

SEPTIEME COLLOQUE SUR LE TRAITEMENT DU SIGNAL ET SES APPLICATIONS

NICE du 28 MAI au 2 JUIN 1979

TOMOGRAPHIE PAR EMETTEURS POSITRONS AVEC MESURE
DE TEMPS DE VOL

R. CAMPAGNOLO - P. GARDERET - J. VACHER

Laboratoire d'Electronique et de Technologie de l'Informatique
Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, 85 X 38041 GRENOBLE CEDEX

RESUME

Après avoir brièvement présenté les méthodes de reconstruction d'images spécifiques aux traceurs positrons ainsi que les principes physiques de détection de ce type de particules, on montre la possibilité d'effectuer une mesure de temps de vol et les difficultés technologiques que cela soulève.

Par une modélisation simple du processus d'émission positron et de détection avec information temps de vol, on propose une simulation des phénomènes dont on met en évidence les limitations.

Les résultats de cette simulation permettent d'analyser l'apport de cette technique par rapport aux reconstructions classiques en ce qui concerne la qualité de l'image reconstruite.

On conclut sur l'avenir de la technique de mesure de temps de vol compte tenu des difficultés technologiques de sa mise en oeuvre.

SUMMARY

After a brief presentation of specific image reconstruction methodology using positron emission as also physical principles of detection, we show the opportunity of time of flight measurement and the technological difficulties when doing so.

By simple modelisation of positron emission process then detection with time of flight measurement, we propose a simulation of the procedure of imaging though showing off its limitations.

The results of that simulation allow us to analyse the contribution of this technique with regard to classical reconstructions according to reconstructed image quality.

We conclude on the future developments of the method taking into account the technological difficulties of implementation.



TOMOGRAPHIE PAR EMETTEURS POSITRON AVEC MESURE
DE TEMPS DE VOL

I - Intérêt de l'imagerie médicale par émetteurs positrons :

Dans le vaste arsenal dont dispose aujourd'hui la médecine moderne, l'imagerie positron peut occuper une place de choix. A côté de la tomographie axiale transverse par rayons X qui donne une image morphologique très précise des organes, l'imagerie positron donne accès à une voie différente : celle de l'étude fonctionnelle. Le fait que des éléments fondamentaux tels que l'oxygène, le carbone et l'azote possèdent des isotopes émetteurs de positrons rend possible la réalisation de molécules marquées qui soient directement impliquées dans les mécanismes métaboliques.

Par ailleurs, le processus physique lié à l'émission de positrons présente un avantage certain comparé à celui lié aux traceurs γ conventionnels ; l'annihilation d'un positron avec un électron de la matière s'accompagne de l'émission simultanée de deux photons γ d'énergie égale à 511 KeV et de directions opposées. Cette propriété permet de réaliser une collimation purement électronique des événements par détection de coïncidences.

Nous allons présenter dans les paragraphes suivants une méthode de reconstruction d'image permettant d'utiliser une mesure de temps de vol. L'adjonction d'une information de ce type doit permettre d'améliorer sensiblement la qualité des images.

II - Aspects physiques de l'imagerie positron :

a) Production des isotopes émetteurs de positrons

La production de radioisotopes émetteurs de positron s'effectue actuellement à l'aide d'un cyclotron. La technique utilisée consiste à bombarder une cible à l'aide d'un faisceau de particules de haute énergie, de l'ordre de quelques dizaines de MeV. La durée de "demi-vie" des isotopes ainsi produits est généralement courte (quelques minutes) et il importe donc que le service de médecine nucléaire soit à proximité de l'accélérateur de particules à usage général ou que le service hospitalier dispose lui-même d'un cyclotron à usage médical.

b) Processus d'annihilation :

Après un libre parcours moyen extrêmement court un positron interagit avec un électron de la matière, est annihilé, et il y a création de deux photons. En absence de tout champ extérieur, le principe de conservation de l'énergie et celui de conservation du moment nécessitent l'émission de deux photons dont chacun

possède l'énergie $E = m_0 c^2 = 0,5109 \text{ MeV}$ (m_0 = masse de l'électron au repos) ; les deux photons sont émis à 180° .

c) Propagation des photons γ :

Dans la plupart des cas la durée de vie du positron est de l'ordre de quelques 10^{-10} secondes et son libre parcours dans la matière est extrêmement réduit. La distribution angulaire des photons est aussi très faible (de l'ordre de quelques milli-radians). On peut donc légitimement considérer que le lieu de création du positron se situe sur la direction d'émission des deux quanta.

