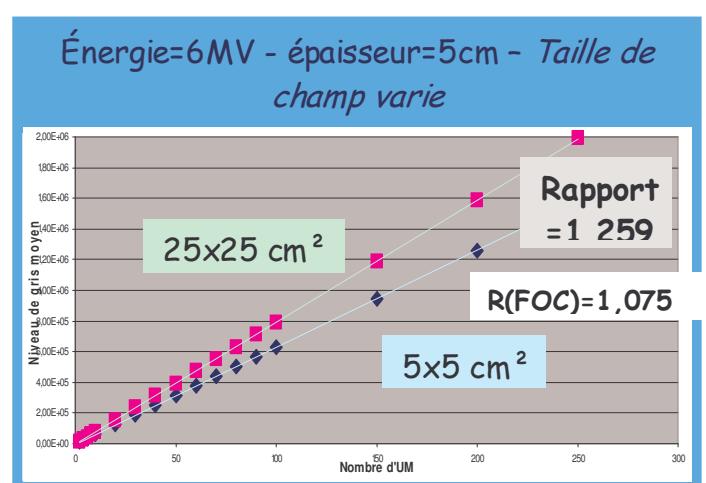


Fig 6 : Relation entre la valeur du pixel et le nombre d'UM pour 2 tailles de champ et pour une énergie de 6MV et une épaisseur de PMMA de 5 cm

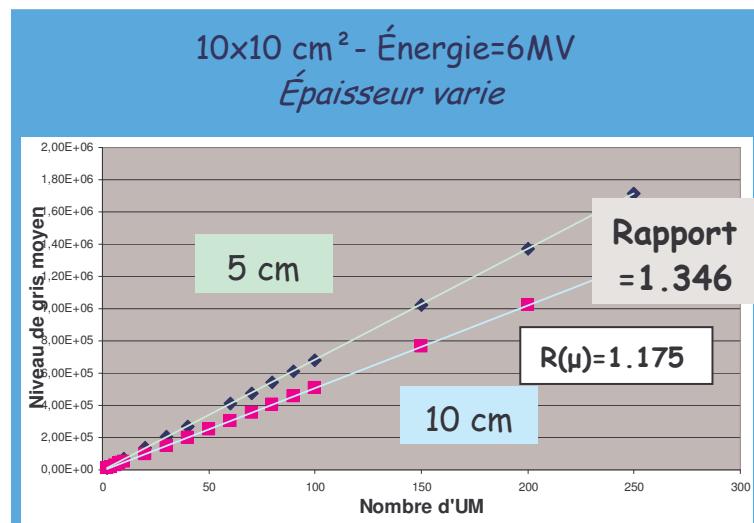


Fig 7 : Relation entre la valeur du pixel et le nombre d'UM pour 2 épaisseurs et pour une énergie de 6MV et une taille de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$

Nos premiers résultats permettent de conclure à une relation $\text{IntPixel} = f(\text{UM})$ linéaire mais il existe autant de relations (r) que de combinaisons ($\alpha, \beta, \gamma, \dots$) des paramètres d'irradiations (A, B, C, \dots) :

$$r = g(\alpha A, \beta B, \gamma C, \dots)$$

De plus, pour chaque graphique, nous avons calculé les rapports entre les deux droites de manière à quantifier l'influence sur la réponse de l'EPIID.

Nous obtenons dans le cas de la figure 5 un rapport de 1.261 dans lequel est inclus la différence d'atténuation due à l'augmentation en énergie. Dans le cas du PMMA (densité 1.195 g/cm³) :

$$\mu(10 \text{ MV}) / \mu(6 \text{ MV}) = 1.06$$

On peut donc conclure que 6% des 26.1% d'écart entre les deux droites est uniquement du à la différence d'atténuation. On peut donc attribuer les 20.1% restants à l'influence de la variation de l'énergie sur la réponse de l'EPIID.

En continuant sur notre même raisonnement pour le cas de la figure 6, nous avons un rapport de 1.259 dans lequel est inclus le facteur ouverture collimateur (FOC) due à l'augmentation de la taille de champ.

$$\text{FOC}(5 \times 5 \text{ cm}^2) / \text{FOC}(25 \times 25 \text{ cm}^2) = 1.075$$

On peut donc conclure que 7.5% des 25.9% d'écart entre les deux droites est uniquement du à ce rapport de FOC. On peut donc attribuer les 18.4% restants à l'influence de la variation de la taille de champ sur la réponse de l'EPIID.

De la même manière pour la figure 7, nous avons un rapport de 1.346 dans lequel est inclus la différence d'atténuation due à la différence d'épaisseur de PMMA.

$$\mu(10 \text{ cm}) / \mu(5 \text{ cm}) = 1.175$$

On peut donc conclure que 17.5% des 34.6% d'écart entre les deux droites est uniquement du à cette différence d'atténuation. On peut donc attribuer les 17.1% restants à l'influence de la variation de l'épaisseur de PMMA sur l'énergie moyenne du spectre en photons atteignant l'EPIID.

D'après nos premiers résultats, il semblerai donc que l'influence sur l'EPIID de la variation de la l'énergie soit plus importante que celle de la taille de champ ou l'épaisseur du fantôme. Cependant, ces résultats restent à être validé sur toutes les combinaisons d'irradiation possible (différentes tailles de champ, épaisseurs ou énergies).

Les perspectives de ces travaux préliminaires s'orientent à présent sur l'étude de la stabilité de l'EPIID au cours du temps de manière à connaître la dérive temporelle de sa réponse.

Cette étude de stabilité s'incorporera dans la mise en place d'un protocole de contrôle qualité visant à garantir la bonne correspondance entre la dose et le niveau de gris des pixels au cours du temps.

2 - Evaluation et caractérisation des propriétés dosimétriques d'un imageur portal en milieu hétérogène

2.1 Objectif

Les études préliminaires menées sur un fantôme homogène nous ont permis de conclure à une possible utilisation de l'EPID en tant que dosimètre en ligne. Maintenant, il reste à réaliser un pas supplémentaire vers la clinique et évaluer le comportement de l'EPID face à la présence d'hétérogénéités et notamment au niveau des interfaces.

Cette évaluation va se faire à l'aide de films radiographiques très exploités pour le contrôle dosimétrique en radiothérapie.

L'objectif est de comparer les profils de dose obtenus avec l'EPID avec ceux des films en respectant les mêmes conditions d'irradiation.

2.2 Matériel

2.2.1 Le fantôme

L'étude des hétérogénéités passe tout d'abord par la conception d'un fantôme hétérogène de dimension 20x20x20 cm³, composé de 4 milieux différents :

- Teflon (équivalent os) de densité 2.12 g/cm³
- Polyéthylène (équivalent graisse) de densité 0.95g/cm³
- Air de densité 0.00125 g/cm³
- Polystyrène expansé de densité 0.03 g/cm³

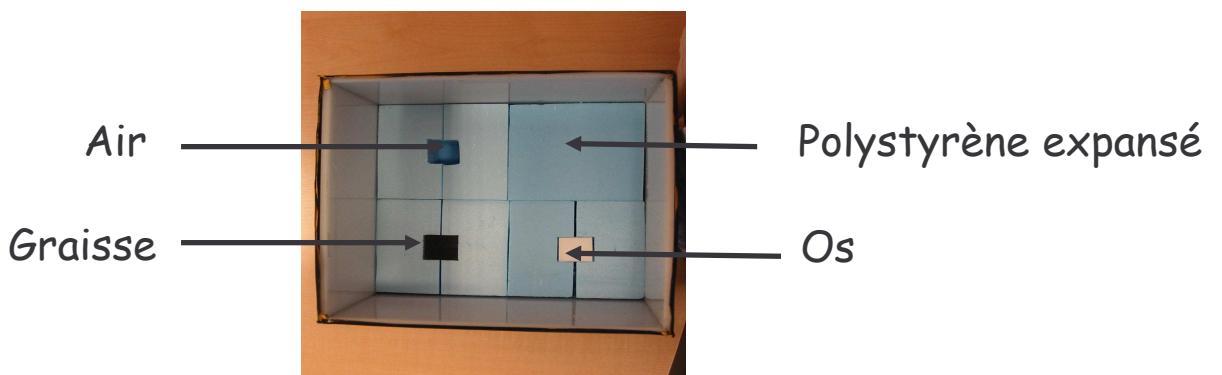


Fig 8 - Photographie du fantôme hétérogène conçu lors du stage

Les hétérogénéités introduites sont des cubes de dimension 2.5x2.5x10 cm³. Les parois du fantôme sont en plexiglas de densité 1.2 g/cm³ et d'épaisseur 0.5 mm.

2.2.2 L'imageur portal : i View GT ELEKTA

2.2.2.1 Principe

L'I View GT d'ELEKTA est un imageur portal de résolution 1024x1024 pixels, il est composé d'une première couche métallique (cuivre + aluminium) qui permet d'amener les électrons de hautes énergies produits par les photons incidents à leur buildup de manière à ce que la dose déposée soit maximale (i.e obtenir un maximum d'information au niveau de l'image) dans la seconde couche que constitue le scintillateur. La couche métallique assure les premiers cm de l'accroissement de dose de façon à ce que le scintillateur reçoive un maximum de dose.

Le scintillateur est fractionné en 16 segments image et à chacun de ces segments, on a une électronique associée (matrice de silicium amorphe). Un pixel de l'image correspond à l'association d'une photodiode et d'un transistor à effet de champ. Ce transistor agit comme un interrupteur qui se ferme lorsqu'il y a une impulsion de tension donnée par les Gate Drivers. Le courant peut donc circuler le long des Data Lines et être ensuite intégré par un amplificateur.

Ce courant est proportionnel à l'exposition reçue par le pixel entre deux impulsions de tension.

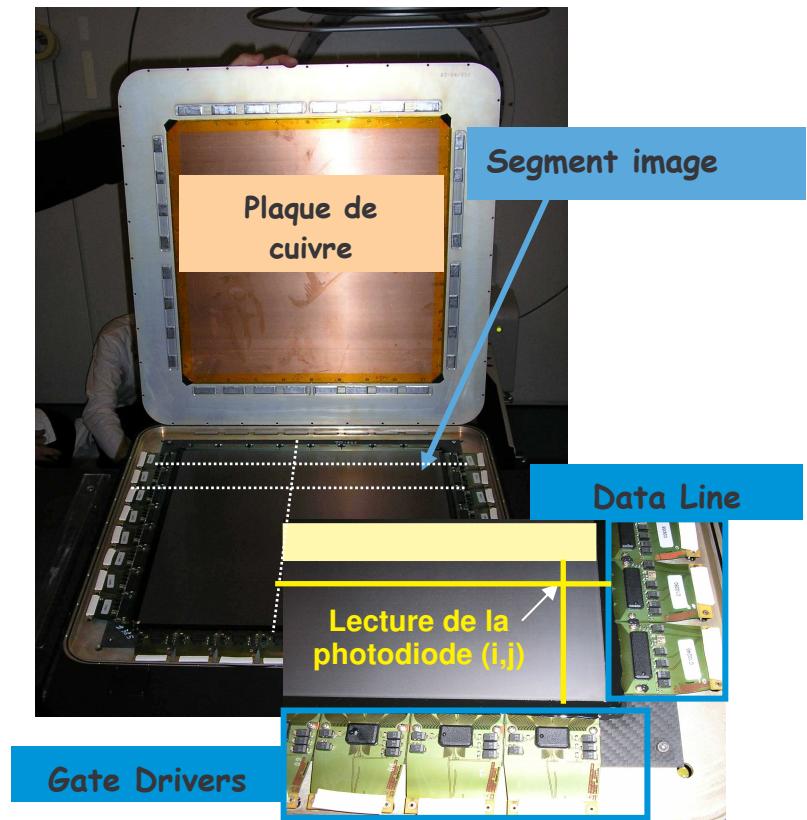
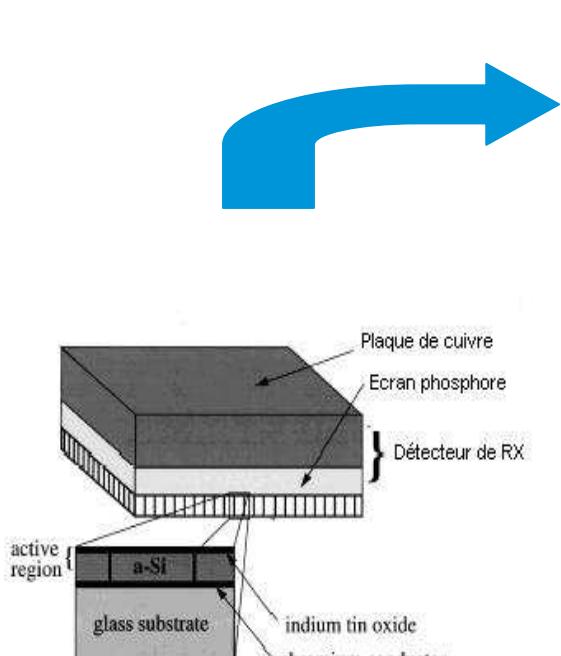


Fig 9 - Schéma de principe d'un détecteur au silicium amorphe

Fig 10 - Présentation de l'I View GT d'ELEKTA dont le fonctionnement est basé sur le principe ci contre

2.2.2.2 Formation de l'image portale

La lecture de l'image portale se fait de l'extérieur vers l'intérieur entre chaque pulse délivré par l'accélérateur (4 lignes de chaque côté de l'image par pulse).

