

BENOIT P. PHILIS C. .-  
Mesures absolues d'activité nucléaire par la méthode  
des coïncidences gamma-gamma.-  
Commissariat à l'énergie atomique, Centre d'études  
nucléaires de Saclay (Essonne), 1967.-  
27 cm, 38 p., 13 fig. h.-t.

CEA-R 3260 - BENOIT Paulette, PHILIS Claude

MESURES ABSOLUES D'ACTIVITE NUCLEAIRE PAR LA  
METHODE DES COINCIDENCES  $\gamma$ - $\gamma$

Sommaire. - Dans ce rapport, nous rappelons d'abord le principe de la méthode d'étalonnage  $\gamma$ - $\gamma$  en insistant sur les corrections. Après une description de l'appareillage utilisé, nous discutons du choix des conditions expérimentales pour divers isotopes mesurés ( $^{22}\text{Na}$ ,  $^{46}\text{Sc}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{88}\text{Y}$ ) et l'accord des résultats obtenus avec ceux obtenus par d'autres méthodes de mesure absolue.

1967

54 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

CEA-R 3260 - BENOIT Paulette, PHILIS Claude

ABSOLUTE NUCLEAR ENERGY MEASUREMENTS USING THE  
 $\gamma$ - $\gamma$  COINCIDENCE METHOD

Summary. - In this report a summary is first given of the principle of the  $\gamma$ - $\gamma$  calibration method, stress being laid on the corrections required. After a description of the equipment used, the choice of the experimental conditions required for various isotopes is discussed ( $^{22}\text{Na}$ ,  $^{46}\text{Sc}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{88}\text{Y}$ ) and the agreement between these results and those obtained by other absolute measurement methods is considered.

1967

54 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

**MESURES ABSOLUES D'ACTIVITE NUCLEAIRE  
PAR LA METHODE DES COINCIDENCES  $\gamma$ - $\gamma$**

par

Paulette BENOIT, Claude PHILIS

**Rapport CEA - R 3260**

MESURES ABSOLUES D'ACTIVITE NUCLEAIRE  
PAR LA METHODE DES COINCIDENCES  $\gamma$ - $\gamma$

par

Paulette BENOIT, Claude PHILIS

*Les rapports du COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE sont, à partir du n° 2200, en vente à la Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 31, quai Voltaire, PARIS VIIème.*

*The C.E.A. reports starting with n° 2200 are available at the Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 31, quai Voltaire, PARIS VIIème.*

LISTE des FIGURES

Fig.	1	Schéma de l'appareillage
	2	Schéma de désintégration $^{22}\text{Na}$
	3	$^{22}\text{Na}$ - Réglages voie $\Gamma$
	4	$^{22}\text{Na}$ - Réglages voie $\Gamma'$
	5	Schéma de désintégration $^{46}\text{Sc}$
	6	$^{46}\text{Sc}$ - Réglages voie $\Gamma$
	7	$^{46}\text{Sc}$ - Réglages voie $\Gamma'$
	8	Schéma de désintégration $^{60}\text{Co}$
	9	$^{60}\text{Co}$ - réglages voie $\Gamma$
	10	$^{60}\text{Co}$ - réglages voie $\Gamma'$
	11	Schéma de désintégration $^{88}\text{Y}$
	12	$^{88}\text{Y}$ - Réglages voie $\Gamma$
	13	$^{88}\text{Y}$ - Réglages voie $\Gamma'$

PHOTOGRAPHIE

- Photographie de l'ensemble de l'appareillage

TABLE des MATIERES

	Page
I - INTRODUCTION	5
II - THEORIE	8
A - Principe	8
B - Equations	11
C - Corrections	17
1 - Corrections des erreurs instrumentales	17
a) temps mort	
b) coïncidences instrumentales	
2 - Corrections dues au mouvement propre	19
3 - Corrections dues à la diffusion de compteur à compteur	19
D - Précision de la méthode	19
III - APPAREILLAGE	23
IV - ISOTOPES MESURES	26
A - $^{22}\text{Na}$	27
1 - Schéma de désintégration	
2 - Réglages et équations	
3 - Résultats obtenus	
B - $^{46}\text{Sc}$	30
1 - Schéma de désintégration	
2 - Réglages et équations	
3 - Résultats obtenus	
C - $^{60}\text{Co}$	33
1 - Schéma de désintégration	
2 - Réglages et équations	
3 - Résultats obtenus	
D - $^{88}\text{Y}$	35
1 - Schéma de désintégration	
2 - Réglages et équations	
3 - Résultats obtenus	
V - DISCUSSION - CONCLUSION	37

REMERCIEMENTS

Nous remercions Mlle M. BENVENISTE, MM. J. LAURIOU  
et J. GAUTHEREAU qui ont participé aux expériences et aux  
calculs.

## I - INTRODUCTION

Etant donné le rôle fondamental des étalonnages en physique expérimentale, il est intéressant de pouvoir comparer les résultats obtenus par différentes méthodes de mesure absolue. Nous en utilisons plusieurs, dont certaines ont déjà été publiées (coïncidences  $4\pi\beta-\gamma$ ; rapport C. E. A. R 2711 - ; dispositif à trois compteurs - colloque A. I. E. A. Vienne -).

La méthode développée ici s'applique aux isotopes dont le schéma de désintégration présente deux rayonnements  $\gamma$  en cascade.

NOTATIONS

Soit =

- $N^{\circ}, N'^{\circ}, C$  les taux de comptage, toutes corrections faites, respectivement des voies  $\Gamma$ ,  $\Gamma'$ , et C
- $N, N', N_c$  les taux de comptage observés
- $N_n, N'_n, N_{nn'}$  les nombres de coups enregistrés pendant le temps t
- $N_o$  l'activité de la source
- $\theta$  et  $\theta'$  les temps morts respectivement des voies  $\Gamma$  et  $\Gamma'$
- $N$  et  $N'$  les taux de comptage réels respectivement des voies  $\Gamma$  et  $\Gamma'$  (correction de temps mort effectuée)
- $\epsilon_c$  l'efficacité du sélecteur de coïncidences pour deux rayonnements coïncidents
- $p_1$  et  $p_2$  les intensités respectives du  $\gamma_1$  et du  $\gamma_2$
- $\epsilon_{T_1}$  et  $\epsilon_{T_2}$  les efficacités totales de la sonde  $\Gamma$  respectivement aux rayonnements  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$
- $\epsilon'_{T_1}$  et  $\epsilon'_{T_2}$  les efficacités totales de la sonde  $\Gamma'$  respectivement aux rayonnements  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$
- $\epsilon_1$  et  $\epsilon_2$  les efficacités de la sonde  $\Gamma$  respectivement aux rayonnements  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$  entre deux seuils d'énergie  $E_1$  et  $E_2$
- $\epsilon'_1$  et  $\epsilon'_2$  les efficacités de la sonde  $\Gamma'$  respectivement aux rayonnements  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$  entre deux seuils d'énergie  $E'_1$  et  $E'_2$ .

On définit :

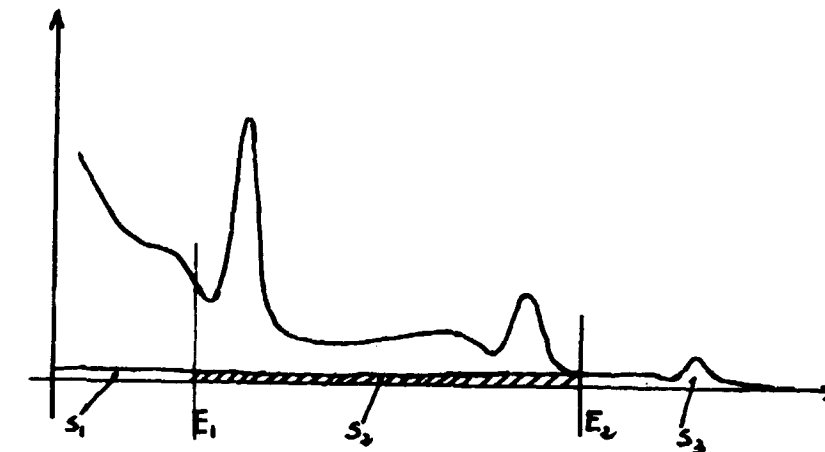
$$k_1 = \epsilon_{T_1} / \epsilon_1$$

$$k_2 = \epsilon_{T_2} / \epsilon_2$$

$$k'_1 = \epsilon'_{T_1} / \epsilon'_1$$

$$k'_2 = \epsilon'_{T_2} / \epsilon'_2$$

$\varphi$  la proportion de coups dus à la détection simultanée de  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$  dans le compteur  $\Gamma$ , pour la bande d'énergie considérée (on a de même  $\varphi'$  pour  $\Gamma'$ ).



$$\varphi = \frac{s_2}{s_1 + s_2 + s_3}$$

$S_1$  et  $S_2$  les nombres de coups dus respectivement au  $\gamma_1$  et au  $\gamma_2$  entre les seuils d'énergies  $E_1$  et  $E_2$  pour la voie  $\Gamma$

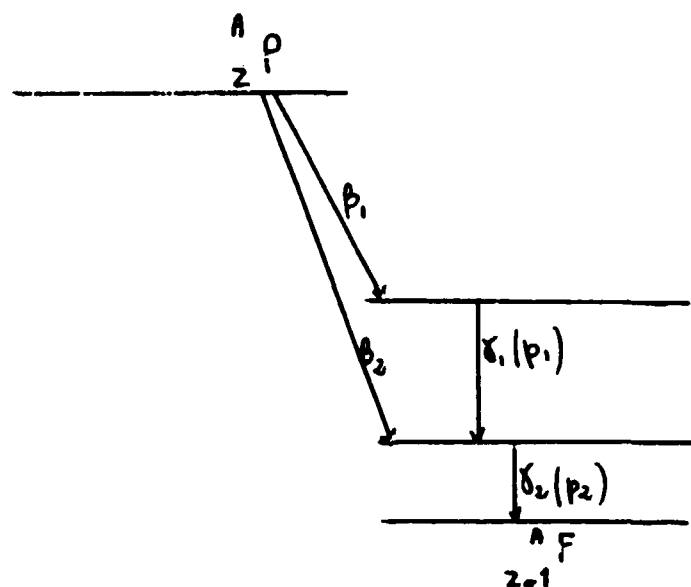
$S'_1$  et  $S'_2$  les nombres de coups dus respectivement au  $\gamma_1$  et au  $\gamma_2$  entre les seuils d'énergies  $E'_1$  et  $E'_2$  pour la voie  $\Gamma'$

## II - THEORIE

### A - Principe

Dans le cas où l'isotope à mesurer émet deux rayonnements  $\gamma$ , en cascade \*, d'intensités bien connues, il peut être mesuré par coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$ .

Considérons une source ponctuelle d'un radioisotope dont le schéma est le suivant :



Si le compteur  $\Gamma$  détecte uniquement le rayonnement  $\gamma_2$  et le compteur  $\Gamma'$  uniquement le rayonnement  $\gamma_1$  on a :

$$N_1^0 = N_0 p_1 \epsilon'_1$$

$$N_2^0 = N_0 p_2 \epsilon_2$$

$$C = N_0 p_1 \epsilon'_1 \epsilon_2 \epsilon_c$$

si  $p_1 \leq p_2$

On réalise expérimentalement  $\epsilon_c = 1$

d'où 
$$\frac{N_1^0 N_2^0}{C} = K N_0$$

$$K = \frac{p_2}{2}$$

\* Le temps de vie des niveaux excités étant négligeable devant le temps de résolution de l'unité de coïncidences.

L'activité de la source peut facilement être déterminée si les intensités des rayonnements  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$  sont bien connues.

### Remarque

Cas de sources étendues

Cette relation établie pour une source ponctuelle, peut être généralisée pour des sources non ponctuelles.

Décomposons une source en volumes élémentaires  $dV$  soit :  $n_0(M)$  l'activité spécifique en un point  $M$  de  $dV$   
 $\epsilon'_1(M)$  et  $\epsilon_2(M)$  les efficacités des compteurs  $\Gamma$  et  $\Gamma'$  pour le point  $M$ , ces efficacités tenant compte de la géométrie, de l'absorption, de la diffusion, et de la sélection d'énergie.

Avec ces notations pour tout le volume de la source on a :

$$\frac{N_1^0 N_2^0}{C} = \frac{\int_V n_0(M) \epsilon'_1(M) dV \int_V n_0(M) \epsilon_2(M) dV}{\int_V n_0(M) \epsilon'_1(M) \epsilon_2(M) dV}$$

(Nous admettons  $\epsilon_c(M) = 1$ )

Pour que l'on puisse simplifier ce rapport, il suffit que l'efficacité d'un seul compteur soit la même pour tous les points de la source.



