

CONF
INIS
NSA

C.E.A.-C.E.N-G

le 7 Juin 1973

LABORATOIRE D'ELECTRONIQUE ET DE
TECHNOLOGIE DE L'INFORMATIQUE

Laboratoire "Mesure contrôle et
traitement électronique"

~~_____~~ Journée
du Sud Est d'Electronique biomédicale
~~_____~~
~~_____~~
~~_____~~ - Grenoble 13 Avril 1973

Note technique LETI/MCTE n° 938

LES LIMITATIONS PHYSIQUES DES
DISPOSITIFS D'IMAGERIE EN
MEDECINE NUCLEAIRE

R. ALLEMAND

CEA-CONF--2436

Le développement du diagnostic médical fait de plus en plus appel aux méthodes de la médecine nucléaire car l'utilisation de traceurs radioactifs permet d'effectuer à la fois l'exploration anatomique et fonctionnelle d'un organe. C'est une méthode complémentaire de la radiologie : les images radiologiques constituent un examen morphologique beaucoup plus fouillé que les images scientigraphiques, mais la radiologie n'apporte que très rarement des informations dans le domaine fonctionnel.

En ce qui concerne l'instrumentation, les appareillages doivent donc permettre de mesurer, par comptage externe, la distribution dans l'espace ou dans le temps d'un émetteur radioactif X ou γ préalablement introduit dans l'organe.

L'image des organes a d'abord été effectuée par des dispositifs appelés scintigraphes, l'image étant fournie par le balayage d'un détecteur sur toute la surface d'un organe. Ces dispositifs sont toujours très utilisés pour les études statiques mais la lenteur du procédé empêche son application à l'étude des fonctions dynamiques. Depuis quelques années seulement, sont apparus de nouveaux dispositifs qui sont de véritables caméras pour rayonnement nucléaire et dont nous proposons d'étudier les limitations physiques des caractéristiques de détection.

1. SCHEMA DE PRINCIPE D'UNE GAMMA CAMERA

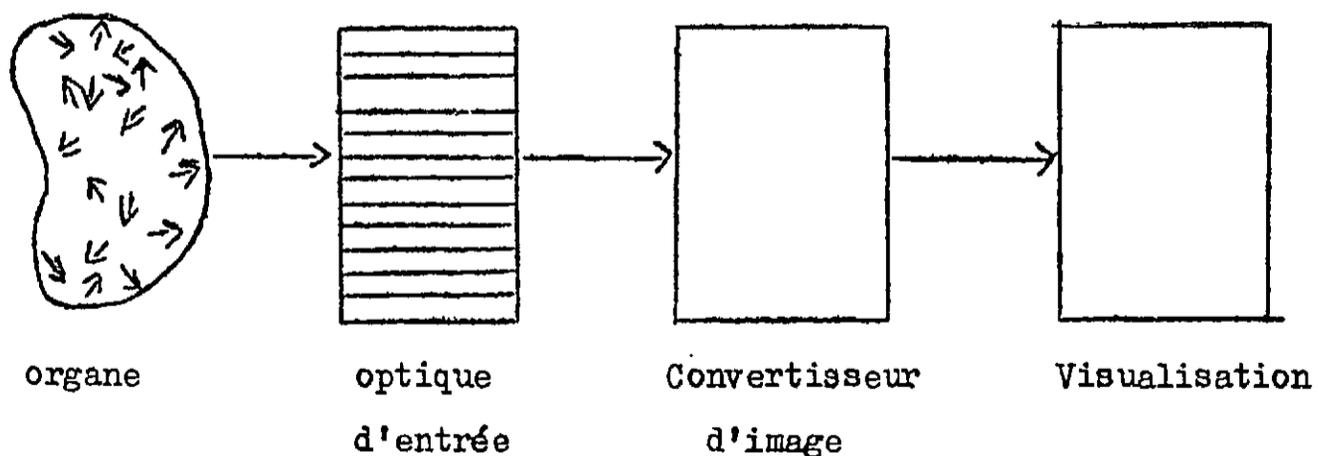


Figure 1

Tout dispositif de visualisation d'un radioélément comprend 3 parties :

- L'optique d'entrée qui n'autorise que la transmission du rayonnement γ émis par l'organe selon un certain angle solide. Les collimateurs sont constitués de matériaux lourds percés de trous dont les dimensions et la disposition géométrique définissent les caractéristiques de collimation.