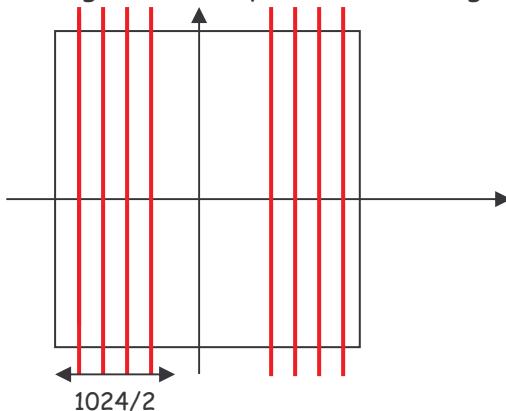


Fig 11 - Processus de lecture de l'image portale

Sachant que les accélérateurs délivrent 400 pulses par seconde, la durée d'un pulse correspond donc à 2.5 ms. Il faudra alors $1024/8 * 2.5 = 320$ ms au minimum pour former l'image portale c'est-à-dire pour permettre la lecture de toutes les lignes de la matrice une seule fois.

2.2.3 Les films radiographiques X-OMAT-V

La dosimétrie par films est une méthode encore très exploitée en radiothérapie car elle est simple, facile à réaliser, peu onéreuse et surtout fiable et précise.

Le film utilisé pour mes manipulations se compose, comme la plupart des films, d'un support, d'une émulsion photosensible (mélange gélatine + bromure d'argent) et d'une couche protectrice superficielle.



Fig 12 - Coupe d'un film.

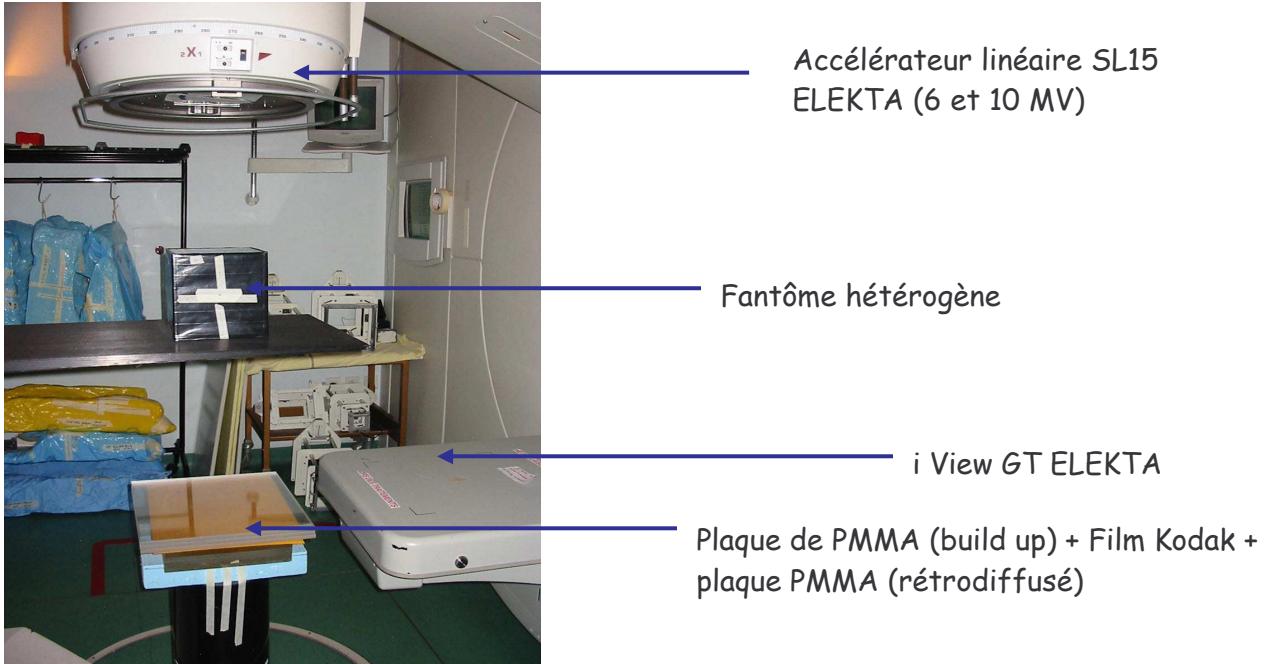
Sous l'effet des radiations, les grains d'argent sont ionisés : ils constituent l'image latente. Lors du développement du film, le révélateur provoque la précipitation des cristaux ionisés en grains d'argent métallique : l'image se forme.

Le film présente une différence de noircissement en fonction de la quantité de photons reçus. On utilise alors un photodensitomètre pour quantifier ce noircissement en mesurant la lumière transmise à travers le film.

Tout l'intérêt de l'utilisation des films d'un point de vue dosimétrique est le fait que l'on puisse relier leur noircissement avec la dose déposée par les électrons mis en mouvement par les photons ayant interagir avec le film. De plus, nous obtenons, comme dans le cas de l'EPIID, une cartographie 2D de la dose déposée ce qui nous permet une comparaison aisée.

2.3 Méthode

2.3.1 Acquisition d'images portales



On réalise l'acquisition d'images portales dans les conditions d'irradiation suivantes :

- Champ $20 \times 20 \text{ cm}^2$ (correspond à $32 \times 32 \text{ cm}^2$ à 160 cm)
- Énergie 6 MV
- Bras et collimateur à 0°
- Isocentre à mi-épaisseur du fantôme

Les images portales ont été ensuite exportées de la console d'acquisition au format jpeg loss less. Sous nos consoles Linux, les images exportées sont converties dans un format développé par l'équipe (.vox) pour pouvoir les traiter à partir de programmes en C++. Ces programmes nous permettent entre autres d'obtenir des profils de dose dans le sens inplane (longitudinal) et crossplane (transverse) avec l'échantillonnage de la région d'intérêt souhaité (1 ou plusieurs pixels suivant la résolution choisie).

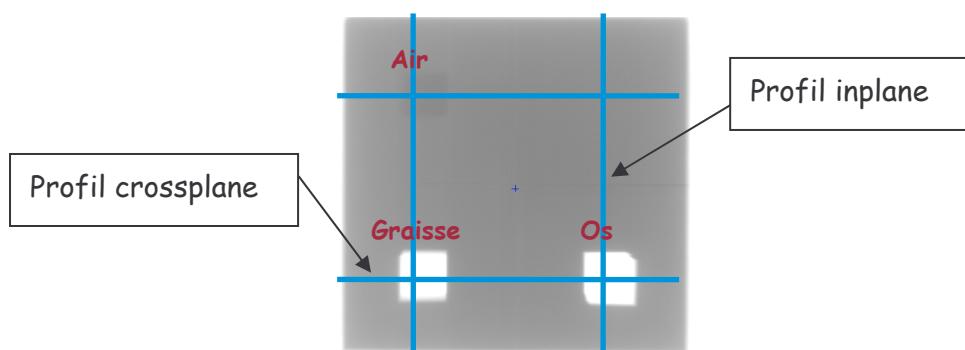


Fig 13 - Image portale du fantôme hétérogène acquise à 6MV

2.3.2 Acquisition de films

2.3.2.1 Condition d'irradiation

Les films ont été acquis dans les mêmes conditions d'irradiation que l'image portale soit à une distance source- détecteur de 160 cm.



Fig 14 - Acquisition du film avec une énergie de 6MV à une distance de 160 cm de la source

De plus, nous avons simulé avec le simulateur Monte Carlo MCNPX l'épaisseur de PMMA à ajouter au dessus du film de manière à assurer (comme dans le cas de la couche métallique de l'EPID) le buildup au niveau du film.

Pour cela, nous avons modélisé dans les simulations une source cône avec une émission équidistribuée de photons polyénergétiques (issus de la modélisation du faisceau dans le TPS de l'accélérateur SL15 d'ELEKTA du Centre) et des épaisseurs croissantes de PMMA situées à 160 cm de la source (la description complète de la simulation est développée au paragraphe 3).

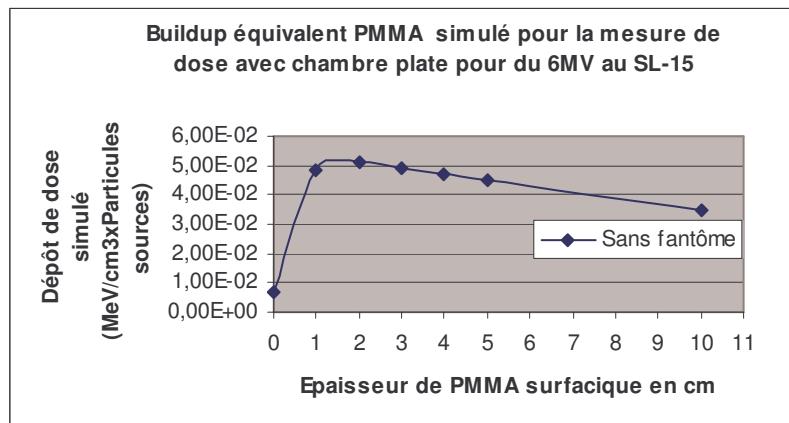


Fig 15 - Build-up simulé à l'aide de code Monte Carlo

D'après la lecture du graphe ci-dessus, nous avons choisi de placer 3 cm de PMMA au dessus du film de manière à se situer dans les conditions d'équilibre électronique. Nous avons positionné 7cm de PMMA en dessous du film pour prendre en compte le rétrodiffusé.

2.3.2.2 Analyse des films

Les films ont été développés avec la développeuse Curix 160 AGFA puis analysés à l'aide du photodensitomètre de marque Wellhöfer muni du logiciel WP700.

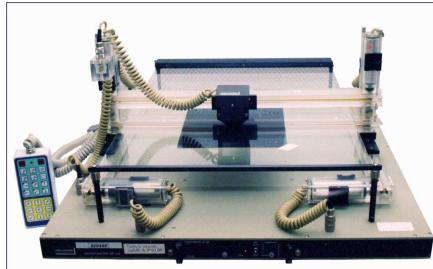


Fig 16 - Photodensitomètre du Centre

Comme nous l'avons vu précédemment, il existe une relation entre l'exposition et le noircissement du film. Elle se traduit par une courbe, nommée courbe sensitométrique, caractéristique du film, qui exprime la densité optique en fonction de la dose reçue.

La correspondance entre la variation de la densité optique en fonction de la dose une fois établie permettra de faire des mesures de dose.

La méthode d'obtention de la courbe sensitométrique nécessite plusieurs étapes :

- la conversion du nombre d'unités moniteurs en dose grâce au logiciel établi par le service
- l'irradiation du film sous pochette au SL15 avec des doses croissantes, de 0.1 gray à 1 gray : photons de 6 MV, bras à 0°, DSD 160cm, 3 cm de plexiglas au dessus du film assurant l'équilibre électronique, champ de 5x5 cm²,
- le développement du film,
- et la lecture au photodensitomètre.

Cette courbe est ensuite transférée sur le logiciel WP 700 de Wellhöfer. A partir de celle-ci nous pourrons convertir la densité optique lue par le photodensitomètre en dose et ainsi faire des mesures dosimétriques (établissement des profils de dose).

2.4 Résultats

Comparaison profils IP/Film dans différentes ROI

Pour quantifier le comportement de l'EPID face aux hétérogénéités, nous allons comparer les profils obtenus avec les images portales et les films.

Pour obtenir les profils de dose, on trace le %Dose=D/D_{max}*100 en fonction de la distance en cm.

