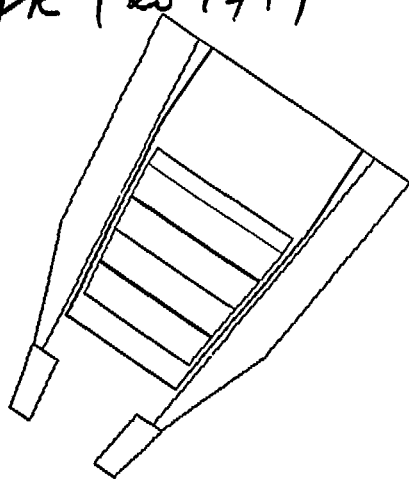
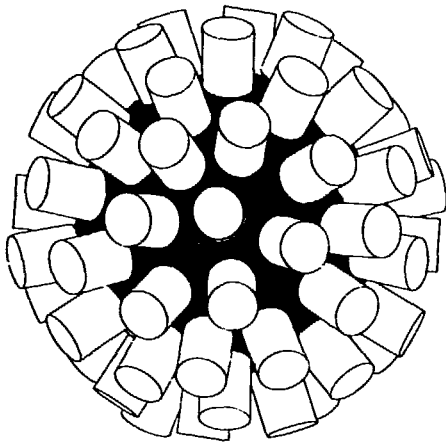


FR 9 20 1714



EUROGAM



CRN-EUR-2

**ETUDE DES PHENOMENES D'ABSORPTION DES RAYONS GAMMAS DE
FAIBLES ENERGIES DANS LE DETECTEUR EUROGAM "STACK"**

L.Weï, G.Duchêne, F.A.Beck, D.Curien, G.de France, M.Moszynski, D.Santos

Mai 1991

**CENTRE DE RECHERCHES NUCLEAIRES
STRASBOURG**

**IN₂P₃
CNRS**

**UNIVERSITE
LOUIS PASTEUR**

CRN-EUR-2

**ETUDE DES PHENOMENES D'ABSORPTION DES RAYONS GAMMAS DE
FAIBLES ENERGIES DANS LE DETECTEUR EUROGAM "STACK"**

L.Weï, G.Duchêne, F.A.Beck, D.Curiën, G.de France, M.Moszynski, D.Santos

Mai 1991

Etude des phénomènes d'absorption des rayons gammas de faibles énergies dans le détecteur Eurogam "Stack"

L.Wei, G.Duchêne, F.A.Beck, D.Curien, G.de France, M.Moszynski, D.Santos

INTRODUCTION

La recherche actuelle en physique nucléaire se tourne vers l'étude des phénomènes rares tels que la structure des noyaux exotiques, la radioactivité exotique ou des effets de structure tels la super- ou l'hyperdéformation. Dans ce dernier exemple, le rapport de la section efficace d'intérêt sur la section efficace totale de fusion-évaporation est de l'ordre de 10^{-4} ce qui dépasse largement la sensibilité des multicompteurs gamma actuels. C'est pourquoi les communautés scientifiques des Etats-Unis et d'Europe ont entrepris l'étude de multicompteurs $4\pi\gamma$ de très grande efficacité (EUROGAM [1], GAMMASPHERE [2] et EUROBALL [3])

En posant :

N = nombre de compteurs Ge

Ω_{Ge} = angle solide couvert par un détecteur Ge

ϵ_p = efficacité photoélectrique intrinsèque (fonction de l'énergie E_γ du rayonnement gamma)

$(N\epsilon_p\Omega_{Ge}/4\pi)$ détermine l'efficacité photoélectrique totale du multicompteur qui n'est autre que la probabilité, pour l'ensemble de l'appareillage, de détecter toute l'énergie E_γ d'un rayonnement gamma. En tenant compte de l'angle solide Ω_{AC} couvert par l'enceinte anti-Compton qui entoure chaque détecteur Ge, la valeur du produit $N(\Omega_{Ge} + \Omega_{AC})$ est constante et avoisine 4π stéradian. L'augmentation de l'efficacité du multicompteur passe donc par l'accroissement de la valeur de ϵ_p . Ceci a également pour effet, d'augmenter dramatiquement la probabilité de coïncidence (photopic) d'ordre n , i.e. $(N\epsilon_p\Omega_{Ge}/4\pi)^n$ et par là même d'améliorer la sélectivité de l'appareil.

Des valeurs importantes de ϵ_p sont obtenues en augmentant le volume des cristaux de Ge Hyper Pur. Cependant, la limite actuelle de production industrielle de cristaux de gros volume correspond à des compteurs Ge de type-N d'environ 90 % d'efficacité relative à celle d'un NaI 3" x 3" (à 25 cm d'une source de ^{60}Co). De temps à autre, la valeur de 100 % d'efficacité relative est même dépassée. Cependant, la production de tels cristaux entraîne l'apparition de problèmes corrélés à leur taille. Dans le cas de cristaux coaxiaux, l'augmentation du diamètre du cristal entraîne l'accroissement du parcours des charges et, de fait, de leur temps de collection. Pour des diamètres de 70 mm et plus, ce temps peut dépasser 400 ns ce qui affecte l'ensemble des propriétés du cristal comme sa réponse en temps, sa résolution en énergie (défaut ballistique) et la sensibilité aux dommages neutron.

Ceci a tout naturellement conduit les responsables des nouveaux multidétecteurs européens à imaginer des compteurs d'un nouveau type, dit "composites", constitués de plusieurs cristaux. La Figure 1 présente les deux détecteurs appelés CLUSTER (Fig.1a)) et STACK (Fig.1b)), simulés à l'aide du programme Géant III pour le projet EUROBALL [3]. Ces compteurs ne sont actuellement que dans leur tout premier stade de développement.

Le STACK a également été imaginé à Strasbourg et nous a semblé être un détecteur accessible aux technologies actuelles. En effet, il est en principe plus simple de produire plusieurs cristaux de grand diamètre et de faible longueur ($\phi \geq 70$ mm et $15 \leq L \leq 20$ mm) qu'un gros monocristal de Ge ($\phi \geq 70$ mm et $L \geq 70$ mm). De plus, la possibilité d'accroître son volume en augmentant le nombre de paires de cristaux ouvre de nouvelles perspectives pour la physique des événements rares et des rayons gamma de grande énergie et motive son étude.

Nous avons donc demandé à la Société INTERTECHNIQUE de produire un prototype (Fig.2) aussi bien pour permettre de tester la faisabilité d'un tel compteur au niveau industriel que de tester ses caractéristiques en vue d'une intégration dans EUROGAM.

Comment fonctionnent ces détecteurs composites ?

D'une façon générale, chaque cristal du détecteur composite est traité séparément : sa taille plus modeste que celle d'un gros monocristal assure à l'utilisateur des propriétés en temps et en énergie raisonnables (temps de collection des charges plus courts, moins de défaut ballistique, moindre sensibilité aux neutrons). La grande efficacité du compteur composite est obtenue en tenant compte des énergies déposées par diffusion Compton multiple par un rayon γ dans plusieurs des cristaux du compteur. Les signaux émis par chacun des cristaux touchés sont de fait en coïncidences entre eux ce qui nous permet de les sommer (add-back) pour retrouver l'énergie du rayonnement γ .

La résolution en énergie finale qui en découle est affectée par le bruit des différents cristaux touchés. Ainsi les caractéristiques globales du détecteur composite sont intermédiaires entre celles de l'un de ses éléments et celles du compteur coaxial de volume équivalent. En particulier, l'efficacité totale du détecteur est la somme des efficacités individuelles des cristaux (mode direct) et de l'efficacité obtenue en mode add-back.

Cependant les caractéristiques du détecteur composite sont très sensibles à la présence de zones mortes en surface ou dans le corps même de chacun de ses cristaux.

En effet au-delà de 300 keV, l'essentiel de l'efficacité photoélectrique d'une diode Ge est due à la détection de toutes les diffusions Compton multiples du rayon γ dans le cristal, suivie d'une détection photoélectrique du rayon γ "résiduel" (d'énergie en général assez faible). L'existence d'une zone de Ge inactif peut entraîner l'absorption du rayonnement gamma diffusé et réduire ainsi l'efficacité photoélectrique du cristal ainsi que son rapport P/T (cf. définition de P/T en 4.3.) P étant diminué et T augmenté. Le fait qu'un seul des cristaux du détecteur composite soit déficient, affecte l'efficacité de détection et le rapport P/T en mode direct.

Une structure telle que celle du CLUSTER ou du STACK conduit à de considérables surfaces de Ge en vis-à-vis. La présence de zones mortes à la surface d'un au moins des cristaux de l'ensemble conduit à l'absorption partielle des rayons γ diffusés d'un cristal à l'autre diminuant cette fois l'efficacité en mode add-back (ainsi que la valeur de P/T).

Enfin en montage anti-Compton, la présence de zones mortes à l'interface Ge-anti-Compton implique la diminution de la transmission des rayons gamma diffusés par effet Compton du Ge vers l'enceinte anti-Compton. Ceci a pour effet de réduire la réjection Compton de l'enceinte anti-Compton ce qui détériore la qualité des données enregistrées sur bande.

Il est à noter que la structure même des cristaux planaires peut favoriser l'émergence de zones de Ge mort. Les deux surfaces circulaires sont actives, l'une implantée au Bore, l'autre diffusée au Lithium. Ce dernier contact introduit, selon le fabricant, 0,3 mm de Ge mort. La surface latérale est passivée (Fig.3) c'est à dire qu'elle est rendue isolante par un traitement chimique évitant ainsi d'importants courants de fuite entre les contacts au B (masse) et au Li (haute tension). Cette passivation associée à l'existence de gorges (permettant la manipulation du cristal) introduit une zone morte en surface, de faible profondeur. Nous nous proposons d'étudier ici l'influence de ces zones inactives sur le fonctionnement du STACK. Nous avons pour cela, sondé la surface des cristaux du détecteur à l'aide de rayons gammas de faible énergie afin d'observer leur absorption dans les zones mortes.

Le but de ce travail consiste donc à rechercher d'éventuelles zones mortes dans le prototype du STACK, à déterminer leur origine (afin de pouvoir les éviter dans la production en série) et à étudier leur influence sur l'efficacité de détection et le rapport P/T du compteur.

1. LE PROTOTYPE DU STACK

Le détecteur STACK imaginé à Strasbourg est plus simple que celui présenté en Figure 1 pour des raisons de faisabilité et de coût. Il correspond à l'empilement dans le même cryostat, de 4 cristaux planaires de grand diamètre ($\varnothing = 67-68,5$ mm) et d'épaisseur importante (15 à 22 mm) pour des cristaux plans. Une bonne efficacité de détection et un bon rapport P/T sont assurés par un assemblage compact (Fig.2) des cristaux. A cette fin les cristaux ont été placés tête-bêche (implantations au B en vis à vis) et couplés électriquement par paire. Ceci a également pour effet d'éviter l'influence d'un cristal sur l'autre (cross-talk). Chaque paire est enfermée dans une fine boîte en céramique qui lui sert de support. Notre prototype est ainsi constitué de deux paires de planaires, son volume est équivalent à celui d'un compteur coaxial de gros volume (= 70 % d'efficacité relative) mais sa réponse en temps est bien meilleure (cf. L.Weil [4]).

2. METHODE EXPERIMENTALE

Pour réaliser cette étude, il est nécessaire d'entreprendre **une cartographie des états de surface** des 4 diodes du détecteur en les sondant à l'aide de rayons γ de faible énergie. Nous avons choisi pour cela la source de ^{241}Am qui émet un rayon gamma de 60 keV dont l'absorption dans 5 mm de Ge est supérieure à 98 %. La mesure consiste à balayer la surface du détecteur à l'aide d'un fin pinceau de rayons γ et de mesurer l'aire du pic d'absorption totale. La variation du nombre de coups détectés, pour des mesures de durée constante, trahit l'existence, en surface, d'une zone de Germanium inactif d'épaisseur variable. Le pinceau de rayons γ est obtenu en plaçant la source derrière un écran de plomb de 20 mm d'épaisseur percé d'un trou de petit diamètre ($\varnothing = 1$ mm). Comme la cartographie nécessite un grand nombre de mesures (environ 800) de statistique suffisante (de l'ordre de 80.000 cp dans le spectre), une source de grande activité, 1,62 mCi, a été utilisée réduisant ainsi les temps d'acquisition par mesure à 10 secondes. Pour des raisons évidentes de sécurité l'ensemble collimateur-source était logé dans un château de plomb.

Notons que l'ensemble des matériaux entourant les cristaux (capot du détecteur et système de tenue des cristaux) correspondent à 2 mm d'aluminium en éclairage latéral et 1,5 mm en éclairage frontal. Tous les rayons gammas traversant l'aluminium

sont absorbés par le Ge et les variations du nombre de coups dans le photopic de 60 keV sont uniquement dues à la présence de zones mortes.

Divers éclairages latéraux et frontaux ont été réalisés sur le STACK.

Frontalement nous avons irradié la première planaire du STACK (cristal n° 8483, Fig. 2) en réalisant un balayage polaire de sa surface en (r, θ) (Fig. 4). Le point d'éclairage variait radialement par pas de 4 mm jusqu'à $r = 28$ mm puis par pas de 0,5 mm pour $r \geq 30$ mm et ce pour divers angles θ compris entre 0° et 360° (par pas de 10°).

Nous avons également étudié la qualité de la collection des charges au voisinage de la surface latérale (passivée) des cristaux du STACK. Durant ces mesures, le repérage du point d'éclairage fut déterminé par l'angle θ et par la hauteur h entre la face avant du capot du détecteur et l'orifice du collimateur (Fig. 4). Nous avons réalisé i) le profil de zone morte de la première paire de cristaux en quatre angles différents $\theta = 60^\circ, 150^\circ, 240^\circ$ et 330° (repères n° 1, 2, 3 et 4 de la Figure 4) en variant la position h du collimateur entre 0 et 40 mm et ii) l'étude de la distribution des zones mortes dans chaque cristal en faisant varier pour une valeur de h fixée (pour un cristal déterminé) θ de 0° à 360° par pas de 15° .