On a réalisé pratiquement cette condition en utilisant une source aussi ponctuelle que possible placée à quelques centimètres de l'axe des compteurs.

Nous verrons plus loin comment, dans le cas d'émetteurs  $\beta^+$  donnant lieu à des  $\gamma$  d'annihilation, cette condition pourra être respectée.

### B - EQUATIONS

Dans ce paragraphe nous considérons les taux de comptage toutes corrections faites.

Considérons toujours le cas d'un radioisotope dont le schéma de désintégration est celui donné ci-dessus ; les expressions des taux de comptage ne sont pas aussi simples car :

- un détecteur n'est pas uniquement sensible à un rayonnement  $\gamma$  d'énergie donnée,
- les deux rayonnements ne sont pas indépendants\*.

Les rayonnements  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$  étant détectés sur chaque voie les taux de comptage s'expriment par :

$$N^o = N_o \left[ p_1 \epsilon_1 (1 - \epsilon_{T_2}) + p_2 \epsilon_2 \left(1 - \frac{p_1}{p_2} \cdot \epsilon_{T_1}\right) + p_1 \epsilon_{T_1} \epsilon_{T_2} \varphi \right] (1)$$

$$N'^o = N_o \left[ p_1 \epsilon'_1 (1 - \epsilon'_{T_2}) + p_2 \epsilon'_2 \left(1 - \frac{p_1}{p_2} \cdot \epsilon'_{T_1}\right) + p_1 \epsilon'_{T_1} \epsilon'_{T_2} \varphi' \right] (2)$$

si  $p_1 \leq p_2$

$$C = N_o p_1 (\epsilon_1 \epsilon'_2 + \epsilon_2 \epsilon'_1) \epsilon_c W(\theta) \quad (3)$$

\* Le taux de coïncidences entre les deux compteurs peut dépendre de l'angle que font ces compteurs.

où  $W(\theta)$  est la fonction de corrélation angulaire. En effet, la corrélation angulaire se traduisant par une variation plus ou moins grande du taux de coïncidences en fonction de l'angle des deux compteurs, nous devons en tenir compte dans nos mesures.

La fonction de corrélation dépend, pour un angle donné, des spins des niveaux excités intéressés et de la multipolarité des rayonnements détectés ; cette correction devra donc être calculée pour chaque isotope mesuré.

La théorie et l'expérience montrent que les fonctions de corrélation peuvent être développées en polynômes de Legendre d'ordre pair :

$$W(\theta) = \sum_{K=0,2,4} A_K P_K(\cos \theta)$$

soit

$$W(\theta) = 1 + \frac{1}{4}(3 \cos 2\theta + 1)A_2 + \frac{1}{64}(35 \cos 4\theta + 20 \cos 2\theta + 9)A_4$$

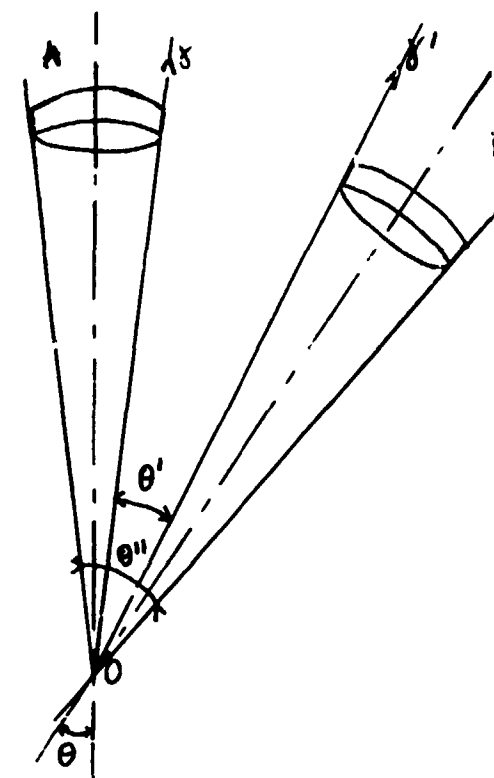
nos mesures étant toutes faites avec  $\theta = 90^\circ$

$$W(\theta) = 1 - 0,500 A_2 + 0,375 A_4$$

les coefficients  $A_K$  seront donnés pour chaque isotope.

Remarque : correction d'angle solide

Dans une mesure de corrélation angulaire, le fait d'utiliser des détecteurs de dimensions finies modifie la corrélation. En effet, pour deux détecteurs A et B (fig. ci-contre) 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.

On peut écrire :

$$W_{\text{expérimental}}(\theta) = \sum_{K=0,2,4} B_K P_K(\cos \theta)$$

et  $Q_K = \frac{B_K}{A_K}$  est le coefficient d'atténuation de la corrélation angulaire.

Si  $q_k$  et  $q'_k$  sont les coefficients d'atténuation relatifs à chaque compteur,

$$Q_K = q_k \cdot q'_k$$

La méthode de Rose pour le calcul de ces coefficients ayant été programmée sur une IBM 704, nous avons prélevé les

valeurs des  $q_k$  et  $q'_k$  dans ces tables (réf. 1).

Les expressions (1), (2), (3) permettent d'écrire :

$$\frac{N^0 N'^0}{C} = \frac{K}{W(\theta)} \cdot N_0 \quad (4)$$

avec

$$K = \frac{p_1^2 \epsilon_1 \epsilon'_1 + p_2^2 \epsilon_2 \epsilon'_2 + p_1 p_2 (\epsilon_1 \epsilon'_2 + \epsilon'_1 \epsilon_2) + P(\epsilon^3) + P(\epsilon^4)}{p_1 (\epsilon_1 \epsilon'_2 + \epsilon_2 \epsilon'_1)} \quad (5)$$

où  $P(\epsilon^3)$  est une somme de termes en  $\epsilon_1 \epsilon_2 \epsilon'_2$  et  $\epsilon_2 \epsilon_1 \epsilon'_1$

et  $P(\epsilon^4)$  est une somme de termes en  $\epsilon_1 \epsilon_2 \epsilon'_1 \epsilon'_2$  ; comme dans nos conditions de mesures  $\epsilon$  est toujours  $< 10^{-2}$ , le dernier terme est toujours négligeable

Posons  $\alpha = k_1 k_2 \varphi - k_1 - k_2$

et  $\alpha' = k'_1 k'_2 \varphi' - k'_1 - k'_2$

On fait apparaître les rapports :

$$\frac{p_1 \epsilon'_1}{p_2 \epsilon'_2} \quad , \quad \frac{p_1 \epsilon_1}{p_2 \epsilon_2}$$

qui représentent les rapports des contributions, pour un même compteur des coups dus à la détection de  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$ .

On obtient :

$$K = p_2 \left[ 1 + \frac{\frac{p_1 \epsilon'_1}{p_2 \epsilon'_2} + \frac{p_2 \epsilon_2}{p_1 \epsilon_1}}{1 + \frac{p_2 \epsilon_2}{p_1 \epsilon_1} \cdot \frac{p_1 \epsilon'_1}{p_2 \epsilon'_2}} \right] + \frac{p_1 \alpha' \epsilon'_1 (1 + \frac{p_2 \epsilon_2}{p_1 \epsilon_1}) + p_2 \alpha \epsilon_2 (1 + \frac{p_1 \epsilon'_1}{p_2 \epsilon'_2})}{1 + \frac{p_2 \epsilon_2}{p_1 \epsilon_1} \cdot \frac{p_1 \epsilon'_1}{p_2 \epsilon'_2}} \quad (6)$$

ou encore, avec  $\frac{p_1 \epsilon'_1}{p_2 \epsilon'_2} = \frac{S'_1}{S'_2}$  et  $\frac{p_1 \epsilon_1}{p_2 \epsilon_2} = \frac{S_1}{S_2}$

qui peuvent être déterminés expérimentalement en décomposant les spectres obtenus sur chaque voie et en faisant le rapport des surfaces des spectres ainsi décomposés,

$$K = p_2 \left[ 1 + \frac{\frac{S'_1}{S'_2} + \frac{S_2}{S_1}}{1 + \frac{S_2}{S_1} \cdot \frac{S'_1}{S'_2}} \right] + \frac{p_1 \alpha' \epsilon'_1 (1 + \frac{S_2}{S_1}) + p_2 \alpha \epsilon_2 (1 + \frac{S'_1}{S'_2})}{1 + \frac{S_2}{S_1} \cdot \frac{S'_1}{S'_2}} \quad (7)$$

On peut écrire :

$$K = k + \delta$$

-  $k$  : peut être déterminé expérimentalement (rapports  $S_2/S_1$  et  $S'_1/S'_2$ )

-  $\delta$  : dans  $\delta$ ,  $\alpha$  et  $\alpha'$  sont déterminés expérimentalement (décomposition des spectres)

Seules  $\epsilon'_1$  et  $\epsilon_2$  restent inconnues ; cependant on sait estimer leur valeur (par les étalonnages faits au laboratoire) et comme le calcul d'erreur sur  $\delta$  montre que même si  $\epsilon'_1$  et  $\epsilon_2$  n'étaient connues qu'à 30 %, l'erreur sur  $\delta$  ne dépasserait pas  $10^{-2}$  (la valeur absolue de  $\delta$  restant inférieure à  $5 \cdot 10^{-2}$ ), ces estimations restent donc suffisantes.

Remarque

Dans les calculs précédents les deux rayonnements  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$  étaient détectés sur chaque voie ; lorsque sur une voie (par exemple) on ne détecte pas le rayonnement  $\gamma_1$ ,  $\epsilon_1$  n'est pas défini, on ne peut plus écrire  $\epsilon_{T_1} = k_1 \epsilon_1$ , les calculs ne peuvent plus être développés comme précédemment.

On a pour K .

$$K = p_2 \left(1 + \frac{S'_2}{S'_1}\right) - p_1 \epsilon_{T_1} (1 - k_2 \varphi) \left(1 + \frac{S'_2}{S'_1}\right) - p_2 \epsilon'_{T_2} \left(1 - k'_1 \varphi' + \frac{k'_1}{k'_2}\right) \quad (8)$$

On peut aussi considérer que K est la somme de deux termes, k et  $\delta$ .

k est de l'ordre de grandeur de l'unité  
 $\delta$  est de l'ordre de grandeur de  $10^{-2}$

On voit donc que l'on peut toujours :

- soit pour un calcul plus rapide, prendre  $K = k$  et majorer l'erreur en conséquence,
- soit pour un résultat beaucoup plus précis prendre l'expression ((7) ou (8) suivant le cas) complète de K. Bien que  $\delta$  soit un peu fastidieux à calculer, sa connaissance, même imprécise, permet une meilleure précision sur K.

C - CORRECTIONS

1 - Corrections des erreurs instrumentales (réf. 2)

Dans les équations du paragraphe précédent, nous avons considéré les taux de comptage, toutes corrections faites. Déterminons ici ces facteurs de correction.

a) Corrections de temps mort

Les taux de comptage observés  $\mathcal{N}$  et  $\mathcal{N}'$  peuvent s'exprimer en fonction des taux de comptage réels N et N'.

$$\mathcal{N} = \frac{N}{1 + N \theta}$$

$$\mathcal{N}' = \frac{N'}{1 + N' \theta'}$$

et si les temps morts sont égaux :  $\theta = \theta'$ ,

le taux de comptage des coïncidences vraies  $C_v$  est :

$$C_v = \frac{C}{1 + (N + N' - C) \theta} \quad (9)$$

identique à la formule approchée au premier degré en  $\theta$  (réf. 3).

Elle est ici bien suffisante car les taux de comptage sont faibles.

b) Corrections dues aux coïncidences instrumentales

Le calcul de la fréquence moyenne des coïncidences instrumentales a été étudié d'une façon complète par A. Gandy (réf. 3).

Les taux de comptage étant toujours  $\leq 10^3$ ,  $\tau$  étant le temps de résolution, nous utiliserons la formule approchée suivante .

$$C_i = \frac{2 \tau N N' - \tau C (N + N')}{1 + (N + N') \theta} \quad (10)$$

Le taux de comptage  $\mathcal{N}_c$ , obtenu sur la voie des coïncidences est la somme des coïncidences vraies et des coïncidences instrumentales  $C_i$

d'où

$$C = \frac{\mathcal{N}_c [1 + (N + N') \theta] - 2 \tau N N'}{1 - \tau (N + N')} \quad (11)$$

2) Corrections dues au mouvement propre

si  $m$  et  $m'$  sont les taux de mouvement propre sur les voies  $\Gamma$  et  $\Gamma'$ , les taux de comptage toutes corrections faites sont donnés par :

$$N^o = \frac{\mathcal{N}}{1 - \mathcal{N} \theta} - m$$

$$N'^o = \frac{\mathcal{N}'}{1 - \mathcal{N}' \theta} - m'$$

$C$  est calculé par l'expression (11)

3) Diffusions compteur à compteur

Les sondes sont blindées de plomb et positionnées à  $90^\circ$  (voir photo) afin d'éviter les diffusions de compteur à compteur.