Par ailleurs, la vitesse de propagation du photon γ peut être prise égale à la célérité de la lumière dans le vide ; elle est de plus indépendante du milieu traversé.

Enfin, et comme tout rayonnement électromagnétique, les photons d'annihilation sont soumis aux mêmes interactions avec la matière : effet photoélectrique, effet Compton et création de paires.

d) Détection des photons d'annihilation

Nous sommes ici en présence d'un problème classique de détection en coïncidence de deux photons de haute énergie (0,511 MeV). Une détection efficace nécessite l'emploi de scintillateurs denses et de gros volume tels NaI(Tl), CsF, Bi₄Ge₃O₁₂. Il y a alors transfert de l'énergie du photon au réseau cristallin qui tend rapidement à retourner à l'état d'équilibre par émission de lumière. On associe donc au scintillateur un tube photomultiplicateur qui assurera la conversion de l'impulsion lumineuse en impulsion de courant. Dans les expériences que nous conduisons le détecteur est ensuite couplé à un analyseur multicanal qui permet une spectroscopie d'énergie.

III - Mesure de temps de vol

L'apparition en coïncidence de deux signaux sur deux détecteurs situés de part et d'autre de l'objet observé détermine la droite sur laquelle a eu lieu une annihilation. La méthode de temps de vol, qui consiste à mesurer l'intervalle de temps qui sépare ces deux signaux, donne une information supplémentaire sur la position du positron dématérialisé ; on a alors (cf. fig.1)

$$b - a = c(t_1 - t_2) \quad (1)$$

c étant la vitesse de propagation des γ , identique - quel que soit le milieu - à la vitesse de la lumière dans le vide.

La précision de la localisation du point P dépend essentiellement des performances temporelles du

TOMOGRAPHIE PAR EMETTEURS POSITRON AVEC MESURE DE TEMPS DE VOL

scintillateur ; les fluctuations de temps introduites par le photo-multiplicateur (PM) et l'électronique sont d'un ordre de grandeur inférieur. En effet, le P.M. utilisé est un P.M. rapide dont les fluctuations propres, au niveau de la quantité de photons produits par une scintillation, sont de l'ordre de 100 ps.

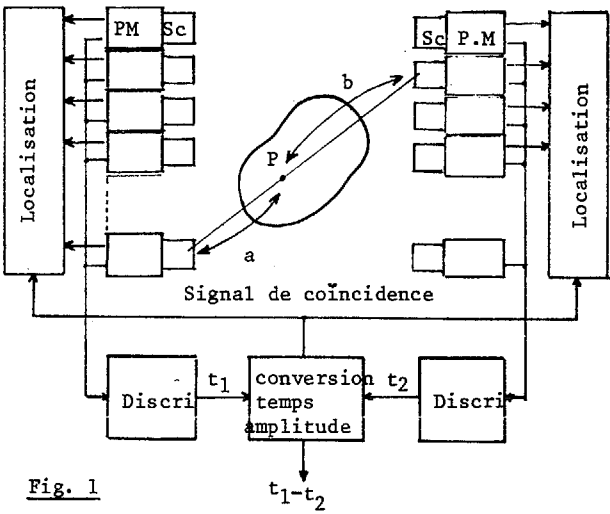


Fig. 1

L'électronique de mesure est principalement constituée d'un convertisseur temps-amplitude attaqué par deux discriminateurs du type "à déclenchement à fraction constante", dont le rôle est de neutraliser les erreurs de mesure de temps consécutives aux variations d'amplitude du signal lumineux en fonction de l'énergie libérée par la particule dans le scintillateur. L'ensemble de l'électronique introduit des fluctuations de l'ordre de 50 ps pour des variations de 14 dB du signal à l'entrée des deux voies de mesure.

