

ETUDE DU SCHEMA DE DESINTEGRATION ET DES MOMENTS ANGULAIRES DES NIVEAUX EXCITES DU Pm 147 PAR DES MESURES DE SPECTROGRAPHIE ET DE CORRELATIONS ANGULAIRES (1963)

Sommaire. - Une étude spectrographique directe nous a permis de donner, par une décomposition manuelle, les énergies et les intensités relatives avec leur erreur, de quinze lignes  $\gamma$ . Au cours de cette étude une nouvelle ligne  $\gamma_1$  d'énergie  $77 \pm 2$  keV et d'intensité relative  $8 \pm 1$  (par rapport à  $\gamma_2$ ) a été trouvée.

Une étude spectrographique en coïncidences nous a permis de confirmer les positions des niveaux excités du  $^{147}\text{Pm}$ . Nous avons ainsi pu placer la ligne  $\gamma_1$  de  $77 \pm 2$  keV entre les niveaux à 409 et 490 keV.

Nous avons mesuré cinq corrélations angulaires : W (436 - 92) ; W (319 - 92) ; W (272 - 319) ; W (121 - 319) ; W (121 - 92) dans un but bien précis : celui de fournir les résultats de corrélations doubles dans deux cascades triples ayant trois niveaux communs.

En utilisant une méthode permettant d'isoler les paramètres relatifs à la transition intermédiaire dans une cascade triple, nous avons pu

./.

STUDY OF THE DISINTEGRATION PROCESS AND OF THE ANGULAR MOMENTS OF THE EXCITED LEVELS OF Pm-147 USING SPECTROGRAPHIC AND ANGULAR CORRELATION MEASUREMENTS (1963)

Summary. - A direct spectrographic study together with a manual decomposition have made it possible for us to calculate the energies and the relative intensities, together with their error, of fifteen  $\gamma$  lines. During this work a new  $\gamma$  line having an energy of  $77 \pm 2$  keV and a relative intensity of  $8 \pm 1$  (with respect to  $\gamma_2$ ) has been found.

A spectrographic study of the coincidences has enabled us to confirm the positions of the excited levels of  $^{147}\text{Pm}$ . We have thus been able to place the  $\gamma$  line of  $77 \pm 2$  keV between the 409 and 490 keV levels.

We have measured five angular correlations : W (436 - 92) ; W (319 - 92) ; W (272 - 319) ; W (121 - 319) ; W (121 - 92) with a well-defined aim : that of providing the double correlation results in two triple cascades having three common levels.

./.

en déduire une valeur unique de moment angulaire respectivement 5/2, 7/2 et 5/2 pour les niveaux d'énergies 92 keV, 409 keV et 532 keV et deux valeurs 5/2 ou 7/2 pour le niveau d'énergie 685 keV. Les coefficients de mélange associés sont :  $\delta_{(92)} = 0,18 \pm 0,06$  ;  $\delta_{(121)} = 0,12 \pm 0,03$  ;  $\delta_{(319)} = 0,38 \pm 0,06$  ;  $\delta_{(436)} = 0,05 \pm 0,05$  ou  $\delta_{(436)} < -7$  ; si le niveau à 685 keV a un moment angulaire de 5/2  $\delta_{(272)} = 0,16 \pm 0,02$  ou  $-22 \pm 2$  et si le niveau à 685 keV a un moment angulaire de 7/2  $\delta_{(272)} = -0,50 \pm 0,02$ .

By using a method making it possible to isolate the parameters relative to the intermediate transition in a triple cascade, we have deduced a unique value for the angular moment, respectively 5/2, 7/2 and 5/2 for the energy levels 92 keV, 409 keV and 532 keV, and two values 5/2 or 7/2 for the 685 keV energy level. The associated mixing coefficients are :  $\delta_{(92)} = 0,18 \pm 0,06$  ;  $\delta_{(121)} = 0,12 \pm 0,3$  ;  $\delta_{(319)} = 0,38 \pm 0,06$  ;  $\delta_{(436)} = 0,05 \pm 0,05$  or  $\delta_{(436)} < -7$  ; if the 685 keV level has an angular moment of 5/2,  $\delta_{(272)} = 0,16 \pm 0,02$  or  $-22 \pm 2$  and if the 685 keV level has an angular moment of 7/2,  $\delta_{(272)} = -0,50 \pm 0,02$ .

**PREMIER MINISTRE  
COMMISSARIAT A  
L'ÉNERGIE ATOMIQUE**

**ETUDE DU SCHEMA DE DESINTEGRATION  
ET DES MOMENTS ANGULAIRES  
DES NIVEAUX EXCITES DU Pm 147  
PAR DES MESURES DE SPECTROGRAPHIE  
ET DE CORRELATIONS ANGULAIRES**

par

**C. PHILIS**

**Rapport C.E.A. n°2355**

**1963**

**CENTRE D'ETUDES  
NUCLÉAIRES DE SACLAY**



**- Rapport C.E.A. n° 2355 -**

**ETUDE DU SCHEMA DE DESINTEGRATION ET DES MOMENTS ANGULAIRES  
DES NIVEAUX EXCITES DU Pm 147 PAR DES MESURES DE SPECTROGRAPHIE  
ET DE CORRELATIONS ANGULAIRES**

**par**

**Claude PHILIS**

**Thèse de Docteur de 3ème Cycle soutenue le 18 mai 1962**

**- 1963 -**



# **ETUDE DU SCHEMA DE DESINTEGRATION ET DES MOMENTS ANGULAIRES DES NIVEAUX EXCITES DU $P_m$ 147 PAR DES MESURES DE SPECTROGRAPHIE ET DE CORRELATIONS ANGULAIRES**

## **INTRODUCTION**

Depuis ces dix dernières années, la connaissance des noyaux atomiques a considérablement progressé. Actuellement, une partie importante de l'étude expérimentale des noyaux atomiques consiste à déterminer les caractéristiques de leurs niveaux excités : énergie, parité, spin, mode de désexcitation, etc ... Ceci nécessite un appareillage important et varié, car les méthodes sont nombreuses et diverses.

Les expériences décrites ici font appel à trois méthodes classiques :

- l'analyse par spectrométrie gamma directe.

Contrairement aux particules chargées, les rayonnements gamma n'ionisent pas directement la matière, mais peuvent céder tout ou partie de leur énergie aux électrons du détecteur qui, à leur tour, perdent leur énergie par ionisation ou excitation d'autres atomes du détecteur. Le but est de mesurer l'intensité et l'énergie des rayonnements  $\gamma$  émis, cette énergie étant celle libérée dans la désexcitation du noyau. La mesure de l'énergie du rayonnement est compliquée par le fait que la réponse à une radiation monochromatique consiste en une raie et un spectre continu, dont les paramètres varient avec l'énergie.

- l'analyse par spectrométrie en coïncidences.

Elle permet de mettre en évidence les filiations des rayonnements  $\gamma$  émis successivement. Cette méthode est capitale pour l'établissement du schéma de désintégration.

- la méthode des corrélations angulaires.

Elle s'est montrée d'une très grande utilité pour l'investigation des niveaux excités. En effet, elle fournit des renseignements précieux sur les moments angulaires des radiations émises, et sur les mélanges des radiations des différents ordres multipolaires.





## CHAPITRE I

### MESURES SPECTROGRAPHIQUES EN GENERAL

#### PREMIERE PARTIE - SPECTROGRAPHIE DIRECTE<sup>1)</sup>

##### APPAREILLAGE.

###### Détecteur - Préamplificateur.

Nous avons utilisé un ensemble cristal, photomultiplicateur, préamplificateur monté en usine. Cette "ligne intégrée" AR 199 - type 6S8 de la Maison HARSHAW avait un cristal détecteur INa (Tl) de dimensions 1"1/2 x 2".

###### Alimentation.

Une alimentation fabriquée par la Maison HAMNER fournissait des hautes tensions de 500 à 5 000 volts, réglée à 0,005 p.100 pour des variations de débit de 0 à 10 mA et d'alimentation de 105 à 125 volts.

###### Analyseur.

L'analyseur était du type multicanaux R. C. L. 256. Les signaux étaient amplifiés et analysés dans l'appareil. Ayant noté pour les temps morts importants (60 p.100) une déformation des spectres, nous l'avons toujours utilisé avec des temps morts inférieurs à 10 p.100.

##### COMPTEUR A SCINTILLATION.

Le compteur à scintillation utilise deux propriétés importantes des cristaux INa (Tl) :

- sa sortie de lumière est proportionnelle à l'énergie dissipée dans le cristal, aux fluctuations statistiques près.
- son temps de désexcitation est suffisamment grand pour intégrer les effets multiples.

La production de photons par un rayon  $\gamma$  traversant un cristal d'INa se fait de façon indirecte : trois sortes d'interactions sont possibles entre les rayons  $\gamma$  et les atomes du cristal.

###### Effet Compton.

Un rayon  $\gamma$  incident d'énergie E est diffusé élastiquement par un électron faiblement lié aux atomes du cristal. Le photon diffusé sort du cristal, et l'électron de recul possède une énergie

---

1) voir références [3] [8] [14] [21] .

dont la distribution est continue de 0 à la valeur maximum

$$E_m = \frac{2 E^2}{2E + m_0 c^2}$$

#### Effet photoélectrique.

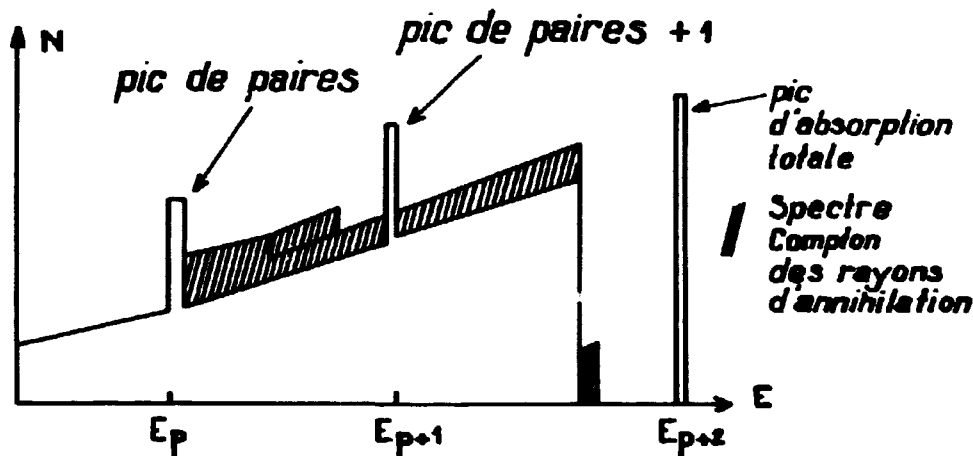
Un rayon  $\gamma$  incident est absorbé par un atome lourd (I) du cristal (INa), et un électron d'une couche interne est éjecté avec une énergie cinétique égale à l'énergie du photon moins l'énergie de liaison de la couche. Cet électron photoélectrique est accompagné de rayons X ou d'électrons Auger, et toute l'énergie du photon est finalement récupérée dans le détecteur.

#### Effet de paires.

Si le rayon  $\gamma$  incident a une énergie supérieure à 1,02 MeV, le photon peut donner une paire négaton-positon en passant au voisinage d'un noyau. Le positon a de grandes chances de s'annihiler avec un électron libre du cristal, et de produire deux rayonnements  $\gamma$  de 0,511 MeV qui ont chacun une probabilité de donner une interaction dans le cristal.

Dans le cas où le négaton est absorbé et où les deux rayons  $\gamma$  de 511 keV sortent du cristal, nous avons le pic de "paires" ; si l'un des deux 511 seulement est absorbé, le pic de "paires plus une", et si les deux  $\gamma$  de 511 sont absorbés dans le "pic de paires plus deux" se confondant avec le pic d'absorption totale.

En définitive, un spectre théorique complet aura la forme suivante :



Divers phénomènes modifient les distributions théoriques.

#### Interactions multiples.

Les photons Compton ont une probabilité importante (surtout pour les faibles énergies) de donner d'autres interactions Compton secondaires ou un effet photoélectrique. Dans ce dernier cas, on détecte l'énergie totale du photon incident (pic d'absorption totale). Le premier cas contribue au déplacement de la moyenne de la distribution Compton vers les grandes énergies.

#### Effet d'échappement.

Si, le noyau absorbeur étant proche de la surface, le rayon  $X_k$  (28 keV pour l'I) sort du

cristal, nous aurons une raie d'énergie  $E_\gamma - 28 \text{ keV}$ .

En dehors de l'effet signalé plus haut, les électrons de recul produits au voisinage de la surface peuvent ne dissiper qu'une partie de l'énergie dans le cristal. Le spectre est alors comprimé vers les basses énergies.

#### Rétrodiffusion.

Des photons diffusés à l'extérieur du cristal, dans la source, au voisinage de celle-ci ou du détecteur, peuvent être détectés dans le cristal. Dans le cas d'une rétrodiffusion (diffusion en arrière), nous avons :

$$E_R = \frac{E_\gamma m_0 c^2}{m_0 c^2 + 2E_\gamma}$$

- $E_R$  : énergie des photons rétrodiffusés,  
 $E_\gamma$  : énergie du rayonnement avant diffusion,  
 $m_0$  : masse de l'électron au repos,  
 $c$  : vitesse de la lumière.

#### Résolution en énergie.

La résolution est fonction de la transparence du cristal. Elle croît quand la taille du cristal augmente et dépend du contact optique entre le cristal et le photomultiplicateur.

Chaque bande infiniment étroite des distributions théoriques est remplacée dans les spectres expérimentaux, par une certaine distribution sensiblement gaussienne, affectant la forme d'un pic. Ces pics gaussiens permettent de définir la résolution par le rapport :

$$\frac{\text{Largeur du pic à mi-hauteur}}{\text{énergie du pic}}$$

La figure 1 montre la résolution, pour le pic d'absorption totale du  $^{137}\text{Cs}$  (662 keV), de la sonde HARSHAW AR 199 6S8.

L'échelle des ordonnées est logarithmique.

La courbe de la figure 2 montre la variation de la résolution en fonction de l'énergie. Nous remarquons qu'elle croît très vite vers les basses énergies.

#### Mesures en énergie.

La quantité de lumière émise est proportionnelle à l'énergie dissipée par les électrons dans le cristal. On peut le vérifier (voir figure 11) à l'aide de rayonnements d'énergies connues. Une fois le facteur de proportionnalité établi, on peut déterminer une énergie de photopic inconnue.

#### EFFICACITE D'ABSORPTION TOTALE.

L'efficacité d'absorption totale est celle qui est associée au pic d'absorption totale. Pour un angle solide constant, elle augmente avec la taille du cristal, car la probabilité d'effets multiples augmente. Ainsi, le spectre se concentre dans le pic d'absorption totale et le spectre Compton

diminue. Nous appellerons pic photoélectrique, ou photopic, le pic d'absorption totale.

Le nombre de coups par seconde  $n$  dans le photopic est fonction de l'activité de la source. Nous avons vérifié sur un grand nombre d'exemples que le photopic est gaussien (pour les énergies  $> 10$  keV). Il est défini entièrement par l'abscisse de son maximum, la largeur totale à mi-hauteur, et la hauteur maximum  $h$ .

$n$  est obtenu en mesurant l'aire du photopic soit par planimétrie ou par pesée etc ..., soit en calculant l'intégrale en fonction de  $h$  et  $L$  ; on a :

$$n = \frac{1,064 \times h \cdot L}{t}$$

$h$  est exprimé en nombre de coups,

$L$  est exprimé en nombre de canaux,

$t$  le temps de mesure (temps mort déduit).

#### Mesure de l'intensité d'une source.

- Soit  $R$  le facteur d'efficacité d'absorption totale correspondant au rayonnement  $\gamma_1$ .  $R$  est défini comme étant le nombre de rayons  $\gamma_1$  détectés dans le pic d'absorption totale, par microcurie de rayons  $\gamma_1$  émis. Cette définition, un peu arbitraire, a l'avantage d'être pratique pour la détermination directe de l'activité d'une source en microcuries.

- Soit  $K$  la probabilité par désintégration d'émission du rayon  $\gamma_1$  considéré.

- Soit  $A$  l'activité de la source en microcuries.

$$A = \frac{n}{R \cdot K}$$

$$A = \frac{1,064 \times h \cdot L}{R \cdot K \cdot t} \quad (1)$$

La connaissance de  $t$ ,  $K$  et  $R$  et la mesure de  $h$  et  $L$  sur le spectre permettent d'obtenir  $A$ .

Pour ces mesures d'intensité, de nombreuses précautions doivent être prises : source aussi ponctuelle que possible, bien centrée sur l'axe du compteur, à bonne distance, activité pas trop grande, etc ...

#### Etalonnage du compteur.

Si, inversement, dans l'équation (1) nous connaissons  $A, K$ , en mesurant  $h, L$  et  $t$ , nous pouvons en tirer  $R$  dans le cas où le schéma de désintégration est simple.

Ainsi, nous avons pu, au laboratoire, étalonner notre compteur à l'aide de sources étalonnées de manière absolue par des techniques de coïncidences  $\beta - \gamma$  ;  $\gamma - \gamma$  ;  $4 \pi \beta - \gamma$ . Des étalonnages  $\beta - e - \gamma$  nécessitant trois coïncidences doubles simultanées (deux compteurs détectent les rayons  $\beta$  et un compteur les rayons  $\gamma$ , les trois compteurs étant en coïncidence entre eux deux à deux) ont été réalisés. Dans l'ensemble, les résultats de ces mesures absolues d'activité étaient en excellent accord avec les valeurs données par les certificats d'étalonnages des Laboratoires spécialisés.

Nous avons pu tracer la courbe d'efficacité de la figure 3.

### DECOMPOSITION DES SPECTRES.

Lorsque la source émet plusieurs rayons  $\gamma$ , le spectre observé est la somme des différents spectres élémentaires. Pour les retrouver, on peut appliquer deux méthodes :

#### Méthode théorique.

Considérons une source ponctuelle émettant des rayons  $\gamma_j$  d'énergie  $E_j$  ( $j = 1, 2 \dots$ ). Soit  $F_{1j}$  le nombre de coups, dans le canal  $i$ , dû à un microcurie de rayons  $\gamma_j$ , et  $S_i$  le nombre de coups du spectre composé dans le canal  $i$ .

$$S_i = \sum_j F_{1j} C_j \quad S = F.C$$

Les  $C_j$  tiennent compte de l'intensité des rayons  $\gamma_j$  et de leur efficacité. Par inversion, on en tire les intensités

$$C = F^{-1} . S$$

#### Méthode pratique utilisée.

Le deuxième procédé de décomposition est plus empirique. Supposons un spectre  $S(X)$  formé de deux spectres  $F_1(X)$  et  $F_2(X)$  élémentaires :

$$S(X) = A.F_1(X) + B.F_2(X)$$

A et B tenant compte des intensités différentes de  $F_1$  et de  $F_2$  dans  $S$ . Si le compteur a été étalonné avec précision, on connaît les fonctions  $F_1$  et  $F_2$  (quand les énergies sont connues) ; nous estimons à  $B_0$  la valeur  $B$ , nous avons :

$$D_0(X) = S(X) - B_0 . F_2(X)$$

on fait le rapport  $\frac{D_0(X)}{F_1(X)}$  ; s'il n'est pas constant on rajuste  $B_0$ , etc ...

Ce travail graphique est facilité par l'emploi de papier semi-logarithmique où les fonctions  $F_1(X)$  et  $A.F_1(X)$  se déduisent par translation.

Nous découpons la fonction  $F_2(X)$  et la plaçons sous  $S(X)$  à la distance  $\text{Log } B_0$ .  $D_0(X)$  doit avoir la même forme que  $F_1(X)$ , ce qui est rapidement vérifié lorsque  $F_1(X)$  est aussi découpée.

Dans un spectre complexe, on soustrait toutes les lignes dans l'ordre des énergies décroissantes. Ainsi, le spectre se simplifie progressivement.



## DEUXIEME PARTIE - SPECTROGRAPHIE EN COINCIDENCES<sup>2)</sup>

### NOTION DE COINCIDENCES FORTUITES.

Nous nous plaçons ici dans le cas idéal d'un schéma de désintégration simple avec deux radiations en coïncidences, chaque compteur ne détectant qu'une seule radiation.

Soit  $N_0$  l'activité de la source en désintégrations par seconde.  $\omega_1$  et  $\omega_2$  les angles solides soutendus par les compteurs 1 et 2.  $\epsilon_1$  et  $\epsilon_2$  les efficacités des détecteurs 1 et 2 à leur rayonnement respectif.

Le taux de comptage de chaque compteur est :

$$\begin{aligned} N_1 &= N_0 \cdot \omega_1 \cdot \epsilon_1 \\ N_2 &= N_0 \cdot \omega_2 \cdot \epsilon_2 \end{aligned} \quad (2)$$

et le taux de coïncidences vraies est donné par :

$$N_v = N_0 \cdot \omega_1 \cdot \omega_2 \cdot \epsilon_1 \cdot \epsilon_2 = k \cdot N_0 \quad (3)$$

Nous prenons pour taux de coïncidences fortuites :

$$N_F = 2 \tau N_1 N_2 = 2 \tau N_0^2 \omega_1 \omega_2 \epsilon_1 \epsilon_2 = 2k \tau N_0^2 \quad (4)$$

d'où :

$$\frac{N_F}{N_v} = 2 \tau N_0 \quad (5)$$

L'équation 3 nous montre que si nous voulons augmenter  $N_v$ , il faut augmenter  $N_0$  mais l'équation 4 montre que  $N_F$  croît comme  $N_0^2$  et pour garder le rapport  $N_F/N_v$  petit, d'après 5 nous devons diminuer  $\tau$ .

Si on mesure les coïncidences totales pendant le temps  $T_c$  et les coïncidences fortuites pendant le temps  $T_f$ , l'application des théorèmes sur les erreurs statistiques donne :

2) voir références [21] [34].

$$\frac{\sigma(N_v)}{N_v} = \sqrt{\frac{1}{k T_c} \left[ \frac{1}{N_0} + 2 \tau \left( 1 + \frac{T_c}{T_f} \right) \right]} \quad (6)$$

avec  $k = \omega_1 \omega_2 \epsilon_1 \epsilon_2$ .

L'équation 6 nous montre que  $\frac{\sigma(N_v)}{N_v}$  est une fonction croissante de  $\tau$  et une fonction décroissante de  $N_0$ . Il est cependant inutile d'améliorer  $\tau$  si nous avons déjà  $\tau \ll \frac{1}{N_0}$ . Dans ce cas il vaut mieux modifier  $N_0$  ou  $\frac{T_c}{T_f}$ .

Ceci montre l'intérêt des coïncidences rapides en spectrographie en coïncidences.

### COINCIDENCES FORTUITES DANS LE CAS DE SPECTRES EN COINCIDENCES.

Lors de nos mesures spectrographiques en coïncidences, nous avons admis que le nombre de coïncidences fortuites correspondant au canal  $x$  était :

$$F_x = 2 \cdot \tau \cdot \frac{D}{t} \cdot \frac{N_x}{t'} \cdot T$$

$\tau$  étant le temps de résolution du circuit à coïncidences rapides,

$x$  numéro du canal de l'analyseur,

$D$  le nombre d'impulsions ayant déclenché l'analyseur pendant le temps  $t$ ,

$N_x$  le nombre de coups dans le canal  $x$  en spectre direct pendant le temps  $t'$ ,

$T$  la durée du spectre en coïncidences.

$$F_x = k \cdot N_x \quad \text{avec} \quad k = 2 \tau \frac{D \cdot T}{t \cdot t'}$$

Le spectre de coïncidences fortuites est déduit du spectre simple par une multiplication des ordonnées par le facteur  $k$ . Sur papier semi-logarithmique, il suffit de retrancher le spectre direct (situé à la distance  $\log k$  en-dessous) du spectre en coïncidences brut.

### SELECTEUR DE COINCIDENCES RAPIDES.

#### Alimentation haute tension - Préamplificateurs.

Si la hauteur de l'impulsion d'entrée sur l'unité rapide varie, il s'ensuit une fluctuation dans le temps du blocage de la lampe d'entrée, et une réduction de l'efficacité du sélecteur de coïncidences rapides.

Pour réduire ce phénomène nous avons :

- augmenté la tension d'utilisation des photomultiplicateurs pour que toutes les impulsions sortant à l'anode aient une amplitude maximum, un temps de montée minimum, les signaux de grandes amplitudes étant déjà saturés.



- construit un "circuit à tube à cathode asservie" du type conventionnel (voir figure n° 4) (tube utilisé EL 183) d'impédance de sortie  $100 \Omega$ , d'amplitude maximum 3 V.

Il nous permettait de faire la liaison sonde-ampli large bande par l'intermédiaire de câble de  $100 \Omega$  en étant adapté. La longueur de la liaison rapide pouvait être variée de 10 cm à 20 m (0,5 ns à 100 ns) grâce à un jeu de 11 câbles de  $100 \Omega$ .

#### Amplificateurs large bande.

Entre les préamplificateurs et l'unité à coïncidences rapides, nous utilisons deux amplificateurs Helwett-Packard, modèle 460 A de bande passante 200 MC, en série. Deux modifications d'adaptation y avaient été apportées :

- A l'entrée du premier pour accepter les impulsions des câbles de  $100 \Omega$ ,
- A la sortie du second pour entrer, par l'intermédiaire d'un câble de  $200 \Omega$ , sur l'unité à coïncidence rapide d'impédance d'entrée 2 200 ohms.

#### Sélecteur de coïncidences rapides.

##### Description :

C'est une unité fabriquée par E. H. RESEARCH modèle 101 N. Elle possède trois canaux de coïncidences et un canal d'anticoincidence.

Les signaux entrent directement sur les grilles des tubes 6 AK 5, et sont mis en forme dans le circuit plaque constitué d'un câble coaxial dont la longueur, variable, définit le temps de résolution.

Nous avons utilisé la sortie "trigger" où les signaux, qui sortent du mélangeur après avoir été sélectionnés et allongés, sont envoyés sur un univibrateur à couplage cathodique à niveau réglable. Chaque impulsion de sortie dure 1  $\mu$ s et a une hauteur de 20 V.

##### Modifications apportées :

Les impulsions qui sortent des amplis à large bande ont des "overshoot" positifs de 2 à 3 V. Ils pourraient faire débiter du courant grille aux limiteuses. Les "overshoot" négatifs qui suivent, pourraient dans les cas défavorables, bloquer la limiteuse introduisant ainsi des coïncidences fortuites.

Pour remédier à ceci, nous avons construit un dispositif à diode (figure n° 5) coupant l' "overshoot" positif et une polarisation réglable de 0 à -5 V pour supprimer l' "overshoot" négatif.

#### Caractéristiques du sélecteur rapide.

- Essais en signaux récurrents.

Ils étaient fournis par un générateur à relais de mercure GNS 1 de l'Electronique Appliquée. Les impulsions avaient  $5 \cdot 10^{-8}$  seconde de largeur. 20 v. d'amplitude et un temps de montée inférieur à  $10^{-9}$  s.

Pour trois longueurs différentes du câble de mise en forme 12, 100, 238 cm, nous avons fait varier le niveau du "trigger" de sortie (figure n° 6). Nous trouvons que nous avons intérêt pour un temps de résolution donné à nous placer sur la partie de la courbe où la pente est la plus

forte pour que, si le niveau du "trigger" dérive, le temps de résolution varie peu. Le temps de résolution le plus faible atteint a été de  $2 \cdot 10^{-9}$  pour 100 p. 100 d'efficacité.

- Essais en signaux réels.

Les expériences de coïncidences en signaux réels ont été faites avec une source de  $^{60}\text{Co}$  (lignes  $\gamma$  coïncidentes de 1,17 et 1,33 MeV) et une source de  $^{22}\text{Na}$  (rayons d'annihilation de 511 keV et rayon  $\gamma$  de 1,28 MeV) avec et sans sélection d'énergie sur les voies latérales (figure n° 7). Avec sélection d'énergie, la résolution minimum obtenue a été de  $2,8 \times 10^{-9}$  s (figure 7).

