



HAL
open science

Contribution à l'étude des niveaux excités du Ni^{61} et du Hg^{200} à l'aide d'un détecteur Ge (Li)

Robert Béraud

► **To cite this version:**

Robert Béraud. Contribution à l'étude des niveaux excités du Ni^{61} et du Hg^{200} à l'aide d'un détecteur Ge (Li). Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 1967. Français. NNT: . tel-00753308

HAL Id: tel-00753308

<https://theses.hal.science/tel-00753308v1>

Submitted on 19 Nov 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

T H È S E

Présentée

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

pour obtenir

le DIPLOME DE DOCTEUR DE SPÉCIALITÉ (3^e Cycle) en PHYSIQUE
(Physique Nucléaire)

par

Robert BERAUD

Sujet :

CONTRIBUTION A L'ETUDE DES NIVEAUX EXCITES DU
 Ni^{61} ET DU Hg^{200} A L'AIDE D'UN DETECTEUR Ge (Li)

soutenu le 29 Juin 1967 devant la Commission d'examen.

JURY

A. SARAZIN

Président

R. CHERY

I. BERKES

R. ROUGNY

} Examineurs

UNIVERSITE DE LYON

FACULTE DES SCIENCES

Doyens Honoraires

MM. LONGCHAMBON
MOUSSA
GAUTHIER Henri

Professeurs Honoraires

MM. de LARAMBERGUE	MM. EYRAUD Henri
SOLLAUD	DEJARDIN
MENTZER	VIRET
MOUSSA	DUFAY Jean
JAFFARD	

Doyen

M. BRACONNIER

Assesseurs

MM. MESNARD
BOIDIN

Professeurs

MM. LONGCHAMBON	Minéralogie
PRETTE	Chimie industrielle
COURTY	Chimie-Physique
KUHNER	Botanique
MALECOT	Mécanique rationnelle et appliquée
PARIS	Chimie minérale
AUMERAS	Chimie générale II
COLONGE	Chimie organique
JANIN	Physique générale
FLANDRIN	Géologie appliquée
BERNARD	Physique industrielle
NIGON	Zoologie expérimentale
GAUTHIER Henri	Géologie générale
WAUTIER	Zoologie
CHOPIN	Chimie biologique
CUEILLERON	Chimie
BRACONNIER	Calcul différentiel et intégral
EYRAUD Charles	Chimie-Physique appliquée
SARAZIN	Physique Nucléaire
BOIDIN	Microbiologie et Mycologie
PERES	Physiologie
MESNARD	Electronique
GRANDMONTAGNE	Physique
BOUILLIER	Minéralogie
LAFOUCRIERE	Physique nucléaire théorique
DREUX	Chimie organique
TEICHNER	Chimie industrielle
PAVANS de CECCATY	Zoologie
MERLIN	Chimie analytique
DUFAY Maurice	Physique de l'atmosphère
PHILBERT	Physique Nucléaire
COHEN ADAD	Chimie
DAVID Louis	Géologie générale
CHANEL	Psychophysiologie

MM.	MAURY	Méthodes mathématiques de la physique
	DEPRAZ	Physique Nucléaire
	GAUTHIER Jean	Chimie
	GAUME	Physique expérimentale
	UZAN	Physique
	LEGAY	Biologie animale
	LAFORGUE	Physique
	GERMAIN	Chimie

Professeurs sans Chaire

MM.	FERON	Mathématiques
	CHENEVOY	Géologie appliquée
	GINET	Zoologie
	ASCH	Physique
	MICHEL Pierre	Minéralogie
Mlle	MAITROT	Physique
	GEVIN	Géologie générale
	PONASSE	Mathématiques
	d'INCAN	Physique C.S.U.
	LEFEBVRE	Mathématiques
	PERNET	Mathématiques
	CHERY	Physique
	BERGEON	Physique C.S.U.
Mlle	GAUTHERON	Chimie biologique
	DESCOTES	Chimie organique
	ERBEIA	Physique
Mme	ERICSON	Physique générale
MM.	LEMOIGNE	Botanique
	MARTEL	Mécanique
	MATHEU	Mécanique des fluides
	MICHEL Georges	Biochimie

Maitres de Conférences

MM.	PICARD Philippe	Mathématiques
	DEMARCO	Géologie générale
	LEBRETON	Biologie végétale
	DAVID Jean	Biologie animale
	TOUSSET	Chimie propédeutique
	FEUVRAIS	Physique-Electricité
	SCHMITT	Physique C.P.E.M.
	LAURENT	Chimie organique
	ROT	Mathématiques
	BETHOUX	Mathématiques T.M.P.
Mlle	CALAIS	Mathématiques
M.	GUSAKOW	Physique
Mlle	THOMAS	Chimie minérale
	AUBIN	Analyse numérique
	BUCHWALTER	Mathématiques
	BOUZON	Mathématiques C.S.U.
	COSNIER	Psychophysiologie
Mlle	LAMOURE	Biologie végétale
	PORThAULT	Chimie C.S.U.
	VALLET	Chimie macromoléculaire
	HAUGAZEAU	Analyse numérique
	ENAY	Géologie
	BERTHET	Biologie végétale C.P.E.M.
	BRUN	Biologie animale
	DELMAU	Physique
	EL BAZ	Physique-Electricité

Maitre de Conférences Adjoint

M.	PIERRON	Chimie
----	---------	--------

Conseiller Administratif

M. BURNET

Secrétaire Principal Honoraire

M. ROUX

A LA MEMOIRE DE MON PERE

A MA MERE ,

qu'elle trouve ici un faible témoignage de filiale
affection et de reconnaissance pour les lourds
sacrifices que lui ont imposées mes études.

A TOUS LES MIENS

AVANT - PROPOS

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur le Professeur A. SARAZIN, Directeur de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, pour la bienveillance avec laquelle il a suivi mon travail et la compréhension qu'il m'a toujours manifestée.

Que Monsieur I. BERKES, Maître de Conférences Associé, veuille trouver ici l'assurance de ma vive gratitude pour les nombreux conseils qu'il m'a prodigués et l'aide constante qu'il m'a apportée dans la réalisation de cette thèse.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Monsieur R. CHERY Professeur, pour l'intérêt qu'il a porté à l'égard de mon étude.

Je remercie vivement R. ROUGNY, Maître Assistant, pour sa collaboration et sa participation dans ce travail.

Qu'il me soit permis de remercier Monsieur L. VIDAL, Ingénieur, pour son aide précieuse dans les problèmes de préparation de sources.

Je dois beaucoup à G. MAREST, Michèle LEVY, J. DANIERE et S. MORIER pour leur participation dans ce travail et l'atmosphère sympathique qu'ils ont su créer.

INTRODUCTION

En 1963, à Chalk River, A.J. TAVENDALE et G. T. EWAN ⁽¹⁾ mettaient au point un nouveau type de détecteur à semiconducteur. Ce dernier, appelé diode p-i-n au Germanium ou encore détecteur en Germanium compensé au Lithium, allait prendre, grâce à son pouvoir de résolution élevé, un essor considérable en spectrométrie γ .

Le but de ce travail a été, dans un premier temps, de déterminer les caractéristiques du détecteur Ge (Li) que nous possédions au laboratoire en vue de son utilisation dans les mesures de spectrométrie et dans les mesures de corrélations angulaires. Le détecteur a été ensuite utilisé pour étudier les décroissances du Cu^{61} et du Tl^{200} vers les noyaux de Ni^{61} et de Hg^{200} respectivement, permettant de préciser les schémas de niveaux de ces derniers.

Quelques rappels succincts sur le principe de fonctionnement des détecteurs Ge (Li) sont exposés dans la première partie de ce mémoire.

CHAPITRE I

RAPPELS SUR LE PRINCIPE DES DETECTEURS Ge (Li)

1 - INTRODUCTION

La figure 1 ⁽²⁾, permet de comparer les performances en résolution des 3 types de détecteurs les plus utilisés en spectrométrie γ . La largeur à mi-hauteur $L \frac{1}{2}$ de la raie caractérise le pouvoir de résolution; elle est ici portée en fonction de l'énergie E_{γ} des photons incidents.

Le spectromètre à cristal courbe, dont le principe repose sur la loi de BRAGG, a un pouvoir de résolution élevé pour $E_{\gamma} < 300$ KeV mais son application est très limitée en spectroscopie nucléaire car il ne permet d'analyser qu'un domaine d'énergie très étroit dans un spectre donné.

Dans les quinze dernières années les scintillateurs NaI (Tl) ont eu un très grand succès et à cause de leur grande efficacité, ils restent encore très utilisés dans les expériences de corrélations angulaires.

Le pouvoir de résolution élevé des détecteurs Ge (Li), dans une large gamme d'énergie, explique l'attrait des physiciens nucléaires pour ce nouveau type de spectromètre γ . Rappelons brièvement la structure, et les performances de ces détecteurs.

2 - STRUCTURE D'UN DETECTEUR Ge (Li)

Il se compose d'un monocristal semiconducteur de Germanium de type p dans lequel on a 3 régions adjacentes obtenues par entraînement d'ions Lithium (type n). La fabrication est délicate; rappelons seulement que le détecteur doit être encapsulé sous vide (10^{-6} Torr environ) et stocké à basse température ($< -50^{\circ}$ C) pour éviter la précipitation des ions Li.

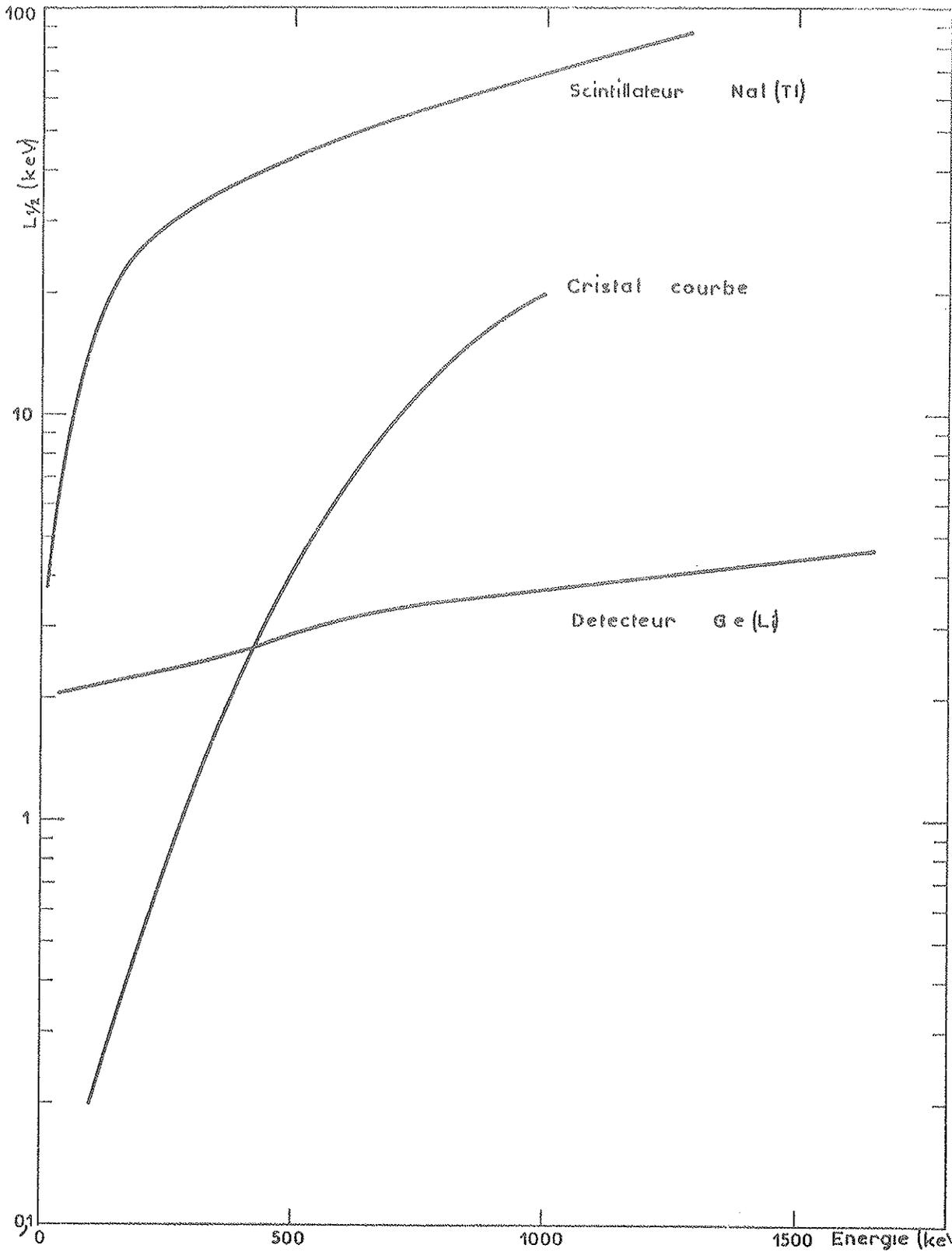
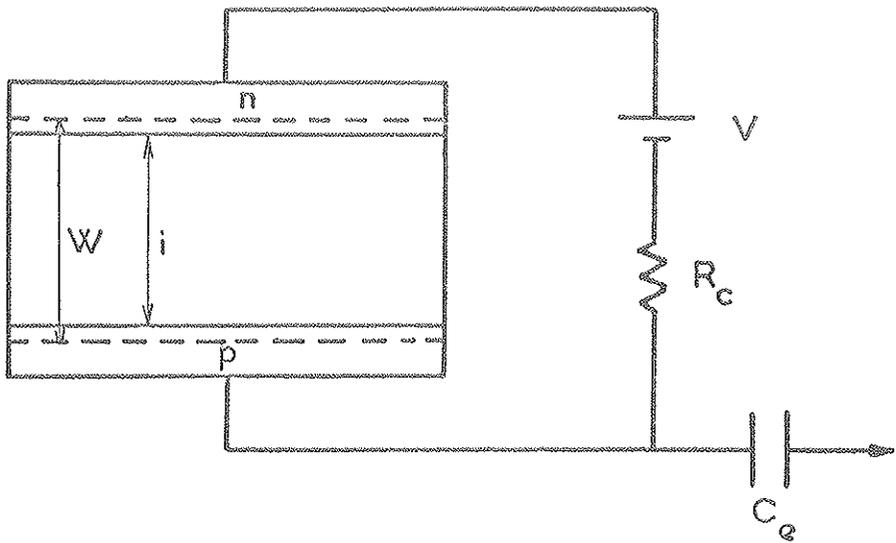


