

FR 8902249



CRN/PN 89-1

Caractéristiques techniques des détecteurs Ge de gros volume
et de la chaîne électronique associée

G. DUCHENE

**CENTRE DE RECHERCHES NUCLEAIRES
STRASBOURG**

IN2P3
CNRS

UNIVERSITE
LOUIS PASTEUR

379

Caractéristiques techniques des détecteurs Ge de gros volume et de la chaîne électronique associée.

Introduction

Pour faire face à la concurrence des autres systèmes multicompteurs ayant un nombre de détecteurs Ge (jusqu'à 24!) plus élevé que celui associé au Château de Cristal (12) nous avons cherché une solution à travers l'augmentation de l'efficacité de détection. Cet "upgrading" permet à la fois d'améliorer la qualité des spectres (rapports P/T) et d'augmenter la statistique en coïncidence double (γ - γ) d'un facteur 10 environ.

Nous avons donc demandé, aux trois principaux fabricants de détecteurs Ge, CANBERRA, EGG Instrument et ENERTEC Intertechnique, de nous présenter leur meilleur devis tant du point de vue technique que financier. Nous avons également abordé le problème de la maintenance des détecteurs. La proposition d'ENERTEC Intertechnique fut retenue pour le bon rapport qualité/prix et la fourniture rapide des détecteurs (13 d'ici la fin de l'année 1988). Signalons qu'aucune de ces compagnies n'avait auparavant réalisé de séries de détecteurs de type N d'efficacité supérieure à 50 % !

1) Caractéristiques techniques des détecteurs Ge de gros volume :

Les termes du devis sont les suivants :

détecteur de type N, portable d'une autonomie de 48 heures

$\epsilon \geq 70 \%$

$E_{1/2} \leq 2,2$ keV pour le γ de 1332 keV du ^{60}Co

$T_{1/2} \leq 10$ ns

ϵ est l'efficacité de détection photoélectrique du Ge rapportée à celle d'un NaI 3"x3", les deux sondes étant placées à 25cm d'une source de ^{60}Co . $E_{1/2}$ et $T_{1/2}$ sont les résolutions à mi-hauteur (FWHM) en énergie et en temps du détecteur Ge.

Nous avons réalisé, à réception des quatre premiers compteurs, une série de tests portant tant sur l'efficacité absolue des nouveaux cristaux que sur leurs résolutions en énergie et en temps. Les résultats vous sont présentés ci-dessous.

a) Efficacité de détection ϵ et rapport P/T :

L'efficacité de détection photoélectrique ϵ_{80} a été mesurée sur les quatre Ge de gros volume (G.V.) réceptionnés actuellement. Elle est environ 4 fois supérieure (75 à 83 %) à celle des détecteurs Ge utilisés actuellement au Château de Cristal ($\epsilon_{20} = 20 \%$). Ces mesures sont réalisées avec une source de ^{60}Co et sans collimation des détecteurs.

L'utilisation de collimateurs en plomb modifie la réponse des détecteurs ; la valeur du rapport des efficacités pour les raies γ du ^{60}Co , $\epsilon_{80}/\epsilon_{20}$, est alors comprise entre 3 et 3,5 et le rapport signal sur bruit est nettement amélioré. Nous donnons dans le tableau I une estimation de la variation de ce rapport avec l'énergie des γ détectés (1). Comme attendu pour des détecteurs de gros volume, le rapport des efficacités de détection croît avec l'énergie des rayons gammas. De la valeur R^2 on déduit que l'accroissement de coïncidences doubles environne bien le facteur 10 recherché sur la plage d'énergie correspondant aux

E_{γ} (keV)	250	450	800	1330	3250
$R = \epsilon_{80} / \epsilon_{20}$	1,6	2,1	2,8	3,4	4,1
R^2	2,6	4,4	7,8	11,6	16,8

Tableau I : Variation, en fonction de l'énergie γ , de l'efficacité de détection d'un Ge 80 % ramenée à celle d'un Ge 20 %.

rayonnements γ produits par la désexcitation d'une bande superdéformée discrète des noyaux de la région de masse des terres rares. Ceci amènera Le Château de Cristal au niveau des meilleurs multicompteurs $4\pi\gamma$ du monde.

Le rapport P/T du nombre d'événements photopic sur le nombre total de coups détectés dans le Ge donne une information sur la qualité des spectres obtenus avec le détecteur. Ce rapport s'élève à 0,26 en ^{60}Co , que l'irradiation soit latérale ou frontale, contre 0,15 pour les Ge actuels. Ces valeurs augmentent à peu près dans le même rapport quand l'énergie des gammas diminue. L'utilisation de tels détecteurs dans des montages anti-Compton permet d'atteindre des valeurs de P/T supérieures à 0,5 comparées à 0,42 en moyenne actuellement, améliorant d'autant le rapport signal sur bruit. Ceci est particulièrement important pour les études de phénomènes rares telles que la superdéformation.

b) Résolutions en temps T et en énergie E :

Pour tester les caractéristiques en énergie données par ENERTEC Intertechnique, nous nous sommes placés dans les mêmes conditions de mesure que celles utilisées par cette firme. Le taux de comptage r est limité à 1000 cp/s pour une constante d'intégration de 6 μs . Les résultats pour tous les détecteurs gros volume (GV) sont reportés dans le tableau II où les indices 1/2 et 1/10 correspondent respectivement aux largeurs à mi-hauteur et au dixième de hauteur. Les spécifications du contrat concernant la résolution en énergie ne sont pas toujours respectées puisque les valeurs $E_{1/2}$ ne sont pas toutes inférieures à 2,2 keV.

	GV1	GV2	GV3	GV4	Ge 20 %
$E_{1/2}$ (keV)	2,15	2,30	2,55	2,40	2,1
$E_{1/10}$ (keV)	4,27	4,41	5,00	4,70	
$T_{1/2}$ (ns)	5,5	7,1	9,7	7,9	6,7
$T_{1/10}$ (ns)	17,5	21,1	27,6	23,9	

Tableau II: Résolution en énergie et en temps des Ge GV.

La variation de la résolution en énergie $E_{1/2}$ en fonction de l'énergie E_{γ} des photons détectés a été mesurée à l'aide de GV2 et est résumée dans le tableau III. Il apparaît que la résolution d'un Ge 80 % est équivalente à celle d'un Ge 20 % de qualité moyenne (900 eV environ) à 80keV mais qu'elle se détériore à plus grande énergie. Nous en concluons que le bruit propre au Ge 80 % est faible et raisonnable malgré ses *grandes dimensions mais que son coefficient de Fano est plus important que pour un cristal de plus petit volume.* Ceci explique la détérioration plus rapide de la résolution en énergie des diodes de gros volume quand l'énergie E_{γ} augmente (Annexe).

E_{γ} (keV)	81	384	661	1332
$E_{1/2}$ (keV)	1,06	1,37	1,72	2,30

Tableau III : Variation de $E_{1/2}$ en fonction de E_{γ}

Des spectres de ^{60}Co d'une part et de ^{133}Ba d'autre part sont présentés dans la figure 1. On notera le faible fond Compton d'une part et l'existence de la raie de 4,3 keV d'autre part démontrant la capacité de ces détecteurs à travailler à très basse énergie.

Les valeurs de réponse en temps sont obtenues de la façon suivante: un cristal BaF_2 est utilisé pour déclencher le TAC alors que la voie rapide du détecteur Ge fournit le stop. Le signal de sortie du

préamplificateur du détecteur Ge traverse un amplificateur rapide SAIP (intégration = 5ns, différenciation = 200 ns) avant d'être envoyé dans un discriminateur à fraction constante (DFC) Ortec de type Quad 934 (Retard = 54 ns) alors que le signal d'anode du photomultiplicateur du BaF_2 (-300 mV) parvient directement au DFC (Retard = 2ns). Les résolutions en temps, $T_{1/2}$ et $T_{1/10}$, sont également présentées dans le tableau II. Elles sont particulièrement bonnes (hormis GV3 qui a également une mauvaise résolution en énergie) pour des détecteurs de si gros volume puisque la résolution en temps d'un Ge 20 % est à peu près la même que celle d'un Ge 80 % de résolution en énergie semblable ($T_{1/2}=6,7ns$ pour $E_{1/2}=2,1keV$).

Au dixième de hauteur la résolution est moins bonne que celle d'un détecteur de 20 % d'efficacité, du fait de la moins bonne collection des charges provenant des gammas de faible énergie. Ceci entraîne l'apparition d'une traînée non négligeable du côté Ge du spectre TAC. Une analyse plus détaillée est réalisée dans la 3ème partie de ce fascicule.

L'analyse du tableau II laisse apparaître un comportement systématique des détecteurs de gros volume :

- les rapports $E_{1/10}/E_{1/2}$ sont à peu près constants et valent environ 2 (contre 1,8 pour des Ge 20 %).
- les rapports $T_{1/10}/T_{1/2}$ oscillent autour de 3.
- il existe une relation approximativement linéaire entre $E_{1/2}$ et $T_{1/2}$ (fig.2).

