

FRUC-CONF-043

DETECTEURS NUCLEAIRES A BASE DE  
GERMANIUM ULTRA-PUR

J.P. PONPON, P. SIFFERT

Centre de Recherches Nucléaires  
Laboratoire de Physique des Rayonnements  
et d'Electronique Nucléaire  
67037 STRASBOURG CEDEX

Communication présentée aux Journées d'Etudes  
sur la spectrométrie gamma  
Grenoble, les 7 et 8 Mai 1973

DETECTEURS NUCLEAIRES A BASE DE  
GERMANIUM ULTRA-PUR

J.P. PONPON, P. SIFFERT

Centre de Recherches Nucléaires  
Laboratoire de Physique des Rayonnements  
et d'Electronique Nucléaire  
STRASBOURG-CRONENBOURG

RESUME

La détection de rayonnements gamma à l'aide de spectromètres à base de germanium nécessite des volumes sensibles (zone de charge d'espace) importants. Jusqu'à une période récente, de telles régions désertées étaient obtenues en compensant par une migration d'ions lithium les impuretés contenues dans le matériau de base de type P. Cette compensation entraîne un certain nombre d'inconvénients : nécessité de conserver constamment les spectromètres Ge(Li) à basse température, apparition dans certaines conditions de piégeage de porteurs. Les progrès réalisés récemment dans la purification du germanium ont permis d'éviter les processus de compensation et rendu possible une fabrication plus rapide de compteurs stables à température ambiante. Dans cet article, nous chercherons à présenter un résumé des travaux consacrés à ce nouveau type de détecteur. Après un exposé des caractéristiques du matériau de départ, nous décrirons les divers procédés de fabrication des compteurs. Nous donnerons enfin leurs performances en spectrométrie  $\gamma$ .

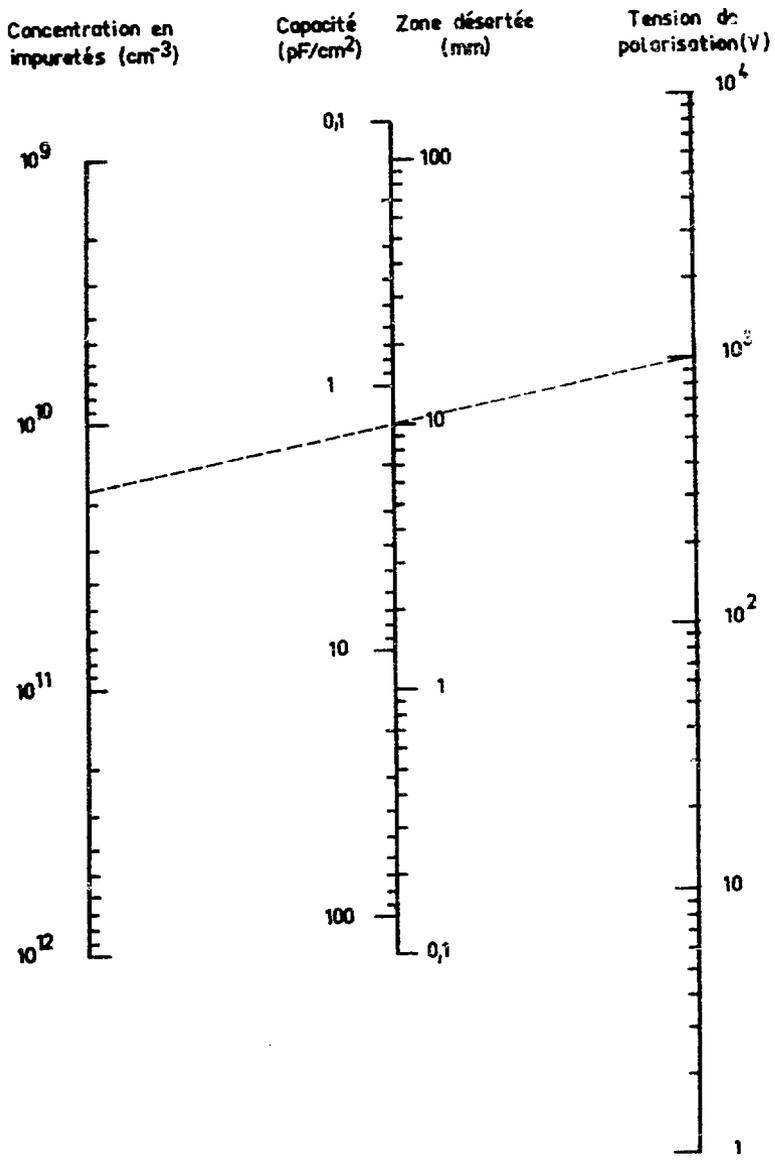


Fig. 1

## INTRODUCTION

La compensation du silicium et du germanium par des ions lithium a permis, il y a une dizaine d'années, la création de nouveaux détecteurs de rayonnements nucléaires. Toutefois ce procédé présente deux inconvénients importants liés à la présence du lithium: la précipitation des ions compensateurs et le piégeage des porteurs de charge (ce qui entraîne l'obligation de conserver les diodes Ge(Li) à basse température et conduit à des élargissements et des dissymétries des raies spectrales).

Le but de la migration des ions  $\text{Li}^+$  étant de neutraliser les impuretés présentes dans le cristal (environ  $10^{13} \text{cm}^{-3}$ ), l'absence de telles impuretés rendrait la compensation superflue. Il serait alors possible de fabriquer des compteurs à structure P - N susceptibles d'avoir des zones désertées importantes en réalisant simplement un contact redresseur et un contact ohmique sur un matériau ultra-pur.

L'application d'une tension de polarisation inverse  $V_a$ , à une diode réalisée sur un matériau possédant une concentration d'impuretés ionisées  $|N_D - N_A|$ , produirait une zone désertée (zone sensible du détecteur), dont l'épaisseur  $X$  est donnée, pour une diode plane par :

$$X^2 = \frac{2 \epsilon V_a}{e |N_D - N_A|} \quad (1)$$

$\epsilon$  constante diélectrique du matériau ( $\epsilon = 16,2$ )

$e$  charge de l'électron

$N_A$  et  $N_D$  concentrations d'ions accepteurs et donneurs.