Figure 1 - Variation de la résolution en fonction de l'énergie pour 3 types de spectromètres.

Si on applique une tension de polarisation inverse, l'épaisseur de la zone compensée i augmente légèrement, à cause de l'apparition des zones de charges d'espace dues aux zones p et n , mais l'épaisseur de ces zones étant faible, on assimile en pratique la zone désertée W à la zone compensée i . Cette dernière est la zone sensible du détecteur, dans laquelle règne un champ électrique uniforme élevé.



i = zone compensée

W = zone désertée

V = tension inverse

R_c = résistance de charge

C_e = capacité d'entrée du préamplificateur

Figure 2 - Schéma de principe d'un détecteur Ge (Li)

3 - IONISATION DU Ge - RESOLUTION EN ENERGIE

Lorsqu'un photon γ pénètre dans le Germanium, il cède la quasi-totalité de son énergie aux électrons atomiques par : effet photoélectrique, effet Compton et effet de création de paires. Les électrons rapides ainsi formés perdent leur énergie en créant des paires électrons-trous. L'énergie moyenne pour faire passer un e^- de la bande de valence à la bande de conduction dite énergie d'ionisation est de 2,9 eV; elle est 10 fois plus faible que l'énergie d'ionisation de l'argon par exemple. Le très grand nombre de paires électrons-trous créées entraînera une diminution des fluctuations statistiques et c'est là l'origine du pouvoir de résolution très élevé des détecteurs Ge (Li).

Pour la raie γ de 661,6 KeV du Cs^{137} , la fluctuation statistique est de 2,5 à 3 % sur le nombre de photoélectrons créés par un scintillateur NaI (Tl) couplé à un photomultiplicateur, alors qu'elle n'est que de 2 ‰ sur le nombre de paires électrons-trous créées dans le Germanium.

Le pouvoir de résolution d'une diode p-i-n dépend, en outre, du bruit du préamplificateur et du courant inverse du détecteur.

Actuellement les transistors à effet de champ utilisés dans des préamplificateurs à haute impédance d'entrée et éventuellement refroidis, permettent d'obtenir une largeur à mi-hauteur inférieure à 2 KeV pour la raie 661,6 KeV du Cs^{137} .

4 - LINEARITE DE LA REPOSE ET RESOLUTION EN TEMPS

La linéarité de la réponse dépend de :

- l'absorption des rayonnements dans la zone utile
- la collection totale des porteurs engendrés dans la zone utile

a) Absorption dans la zone utile

Le pouvoir absorbant d'un détecteur est lié à la profondeur de sa zone de déplétion. La compensation au Li permet d'obtenir des zones utiles supérieures à 1 cm dans le cas du Germanium donc d'élargir la plage d'énergie dans laquelle la réponse est linéaire. Prenons pour exemple un détecteur en

Germanium dont la zone compensée est de 5 mm, il permet d'absorber ⁽¹⁾ :

- des α de 65 MeV
- des p de 15 MeV
- e^- de 8 MeV
- 2 % des rayonnements γ de 1,5 MeV
- 20 % des rayonnements γ de 100 KeV

b) Collection des porteurs

Pour que la réponse soit linéaire il faut également que le temps de collection t_c des porteurs créés dans la zone désertée soit inférieure à leur durée de vie.

Si V est la tension inverse de polarisation, W la profondeur de la zone désertée, μ_p la mobilité des trous à 77°K, t_c est alors donné par :

$$t_c = \frac{W^2}{\mu_p \cdot V}$$

Si $W = 5$ mm, $V = 500$ volts, $\mu_p \approx 15000$ cm²/V.s on a $t_c \approx 33$ nanoscondes.

Un détecteur Ge (Li) refroidi à la température de l'azote liquide permet donc d'obtenir une large plage de linéarité et une résolution en temps élevée.

Il faut noter que ce refroidissement s'impose d'autre part pour limiter le courant de génération thermique qui contribuerait à diminuer la résolution en énergie.

5 - INTERACTION DES RAYONNEMENTS γ AVEC LE GERMANIUM-EFFICACITE DU DETECTEUR.

5.1 - Interaction des photons γ avec le Germanium

L'interaction des rayonnements γ avec la matière se fait essentiellement par les 3 processus suivants :

- Effet photoélectrique
- Effet Compton
- Effet de création de paires électron-positron

a) L'effet photoélectrique

L'énergie E_γ du photon incident est transférée à un électron interne lié qui acquiert l'énergie cinétique $E_c = E_\gamma - E_\ell$, où E_ℓ est l'énergie de liaison de l'électron. C'est l'effet intéressant en spectrométrie nucléaire puisqu'il permet de déterminer l'énergie du rayonnement incident. La section efficace de cet effet est de la forme :

$$\sigma_{Pe} = C^{te} \frac{Z^n}{E_\gamma^p} \quad \text{en barn/atome}$$

Z = numéro atomique de l'absorbant ($Z = 32$ dans le cas du Germanium)

E_γ = énergie des photons incidents

$n = 4,4$ et $p = 2$ pour des photons de 1 MeV

Le coefficient d'absorption photoélectrique, dans le Germanium, $\mu_{Pe} = 3,7 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$, alors que dans le Silicium il n'est que de 10^{-4} cm^{-1} .

b) L'effet Compton

Le photon incident d'énergie E_γ cède une partie de son énergie à un électron de l'absorbant et le photon diffusé acquiert une énergie $E'_\gamma < E_\gamma$ (choc élastique).

La section efficace de cet effet est proportionnelle au numéro atomique Z de l'absorbant. Dans le cas du Germanium pour des photons γ d'énergie 1 MeV, le coefficient d'absorption Compton $\mu_c = 3 \cdot 10^{-1} \text{ cm}^{-1}$.

L'énergie maximale de l'électron est $W = \frac{2 (E_\gamma)^2}{m_0 c^2 + 2E_\gamma}$ lorsque

le photon est diffusé vers l'arrière avec une énergie minimale.

Dans les détecteurs épais, la probabilité pour que les photons rétrodiffusés soient absorbés est grande si bien que la probabilité de l'absorption totale de l'énergie sera supérieure à celle calculée à partir du coefficient d'absorption photoélectrique, nous reviendrons sur ce point dans le paragraphe II-

c) L'effet de création de paires

Si l'énergie E_γ du photon incident est supérieure à 1,022 MeV, il peut y avoir création d'une paire électron-positron au voisinage d'une particule. La section efficace de cet effet est de la forme :

$$\sigma_{pp} = Z^2 \sigma_o \left[\frac{28}{9} \log \frac{2 E}{m_o c^2} - \frac{218}{27} \right] \text{ en barn/atome}$$

où

$$\sigma_o = \frac{1}{137} \left(\frac{e}{m_o c} \right)^2 = 5,8 \cdot 10^{-10} \text{ barn}$$

Notons qu'à la suite de cet effet il y a généralement annihilation du positron avec un électron du cristal d'où création de 2 photons γ de 511 KeV et apparition des pics de double et simple échappements.

La probabilité de ces divers processus sera étudiée dans le paragraphe II-4.

La courbe de la figure 3, ⁽⁴⁾ représente les variations des différents coefficients d'absorption μ_{pe} , μ_c , μ_{pp} et $\mu_T = \mu_{pe} + \mu_c + \mu_{pp}$, en fonction de E_γ .

5.2 - Efficacité des détecteurs Ge (Li)

Récemment K.M. WAINIO et al. ⁽⁵⁾ ont calculé, à l'aide de la méthode de Monte-Carlo, la probabilité d'absorption totale de l'énergie, le rapport pic sur total, l'efficacité du pic de double échappement et les distributions de hauteurs d'impulsions en fonction de E_γ pour quelques détecteurs Ge (Li) de caractéristiques données. Leurs résultats sont en assez bon accord avec les résultats expérimentaux obtenus par EWAN et TAVENDALE. La forme

