

COLLOQUE NATIONAL SUR LE TRAITEMENT DU SIGNAL ET SES APPLICATIONS

NICE du 16 au 21 JUIN 75

APPLICATION DU TRAITEMENT NUMERIQUE DU SIGNAL A LA SCINTIGRAPHIE CLINIQUE

S. CORDIER, Y. BIRAUD*, A. CHAMPAILLER**

Laboratoire de Biophysique U.E.R. de Médecine - Saint-Etienne
Infrarouge Spatial Observatoire de Meudon *

RESUME

Les traceurs radioactifs sont utilisés en Médecine aussi bien pour l'étude morphologique de certains organes peu accessibles aux méthodes d'investigation classiques, que pour des explorations dynamiques.

On distingue deux types de détecteurs : les détecteurs mobiles ou "scanners" se déplacent en regard de l'organe examiné ; les détecteurs stationnaires prennent en compte l'ensemble des émissions en provenance de l'organe pendant toute la durée de l'examen.

Malheureusement, dans les deux cas, l'image obtenue n'est qu'une représentation imparfaite de l'organe examiné.

Nous présentons ici les résultats d'une technique de déconvolution positive, appliquée à des signaux unidimensionnels. Nous discutons les problèmes posés par le traitement bidimensionnel dans le cas où le bruit intervenant dans la mesure est Poissonien.

SUMMARY

Radioactive tracers in Medicine allow both the morphological investigation of organs whose study is difficult by standard means and their dynamical evolution for building up a diagnosis.

The visualization of the radiating organ is made through different kinds of detectors. First, scanners which move about in front of the organ. Secondly, stationary detectors which linearly image the totality of the organ thus recovering the spatial multiplex advantage lost by scanners.

The images provided by both are quite poor and need further improvements for a reliable diagnosis.

We present here the results of a 1-D positive deconvolution technique providing superresolution. We then discuss the problems arising for 2-D treatments in our case where the image is a realization of a Poisson process.

INTRODUCTION

L'utilisation diagnostique des traceurs radioactifs en Médecine, permet l'exploration de certains organes peu accessibles aux explorations traditionnelles, ainsi que des explorations dynamiques, dans le but de mieux connaître le fonctionnement d'un organe.

Le développement de ces applications a conduit à la conception de différents types de détecteurs adaptés à l'utilisation médicale des traceurs. On distingue généralement deux grandes classes de détecteurs : les détecteurs mobiles (ou "scanners") se déplacent en regard de l'organe examiné et balayent toute la zone d'émission ; les détecteurs stationnaires ont été conçus ensuite pour tenter de tirer partie de l'avantage multiplex perdu dans le cas des scanners. Ces détecteurs, de champ beaucoup plus large, prennent en compte l'ensemble des émissions en provenance de l'organe pendant toute la durée de l'examen.

On obtient ainsi l'image de la distribution de la radioactivité fixée par l'organe. En plus des caractères morphologiques de l'organe, cette image permet de mettre en évidence des zones de fixation anormales de traceur liées par exemple à un processus tumoral.

I - LA FORMATION DE L'IMAGE SCINTIGRAPHIQUE

L'organe examiné rendu radioactif par l'introduction d'un traceur qu'il fixe électivement, devient une source tridimensionnelle de rayons gamma.

Un rayon gamma émis par l'organe frappe le cristal scintillant (fig.1), s'il a traversé le collimateur.

Il peut alors donner lieu à un phénomène d'absorption totale au cours duquel l'énergie cédée par ce rayon est transformée en énergie lumineuse. Les photons ainsi créés illuminent les photocatodes des différents photomultiplicateurs et donnent naissance à des impulsions dont l'amplitude est proportionnelle à l'énergie lumineuse absorbée par chaque photocathode. Ces différentes impulsions entrent alors dans un dispositif de codage qui donne en sortie, les informations X et Y de localisation de la scintillation ainsi que l'énergie E du gamma incident.

Parmi les triplets (X,Y,E) on ne prend en compte que ceux pour lesquels l'énergie E est caractéristique du traceur fixé par l'organe.