L'abaque de la figure 1 permet de déterminer la valeur de la tension

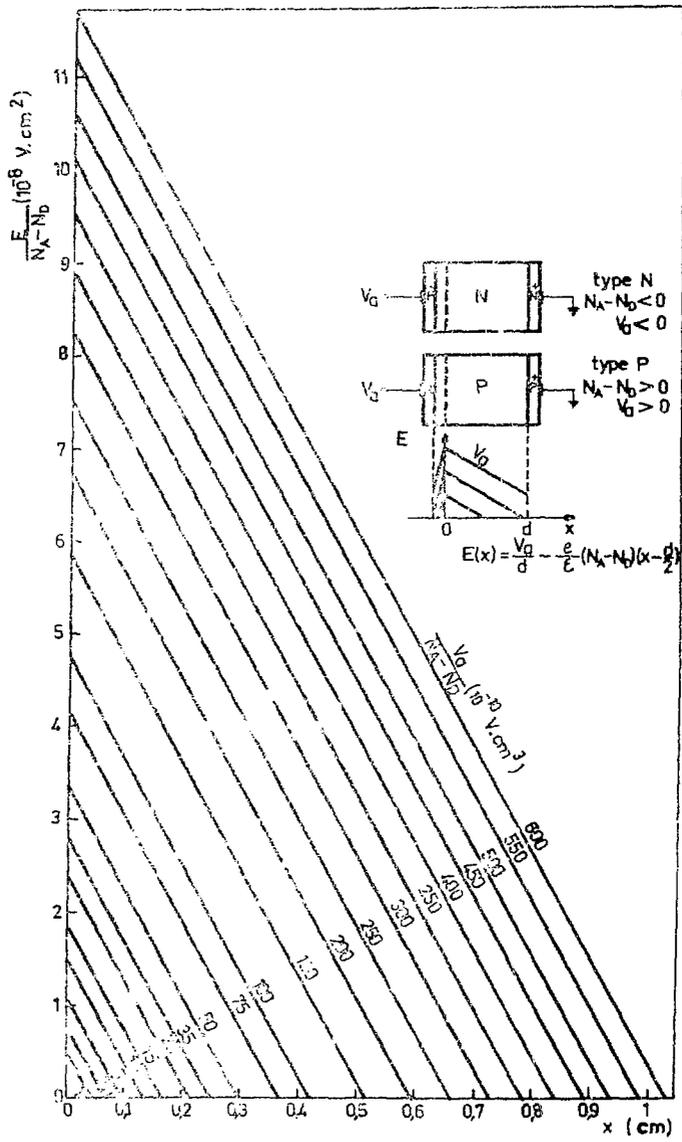


Fig. 2

nécessaire pour désertier une épaisseur  $X$  dans un matériau de pureté donnée. Par exemple, une zone sensible d'épaisseur un centimètre serait obtenue en polarisant une diode réalisée sur un matériau contenant  $1,8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  impuretés à  $10^3 \text{ V}$ .

La configuration du champ électrique dans un détecteur plan à structure P - N est très différente de celle d'une diode Ge(Li). En effet, dans cette dernière, la concentration d'impuretés est, du fait de la compensation, très faible et le champ électrique dans la zone intrinsèque est constant. Le champ qui règne dans la zone désertée d'une jonction P - N se calcule en résolvant l'équation de Poisson. Il varie linéairement avec la distance et est maximum au niveau de la jonction. L'abaque de la figure 2 permet de déterminer en tout point la valeur du champ  $E(x)$  en fonction de la concentration d'impuretés pour diverses tensions de polarisation. Si nous reprenons l'exemple précédent, en supposant que le détecteur a un centimètre d'épaisseur (la tension de désertion totale est alors  $V_a = 10^3 \text{ V}$ ), nous déduisons de la figure 2 :

$$E(x=0) = 2 \cdot 10^3 \text{ V.cm}^{-1}$$

$$E(x=d) = 0$$

La même tension appliquée à un compteur Ge(Li) de dimensions identiques créerait un champ uniforme de  $10^3 \text{ V.cm}^{-1}$ .

Pour un détecteur coaxial cylindrique de rayon intérieur  $r_1$  et de rayon extérieur  $r_2$ , réalisé sur un matériau ultra-pur de type P, la tension de désertion totale  $V_d$  est égale à :

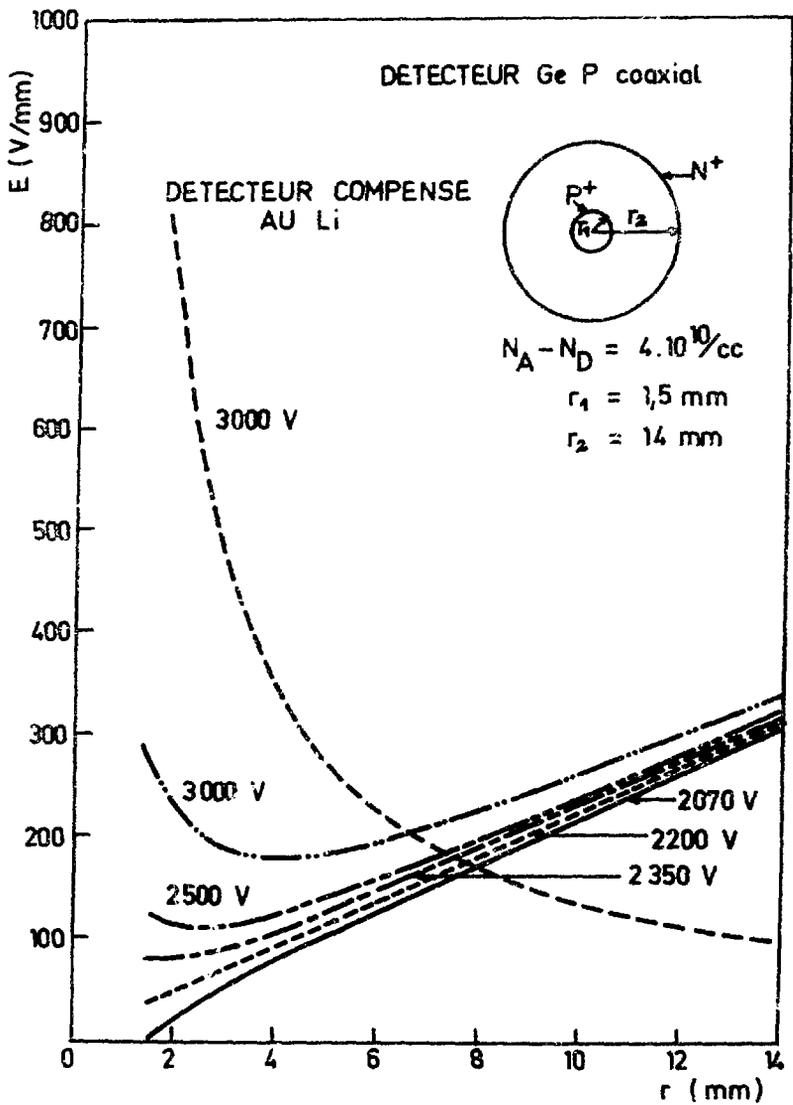


Fig. 3

$$V_d = \frac{e |N_A - N_D|}{2 \epsilon} \left[ r_1^2 \ln \frac{r_2}{r_1} - \frac{1}{2} (r_2^2 - r_1^2) \right] \quad (2)$$

Le champ électrique  $E(r)$  créé par une tension de polarisation  $V_a$ , à la distance  $r$  de l'axe du cylindre, est donné par :

$$E(r) = \frac{e |N_A - N_D|}{2 \epsilon} r - \frac{V_a + \frac{1}{4} \frac{e |N_A - N_D|}{\epsilon} (r_2^2 - r_1^2)}{r \ln \frac{r_2}{r_1}} \quad (3)$$

Dans une diode coaxiale Ge(Li)  $E(r)$  varie comme  $\frac{1}{r}$ .

La figure 3 [1] montre la variation du champ pour diverses tensions de polarisation dans un détecteur au germanium pur particulier. On a représenté, sur la même figure, le champ électrique dans un compteur Ge(Li) de dimensions identiques.