- Le convertisseur d'images : c'est le dispositif permettant de transformer événement par événement l'image γ fournie par le collimateur en une adresse représentant la localisation de chaque événement. Ce convertisseur constitue la caméra proprement dite.

- La visualisation : c'est le transfert, le stockage et le traitement des données issues de la caméra afin de faciliter l'exploitation du dispositif et d'améliorer la qualité et la présentation des images.

2. PRINCIPALES CARACTERISTIQUES PHYSIQUES D'UNE GAMMA CAMERA

2.1. Résolution spatiale

La qualité de l'image dépend naturellement du nombre de points composants l'image. Ainsi, pour caractériser une caméra, on définit deux résolutions :

- la résolution spatiale intrinsèque σ_i : c'est la largeur à mi-hauteur de la fonction d'élargissement de point ou de ligne d'une source γ ponctuelle ou linéaire appliquée contre la face d'entrée du convertisseur d'images
- la résolution spatiale σ_c du collimateur : c'est la largeur à mi hauteur de la réponse du collimateur à une source ponctuelle déplacée parallèlement à sa face d'entrée.

La résolution σ_s du système est :
$$\sigma_s = \sqrt{\sigma_i^2 + \sigma_c^2}$$

2.2. Efficacité de détection

C'est la probabilité qu'un rayonnement γ sélectionné par l'optique d'entrée soit détecté par le convertisseur d'images. Il est très important que ce terme soit proche de l'unité pour minimiser la dose administrée au patient.

2.3. Résolution en énergie

C'est la propriété du détecteur à sélectionner chaque évènement selon son énergie. Elle est exprimée par le rapport de la largeur à mi hauteur de la fonction de distribution en énergie du nombre d'évènements à la valeur de l'énergie moyenne.

C'est une caractéristique importante car la sélection d'énergie améliore la qualité des images par l'élimination du rayonnement diffusé dans l'organe par effet Compton.

2.4. Temps mort

C'est le temps nécessaire à l'analyse de chaque évènement. Dans les dispositifs classiques, il est de l'ordre de 8 à 10 μ s ; actuellement l'utilisation de radioisotopes à durée de vie très courte (positrons) et l'étude de la dynamique cardiaque rendent nécessaire le développement de dispositifs beaucoup plus rapides (temps mort $< 1 \mu$ s).

2.5. Champ d'entrée

Il est nécessaire que le champ utile d'une caméra soit compatible avec les dimensions des plus gros organes (poumon, foie), c'est-à-dire avoir un diamètre d'environ 35 cm.

3. LIMITES PHYSIQUES DE L'OPTIQUE D'ENTREE

Les deux caractéristiques essentielles d'un collimateur sont :

- sa résolution spatiale σ_c
- sa sensibilité S (ou transparence) .

La transparence est définie par le rapport du flux Φ sortant du collimateur au flux total Φ_t émis dans un angle solide de 4π par une source homogène appliquée contre la face d'entrée du collimateur.

L'optimisation d'un collimateur consiste à effectuer un compromis entre sa résolution spatiale et sa sensibilité. Dans un collimateur à trous

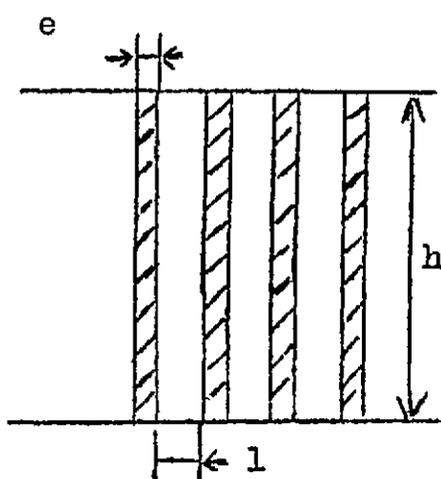


Figure 2

parallèles (figure 2), cela revient à choisir la valeur du rapport $\frac{h}{l}$, ainsi que l'épaisseur e des septa.