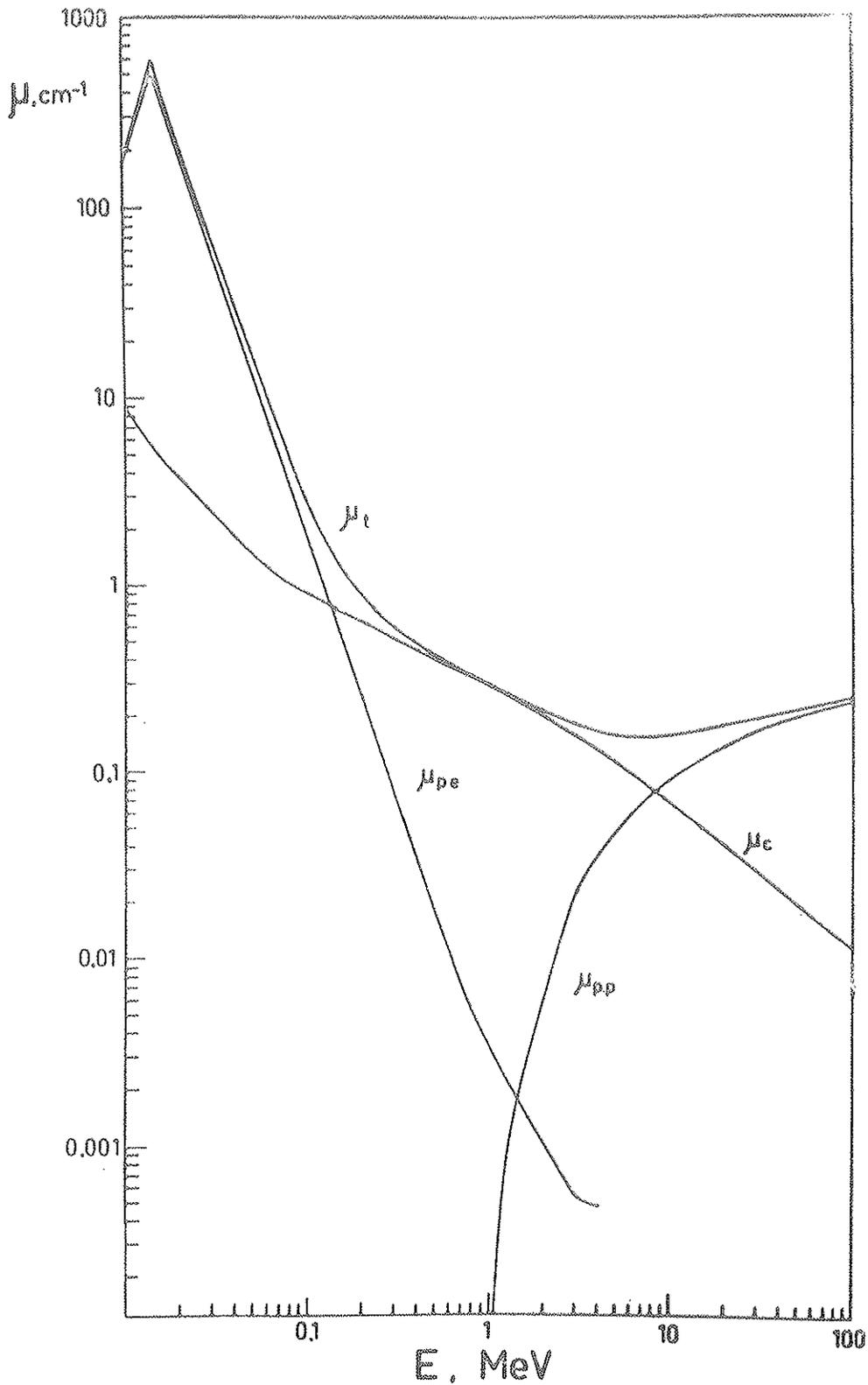


Figure 3 - Variations de μ_{pe} , μ_c , μ_{pp} et μ_T en fonction de l'énergie des photons.

analytique de la fonction d'efficacité étant compliquée, et les calculs ne pouvant tenir compte des γ diffusés dans la source et le support du détecteur, il est indispensable de déterminer expérimentalement au moyen de sources étalons, l'efficacité du détecteur avec lequel on travaille.

6 - CONCLUSION

Les détecteurs Ge (Li) ont une efficacité photoélectrique très faible par rapport aux cristaux NaI (Tl) par exemple, mais leur pouvoir de résolution élevé permet de faire des mesures d'énergie très précises, en outre ils permettent d'étudier plus facilement que les spectromètres β , les raies γ émises par les noyaux à courte durée de vie.

CHAPITRE II

L'ENSEMBLE EXPERIMENTAL ET SES PERFORMANCES

1 - INTRODUCTION

La chaîne de détection comprend :

- le détecteur Ge (Li)
- une alimentation haute tension
- un préamplificateur de charge
- un amplificateur linéaire
- un analyseur d'amplitude à 400 canaux

La figure 4 donne le schéma de principe de la chaîne et la figure 5 en donne une vue d'ensemble.

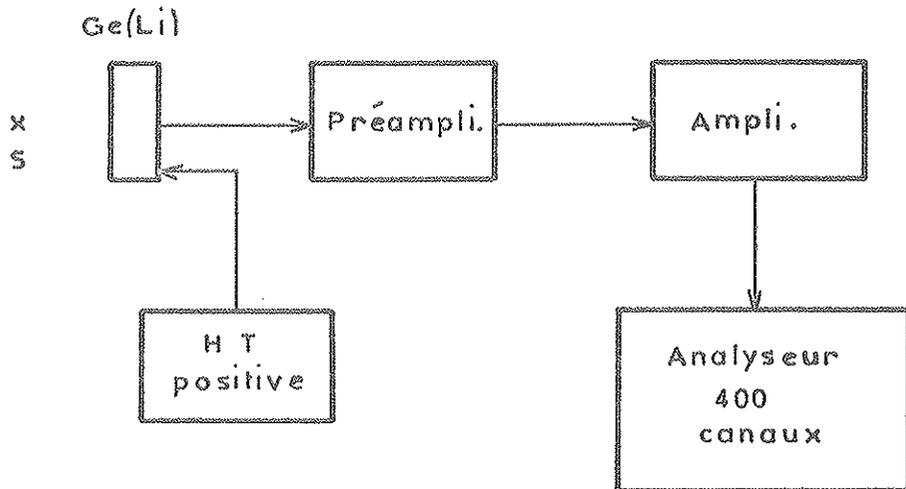


Figure 4 - Schéma de principe de la chaîne

2 - APPAREILLAGE

2.1 - Le détecteur

C'est un cristal cylindrique de Germanium de 4 cm^2 de surface et dont la zone i a 5 mm d'épaisseur. La face d'entrée du détecteur est précédée d'une couche morte de Germanium et d'une couche de téflon d'épaisseurs respectives 0,5 et 1 mm.

La fenêtre d'entrée du cryostat est en aluminium et a une épaisseur de 0,5 mm.

2.2 - Le cryostat

Le détecteur est monté dans un cryostat à angle droit permettant de faire des expériences de corrélation angulaire dans un plan horizontal. Le refroidissement est assuré par l'intermédiaire d'un manchon conducteur immergé dans un vase dewar contenant 25 litres d'azote liquide. Dans le cryostat, un vide d'environ 10^{-5} Torr est maintenu grâce à un matériau adsorbant placé dans les 10 derniers cm de la partie verticale du cryostat. La consommation d'azote liquide est de l'ordre de 1 litre par jour.

2.3 - Alimentation haute tension

Elle donne une haute tension positive stabilisée ajustable de manière continue entre 0 et 900 volts et dont l'ondulation résiduelle a été rendue inférieure à 2 mV crête-crête par une série de filtres LC.

2.4 - Le préamplificateur de charge

C'est un préamplificateur ORTEC à transistor à effet de champ dont la sensibilité à la charge est d'environ 150 mV par MeV sur la position gain.

Les impulsions de sortie sont positives, elles ont un temps de montée d'environ 70 ns avec le détecteur utilisé (dont la capacité est de 16 pF) et une décroissance exponentielle avec une constante de temps de 50 μs .

La non-linéarité intégrale est inférieure à 1 % pour des impulsions de sortie comprises entre 0 et 1,5 volt. Le coefficient de température est $+ 10^{-4}$ par $^{\circ}\text{C}$.

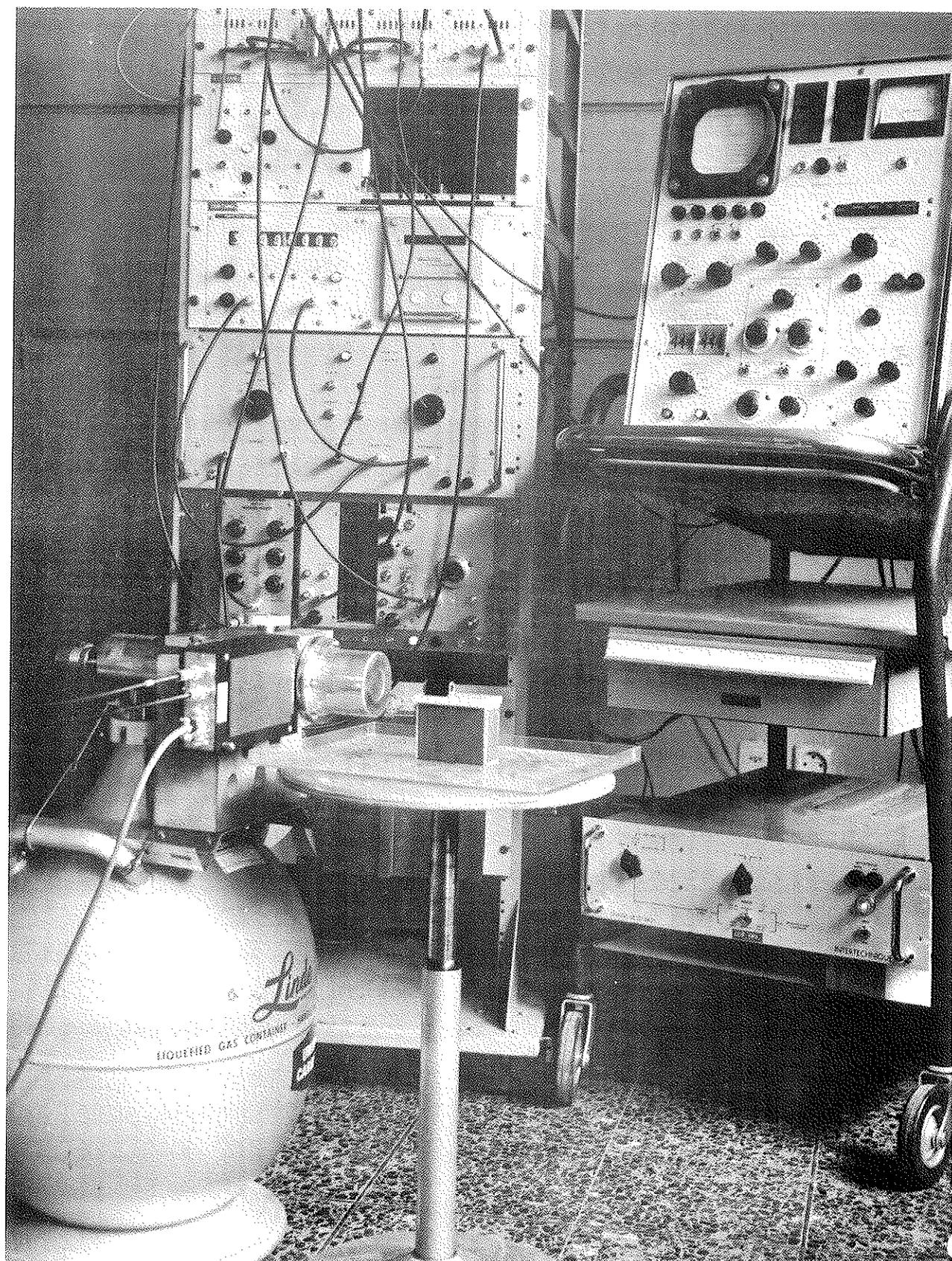


FIGURE 5

Le préamplificateur est fixé sur le cryostat, la connection entre détecteur et préamplificateur se fait directement entre une embase microdot secondaire du cryostat et l'âme d'entrée du préamplificateur afin de diminuer les capacités parasites.

2.5 - L'amplificateur

C'est un amplificateur ORTEC entièrement transistorisé dont le bruit est inférieur à $7 \mu\text{V}$ à gain maximum et dont le coefficient de température est inférieur à $0,015 \%$ par $^{\circ}\text{C}$. Ses constantes d'intégration et de différentiation sont ajustables de $0,1$ à $10 \mu\text{s}$.

2.6 - L'analyseur

L'analyseur INTERTECHNIQUE SA 40B à 400 canaux utilisé permet grâce à un seuil réglage de faire l'analyse d'un spectre en plusieurs tranches, ce qui est indispensable lorsque le spectre à analyser est complexe.

3 - RESOLUTION EN ENERGIE

Elle est intimement liée aux qualités de l'électronique associée. Les principales sources de bruit sont : le transistor et le circuit d'entrée du préamplificateur, le courant inverse du détecteur ; la bande passante de l'amplificateur a également une influence importante dans la transmission du spectre du bruit.