Nous avons choisi 3 profils pour notre étude :

- Profil air - graisse
- Profil polystyrène - os
- Profil graisse - os

2.4.1 Profil air - graisse

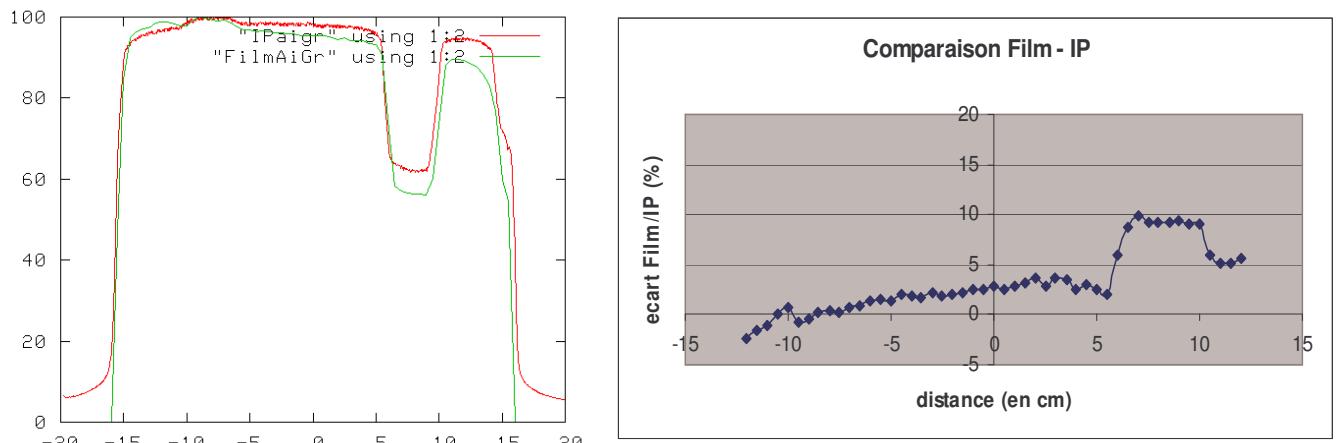


Fig 17 a) et b) Profils IP et film obtenu dans le sens inplane à une énergie de 6 MV (a) et rapport (b) des deux profils obtenus (en %)

En zone homogène, les différences entre le profil IP et film sont inférieures à 5% soit tout à fait dans les tolérances ICRU (-5% +7%).

Dans l'hétérogénéité, les différences sont beaucoup plus marquées et peuvent dans le cas de ce profil atteindre les 10%.

2.4.2 Profil polystyrène - os

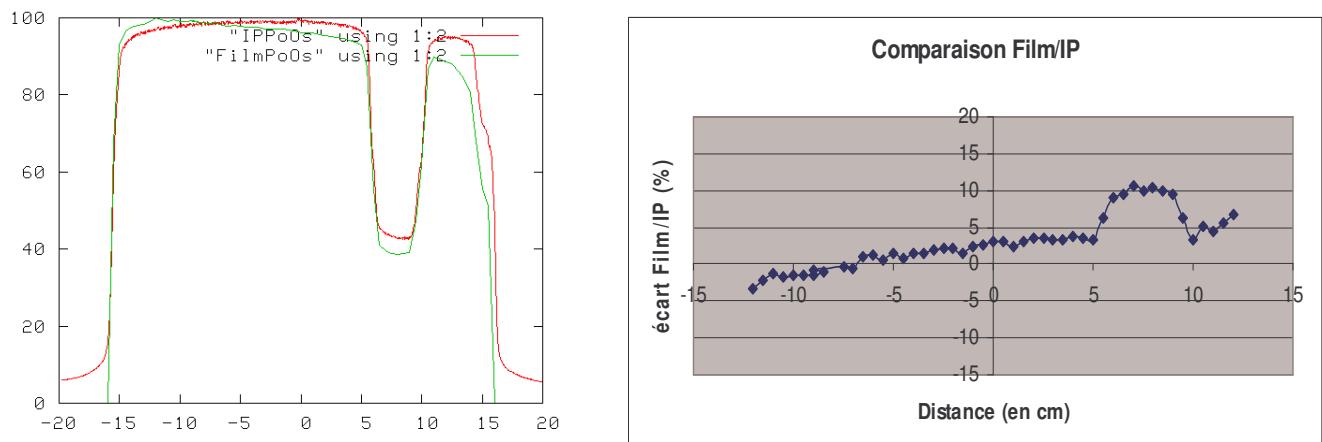


Fig 18 a) et b) Profils IP et film obtenu dans le sens inplane à une énergie de 6 MV (a) et rapport (b) des deux profils obtenus (en %)

Ici, on observe le même comportement que précédemment. Dans l'os, les écarts avoisinent les 10%. Cet écart ne semble pas être affecté par la densité du milieu.

2.4.3 Profil graisse - os

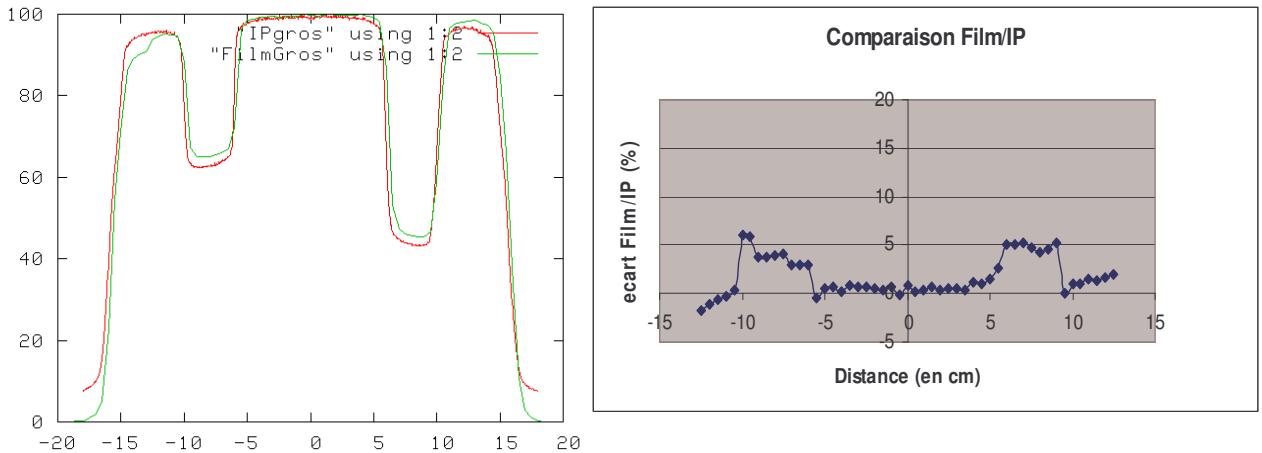


Fig 19 a) et b) Profils IP et film obtenu dans le sens crossplane à une énergie de 6 MV (a) et rapport (b) des deux profils obtenus (en %)

Les écarts sont assez faibles et ce même dans les hétérogénéités. L'EPID semble se comporter de manière très analogue au film.

2.5 Conclusion et discussion

L'étude des profils précédents nous permet de conclure à une bonne correspondance entre l'EPID et le film en zone homogène (< 5%). Dans les hétérogénéités, l'écart entre les deux dosimètres s'accroît de manière relativement importante.

Cet écart est semblablement dû en parti à des incertitudes relatives aux expériences. En effet, l'étude du film implique des manipulations introduisant des causes d'erreurs non négligeables telles que celles dues au développement de celui ci et à l'exploitation des résultats au photodensitomètre. En effet, nous ne sommes pas sûrs de passer exactement au même endroit dans l'hétérogénéité pour le film et l'EPID pour la réalisation des profils.

On peut le voir notamment dans le cas du 3^{ème} profil où pour les mêmes hétérogénéités que dans les précédents, nous avons un écart entre le film et l'EPID qui est beaucoup plus faible (voire même inférieur à 5%).

Il serait donc souhaitable d'utiliser le Vidar (scanner de films) disponible au Centre pour quantifier ces différences et pouvoir ainsi s'en affranchir grâce à la numérisation du film et à son étude in silico.

Ces écarts peuvent également être dus aux différences de sensibilité entre le film et l'EPID mais éventuellement aussi à une non stabilité de la réponse de l'EPID au cours du temps.

Il serait donc souhaitable de réaliser l'acquisition de l'image portale plusieurs jours de suite et quantifier ensuite cette éventuelle dérive. Ces acquisitions seront bientôt menées dans un protocole global de contrôle de qualité.

3 – Simulation Monte Carlo de la dosimétrie au niveau d'un imageur portal en milieu hétérogène

3.1 Objectif

L'objectif est de contrôler la qualité de la distribution de la dose pendant le traitement par rapport à ce qui a été prévu. Il s'agit donc de comparer l'image portale d'une irradiation donnée à sa cartographie de dose simulée.

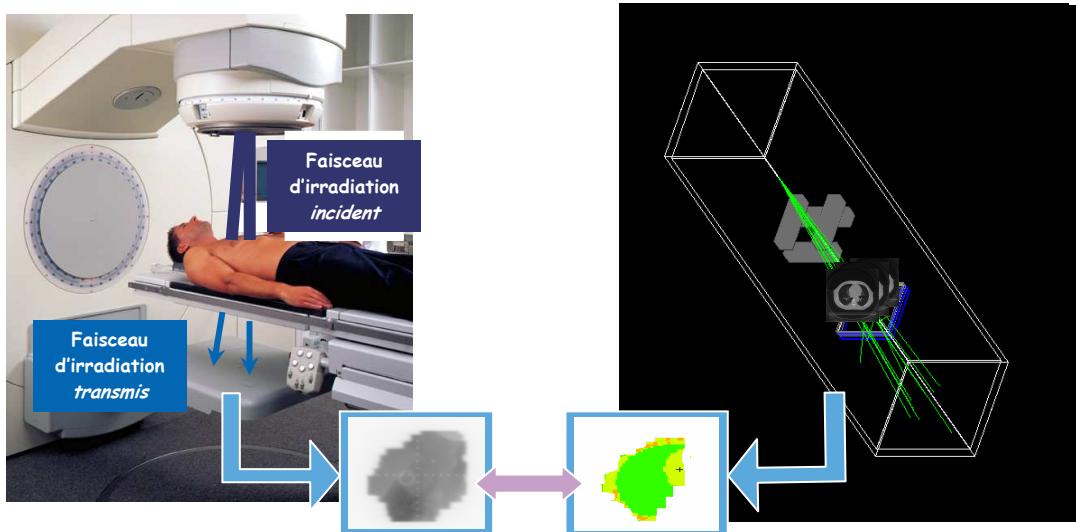


Fig 20 – Représentation schématique d'une irradiation et acquisition en ligne d'une image portale (à droite) et d'une simulation MC de cette irradiation (à gauche).

3.2 Matériel

3.2.1 L'image portale

Cf la description effectuée au chapitre précédent

3.2.2 Le code de simulation Monte Carlo MCNP et son extension MCNPX

MCNP, Monte Carlo N-Particules, est un code de simulation développé par le laboratoire national de Los Alamos [<http://mcnpx.lanl.gov>]. Ce code est utilisé pour plusieurs modes de transports de particules :

- les photons
- les électrons
- les neutrons
- le transport combiné neutrons/photon où les photons sont produits par l'interaction des neutrons
- la combinaison neutrons/photon/electrons

- la combinaison électrons/photons

Il traite des configurations géométriques établies par des cellules en trois dimensions composées d'un matériau défini par une composition atomique donnée.

Si nous regardons d'un point de vu physique, ce code prend en compte pour le transport des photons :

- les diffusions cohérentes et incohérentes
- la possibilité d'émission fluorescente après l'absorption photoélectrique
- la production de paires avec émission locale et radiation d'annihilation
- le rayonnement de Bremsstrahlung

Enfin, pour le transport des électrons, le modèle « continuous-slowing-down » est utilisé en incluant les positrons.

Pour accélérer les simulations, ce code nous permet, grâce notamment à l'utilisation de la carte CUT, de stopper des photons et/ou des électrons lorsque ceux-ci possèdent une énergie inférieure à l'énergie de coupure fixée par l'utilisateur. Par défaut, toutes les particules sont suivies jusqu'à l'énergie minimale de 1 keV. Dans le paragraphe 3.4 nous donnons les valeurs d'énergie de coupure que nous avons choisi d'appliquer après avoir étudié l'influence de la carte CUT sur nos résultats.

De plus, MCNP possède plusieurs techniques de réductions de variance qui améliorent la justesse des calculs accomplis pour l'estimation de variables physiques observables (tally).

Comment utilise t-on MCNP ?