Pour optimiser les performances d'un collimateur, il y a lieu :

- de choisir un matériau à numéro atomique élevé (diminuer e)
- de l'adapter à l'énergie du radioélément utilisé

- de l'adapter à la résolution spatiale intrinsèque de la caméra
- de l'adapter au type d'examen puisque la résolution spatiale d'un collimateur se détériore rapidement en fonction de la distance source collimateur

Pratiquement, pour une gamme d'énergie donnée, un collimateur à trous parallèles est conçu afin que sa résolution spatiale σ_c pour un objet situé à 7 ou 8 cm de sa face d'entrée soit égale à la résolution spatiale intrinsèque σ_i de la caméra.

4. LIMITES PHYSIQUES DU CONVERTISSEUR D'IMAGES

Le tableau 1 récapitule les différentes conversions que subit un photon de 100 keV selon qu'on utilise pour sa détection un effet de scintillation ou un effet d'ionisation.

Avec la méthode par scintillateur, le problème revient donc à localiser une tâche formée d'environ 300 électrons au niveau de la photocathode.

Avec la méthode par ionisation, les quantités de charges à détecter et à localiser varient de quelques 10^4 à 10^8 électrons selon que l'on travaille en régime de multiplication électronique par avalanche (gaz) ou en régime de collection directe des charges (semi-conducteurs).

4.1. Résolution spatiale

4.1.1. Cas du scintillateur associé à une photocathode

Si l'on dispose par ailleurs d'un système de localisation parfait, la limite physique de la résolution spatiale d'une caméra sera donnée par la précision avec laquelle il est théoriquement possible d'effectuer le calcul de la position P d'une tâche formée de $\bar{N} = 300$ électrons, sachant que la fluctuation statistique sur le nombre d'électrons N présente un écart type \sqrt{N} .

Différents estimateurs de position ont été étudiés pour le calcul de P = le barycentre, la médiane, et l'estimateur de maximum de vraisemblance [1].

Si h est la distance entre la scintillation et la photocathode, l'écart type de l'abscisse de la position est exprimé par :

$$\sigma_{\text{théorique}} = \frac{h \sqrt{2}}{\sqrt{N}}$$

$$\sigma_{\text{médiane}} = \frac{h}{\sqrt{N}} \cdot \frac{\pi}{2}$$

$$\sigma_{\text{barycentre}} \rightarrow \infty \text{ si photocathode } \infty \text{ (et couplage optique parfait)}$$

Si le couplage optique est réalisé par un dioptre scintillateur-verre d'angle limite tel que $\cos \theta = \frac{1}{3}$, on obtient :

$$\sigma_{\text{barycentre}} = \frac{h \sqrt{3}}{N}$$

Ainsi, il apparaît que les estimateurs médiane ou barycentre avec dioptre sont très proches de l'estimateur parfait et ce sont des considérations technologiques qui dicteront le choix de la méthode de localisation, étant entendu qu'il est toujours indispensable de réaliser le couplage le plus intime possible entre le scintillateur et la photocathode.

En reprenant l'exemple d'un photon de 100 keV, $\sigma_{\text{théorique}} = 1,2 \text{ mm}$ pour $h = 15 \text{ mm}$, ce qui donne une résolution spatiale intrinsèque $R_i = 2,36 \sigma = 2,8 \text{ mm}$.

4.1.2. Cas de la méthode par ionisation

L'émission de l'électron photo-électrique dans l'espace de détection est sensiblement isotrope. Puisque l'ionisation du milieu détecteur a lieu tout au long du parcours de l'électron photo-électrique, il en résulte que la résolution spatiale théorique est donnée par la fluctuation de position des électrons créés par ionisation.

Cette limite physique n'est pas gênante pour les milieux liquides ou solides car le parcours l de l'électron photo-électrique est toujours très petit pour la gamme d'énergie E des radioéléments utilisés en médecine ($E < 500 \text{ keV}$). l est de l'ordre de quelques dizaines de microns à quelques centaines de microns selon l'énergie et le milieu.