D - Précision de la méthode :

On a vu que

$$N_o = \frac{1}{K} \frac{N^o N'^o}{C} W(\theta)$$

La précision dépendra - de la statistique (sur les termes  $N^0$ ,  $N'^0$ , C)  
- de la précision sur  $\frac{W(\theta)}{K}$

Considérons les nombres de coups  $N_r$ ,  $N_{r'}$  et  $N_{rr'}$  mouvement propre déduit, enregistrés pendant le temps t et posons :

$$R = \frac{N_r N_{r'}}{N_{rr'} t} \sim \frac{N^0 N'^0}{C} \quad (\text{aux corrections de temps mort près})$$

$N_r$  ou  $N_{r'}$  et  $N_{rr'}$  ne sont pas indépendants, cependant les efficacités étant très faibles (ordre de grandeur  $10^{-2}$ ), on admet en première approximation que les taux de comptage sont indépendants et nous appliquons ici un calcul d'erreur pour variables indépendantes. Cette approximation conduit d'ailleurs à une erreur supérieure à celle que l'on obtiendrait si on faisait un calcul pour variables dépendantes.

$$\frac{\sigma^2(R)}{R^2} = \frac{\sigma^2(N_r)}{N_r^2} + \frac{\sigma^2(N_{r'})}{N_{r'}^2} + \frac{\sigma^2(N_{rr'})}{N_{rr'}^2} + \frac{\sigma^2(t)}{t^2}$$

en admettant :

$$\frac{\sigma^2(N)}{N^2} = \frac{1}{N}$$

et sachant que  $N_{rr'} \approx 10^{-2} \cdot N_r$  ou  $N_{r'}$ , ce qui rend

$$\frac{\sigma^2(N_r)}{N_r^2} \text{ et } \frac{\sigma^2(N_{r'})}{N_{r'}^2} \ll \frac{\sigma^2(N_{rr'})}{N_{rr'}^2}$$

$$\text{On a : } \frac{\sigma^2(R)}{R^2} = \frac{1}{N_{rr'}} + \frac{\sigma^2(t)}{t^2}$$

avec des mesures assez longues on a :

$$\frac{1}{N_{rr'}} \approx 10^{-4}$$

avec une base de temps pilotée par quartz on obtient :

$$\frac{\sigma t}{t} < 10^{-4}$$

En admettant que, à ce stade de calcul, les erreurs existent sur des nombres qui ne sont pas statistiques on écrit :

$$\frac{\sigma N_0}{N_0} = \frac{\sigma R}{R} + \frac{\sigma K}{K} + \frac{\sigma W(\theta)}{W(\theta)} = \frac{1}{\sqrt{N_{rr'}}} + \frac{\sigma K}{K} + \frac{\sigma W(\theta)}{W(\theta)} \quad (12)$$

Nous avons vu que  $\frac{1}{\sqrt{N_{rr'}}$  était de l'ordre de 1 %.

On a  $\frac{\sigma W(\theta)}{W(\theta)} < 5 \%$ . dans le cas des radioisotopes que nous

étalonnons et dont les schémas sont bien connus. L'erreur la plus importante vient de l'évaluation de K qui dépend de la position des seuils, de la décomposition des spectres, et du schéma de désintégration. Une méthode d'approximation (décomposition par des opérateurs différents, valeurs externes des constantes nucléaires) nous a permis d'évaluer  $\frac{\sigma K}{K}$  entre 2 et 4 % pour nos mesures.

### III - APPAREILLAGE

Le schéma de l'ensemble de mesure est donné fig. 1. Il se compose essentiellement de deux sondes  $\gamma$ , maintenues rigoureusement dans un même plan ; l'un des compteurs pouvant se déplacer par rapport à l'autre (voir photographie).

#### 1) Les deux compteurs

La sonde  $\Gamma$  : un cristal NaI (TI). Harshaw 1"1/2 x 1" monté sur un photomultiplicateur 53 A. V. P.

La sonde  $\Gamma'$  : scintibloc Quartz et Silice, cristal NaI (TI) 3" x 3"

#### 2) Alimentation très haute tension

Ce sont des alimentations très haute tension C. R. C. 300 - 3 000 V, 3 mA.

#### 3) Préamplificateurs

A la sortie des deux compteurs les impulsions sont préamplifiées et envoyées sous basse impédance dans les amplificateurs.

Nous utilisons : préamplificateur type DC S 1.

#### 4) Amplificateurs

Sur les deux voies, nous utilisons des amplificateurs linéaires Hamner non surchargeables du type N 302.

Gain maximum : 10 000

Impulsions de sortie : amplitude 120 volts maximum

Temps de montée :  $< 0,2 \mu s$

Largeur :  $1,4 \mu s$  en fonctionnement linéaire

#### 5) Analyseurs "monocanal"

Ils sont du type Hamner et sont incorporés dans le même châssis que les amplificateurs. Ils sont linéaires à 1 %. de 4 à 100 V et donnent des impulsions de sortie d'amplitude 25 volts et de durée  $1 \mu s$ .

#### 6) Sélecteur de coïncidences

Il est du type - Dynatron 1036. Ce sélecteur possède sur chaque voie :

- un discriminateur intégral de 0 à 50 V en signaux positifs
- un temps mort réglable à 5, 10, 200, 300, 500  $\mu s$
- un retard réglable de 0 à  $1 \mu s$  par bonds de  $0,05 \mu s$  sur chaque voie.
- un temps de résolution réglable de 0,1 ; 0,2 ; 0,3 ; 0,4 ; 0,5 ; 1 ou 2  $\mu s$

7) Les échelles sont des échelles de 1 000 fabriquées par l'Electronique Appliquée.

#### 8) Horloge

Nous utilisons des dispositifs basés sur le 50 Hz du secteur. Pour éviter les erreurs systématiques dues à des glissements de fréquence, les mesures individuelles sont répétées un certain nombre de fois (entre 6 et 12 fois). On peut estimer que les erreurs dues à la mesure du temps se retrouvent dans l'erreur externe due à la distribution.



#### IV - ISOTOPES MESURES

Nous donnons ci-après les résultats obtenus pour  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{46}\text{Sc}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{88}\text{Y}$ . Nous rappelons pour chacun le schéma de désintégration. Nous comparons les résultats avec ceux obtenus par mesures absolues  $4\pi\beta\text{-}\gamma$  (sauf pour  $^{88}\text{Y}$ ), soit directement s'il s'agit d'une source déposée sur V. Y. N. S., soit par mesure relative s'il s'agit d'une source dite secondaire (source sur mylar, réf. 2).

#### $^{22}\text{Na}$

##### 1) Schéma de désintégration (v. fig. 2)

L'embranchement vers l'état fondamental peut être négligé (intensité 0,05 %). Il y a compétition entre l'émission de positons (89,8 %) et les captures électroniques (10,1 %). Les coïncidences  $\gamma - \gamma$  pourront être observées entre les rayons d'annihilation et les rayons  $\gamma$  nucléaires.

##### 2) Seuils (fig. 3 et 4) et équations

A chaque rayon  $\beta^+$  correspond deux rayons d'annihilation,  $\gamma_{a_1}$  et  $\gamma_{a'_1}$  émis à  $180^\circ$ , cela revient à traiter le problème de trois rayons  $\gamma_{a_1}$ ,  $\gamma_{a'_1}$  et  $\gamma_2$  émis en cascade. Compte tenu du fait qu'on ne pourra avoir que des coïncidences  $\gamma_{a_1}$  avec  $\gamma_2$  et  $\gamma_{a'_1}$  avec  $\gamma_2$  (les compteurs faisant entre eux un angle de  $90^\circ$ ) les taux de comptage s'écrivent :

a) lorsque les deux pics sont comptés sur chaque voie (511 et 1 274 keV)

$$N^0 = N_0 \left[ 2 p_1 \epsilon_1 (1 - \epsilon_{T_2}) + p_2 \epsilon_2 \left( 1 - 2 \frac{p_1}{p_2} \epsilon_{T_1} \right) + 2 p_1 \epsilon_{T_1} \epsilon_{T_2} \varphi \right]$$

On a une expression identique pour  $N'^0$

et

$$C = N_o \left[ p_1 \epsilon'_2 (\epsilon_{a_1} + \epsilon'_{a_1}) + p_1 \epsilon_2 (\epsilon'_{a_1} + \epsilon'_{a'_1}) \right]$$

comme  $\epsilon_{a_1} = \epsilon'_{a_1} = \epsilon_1$  et  $\epsilon'_{a_1} = \epsilon'_{a'_1} = \epsilon'_1$

$$C = 2 N_o p_1 (\epsilon_1 \epsilon'_2 + \epsilon_2 \epsilon'_1)$$

On obtient :

$$K = p_2 \left[ 1 + \frac{\frac{S'_1}{S'_2} + \frac{S_2}{S_1}}{1 + \frac{S_2}{S_1} \cdot \frac{S'_1}{S'_2}} \right] + \frac{p_2 \epsilon_2 \alpha (1 + \frac{S'_1}{S'_2}) + 2 p_1 \epsilon'_1 \alpha' (1 + \frac{S_2}{S_1})}{1 + \frac{S_2}{S_1} \cdot \frac{S'_1}{S'_2}} \quad (13)$$

b) Lorsque la voie  $\Gamma$  détecte uniquement le  $\gamma_2$  (1274 keV)

et que sur la voie  $\Gamma'$  la fenêtre de l'analyseur monocanal est placée sur le pic à 511 keV,

$$K = p_2 \left( 1 + \frac{S'_2}{S'_1} \right) - 2 p_1 \epsilon_{T_1} (1 - k_2 \varphi) \left( 1 + \frac{S'_2}{S'_1} \right) - p_2 \epsilon'_{T_2} \left( 1 - k'_1 \varphi' + \frac{k'_1}{k'_2} \right) \quad (14)$$

L'emplacement des seuils est visible sur la fig. 3.

Lorsque les deux pics sont détectés sur chaque voie, la source est placée entre deux plaques d'aluminium (épaisseur 1 mm) afin que les positons émis soient annihilés dans le support ; on a vu en effet (paragraphe II A) que pour expliciter l'expression :

$$\frac{N^o N'^o}{C} = \frac{\int_v n_o (M) \epsilon'_1 (M) dv \int_v n_o (M) \epsilon_2 (M) dv}{\int_v n_o (M) \epsilon'_1 (M) \epsilon_2 (M) dv}$$

il suffisait que l'efficacité d'un compteur soit identique pour tous les points de la source. Cette condition est vérifiée expérimentalement dans le cas du réglage I des seuils, sans aluminium (source  $d_1$ ) où l'efficacité du compteur pour le 1274 keV est la même pour tous les points de la source, tandis que les 511 keV d'annihilation sont émis de divers points, comme d'une source diffuse avec des efficacités différentes.

Dans le cas de la source  $A_1$  sans aluminium, mesurée avec les réglages II, les résultats étaient en désaccord, comme on pouvait s'y attendre, avec les autres mesures.

### 3) Résultats

n° source	seuils	$\gamma - \gamma$	$4 \pi \beta - \gamma$
$d_1$ (sans Al)	I	$26359 \pm 702$	$26585 \pm 180$
$A_1$ (+ Al)	I	$4464 \pm 89$	} $4485 \pm 45$
$A_1$ (+ Al)	II	$4415 \pm 110$	

Ce tableau montre l'excellent accord entre les mesures absolues  $\gamma - \gamma$  et  $4 \pi \beta - \gamma$ .

$^{46}\text{Sc}$

1) Schéma de désintégration (fig. 5 réf. 4)

La faiblesse des intensités du rayonnement  $\beta_2$  ( $< 4 \cdot 10^{-5}$ ) et du rayonnement  $\gamma_3$  ( $1.5 \cdot 10^{-7}$ ) permet d'assimiler la désintégration du  $^{46}\text{Sc}$  à une désintégration  $\beta$  simple suivie d'une émission de deux rayonnements  $\gamma$  en cascade.