MONTAGE LENT-RAPIDE.

Nous avons vu plus haut l'intérêt d'utiliser un temps de résolution faible. Si nous envoyons sur l'unité de coïncidences rapides les impulsions sélectionnées en énergie, l'efficacité de coïncidence serait faible, à cause de l'incertitude sur le déclenchement de l'unité due à la traversée de nombreux circuits électroniques.

Pour utiliser un temps de résolution court et la possibilité d'une sélection en énergie, nous avons réalisé le montage lent-rapide de la figure 8.

Principe.

A la sortie de chaque sonde nous avons :

- une voie rapide, où les impulsions, après avoir été préamplifiées (P.A.R.), dûment retardées (R.V.), et amplifiées jusqu'à saturation (A.L.B.), entrent sur une unité de coïncidences rapides (U.C.R.) pour deux signaux en coïncidence rapide, envoie une impulsion sur l'unité triple (U.C.T.).
- une voie linéaire où les impulsions après avoir été préamplifiées (P.A.L.), amplifiées linéairement (A.L.), et sélectionnées d'après leur amplitude (I.C.), sont envoyées par l'intermédiaire d'un retard réglable (R.V.) sur une unité de coïncidence triple lente (U.C.T.).

Derrière chaque sonde le montage est symétrique.

Les retards étant réglés, et pour avoir deux signaux en coïncidence triple, il faudra qu'ils satisfassent à la fois aux conditions :

- de sélection d'énergie, (voies linéaires),
- de coïncidence rapide, (voies rapides).

Appareils utilisés.

- Alimentation Haute Tension (voir première partie : appareillage)
- Détection.

Nous avons utilisé deux cristaux INa (Tl) série 6 D 4 de  $1\frac{1}{2} \times 1$ " de la Maison HARSHAW. Les photomultiplicateurs étaient des 53 AVP de la Radiotechnique.

- Préamplificateurs.

Le préamplificateur de la voie rapide a été décrit précédemment. Celui de la voie linéaire prenait le signal sur la huitième dynode du photomultiplicateur pour éviter les saturations possibles avec la H. T. utilisée. Ces signaux étant positifs, nous avons construit un inverseur suivi d'un tube à cathode asservie (voir figure 9).

**- Amplis linéaires et analyseurs monocanal.**

Ils étaient de la marque HAMNER. Résolution  $1,3 \mu s$ , linéarité 0,3 p.100 de 3 à 100 v, largeur d'impulsion de sortie de l'analyseur monocanal :  $1 \mu s$ .

La partie "rapide" a été décrite précédemment.

**- Unité de coïncidence triple.**

Elle était du type 1036 C DYNATRON. Un bloc de mise en forme (M.F.) a été mis au point pour que cette unité puisse déclencher l'analyseur multicanaux (RCL).

Pour faciliter le choix des impulsions à envoyer par l'analyseur multicanaux sans perturber la charge des amplificateurs, un commutateur à cathodes asservies avait été construit.



## CHAPITRE II

### THEORIE DES CORRELATIONS ANGULAIRES

#### PREMIERE PARTIE - GENERALITES

Le problème théorique des corrélations angulaires a été abordé par de nombreux auteurs<sup>3)</sup>, et a pu être résolu dans le cas général. Nous indiquerons ici les formules qui ont servi dans le calcul pratique des corrélations correspondant à nos expériences.

La conservation du moment angulaire et de la parité pour le système noyau plus rayonnement gamma, imposent des règles de sélection sur la multipolarité possible entre deux états de moments angulaires  $I_1$  et  $J$  de parité  $\pi_1$  et  $\pi$ .  $(I_1 - J) \leq L_1 \leq (I_1 + J)$  si  $L_1$  est la multipolarité du rayonnement gamma emporté pendant la transition.

$$\Delta \pi = \frac{\pi_1}{\pi} = (-1)^{L_1} \quad \text{pour les rayonnements électriques,}$$

$$\Delta \pi = (-1)^{L_1 - 1} \quad \text{pour les rayonnements magnétiques.}$$

Si  $\Delta \pi = -1$  la parité change,  
 $\Delta \pi = +1$  la parité ne change pas.

Pour une même transition, on peut avoir un mélange de deux multipolarités différentes, mais de classe différente à cause des considérations de parité.

#### CASCADE DOUBLE.

##### Transitions pures.

Considérons la cascade double définie par la séquence des moments angulaires  $I_1 (L_1) J (L_2) I_2$ ,  $L_1$  et  $L_2$  étant les moments angulaires emportés par chacun des rayonnements  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$ . Soit  $\theta$  l'angle des directions d'émission de  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$ . On suppose que la vie du niveau intermédiaire est assez brève pour que celui-ci ne soit pas perturbé par des champs extra-nucléaires. Dans ce cas, l'intensité  $W(\theta)$  des coïncidences  $\gamma_1 - \gamma_2$  varie en général avec  $\theta$ .  $W(\theta)$  dépend de  $I_1$ ,  $J$ ,  $I_2$  et de  $L_1$  et  $L_2$ .

La théorie et l'expérience montrent que les fonctions de corrélations peuvent être développées en polynômes de LEGENDRE d'ordre pair.

---

3) voir références principales [5] [19] [43] .

$$W(\theta) = \sum_{k=0,2,4,\dots} A_k P_k(\cos \theta) \quad (7)$$

Chacun des coefficients du développement de la fonction de corrélation peut être ramené au produit de deux autres coefficients  $A_k^{(1)}$  et  $A_k^{(2)}$ , chacun de ces coefficients ne concernant que l'une des transitions.

Pour les transitions pures, les coefficients  $A_k^{(1)}$  et  $A_k^{(2)}$  sont définis par le produit d'un coefficient de CLEBSCH - GORDAN, par un coefficient de RACAH et par un facteur numérique. Ils ont été tabulés par BIEDENHARN L.C. et ROSE M.E. [7] et plus complètement par FERENTZ et ROSENWEIG [20] sous une forme plus commode.

On a :

$$A_k^{(i)} = F_k(L, L, I_i, J)$$

avec

$$A_0^{(i)} = F_0(L, L, I_i, J) = 1$$

D'autre part, l'ordre maximum suivant lequel la fonction de corrélation doit être développée, doit être égal à la plus petite des trois valeurs suivantes :  $2L_1, 2J, 2L_2$ .

#### Cas d'un mélange. <sup>4)</sup>

Dans le cas le plus général où un des rayonnements  $\gamma$  est constitué par un mélange d'ordre multipolaire  $L$  et  $L' = L + 1$ , l'expression de  $A_k^{(i)}$  devient :

$$A_k^{(i)} = \frac{F_k(L_i L_i I_i J) + 2 \delta_i F_k(L_i L' I_i J) + \delta_i^2 F_k(L' L' I_i J)}{1 + \delta_i^2} \quad (8)$$

$\delta_i$  est le paramètre qui caractérise le mélange. Il doit être réel. Son carré est le rapport des intensités des multipoles, d'ordre  $L'$  et  $L$ . Le dénominateur normalise  $A_0^{(i)}$  à la valeur 1.

Dans le formalisme de BIEDENHARN L.C. [7] que nous utilisons, les éléments de matrice réduite s'écrivent  $(I_i \parallel L' \parallel J)$  et  $(I_i \parallel L \parallel J)$  où  $J$  se rapporte à l'état intermédiaire de la cascade, et  $I_i$  à l'état initial ou final et :

$$\delta = \frac{(I_i \parallel L' \parallel J)}{(I_i \parallel L \parallel J)}$$

La relation

$$(2J+1)^{1/2} (I_i \parallel L \parallel J) = (-1)^{I_i+L-J} (2I_i+1)^{1/2} (J \parallel L \parallel I_i)$$

---

4) TAYLOR H.W. et Mc PHERSON R. ont tabulé les principales séquences en fonction de  $\delta$ , [48].

qui contient les éléments de matrice réduite définis par BIEDENHARN et ROSE, et le fait que le terme d'interférence de leur formule de corrélation angulaire (Eq. 64 de la référence [7]) inclut le produit :

$(I_1 \parallel L_1 \parallel J) (I_1 \parallel L'_1 \parallel J) (I_2 \parallel L_2 \parallel J) (I_2 \parallel L'_2 \parallel J)$ , nécessite l'emploi d'un signe de  $\delta$  différent, suivant qu'on considère la transition mélangée comme première composante d'une cascade ou comme seconde composante d'une cascade - OFER S. [36] l'a montré expérimentalement dans le cas du  $^{156}\text{Tb}$ .

La fonction de corrélation peut se mettre sous la forme

$$W(\theta) = W_I(\theta) + 2\delta W_{II}(\theta) + \delta^2 W_{III}(\theta)$$

où :

$W_I(\theta)$  représente la fonction de corrélation  $I_1(L_1) J(L_2) I_2$

$W_{III}(\theta)$  représente la fonction de corrélation  $I_1(L'_1) J(L_2) I_2$

$W_{II}(\theta)$  est le terme représentatif du mélange  $L_1$  et  $L'_1$ .

La connaissance de  $A_k^{(i)}$  détermine donc  $\delta$  d'après la relation (8).

Dans le cas d'un double mélange, les équations sont toujours valables et les deux  $A_k^{(i)}$  sont chacun fonction d'un coefficient de mélange. Pour résoudre le système il faut alors connaître un des deux  $\delta$ .

## CASCADE TRIPLE.

### Corrélations doubles dans une cascade triple.

$I_1$	Une cascade triple peut être représentée par la séquence des moments angulaires : $I_1(L_1) J_1(L_0) J_2(L_2) I_2$
$J_1$	Les transitions peuvent être mélangées : les coefficients de mélanges sont alors $\delta_1$ , $\delta_0$ et $\delta_2$ . Nous pouvons envisager trois corrélations doubles :
$J_2$	
$I_2$	$I_1(L_1) J_1(L_0) J_2$

$J_1(L_0) J_2(L_2) I_2$  que nous pouvons classer dans les corrélations traitées précédemment, et

$I_1(L_1) J_1, J_2(L_2) I_2$  corrélation entre deux rayonnements avec une transition intermédiaire non observée à laquelle nous nous limitons ici. BIEDENHARN L.C. et ROSE M.E. [7] pour le cas pur  $\delta_1 = \delta_0 = \delta_2 = 0$  ont calculé la fonction de corrélation. ROSE M.E. [40] a fait le calcul pour un mélange simple ( $\delta_1$  ou  $\delta_0 \neq 0$ ). Différents auteurs ont envisagé les cas les plus généraux de la cascade triple. BIEDENHARN L.C. et ROSE M.E. [7] BIEDENHARN L.C., ARFKEN G.B. et ROSE M.E. [6], GALLMANN A. [21] SATCHLER G.R. [43].

Comme précédemment cette fonction peut être développée en polynômes de LEGENDRE d'ordres pairs. L'ordre maximum est alors donné par la plus petite des valeurs de  $2 L_1, 2 L_2, 2 J_1, 2 J_2$ .

Chacun des coefficients de la fonction de corrélation peut être ramené au produit de trois coefficients  $A_k^{(1)}, A_k^{(2)}$  et  $U_k^{(0)}$  qui ne se rapportent chacun qu'à une seule transition. Les coefficients  $A_k^{(i)}$  gardent la forme (8) :

$$A_k^{(i)} = \frac{F_k(L_i L_i' J) + 2 \delta_i F_k(L_i L_i' J) + \delta_i^2 F_k(L_i' L_i' J)}{1 + \delta_i^2}$$

où  $I$  est un niveau initial ou final et  $J$  le niveau qui touche la transition inobservée.

La fonction de corrélation peut se mettre sous la forme :

$$W_{1,2}(\theta) = \sum_{k=0,2,\dots} A_k^{(1)} \cdot U_k^{(0)} \cdot A_k^{(2)} \cdot P_k(\cos \theta) \quad (9)$$

Dans le cas simple où la transition  $(J_1 J_2)$  est pure ( $\delta_0 = 0$ ),  $U_k^{(0)}$  est un coefficient de RACAH  $W(J_1 J_1 J_2 J_2; k L_0)$  dont la valeur absolue est inférieure ou égale à l'unité.

Alors,

$$U_k^{(0)} = \frac{W(J_1 J_1 J_2 J_2; k L_0)}{W(J_1 J_1 J_2 J_2; 0 L_0)} \quad (10)$$

le dénominateur normalise  $U_k^{(0)}$  à 1 lorsque  $k = 0$ .

Les coefficients de RACAH ont été tabulés par SIMON A., VANDER SLUIS J. H., BIEDENHARN L. C. [44] sous une forme commode.

Dans le cas le plus général  $\delta_0 \neq 0$  il n'y a pas de terme d'interférence [5] et on peut écrire symboliquement

$$(1 + \delta_0^2) W_{1,2}(\theta, \delta_0) = W_{1,2}(\theta, L_0) + \delta_0^2 W_{1,2}(\theta, L'_0),$$

qui exprime que l'on fait une moyenne pondérée entre la corrélation avec  $L_0$  pur (poids = 1) et la corrélation avec  $L'_0$  pur (poids  $\delta_0^2$ ). Comme  $L' = L + 1$ , une des propriétés des coefficients de RACAH nous permet d'écrire :

$$W(J_1 J_1 J_2 J_2; 0 L) = -W(J_1 J_1 J_2 J_2; 0 L')$$

et la forme générale du coefficient  $U_k^{(0)}$  devient :

$$U_k^{(0)} = \frac{W(J_1 J_1 J_2 J_2; k L_0) - \delta_0^2 W(J_1 J_1 J_2 J_2; k L'_0)}{(1 + \delta_0^2) W(J_1 J_1 J_2 J_2; 0 L_0)} \quad (11)$$

L'introduction du terme  $W(J_1 J_1 J_2 J_2; 0 L_0)$  au dénominateur normalise, comme dans l'équation (10),  $U_k^{(0)}$  à 1 lorsque  $k = 0$ .



On peut écrire la forme développée plus générale de (9) :

$$\begin{aligned}
 w_{1,2}^{(0)} = & \sum_{k=0,2,\dots} \frac{F_k(L_1 L_1 I_1 J_1) + 2 \delta_1 F_k(L_1 L'_1 I_1 J_1) + \delta_1^2 F_k(L'_1 L'_1 I_1 J_1)}{1 + \delta_1^2} \\
 & \times \frac{F_k(L_2 L_2 I_2 J_2) + 2 \delta_2 F_k(L_2 L'_2 I_2 J_2) + \delta_2^2 F_k(L'_2 L'_2 I_2 J_2)}{1 + \delta_2^2} \\
 & \times \frac{W(J_1 J_1 J_2 J_2; k L_0) - \delta_0^2 W(J_1 J_1 J_2 J_2; k L'_0)}{(1 + \delta_0^2) W(J_1 J_1 J_2 J_2; 0 L_0)} \quad (12)
 \end{aligned}$$



**DEUXIEME PARTIE - PROGRAMME D'ANALYSE DES CORRELATIONS**  
**DOUBLES DANS UNE CASCADE TRIPLE.**

**THEORIE.**

Reprenons la séquence

$$I_1 \begin{pmatrix} L_1 \\ L'_1 \end{pmatrix} J_1 \begin{pmatrix} L_0 \\ L'_0 \end{pmatrix} J_2 \begin{pmatrix} L_2 \\ L'_2 \end{pmatrix} I_2 \quad \text{en admettant trois coefficients de mélange } \delta_1, \delta_0, \delta_2.$$

$$W_{1,0}(\theta) = \sum_{k=0,2,\dots} A_k^{(1)}(\delta_1) \cdot {}^{(0)}A_k(\delta_0) P_k(\cos \theta) \quad (13)$$

$$W_{0,2}(\theta) = \sum_{k=0,2,\dots} A_k^{(0)}(\delta_0) \cdot {}^{(2)}A_k(\delta_2) P_k(\cos \theta) \quad (14)$$

$$W_{1,2}(\theta) = \sum_{k=0,2,\dots} A_k^{(1)}(\delta_1) \cdot {}^{(2)}A_k(\delta_2) \cdot U_k^0(\delta_0) P_k(\cos \theta) \quad (15)$$

sont les trois fonctions de corrélations relatives aux cascades :

$$I_1 \begin{pmatrix} L_1 \\ L'_1 \end{pmatrix} J_1 \begin{pmatrix} L_0 \\ L'_0 \end{pmatrix} J_2 ; J_1 \begin{pmatrix} L_0 \\ L'_0 \end{pmatrix} J_2 \begin{pmatrix} L_2 \\ L'_2 \end{pmatrix} I_2$$

et

$$I_1 \begin{pmatrix} L_1 \\ L'_1 \end{pmatrix} J_1 - J_2 \begin{pmatrix} L_2 \\ L'_2 \end{pmatrix} I_2$$

$A_k^{(i)}(\delta_i)$  signifie que  $A_k^{(i)}$  est une fonction de  $\delta_i$ , si l'indice (i) est placé avant  $A_k$  cela signifie que la transition i est seconde dans la cascade double considérée et si l'indice (i) est après  $A_k$  -  $A_k^{(i)}$  -, que la transition i est première. Comme nous utilisons le formalisme de BIEDENHARN L.C. pour les  $A_k$  :

$${}^{(0)}A_k(\delta_0) \neq A_k^{(0)}(\delta_0)$$

et si nous utilisons une valeur de  $\delta_0$  dans  ${}^{(0)}A_k(\delta_0)$  nous emploierons la même valeur de  $\delta_0$  mais changée de signe dans  $A_k^{(0)}(\delta_0)$ .

Nous voulons comparer pour chaque corrélation, les termes de même ordre du développement aux fonctions théoriques.

$${}_1 A_k (\delta_1, \delta_0) = A_k^{(1)} (\delta_1) \cdot {}^{(0)} A_k (\delta_0) \quad (16)$$

$${}_2 A_k (\delta_2, \delta_0) A_k^{(0)} (\delta_0) \cdot A_k^{(2)} (\delta_2) \quad (17)$$

$${}_3 A_k (\delta_1, \delta_2, \delta_0) = A_k^{(1)} (\delta_1) \cdot A_k^{(2)} (\delta_2) \cdot U_k^{(0)} (\delta_0) \quad (18)$$

Nous remarquons que l'expression :

$$\frac{{}_1 A_k (\delta_1, \delta_0) \cdot {}_2 A_k (\delta_2, \delta_0)}{{}_3 A_k (\delta_1, \delta_0, \delta_2)} = \frac{A_k^{(0)} (\delta_0) \cdot {}^{(0)} A_k (\delta_0)}{U_k^{(0)} (\delta_0)} \quad (19)$$

ne dépend que de la transition  $J_1 (L_0) J_2$ .

Nous voyons que :

$${}_1 A_k (\delta_1, \delta_0) \cdot {}_2 A_k (\delta_2, \delta_0) \cdot {}_3 A_k (\delta_1, \delta_2, \delta_0)$$

sont des coefficients mesurés dans les expériences de corrélation. Si nous connaissons les fonctions :

$$A_k^{(0)} \quad , \quad A_k^{(1)} \quad , \quad A_k^{(2)} \quad , \quad {}^{(0)} A_k$$

c'est-à-dire si les spins des niveaux utilisés sont connus, l'équation (19) permet de calculer  $\delta_0$  et ensuite  $\delta_1$  et  $\delta_2$  par les équations (16) et (17).

Dans le cas où nous ne connaissons que le spin d'un niveau et des valeurs (données par une mesure indépendante) de  $\delta_0$ ,  $\delta_1$  et  $\delta_2$ , nous devons pouvoir déterminer les spins inconnus.

### CHAPITRE III

#### SCHEMA DE DESINTEGRATION DU $^{147}\text{Nd}$

##### INTRODUCTION.

Le  $^{147}\text{Nd}$  se désintègre par émission de rayonnement  $\beta$  vers les niveaux excités du  $^{147}\text{Pm}$ .

Depuis LAW, POOL, KURBAKOV et QUILL [30] qui en 1941, ont donné les premiers la période de 11 jours du  $^{147}\text{Nd}$ , de nombreux travaux ont été réalisés, mais un schéma de désintégration unique n'a pas encore été établi.

Les niveaux d'énergie 91, 410, 532 et 690 keV, introduits par HANS H.S. [24] en 1954 ont été confirmés par la suite. CORK J.M. [13] trouva une coïncidence entre les rayons de 197 keV et de 400 keV. L'ordre d'émission de ces deux rayons fut inversé (et en même temps le niveau intermédiaire déplacé) par EVANS P.R. [16], qui introduisit un niveau supplémentaire à 230 keV pour expliquer les rayonnements de 230, 260 et 300 keV qui avaient été proposés par RUTLEDGE W.C. [41]. WENDT H.D. [50] mit en évidence un nouveau niveau à 182 keV alimenté directement par les rayons  $\beta$  avec une intensité de 10,4 p.100 et introduisit une seconde ligne de 91 keV en coïncidence avec la première.

Devant les incertitudes sur les emplacements des niveaux, nous avons décidé de faire une étude spectrographique simple et en coïncidence. Alors que celle-ci était terminée GUNYE M.R. [23] publiait une étude du schéma de désintégration qui confirmait notre répartition.



## PREMIERE PARTIE - SPECTROGRAPHIE GAMMA DIRECTE.

### SOURCES.

Les sources de  $^{147}\text{Nd}$  étaient obtenues par irradiation de 5 décigrammes d'oxyde de néodyme naturel ( $\text{Nd}^{2}\text{O}^3$ ) très pur - l'oxyde utilisé est fabriqué à LONDRES par la maison JOHNSON-MATTHEY avec une pureté de 99,999 p.100 - à la pile EL 3 du Centre d'Etudes Nucléaires de SACLAY, durant douze jours.

Ensuite de produit était mis en solution chlorhydrique  $\text{Nd Cl}^3$ . Dans tous les cas nous avons attendu que les activités parasites  $^{149}\text{Pm}$  et  $^{151}\text{Pm}$  soient supprimées.

Un échantillon de  $^{147}\text{Nd}$  d'activité approximative un microcurie était ensuite déposé sur une feuille de mylar collée sur un anneau de 25 mm de diamètre, sous la forme d'un dépôt de 5 mm de diamètre.

### Conditions de mesures.

La sonde AR 199 (voir description de l'appareillage Chapitre I) était montée sur un support rigide assez haut, loin de tout diffuseur possible. Les sources sur mylar étaient supportées par une rondelle en plexiglass de manière à ce que le dépôt actif soit sur l'axe du cristal à 6,5 cm de sa face avant (angle solide soutendu 0,269 sd).

### DECOMPOSITION DU SPECTRE DU $^{147}\text{Nd}$ (figure 10).

#### Calibrage en forme.

Pour la clarté de l'étude, nous avons séparé en deux parties l'analyse du spectre total :

0 - 150 keV (figure 14 ligne épaisse)

100 - 800 keV (figure 15 ligne épaisse).

L'utilisation du procédé de décomposition empirique exposé précédemment (Chapitre I) nécessite la construction d'un certain nombre de spectres simples monoénergétiques qui doit se faire au fur et à mesure de l'apparition des photopics lors de la décomposition.

Pour construire ces spectres simples correspondant à des énergies supposées, nous avons choisi sept paramètres les plus significatifs - à notre avis - de la forme d'un spectre monoénergétique.

Le calibrage en forme a été réalisé avec les spectres de sources  $^{141}\text{Ce}$ ,  $^{203}\text{Hg}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  et nous avons étudié les variations des sept paramètres en fonction de l'énergie (ou du numéro du canal correspondant).

- Energie du pic photoélectrique  $E = f(n)$  (figure 11)

- Largeur du pic photoélectrique à mi-hauteur  $L = f'(E)$  (figure 11)

- Rapport (en p. 100)

$\frac{\text{hauteur de la vallée}^5)}{\text{hauteur du photopic}}$   $R_1 = f_1(n)$  (figure 12)

- Rapport (en p. 100) :

$\frac{\text{hauteur du Compton}}{\text{hauteur du photopic}}$   $R_2 = f_2(n)$  (figure 12)

- Rapport (en p. 100) :

$\frac{\text{hauteur du canal 0}}{\text{hauteur du photopic}}$   $R_3 = f_3(n)$  (figure 12)

- Numéro du canal du maximum du

Compton :  $N_c = h(n)$  (figure 13)

- Numéro du canal du minimum de

la vallée :  $N_v = g(n)$  (figure 13)

Dans toutes nos mesures, les spectres servant au calibrage ont été "tirés" dans les mêmes conditions de géométrie et avec des activités sensiblement égales à celle du  $^{147}\text{Nd}$ .

Cinq décompositions ont été faites sur les deux parties du spectre. Nous avons abouti au spectre décomposé des figures (14) et (15) (lignes fines).

Dix lignes  $\gamma$  ont été mises en évidence par cette méthode.

#### Energie des rayonnements gamma.

Dans le début du spectre du  $^{147}\text{Nd}$  (0 - 190 keV) (figure 14) décomposé, cinq lignes sont en évidence ; leur énergie est :

$39 \pm 1$  keV : rayonnement X qui peut être émis par l'atome après une conversion interne.

$64 \pm 1$  keV : c'est le pic d'échappement du rayonnement intense de 92 keV.

Ensuite nous trouvons les lignes suivantes dues à des rayonnements  $\gamma$  nucléaires :

$77 \pm 2$  keV ;  $92 \pm 1$  keV ;  $121 \pm 2$  keV.

Dans la deuxième partie du spectre du  $^{147}\text{Nd}$ , nous avons trouvé des lignes d'énergies :

$122 \pm 3$  ,  $168 \pm 4$  ,  $197 \pm 4$  ,  $272 \pm 4$  ,  $319 \pm 3$  ,

$409 \pm 4$  ,  $436 \pm 4$  ,  $532 \pm 4$  ,  $602 \pm 5$  ,  $685 \pm 4$  keV.

Dans les erreurs sur les énergies nous avons tenu compte de la précision de lecture sur la droite de calibrage et de la facilité de la décomposition.

5) Nous appelons "vallée" le creux situé entre le Compton et le photopic.



Intensités relatives des rayonnements gamma.

Nous avons calculé les intensités relatives de toutes les lignes  $\gamma$  trouvées. Elles sont résumées dans le tableau I.

Dans les erreurs figurant sur les intensités, nous avons tenu compte :

- de la précision des mesures d'énergie (qui entraîne la précision du facteur d'efficacité),
- de la précision de mesure des paramètres L et h (Chapitre I).

Pour relier en intensité les spectres décomposés des figures 14 et 15, nous avons utilisé :

- l'intensité du pic  $\gamma_3$  (121 keV) que nous retrouvons dans les deux parties du spectre. De cette manière, l'intensité relative des rayons  $\gamma_{13}$  est  $59 \pm 1,5$ .

TABLEAU I - ENERGIES ET INTENSITES RELATIVES

Rayons	ENERGIES EN KEV		INTENSITES RELATIVES *			
	G. T. Ewan (1) [17] [18] M. R. Guyne (2) [23]	Ce tra- vail	P. R. Evans [16]	H. S. Hans [24]	M. R. Guyne [23]	Nos valeurs
$\gamma_1$		$39 \pm 1$ $64 \pm 1$ $77 \pm 2$	160			$106 \pm 16$ $7,5 \pm 1,0$ $8 \pm 1,0$
$\gamma_2$	$91,06 \pm 0,04$ (1)	$92 \pm 1$	100	100	100	100
$\gamma_3$	$120,47 \pm 0,05$ (1)	$121 \pm 2$	4,2		2,9	$2,0 \pm 0,2$
$\gamma_4$		$158 \pm 4$		2,7		$1,5 \pm 0,2$
$\gamma_5$	$196,64 \pm 0,07$ (1)	$197 \pm 4$	0,9		2,2	$1,6 \pm 0,2$
$\gamma_6$	$275,36 \pm 0,08$ (1)	$272 \pm 4$	3,2	4,5	5,1	$2,5 \pm 0,2$
$\gamma_7$	310 (2)	(310)			2,2	$< 2,0$
$\gamma_8$	$319,39 \pm 0,08$ (1)	$319 \pm 3$	9,6	8,2	11,6	$7,0 \pm 0,6$
$\gamma_9$	400 (2)	(400)	5		5,8	$< 2,5$
$\gamma_{10}$	413 (2)	$409 \pm 4$		5,5	2,5	$3,7 \pm 0,3$
$\gamma_{11}$	$439,82 \pm 0,1$ (1)	$436 \pm 4$	6,2	6,4	7,2	$4,5 \pm 0,4$
$\gamma_{12}$	491 (2)	(491)			1,09	$< 2,0$
$\gamma_{13}$	$530,95 \pm 0,1$ (1)	$532 \pm 4$	57	45	45,5	$58 \pm 2$
$\gamma_{14}$	599 (2)	$602 \pm 5$	1,1		1,8	$1,6 \pm 0,1$
$\gamma_{15}$	690 (2)	$685 \pm 4$	4,3	2,7	3,6	$4,7 \pm 0,1$

\* Toutes les intensités publiées ont été normalisées à l'activité du 92 keV.