3. CALCUL DE L'ÉPAISSEUR DES ZONES MORTES

Si N^i est le nombre de coups mesurés expérimentalement dans le pic de pleine énergie (où $i = F, L$ pour les éclairages frontal et latéral), il est relié au nombre total N_s de gammas émis par la source dans l'ouverture angulaire du collimateur, par le coefficient de transmission T^i .

$$N^i = N_s \times T^i \quad (1)$$

Le coefficient de transmission T^i est le produit des coefficients T_{Ge}^i et T_{Al}^i correspondant à la transmission des rayons γ au travers, respectivement, d'une éventuelle couche de germanium mort et de l'aluminium.

$$T^i = T_{Ge}^i \times T_{Al}^i \quad (2)$$

Les valeurs T_{Al}^i sont connues et valent :

$$T_{Al}^i = T(60 \text{ keV} ; 1,5 \text{ mm Al}) = 0,91$$

$$T_{Al}^i = T(60 \text{ keV} ; 2 \text{ mm Al}) = 0,89$$

En remplaçant dans l'équation (1) T^i par la relation (2), on obtient l'expression des coefficients de transmission au travers du germanium :

$$T_{Ge}^i = \frac{N^i}{N_s * T_{Al}^i} \quad \text{où } i = F, L \quad (3)$$

L'activité de la source collimatée a été mesurée à l'aide d'un détecteur planaire de qualité, à fenêtre de Be. Elle est égale à 9376 Bq soit 1,62 mCi non collimatée, N_s étant alors connue, les épaisseurs absolues de Ge mort sont ensuite déduites des valeurs de T_{Ge}^i à l'aide de l'abaque présentée en Figure 5.

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

3.1. Eclairage frontal

Le nombre de coups mesurés dans le pic de pleine énergie, reste presque constant pour des rayons inférieurs à 24 mm et vaut 4900 cp/s. On en déduit que l'épaisseur moyenne de la zone morte due à l'implantation de Li est de 0,6 mm ce qui est supérieur aux 0,3 mm annoncés par le fabricant. Il est à noter que cette diode a été rediffusée deux fois. Pour les rayons supérieurs à 24 mm, le nombre de coups mesurés présente une chute autour des angles $\theta = 50^\circ$, 160° et 260° , comme le montre la Figure 6 ($r = 30,5$ mm; $h = 0$ mm). Ceci correspond à l'absorption du rayonnement gamma dans les pastilles d'indium utilisées par le constructeur pour réaliser le contact entre le cristal et son support qui n'est autre que la boîte de céramique entourant chaque paire de cristaux (Fig. 2).

3.2. Eclairage latéral :

3.2.1. Profil de zones mortes :

Les profils des épaisseurs de Ge inactif sont présentés dans les Figures 7 à 10 et correspondent respectivement aux repères n° 1 à 4 (Fig. 4). Dans tous les cas la détection des rayons gammas débute à $h = 7$ mm : distance entre le capot du détecteur et le premier cristal. Aux angles $\theta = 60^\circ$ et 150° , l'épaisseur e de Ge inactif est importante et varie entre 1,3 et 1,7 mm pour des valeurs de h comprises entre 7 et 22 mm. Cette dernière cote correspond au passage du premier au second cristal de la première paire du STACK. Le deuxième cristal, par contre semble bien mieux fonctionner et ne présente que des épaisseurs e comprises

comportement similaire : les rayons γ de 60 keV ne sont que faiblement absorbés ($e \approx 0,2$ mm). L'ensemble de ces mesures souligne la grande inhomogénéité spatiale des zones mortes dans la première paire.

3.2.2. Distribution des zones mortes dans chaque cristal :

En variant θ par pas de 15 degrés pour une hauteur d'éclairage h fixée à 26 mm et à 50 mm correspondant respectivement aux cristaux 8479 et 8478 (planaires n° 2 et 3 du STACK), on obtient les Figures 11 et 12. Une chute brutale du nombre de coups mesurés apparaît très clairement à $\theta = 285^\circ$ dans le cristal 8479 (2ème planaire du STACK). Cette zone morte couvre un domaine angulaire de 15° et s'étend entre $h = 25$ et $h = 37$ mm. Elle apparaît donc au niveau du contact - P (diffusion au Li) et s'étend jusqu'à 5 mm du contact - N. Le même phénomène existe pour le cristal 8478 et apparaît à $\theta \approx 270^\circ$. Il couvre également 15° et s'étend sur pratiquement toute l'épaisseur du cristal (15 mm). Les épaisseurs de ces deux zones mortes sont d'environ 0.75 mm et 1 mm pour les cristaux 8479 et 8478 respectivement. Les spectres γ obtenus dans ces régions présentés dans les Figures 13 et 14, montrent l'existence de pics fantômes bien visibles. En dehors de ces deux régions, l'épaisseur de Ge morte est assez régulière et faible (environ 0.2 mm). Les spectres γ correspondants sont "propres", c'est à dire qu'ils ne contiennent que le pic de pleine énergie. Ceci nous donne à penser que les cristaux 8479 et 8478 sont de bonne qualité.

Les mêmes mesures ont été réalisées sur les premier (n° 8483) et quatrième (n° 8484) cristaux du STACK en fixant h à 12 mm et 70 mm respectivement. Ces deux cristaux présentent de grandes inhomogénéités (Fig.15 et 16). Nous avons reporté dans ces figures les valeurs de la transmission des γ au travers du Ge inactif en fonction de l'angle θ de déclinage latéral. Une importante zone d'absorption est visible dans le cristal 8483 (1ère planaire du STACK). Elle s'étend sur un large domaine angulaire $15^\circ \leq \theta \leq 240^\circ$ et correspond à des épaisseurs de Ge mort allant jusqu'à 3 mm. Cette région englobe les positions 1 et 2 des mesures précédentes ce qui est en accord avec les profils de zone morte déjà présentés (§3.2.1.). Les spectres γ mesurés dans la zone à mauvaise collection de charge montrent l'existence de pics fantômes (Fig.17a et c), d'énergies variables avec θ , qui disparaissent entre 240° et 15° (Fig.17b). Pour le cristal 8484 (4ème planaire du STACK) une zone morte importante et profonde (2.5 mm) s'étend sur un large domaine angulaire (environ 135°). Sur le reste du pourtour du cristal, un cordon de Ge inactif d'épaisseur non négligeable (environ 0.8 mm) subsiste. Le spectre γ (Fig.18) met en évidence la présence d'un fond mais ne montre aucun pic parasite.

4. DISCUSSION DES RESULTATS

4.1. Collection des porteurs au voisinage de la surface de détecteurs planaires épais.

L'existence de zones mortes importantes peut réduire de façon substantielle l'efficacité d'un détecteur. Pratiquement inexistantes dans les détecteurs coaxiaux, ces régions de Ge inerte en surface semblent bien maîtrisées pour les détecteurs planaires classiques. Quelle est alors l'origine des profils d'absorption observés avec les cristaux planaires épais du STACK ?

Un ensemble d'études menées durant le début des années soixante dix [5-7] a contribué à mieux comprendre les phénomènes de collection de charges au voisinage de la surface passivée.

R.D.Baertsch en 1973 [5] a montré que pour un cristal de Ge hyper pur de type-P (planaire) fonctionnant correctement à tension nominale, sans zones mortes latérales, la déplétion du cristal lors de la montée progressive en tension, a lieu d'abord dans le volume du cristal puis le long de la surface passivée (Fig.19). Les spectres de ^{241}Am ($E_\gamma = 60 \text{ keV}$) mesurés (en éclairage frontal au travers du contact-P) à chaque étape en tension présentent un pic fantôme d'énergie croissante avec la haute tension appliquée (Fig.20). Ce pic disparaît à la tension nominale. De même, en se plaçant en deçà de la tension de fonctionnement du détecteur, l'énergie du pic fantôme croît (à tension fixe) avec la constante d'intégration C de l'amplificateur jusqu'à disparaître dans le pic de pleine énergie quand C est suffisamment grande (Fig.21). L'auteur en conclut que le pic parasite est lié à un problème de collection de charge et serait dû à l'existence de pulses de temps de montée très long allant jusqu'à 50 μsec . Ces pulses correspondraient aux γ détectés dans la zone non déplétée, subsistant près du contact-P, où le champ est extrêmement faible.

En 1974, le même auteur souligne l'importance du traitement de surface lors du process * du cristal [6]. Il a processé 63 fois le même cristal de Ge HP de type-P pour mettre en évidence l'influence de l'état de surface du cristal sur la collection des charges. Ce travail lui a aussi permis de peaufiner la procédure du traitement de surface. Il a démontré en éclairant le cristal latéralement à l'aide d'une source de ^{241}Am qu'en fonction du process utilisé le cristal pouvait présenter une zone morte à proximité du contact- P ou du contact- N (Fig.22). L'éclairage frontal révèle également d'importantes modifications du comportement du cristal d'un traitement à l'autre (Fig.23). Ainsi la présence de certaines molécules en

* le terme de "process" couvre l'ensemble des traitements de surface nécessaire pour transformer un lingot de Ge en détecteur : attaques chimiques, lavements, passivation, métallisation des contacts -N et -P,...

surface du cristal (eau, oxyde de Ge, hydrogène, oxygène,...) perturbent dramatiquement le fonctionnement du détecteur.

Dans le même papier R.D.Baertsch décrit une expérience durant laquelle il applique la même haute tension que celle du cristal (mêmes polarité et amplitude) sur une plaque métallique placée à proximité de la surface passivée d'un détecteur fonctionnant correctement (Fig.24). Apparaît alors un phénomène transitoire de courbure des lignes de champs vers la plaque métallique sous tension (c'est à dire vers la surface passivée) qui entraîne l'apparition d'un pic parasite dans le spectre gamma, similaire à ceux observés en Figures 20 et 21.

R.J.Dinger réalise en 1975 la synthèse de ces études et conclut à l'existence de canaux de surfaces [7]. Ces derniers sont dus aux charges introduites par les molécules résiduelles subsistant à la surface du cristal après process qui entraînent l'accumulation de charges opposées dans le volume de Ge avoisinant la surface passivée. Ainsi se matérialise un canal de charges difficile à dépléter dont l'épaisseur vaut quelques dixièmes de mm. La Figure 25a présente le cas d'un canal de surface de type-N prolongeant le contact-N. Le champ électrique dans le canal de surface étant faible, la tension à sa surface est voisine de celle du contact-N (Fig.25b) et les lignes de champs dans le Ge actif s'incurvent vers la surface du canal. La collection de charge en sera affectée. Prenons les cas extrêmes d'une irradiation du cristal à proximité des contacts-N ou -P, à l'aide d'une source de ^{241}Am collimatée (Fig.26). En se plaçant dans les conditions décrites en Figure 26a, la détection de rayons γ à proximité du contact-N implique, pour les gammas détectés dans le canal de surface, une collection rapide de l'électron et une migration lente du trou dans la zone non déplétée suivie d'une migration rapide dans le Ge actif. Dépendant de l'épaisseur du canal de surface et de la constante d'intégration de l'amplificateur le spectre en sera plus ou moins affecté (Fig.20 et 21). La détection d'un gamma à proximité du contact-P, dans la zone Δx (Fig.25a) entre le canal de surface et le contact-P, impose aux électrons un long parcours en champ faible (Fig.26b) dans le canal. Le temps de migration des charges devient anormalement important et entraîne i) un fort taux de recombinaison des porteurs et ii) des pulses au temps de montée très long (défaut balistique). Ceci génère dans le spectre γ un pic fantôme ou un fond continu. Nous retrouvons dans ce modèle tous les phénomènes observés par R.D.Baertsch : impuretés en surface du cristal de Germanium, pulses à temps de montée long, lignes de champ électrique incurvées vers la surface passivée.

Il est intéressant de noter que la plus mauvaise collection des charges a lieu pour les gammas détectés à proximité du contact-P alors que le canal de surface est de type-N. **La zone morte couvre donc un domaine qui débute au contact opposé à celui du canal de surface.**

4.2. Collection des charges dans les cristaux du STACK

L'ensemble des mesures présentées au chapitre 1 ont été réalisées dans des conditions d'expérience c'est à dire à tension nominale avec une constante de temps C de $1 \mu\text{s}$. Comme une étude détaillée comportant le balayage de **toute** la surface latérale des 4 cristaux en fonction de la tension appliquée et de la constante de temps C , est un travail fastidieux ne débouchant que sur une cartographie approximative des impuretés en surface du Ge, sans dévoiler leur nature exacte, nous n'allons donner que les caractéristiques générales des états de surface pouvant générer l'apparition de fonds continus et de pics fantômes similaires à ceux observés expérimentalement.

Un cristal de Ge sous haute tension est un isolant libre de charges dans lequel règne un champ électrique intense ($> 1000 \text{ V/cm}$). Celui-ci permet la collection rapide des charges libérées lors de la détection d'un rayonnement gamma conduisant à l'enregistrement de spectres γ de qualité. L'apparition de pics parasites et/ou d'un fond continu dans les spectres γ est due à une mauvaise collection des charges provoquée par la présence de zones mortes de Ge. Ces dernières correspondent soit à des défauts propres au cristal (inversion des densités d'impureté de type -N et -P), soit à un mauvais état des surfaces passivées (cf. § 4.1). Partiellement ou totalement conductrices, ces zones sont le siège d'un champ électrique faible ou nul conduisant à des temps de collection importants.

4.2.1. Cristaux n° 8479 et 8478

Les résultats présentés au paragraphe 3.2.2. montrent l'existence dans chacun des deux cristaux, 8479 et 8478, d'une zone opaque aux gammas de faible énergie (Fig.11-12) corrélée à un pic parasite dans le spectre γ (Fig.13-14). La structure du STACK est telle qu'il n'existe latéralement aucun matériau absorbant autre que les boîtes de céramique renfermant les cristaux. Ce défaut ne peut donc provenir que d'un problème de collection de charge dans les cristaux, ce que confirment les pics fantômes.

L'étalement de ces deux zones mortes du contact-P vers le contact-N fait penser à des canaux de surface de type-N bien conducteurs (pics parasites). Les épaisseurs de ces zones inactives (0,75 et 1 mm respectivement pour les cristaux 8479 et 8478) sont relativement importantes et ne permettent pas de déterminer leur origine : défauts intrinsèques au cristal ou liés au traitement de sa surface (process). Cependant vu la qualité des spectres γ et la faible épaisseur de Germanium inactif (0.2 mm) en-dehors de ces

deux régions, nous pensons que les cristaux 8479 et 8478 sont de bonne qualité et que les défauts observés peuvent provenir d'un problème de process. Pour le démontrer, il faudrait démonter le STACK, réaliser un nouveau traitement de surface de ces deux cristaux et étudier l'évolution de ces zones mortes après retraitement.