## 1. CARACTERISTIQUES DU MATERIAU DE DEPART

### A. Tirage des monocristaux de germanium ultra-pur

La purification du germanium par fusion de zone est limitée à environ  $10^{12}$  impuretés par  $\text{cm}^3$ . Différents auteurs [2,3,4] ont obtenu des monocristaux de germanium ultra-pur en utilisant la méthode de Czochralski. La croissance s'effectue le plus souvent selon l'axe cristallin  $\langle 100 \rangle$ , sous atmosphère d'hydrogène, d'azote ou d'un mélange de ces deux gaz, à partir d'un

matériau de pureté  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  contenu dans un creuset en quartz ou en graphite. La vitesse de tirage est, en moyenne, égale à 10 cm par heure, le germe tournant à une vitesse qui varie selon les auteurs de 40 à 120 tours par minute [2,4]. Les valeurs des coefficients de ségrégation des impuretés les plus difficiles à éliminer dans le germanium sont reportées dans le tableau I.

TABLEAU I

Donneurs	Accepteurs	Impuretés neutres
Phosphore $k_P = 0,08$	Bore $k_B = 17,4$	Silicium $k_{Si} = 16$
Arsenic $k_{AS} = 0,02$	Aluminium $k_{Al} = 0,1$	
	Gallium $k_{Ga} = 0,1$	

On peut remarquer que le bore et le silicium ont tendance à s'accumuler dans la partie solidifiée du cristal. Le silicium n'étant pas électriquement actif n'apporte pas de contribution à la concentration d'impuretés ; d'autre part, le bore ne produit pas en général une contamination du matériau. La pureté des lingots de type N fabriqués par HALL [2] est limitée à environ  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  du fait de la présence d'un donneur, vraisemblablement le phosphore, dont

l'origine est inconnue. Les cristaux de type P sont obtenus par cet auteur en ajoutant dans le bain fondu des quantités pondérées d'indium ou de gallium.

L'introduction dans le germanium, au cours du tirage, d'une densité de dislocations comprise entre  $10^2$  et  $10^3 \text{ cm}^{-2}$  a permis à HANSEN [5] de faire croître des échantillons de type P dont la pureté est meilleure que  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . L'influence de ces dernières sur les performances des détecteurs est mal connue mais paraît assez faible tant que leur nombre n'est pas trop élevé et qu'elles ne sont pas trop rapprochées, mais ces limites n'ont pas encore été déterminées. HALL [6] a noté dans certains cristaux la présence de défauts, liés aux concentrations de l'oxygène et du silicium dans le germanium en fusion, qui provoquent dans les compteurs un important piégeage. Toutefois, cet effet n'apparaît pas lorsque la purification s'effectue en atmosphère réductrice, d'hydrogène pur par exemple.

#### B. Influence des traitements thermiques sur la qualité des échantillons de germanium ultra-pur.

Certaines précautions doivent être respectées durant la réalisation des contacts afin d'éviter une contamination du matériau, et par conséquent une augmentation de la concentration d'impuretés et des risques de piégeage des porteurs, par des niveaux profonds. Le problème essentiel résulte de la présence du cuivre, qui se trouve à l'état de traces dans les produits chimiques les plus purs utilisés au cours des traitements de surface. Son coefficient de diffusion dans le germanium est élevé ( $10^5 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  à  $500^\circ\text{C}$ ), et très supérieur à celui de la plupart des autres impuretés (il est inférieur à