Résultats des mesures :

Des mesures de temps de vol ont été effectuées avec plusieurs types de scintillateurs :

- le NaI(Tl) permet d'obtenir une précision sur la localisation du point P d'environ 10 cm (σ de l'histogramme représentatif de (1)) ce qui est médiocre.
- Avec des plastiques rapides la précision atteint 2,7 cm mais le gain en contraste que l'on pourrait en attendre (cf. paragraphe V) est compensé par la trop faible efficacité du scintillateur.
- Par contre, le fluorure de césium (CsF) qui présente l'avantage d'être au moins aussi efficace que le NaI (Tl) et presque aussi rapide que les plastiques donne d'excellents résultats puisque la précision atteinte est de 3,5 cm.

IV - Rappels sur les techniques de reconstruction en tomographie

Le problème posé par les techniques tomographiques est celui de la reconstruction d'une distribution bi-dimensionnelle $D(x,y)$ à partir d'un ensemble de projections.

Pour une direction d'angle θ la valeur $P_\theta(r)$ de la projection au point d'abscisse r représente l'intégrale des valeurs de la distribution $D(x,y)$ perpendiculairement à la direction d'observation (cf. fig. 2 ci-après).

Dans le problème qui nous intéresse ici, $D(x,y)$ représente la distribution spatiale de concentration du traceur positron et $P_\theta(r)$ est le résultat du comptage des coïncidences.

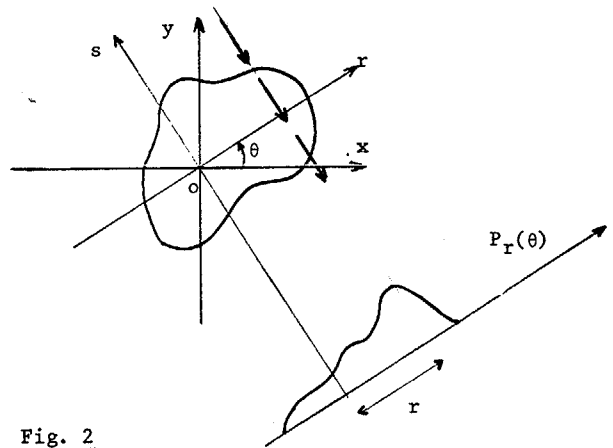


Fig. 2

Il existe de nombreux algorithmes permettant la reconstruction de la distribution $D(x,y)$ à partir de la mesure d'un certain nombre de projections $P_\theta(r)$ { 4}. Nous n'exposons ici rapidement que celui qui nous servira à établir le plus facilement l'apport possible de la mesure de temps de vol.

A partir d'une projection $P_\theta(r)$ il est possible de créer par retro-projection (ou épandage) une distribution spatiale $e_\theta(x,y) = P_\theta(r)\mathbf{1}(s)$. L'opérateur $\mathbf{1}(s)$ est là pour indiquer qu'il s'agit d'une distribution uniforme dans la direction perpendiculaire à la projection. Dans le repère (Ox,Oy) la distribution e s'écrit :

$$e_\theta(x,y) = P_\theta(x \cos \theta + y \sin \theta) \quad (2)$$

A partir de l'ensemble des projections $\{P_\theta(r), \theta \in [0, 2\pi]\}$ on peut créer une image dite image épandue $E(x,y)$ par sommation sur le paramètre θ des $e_\theta(x,y)$:

$$E(x,y) = \int_0^{2\pi} e_\theta(x,y) d\theta = \int_0^{2\pi} P_\theta(x \cos \theta + y \sin \theta) d\theta \quad (3)$$

La succession des opérations de projection puis de retro-projection conduit à une image $E(x,y)$ différente de la distribution origine $D(x,y)$. On peut montrer



TOMOGRAPHIE PAR EMETTEURS POSITRON AVEC MESURE
DE TEMPS DE VOL

mathématiquement que la transformation $D \rightarrow E$ n'est autre qu'un filtrage linéaire dont la réponse impulsionnelle est :

$$I(\rho, \theta) = \frac{1}{|\rho|} \quad \text{et le grain correspondant} \\ G(R, \theta) = \frac{1}{|R|} \quad (4)$$

Dans l'image épandue les fréquences de l'image origine ont été atténuées proportionnellement à la fréquence.

