

# THÈSE

présentée

PIN/02

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR DE 3<sup>e</sup> CYCLE EN PHYSIQUE NUCLÉAIRE

PAR

**Jean Alain PINSTON**

\_\_\_\_\_

SUJET :



Etude de la désintégration du  
**Ruthénium 95**

\_\_\_\_\_

Soutenue le *Janvier 1968, devant la Commission d'Examen*

MM. J. YOCCOZ

*Président*

A. MOUSSA

J. VALENTIN

} *Examineurs*

31  
8

# THÈSE

*présentée*

PIN/02

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

*pour obtenir*

LE TITRE DE DOCTEUR DE 3<sup>e</sup> CYCLE EN PHYSIQUE NUCLÉAIRE

PAR

**Jean Alain PINSTON**

\_\_\_\_\_

SUJET :



**Etude de la désintégration du  
Ruthénium 95**

\_\_\_\_\_

*Soutenu le            Janvier 1968, devant la Commission d'Examen*

MM. J. YOCCOZ

*Président*

A. MOUSSA

J. VALENTIN

} *Examineurs*

LISTE des PROFESSEURS

-----

DOYENS HONORAIRES : M. MORET  
M. WEIL

DOYEN : M. BONNIER E.

PROFESSEURS TITULAIRES

MM. NEEL Louis	Chaire de Physique Expérimentale
HEILMANN René	Chaire de Chimie
KRAVTCHENKO Julien	Chaire de Mécanique Rationnelle
CHABAUTY Claude	Chaire de calcul différentiel et intégral
BENOIT Jean	Chaire de Radioélectricité
CHENE Marcel	Chaire de Chimie Papetière
WEIL Louis	Chaire de Thermodynamique
FELICI Noël	Chaire d'Electrostatique
KUNTZMANN Jean	Chaire de Mathématiques Appliquées
BARBIER Reynold	Chaire de Géologie Appliquée
SANTON Lucien	Chaire de Mécanique des Fluides
OZENDA Paul	Chaire de Botanique
FALLOT Maurice	Chaire de Physique Industrielle
KOSZUL Jean-Louis	Chaire de Mathématiques M.P.C.
GALVANI O.	Mathématiques
MOUSSA André	Chaire de Chimie Nucléaire
TRAYNARD Philippe	Chaire Chimie Générale
SOUTIF Michel	Chaire de Physique Générale
CRAYA Antoine	Chaire d'Hydrodynamique
REULOS R.	Théorie des Champs
BESSON Jean	Chaire de Chimie
AYANT Yves	Physique Approfondie
GALLISSOT	Mathématiques
Mlle LUTZ Elisabeth	Mathématiques
BLAMBERT Maurice	Chaire de Mathématiques
BOUCHEZ Robert	Physique Nucléaire
LLIBOUTRY Louis	Géophysique
MICHEL Robert	Chaire de Minéralogie et Pétrographie
BONNIER Etienne	Chaire d'Electrochimie et d'Electro- métallurgie
DESSAUX Georges	Chaire de Physiologie Animale
PILLET E.	Chaire de Physique Industrielle et Electrotechnique
YOCCOZ Jean	Chaire de Physique Nucléaire Théorique
DEBELMAS Jacques	Chaire de Géologie Générale
GERBER R.	Mathématiques
PAUTHENET R.	Electrotechnique
VAUQUOIS B.	Chaire de Calcul Electronique

.../...

PROFESSEURS TITULAIRES (suite)

MM. BARJON R.	Physique Nucléaire
BARBIER Jean-Claude	Chaire de Physique
SILBER R.	Mécanique des Fluides
BUYLE-BODIN Maurice	Chaire d'Electronique
DREYFUS B.	Thermodynamique
KLEIN J.	Mathématiques
VAILLANT F.	Zoologie et Hydrobiologie
ARNAUD Paul	Chaire de Chimie M.P.C.
SENGEL P.	Chaire de Zoologie
BARNOUD F.	Chaire de Biosynthèse de la Cellulose
BRISSONNEAU P.	Physique
GAGNAIRE Didier	Chaire de Chimie Physique
Mme KOFLER L.	Botanique
DEGRANGE Charles	Zoologie
PEBAY-PEROULA J. Claude	Physique
RASSAT A.	Chaire de Chimie Systématique

PROFESSEURS SANS CHAIRE

MM. GIDON P.	Géologie et Minéralogie
GIRAUD P.	Géologie
PERET R.	Seromécanismes
Mme BARBIER M. J.	Electrochimie
Mme SOUTIF J.	Physique
COHEN J.	Electrotechnique
DEPASSEL R.	Mécanique des Fluides
GASTINEL A.	Mathématiques Appliquées
ANGLES-d'AURIAC	Mécanique des Fluides
DUCROS P.	Minéralogie et Cristallographie
GLENAT R.	Chimie
LACAZE A.	Thermodynamique
BARRA J.	Mathématiques Appliquées
COUMES A.	Electronique
PERRIAUX J.	Géologie et Minéralogie
ROBERT A.	Chimie Papetière
BIAREZ J. P.	Mécanique Physique
BONNET G.	Electronique
CAUQUIS G.	Chimie Générale
BONNETAIN L.	Chimie Minérale
DEPOMMIER P.	Etude Nucléaire et Génie Atomique
HACQUES Gérard	Calcul Numérique
POLOUJADOFF M.	Electrotechnique

PROFESSEURS ASSOCIES

MM. NAPP-ZINN	Botanique
AMAR H.	Physique du Solide
PARTHE E.	Physique du Solide
MURAKAMI-SHINGO	Mathématiques Pures

.../...

MAITRES DE CONFERENCES :

MM. DODU J.	Mécanique des Fluides
LANCIA Roland	Physique Automatique
Mme KAHANE J.	Physique
DEPORTES C.	Chimie
Mme BOUCHE L.	Mathématiques
SARROT-RAYNAUD	Géologie Propédeutique
Mme BONNIER M. J.	Chimie
KAHANE A.	Physique Générale
DOLIQUE J. M.	Electronique
BRIERE G.	Physique M.P.C.
DESRE P.	Chimie S.P.C.N.
LAJZEROWICZ J.	Physique M.P.C.
VALENTIN P.	Physique M.P.C.
BERTRANDIAS J. P.	Mathématiques Appliquées
	T.M.P.
LAURENT P.	Mathématiques Appliquées
	T.M.P.
CAUBET J. P.	Mathématiques Pures
PAYAN J. J.	Mathématiques
Mme BERTRANDIAS F.	Mathématiques Pures M.P.C.
LONGEQUEUE J. P.	Physique
NIVAT M.	Mathématiques Appliquées
SOHM J. C.	Electrochimie
ZADWORNY F.	Electronique
DURAND F.	Chimie Physique
CARLIER G.	Biologie Végétale
AUBERT G.	Physique M.P.C.
DELPUECH J. J.	Chimie Organique
PFISTER J. C.	Physique C.P.E.M.
CHIBON P.	Biologie Animale
IDELMAN S.	Physiologie Animale
BLOCH D.	Electrotechnique
BRUGEL L.	I.U.T.
SIBILLE R.	I.U.T.

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES :

MM. RADELLI L.	Géologie
KEYSTON J.	Thermodynamique
WAKIYAMA T.	Physique du Solide
SAWCZUK A.	Mécanique des Fluides
CHEEKE J.	Thermodynamique
YAMADA O.	Physique du Solide
WITKOWSKI A.	Physique Générale

Ce travail a été réalisé au Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble dans le laboratoire dirigé par Monsieur le Professeur A. MOUSSA. Je tiens à lui exprimer ma profonde reconnaissance pour l'intérêt constant et les conseils qu'il m'a toujours prodigués.

Je prie Monsieur le Professeur YOCCOZ, qui a bien voulu accepter de présider mon jury de thèse, de trouver ici l'expression de mon respectueux dévouement.

Monsieur MONNAND m'a initié à la spectrométrie nucléaire et m'a guidé tout au long de ce travail. Je tiens à lui dire ma très vive et très sincère gratitude.

Je remercie le Service des Accélérateurs du Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble et particulièrement Monsieur BOCHET pour son dévouement inlassable lors de toutes nos irradiations.

Mes remerciements très amicaux vont encore à MM. HOCQUENGHEN et SCHUSSLER qui ont bien voulu s'intéresser à ce travail.

## I N T R O D U C T I O N

Le Ruthénium 95 de période 99mn se désintègre par émission  $\beta^+$  et par capture électronique sur les niveaux excités du Technetium 95.

Depuis sa découverte en 1948 par Eggen et Pool [1] qui l'ont obtenu par la réaction nucléaire  $\text{Mo}^{92}[\alpha, n]\text{Ru}^{95}$  avec des particules  $\alpha$  de 20 MeV et qui ont pu mesurer sa période, les seuls travaux importants effectués sur ce noyau ont été réalisés par Schlascha [2] en 1957 et par Rihs et Warhaneck [3] en 1963. Ces auteurs ont obtenu le  $\text{Ru}^{95}$  par réaction  $(n, 2n)$  à partir du  $\text{Ru}^{96}$  avec des neutrons de 14 MeV. Nous signalerons aussi les travaux de Heuer [4] dont nous avons pris connaissance à la fin du présent travail et qui a obtenu le  $\text{Ru}^{95}$  par réaction  $(n, 2n)$  avec des neutrons de 27 MeV.

En plus du petit nombre d'informations existant sur ce noyau, il convient de signaler que le  $\text{Ru}^{95}$  qui possède 43 protons et 52 neutrons se trouve dans une région où l'application des modèles nucléaires a donné fort peu de bons résultats.

Ces différentes raisons ainsi que la section efficace importante de la réaction  $\text{Ru}^{96}(n, 2n)\text{Ru}^{95}$ , estimée à 0,860 barn par Rieder et Münzer [5] pour des neutrons de 14 MeV, nous ont conduits à entreprendre une nouvelle étude expérimentale de la désintégration de ce noyau.

Le but de notre travail a été d'utiliser l'excellent pouvoir de résolution en énergie d'un détecteur à semi-conducteur Ge(Li) pour étudier le spectre gamma associé à la désintégration du  $\text{Ru}^{95}$ . Nous avons pu ainsi mesurer avec une bonne précision l'énergie des rayonnements électromagnétiques et leur intensité. Un schéma de désintégration a pu être proposé à partir des résultats des mesures de coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$ . Enfin l'étude de l'émission  $\beta^+$  du  $\text{Ru}^{95}$  nous a permis de déterminer le spin du niveau fondamental de ce noyau ainsi que le bilan de désintégration.

## C H A P I T R E I

### TECHNIQUES EXPERIMENTALES

#### I - PREPARATION DES SOURCES

Nous avons obtenu le  $\text{Ru}^{95}$  par la réaction nucléaire  $\text{Ru}^{96}(n,2n)\text{Ru}^{95}$  avec des neutrons de 14 MeV produits par la réaction (d,t) dans un accélérateur de 400 KV. du type SAMES. Le dessin sommaire représenté figure 1 permet de se rendre compte des conditions géométriques dans lesquelles s'effectuent les irradiations des échantillons de Ruthénium.

Les sources de  $\text{Ru}^{95}$  ont été obtenues en irradiant de 0,1 à 1 gramme de Ruthénium naturel en poudre.

Le flux moyen de neutrons tombant sur l'échantillon a été calculé en mesurant l'activité de  $\text{Mn}^{56}$  produit par la réaction nucléaire  $\text{Fe}^{56}(n,p)\text{Mn}^{56}$  et obtenu en irradiant des pastilles de fer naturel de 30 mm de diamètre pendant 15 mn (ces pastilles sont placées dans la même position que la cible de Ruthénium). Le seuil de cette réaction est de 5 MeV; la section efficace a été évaluée à 0,110 barn par Nevert et Pollehn [6]. L'activité du  $\text{Mn}^{56}$  a été mesurée en comptant le nombre de photons de 847 KeV atteignant un cristal  $\text{Ina(Tl)}$  de dimension 7,6 cm  $\times$  7,6 cm placé à 15 cm de l'échantillon. Le flux de neutrons a été ainsi estimé de l'ordre de  $5,7 \times 10^9$  à  $1,2 \times 10^{10}$  n.cm<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup> au cours des différentes irradiations.

Si l'on admet une section efficace de 0,860 barn [5], on peut estimer produire une activité de l'ordre de 15  $\mu\text{c}$ . pour 500 mg. de Ruthénium naturel après 1 h 30 mn d'irradiation sous un flux moyen de  $8 \times 10^9$  n.cm<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup>. Le tableau 1 donne la liste des isotopes contenus dans le Ruthénium avec leur abondance isotopique ainsi que les principales réactions pouvant amener une contamination du  $\text{Ru}^{95}$  par des corps de périodes comprises entre quelques minutes et quelques jours.

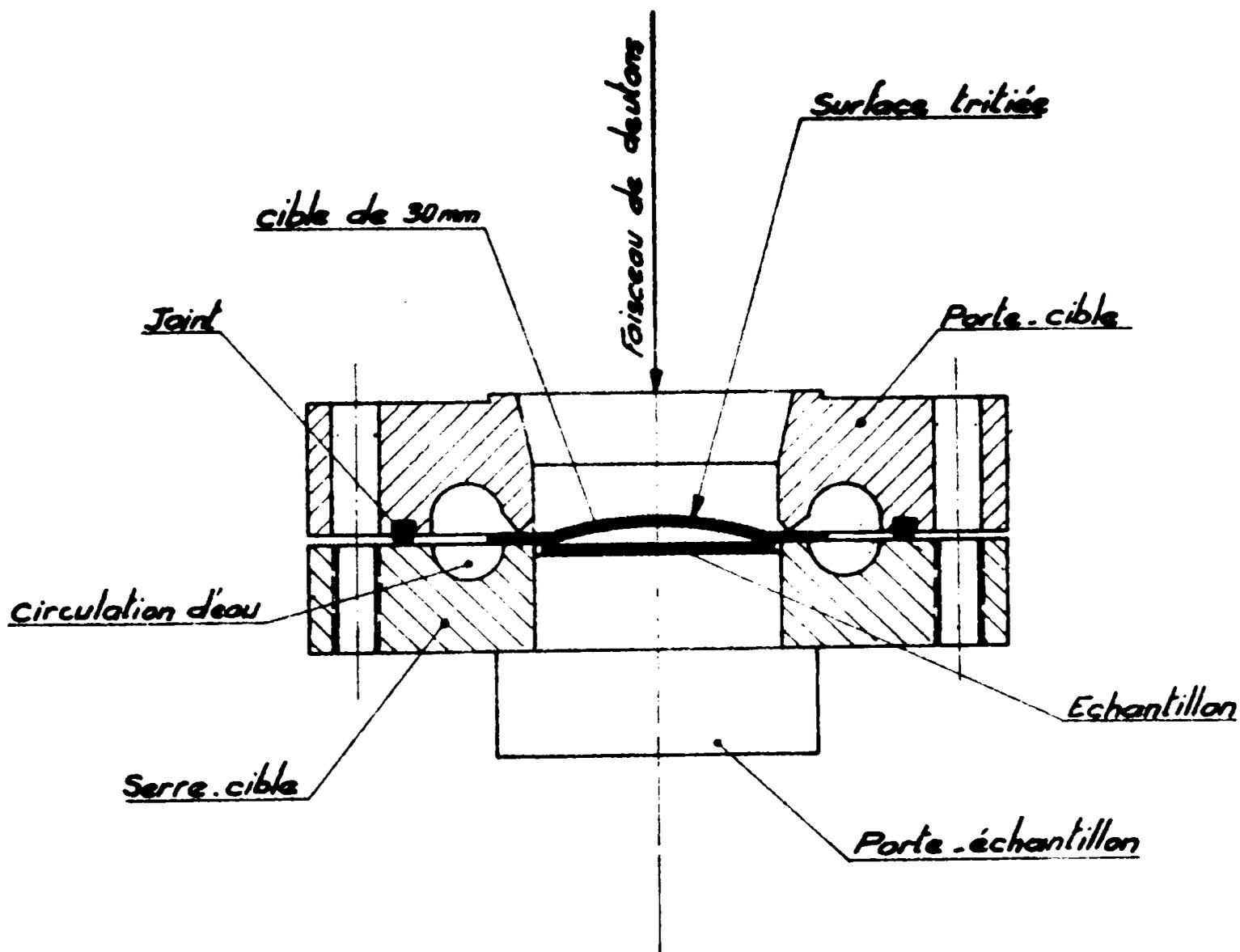


Figure. 1 Géométrie cible-échantillon

Isotopes du Ruthénium	Pourcentage	Réactions nucléaires possibles
96	5,51 %	$(n, 2n) \text{Ru}^{95} (1,65h)$ ; $(n, \alpha) \text{Mo}^{93m}$ $(6,9h)$ ; $(n, p) \text{Tc}^{96} (4,3j)$ et $\text{Tc}^{96m} (51,5mn)$ ; $(n, \gamma) \text{Ru}^{97} (2,9j)$
98	1,87 %	$(n, 2n) \text{Ru}^{97} (2,9j)$
99	12,72 %	$(n, p) \text{Tc}^{99m} (6h)$
100	12,62 %	
101	17,07 %	$(n, p) \text{Tc}^{101} (14 mn)$
102	31,61 %	$(n, \gamma) \text{Ru}^{103} (40j)$ ; $(n, \alpha) \text{Mo}^{97} (67h)$
104	18,58 %	$(n, \gamma) \text{Ru}^{105} (4,5h)$ ; $(n, p) \text{Tc}^{104} (18mn)$ $(n, \alpha) \text{Mo}^{101} (14mn)$ ; $(n, 2n) \text{Ru}^{103} (40j)$

Tableau 1 : Principales réactions nucléaires obtenues à partir du Ruthénium naturel avec des neutrons de 14 MeV.

Nous remarquerons cependant que les noyaux dont le nombre de protons est de l'ordre de 40 ont des sections efficaces avec des neutrons de 14 MeV :

- inférieures à 50 m.b. pour des réactions  $(n; \alpha)$
- inférieures à 10 m.b. pour des réactions  $(n; \gamma)$
- comprises entre 10 et 100 m.b. pour des réactions  $(n, )$  [7]

Ces valeurs sont nettement inférieures à la valeur de 0,860 barn trouvée pour la réaction nucléaire  $\text{Ru}^{96}(n, 2n)\text{Ru}^{95}$ . Seule la réaction  $\text{Ru}^{104}(n, 2n)\text{Ru}^{103}$  a une section efficace comparable à celle de production du  $\text{Ru}^{95}$ . Cependant, l'activité du  $\text{Tc}^{103}$  est très faible après 90 mn d'irradiation à cause de sa période de désintégration de 40 j.

## II - DETECTEUR SOLIDE Ge(Li)

### a/ Disposition Mécanique

Un détecteur solide Ge(Li) a été utilisé pour analyser les rayonnements électro-magnétiques. C'est une jonction p-n réalisée par R.C.A. possédant une zone dépouillée de profondeur 10,5 mm et une surface de 4,6 cm<sup>2</sup>. L'azote liquide servant à refroidir le détecteur est contenu dans un cryostat permettant une autonomie de trois jours environ. Le détecteur est placé dans une enceinte où règne un vide de 10<sup>-6</sup> mm de Hg; ce vide est réalisé par une pompe ionique de 8 l/s. de débit. Le pompage est permanent, la pompe est alimentée en tension par un convertisseur qui assure un fonctionnement sur batteries d'accumulateur lors de toute panne de secteur. La pièce de conduction thermique en cuivre sur laquelle repose le détecteur permet pratiquement d'atteindre la température de l'azote liquide sur la jonction comme nous avons pu le vérifier au moyen d'un thermocouple.

### b/ Electronique Associée

La polarisation de la jonction est assurée par une alimentation stabilisée et sa valeur est fixée à -1200V. Entre la haute tension et le détecteur, nous avons placé un circuit RC. de 10 s. de constante de temps qui intègre les variations brutales de tension lors de la mise en service de l'appareil ou d'un défaut de secteur.

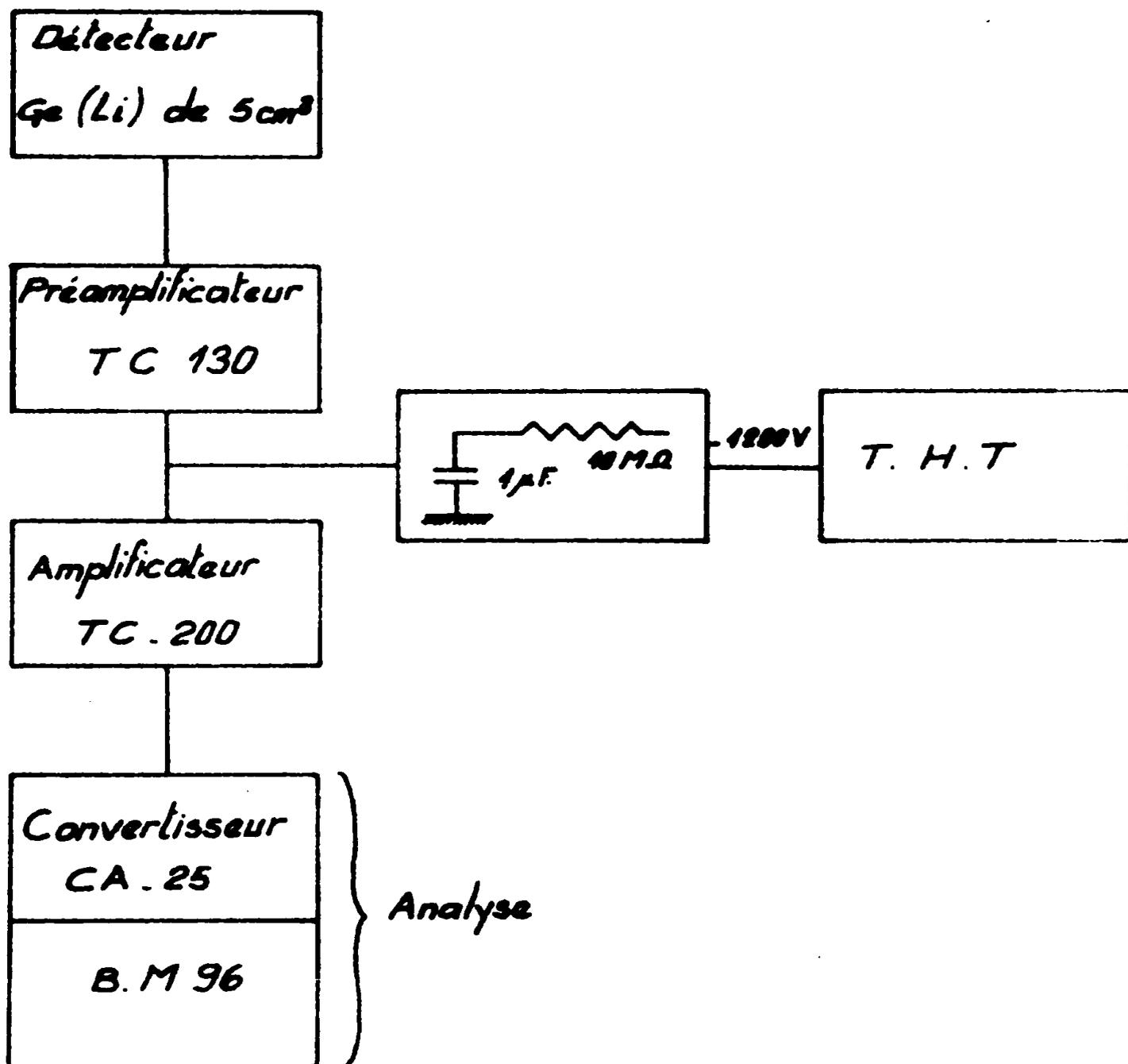
Les impulsions à la sortie de la jonction sont envoyées sur une chaîne Tenclec comprenant (figure 2) :

- Un préamplificateur à transistor à "effet de champ" [Tc 150]. Cet instrument possède deux parties amplificatrices ; l'une à l'entrée, sensible au courant, la sortie consistant en une amplification de tension. La sensibilité totale du préamplificateur est de 216 millivolts/MeV (soit une sensibilité en courant à l'entrée correspondant à 54 millivolts/MeV et un gain en tension de 4).
- Un amplificateur principal (Tc 200). La forme des impulsions est réglable par deux différentiations et une intégration. Nous avons

.../

dû fixer expérimentalement la valeur de ces trois paramètres pour obtenir à la fois la meilleure résolution en énergie de l'ensemble détecteur-amplificateur et des signaux compatibles avec le circuit d'entrée du convertisseur CA 25.

