

Reconstruction en imagerie gamma à partir d'acquisitions multi-énergie

C. Boudou, L. Verger, P. Grangeat, J-M. Dinten

CEA LETI Minatec, Département des Technologies pour la Biologie et la Santé

17, avenue des Martyrs - 38054 Grenoble Cedex 9 Fax. 04 38 78 51 64

caroline.boudou@cea.fr, loick.verger@cea.fr, pierre.grangeat@cea.fr, jean-marc.dinten@cea.fr

Résumé - Le problème traité concerne la reconstruction de la distribution 3D de sources radioactives lors d'examen scintigraphiques. Nous proposons une approche de reconstruction permettant d'exploiter les informations issues de capteurs spectrométriques et en particulier les informations portées par le rayonnement diffusé pour améliorer la qualité des images. La communication présente les résultats obtenus par une approche d'inversion s'appuyant sur un modèle précis de la physique de formation des projections en imagerie gamma. Cette méthode a été baptisée SCARECO (*scatter recovery*).

Abstract - This article deals with the reconstruction of radionuclide distribution in emission imaging. We propose a reconstruction scheme that takes advantage of data obtained from a spectrometric CdZnTe detector, included scatter events. An example of reconstruction from multiple-energy acquisitions is presented and evaluated.

1. Introduction

La scintigraphie, ou imagerie gamma, est une technique d'exploration médicale qui consiste à injecter un produit radioactif (émetteur gamma) se fixant préférentiellement sur certains tissus ou organes. L'identification des zones de fixation des radionucléides, à partir de la détection des photons gamma, permet d'évaluer le fonctionnement d'un organe et de diagnostiquer certaines maladies.

Un collimateur à trous parallèles est placé devant le dispositif de détection afin de pouvoir identifier l'origine spatiale des photons émis dans le patient (Figure 1). La résolution spatiale de ces systèmes est faible (entre 8 et 10 mm à 10 cm du collimateur) et la sensibilité médiocre (1 photon compté sur 10 000 émis). En outre, pour améliorer le contraste, mais au détriment de la sensibilité, on utilise les capacités spectrométriques des capteurs pour rejeter une partie des photons diffusés (d'énergie moindre) et ne conserver que les photons dont l'énergie tombe dans la fenêtre d'acquisition, i.e. autour de la valeur énergétique du gamma émis par le radionucléide. Or le nombre de photons diffusés peut être du même ordre de grandeur que celui des photons directs parmi les photons détectés. De nombreuses études ont démontré l'intérêt de prendre en compte l'information portée par le rayonnement diffusé [1, 2].

Grâce aux développements menés actuellement au Laboratoire DETecteurs (LDET) du CEA-Leti autour d'une nouvelle génération de gamma caméras à base de semi-conducteur CdZnTe (caméra CZT), la résolution en énergie des détecteurs peut atteindre 2,6% à 140 keV contre 10% à 140 keV pour les gamma caméras standards (scintillateur NaI) [3,4]. Il est dès lors envisageable de discriminer efficacement les photons ayant diffusé dans le

milieu traversé, des photons dits directs, et de les caractériser précisément en énergie. Or, en connaissant l'énergie d'un photon diffusé on peut déduire son angle de déviation par rapport à la direction du photon initial et donc envisager une reconstruction de l'image de la distribution des radionucléides. Et ce, en prenant en compte les différents effets physiques (atténuation, diffusion, collimation).

Un modèle direct de formation des projections a été développé à partir de la description précise des phénomènes physiques mis en jeu [5]. L'objet de cette communication est de présenter les caractéristiques de l'inversion du modèle (reconstruction) et de quantifier l'apport de la reconstruction sur la qualité des images en terme de rapport signal à bruit (RSB) et de contraste. Cette évaluation est réalisée à partir de données simulées.

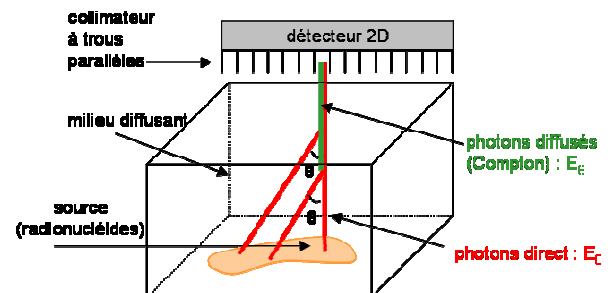


FIG. 1 Schéma de principe d'une acquisition en scintigraphie.