La représentation finale de l'organe varie suivant le type de détecteur utilisé : On peut l'obtenir sous la forme d'une image sur l'écran d'un oscilloscope où chaque spot lumineux en un point (X,Y) de l'écran est lié à la naissance d'une scintillation d'énergie caractéristique au point correspondant du cristal. Si l'on utilise un détecteur mobile on obtient une carte de radioactivité sur papier.

Dans les deux cas, la mauvaise qualité et la subjectivité de l'image en font une représentation imparfaite de l'organe examiné. Nous avons donc envisagé des traitements numériques de ces images préalablement quantifiées et échantillonnées au moyen d'un analyseur multicanaux.

II - PLAN GENERAL DE TRAITEMENT

L'image scintigraphique numérique est définie par une matrice carrée de valeurs entières positives ou nulles. La valeur entière située en (i,j) représente le nombre de scintillations ayant pris naissance au point (i,j) du cristal pendant le temps t de l'examen.

La démarche logique en vue du traitement de l'image comportera donc une part d'étude des propriétés de la matrice de référence, et la définition d'un certain nombre d'opérations mathématiques applicables à cette matrice.

Nous avons représenté sur la figure 2, un organigramme de traitement et nous présentons sa mise en oeuvre dans le cas du traitement de l'image scintigraphique.

1 - L'étude du système

Dans l'étude de notre système de détection, nous avons cherché, d'une part, à utiliser en vue de sa formalisation des modèles couramment admis (ex: analogie désintégration radioactive - Processus de Poisson),

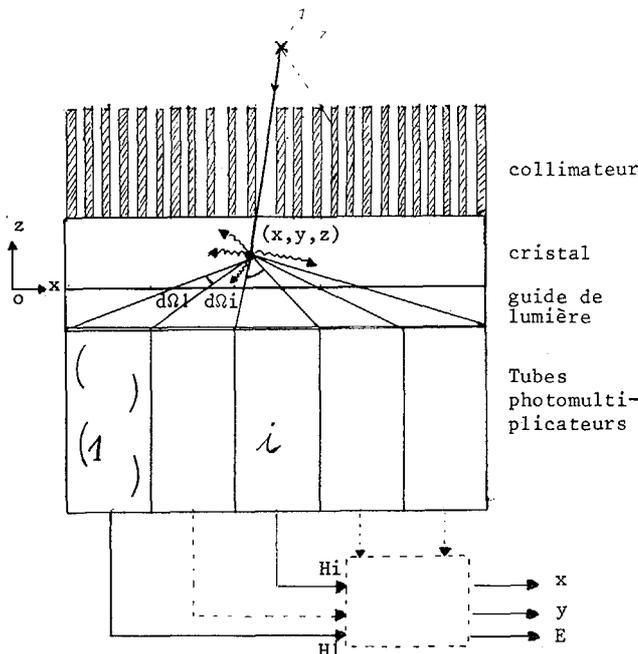


Fig.1 - Le système détecteur

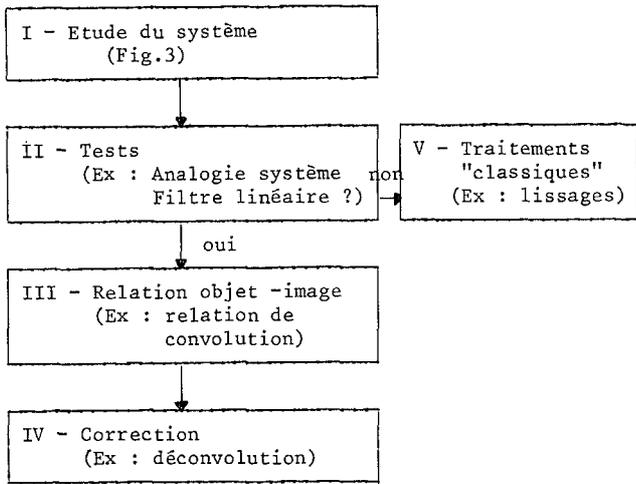


Fig. 2 - Organigramme général de traitement

d'autre part, à établir l'analogie entre certaines opérations physiques de détection et un type de filtrage particulier (ex : opération physique de collimation - opération mathématique de déconvolution).

Le résumé de cette étude présenté sur la figure 3 explique donc que l'étape suivante de notre travail ait été d'établir l'analogie de notre système scintigraphique avec un ou plusieurs filtres linéaires.