4.2.2. Cristaux n° 8483 et 8484 :

Les premier (8483) et quatrième (8484) cristaux présentent d'impressionnantes zones mortes d'épaisseurs supérieures ou égales au millimètre qui couvrent chacune un large domaine angulaire, soit environ 240° et 135° respectivement (Fig.15-16). Les spectres γ correspondants sont fortement affectés et présentent des pics parasites (cristal 8483, Fig.17) ou un fond continu (cristal 8484, Fig.18).

La présence d'un fond continu signe l'existence d'une zone morte étendue dans le cristal (Fig.18 et Fig.27). Prenons le cas d'une irradiation à proximité du contact-P (collimateur positionné en A) alors que le canal de surface est de type-N. La détection de γ à diverses profondeurs dans le Ge entraîne une collection des porteurs selon des lignes de champ différentes (n°1, n°2 ou n°3 Fig.27) qui s'incurvent en direction du canal de surface. Les parcours dans la zone à champ faible (lignes en tirets) sont de longueur différentes d'une ligne de champ à l'autre. Ainsi la variation continue des parcours dans le canal de surface en fonction de la profondeur de détection implique une variation continue du taux de collection (nombre de charges collectées dans le temps d'intégration de l'amplificateur sur le nombre total de charges libérées par la détection du gamma). Ceci conduit à l'apparition d'un fond continu dans le spectre gamma. Notons que si le canal de surface n'est pas trop épais, les lignes de champs sont peu perturbées et la collection des charges est totale (ligne de champ n° 4). Le spectre contient alors un pic de pleine énergie. Celui-ci sera d'autant plus intense que le canal de surface est d'épaisseur faible (un gamma de 60 keV a plus de 98 % de chance d'être détecté dans les cinq premiers millimètres de Germanium rencontrés). Ce genre de zones mortes pourrait expliquer le comportement du cristal 8484.

L'émergence dans le spectre γ d'un ou plusieurs pics fantômes (Fig.17a) et c)), comme pour le cristal 8483, peut avoir diverses origines. Un accident dans le canal de surface (protubérance) entraîne la concentration d'un grand nombre de lignes de champ autour d'un même point (Fig.28 a). Les charges libérées dans la région r (Fig.28a) parcourent approximativement la même distance dans la zone à champ faible. Ceci génère un spectre γ comportant à la fois un pic large, d'énergie inférieure à celle du pic de pleine énergie et un fond continu. Mais en général, ces pics fantômes sont dus à la présence de zones mortes

conductrices. La présence, par exemple d'un îlot isolé assez conducteur entraîne l'apparition d'un pulse d'amplitude proportionnelle au rapport de la capacité parasite C_2 sur la somme des capacités parasites C_1 et C_2 existant entre l'îlot et chacun des contacts de la diode (Fig.28b). Ce phénomène conduit à l'apparition d'un pic de résolution semblable à celle du photopic mais situé à plus faible énergie. La gorge latérale (Fig.28c) introduite par les constructeurs à proximité d'un des contacts de la diode (à quelques mm) pour faciliter la manipulation du cristal et pour diminuer d'importants effets de bords, induit autour d'elle une zone à champ quasi-nul favorisant l'émergence d'un pic parasite. Comme l'énergie des pics parasites observés dans le cristal 8483 est indépendante de h aux angles $\theta = 60^\circ$ et 150° (repères n° 1 et 2), ils pourraient être générés par l'existence d'un îlot conducteur s'étendant sur un large domaine angulaire d'au moins 90° et centré autour d'une valeur de h à peu près constante.

De fait, l'étendue des zones mortes des cristaux 8483 et 8484 ainsi que leurs épaisseurs considérables militent plutôt pour l'existence d'importants défauts propres aux cristaux que pour des défauts de traitement de surface. L'analyse détaillée de nos données expérimentales ne permet cependant pas de déterminer avec certitude l'origine des perturbations observées. Une réponse définitive à cette question ne pourra être apportée qu'après démontage du STACK, marquage des zones mortes sur les cristaux, traitement de leur surface (process), montage et repérage des diodes dans quatre cryostats indépendants et mesures en source de ^{241}Am collimatée. Le déplacement ou la disparition d'inhomogénéités telles que celles rencontrées dans les cristaux 8479 et 8478 (2ème et 3ème planaires du STACK) soulignerait le caractère versatile des défauts d'état de surface introduits lors du process. La persistance de ces inhomogénéités dans le même domaine angulaire qu'avant process signerait la présence de défauts propres aux cristaux. C'est l'étude que nous nous proposons de réaliser prochainement.

Par contre, l'épaisseur des détecteurs planaires classiques étant plus faible (≤ 15 mm) et la haute tension appliquée à peu près identique à celles du STACK (2000-4000 V), le champ électrique dans les planaires classiques est plus intense et tend à compresser les éventuelles zones à champs faible le long de la surface passivée réduisant (ou annulant) ainsi leur influence. Ceci explique que les diodes aux rayons X habituelles fonctionnent en général de façon satisfaisante.

4.3. Comparaison des caractéristiques du STACK simulées et mesurées

L'étude de l'ensemble des caractéristiques du détecteur STACK, efficacité de détection, pic sur total, résolutions en énergie et en temps a déjà été réalisée précédemment [4]. Elle tend à montrer que l'efficacité mesurée du compteur rapportée à celle d'un

$\text{NaI } 3'' \times 3''$ en ^{60}Co est de 50 % alors que celle d'un détecteur coaxial de volume équivalent vaut environ 70%. Cette importante différence d'efficacité nous conduit à confronter les résultats expérimentaux aux calculs de simulation réalisés par G.de France à l'aide du programme GEANT III [8]. La validité de ces calculs a été démontrée pour les détecteurs Ge coaxiaux sur une large plage en efficacité allant de 10 % à plus de 70 % [1]. La précision relative des résultats de simulation est comprise entre 5 et 10 %.

L'étude de la technique de fabrication du STACK (empilement de plusieurs cristaux planaires) a été entreprise par étapes successives. Ainsi la Société INTERTECHNIQUE a produit en novembre 1989 un prototype à une paire de cristaux. Les prédictions du programme GEANT III ont d'abord été comparées aux valeurs expérimentales obtenues à l'aide de ce prototype [9]. Le Tableau 1 résume les résultats de calcul de simulation, nos mesures (CRN) et celles d'INTERTECHNIQUE, concernant l'efficacité de détection relative à un $\text{NaI } 3'' \times 3''$ ($\epsilon\Omega$) et le rapport pic sur total P/T^* obtenu avec une source de ^{60}Co .

L'accord entre théorie et expérience est excellent. Notons que ce détecteur était constitué des cristaux n° 8478 et 8479 dont ce travail montre qu'ils présentent un très bon état de surface. Les valeurs de ($\epsilon\Omega$) confirment de plus qu'il n'existe aucune zone morte dans le volume même de ces deux cristaux.

	GEANT	CRN	INTERTECHNIQUE
$(\epsilon\Omega)\%$	$31,7 \pm 2,0$	$30,5 \pm 1,0$	32,0
P/T_{100}	$0,215 \pm 0,015$	$0,209 \pm 0,009$	-

Tableau 1

Un premier prototype du STACK à deux paires de cristaux a été livré en janvier 1990 et le prototype définitif en cryostat portable l'a été en mars 1990. La simulation de ce dernier détecteur conduit aux résultats suivants :

- sans tenir compte d'aucune zone morte :

$$(\epsilon\Omega)_{\text{calc}} = 68 \% \text{ et } P/T_{100} = 0,300$$

- en incluant les quatre contacts diffusés au Li d'épaisseur supposée 0,5 mm :

$$(\epsilon\Omega)_{\text{calc}} = 65 \%$$

* Les valeurs de P et de T s'obtiennent i) pour P en intégrant le nombre de coups mesurés dans la région englobant les deux pics de pleine énergie (de 1170 à 1335 keV) et ii) pour T en intégrant tous les coups du spectre situés au-delà de 100 keV (seuil à 100 keV)

- en tenant compte des zones mortes le long des surfaces passivées (la simulation de zones mortes irrégulières n'étant pas aisée, nous avons estimé l'épaisseur moyenne de Ge inactif à la surface de chaque cristal) de 1,2 mm pour le premier cristal, 0,2 mm pour les deuxième et troisième planaires et 0,9 mm pour la dernière diode :

$$(\varepsilon\Omega)_{\text{calc}} = 63,6 \% \text{ et } P/T_{100} = 0,287$$

L'efficacité totale du détecteur a été mesurée en sommant en ligne les signaux issus des deux paires du STACK, à l'aide du module SAIP 7031 SUN-INVERT après ajustement des gains des deux voies linéaires, ce qui donne :

$$(\varepsilon\Omega)_{\text{mes}} = 49,9 \% \text{ et } P/T_{100} = 0,240$$

Alors que les valeurs d'efficacité ($\varepsilon\Omega$) et du rapport P/T calculés ne sont que modérément affectées par la présence des zones mortes simulées, les valeurs mesurées [4] sont bien inférieures à celles calculées. Le désaccord entre les calculs de simulation tenant compte des zones mortes latérales et les mesures pourrait avoir plusieurs origines:

- une mauvaise transmission T du module de sommation ($T \approx 0,75 - 0,80$)
- une diminution substantielle de la profondeur des zones mortes le long des surfaces passivées. Elle serait due au long cycle thermique (3 mois) à température ambiante subit par le STACK à deux paires, entre la mesure d'efficacité ($\varepsilon\Omega$) et celle des épaisseurs de Ge inactif en surface.
- la présence de zones mortes dans le corps même des cristaux.

La transmission du module n'est pas incriminée puisque la comparaison des efficacités calculées et mesurées de chaque paire du STACK montre d'emblée un manque d'efficacité de 21 % pour la paire 1 ($(\varepsilon\Omega_1)_{\text{mes}} = 27 \% \text{ contre } (\varepsilon\Omega_1)_{\text{calc}} = 34 \%$) et de 35 % pour la paire 2 ($(\varepsilon\Omega_2)_{\text{mes}} = 10,5 \text{ contre } (\varepsilon\Omega_2)_{\text{calc}} = 16 \%$). De plus nos données concordent avec celles d'INTERTECHNIQUE ($(\varepsilon\Omega_1) = 26 \% \text{ et } (\varepsilon\Omega_2) = 10,7 \%$). Si l'on tient compte du mode de sommation Compton (add-back), on retrouve bien, à partir des valeurs expérimentales, une efficacité totale d'environ 50 %.

Des mesures préliminaires d'épaisseur de zones mortes, avant le long cycle thermique, avaient effectivement montré la présence de zones mortes le long des surfaces passivées dont les géométries étaient voisines de celles présentées dans ce travail mais dont les épaisseurs leur étaient plus de deux fois supérieures. L'introduction de ces épaisseurs importantes dans les calculs de simulation réduit l'efficacité totale calculée à des valeurs inférieures à 60 %. Mais la perte d'efficacité calculée n'est cependant pas suffisante pour expliquer les données expérimentales.

De fait la dernière hypothèse, basée sur la présence de zones mortes dans le corps même des cristaux planaires semble la plus réaliste. L'inversion, localisée dans le cristal, de la densité d'impuretés de type-N et de type-P conduit à l'existence d'une région non déplétable c'est à dire impropre à la détection de rayons gamma. La grande efficacité mesurée du STACK à une paire (Tableau 1) et le comportement satisfaisant des cristaux n° 8478 et 8479 du STACK à deux paires (ce travail), nous conduisent à incriminer essentiellement les diodes n° 8483 et 8484 qui, par ailleurs, présentent des zones de Ge mort en surface, étendues et profondes, probablement liées à des défauts propres aux cristaux.

Nous nous proposons donc i) de mesurer simultanément les épaisseurs de Ge mort et l'efficacité de détection γ et ii) de tester l'hypothèse de zones inactives dans le volume des cristaux en mesurant l'efficacité de détection ($\epsilon\Omega$) en fonction de la tension de polarisation. L'augmentation de cette dernière doit entraîner un accroissement d'efficacité du détecteur dû au rétrécissement, sous l'effet du champ électrique intense, du volume de Ge mort.

4.4. Développements futurs

Seul un détecteur à empilement de cristaux **sans zones mortes** est compétitif par rapport à un compteur monocristal de gros volume. Il s'agit donc de mettre au point une technique limitant les effets de surface (hormis l'implantation au phosphore supposée remplacer la diffusion au Li). La méthode décrite par W.L.Hansen et al. [10] semble prometteuse. Elle consiste à mettre l'échantillon de Ge prétraité dans une enceinte qui après avoir été pompée à un vide secondaire est remplie d'Argon à basse pression (10^{-3} torrs). Un creuset contenant le matériau à déposer sur la surface du cristal de Ge est introduit dans l'enceinte. L'application d'une haute tension de quelques kV entre le creuset et l'échantillon de Ge ionise les molécules du gaz qui accélérées, percutent le matériau à évaporer. Celui-ci est projeté sur le cristal de Ge et forme un dépôt très uniforme de quelques centaines d'Angström. Cette épaisseur est fonction de la durée de **pulvérisation** (sputtering) ainsi que de la distance entre le creuset et l'échantillon de Ge. L'avantage de cette technique est aussi de permettre la pulvérisation de presque n'importe quel matériau, que sa température de fusion soit élevée (tungstène, par exemple) ou non, que ce soit de la céramique ou tout autre produit.

L'auteur préconise l'utilisation de Ge amorphe avec de l'Argon mélangé à de l'hydrogène H_2 dans des proportions fonctions de la pureté du cristal [10]. Il compare cette technique au traitement classique au méthanol CH_3OH , à la pulvérisation de Ge amorphe sous atmosphère d'Argon mélangé à de l'oxygène O_2 et à la passivation chimique au SiO_2 .

L'auteur conclut que sa technique est la meilleure et ne conduit à aucune zone morte. Il semblerait cependant que ces résultats ne soient pas reproductibles [11] avec du germanium amorphe. Malgré tout, cette technique ouvre des perspectives qui méritent développement :

- l'uniformité du dépôt implique l'introduction dans le Ge d'un effet de surface très uniforme donc peu perturbateur
- le choix du matériau à pulvériser doit également permettre d'en réduire l'épaisseur.