Les rayons  $\beta$  ( $E_{\beta \text{ max.}} = 357 \text{ keV}$ ) sont arrêtés par les capots de 1 mm de dural et 1 mm Al des deux sondes.

2) Sélections en énergie

Les seuils de l'analyseur monocanal sont placés sur chaque voie (voir fig. 6 et 7)

- cas I : de façon à sélectionner uniquement un pic sur chaque voie
- cas II : de façon à sélectionner les deux pics sur chaque voie.

3) Equations - Calcul de K

- cas I : K sera donné par l'équation (8) dans laquelle  $p_1 = p_2 = 1$  comme la voie  $\beta'$  ne détecte pas  $\gamma_1$ , l'expression (8) devient :

$$K = 1 + \frac{S_2}{S_1} - \epsilon'_{T_1} (1 - k'_2 \varphi') \left(1 + \frac{S_2}{S_1}\right) - \epsilon_{T_2} \left(1 - k_1 \varphi + \frac{k_1}{k_2}\right)$$

- cas II : K est donné par l'expression (7) dans laquelle  $p_1 = p_2 = 1$

$$K = 1 + \frac{\frac{S'_1}{S'_2} + \frac{S_2}{S_1}}{1 + \frac{S_2}{S_1} \cdot \frac{S'_1}{S'_2}} + \frac{\alpha' \epsilon'_1 \left(1 + \frac{S_2}{S_1}\right) + \alpha \epsilon_2 \left(1 + \frac{S'_1}{S'_2}\right)}{1 + \frac{S_2}{S_1} \cdot \frac{S'_1}{S'_2}}$$

4) Correction due aux corrélations angulaires

Les coefficients  $A_2$  et  $A_4$ , et  $B_2$  et  $B_4$  de  $W(\theta)$  ont pour valeurs :

$$\begin{aligned} A_2 &= 0,102 & B_2 &= 0,0928 \\ A_4 &= 0,009 & B_4 &= 0,0065 \end{aligned}$$

d'où  $W(90^\circ) = 0,956 \pm 0,003$

Résultats

Les résultats obtenus par cette méthode concordent avec ceux obtenus par mesures  $4\pi\beta - \gamma$ . Dans le tableau

ci-dessous nous donnons les résultats obtenus avec une source de  $^{46}\text{Sc}$  dans les deux cas précédemment exposés :

seuils	Mesure absolue $\gamma - \gamma$	Mesure relative/ mesure $4 \pi \beta - \gamma$
Cas I	$36\,530 \pm 850$	$36\,791 \pm 624$
Cas II	$37\,447 \pm 937$	

$^{60}\text{Co}$

1) Schéma de désintégration (V. fig. 8 réf. 4)

La faiblesse de l'intensité du rayonnement  $\beta$  ( $\sim 0,01\%$ ) permet d'assimiler la désintégration du  $^{60}\text{Co}$  à un embranchement  $\beta$  suivi de deux rayonnements  $\gamma$  en cascade.

2) Sélection d'énergie (fig. 9 et 10)

La fenêtre de l'analyseur monocanal est placée sur chaque voie de manière à sélectionner soit les deux pics photoélectriques et les Compton, soit les pics seuls, soit encore un seul pic. (Voir fig. 9 et 10). Selon les cas on utilise pour K les expressions (7) ou (8) dans lesquelles  $p_1 = p_2 = 1$ .

3) Correction due au phénomène de corrélation angulaire

La corrélation du  $^{60}\text{Co}$  est bien connue. Les coefficients ont pour valeurs :

$$A_2 = +0,102$$

$$B_2 = +0,0928$$

$$A_4 = +0,009$$

$$B_4 = +0,0065$$

On trouve

$$W(90^\circ) = 0,956 \pm 0,003$$

4) Résultats

Nous avons sur une même source fait quatre mesures avec des seuils différents, dans le tableau ci-dessous nous indiquons les résultats trouvés en prenant dans l'expression de K uniquement le terme principal : c'est-à-dire k, puis en tenant compte de  $\delta$  ; nous comparons ensuite ces résultats avec ceux obtenus par mesure absolue  $4 \pi \beta - \gamma$ .

Emplacement des seuils	Mesure absolue $\gamma - \gamma$		mesures relatives par rapport à différentes sources mesurées en $4 \pi \beta - \gamma$
	K = k	K = k + $\delta$	
I	132037 $\pm$ 3960	134812 $\pm$ 2696	
II	132574 $\pm$ 4975	135394 $\pm$ 4008	
III	136677 $\pm$ 5468	136678 $\pm$ 4101	
IV	135436 $\pm$ 4063	135436 $\pm$ 4063	
moyenne pondérée :	133968 $\pm$ 2246	135391 $\pm$ 1768	135165 $\pm$ 1153

On remarque que si l'on se contente de la valeur approchée K = k, les résultats sont toujours en accord mais que la dispersion est beaucoup plus grande. Les résultats des mesures individuelles sont beaucoup plus groupés et en excellent accord avec ceux provenant de mesures absolues  $4 \pi \beta - \gamma$  quand on utilise l'expression complète de K.

$^{88}\text{Y}$

1) Schéma de désintégration (Cf. fig. 11)

L'intensité du  $\beta^+$  (0,2 %) et du  $\gamma_3$  (0,6 %) permet de considérer la désintégration du  $^{88}\text{Y}$  comme une désintégration par capture électronique avec deux rayonnements  $\gamma$  en cascade. Les  $\gamma$  d'annihilation des  $\beta^+$  et les  $\gamma_3$  ne perturbent pas les spectres d'une façon sensible.

2) Sélection en énergie et équations (fig. 12 et 13)

Les énergies des deux  $\gamma$  étant bien distinctes nous avons préféré sélectionner un pic sur chaque voie (cf. fig. 12).

- Nous utilisons donc l'expression (8) dans laquelle  $F_1 = 0,934$  et  $p_2 = 0,994$  pour les seuils I et II c'est la voie  $\Gamma$  qui ne détecte pas  $\gamma_1$

$$K = p_2 \left(1 + \frac{S'_2}{S'_1}\right) - p_1 \epsilon_{T_1} (1 - k_2 \varphi) \left(1 + \frac{S'_2}{S'_1}\right) - p_2 \epsilon'_{T_2} \left(1 - k'_1 \varphi + \frac{k'_1}{k'_2}\right)$$

pour les seuils III (c'est la voie  $\Gamma'$  qui ne détecte pas  $\gamma_1$ )

$$K = p_2 \left(1 + \frac{S_2}{S_1}\right) - p_1 \epsilon'_{T_1} (1 - k'_2 \varphi) \left(1 + \frac{S_2}{S_1}\right) - p_2 \epsilon_{T_2} \left(1 - k_1 \varphi + \frac{k_1}{k_2}\right)$$

3) Influence des corrélations angulaires

Les coefficients  $A_2$  et  $A_4$  de la fonction de corrélation angulaire ont pour valeurs :  $A_2 = - 0,0714$      $A_4 = 0$   
ce qui donne :

$$B_2 = 0,065 \qquad B_4 = 0$$

d'où

$$W(90^\circ) = 1,032 \pm 0,004$$

Résultats

Dans le tableau ci-dessous se trouvent les résultats obtenus par les trois cas de mesure précédents ; cette source a, d'autre part, été mesurée par spectrométrie  $\gamma$  sur une sonde étalonnée. (Etalons mesurés en  $4 \pi \beta - \gamma$ ) en utilisant soit le pic  $\gamma_1$  soit le pic  $\gamma_2$ . On remarque le très bon accord des différents résultats.

Seuils	Mesures absolues $\gamma - \gamma$	Mesures (moyenne) spectro
I	$19045 \pm 761$	$19076 \pm 763$
II	$19129 \pm 574$	
III	$19317 \pm 676$	

V - DISCUSSION - CONCLUSION

La méthode de mesure par spectrométrie  $\gamma - \gamma$ , bien que longue à mettre en oeuvre - réglages et temps de mesures longs, obtention et décomposition des spectres sur chaque voie - permet d'obtenir des résultats avec une bonne précision ( $\sim 3 \%$ )

Elle est plus sensible que la méthode  $4 \pi \beta - \gamma$  à la bonne connaissance des intensités des lignes qui interviennent régulièrement dans l'expression de K, et c'est une des raisons pour laquelle elle est moins précise. Cependant, elle a les avantages : d'être entièrement indépendante de la première et de ce fait apte à dépister d'éventuelles erreurs systématiques, de s'appliquer à la mesure d'étalons "secondaires" (sources de type courant dans nos laboratoires) dont les activités peuvent être 10 à 100 fois supérieures à celles mesurées en  $4 \pi \beta - \gamma$ , et est par cela même une méthode de mesure absolue complémentaire.

Enfin, dans le cas où la méthode  $4 \pi \beta - \gamma$  n'est plus applicable, la méthode de mesure absolue par coïncidences  $\gamma - \gamma$  reste une méthode de choix.

REFERENCES

1 - C. PHILIS

Etude du schéma de désintégration et des moments angulaires des niveaux excités du  $^{147}\text{Pm}$  par des mesures de spectrométrie et de corrélations angulaires.

- Rapport C. E. A. n°2355 (1963)

2 - P. BENOIT - C. PHILIS

Sources étalons de radioactivité - Mesures absolues au moyen d'un ensemble 4  $\pi\beta - \gamma$ . Rapport CEA-R 2711

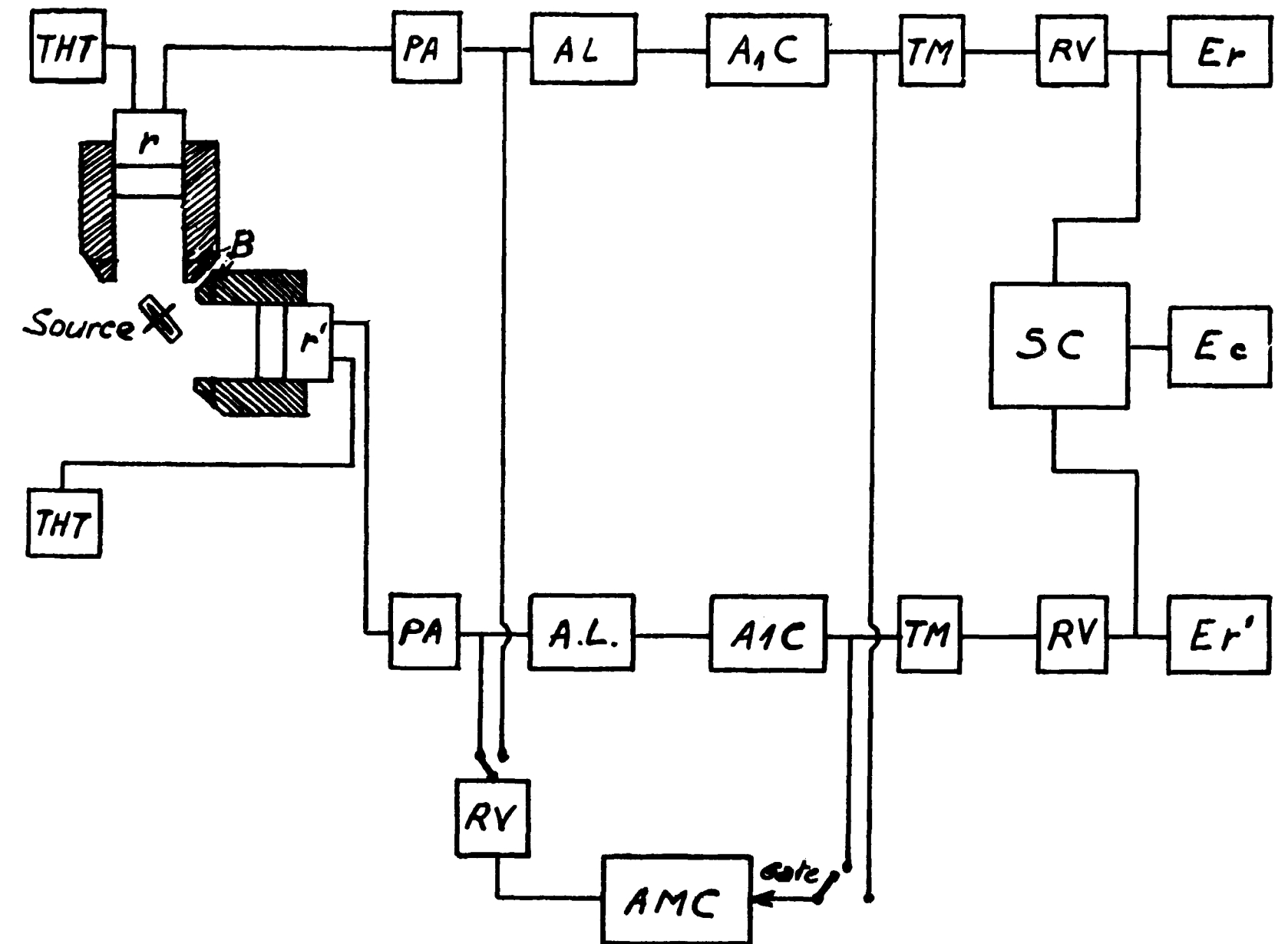
3 - A. GANDY

The International Journal of Applied Radiation and Isotopes  
Vol. 13 p. 501 (1962) - Vol. 11 p. 75 (1961) - Vol. 14 p. 385(1963)