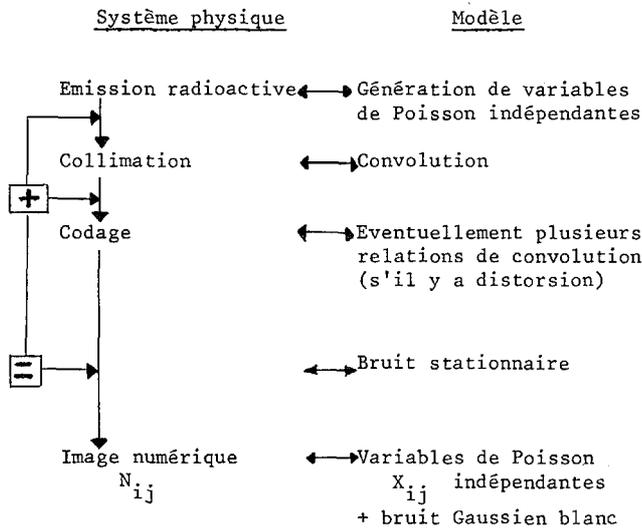


Fig. 3 - Etude du système

2 - Dispositif scintigraphique et filtre linéaire

Nous avons à vérifier expérimentalement les deux propriétés fondamentales d'un filtre linéaire : linéarité et invariance par translation.

a - linéarité

Dans les conditions normales d'utilisation ; c'est-à-dire, lorsque le détecteur n'est pas saturé, on vérifie immédiatement que celui-ci répond

linéairement.

b - Invariance par translation

Pour tester l'invariance par translation, nous avons comparé les réponses du détecteur à des sources ponctuelles déplacées dans le champ de détection, ce qui permettait de plus de définir une réponse impulsionnelle moyenne.

Nous avons comparé les formes des réponses impulsionnelles puis les formes de leurs transformées de Fourier.

Pour une comparaison correcte, puisque nous travaillons sur des fonctions échantillonnées, nous avons d'abord interpolé les réponses de façon à approcher le maximum. Les réponses ont alors été centrées, normalisées et superposées. On constate sur la figure 4 que la largeur à mi-hauteur est pratiquement constante d'une courbe à l'autre et qu'elle ne varie pas de façon significative du centre vers le bord du détecteur.

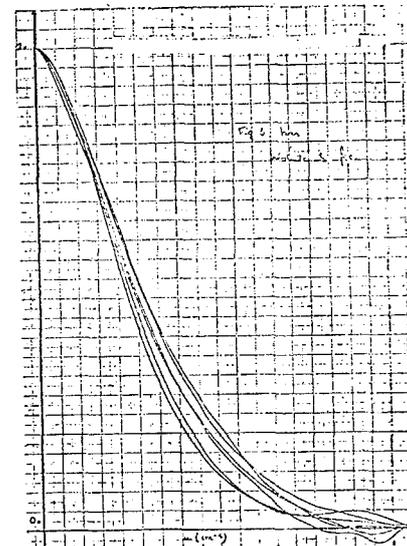
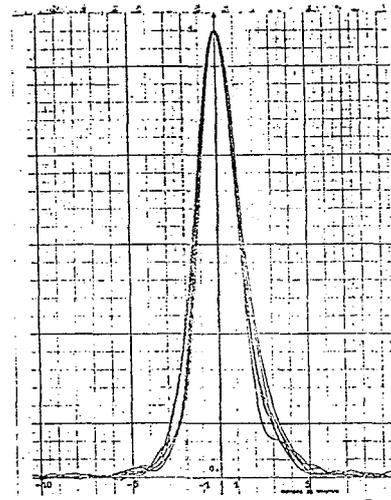


Fig. 4 - Réponses impulsionnelles espace de départ espace de Fourier



On compare ensuite les formes des fonctions transformées de Fourier des réponses impulsionnelles, encore appelées fonctions de transfert. Nous ne présentons ici que les parties réelles, les parties imaginaires étant négligeables. Ces courbes diffèrent peu et s'annulent à la même fréquence.