L'utilisateur de MCNP doit écrire un fichier d'entrée (input file) qui sera lu par MCNP. Ce fichier contient des informations au sujet du problème que l'on souhaite traiter tel que :

- La spécification de la géométrie du dispositif à simuler.
- La description des matériaux et de leur composition atomique qui constitue les éléments de la géométrie du système.
- La définition de la source, i.e. le type de particule source (neutron, photon et/ou électron ...) et ses différentes caractéristiques.
- La nature des résultats que l'on souhaite obtenir (fluence, flux, dépôt d'énergie) par l'utilisation des tallies.

Pour notre étude, nous utilisons la version 2.5f de MCNPX qui présente des fonctionnalités supplémentaires par rapport au code de base MCNP4C et notamment, en ce qui nous concerne, au niveau des tally pour le dépôt d'énergie [Lau02].

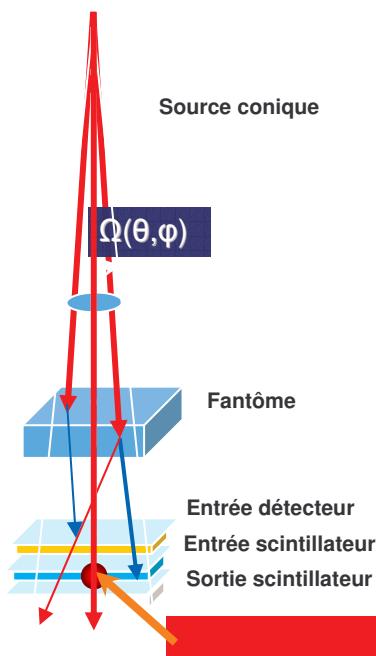
3.3 Méthode

3.3.1 La source

Les expériences ont été menées sur l'accélérateur linéaire SL15 d'ELEKTA du Centre Léon Bérard.

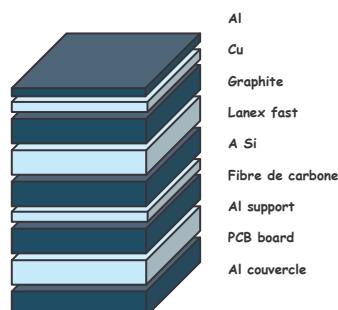
Nous avons choisi de réaliser une modélisation simple de la source en la modélisant par un cône avec une émission équidistribuée de photons polyénergétiques dans un angle solide omega. Le spectre des photons utilisé correspond à celui qui a été rentré par les physiciens dans les consoles de dosimétrie lors de la modélisation du faisceau.

La définition de cette source a l'avantage, à la différence d'un pencil beam, de tenir compte de la divergence du faisceau. De plus, nous n'avons pas modélisé le collimateur de l'accélérateur mais nous modifions les données fournies par MCNPX en tenant compte du Facteur d'Ouverture du Collimateur (FOC) pour les différentes tailles de champ que nous utilisons.

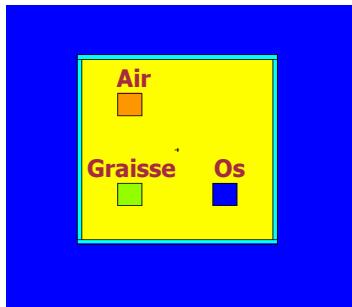


3.3.2 L'i View GT

L'imageur est modélisé de manière très précise mais sans ses composants électroniques (matrice de photodiodes + TFT).



3.3.3 La cible



Le fantôme hétérogène est rentré dans les simulations sous la forme de parallélépipèdes de différentes tailles et compositions atomiques. Son centre est placé à 100 cm de la source.

Fig 21 - visualisation de la géométrie du fantôme dans la simulation MC

3.3.4 Le recueil des données

Nous nous intéressons à la dose déposée dans le scintillateur de l'i View GT. Pour cela, on utilise un tally de type MESH3 qui enregistre le dépôt d'énergie dû notamment au ralentissement d'une particule, à un noyau qui recule etc ...

Le dépôt d'énergie est exprimé en MeV/cm³/particule source.

Le scintillateur est discréétisé en bins de mêmes dimensions. Les dimensions ont été choisies égales à 1x1x0.055 cm³ de manière à avoir suffisamment de statistiques tout en gardant une bonne résolution. Dans chaque bin, nous relevons et analysons l'énergie déposée à l'aide d'outils informatiques sous forme de scripts bash.

3.4 Résultats

3.4.1 Optimisation des temps de calcul

Malgré un gain de temps important dû à l'emploi de la carte CUT dans MCNPX, son utilisation doit être parfaitement maîtrisé si on ne veut pas introduire un biais incontrôlable dans les résultats.

Il s'agit à chaque fois d'un compromis entre le temps de calcul et la précision physique du résultat.

Dans notre étude, nous avons analysé pour 4 hétérogénéités susceptibles d'être rencontrée dans le corps humain, l'influence des différentes valeurs d'énergie de coupure des électrons sur l'énergie déposée dans le scintillateur (gadox).

3.4.1.1 Spectres énergétiques des électrons atteignant le détecteur

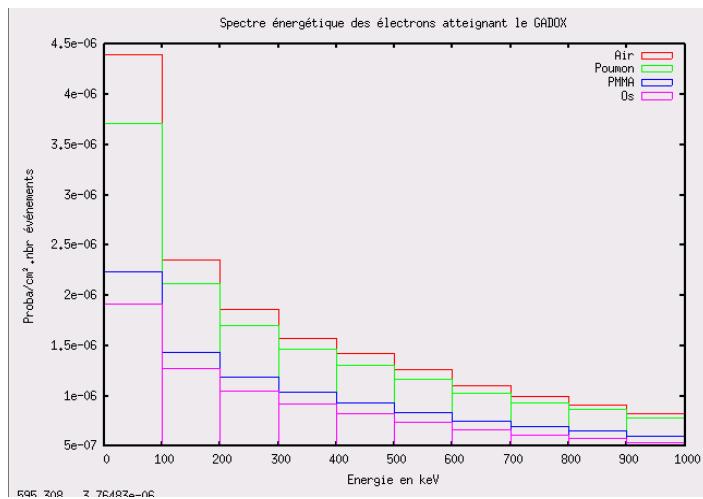


Fig 22 - Influence de la densité du matériau sur le spectre énergétique des électrons atteignant le scintillateur

Pour estimer l'influence des hétérogénéités sur les spectres énergétiques en électrons atteignant le scintillateur (tally de type F4), nous avons généré autant de simulations que d'hétérogénéités. Ainsi pour une simulation donnée, nous avons placé un fantôme composé de l'hétérogénéité étudiée.

La figure ci-dessus présente les 4 spectres ainsi obtenus de 0 à 1 MeV.

On note une composante prépondérante à faible énergie (<100 keV) quelque soit la nature de l'hétérogénéité. On remarque également une chute exponentielle des spectres en fonction de l'énergie.

Par ailleurs, il existe du fait de la différence de densité entre les hétérogénéités un écart important entre les amplitudes à faibles énergies des milieux légers (poumon, air) par rapport aux milieux plus lourds (PMMA, os).

Pour les électrons d'énergie inférieure à 100 keV, la différence des amplitudes entre le poumon et l'os vaut 48%. Les écarts diminuent quand l'énergie des électrons augmente ce qui suit les règles classiques de l'atténuation d'un spectre en fonction de l'énergie.

La figure suivante donne les rapports des amplitudes des spectres énergétiques de l'air, du poumon et du PMMA par rapport à l'os. Ces rapports nous permettent de mettre en évidence l'énergie des électrons à partir de laquelle l'influence de la densité sur la fluence en électrons reste constante.

Bin en énergie (en keV)	R(Air/Os)	R(Poumon/Os)	R(PMMA/Os)
50	2,291666667	1,932291667	1,166666667
150	1,850393701	1,669291339	1,133858268
250	1,771428571	1,619047619	1,133333333
350	1,706521739	1,597826087	1,130434783
450	1,708784597	1,576413959	1,122743682
550	1,702702703	1,581081081	1,12972973
650	1,644245142	1,53961136	1,125560538

750	1,620745543	1,517017828	1,123176661
850	1,564102564	1,488888889	1,114529915
950	1,538033395	1,448979592	1,111317254
Moyenne à partir de 350 keV	1,640733669	1,535688399	1,122498938
Ecart type à partir de 350 keV	0,070274092	0,054241359	0,007230606
Ecart type relatif (en %)	4,28	3,53	0,64

Fig 23 - tableau présentant le rapport des amplitudes de différents matériaux par rapport à l'os pour différentes énergies en électrons

D'après le tableau ci-dessus et selon la discréétisation énergétique (tous les 100 keV) de nos simulations, on constate qu'à partir de 300 keV l'évaluation des rapports des amplitudes reste relativement constante.

La variation moyenne du rapport air/os entre 300 keV et 1 MeV est de 4.28% et de 0.64% pour le rapport PMMA/os compte tenu du rapport des densités.

A partir de ces observations, nous allons à présent introduire dans nos simulations une énergie de coupure de 300 keV (i.e aucun électron n'est suivi si son énergie est inférieure à 300 keV) et étudier son influence sur le rapport des amplitudes pour les différentes hétérogénéités.

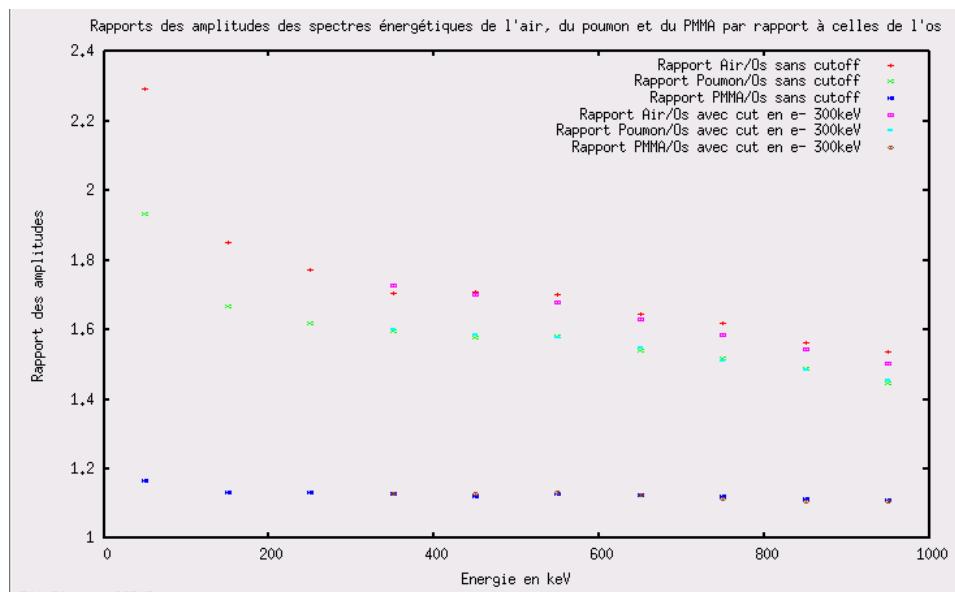


Fig 24 - Influence de l'introduction d'un cut-off sur le rapport des amplitudes par rapport à l'os

D'après le graphique ci-dessus, nous constatons que le rapport des amplitudes air/os, poumon/os et PMMA/os ne semble pas affecté par l'introduction de l'énergie de coupure.

L'introduction d'un cut-off de 300 keV dans nos simulations avec le fantôme hétérogène n'introduit donc pas de biais dans nos résultats.

Nous allons maintenant étudier l'influence de la valeur de l'énergie de coupure sur le dépôt de dose au sein du scintillateur (tally de type mesh3).

3.4.1.2 Influence de l'énergie de coupure des électrons (CUTOFF) sur le dépôt de dose dans le scintillateur

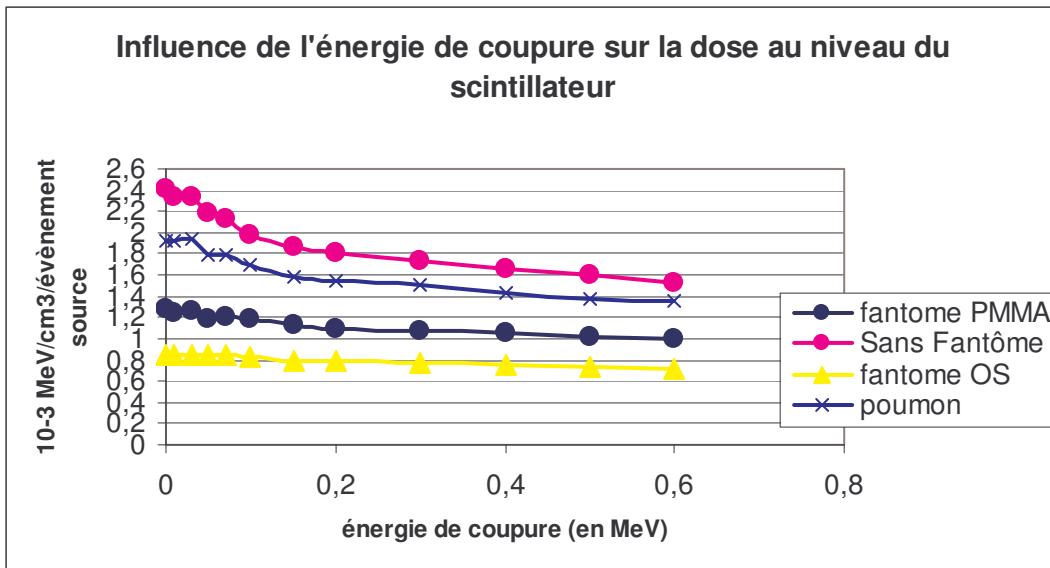


Fig 25 - Graphique présentant l'influence de l'introduction d'une énergie de coupure sur différents fantômes de densités connues

Nous avons simulé notre source polyénergétique avec une taille de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$. On observe la valeur donnée par le MESH3 dans une cellule détectrice de dimension $2 \times 2 \times 0.055 \text{ cm}^3$ placée à l'axe dans le scintillateur.