- 1ère Différentiation : 1 m sec.
- 2ème Différentiation : 1,6  $\mu$ sec.
- Intégration : 1,6  $\mu$ sec.



L'analyse est constituée par un convertisseur analogue-digital [CA 25] et par un bloc mémoire [BH 96] de 4096 canaux de capacité pouvant être répartis en quatre sous-groupes de 1024 canaux.

### c/ Résolution en Energie

Des mesures effectuées sur la raie de 122 KeV du  $\text{Co}^{57}$  donnent une résolution de 3 KeV. D'autre part, on peut remarquer que les pics photoélectriques de 291 et 301 KeV observés dans la désintégration de  $\text{Ru}^{95}$  (figure 15) sont parfaitement résolus en énergie. On notera cependant que la résolution augmente avec l'énergie ; on trouve en particulier 8,3 KeV sur la raie de 1.333 KeV du  $\text{Co}^{60}$ .

### d/ Courbe d'efficacité photoélectrique relative.

Le détecteur à semi-conducteur  $\text{Ge}(\text{Li})$  de 5  $\text{cm}^3$  a été étalonné en efficacité en utilisant les rayonnements bien étudiés de  $\text{Ta}^{132}$ ,  $\text{Hf}^{180\text{m}}$ ,  $\text{I}^{131}$  et  $\text{Sb}^{124}$ . La figure 3 représente sur deux échelles logarithmiques la variation de l'efficacité en fonction de l'énergie des rayonnements détectés. Cette efficacité est définie comme le rapport de l'aire du photopic au nombre de photons. Cette aire est obtenue après soustraction d'un fond continu linéaire comme le montre la figure 4.

## III - ANALYSE BIDIMENSIONNELLE : COINCIDENCES $\text{I}^{131}$ - $\text{Ge}(\text{Li})$

### a/ Principe de l'analyse bidimensionnelle en spectrométrie $\gamma$ - $\gamma$

Lorsqu'un noyau se désexcite, un certain nombre de rayonnements électro-magnétiques émis présentent une corrélation en temps. Une technique expérimentale, souvent employée, consiste à examiner le spectre  $\gamma$  en coïncidence avec un rayonnement d'énergie présélectionnée. En fait, pour examiner toutes les corrélations en temps possibles il faut recommencer l'expérience un certain nombre de fois en prenant chaque fois dans la fenêtre du sélecteur monocanal un rayonnement d'énergie différente.

.../

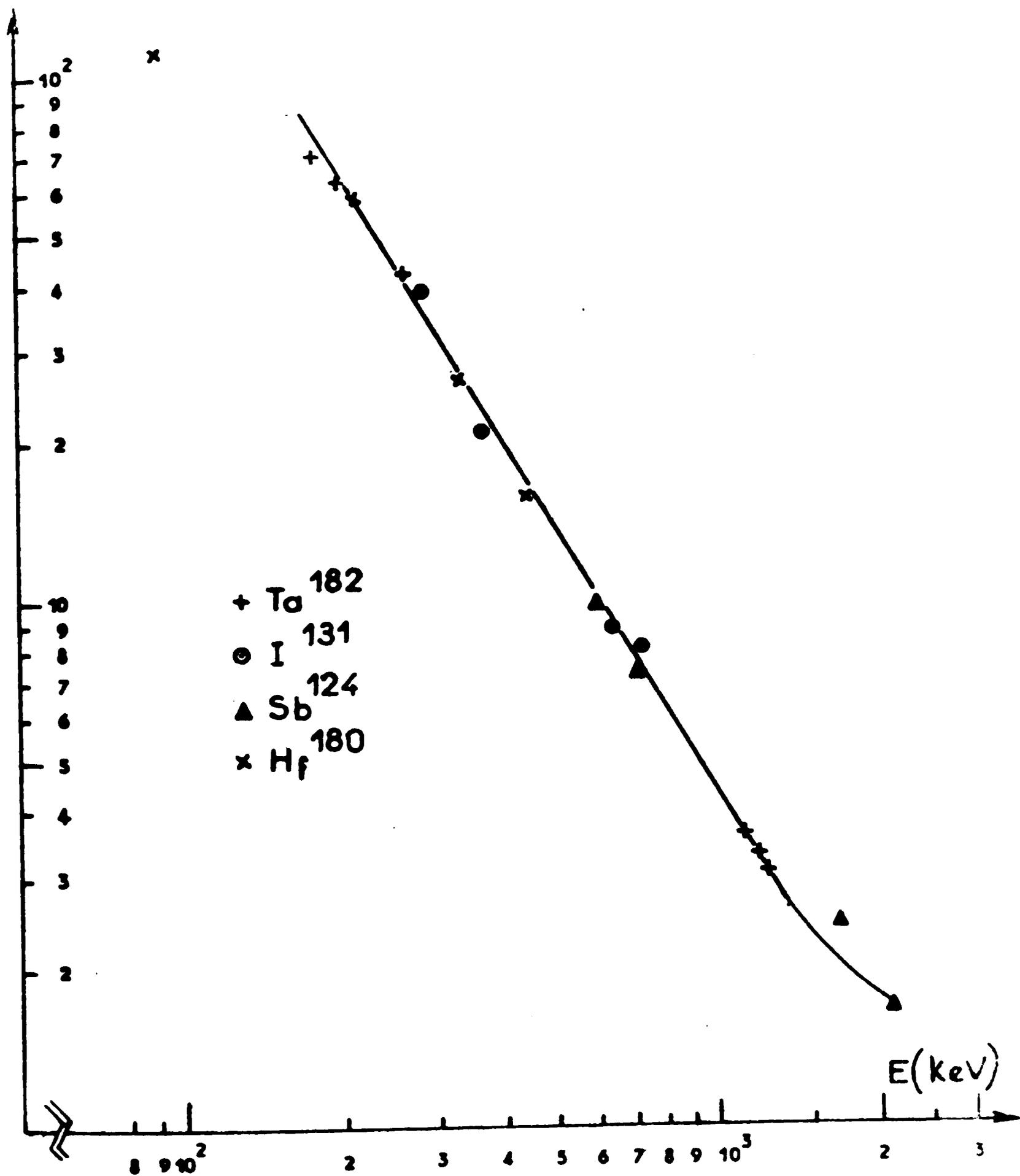


Figure. 3 - Efficacité photoélectrique relative de la jonction  $\gamma$  de  $5\text{cm}^2$

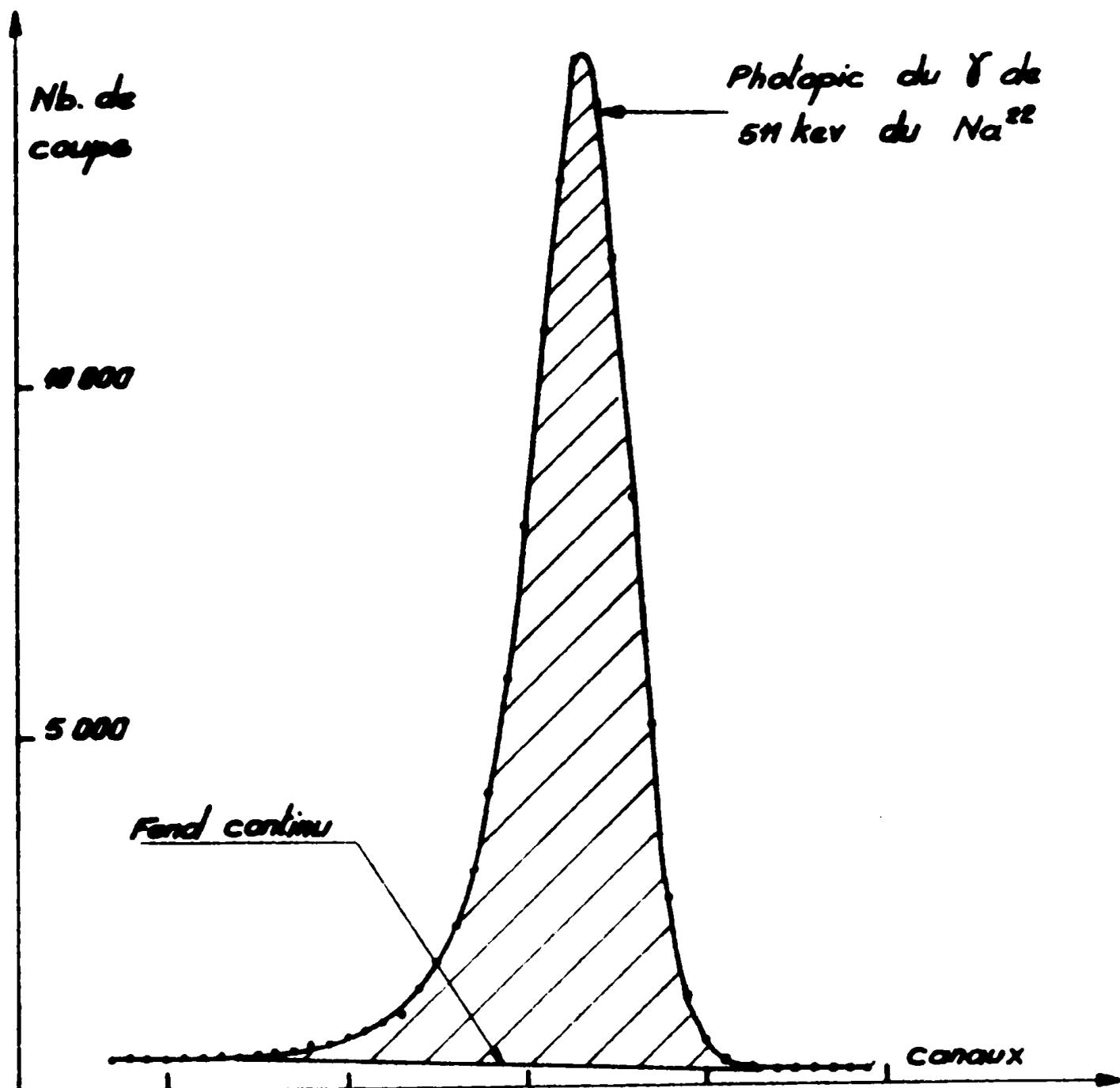


Figure: 4. Soustraction de fond continu pour l'optention de l'aire du photopic.

Il est possible de procéder différemment en utilisant une chaîne d'analyse bidimensionnelle. "Incertechnique" a conçu un matériel ensemble qui comprend :

- Un double convertisseur amplitude-temps [CA.25] qui reçoit les signaux des deux détecteurs ainsi que les impulsions provenant du circuit de coïncidences.
- Un bloc mémoire [BM96] de capacité 4.096 canaux et permettant la visualisation des résultats dans une seule dimension de l'espace.
- Une unité de visualisation [RG96] qui permet l'observation des résultats dans les trois dimensions de l'espace.

Il est alors possible de connaître à la fois l'énergie de deux quelconques rayonnements  $\gamma$  du spectre et leur intensité en coïncidence. Les résultats peuvent se présenter sous forme d'une matrice rectangulaire. A l'intersection de la ligne  $i$  avec la colonne  $j$ , nous pouvons lire le nombre  $M(i,j)$  d'événements corrélés en temps dont les énergies correspondent aux canaux  $i$  et  $j$  (figure 5).

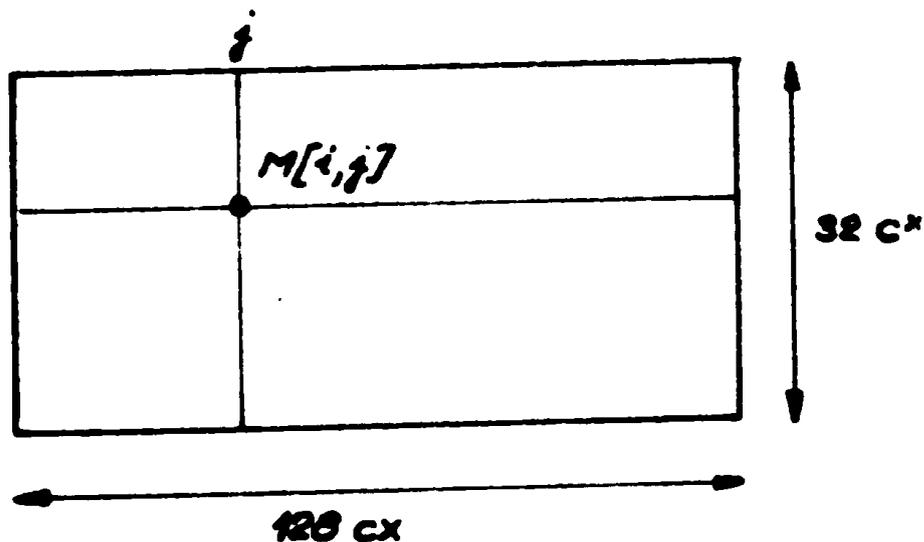


Figure 5

$$N(i, j) = \sum_{m=1}^A \sum_{n=1}^A B_{mn} L_m(i) L_n(j) .$$

- A est le nombre total de raies  $\gamma$  dans le spectre étudié.
- $B_{mn}$  : le nombre de coïncidences entre la raie m et la raie n effectivement comptées.
- $L_m(i)$  et  $L_n(j)$  : les composantes i et j des vecteurs qui représentent les fonctions de réponse des détecteurs (photopic, répartition compton) aux rayonnements m et n.

Chaque ligne ou chaque colonne de la matrice représente le spectre en coïncidence avec les rayonnements dont l'énergie est sélectionnée par une fenêtre de largeur égale à un canal. Donc analyser le spectre dans la direction (i) c'est réduire le problème à A équations de la forme :

$$M'_m(j) = \sum_{n=1}^A B_{mn} L_n(j) \quad (m=1 \dots A)$$

$M'_m(j)$  représente maintenant le nombre de coups comptés dans le canal (j) et dûs aux coïncidences avec le rayonnement m.

Les probabilités de coïncidence  $\delta_{mn}$  peuvent être directement évaluées à partir de la relation

$$B_{mn} = N_0 \delta_{mn} (\omega \epsilon)_m (\omega \epsilon)_n .$$

- $N_0$  : Intensité de la source.
- $(\omega \epsilon)$  : Efficacité de coïncidence.

**b/ Détecteurs utilisés**

- Une jonction p.n Ge(Li) précédemment décrite.
- Un cristal Ina(Tl) de 7,6 cm de diamètre et 7,6 cm de hauteur optiquement couplé à un photomultiplicateur 54 AVP Radiotechnique.

Grâce à son excellente résolution en énergie, l'introduction d'un détecteur à matériaux semi-conducteurs est d'une aide appréciable dans toutes les expériences de corrélations en temps quand le schéma de désintégration est complexe. Mais en même temps cet appareil

présente un inconvénient qui était de moindre importance avec l'utilisation de deux cristaux INA. En effet, la réponse d'une jonction à un rayonnement électro-magnétique consiste en un pic photoélectrique associé à une distribution Compton ; et il convient de remarquer que l'aire du photopic n'est qu'une partie de la fonction de réponse totale.

Cette partie est d'autant plus faible que l'énergie des rayonnements observés croît à cause de la décroissance de la section efficace photoélectrique plus rapide que celle de l'effet Compton. Nous avons comparé (Tableau 2) le rapport  $\frac{\text{pic}}{\text{total}}$  pour la jonction de 5 cm<sup>3</sup> avec ce même rapport pour un cristal INA(Tl) de dimension 7,6 x 7,6 cm [8] pour quelques valeurs particulières de l'énergie et pour une distance source-détecteur de 3 cm. D'autre part, nous avons représenté, figure 6, la réponse du détecteur aux deux  $\gamma$  du Co<sup>60</sup> d'énergies : 1.173 et 1.333 KeV

Energie en KeV	Pic/Total pour la jonction de 5 cm <sup>3</sup>	Pic/Total pour un cristal INA(Tl) de dimensions 7,6 x 7,6 cm
320	$5,75 \times 10^{-2}$	0,31
662	$2,56 \times 10^{-2}$	0,53
835	$1,94 \times 10^{-2}$	0,46
1.115	$0,32 \times 10^{-2}$	0,39

Tableau 2 - Comparaison du rapport  $\frac{\text{Pic}}{\text{Total}}$  dans le cas d'une jonction de 5 cm<sup>3</sup> et d'un cristal INA(Tl) de dimensions 7,6x7,6 cm.

Une fraction importante des événements comptés par le cristal INA en coïncidences avec des rayonnements sélectionnés dans une fenêtre cadrée sur un photopic du détecteur Ge(Li) sera due, en fait, des rayonnements gamma dont la distribution Compton se trouve sous le même photopic. La contribution due à ces coïncidences, vraies mais indésirables, peut être supprimée, pour chaque canal, le long d'une

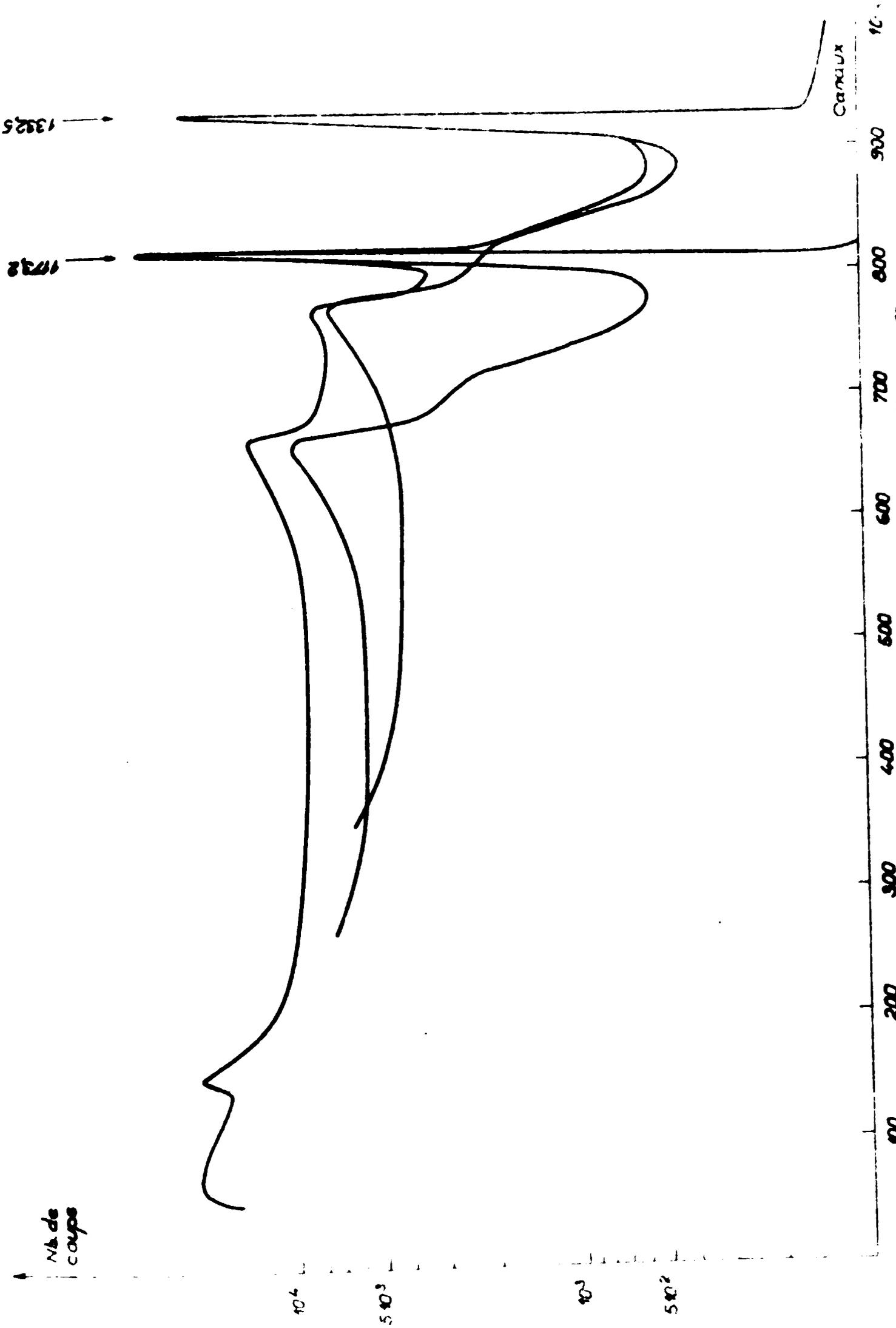


Figure 6 Réponse de la jonction Ge(Li) 700 keV mesurée à 20°C

direction du cristal IIIa, en intégrant les événements comptés dans les canaux centrés sur le canal de photopic qui nous intéresse, et en soustrayant de cette somme le nombre de coups comptés et associés aux canaux voisins. En effet,  $n$  étant petit (de l'ordre de 3 environ), nous pouvons considérer que le palier Compton est constant en première approximation sur  $2n$  canaux. Cette façon de procéder donne en général une bonne valeur des intensités des événements corrélés. En fait, cette procédure n'est applicable que dans les cas où la statistique est suffisante et si le pic sélectionné dans le spectre de la jonction n'est pas confondu avec le front Compton d'un autre photon.

Enfin, nous signalerons que les axes des détecteurs font un angle de  $90^\circ$  et cela afin de réduire les coïncidences vraies entre un rayonnement Compton dans un détecteur associé à un rayonnement rétrodiffusé dans l'autre.