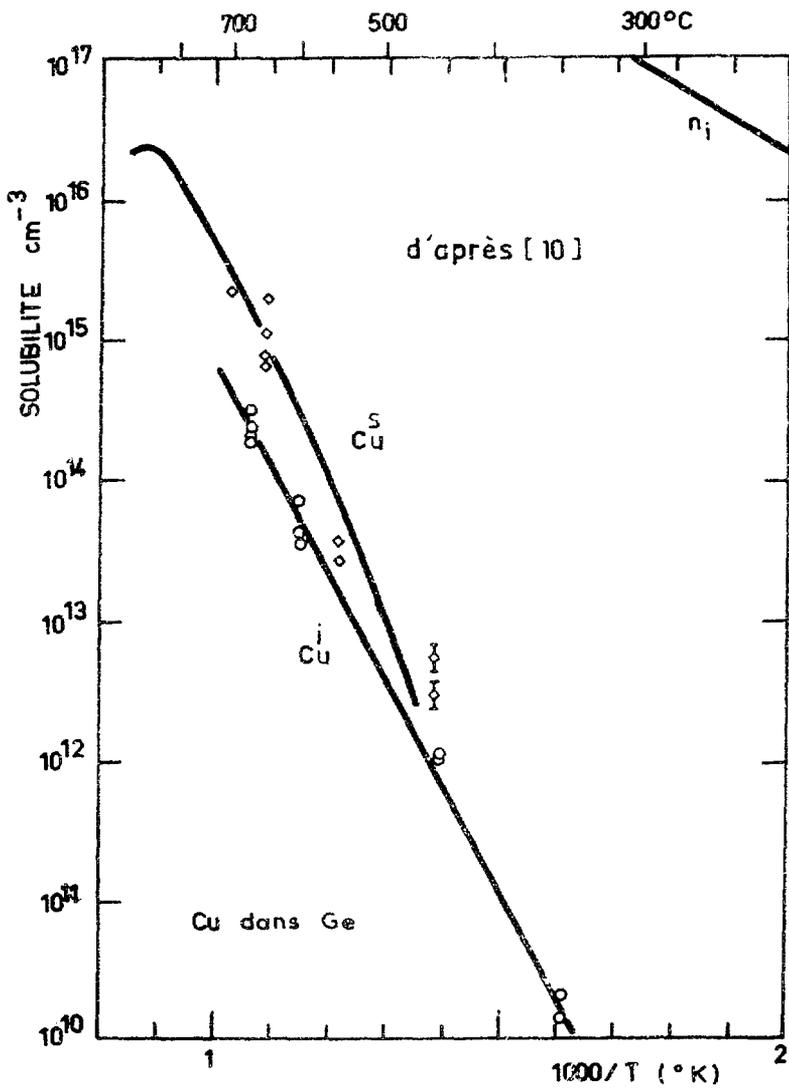


Fig. 4

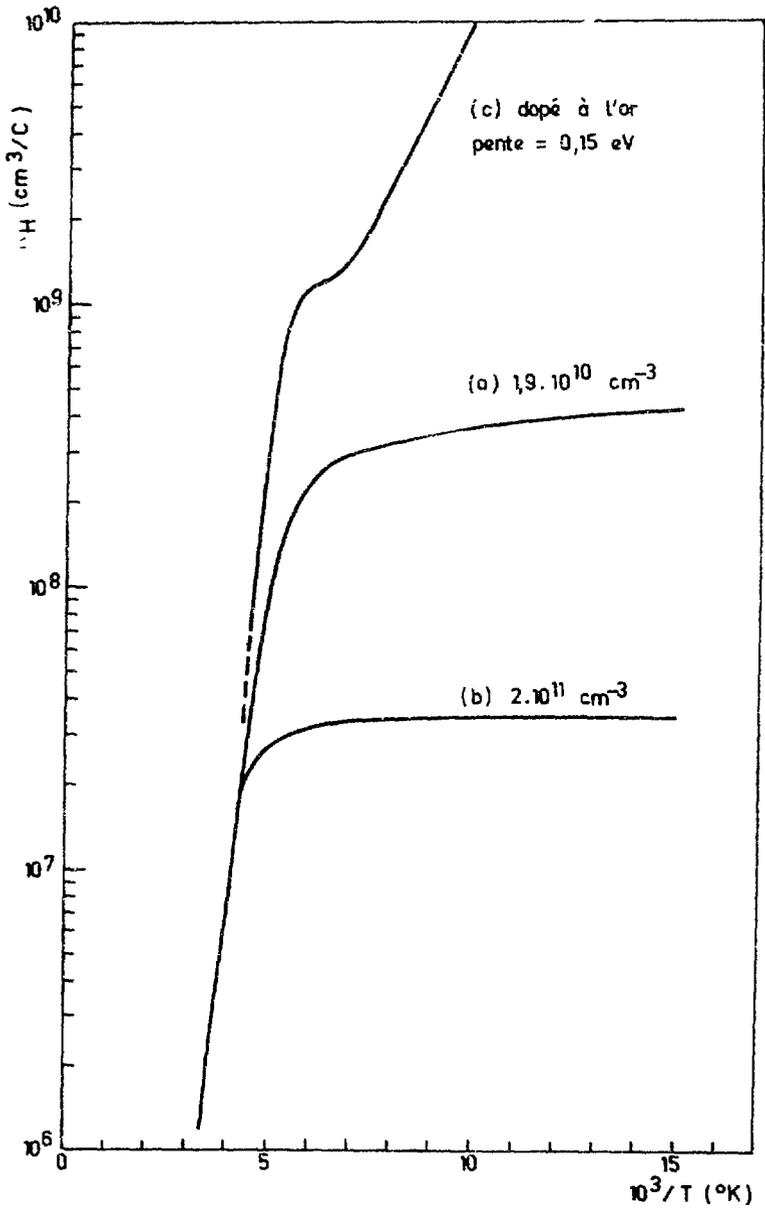


Fig. 5

$10^{-13} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  à  $900^\circ\text{C}$  pour l'or, l'arsenic, l'antimoine, le phosphore, le bore, le gallium, l'indium etc... [7]. Le cuivre substitutionnel  $\text{Cu}^{\text{S}}$  [8] introduit trois niveaux accepteurs profonds dans le germanium, situés respectivement à  $E_v + 0,04 \text{ eV}$ ,  $E_v + 0,32 \text{ eV}$  et  $E_c - 0,26 \text{ eV}$ . Le cuivre interstitiel  $\text{Cu}^{\text{i}}$  [9] a un niveau donneur peu profond. La variation avec la température des solubilités du cuivre est reportée sur la figure 4 [10]. Elles demeurent inférieures à  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  jusqu'à  $350^\circ\text{C}$ . Le traitement thermique des échantillons les plus purs doit donc s'effectuer en dessous de cette valeur. Ce point est essentiel, car il impose la recherche de techniques de réalisation des contacts permettant de maintenir le germanium à une température aussi basse que possible.

### C. Évaluation de la pureté du matériau.

La connaissance de la pureté d'un cristal est une caractéristique essentielle, car elle impose la tension de polarisation nécessaire à l'obtention d'une zone sensible d'épaisseur donnée. Les mesures de résistivité et d'effet Hall en fonction de la température fournissent une évaluation de la qualité du germanium grâce à la détermination de la nature et de la densité des impuretés et par la variation de la mobilité des porteurs majoritaires à basse température. Ces mesures sont effectuées par la méthode de VAN der PAUW [11] sur des échantillons de faible épaisseur (environ 1 mm) à la périphérie desquels sont placés quatre contacts. La réalisation de ceux-ci est assez délicate, car elle doit être faite à une température peu élevée et produire des liaisons parfaitement ohmiques. Plusieurs procédés ont été utilisés avec succès, en par-

particulier l'alliage d'indium dopé à l'arsenic ou au gallium (selon le type du matériau) qui nécessite un chauffage à 150°C [12].

### 1) Concentration de porteurs

Quelques exemples typiques de la variation du coefficient de Hall  $R_H$  en fonction de l'inverse de la température absolue  $T$  sont reportés sur la figure 5. La valeur de  $R_H$  dans la région de saturation permet de déterminer la concentration d'impuretés  $|N_D - N_A|$ , donnée par la relation (4) :

$$|N_D - N_A| = \frac{1}{e} R_H \quad (4)$$

Dans les cas particuliers considérés  $|N_D - N_A|$  est respectivement égal à  $1,9 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  (courbe a) et  $2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  (courbe b) [2]. La présence de niveaux d'énergie profonds se caractérise par l'absence de plateau dans la courbe  $R_H = f(T^{-1})$  et une diminution rapide du nombre de porteurs lorsque la température décroît (courbe c) [13]. Dans un tel matériau le niveau de Fermi se trouve très près du milieu de la bande interdite et par conséquent la concentration de porteurs libres à basse température est très faible. Elle a été trouvée par HALL [13] inférieure à  $10^8 \text{ cm}^{-3}$  à 77°K dans un échantillon prélevé sur un cristal dopé à l'or au cours du tirage. Cet auteur a essayé d'utiliser la compensation des impuretés primaires par les niveaux profonds de l'or pour réaliser des détecteurs ayant d'importantes zones désertées à faible tension de polarisation. Malheureusement, en présence du champ électrique les atomes d'or s'ionisent et la charge d'espace résultante est celle qui correspond à la concentration totale d'impuretés plutôt qu'à la concentration