Le rapport signal surbruit est optimal (≈ 200) lorsque les constantes de temps de différentiation et d'intégration de l'amplificateur sont égales et valent $2 \mu\text{s}$ dans le cas de notre chaîne.

Avec une tension de polarisation de 500 volts, la largeur à mi-hauteur $L \frac{1}{2}$ de la raie $661,63 \text{ KeV}$ du Cs^{137} est de $3,2 \text{ KeV}$.

La résolution en énergie dépend également de l'énergie des photons détectés, de l'intensité et de la géométrie de la source utilisée.

La courbe de la figure 6 a été tracée avec des sources ponctuelles fournies par le C.E.N. de Saclay, de $(\text{Ce}^{144} + \text{Pr}^{144})$, Cr^{51} , Cs^{137} , Y^{88} ,

Co^{60} et $\text{Th} (B + C + C'')$; elle montre la variation de la largeur à mi-hauteur $L \frac{1}{2}$ de la raie en fonction de l'énergie des photons γ . (Le point situé au dessus de la courbe correspond à une source étendue de γ de 511 KeV donnés par l'annihilation des β^+ du Na^{22}).

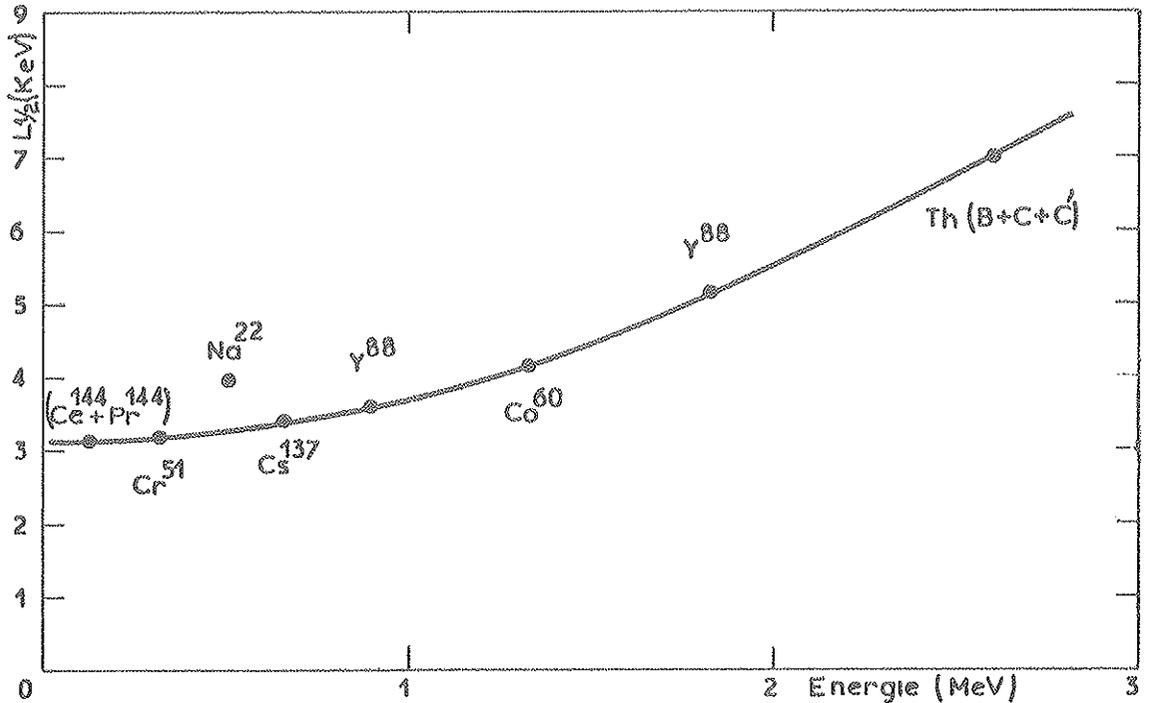


Figure 6 - Courbe de variation de la résolution en fonction de l'énergie des photons.

Dans les mesures de spectre, il est important de connaître l'activité maximale avec laquelle on peut travailler sans trop détériorer la résolution en énergie.

Les courbes de la figure 7 montrent la variation de la largeur à mi-hauteur de la raie 1332,56 KeV du Co^{60} en fonction de l'intensité pour 3 valeurs des constantes de temps RC de l'amplificateur.

La résolution est la meilleure (≈ 5 KeV) lorsque l'activité est inférieure à 10^4 coups/seconde et pour $\text{RC} = 2 \mu\text{s}$, ce sont les meilleures conditions de travail pour la détermination précise des énergies.

Dans les mesures de corrélations angulaires, l'activité est généralement très grande, mais avec des constantes de temps $RC = 0,5 \mu s$, la résolution restera assez bonne jusqu'à une activité d'environ $3 \cdot 10^4$ coups/seconde ($L 1/2 = 8 \text{ KeV}$). Au dessus de cette valeur la raie devient très dissymétrique à cause de l'empilement dans l'amplificateur.

4 - MESURE DE L'EFFICACITE ABSOLUE DU DETECTEUR

Cette mesure a été réalisée avec des sources ponctuelles étalonnées de Cr^{51} , Cs^{137} , Mn^{54} , Co^{60} , Na^{22} et Y^{88} pour une distance source-cryostat $x = 46 \text{ mm}$ (c'est-à-dire une distance source-détecteur de 56 mm).

Dans ces conditions l'efficacité η du détecteur est donnée par l'expression :

$$\eta = \frac{A}{A_0 \cdot 2^{-t/T_{1/2}}}$$

où A est le nombre d'impulsions par unité de temps comptées dans le pic d'énergie E_γ corrigé du bruit de fond, A_0 est l'activité donnée par le C.E.N. de Saclay, corrigée du rapport de branchement de la raie choisie et de son coefficient de conversion interne.

$T_{1/2}$ est la période de la source utilisée et t est le temps écoulé entre l'instant de la mesure de l'activité et l'instant de notre mesure.

Notons que dans notre mesure, le stockage dans l'analyseur se fait en temps actif afin de diminuer l'erreur introduite par le temps mort; il faut remarquer que l'activité des sources étalons étant très faible, la correction moyenne faite automatiquement par l'analyseur est valable. Compte tenu des différentes sources d'erreurs, en particulier sur A_0 et x , la précision sur la mesure de η est de $\pm 10 \%$. La partie de la courbe en dessous de 320 KeV a été obtenue avec des sources de Fe^{59} , Ir^{192} et Cu^{61} dont les intensités relatives des différentes raies (hautes et basses énergies) sont connues et permettent de faire une normalisation.

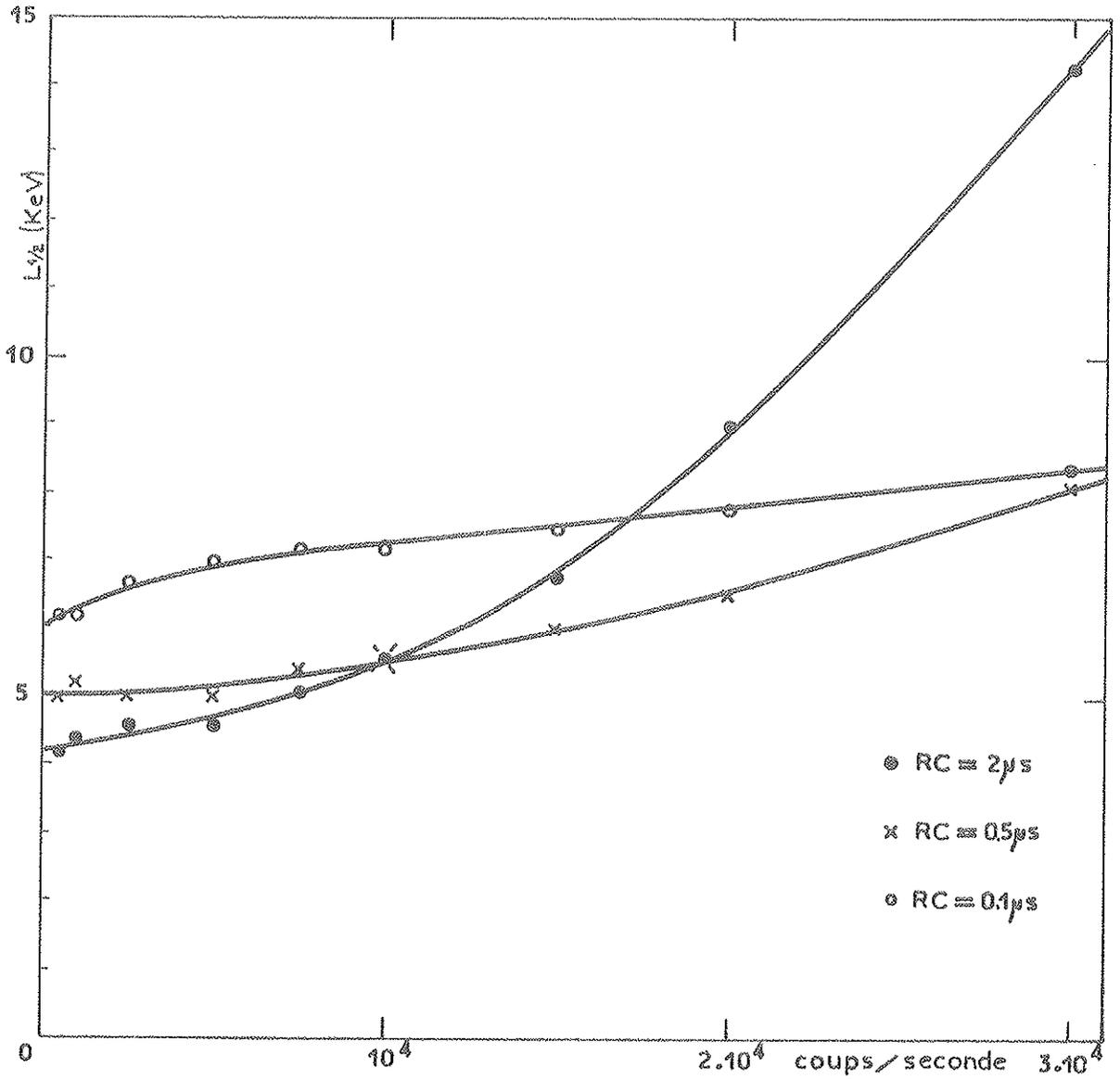


Figure 7 - Courbe de variation de la résolution en fonction du nombre de coups pour 3 valeurs de RC.

La courbe de la figure 8 représente la variation de l'efficacité η en fonction de l'énergie E_γ des photons γ détectés. Cette courbe décroît beaucoup moins rapidement que la courbe de la figure 3 représentant le coefficient d'absorption photoélectrique μ_{pe} en fonction de l'énergie. En effet, au dessus de 100 KeV, $\mu_c > \mu_{pe}$, et dans le détecteur de 5 mm la probabilité pour que les γ ayant subi une diffusion Compton soient absorbés est grande si bien que ces processus contribuent comme les évènements photoélectriques à la raie d'absorption totale de l'énergie.

Au dessus de 1 MeV, l'effet photoélectrique devient négligeable mais l'absorption de l'énergie par création de paires devient rapidement très importante. Dans ce cas cependant, bien que l'électron soit absorbé, le positron donne naissance par annihilation à 2 photons γ de 511 KeV qui peuvent s'échapper du cristal.

Considérons d'abord le cas où les 2 photons γ sont absorbés, il y a alors absorption totale de l'énergie et on obtient un pic dont l'énergie est égale à celle du photon incident. S'il y a absorption d'un seul photon de 511 KeV, on observe le pic de simple échappement à l'énergie ($E_\gamma - 511$ KeV) et dans le cas où aucun des 2 photons créés n'est absorbé il apparaît le pic de double échappement à l'énergie ($E_\gamma - 1022$ KeV).