Nous en tirons les relations suivantes :

$$\begin{aligned} E_{1/10} &\approx 2 E_{1/2} \\ T_{1/10} &\approx 3 T_{1/2} \\ T_{1/2} &\approx 10,5.E_{1/2} - 17.07 \end{aligned}$$

qui nous permettrons, à partir de la simple mesure de la résolution en énergie à mi-hauteur, de déduire à peu près toutes les caractéristiques du cristal.

c) Préamplificateur :

Habituellement les sondes Ge sont dotées d'un préamplificateur résistif comportant, entre autre, une capacité C de collection des charges

produites par la détection d'un rayonnement γ et d'une résistance R de décharge de la capacité, placée en parallèle sur C. Ceci détermine de façon définitive un temps de décroissance RC du signal linéaire (de quelques dizaines de microsecondes) limitant de fait le taux de comptage maximum accessible au détecteur (60.000 cp/s pour les détecteurs Ge 20 % du Château de cristal).

Puisque les nouveaux détecteurs Ge sont de plus grande efficacité de détection γ , ils sont supposés travailler à plus fort taux de comptage que les compteurs précédents et ont de fait été dotés d'un préamplificateur pulsé par transistor (PSC 841-N) (2) qui peut supporter des taux de comptage dépassant 500.000 cp/s.

Pour de tels préamplificateurs la résistance de décharge R est remplacée par un circuit à transistor, lequel est bloqué jusqu'à ce que la tension V_c aux bornes de C atteigne + 2 V. Le dépassement de cette valeur débloque le transistor, au travers duquel se décharge la capacité. Lorsque la tension V_c atteint - 2 V, le transistor est à nouveau bloqué pour un cycle de charge de C. Le temps de remise à "zéro" T_z est d'environ 3 μ s et dépend légèrement du taux de comptage (tableau IV).

T (Кср/s)	5	15	25	40	80	140	200
T_R (μ s)	8000	3500	2000	1000	500	250	150
T_z (μ s)	2,5	2,7	3,0	3,1	3,3	3,5	4,2
T_z/T_R (%)	0,03	0,08	0,15	0,3	0,66	1,4	2,8

Tableau IV : Temps mort dû à la remise à zéro de C.

T_R est le temps de montée de la rampe (temps de mesure).

T_z est le temps de remise à zéro de la tension V_c .

La collection des charges libérées par la détection d'un rayonnement γ d'énergie E_γ , produit une augmentation de la tension V_c proportionnelle à E_γ de l'ordre de la dizaine de mV. Pour une source γ placée à une distance donnée du détecteur, le taux τ de détection des gammas est constant et induit une augmentation régulière de V_c dans le

temps. Cette rampe est visible sur l'oscilloscope en branchant la sortie énergie du préamplificateur.

Plus le taux de comptage est grand, plus la pente de la rampe est élevée et le temps de remise à zéro important par rapport au temps de mesure T_R (voir tableau IV). Nous pouvons constater que même à des taux de comptage élevés la remise à zéro n'entraîne que très peu de temps mort.

Cependant la chute brutale de la tension aux bornes de la capacité entraîne un signal négatif important (undershoot) capable de perturber le système de restauration de la ligne de base de l'amplificateur. Un signal positif d'inhibition est donc produit par le préamplificateur pour bloquer l'amplificateur pendant la remise à "zéro". Sa durée est ajustée sur celle du signal d'undershoot. Nous présentons dans le tableau V le temps mort qu'introduit le signal d'inhibition à différents taux de comptage.

Dans la mesure où la constante de temps C_A de l'amplificateur est appropriée au taux de comptage (voir 2) c)) le temps mort introduit par le signal d'inhibition est toujours inférieur à 6 %. Dans les conditions de mesure au Château de cristal ($\tau \approx 30$ Kcp/s et $C_A = 1 \mu s$), il ne dépasse pas le pourcent.

C_A (μs)		6	4	2	1	0,5	0,25
T_I (μs)		55	40	20	12	8	8
T_I/T_R (%)	$\tau = 5 \text{ Kcp/s}$ $T_R = 8000 \mu s$	0,7	0,5	0,25	0,15	0,1	0,1
	$\tau = 25 \text{ Kcp/s}$ $T_R = 2000 \mu s$	2,75	2,0	1,0	0,6	0,4	0,4
	$\tau = 140 \text{ Kcp/s}$ $T_R = 150 \mu s$	22	16	8,0	4,8	3,2	3,2

Tableau V : Temps mort dû au signal d'inhibition

2) Chaîne de mesure :

a) Description succincte de l'amplificateur ENERTEC 7200

Le fonctionnement particulier du préamplificateur pulsé impose l'utilisation d'un amplificateur adapté, capable d'analyser des signaux en forme de rampe d'une part, possédant une entrée d'inhibition d'autre part. L'amplificateur 7200 d'ENERTEC Intertechnique (3) remplit entre autre ces conditions.

Ce module est capable de traiter aussi bien les signaux d'un préamplificateur résistif classique nécessitant un réglage de pôle zéro que ceux d'un préamplificateur pulsé. Dans ce dernier cas le pôle zéro n'ayant plus de raison d'être, le potentiomètre est bloqué en tournant à fond dans le sens inverse des aiguilles d'une montre. Le signal unipolaire est disponible sur la voie UNI.

Le 7200 offre également la possibilité de rejeter les événements empilés grâce à un circuit approprié ne se déclenchant que pour des γ d'énergie supérieure à un certain seuil. En l'absence de source, le seuil est réglé juste au-dessus du bruit soit à environ 25 keV. Il existe deux types d'empilés :

- les vrais empilés ; les 2 rayonnements γ proviennent de la désexcitation du même noyau et sont détectés simultanément dans le détecteur.

- les empilés électroniques ; les 2 rayonnements γ proviennent de noyaux différents et sont décalés dans le temps. La détection du deuxième gamma intervient durant le temps d'occupation de l'amplificateur (environ 5.C_A) analysant le premier γ détecté.

Le circuit de réjection d'empilés permet donc de rejeter les événements de type "empilés électroniques" si les 2 rayons γ sont décalés de plus de 1,5 μ s environ. Ceci a pour effet d'améliorer la qualité des spectres comme le montre la figure 3. Malgré les grandes dimensions de ces nouveaux cristaux, le pic somme en ^{60}Co à $r = 30$ Kcp/s (distance cristal-source d'environ 20 cm) et sans collimation ne vaut que 0.6 % de l'aire totale des photopics ce qui reste raisonnable.

Le signal unipolaire conditionné par le circuit de réjection d'empilés est disponible sur la voie REJ.

L'obtention d'une bonne résolution en énergie nécessite l'emploi de constantes de mise en forme longues alors que la transmission t de l'amplificateur ($t = \text{nombre de coups analysés} / \text{nombre de coups à l'entrée du module 7200}$) augmente quand C_A diminue. Un compromis est généralement trouvé pour $C_A = 2\mu\text{s}$. Le tiroir 7200 donne cependant accès à des constantes de temps inférieures à cette valeur (de 1 à $0.25\mu\text{s}$), pour des résolutions en énergie acceptables, s'il est associé au module 7201 développé par ENERTEC Intertechnique (4).

b) Description succincte de l'intégrateur à porte (IP) 7201

Ce module ne fonctionne qu'associé au module 7200 pour des constantes inférieures ou égales à $1\mu\text{s}$. Il est déclenché par la sortie ICR de l'amplificateur qui délivre un signal logique pour toute impulsion dépassant le seuil de réjection d'empilé. La sortie unipolaire du 7200 est reliée à l'entrée du 7201, les constantes de mise en forme étant identiques sur les deux modules. Le signal d'inhibition venant du préamplificateur n'est plus relié au tiroir 7200 mais l'est directement au module 7201.

Les détecteurs Ge sont de type coaxial. Le cristal cylindrique est donc percé et présente sur son axe de symétrie un puit de 10 mm de diamètre et d'une profondeur égale à la longueur du cristal moins 10 mm. Le champ électrique dans le détecteur, uniforme le long du puit, varie fortement au voisinage de la face avant, entraînant des temps de collection différents, selon l'endroit où le rayon γ a été détecté. Ainsi ces temps de collection d'une valeur moyenne de 200 ns peuvent dépasser la microseconde ce qui entraîne, pour des constantes de temps courtes, une mauvaise intégration des charges. Le signal de sortie du module 7200 qui devrait être de forme quasi-gaussienne est déformé, plus large et d'amplitude plus faible que le signal bien intégré alors que les aires de ces deux signaux sont équivalentes. Ceci induit un élargissement des raies par déplacement du photopic vers les faibles énergies (fig.4).