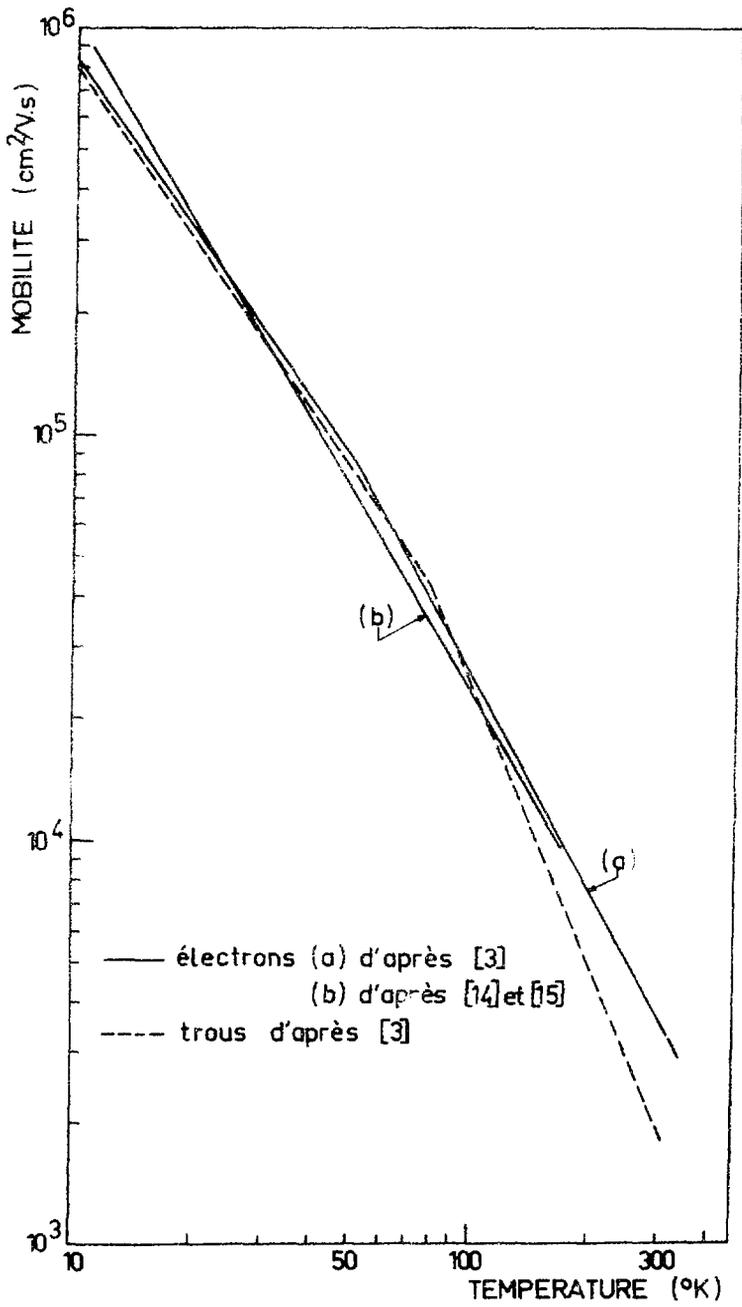


Fig. 6

de porteurs libres à l'équilibre. Les détecteurs fabriqués avec ce matériau nécessitent des tensions de polarisation élevées pour être totalement désertés. De plus leurs performances sont fortement affectées par un piégeage de porteurs dû aux niveaux profonds de l'or.

## 2) Mobilité des porteurs

La mesure de la mobilité Hall des porteurs majoritaires en fonction de la température confirme la grande qualité des cristaux de germanium ultra-pur. Dans les matériaux de pureté moyenne ( $10^{13} - 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ), les interactions prépondérantes sont celles avec les vibrations du réseau à haute température et celles avec les impuretés ionisées à basse température ( $T < 80^\circ\text{K}$ ). Des mesures de mobilité ont récemment été effectuées sur des échantillons de germanium ultra-pur par DE LAET et al [3], BLANKENSHIP [14] et STUCK [15] (fig 6) jusqu'à  $10^\circ\text{K}$ . Entre 300 et  $80^\circ\text{K}$ , les valeurs trouvées par ces auteurs sont en bon accord avec les résultats de MORIN et MAITA [16]. En dessous de  $80^\circ\text{K}$  la variation de la mobilité des trous et des électrons s'effectue en  $T^{-3/2}$ , montrant que l'influence des impuretés ionisées est négligeable par rapport à celle des phonons acoustiques. Elle atteint  $10^6 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$  à  $10^\circ\text{K}$ . Ce résultat confirme la grande pureté chimique et la qualité du germanium ultra-pur. Les valeurs de mobilité obtenues par DE LAET et al en dessous de  $80^\circ\text{K}$  sont les suivants :

$$\mu_n = 2,65 \cdot 10^7 T^{-3/2} \quad \text{pour les électrons}$$

$$\mu_p = 2,55 \cdot 10^7 T^{-3/2} \quad \text{pour les trous}$$

Il est à noter qu'elles sont en assez bon accord avec celles prévues par la théorie de BARDEEN et SHOCKLEY [17]. En dessous de 80°K, les mobilités des électrons et des trous sont pratiquement égales (à 77°K  $\mu_n \approx \mu_p = 4,5 \cdot 10^4 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ). Ce fait incline à penser que dans un matériau très pur,  $\mu_n$  et  $\mu_p$  sont régies par le même mécanisme de diffusion par le réseau.

## II. FABRICATION DES DETECTEURS

Plusieurs méthodes tenant compte des restrictions de température imposées par la pureté des matériaux ont été proposées pour réaliser les contacts  $N^+$  et  $P^+$  sur du germanium ultra-pur. Elles sont résumées dans les tableaux II (contacts  $N^+$ ) et III (contacts  $P^+$ ), où l'on a mentionné deux caractéristiques essentielles des contacts : la température nécessaire à leur fabrication et leur épaisseur.

TABLEAU II

Méthode	Température (°C)	Épaisseur (μ)	Remarques
diffusion de lithium	270 à 350	~ 500	contact très épais
décharge réactive dans $PF_5$ [18]	250		importants dommages en surface
diffusion d'arsenic [19]	659	1,5	inutilisable pour les cristaux les plus purs
contact Sb-Ge-Sb [20]	280	< 1	
alliage d'indium dopé à l'arsenic [21]	350 à 400	100 [18]	risques de dégradation du matériau
implantation d'ions $^{31}P^+$ de 4 keV [22]	250	0,6	

TABLEAU III

Méthode	Température (°C)	Épaisseur ( $\mu$ )	Remarques
évaporation d'or [13]	20	< 0,05	nécessité d'un anneau de garde
évaporation de palladium [24]	20		
alliage d'indium dopé au gallium [21]	350 à 400	10 - 100 [18,25]	risques de dégradation du matériau
décharge réactive dans $\text{BF}_3$ [18]	250	> 0,65 [26]	importants dommages en surface
contact Al-Ge [20]	280	< 1	
implantation d'ions $^{11}\text{B}^+$ 10-20 keV [22,27]	20	0,20-0,25	

En général les détecteurs préparés à partir de germanium ultra-pur de type P supportent des tensions d'avalanche beaucoup plus élevées que ceux fabriqués sur un matériau de type N. Le courant de fuite est inférieur à  $10^{-10}$  A jusqu'à 1000 ou 2000 V. Actuellement, le procédé le plus couramment employé consiste à réaliser sur du germanium P un contact redresseur par diffusion de lithium et un contact arrière par dépôt sous vide de palladium, selon la technique proposée par PEHL et al [24]. Ces détecteurs présentent cependant l'inconvénient de posséder une fenêtre d'entrée importante qui ne rend pas possible la détection des particules chargées ou leur utilisation en compteurs  $dE/dx$ .

Parmi toutes les méthodes permettant de réaliser sur du germanium P un contact redresseur seuls le dépôt de Sb - Ge - Sb et l'implantation d'ions  $^{31}\text{P}^+$  de faible énergie (4 keV) sont susceptibles de fournir des fenêtres d'entrée minces. L'implantation d'ions  $\text{Li}^+$  pourrait aussi être envisagée.