Remarquons que les rapports des intensités des pics de simple et de double échappement sur l'intensité du pic correspondant à l'absorption totale (noté "total" dans le tableau I) sont d'autant plus grands que le cristal est mince et varient avec l'énergie E_γ du photon incident. Ces rapports ont été mesurés pour les énergies 1332 KeV du Cobalt 60, 1836 KeV de l'Yttrium 88 et 2614 KeV du Thorium C". Dans les mesures d'intensité, lorsque l'énergie d'une raie sera comprise entre 1332 et 2614 KeV, nous procéderons par interpolation linéaire à partir des valeurs données par le tableau I pour éliminer une éventuelle contribution des pics de simple échappement dans la gamme 821 - 2103 KeV et des pics de double échappement dans la gamme 310 - 1583 KeV.

Figure 8

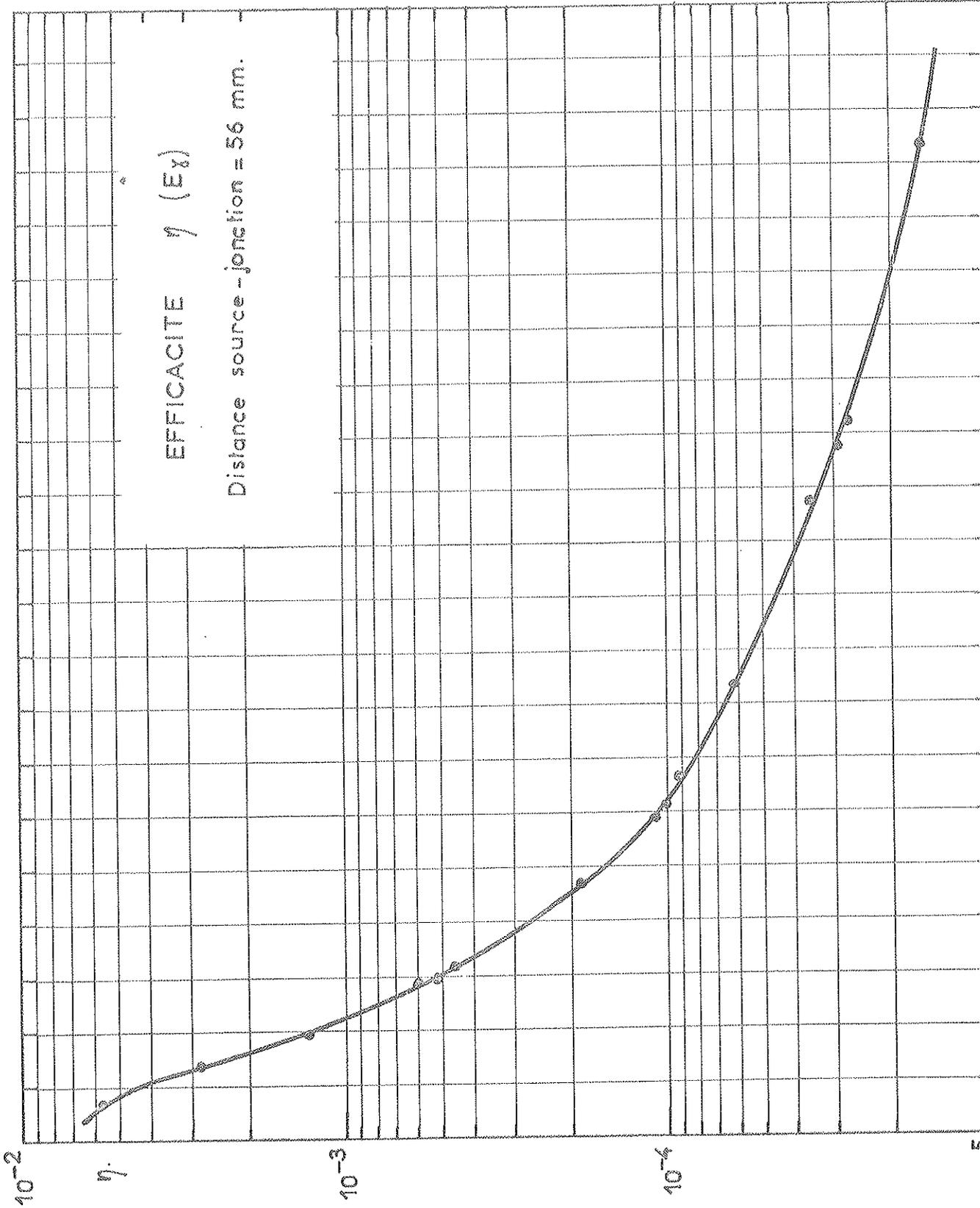


TABLEAU I

Energie du photon γ (KeV)	Rapports $\frac{\text{S.E. ou D.E.}}{\text{total}}$	
	Simple échappement (S.E)	Double échappement (D.E)
1332	Très faible	$3 \cdot 10^{-3}$
1836	$2,20 \cdot 10^{-2}$	$1,75 \cdot 10^{-1}$
2614	$1,55 \cdot 10^{-1}$	1,75

CHAPITRE III

METHODES EXPERIMENTALES

1 - INTRODUCTION

Le pouvoir de résolution des détecteurs Ge (Li) est tel qu'avec un analyseur à 400 canaux, les impulsions correspondant à une raie γ d'énergie E_γ donnée sont stockées dans 4 à 5 canaux au maximum lorsque la pente de conversion est de 1 volt/100 canaux. Les inconvénients de notre mode d'analyse sont les suivants :

- La forme du pic est imprécise, les mesures d'intensité seront entachées d'erreurs importantes lorsque la surface du bruit de fond sera grande par rapport à la surface du pic.
- La position du pic est également mal définie d'où imprécision sur l'énergie.
- Les spectres doivent généralement être analysés en plusieurs tranches ; il s'ensuit une augmentation du nombre des mesures pour un même spectre, donc une perte d'informations.

2 - DETERMINATION DES ENERGIES

Les échelles en énergie des différentes gammes analysées sont déterminées au moyen de sources étalonnées ponctuelles dont l'énergie des raies γ a été récemment mesurée avec une grande précision^{(6) (7)} et a été reportée dans le tableau II.

L'énergie d'un pic a été déterminée en calculant son centre de gravité et en procédant par interpolation linéaire entre les 2 centres de gravité des pics d'étalonnage voisins.

L'étalonnage était refait après chaque mesure afin de contrôler la

TABLEAU II

Source	Energie en KeV
Hf ¹⁸¹	133,0
K _α de Hf ¹⁸¹	57,0
K _β de Hf ¹⁸¹	65,5
Cr ⁵¹	320,11 ± 0,03
Na ²²	511,003 ± 0,005
Na ²²	1274,58 ± 0,10
Mn ⁵⁴	835,0 ± 0,2
Co ⁶⁰	1173,25 ± 0,08
Co ⁶⁰	1332,56 ± 0,05
Y ⁸⁸	898,2 ± 0,4
Y ⁸⁸	1836,17 ± 0,12
Th (B + C + C'')	2614,47 ± 0,10

stabilité de la chaîne ; la dérive enregistrée entre le début et la fin de la mesure a toujours été inférieure à un demi-canal.

Dans le domaine des hautes énergies (1800 à 2600 KeV), deux seuls points d'étalonnage sont à notre disposition et l'erreur sur l'énergie peut atteindre ± 2 KeV, alors qu'au-dessous de 1332,56 KeV elle ne dépasse généralement pas ± 0,5 KeV.

3 - CALCUL DES INTENSITES

L'intensité d'une raie est calculée en faisant la somme des impulsions stockées dans les 3, 4 ou 5 canaux définissant le pic, puis en soustrayant le bruit de fond correspondant. Dans le cas des raies intenses sortant très bien du bruit de fond, la précision sur l'intensité, compte tenu de la précision

sur l'efficacité $\eta(E)$ est de $\pm 10\%$; elle se dégrade rapidement jusqu'à $\pm 50\%$ lorsque le rapport pic sur bruit de fond devient petit.

Les gammes de spectre à haute énergie ont été relevées avec un absorbant de plomb de 3 mm d'épaisseur interposé entre la source et le détecteur afin de diminuer le taux de comptage dû aux photons de basse énergie. La correction a été faite en supposant que l'absorption était suffisamment faible au-dessus de 1,2 MeV, ceci permettant d'écrire :

$$\frac{I_0 - I}{I_0} \approx \mu(E) \cdot x$$

où I_0 est l'intensité incidente

I est l'intensité transmise

x l'épaisseur de plomb en g/cm^2

$\mu(E)$ le coefficient d'absorption totale pour l'énergie E en cm^2/g .

Dans le calcul de l'intensité relative d'une raie, il faut également tenir compte des coefficients de conversion interne. Dans le cas des transitions étudiées dans les chapitres IV et V, le coefficient $\alpha_L = (N_e)_L / N_\gamma$ est négligeable et nous ne tiendrons compte que du coefficient $\alpha_K = (N_e)_K / N_\gamma$ où :

N_γ est le nombre de photons d'énergie E_γ émis

et $(N_e)_{K, L}$ est le nombre d'électrons K, L émis à la suite du processus de conversion interne.

Le coefficient α_K a été mesuré avec une grande précision pour diverses raies, d'autre part on peut le calculer à partir des tables de M.E. ROSE⁽¹²⁾ si l'on connaît la nature de la transition γ .

4 - DETERMINATION DES PERIODES COMPARATIVES et DES DIFFERENTS GROUPES β

La période comparative t_c est une quantité qui donne des renseignements utiles sur la nature de la désintégration β donc sur le spin et la parité du niveau excité alimenté par cette décroissance. On a généralement plusieurs

groupes β_i de rayonnements β dont l'énergie totale de désintégration est W_o^i (exprimée en unité $m_o c^2$). La période partielle t_i d'un groupe β^i est donnée par l'expression :

$$t_i = t_o \frac{1}{A_i}$$

où $t_o = T_{1/2}$ est la période du noyau-mère et A_i l'abondance relative du groupe β^i .

Connaissant W_o^i et le numéro atomique Z du noyau-fille on peut trouver la valeur de la fonction $f_i(Z, W_o)$ à partir des graphiques de FEENBERG et G. TRIGG⁽¹³⁾ et ainsi calculer $(ft)_i$.

Dans le cas des émetteurs β^+ , on utilise la quantité $f = f_e + f_{\beta^+}$ cette dernière étant également donnée dans la référence 13.

5 - CONCLUSION

La précision, tant sur les énergies que sur les intensités des différentes raies serait améliorée en utilisant un amplificateur-loupe, mais ceci augmenterait le nombre des mesures pour une même gamme d'énergie, ce qui serait un inconvénient sérieux pour les études d'isotopes à période courte.

La meilleure solution consiste à utiliser un analyseur à 1024 canaux ou plus qui, grâce à un échantillonnage plus fin donne une meilleure définition du pic, tout en permettant l'étude d'une large gamme du spectre.

CHAPITRE IV

ETUDE DES NIVEAUX EXCITES DU Ni⁶¹

1 - INTRODUCTION

Dans le cadre d'un ensemble d'expériences sur les noyaux voisins de la couche $1 f_{7/2}$ fermée, nous avons repris l'étude du schéma de décroissance du Cu⁶¹ vers le Ni⁶¹.

Dans le schéma donné par Nuclear Data Sheets⁽⁸⁾, seuls sont alimentés par la décroissance du Cu⁶¹ les niveaux 67, 284, 660 et 1190 KeV. D'autre part des niveaux trouvés par réaction (d, p) situés au-dessous de 1190 KeV ainsi que quelques niveaux situés au-dessus de cette énergie ne sont pas alimentés par cette décroissance ; ce sont les niveaux 908, 1019, 1105, 1622, 1750, 2133 KeV donnés dans le tableau IV.

Nous avons trouvé 14 nouvelles transitions γ et précisé l'énergie de 10 niveaux excités.