- l'intensité relative du pic  $\gamma_{13}$  (532 keV) au pic  $\gamma_2$  (92 keV), faciles à décomposer, mesurée dans un même spectre. De cette manière, l'intensité relative des rayons  $\gamma_{13}$  est  $57 \pm 1$ .

En définitive, nous avons obtenu pour l'intensité relative du  $\gamma_{13}$  (532 keV) :  $58 \pm 2$  (Tableau I).

### DISCUSSION.

Les différents lignes gamma trouvées par la méthode de décomposition des spectres confirment celles trouvées dans les publications récentes : [10][23][50] .

Signalons que lors de notre décomposition nous n'avions pas connaissance des résultats de GUNYE [23] .

D'autre part, EWAN G. T. [17] a précisé les énergies des lignes les plus converties à l'aide d'un spectromètre  $\beta$  . Il en a déduit l'énergie des lignes gamma correspondantes avec une précision de 0,2 p.100. Nous sommes en accord avec ces valeurs à 1 p.100 près (voir Tableau I).

La bonne résolution de la sonde utilisée a permis lors de la décomposition, de mettre clairement en évidence la ligne de 77 keV jamais encore observée, mais prévue par GUNYE [23] dans son schéma de désintégration, entre les niveaux à 491 keV et 413 keV.

La ligne  $\gamma_4$  de 168 keV avait été trouvée précédemment par RUTLEDGE W. C. [41] HANS H. S. [24] et WENDT H. D. [50] . GUNYE M. R. [23] a montré que ce pic est le pic de rétrodiffusion du pic  $\gamma_{13}$  de 532 keV.

Dans nos mesures, après avoir soigneusement retranché le pic de rétrodiffusion (175 keV) de la ligne  $\gamma_{13}$  (532 keV) nous avons trouvé un pic correspondant à une ligne  $\gamma_4$  de 168 keV.

Les lignes à 310 keV, 491 keV, mises en évidence par GUNYE M. R. [23] dans ses expériences de coïncidences n'ont pas été trouvées lors de notre décomposition. Il en est de même pour la ligne à 400 keV où nous sommes en accord avec HANS H. S. [24] .

Sur le Tableau I nous voyons que les intensités des lignes sont en général inférieures aux valeurs données par les différents auteurs.

Pour le rayonnement X de 39 keV nous sommes en désaccord avec EVANS R. [16] qui trouve une intensité relative supérieure de 66 p.100 à la nôtre. Nous pensons que cet écart peut s'expliquer par le fait que EVANS R. s'est servi d'une efficacité "pic-a-total" d'après les données de BELL P. R. [3] , alors que nous avons utilisé une courbe d'efficacité expérimentale.

L'intensité relative du pic d'échappement du 92 keV que nous avons trouvé est  $7,5 \pm 1,0$ , valeur un peu faible si nous la comparons à la courbe donnée par BELL P. R. [3] qui donne une intensité relative de 10 pour une distance source cristal de 0,5 cm et un cristal INa de  $1''1/2 \times 1''$ .

L'intensité relative de la ligne de 77 keV  $8,0 \pm 1,0$  est importante pour le schéma si nous y associons le fait qu'elle est sans doute peu convertie, car, dans les mesures sur les conversions des lignes, elle n'a jamais été signalée, étant peut-être masquée par la forte conversion du 92 keV.

Pour les lignes à 310 et 491 keV [23] et 400 keV [16][23] nous avons donné une

limite supérieure de l'intensité des lignes, en estimant quelle serait la hauteur minimum d'un pic provoquant une perturbation observable des lignes voisines.

Remarquons que notre travail est le seul qui ait fourni les erreurs sur une liste aussi complète d'énergies des lignes  $\gamma$ . Nos mesures ont également permis d'avoir pour la première fois toutes les erreurs sur les intensités trouvées.

## DEUXIEME PARTIE - SPECTROGRAPHIE GAMMA EN COINCIDENCES.

Nous avons utilisé l'appareillage "lent-rapide" décrit au Chapitre I et associé à notre analyseur multicanaux R.C.L. 256 (figure 8). Le temps de résolution utilisé était de  $1,25 \cdot 10^{-8}$  s (voir figure 16).

Les sondes étaient placées sur la table de corrélation angulaire où les cristaux détecteurs INa (Tl) étaient blindés chacun par un cylindre de plomb de 3 cm d'épaisseur (voir Chapitre IV). L'angle des compteurs étant d'environ  $30^\circ$ , les diffusions de compteur à compteur étaient éliminées par les 6 cm de plomb.

Les mesures étaient longues (environ 10 h). Avant et après la mesure en coïncidence nous prenions :

a) un spectre complet simple par la voie "analyse" avec spectres de calibrage ( $^{203}\text{Hg}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ).

b) un spectre simple par la voie "déclenchement" de la zone où nous voulions placer la fenêtre, avec spectres de calibrages.

c) un spectre par la voie "déclenchement" déclenchée par elle-même, de manière à voir exactement l'emplacement de la fenêtre.

De cette manière nous pouvions vérifier la stabilité de la fenêtre et des hautes tensions. Pour éviter les perturbations possibles, électriques et thermiques, les mesures étaient faites de nuit.

Après vérification de la stabilité et tracé du spectre en coïncidence, nous retranchions les coïncidences fortuites.

### ETUDE DES DIFFERENTS SPECTRES EN COINCIDENCES.

#### 1° - Spectre en coïncidence avec le rayonnement gamma de 92 keV (figure 17).

Nous avons placé la fenêtre de 87 à 100 keV bien centrée sur le pic de 92 keV de manière à ne pas prendre les photopics des lignes à 77 keV et 121 keV.

Nous avons, en coïncidence, les pics suivants :

121 keV, 197 keV, 272 keV, 319 keV, 400 keV et 436 keV et un rayonnement de 602 keV moins intense.

Cette répartition est en accord avec les schémas des différents auteurs HANS H.S. [24] CORK J.M. [13] EVANS P.R. [16], BODENSTED E. [10], WESTENBARGER G.A. [51] GUNYE [23].

Nous avons aussi obtenu sur ce spectre un pic à 91 keV (non mis sur figure 17), mais dans la fenêtre, nous prenions obligatoirement les spectres continus de rayonnements d'énergies supérieures en coïncidence avec le rayonnement à 92 keV. D'autre part, WENDT H.D. [50] avait publié un schéma de désintégration où figuraient deux lignes de 91 et 91,5 keV en cascade (voir un extrait de ce schéma figure 18).

Nous avons étudié d'une façon plus précise les coïncidences  $\gamma_0 - \gamma_2$  (91 - 91,5 keV) à l'aide de deux cristaux INa (Tl) de 7/8" de diamètre et de 60/1000" d'épaisseur (HARSHAW) pour diminuer dans chaque fenêtre l'importance du spectre continu des lignes d'énergies supérieures. Comme les taux de coïncidences étaient très faibles, les deux voies étant symétriques, nous avons, pour être sûrs d'avoir le zéro électrique dans le temps de résolution, fait varier celui-ci de 0,1  $\mu$  s à 2  $\mu$  s (figure 19). Pour taux de coïncidences vraies pondéré on a trouvé :

$$N_c = (0,750 \pm 0,792) 10^{-3} \text{ coïncidence par seconde.}$$

Si  $p_1$  et  $p_2$  sont les pourcentages de désintégration de  $\beta_1$  et  $\beta_2$ .

$a_0$  et  $a_5$  les intensités relatives des lignes  $\gamma_0$  et  $\gamma_5$  non converties par rapport à la somme des lignes  $\gamma_0 + \gamma_2$  non converties.

$\epsilon_0$  et  $\epsilon_2$  les efficacités globales des sondes,

$k$  un coefficient transformant les intensités relatives à la somme des lignes  $\gamma_0 + \gamma_2$  en intensités absolues. Les résultats de M. R. GUNYE nous permettent de trouver  $k < 3.10^{-3}$ .

$f_0$  et  $f_2$  les fractions de pic prises dans les fenêtres.

$N_0$  l'activité de la source en désintégrations par seconde ;

$$N_c = 2 N_0 \frac{k a_0 \epsilon_0 \epsilon_2 f_0 f_2}{(1 + a_2)}$$

$\alpha_0, \alpha_2, \alpha_5$  étant les coefficients de conversion des lignes  $\gamma_0, \gamma_2, \gamma_5$ .

En première approximation, d'après les spins des niveaux donnés par WENDT H.D. [51] et les mesures d'électrons de conversion [17] on peut prendre  $\alpha_0, \alpha_2$  et  $\alpha_5 \sim 2$ .

Nous en déduisons  $a_0 < 2,4.10^{-2}$ .

Dans le schéma de désintégration que WENDT H.D. propose, le niveau à 182 keV est uniquement alimenté par une transition  $\beta$ , nous pouvons donc écrire :

$$N_0 p_2 = N_0 k a_0 (1 + \alpha_0) + N_0 k a_5 (1 + \alpha_5)$$

$$p_2 = k [a_0 (1 + \alpha_0) + a_5 (1 + \alpha_5)]$$

En supposant que la ligne  $\gamma_5$  de  $197 \pm 4$  keV corresponde à celle de 182 keV de WENDT et en donnant à cette dernière l'intensité de 1,6 de  $\gamma_5$ , nous en déduisons :

$$p_2 < 1,5.10^{-2}$$

résultat en désaccord avec celui de WENDT [50] qui donne  $p_2 = 10,4 \pm 1,4$  p.100.

**2° - Spectre en coïncidence avec le rayonnement  $\gamma_{10}$  de 409 keV (fenêtre de 375 à 417 keV) (figure 20).**

Nous avons voulu mettre en évidence le rayonnement de 77 keV trouvé dans le spectre simple. D'après GUNYE M.R. [23] ce rayonnement devrait partir du niveau excité de 491 keV pour aboutir à celui de 413 keV. Par le niveau à 491 keV il serait en coïncidence avec le rayonnement  $\gamma_5$  de 197 keV, mais difficile à atteindre car fortement masqué par les spectres continus importants à 200 keV.

Sur la figure 20, nous voyons nettement sur le flanc inférieur du pic à 92 keV, le pic à 77 keV, puis après le 121 keV, le 197 keV, un renflement certain sur le flanc droit du pic à 272 keV confirmerait l'existence d'un pic à 310 keV avec une intensité relative à  $\gamma_2$  inférieure à 2.

**3° - Spectre en coïncidence avec le rayonnement  $\gamma_8$  de 319 keV (fenêtre de 300 à 340 keV) (figure 21).**

Nous y retrouvons la ligne  $\gamma_2$  de 77 keV mais moins nette, car le rayonnement  $\gamma_8$  de 319 keV coïncide fortement avec le rayon  $\gamma_2$  de 92 keV, ensuite  $\gamma_3$  (121 keV),  $\gamma_4$  (168 keV) et  $\gamma_6$  (272 keV). Nous n'avons pas vu de pic à 310 keV.

**4° - Spectre en coïncidence avec le rayonnement  $\gamma_{13}$  de 532 keV (fenêtre de 490 à 560 keV).**

Le spectre est réduit à un pic de 92 keV dû au spectre continu du pic de 602 keV pris dans la fenêtre (voir figure 22).

**5° - Spectre en coïncidence avec le rayonnement  $\gamma_{15}$  de 685 keV (seuil à 620 keV).**

Nul - (voir figure 22).

**INTERPRETATION.**

L'ensemble des résultats de la décomposition des spectres et de l'étude en spectrographie en coïncidences s'interprètent par le schéma (figure 23) en accord avec celui de GUNYE M.R. [23] et SARAF B. [42].

Si l'existence du rayonnement  $\gamma_7$  de 310 keV n'est que partiellement confirmée, (puisque'il manque dans le spectre en coïncidence avec le rayon  $\gamma_8$  de 319 keV) le rayonnement  $\gamma_1$  de 77 keV au contraire, est confirmé et relie bien le niveau 491 keV au niveau à 409 keV.

Aucune mesure d'électrons de conversion n'ayant révélé cette énergie, nous pouvons admettre, par comparaison avec les rayonnements d'intensités voisines que ce rayonnement est faiblement converti.





## CHAPITRE IV

### CORRELATIONS DIRECTIONNELLES DES TRANSITIONS $\gamma$ ET MOMENTS ANGULAIRES DES ETATS EXCITES DANS LE $^{147}\text{Pm}$ .

#### INTRODUCTION.

Le moment angulaire du niveau fondamental du  $^{147}\text{Nd}$  a été mesuré par CABEZAS A. [11] et KEDZIE R.W. [25]. Tous deux sont en accord pour un spin  $5/2$ .

Le moment angulaire du niveau fondamental du  $^{147}\text{Pm}$  a été mesuré par KLINKENBERG P.F. [26] et CABEZAS A. [11] comme étant  $7/2$ .

LINQUIST T. [32] a étudié la corrélation  $319 - 92$  keV. Plus récemment ARYA A. [2] a mesuré les corrélations  $319 - 92$  keV et  $272 - 319$  keV et en a déduit les spins  $7/2+$ ,  $7/2+$ ,  $5/2+$  pour les niveaux excités à  $92, 409$  et  $685$  keV. BODENSTEDT E. [10] a mesuré les corrélations angulaires de sept cascades différentes et en a déduit les spins des niveaux à  $92, 409, 491, 532$  et  $685$  keV :  $5/2+$  ;  $5/2+$  ;  $(5/2+, 7/2+)$  ;  $3/2+, (7/2+)$  ;  $7/2+, (3/2+)$ .

SARAF B. [42], jugeant certaines corrélations perturbées par le rayonnement  $\gamma_\gamma$  de  $310$  keV, a mesuré les corrélations angulaires de cinq cascades où ce  $310$  keV n'intervenait pas. Pour les niveaux à  $92, 409, 491, 532, 685$  keV il en a déduit les spins :  $5/2+$  ;  $7/2+, (3/2+ \text{ ou } 5/2+)$  ;  $7/2+, (5/2+)$  ;  $5/2+$  et  $5/2+$ .

Devant certains désaccords très nets de mesures ou d'interprétations entre les différentes études, nous avons décidé de mesurer cinq corrélations angulaires nécessaires à notre programme d'analyse.



## PREMIERE PARTIE - EXPERIENCES DE CORRELATIONS ANGULAIRES.

### APPAREILLAGE.

Un soin particulier avait été apporté à la construction de la table de corrélation. Le plateau circulaire tourné dans une plaque d'AG3 (métal non magnétique) avait un diamètre de 720 mm et une épaisseur de 9 mm. Deux chariots étaient mobiles radialement, avec repérage sur tige, et l'un d'eux circulairement, avec repérage sur la table graduée de degré en degré. Chaque chariot supportait une sonde dont le détecteur INa (Tl) était blindé par un entourage en plomb de 3 cm d'épaisseur qui évitait la diffusion de compteur à compteur. Une plaque de 1 mm d'aluminium devant chaque détecteur évitait les coïncidences ( $\beta$ ,  $\gamma$ ). Dans l'axe de la table, une tige verticale dans laquelle venait s'emboîter le porte-source cylindrique était centré à mieux que 0,1 mm par rapport au compteur mobile. Les sources utilisées étant liquide (chlorure de Nd en solution aqueuse), l'horizontalité de la table était réglée au niveau à bulle.

Nous avons contrôlé le centrage de la source en comptant le nombre d'impulsions, pour différents angles dans le compteur mobile par rapport à la source. Ces nombres, traités comme une distribution angulaire, donnaient :

$$W(\theta) = 1 - (0,00039 \pm 0,0015) P_2(\cos \theta) - \\ (0,00000008 \pm 0,007) P_4(\cos \theta),$$

indiquant une anisotropie mécanique pratiquement négligeable.

Toute la partie électronique utilisée dans ces mesures est la même que celle utilisée dans la spectrographie en coïncidence.

Pour les mesures de corrélations angulaires, nous avons utilisé un temps de résolution de  $1,25 \cdot 10^{-8}$  seconde de manière à avoir une efficacité de coïncidence très voisine de 1 compte tenu de la vie des niveaux. Malgré cela, le rapport  $\frac{\text{coïncidences fortuites}}{\text{coïncidences totales}}$  a toujours été inférieur à 0,1.

### CORRECTION D'ANGLE SOLIDE.

Dans une mesure de corrélation angulaire, le fait d'utiliser des détecteurs de grandeurs finies modifie la corrélation. En effet, pour deux détecteurs A et B (figure 24) faisant entre eux

un angle  $\theta$  deux radiations émises comme  $\gamma$  et  $\gamma'$  faisant un angle  $\theta' < \theta$  entre leur direction d'émission sont aussi bien comptées que si leur angle était  $\theta'' > \theta$ . Ce phénomène atténue la corrélation angulaire expérimentale. On peut écrire :

$$W \text{ théorique } (\theta) = \sum_{k=0, 2, 4, \dots} A_k P_k (\cos \theta)$$

$$W \text{ expérimentale } (\theta) = \sum_{k=0, 2, 4, \dots} B_k P_k (\cos \theta)$$

et  $Q_k = \frac{B_k}{A_k}$  sont les coefficients d'atténuation de la corrélation angulaire. Si  $q_k$  et  $q'_k$  sont les coefficients d'atténuation relatifs à chaque compteur,  $Q_k = q_k \cdot q'_k$ .

A ce sujet, plusieurs méthodes d'évaluation des  $q_k$  ont été proposées. CHURCH E.L. et KRAUSHAAR J.J. [12] ont donné une méthode de calcul de  $q_k$  à partir de la résolution angulaire obtenue avec les rayonnements d'annihilation de 511 keV du  $^{22}\text{Na}$ . LAWSON J.S. et FRAUENFELDER Jr. H. [31] ont montré que la correction dépendait de la hauteur des impulsions choisies et ROSE M.E. [39] a calculé les coefficients  $q_k$  en fonction de la géométrie, des dimensions des détecteurs cylindriques, du coefficient d'absorption et de l'ordre du polynôme de LEGENDRE. STANFORD A.L. [47] a utilisé la précédente méthode pour tracer quelques courbes donnant  $q_k$  en fonction de l'énergie des radiations corrélées pour certains cristaux.

Pour avoir à notre disposition un jeu important de ces coefficients dont nous avons besoin pour différentes valeurs des paramètres, nous avons programmé la méthode de ROSE [39] sur une I.B.M. 704.

Le programme a été vérifié par les valeurs données par ROSE M.E. [39].

Nous avons comparé les différentes méthodes de calcul de  $Q_k$  dans le cas de la corrélation angulaire des rayons  $\gamma$  de 511 keV avec une source ponctuelle de  $^{22}\text{Na}$ . Les détecteurs étaient des cristaux INa (Tl)  $1\frac{1}{2} \times 1$  pour lesquels  $\tau = 0,2 \text{ cm}^{-1}$  à 511 keV<sup>6)</sup>.

Figure 25, nous avons représenté la courbe de résolution angulaire. La source utilisée était le  $^{22}\text{Na}$  qui émet deux rayons d'annihilation pratiquement à  $180^\circ$  l'un de l'autre.

Le tableau 3 résume les valeurs trouvées.

TABLEAU 3

	$Q_2$	$Q_4$
Méthode de résolution angulaire de E.L. CHURCH [12]	0,908	0,740
Courbes de A.L. STANFORD [47]	0,902	0,689
Les coefficients de M.E. ROSE [39] que nous avons tabulés	0,897	0,692

6) Distance source-face avant pour chaque cristal : 5,5 et 7 cm.

Nous avons, dans cette géométrie, mesuré la corrélation angulaire du  $^{60}\text{Co}$ . Cette mesure était indispensable pour vérifier le bon fonctionnement de l'ensemble de l'appareillage.

En adoptant pour  $Q_2$  et  $Q_4$  les valeurs moyennes  $0,902 \pm 0,006$  et  $0,707 \pm 0,04$ , nous avons obtenu :

$$W(\theta) = 1 + (0,1074 \pm 0,0073) P_2(\cos \theta) + (0,0085 \pm 0,011) P_4(\cos \theta),$$

en bon accord avec la fonction de corrélation théorique :

$$W(\theta) = 1 + 0,10204 P_2(\cos \theta) + 0,00907 P_4(\cos \theta).$$

Les courbes expérimentales et théoriques sont représentées figure 26.

Dans les cinq corrélations mesurées, nous n'avons pas toujours utilisé les mêmes détecteurs dans les mêmes géométries.

Chaque fois que nous avons pris en coïncidence les lignes à 92 keV ou à 121 keV, nous avons utilisé des cristaux INa (Tl) de  $7/8''$  de diamètre, de  $60/1000''$  d'épaisseur et ayant une fenêtre de Be de  $5/1000''$  (HARSHAW) ; pour les lignes d'énergie supérieure, des cristaux  $1''1/2 \times 1''$ . Ces cristaux ont une courbe d'efficacité décalée vers les basses énergies, leur résolution est moins bonne que les cristaux plus épais, mais ils ont très peu de spectres continus dus aux lignes d'énergies supérieures. En extrapolant les courbes de corrections géométriques en fonction de l'épaisseur (de pentes d'ailleurs très faibles), nous avons obtenu :

TABLEAU 4

Corrélation	$Q_2$	$Q_4$
319- 92	0,929	0,783
92-121	0,943	0,835
319-272	0,895	0,685
319-121	0,929	0,783
436- 92	0,931	0,783

#### METHODE UTILISEE POUR LES MESURES.

Les mesures étaient faites dans un laboratoire climatisé à  $\pm 1^\circ$  et avec une tension stabilisée électroniquement. Les dérives des seuils des analyseurs étaient faibles, et des mesures de longue durée (une heure) ont pu être faites sans déplacement appréciable du seuil qui était vérifié régulièrement à l'analyseur multicanaux.

Pour chaque corrélation, nous faisons des mesures de dix minutes en moyenne pour les angles  $90^\circ$ ,  $120^\circ$ ,  $150^\circ$ ,  $180^\circ$  (deux fois)  $210^\circ$ ,  $240^\circ$ ,  $270^\circ$ . Nous procédions à des tirages au sort pour déterminer l'angle du prochain comptage.

Une fois les coïncidences fortuites déduites, sur chaque angle, nous établissions le rapport  $R = \frac{\text{coïncidences vraies}}{N}$ .

N : nombre de coups dans le compteur mobile par rapport à la source. Ces rapports  $R \pm \Delta R$  établis pour les huit angles et pour toutes les séries de mesures de ces huit angles, étaient associés par couples de deux : 90° avec 270°, 120° et 240°, 150° et 210° et 180°. Nous calculions la moyenne pondérée, l'erreur externe et interne, et nous prenions la plus grande des deux.

#### TRAITEMENT DES RESULTATS.

Les résultats obtenus avec leur erreur étaient développés en polynômes de LEGENDRE par la méthode des moindres carrés établie par ROSE M.E. [ 38 ] .

Cette méthode avait été programmée sur une I.B.M. 704. Les résultats des mesures étaient inclus avec leur erreur dans le programme, et la machine donnait les coefficients des polynômes de LEGENDRE avec leur erreur qui tenait compte de la précision des résultats analysés par la machine et des résidus.

#### PERTURBATIONS POSSIBLES : INFLUENCES DES CHAMPS EXTRA-NUCLEAIRES.

Lorsque la vie d'un niveau est suffisamment longue les champs extra-nucléaires peuvent perturber la corrélation angulaire.

Des mesures de vie de niveaux excités dans le  $^{147}\text{Pm}$  ont été effectuées par plusieurs auteurs. Elles sont résumées tableau 5.

TABLEAU 5

Energie des niveaux	$T_{1/2}$ mesurées	Auteurs Références
92 keV	$2,44 \cdot 10^{-9} \text{ s}$	[ 22 ]
	$2,50 \cdot 10^{-9} \text{ s}$	[ 10 ]
409 keV	$\leq 0,5 \cdot 10^{-9} \text{ s}$	[ 10 ]
	$< 0,7 \cdot 10^{-9} \text{ s}$	[ 50 ]
532 keV	$\leq 0,6 \cdot 10^{-9} \text{ s}$	[ 37 ]
	$< 0,6 \cdot 10^{-9} \text{ s}$	[ 50 ]
	$\leq 0,4 \cdot 10^{-9} \text{ s}$	[ 27 ]
685 keV	$< 0,8 \cdot 10^{-9} \text{ s}$	[ 50 ]

BODENSTED E. [ 10 ] avait fait, dans le cas d'une source de  $\text{NdCl}_3$ , la mesure de la constante de relaxation  $\lambda = (0,75 \pm 0,1) 10^8 \text{ s}^{-1}$ . Comme  $\tau = (3,60 \pm 0,09) 10^{-9} \text{ s}$  le coefficient d'atténuation

$$G_2 = \frac{1}{1 + \lambda \tau} = 0,79.$$

Nous avons utilisé une source de  $\text{Nd Cl}_3$  en solution aqueuse, ce qui nous a permis d'admettre que  $G_2 = 1$  [ 19 ] pour les corrélations où intervenait le niveau à 92 keV.

Pour les autres niveaux, les vies étant plus courtes, nous avons, a fortiori posé  $G_2 = 1$ .

## MESURES DE CORRELATIONS ANGULAIRES DANS LE $^{147}\text{Pm}$ .

### 1° - Corrélations $\gamma_{11} - \gamma_2$ (439-92 keV) (figure 28).

Pour cette corrélation, la source utilisée avait une activité un peu faible et nous n'avons fait que trois mesures par quadrant. Le canal de l'analyseur sélectionnant  $\gamma_{11}$  avait été placé en  $F_5$  (figure 27). Celui qui sélectionnait  $\gamma_2$  en  $F_1$ .

La fonction de corrélation trouvée, correction d'atténuation angulaire faite, est :

$$W(\theta) = 1 + (0,069 \pm 0,025) P_2(\cos \theta) + (0,052 \pm 0,030) P_4(\cos \theta),$$

en bon accord pour le coefficient  $A_2$  et en mauvais accord pour le coefficient  $A_4$  avec les résultats des mesures de BODENSTED E. et de SARAF B. (voir tableau 6).

### 2° - Corrélation angulaire $\gamma_8 - \gamma_2$ (319-92 keV) (figure 29).

La corrélation angulaire entre les rayons  $\gamma_8$  et  $\gamma_2$  était la plus facile à mesurer, car il s'agissait des deux transitions les plus intenses en coïncidences (voir chapitre III).

Le rayon  $\gamma_8$  (319 keV) était détecté par un cristal NaI (TI) de  $1''1/2 \times 1''$ . Sur cette voie, le canal d'un analyseur était placé en F 4 (310-344 keV) (voir figure 27) pour éviter les coïncidences  $\gamma_6 - \gamma_2$  (272-92 keV). F4 a été choisi étroit de manière à rendre inférieure à 10 p.100 la portion de spectre continu des lignes d'énergies supérieures (7 de ces 10 p.100 étaient dûs au spectre continu de la ligne (532 keV) non coïncidente avec le rayon  $\gamma_2$ ).

Le rayon  $\gamma_2$  était détecté par un cristal INa (TI) mince. Le canal de l'analyseur était placé en F1 (88-102 keV) (voir figure 27) de manière à ne prendre dans la fenêtre ni  $\gamma_1$  (77 keV) ni  $\gamma_3$  (121 keV). Devant la forte intensité de  $\gamma_2$ , la portion de spectres continus pris dans F1 a été négligée.