Il est donc possible de restaurer l'image initiale en appliquant à l'image épandue le filtre inverse de gain $F(R, \theta) = |R|$ (5)

Il est clair que le système de mesure étant à bande passante limitée, la déconvolution sera limitée à un support spectral borné. Par ailleurs, les signaux sont entachés de bruits provenant tant de la nature stochastique de l'émission que des perturbations liées à l'électronique de mesure. Le filtrage doit donc être envisagé sous le double angle de la restitution du signal utile et de la diminution du niveau de bruit sur l'image. Des considérations théoriques relatives au filtrage optimal conduisent, à partir d'une connaissance du contenu spectral relatif du signal et du bruit, à affecter le filtre théorique donné par (5) d'une fonction de pondération $C(R)$. Le filtre utilisé sera alors de la forme : $|R|C(R)$ ($C(R)$ tendant vers zéro pour la fréquence maximale).

V - Reconstruction à partir d'histo-projections

Considérons une direction d'angle θ et une abscisse d'observation r (cf. fig.3) ; l'acquisition des événements en coïncidence et le classement des mesures de temps de vol qui leur sont associées peut se décrire par un ensemble de valeurs $P_\theta(r, s)$ que nous appelons histo-projection.

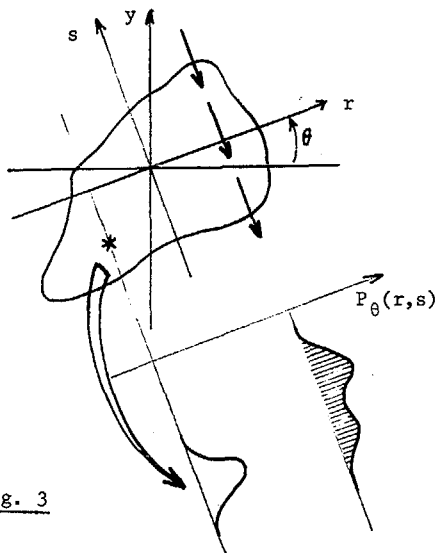


Fig. 3

La distribution associée à chaque source émettrice dans l'objet peut être assimilée sur l'histo-projection à une distribution gaussienne dont l'écart type σ dépend directement (cf. III) de la qualité de la mesure de temps de vol.

A partir d'un ensemble de mesures d'histo-projection pour différents angles θ on peut alors envisager la création d'une image :

$$E(x, y) = \int_0^{2\pi} P_\theta(x \cos\theta + y \sin\theta, -x \sin\theta + y \cos\theta) d\theta$$

Cette notion généralise la notion d'épandage décrite au paragraphe précédent, l'épandage $e(r, s) = P_\theta(r, s)$ d'une projection pouvant être considérée comme une histo-projection correspondant à une ignorance totale de localisation de l'évènement ($\sigma \rightarrow \infty$).

On peut alors considérer que le filtrage linéaire permettant de passer de D (distribution origine) à E possède une réponse impulsionnelle :

$$H_\sigma(\rho, \theta) = A \cdot \frac{1}{|\rho|} \cdot \exp\left(-\frac{\rho^2}{2\sigma^2}\right)$$

Le problème de reconstruction se pose alors en terme de filtrage inverse de la fonction d'épandage.