### c/ Ensemble de coïncidences semi-rapides de temps de résolution $2\tau = 100\text{ns}$

#### 1/ Description des éléments utilisés

##### Amplificateurs MAP 40

Les signaux issus des deux détecteurs sont envoyés sur des amplificateurs proportionnels spécialement étudiés pour des mesures de spectrométrie à bas bruit de fond et à haute résolution et qui conviennent donc en particulier pour amplifier les impulsions de détecteurs à semi-conducteurs. Ces tiroirs possèdent à l'entrée, des étages de mise en forme par double ligne à retard qui permettent d'obtenir à la sortie des signaux bipolaires (figure 7) nécessaires pour avoir une bonne définition en temps. L'amplification est réalisée par deux étages amplificateurs de tension identiques et la chaîne est terminée par un adaptateur du type "white".

Le gain est réglable par bonds de 2 dB de 0 à 60 dB ce qui correspond à une variation totale de 1 à 1000.

Mise en forme [MSA 40] : Détection du passage à zéro

Les impulsions bipolaires produites par les amplificateurs [MAP 40] pénètrent dans les tiroirs de mise en forme [MSA 40] dont la fonction est de prélever une information en temps caractéristique de l'événement nucléaire ; ces modules délivrent un signal logique chaque fois que le point de "passage à zéro" est détecté. Ce mode opératoire présente des avantages certains par rapport à la détection du front de montée de l'impulsion ; à savoir une bien meilleure définition en temps et le fait que le point de passage de la partie positive à la partie négative du signal ne dépend pratiquement plus de la hauteur de ce même signal.

Le circuit de détection de "passage à zéro" est un double amplificateur différentiel constitué par quatre transistors. Le système ne fonctionne que si on l'attaque par un niveau d'au moins 700 mV négatif précédant la remontée accompagnée du "passage à zéro". L'amplificateur différentiel ne délivrera un signal que pendant le passage de -300 mV à +300 mV du signal d'entrée.

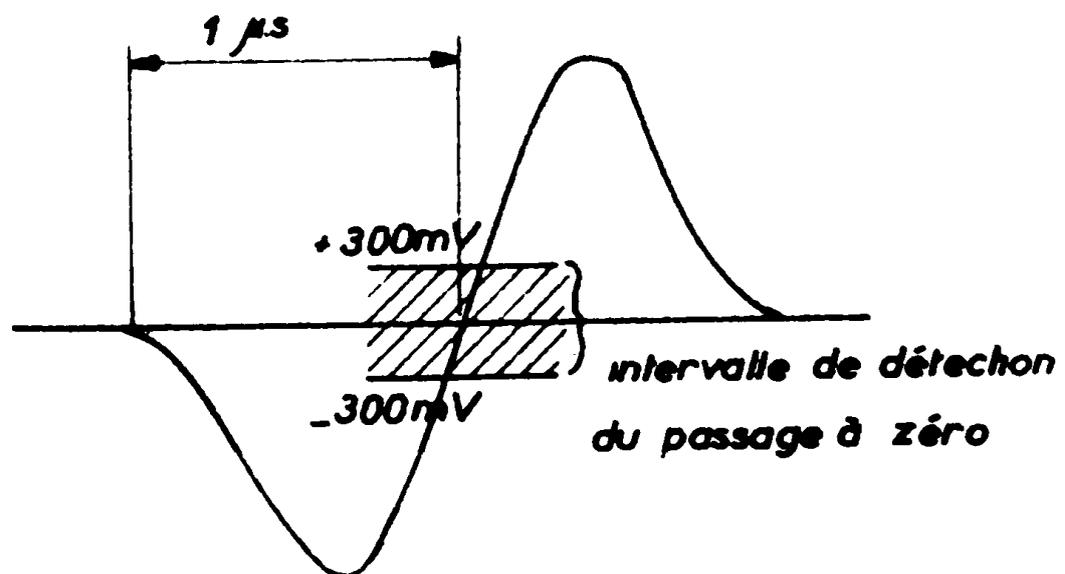


Figure 1 - Signal bipolaire et intervalle de détection du passage à zéro

Le circuit est complété par un étage "retard" qui se compose d'un retard variable de 500 ns auquel on peut ajouter un retard fixe de 1  $\mu$ s suivi d'une "mise en forme" qui délivre des signaux de 500 ns de durée. Les impulsions à la sortie des tiroirs [MSA 40] remis en phase par les boîtes "retard" peuvent attaquer le circuit de coïncidences proprement dit.

### Circuit de coïncidences [MC 10]

Le but de ce sous ensemble est de comparer la position relative dans le temps de deux signaux appliqués aux entrées. Nous décrivons rapidement son principe de fonctionnement (figures 8 et 9).

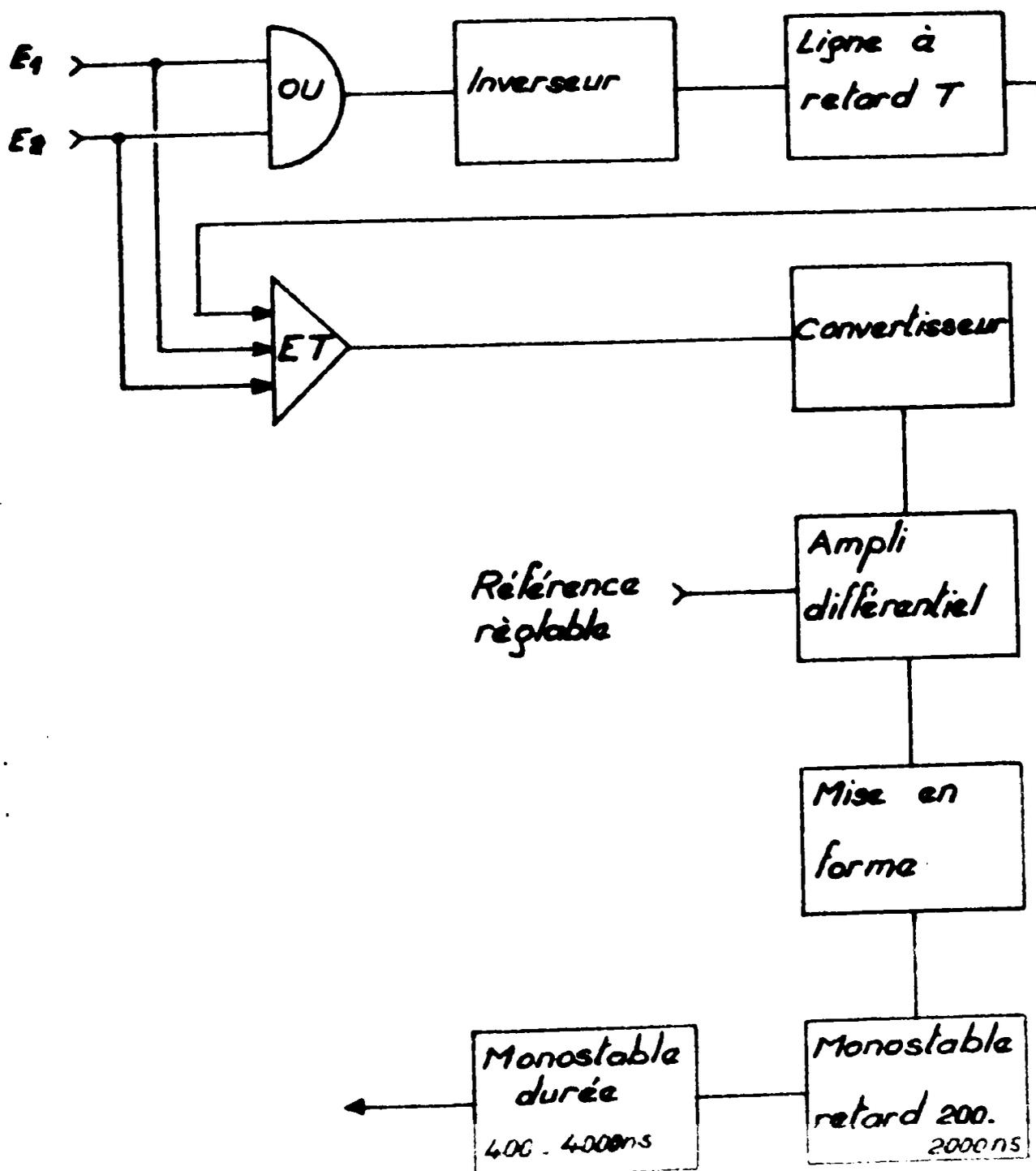


Figure 8 - Schéma synoptique du MC 10

Soit deux signaux E1 et E2 présents aux deux entrées respectivement aux temps  $t_0$  et  $t_1$ .

Le circuit "OU" détecte le signal arrivé le premier (temps  $t_0$ ) et par l'intermédiaire de la ligne à retard T délivre un signal au circuit "ET" au temps  $t_0 + T$ . Le circuit "ET" délivre une information entre l'arrivée du second signal (temps  $t_1$ ) et l'arrivée du signal issu de la ligne à retard (temps  $t_0 + T$ ).

En sortie on a donc un créneau de durée  $\theta = t_0 + T - t_1$ .

Ce créneau déclenche le fonctionnement d'un convertisseur temps-amplitude qui délivre une "dent de scie" de pente fixe et dont l'amplitude sera proportionnelle à  $\theta$ .

La dent de scie obtenue est appliquée à un discriminateur qui est constitué en fait par un amplificateur différentiel dont le seuil est réglable.

Lorsque la dent de scie dépasse le seuil affiché, ce qui est le cas chaque fois que le déphasage relatif des signaux d'entrée est inférieur au déphasage représenté par le seuil, le discriminateur délivre un signal qui, après mise en forme, permettra le déclenchement des monostables "retard et durée".

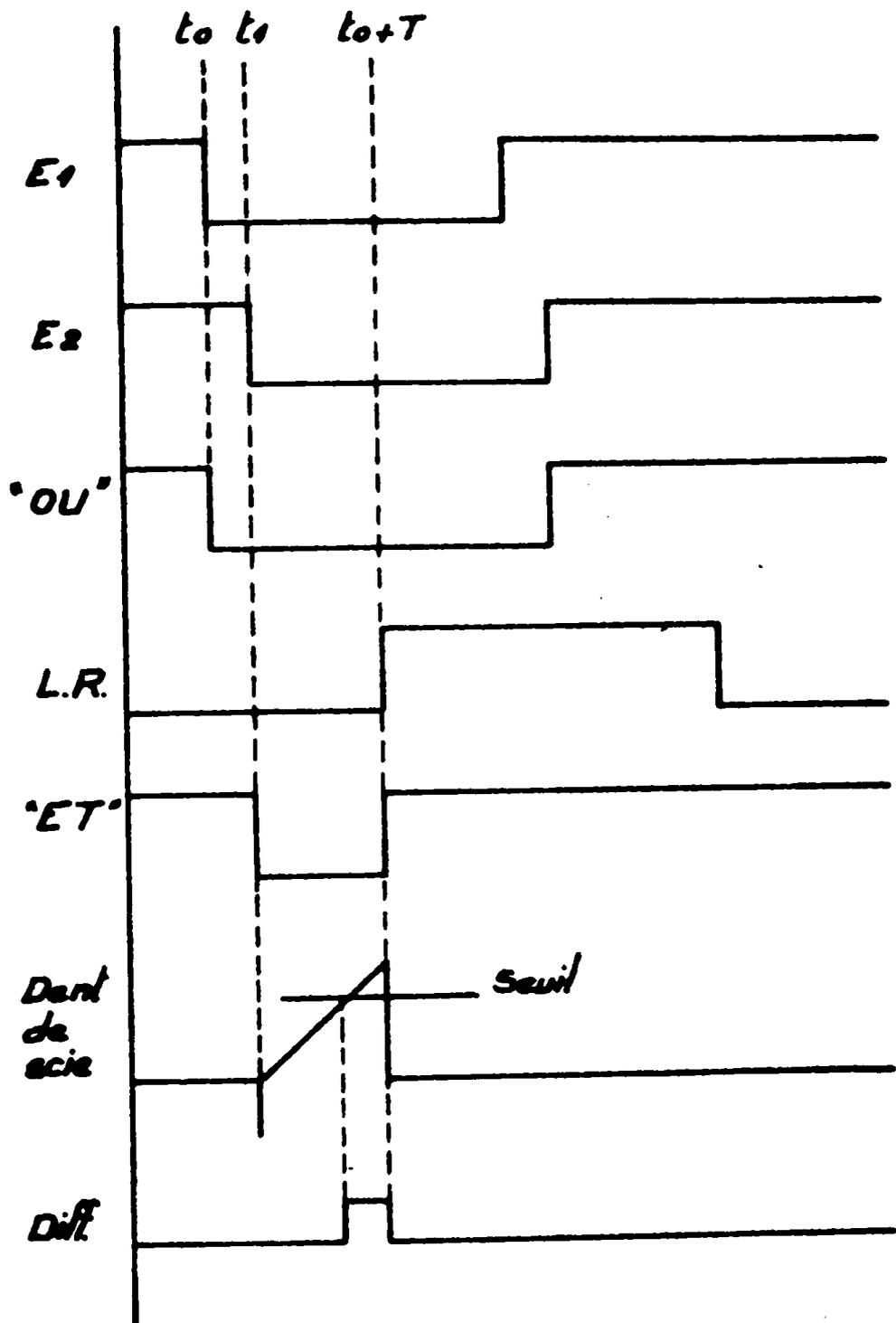


Figure 9 - Diagramme théorique des signaux

## 2/ Fonctionnement de l'ensemble de coïncidences $\gamma - \gamma$

Nous avons représenté figure 10 le schéma de l'ensemble de coïncidences.

Les impulsions issues des sondes  $\gamma$  et amplifiées par les [MAP 40] sont envoyées parallèlement aux tiroirs de "mise en forme" [MSA 40] et aux entrées [i] et [j] du convertisseur amplitude temps [CA 25]. Les impulsions de sortie du circuit de coïncidences [MC 40] servent à ouvrir les "portes" [i] et [j] de ce même convertisseur.

Nous avons adopté un temps de résolution  $2\tau = 100 \text{ n.s.}$  Cette valeur nous est imposée par l'électronique et en particulier par la forme des impulsions issues des détecteurs pour ne pas perdre un trop grand nombre de coïncidences vraies.

Nous avons tracé la courbe donnant la résolution en temps de notre ensemble de coïncidences  $\gamma - \gamma$  (figure 11). Elle a été tracée en utilisant une source de  $\text{Co}^{60}$  possédant deux rayonnements en cascade d'énergies 1333 et 1173 KeV ; les coïncidences étaient comptées au moyen d'une échelle rapide.

Une seconde courbe a été obtenue avec une source de  $\text{Au}^{196}$  possédant essentiellement deux  $\gamma$  d'énergies 333 et 656 KeV en cascade.

Elle ne présente aucune différence avec la première, ce qui prouve que le dispositif de coïncidences a un fonctionnement identique entre 300 et 1400 KeV.

Le taux de coïncidences fortuites a été vérifié en introduisant un retard sur une des voies ; il a toujours été très inférieur à 1 % dans les conditions de l'expérience.

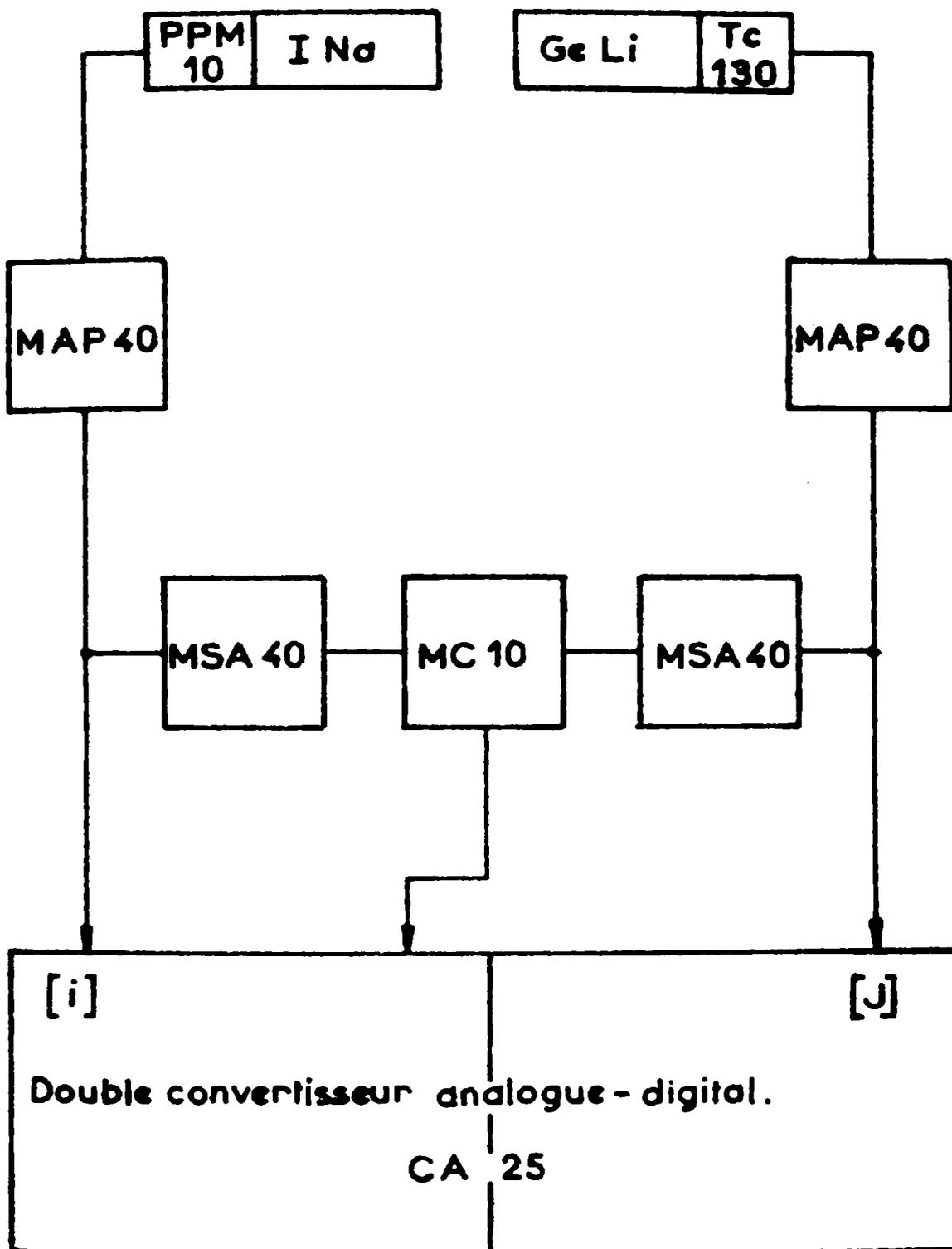


Figure .10 - Schéma synoptique de l'ensemble de coïncidences semi-rapides semi-rapides INa-Jonction

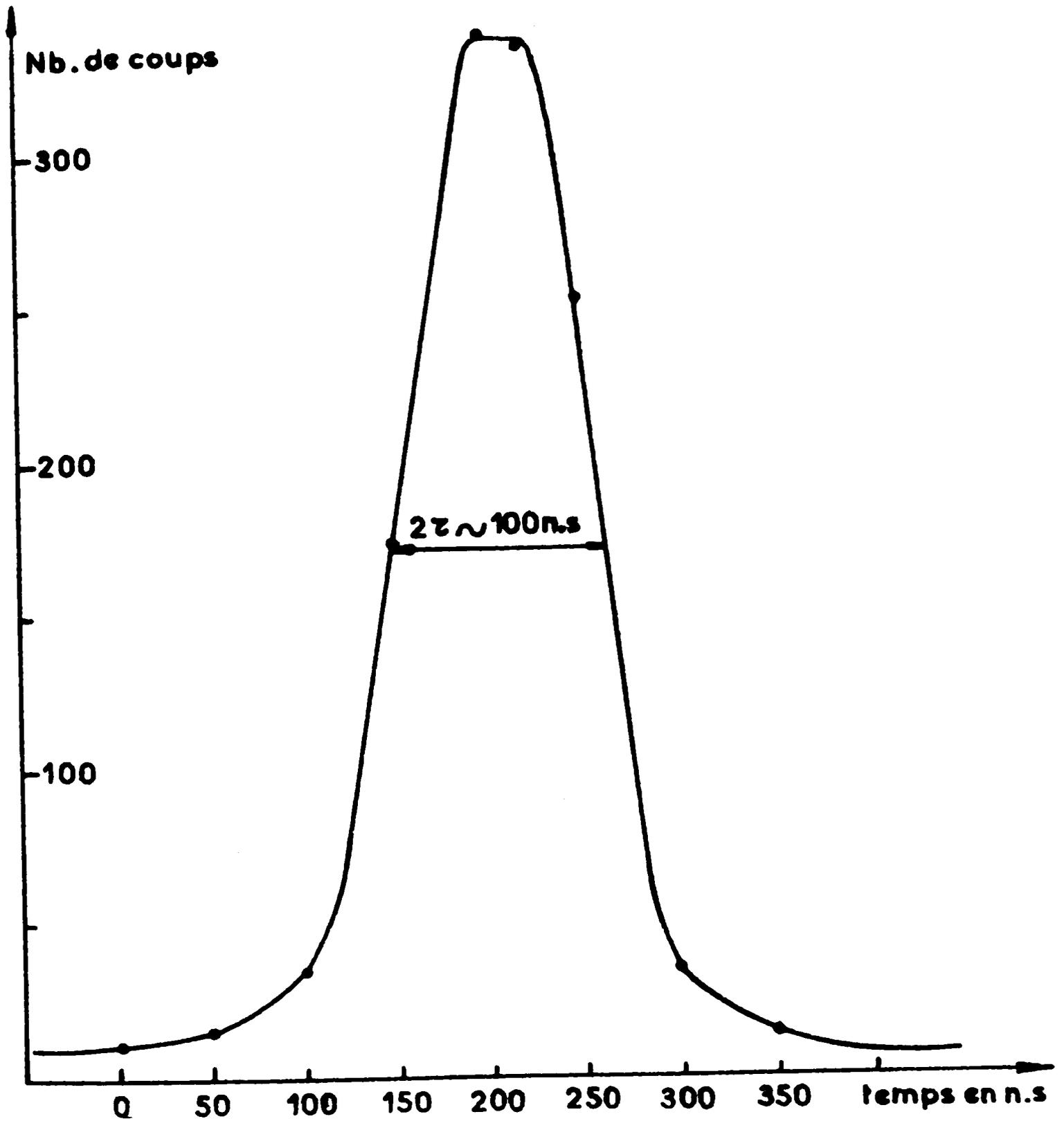


Figure -11 Résolution en temps de l'ensemble de coïncidences

INa - Jonction

IV - ENSEMBLE DE COINCIDENCES LENTES-RAPIDES INa-INa

Nous avons vu (fig. 3) que l'efficacité de la jonction de 5 cm<sup>3</sup> diminuait très vite à mesure que l'énergie des rayonnements augmentait. On conçoit donc qu'il était utile d'adjoindre à l'ensemble de coïncidence bidimensionnel Gc(Li)-INa un dispositif de coïncidences INa-INa pour étudier les corrélations en temps entre rayonnements de haute énergie. Figure 12, nous donnons le schéma synoptique de cet ensemble de coïncidence lente-rapide.