Par contre, cette limite physique est un paramètre important pour la conception des dispositifs à milieu gazeux. Pour une pression de 5 bars, le parcours de l'électron photo-électrique dans le xénon est de 1,2 mm pour $E = 30 \text{ keV}$ et de 6,5 mm pour $E = 80 \text{ keV}$. La recherche d'une bonne résolution spatiale consiste donc à choisir un gaz à fort numéro atomique travaillant sous une pression élevée et possédant par ailleurs de bonnes caractéristiques de détection nucléaire (faible attachement électronique). Pour toutes ces raisons, le xénon est le gaz le mieux adapté.

4.2. Efficacité de détection

La figure n° 3 montre les courbes d'efficacité de détection photo-électrique en fonction de l'énergie du radioélément, pour différents milieux gazeux, liquides, ou solides possédant par ailleurs de bonnes caractéristiques de détection.

Il apparaît que les milieux gazeux sont bien adaptés à la détection des rayonnements gamma de faible énergie ($E < 80 \text{ keV}$). Pour des énergies supérieures, la recherche d'une bonne efficacité de détection conduit à

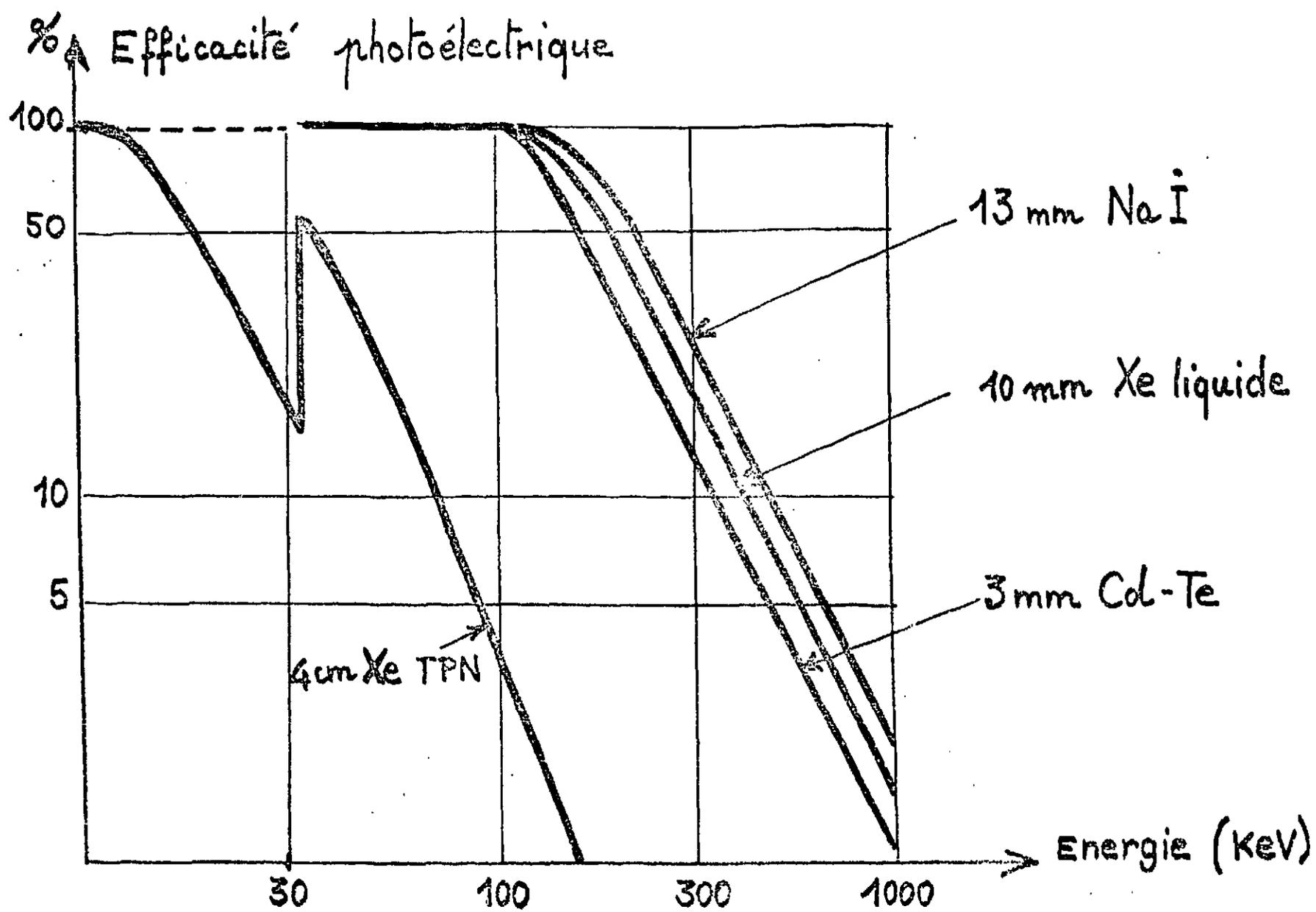


Fig. 3 - NT. 934

adopter un milieu liquide ou solide, à numéro atomique élevé. Les détecteurs semi-conducteurs à Cd-Te sont particulièrement intéressants puisqu'ils possèdent une excellente efficacité de détection. Par ailleurs, c'est actuellement le seul matériau semi-conducteur présentant d'assez bonnes caractéristiques de détection nucléaire à température ambiante.

4.3. Résolution en énergie

Quel que soit le mode de détection, la limite physique de la résolution en énergie est donnée par la fluctuation statistique du nombre N d'électrons primaires créés dans le convertisseur d'énergie utilisé.

Pour les dispositifs à scintillation, il s'agira donc de la fluctuation statistique du nombre d'électrons créés au niveau de la photocathode, et pour les dispositifs à ionisation, ce sera la fluctuation du nombre d'électrons créés par ionisation du milieu sous l'effet de l'électron photoélectrique.

La fluctuation statistique du nombre d'électrons obéit à une loi de Poisson d'écart type $\sigma = \sqrt{N}$ et de valeur moyenne N . La largeur à mi hauteur de cette distribution est : $R = 2,36 \sigma$, et la résolution en énergie est exprimée par $R\% = \frac{2,36 \sqrt{N}}{N} = \frac{2,36}{\sqrt{N}}$. Cette résolution théorique doit être corrigée par un facteur F qui permet de tenir compte du phénomène physique de détection.