2. Formation des projections

Nous avons établi un modèle qui prend en compte chaque étape de la formation des acquisitions en scintigraphie : émission du radionucléide (photons

d'énergie E_0), atténuation et diffusion Compton (premier ordre) dans les tissus traversés, collimation et détection.

Pour chaque point du milieu ambiant, le nombre de photons qui diffusent selon la direction de l'axe des trous de collimation et d'énergie appartenant à l'intervalle $[E; E + \Delta E]$ est calculé [5]. De plus, un terme d'atténuation est appliqué sur la distance parcourue jusqu'au lieu de la diffusion puis sur la distance du lieu de diffusion à la sortie du milieu ambiant.

Le nombre de photons traversant un trou de collimateur, s'exprime en intégrant, sur le plan émetteur (source ou diffusion), les lieux d'émission pondérés par le rapport de la surface éclairée en sortie du trou de collimation sur la surface de la sphère d'émission (émission supposée isotrope). Le modèle direct ainsi décrit a été validé partiellement par comparaison à des résultats de simulation Monte-Carlo [5].

Tout photon sortant du collimateur est supposé vu par le détecteur. Le module de détection d'une caméra CZT est caractérisé par son efficacité (0,91 à 122 keV pour un détecteur de 5 mm d'épaisseur) et sa réponse énergétique qui a la forme d'une gaussienne dont la largeur dépend de la résolution en énergie. Ensuite, les photons collectés sont répartis dans des fenêtres en énergie définies par l'utilisateur. Un bruit Poissonien est enfin ajouté pour chaque valeur de pixel pour chaque projection en énergie. On parle d'acquisition « photopic » pour les photons tombés dans une fenêtre de largeur égale à deux fois la résolution énergétique du détecteur, centrée autour de E_0 .

Cette description de la formation des projections en imagerie gamma établit une relation qui lie les photons détectés aux lieux d'émission. En d'autres termes, nous avons décrit un opérateur de projection. Dans la mesure où le milieu diffusant est supposé homogène, il est possible d'écrire le modèle direct sous la forme d'un système linéaire par association des différentes fonctions (diffusion, collimation, détection) au travers de convolutions. On peut alors écrire : $\mathbf{y} = \mathbf{H} \mathbf{x}$ où \mathbf{y} est le vecteur des mesures de longueur N , \mathbf{H} la matrice de transformation de taille $N \times M$ et \mathbf{x} est le vecteur des inconnues de longueur M . L'inversion de ce système va être discutée dans la partie suivante.

3. Inversion du problème

A l'issue d'une acquisition avec un détecteur de type CZT, on dispose de plusieurs acquisitions indexées en énergie. Plus la fenêtre en énergie est loin du photopic, moins nombreux sont les photons collectés. Cette particularité nous a amenés à rechercher un algorithme de reconstruction adapté. Dans la suite du papier, nous travaillerons sur des simulations uniquement.

3.1 Méthode

La matrice \mathbf{H} est de grande taille, aussi nous avons d'abord choisi de traiter le problème inverse par une

approche itérative. En outre, nous avons recherché un algorithme de type itératif par bloc pour des raisons de rapidité de calcul. Aussi, vu la particularité des projections au niveau de la statistique, nous avons décidé de constituer autant de blocs que de pixels dans l'image de projection issue du détecteur. Alors, chaque bloc (pixel) contient le nombre de photons collectés pour chacune des fenêtres en énergie considérées.

L'algorithme OSEM, largement utilisé en imagerie d'émission, implique certaines conditions sur les blocs, en particulier une équivalence des contributions de chaque voxel émetteur aux projections, qui ne sont pas remplies ici. Nous avons finalement implémenté un algorithme SART (*Simultaneous Algebraic Reconstruction Technique*) par bloc dont la convergence a été prouvée [6]. Nous avons adapté l'algorithme tout en restant dans le formalisme décrit dans [6]. Une itération est complète lorsque tous les blocs ont été parcourus. La mise à jour pour une sous-itération de l'itération k s'écrit :

$$x_j^{k+1} = x_j^k + \frac{\lambda}{\sum_{n \in P_E} \sum_{j=1}^M H_{i,j}^n} \sum_{n \in P_E} \frac{H_{i,j}^n}{\sum_{j=1}^M H_{i,j}^n} \left(y_i^n - \sum_{j=1}^M H_{i,j}^n x_j^k \right)$$

avec $\lambda \in [0; 2]$. \mathbf{H}^n est une sous-matrice de \mathbf{H} correspondant à l'acquisition n parmi les P_E projections indexées en énergie, y_i^n est l'élément i de la projection à l'énergie n et x_j est l'élément j du vecteur des inconnues.