2 - PREPARATION DE LA SOURCE

La source de Cu⁶¹ de période 3,3 heures a été préparée par la réaction Co⁵⁹ (α , 2n) Cu⁶¹ dans le synchrocyclotron de l'Institut. La section efficace moyenne de cette réaction avec des particules α de 56 MeV et une cible de 160 mg/cm² est d'environ 70 mbarns. La séparation chimique suivante a permis d'éliminer le porteur inactif (cobalt) et en particulier l'activité due au Co⁵⁸ de période 70 jours produite par la réaction Co⁵⁹ (α , αn) Co⁵⁸ ainsi que les activités parasites dues au Nickel.

La cible sous forme de feuille métallique de 30 x 5 mm est dissoute presque instantanément dans 5 cm³ d'acide nitrique HNO₃ concentré. La so-

lution obtenue est neutralisée par addition d'ammoniaque NH_4OH jusqu'à ce que son pH soit 3 ou 4. Le cuivre est alors extrait par la dithizone en solution dans le chloroforme CHCl_3 .

On chasse le chloroforme par ébullition et pour purifier, après avoir ajouté environ 5 cm^3 d'acide chlorhydrique HCl 8 N on passe la solution sur une colonne de résines anioniques échangeuses d'ions (Dowex 1). On élue avec 5 cm^3 d'acide chlorhydrique HCl 4 N et le Cobalt restant passe. On recommence l'opération avec HCl 2N et dans ce cas, seul le cuivre passe. L'activité ainsi séparée est déposée sur une feuille mince de mylar.

Les réactions du type (α, xn) produisent des isotopes radioactifs du cuivre autres que le Cu^{61} , ils sont tous de période très courte (de quelques secondes à quelques minutes), seul le Cu^{60} produit par la réaction $\text{Co}^{59}(\alpha, 3n)$ Cu^{60} de période 24 minutes a été observé mais il disparaissait complètement avant le début de la mesure c'est-à-dire 3 à 4 heures après l'irradiation.

3 - MESURES ET RESULTATS

Pour la détermination précise des énergies, le spectre a été étudié en plusieurs parties. Un spectre de chaque gamme d'énergie est montré dans la figure 9. L'échelle en énergie a été déterminée comme il est indiqué dans le paragraphe III-2.

Les énergies et intensités des transitions γ sont indiquées dans le tableau III; pour la transition de 67,4 KeV, l'intensité acceptée est celle donnée par les références (8) et (9).

L'intensité de la raie 1100,6 KeV a été calculée en tenant compte du pic d'échappement de la transition 2124 KeV.

La précision sur l'énergie exclut que la raie 909,8 KeV soit la transition 1185,5 KeV \rightarrow 283,0 KeV comme il a été supposé dans la référence (9). Cette raie correspond à la transition 909,8 \rightarrow 0, ce niveau excité ayant été identifiée par réaction (d, p) à 908 KeV comme il est indiqué dans le tableau IV.

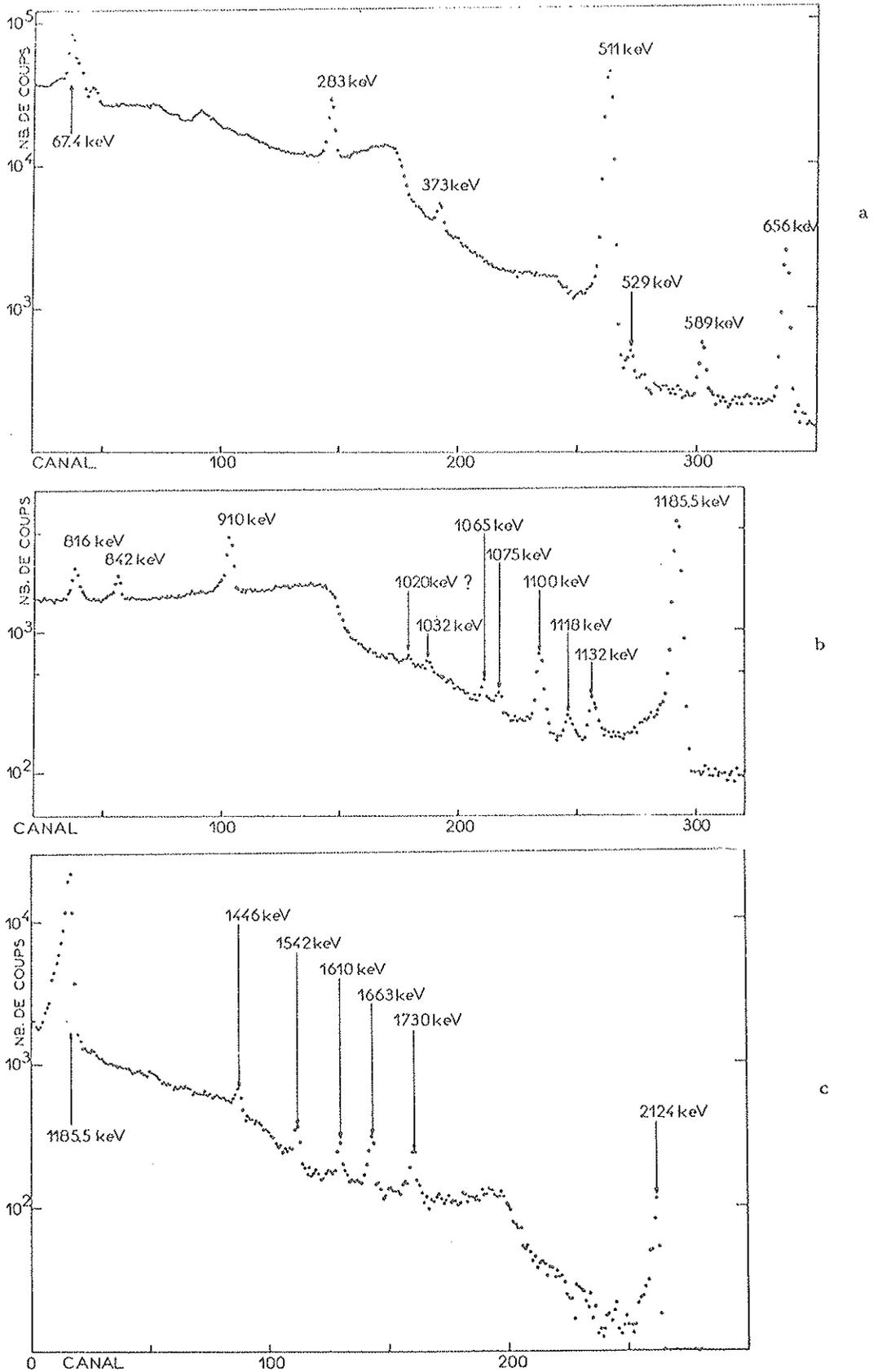


Figure 9 Spectres de la décroissance $^{61}\text{Cu} \rightarrow ^{61}\text{Ni}$ relevés avec un détecteur Ge-Li

E Y keV	Intensité des transitions pour 100 désintégrations du ⁶¹ Cu	Spécification de la transition
2124 [±] 1	0.044	2124 → 0
1729.9 [±] 1.0	0.044 [±] 0.006	1729.9 → 0
1662.7 [±] 1.0	0.045 [±] 0.011	1729.9 → 67.4
1609.9 [±] 1.0	0.030 [±] 0.009	1609.9 → 0
1542.2 [±] 1.0	0.041 [±] 0.010	1609.9 → 67.4
1446.2 [±] 1.0	0.037 [±] 0.012	1729.9 → 283
1185.5 [±] 0.5	4.2	1185.5 → 0
1132.0 [±] 1.0	0.085 [±] 0.012	1132.0 → 0
1118.4 [±] 1.0	0.045 [±] 0.007	1185.5 → 67.4
1100.6 [±] 0.6	0.31	1100.6 → 0
1075.4 [±] 1.0	0.057 [±] 0.022	1729.9 → 656
1064.8 [±] 1	0.072 [±] 0.010	1132.0 → 67.4
1033.0 [±] 0.8	0.080 [±] 0.010	1100.6 → 67.4
909.8 [±] 0.5	1.13	909.8 → 0
842.4 [±] 0.7	0.26	909.8 → 67.4
816.4 [±] 0.7	0.42	1100.6 → 283
656.0 [±] 0.4	10.6	656.0 → 0
588.7 [±] 0.5	1.2	656.0 → 67.4
529.2 [±] 0.5	0.44	1185.5 → 656.0
373.1 [±] 0.5	1.75	656.0 → 283
283.0 [±] 0.4	11.6	283.0 → 0
67.40 [±] 0.01	4	67.4 → 0

TABLEAU III

Energies et intensités des raies γ de la décroissance du ⁶¹Cu
 Les précisions des énergies sont celles de notre mesure, sauf pour la raie 67.4 keV, où nous avons accepté la précision supérieure de la réf. 1. La précision des intensités est $\pm 10\%$, sauf indication contraire. La troisième colonne contient les spécifications attribuées aux transitions.

E keV	log f(t)	Correspondance acceptée avec le niveau de $^{60}\text{Ni} (d, p) ^{61}\text{Ni} (10)$	l_n (réf. 10)	I_n^-	Configuration d'une particule d'après (10)
67.4	6.5	69	3	$5/2^-$ (réf.8)	$f_{5/2}$
283.0 ± 0.4	5.5	290	1	$1/2^-$	p
656.0 ± 0.4	5.0	654	1	$(3/2)^-$	p
909.8 ± 0.5	5.6	908	3	$5/2^-$	$f_{5/2}$
≈ 1020 ?		1019			
1100.6 ± 0.6	5.7	1105	1	$1/2^-, 3/2^-$	p
1132.0 ± 1.0	6.3	1139	3	$5/2^-$	$f_{5/2}$
1185.5 ± 0.5	4.9	1195	1	$1/2^-, 3/2^-$	p
1609.9 ± 1.0	6.2	1622	?	$1/2^-, 3/2^-, 5/2^-$	
1729.9 ± 1.0	5.6	1750	1	$1/2^-, 3/2^-$	p
2124 ± 1	4.9	2133	1	$1/2^-, 3/2^-$	p

TABLEAU IV Comparaison entre les niveaux de notre mesure et ceux des réactions de stripping.

La raie 1446,2 KeV pourrait être attribuée à une transition $1446,2 \rightarrow$ en supposant l'existence d'un nouvel état excité pouvant correspondre au niveau 1460 KeV observé par réaction (d,p). D'après R.H. FULMER et al. ⁽¹⁰⁾, ce niveau devrait avoir $I^\pi = 5/2^-$ or l'inexistence d'une raie 1378,8 KeV correspondant à une transition permise de $1446,2 \rightarrow 67,4$ KeV tend à justifier l'inexistence du niveau 1446,2 KeV.

A partir du tableau III, on peut établir un nouveau schéma de niveau du Ni^{61} peuplés par la décroissance du Cu^{61} (figure 10). Les intensités relatives de la transition $(\beta^+ + e)$ vers l'état fondamental et de la raie γ de 67,4 KeV données par Nuclear Data Sheets ont été acceptées.

Comme l'intensité du groupe β_1^+ était établie à partir des intensités relatives des raies γ du schéma de décroissance ⁽⁸⁾, la modification du schéma entraîne aussi le changement des intensités relatives des décroissances $(\beta^+ + e)$ et des valeurs des $\log ft$ correspondantes. Le rapport f_e / f_{β^+} dans le schéma de la figure 10 reste le même que dans la référence 8.

4 - CONCLUSION

Les spins et parités des niveaux donnés dans le tableau IV ont été précisés à partir de mesures de durées de vie que nous avons effectuées parallèlement au laboratoire et communiquées ⁽¹¹⁾ au Colloque de Physique Nucléaire de Bordeaux (Mars 1967). La discussion de ces résultats n'entre pas dans le cadre de ce travail.