### III. PROPRIETES DES DETECTEURS AU GERMANIUM ULTRA-PUR

#### A. Stabilité des détecteurs

##### 1) Stabilité à température ambiante

L'absence de lithium dans le volume sensible des détecteurs au germanium ultra-pur permet une conservation de ceux-ci à température ambiante sans dégradation de leurs performances. Un compteur monté dans un cryostat dans lequel règne un vide poussé ( $p < 10^{-7}$  torr), même à température ambiante, peut n'être refroidi à la température de l'azote liquide qu'au moment de son utilisation et réchauffé ensuite sans problème. Aucune influence de refroidissements et réchauffements successifs sur le courant inverse et la tension

d'avalanche n'apparaît dans ce détecteur. Notons encore que jusqu'ici il n'a pas été observé de précipitation du lithium dans les contacts diffusés.

## 2) Effets d'une irradiation sur les détecteurs au germanium ultra-pur

Assez peu de résultats sur les effets d'une irradiation des détecteurs au germanium ultra-pur ont été publiés jusqu'à présent. Les travaux de LLACER et al [28] et GOULDING et al [29] montrent qu'une dégradation des performances (élargissement des raies, défaut de hauteur d'impulsion) apparaîtrait après une irradiation par environ  $10^{10}$  neutrons lents par  $\text{cm}^2$ . Après un traitement de recuit, dont la durée varie de 1h à 2h et la température de 200 à 400°C selon ces auteurs, les dommages disparaissent et les caractéristiques initiales sont restaurées. Selon LLACER, le cycle irradiation-recuit produit une disparition de niveaux accepteurs profonds (pièges) et provoque une amélioration des propriétés des détecteurs.

## B. Caractéristiques de détection à 77°K

D'excellents résultats ont été obtenus en spectrométrie de particules chargées (protons [24], électrons [4,26], particules  $\alpha$  [22,27]) et de rayons X [24], mais seule la détection des rayonnements  $\gamma$  sera traitée ici.

La réponse des détecteurs au germanium ultra-pur aux photons a été amplement étudiée. Les meilleurs résultats enregistrés en spectrométrie à l'aide de détecteurs de faible volume ( $< 1 \text{ cm}^3$ ) sont reportés dans le tableau IV.

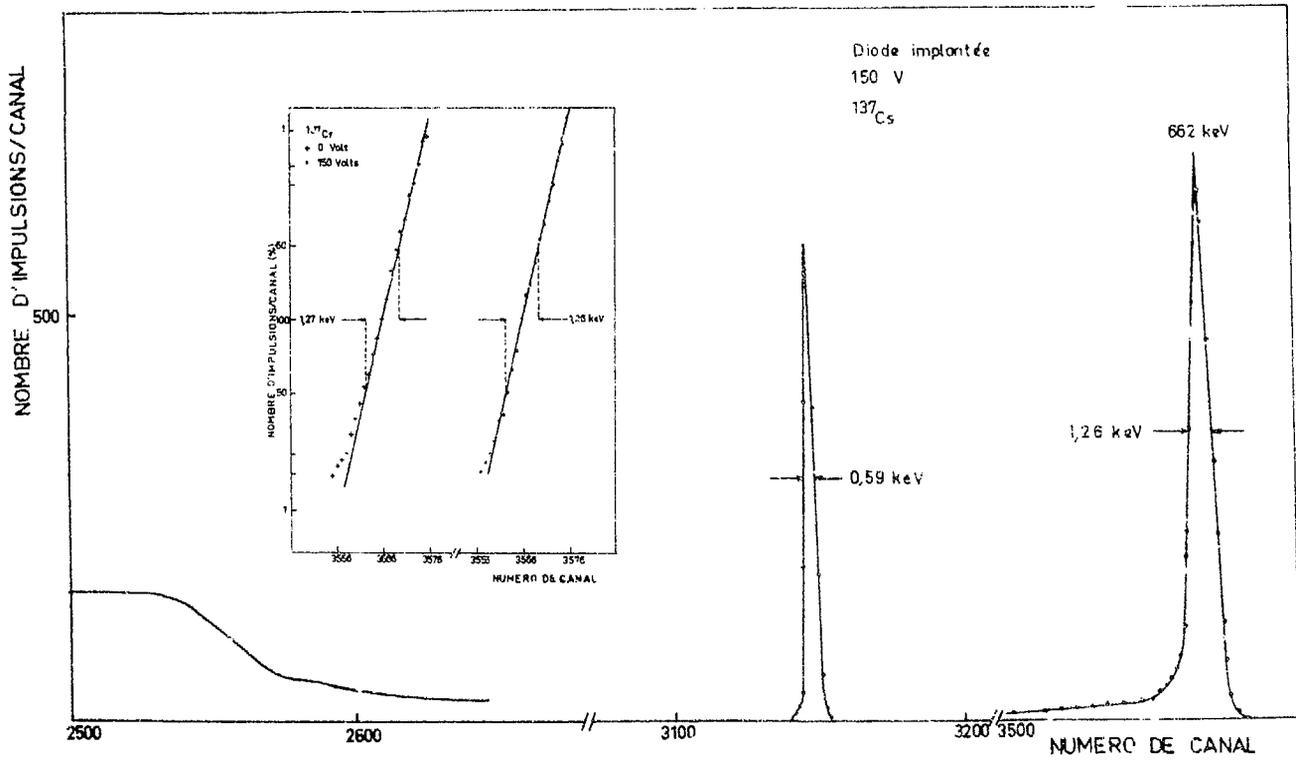


Fig. 7

TABLEAU IV

Source	Energie (keV)	Largeur de raie à mi-hauteur (keV)	Contribution due au bruit (keV)
$^{241}\text{Am}$	60	0,40 [21]	0,274
$^{57}\text{Co}$	122	0,51 [21]	0,284
$^{137}\text{Cs}$ (fig 7)	662	1,26 [27]	0,59
$^{60}\text{Co}$	1172 1332	1,65 1,65 [21]	0,738

Ces résultats sont en tout point comparables à ceux obtenus avec les meilleurs détecteurs Ge(Li) de volume équivalent. Les valeurs du facteur de Fano mesurées dans le germanium ultra-pur jusqu'à présent sont comprises entre 0,09 [21] et 0,11 [27].

La fabrication de cristaux de meilleure pureté et de plus grand diamètre a permis de réaliser des détecteurs de volume sensible plus important. Par exemple, un compteur coaxial de  $5,6 \text{ cm}^3$  a donné une largeur à mi-hauteur