Les détecteurs sont constitués par des cristaux cylindriques de 7,6 cm de diamètre et 7,6 cm d'épaisseur associés à des photomultiplicateurs 54 AVP. Ils sont entourés d'un blindage en plomb et leurs axes font un angle de 90° de façon à ce qu'un rayonnement rétrodiffusé sur l'un ne puisse atteindre le second (figure 13).

Les impulsions issues de l'anode des photomultiplicateurs, amplifiées par des amplificateurs rapides de gain 100, attaquent des circuits discriminateur-mise en forme de type "Van-Zurck". Le rôle de ces derniers est d'éliminer les impulsions de très faibles amplitudes dues au bruit de fond en particulier, qui augmentent le taux de coïncidences fortuites et de délivrer des signaux calibrés de 20 ns de durée.

Le circuit de coïncidences rapide est un circuit à diode tunnel réalisé au laboratoire de chimie nucléaire de Grenoble.

Un retard variable peut être introduit entre le discriminateur et l'amplificateur rapide ; il permet de remettre en phase les impulsions qui arrivent sur le tiroir de coïncidences.

Les impulsions lentes détectées sur la 11e dynode du photomultiplicateur d'une des sondes et amplifiées, alimentent deux sélecteurs de bande. Le rôle de ces tiroirs est de sélectionner simultanément deux fenêtres d'énergie sur le spectre.

Les impulsions lentes issues de la seconde sonde sont analysées chaque fois que des signaux provenant du tiroir de coïncidences rapides et du mélangeur sont détectés en phase.

Le temps de résolution  $2\tau = 40$  ns adopté a été choisi de façon à tenir compte des temps de montée des impulsions des voies rapides qui sont de l'ordre de 20 ns.

Nous avons vérifié, en coïncidence forcée, méthode qui consiste à envoyer le spectre délivré par un seul détecteur en parallèle sur les deux voies rapides, que la forme d'un spectre de  $\text{Co}^{60}$  n'était pas modifiée à partir de 150 KeV. Nous donnons, figure 14, la courbe de résolution en temps de cet ensemble réalisé avec une source de  $\text{Co}^{60}$ .

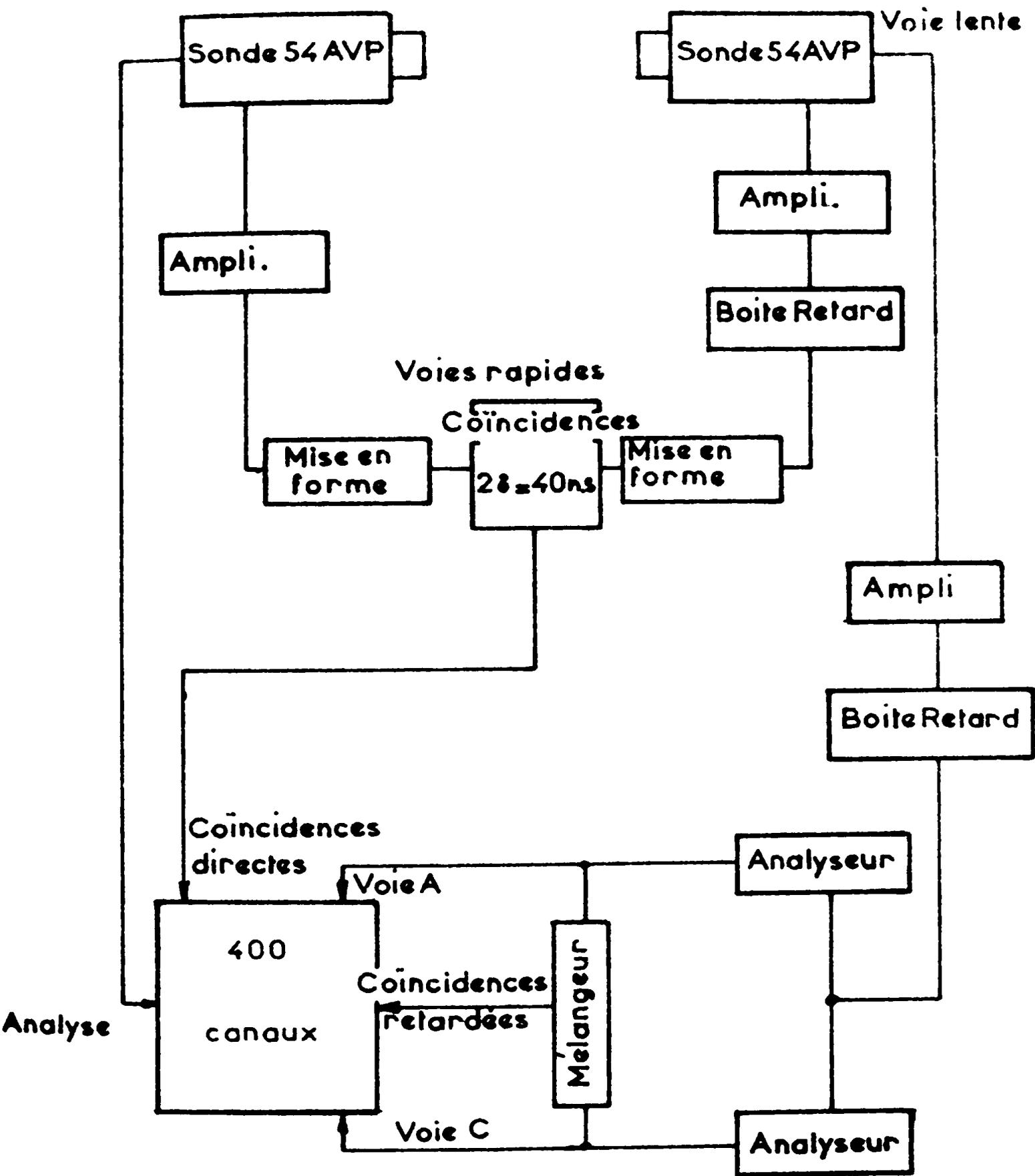
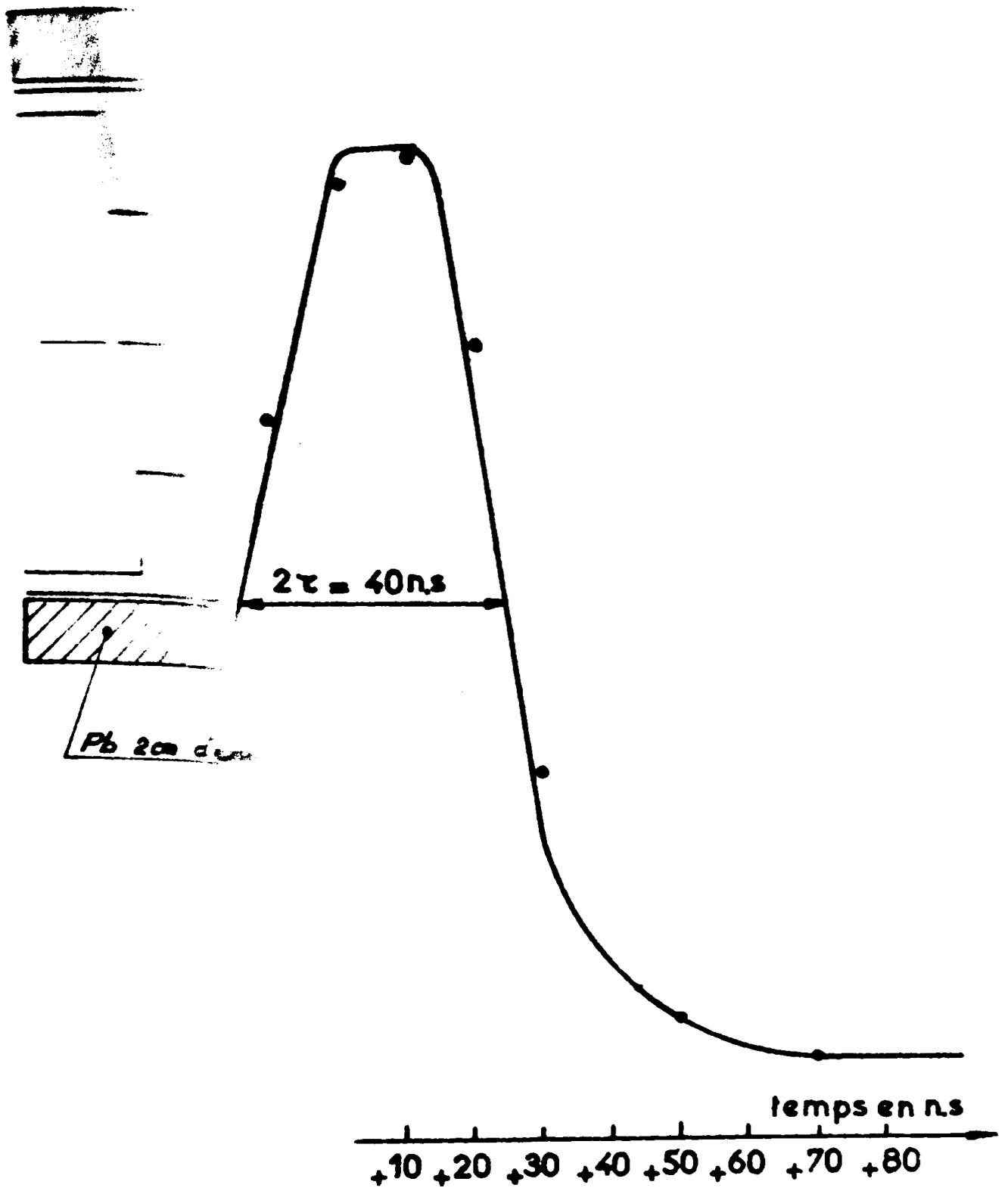


Figure 12 - Schéma synoptique de l'ensemble de coïncidences INa-INa.



'ensemble de coïncidences INa-INa

Figure. 13 Géométrie  
cas de c

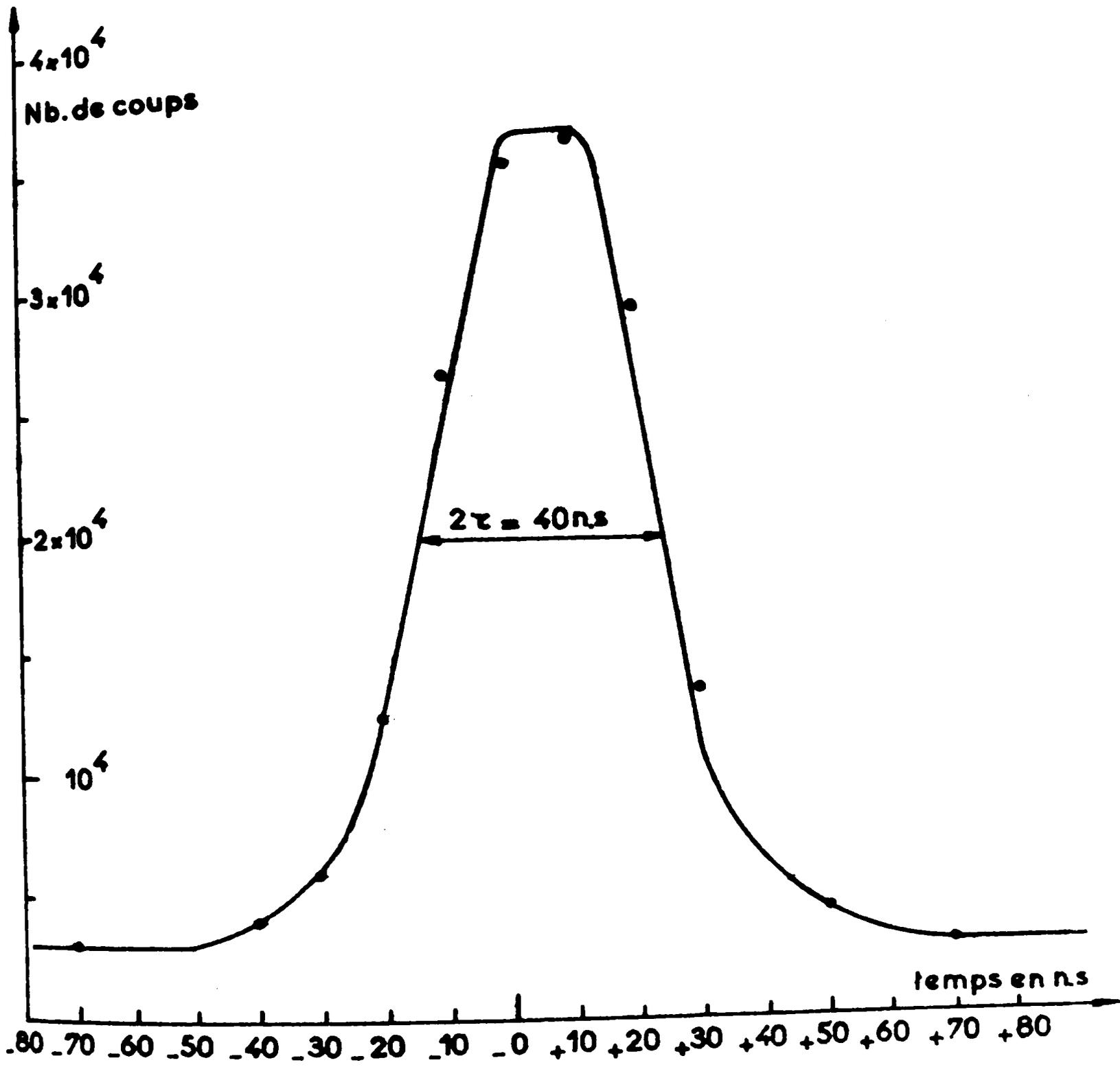


Figure 14\_ Résolution en temps de l'ensemble de coïncidences INa-INa

## C H A P I T R E    I I

### RESULTATS EXPERIMENTAUX - SPECTROMETRIE GAMMA

#### I - SPECTROMETRIE GAMMA DIRECTE

##### a/ Energie et intensités des rayonnements observés

Nous avons irradié, chaque fois, 500 mg à 1 g de Ruthénium naturel sous forme de poudre. Le temps d'irradiation a été fixé à 1 h 30, soit environ une période du corps à étudier et nous avons attendu 1 h avant de commencer les comptages pour laisser décroître les isotopes de périodes courtes [ $\text{Tc}^{101}$  ( $T_{1/2} = 14$  mn) ;  $\text{Tc}^{104}$  ( $T_{1/2} = 18$  mn) et  $\text{Mo}^{101}$  ( $T_{1/2} = 14,6$  mn)] formés par réactions nucléaires à partir du Ruthénium naturel.

Nous pouvons nous rendre compte, en examinant le tableau (1) page 4, que les périodes des isotopes indésirables formés en même temps que le  $\text{Ru}^{95}$  sont suffisamment différentes de celle du  $\text{Ru}^{95}$  pour pouvoir l'identifier avec précision. Nous avons donc jugé inutile d'effectuer une séparation chimique Ruthénium-Technétium, compte-tenu du fait que cette séparation est difficile à réaliser.

Les spectres présentés figures 10 et 11 sont caractéristiques d'un nombre important de comptages effectués, dans différentes conditions, avec la jonction de 5 cm<sup>3</sup> précédemment décrite.

Le spectre a été divisé en deux parties :

- les "basses Energies" (figure 15) : de 0 à 900 KeV
- les "hautes Energies" (figure 16) : de 900 à 2.325 KeV

La figure 3 montre que l'efficacité relative de la jonction décroît rapidement lorsque l'énergie augmente. Nous avons donc été amenés, dans le cas des "hautes énergies", à placer la source étudiée contre le détecteur. Mais, d'autre part, nous savons que la résolution

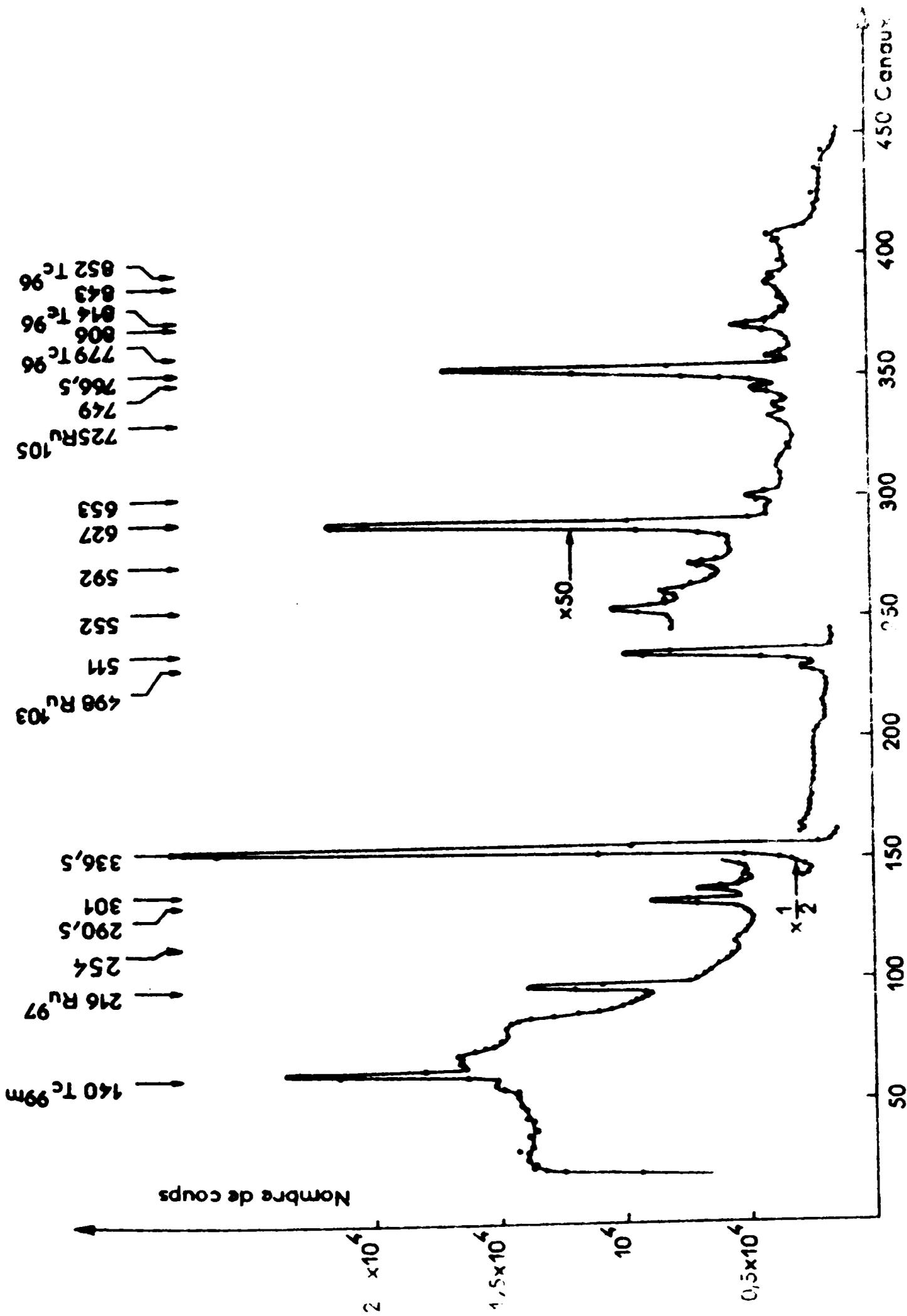


Figure 15. Spectre  $\gamma$  direct - Basses énergies

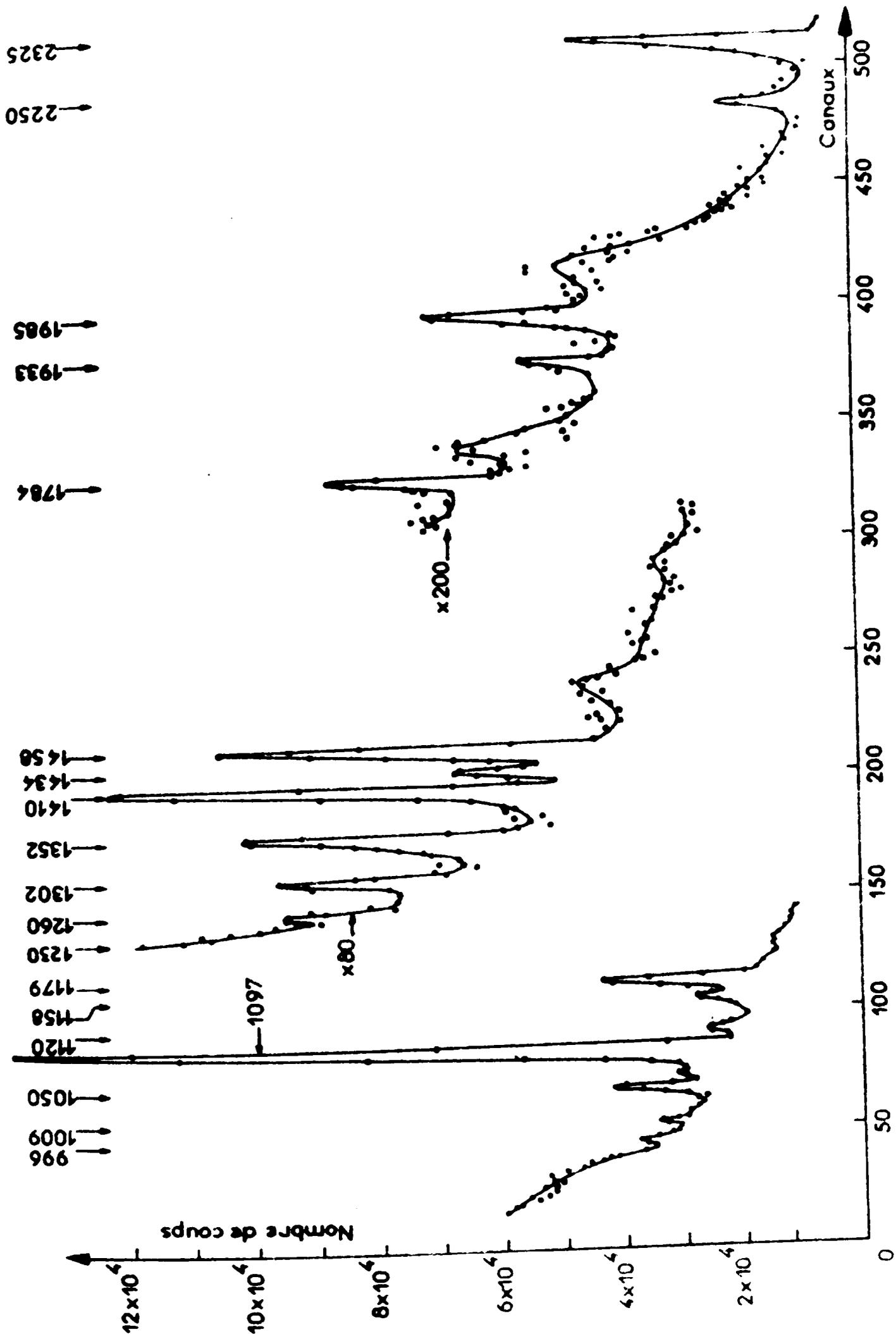


Figure 16 - Spectre  $\gamma$  direct - Hautes énergies

se détériore lorsque le taux de comptage est trop élevé. Nous avons donc interposé entre la source et le détecteur un écran de plomb de 6 mm d'épaisseur, soit 6,9 g/cm<sup>2</sup>, qui arrête une partie des rayonnements X et  $\gamma$  de basses énergies.