Toutes corrections faites, la fonction de corrélation expérimentale a été trouvée :

$$W(\theta) = 1 - (0,121 \pm 0,025) P_2(\cos \theta) + (0,046 \pm 0,031) P_4(\cos \theta)$$

Par comparaison avec les résultats donnés par BODENSTED E. [10], LINQUIST T. [32] et ARYA A. [2] notre valeur du coefficient  $A_2$  est un peu élevée, mais reste avec  $A_4$  en accord avec la moyenne pondérée de ces résultats (voir tableau 6).

### 3° - Corrélation $\gamma_6 - \gamma_8$ (272-319 keV) (voir figure 30).

Nous avons mesuré cette corrélation car les deux mesures faites par BODENSTED E. [10] et ARYA A. [2] étaient en net désaccord pour le coefficient  $A_2$  (voir tableau 6).

Nous avons utilisé un réglage symétrique des analyseurs en plaçant les deux fenêtres en F3 (figure 27). Aucune correction de corrélation parasite n'a été faite, le spectre continu le plus important étant dû au  $\gamma_{13}$  (532 keV) qui n'était en coïncidence avec aucune ligne de la fenêtre, ainsi que le montre notre étude de spectre en coïncidence (tableau 2).

La fonction de corrélation trouvée, corrections d'angles solides faites (voir tableau 4),

$$W(\theta) = 1 + (0,0087 \pm 0,0076) P_2(\cos \theta) - (0,0044 \pm 0,013) P_4(\cos \theta)$$

est en accord avec la fonction publiée par BODENSTED E. [10] (voir tableau 6).

TABLEAU 6

Récapitulatif des mesures de corrélations angulaires

Auteurs Cascade (keV)		Bodenstedt E. [10]	Saraf B. [42]	Linquist T. [32]	Arya A. [2]	Ce travail
92.121	A2					$+0,0191 \pm 0,0207$
	A4					$+0,0127 \pm 0,0305$
92.272	A2	$+0,0016 \pm 0,0027$				
	A4	$-0,002 \pm 0,003$				
92.310	A2	$-0,087 \pm 0,003$		$-0,097 \pm 0,007$	$-0,103 \pm 0,0298$	$-0,121 \pm 0,025$
	A4	$-0,001 \pm 0,003$		$+0,023 \pm 0,018$	$-0,0107 \pm 0,0099$	$+0,046 \pm 0,031$
92.400	A2	$-0,022 \pm 0,008$				
	A4	$-0,022 \pm 0,009$				
92.436	A2	$+0,065 \pm 0,010$	$+0,065 \pm 0,020$			$+0,069 \pm 0,025$
	A4	$-0,010 \pm 0,015$	$-0,035 \pm 0,025$			$+0,052 \pm 0,030$
92.600	A2		$+0,056 \pm 0,028$			
	A4		$-0,049 \pm 0,034$			
121.319	A2	$-0,029 \pm 0,011$	$+0,035 \pm 0,020$			$-0,016 \pm 0,014$
	A4	$-0,031 \pm 0,012$	$-0,001 \pm 0,025$			$+0,025 \pm 0,020$
198.400	A2	$-0,067 \pm 0,009$	$-0,054 \pm 0,020$			
	A4	$+0,001 \pm 0,011$	$+0,043 \pm 0,025$			
198.491	A2		$+0,095 \pm 0,028$			
	A4		$+0,014 \pm 0,034$			
272.319	A2	$+0,0117 \pm 0,0025$			$+0,0710 \pm 0,0162$	$+0,0087 \pm 0,0076$
	A4	$-0,0067 \pm 0,0033$			$-0,0126 \pm 0,0103$	$-0,0044 \pm 0,013$



4° - Corrélation  $\gamma_3 - \gamma_8$  (121-319 keV) (figure 31).

Nous avons ensuite mesuré la corrélation  $\gamma_3 - \gamma_8$  (121-319 keV). Pour la détection de  $\gamma_3$ , le cristal mince utilisé ne nous permettait pas de résoudre complètement  $\gamma_3$  par rapport à  $\gamma_2$ . Nous avons décomposé cette partie du spectre et en avons déduit que pour cent coïncidences,  $17,2 \pm 0,5$  étaient dues à la cascade  $\gamma_8 - \gamma_2$ . La corrélation  $\gamma_8 - \gamma_2$  ayant été mesurée, nous avons pu soustraire cette contribution. La corrélation angulaire entre les rayons  $\gamma_3$  et  $\gamma_8$  ainsi obtenue est (corrections d'angles solides faites : voir tableau 4) :

$$W(\theta) = 1 - (0,016 \pm 0,014) P_2(\cos \theta) + (0,025 \pm 0,020) P_4(\cos \theta).$$

Elle confirme la valeur donnée par BODENSTED E. et est en désaccord avec celle de SARAF B. [42] (voir tableau 6).

5° - Corrélation  $\gamma_3 - \gamma_2$  (121-92 keV) (figure 32).

La mesure de la corrélation  $\gamma_3 - \gamma_2$  (121-92 keV) n'avait à notre connaissance jamais été réalisée. Nous avons mesuré cette corrélation en vue de la détermination des spins des niveaux à 92 keV, 409 keV et 532 keV.

Pour rendre négligeables les corrélations parasites dues aux spectres continus des lignes de plus grandes énergies nous avons utilisé sur les deux voies des détecteurs INa (TI) minces. Les fenêtres des analyseurs étaient placées respectivement en F1 et F2. Dans cette mesure, nous n'avons pas tenu compte de la corrélation 91-91,5 keV possible d'après le schéma de WENDT H.D. [50]. La mesure faite précédemment (Chapitre III) rendait négligeable cette correction.

La fonction de corrélation mesurée toutes corrections faites (voir tableau 4 de corrections d'angles solides) est :

$$W(\theta) = 1 + (0,019 \pm 0,0207) P_2(\cos \theta) + (0,0127 \pm 0,0305) P_4(\cos \theta).$$



**DEUXIEME PARTIE - DETERMINATION DES MOMENTS ANGULAIRES DES  
NIVEAUX DE 92, 409, 532 ET 685 keV.**

**PREDETERMINATION DES MOMENTS ANGULAIRES POSSIBLES.**

D'après les travaux de KONDAIAH É. [28][29], RUTLEDGE W.C. [41] et WENDT H.D. [50], toutes les transitions  $\beta$  partant de l'état fondamental du  $^{147}\text{Nd}$  et allant aux états excités du  $^{147}\text{Pm}$  ont été classées une fois interdites, du type  $\Delta I = 0$  ou  $\pm 1$  avec changement parité. D'autre part, de nombreux auteurs [41][35][10][22] ont établi que le rayon  $\gamma_2$  (92 keV) était une transition  $M_1$ , avec un petit mélange de  $E_2$  ce qui exclut pour le niveau à 92 keV le spin  $3/2+$ .

En se basant sur ces données, pour les niveaux excités à 685 keV, 532 keV, 409 keV et 92 keV du  $^{147}\text{Pm}$  les spins possibles sont :

685 keV	532 keV	409 keV	92 keV
3/2+, 5/2+, ou 7/2+	3/2+, 5/2+, ou 7/2+	3/2+, 5/2+, ou 7/2+	5/2+, 7/2+

Nous avons appliqué aux cascades triples  $\gamma_6 - \gamma_8 - \gamma_2$  et  $\gamma_3 - \gamma_8 - \gamma_2$  reliant respectivement les niveaux 685 - 409 - 92 - 0 keV et 532 - 409 - 92 - 0 keV le programme d'analyse que nous avons décrit Chapitre II.

Pour chaque cascade triple nous avons douze séquences possibles de spin (voir tableau 7).

Nous avons choisi ces deux cascades triples de manière à avoir une possibilité de recoupement entre les deux mesures, les spins des niveaux à 409 et 92 keV devant s'égaliser dans les deux séquences trouvées.

TABLEAU 7

Energie des niveaux en keV	685 ou 532	409	92	0
SEQUENCES				
a	3/2+	3/2+	5/2+	7/2+
b	5/2+	3/2+	5/2+	7/2+
c	3/2+	5/2+	5/2+	7/2+
d	5/2+	5/2+	5/2+	7/2+
e	7/2+	5/2+	5/2+	7/2+
f	5/2+	7/2+	5/2+	7/2+
g	7/2+	7/2+	5/2+	7/2+
h	3/2+	5/2+	7/2+	7/2+
i	5/2+	5/2+	7/2+	7/2+
j	7/2+	5/2+	7/2+	7/2+
k	5/2+	7/2+	7/2+	7/2+
l	7/2+	7/2+	7/2+	7/2+

UTILISATION DES TERMES  $A_2$ .

Les fonctions  $A_2^{(1)}(\delta_1)$ ;  ${}^{(2)}A_2(\delta_2)$ ;  ${}^{(0)}A_2(\delta_0)$ ;  $A_2^{(0)}(\delta_0)$ ;  $U_2^{(0)}(\delta_0)$ , ont été calculées pour les douze séquences possibles à l'aide des tables de FERENTZ M. [20].

Un programme pour la résolution du système d'équations (16) - (17) - (18) avait été établi sur une I. B. M. 704 et les soixante fonctions de  $\delta_1$ ,  $\delta_2$ ,  $\delta_0$ , y avaient été intégrées.

Nous avons utilisé comme valeurs de  ${}_1A_2(\delta_0, \delta_1)$ ;  ${}_2A_2(\delta_0, \delta_2)$ ;  ${}_3A_2(\delta_1, \delta_2, \delta_0)$  les valeurs tirées de nos mesures de corrélations angulaires.

Coefficients mesurés	Cascades	
	$\gamma_3 - \gamma_8 - \gamma_2$	$\gamma_6 - \gamma_8 - \gamma_2$
${}_1A_2(\delta_0, \delta_1)$	$-0,016 \pm 0,014$	$+0,0087 \pm 0,0076$
${}_2A_2(\delta_0, \delta_2)$	$-0,121 \pm 0,025$	$-0,121 \pm 0,025$
${}_3A_2(\delta_1, \delta_2, \delta_0)$	$+0,0191 \pm 0,0207$	$+0,0016 \pm 0,0027^*$

\* Le coefficient  $A_2$  utilisé ici est celui donné par BODENSTEDT [10].

La machine calculait pour chaque cascade et pour la valeur moyenne, la valeur supérieure, et la valeur inférieure de chaque A, les racines  $\delta_1, \delta_2, \delta_0$  satisfaisant les trois équations.

Sans sélection sur les valeurs de  $\delta$  supposées, toutes les séquences donnent des solutions pour les deux cascades.

Nous nous sommes fixés des valeurs limites de  $\delta$ . EWAN G. T. [18] a étudié à l'aide d'un spectromètre  $\beta$  le spectre d'électrons de conversions du  $^{147}\text{Nd}$ . Par comparaison des valeurs expérimentales de  $L_1/L_2/L_3$  aux valeurs théoriques de SLIV L. A. [45], il a obtenu les mélanges suivants :

Transitions	$\gamma_2$	$\gamma_3$	$\gamma_6$	$\gamma_8$
p. 100 M1	99,2	98		$\sim 80$
p. 100 E2	0,8	2	$< 30$	
$ \delta $	0,09	0,14	$< 0,65$	$\sim 0,5$

Cette mesure indépendante nous a permis de sélectionner les valeurs de  $\delta$ .

$\gamma_2$	$\gamma_3$	$\gamma_6$	$\gamma_8$
$+0,05 < \delta < +0,25$	$+0,08 < \delta < +0,2$	$-0,65 < \delta < +0,65$	$+0,25 < \delta < +0,75$

#### Résultats.

Avec cette sélection, le dépouillement des calculs aboutit aux résultats suivants :

Cascade	$\gamma_6 - \gamma_8 - \gamma_2$	$\gamma_3 - \gamma_8 - \gamma_2$
Séquences		
Solutions	a, b, f, g,	e, f.

Le spin du niveau à 409 keV devant être le même, la cascade  $\gamma_3 - \gamma_8 - \gamma_2$  (121 - 319 - 92 keV) satisfait à la séquence f et la cascade  $\gamma_6 - \gamma_8 - \gamma_2$  (272 - 319 - 92 keV) satisfait aux séquences f ou g.

En définitive, les spins que nous avons sélectionnés par l'analyse de nos mesures de corrélations angulaires et à l'aide des résultats de EWAN G. T. [17][18] sont :

**TABLEAU 8**

Energies des niveaux	Spins
92 keV	5/2+
409 keV	7/2+
532 keV	5/2+
685 keV	5/2+ ou 7/2+

**UTILISATION DES TERMES  $A_4$ .**

Nous avons calculé les moyennes pondérées des  $A_4$  publiés pour les cascades utilisées.  
Nous avons trouvé

**TABLEAU 9**

Cascades	$A_4$
$\gamma_2 - \gamma_8$	$+ 0,00093 \pm 0,0036$
$\gamma_2 - \gamma_{11}$	$- 0,0059 \pm 0,0207$
$\gamma_3 - \gamma_8$	$- 0,0139 \pm 0,0258$
$\gamma_6 - \gamma_8$	$- 0,0070 \pm 0,0030$
$\gamma_2 - \gamma_3$	$+ 0,0127 \pm 0,0305$
$\gamma_2 - \gamma_6$	$- 0,002 \pm 0,003$

c'est-à-dire à part pour la corrélation  $\gamma_6 - \gamma_8$ , des valeurs de  $A_4$  nulles aux erreurs près.

Pour cette raison, nous nous sommes limités aux polynômes d'ordre 2 dans la résolution des équations (16, 17 et 18).

## CHAPITRE V

### DISCUSSION (voir figure 33)

#### NIVEAU A 92 keV.

La transition  $\beta$ , qui part du niveau fondamental du  $^{147}\text{Nd}$  de spin  $5/2^-$  et qui aboutit au niveau excité de 92 keV du  $^{147}\text{Pm}$ , a un  $\log ft$  de 7,6 [50]. Ceci indique une transition  $\beta$  avec changement de signe et  $\Delta I = 0$  ou  $\pm 1$ .

La multipolarité prédominante de la transition  $\gamma_2$ , justifiée par la période de  $2,5 \cdot 10^{-9}\text{s}$  du niveau à 92 keV [10][22], et des mesures d'électrons de conversions [15], [17], [46] éliminent la possibilité  $3/2^+$ , le spin du niveau fondamental du  $^{147}\text{Pm}$  ayant été mesuré comme  $7/2$  [11][26]. Le moment angulaire du niveau à 92 keV peut donc être  $5/2^+$  ou  $7/2^+$ .

Une interprétation des travaux d'alignements nucléaires de PEREZ Y JORBA J. [37] où avaient été déjà faite une nouvelle étude des résultats de BISHOP G. R. [9], était nécessaire avec le nouveau spin de l'état fondamental du  $^{147}\text{Pm}$ . Elle est résumée dans le tableau suivant :

Séquence des moments angulaires	Valeurs possibles de $\delta$
$5/2^+ \longrightarrow 7/2^+$	$\delta = + 0,11$
	$\delta' = + 3,81$
$7/2^+ \longrightarrow 7/2^+$	$\delta = - 0,01$
	$\delta' = - 3,85$

Nous voyons que les deux séquences donnent des solutions pour deux valeurs de  $\delta$ . La valeur  $\delta = + 0,11$ , qui correspond à un spin de  $5/2^+$  pour le niveau à 92 keV, est en accord avec les valeurs plus récentes de WESTENBARGER G. A. [51] et EWAN G. T. [18] qui trouvent respectivement  $\delta = + 0,13 \pm 0,02$  et  $\delta = + 0,09$ .

BODENSTEDT E. [10] a mesuré le facteur  $g$  du niveau à 92 keV, et, par comparaison avec le diagramme de SCHMIDT, en a déduit un moment angulaire de  $5/2^+$ .

Le même résultat est obtenu par SARAF B. [42], par une interprétation des signes des termes  $A_4$  des corrélations angulaires 440 - 91 keV et 199 - 400 keV qu'il a mesurées.

ARYA A. [2], par une étude du signe et de la valeur des coefficients  $A_2$  et  $A_4$  des corrélations (319 - 92 keV) et (272 - 319 keV) qu'il a mesurées, propose  $7/2+$  pour le moment angulaire du niveau à 92 keV. Il en déduit un coefficient de mélange  $\delta = 0,23 \pm 0,14$  compatible avec les autres données.

WESTENBARGER G.A. [51], par combinaison de son résultat de mesure d'alignement nucléaire avec les valeurs calculées du coefficient de mélange du rayon  $\gamma_2$  de 92 keV, montre la possibilité d'un moment angulaire  $5/2+$  pour le niveau à 92 keV.

L'analyse de nos mesures de corrélations angulaires a été confirmée, à l'intérieur même du calcul, par le recoupement des résultats de l'analyse des deux cascades qui donnent chacune uniquement  $5/2+$  pour le niveau à 92 keV. Ce résultat est en accord avec les travaux cités précédemment à l'exception de ceux de ARYA A. Ce désaccord provient certainement de son résultat de mesure de la corrélation 320 - 92 keV qui donne un coefficient  $A_2$  8 fois plus grand que le nôtre.

Notre méthode d'analyse nous permet aussi de préciser le signe et la valeur de  $\delta$ ; nous avons trouvé :

$$\delta_{(92 \text{ keV})} = +0,18 \pm 0,06$$

Cette valeur, un peu forte si on la compare aux résultats cités plus haut, reste en accord avec la valeur de WESTENBARGER G.A. [51].

Le spin de  $5/2+$  pour le niveau à 92 keV, indique que la transition  $\beta$  qui l'alimente est du type  $\Delta I = 0$ .

#### NIVEAU A 409 keV.

La valeur du log ft de 9,0 [50] de la transition  $\beta$  alimentant le niveau à 409 keV, semble classer cette transition dans les transitions une fois interdites  $\Delta I = 0$  ou  $\pm 1$  avec changement de parité. Le niveau peut donc avoir les moments angulaires  $3/2+$ ,  $5/2+$  ou  $7/2+$ .

A la limite, pour une transition log ft = 9 on pourrait avoir  $\Delta I = \pm 2$ . Cette possibilité semble écartée par les mesures de EWAN G.T. [18] qui donne pour la transition  $\gamma_8$  de 319 keV un mélange  $(82 \pm 8) \text{ p. } 100 M_1 + (18 \pm 8) \text{ p. } 100 E_2$ .

BODENSTEDT E. [10] par des considérations sur les valeurs des termes  $A_4$  des corrélations (121 - 319) et (272 - 319 keV), élimine une attribution  $3/2+$ , puis, par une étude des séquences possibles, il exclut la valeur  $7/2+$ . En définitive, il propose  $5/2+$ .

SARAF B. [42] conserve la possibilité des trois moments angulaires  $3/2+$ ,  $5/2+$ ,  $7/2+$  avec une préférence pour  $7/2+$ .

ARYA A. [2] propose un moment angulaire  $7/2+$  mais en prenant celui du 92 keV  $7/2+$ , ce qui, nous l'avons vu, est en désaccord avec toutes les autres études.

WESTENBARGER G.A. [53] exclut tout d'abord le spin  $5/2+$ . Il opère par comparaison entre ses mesures d'orientations nucléaires et la mesure de BODENSTEDT E. de la corrélation (319 - 92 keV). Ensuite, il procède à l'élimination du moment angulaire  $7/2+$ , et conserve le spin  $3/2+$ .

Aucune mesure d'alignement nucléaire n'a été faite directement sur la ligne  $\gamma_{10}$  de 409 keV.



celle-ci ayant une intensité très faible et n'étant pas résolue.

Notre analyse sélectionne la valeur  $7/2+$  pour le moment angulaire du niveau à 409 keV. Cette valeur est confirmée par le recoupement des résultats d'analyse des deux cascades triples  $\gamma_3 - \gamma_8 - \gamma_2$  et  $\gamma_6 - \gamma_8 - \gamma_2$ . La valeur du coefficient de mélange pour  $\gamma_8$  qui satisfait nos équations est :

$$\delta = +0,38 \pm 0,06$$

Ce résultat serait en accord avec celui de WESTENBARGER G.A. s'il conservait la possibilité  $7/2+$  qu'il élimine. Il trouve en effet pour  $\gamma_8$ ,  $\delta = 0,37 \pm 0,05$ , pour  $7/2+$ , valeur qu'il écarte ensuite.

Le spin de  $7/2+$  pour le niveau à 409 keV indique que la transition  $\beta$  est une fois interdite avec  $\Delta I = +1$ , et changement de parité.

#### NIVEAU A 532 keV.

La transition  $\beta$  qui alimente ce niveau a été classée [28][29][41] une fois interdite avec  $\log ft = 7,3$  [50],  $\Delta I = 0$  ou  $\pm 1$ , oui. Comme pour le niveau précédent, nous pouvons envisager les caractères  $3/2+$ ,  $5/2+$  ou  $7/2+$ .

Ces trois possibilités se réduisent à deux  $5/2+$  ou  $7/2+$ , si nous tenons compte de la mesure de EWAN G. T. [18] qui donne un mélange  $M_1 + E_2$  pour la ligne  $\gamma_{13}$  de 532 keV. D'autre part, les mesures de vie moyenne, faites sur le niveau à 532 keV [37][50][27], interdisent des mélanges importants d'ordres multipolaires supérieurs.

Nous avons réinterprété les travaux d'alignements nucléaires de PEREZ Y JORBA J. [37] avec le nouveau moment angulaire de  $7/2+$  de l'état fondamental du  $^{147}\text{Pm}$ . Le moment angulaire  $5/2+$  pour le 532 keV ne donne aucune solution pour  $\delta$  alors que le moment angulaire  $7/2+$  donne deux solutions,  $\delta = 1,19$  et  $\delta' = -1,47$ .

Nous avons également réinterprété les travaux d'alignements nucléaires de BISHOP G. R. [9] pour le niveau à 532 keV, car les réinterprétations [37] et [42] n'étaient pas en accord.

Nous avons trouvé que les deux séquences  $5/2+$  et  $7/2+$  étaient possibles, c'est-à-dire donnaient des solutions pour les coefficients de mélange. Le spin  $5/2+$  ne donne comme solution qu'une seule valeur de  $\delta$ , celle-ci étant obtenue à la limite de l'erreur sur  $\lambda$ . Le spin  $7/2+$  donne  $\delta = 1,672$  et  $\delta' = -1,046$ .

Cette interprétation, en accord avec celle de SARAF B. [42] ne permettrait pas à PETUSHKOV A. A. d'éliminer  $5/2+$ . Son travail sur l'élimination, par une mesure de polarisation circulaire de la possibilité d'un moment angulaire  $9/2+$ , laisserait alors la possibilité  $5/2+$  ou  $7/2+$ .

Les résultats de BODENSTEDT E. [10] et de SARAF B. [42] sont, pour ce niveau, en désaccord. Se basant sur les signes négatifs des coefficients  $A_4$  des corrélations (121 - 319 keV) et (272 - 319 keV) BODENSTEDT E. élimine  $5/2+$ . SARAF B., par le même raisonnement sur le signe négatif de  $A_4$  dans la corrélation (436 - 92 keV), élimine  $3/2+$  et  $7/2+$ . Cet exemple montre

l'imprécision de l'utilisation des  $A_4$  dans ce cas.

WESTENBARGER G.A. [51] par une méthode d'orientation nucléaire donne  $5/2+$ .

Notre analyse de résultats de corrélations angulaires nous donne la séquence  $f$  comme solution pour la cascade triple  $\gamma_3 - \gamma_8 - \gamma_2$  (121 - 319 - 92 keV), ce qui correspond à un moment angulaire  $5/2+$  pour le niveau à 532 keV. Notons que le résultat de notre corrélation  $\gamma_{11} - \gamma_2$  (436 - 92 keV) est en accord avec un moment angulaire  $7/2+$ . La valeur du coefficient de mélange de  $\gamma_{11}$  (436 keV) que nous pouvons en déduire est  $\delta = +0,05 \pm 0,05$ ; l'autre solution donne  $\delta < -7$ . Le spin  $3/2+$  pour le niveau à 532 keV conduit, pour la transition  $\beta$  correspondante à un changement de spin  $\Delta I = +0$ .

#### NIVEAU A 685 keV.

Comme pour les niveaux précédents, l'étude de la transition  $\beta$  [28][29][41] et la mesure de la vie moyenne du niveau à 685 keV [50] montrent que les seuls moments angulaires possibles sont  $5/2+$  et  $7/2+$ .

ARYA A. [2] propose  $5/2+$ , mais en se basant sur des moments angulaires de niveaux inférieurs qui sont en désaccord avec la plupart des travaux.

BODENSTEDT E. [10] utilisant le signe négatif du coefficient  $A_4$  dans les corrélations  $\gamma_3 - \gamma_8$  (121 - 319 keV) et  $\gamma_6 - \gamma_8$  (272 - 319 keV) exclut le spin  $5/2+$  et suppose  $7/2+$  ou  $3/2+$ .

SARAF B. [42] au contraire, élimine  $7/2+$  par le signe négatif du coefficient  $A_4$  de la corrélation  $\gamma_{14} - \gamma_2$  (599 - 92 keV), qui n'est pas perturbé par des lignes parasites, comme les corrélations  $\gamma_3 - \gamma_8$  et  $\gamma_6 - \gamma_8$ .

WESTENBARGER G.A. [51], après une analyse de ses mesures d'orientation nucléaire, propose  $5/2+$ , en accord avec le résultat de SARAF B.

Nous avons vu que l'analyse de nos mesures de corrélations angulaires avait permis de trouver le spin  $5/2+$  ou  $7/2+$  comme moment angulaire du niveau à 685 keV. Ces spins possibles sont en accord avec les résultats des mesures citées plus haut.

Cependant, si nous tenons compte du fait que la corrélation  $\gamma_{14} - \gamma_2$  mesurée par SARAF B. est plus simple à mesurer que les corrélations  $\gamma_3 - \gamma_8$  et  $\gamma_6 - \gamma_8$ , nous pouvons donner un poids supérieur à la mesure de SARAF B. Notons que EWAN G.T. [17] donne comme spins possibles les valeurs  $5/2+$  ou  $3/2+$ . Enfin, signalons que les valeurs que nous trouvons pour le coefficient de mélange  $\delta$  du rayon  $\gamma_6$  de 272 keV sont respectivement : dans le cas d'un moment angulaire  $5/2+$  :

$$\delta = +0,16 \pm 0,02 \quad \text{ou} \quad \delta = -22 \pm 2,$$

et dans le cas d'un moment angulaire  $7/2+$  :

$$\delta = -0,50 \pm 0,02.$$

## CONCLUSION

Nous avons appliqué plusieurs méthodes expérimentales à l'étude des rayons  $\gamma$  émis par le noyau radioactif  $^{147}\text{Nd}$ .

Une étude spectrographique directe nous a permis de donner, par une décomposition manuelle, les énergies et les intensités relatives avec leur erreur, de quinze lignes  $\gamma$ . Ce travail, à notre connaissance, n'avait jamais été effectué de façon aussi complète. Au cours de cette étude une nouvelle ligne  $\gamma_1$  d'énergie  $77 \pm 2$  keV et d'intensité relative  $8 \pm 1$  (par rapport à  $\gamma_2$ ) a été trouvée.

Une étude spectrographique en coïncidences nous a permis d'établir et de confirmer les positions des niveaux excités du  $^{147}\text{Pm}$ . Il était nécessaire de faire cette étude avant de procéder aux mesures de corrélations angulaires. Nous avons ainsi pu placer la ligne  $\gamma_1$  de  $77 \pm 2$  keV entre les niveaux à 409 et 490 keV.

Les mesures de corrélations angulaires représentent la partie la plus importante de ce travail. Dans les cinq corrélations mesurées, deux ( $\gamma_6 - \gamma_8$  et  $\gamma_3 - \gamma_8$ ) étaient nécessaires pour trancher un désaccord entre deux mesures précédentes [10][2] et [42], deux ont confirmé les résultats déjà connus ( $\gamma_{11} - \gamma_2$  et  $\gamma_8 - \gamma_2$ ) et une ( $\gamma_3 - \gamma_2$ ) n'avait jamais été mesurée.