Nous concluons donc que s'il est possible d'établir (ou de rétablir dans certains cas) l'égalité des amplitudes des réponses impulsionnelles, le détecteur que nous avons étudié ici peut être assimilé à un filtre linéaire et donc que la relation liant l'image numérique n obtenue à l'objet o détecté est une relation de convolution de la forme

$$n = h * o$$

h réponse impulsionnelle du système.

3 - Les traitements utilisés

Nous ne parlerons pas des traitements tels que lissages, filtrages des fréquences spatiales qui ne requièrent pas d'hypothèses particulières sur le système pour leur application à l'image scintigraphique, et sont des traitements "classiques".

Suivant l'organigramme de la figure 2, nous devons maintenant chercher à inverser la relation de convolution n établie à la fin du paragraphe précédent.

Pour ce faire, nous avons appliqué la méthode de déconvolution mise au point par Y. Biraud. Rappelons les grandes lignes de cette méthode : Les fonctions n , h et o sont à support borné, de carré sommable.

Soient N , H et O leurs transformées de Fourier. Nous avons admis que $H(u,v)$ était négligeable en dehors d'une bande 2B

$${}^2B = \{ |u| < F_M, |v| < F_M \}$$

La relation de convolution se transforme dans l'espace des fréquences en

$$O = N/H \text{ lorsque ce rapport a un sens.}$$

Cette correction n'est significative que sur une bande

$${}^2B_1 \text{ (} B_1 \text{ C } B \text{)}.$$

En effet, lorsque $|H|$ devient proche de σ_H écart quadratique moyen du bruit B_H sur H , $H + B_H$ présente de nombreux zéros.

N dans le même domaine est tel que $|N|$ devient proche de σ_N écart quadratique moyen du bruit B_N sur N et les zéros de $N + B_N$ et de $H + B_H$ n'ont aucune raison de se situer aux mêmes points du plan (u,v) .

Nous connaissons donc de l'objet o à retrouver

une version bruitée de sa transformée de Fourier sur une bande de fréquences rétrécie.

La transformée de Fourier inverse de ce quotient, encore appelée "solution principale" (Bracewell) nous donne une restitution non satisfaisante.

En effet, d'une part, toutes les fréquences composant l'objet n'appartenant pas à la bande 2B_1 ont été perdues, d'autre part, la coupure brutale et artificielle du quotient à la limite de 2B_1 provoque des oscillations parasites dans la restitution.

Même si certains de ces inconvénients peuvent être atténués (par apodisation par exemple), ils restent tout de même fondamentaux.

L'idée d'Y. Biraud a été d'utiliser une connaissance a priori de l'objet : ici la non négativité, puisque nous détectons une distribution de radioactivité.

L'algorithme tend donc à approcher la partie connue de la Transformée de Fourier de l'objet par une fonction P qui donnera une restitution non négative.

On est le plus souvent amené à construire P sur un support 2B_2 (${}^2B_1 \text{ C } {}^2B_2$). On a alors réalisé un gain en pouvoir séparateur.

L'approximation se fait de façon itérative, au sens des moindres carrés.

On peut suivre sur les figures l'effet de la correction sur l'image obtenue par détection de deux sources linéaires séparées de 2 cm.

On chiffre le gain en résolution dû à la méthode d'une part dans l'espace des transformées de Fourier par l'allongement de la bande de fréquences, d'autre part sur la restitution par la finesse et l'amplitude des pics.

Malgré l'apport appréciable de cette méthode dans le traitement des images scintigraphiques, apport dû surtout au fait qu'elle est peu sensible au bruit intervenu dans la mesure, un bon nombre de points délicats restent à étudier.

III - PROBLEMES RESTANT POSES

1) Problèmes liés à l'échantillonnage des fonctions.

Tous les traitements envisagés sont des traitements numériques ; il nous a donc fallu tenir compte des effets de l'échantillonnage sur les fonctions que nous manipulons. Par nature, les "signaux images" $n(x,y)$ sur lesquels nous travaillons, sont à support borné ($|x| < B$, $|y| < B$) il est donc, en toute rigueur, impossible de les échantillonner.