Le module 7201 mesure l'aire du signal unipolaire de l'amplificateur restituant ainsi l'information recherchée (fig.5). Ce temps d'analyse ajouté à celui de l'amplificateur induit une légère augmentation du bruit entraînant une détérioration de la résolution en

énergie d'environ 10 %, comparaison faite des valeurs obtenues pour des constantes de mise en forme de $4 \mu\text{s}$ d'une part et de $1 \mu\text{s}$ avec IP d'autre part. Le module 7201 permet donc en gardant une résolution en énergie raisonnable d'accéder à de forts taux de comptage associés à des valeurs élevées de transmission de la chaîne électronique.

c) Transmission de la chaîne électronique :

La transmission t de la chaîne électronique dépend de plusieurs paramètres :

- de la constante de temps utilisée C_A
- du taux de comptage à l'entrée de la chaîne τ_{IN}
- de l'éventuelle utilisation du circuit de réjection d'empilés
- de l'utilisation de l'I.P.

Elle est caractérisée par le rapport du nombre de coups analysés par seconde τ_{OUT} sur τ_{IN} , le nombre de coups mesurés à la sortie du préamplificateur. Nous avons réalisé une étude extensive de la transmission de la chaîne électronique en fonction de l'ensemble de ces paramètres.

En n'utilisant dans la chaîne que l'amplificateur 7200 sans réjection d'empilés, la transmission décroît lentement (figure 6) quand τ_{IN} augmente si bien que le nombre d'événements analysés τ_{OUT} ne cesse d'augmenter avec τ_{IN} quelle que soit la constante de temps utilisée (figure 7). Cependant plus le taux de comptage τ_{IN} est élevé plus le taux d'empilés est grand. Ces empilés contribuent à augmenter le bruit de fond dans les spectres, tout particulièrement au-dessus des énergies des photopics et à créer des pics "fantômes" dus à la somme des énergies de deux gammas détectés par effet photoélectrique. Prenons par exemple le taux de comptage maximum généralement admis pour des mesures de spectroscopie nucléaire réalisées avec $C_A=2\mu\text{s}$. Il est de 50000cp/s . La transmission t du module 7200 vaut alors 70 % ($\tau_{OUT}=34800\text{cp/s}$) et le nombre d'empilés atteint les 8300 cp/s soit 24 % de τ_{OUT} . Ce nombre vaut encore 16 % de la valeur de τ_{OUT} à 30.000 cp/s , le taux de comptage attendu au Château de Cristal. Ce phénomène est d'autant plus marqué que les constantes de temps sont longues.

Il apparaît donc nécessaire d'utiliser le circuit de réjection d'empilés. Ainsi le fort accroissement du taux d'empilés avec τ_{IN} entraîne une diminution de plus en plus marquée de la transmission de l'amplificateur quand τ_{IN} augmente au profit de la qualité des spectres. Cette diminution compense à terme l'augmentation de τ_{OUT} qui passera donc par un maximum (fig.7). Celui-ci peut être estimé à l'aide de l'expression suivante :

$$(5.C_A) \times \tau_{IN} \leq 1/2$$

où $5.C_A$ est approximativement le temps d'occupation de l'amplificateur lors de l'analyse d'un événement avec pour constante de temps C_A . Ce temps correspond aussi à la largeur à la base du signal gaussien de la sortie unipolaire du module 7200. Le tableau VI montre bien que quelque soit C_A , la transmission oscille autour de 38 % au point maximum de τ_{OUT} ce que confirme la figure 6.

C_A (μs)	6	4	2	1	0,5	0,25
τ_{IN}^{CALC} (Kcp/s)	16,7	25	50	100	200	400
τ_{IN}^{MES} (Kcp/s)	18,5	26	55	100	/	/
τ_{OUT} (Kcp/s)	6,8	10	20.5	38	/	/

Tableau VI : Valeurs de τ_{IN} calculées et mesurées pour la valeur maximum de τ_{OUT} .

L'utilisation de l'intégrateur à porte ne devrait rien modifier à la transmission de la chaîne puisque ce module ne fait qu'intégrer les aires des signaux délivrés par la sortie unipolaire de l'amplificateur. De plus l'I.P. possède le même circuit de réjection d'empilés que le module 7200 et est déclenché par la voie ICR pour tout signal dépassant le seuil de détection des empilés de l'amplificateur. Or la figure 8 semble montrer que la transmission s'améliore avec l'utilisation de l'I.P. Ceci provient donc d'une moins bonne réjection des empilés le seuil de l'I.P., fixé une fois pour toute par le constructeur, étant placé nettement au-dessus du bruit. L'effet ne dépasse cependant pas 5 % de τ_{OUT} pour les taux de

comptage attendus au château de cristal.

En conclusion, comme attendu la transmission ne cesse de s'améliorer à τ_{IN} fixe, quand la constante de temps diminue (fig.8). Le chaînage des modules 7200 et 7201 permet de réduire fortement la valeur de C_A sans perte trop importante de résolution en énergie.

3) Optimisation de la chaîne de mesure :

Après avoir caractérisé le détecteur GVI en résolution $E_{1/2}$ avec une constante de temps longue ($C_A=6\mu s$) et un faible taux de comptage ($\tau_{IN}=1000$ cp/s), nous avons ensuite recherché à optimiser la chaîne de mesure tant sur le plan de la transmission, de la résolution en énergie que de la réponse en temps.

a) Résolution en énergie :

Rappelons que la résolution en énergie $E_{1/2}$ de GVI vaut 2,15 keV (Tableau II) pour $C_A = 6\mu s$ et $\tau_{IN} = 1$ Kcp/s. Cette valeur se dégrade rapidement quand la constante de temps C_A diminue comme l'indique la figure 9. La variation de $E_{1/2}$ en fonction du taux de comptage pour une valeur de C_A fixée est d'autant plus faible que C_A est faible. Un compromis reste donc à trouver.

Les résultats commentés ci-dessous ont été obtenus en éclairant le détecteur latéralement par une source de ^{60}Co placée environ au niveau du milieu du cristal de Ge.

En présence du seul module 7200, travaillant en mode "réjection d'empilés", $E_{1/2}$ passe de 2,2 keV environ, quel que soit τ_{IN} , à 5,5 keV quand la constante de temps diminue de 6 à 1 μs (fig.9). Malheureusement même pour $C_A=2\mu s$, la résolution à mi-hauteur est encore trop mauvaise (~2,7 keV) pour réaliser des mesures de spectroscopie nucléaire. Ceci impose l'utilisation d'une constante de temps de 4 μs qui offre toutefois, aux taux de comptage attendus avec les Ge de gros volume (~30 Kcp/s), un rendement maximum (τ_{OUT}^{max}).

L'adjonction de l'I.P. permet de ramener la résolution $E_{1/2}$ de 5,5keV à environ 2,55 keV à $C_A=1\mu s$. Dans ce cas, la résolution en énergie $E_{1/2}$ est plus élevée de 10 % à celle mesurée avec une constante de temps

de 4 μ s ($\sim 2,35$ keV). Pour des constantes de mise en forme plus courtes, la résolution se dégrade à nouveau.

Quelle que soit la valeur de C_A , la position du photopic varie d'au plus 0,50 keV (3 canaux sur 8000) pour des taux de comptage variant de 5 à 80 Kcp/s. Pour des constantes de temps courtes, le taux d'empilés augmente avec τ_{IN} induisant un déplacement important du photopic vers les hautes énergies ($> 0,8$ keV à $\tau_{IN}=30$ Kcp/s). Ceci montre l'importance du circuit de réjection d'empilés qui réduit fortement cet effet ($\sim 0,25$ keV à $\tau_{IN}=30$ Kcp/s). L'intégrateur à porte éliminant le phénomène d'élargissement des pics à fort taux de comptage donne à la chaîne de mesure une stabilité remarquable ($E_Y^{+0,16}_{-0,08}$ keV pour $5 < \tau_{IN} < 150$ Kcp/s).

Nous déduisons de cette analyse deux modes de travail à choisir en fonction du type d'expériences à réaliser :

- une expérience à taux de comptage élevé ne nécessitant pas une résolution en énergie excellente mais demandant une bonne statistique (transmission de la chaîne maximale) pourra être réalisée avec l'IP et $C_A=1\mu$ s. La recherche d'une nouvelle bande superdéformée, par exemple, est réalisée en cible mince. L'élargissement Doppler des pics γ est tel, 4 à 5 keV environ, qu'il réduit l'importance de la résolution en énergie des détecteurs.

- une expérience au taux de comptage inférieur à 25000 cp/s nécessitant une résolution en énergie aussi bonne que possible pourra être réalisée à l'aide du seul amplificateur 7200 avec une valeur de C_A de 4 μ s.

Il transparaît de cette étude qu'une correction balistique pour $C_A=2\mu$ s serait aussi nécessaire pour des Ge de gros volume.