P. BENOIT - C. PHILIS

Schémas de désintégration mise à jour 1964 - Communication privée

Manuscrit reçu le 9 mai 1967

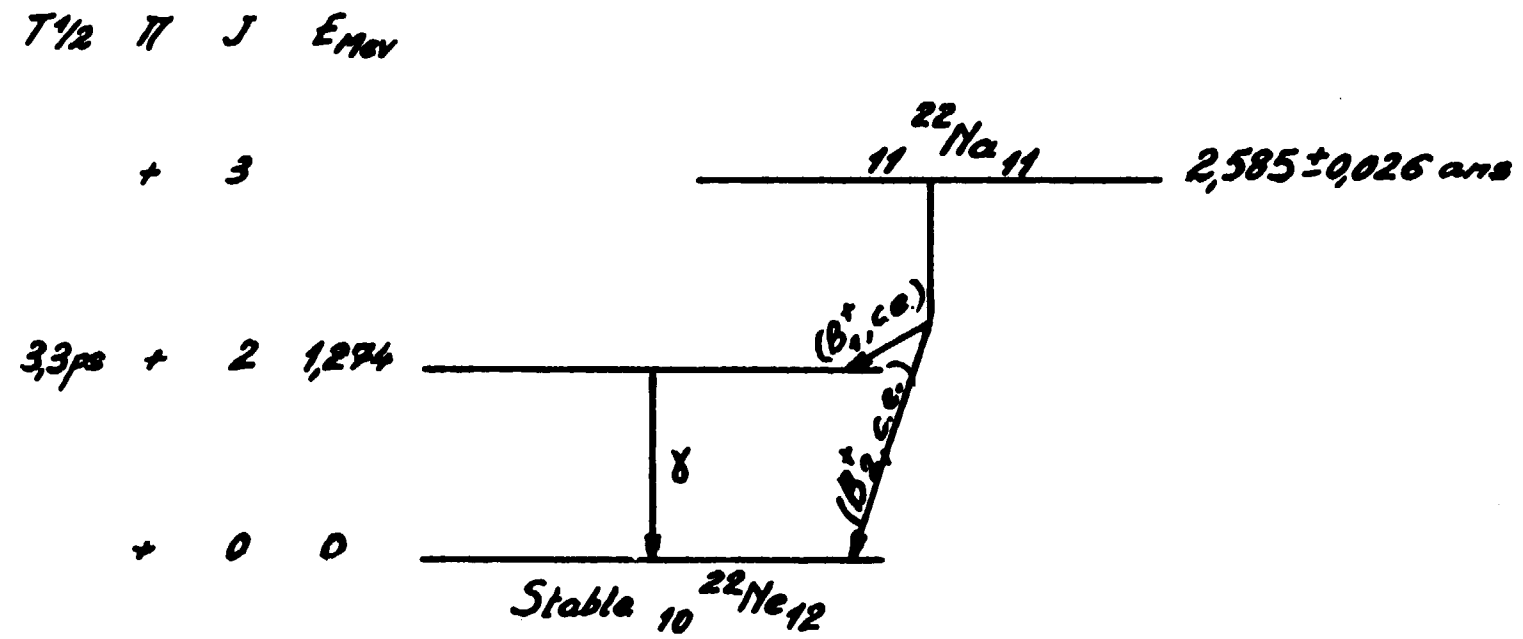


- Fig. 1 -

r, r'	Compteurs à scintillations blindés	T.M.	Temps mort
THT	Très haute tension	R.V.	Retard variable
PA	Préamplificateur	S.C.	Sélecteur à coïncidences
AL	Amplificateur linéaire	AMC	Analyseur multicanaux
A <sub>1</sub> C	Analyseur monocanal	Er, Er', Ec	Echelles de 1000
	B		Blindages plomb

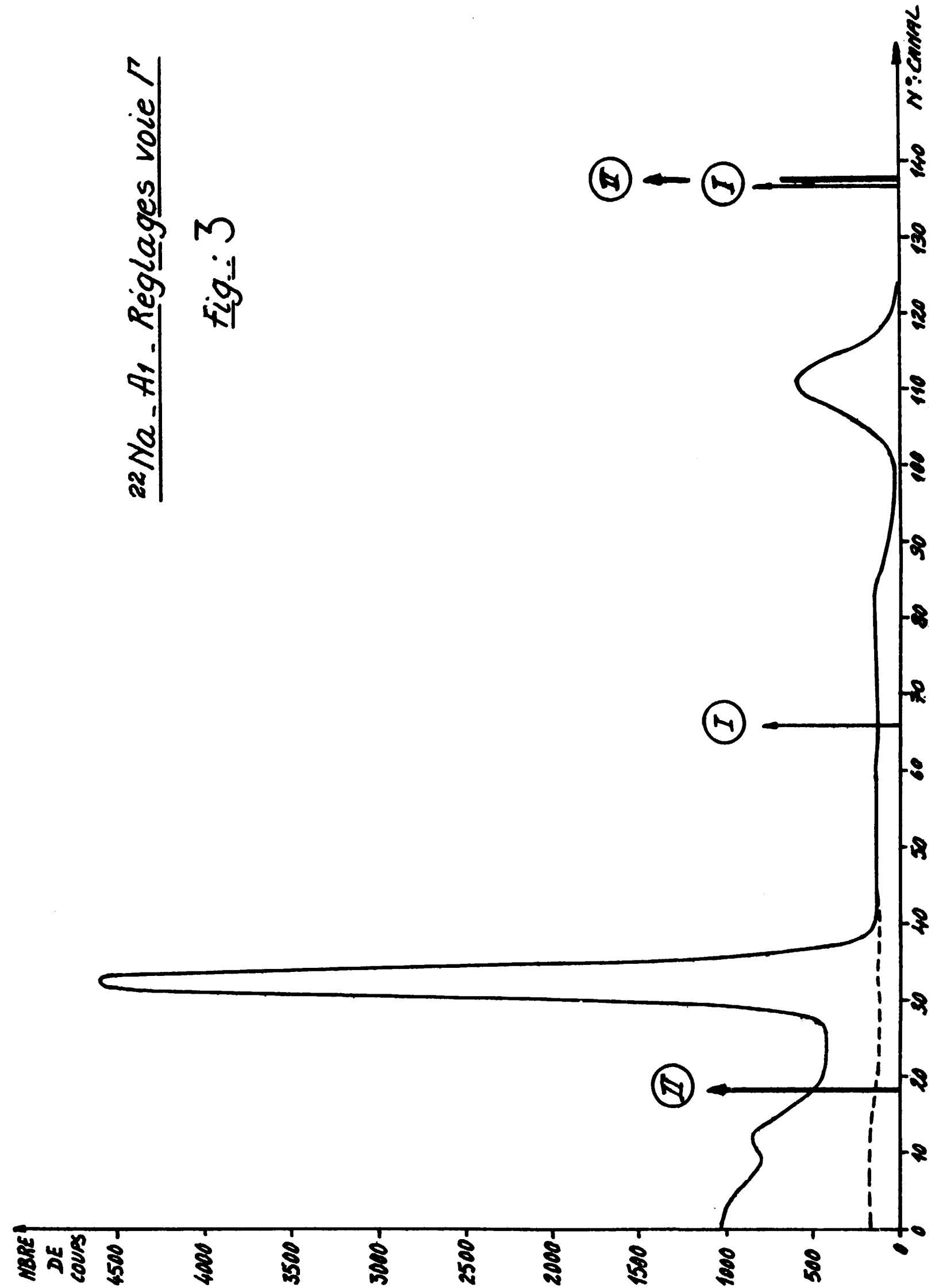
$^{22}\text{Na}$

- Schéma de désintégration -



Rayonnement	$E_{\text{MeV}}$	$I \%$	
$\beta_1^+$	0,544 2	89,79	
$\beta_2^+$	1,830 60	0,054	
c.e.		10,15	
$\gamma$	1,274 15	99,94	$\alpha_f = 6,74 \cdot 10^{-6}$