De plus, avant pulvérisation, une plaque peut être intercalée entre le creuset et le cristal. L'application d'une haute tension de polarité adéquate entraîne le bombardement par les molécules d'Argon de la surface de germanium à traiter. Celles-ci lui arrache quelques centaines d'Angström de matériau libérant ainsi la surface de Ge de toute impureté. En retirant l'électrode plane et en inversant la polarité de la haute tension, la procédure normale de pulvérisation commence. **Cette technique donne au fabricant une maîtrise totale des impuretés en surface du cristal.**

Des études sont cependant encore nécessaires pour déterminer la procédure finale de pulvérisation : prétraitement du cristal, nature et proportions du gaz à mélanger à l'Argon, matériau à pulvériser,.... Dans le cas de détecteurs planaires la surface à passer étant cylindrique, il faudrait également imaginer une pulvérisation tournante (échantillon en rotation). Il serait aussi bon de réduire la taille des gorges pour diminuer l'influence des zones mortes qu'elles peuvent introduire.

Remerciements :

Nous tenons à vivement remercier MM. D.Gutknecht et Ch.Fonné (INTERTECHNIQUE) pour les nombreuses et fructueuses discussions qu'ils nous ont accordés et pour la mise à notre disposition de divers matériels de mesure.

REFERENCES

- [1] EUROGAM, Proposition franco-anglaise, Mars 1990, p.38-56
- [2] GAMMASPHERE, A National Gamma-Ray Facility, Proposal March 1988
- [3] EUROBALL, Design Group Meeting, Simonskall, W.Germany, Dec.1988
- [4] L.Weï, Rapport de stage de DEA 1990, Université Louis Pasteur I,
"Etude Comparative entre les Caractéristiques d'un Nouveau Type de
DéTECTEURS Ge de grande Efficacité (Empilement de Cristaux Planaires) et
celles de Compteurs Ge classiques à Géométrie Coaxiale"
- [5] R.D.Baertsch, IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-20**, 488 (1973)
- [6] R.D.Baertsch, IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-21**, 347 (1974)
- [7] R.J.Dinger, IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-22**, 135 (1975)
- [8] G.de France, Rapport de stage de DEA 1989, Université Louis Pasteur I,
"Calculs de Simulation et Tests de DéTECTEURS Ge pour le MultidéTECTEUR
EUROBALL"
- [9] F.A.Beck et al., Rapport d'activité 1989, p. 103
- [10] W.L.Hansen et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-27**, 247 (1980)
- [11] D.Gutknecht, communication privée.

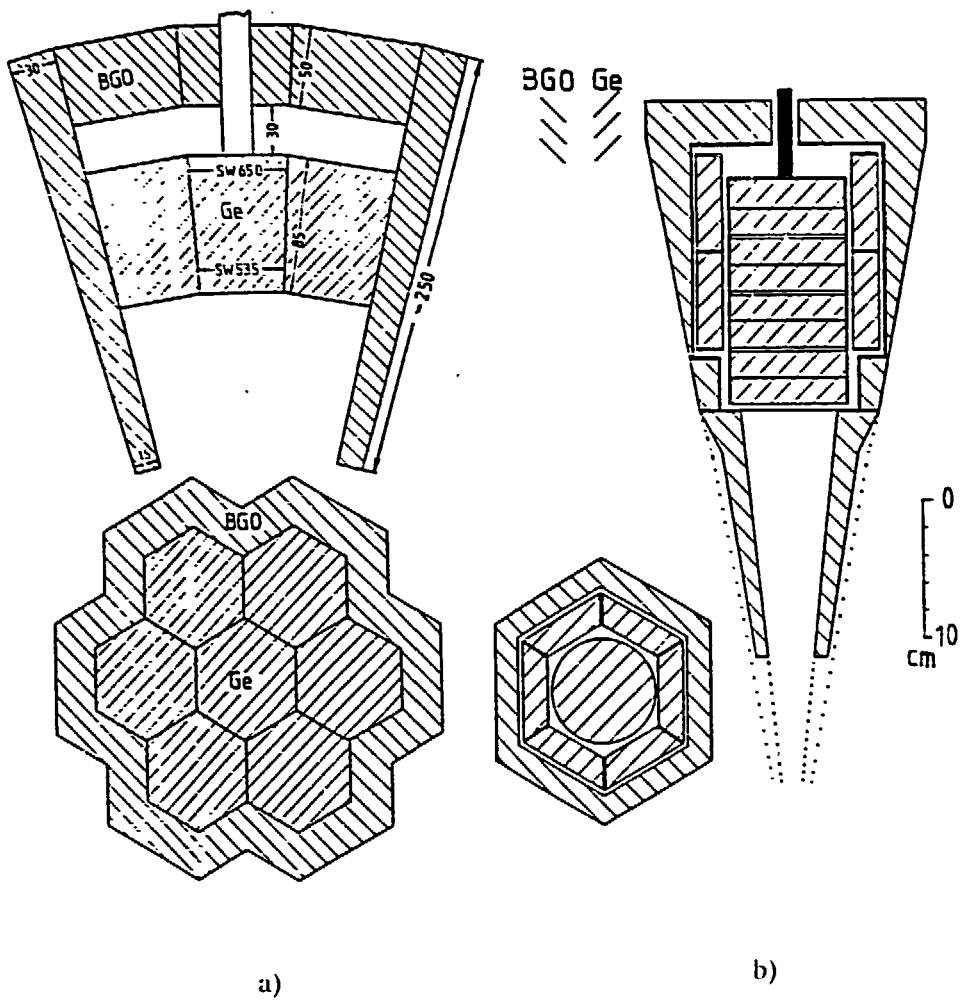


Fig.1 : Deux types de détecteurs composites : a) le CLUSTER et b) le STACK en cours d'étude dans la collaboration EUROBALL. Le CLUSTER est un assemblage très compact de 7 cristaux de Ge hexagonaux tronconiques de gros volume alors que le STACK correspond à un empilement de 8 cristaux planaires épais (2 cm) de grand diamètre ($\varnothing \geq 8$ cm) entouré d'une enceinte de cristaux plans. Les deux compteurs sont présentés avec leur enceinte anti-Compton BGO.

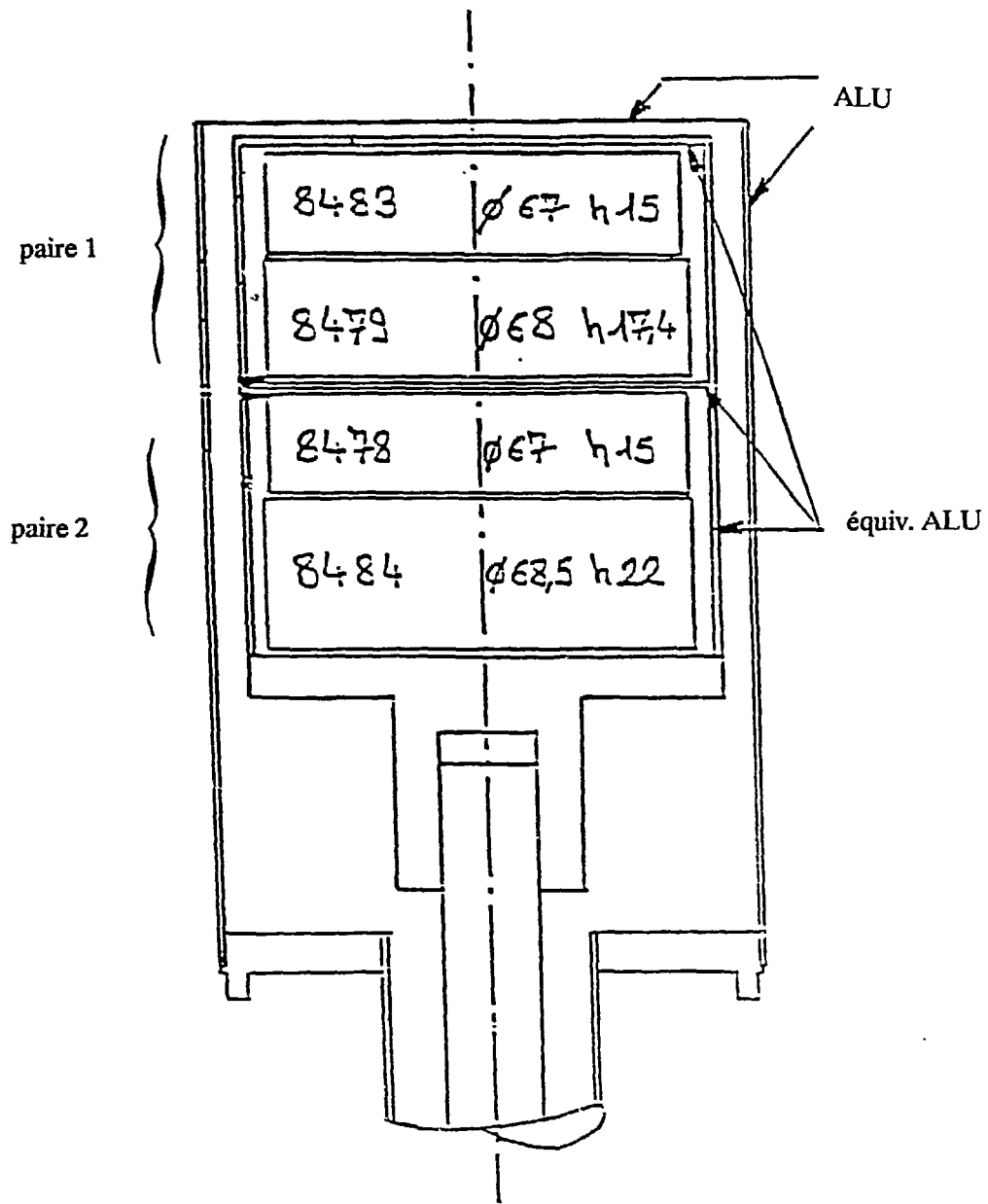


Fig.2 Coupe transversale du stack. Echelle 1

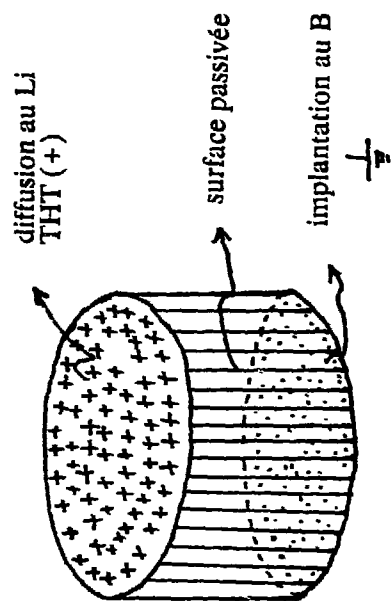


Fig.3 Représentation schématique d'un cristal planaire montrant les surfaces actives (servant de contact) et la surface passivée.

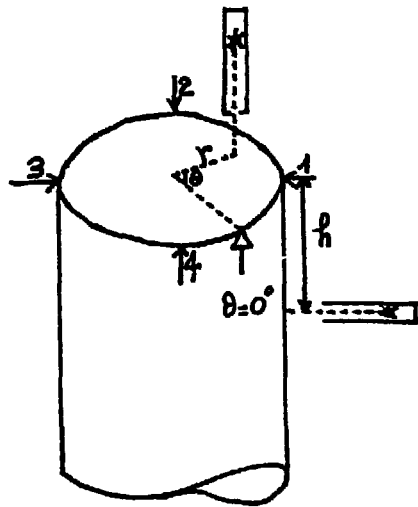


Fig.4 : Vue schématique du cristal éclairé frontalement ou latéralement par une source collimatée. r , θ et h représentent les paramètres nécessaires au repérage du point d'éclairage sur le cristal : (r ; θ ; $h = 0$ mm) en frontal et ($r = 35$ mm, θ ; h) en latéral

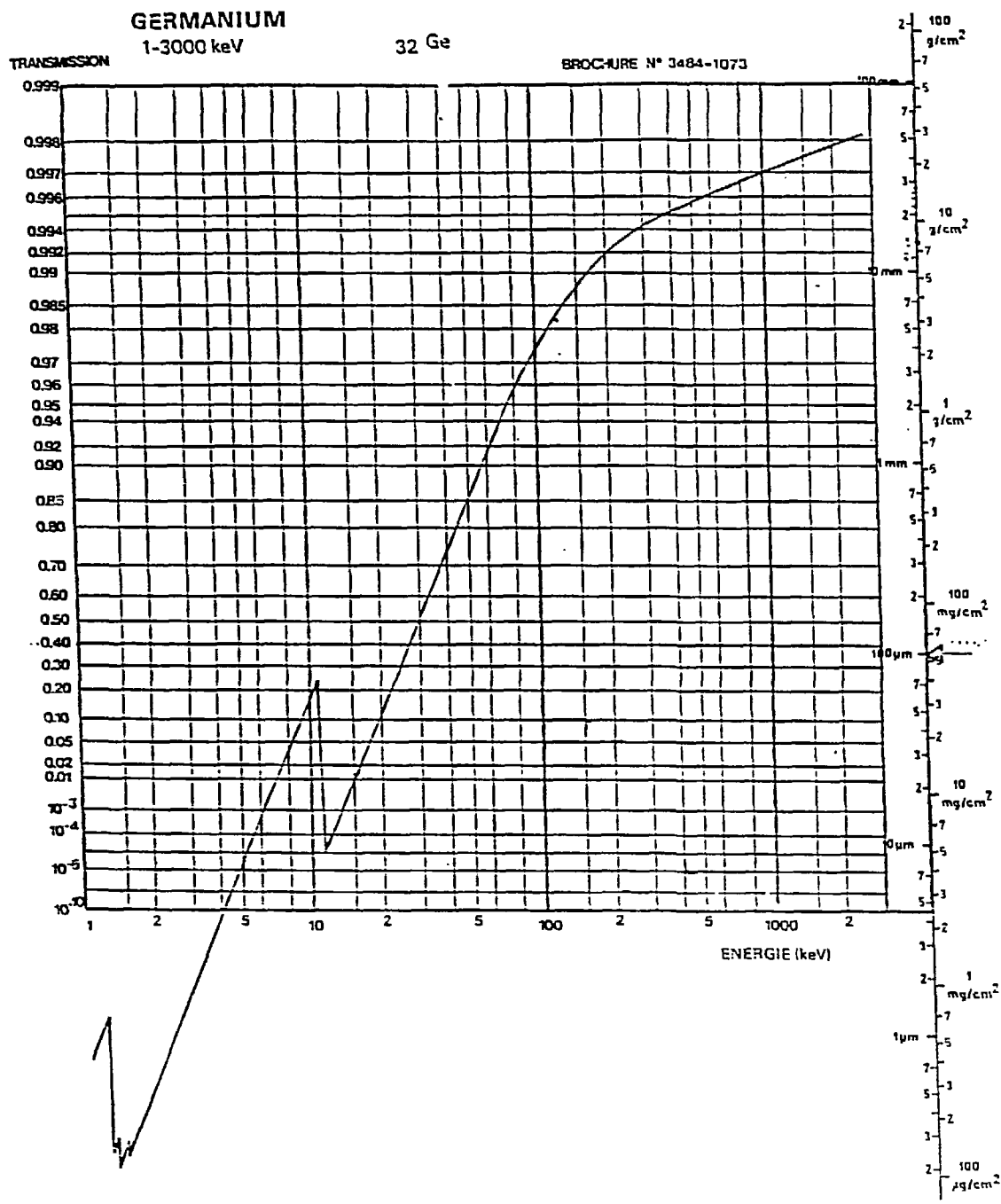


Fig.5 Abaque permettant de calculer la transmission des rayons γ au travers du Ge pour des énergies variant entre 1 et 3000 keV. Elle est normalement constituée de deux parties, mobiles l'une par rapport à l'autre, la première correspondant à la courbe et à l'échelle des épaisseurs, la seconde aux coefficients de transmissions (quadrillage et flèche). La flèche à droite indique l'épaisseur pour laquelle T_{Ge} est calculé. Dans l'exemple présent, l'épaisseur de Germanium choisie est de $100 \mu\text{m}$ ce qui fixe la position relative des deux feuilles de l'abaque. La transmission T_{Ge} pour un gamma de 100 keV vaut alors environ 0,973.