Nous remarquons que le cut-off a une influence sur la dose transmise d'autant plus importante que la densité du fantôme est faible.

De plus, nous observons une variation très importante de cette dose pour les faibles énergies (<100 keV) alors que dans la plage 0.15 MeV - 0.6 MeV, nous avons une certaine stabilité de la dose. Sur cette gamme d'énergie, l'écart type relatif des valeurs pour l'os est de 0.66%, pour le PMMA 0.77%, pour le poumon 1.08% et pour l'air 1.23%. On note bien ici l'influence de l'augmentation de la densité sur l'écart type relatif (plus la densité est faible et plus l'écart type est grand et inversement).

De ce fait, nous avons donc choisi pour nos simulations d'utiliser une énergie de coupure de 0.3 MeV qui nous permet ainsi de diviser le temps de simulation par un facteur 10 par rapport au cut par défaut (1 keV).

3.4.2 Les profils

Nous avons tracé les profils obtenus avec les simulations (200 millions d'événements source) et les images portales (ainsi que les films) et quantifié les écarts.

3.4.2.1 Profil air - graisse

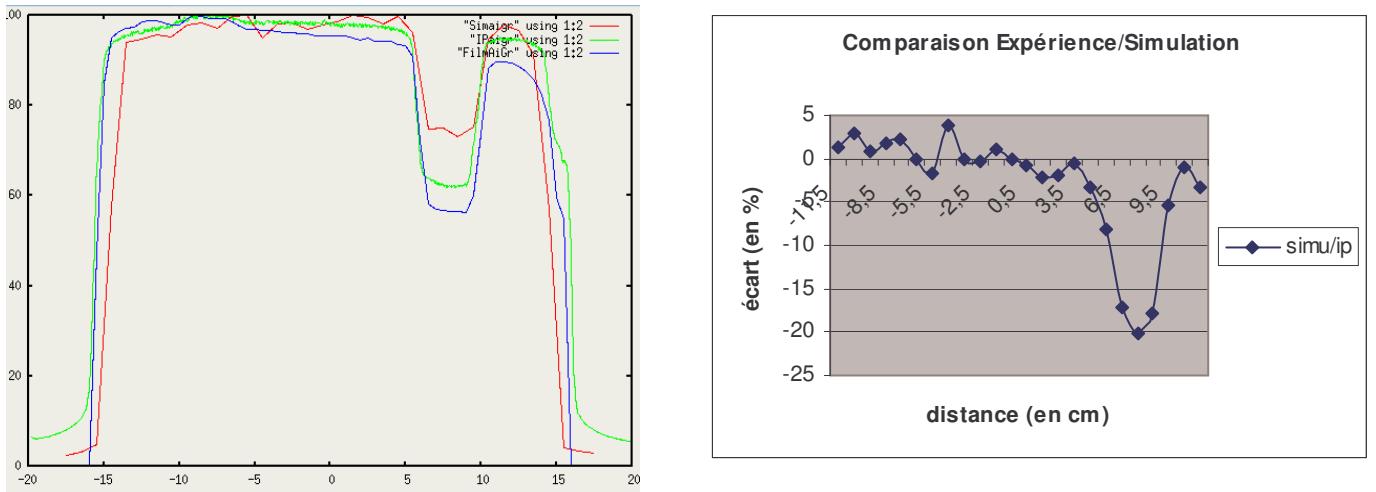


Fig 26 a) et b) - Profils obtenus dans le sens inplane pour l'IP, le film et la simulation MC pour une énergie de 6 MV (a) ainsi que rapport entre les profils simulation et image portale (b)

Les simulations (en rouge) présente quelques fluctuations d'ordre statistique que l'on observe facilement en zone homogène sur le graphe ci-dessus.

En zone homogène, les écarts entre la simulation et l'image portale sont inférieurs à 5% ce qui est tout à fait dans les tolérances dosimétriques de la radiothérapie. Par contre, dans l'hétérogénéité, les écarts sont très importants et atteignent 20%.

3.4.2.2 Profil polystyrène - os

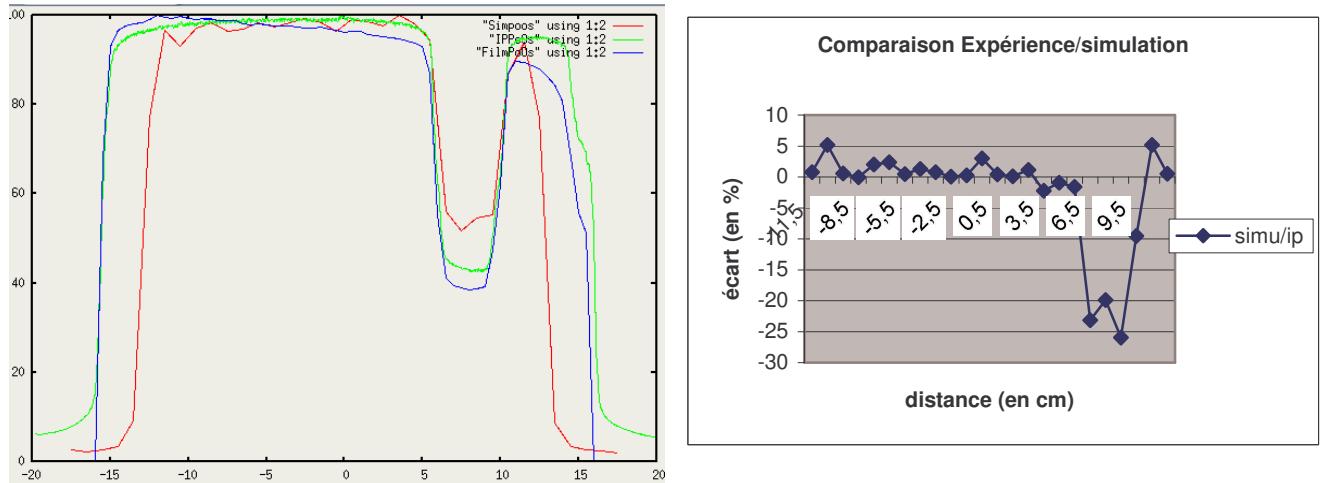


Fig 27 a) et b) - Profils obtenus dans le sens inplane pour l'IP, le film et la simulation MC pour une énergie de 6 MV (a) ainsi que le rapport entre les profils simulation et image portale (b)

Pour ces profils, on peut à nouveau établir les mêmes commentaires que précédemment, nous sommes inférieurs à 5% en zone homogène et atteignons les 20% en milieu hétérogène.

3.4.2.3 Profil graisse - os

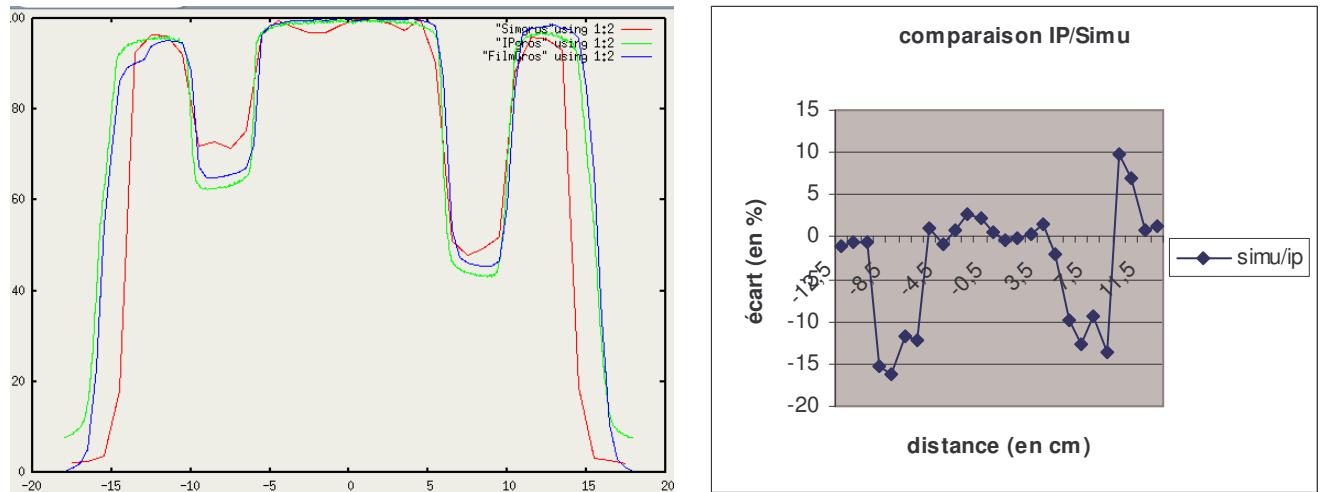


Fig 28 a) et b) - Profils obtenus dans le sens crossplane pour l'IP, le film, la simulation MC pour une énergie de 6MV (a) ainsi que le rapport entre la simulation et l'image portale (b)

Pour ces derniers profils, on note un rapport entre la simulation et l'IP inférieur à 5% en zone homogène contre 10 à 15% en hétérogène.

Pour les trois profils précédents, on remarque un écart sur les bords entre les simulations et l'expérience car nous avons simulé un champ circulaire alors que le champ réel d'irradiation est carré.

Cet écart correspond en fait à la différence entre les deux champs.

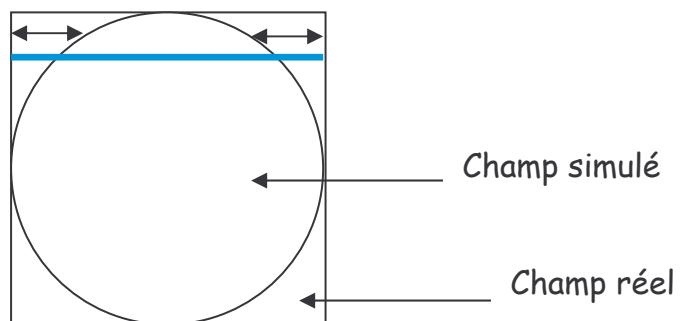
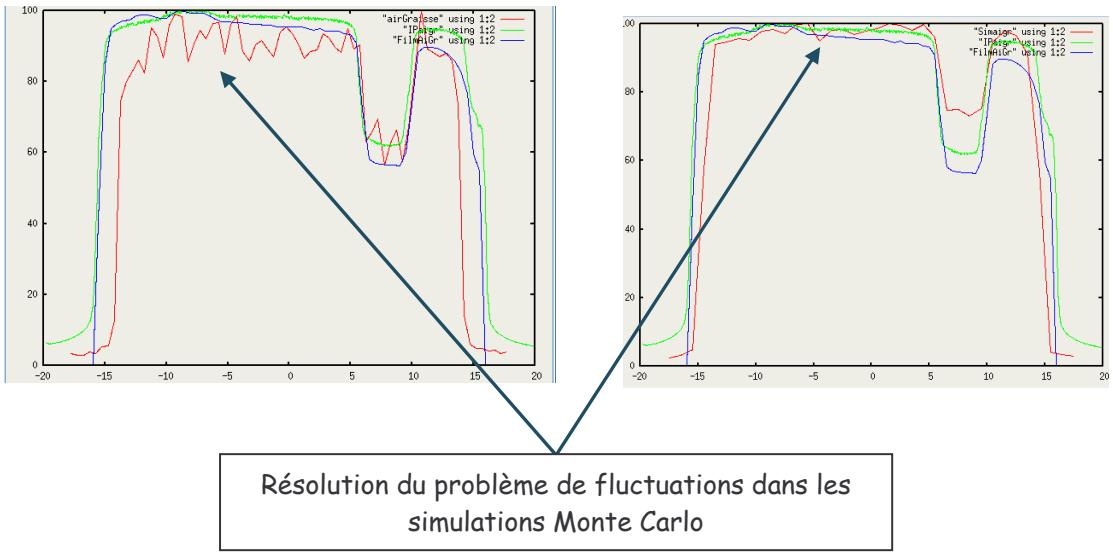


Fig 29 - Différence entre le champ réel et le champ simulé permettant d'expliquer l'écart entre l'expérience et la simulation MC

3.4.3 Etude du compromis cut-off - nombre de particules - résolution spatiale du détecteur pour les simulations Monte Carlo



Dans les simulations Monte Carlo avec MCNPX, les résultats sont donnés dans chaque cellule qui compose la plaque détectrice en MeV/cm³/particule source. En plus, de ces résultats, est associée une erreur relative dans chaque cellule. Cette erreur relative correspond tout simplement à la racine carrée du nombre de particules comptabilisé dans la cellule divisé par le nombre total de particules.