L'attribution des pics au Ru<sup>95</sup> a été vérifiée en effectuant des comptages de 30 mn échelonnés dans le temps sur au moins trois périodes.

Dans le spectre de "basses énergies" nous avons observé un certain nombre de raies n'appartenant pas à la désintégration du Ru<sup>95</sup> nous les indiquons dans le tableau 3. Nous citons le rayonnement à 307 KeV du Tc<sup>101</sup> ; en fait cette raie n'existe plus dans le spectre présenté figure 15 et compté une heure après la fin de l'irradiation mais nous l'avons observée au début des comptages.

	Période	Rayonnements $\gamma$ observés
Ru <sup>97</sup> [9]	2,9 j.	216 KeV - 325 KeV
Ru <sup>103</sup> [10]	40 j.	498 KeV
Ru <sup>105</sup> [11]	4,44 h.	725 KeV
Tc <sup>95</sup> [12]	20 h.	768 KeV
Tc <sup>96</sup> [12]	4,3 j.	779, 814, 852 KeV
Tc <sup>99m</sup> [13]	6 h.	140 KeV
Tc <sup>101</sup> [13]	14 mn	307 KeV

Tableau 3 : Radioisotopes observés après une irradiation de 90 mn de durée.

Dans le tableau 4, nous donnons les énergies des pics appartenant au Ru<sup>95</sup> ainsi que leurs intensités. Nous avons pris comme référence le rayonnement de 336,5 KeV, le plus intense et nous lui avons attribué l'intensité 100.

Les énergies des raies  $\gamma$  sont mesurées à  $\pm 1$  KeV et leurs intensités approximativement à  $\pm 10\%$

E(KeV)	I $\gamma$	E(KeV)	I $\gamma$
254	0,3	1.120	0,3
290,5	4,9	1.158	1,5
301	2,5	1.179	4,8
336,5	100	1.230 <sup>+</sup>	
552	2,3	1.303 <sup>+</sup>	
592	1,4	1.352	1,6
627	19,2	1.410	2,6
653	0,95	1.459	2,3
806	4,09	1.784	1,2
843	1,1	1.985	1,5
1.051	2,1	2.250	0,3 *
1.097	21,9	2.325	2,1 *

Tableau 4 : Energies et intensités relatives des rayonnements  $\gamma$  du Ru<sup>95</sup> détectés avec une jonction Ge(Li) de 5 cm<sup>3</sup>.

+ Pic de double échappement des  $\gamma$  de 2.250 et 2.325 KeV.

\* Intensité mesurée en tenant compte du pic de double échappement respectivement à 1.230 et 1.303 KeV.

b/ Cas particulier des pics observés à 1.303 KeV et 1.230 KeV

Nous observons dans le spectre  $\gamma$  de haute énergie (figure 10) un pic de 1.303 KeV décroissant avec la période du Ru<sup>95</sup>. Nous l'avons identifié comme le double échappement du rayonnement de 2.325 KeV.

En effet, nous savons que les rayonnements d'énergie supérieure à 1.022 KeV peuvent être absorbés par le processus d'émission de paires où le  $\gamma$  est transformé en une paire électron-positon, l'énergie

résiduelle étant transformée en énergie cinétique partagée arbitrairement entre les deux particules. Lors de l'annihilation de positron un ou deux quanta de 511KeV peuvent s'échapper de la jonction. C'est le phénomène qui se produit dans le cas du pic de 1.303 KeV où deux photons de 511 KeV ont quitté la jonction sans être absorbés.

D'autre part, le phénomène de double échappement se produisant dans la matière même du cristal, on conçoit aisément que le rayonnement de 1.303 KeV subira la même absorption lors de la traversée d'un écran de plomb que le  $\gamma$  de 2.325 KeV ; il doit donc être beaucoup moins absorbé qu'un rayonnement de 1.303 KeV émis par la source.

Pour réaliser l'expérience, nous avons disposé un écran de plomb de 2 cm d'épaisseur entre la source de Ruthénium et le détecteur solide et nous avons comparé l'intensité du pic de 1.303 KeV à celle du pic voisin de 1.352 KeV avec et sans écran de plomb (figure 17).

- sans plomb :

$$\frac{\text{Intensité du } \gamma \text{ de } 1.303 \text{ KeV}}{\text{Intensité du } \gamma \text{ de } 1.352 \text{ KeV}} = 0,44 \pm 0,025$$

- avec un écran de plomb de 2 cm d'épaisseur :

$$\frac{\text{Intensité du } \gamma \text{ de } 1.303 \text{ KeV}}{\text{Intensité du } \gamma \text{ de } 1.352 \text{ KeV}} = 0,58 \pm 0,03$$

Nous constatons donc que l'intensité du  $\gamma$  de 1.303 KeV a augmenté par rapport à celle du  $\gamma$  de 1.352 KeV quand on a interposé l'écran de plomb :

$$\left( \frac{I_{\gamma \text{ de } 1.303}}{I_{\gamma \text{ de } 1.352}} \right)_{\text{avec 2 cm de Pb}} \times \left( \frac{I_{\gamma \text{ de } 1.352}}{I_{\gamma \text{ de } 1.303}} \right)_{\text{sans Pb}} = 1,32 \pm 0,13$$

Nous avons cherché dans les tables (18) le rapport d'absorption pour des rayonnements de 2.325 KeV et 1.350 KeV dans le cas d'un absorbant de plomb de 2 cm, soit  $22,6 \text{ gcm}^{-2}$  :

$$\frac{I_{2.325}}{I_{1.352}} = 1,37$$

Cette valeur est en accord avec celle trouvée expérimentalement bien que la mesure soit rendue difficile à cause des facteurs suivants :

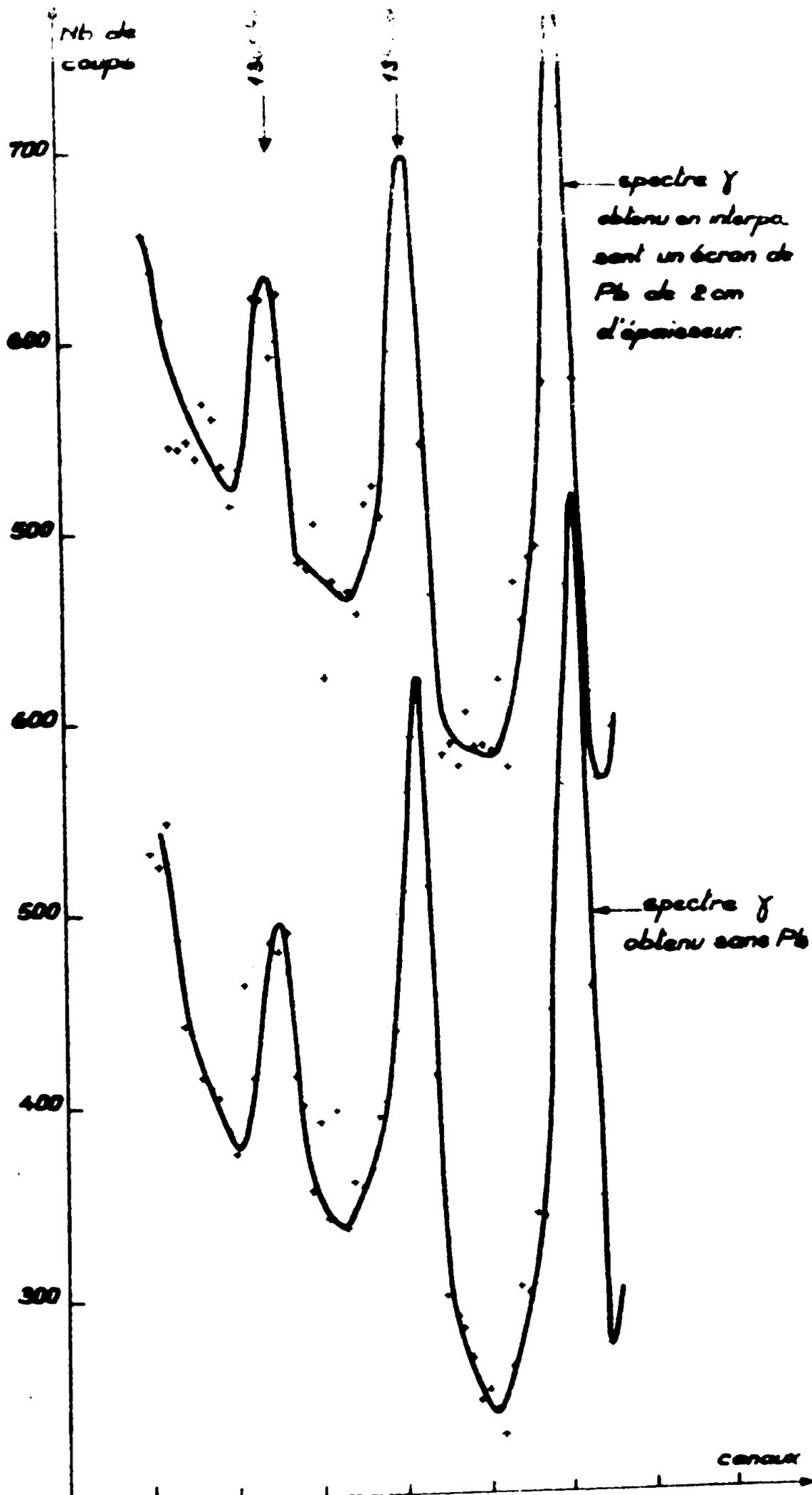


Figure: 17 Comparaison de l'absorption par 2cm de Pb des  $\gamma$  de 1303 et 1352 keV

comptage obtenus. Il ne fait donc aucun doute que le pic de 1.303 KeV est bien le double échappement du rayonnement de 2.325 KeV.

Nous avons pu observer l'existence d'un pic de très faible énergie à 1.230 KeV. Nous formulons l'hypothèse qu'il s'agit du pic de double échappement du  $\gamma$  de 2.250 KeV bien qu'il soit impossible de le vérifier.

### c/ Mesure de la période de désintégration du Ru<sup>95</sup>

Nous avons suivi la décroissance des pics de 291, 301, 336, 527, 1.045, 1.097, 1.410, 1.458 et 2.325 KeV sur plus de trois périodes et nous avons tracé leurs courbes de décroissance après avoir retranché le fond continu.

Dans ce présent travail, nous n'avons représenté que la courbe de décroissance du pic de 336 KeV (figure 18) le plus intense des rayonnements observés.

La source de Ruthénium utilisée ayant une intensité assez importante nous avons dû tenir compte du temps mort du convertisseur analogue digital [CA25]. La correction de temps mort est faite automatiquement par le convertisseur. Mais comme dans ce cas l'appareil compte pendant un espace de temps plus long que le temps réel affiché, que nous avons choisi constant et égal à 15 mn, nous avons dû repérer avec un chronomètre le temps de départ de chaque comptage.

La période trouvée : 99 mn  $\pm$  1 mn est en parfait accord avec la valeur trouvée par d'autres expérimentateurs.

## II - RESULTATS DES MESURES DE COINCIDENCES $\gamma$ - $\gamma$

### a/ Spectres $\gamma$ en coïncidence rapide $\gamma$ - $\gamma$ obtenus avec des cristaux INa(Tl)

Avec le dispositif de coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  lent-rapide, décrit pag. 17, nous avons enregistré les spectres  $\gamma$  en coïncidence avec des bandes d'énergie centrées sur les valeurs : 301 et 627 KeV. Les figures

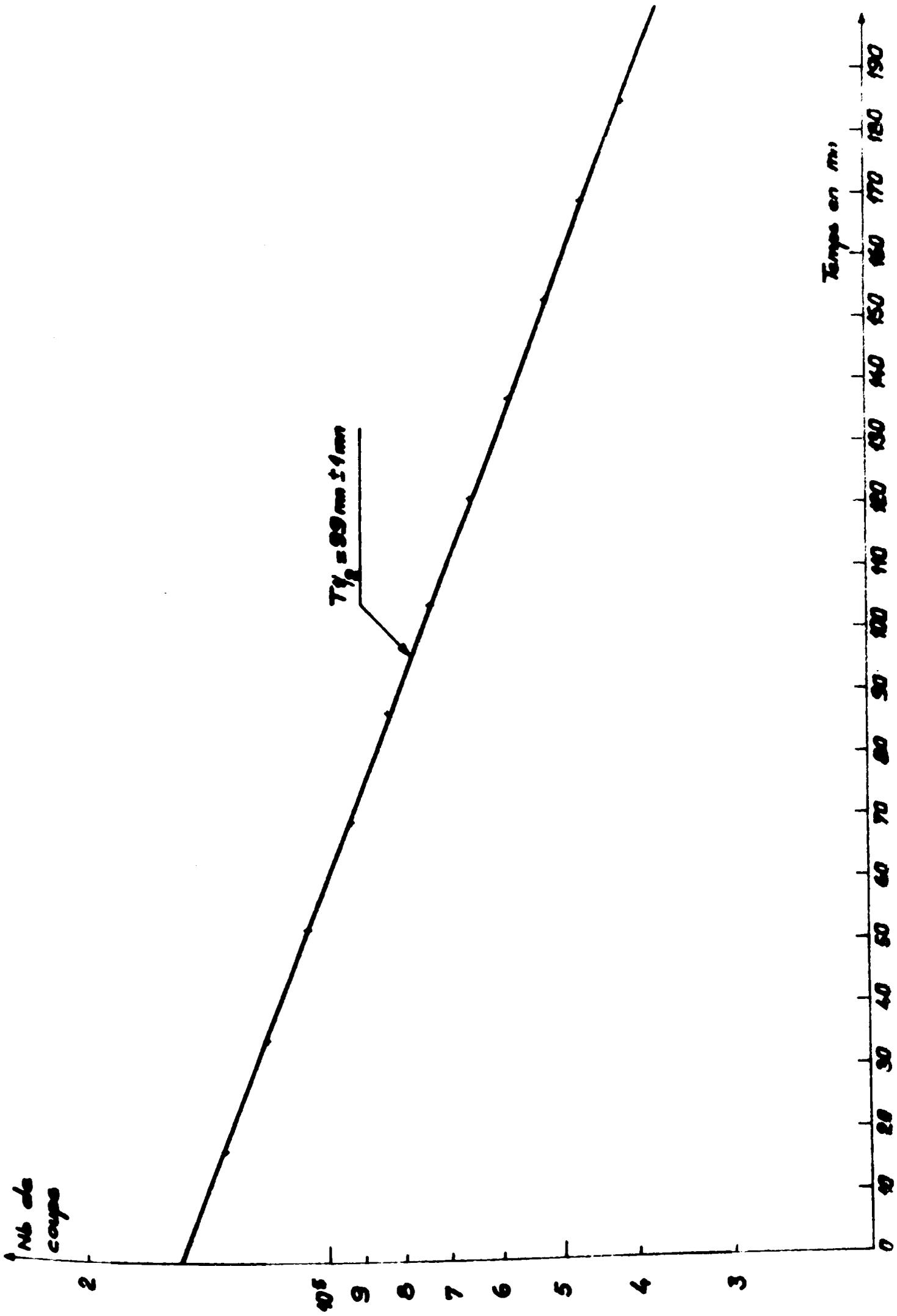


Figure 18 Décroissance de l'activité de  $Ru^{95}$

19 et 20 représentent les spectres ainsi observés et le tableau 5 résume les résultats obtenus.

Fenêtre	$\gamma$ en coïncidence
330 KeV	300, 335, 511, 625, 750, 810, 1.095, 1.410, 1.500
627 KeV	335, 511, 530, 630, 810, 1.050, 1.150, 1.500, 1.460

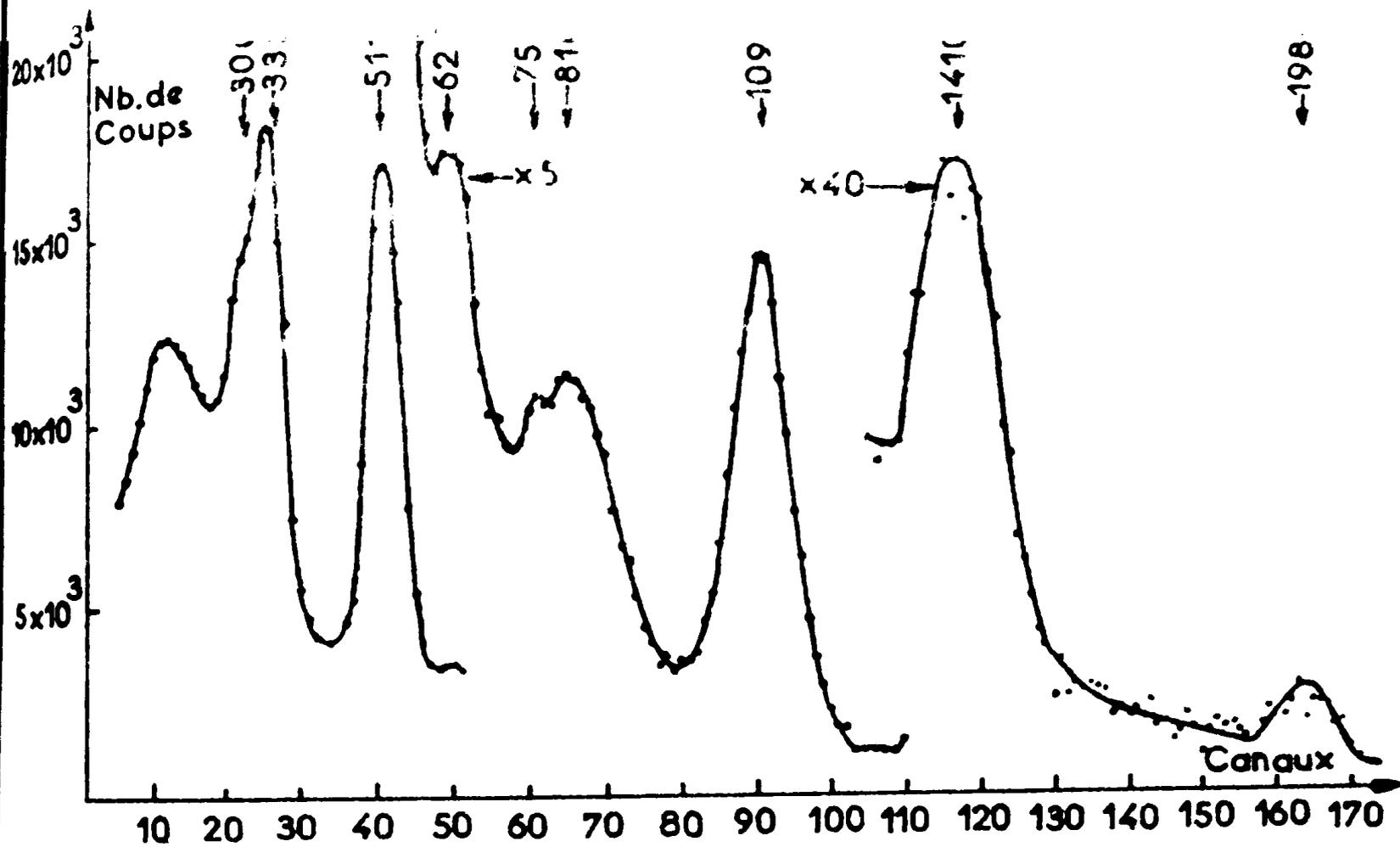
Tableau 5 : Résultats des expériences de coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  dans le cas de coïncidences INa(Tl) - INa(Tl)

b/ Spectres  $\gamma$  en coïncidence  $\gamma$ - $\gamma$  obtenus avec le cristal INa(Tl) et la jonction Ge(Li) - Analyse bidimensionnelle

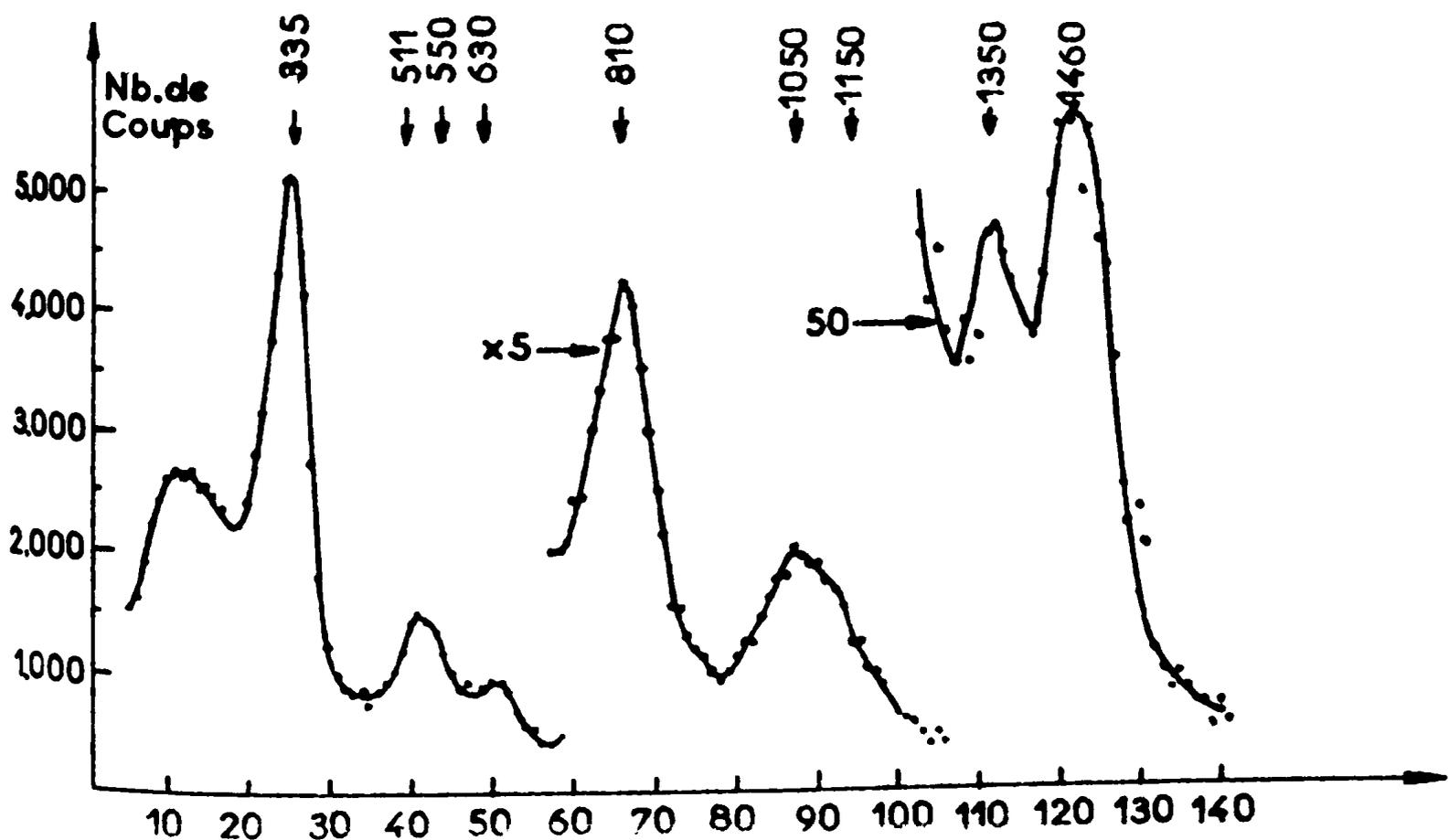
Les cristaux INa(Tl) utilisés au cours des expériences précédentes ne permettant pas de séparer les trois rayonnements d'énergie très voisins, à 300 KeV, nous avons entrepris de nouvelles mesures pour lesquelles nous avons remplacé un des cristaux INa(Tl) par la jonction de 5 cm<sup>3</sup>. Pour réaliser ces mesures, nous avons utilisé le dispositif d'analyse bidimensionnelle décrit précédemment dans la configuration 32 x 128 canaux. Nous nous compté les trois raies d'énergie 291, 301 et 336 KeV, détectées par la jonction, sur 32 canaux et la totalité du spectre  $\gamma$  fourni par le détecteur INa(Tl) sur les 128 canaux de la deuxième dimension.