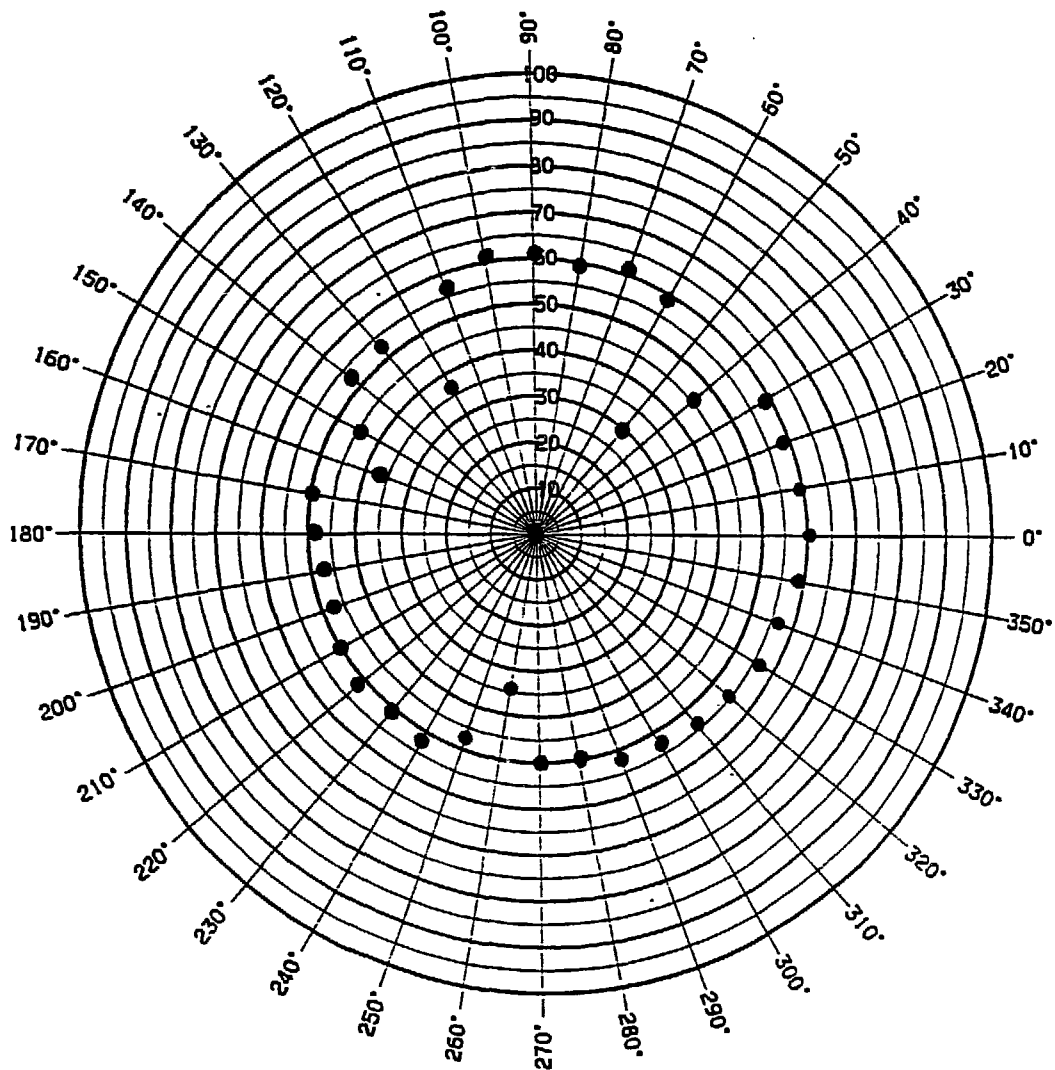


Fig.6 Variation en fonction de l'angle θ de la transmission T_{Ge}^F des rayonnements gammas de 60 keV au travers des couches inactives de Germanium de la première planaire du STACK (cristal 8483). La transmission donnée en pourcent (graduation des rayons) a été mesurée en éclairage frontal pour une valeur constante de r de 30,5mm ($r = 30,5 \text{ mm} ; \theta ; h = 0 \text{ mm}$).

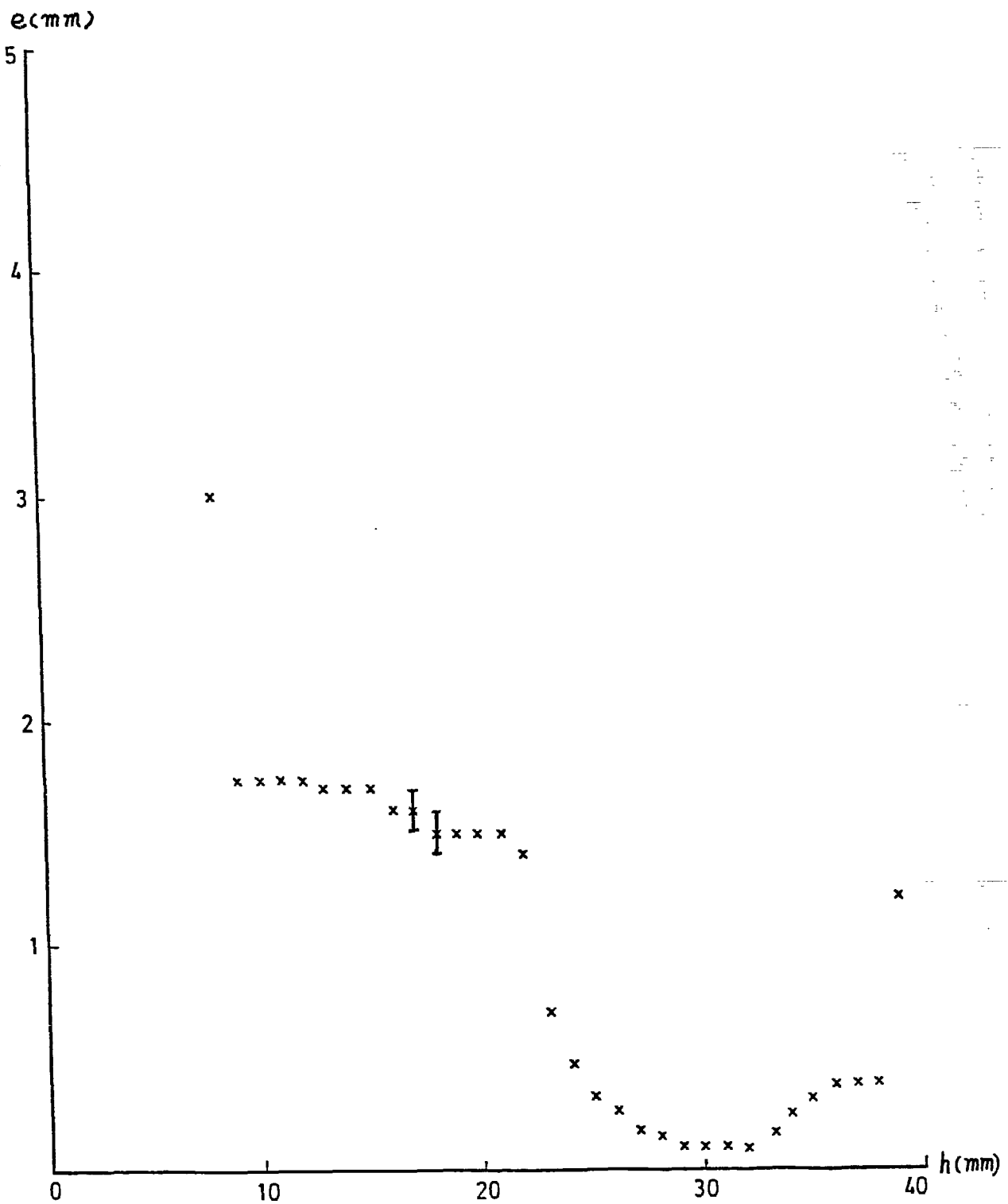


Fig.7 Profil de zone morte mesuré pour les deux cristaux de la première paire du STACK au niveau du repère n° 1 ($r = 35 \text{ mm}$; $\theta = 60^\circ$; $0 \leq h \leq 40 \text{ mm}$)

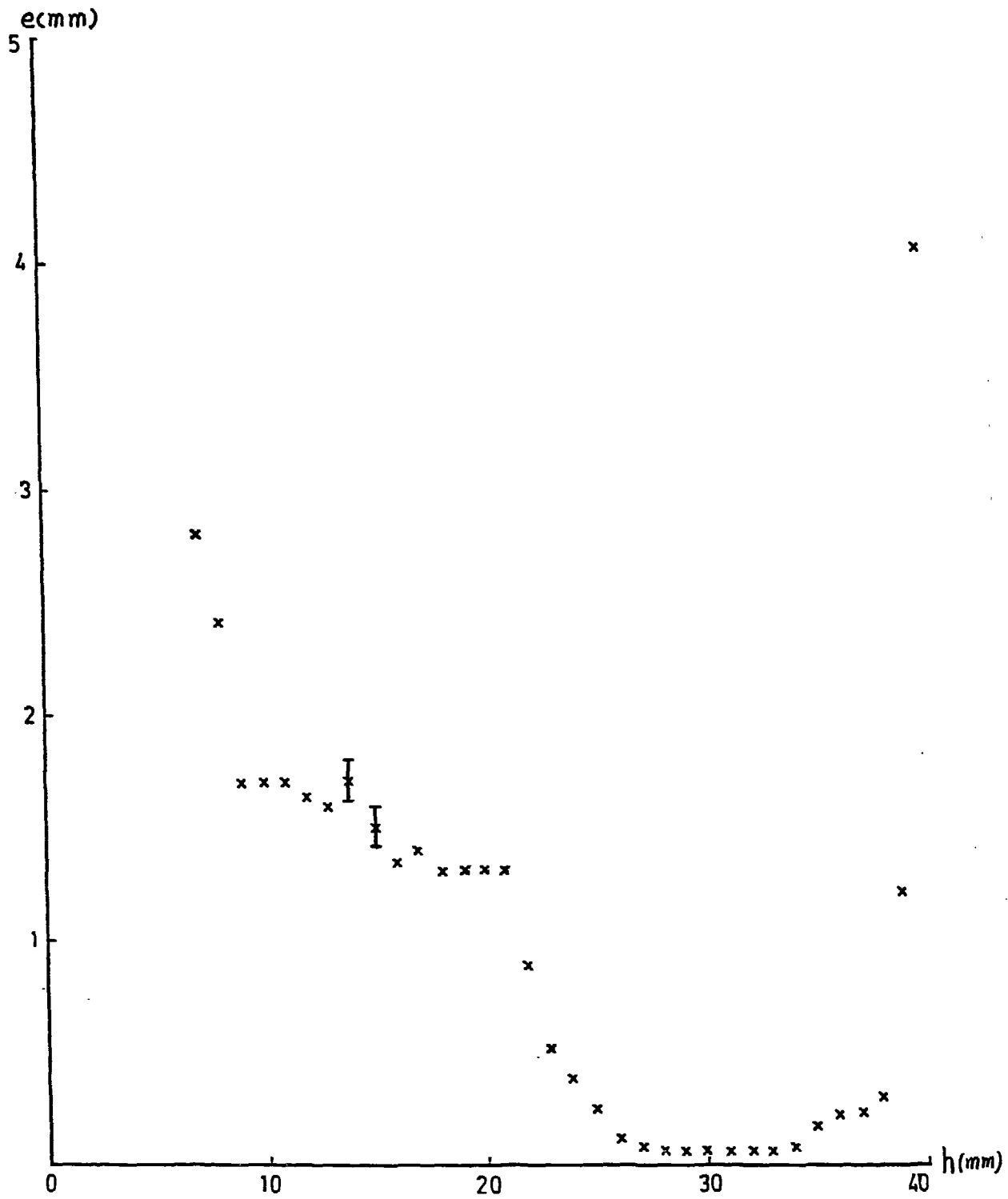


Fig.8 Môme commentaire qu'en Fig.6 pour la position n° 2 ($r = 35$ mm, $\theta = 150^\circ$; $0 \leq h \leq 40$ mm)