Si cette fonction de transfert est connue, ce qui est aussi bien le cas avec ou sans mesure de temps de vol, on peut espérer reconstruire sans erreur la distribution origine. Mais la qualité de l'image reconstruite dépend fortement du niveau de bruit amené par la procédure de reconstruction. La simulation que nous avons effectuée pour différentes valeurs du paramètre σ et dont nous présentons le résultat essentiel au paragraphe VI permet d'évaluer les variations du rapport signal/bruit pour les situations intermédiaires entre :

$\sigma = 0$ localisation parfaite par temps de vol ; l'image est déterminée sans erreur par simple affectation de position des coïncidences.

$\sigma \rightarrow \infty$ Cas de la reconstruction classique à partir des projections.

VI - Exposé de principe et résultats de la simulation

a) But de la simulation :

Mettre en évidence l'amélioration de la qualité de l'image reconstruite en fonction de la précision de la mesure de temps de vol.

b) Hypothèses actuelles du travail :

Dans l'état actuel de la simulation les hypothèses simplificatrices suivantes ont été faites :

- nous négligeons les effets de l'auto-atténuation (ou ce qui revient au même, nous supposons qu'ils ont pu

TOMOGRAPHIE PAR EMETTEURS POSITRON AVEC MESURE
DU TEMPS DE VOL

être corrigés).

- nous ne nous intéressons qu'aux photons gamma de 511 KeV, donc n'ayant subi aucune diffusion Compton (spectroscopie d'énergie à bande étroite).
- nous admettons qu'il n'existe aucune autre source de bruit que les fluctuations statistiques de l'émission positron (détecteur et électronique associée étant parfaits).

En ce qui concerne l'émission des photons nous admettons :

- l'absence de champ extérieur influant sur la propagation (isotropie)
- que le processus de l'émission gamma est un processus de Poisson.

En ce qui concerne le système de détection avec mesure de temps de vol nous supposons :

- le système parfaitement linéaire et invariant aussi bien dans le domaine temporel que dans le domaine spatial.
- qu'il est caractérisé par la seule donnée de sa réponse impulsionnelle.
- que l'efficacité de notre détection ne dépend pas de la précision de la mesure.

c) Principe de la simulation

Nous savons que l'opération qui consiste à projeter une image puis à épancher ses projections est équivalente à la convolution de l'image initiale par la réponse impulsionnelle de notre système. Cette propriété est conservée dans le cas de la transformation qui fait passer de l'image à ses histo-projections puis à l'image épanchée.

Dans le cas d'un épanchage sur un nombre infini de directions on montre que la réponse impulsionnelle s'écrit en coordonnées polaires :

$$I(\rho, \theta) = \frac{1}{|\rho|}$$

Dans le cas d'une détection avec mesure de temps de vol on montre simplement que la réponse impulsionnelle devient :

$$H_{\sigma}(\rho, \theta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot \frac{1}{|\rho|} \cdot \exp\left(-\frac{\rho^2}{2\sigma^2}\right)$$

où σ est le paramètre caractéristique de la précision de mesure.

Soit une distribution d'émetteurs positrons $D(x,y)$, nous proposons de reconstruire cette image à partir de ses histo-projections. Si $E(x,y)$ est l'image obtenue par épanchage il vient :

$$E = D * H_{\sigma} \quad * : \text{opérateur de convolution}$$

Mais l'émission des photons étant un processus Poissonien, en chaque point de $E(x,y)$ nous avons une variable aléatoire $e(x,y)$ telle que :