Notons encore la stabilité de l'amplificateur. Pour une valeur de τ_{IN} donnée, la position du pic reste inchangée sur plusieurs jours.

b) Résolution en temps :

Nous nous proposons de mesurer les résolutions en temps $T_{1/2}$ et $T_{1/10}$ d'un Ge de gros volume, GV2, en fonction de deux paramètres, l'énergie du rayon γ détecté et le retard R_{DFC} à introduire dans le DFC associé au détecteur Ge. Le montage utilisé est le même que celui présenté

au chapitre 1), à la différence près que le spectre énergie du Ge est aussi enregistré. Il est découpé en 6 fenêtres définies comme suit :

F_1	: 1160 - 1340 keV
F_2	: 800 - 1000 keV
F_3	: 300 - 500 keV
F_4	: 150 - 350 keV
F_5	: 50 - 200 keV
F_6	: 0 - 1340 keV

qui chacune déclenche un spectre TAC. Les résultats sont présentés dans les figures 10 à 12.

La figure 10 montre l'évolution de la résolution temporelle du Ge avec le retard R_{DFC} et l'énergie du rayon γ détecté. En l'absence de toute sélection en énergie (F_6), la résolution à mi-hauteur $T_{1/2}$ s'améliore quand le retard du DFC R_{DFC} décroît. Elle passe donc d'une valeur de 11,2ns pour $R_{DFC}=72ns$ à une valeur constante d'environ 6ns pour un retard compris entre 32 et 44 ns. L'étude de l'évolution de $T_{1/2}$ en fonction de R_{DFC} pour une fenêtre en énergie F_i donnée révèle que les valeurs de $T_{1/2}$ monotonement décroissantes pour $E \approx 1$ MeV (F_1 et F_2) quand R_{DFC} diminue, passent par un minimum aux plus faibles énergies (F_3 à F_5). Ainsi la dispersion de la réponse en temps de la chaîne de mesure aux différentes énergies, qui est constante (environ 15,5 ns) entre $R_{DFC}=72ns$ et 55ns, augmente rapidement pour un retard de DFC inférieur à 44 ns. La meilleure valeur de $T_{1/2}$ pour chaque fenêtre en énergie ne cesse de croître quand l'énergie γ diminue et passe de 3,8 ns (F_1) à 20,2 ns (F_5) soulignant ainsi que la réponse en temps du détecteur Ge dépend fortement de l'énergie du γ détecté. Il ressort de cette étude que les meilleurs résultats pour $T_{1/2}$ sont accessibles dans la plage de retards de 44 à 55 ns.

L'évolution de la résolution en temps au dixième de hauteur $T_{1/10}$ est similaire à celle de $T_{1/2}$ comme le confirme la figure 11. La résolution globale oscille autour de 20 ns et vaut seulement 16 ns pour $R_{DFC}=44ns$. La dispersion de la réponse en temps due à l'énergie des γ croît lentement quand R_{DFC} diminue et vaut 23 ns (de F_1 à F_4) pour des retards de 44 et 50 ns. La mesure de $T_{1/10}$ dans la tranche en énergie 50

à 200 keV était difficilement réalisable du fait de l'existence d'un bruit provoquant des oscillations dans le spectre TAC du côté du détecteur Ge. Nous avons cependant pu obtenir l'information pour $R_{DFC}=55ns$, soit $T_{1/10}=63ns$. Cette donnée montre que la dispersion totale est surement supérieure à 50 ns. Ceci risque donc de pénaliser l'acquisition des γ de faible énergie, les spectres énergie étant généralement déclenchés par la coïncidence entre deux Ge. Il apparaît aussi important de régler le seuil des DFC le plus bas possible.

Le déplacement ΔT du pic temps Ge-BaF₂ en fonction de l'énergie γ évolue de façon similaire à $T_{1/10}$. Il est mesuré par rapport à la position du pic temps obtenue avec la fenêtre F_1 (photopics du ⁶⁰Co). ΔT est d'autant plus élevé que l'énergie γ est faible. Soit ΔT_5 le déplacement associé aux gammas de la fenêtre F_5 , il reflète le déplacement maximum observable pour une valeur de R_{DFC} donnée. La valeur ΔT_5 oscille autour de 9 ns (fig.12) et apparaît particulièrement faible (4ns) pour un retard de 44 ns. Du fait que les valeurs de $T_{1/2}$, $T_{1/10}$ et ΔT évoluent lentement en fonction de R_{DFC} , la brusque réduction de ΔT pour $R_{DFC} = 44$ ns quelle que soit la fenêtre en énergie choisie, laisse supposer une erreur systématique d'un facteur 2. Dans ce cas les performances de la chaîne de mesure sont également bonnes pour les retards de 44 et 50 ns.

Au vu de l'ensemble des données concernant $T_{1/2}$, $T_{1/10}$ et ΔT , un retard de 50 ns semble être le compromis le plus raisonnable. Les caractéristiques de la réponse en temps de la chaîne électronique sont résumées dans le tableau VII.

A titre de comparaison, nous reportons aussi dans ce tableau et dans les figures 10 à 12 les caractéristiques d'un détecteur Ge de petit volume obtenues avec un retard de 32ns (chiffres entre parenthèses). Nous avons utilisé CHA2, le même compteur que celui présenté au chapitre premier. Les résultats sont dans l'ensemble très proches de ceux obtenus avec les nouveaux détecteurs, montrant l'excellente réponse en temps des détecteur Ge de gros volume. En particulier, les valeurs de ΔT obtenues avec le détecteur de 20 % d'efficacité ne sont pas meilleures que celles observées avec le détecteur de gros volume ce qui est remarquable ! Seule la dispersion des largeurs au dixième de hauteur en fonction de l'énergie γ est moins bonne passant de 40 à plus de 50 ns.

GV2/(CHA2)	$T_{1/2}$ (ns)	$T_{1/10}$ (ns)	ΔT (ns)
F ₁	4,9 (3,8)	12,4 (11,1)	
F ₅	21,5 (15,2)	~ 63 (51)	7,6 (8,0)
F ₆	7,1 (6,7)	21,1 (22,1)	-0,5 (-0,5)

Tableau VII : Résumé des caractéristiques de la réponse en temps de la chaîne électronique obtenue avec un retard de DFC de 50 ns pour le détecteur GV2. Entre parenthèses les valeurs obtenus avec un détecteur de 20 % et un retard de 32 ns.

Des coïncidences Ge-Ge ont aussi été réalisées en source de ⁶⁰Co avec les détecteurs GVI et GV2 (Tableau II). Aucune condition en énergie n'était requise, le retard du DFC valait 50 ns et les seuils étaient réglés juste au-dessus du bruit (~ 40 keV). Les résolutions en temps présentées ci-dessous sont assez voisines de celles accessibles à un Ge de petit volume ce qui est très satisfaisant.

$$\gamma\gamma \left\{ \begin{array}{l} T_{1/2} = 10,9 \text{ ns} \\ T_{1/10} = 30 \text{ ns} \end{array} \right.$$

Conclusion

Nous avons testé les 4 premiers Ge de gros volume, type N, fournis par ENERTEC Intertechnique ainsi que le nouvel amplificateur 7200 et l'intégrateur à porte 7201 produits par la même firme. L'ensemble de la chaîne de mesure présente une bonne transmission et permet de travailler à très fort taux de comptage tout en conservant une résolution en énergie à mi-hauteur raisonnable (~2,55 keV). Ces détecteurs en configuration Château de Cristal ont une efficacité plus que triple de celle des Ge

actuellement utilisés permettant ainsi d'augmenter la statistique en coïncidence γ - γ d'un ordre de grandeur. La réponse en temps des nouveaux détecteurs est excellente et avoisine celle de Ge standards de plus petit volume pour un retard de DFC de 50 ns. Cette valeur de R_{DFC} correspond à un compromis entre la résolution à mi-hauteur, celle au dixième de hauteur et le déplacement du pic temps en fonction de l'énergie des γ détectés.

Equipés de 12 détecteurs de ce type, le château de cristal deviendra un outil puissant pour l'étude de la matière nucléaire en rotation rapide. ENERTEC Intertechnique est le seul fournisseur actuel de Ge de si gros volume et relève là, face à ses concurrents, un déficit de première importance pour cette physique.

ANNEXE

La résolution en énergie à mi-hauteur $E_{1/2}$ d'un détecteur dépend de l'énergie du photon détecté et des bruits électroniques du cristal et du préamplificateur. En supposant la dispersion σ_B due au bruit indépendante de l'énergie γ détectée, $E_{1/2}$ peut s'écrire :

$$E_{1/2} = (\sigma_B^2 + F \cdot E_\gamma)^{1/2} \quad (1)$$

où F est le coefficient de Fano reflétant la dispersion introduite par les problèmes de collection des charges.

Il apparaît d'emblé qu'aux faibles énergies γ , le bruit électronique prédomine. Il trouve son origine dans la capacité que devient le cristal sous tension, capacité qui augmente lorsque les dimensions du cristal augmentent. Nous nous attendons donc à ce que les nouveaux détecteurs introduisent plus de bruit que ceux utilisés jusqu'à présent.