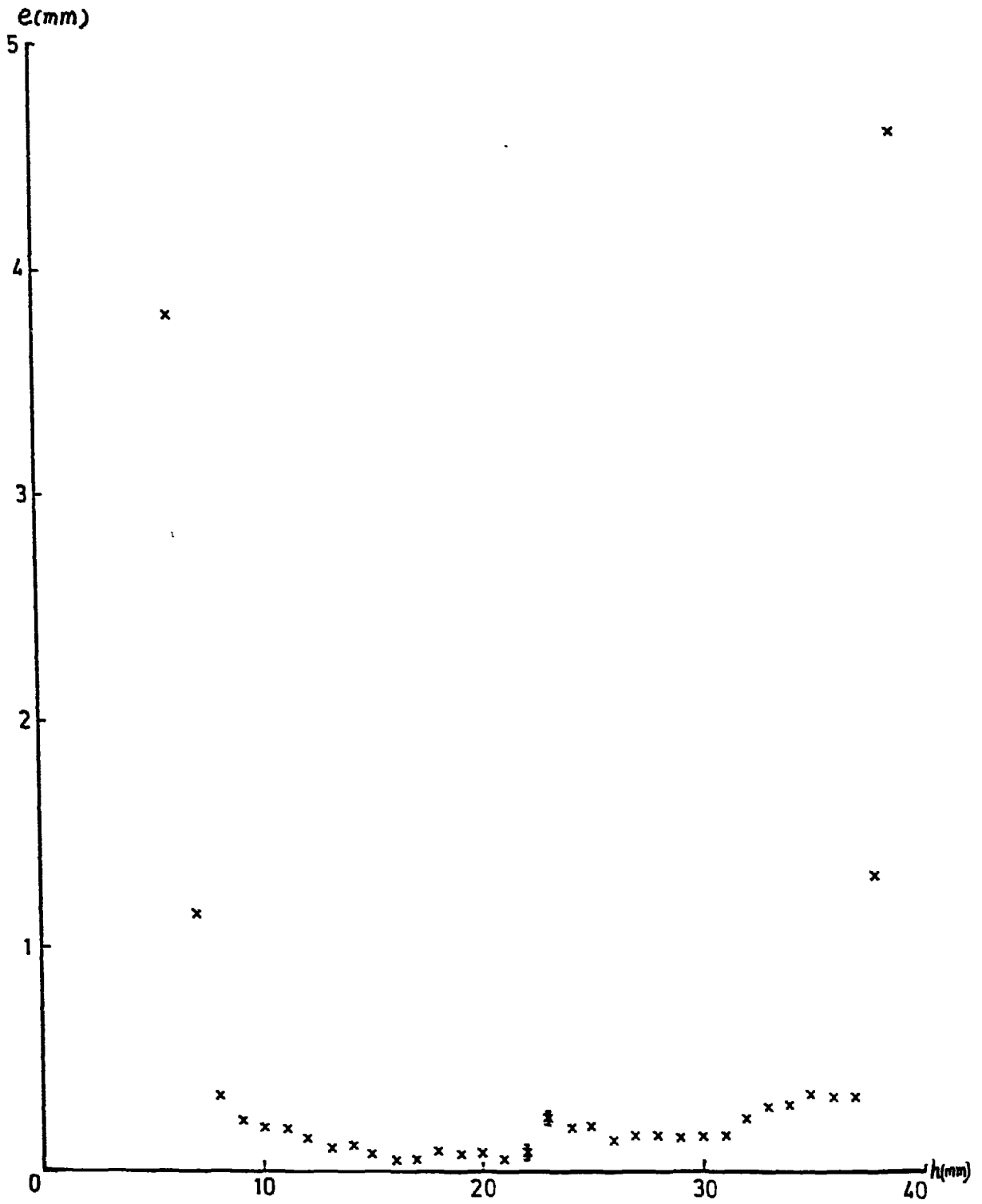


Fig.9 Même commentaire qu'en Fig.6 pour la position n° 3 ($r = 35$ mm; $\theta = 240^\circ$; $0 \leq h \leq 40$ mm)

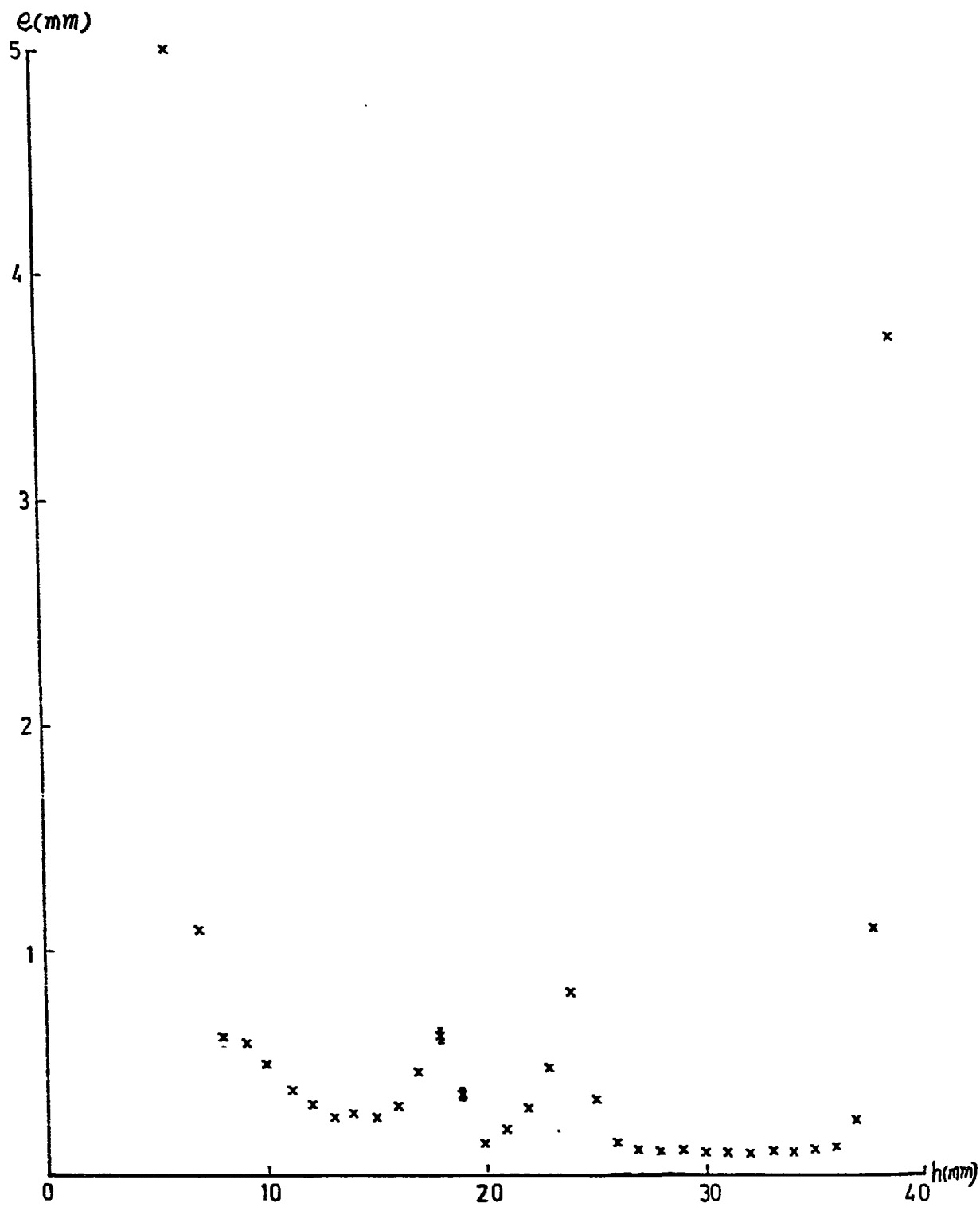


Fig.10 Même commentaire qu'en Fig.6 pour la position n° 4 ($r = 35$ mm ; $\theta = 330^\circ$; $0 \leq h \leq 40$ mm).

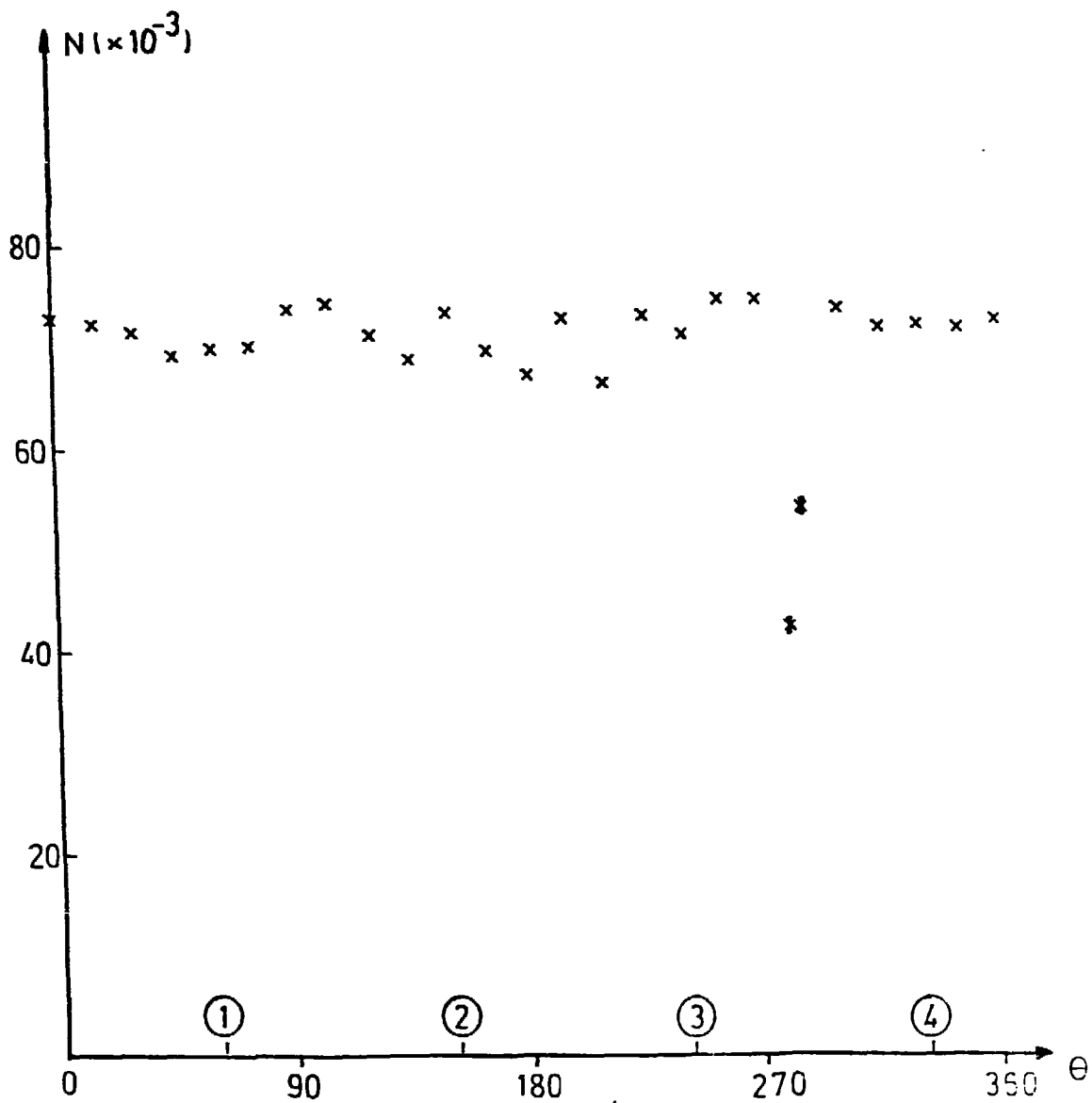


Fig.11 Variation du nombre de coups détectés dans la deuxième planaire du STACK (8479) en fonction de l'angle θ . ($r = 35$ mm ; $h = 26$ mm). Une chute brutale du taux de comptage apparaît à l'angle $\theta = 285^\circ$.

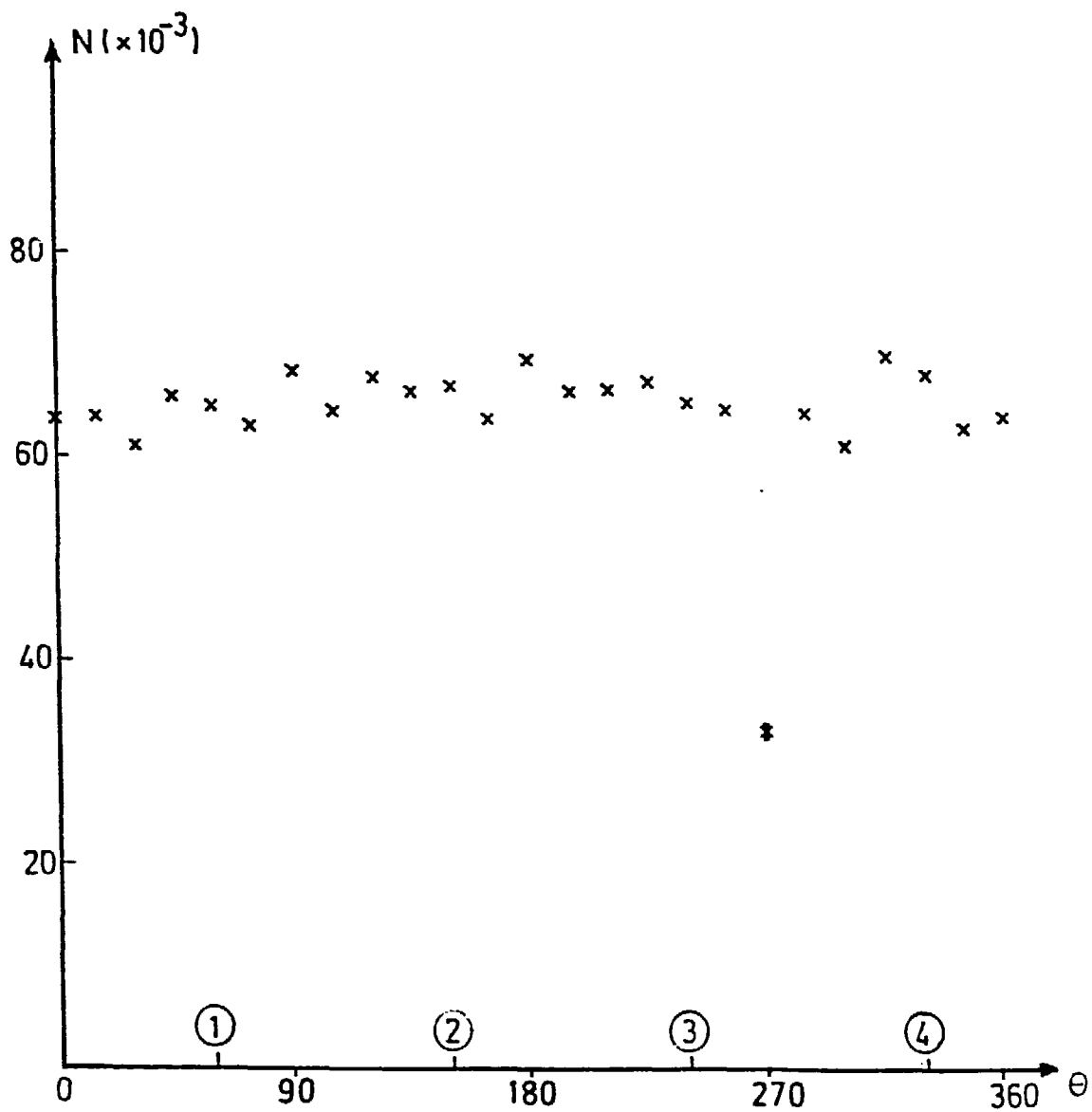


Fig.12 Variation du nombre de coups détectés dans la troisième planaire du STACK (8478) en fonction de l'angle θ . ($r = 35$ mm; θ ; $h = 50$ mm). Une chute brutale du taux de comptage apparaît à l'angle $\theta = 270^\circ$.