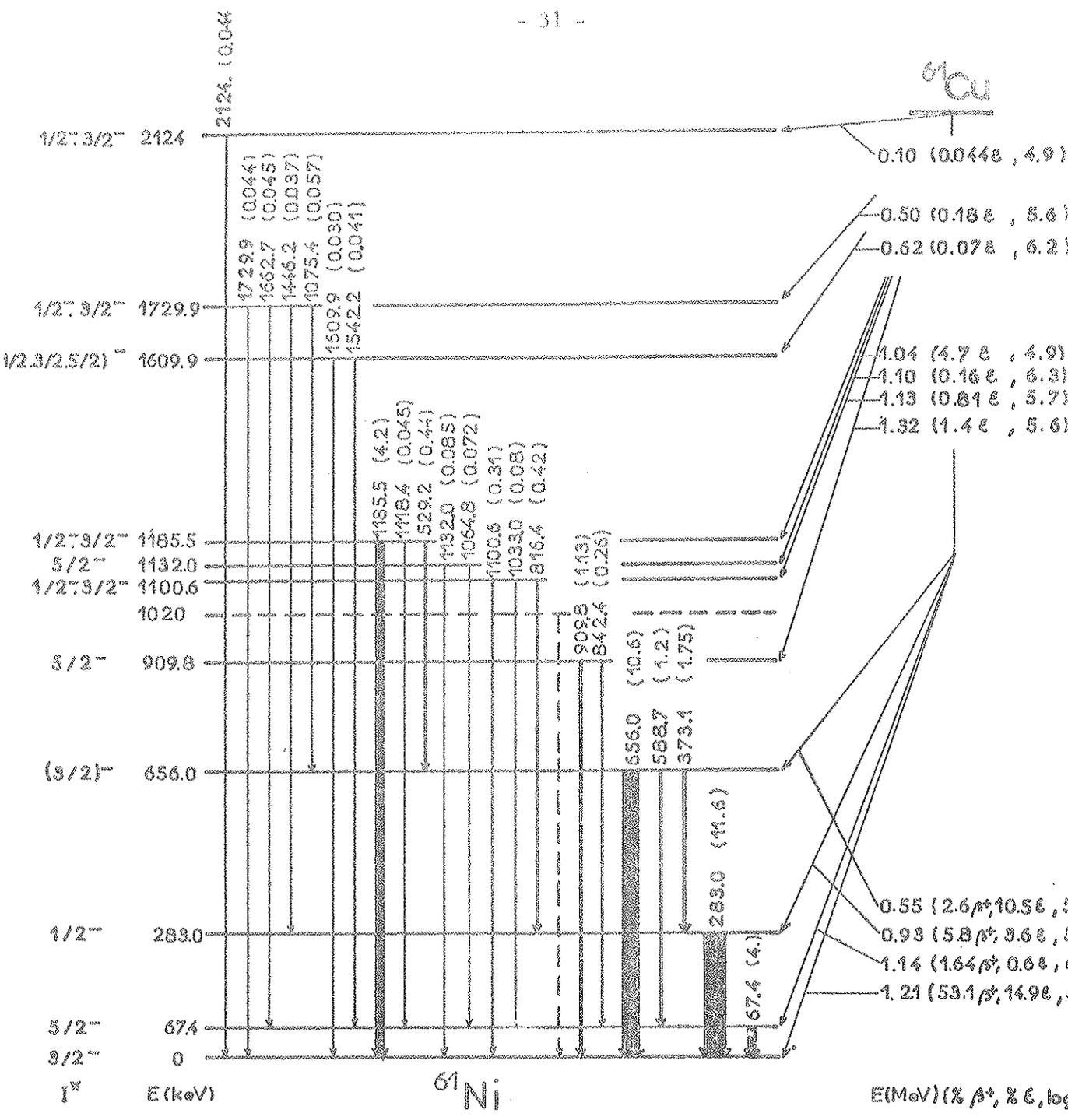


Figure 10 - Schéma de décroissance ⁶¹Cu → ⁶¹Ni. Les chiffres au-dessus des transitions γ indiquent leurs énergies ; les chiffres entre parenthèses sont les intensités rapportées à 100 désintégrations de ⁶¹Cu. Pour les transitions β⁺ et ε nous avons également indiqué les valeurs de l'énergie de transition et entre parenthèses les intensités et les valeurs de log ft

CHAPITRE V

ETUDE DES NIVEAUX EXCITES DE Hg^{200}

1 - CONNAISSANCES ACTUELLES SUR Hg^{200}

Dans le cadre d'une étude plus vaste sur la structure des noyaux lourds situés entre le noyau de Pb^{208} à double couche fermée et les noyaux vibrationnels (Pt^{194} et Pt^{196} par exemple), nous avons repris l'étude des niveaux excités du Hg^{200} peuplés par la décroissance du Tl^{200} de période 26,1 heures ⁽⁸⁾.

Dans le schéma établi par M. SAKAI et al. ⁽¹⁴⁾, apparaissent 11 niveaux excités supplémentaires par rapport au schéma publié par C. J. HERRLANDER et T. R. GERHOLM ⁽¹⁵⁾, par contre un niveau excité à 1660 KeV identifié par réaction (n, γ) ⁽¹⁶⁾ et donné dans la référence (15) ainsi que les intensités des transitions à haute énergie ne sont pas portés sur ce schéma.

D'autre part, dans le schéma de M. SAKAI et al. ⁽¹⁴⁾, les intensités relatives des transitions $(\beta^+ + e)$ vers le niveau fondamental et le premier niveau excité ne sont pas en accord avec les résultats de C. J. HERRLANDER et T. R. GERHOLM. Ces derniers donnent pour ces intensités 1,5 et 20 respectivement par rapport à 100 désintégrations de Tl^{200} . Ces valeurs ont été obtenues à partir de la mesure du rapport $\sum \beta^+ / K_{368}$ au moyen d'un spectromètre β ($\sum \beta^+ =$ nombre total de β^+ et $K_{368} =$ nombre d'électrons de conversion K de la raie de 368 KeV). Les auteurs décomposent le spectre β^+ et calculent les intensités citées plus haut en acceptant la valeur théorique de f_e / f_{β^+} . M. SAKAI et al. disent avoir accepté le rapport $\beta^+ / K_{368} = 11$ et donnent en fait dans leur schéma 3, 7 et 30 au lieu de 1,5 et 20.

2 - PREPARATION DE LA SOURCE

La source a été produite par la réaction $\text{Au}^{197}(\alpha, n)\text{Tl}^{200}$ dans le synchrocyclotron de l'Institut. Les fonctions d'excitation des réactions du type $\text{Au}^{197}(\alpha, xn)$ ont été déterminées par D. VINCIGUERRA et al. (17).

Avec des particules α d'énergie $E_{\alpha} = 56 \text{ MeV}$, les sections efficaces des réactions $(\alpha, 2n)$, $(\alpha, 3n)$ sont très grandes (de l'ordre du barn) alors que la section efficace moyenne de la réaction $\text{Au}^{197}(\alpha, n)\text{Tl}^{200}$ est maximum ($\approx 15 \text{ mbarns}$) pour des particules α d'énergie comprise entre 20 et 30 MeV. Pour diminuer la proportion des activités dues au Tl^{199} de période de 7,4 heures et au Tl^{198} de période 5,3 heures, nous avons utilisé comme cible un empilement de 4 feuilles d'or de dimensions 30 x 5 mm et de 100 mg/cm² d'épaisseur permettant de réduire l'énergie des α à 25 MeV environ d'après les tables de la référence (18).

Bien que les mesures commencent 2 jours après l'irradiation, les activités dues au Tl^{199} et au Tl^{198} apparaissent dans les spectres ainsi que celle due au Pt^{197} de période 20 heures probablement produit par la réaction $\text{Au}^{197}(d, 2p)\text{Pt}^{197}$.

Dans le spectre à basse énergie (figure II) apparaît également l'activité due à l' Au^{196} de période 6 jours produite par la réaction $\text{Au}^{197}(\alpha, \alpha n)$. Le Tl^{198} donne naissance à de nombreuses raies d'énergie supérieure à 1400 KeV, rendant le spectre de la figure 13 très complexe et donnant lieu à des pics d'échappement dont il faut tenir compte dans l'évaluation des intensités.

3 - MESURES

3.1 - Détermination des énergies

Le spectre a été étudié en 3 parties pour déterminer de manière précise les énergies et les intensités. Les spectres des gammes 0-600 , 600-1200 et 1200-2400 KeV sont représentés par les figures 11, 12 et 13 res-