3.2 Exemple

Pour un objet donné, d'activité 5,9 MBq, émettant à $E_0 = 122$ keV (Figure 2) et placé sous 8 cm d'eau, les acquisitions issues de détecteurs NaI et CZT, associés à un collimateur standard (sensibilité $1,3 \cdot 10^{-4}$), ont été simulées (Figure 3) :

- fenêtre photopic de largeur 28 keV (résolution en énergie de 10% @ 140 keV pour le détecteur type NaI) ;
- fenêtre photopic + 3 fenêtres centrées en 115 keV, 108 keV et 101 keV de largeur 7 keV (résolution en énergie de 2,5% @ 140 keV soit 3,5 keV pour le détecteur type CZT).

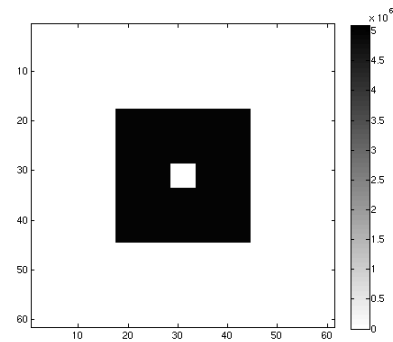


FIG. 2 Objet utilisé pour les simulations. L'aire noire correspond aux voxels émetteurs (zone chaude). L'échelle de droite indique le nombre de photons émis pendant 600 s. Taille d'un pixel $2,5^2$ mm, épaisseur 1 mm.

La reconstruction a ensuite été réalisée avec $\lambda=0,5$, 15 itérations et une contrainte de positivité sur les inconnues \mathbf{x} (appliquée par seuillage), à partir de la seule acquisition au photopic pour les deux types de détecteur (NaI et CZT), puis avec l'ensemble des quatre acquisitions en énergie pour le détecteur type CZT.

Le rapport signal sur bruit a été calculé comme le rapport de la moyenne sur l'écart type dans une zone homogène d'activité non nulle (zone chaude). De même, le contraste a été évalué par $C = |l - b|/b$, où l est la valeur moyenne des pixels dans la zone froide et b la valeur moyenne des pixels dans la zone chaude. Les résultats moyens obtenus pour 10 réalisations de bruit Poissonien sont reportés dans le tableau 2.

En récupérant les photons tombés en dehors de la fenêtre photopic on peut s'attendre à un gain en terme de signal à bruit par rapport à l'acquisition photopic seule de : $\sqrt{(N_{\text{photopic}} + N_{\text{fenêtres}})/N_{\text{photopic}}}$, où N_{photopic} représente le nombre de photons collectés dans la fenêtre photopic et $N_{\text{fenêtres}}$ le nombre de photons collectés dans les autres fenêtres (Tableau 1).

Le tableau 2 et la figure 4 indiquent que la reconstruction permet d'améliorer nettement le contraste par rapport à la visualisation des projections. L'acquisition photopic du détecteur CZT présente un meilleur contraste que celle du détecteur NaI grâce à une fenêtre d'acquisition plus étroite (large de 7 keV pour le CZT contre 28 keV pour le NaI) qui limite la contribution du diffusé dans le photopic. Le nombre de photons dans l'acquisition NaI est 1,28 fois supérieur à celui de l'acquisition CZT, mais la présence des photons diffusés ne permet pas d'atteindre un RSB significativement supérieur.

Pour les paramètres de reconstruction considérés (critère d'arrêt = 15 itérations), le RSB obtenu sur l'image reconstruite à partir de l'acquisition NaI est supérieur à celui obtenu à partir des acquisitions CZT, alors que son contraste reste un peu inférieur. Ce RSB plus élevé s'explique principalement par le plus grand nombre de photons présent dans la fenêtre considérée.

Par ailleurs, l'utilisation des quatre fenêtres en énergie du CZT pour la reconstruction permet de multiplier par 1,2 le RSB obtenu lors de la reconstruction avec l'acquisition photopic seule (Tableau 2). Cette valeur correspond à la valeur théorique attendue du gain en RSB, à savoir ici $\sqrt{1,44}$.