Ces corrélations ont été établies dans un but bien précis : celui de fournir les résultats de corrélations doubles dans deux cascades triples ayant trois niveaux communs.

Le programme d'analyse, (mis sur machine électronique I. B. M. 704) nous a permis de tirer parti au maximum des résultats de corrélations, en utilisant une méthode permettant d'isoler les paramètres relatifs à la transition intermédiaire dans une cascade triple. Nous avons pu en déduire une valeur unique de moment angulaire respectivement  $5/2+$ ,  $7/2+$  et  $5/2+$  pour les niveaux d'énergies 92 keV, 409 keV et 532 keV et deux valeurs  $5/2+$  ou  $7/2+$  pour le niveau d'énergie 685 keV.

Les coefficients de mélange associés sont :

Pour la transition  $\gamma_2$  de 92 keV,

$$\delta = +0,18 \pm 0,06..$$

Pour la transition  $\gamma_3$  de 121 keV,

$$\delta = +0,12 \pm 0,03.$$

Pour la transition  $\gamma_6$  de 272 keV : si le moment angulaire du niveau à 685 keV est  $5/2+$ , deux possibilités :

$$\delta = + 0,16 \pm 0,02 \text{ ou}$$

$$\delta = - 22 \pm 2 ;$$

si le moment angulaire du niveau à 685 keV est  $7/2+$  :

$$\delta = - 0,50 \pm 0,02.$$

Pour la transition  $\gamma_8$  de 319 keV,

$$\delta = + 0,38 \pm 0,06.$$

Pour la transition  $\gamma_{11}$  de 436 keV,

$$\delta = + 0,05 \pm 0,05 \text{ ou } \delta < - 7.$$

*Manuscrit reçu le 3 septembre 1963*

# BIBLIOGRAPHIE

- [ 1 ] AMBLER E., HUDSON R. P. and TEMMER G. M.  
Physical Review, 1955, 97, 1212
- [ 2 ] ATAM ARYA  
Physical Review, 1961, 122, 1226
- [ 3 ] BELL P. R.  
The Scintillation method  $\beta$  and  $\gamma$  Ray spectroscopy  
1955, Chapitre V.K. Siegbahn
- [ 4 ] BERENYI D.  
Nuclear Physics, 1958, 8, 607
- [ 5 ] BIEDENHARN L. C.  
Angular Correlations in Nuclear Spectroscopy  
Nuclear Spectroscopy (part B), Academic Press, 1960
- [ 6 ] BIEDENHARN L. C., ARFKEN G. B. et ROSE M. E.  
Physical Review, 1951, 83, 586
- [ 7 ] BIEDENHARN L. C. et ROSE M. E.  
Reviews of Modern Physics, 1953, 25, 729
- [ 8 ] BIRKS J. B.  
Scintillations Counters London, Pergamon Press Ltd, 1954
- [ 9 ] BISHOP G. R., GRACE M. A , JOHNSON C. E., LEMMER H. R. et PEREZ Y JORBA J.  
The Philosophical Magazine, 1957, 2, 534
- [ 10 ] BODENSTEDT E., KORNER H. J., FRISIUS F., HOVESTADT D. und GERDAU E.  
Zeitschrift für Physik, 1960, 160, 33

- [11] CABEZAS A., LINGREN I., LIPWORTH E., MARRUS R. and RUBINSTEIN M.  
Nuclear Physics, 1960, 20, 509
- [12] CHURCH E.L., KRAUSHAAR J.J.  
Physical Review, 1952, 88, 419
- [13] CORK J.M., BRICE M.K., HELMER R.G. and WOODS Jr. R.M.  
Physical Review, 1958, 110, 526
- [14] CROUTHAMEL C.E.  
Applied gamma-ray spectrometry, Pergamon Press, 1960
- [15] EMMERICH W.S. and KURBATOV J.D.  
Physical Review, 1951, 83, 40
- [16] EVANS P.R.  
The Philosophical Magazine, 1958, 3, 1061
- [17] EWAN G.T., GRAHAM R.L. and GEIGER J.S.  
Bulletin of the American Physical Society  
1961, 6, 238
- [18] EWAN G.T.  
Communication privée, 3 mars 1962
- [19] FRAUENFELDER H.  
Angular Correlation -  $\beta$  and  $\gamma$  Ray spectroscopy  
1955, Chapitre XIX, K. Siegbahn
- [20] FERENTZ M. et ROSENZWEIG N.  
Rapport ANL 5324
- [21] GALLMANN A.  
Thèse, 1957, Strasbourg
- [22] GRAHAM R.L. and BELL R.E.  
Canadian Journal of Physics, 1953, 31, 377
- [23] GUNYE M.R., JAMBUNATHAN R. and BABULAL SARAF  
Physical Review, 1961, 124, 172

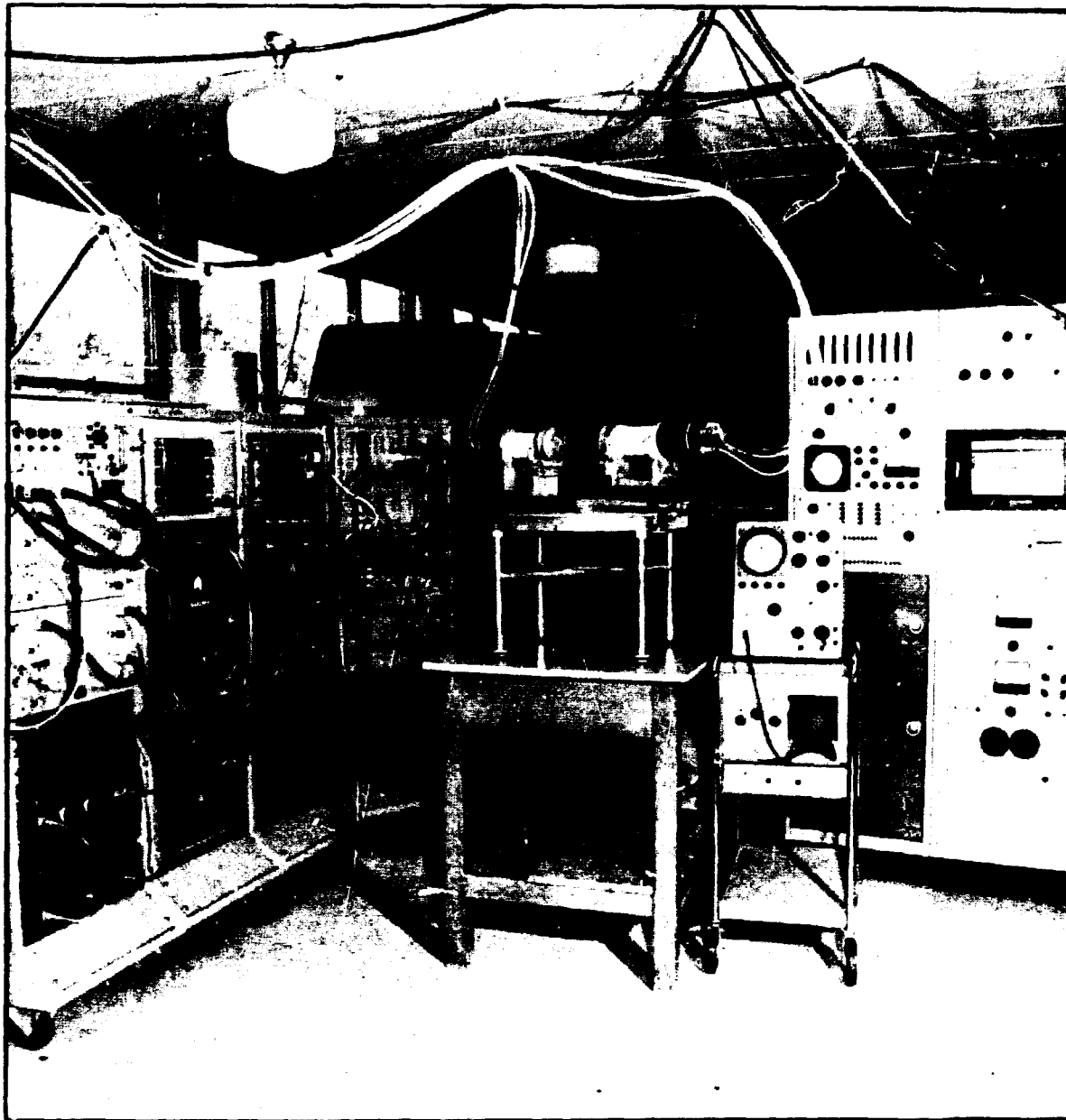
- [24] HANS H.S., SARAF B. and MANDEVILLE C.E.  
Physical Review, 1955, 97, 1267
- [25] KEDZIE R.W., ABRAHAM M. and JEFFRIES C.D.  
Physical Review, 1957, 108, 54
- [26] KLINKENBERG P.F.A. and TOMKINS F.S.  
Physica, 1960, 26, 103
- [27] KNIPPER A.C.  
Thèse, 1957, Strasbourg
- [28] KONDAIAH E.  
Physical Review, 1951, 81, 1056
- [29] KONDAIAH E.  
Arkiv för Fysik, 1952, 4, 81
- [30] LAW. POOL, KURBATOV and QUILL  
Physical Review, 1941, 59, 936
- [31] LAWSON Jr. J.S. and FRAUENFELDER H.  
Physical Review, 1953, 91, 649
- [32] LINQUIST T., KARLSSON E.  
Arkiv för Fysik : Band, 12, 1957, 519
- [33] LLYOD S.P.  
Physical Review, 1952, 85, 904
- [34] MITCHELL A.C.G.  
The Coincidence Method -  $\beta$  and  $\gamma$  ray  
Spectroscopy, Chapitre VII, K. Siegbahn
- [35] MITCHELL A.C.G., CREAGER C.B. and KOCHER C.W.  
Physical Review, 1958, 111, 1343
- [36] OFER S.  
Physical Review, 1959, 114, 870

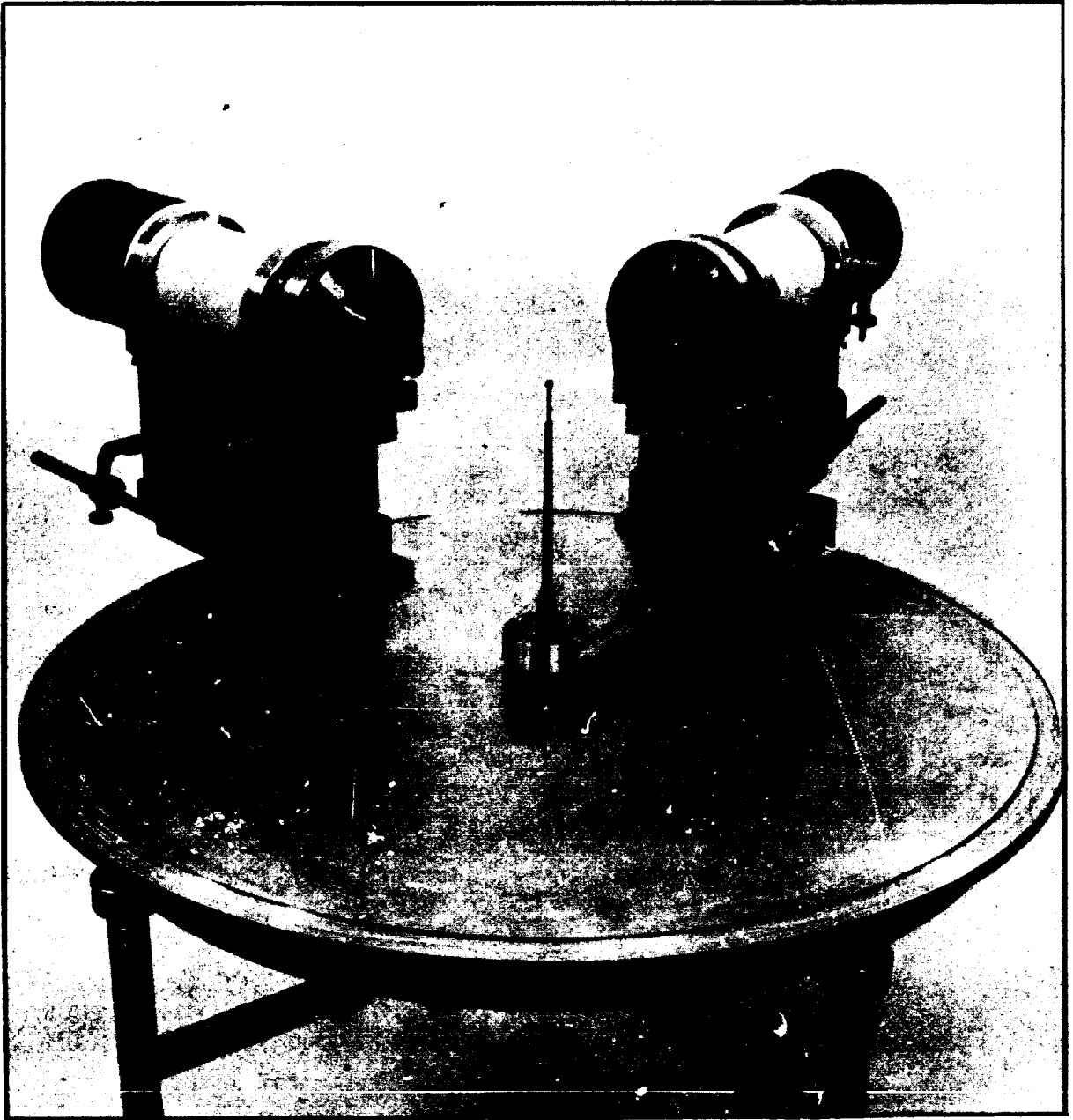
- [37] PEREZ Y JORBA J.  
Thèse (1957) Paris et Publications Scientifiques et Techniques du Ministère de l'Air  
Paris, Note Technique n° 92
  
- [38] ROSE M. E.  
Physical Review, 1953, 91, 612
  
- [39] ROSE M. E.  
Physical Review, 1953, 91, 610
  
- [40] ROSE M. E.  
Rapport O. R. N. L., 1953, 1555
  
- [41] RUTLEDGE W. C., CORK J. M. and BURSON S. B.  
Physical Review, 1952, 86, 775
  
- [42] SARAF B., JAMBUNATHAN Tr. and GUNYE M. R.  
Physical Review, 1961, 124, 178
  
- [43] SATCHLER G. R.  
Physical Review, 1954, 94, 1304
  
- [44] SIMON A., VANDER SLUIS J. H., BIEDENHARN L. C.  
Tables of the RACAH Coefficients  
Rapport O. R. N. L. 1679
  
- [45] SLIV L. A. and BAND I. M.  
Raport 57 ICC K1, University of Illinois
  
- [46] SMITH A. B. and MITCHELL A. C. G.  
Physical Review, 1952, 87, 1128
  
- [47] STANFORD A. L. and RIVERS Jr W. K.  
Review of Scientific Instruments, 1959, 30, 719
  
- [48] TAYLOR H. W. and Mc PHERSON R.  
 $\gamma$  -  $\gamma$  directionnal correlation Sept. 1960, Physics departement, Queen's University  
Kingston (Canada)



- [49] WALTERS T.J., WERBER J.H., RASMUSSEN N.C. and HANS MARK  
Nuclear Physics, 1960, 15, 653
  
- [50] WENDT H.D. und KLEINHEINZ P.  
Nuclear Physics, 1960, 20, 169
  
- [51] WESTENBARGER G.A. and SHIRLEY D.A.  
Physical Review, 1961, 123, 1812







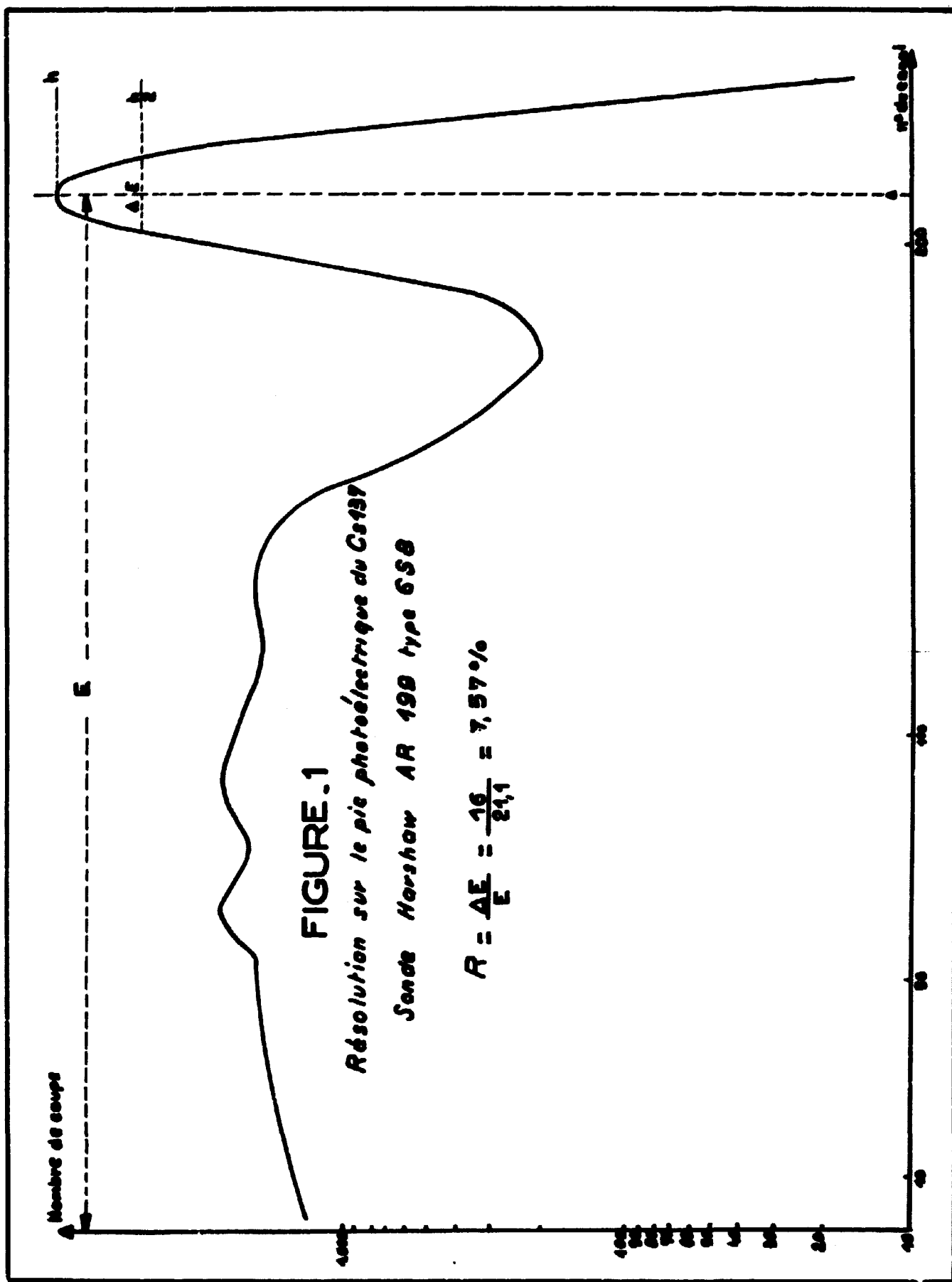
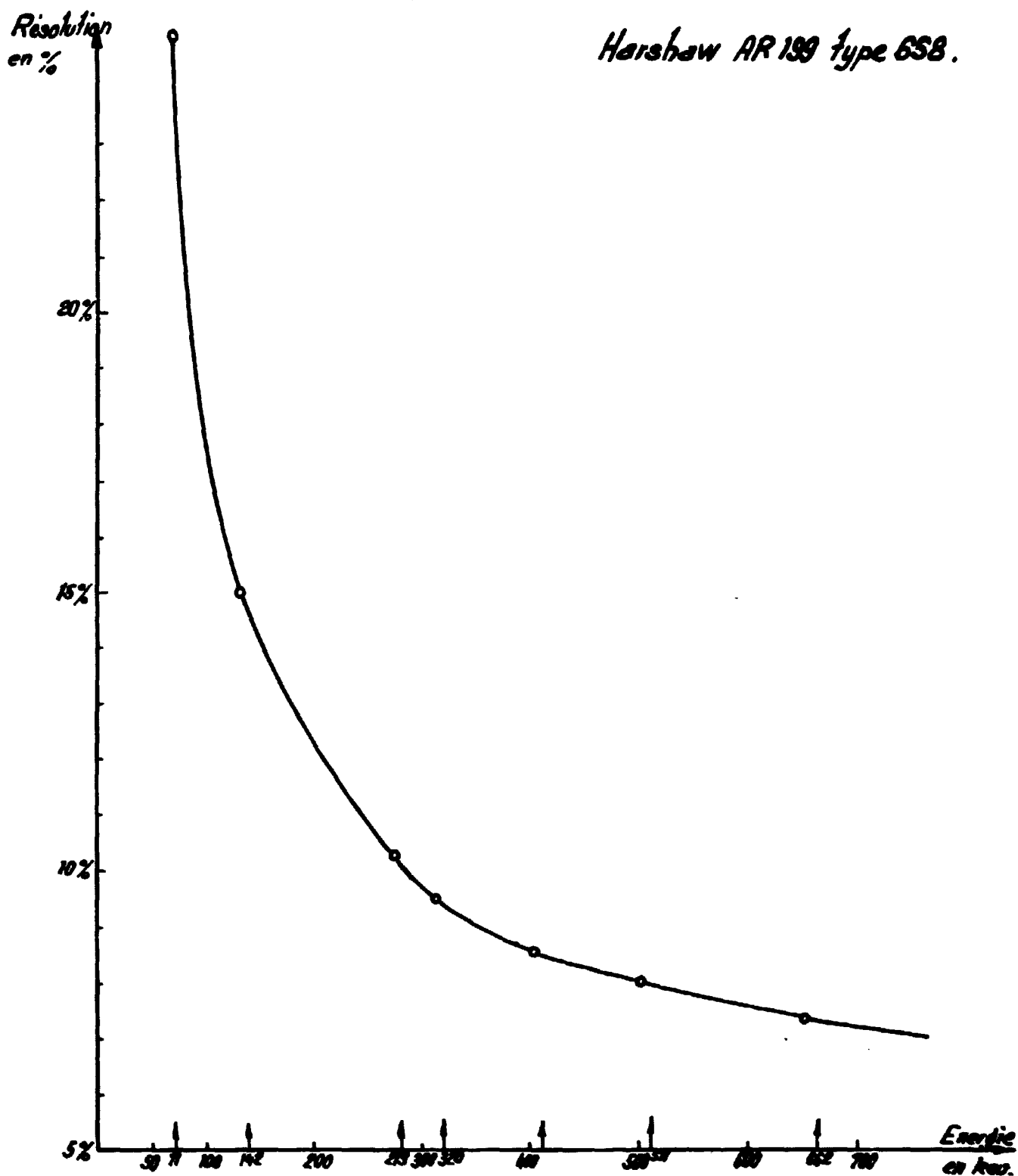
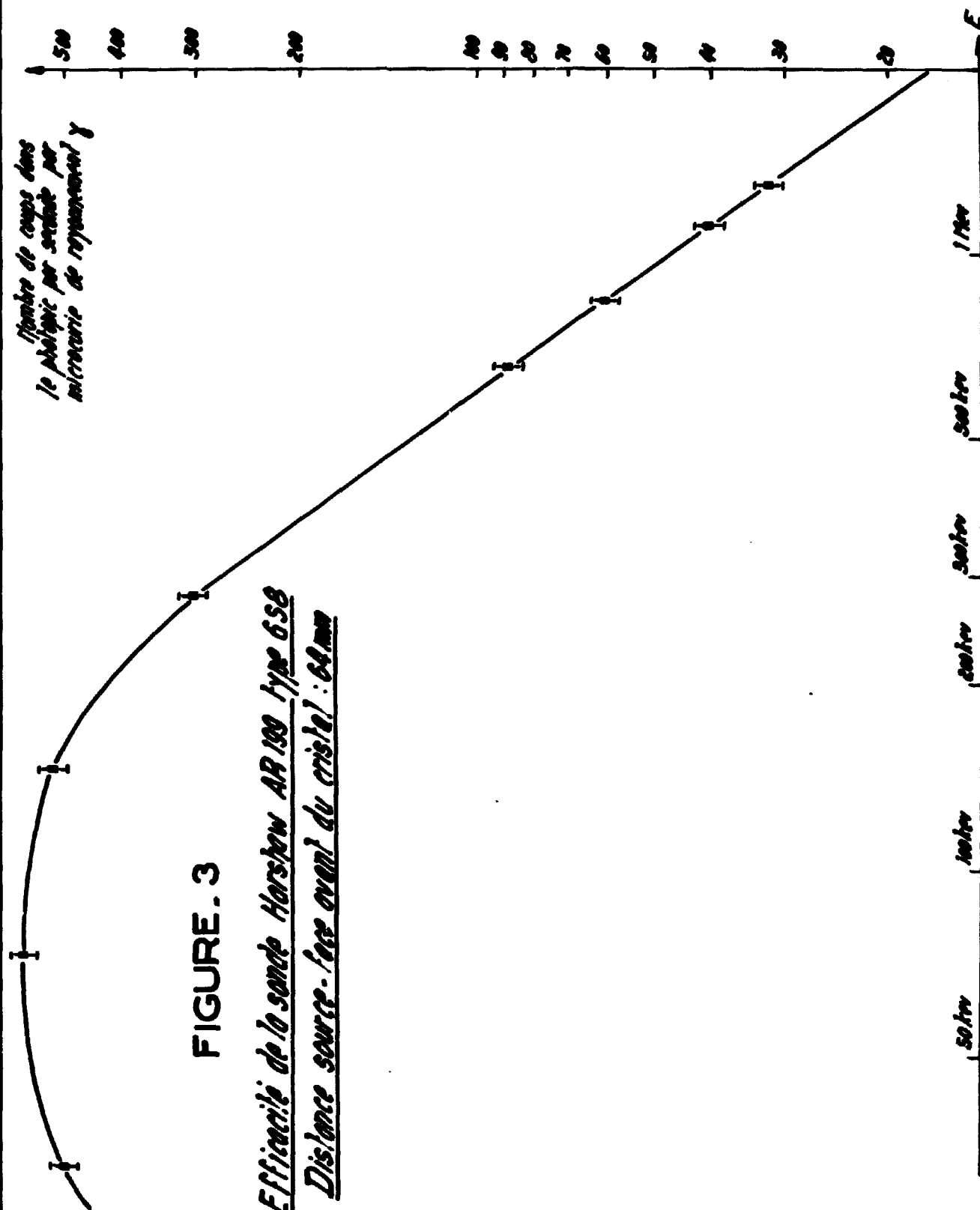