Pour que le résultat obtenu soit fiable, MCNPX préconise d'obtenir une erreur relative inférieure à 0.05 mais cette valeur n'est pas suffisante et laisse apercevoir de grandes fluctuations dans les profils pour des raisons purement statistiques.

Pour diminuer ces fluctuations, il y a plusieurs solutions qu'il a fallu combiner pour avoir un bon compromis fluctuations/temps de simulation/résolution spatiale :

- Augmenter la taille des cellules détectrices → perte en terme de résolution spatiale pour l'acquisition des profils.
- Augmenter le nombre de particules source → augmentation sensible du temps de calcul.

Pour obtenir ce compromis, nous avons décidé d'augmenter la taille de cellule détectrice à 1x1x0.055 cm³ (au lieu de 0.5x0.5x0.055), de passer de 60 millions de particules à 200 millions en faisant intervenir un cut-off de 300 keV (validation réalisée précédemment).

3.5 Conclusion et discussion

Les premiers résultats comparatifs entre les simulations et l'image portale obtenus sont très concluants mais il reste à maîtriser les fluctuations des simulations et de ce fait trouver les compromis optimaux.

Les écarts entre l'image portale et la simulation dans les hétérogénéités restent cependant très élevés.

Pour expliquer ces différences, plusieurs voies restent à explorer. Tout d'abord la composition du spectre énergétique de la source simulée. Etant donnée que les écarts augmentent dans les hétérogénéités de haute densité par rapport à l'air, ils peuvent s'expliquer par la différence d'absorption entre le spectre réel et simulé si ceux-ci diffèrent.

Ensuite, une étude plus approfondie sur la réponse du scintillateur simulé en fonction de l'énergie devra être menée en comparaison avec le scintillateur réel de l'iView GT.

Par ailleurs, l'électronique de lecture n'est pas simulée et peut éventuellement jouer, même à faible importance, sur le conditionnement de la réponse.

4 - Influence de la discréétisation du milieu diffusant sur la dose transmise et le temps de calcul

4.1 Objectif

En radiothérapie, les physiciens conçoivent la dosimétrie pour le patient à partir de son examen scanner. Le scanner est composé d'une succession d'images représentant le volume 3D d'une région du patient contenant la tumeur à irradier. La résolution de ce volume est de l'ordre de $1 \times 1 \times 3 \text{ mm}^3$ ce qui représente plusieurs millions de voxels.

L'objectif est de représenter le patient sous la forme d'une matrice 3D régulière pour l'intégrer dans les simulations Monte Carlo et étudier ainsi la dose transmise au niveau du scintillateur de l'I View GT.

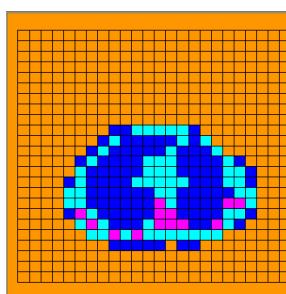


Fig 30 - Représentation des données CT d'un patient dans nos simulations avec MCNPX

4.2 Matériels et méthodes

4.2.1 Préparation de l'introduction d'un CT dans les simulations

La conversion du scan (image originale) du patient en une image 3D modélisable demande plusieurs traitements qui déterminent la précision de la simulation, mais aussi sa vitesse d'exécution.

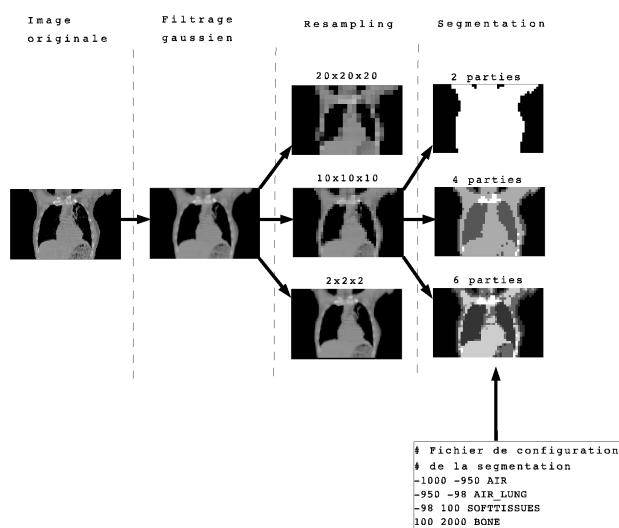


Fig 31 - Exemple d'un traitement d'image pour l'intégration des données dans le simulateur

Ce traitement de l'image réalisé par notre équipe se fait en plusieurs étapes qui consistent tout d'abord à convertir l'image obtenue à partir du scanner en une image interprétable in silico (.vox) suivi par un filtrage gaussien permettant de « lisser » l'image. Puis vient la phase d'échantillonnage où on redéfinit la taille des voxels que l'on souhaite pour représenter le volume scanner du patient.

Ensuite, nous avons la phase la plus importante qui est la segmentation de l'image en différentes classes de matériaux (eau, air, graisse, etc ...). En effet, on passe d'une image au format DICOM dont les nombres CT s'étalent sur une plage en unité hounsfield de -1000 à +2000 à une image avec un nombre de classes assez restreint (comparativement aux 3000 valeurs initiales).

Pour s'affranchir dans un premier temps des simplifications introduites par cette phase de segmentation et ne s'intéresser qu'à l'influence de l'introduction des données voxellisées dans les simulations, nous avons choisi de discréteriser le fantôme hétérogène en voxels de différentes tailles (fig 32) sans utiliser ses données CT.

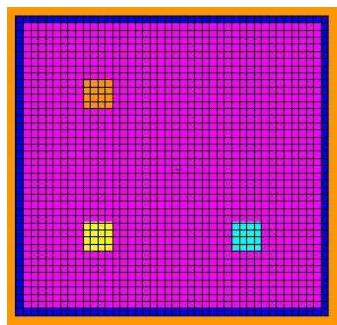


Fig 32 - représentation sous la forme de voxels du fantôme hétérogène

4.2.2 Insertion de l'image 3D dans MCNPX

Quelques équipes ont récemment réalisé des fantômes numériques par échantillonnage en éléments cubiques (voxels) d'un corps imité à partir du scanner (CT) [Zu94], [Hi97].

Certains de ces fantômes voxels ont été associés à des codes Monte Carlo pour le calcul de dose en radiothérapie interne (vectorisée) [Yor00], [Chi03], [Bur04].

Pour intégrer les fantômes voxels constitués de quelques millions de voxels (échantillonnage sub-millimétrique proposé par les scanners) dans le code Monte Carlo MCNP (et MCNPX) limité à 100 000 *cellules* (ou volumes élémentaires) les équipes utilisent deux fonctionnalités particulières appelées « *lattice* » et « *repeated structures* ».

Avec MCNP, les *cellules* sont les outils de base pour la construction géométrique de chaque problème et sont définies soit par la combinaison (réunion ou intersection) de surfaces, soit par des volumes appelés *macrobody* (ex *rpp* (parallélépipède), *sph* (sphère)...).

L'utilisation de la fonctionnalité « *repeated structures* » va permettre de réduire le nombre de cellules nécessaires à la description du fantôme. En effet, chaque cellule pourra être remplie par un univers lui-même pouvant contenir plusieurs cellules, c'est ce que l'on appelle une géométrie par niveaux (10 niveaux au maximum). Chaque univers possède un « numéro » d'identification et de ce fait, chaque cellule appartenant à cet univers est dotée de son numéro associé.

Chaque cellule remplie de son univers sera ainsi répétée en accord avec la distribution spatiale des voxels de manière à former une région entière et finalement la géométrie complète du fantôme.

En utilisant les données anatomiques segmentées, on réduit ainsi considérablement le nombre de cellules (plusieurs millions à une dizaine suivant le nombre de tissus segmentés) et de ce fait le temps de calcul de la simulation.

Ex : Supposons que le nombre de tissus segmentés soit 4, cette géométrie peut être définie par 4 cellules remplies de 4 univers (1, 2, 3, 4)

Les cellules :

1	2	3	4
---	---	---	---

La géométrie :

1		2		4	4
1	1	1	2	4	4
3	3		2	3	3
3			3	3	

Pour MCNP, plusieurs tallies permettent d'effectuer le calcul de l'énergie déposée, on distingue le **tally F6** (MeV/g/particule-source) et le **mesh tally** (MeV/cm³/particule-source) utilisés dans le cas d'une description classique de la géométrie, i.e chaque voxel de la géométrie est associé à une cellule de MCNP mais en gardant à l'esprit la limitation du nombre de cellules à 100 000 pour MCNP.

En ce qui nous concerne, nous avons aussi utilisé la fonctionnalité Lattice pour l'introduction des données voxellisées dont nous avons un extrait ci-dessous. On définit les univers qui vont appartenir à la lattice puis on remplit celle-ci avec ces différents univers :

- ✓ Le 1^{er} chiffre correspond au numéro de la cellule
- ✓ Le 2^{ème} au numéro du matériau
- ✓ Le 3^{ème} à la densité de ce matériau

3 1 -0.001225 -1 u=1 imp:p=1 imp:e=1

4 0 1 u=1 imp:p=1 imp:e=1 (définition de l'univers : air)

5 2 -0.0366517 -1 u=2 imp:p=1 imp:e=1

6 0 1 u=2 imp:p=1 imp:e=1 (définition de l'univers : polystyrène)

7 3 -1.2 -1 u=3 imp:p=1 imp:e=1

8 0 1 u=3 imp:p=1 imp:e=1 (définition de l'univers : plexiglas)

Nous avons utilisé le tally type mesh3 pour le recueil de la dose déposée au sein du scintillateur.

4.3 Résultats

Pour étudier l'influence de l'introduction d'un fantôme sous la forme de voxels dans les simulations, nous avons choisi de comparer les résultats des simulations pour une géométrie macroscopique (parallélépipédiques) avec ceux des simulations avec différentes tailles de voxels (en mm³).

Pour cela, nous réalisons une simulation comprenant :

- ✓ Un pencil beam de 6MeV sur les différentes hétérogénéités
 - ✓ Le fantôme hétérogène (voxellisé ou non)
 - ✓ L'I View GT

Nous utilisons un tally de type mesh3 avec 1 million d'événements pour un cut-off de 300 keV.

La taille de la cellule détectrice au niveau du scintillateur de l'I View GT est de $1 \times 1 \times 0.055 \text{ cm}^3$. Les résultats sont donnés en MeV/cm³/particule-source.

Dim des vox (mm ³)	Air	Graisse	Os
2x2x2	1,470E-01	1,140E-01	8,138E-02
3x3x3	1,462E-01	1,147E-01	8,500E-02
5x5x5	1,484E-01	1,149E-01	8,316E-02
1x1x5	1,484E-01	1,150E-01	8,323E-02
2x2x5	1,485E-01	1,152E-01	8,309E-02

Macro	1,466E-01	1,139E-01	8,030E-02
écart max vox/macro	1,26%	1,12%	5,52%
écart max entre vox	1,53%	1,02%	4,26%

Fig 33 - Influence de la dimension du voxel sur l'énergie déposée dans le scintillateur

Les écarts entre les données voxellisées et celles qui ne le sont pas n'excèdent pas 5,5% (dans le cas de l'os). On note que plus la densité du matériau est importante et plus les écarts deviennent importants.

La taille des voxels ne semble pas influencer le résultat de la simulation.

De plus, l'écart entre le fantôme voxel et macro peut être diminué si on simule un plus grand nombre d'événements à l'entrée pour améliorer encore la statistique mais c'est le temps de simulation qui s'en trouve affecté.