De même le parcours des porteurs dans les nouveaux cristaux s'étant allongé en moyenne de 11 mm (31 mm contre 20 précédemment), la collection des charges s'effectue plus difficilement et le coefficient de Fano augmente. De fait la résolution $E_{1/2}$ aux grandes énergies γ doit se détériorer plus rapidement avec E_γ que pour les détecteurs de plus petit volume. Nous nous proposons donc de réaliser une comparaison entre GV2 et un détecteur Ge de 20 % d'efficacité. Les mesures furent réalisées dans un environnement plutôt défavorable (hors château de plomb, taux de comptage supérieur à 5 Kcps/s). Les résolutions mesurées en sources de ^{60}Co et de ^{133}Ba sont données dans le tableau VIII.

L'énergie limite E_γ^0 à partir de laquelle la dispersion due à la collection des charges équivaut au bruit électronique est calculée comme suit :

$$F \cdot E_\gamma^0 = \sigma_B^2$$

Elle est équivalente pour les deux détecteurs, 232 keV pour un détecteur 20 % et 256 keV pour un de 80 %. En-deça de cette énergie le bruit prédomine, plus fortement pour les détecteurs de gros volume, entraînant une saturation de la résolution aux faibles énergies autour de 900 eV (σ_B). Pour comparaison cette valeur diminue jusqu'à 730 eV pour un détecteur Ge de 20 %.

E (keV)	$\epsilon = 20 \%$			$\epsilon = 80 \%$		
	$E_{1/2}$ (keV)	F	σ_B	$E_{1/2}$ (keV)	F	σ_B
81	0,850	2,31 $\times 10^{-3}$	0,732	1,060	3,33 $\times 10^{-3}$	0,924
1332	1,90			2,30		
3000	(2,73)			(3,30)		
10000	(4,86)			(5,84)		

Tableau VIII : Valeurs du coefficient de Fano et du bruit électronique de détecteurs Ge de 20 et 80 % d'efficacité. Résolutions en énergie mesurée ou estimée (entre parenthèses) pour les deux types de compteurs et pour une plage en énergie allant de 81 keV à 10 MeV.

Le coefficient de Fano augmente de 40 % lorsqu'on passe d'un détecteur Ge de 20 % à un détecteur de gros volume (80 %). La perte de résolution est donc d'environ 20 % comme le montrent les résolutions calculées pour des rayons gamma d'énergies diverses (Tableau VIII).

L'intérêt pour de tels détecteurs se situe donc plus au niveau de la grande efficacité de détection γ , de leur très bonne réponse en temps et du rapport pic/total que de la résolution en énergie. Cette dernière bien que raisonnable mérite de la part tant du producteur des cristaux que d'ENERTEC une attention toute particulière.

Références

- (1) Rapport de groupe : test d'un détecteur Ge de type P de $\epsilon = 70 \%$
- (2) Fascicule Technique ENERTEC : Préamplificateur Pulsé par Transistor
PSC 841-N
- (3) Fascicule Technique ENERTEC : Amplificateur de Spectroscopie 7200
- (4) Fascicule Technique ENERTEC : Intégrateur à Porte 7201

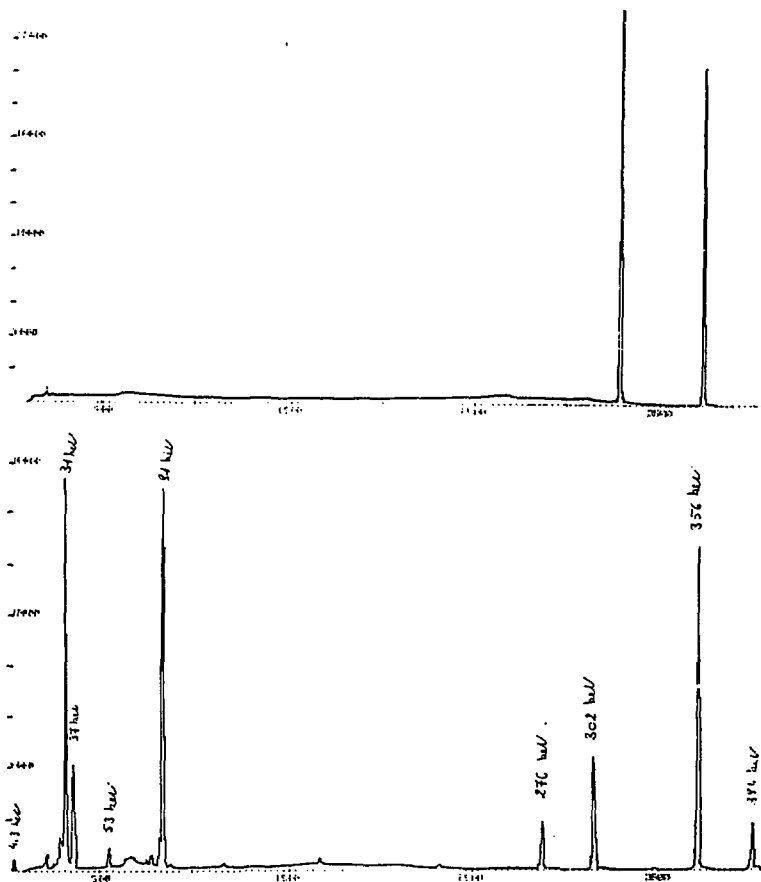


Figure 1 : Spectres directs du ^{60}Co en (haut) et du ^{133}Ba (en bas) obtenus avec le Ge de gros volume GV2 et $C_A = 6\mu\text{s}$. Le spectre du haut montre le faible fond Compton ($P/T = 0.26$) alors que celui du bas souligne la capacité de ce compteur à détecter des γ de très faible énergie.

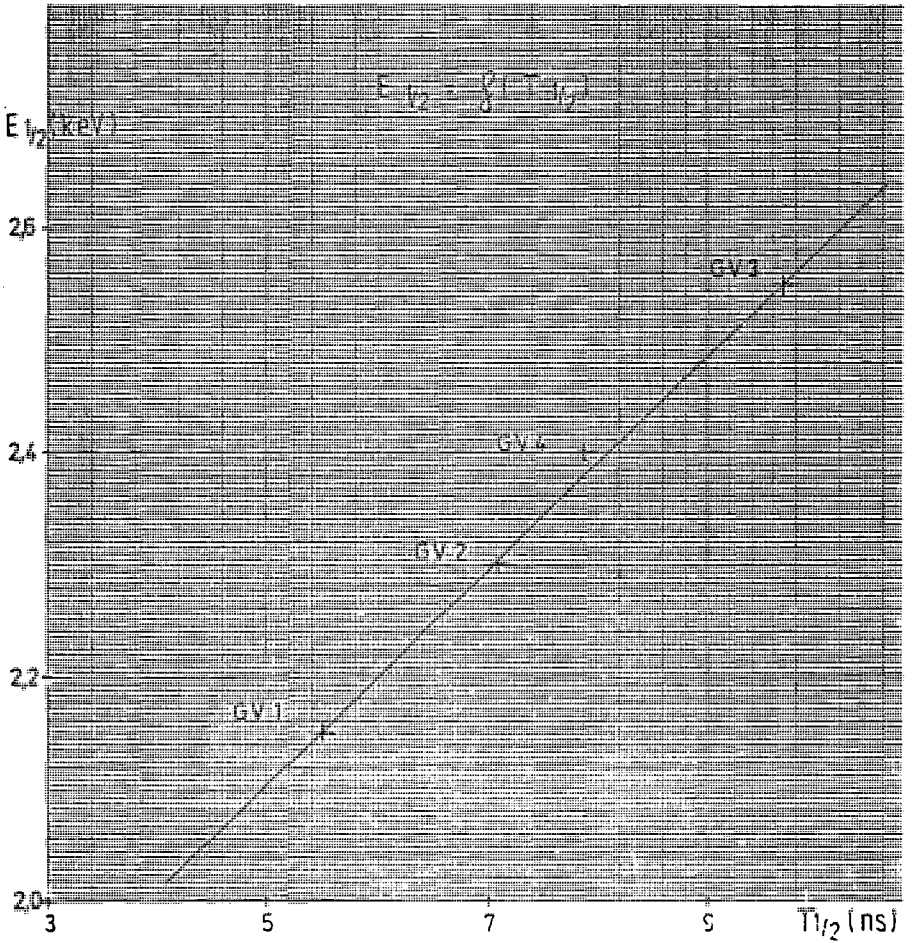


Figure 2 : Ce graphique montre la relation quasi linéaire existant entre les résolutions à mi-hauteur en énergie et en temps.