$$R\% = \frac{2,36}{\sqrt{N}} \times F$$

Pour les dispositifs à scintillation, F représente la fluctuation statistique supplémentaire apportée par le 1er étage du multiplicateur d'électrons ($F \sim 1,05$ à $1,2$). Dans le cas des dispositifs à ionisation, F tient compte du fait que la formation du nombre d'électrons par ionisation du milieu sous l'effet de l'électron photoélectrique constitue une série d'évènements non indépendants entre eux. F est voisin de 0,4 pour le germanium et varie de 0,40 à 0,6 selon les gaz.

4.3.1. Cas des dispositifs à scintillation

En reprenant l'exemple d'un photon de 100 keV qui a créé 300 électrons au niveau de la photocathode, on en déduit que la résolution théorique vaut :

$$R^{\circ}/_{\circ} = 14^{\circ}/_{\circ}$$

Expérimentalement, les résolutions obtenues au laboratoire sont très voisines de cette résolution théorique. Avec un prototype de gamma caméra à amplificateur de brillance, nous avons obtenu une résolution énergétique de 15^o/_o sur le pic photoélectrique du ⁵⁷Co à 122 keV.

La résolution énergétique des dispositifs à scintillation dépend donc de deux paramètres :

- le rendement énergétique du scintillateur (conversion photon γ \rightarrow photons lumineux)
- le rendement quantique de la photocathode (conversion photons lumineux \rightarrow électrons)

4.3.2. Cas des dispositifs à ionisation

L'énergie moyenne d'ionisation des gaz (argon, xénon, etc) varie entre 20 et 30 eV. Pour les matériaux semiconducteurs (Ge, Si, CdTe), elle varie entre 3 et 4 eV. L'augmentation très importante du nombre de charges créées dans les matériaux semi-conducteurs permet donc d'obtenir une meilleure résolution énergétique qu'avec les dispositifs à gaz.

A titre d'exemple, un photon γ de 30 keV crée en moyenne 1000 électrons primaires dans un gaz, ce qui conduit à une résolution théorique $R = 4^{\circ}/_{\circ}$. Expérimentalement, nous avons obtenu une résolution $R = 7,5^{\circ}/_{\circ}$ sur la raie à 27 keV de ¹²⁵I avec un compteur proportionnel à gaz rempli d'un mélange Xe-CH⁴ sous une pression de 1 bar.