1/ Spectre obtenu avec le détecteur Ge(Li) en coïncidence avec l'ensemble des  $\gamma$  de 291, 301 et 336 KeV

Les énergies très proches de ces rayonnements font qu'ils sont pas séparés par le cristal INa(Tl). Nous avons donc additionné les coups comptés sur les canaux correspondant au pic unique détecté par le cristal INa(Tl) et englobant les trois raies et après soustraction du fond Compton, nous avons obtenu le spectre représenté figure 21, dans la direction de la jonction.

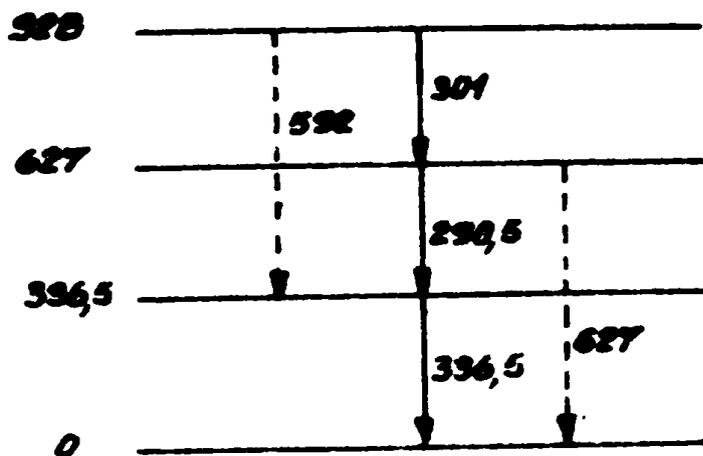


Figure\_19 Spectre de coïncidences [INa-INa] avec l'ensemble des transitions à 300 KeV.



Figure\_20 Spectre de coïncidences [INa-INa] avec la transition de 630 keV

Nous observons en coïncidence avec l'ensemble [291-301-336] les rayonnements de 291, 301 et 336 Kev. Ces trois rayonnements sont certainement en cascade compte tenu de l'existence d'un "cross-over" de 592 et 627 Kev. D'autres expériences confirmeront ce résultat.



2/ Spectres obtenus avec le cristal INa(Tl) en coïncidence avec les rayonnements de 291, 301 et 336 Kev.

Nous avons additionné les coups comptés sur les canaux correspondant à chacun de ces pics dans la direction jonction et nous avons obtenu les trois spectres, reproduits figures 21, 22, 24, 1 long de la direction INa(Tl). La durée de ces comptages est de 2 heures.

Il convient de remarquer que nous n'avons pu retrancher les comptons que dans le cas de coïncidences avec la raie de 336 Kev pour les deux autres spectres les taux de comptage relativement faibles obtenus s'opposaient à ce mode opératoire.

A partir de ces trois spectres nous avons pu déduire un certain nombre de résultats qualitatifs résumés dans le tableau 6.

fenêtre	$\gamma$ en coïncidence
291 KeV	330, 511, 630, 810, 1.050, 1.160
301 KeV	330, 511, 630, 810, 1.050, 1.160
336 KeV	300, 511, 650, 750, 810, 1.050, 1.095, 1.110, 1.110

Tableau 6 : Résultats des expériences de coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  dans le cas de coïncidences INa(Tl) - Ge(Li)

Toutefois, il convient de faire un certain nombre de remarques :

- Les rayonnements de 511 KeV observés proviennent de l'annihilation de positons alimentant certains niveaux d'énergie du  $Tc^{95}$  ; les raies en coïncidences avec les photons de 511 KeV désexcitent donc directement ces niveaux. C'est en particulier les cas des transitions de 291 et 336 KeV qui désexcitent les niveaux à 336 et 627 KeV directement alimentés par émission  $\beta^+$ .
- Les raies de 336 et 627 KeV observées en coïncidence avec les bandes d'énergies centrées sur les  $\gamma$  de 291 et 301 KeV proviennent principalement de coïncidences avec des comptons de photons de 511 KeV qui représentent à peu près trois fois l'intensité des photo pics de 291 et 301 KeV sur le spectre direct. On peut se rendre compte de ce fait en examinant la matrice des résultats qui, dans le cas de coïncidences avec des comptons, donne un fond continu dans la direction jonction bien qu'on observe un pic dans la direction INa(Tl)

En outre, le pic de 511 KeV observé en coïncidence avec le  $\gamma$  de 301 KeV provient en fait de coïncidences entre le  $\gamma$  de 511 KeV détecté sur la voie INa(Tl) et des comptons d'énergie voisine de 300 KeV provenant du rayonnement de 627 KeV et du second photon d'annihilation et observés sur la voie jonction.

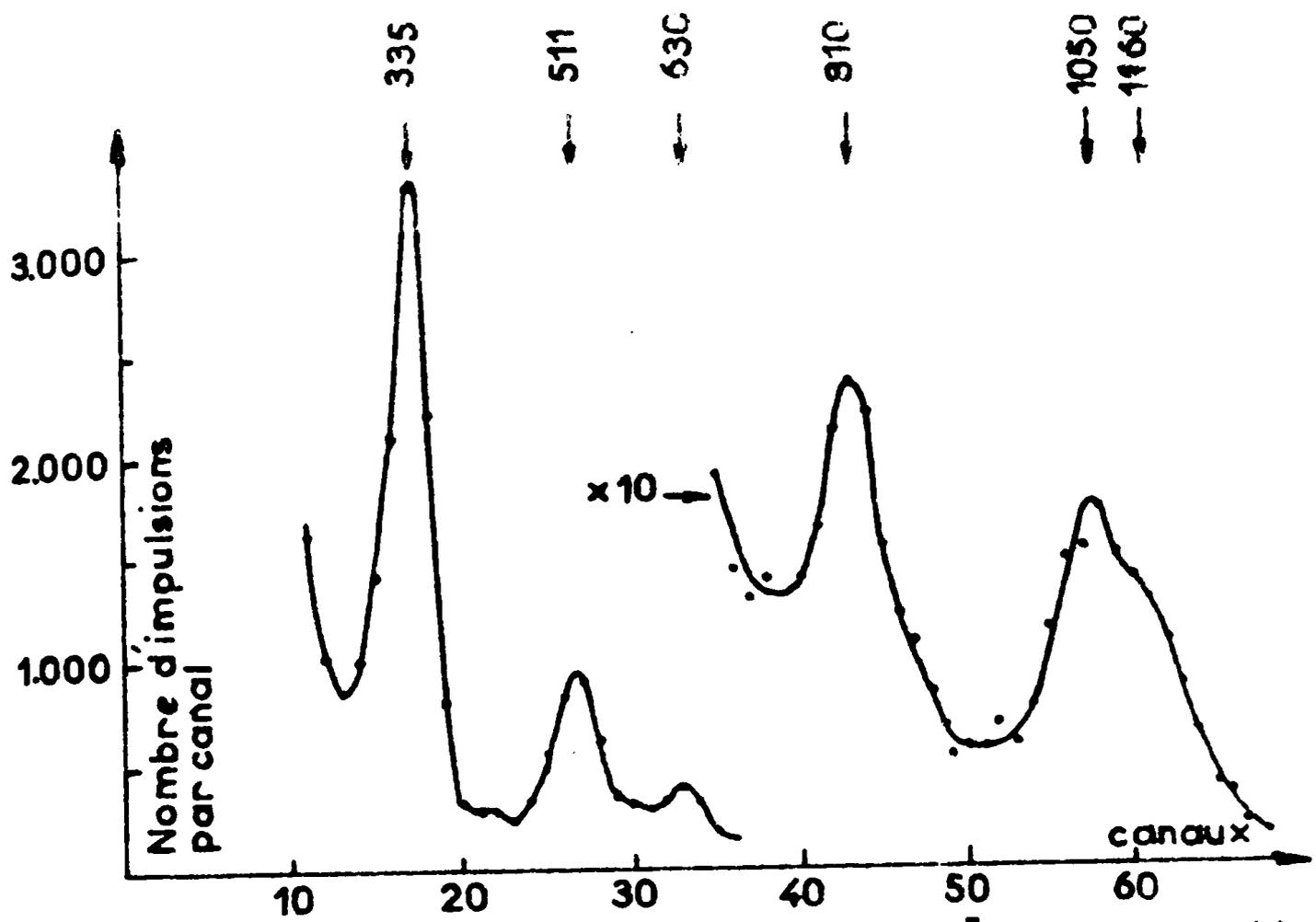


Figure. 23 Spectre de coincidences [INa-Jonction] avec la transition de 291 keV

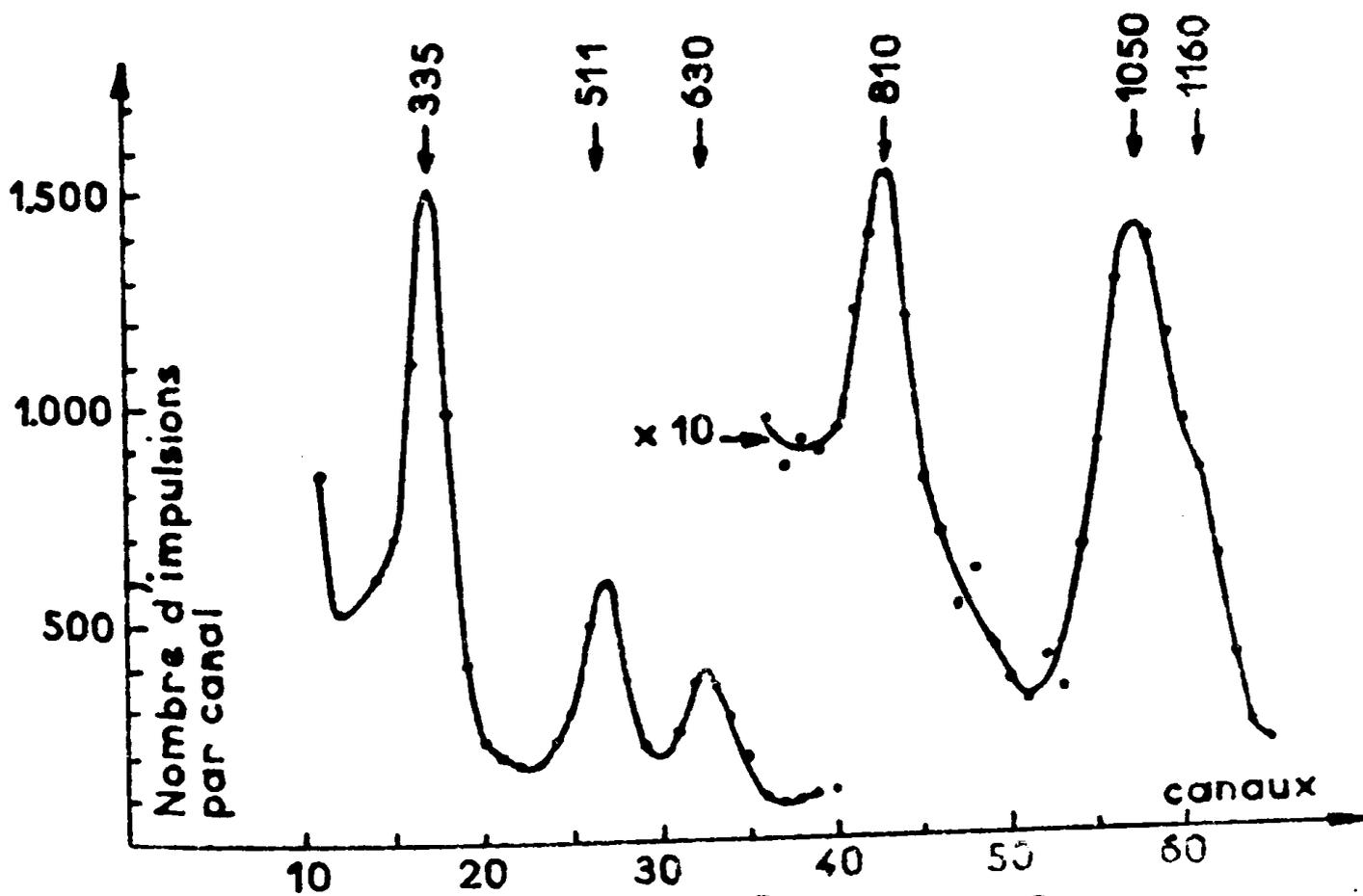


Figure. 24. Spectre de coincidences [INa-Jonction] avec la transition de 301 keV

c/ Conclusions sur l'ensemble des expériences de coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$

Le tableau 7 résume les résultats qualitatifs obtenus à partir des coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  après correction des coïncidences  $\gamma$ -compton. A partir de ces données expérimentales il est possible d'affirmer l'existence d'un certain nombre de niveaux d'énergie.

Niveau à 1.433 KeV

Le rayonnement de 1.097 KeV trouvé en coïncidence avec la seule raie de 336 KeV alimente directement le niveau à 336 KeV et provient donc d'un niveau à 1.433 KeV. Cette assertion est confirmée par les coïncidences observées entre les rayonnements de 806 et 627 KeV et l'existence d'une transition de 1.433 KeV. Le schéma ci-dessous (figure 25) résume les observations que nous venons de faire sur le niveau à 1.433 KeV.

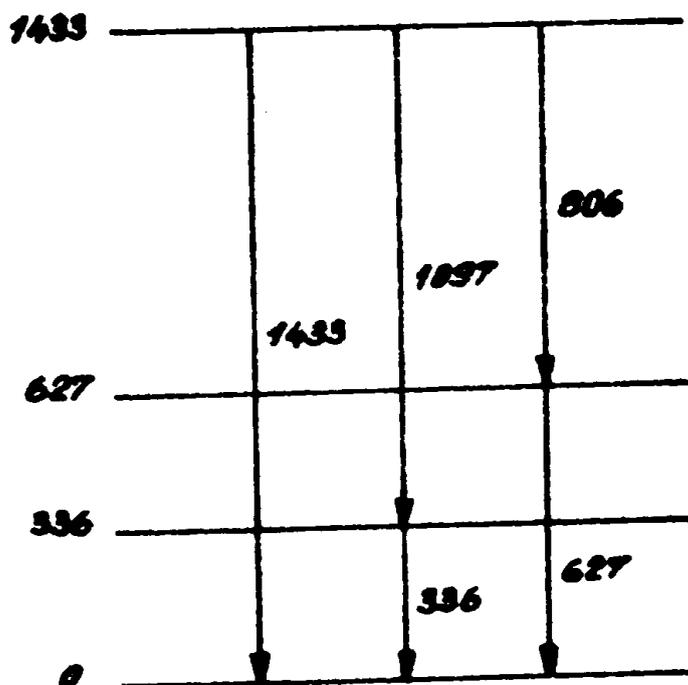


Figure 25.

	291	301	336	511	552	627	653	750	805	1051	1097	1158	1350	1410	1460	1980
291		+	+	+					+	+		+				
301	+		+			+			?	+		+				
336	+	+		+					+	+	+	+		+		+
627		+		+	+				+	+		+	+		+	

Tableau 7 Résultats qualitatifs obtenus à partir de l'ensemble des expériences de coincidence  $\gamma \cdot \gamma$

+ existence d'une coincidence

#### Niveau à 1.747 KeV

On peut confirmer l'existence de ce niveau en remarquant que le rayonnement de 1.410 KeV est en coïncidence avec l'unique  $\gamma$  de 336 KeV. Le rayonnement de 1.120 KeV peut désexciter ce niveau pour aboutir à celui à 627 KeV.

#### Niveau à 1.980 et 2.086 KeV

Les rayonnements de 1.459 et 1.352 KeV observés en coïncidence avec la raie de 627 KeV proviennent respectivement de niveaux à 1.980 et 2.086 KeV.

Dans ces conditions, il ne fait pas de doute que les rayonnements de 1.158 et 1.051 KeV, observés chacun en coïncidence avec les pics de 291, 301, 336 et 627 KeV, proviennent de ces mêmes niveaux comme le montre le schéma partiel (figure 26).

Le rayonnement de 653 KeV présentant une coïncidence avec la raie à 336 KeV peut désexciter le niveau à 2.086 KeV.

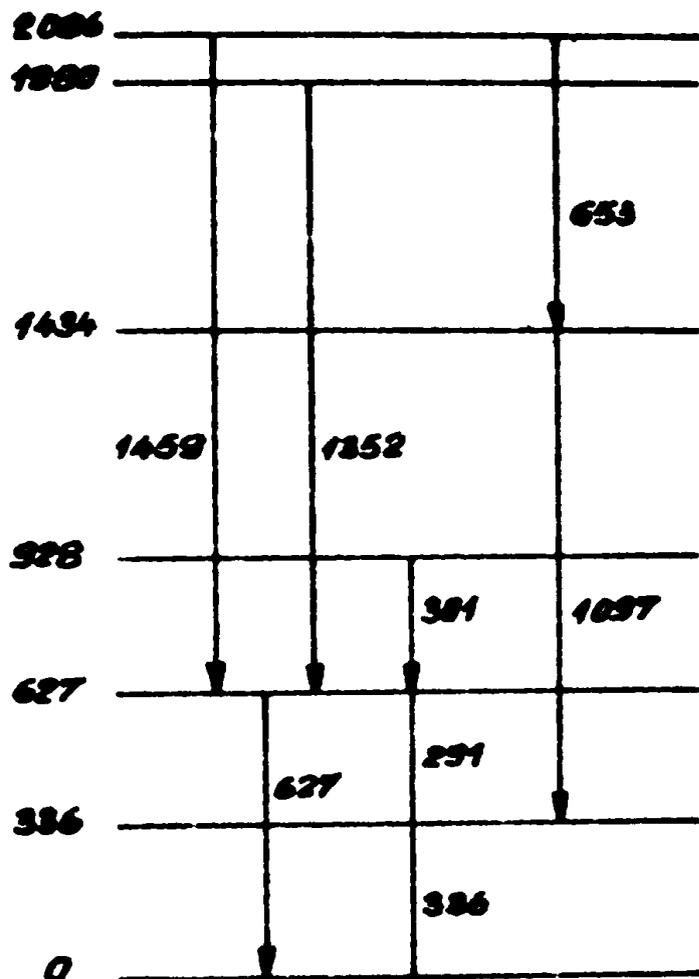


Figure 26

Enfin la coïncidence entre les raies de 336 et celle de 750 KeV de très faible intensité suggère l'existence possible d'un niveau à 1.086 KeV

## C H A P I T R E    I I I

### SPECTROSCOPIE BETA

#### - INTRODUCTION

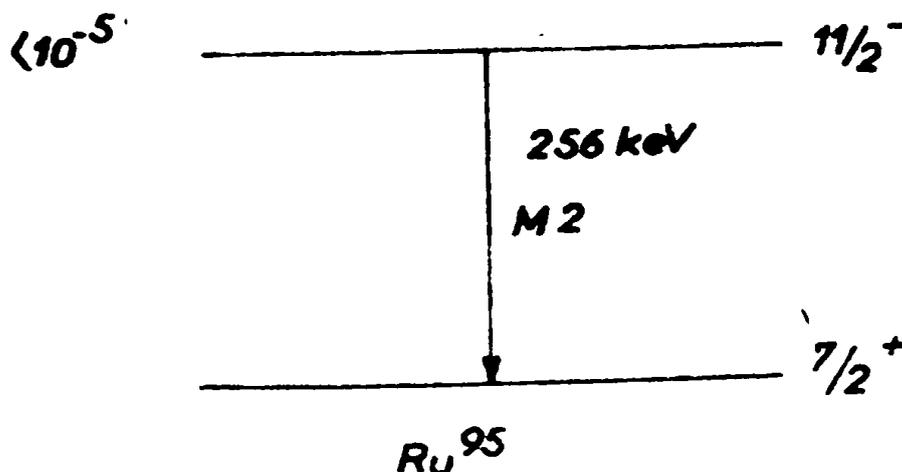
Le  $Ru^{95}$  se désintègre par émission  $\beta^+$  et par capture électronique. Nous avons donc entrepris l'étude expérimentale de l'émission bêta continu de ce noyau.

En fait, nous poursuivions deux buts précis :

- déterminer le bilan de désintégration du  $Ru^{95}$
- examiner si le niveau fondamental du  $Tc^{95}$  est alimenté par émission bêta.

L'analyse des niveaux d'énergie des isotopes du Niobium et du zirconium dont le nombre de neutrons varie entre 50 et 56, a pu montrer que les premiers neutrons extérieurs à la couche fermée 50 se trouvent sur une orbite 2 d  $5/2$ . Il était donc logique de trouver un spin  $5/2^+$  pour le niveau fondamental du  $Ru^{95}$  dont le noyau possède un nombre impair de neutrons.