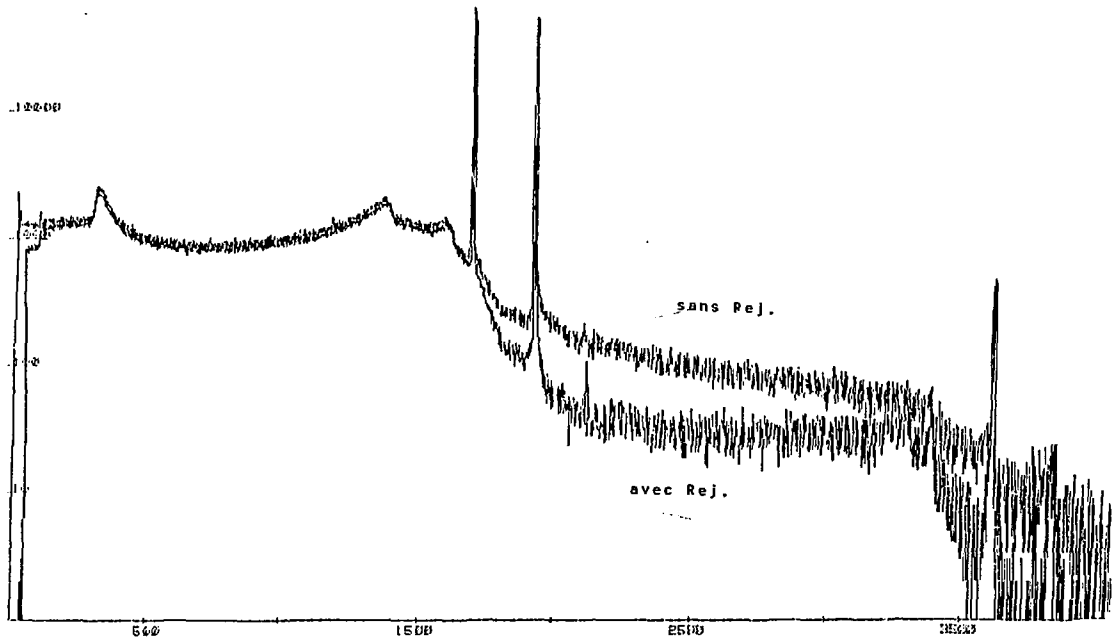
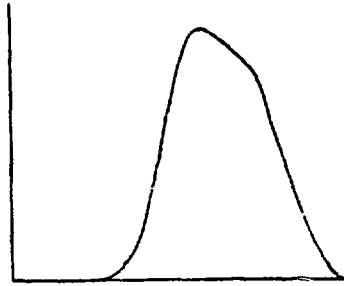


Figure 3 : Cette figure montre, en échelle logarithmique, les spectres énergie obtenus en source de ^{60}Co avec et sans réjection des empilés ($C_A = 2 \mu\text{s}$ et $\tau_{IN} = 25 \text{ Kcp/s}$). Le seuil de détection des empilés d'environ 25 keV est nettement visible ainsi que le pic somme. Ce dernier est peu affecté par la réjection des empilés (- 10 %) alors que le fond important au-delà des photopics est réduit de plus de moitié.

a)



b)

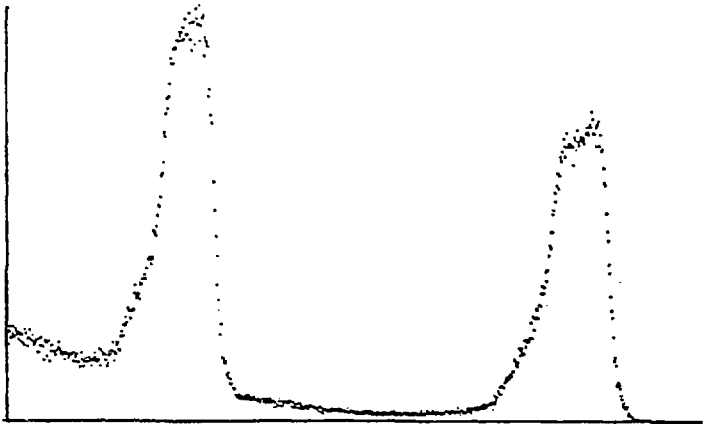
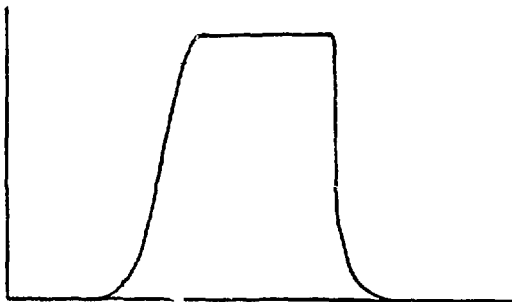


Figure 4 : La figure a) montre l'allure du signal unipolaire à la sortie de l'amplificateur quand la constante de temps C_A utilisée devient courte ($\leq 1 \mu s$). Nous voyons en b) les conséquences de la déformation du signal sur le spectre énergie. La résolution au ^{60}Co avoisine les 35 keV.

a)



b)

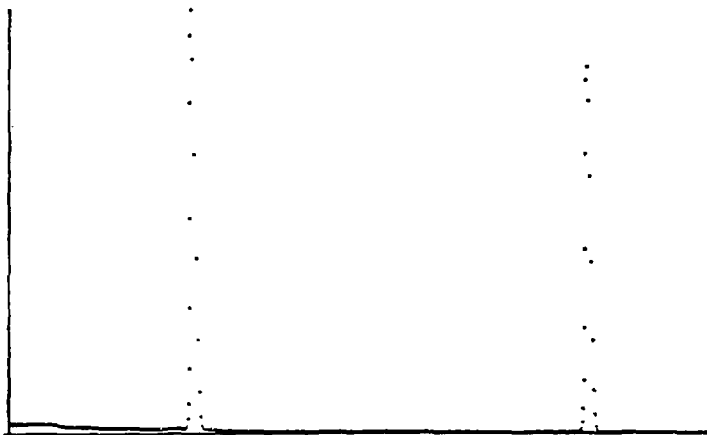


Figure 5 : Pour de courtes constantes de temps ($\leq 1 \mu\text{s}$) l'intégrateur à porte mesure l'aire S du signal unipolaire déformé de l'amplificateur (fig.4). En a) nous voyons le signal de sortie de l'I.P. dont l'amplitude est proportionnelle à S et en b) le spectre en énergie qui en découle. La résolution à mi-hauteur vaut maintenant 2,55 keV.

$$t = J_{OUT} / J_{IN}$$

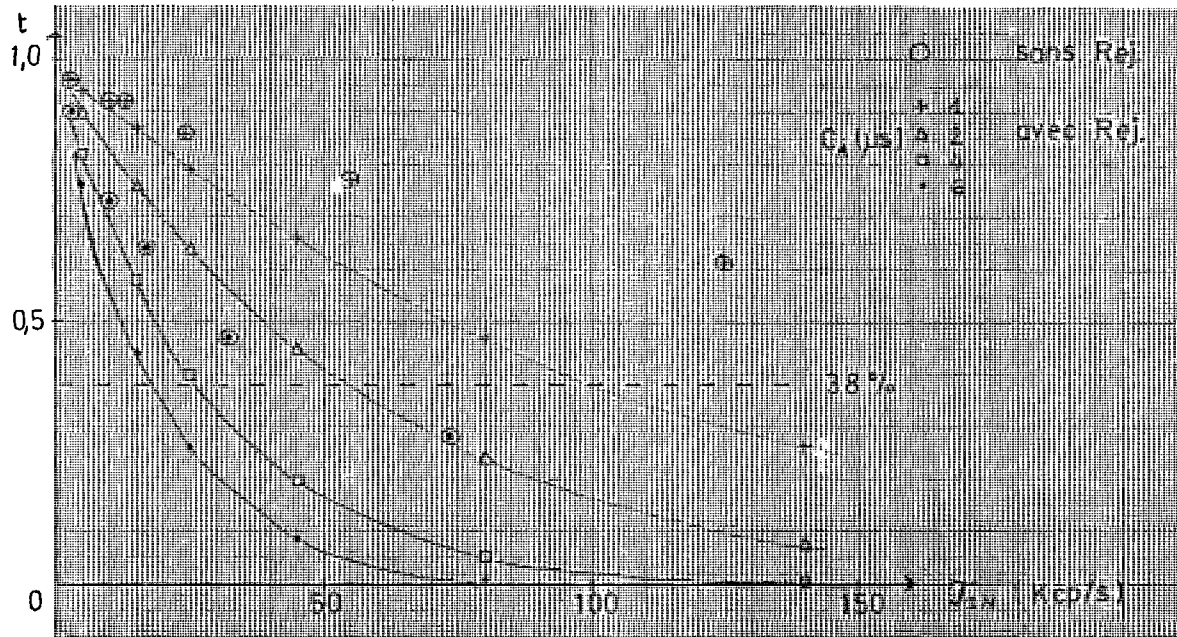


Figure 6 : Variation de la transmission t de l'amplificateur 7200 en fonction de la constante de temps C_A choisie. t diminue d'autant plus que C_A augmente. Nous avons également représenté la transmission du même module sans réjection d'empilés (symboles cerclés) pour $C_A = 1$ et $6 \mu s$.