$$\overline{e(x,y)} = E(x,y)$$

$$\overline{(e(x,y) - E(x,y))^2} = E(x,y)$$

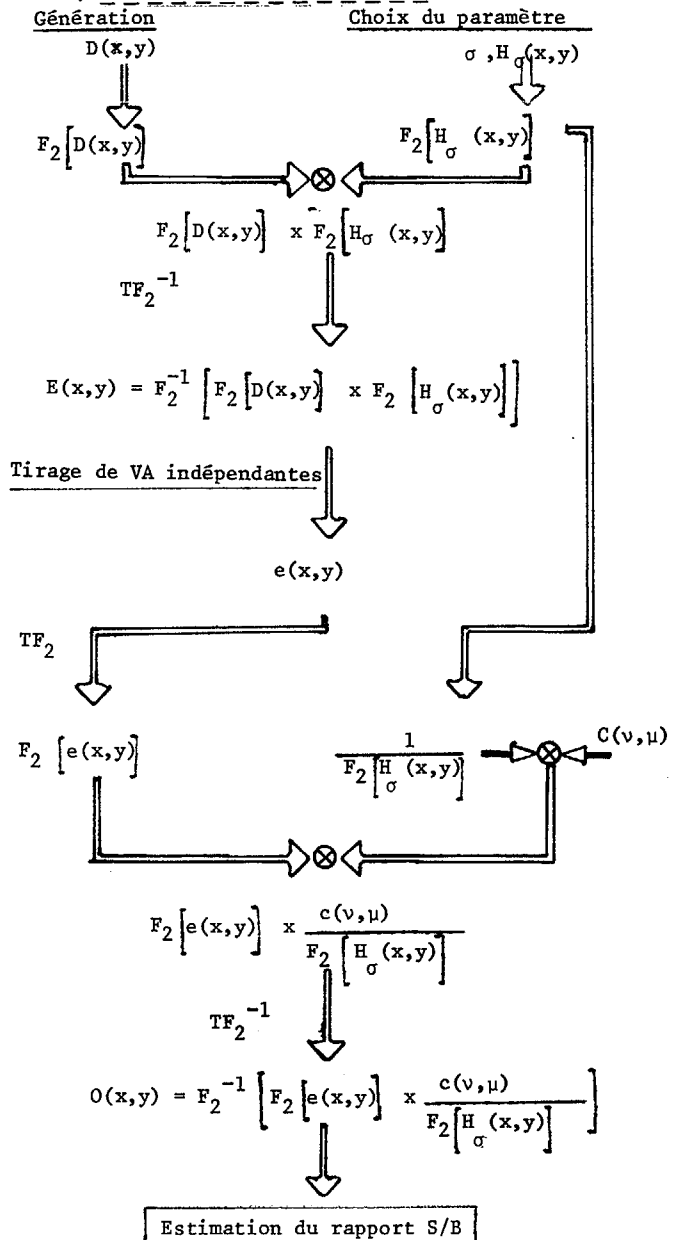
Nous créons par tirage de variables aléatoires indépendantes une réalisation $e(x,y)$ de l'image $E(x,y)$. Pour revenir à la distribution initiale $D(x,y)$ il est nécessaire de connaître le filtre inverse $J_{\sigma}(x,y)$ et de réaliser la convolution :

$$O(x,y) = e(x,y) * J_{\sigma}(x,y)$$

Nous obtenons ainsi une réalisation $o(x,y)$ de notre distribution $D(x,y)$, sur cette réalisation nous estimons le rapport signal sur bruit sur une zone homogène centrée en x_0, y_0 :

$$S/B = \frac{\text{moyenne de } o(x,y) \text{ en } x_0, y_0}{\text{écart type de } O(x,y) \text{ sur la zone}}$$

d) Schéma bloc de la simulation





TOMOGRAPHIE PAR EMETTEURS POSITRON AVEC MESURE
DU TEMPS DE VOL

Remarque : Dans le calcul du filtre inverse nous avons introduit une fenêtre d'apodisation $C(\mu, \nu)$ pour les raisons explicitées au paragraphe III.

Toutes les opérations ont été effectuées de manière digitale avec des algorithmes de FFT bidimensionnelle à l'aide d'un opérateur rapide couplé à un calculateur 16 bits, l'opérateur travaillant en arithmétique semi-fixe 24 bits.

e) Résultats de la simulation

Nous avons réalisé les opérations précédentes pour diverses valeurs du paramètre σ , ceci pour un objet homogène. L'image comprenait 256 x 256 éléments pour un pas d'échantillonnage de 4 mm.

Le rapport signal sur bruit a deux limites : si σ tend vers l'infini nous réalisons une projection sans localisation et nous sommes ramenés à une tomographie classique; lorsque σ tend vers zéro, l'image obtenue par histo-projection puis épandage est équivalente à l'image initiale.