Pourtant Chikhladze [8] étudiant une transition isomérique du  $Ru^{95}$  de 256 KeV et de période inférieure à  $10^{-5}$ s par conversion interne attribue le spin  $7/2^+$  au fondamental du  $Ru^{95}$  (figure 27).



Compte tenu du fait que le fondamental du  $\text{Te}^{95}$  d'un spin  $3/2^+$  nous a semblé aisé de trancher entre les valeurs  $5/2^+$  et  $7/2^+$  car nous sommes en présence d'une transition soit permise, soit interdite au second ordre.

## II - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

### a/ Dispositif de coïncidence $\beta$ - $\gamma$ lente-rapides

Pour étudier l'émission  $\beta^+$  du  $\text{Ru}^{95}$  nous avons dû réaliser des coïncidences  $\beta$ - $\gamma$ . Les détecteurs utilisés sont, d'une part, un cristal  $\text{INa(Tl)}$  de 7,6 cm de diamètre et 7,6 cm d'épaisseur associé à un photomultiplicateur 54 A.V.P., d'autre part, un cristal d'anthracène de 38 mm de diamètre et 12 mm d'épaisseur optiquement couplé à un photomultiplicateur 53 A.V.P.

Le système de coïncidences est du type lent-rapide ; son principe de fonctionnement a déjà été décrit dans le cas de coïncidences réalisées avec des cristaux  $\text{INa(Tl)}$ . La partie rapide comprenant la détection du passage à zéro de signaux bipolaires et un dispositif de coïncidences rapides est celle qui a été utilisée dans le cas de coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  avec un détecteur solide. Les impulsions issues du détecteur  $\beta$  sont analysées chaque fois que des signaux provenant du circuit de coïncidences rapides sont détectés en coïncidence lente ( $2\tau = 2,7 \mu\text{s}$ ) avec ceux sélectionnés sur la voie  $\gamma$ . Le temps de résolution adopté est de 50 n.s.

### b/ Mode de détection des électrons positifs

Les électrons positifs perdent leur énergie cinétique dans la matière du cristal d'anthracène puis donnent naissance à deux rayonnements électro-magnétiques d'annihilation d'énergie 511 KeV émis en sens opposés. Des effets de sommation entre l'énergie cinétique du

$\beta^+$  et des rayonnements de 511 KeV ou des comptons de ces  $\gamma$  ont lieu dans la matière du cristal d'anthracène. On comprend donc que dans ces conditions, il est absolument impossible de trouver l'extrémité du spectre continu d'électrons ; les effets de sommation se traduisant en particulier par une traînée prolongeant le spectre continu vers les hautes énergies.

La méthode expérimentale que nous avons utilisée consiste à détecter le spectre  $\beta^+$  en coïncidence avec un rayonnement d'annihilation de 511 KeV.; les spectres  $\beta^+$  en coïncidences avec les  $\gamma$  de 336 et 627 KeV ont été obtenus en faisant des coïncidences avec les sommes à  $(336 + 511)$  KeV et  $(627 + 511)$  KeV détectées par le cristal INa(Tl).

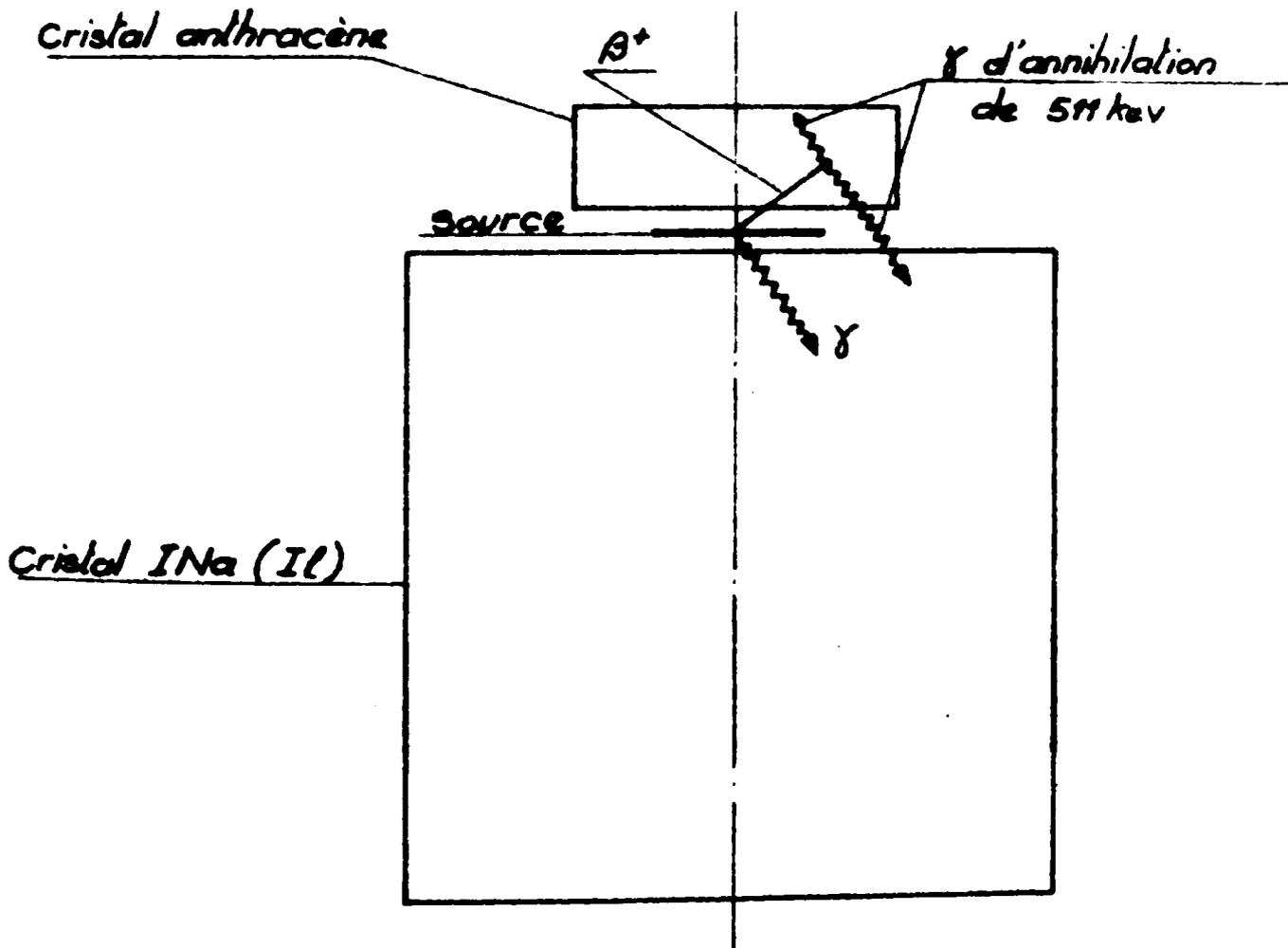


Figure 28 - Mode de détection des électrons positifs.

Nous avons schématisé sommairement le mécanisme de l'expérience figure 28. Pour augmenter les efficacités de détection, nous avons placé la source à étudier contre les détecteurs dont les axes font un angle de  $180^\circ$ . Comme on peut le constater, le second rayonnement d'annihilation, non détecté, peut donner naissance à des effets de sommation gênants.

Cependant, vu la corrélation bien connue entre les deux photons d'annihilation, on constate que cette disposition minimise le parcours du second photon donc la probabilité d'une interaction Compton.

Une mesure faite avec une source de  $\text{Na}^{22}$  dont nous avons représenté le schéma de désintégration (fig.29) et pour laquelle nous avons réalisé des coïncidences avec la somme  $(511 + 1.275)\text{KeV}$ , a donné d'excellents résultats. L'analyse de Kurie du spectre  $\beta^+$  ainsi obtenu a permis de trouver une énergie maximum de 540 KeV, valeur en très bon accord avec d'autres mesures [13].

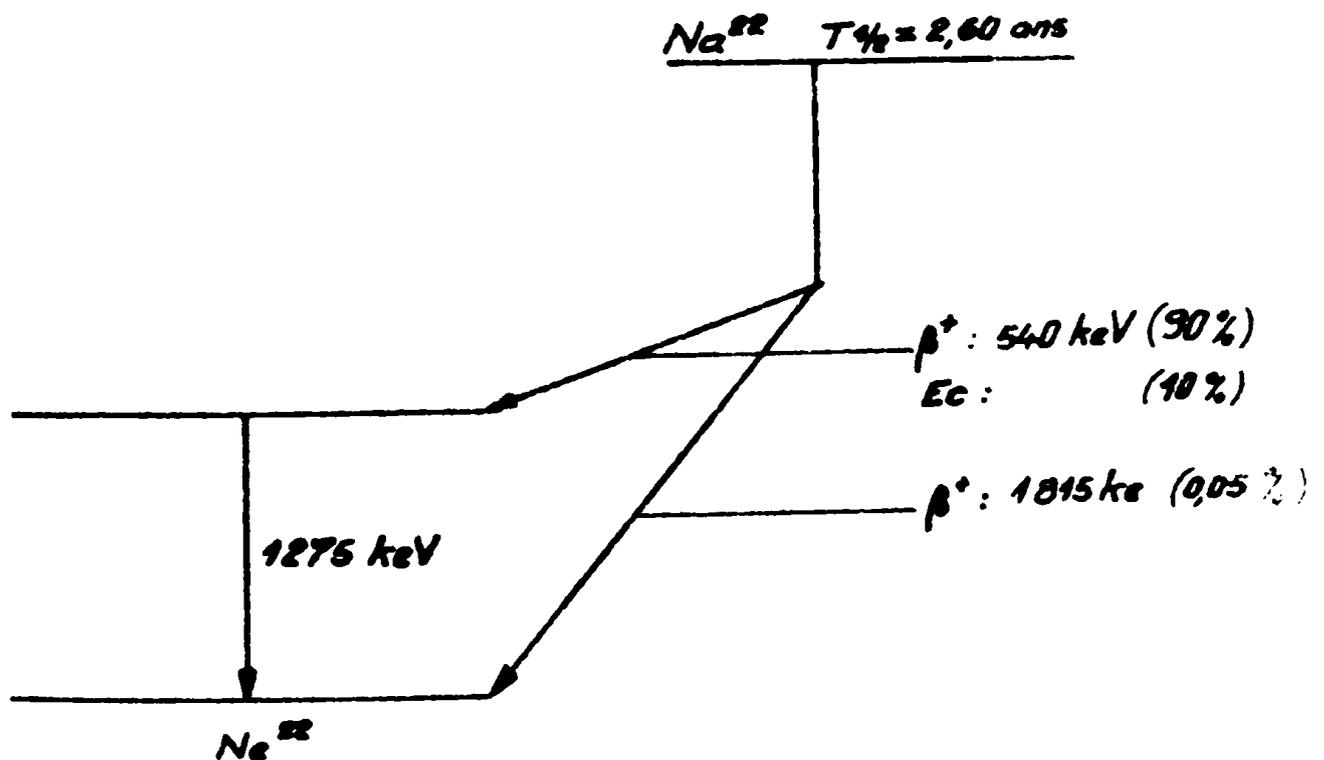


Figure 29 - Schéma de désintégration du  $\text{Na}^{22}$

Des mesures du même type ont été faites, à titre de contrôle, pour apprécier l'énergie maximum du spectre direct, avec un système  $4\pi\beta\text{-}\gamma$  décrit par P. Odru [14], comprenant un double scintillateur plastique placé dans un cristal puits de  $10,5 \times 12$  cm, permettant la détection simultanée des deux photons d'annihilation. Enfin, une mesure a été effectuée dans le même but avec un analyseur à fer, à champ uniforme, permettant la détection simultanée de dix groupes d'électrons d'énergie différente et réalisé par F. Schussler [15]. Ces différentes techniques expérimentales ont donné des résultats comparables. Nous avons représenté en particulier (figure 30) l'analyse de Kurie du spectre  $\beta^+$  direct du  $\text{Ru}^{95}$  obtenu avec le spectromètre magnétique bien que cette mesure soit rendue difficile à cause des faibles taux de comptage observés.

#### c/ Préparation des sources

Les sources  $\beta$  ont été réalisées en dispersant du Ruthénium irradié en poudre dans une solution de Formular de concentration  $8 \text{ mg/cm}^3$  et déposé ensuite sur un film mince de Mylar de  $9 \mu\text{m}$  d'épaisseur. Le poids moyen des sources ainsi obtenues était de l'ordre de  $10 \text{ mg/cm}^2$ .

#### d/ Analyse de Kurie d'un Spectre

La forme d'une distribution  $\beta^+$  peut se traduire mathématiquement par l'équation suivante :

$$N(\epsilon)d\epsilon = A \quad n \epsilon (\epsilon_0 - \epsilon)^2 F(Z, \epsilon) d\epsilon.$$

$$\text{Soit en posant : } f(Z, \epsilon) = n^2 F(Z, \epsilon)$$

$$N(\epsilon) d\epsilon = A \quad \frac{\epsilon}{n} (\epsilon_0 - \epsilon)^2 f(Z, \epsilon) d\epsilon.$$

où :

-  $N(\epsilon)$  représente le nombre d'électrons émis avec une énergie comprise entre  $\epsilon$  et  $\epsilon + d\epsilon$ .

- $\epsilon$  est l'énergie totale en unités  $m_0c^2$
- $\epsilon_0$  est la valeur maximale cherchée de  $\epsilon$
- $\eta$  est l'impulsion en unité  $m_0c$
- $f(Z, \epsilon)$  : le facteur coulombien est tabulé [19]

On peut donc écrire :

$$\left[ \frac{N(\epsilon) \eta}{f(Z; \epsilon) \epsilon} \right]^{1/2} = K (\epsilon_0 - \epsilon) = K' (E_0 - E)$$

avec :

$E$  : énergie cinétique de l'électron,

$E_0$  : énergie cinétique maximum de l'électron.

L'analyse de Kurie consiste à tracer la variation de la quantité  $\left[ \frac{N(\epsilon) \eta}{f(Z, \epsilon) \epsilon} \right]^{1/2}$  en fonction de l'énergie cinétique  $E$ . Dans le cas d'un seul embranchement pour une transition permise, on trouve une droite de pente négative dont l'abscisse à l'origine représente l'énergie cinétique maximum  $E_0$  des électrons.

### III - RESULTATS EXPERIMENTAUX

L'analyse de Kurie des spectres ainsi obtenus montre (figures 31b et c) que l'énergie maximale  $1.200 \pm 30$  KeV est la même pour le spectre direct et pour le spectre en coïncidences avec le rayonnement  $\gamma$  de 336 KeV et, d'autre part, qu'une seconde branche  $\beta$  de faible intensité et d'énergie maximale  $900 \pm 30$  KeV alimente un niveau à 627 KeV (figure 31a). La différence d'énergie entre les deux branches  $\beta$  est bien comparable à celle qui existe entre les deux premiers niveaux excités de  $Ru^{95}$ .

Nous voyons donc, contrairement aux affirmations de Richs et Warhanck [3] et de Heur [4], que le niveau fondamental du  $Tc^{95}$  n'est pas alimenté par la désintégration  $\beta^+$  du  $Ru^{95}$ .

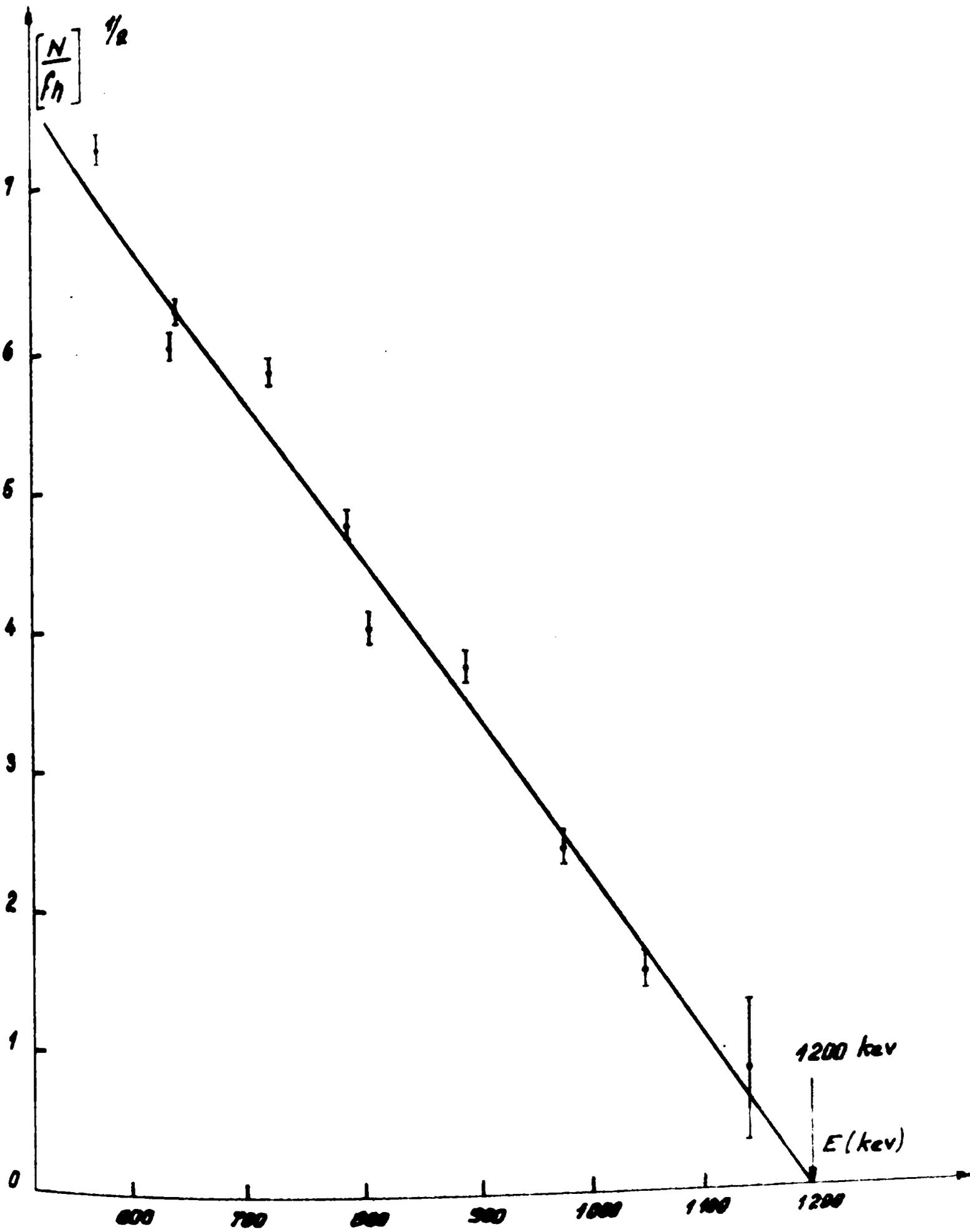


Figure 30 Analyse de kurie du spectro  $\beta^+$  du  $Ru^{95}$  obtenu avec un spectromètre magnétique

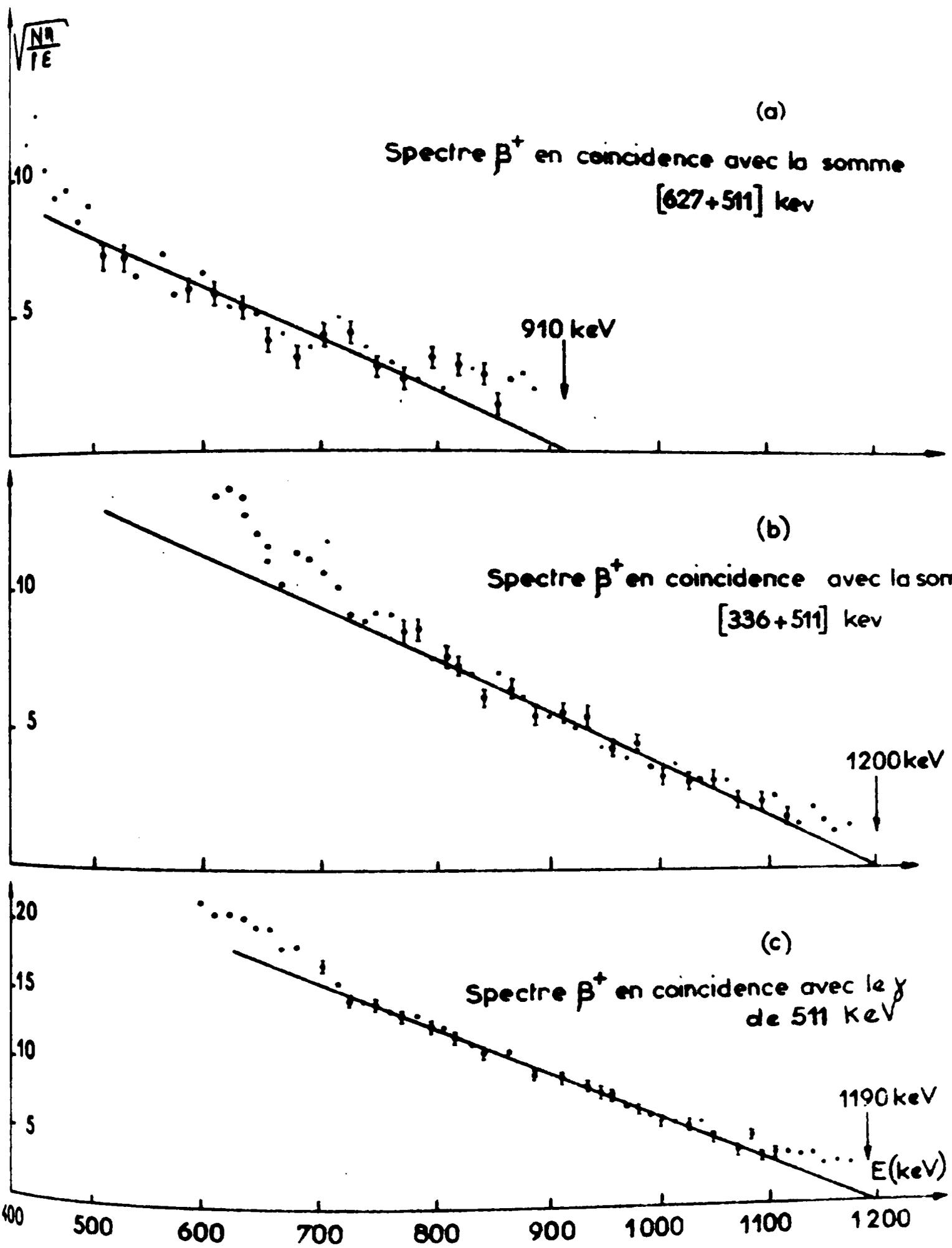


Figure.31\_ Coïncidence  $\beta^+ - \gamma$

En conclusion, étant donné qu'on peut affirmer avec certitude le niveau fondamental du  $Tc^{95}$  n'est pas alimenté par une transition  $\sigma^+$  permise, nous pouvons formuler l'hypothèse que le niveau fondamental de  $Ru^{95}$  a un spin  $5/2^+$  et que nous sommes en présence d'une transition  $(5/2^+ \rightarrow 9/2^+)$  interdite au second ordre.