Avec les matériaux semi-conducteurs, la résolution théorique pour un photon γ de 100 keV est voisine de 0,7^o/_o en considérant une énergie moyenne d'ionisation de 3 eV et $F = 0,5$. Expérimentalement, les meilleurs

résultats obtenus avec des détecteurs Ge-Li ou Si-Li fonctionnant à la température de l'azote liquide sont voisins des valeurs de la résolution théorique. En ce qui concerne le Cd-Te, qui est le seul matériau travaillant à température ambiante, les meilleurs résultats publiés annoncent une résolution énergétique de 6% avec le ^{57}Co (122 keV). Au laboratoire, à partir d'un matériau préparé au LETI, nous avons obtenu une résolution voisine de 10%.

4.4. Temps mort

4.4.1. Cas des scintillateurs

La réponse des scintillateurs NaI ou CsI a la forme d'une exponentielle décroissante de constante de temps τ voisine de 0,3 μs pour le NaI et de 0,7 μs pour le CsI. Puisqu'il faut attendre la collection totale des charges pour effectuer une spectrométrie en énergie, la limite physique de résolution en temps est de l'ordre de 1 μs ($\approx 3 \tau$) pour le NaI et de 2 μs pour le CsI.

Le xénon très pur possède également d'intéressantes propriétés de scintillation. En particulier, la durée de la scintillation n'excède pas quelques monosecondes. C'est la raison pour laquelle différentes équipes tentent d'utiliser le xénon liquide pour réaliser une caméra possédant une excellente résolution en temps et une bonne efficacité de détection.

4.4.2. Cas des gaz

La quantité de charges primaires collectées ($3 \cdot 10^3$ électrons pour $E_\gamma = 100 \text{ keV}$) ne permet pas un fonctionnement en collection directe des charges, c'est-à-dire en chambre d'ionisation à impulsions. Il est indispensable d'utiliser la multiplication des charges par avalanche en régime proportionnel, ce qui permet, selon les mélanges de gaz utilisés, d'obtenir un gain compris entre 10^3 et 10^5 environ. En régime proportionnel, le temps de collection des charges est donné par le temps que mettent les ions créés dans la zone de multiplication pour sortir de cette zone, et libérer ainsi les électrons sur l'anode. Le temps de collection varie de 0,2 à 0,4 μs selon le type de gaz et la pression utilisée.

Il existe en fait une autre limite physique due à la création d'une zone de charge d'espace autour des fils de multiplication lorsque le taux de comptage devient trop élevé. Cette zone de charge d'espace se traduit par une diminution locale du champ électrique entraînant la décroissance du coefficient de multiplication. Dans le cas des chambres proportionnelles multifils pour la médecine nucléaire, le taux de comptage local au niveau de chaque fil est suffisamment faible pour que cet effet ne soit pas gênant.

4.4.3. Cas des semi-conducteurs

Si l'on se limite au cas des détecteurs compensés au lithium (Ge-Li, Si-Li) qui seuls permettent d'atteindre des profondeurs de zone désertée suffisamment grandes (plusieurs mm) compatibles avec la nécessité d'avoir une bonne efficacité de détection, le temps de collection des charges varie de 10^{-7} s à 10^{-9} secondes environ, à la température de l'azote liquide. Comme par ailleurs, les dimensions maximum des cristaux obligent à envisager une mosaïque de détecteurs pour atteindre les dimensions requises pour une gamma caméra, les performances de résolution en temps des détecteurs individuels ne sont pas une gêne.

Dans le cas du CdTe, à température ambiante, la mobilité des porteurs est beaucoup plus faible ($\mu_{\text{trous}} \sim 50 \text{ cm}^2/\text{V.S}$). Le temps de collection des charges pour un détecteur individuel de 2 mm de zone désertée soumis à un champ électrique de 3 KV/cm est voisin de 1 μ s, ce qui n'est pas une gêne pour une caméra formée d'une mosaïque de détecteurs d'environ 2 à 3 mm de côté.