4. Conclusion et perspectives

A partir des acquisitions multi-énergies obtenues par un détecteur CZT, nous avons proposé une méthode de combinaison des projections via une reconstruction de l'objet émetteur. La particularité de telles projections nous a poussé à utiliser un algorithme itératif par blocs (SART) pour lequel les blocs choisis correspondent aux pixels détecteurs, chacun contenant un nombre de photons correspondant à chaque fenêtre en énergie.

Les simulations sur données bruitées (bruit Poissonien) ont montré que la reconstruction, même à partir d'une seule acquisition standard, permet d'améliorer nettement le contraste. Cela est dû au processus de déconvolution que la reconstruction soutend. De plus, la méthode proposée permet d'utiliser au mieux les photons diffusés en améliorant le rapport signal à bruit dans la reconstruction, d'un facteur lié à la statistique photonique.

L'extension du modèle de formation des projections à des géométries plus réalistes (issues de données anatomiques par exemple) et à des acquisitions multi-angulaires (tomographie) est possible sur la base de travaux déjà présentés dans la littérature [7, 8]. Par ailleurs, l'étape de reconstruction peut être améliorée par la mise en œuvre d'une régularisation, pour laquelle l'algorithme SART est approprié. D'autres algorithmes de reconstruction pourraient aussi être envisagés.

Enfin, une étude de validation expérimentale est en cours de réalisation. Elle devrait nous permettre d'évaluer plus concrètement l'apport des photons diffusés dans la reconstruction.

Références

- [1] H. Zaidi, *Quantitative Analysis in nuclear medicine imaging*, Chap.2, p205-235, Springer, 2006
- [2] M. Nguyen, C. Faye, L. Eglin and T. Truong, *Apparent image formation by Compton-scattered photons in Gamma-ray imaging*, IEEE Signal Proc Let, 2001, **8** (9), p 311-317
- [3] L. Verger, MC. Gentet, L. Gerfault, R. Guillemaud, C. Mestais, O. Monnet, G. Montémont, G. Petroz, JP. Rostaing, and J. Rustique. *Performance and perspectives of a CdZnTe-based gamma camera for medical imaging*. IEEE T Nucl Sci, 2004, **51** (6), p 311-317
- [4] L. Verger, E. Gros d'Aillon, O. Monnet, G. Montémont and B. Pellicciari, *New trends in gamma-ray imaging with CdZnTe/CdTe at CEA-Leti*, NIM A, 2007, **571**, p 33-43
- [5] B. Nicolas, L. Verger, P. Grangeat, O. Monnet and JM. Dinten. *A compton-scattering and a collimation model for gamma images enhancement*. poster présenté à IEEE Nuclear Science Symposium, Medical Imaging Conference 2006.
- [6] J. Wang and Y. Zheng, *On the convergence of generalized simultaneous iterative reconstruction algorithms*, IEEE T Image Process, 2007, **16** (1), p 1-5
- [7] E. Frey and B. Tsui, *Modeling the scatter response function in inhomogenous scattering media for SPECT*, IEEE T Nucl Sci, 1994, **41** (4), p 1585-1593
- [8] J. Wallis and R. Miller, *An optimal rotator for iterative reconstruction*, IEEE T Med Imaging, 1997, **16** (1), p 118-123