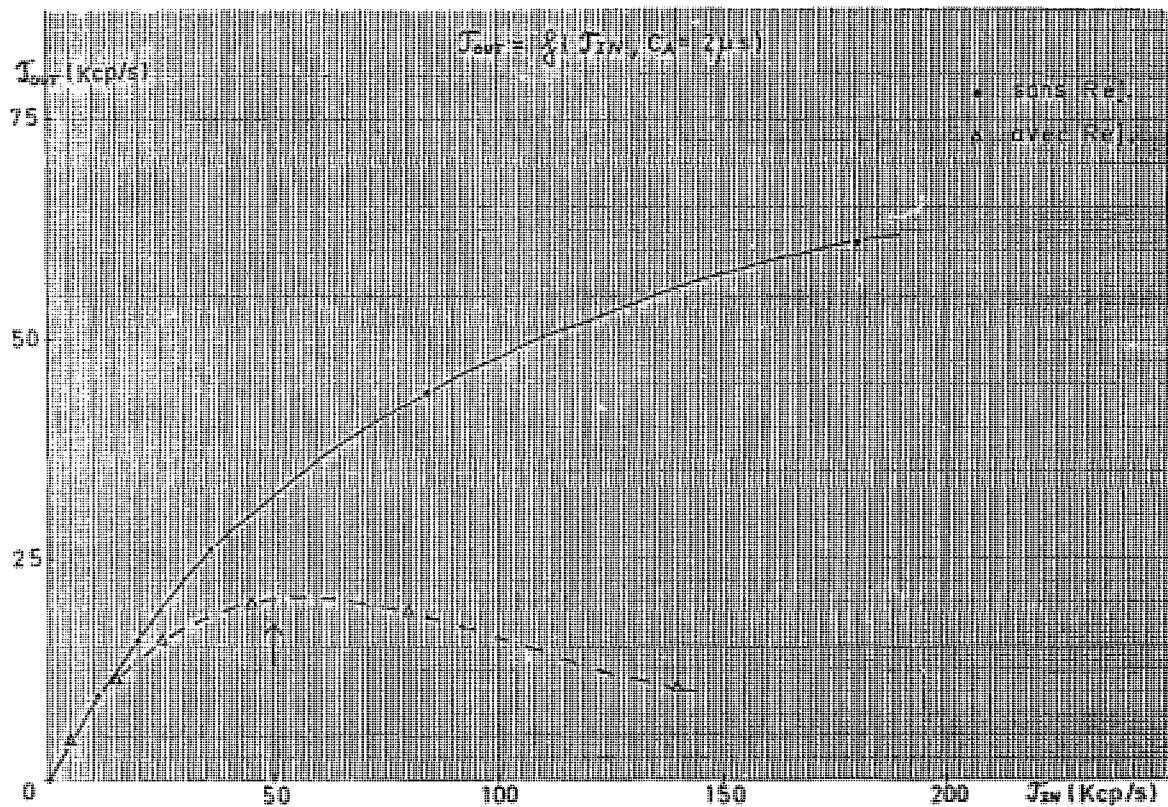


Figure 7 : Variation de τ_{OUT} en fonction de τ_{IN} pour $C_A = 2 \mu s$. En l'absence de réjection d'empilés τ_{OUT} ne cesse d'augmenter avec τ_{IN} alors que dans le cas contraire τ_{OUT} passe par un maximum pour $\tau_{IN} = 55$ Kcp/s. Cette valeur extrapolée des mesures diffère légèrement de celle calculée (flèche).

$$\tau_{OUT} = f(C_A, \tau_{IN})$$

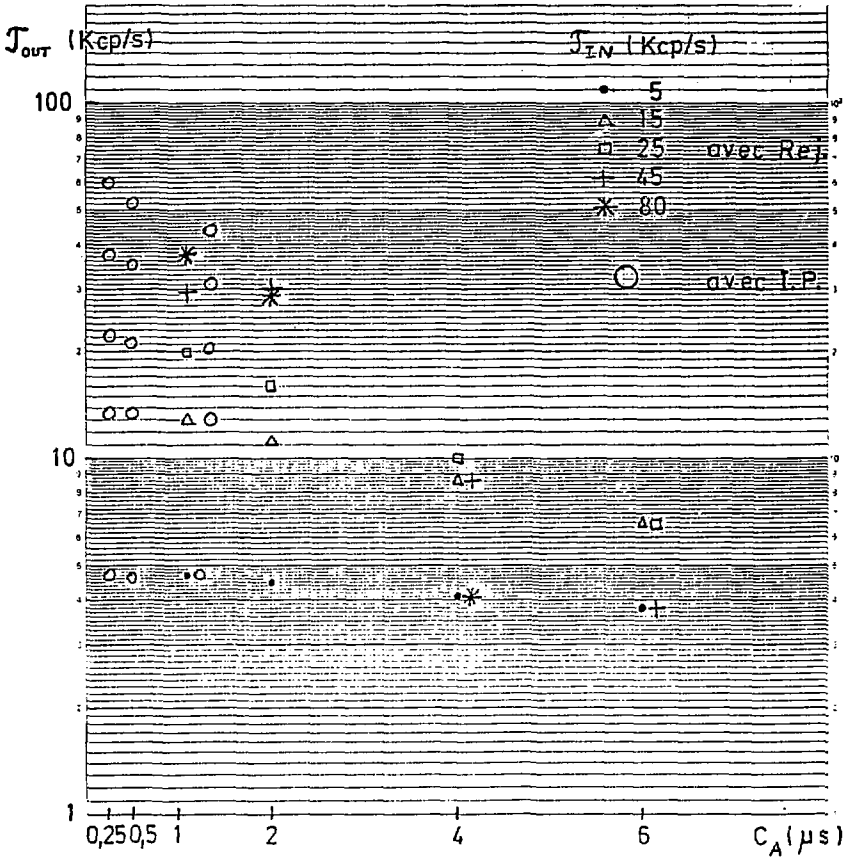


Figure 8 : Variation de τ_{OUT} en fonction de C_A et de τ_{IN} , avec ou sans intégrateur à porte. Avec l'I.P. les valeurs mesurées sont représentées par des cercles sans symboles distinctifs. Ils correspondent pour des valeurs croissantes de τ_{OUT} à des valeurs croissantes de τ_{IN} .

$$E_{1/2} = f(C_A, \tau_{IN})$$

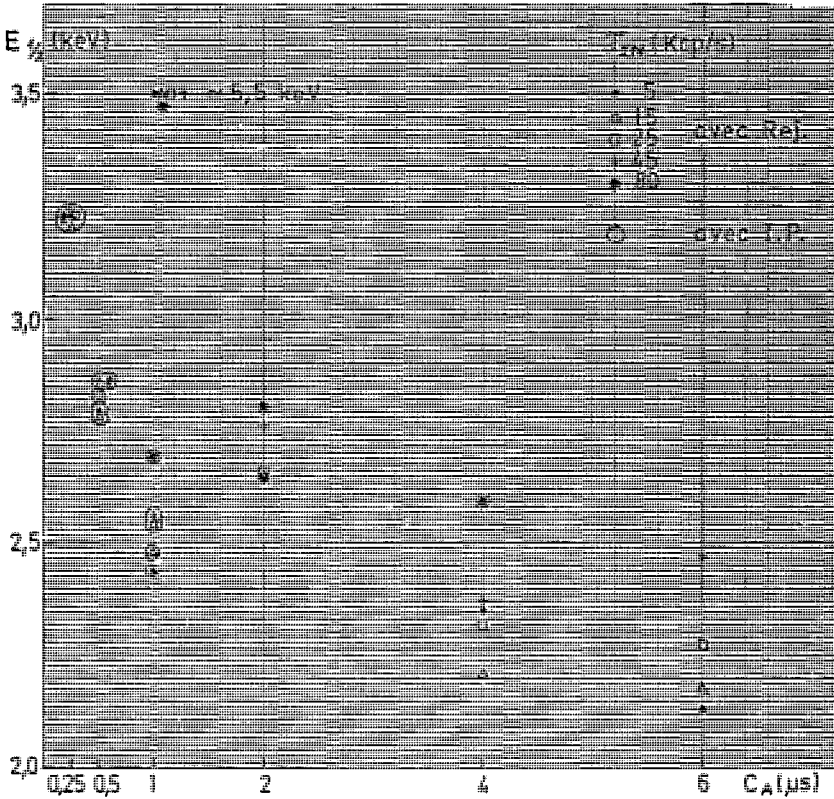


Figure 9 : Variation de la résolution en énergie à mi-hauteur $E_{1/2}$ en fonction de C_A et de τ_{IN} . Notons que pour $C_A = 1 \mu$ s sans I.P., $E_{1/2}$ vaut environ 5,5 keV. Cette valeur est ramenée à environ 2,5 keV avec l'I.P. (symboles cerclés).