FIGURE.2

*Résolution de la sonde  
Harshaw AR 199 type 6SB.*





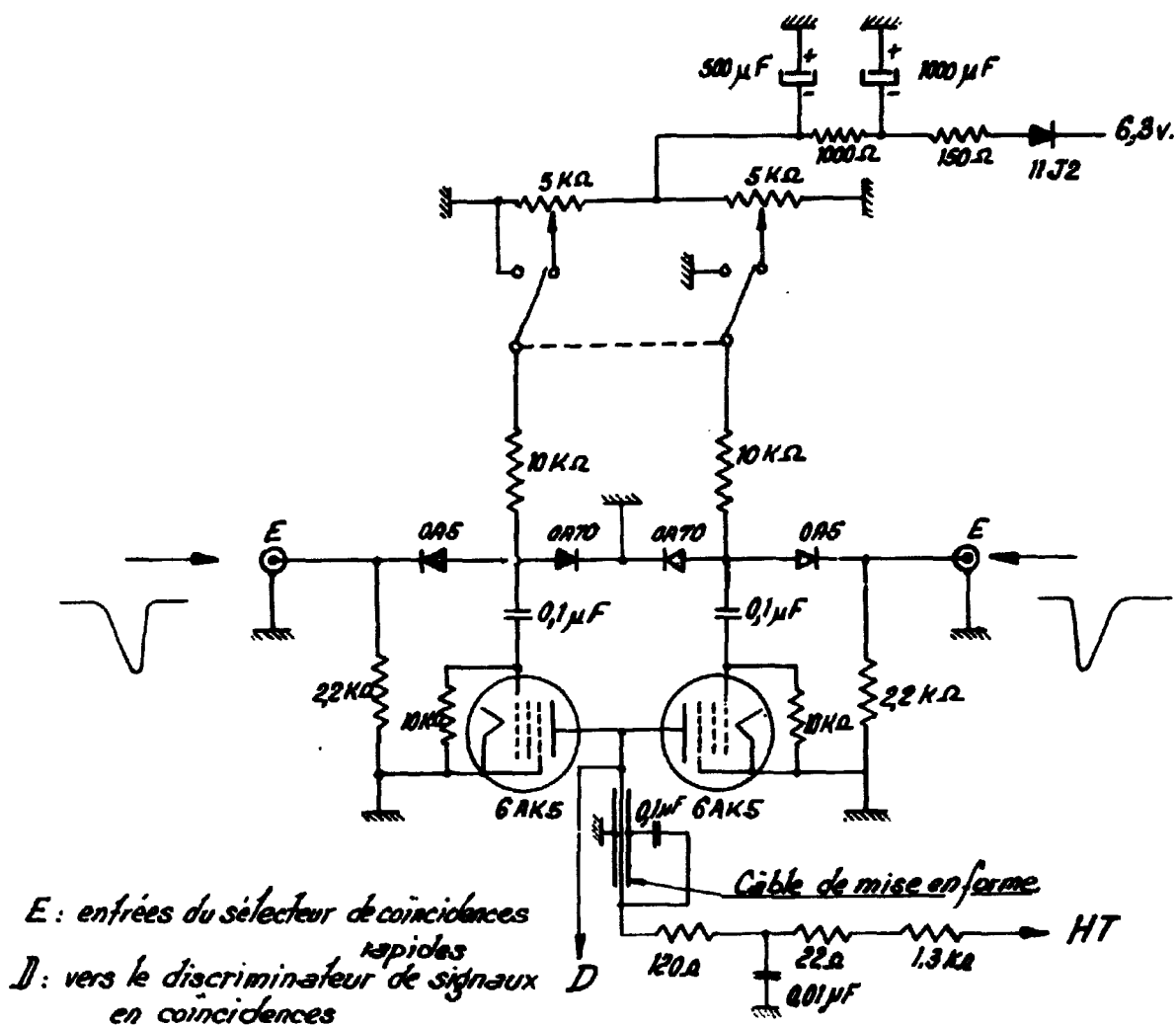


FIGURE.5 - Modification du circuit d'entrée du sélecteur rapide

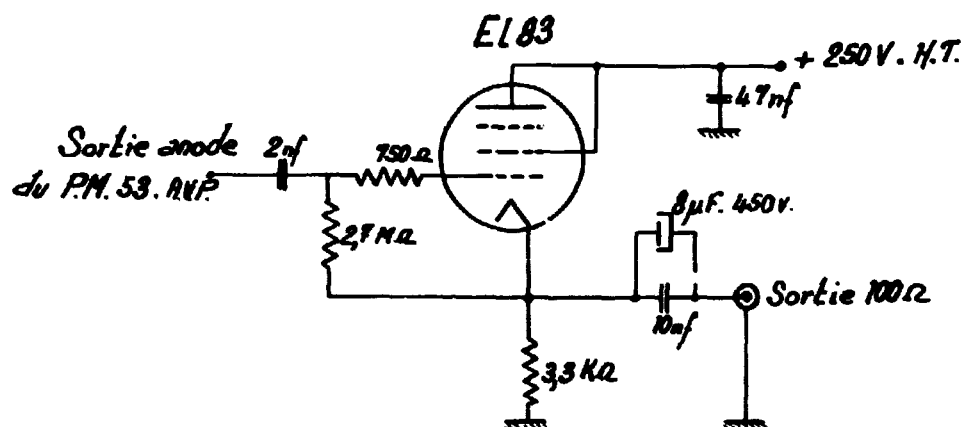


FIGURE.4 - Circuit à tube à cathode asservie de la voie rapide.



**FIGURE. 6** Variations du temps de résolution avec le niveau du trigger

Index lu sur panneau avant

avec: o cable de 238 cm

Δ cable de 100 cm

■ cable de 12 cm

x droite de calibrage de l'index  
du panneau avant en fonction  
de la tension de la 1<sup>re</sup> grille  
de l'univibrateur en volts

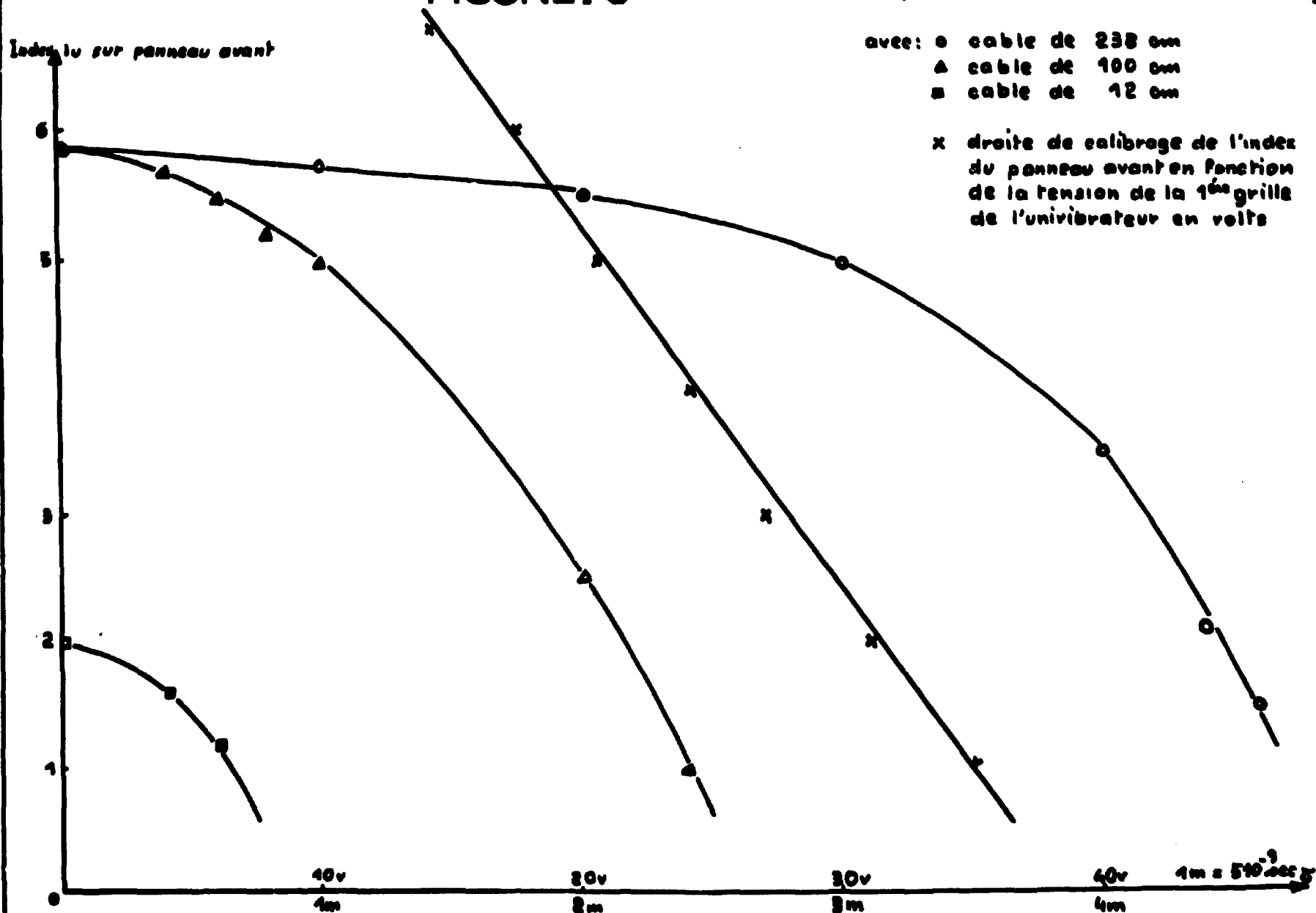
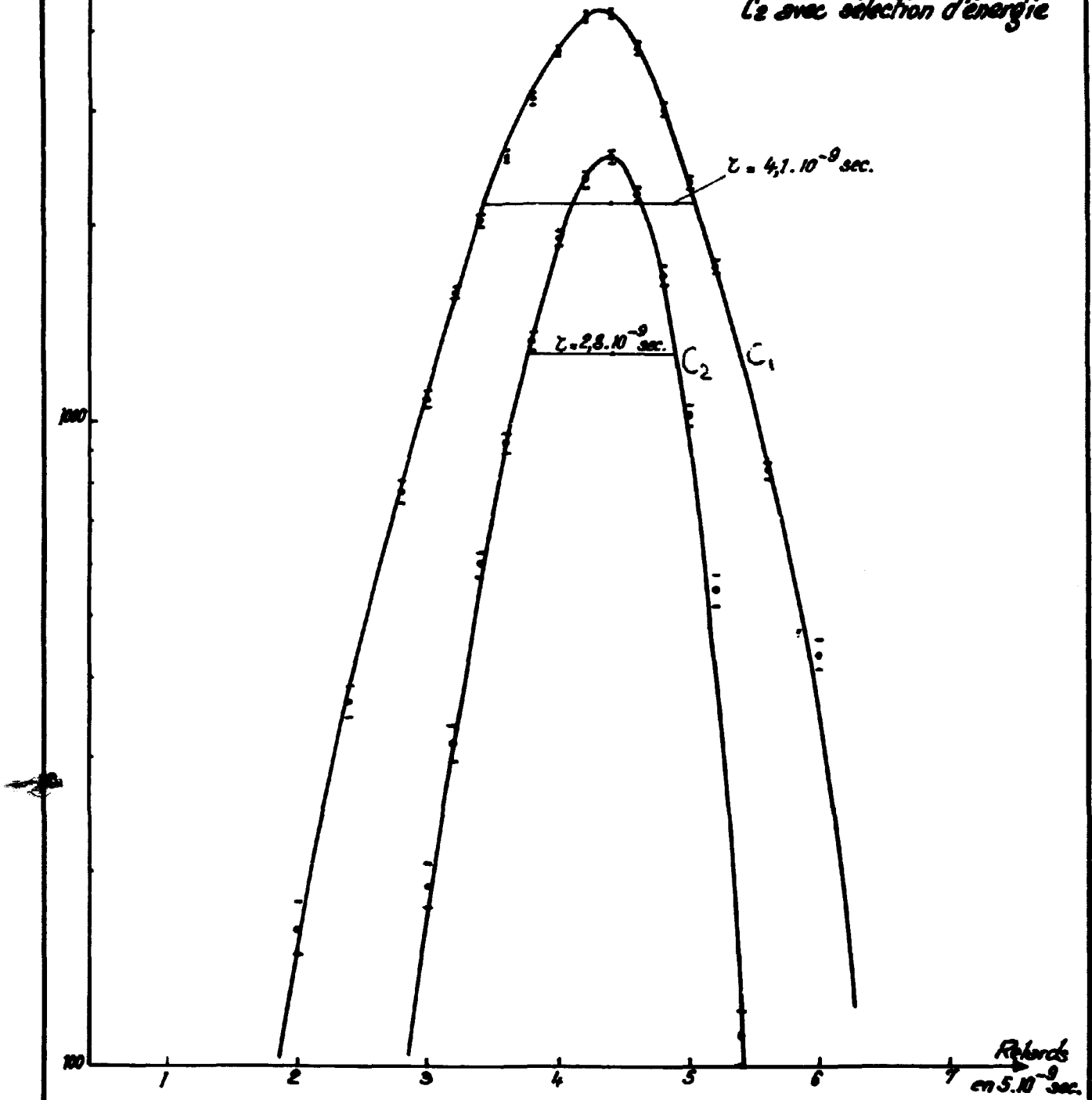


FIGURE.7

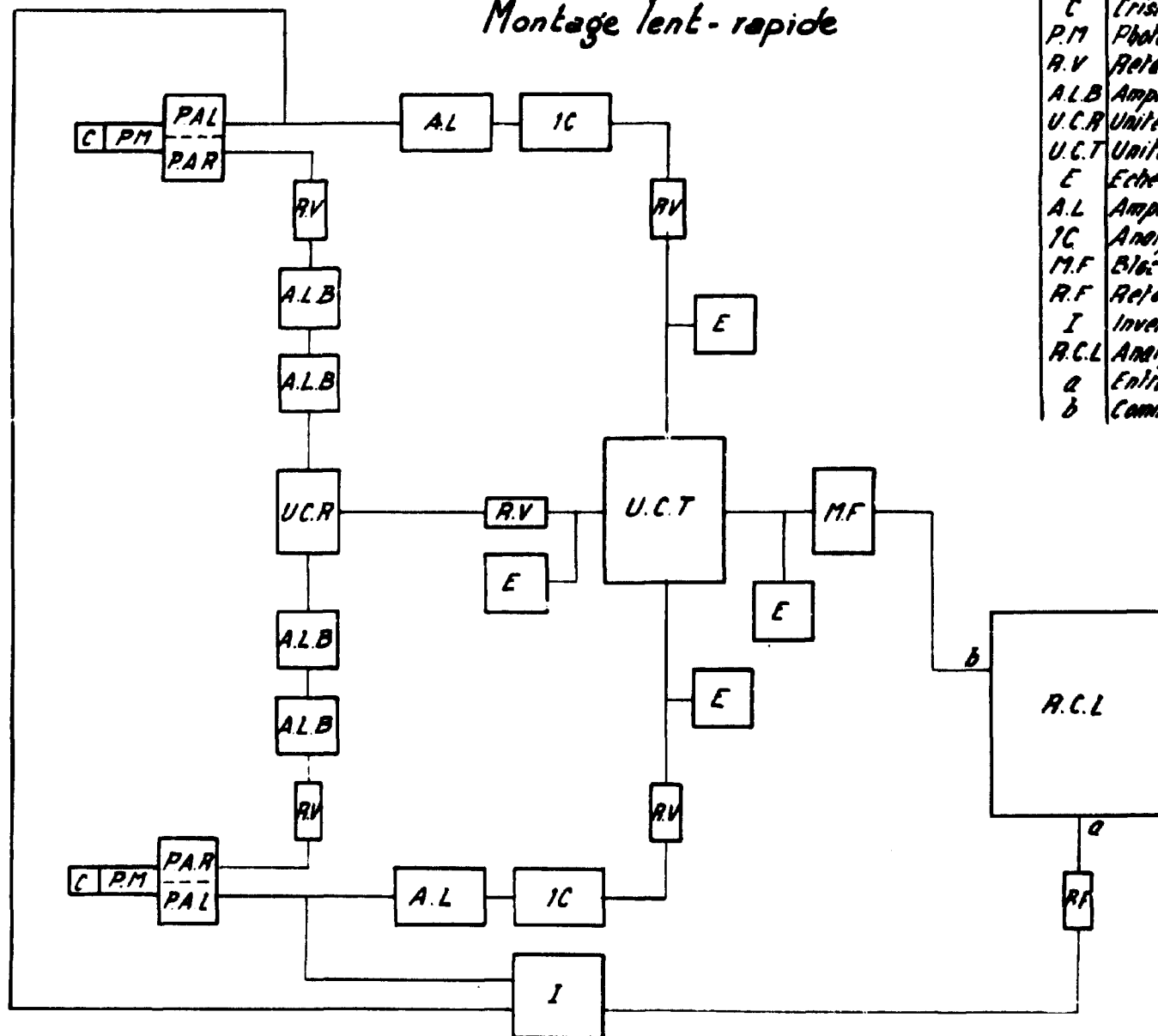
*Courbes de résolution en  
coïncidences différées avec  $\text{No}^{22}$*

*$C_1$  sans sélection d'énergie  
 $C_2$  avec sélection d'énergie*



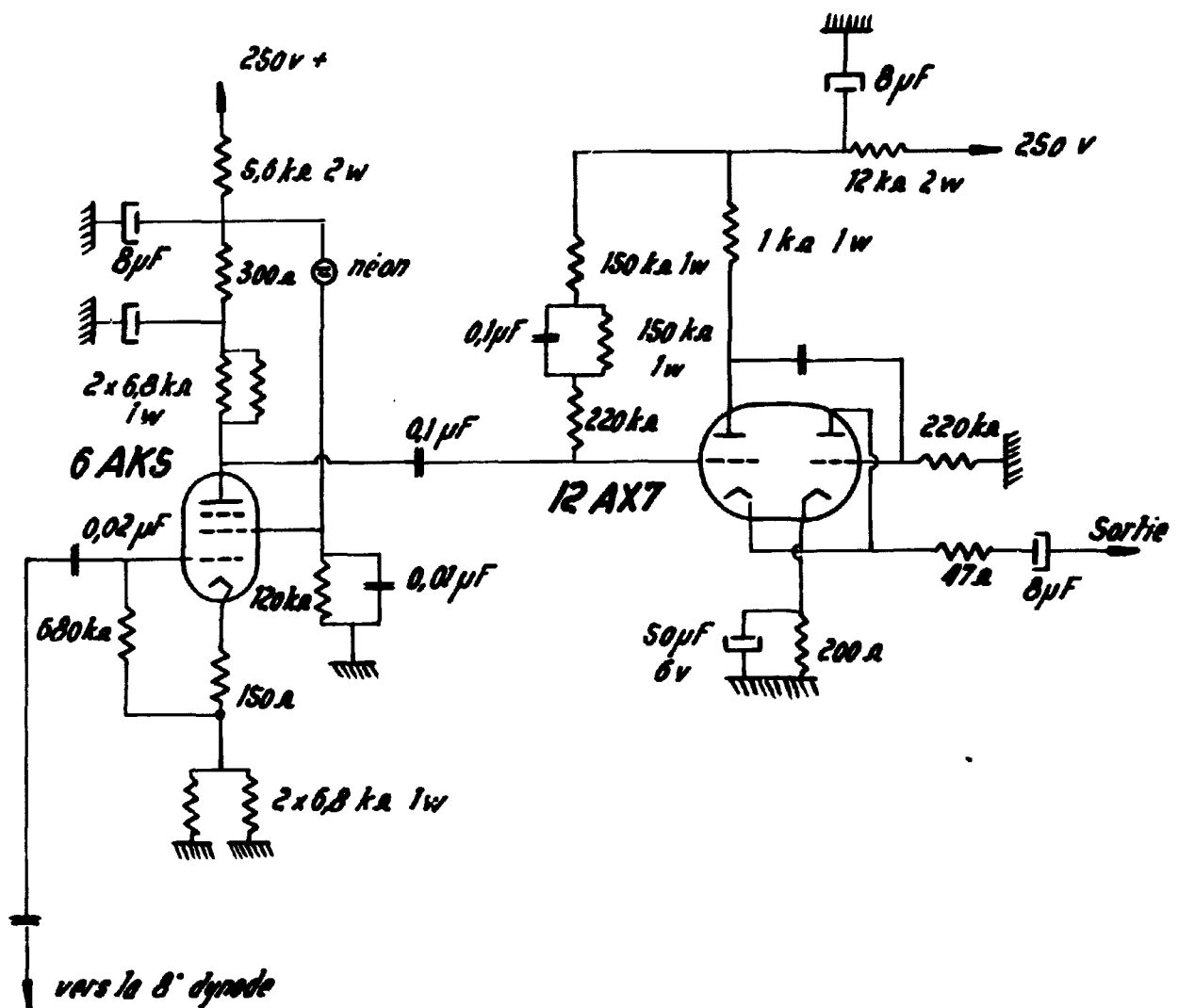
# FIGURE.8

## Montage lent-rapide



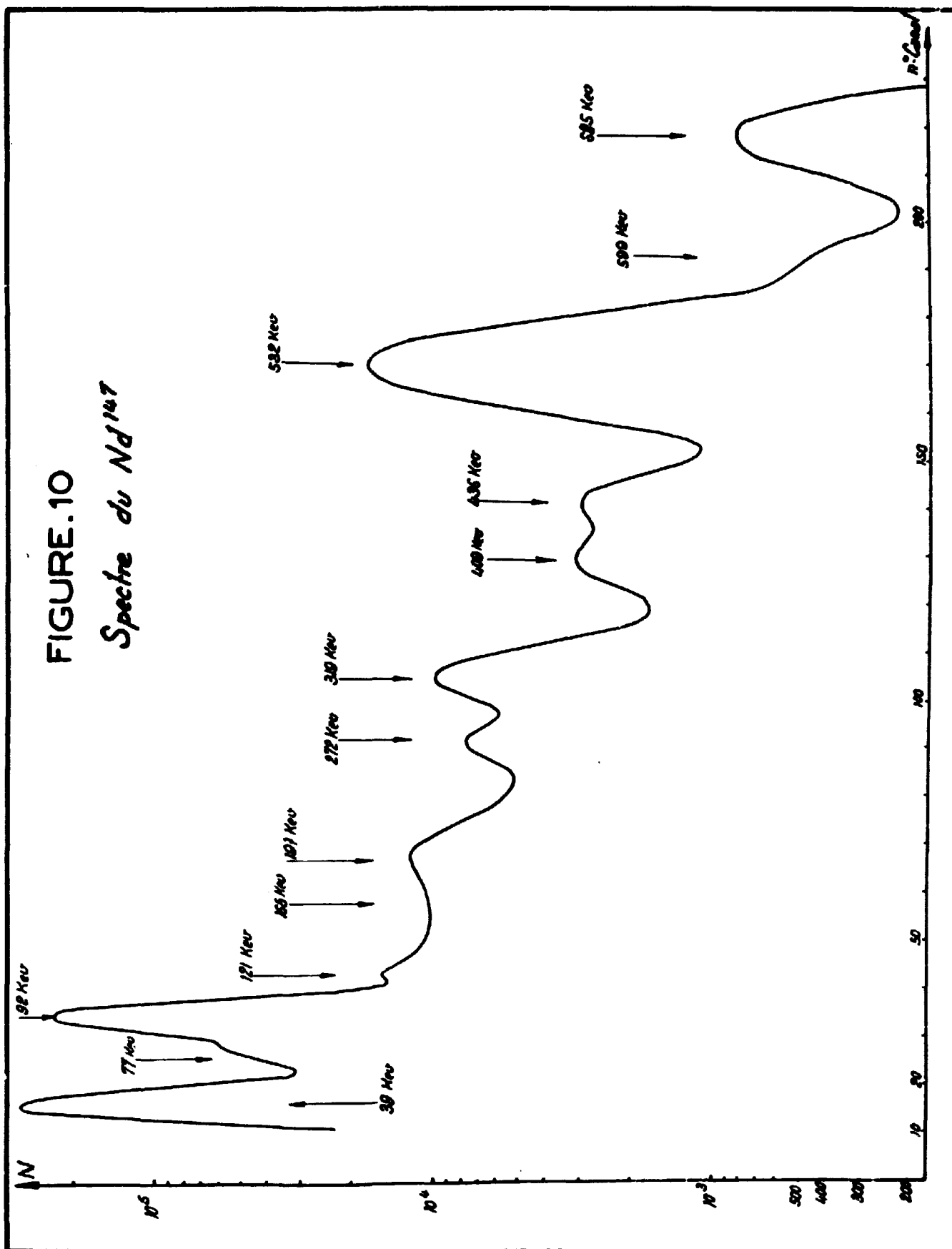
P.A.L	Cathode follower linéaire
P.A.R	Cathode follower rapide
C	Cristal 311a (TL)
P.M	Photomultiplicateur
R.V	Retard variable
A.L.B	Ampli à large bande
U.C.R	Unité de coïncidence rapide
U.C.T	Unité de coïncidence triple
E	Echelle de comptage
A.L	Amplificateur linéaire
I.C	Analyseur monocanal
M.F	Bloc de mise en forme
R.F	Retard fixe : 2µs
I	Inverseur
R.C.L	Analyseur multicanaux
a	Entrée sur l'amplificateur du R.C.L
b	Commande de déclenchement du R.C.L

FIGURE.9



*Inverseur et préamplificateur de la voie linéaire*

FIGURE.10  
Spectre du  $Nd^{147}$



Droites de calibration  
relatives au spectre du Nd147 (100-800 keV)

FIGURE.11

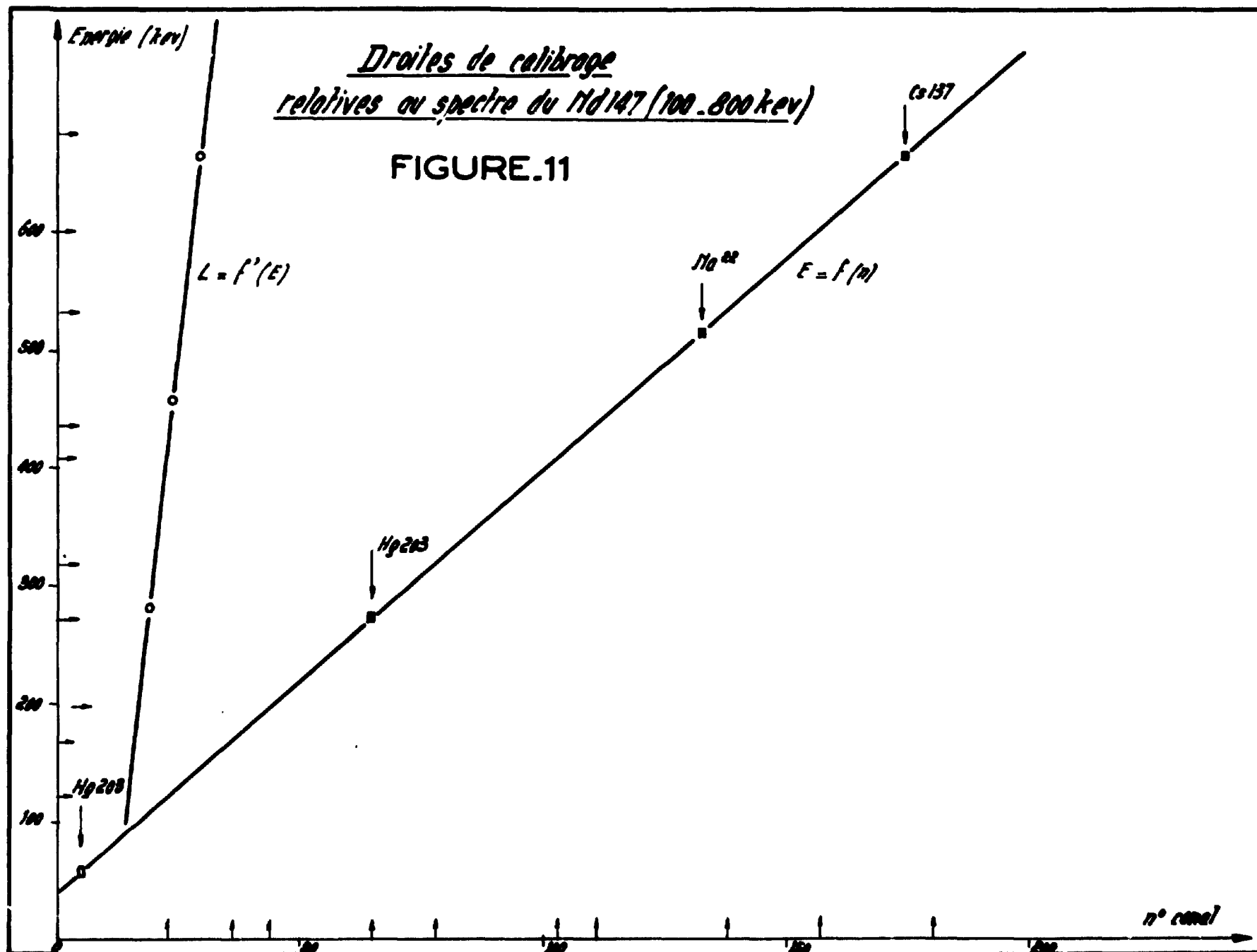


FIGURE.12

Courbes de calibrage en forme  
(100 - 800 kev)