APPLICATION DU TRAITEMENT NUMERIQUE DU SIGNAL A LA SCINTIGRAPHIE CLINIQUE

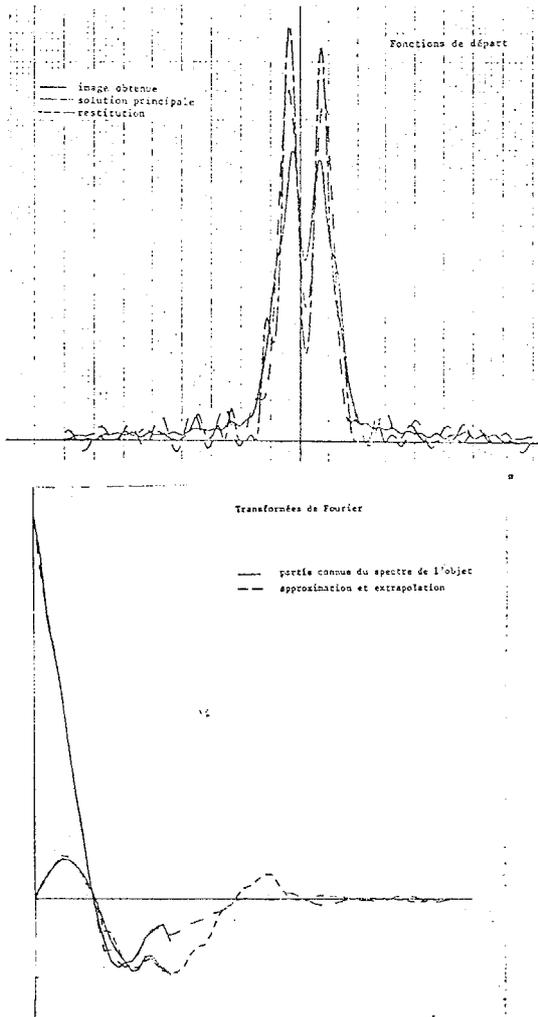


Fig. 5 Deux sources linéaires séparées de 2 cm placées dans l'air

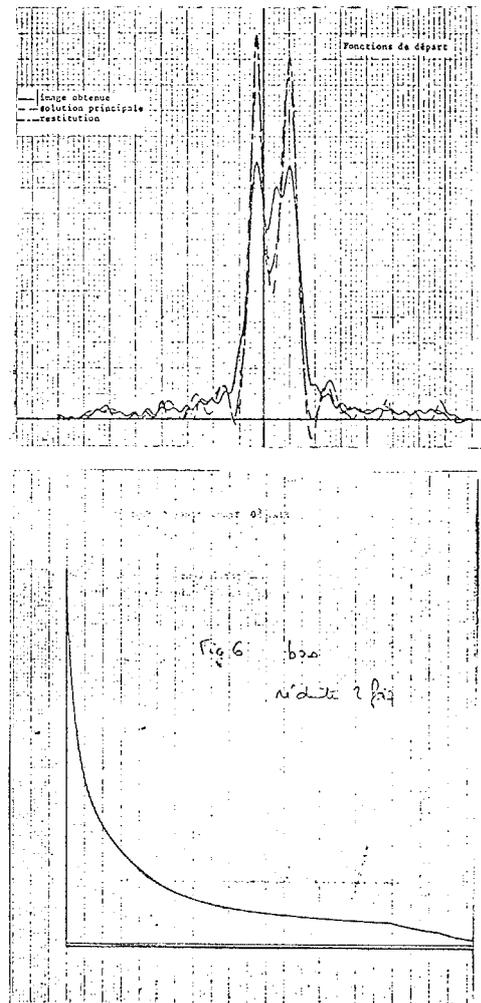


Fig. 6 Deux sources linéaires séparées de 2 cm placées dans l'eau

Pourtant, si leur transformée de Fourier $N(u,v)$ peut être considérée comme négligeable au delà d'une fréquence F_M ($|u| > F_M$, $|v| > F_M$) l'échantillonnage devient possible, avec une erreur acceptable dans le cas où on vérifie $B \cdot F_M \gg 1$ (1)

Mais comment reconnaître exactement F_M , fréquence maximum significative, contenue dans le signal ?