Nous obtenons ainsi une courbe qui donne le rapport signal sur bruit en dB en fonction de la largeur à mi-hauteur de la gaussienne, exprimée en nanoseconde, qui présente l'allure donnée par la figure 4.

VII - Développements actuels et perspectives

La simulation décrite dans le paragraphe précédent montre qu'un gain non négligeable de rapport signal/bruit peut être espéré par utilisation de la mesure du temps de vol. Toutefois, beaucoup d'hypothèses simplificatrices ont dû être faites pour arriver au résultat consigné dans la figure

Il nous a donc paru indispensable de prolonger les études de simulation par quelques expériences réelles permettant d'évaluer l'écart entre les résultats théoriques et un dispositif intégrant certains éléments d'un appareillage futur.

Nous disposons pour cela de deux photomultiplificateurs rapides couplés aux scintillateurs CsF, ces deux dispositifs étant de part et d'autre de l'objet émetteur; nous pouvons ainsi détecter les événements en coïncidence. Un analyseur multicanaux permet de réaliser la spectroscopie d'énergie. Le système de mesure de temps de vol est directement couplé au calculateur d'acquisition. Les diverses histo-projections sont obtenues en animant l'ensemble des deux détecteurs pour le mouvement linéaire de translation et en faisant tourner l'objet d'analyse pour le mouvement de rotation. Le dispositif est actuellement en cours d'exploitation.

Si les résultats d'expérience confirment les résultats de simulation quant à l'amélioration de

qualité de l'image, il pourra être envisagé une structure d'appareillage utilisant les mesures de temps de vol. Il ne faut toutefois pas se cacher que le gain espéré sera contrebalancé inéluctablement par une complexité plus grande du système d'imagerie. L'évaluation d'un tel système est actuellement à l'étude au laboratoire.

VIII - Bibliographie

- 1 ALPHA-BETA AND GAMMA-RAY SPECTROSCOPY
Vol. 2, Edited by KAI SIEGBAHN, 1965 AMSTERDAM-NORTH HOLLAND PUBLISHING COMPANY
Chap. XXVI - Positron annihilation and positronium by M. DEUTSCH et S. BERKO, pages 1583-1598
- 2 BROOKS R.A., DI CHIRO G.,
Phys. Med. Biol. 1976, 5 : 689-732
Principles of computer assisted tomography (CAT) in radiographic and radioisotopic imaging.
- 3 NICKLESS R.J., MEYER H.O.
Design of a three dimensional positron camera for Nuclear Medicine
Phys. Med. Biol. 1978, 4 : 686-695
- 4 MERSEREAU R.M., OPPENHEIM A.V.
Digital reconstruction of multidimensional signals from their projections.
Proceedings of the IEEE, vol 62, N° 10, Oct. 1974.

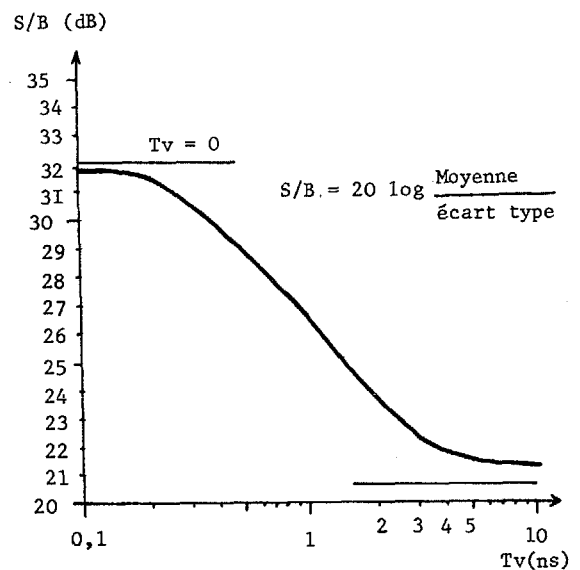


Fig. 4