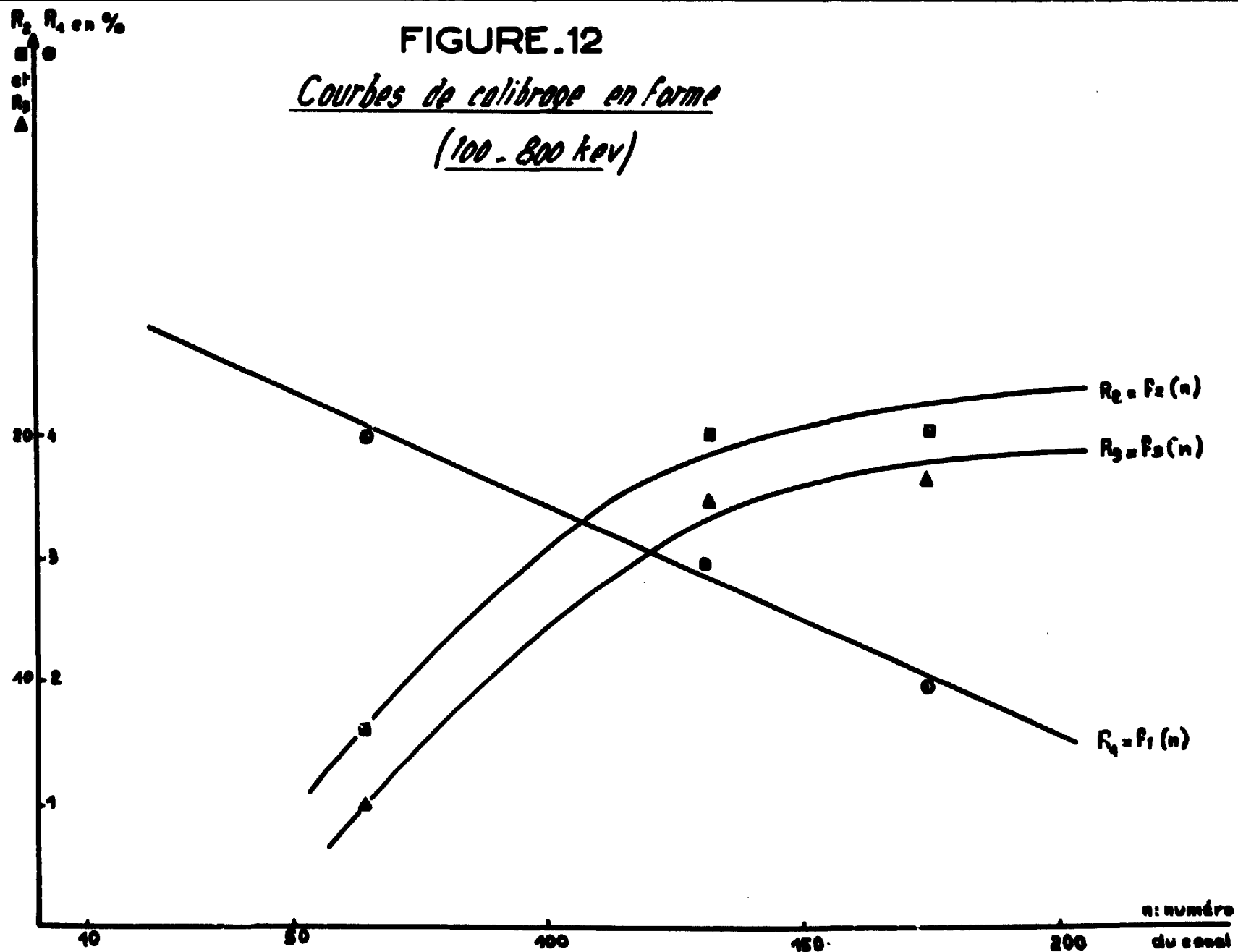


FIGURE.13

Courbe: de colibrage en forme  
(100-800 kev)

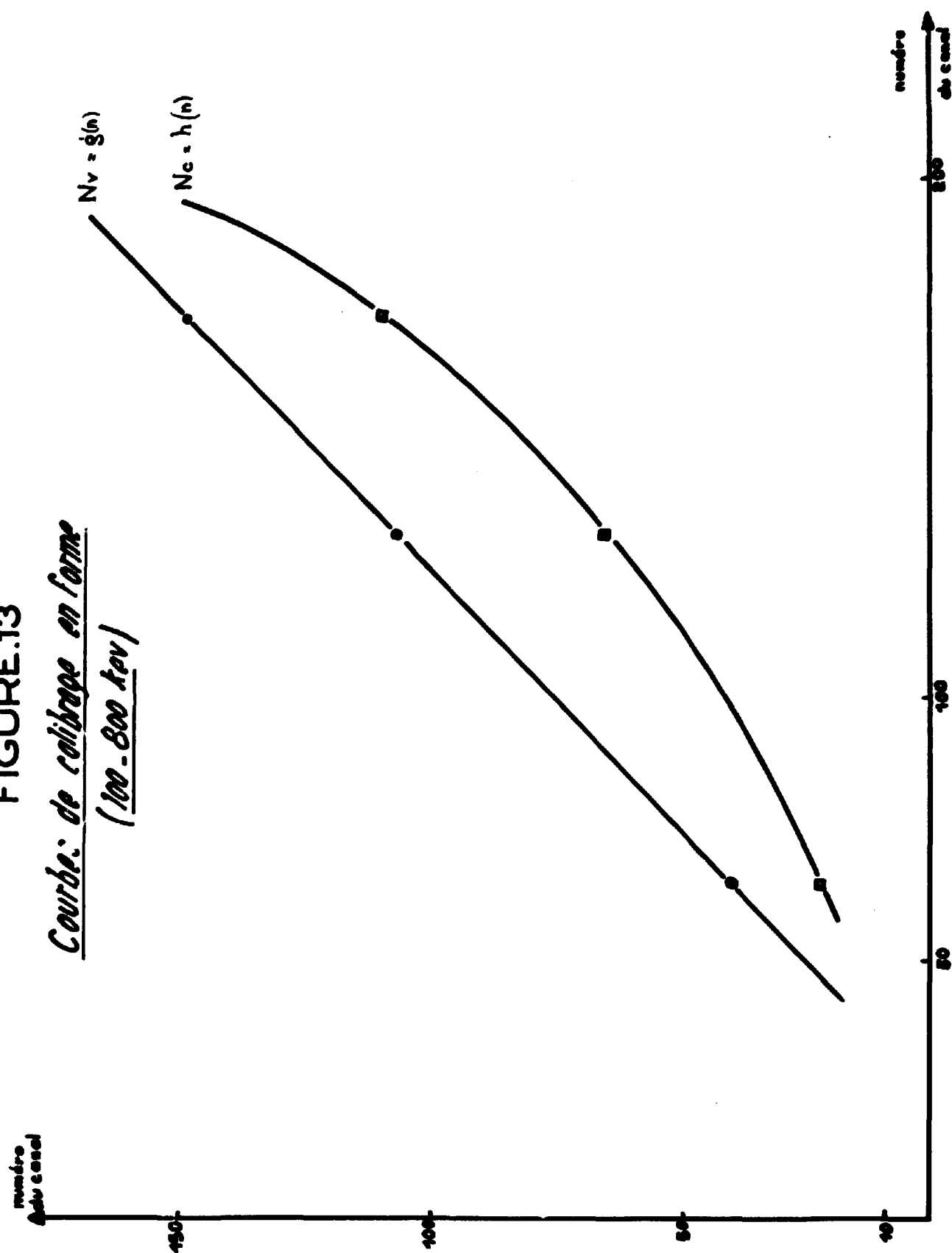
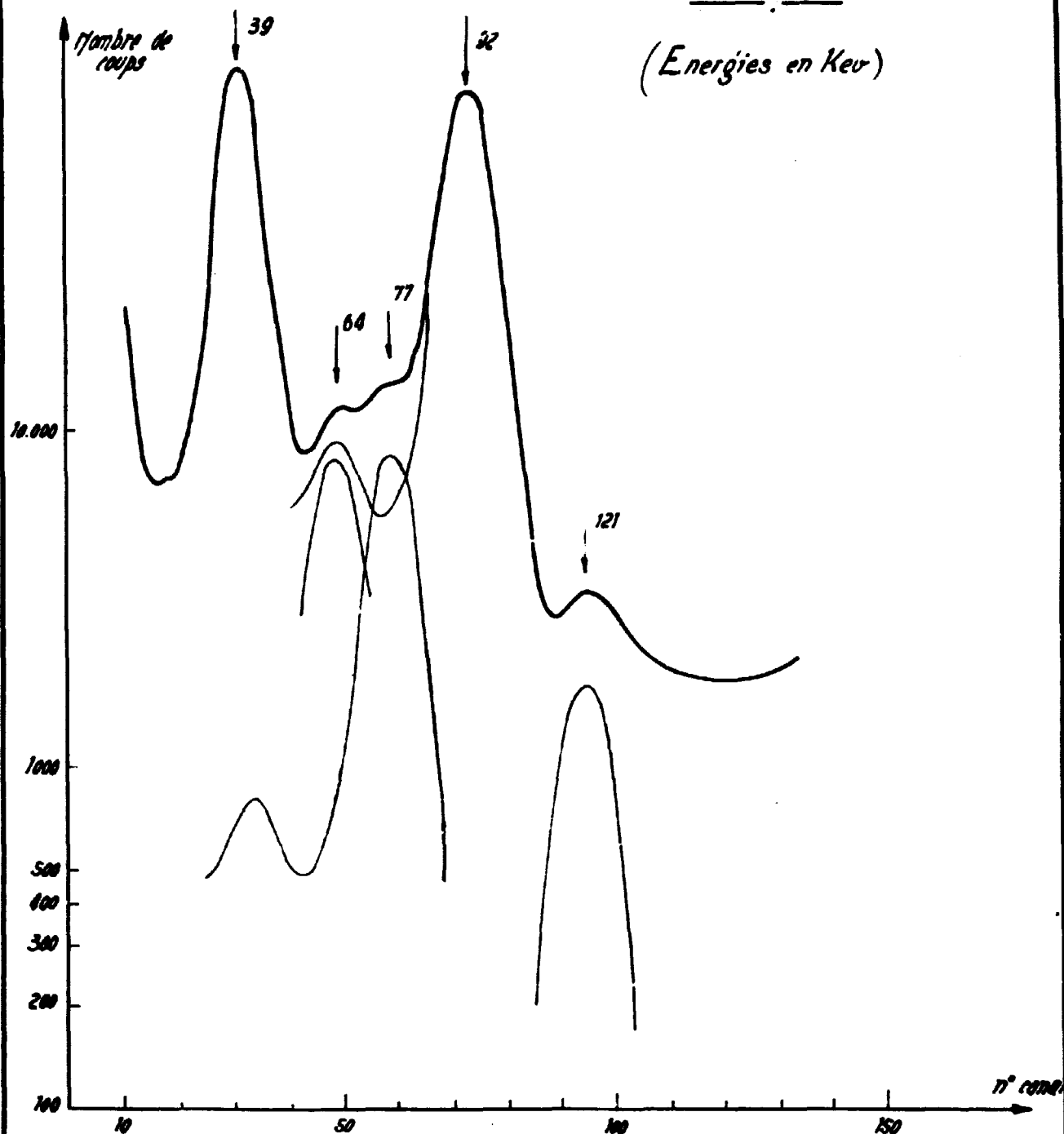




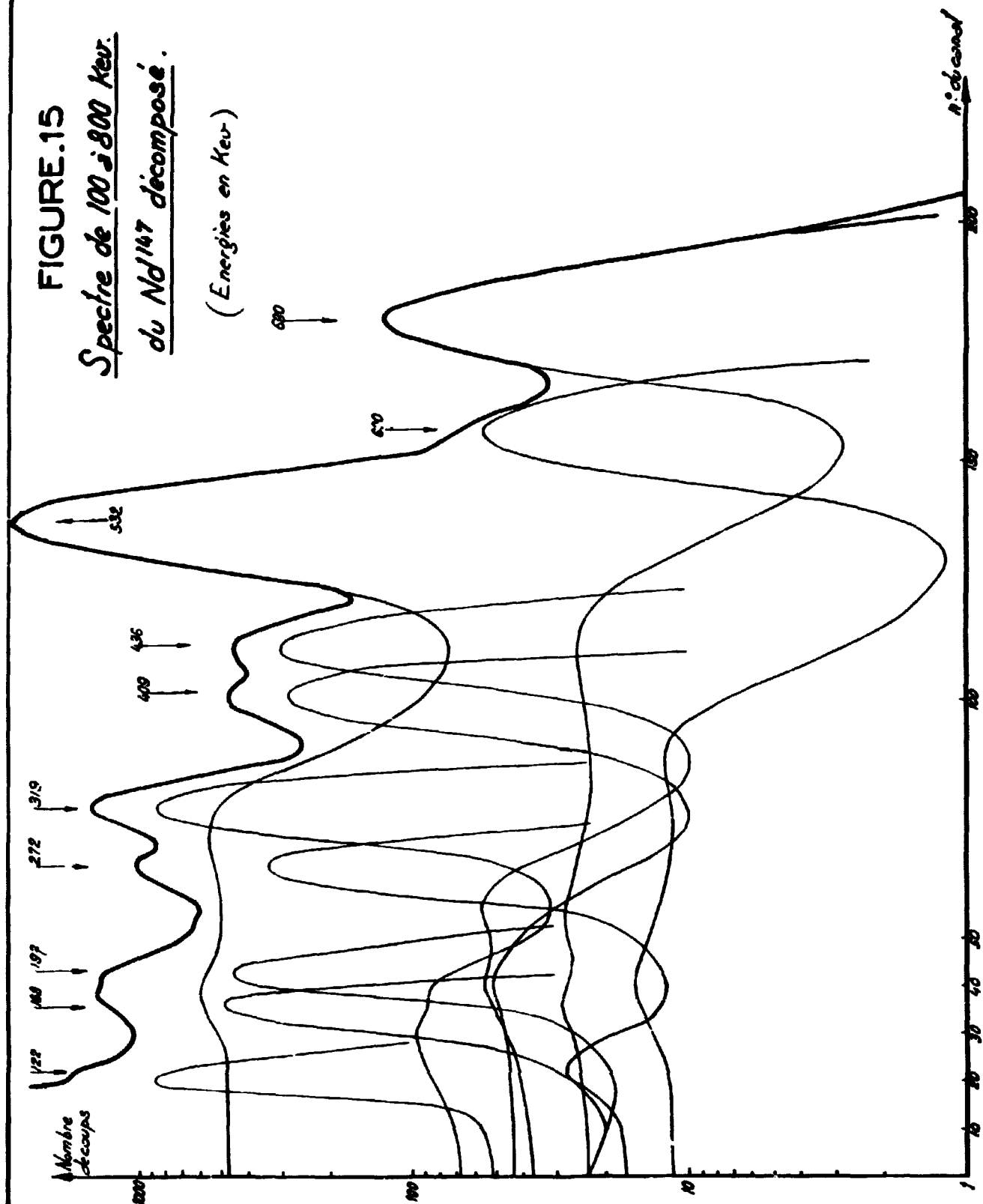
FIGURE.14

Spectre de 0 à 150 kev du Nd 147  
décomposé



**FIGURE.15**  
Spectre de 100 à 800 KeV.  
du Nd<sup>147</sup> décomposé.

(Energies en KeV)



Taux de  
coïncidences triples

FIGURE 16

*Courbe de résolution en  
coïncidences différentes*

$2\tau = 1,25 \cdot 10^{-6} \text{ sec.}$

Délais ( $5 \cdot 10^{-9}$ )

9

8

7

6

5

4

3

2

1

0,5m

1

2

3

4

5

6

7

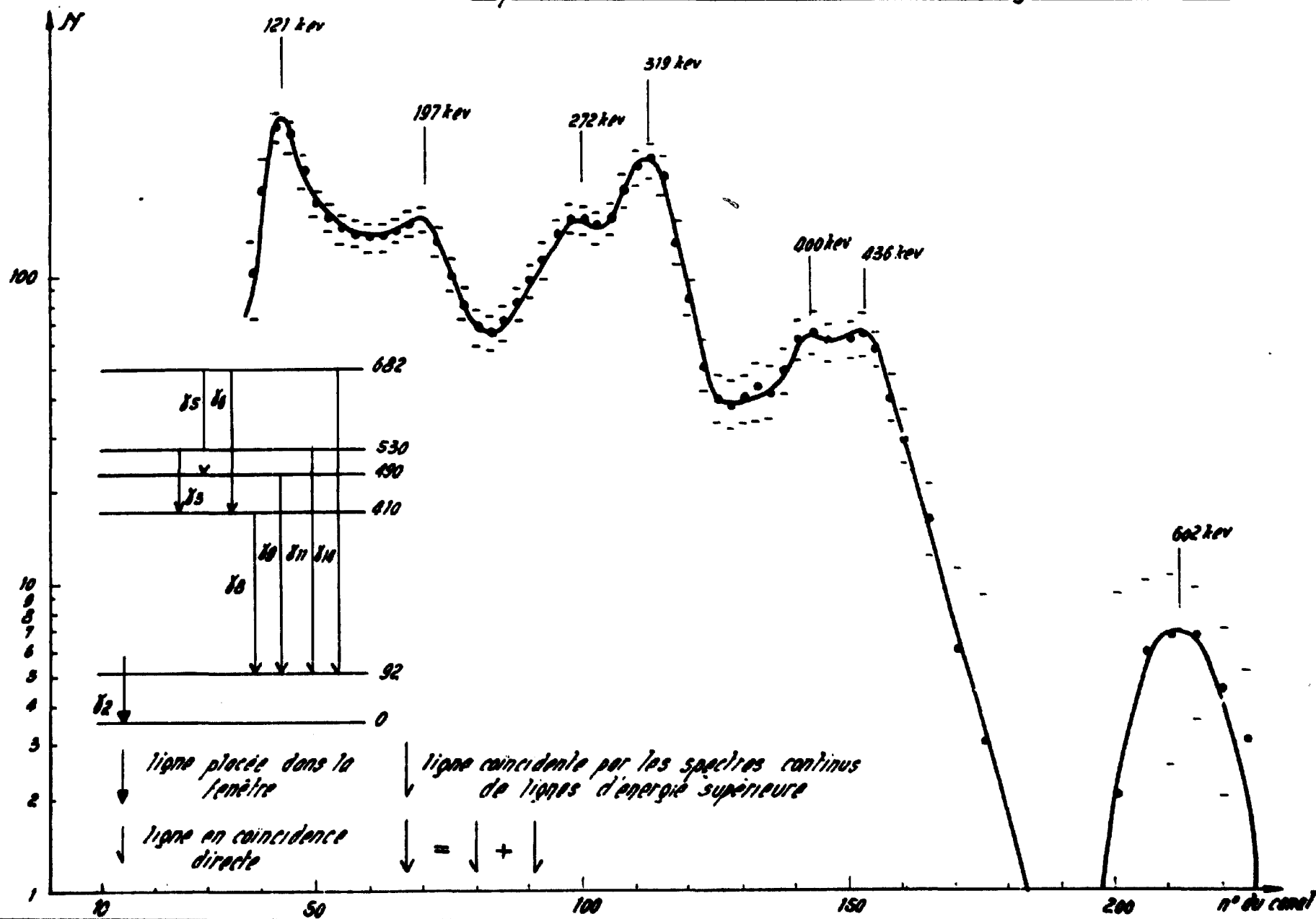
8

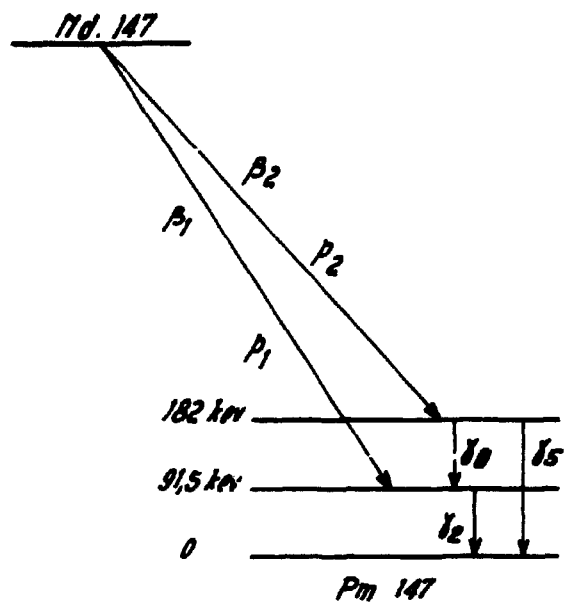
9

10

FIGURE.17

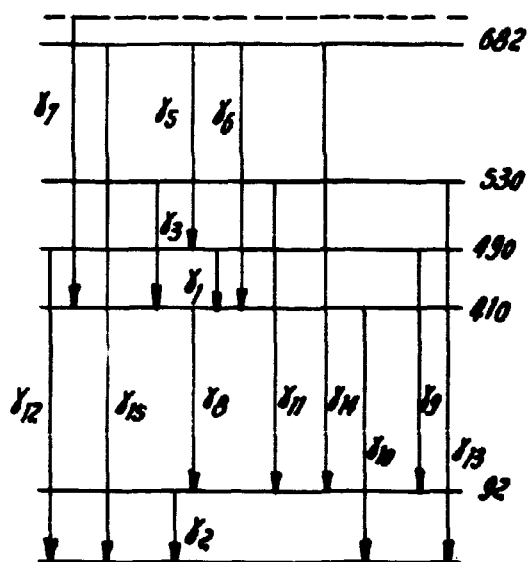
Spectre en coincidence avec la ligne de 92 kev





*Extrait du schéma de désintégration de H.D. Wendt*

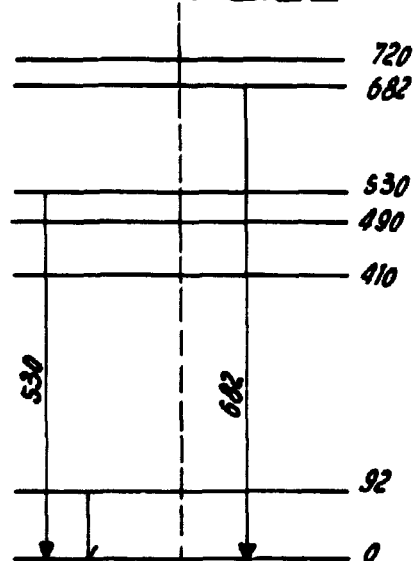
**FIGURE.18**



*Schéma de désintégration adopté*

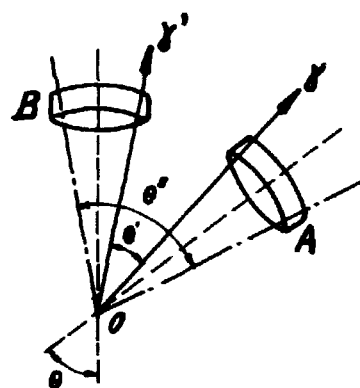
**FIGURE.23**

**FIGURE.22**



↓ ligne placée dans la fenêtre

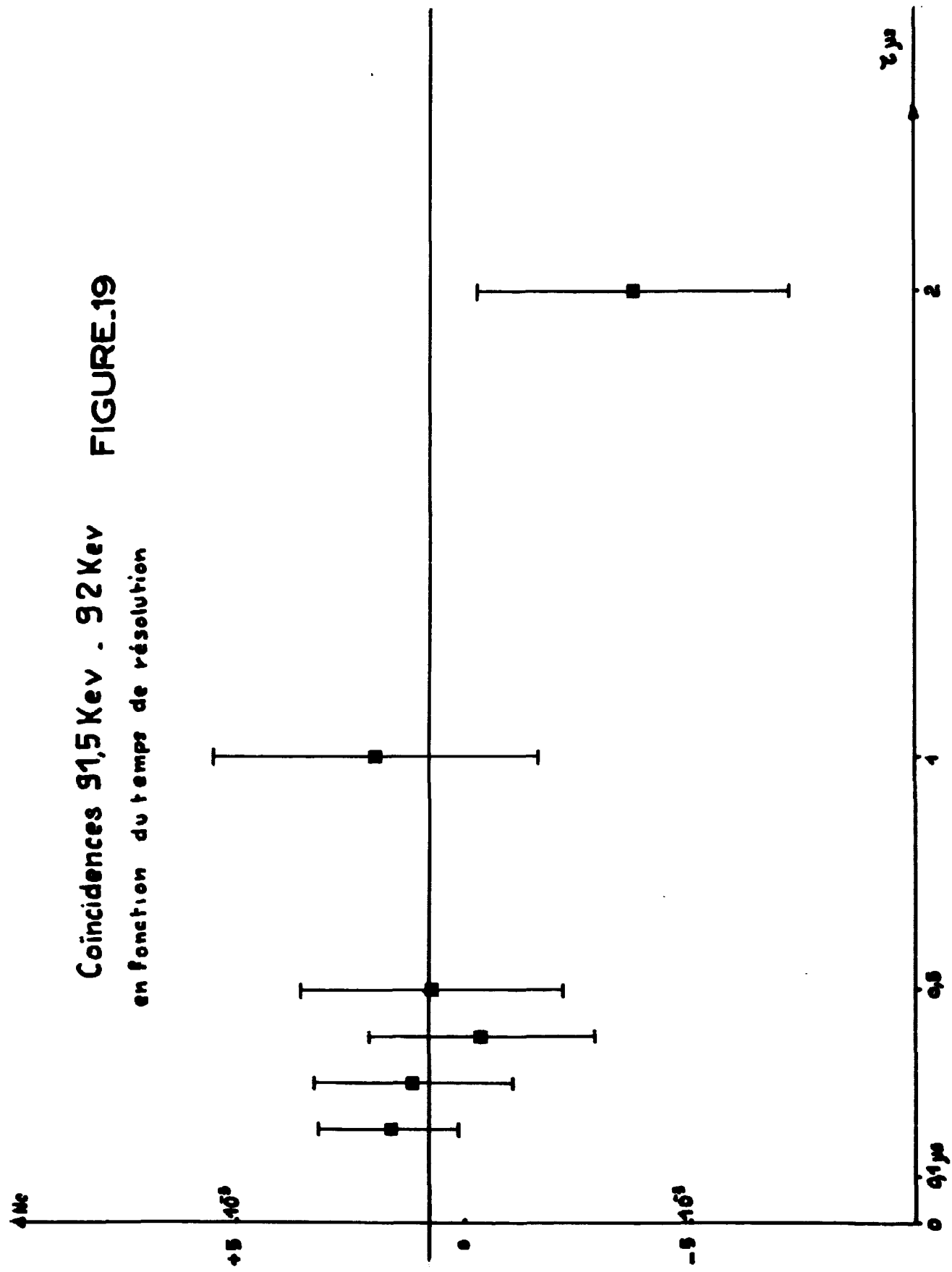
↓ ligne coïncidente par le spectre continu de lignes d'énergie supérieure