L'aspect des fonctions de transfert (figure 4), le fait qu'elles s'annulent doucement au voisinage de $\nu = F_e = 0.5 \text{ cm}^{-1}$ nous autorisaient, pensions-nous, à considérer $F_M = F_e = 0.5 \text{ cm}^{-1}$ vérifiant donc la condition (1).

Malheureusement, nous n'avions aucun moyen matériel (pas de possibilité d'échantillonnage plus fin) de vérifier en toute rigueur que la fréquence d'échantillonnage F_e est effectivement la fréquence maximum contenue dans le signal.

Si ce n'est pas le cas, nous nous heurtons à un problème de sous-échantillonnage, et à tous les écar-

teurs incontrôlables qui s'y attachent.

2 - Choix de la distance à minimiser dans l'algorithme d'approximation.

Définir une distance non pondérée entre deux courbes, au sens des moindres carrés, suppose que l'erreur intervenue dans la mesure des valeurs de la courbe est la même en tout point. Or, nous savons bien que lorsque nous mesurons un nombre N de désintégrations radioactives ayant eu lieu dans un temps donné t , nous n'obtenons qu'une réalisation d'une variable aléatoire de Poisson ; le paramètre de cette variable pouvant être estimé par la valeur de la mesure elle-même, on obtient un ordre de grandeur de l'erreur relative sur la mesure N en calculant \sqrt{N}/N . L'erreur de mesure dépend donc essentiellement de la valeur N mesurée et en toute rigueur nous ne devons pas accorder la même importance aux écarts intervenant sur les faibles ou sur les fortes valeurs.



Ces constatations nous ont amenés à définir une distance où les écarts quadratiques sont pondérés soient :

$$Y = (y_1, y_2, \dots, y_n)$$

$$X = (x_1, x_2, \dots, x_n) \quad X, Y \in \mathbb{R}^n$$

$$d^2(X, Y) = \sum_{i=1}^n w_i (x_i - y_i)^2$$

où $W = (w_1, w_2, \dots, w_n) \in \mathbb{R}^n$ est un vecteur poids à définir et à optimiser.

Cette modification demande un gros travail de programmation et de mise au point qui sont en cours. Nous n'avons pas pu encore apprécier ses effets.

3 - Généralisation du traitement à des signaux bidimensionnels.

L'algorithme de déconvolution ne s'applique pour l'instant qu'à des signaux unidimensionnels. Si bien que, lorsque nous déconvoluons la ligne i de la matrice de définition du signal image, au moyen de la coupe correspondante de la réponse impulsionnelle, nous introduisons une erreur systématique. Cette erreur ne devient théoriquement nulle que si la réponse impulsionnelle "n'a pas d'épaisseur" dans la direction orthogonale à la direction de déconvolution. Il ne nous est donc pas possible de déconvoluer "un signal image" en appliquant un algorithme de déconvolution ligne par ligne, par exemple.

Un de nos soucis actuels est donc de mettre en place un algorithme de déconvolution à deux dimensions ne nécessitant qu'un temps de calcul raisonnable.

CONCLUSIONS

Malgré les problèmes que nous venons d'exposer, la poursuite de cette étude nous semble justifiée par ses applications médicales.

On sait bien, en effet, qu'une augmentation de la résolution dans une image scintigraphique permet de déceler des détails souvent significatifs et d'établir un diagnostic précoce.

L'utilisation de ces méthodes dans la pratique quotidienne d'un laboratoire de médecine nucléaire implique que l'ensemble des programmes mis au point soit adapté aux capacités d'un petit ordinateur de laboratoire puisque ce type d'équipement est en France le plus répandu.

C'est un but que nous nous fixons.

Références

BECK R.N.

Advances in fundamental aspects of imaging systems and techniques.

Medical radioisotope scintigraphy, IAEA, Monte-Carlo 1972.

BUDINGER T.F.

Clinical and research quantitative nuclear medicine system.

Medical radioisotope scintigraphy, IAEA, Monte-Carlo 1972.

CORDIER S.

Contribution à l'amélioration de l'intelligibilité des images scintigraphiques.

Thèse Doctorat 3ème cycle - Lyon 1975

BIRAUD Y.

Solution nouvelle au problème de déconvolution en présence de bruit.

Compte rendu 2ème Colloque GRETSI, Nice, Mai 1969.