4.5. Dimensions

Les limites dimensionnelles des différentes solutions sont d'ordre technologique ou financier.

L'utilisation d'un milieu gazeux sous la forme de chambres proportionnelles multifils (multidétecteurs) permet de réaliser des dispositifs de grandes dimensions car leur technologie est relativement simple.

En ce qui concerne les dispositifs à scintillation, il est actuellement possible de réaliser des scintillateurs NaI de grandes dimensions (Φ 400 mm). La lecture du barycentre de la tâche lumineuse peut être effectuée soit par une mosaïque de photomultiplicateurs (solution d'anger) soit à l'aide d'un amplificateur d'images. Actuellement, pour l'une et l'autre des solutions il est technologiquement possible d'atteindre un diamètre utile d'environ 35 cm.

Enfin, toute solution de caméra à semi-conducteurs n'est technologiquement réalisable que par la juxtaposition de détecteurs dont le diamètre est celui du matériau de départ ($\Phi \sim$ quelques cm). Actuellement, le coût du matériau n'est pas compatible avec la réalisation de grandes surfaces de détection, du moins en ce qui concerne les détecteurs à Ge-Li, Si-Li, ou germanium intrinsèque.

5. ETUDES EFFECTUEES AU LETI

Les études d'instrumentation de médecine nucléaire effectuées au LETI sont les suivantes [2]:

- dispositifs à gaz : étude et réalisation de prototypes de chambres proportionnelles multifils scellées remplies d'un mélange Xe-CH⁴ sous 6 bars :
 - multidétecteur pour l'imagerie de la thyroïde avec ¹²⁵I (27 keV)
 - multidétecteur pour la mesure locale de l'irrigation du myocarde avec ¹³¹Cs (32 keV)
 - multidétecteur pour l'exploration pulmonaire par le ¹³³Xe (80 keV)
(étude de la ventilation et de la circulation)
- dispositifs à milieu liquide : étude des propriétés de détection nucléaire des gaz nobles liquéfiés, en particulier étude de chambres à xénon liquide fonctionnant en régime proportionnel
- dispositifs à scintillation : étude théorique de leurs performances
- dispositifs à semi-conducteur : étude des propriétés de détection nucléaire du Cd-Te à partir d'un matériau fabriqué au LETI

REFERENCES

- [1] Etude statistique de la fonction de transfert en position d'un ensemble scintillateur-photocathode d'une caméra pour rayonnements nucléaires - S. Degerinc, M. LAVAL. Note technique LETI/MCTE n° 910
- [2] Les études d'imagerie nucléaire au LETI. R. ALLEMAND
Bulletin d'informations scientifiques et techniques n° 176, Décembre 1972

Pièces jointes : tableau 1

figure n° 3

TABEAU 1

Photon γ (100 keV)

Conversion photon \rightarrow électron (effet photoélectrique)
 $E_\gamma \rightarrow E_{e^-}$ (100 keV)

Scintillation
 (Conversion électron \rightarrow photon lumineux)

milieu =	gaz	liquide	solide
efficacité de détection =	bonne avec		NaI, CsI
résultat =	E_{e^-} (100 keV) \rightarrow 3000 photons de 3eV		

Conversion photons lumineux \rightarrow électrons

milieu	photocathodes (ou photodiodes)
rendement (optique et rendement quantique)	0,1
Résultat global =	un photon de 100 keV crée 300 électrons au niveau d'une photocathode

ionisation

milieu =	gaz	liquide	solide
	5(A,Xe)	(Xe liquide)	semi-conducteurs Ge-Li, Si-Li, Cd-Te
énergie d'ionisation =	~ 30 eV	~ 30 eV	~ 3 eV
efficacité de détection =	médiocre	bonne	assez bonne ou bonne
résolution en énergie =	assez bonne	médiocre	bonne ou très bonne
résultat =	un photon de 100 keV crée $3 \cdot 10^3$ électrons par ionisation		$\sim 3 \cdot 10^4$ électrons
multiplication par avalanche =	10^3 à 10^5	$< 10^2$	collection directe des charges
résultat global =	10^6 à 10^8 électrons	qq. 10^5 électrons	$3 \cdot 10^4$ électrons