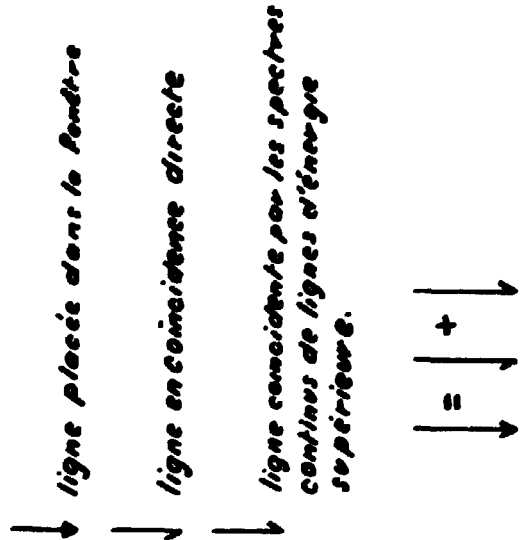
**FIGURE.24**

Coïncidences 91,5 Kev - 92 Kev  
 en fonction du temps de résolution

FIGURE.19



**FIGURE. 20**



Spectre en coincidence avec la ligne de 319Kev

FIGURE.21

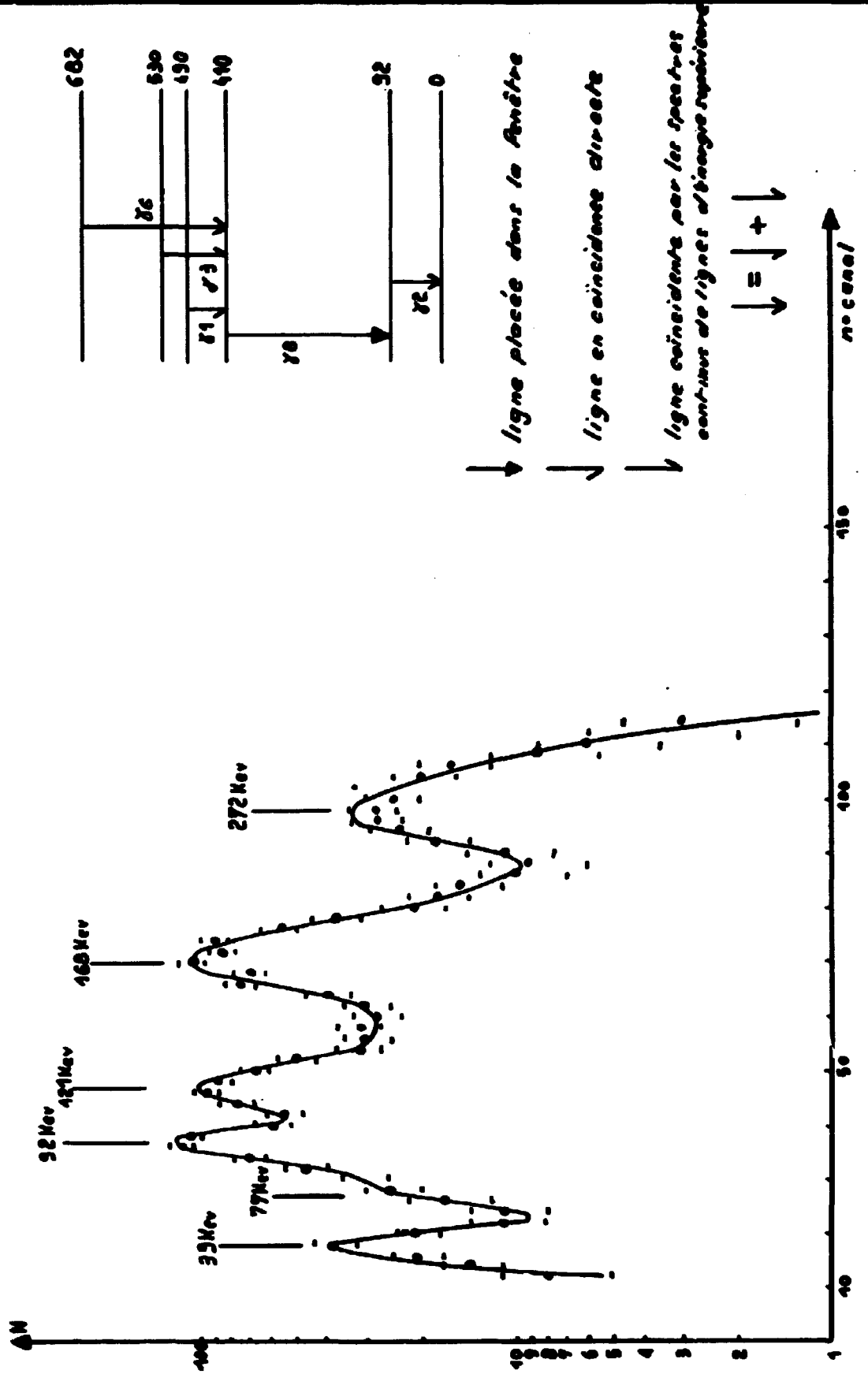
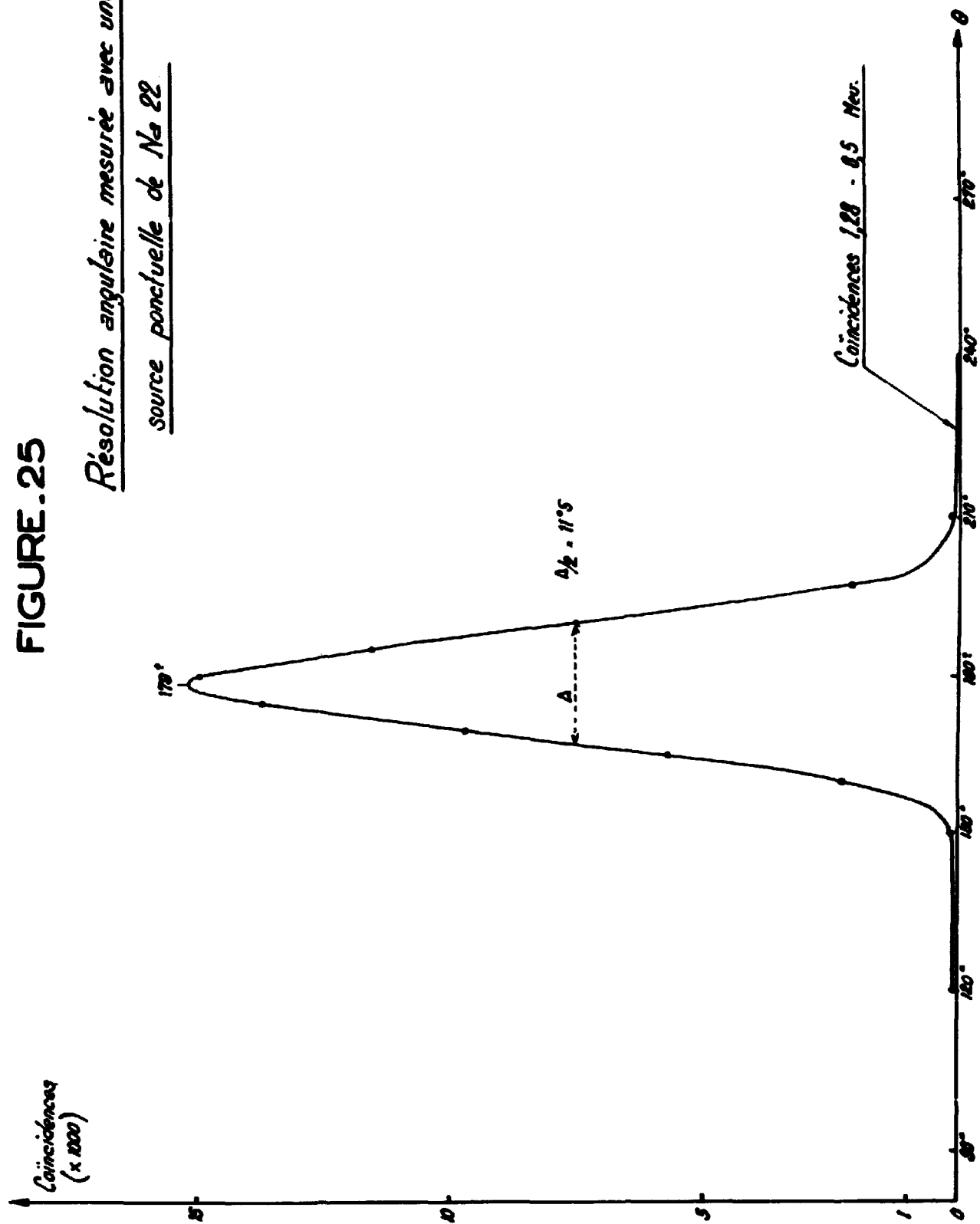




FIGURE.25

Résolution angulaire mesurée avec une  
source ponctuelle de Na 22



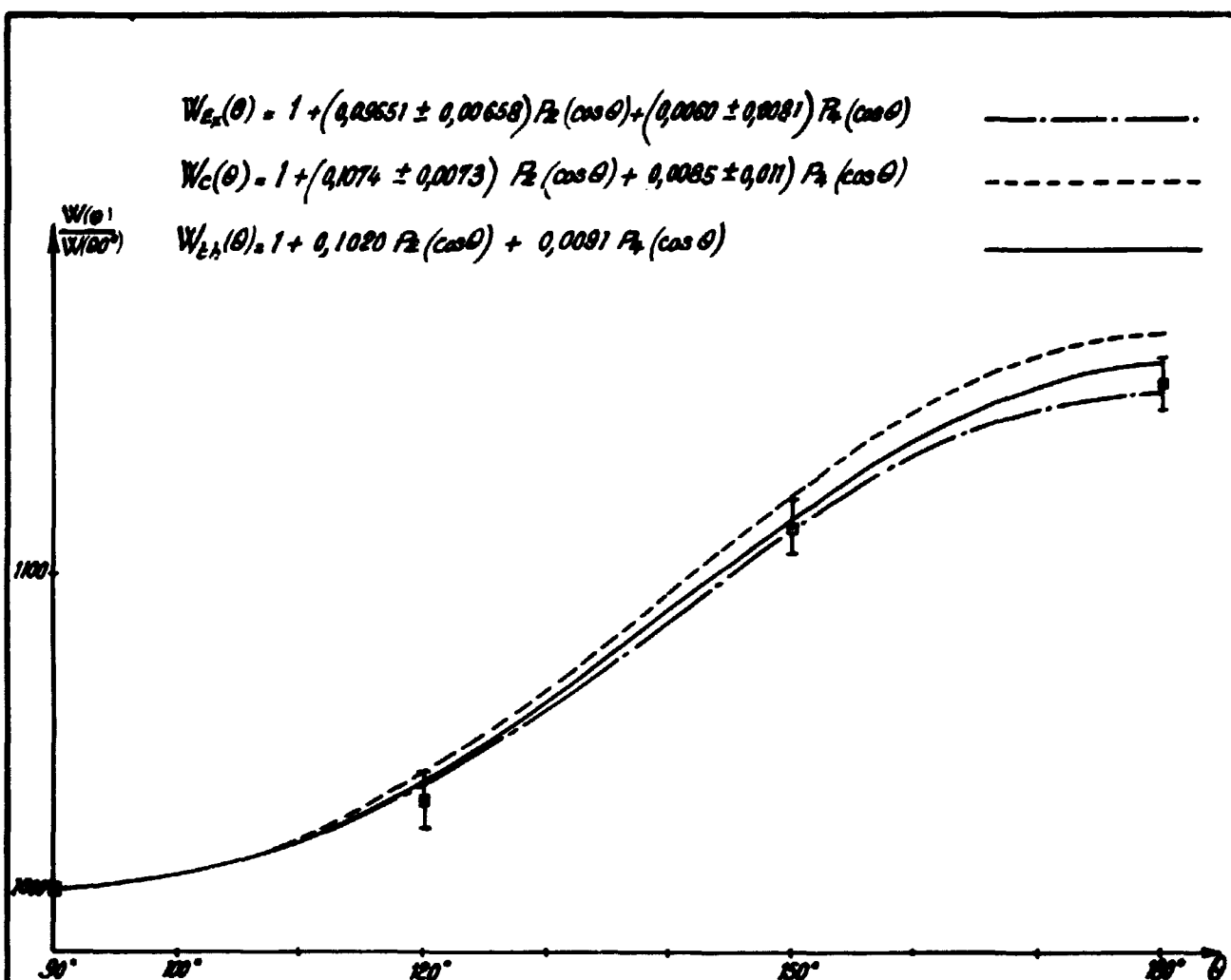


Schéma de désintégration du  $Co^{60}$  et corrélation de la cascade  $\gamma_1 - \gamma_2$  sur le  $Ni^{60}$

$W_{ex}(\theta)$  représente la fonction moyenne expérimentale

$W_c(\theta)$  est la fonction moyenne expérimentale corrigée avec les coefficients d'atténuation angulaire

$W_{th}(\theta)$  est la fonction théorique pour la cascade  $4(2) 2(2) 0$

FIGURE 26

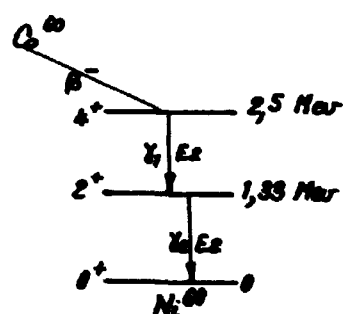
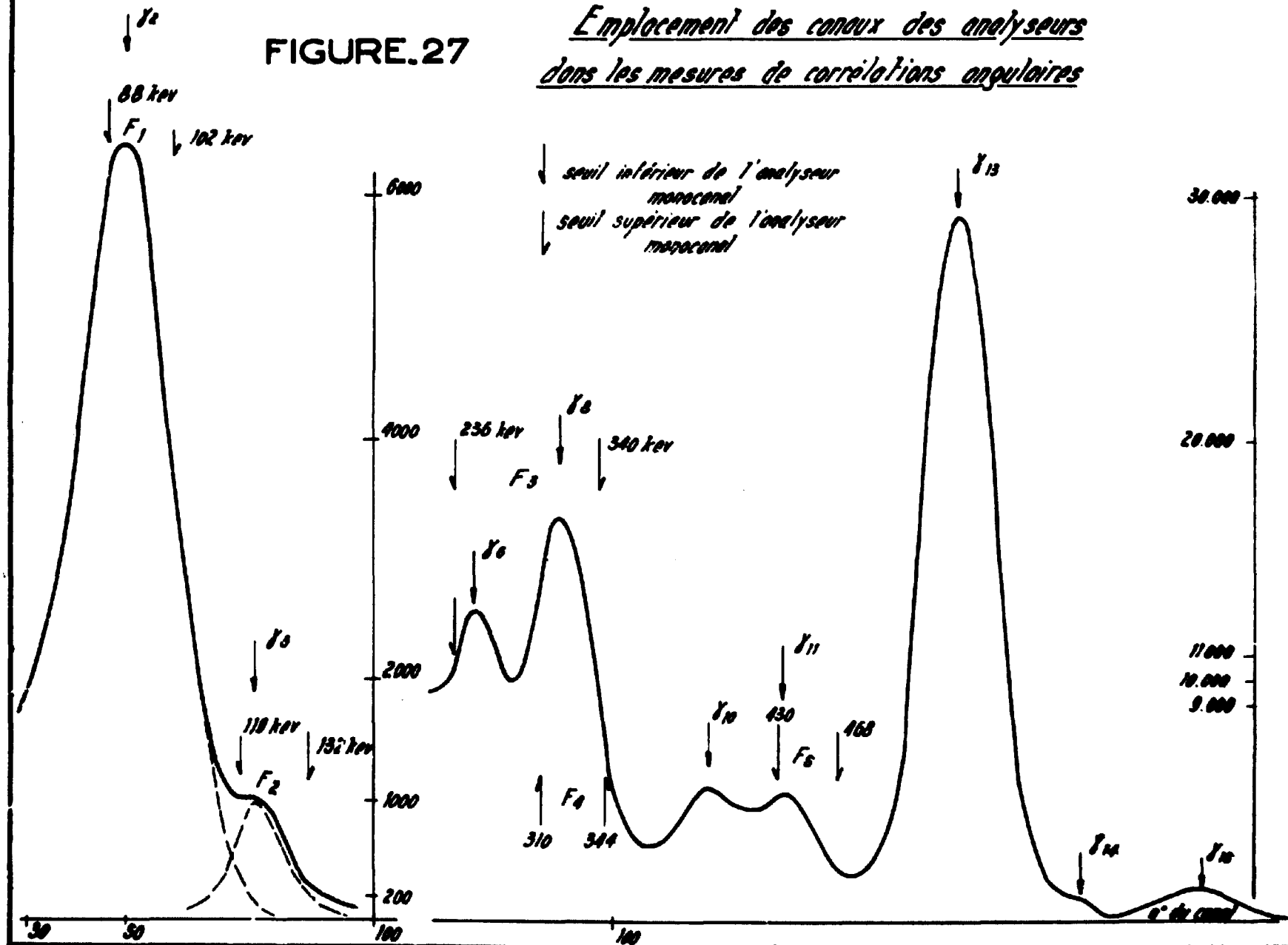
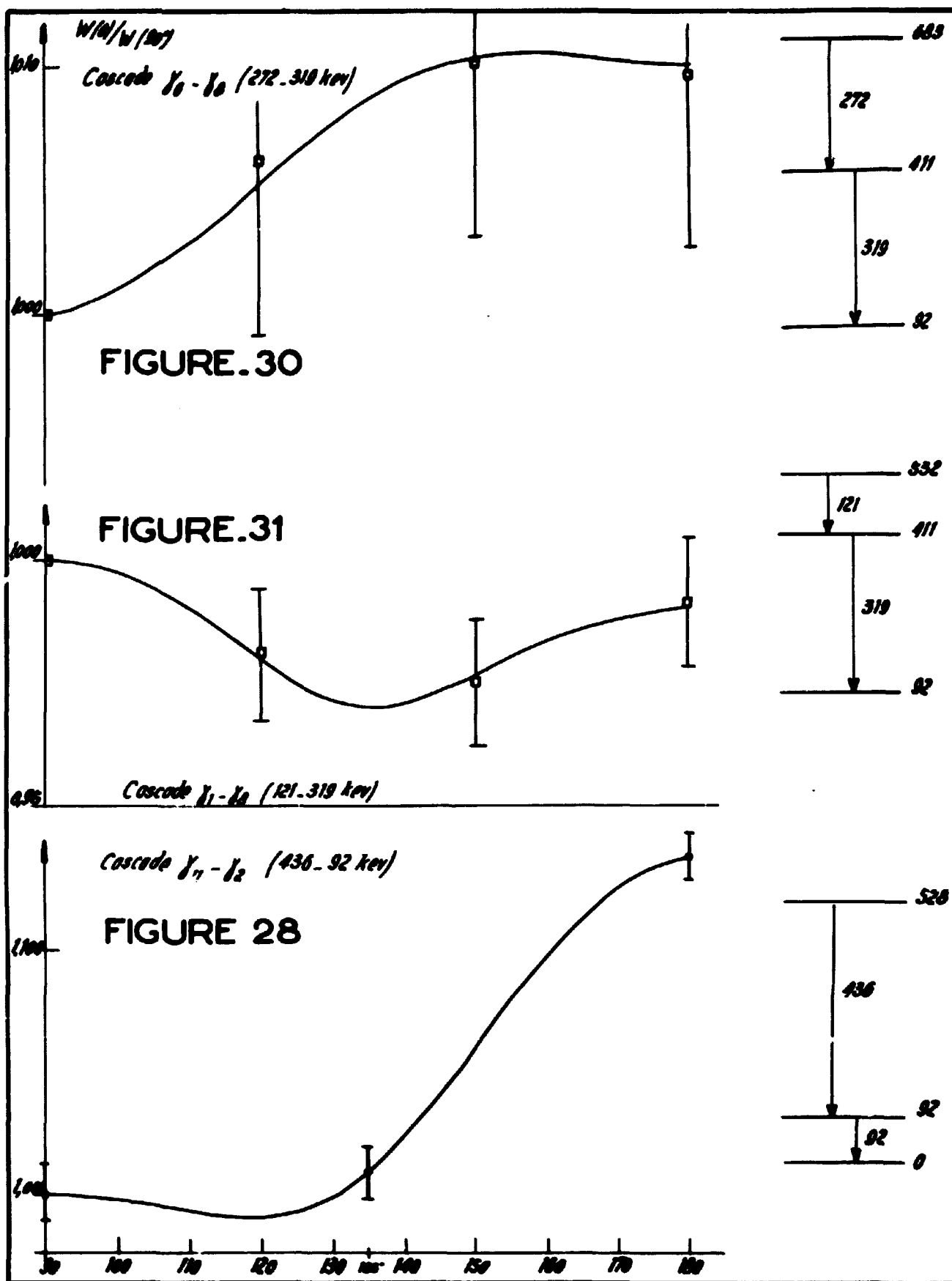
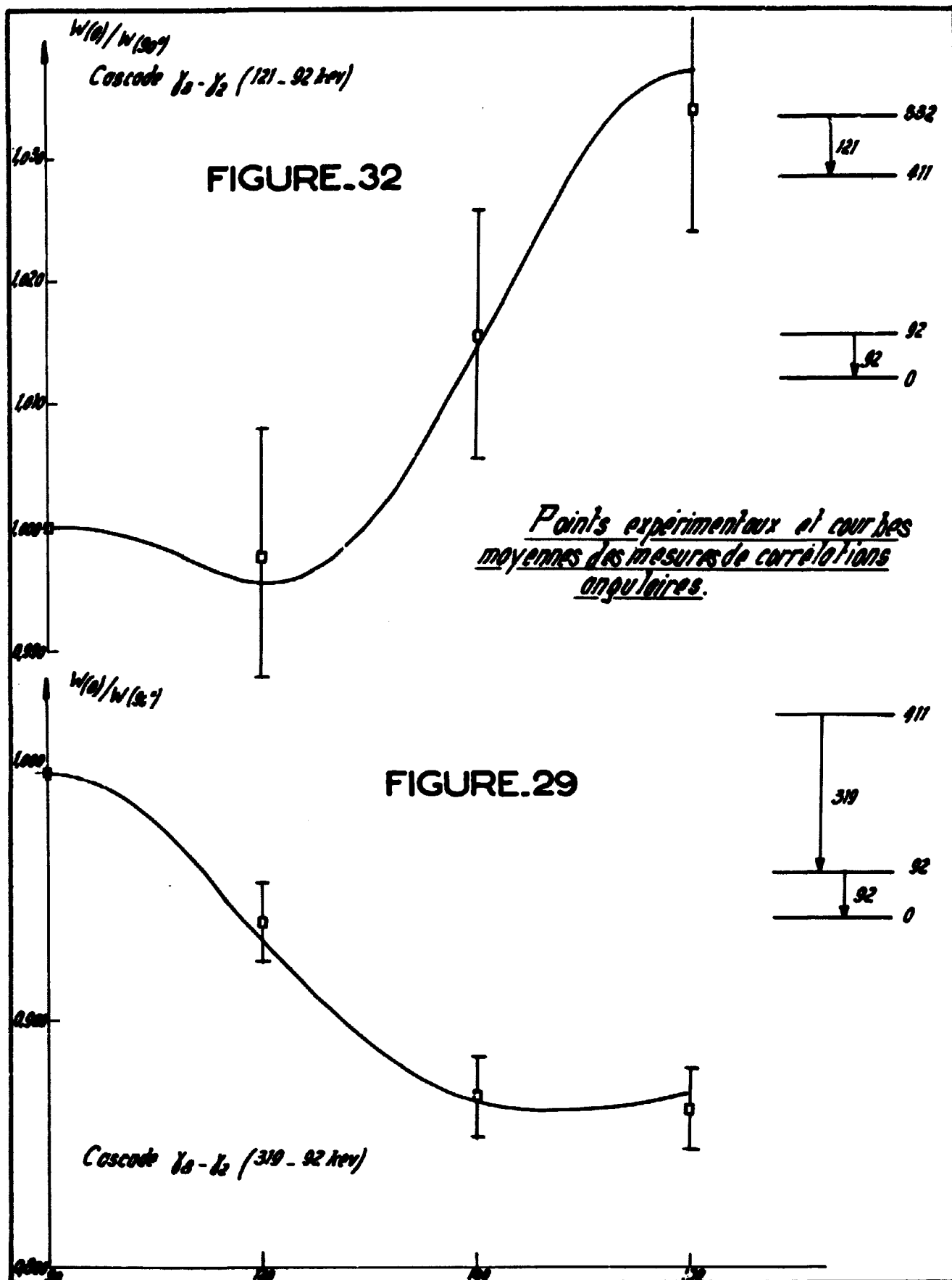


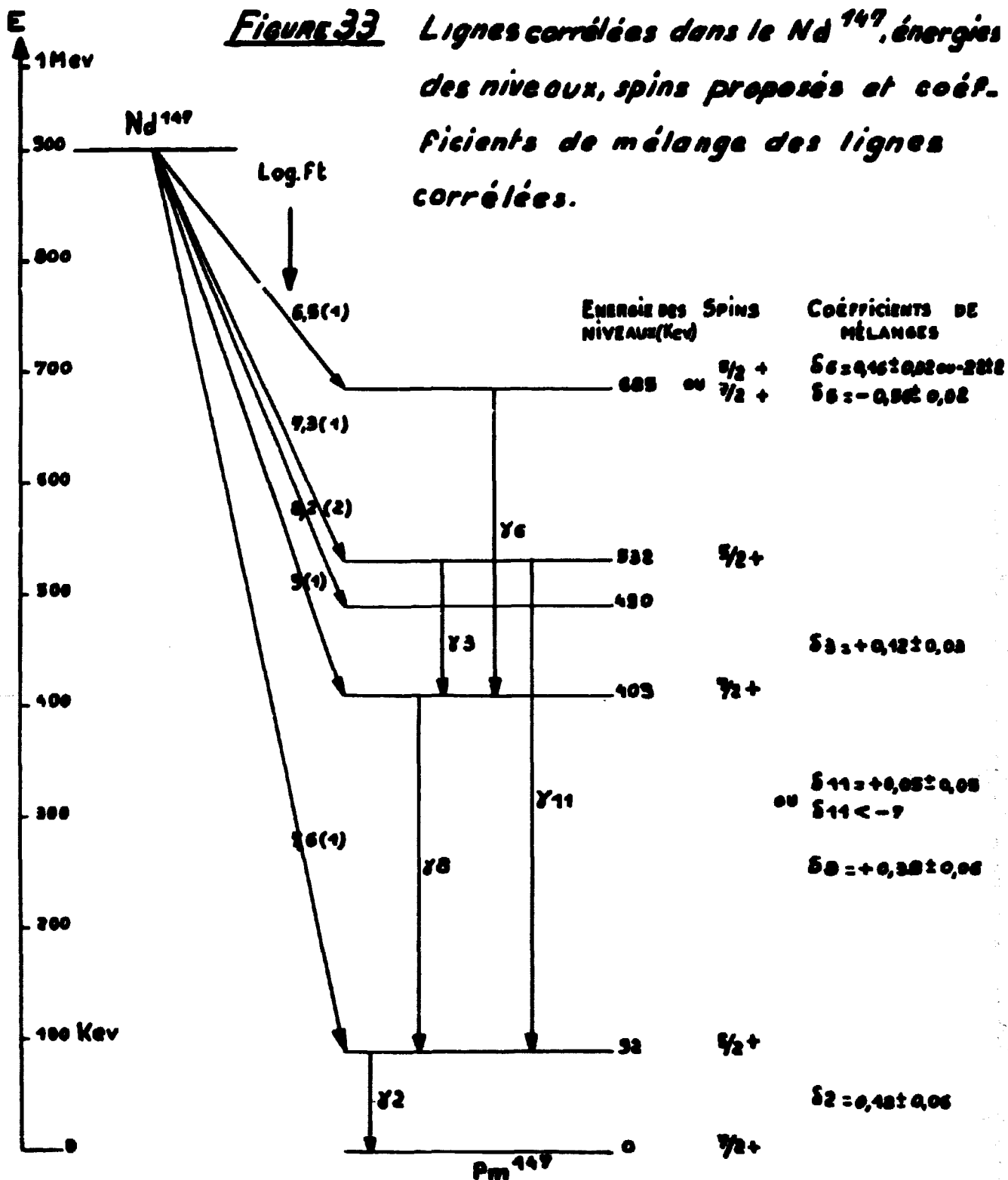
FIGURE.27

Emplacement des canaux des analyseurs  
dans les mesures de corrélations angulaires









(1) Valeurs données par H.D.WENDT (W2)

(2) Valeurs données par B.SARAF (31)

**FIN**