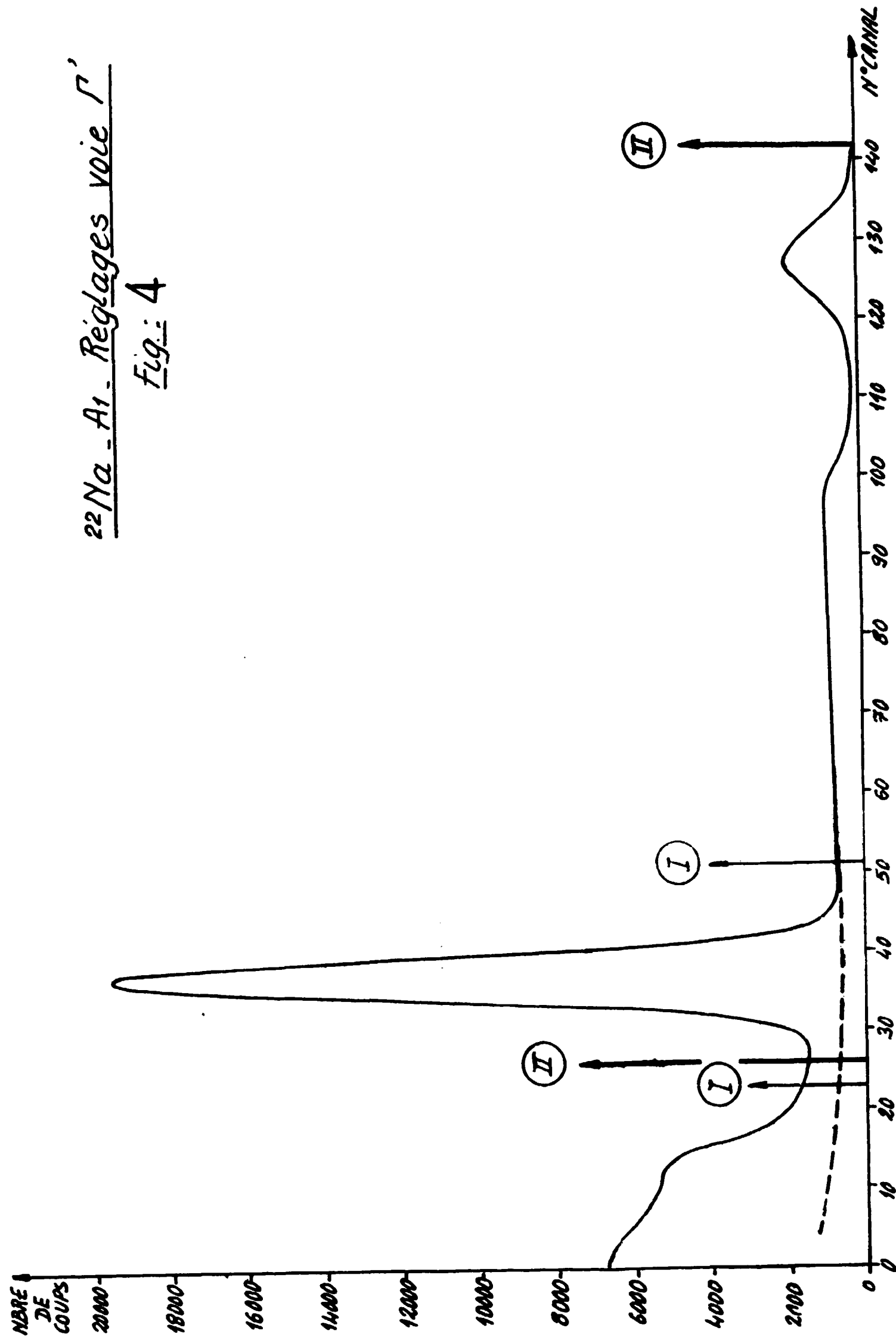
Fig.: 2





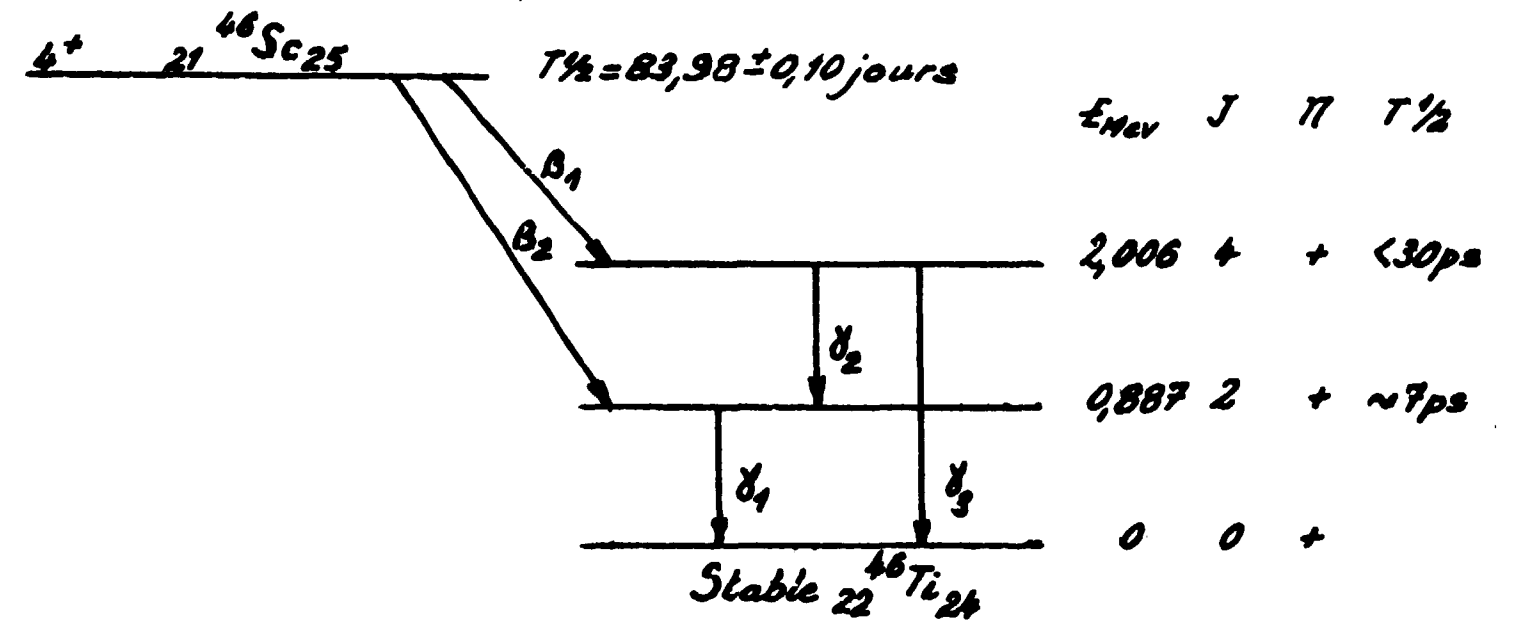
$^{22}\text{Na}$  - A1 - Réglages voie  $\Gamma'$

Fig.: 4



$^{46}\text{Sc}$

Schéma de désintégration

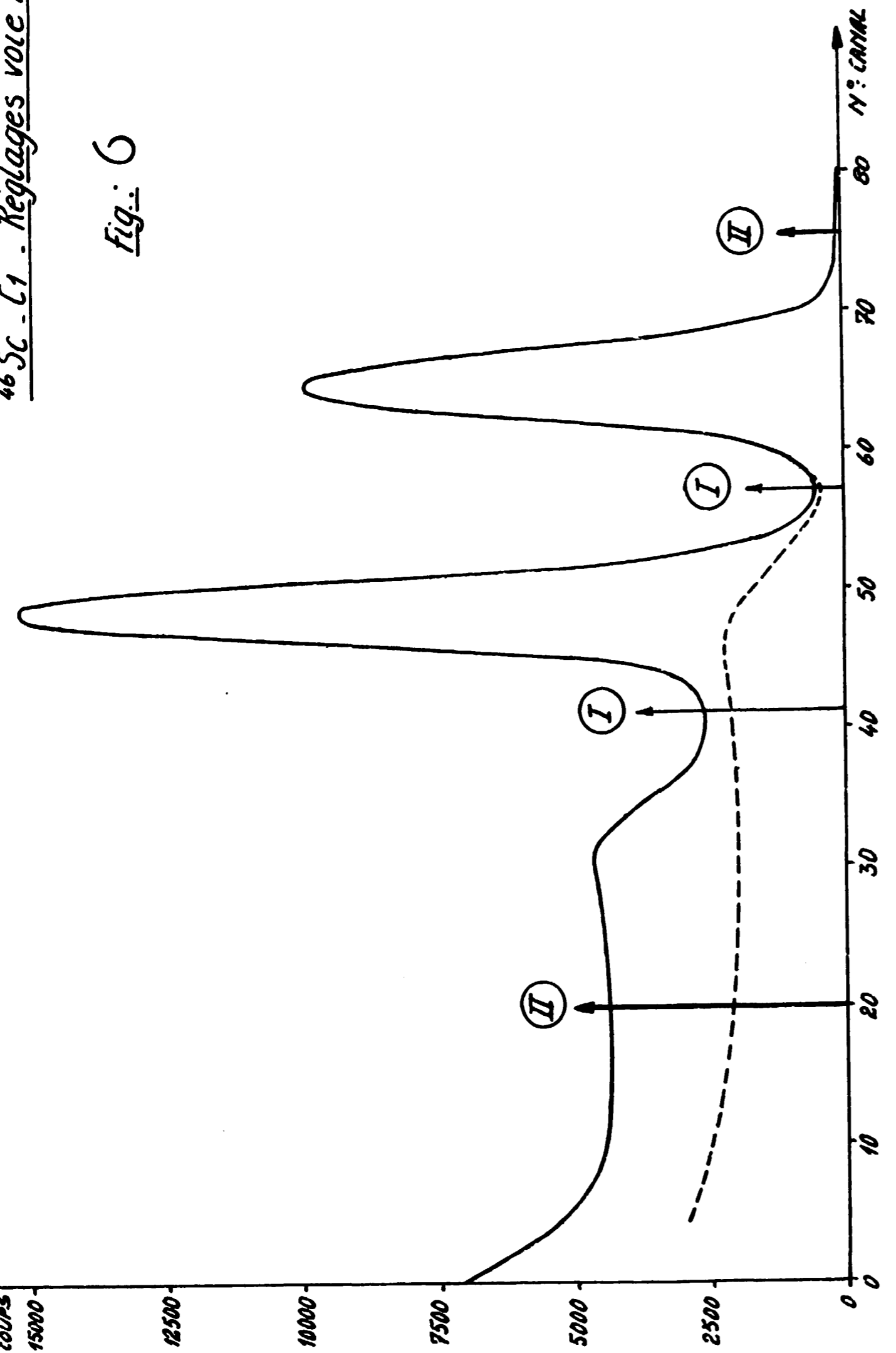


Rayonnement	E Mev	I %	$\alpha_e \times 10^4$
$\beta_1$	0,357 2	100	
$\beta_2$	1,475 6	0,0036	
$\gamma_1$	0,889 3	~ 100	1,68 3
$\gamma_2$	1,118 16	~ 100	0,95 3
$\gamma_3$	1,67 < E < 2,25	1,5 · 10 <sup>-5</sup>	

Fig.: 5

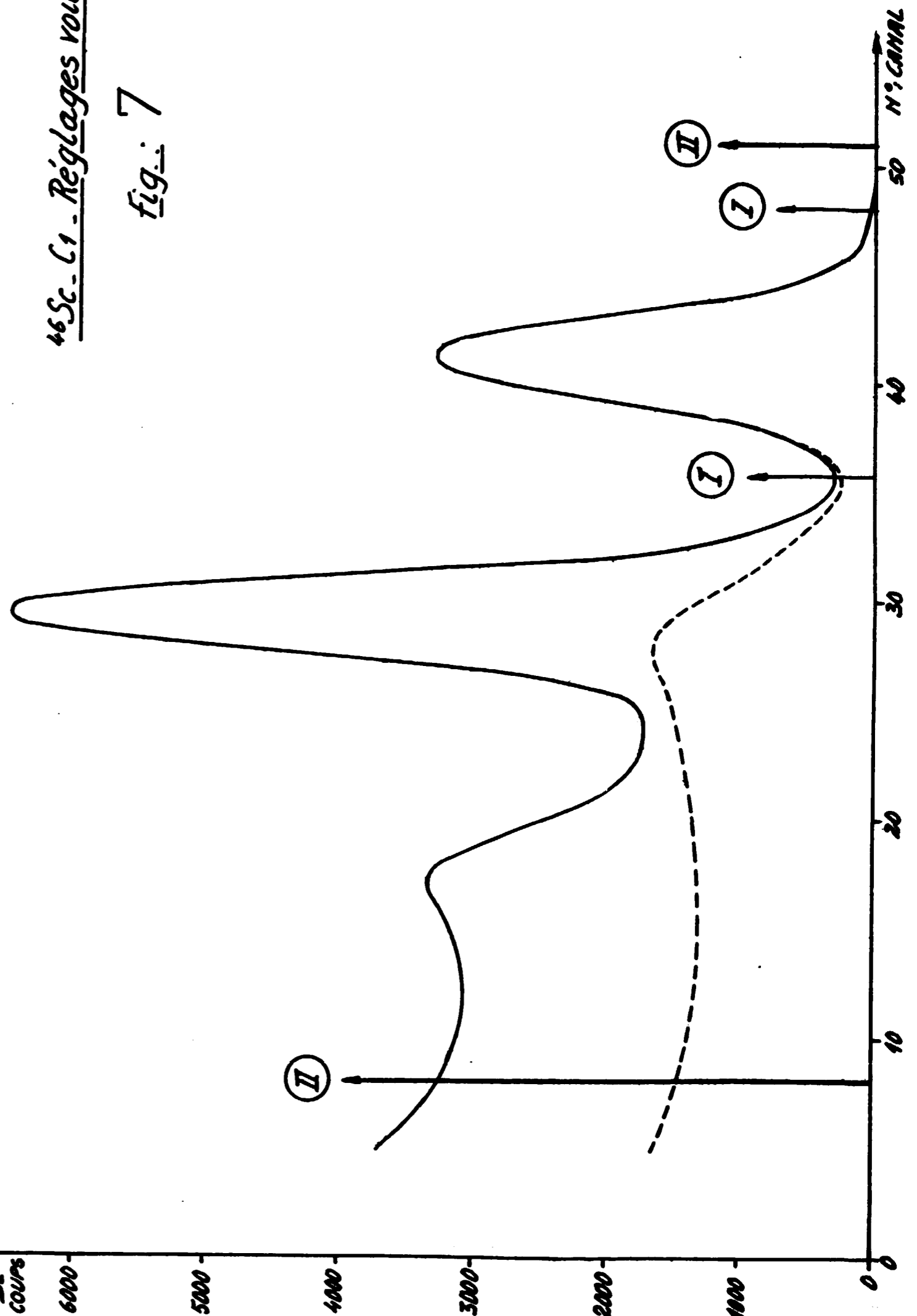
46Sc - C1 - Réglages voie I'