Cette assertion est en accord avec les travaux théoriques de Vervier [16] et de Bhatt et Ball [17].

D'autre part, les résultats des expériences que nous venons de décrire permettent de donner un bilan de désintégration de  $2.560 \pm 30$  KeV.

C H A P I T R E    I V

SCHEMA DES NIVEAUX D'ENERGIE DU Tc<sup>95</sup>

I - ELABORATION DU SCHEMA DU Tc<sup>95</sup>

m Les expériences de coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  nous ont permis de mettre en évidence l'existence certaine de niveaux d'énergie à 336, 627, 929, 1.433, 1.747, 1.980 et 2.086 KeV. Il s'agit donc maintenant d'essayer de placer les rayonnements observés en spectrométrie  $\gamma$  directe mais qui n'ont pas été mis en évidence au cours des différentes expériences de coïncidences.

Rayonnement de 1.179 KeV

Ce rayonnement dont l'intensité représente environ 5 % de la raie de 336 KeV n'a jamais été observé en coïncidence avec les rayonnements de basses énergies. Cependant, la coïncidence observée (figure 20) entre les  $\gamma$  de 627 et 552 KeV suggère l'existence d'un niveau à 1.179 KeV. Cette assertion est confirmée par l'observation dans le spectre directe des raies de 254 et 843 KeV correspondant aux transitions [1.433  $\rightarrow$  1.179] et [1.179  $\rightarrow$  336].

Rayonnement de 1.985 KeV

Sur le spectre de haute énergie (figure 16) on constate la présence d'une raie de faible intensité de 1.985 KeV. Nous formulons l'hypothèse que ce pic est certainement double bien qu'il soit difficile de le vérifier à cause du petit nombre de coups comptés dans cette raie.

L'un des deux gamma alimenterait donc directement le fondamental à partir du niveau à 1.980 KeV dont nous avons établi l'existence à partir des coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$ . L'autre gamma correspondrait au rayonnement trouvé en coïncidence avec le groupe de raies à 300 KeV. Dans ces

conditions, nous serions en présence d'une raie à 1.989 KeV provenant du niveau à 2.325 KeV et aboutissant sur le niveau à 336 KeV. On conçoit aisément que, si les deux raies ont des intensités à peu près égales, nous obtenions sur le spectre direct un pic à 1.985 KeV, moyenne arithmétique des énergies de 1.980 et 1.989 KeV.

### Rayonnements de 1.784 et 2.250 KeV

Ces deux rayonnements de faible intensité ont été observés sur le spectre de haute énergie (figure 16) et décroissent bien avec la période de 99 mn du Ru<sup>95</sup>. Nous ne les avons jamais observés au cours de nos expériences de coïncidences. Cependant, si l'on tient compte de leurs intensités très faibles et de leurs énergies importantes, on conçoit qu'il est impossible d'affirmer avec certitude qu'il n'existe pas de corrélations en temps entre ces rayonnements et les raies de basses énergies du Tc<sup>95</sup>.

Le schéma proposé (figure 32) résume l'ensemble de nos travaux sur la désintégration du Ru<sup>95</sup>. A partir des intensités  $\gamma$  nous avons pu établir le pourcentage d'alimentation de chacun des niveaux.

D'autre part, le calcul des logft. à partir des rapports d'embranchement théoriques  $K/\beta^+$  [18] indique que les transitions qui alimentent les niveaux à 336, 627, 1.433 et 2.325 KeV sont toutes permises, ce qui nous conduit à admettre pour ceux-ci des spins 5/2 ou 7/2 compte tenu du fait que nous n'avons trouvé aucune transition  $\gamma$  partant de ces niveaux pour aboutir sur le niveau à 40 KeV de spin 1/2<sup>-</sup> de l'isomère de 60 jours du Tc<sup>95</sup>.

## II - DISCUSSION

Les résultats de nos diverses expériences et en particulier le spectre  $\gamma$  obtenu en coïncidence avec la raie de 301 KeV (figure 24) nous ont permis de confirmer l'existence des niveaux à 336, 627, 928, 1.433, 1.747, 2.086 et 2.325 KeV également proposés par D. Heuer [4].



D'autre part, la meilleure efficacité et le grand pouvoir de résolution du détecteur solide que nous avons utilisé, nous ont permis de mettre en évidence les nouvelles transitions de 592, 1.120 et 655 KeV désexcitant respectivement les niveaux à 928, 1.747 et 2.086 KeV et deux nouveaux niveaux d'existence certaine à 1.179 et 1.980 KeV.

Ce dernier niveau remplace ceux proposés par D. Heuer aux énergies de 1.679 et 1.694 KeV et se désexcitant par les cascades (336-1.350) et (627-1.052) puisque nous avons montré, d'une part, (figure 20) l'existence d'une coïncidence entre les raies de 1.352 et 627 KeV et, d'autre part, (figure 24) entre les raies de 1.051 et 301 KeV.

Cependant, la différence essentielle avec les schémas proposés par les auteurs déjà cités [3, 4] réside dans le fait que le niveau fondamental du  $Tc^{95}$  n'est pas alimenté par émission de positons. Schlascha [2] avait, seul, formulé l'hypothèse que des  $\beta^+$  d'énergie 1.200 KeV pouvaient alimenter soit le fondamental, soit un niveau à 380 KeV ; mais les moyens dont disposait cet expérimentateur en 1950 ne lui ont pas permis de trancher ce problème.

C H A P I T R E     V

INTERPRETATION THEORIQUE DES NIVEAUX DE PARITE POSITIVE DU  $Tc^{95}$

MODELE EN COUCHES ET INTERACTIONS RESIDUELLES

L'étude expérimentale des niveaux d'énergie des isotopes du Zirconium et du Niobium, possédant respectivement 40 et 41 protons et dont le nombre de neutrons est compris entre 50 et 56, a pu montrer que les premiers neutrons en dehors de la couche fermée 50 se trouvent sur une orbite  $2d_{5/2}$  alors que le premier proton rencontré à l'extérieur de la sous-couche 40 se trouve sur l'orbite  $1g_{9/2}$ . Certains auteurs [16, 17] ont fait l'hypothèse que les premiers protons rencontrés au-delà de la sous-couche 40 avaient tous un spin  $9/2^+$  en première approximation. On peut alors interpréter les niveaux du  $Tc^{95}$  comme le résultat d'interactions résiduelles entre nucléons qui orbitent à l'extérieur du cœur constitué par 50 neutrons et 40 protons, soit le  $Zr^{90}$ .

Dans ces conditions, l'interaction effective proton-proton  $[g_{9/2}]^2$  peut être déduite des niveaux expérimentaux du  $No^{92}$ , l'interaction neutron-neutron  $[d_{5/2}]^2$  des niveaux du  $Zr^{92}$  et l'interaction proton-neutron  $[g_{9/2} - d_{5/2}]$  des niveaux du  $Nb^{92}$ . Bhatt et Ball [17] d'une part, Vervier [16] d'autre part, ont pu déduire la valeur de ces interactions pour toutes les valeurs possibles du spin résultant du couplage de deux nucléons à partir des résultats expérimentaux obtenus sur le  $No^{92}$ , le  $Zr^{92}$  et le  $Nb^{92}$ .

Il est alors possible de bâtir le schéma des niveaux d'énergie du  $Tc^{95}$ . L'hamiltonien d'interaction pour les cinq nucléons à l'extérieur du cœur s'écrira :

$$H = H_{\text{cœur}} + \left\{ \sum_p H_{p\text{-cœur}} + \sum_n H_{n\text{-cœur}} \right\} \\ + \left\{ \sum_{\text{paires}} H_{pp} + \sum_{\text{paires}} H_{nn} \right\} + \left\{ \sum_{\text{paires}} H_{pn} \right\} \dots$$

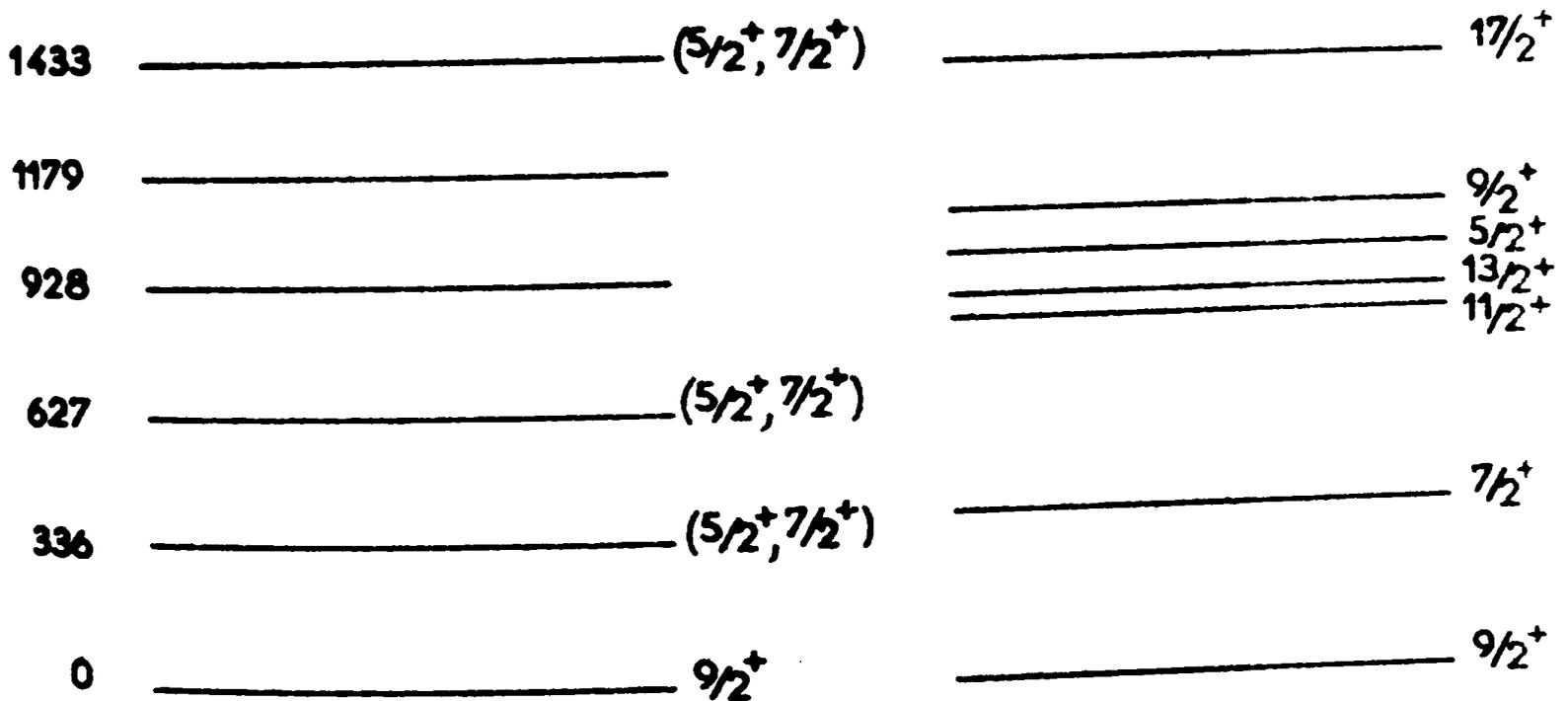


$E_p$  et  $E_n$  sont les contributions des groupes de protons et de neutrons ;  
 et  $\epsilon_{pn}$  la contribution d'une paire unique proton-neutron à l'élément  
 de matrice.

Il faut ensuite diagonaliser la matrice des énergies pour obtenir  
 ses valeurs propres et ses fonctions propres ; ces mêmes fonctions  
 propres pourront s'écrire comme une combinaison linéaire des états de  
 bases (1) :

$$| \nu, \alpha, I \rangle = \sum_{J_p, \alpha_p, J_n} \begin{pmatrix} \alpha, I \\ J_p, \alpha_p, J_n \end{pmatrix} [ (J_p, \alpha_p), J_n ] I \rangle$$

Nous donnons ci-dessous les niveaux expérimentaux du  $Tc^{95}$  compa-  
 rés à ceux calculés par Bhatt et Ball et par Vervier (figure 33).



Niveaux expérimentaux

Niveaux Théoriques (16-17)

Figure 33

.../

Ces auteurs prévoient le spin  $9/2^+$  du fondamental du  $Tc^{95}$  et peut identifier le niveau de 336 KeV avec l'état trouvé vers 390 KeV et de spin  $7/2^+$  (figure 32). Pour les niveaux de plus hautes énergies la comparaison avec les résultats théoriques est difficile mais quoiqu'il en soit, le modèle employé ne semble pas donner de résultats satisfaisants. Nous noterons que cette étude s'applique exclusivement aux niveaux de parité positive. Le niveau isomérique à 40 KeV de spin  $1/2^-$  correspond à l'orbite  $3 p 1/2$  et on peut s'attendre à trouver d'autres niveaux de parité négative dans le schéma du  $Tc^{95}$ .

Nous signalerons d'autre part qu'aucune transition aboutissant sur le niveau isomérique de 60 j. n'a été trouvée. Pourtant, puisque nous avons pu montrer que le fondamental du  $Ru^{95}$  avait un spin  $5/2^+$  on peut s'attendre à alimenter par des transitions permises des niveaux  $3/2^+$  du  $Tc^{95}$  qui pourraient alors se désexciter par des transitions dipolaires électriques sur le niveau isomérique. On peut expliquer l'absence de niveaux  $3/2^+$  de basses énergies dans le  $Tc^{95}$  en remarquant que les niveaux de parité positive de ce noyau peuvent aussi s'interpréter en couplant un proton aux niveaux de phonons du noyau sphérique pair-pair voisin. Le modèle en couche nous apprend que le proton se trouvera sûrement sur l'orbite  $1 g 9/2$ , le niveau le plus proche  $2 g 7/2$  étant à plus de 3,5 MeV plus haut. Dans ces conditions, pour obtenir un spin  $3/2^+$  il faut coupler le spin du proton  $9/2^+$  au niveau à deux phonons de spin  $4^+$ . Si l'on examine le  ${}_{42}Mo^{94}$  on trouve un niveau  $4^+$  d'énergie 1575 KeV. On pourra donc obtenir le premier niveau  $3/2^+$  du  $Tc^{95}$  en couplant à ce niveau sur un proton  $9/2^+$ .

Si l'on tient compte de l'énergie élevée du niveau à 1575 KeV on peut supposer raisonnablement que le premier niveau  $3/2^+$  du  $Tc^{95}$  aura aussi une énergie élevée. On remarquera que dans le schéma théorique proposé par Bhatt et Ball il n'existe aucun niveau de spin  $3/2^+$  de basse énergie.

- C O N C L U S I O N -

Lors du présent travail, nous avons pu mettre en évidence l'existence de nombreuses transitions appartenant à la désintégration du  $Ru^{95}$  de 99 mn de période. Ces résultats complétés par des mesures de coïncidence  $\gamma - \gamma$  nous ont permis d'élaborer un schéma des niveaux d'énergie du  $Tc^{95}$ .

De plus, par l'analyse de l'émission d'électrons positifs, nous avons pu montrer que le niveau fondamental du  $Tc^{95}$  n'était pas alimenté et vérifier ainsi l'hypothèse formulée par Bhatt et Ball consistant à dire que le niveau fondamental du  $Ru^{95}$  a un spin  $5/2^+$ .

Par contre, nous n'avons pas pu étudier la multipolarité des transitions électromagnétiques observées ; en effet, les faibles activités obtenues par la réaction nucléaire  $Ru^{96} (n;2n)Ru^{95}$  avec des neutrons de 14 MeV nous ont conduits à abandonner un essai d'étude du spectre de conversion interne du  $Tc^{95}$  au moyen du spectrographe bêta à double focalisation réalisé par A. Moussa et J.B. Bellicard [20].

Cependant, une irradiation de Mo naturel a été entreprise avec des particules  $\alpha$  de 50 MeV au moyen du cyclotron de la faculté des sciences de Lyon permettant d'obtenir le  $Ru^{95}$  par réaction  $(\alpha;xn)$  sur le Mo. Les activités importantes ainsi obtenues nous ont permis de trouver avec une bonne statistique la raie de conversion K de la transition de 336,5 KeV ; mais la décroissance rapide du  $Ru^{95}$ , l'étude ayant été entreprise à Grenoble ce qui correspond à une perte de temps de deux périodes avant le début du comptage, nous a empêchés de poursuivre plus avant l'investigation du spectre de conversion.

Nous sommes cependant arrivés à la conclusion qu'une étude des raies de conversion interne du  $Tc^{95}$  sera réalisable dès que le cyclotron de Grenoble pourra produire des particules  $\alpha$  de 50 MeV.



REFERENCES

- [1] D.T. EGGEN et M.L. POOL, Phys. Rev. 74 (1948) 57
- [2] E. SCHLASCHA, Nuclear Physics 1 (1956) 431
- [3] P. RIENS et H. WARHANEK, Nuclear Physics 44 (1963) 164
- [4] D. HEUER, Z. Physik 201 (1967) 142
- [5] R. RIEDER et H. MUNZER, Acta. Phys. Austriaca. 23 (1966) 42
- [6] H. NEVERT et H. POLLEHN, Rapport EURATOM 122-C (1963)
- [7] A.S. GILLESPIE et W.W. HILL, Nucleonics 19 (1961) 170
- [8] S.H. VEGORS, L.L. MARSDEN, R.L. HEATH., Rapport Philipps Petroleum Company, Atomic energy Division, Idaho Falls, Idaho (1958).
- [9] Von T. CRETZU, K. HOHMUTH, G. WINTER, U. SCHINTLMEISTER, Annalen der Physik. 7, Band 17 (1966) 1
- [10] V.R. POTNIS, E.B. NIESCHMIDT, C.E. MANDEVILLE, L.D. ELLSWORTH et G.P. AGIN. Phys. Rev. 146 (1966) 883
- [11] S.O. SCHRIBER et M.W. JOHNS, Nuclear Physics A96 (1967) 337
- [12] R. CESARO, H. LANGHOFF, A. FLAMMERSFELD, Z. Physik, 197 (1966) 426
- [13] C.N. LEDERER, J.M. HOLLANDER, I. PERLMAN, Tables of Isotopes, Sixth Edition (1967)
- [14] P. ODRU, Thèse 3ème Cycle Université de Grenoble (1967)
- [15] F. SCHUSSLER, Thèse Ingénieur-Docteur Université de Grenoble (1965)
- [16] J. VERVIER, Nuclear Physics 75 (1966) 17
- [17] K.H. BHATT et J.B. BALL, Nuclear Physics 63 (1965) 286
- [18] G.J. NIJGH, A.H. WAPSTRA, R. VAN LIESHOUT, Nuclear Spectroscopy Tables (1959)
- [19] Tables for the Analysis of Bêta spectra., National Bureau of Standards Applied Mathematics Series 13, U.S. Government Printing Office, Washington (1952)
- [20] A. MOUSSA et J.B. BELLICARD, J. Phys. Rad. 85A (1954) 15.

# T A B L E   D E S   M A T I E R E S

	<u>Pages</u>
<u>INTRODUCTION</u>	1
<u>CHAPITRE I : TECHNIQUES EXPERIMENTALES</u>	3
I - <u>Préparation des sources</u>	3
II - <u>Détecteur solide Ge(Li)</u>	5
a/ Disposition mécanique	5
b/ Electronique associée	5
c/ Résolution en énergie	7
d/ Courbe d'efficacité photoélectrique relative	7
III - <u>Analyse Bidimensionnelle : Coïncidences Ina-Ge(Li)</u>	7
a/ Principe de l'analyse bidimensionnelle en spectrométrie $\gamma$ - $\gamma$	7
b/ Détecteurs utilisés	9
c/ Ensemble de coïncidences semi-rapides de temps de résolution $2\tau = 100$ ns.	11
1/ Description des éléments utilisés	11
2/ Fonctionnement de l'ensemble de coïncidences $\gamma$ - $\gamma$	16
IV - <u>Ensemble de coïncidences lentes-rapides INa-INa</u>	17
<u>CHAPITRE II : RESULTATS EXPERIMENTAUX - SPECTROMETRIE GAMMA</u>	19
I - <u>Spectrométrie gamma directe</u>	19
a/ Energies et Intensités des rayonnements observés	19
b/ Cas particulier des pics observés à 1.303 KeV et 1.230 KeV	21
c/ Mesure de la période de désintégration du Ru <sup>95</sup>	23
II - <u>Résultats des mesures de coïncidences <math>\gamma</math>-<math>\gamma</math></u>	23
a/ Spectres $\gamma$ en coïncidence rapide $\gamma$ - $\gamma$ obtenues avec des cristaux INa(Tl)	25



b/ Spectres $\gamma$ en coïncidence $\gamma - \gamma$ obtenus avec le cristal $\text{INa(Tl)}$ et la jonction $\text{Ge(Li)}$ - Analyse bidimensionnelle.	24
1/ Spectre obtenu avec le détecteur $\text{Ge(Li)}$ en coïncidence avec l'ensemble des $\gamma$ de 291 à 336 KeV	24
2/ Spectres obtenus avec le cristal $\text{INa(Tl)}$ en coïncidence avec les rayonnements de 291, 301 et 336 KeV	25
c/ Conclusions sur l'ensemble des expériences de coïncidences $\gamma - \gamma$	27
 <u>CHAPITRE III : SPECTROSCOPIE BETA</u>	31
I - <u>Introduction</u>	31
II - <u>Dispositif expérimental</u>	32
a/ Dispositif de coïncidences $\beta - \gamma$ lentes- rapides	32
b/ Mode de détection des électrons positifs	32
c/ Préparation des sources	35
d/ Analyse de Kurie d'un spectre $\beta$	35
III - <u>Résultats expérimentaux</u>	36
 <u>CHAPITRE IV : SCHEMA DES NIVEAUX D'ENERGIE DU <math>\text{Tc}^{95}</math></u>	38
I - Elaboration du schéma du $\text{Tc}^{95}$	38
II - Discussion	39
 <u>CHAPITRE V : INTERPRETATION THEORIQUE DES NIVEAUX DE PARITE POSITIVE DU <math>\text{Tc}^{95}</math> - MODELE EN COUCHES ET INTER-ACTIONS RESIDUELLES.</u>	41
 <u>CONCLUSION</u>	45

VU

Grenoble, le

Le président de la thèse

VU

Grenoble, le

Le Doyen de la Faculté des Sciences

VU, et permis d'imprimer,

Le Recteur de l'académie de Grenoble