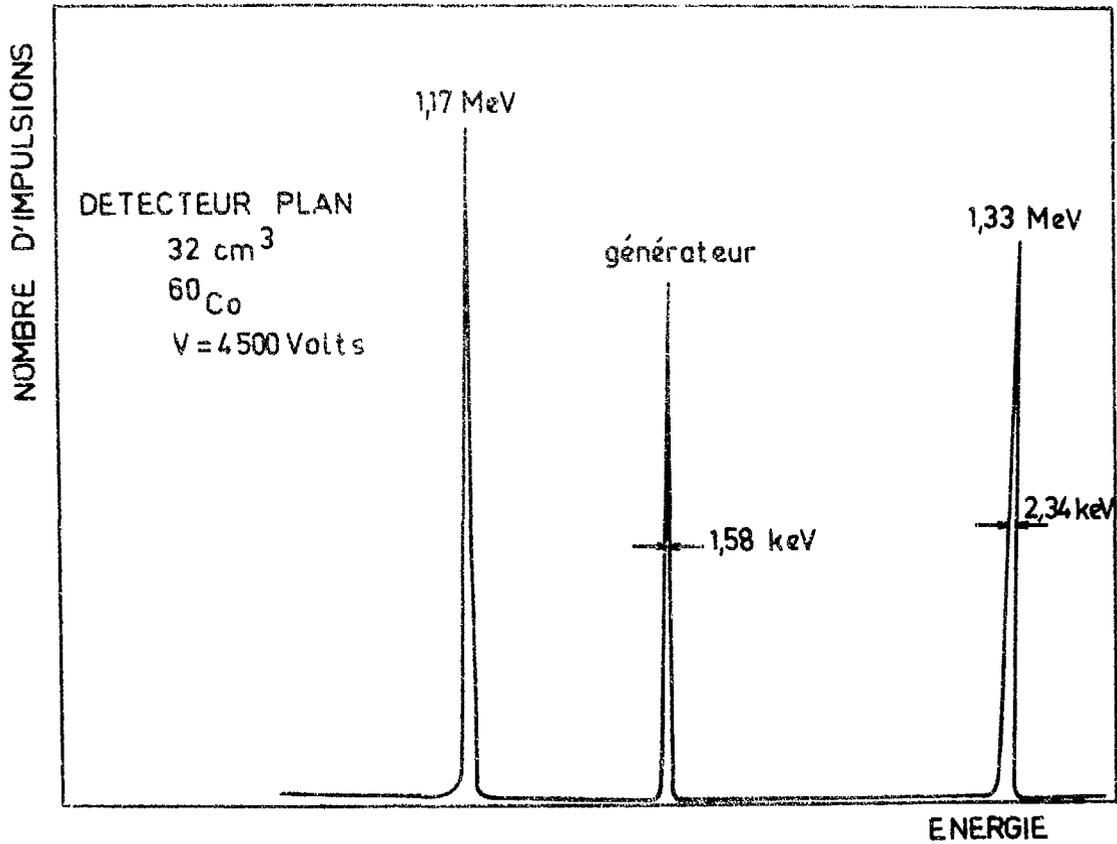


Fig. 8

égale à 1,95 keV pour les  $\gamma$  de 1,33 MeV de  $^{60}\text{Co}$  [1]. Les performances de quelques spectromètres de grand volume sont reportées dans le tableau V pour les raies de 1,17 ou 1,33 MeV de  $^{60}\text{Co}$ .

TABLEAU V

Volume (cm <sup>3</sup> )	Polarisation (V)	Largeur de raie (keV)	Contribution due au bruit (keV)
9 [30]	1200	2,6	2,1
12 [24]	3000	1,8	
14 [31]	1500	3,0	2,3
25 [24]	2400	2,7	
32 [32] fig. 8	4500	2,34	1,58

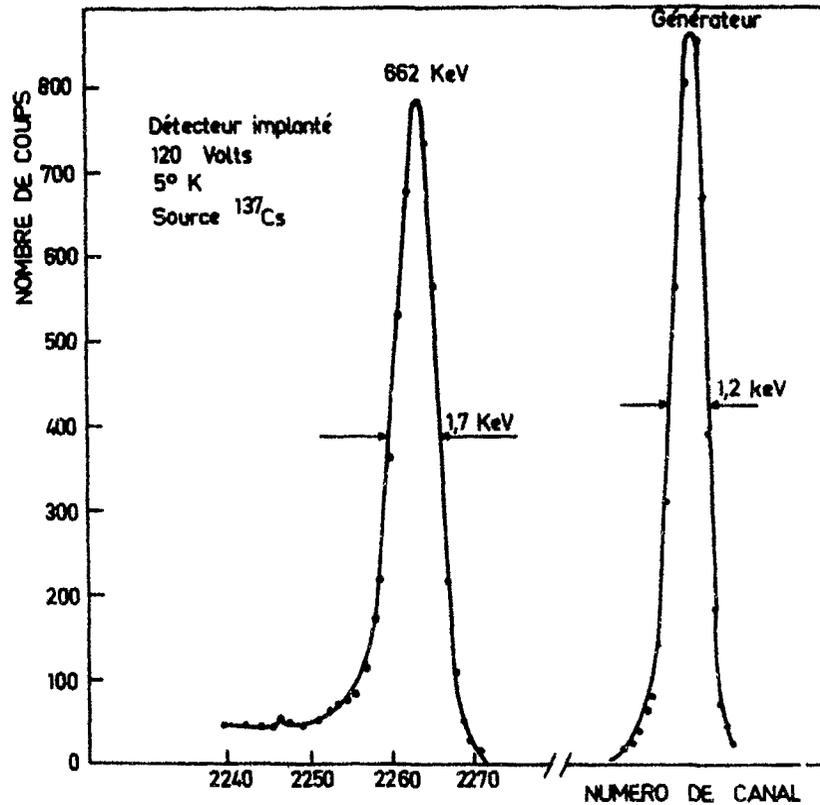


Fig. 9

Il faut noter qu'il n'apparaît pas, en général, de phénomènes de piégeage dans ces détecteurs, ce qui conduit à des raies très symétriques et à une excellente collection des charges. Dans les cristaux le plus purs de HANSEN ( $\sim 5 \cdot 10^9$ ) il n'a pas été observé de piégeage jusqu'à des énergies de 5 MeV [33]. La seule cause de piégeage observée jusqu'ici dans ces détecteurs, mise à part celle résultant d'une diffusion de cuivre lors de la manipulation des échantillons, provient de la présence dans le matériau d'oxygène et de silicium. La nature de ces pièges et leur énergie restent encore à déterminer ; ils ne posent cependant pas de problème très important, car ils peuvent être évités assez aisément, comme nous l'avons mentionné plus haut.

### C. Fonctionnement en dessous de 77°K

Le fonctionnement des compteurs Ge(Li) est limité à environ 20°K, à cause d'un important piégeage des porteurs par des niveaux peu profonds dus au dopant primaire et au lithium [34,35]. Quelques études ont déjà été effectuées jusqu'à 5°K avec des détecteurs réalisés sur du germanium de grande pureté [36, 37, 38]. Avec des tensions de polarisation suffisantes les performances, en spectrométrie  $\gamma$ , de ces compteurs sont à basse température les mêmes qu'à 77°K. Par exemple, une largeur à mi-hauteur égale à 1,7 keV pour la raie de 662 keV de  $^{137}\text{Cs}$  a été mesurée par STUCK [37, 38] à 5°K (fig 9). Pour des tensions de polarisation faibles, la résolution se dégrade rapidement en dessous de 10°K, du fait de l'apparition dans les impulsions d'une composante lente. Ce comportement est vraisemblablement dû à l'effet sur le signal de la résistance et de la capacité de la zone non désertée [38],

dont la résistivité à 5°K est très importante ( $10^7 \Omega \cdot \text{cm}$  environ), plutôt qu'à un phénomène de piégeage [36].

La possibilité d'utiliser ces détecteurs dans d'excellentes conditions jusqu'à la température de l'hélium liquide est une preuve de qualité pouvant trouver des applications intéressantes dans certaines expériences de physique.