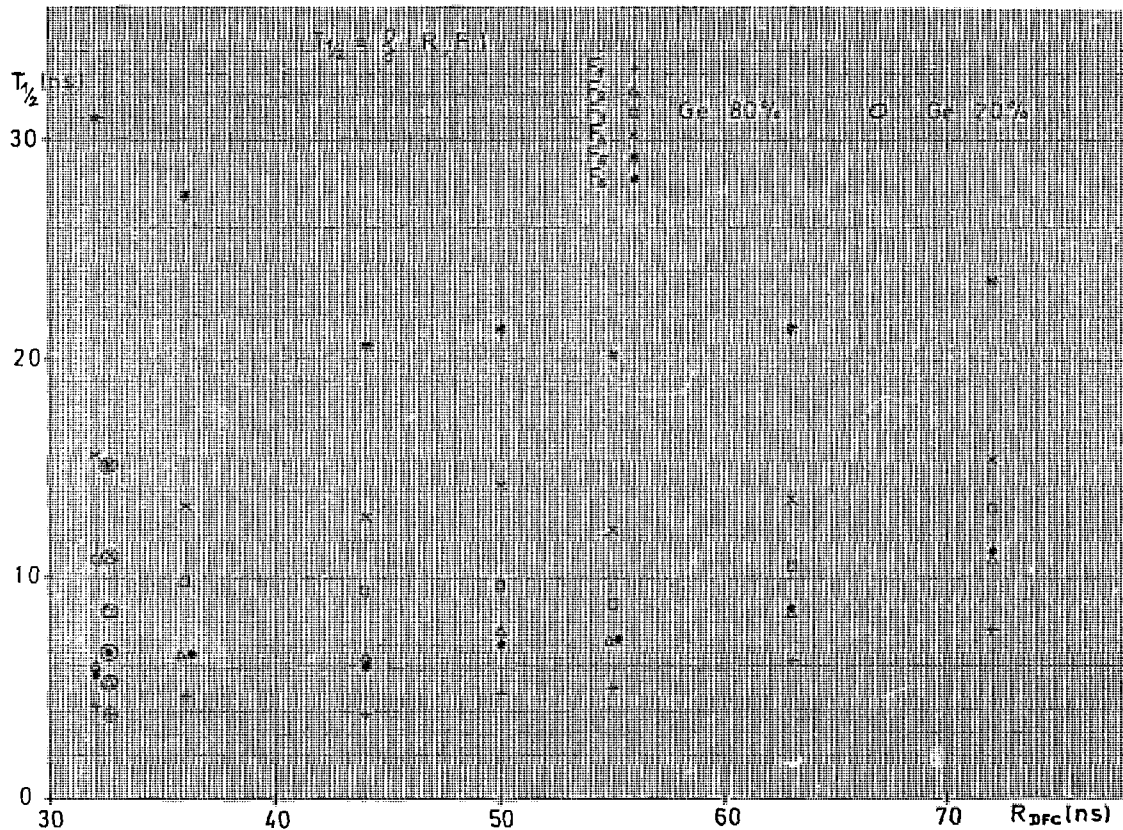


Figure 10 : Variation de la résolution temporelle à mi-hauteur de la chaîne de mesure en fonction du retard du DFC et de l'énergie des rayons γ détectés. Les points cerclés correspondent aux valeurs obtenues avec un détecteur Ge de 20 % d'efficacité.

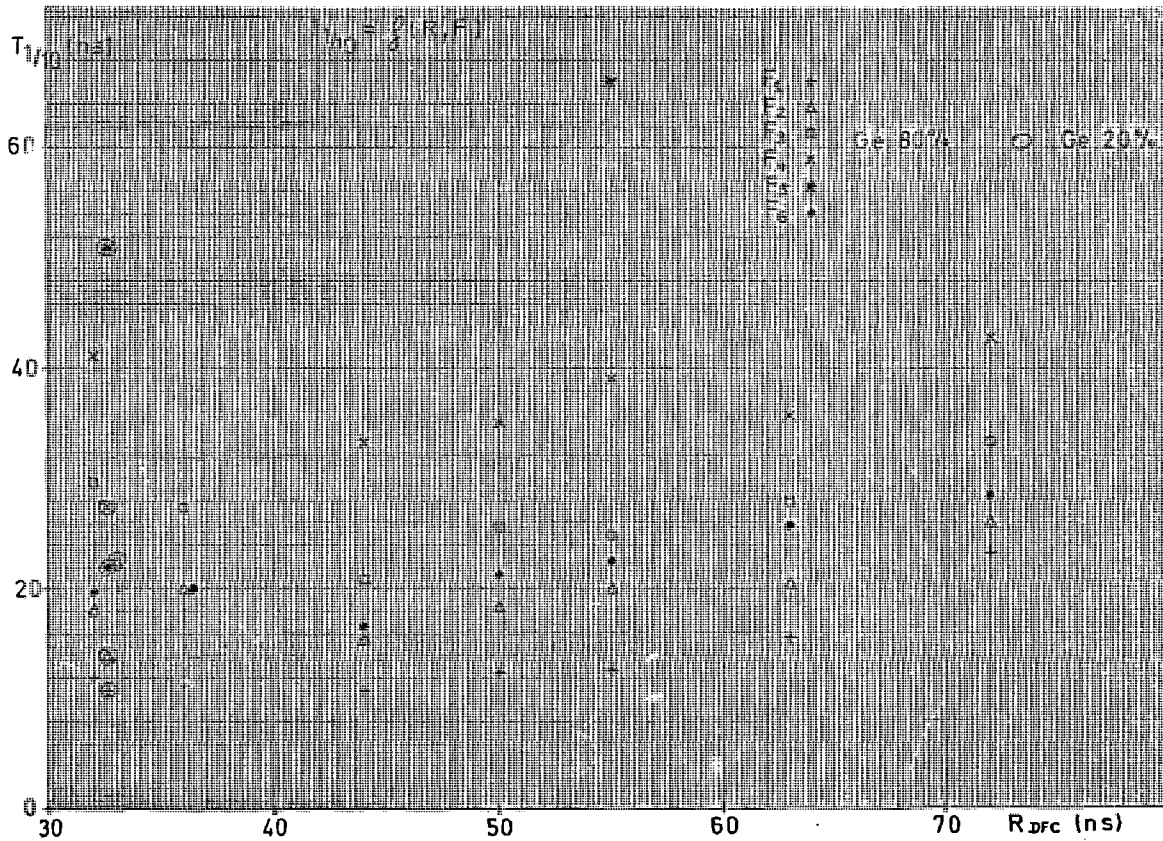


Figure 11 : Variation de la résolution en temps au dixième de hauteur $T_{1/10}$. Mêmes commentaires qu'en figure 10.

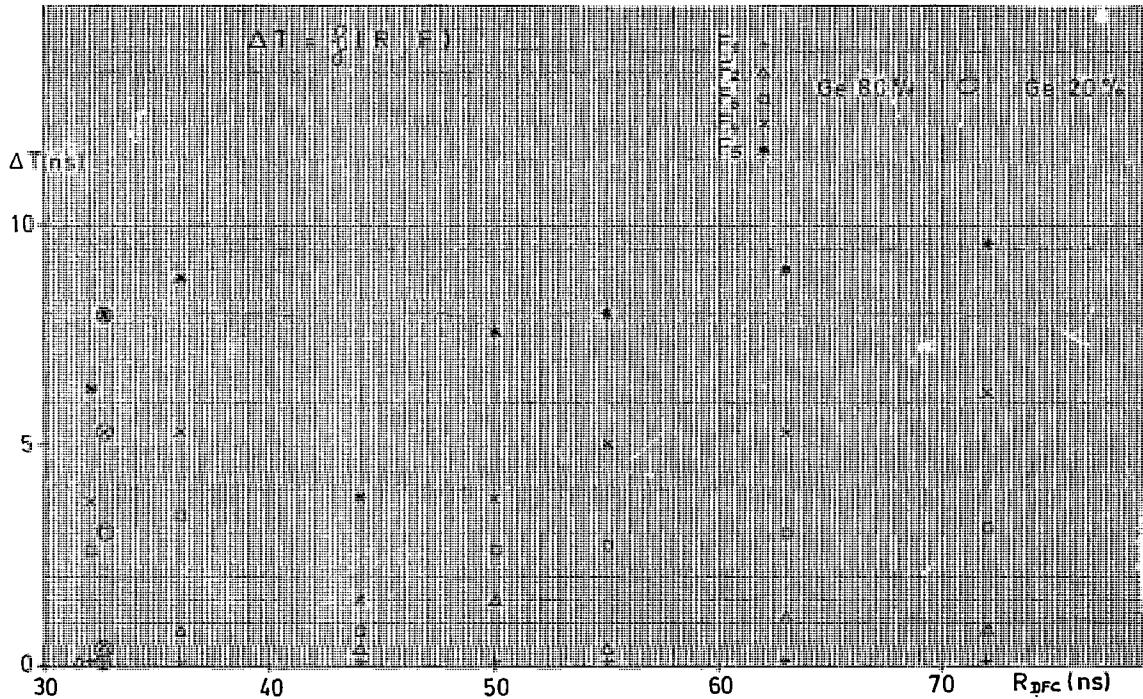


Figure 12 : Variation du déplacement du pic temps ΔT . Mêmes commentaires qu'en figure 10.

**Imprimé
au Centre de
Recherches Nucléaires
Strasbourg
1989**