Fig.13 Spectre de ^{241}Am mesuré à l'aide de la deuxième planaire du STACK (8479) dans la zone à mauvaise collection de charge ($r = 35 \text{ mm}$; $\theta = 280^\circ$; $h = 26 \text{ mm}$). L'énergie du pic parasite (flèche) est d'environ 49,3 keV.

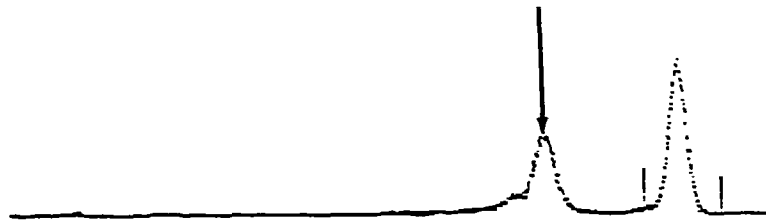


Fig.14 Spectre de ^{241}Am mesuré à l'aide de la troisième planaire du STACK (8478) dans la zone à mauvaise collection de charge ($r = 35 \text{ mm}$; $\theta = 270^\circ$; $h = 50 \text{ mm}$). L'énergie du pic parasite est d'environ 48,7 keV.

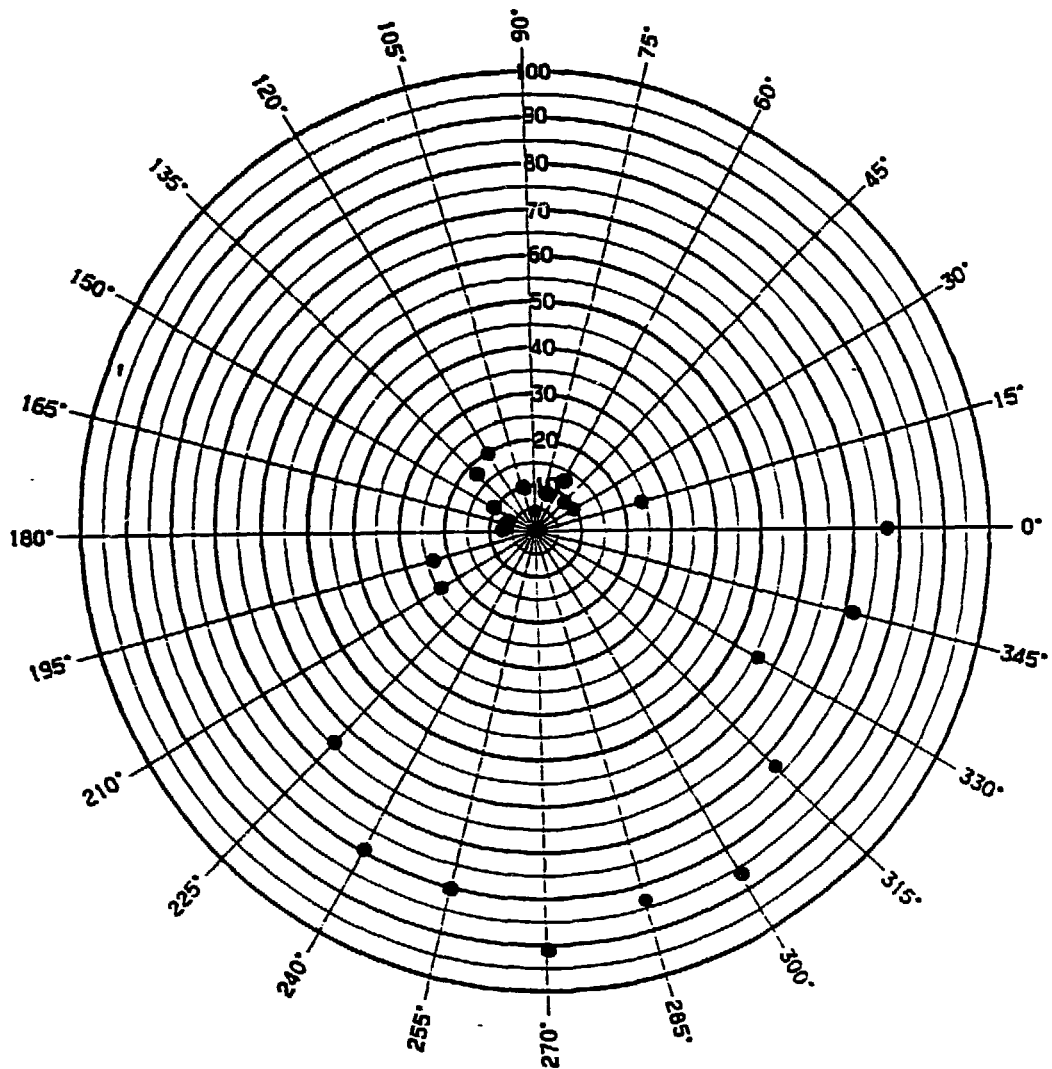


Fig.15 Variation en fonction de l'angle θ de la transmission T_{Ge}^L des rayonnements γ de 60 keV au travers des couches inactives de Ge de la première planaire du STACK (cristal 8483). La transmission donnée en pourcent (graduation des rayons) a été mesurée en éclairage latéral pour une valeur constante de h de 10 mm ($r = 35$ mm ; θ ; $h = 10$ mm).

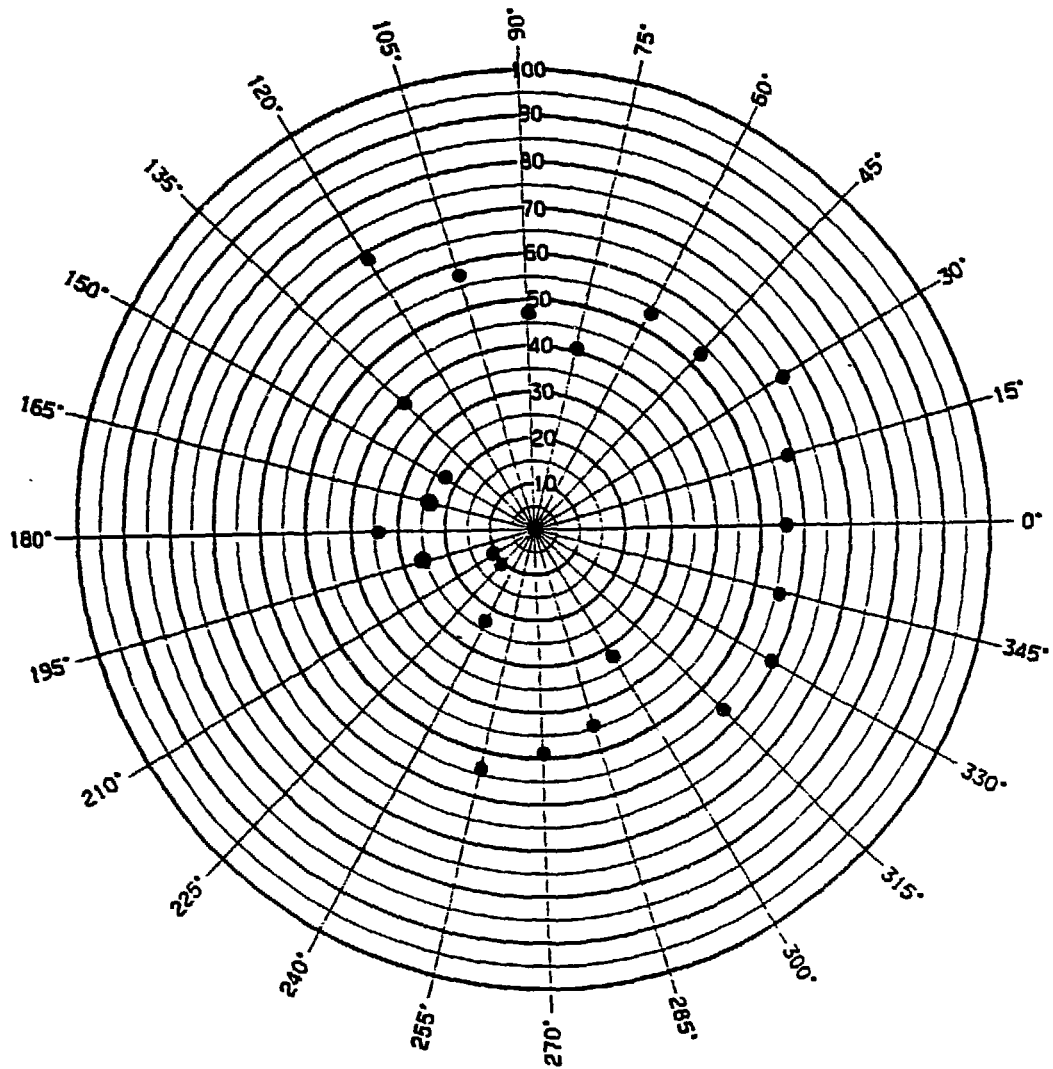


Fig.16 Mêmes commentaires qu'en figure 14 pour le quatrième cristal du STACK (8484). h vaut 70 mm ($r = 35$ mm ; $\theta ; h = 70$ mm).

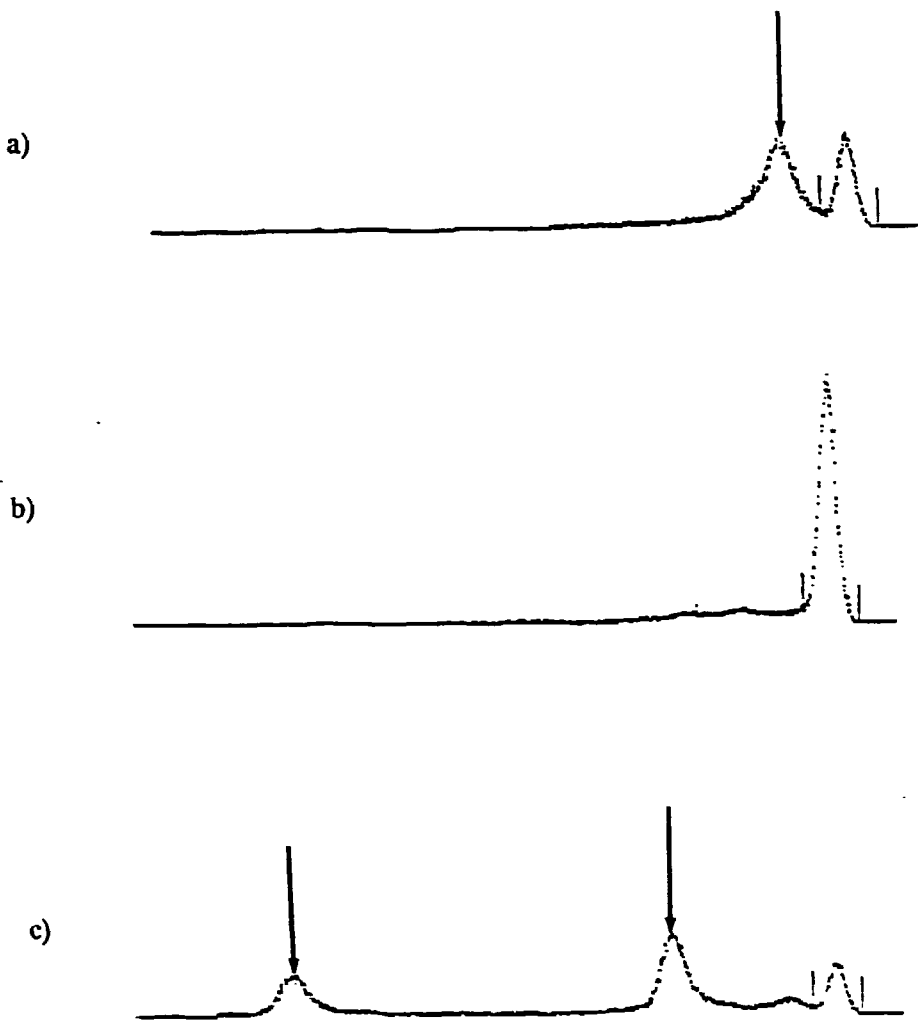


Fig.17 Spectre de ^{241}Am mesuré à l'aide du premier cristal du STACK (8483) en éclairage latéral pour $h = 10$ mm et pour diverses valeurs de l'angle θ a) $\theta = 195^\circ$
 b) $225^\circ \leq \theta \leq 360^\circ$ c) $\theta = 75^\circ$. Cette figure met en évidence la grande disparité de qualité des spectres et par là même celle de la collection des charges dans le cristal.

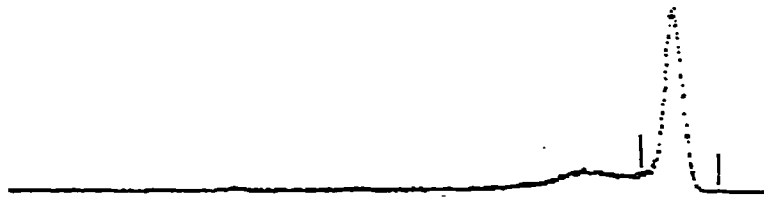


Fig.18 Spectre de ^{241}Am mesuré à l'aide de la quatrième planaire du STACK (n° 8484) en éclairage latéral ($h = 70 \text{ mm}$) et pour $\theta = 90^\circ$. Le fond observé dans ce spectre subsiste à tous les angles θ .