En effet, en effectuant à nouveau la simulation dans le cas de l'os pour une taille de voxels de $3 \times 3 \times 3 \text{ mm}^3$ et avec 6 millions d'événements source, l'écart max entre vox/macro passe à 4,80% et l'écart entre voxels passe à 1,18%.

En terme de temps de simulation, on peut voir dans le tableau ci-dessous, l'influence de la taille des voxels :

Rappelons que nous avons 1 million d'événements source et un cut-off de 300 keV.

	Air	Graisse	Os
2x2x2	18 min	24 min	48 min
3x3x3	12 min	18 min	31 min
5x5x5	7 min	12 min	20 min
1x1x5	10 min	20 min	45 min
2x2x5	8 min	14 min	29 min
macro	1 min	4 min	9 min

Fig 34 - Tableau mettant en évidence l'influence de la taille des voxels (en mm^3) sur le temps de simulation avec MCNPX (en min).

Comme nous l'attendions, plus la taille de voxels est faible et plus le temps de simulation est important (plus de calculs géométriques).

De plus, on note de manière évidente que la densité du matériau a une influence non négligeable sur le temps de simulation (plus d'interactions pour une densité plus forte).

4.4 Conclusion et discussion

Ce travail constitue une 1^{ère} étape vers l'introduction des données CT d'un patient dans les simulations. Il est important de pouvoir quantifier l'influence de l'introduction des données sous forme de voxels sur les simulateurs Monte Carlo pour ne pas introduire de biais dans nos résultats.

Nous avons vu que cette influence était de deux types : résultat physique et durée de la simulation.

En ce qui concerne le résultat physique, nous avons noté que la taille du voxel influait relativement peu (< 5%) sur le résultat final et que cette influence était d'autant plus importante que la densité du matériau augmentait.

En terme de durée de la simulation, la taille du voxel et la densité du matériau jouent un rôle prépondérant. La durée de la simulation augmente avec la densité du matériau et avec la diminution de la taille du voxel.

D'après les premiers résultats que nous obtenons, il semble qu'une taille de voxels de 2x2X5 mm³ offre un compromis résultat physique/temps de simulation satisfaisant.

Cette première étape étant franchie, il reste à introduire les vraies données CT du fantôme. L'étape concernant la phase de segmentation reste de ce fait à être parfaitement maîtrisé et demande pour cela les compétences d'un informaticien couplées à celles d'un physicien pour trouver les plages optimales permettant de définir les différents matériaux composants le patient.

Conclusion

Les propriétés dosimétriques des imageurs portals à base de silicium amorphe sont maintenant largement établies. On montre pour une région d'intérêt dans l'image portale (IP) une relation linéaire entre la moyenne des valeurs des pixels de cette région et la dose délivrée par l'accélérateur pour un milieu homogène.

Désormais, il est possible d'envisager, connaissant les paramètres influençant l'acquisition de l'image portale d'obtenir une cartographie 2D de la dose transmise au niveau de l'imageur acquise lors de l'irradiation d'un champ et de la comparer à une distribution de dose prévisionnelle simulée par méthodes Monte Carlo.

Ces précisions ainsi faites en milieu homogène, l'étape suivante consiste à évoluer vers l'introduction d'un fantôme hétérogène dans les expériences réalisées avec l'accélérateur (acquisition de films et d'images portales) et dans les simulations avec les codes Monte Carlo. Ainsi, nous réalisons un pas supplémentaire vers les conditions réelles d'un traitement effectué en clinique sur des patients.

La comparaison inter expériences conduit à des écarts pouvant avoisiner les 10% dans les hétérogénéités mais nous avons vu que ces différences pouvaient être diminué par la maîtrise de paramètres inhérents au développement du film, à son étude *in silico* ou encore à l'éventuel dérive temporelle des niveaux de gris obtenus avec l'IP.

La comparaison entre l'image portale et la simulation Monte Carlo avec MCNPX amène à des différences très importantes (20%) que l'on diminuera certainement en trouvant les compromis optimaux pour réaliser une simulation sans fluctuations mais surtout en affinant le spectre énergétique de la source simulée.

Depuis peu, les progrès réalisés en terme de vitesse et de capacité de mémoire des ordinateurs permettent de plus en plus l'implémentation dans les codes Monte Carlo des données anatomiques humaines plus complexes (CT).

Toutefois, l'intégration systématique des données tomodensitométriques d'un objet (fantôme ou patient) dans les codes passe par une phase de validation de la modélisation géométrique de cet objet. L'étude de la discréttisation du fantôme hétérogène dans les simulations en s'affranchissant de la phase délicate de segmentation constitue une première étape de validation pour permettre l'intégration d'un CT. L'introduction des données sous la forme d'un ensemble de voxels dans le simulateur MCNPX introduit un biais relativement faible (suivant la densité de l'hétérogénéité) mais que l'on doit maîtriser pour ne pas introduire d'erreurs dans l'étude dosimétrique.

D'un point de vu personnel, ce stage m'a permis de continuer mes travaux commencés lors de mon stage de 2^{ème} année d'école d'ingénieur et de pouvoir ainsi m'en servir de base pour évoluer vers des travaux plus avancés en simulation Monte Carlo.

De ce fait, j'ai eu l'opportunité de présenter nos recherches en dosimétrie par imagerie portale lors d'une communication orale au congrès SFPM d'Avignon. De plus, j'ai eu à ma charge la conception d'un poster pour le congrès HCPBM d'Oropa en Italie. Toutes ces expériences en recherche ont été très formatrice et m'ont conforté dans mon souhait de réaliser ma propre thèse.

ANNEXES

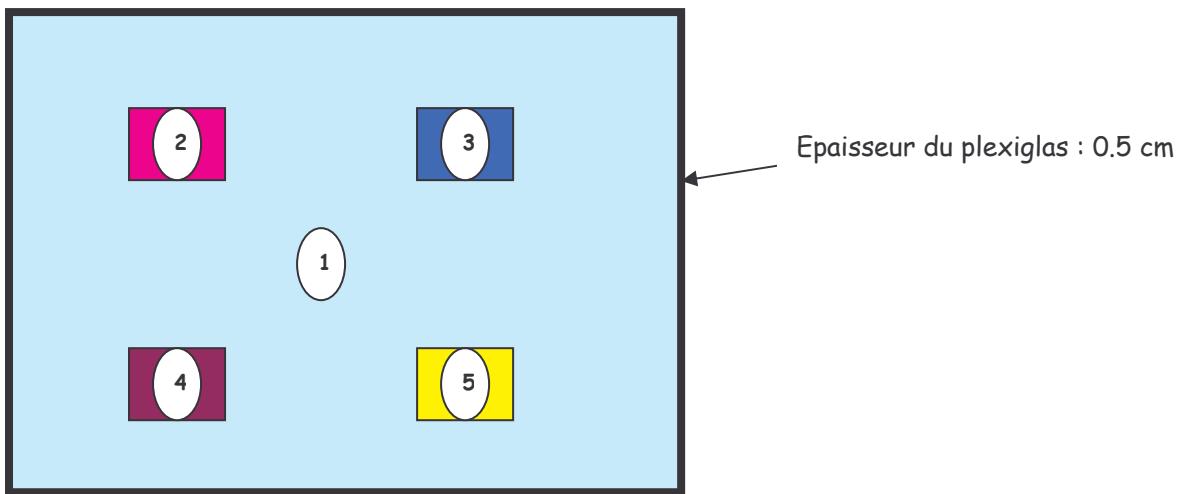
Protocole des mesures sur un fantôme hétérogène en utilisant les TLDs

Je présente ici le travail préparatoire que j'ai réalisé au cours de mon stage concernant la mesure de dose au niveau du scintillateur en utilisant une plaque de TLDs conçues par mes soins.

Le positionnement des TLDs dans la plaque permettra l'acquisition de profils de dose et de ce fait, permettra la comparaison aux films et IPs.

Le fantôme hétérogène :

- Boite 20x20x20 cm³ en plexiglas avec 4 inserts (2.5x2.5x10 cm³) de densités connues



Nature et densité des matériaux composants le fantôme hétérogène :

1. Polystyrène expansé : densité= 0.0366517g/cm³
2. Téflon : densité= 2,1258048 g/cm³ (équivalent os)
3. air : densité=0.001225 g/cm³
4. Polystyrène expansé : densité= 0.0366517g/cm³ (équivalent poumon)
5. polyéthylène : densité= 0,9539744 g/cm³ (équivalent graisse)

Conditions expérimentales de mesures :

Champ 20x20 cm²
Energie 6 MV
DSP=90 cm
Dose=1 Gray
UM=89

Plaque détectrice de TLDs

Une plaque en plexiglas de 40x40 cm² composée de 49 TLDs (1mmx6mm) à 60 cm au dessus du sol.

Epaisseur de plexiglas sous la plaque : 5 cm (pour assurer max de rétrodiffusé)

Epaisseur de plexiglas au dessus de la plaque pour le build-up : 2.5 cm (obtenu par simulation MC)

I. Aspect théorique de la thermoluminescence

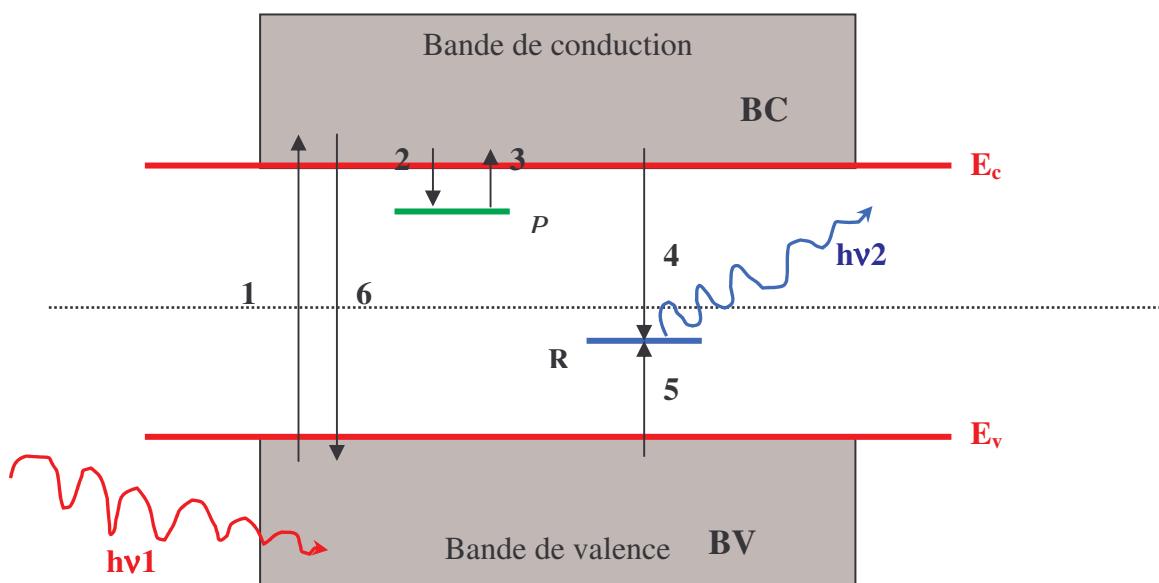
1. Introduction

La thermoluminescence (TL) est l'émission de lumière observée autour de températures bien définies (pics) quand on réchauffe un solide cristallisé qui a subit au préalable une irradiation ionisante provenant du rayonnement naturel (solaire, cosmique...) ou artificiel (RX, γ , β ...). L'une des propriétés intéressantes de la TL est le fait que son intensité est fonction de la dose absorbée par l'échantillon. Le domaine d'application de la TL est vaste allant de la physique du solide à la dosimétrie des rayonnements ionisants.

Dans le cadre de notre formation nous nous sommes intéressés à la propriété dosimétrique des détecteurs thermoluminescents (TLD). L'objectif de ce travail a donc été de se familiariser avec la mise en œuvre et l'exploitation de la dosimétrie par thermoluminescence. Pour cela, nous allons dans un premier temps décrire brièvement le modèle de base de la thermoluminescence. Ensuite, nous tacherons de décrire les divers éléments indispensables à l'évaluation de la dose par de tels dosimètres.

2. Modèle de base de la thermoluminescence

Dans l'intérêt de simplifier le phénomène physique de la thermoluminescence nous considérerons un cristal avec seulement deux niveaux de transmissions permises dans la bande interdite.