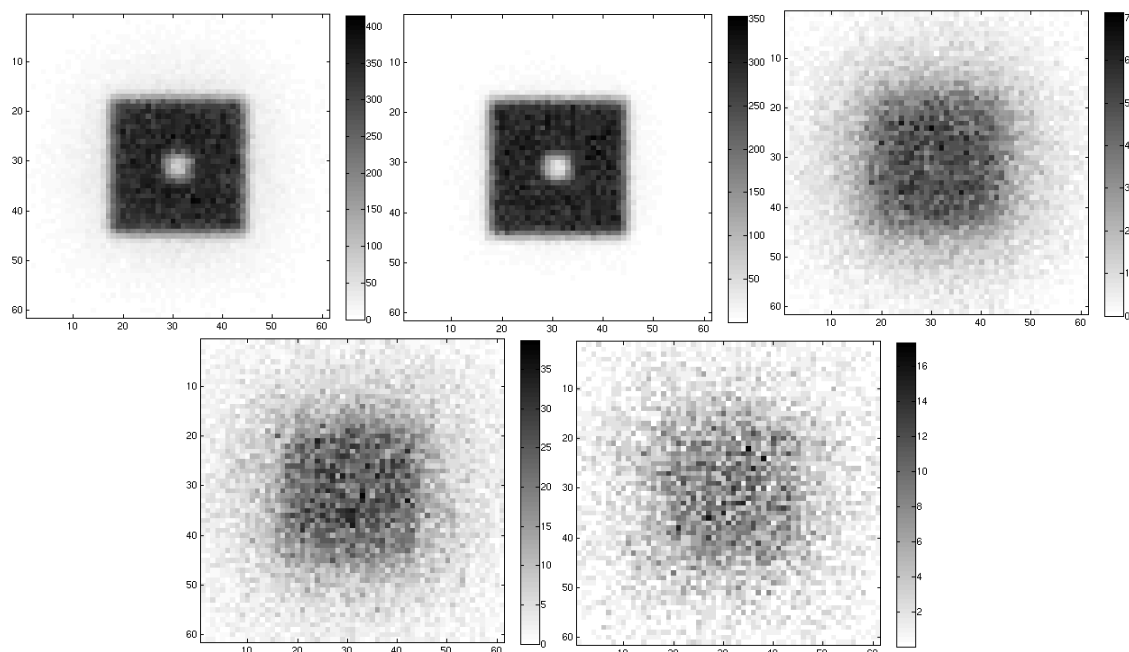


FIG. 3 Projections simulées pour (dans le sens conventionnel de lecture) la fenêtre photopic (détecteur NaI), la fenêtre photopic (détecteur CZT), la fenêtre 115 keV (CZT), la fenêtre 108 keV (CZT), la fenêtre 101 keV (CZT).

TAB. 1 Statistiques dans les acquisitions (NaI et CZT) simulées pour différentes fenêtres en énergie.

	fenêtre photopic 122 ± 14 keV détecteur NaI	fenêtre photopic $122 \pm 3,5$ keV détecteur CZT	fenêtre $115 \pm 3,5$ keV détecteur CZT	fenêtre $108 \pm 3,5$ keV détecteur CZT	fenêtre $101 \pm 3,5$ keV détecteur CZT
nombre moyen de photons	277 622	216 547	54 828	30 492	10 013
nombre de photons cumulés	-	216 547	271 375	301 867	311 880
rapport au photopic (photons cum.)	-	1,00	1,25	1,39	1,44

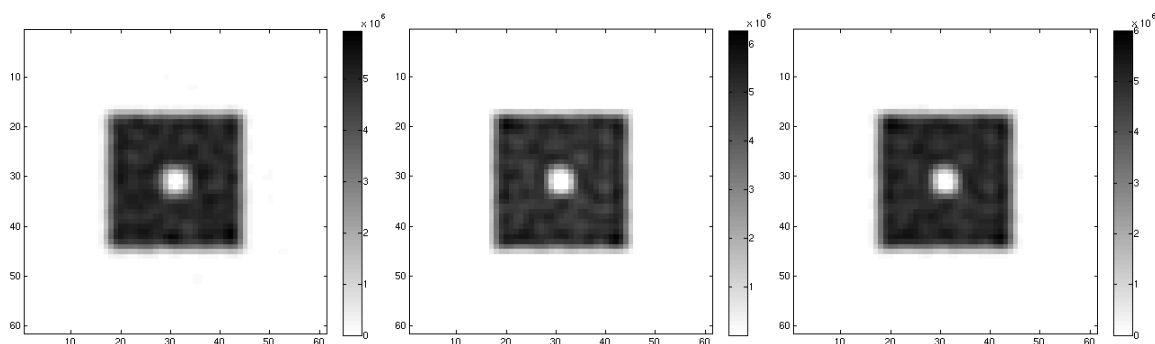


FIG. 4 Images reconstruites à partir d'une acquisition photopic NaI, une acquisition photopic CZT et les quatre acquisitions CZT

TAB. 2 Rapport signal sur bruit et contraste évalués sur les acquisitions puis sur les reconstructions utilisant différentes fenêtres en énergie (moyennes pour dix réalisations de bruit Poissonien)

	acquisitions		reconstruction : $\lambda=0,5$ et 15 itérations		
	fenêtre photopic NaI	fenêtre photopic CZT	image photopic NaI	image photopic CZT	4 images en énergie CZT
RSB moyen	15	15	28	22	26
contraste moyen	0,5	0,6	0,7	0,8	0,8