Fig.: 6



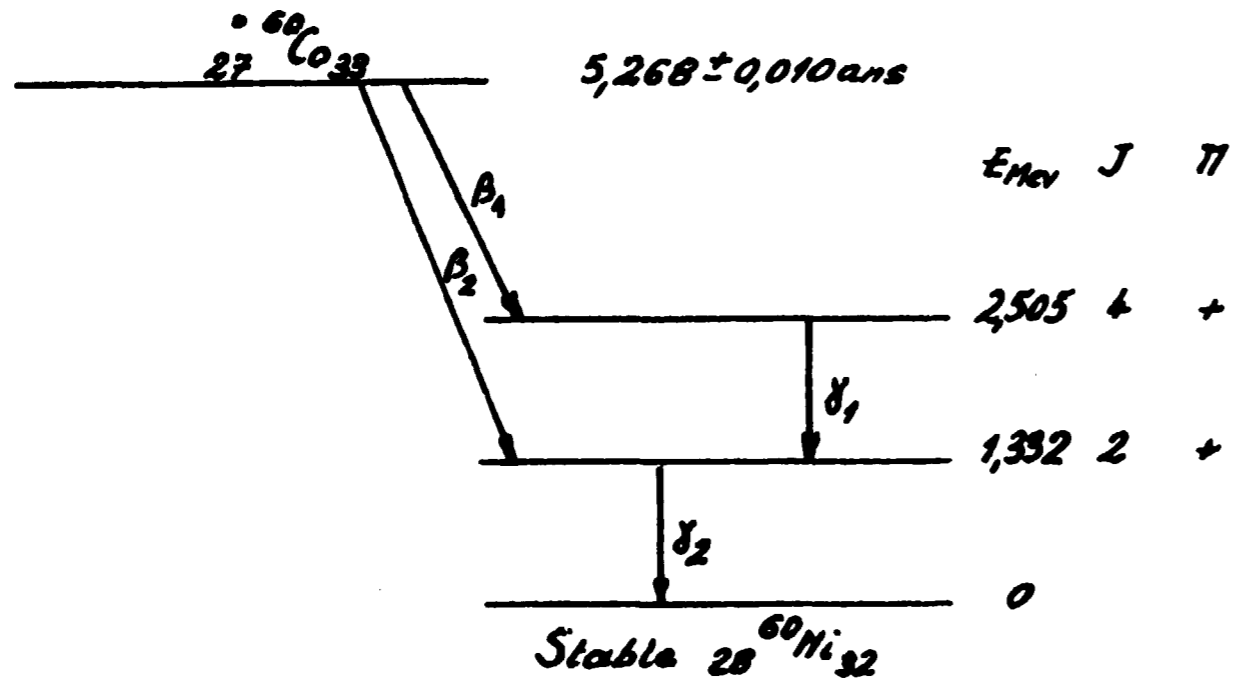
46Sc - C1 - Réglages voie I'

fig.: 7



<sup>60</sup>Co

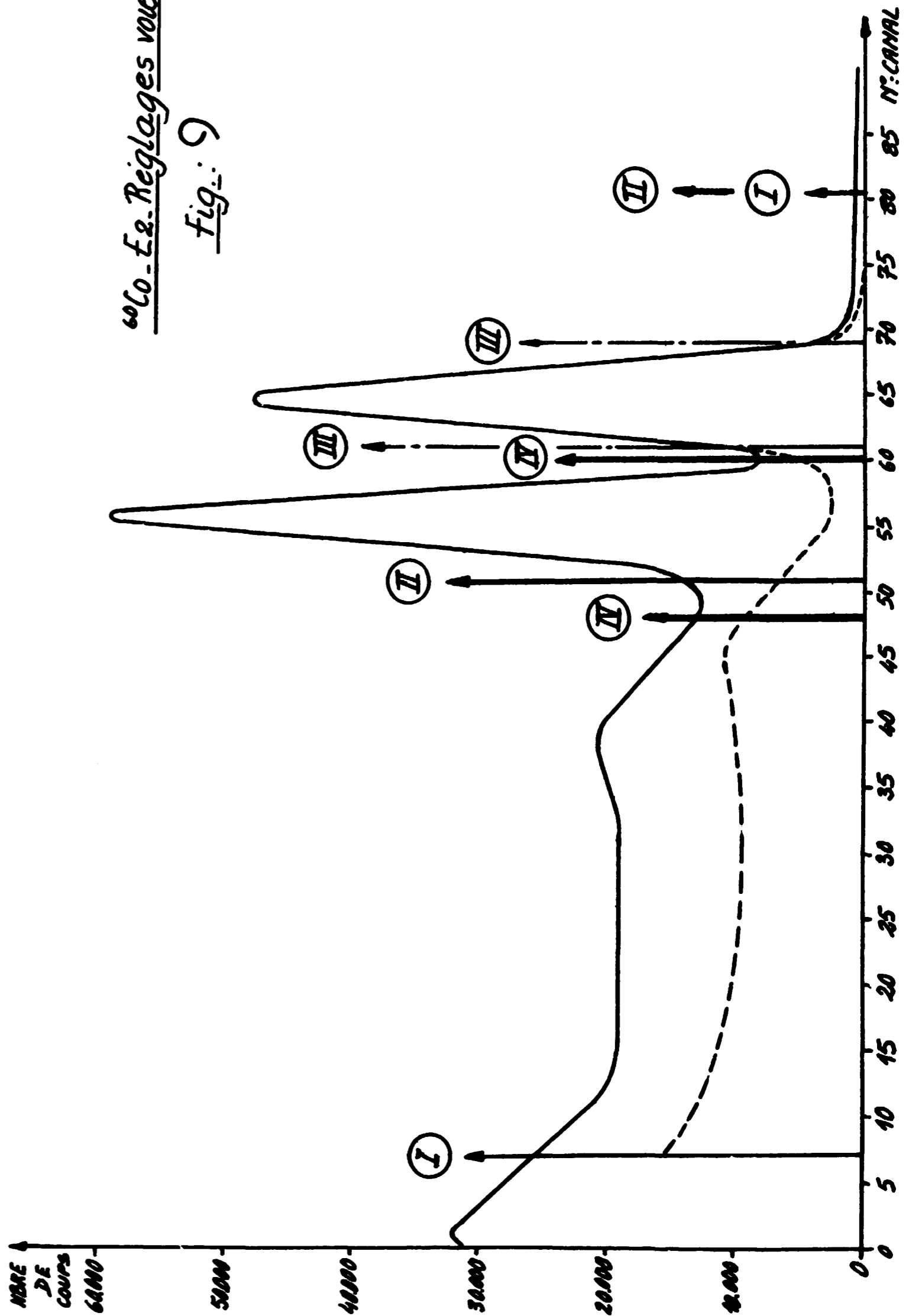
- Schéma de désintégration -



Rayonnement	E <sub>Mev</sub>	I %	α total
β <sub>1</sub>	0,312	3	100
β <sub>2</sub>	1,460	6	0,01
γ <sub>1</sub>	1,173	100	1,7 · 10 <sup>-4</sup>
γ <sub>2</sub>	1,332	100	1,2 · 10 <sup>-4</sup>

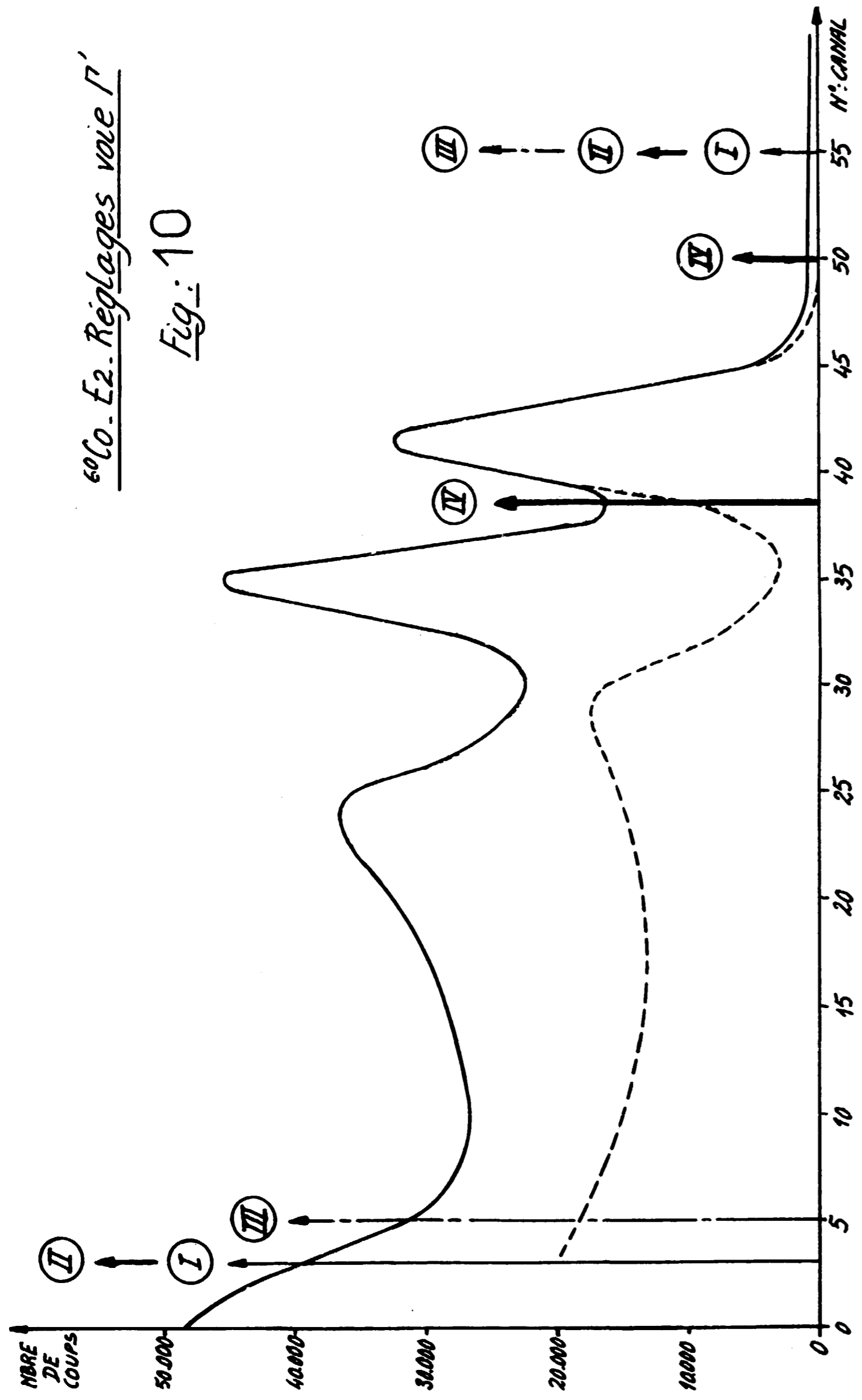
Fig. 8

<sup>60</sup>Co - Ex. Réglages voie Γ  
Fig. 9



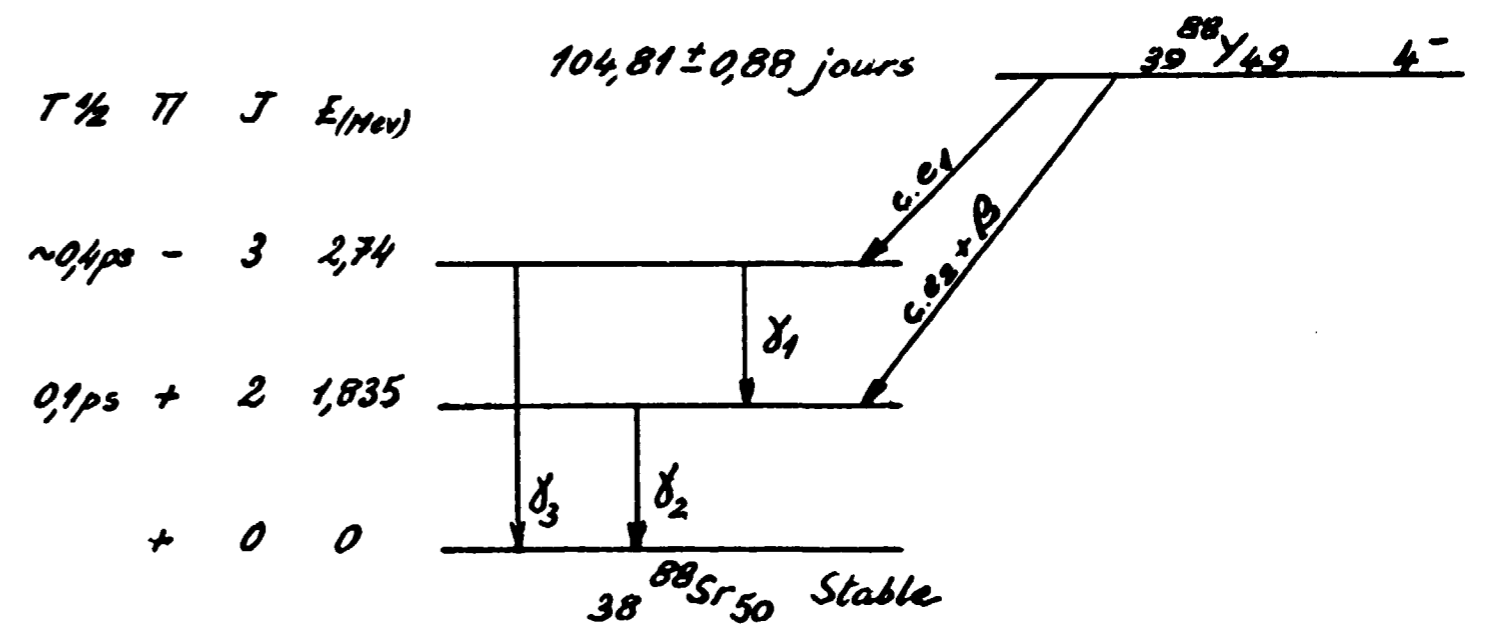
$^{60}\text{Co}$  - E2 - Réglages voie  $\Gamma'$