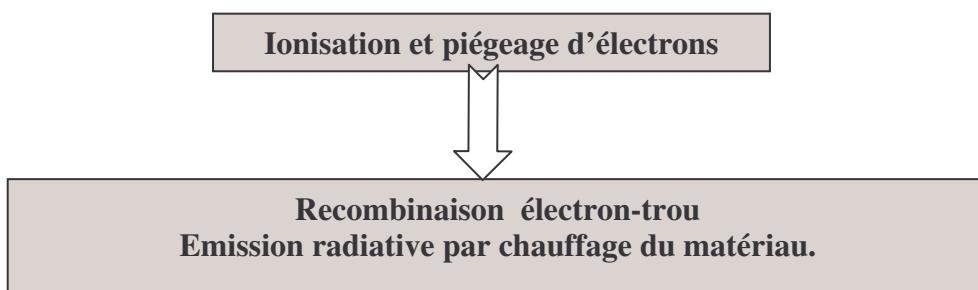
Sous une irradiation $h\nu_1$ on peut observer divers phénomènes (transitions) :

- L'absorption de l'énergie $h\nu_1$ dans le cristal conduit au processus d'ionisation (transition 1) en faisant passer un électron de la BV à la BC.
- L'électron laisse derrière lui un trou dans la BV qui viendra se piéger sur R (transition 5).

L'électron peut alors :

- soit se recombiner tout de suite avec le trou (processus 6). Si la recombinaison est radiative on aura affaire à une fluorescence.
- soit se recombiner avec le centre de recombinaison R (processus 4) qui a capté un trou donnant une émission radiative d'énergie $h\nu_2$ ($< h\nu_1$) caractérisant l'activateur.
- soit tomber dans le piège P (processus 2). La transition du niveau piégé vers le centre de recombinaison étant interdite, l'électron restera piégé pendant une certaine durée de vie, ou bien il pourra se déloger et regagner la BC (processus 3).

Ces différentes étapes peuvent se résumer ainsi :



Le niveau énergétique du piège est important. En effet, si l'énergie du piège est faible, la simple agitation thermique du réseau cristallin suffira pour dépiéger l'électron. Son transfert au centre de recombinaison R donnera lieu à une émission de phosphorescence.

En revanche, si le niveau énergétique du piège est important le dépiégeage de l'électron sera accéléré par apport d'énergie thermique extérieure. L'émission observée est alors appelée thermoluminescence et le mécanisme est le même que celui décrit ci-dessus.

L'enregistrement des variations de l'émission lumineuse en fonction de la température donne la courbe de thermo-luminescence. Il est à noter que dans le cas d'un piège unique la courbe est constituée d'un seul pic centré autour d'une température spécifique et précise. L'analyse spectrale du pic TL permet de déterminer l'énergie émise lors de la recombinaison électron-trou. Cette analyse spectrale est la base du principe de mesure d'une dose d'irradiation.

II. L'utilisation des TLDs

- Traitements pré-irradiation :

Cette opération permet de régénérer les TLD, c'est à dire qu'elle permet de vider complètement les pièges du réseau cristallin.

Elle doit se faire avant toutes nouvelles irradiations afin de pouvoir utiliser des TLD vierges et prêt à l'emploi. Elle consiste à chauffer les détecteurs selon le **cycle de 400°C pendant 1 heure puis 80°C pendant 24 heures.**

- Traitements post-irradiation :

Il doit se faire juste avant la lecture. Il permet d'éliminer les pics instables indésirables (cf. ci dessus). Pour cela on réalise un **cycle de chauffage de 100°C pendant 10 minutes.**

1. Le lecteur de thermoluminescence

1.1 Type de lecteur

Le centre est équipé d'un lecteur manuel Harschaw TLD system 4000. Ce lecteur est composé d'un système de chauffage avec mesure et régulation de la température, d'un système de détection de l'émission thermoluminescente comprenant un photomultiplicateur (PM) et un filtre infra-rouge.

Lorsque qu'un TLD est installé sur le support chauffant le lecteur mesure la quantité de courant issu du signal du PM qui est proportionnelle à la quantité de lumière émise.

L'intégration sur un intervalle de temps donné de la surface sous le pic dosimétrique nous permet de quantifier la dose qui est donnée en unité de charge (Coulomb C).

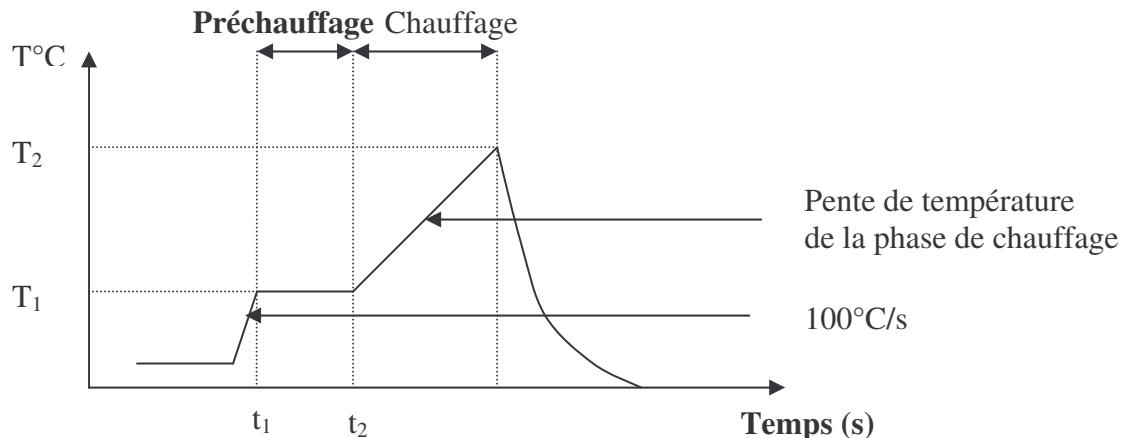
Par ailleurs, on injecte un courant d'azote dans le lecteur afin de réduire le bruit de fond de l'appareil en supprimant toute possibilité de combustion de particules avec l'oxygène de l'air.

1.2 Réglage du lecteur de thermoluminescence

Le réglage du lecteur correspond au réglage du chauffage. Ce dernier suscite une étude à lui seul. Le réglage du chauffage nécessite la prise en compte de plusieurs paramètres. :

- la température de préchauffage T1
- la durée du palier de préchauffage t1
- La température maximale du chauffage T2
- la durée du chauffage (ou acquisition) t2
- la pente de la montée en température de la phase de chauffage x°C/seconde

La loi de chauffage est décrite par la figure suivante :



Loi de chauffage : caractéristiques de température en fonction du temps.

2 . Etalonnage individuel des TLD : détermination de la sensibilité de chacun

2.1 Généralités

Les dosimètres solides sont certes moins difficiles à manipuler que la poudre mais ils demandent un étalonnage individuel du fait de leur sensibilité propre. La dosimétrie par thermoluminescence réclame une certaine précision, c'est pourquoi chaque TLD est individualisé par sa sensibilité.

2.2. Mode opératoire

Pour cela, on soumet simultanément les TLD à une dose de 1 Gy. Cette dose a été déposée par un faisceau de 10 MV.

Les conditions d'irradiations sont été les suivantes :

- Champ $20 \times 20 \text{ cm}^2$
- DSP = 97,5 cm
- Epaisseur (1) du milieu diffusant supérieur (plaques de PMMA) = 2,5 cm
- Epaisseur (2) du milieu diffusant inférieur (plaques de PMMA) = 2cm

Les TLD étant eux mêmes contenus dans un support en plexiglas ont été placés entre les deux épaisseurs (1) et (2) assurant l'équilibre électronique (i.e. à la profondeur du maximum de dose) et la rétrodiffusion.

3. Réponse en fonction de la dose

3.1 Introduction

On souhaite établir une courbe d'étalonnage pour les doses reçues par les TLD afin de pouvoir l'utiliser pour la dosimétrie in vivo dans une gamme de dose classique en radiothérapie.

Cette courbe est définie par une succession de points dont les coordonnées correspondent à la lecture du TLD et à la dose correspondante.

3.2 Mode opératoire et résultats

Pour obtenir ces points on irradie les TLD dans les conditions particulières que voici:

- champ 20 x 20
- énergie X 10MV
- DSP = 97,5 cm
- épaisseur (1) du milieu diffusant supérieur (plaques de PMMA)=2,5 cm
- épaisseur (2) du milieu diffusant inférieur (plaques de PMMA)=2cm
- débit de dose constant
- gamme de dose : 0,1 à 2,5 Gy par pas de 0,2 Gy

4. Réponse en fonction de l'énergie

4.1. Généralités

Il est important de rappeler que la dosimétrie in vivo a pour but la détermination de la dose absorbée dans les milieux biologiques assimilables à l'eau en première approximation. Par conséquent la composition atomique du détecteur choisi doit être la plus proche possible de celle de l'eau car la réponse en fonction de l'énergie dépend essentiellement de la composition atomique du milieu irradié. En effet, la composition atomique nous renseigne sur les probabilités d'interactions par effet photoélectrique, par effet Compton et par effet de matérialisation.

De ce fait on rappelle la composition atomique de quelques milieux et du TLD en LiF :

MATERIAU	Masse volumique	Nbr d'électron par gramme % à l'eau, effet Compton	Section efficace de l'effet photo-électrique	Section efficace de l'effet matérialisation
H ₂ O	1	1	7.42	6.6
Air	1.3×10 ⁻³	0.9	7.64	7.36
Os compact	1.8	0.94	14	10
LiF	2.63	0.83	8.2	7.5

De part ses caractéristiques proches de celles de l'eau, le LiF paraît utilisable pour la détermination de la réponse en fonction de l'énergie. Néanmoins, il reste à vérifier que les TLD utilisés donnent des réponses qui varient peu dans la gamme d'énergie et pour le type de particules considérées (photons et électrons).

4.2. Mode opératoire

Pour cette vérification on procède à l'irradiation d'une série de lots de détecteurs à la même dose de 1 Gy délivrée par un champ 20x20 cm²

Bibliographie

- [Bur04] K.W Burn. Radiation transport in voxel geometries : an integrated approach based on an extended version of MCNPX. In Technical Report 2002
- [Chi03] S.Chiavassa. Dosimétrie personnalisée en radiothérapie interne à l'aide de fantômes voxelisés. IRSN/DPHD/SDOS/LEMDI 2003
- [Cre04] F. Cremers. Performance of electronic portal imaging devices (EPIDs) used in radiotherapy : image quality and dose measurements. In Medical Physics, volume 31, 2004
- [Dem98] J.J.DeMarco. A CT-based Monte Carlo simulation tool for dosimetry planning an anlysis. In Medical Physics, volume 25, 1998
- [Fie02] A.L. Fielding. An investigation of the Dosimetric properties of an a-Si flat panel EPID. The 8th Int Work On Elec Port Imaging.
- [Gle00] A G Glendinning. Dosimetric properties of the Theraview fluoroscopic portal imaging device. In the British Journal of Radiology, 2000
- [Gre02] Ellen E. Grein. An investigation of a new amorphous silicon electronic portal imaging device for transit dosimetry. In Medical Physics, volume 29, 2002
- [Gua04] G.Gualdrini. Modelling radiation transport in voxel geometries with the Monte Carlo code MCNPX. ENEA - ION - IRP 2003
- [Hej95] B.J.M Heijmen. Portal dose measurment in radiotherapy using an electronic portal imaging device. In Phys.Med.Biol. 40(11)
- [Jaf94] D.A Jaffray. X-ray scatter in megavoltage transmission radiography : physical characteristics and influence on image quality. In Medical Physics, volume 21, 1994.
- [Jar04] G. Jarry. Modellinf of an Asi EPID using forward and inverse Monte Carlo techniques and its applications in patient dosimetry. In EPI2K2 Brighton UK, volume 29, 2004
- [Lau02] Laurie S. Waters. MCNPX user's manual version 2.3.0. 2002
- [McC01] B.M.C McCurdy. Dosimetric investigation and portal dose image prediction using an amorphous silicon electronic portal imaging device. In Medical Physics, volume 28, 2001

[McD04] L.N. McDermott. Dose-response and ghosting effects of an amorphous silicon electronic portal imaging device. In *Medical Physics*, volume 31, 2004

[Mon04] J. Montagnat. Medical images simulation, storage and processing on the European DataGrid testbed. *Journal of Grid Computing* 2004

[Pas99] K.L Pasma. Dosimetry with a fluoroscopic electronic portal imaging device. Thèse chap 2,3 et 6. 1999

[Yeb00] C.Yeboah. Monte Carlo studies of the exit photon spectra and dose to a metal/phosphor portal imaging screen. In *Medical Physics*, volume 27, 2000

[Yor00] H. Yoriyaz. Absorbed fractions in a voxel-based phantom calculated with the MCNP-4B code. In *Medical Physics*, volume 27, 2000