### CONCLUSION

La purification du germanium a connu un essor très important depuis quelques années. Des cristaux dans lesquels la densité d'impuretés est inférieure à  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  et même  $5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$  sont couramment obtenus dans quelques laboratoires. Les recherches actuelles s'orientent vers une fabrication de cristaux de plus grand diamètre (5 cm) et une répartition plus uniforme des impuretés. Ce matériau a permis de réaliser des détecteurs au germanium ne nécessitant pas de compensation par le lithium. Il en est résulté un certain nombre d'avantages sur les compteurs Ge(Li) : réduction du temps de fabrication, possibilité de conservation à température ambiante, diminution de l'importance des phénomènes de piégeage et fonctionnement jusqu'à 5°K. Les performances en spectrométrie des compteurs au germanium ultra-pur sont équivalentes à celles des meilleurs détecteurs Ge(Li) de dimensions identiques. Les volumes sensibles sont encore assez faibles (32 cm<sup>3</sup> au maximum), cependant à volume égal les compteurs au germanium ultra-pur sont plus intéressants : leurs performances sont au moins aussi bonnes, mais leur utilisation est beaucoup plus aisée. Une augmentation du volume sensible des détecteurs au germanium ultra-pur devrait permettre de plus en plus leur utilisation dans les

expériences de physique nucléaire dans le plan de la sécurité (ICED) ou dans des domaines tels que l'éducation. Par exemple, le remplacement des compteurs à scintillation [37].

REFERENCES

- [1] J. LLACER Nucl. Instr. Meth. , 104 (1972) 249
- [2] P.N. HALL and T.J. SOLTYS IEEE Trans. Nucl. Sci. , NS 18 , n° 1, (1971) 160 Voir aussi Reports NYO - 3870 3 (1970) , 4 (1971) , 5 (1972)
- [3] L.H. DE LAET, W.K. SCHOENMAEKERS, H.J. GUISLAIN et M. MEEUS, Nucl. Instr. Meth. , 101 (1972) 11
- [4] W.L. HANSEN Nucl. Instr. Meth. , 94 (1971) 377
- [5] W.L. HANSEN and E.E. HALLER, IEEE Trans. Nucl. Sci. , NS 19 n° 1 (1972) 260
- [6] R.N. HALL IEEE Trans. Nucl. Sci. , NS 19 n° 3 (1971) 266
- [7] W.L. DUNLAP Jr. Phys. Rev. , 94 (1954) 1531
- [8] H.H. WOODBURY and W.W. TYLER Phys. Rev. , 105 (1957) 84
- [9] F.C. FRANCK and D. TURNBULL Phys. Rev. , 104 (1956) 617
- [10] R.N. HALL and I.H. RACETTE Jour. of Appl. Physics , 35 (1964) 379
- [11] T.J. VAN DER PAUW Philips Research Reports, 13 (1958) 1
- [12] J. LLACER Report BNL , 15643 (1970)
- [13] R.N. HALL, R.D. BAERTSCH, T.J. SOLTYS and L.J. PETRUCCO Report NYO 3870-2 (1971)
- [14] J.L. BLANKENSHIP Jr. , Thèse ORNL-PM 3998
- [15] R. STUCK Résultat non publié
- [16] F.J. MORIN and J.P. MAITA Phys. Rev. , 94 (1954) 1525
- [17] J. BARDEEN and W. SHOCKLEY Phys. Rev. 80 (1950) 72
- [18] R.D. BAERTSCH IEEE Trans. Nucl. Sci. , NS 18 n° 1 (1971) 166
- [19] W.E. DRUMMOND IEEE Trans. Nucl. Sci. , NS 18 n° 2 (1971) 91
- [20] G. OTTAVIANI, V. MARELLO, J.W. MAYER, M.A. NICOLET and J.M. CAYWOOD Appl. Phys. Lett. , 20 n° 8 (1972) 323

- [21] R.D. BAERTSCH and F.N. HALO IEEE Trans. Nucl. Sci. , NS 17  
n° 3 (1970) 235
- [22] H. HERZER, S. KALBITZER, J.J. PONPON, R. STUCK, P. SIFFERT  
Nucl. Instr. Meth. , 101 (1972) 51
- [23] A.J. TAVENDALE Nucl. Instr. Meth. , 94 (1970) 314
- [24] R.H. PEHL, R.C. CORDI and F.S. GOULDING IEEE Trans. Nucl.  
Sci. , NS 19 n° 1 (1972) 265
- [25] E. SAKAI, T.A. Mc MATH and I.L. FOWLER IEEE Trans. Nucl. Sci. ,  
NS 18 n° 1 (1971) 228
- [26] J.P. PONPON, R. STUCK, P. SIFFERT, H. HERZER, S. KALBITZER  
IEEE Trans. Nucl. Sci. , NS 19 n° 3 (1972) , 281
- [27] J.P. PONPON, J.J. GROB, R. STUCK, P. BURGER and P. SIFFERT  
Second international Symposium on Ion Implantation, Garmisch-  
Partenkirchen (1971)
- [28] J. LLACER and H.W. KRANER, Nucl. Instr. Meth. , 98 (1972) 467
- [29] F.S. GOULDING and R.H. PEHL IEEE Trans. Nucl. Sci. , NS 19  
n° 1 (1972) 91
- [30] Résultat obtenu au laboratoire
- [31] R.D. BAERTSCH IEEE Trans. Nucl. Sci. , NS 19 n° 3 (1972) 275
- [32] J. LLACER Nucl. Instr. Meth. , 104 (1972) 249
- [33] E.E. HALLER , communication privée
- [34] E. SAKAI and H.L. MALM Appl. Phys. Lett. , 10 (1967) 268
- [35] E. SAKAI, H.L. MALM and I.L. FOWLER, Semiconductor Nuclear  
Detectors and Circuits (Proc. of the Gatlinburg conference May 1967)  
eds W.L. BROWN, W.A. HIGINBOTHAM, G.L. MILLER and R.L. CHASE  
National Academy of Science, Publ 1593 (1969) p 101

- [36] E.M. LAWSON and A.J. TAVENDALE Report AABC/TM 384
- [37] R. STUCK, J.P. PONPON, P. SIFFERT and C. RICAUD  
Appl. Phys. Lett. 19 (1971) 461
- [38] R. STUCK, J.P. PONPON, P. SIFFERT, C. RICAUD IEEE Trans.  
Nucl. Sci., NS 19 n° 1 (1972) 270
- [39] J.M. MARLER, V.L. GELEZUNAS, G.C. HUTH, J.N. BARKER,  
M. YODIN, T. REICH IEEE Nuclear Science Symposium MAMI  
(1972)

- [36] E.M. LAWSON and A.J. FAVINDALE Report AEC/TM 584
- [37] R. STUCK, J.P. PONPON, P. SIFFERT and C. RICAUD  
Appl. Phys. Lett. 19 (1971) 41
- [38] R. STUCK, J.P. PONPON, P. SIFFERT, C. RICAUD IEEE Trans.  
Nucl. Sci., NS 19 n° 1 (1972) 270
- [39] J.M. MARLER, V.L. GELFAND, G.C. HUTH, J.N. BARKER,  
M. YODIN, T. REICH IEEE Nuclear Science Symposium MIAMI  
(1972)