Fig: 10



$^{88}\text{Y}$

Schéma de désintégration

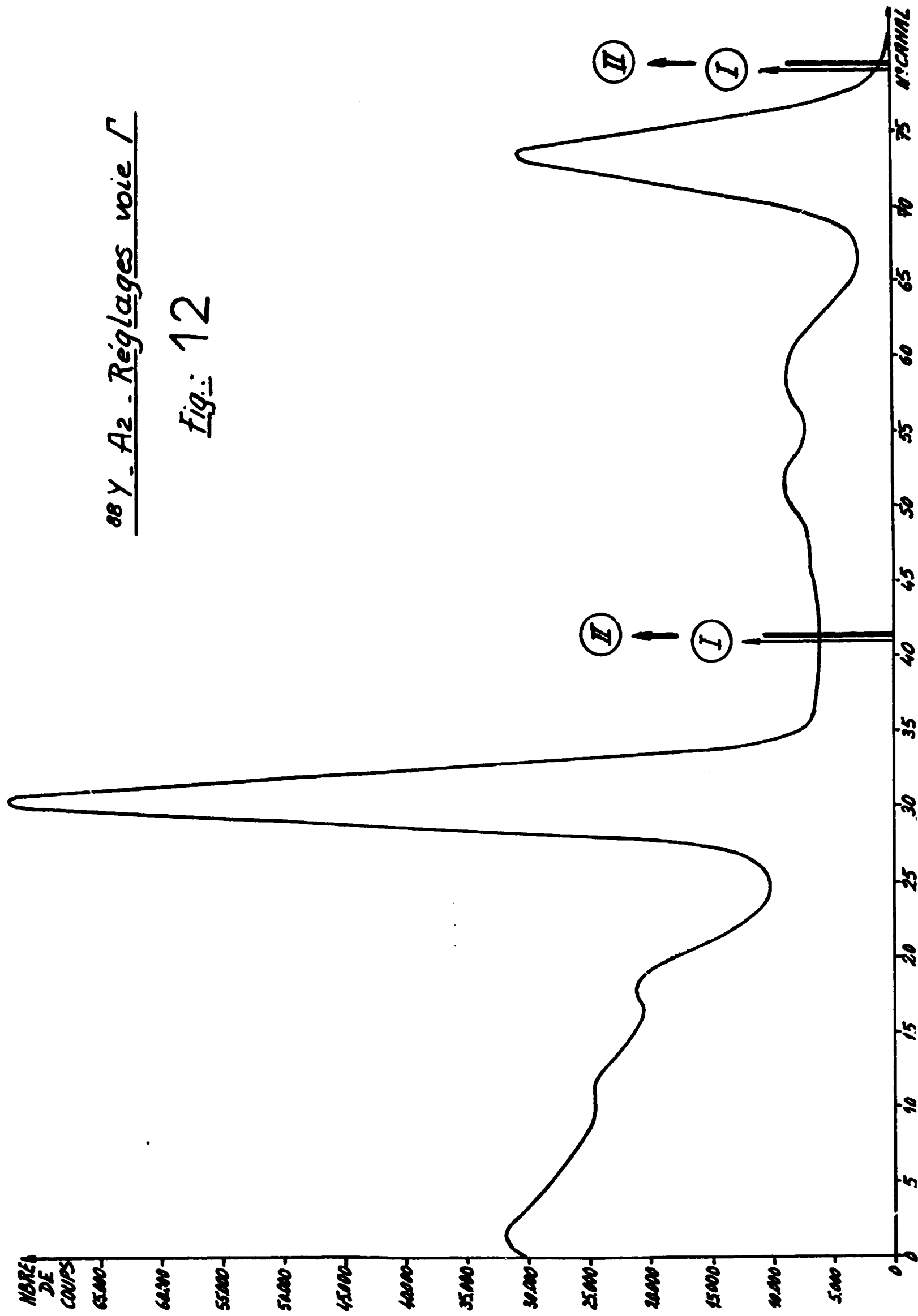


Rayonnement	$E(\text{Mev})$	$I\%$	
c.e.1	0,88	94,0	7
c.e.2	1,781	15	5,8
$\beta$	0,761	9	0,20
			$\alpha \times 10^4$
$\gamma_1$	0,8996	14	93,4
$\gamma_2$	1,840	2	99,4
$\gamma_3$	2,76	3	0,60
$X_K$	0,0144		59
			$u_K = 0,653$

Fig- 11

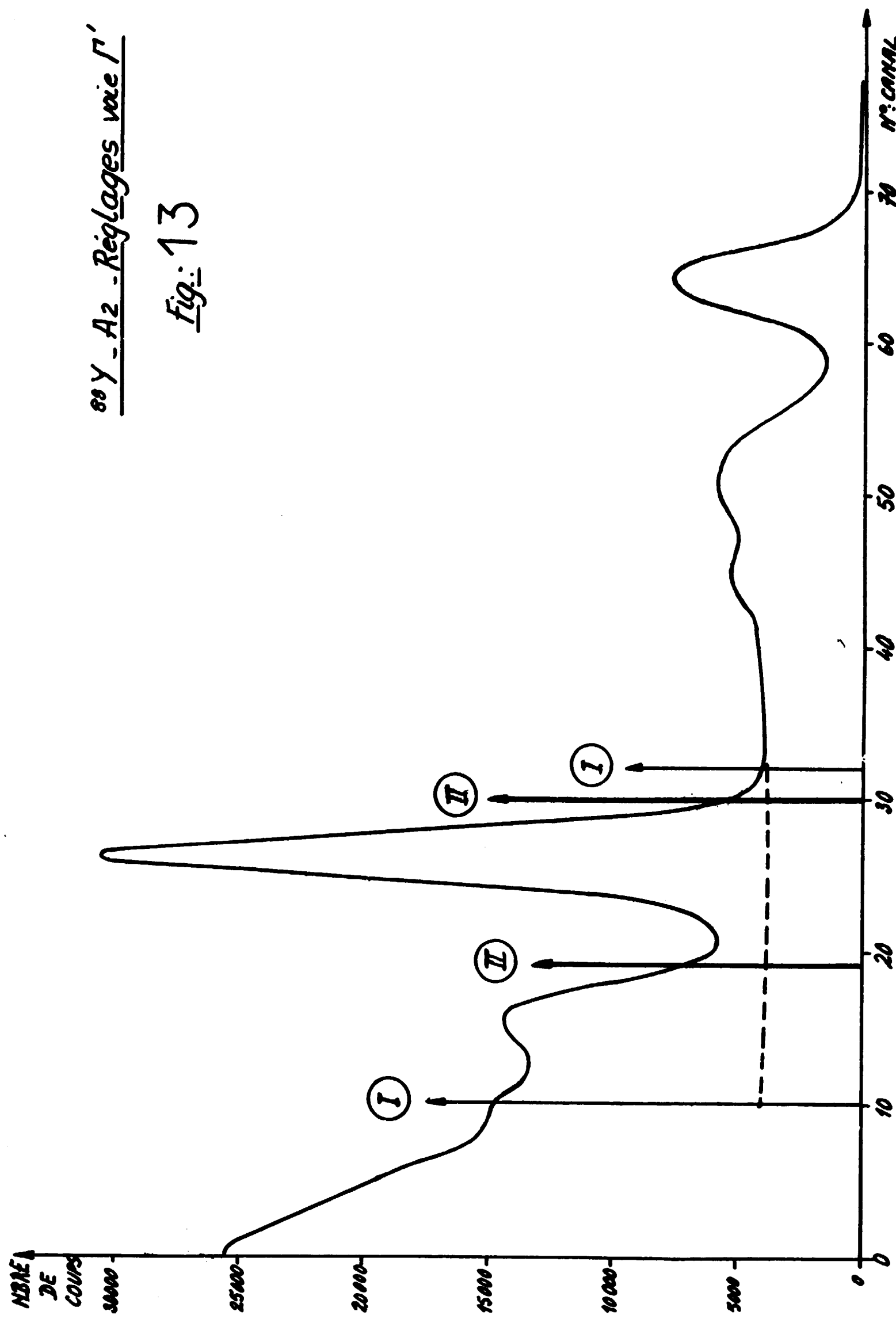
88Y - A2 - Réglages voie  $\Gamma$

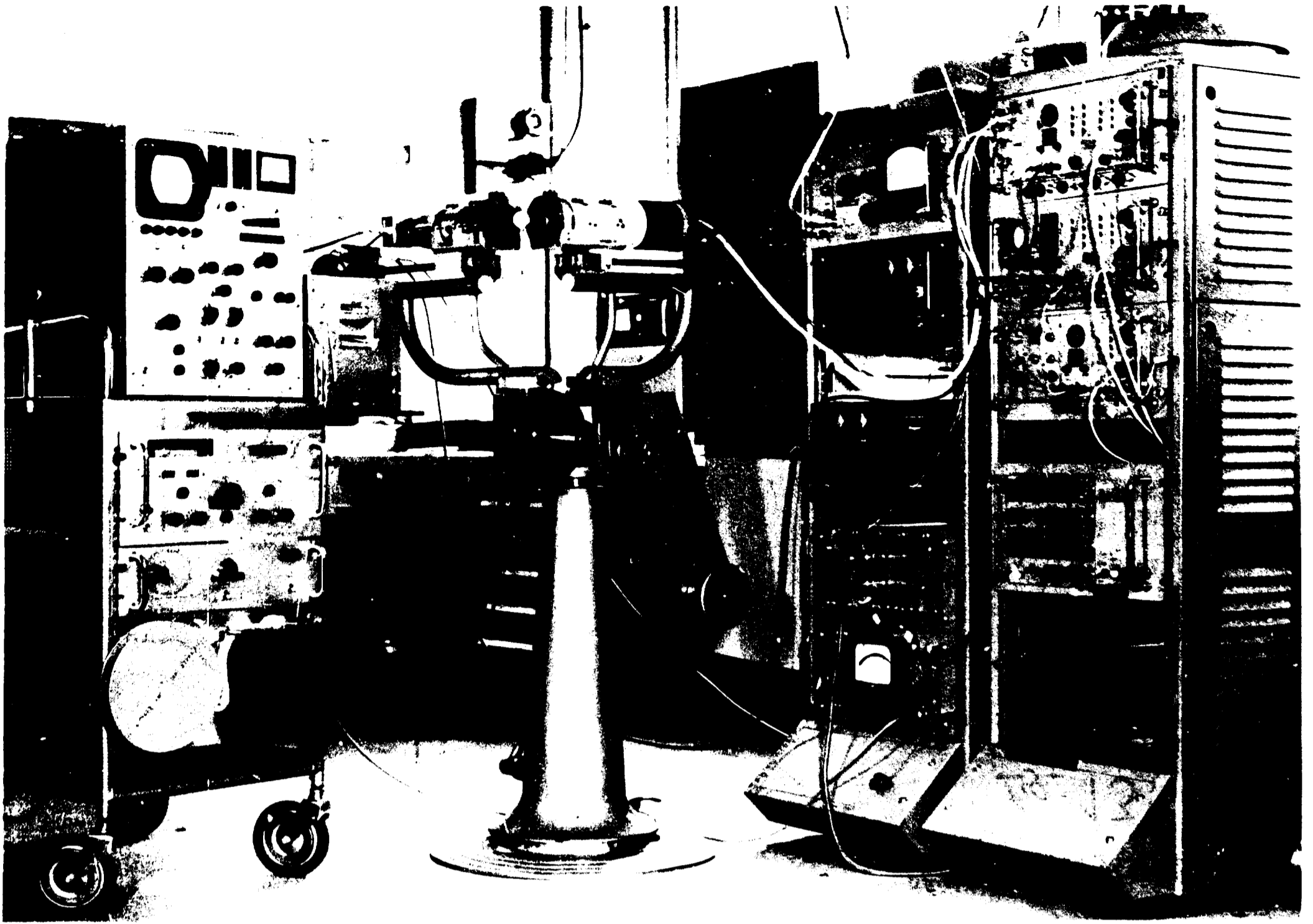
Fig.: 12



88Y - A2 - Réglages voie  $\Gamma'$

Fig.: 13





PHOTOGRAPHIE DE L'ENSEMBLE DE L'APPAREILLAGE

**FIN**