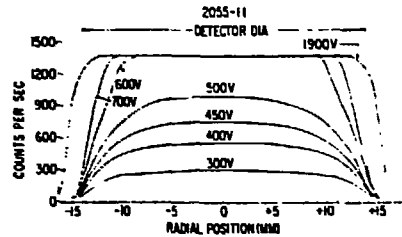


Fig.19 Fig.6, réf. [5]. Exploration radiale d'un cristal planaire à l'aide d'une source de ^{241}Am en fonction de la haute tension appliquée (éclairage frontal). Cette figure montre que la déplétion du cristal, lors de la montée progressive en tension, a lieu d'abord dans le volume du cristal puis le long de la surface passivée

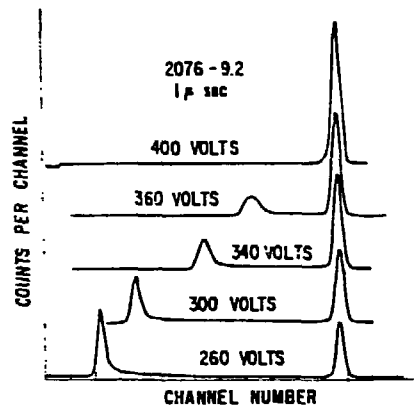


Fig.20 Fig.11, réf. [5]. Spectres de ^{241}Am obtenus en source collimatée à diverses valeurs de haute tension V. Un pic fantôme d'énergie croissante avec V apparaît tant que le volume de Ge éclairé n'est pas totalement déplété.

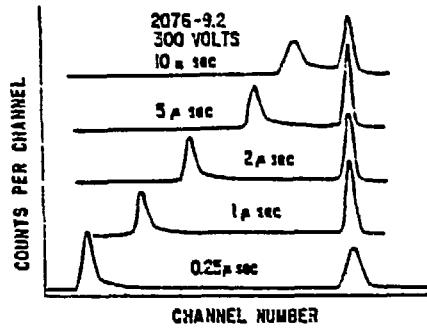


Fig.21 Fig.12, réf. [5]. Spectres de ^{241}Am obtenus en source collimatée pour diverses valeurs de constante de temps C de l'amplificateur. L'énergie du pic parasite croît avec le temps d'intégration.

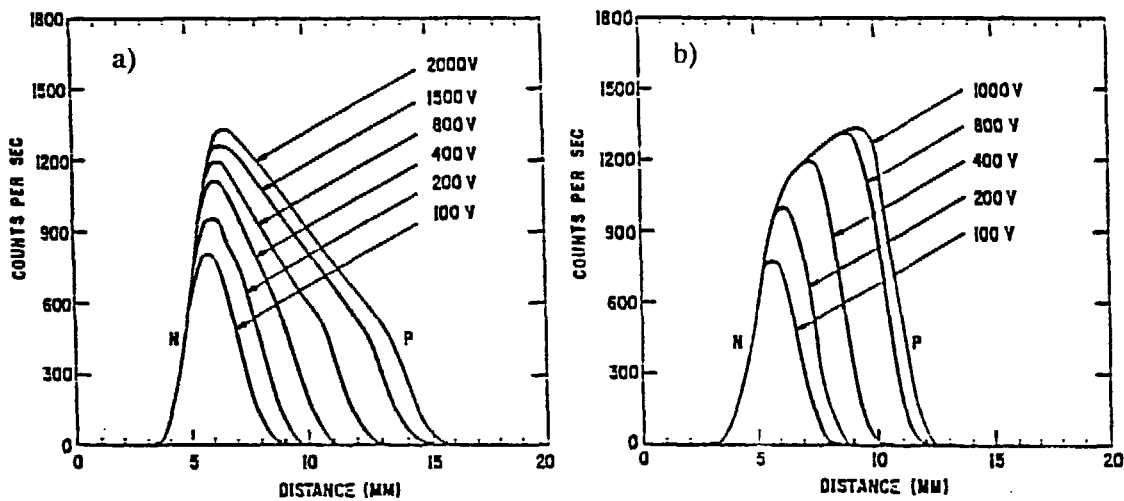
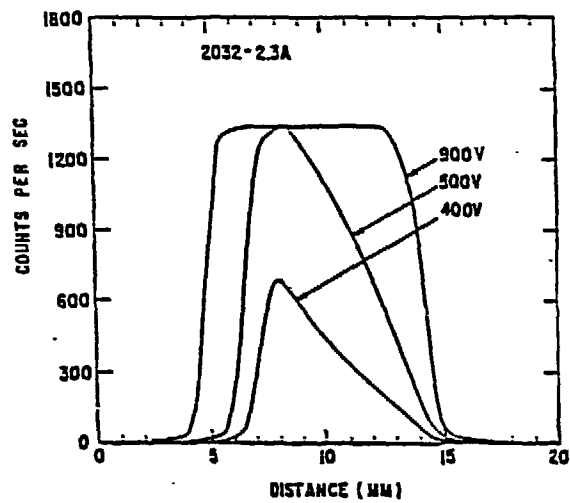
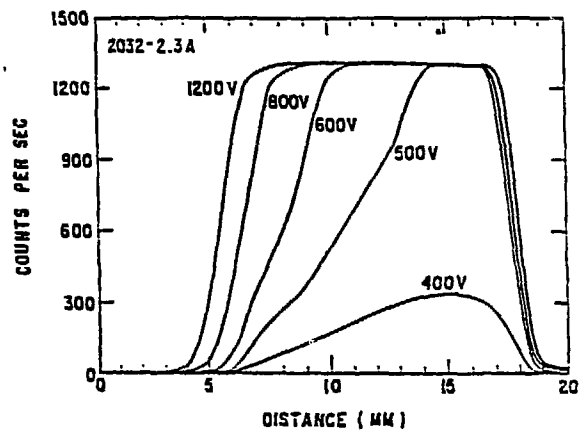


Fig.22 Fig.4 et 6, réf. [6]. Variation du taux de comptage observé en réalisant un balayage latéral du détecteur à l'aide d'une source collimatée de ^{241}Am . Ces figures montrent que même à tension nominale, le cristal n'est pas pleinement déplété. Plus encore, elles soulignent qu'en fonction du traitement de surface subit par le même cristal, la zone morte est plus accentuée soit à proximité du contact - P (Fig.22a)) soit à proximité du contact -N (Fig.22b)).



a)



b)

Fig.23 Fig.8 et 10, réf. [6]. Variation du taux de comptage observé en réalisant un balayage frontal du détecteur. Comme en fig.10, le comportement du cristal est modifié par un changement de l'état de sa surface. Entre les figures 23a et 23b), le détecteur a simplement subi un recuit sous vide à 70°C pendant une heure.

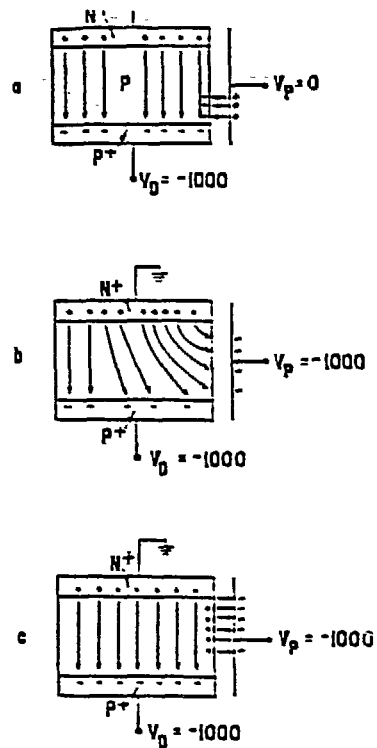


Fig.24 Fig.14, réf. [6]. Schéma montrant l'influence d'une plaque métallique sur les lignes de champ d'un cristal planaire, lorsqu'elle est soumise à haute tension et placée à proximité de la surface passivée du cristal.

- a) La plaque métallique est à la masse. Les lignes de champ ne sont pas perturbées
- b) Lors de l'application sur la plaque de la même haute tension que sur le cristal, les lignes de champs s'incurvent vers la plaque c'est à dire vers la surface passivée. Ce phénomène transitoire entraîne l'apparition dans le spectre de Am de pics fantômes similaires à ceux présentés dans les figures 20 et 21.
- c) Après un certain temps d'irradiation, le phénomène transitoire disparaît et le champ est à nouveau uniforme dans le cristal.

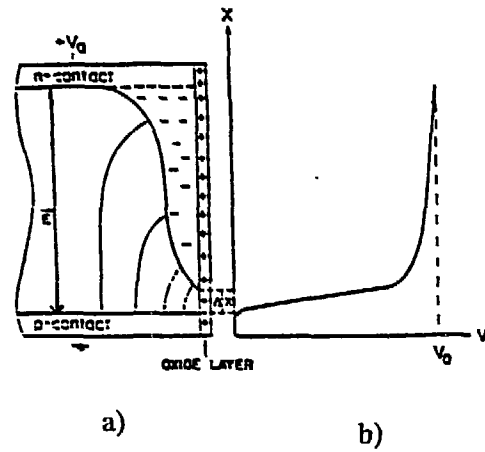


Fig.25 Fig.2, réf. [7]. Distribution du champ électrique fig.25a) et du potentiel électrique fig.25b) à la surface du cristal en présence d'un canal de surface. Sur cette figure le contact-N se prolonge jusqu'à une distance Δx du contact-P (canal de type-N) Fig.25a). Le champ dans le canal de surface est faible et le potentiel à sa surface pratiquement constant Fig.25b).

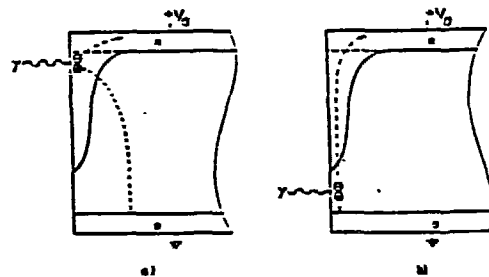


Fig.26 Fig.4, réf. [7]. Collection des charges en présence d'un canal de surface de type-N. Lors d'une irradiation au voisinage du contact-N les électrons et trous sont relativement bien collectés a) alors qu'à proximité du contact P le parcours des électrons dans le canal est important b).

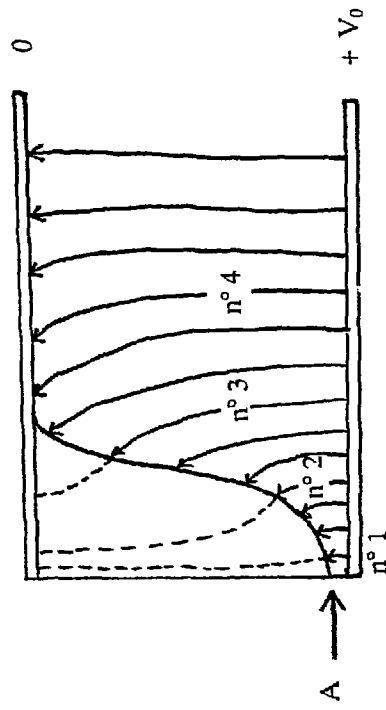


Fig. 27 Schéma présentant la structure du champ électrique en présence d'un canal de surface. Dans le cas d'un éclairage en position A, la détection des γ à diverses profondeurs (lignes de champs n° 1, 2 et 3) entraîne des longueurs de parcours différentes des porteurs dans le canal à champ faible. Ceci se traduit, du fait du défaut ballistique et des recombinaisons de charges, par un fond continu dans le spectre γ .

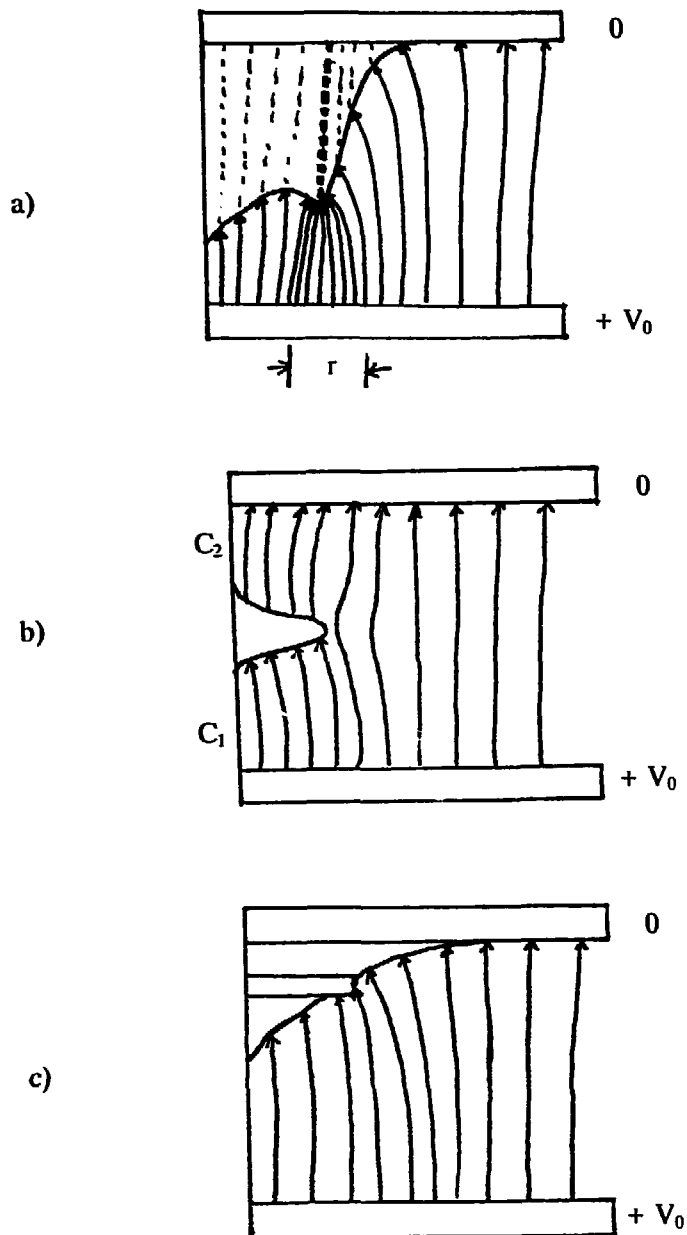


Fig.28 Schémas simplifiés présentant trois sources possibles de pics fantômes dans les spectres γ .

- a) présence d'une bosse anormale (protubérance) dans le canal de surface
- b) existence d'un îlot assez conducteur
- c) présence d'une gorge (intentionnellement creusée par le constructeur).

**Imprimé
au Centre de
Recherches Nucléaires
Strasbourg
1991**