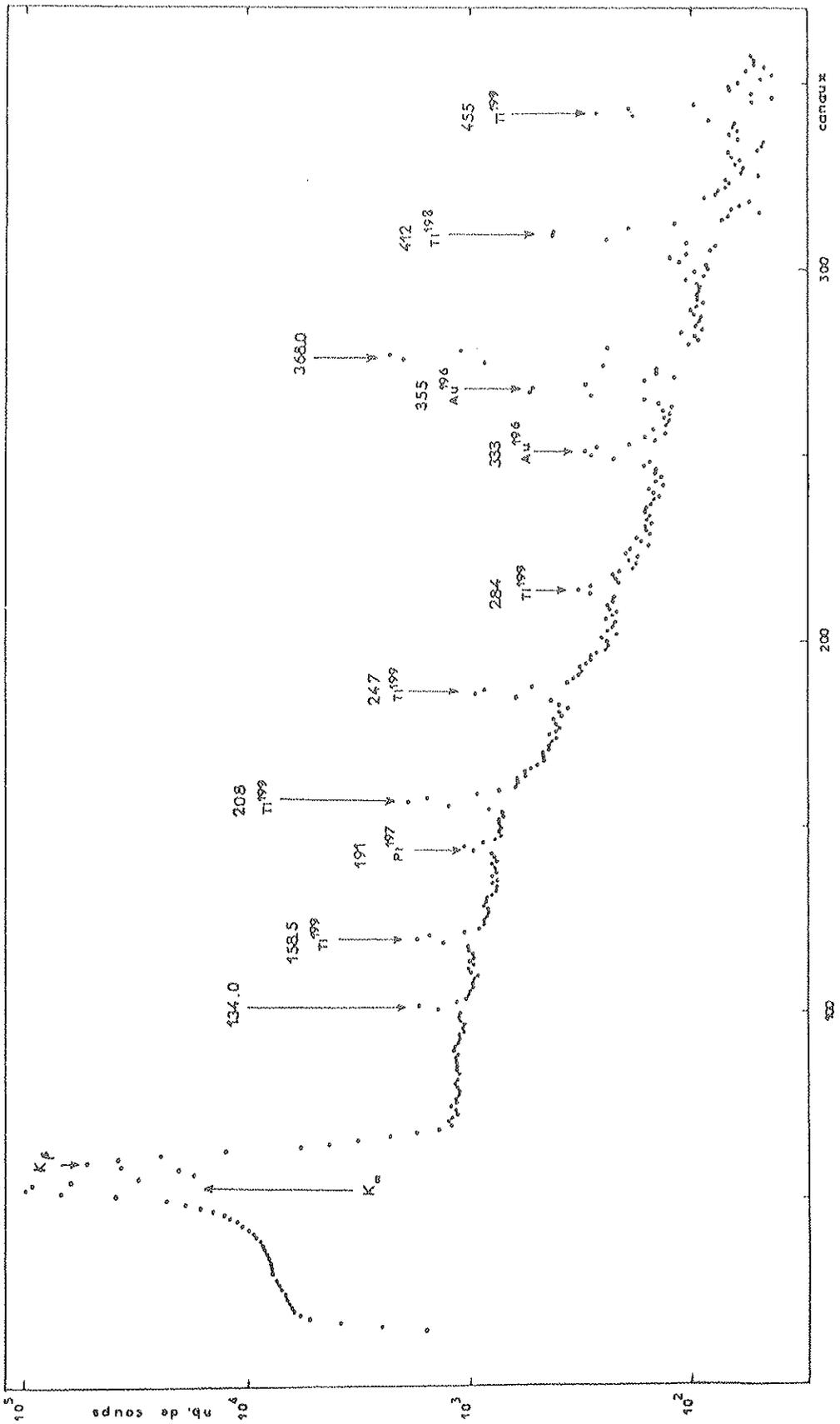


Figure 11

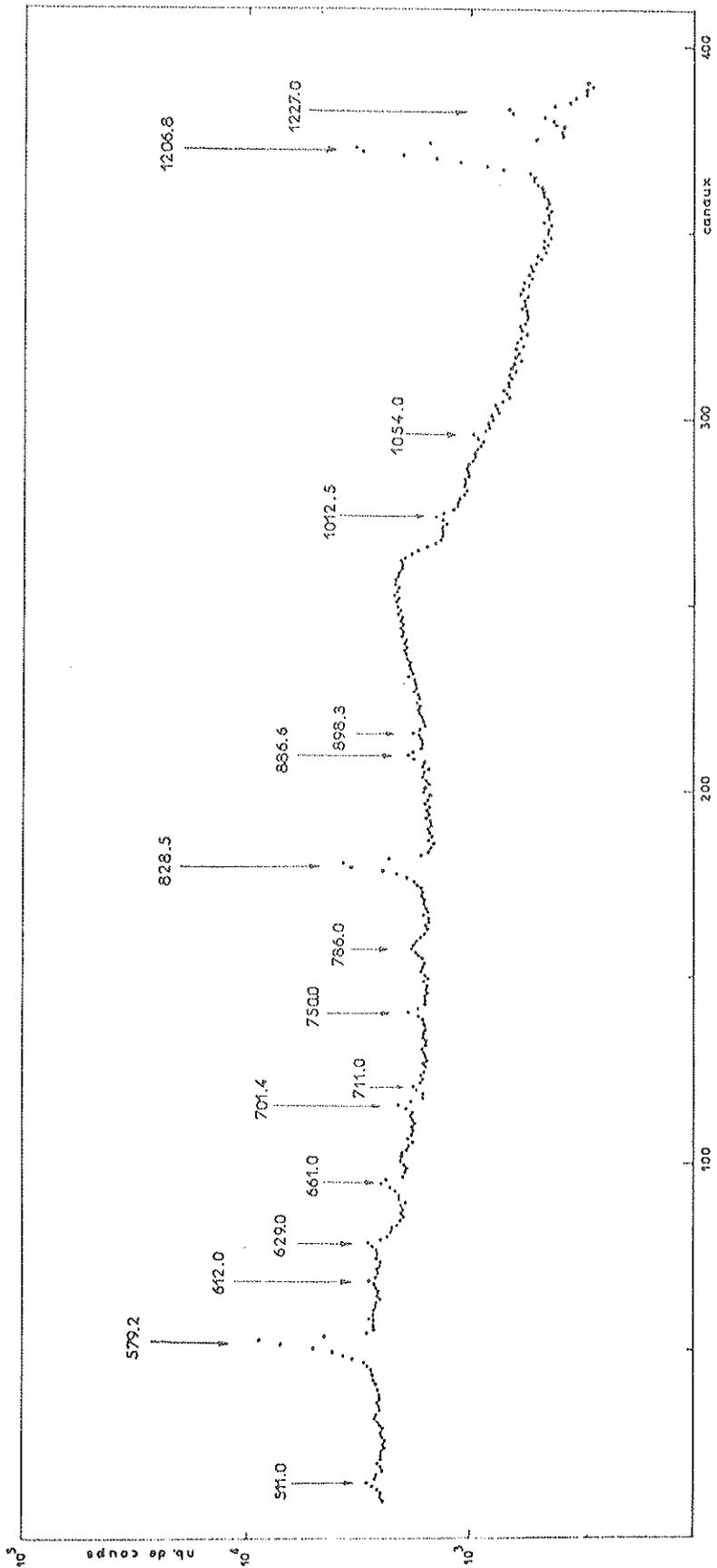


Figure 12

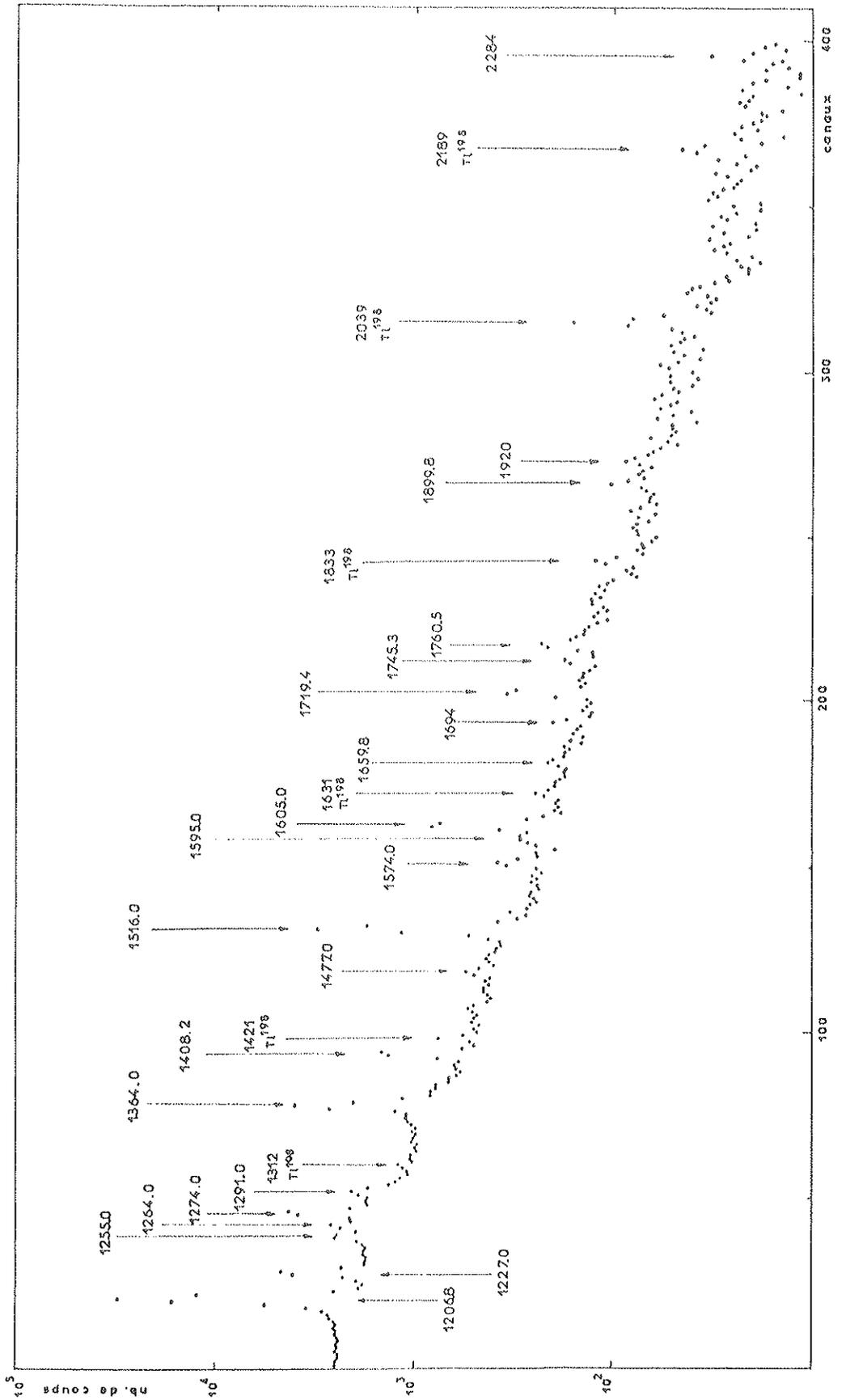


Figure 13

pectivement.

Le spectre de la gamme 1200-2400 KeV a été relevé avec un absorbant de 3 mm de Plomb afin de diminuer le taux de comptage dû aux photons de basse énergie.

Les échelles en énergie ont été déterminées comme il est indiqué dans le paragraphe III-2 . Nous avons accepté l'énergie des raies K_{α} et K_{β} calculées à partir des tables ⁽²⁰⁾ c'est-à-dire 69,3 et 79,8 KeV).

Pour la raie de 368 KeV, nous avons trouvé la valeur de $368,0 \pm 0,5$ KeV en bon accord avec la mesure faite au moyen d'un cristal courbe (367,93 KeV) ⁽¹⁹⁾ . Les énergies des autres transitions sont, dans les limites d'erreurs en assez bon accord avec celles trouvées par M. SAKAI et al. ⁽¹⁴⁾ .

3.2 - Identification des raies

Le peu de connaissances que l'on a du schéma de niveaux de Hg^{198} par exemple, nous a conduit à étudier le spectre en décroissance pour déterminer les périodes des différentes raies observées. Cette étude a été faite en calculant l'intensité d'une raie d'énergie donnée et en étudiant la variation de cette intensité en fonction du temps pour une même géométrie source-détecteur.

Les différentes raies parasites identifiées sont reportées dans le tableau V.

3.3 - Calcul des intensités des raies γ

Les intensités ont été déterminées comme il est indiqué dans le paragraphe III-3 et en tenant compte de l'absorption due à 3 mm de Plomb pour la gamme 1200-2400 KeV.

Les intensités des raies 898 et 1264 KeV ont été calculées en tenant compte de l'intensité des pics de double échappement des raies 1920 KeV et 2284 KeV. Les corrections dues aux pics de simple échappement ont été négligées à cause de leur faible intensité (1920, 1719,4, 1408,2 KeV).

TABLEAU V

Energie (KeV)	Période	Isotope
191	20 heures	Pt ¹⁹⁷
158,5	7,4 heures	Tl ¹⁹⁹
208	7,4 heures	Tl ¹⁹⁹
247	7,4 heures	Tl ¹⁹⁹
284	7,4 heures	Tl ¹⁹⁹
333	6 jours	Au ¹⁹⁶
355	6 jours	Au ¹⁹⁶
412	5,3 heures	Tl ¹⁹⁸
426,5	6 jours	Au ¹⁹⁶
455	7,4 heures	Tl ¹⁹⁹
492	7,4 heures	Tl ¹⁹⁹
675	5,3 heures	Tl ¹⁹⁸
1312	5,3 heures	Tl ¹⁹⁸
1421	5,3 heures	Tl ¹⁹⁸
1631	5,3 heures	Tl ¹⁹⁸
1679	5,3 heures	Tl ¹⁹⁸
1833	5,3 heures	Tl ¹⁹⁸
2039	5,3 heures	Tl ¹⁹⁸
2189	5,3 heures	Tl ¹⁹⁸

L'intensité de la raie 1200 KeV du Hg^{198} , calculée à partir de l'intensité relative de la raie 1421 KeV, est inférieure à 1% de celle de la raie 1206,8 KeV du Tl^{200} et a donc été négligée.

Pour la raie 368 KeV, nous avons accepté la valeur du coefficient de conversion interne $\alpha_K = 3,0 + 0,4 \cdot 10^{-2}$ donnée dans la référence 14.

Dans leur étude M.SAKAI et al. ⁽¹⁴⁾ ont mesuré les intensités relatives des pics de conversion K des raies 368 KeV et 134 KeV et trouvent 1,00 et 0,11 respectivement. A partir des intensités γ de ces 2 raies on peut déduire le coefficient de conversion de la raie 134 KeV :

$$\alpha_K^{134 \text{ KeV}} = 0,16 \pm 0,04$$

Le calcul théorique ⁽¹²⁾ pour une transition de type M1 ou E2 donne les valeurs suivantes :

$$\alpha_K^{134 \text{ KeV}} (\text{M1}) = 0,46$$

$$\alpha_K^{134 \text{ KeV}} (\text{E2}) = 4,7$$

Il y a donc ici un désaccord entre notre mesure et celle de M.SAKAI et al. . Nous n'avons pu déceler une activité parasite susceptible d'expliquer cette valeur aussi faible du coefficient α_K . Les transitions ont un caractère E2 prédominant donc des coefficients de conversion α_K faibles (généralement < 1%) ⁽⁸⁾, ils ont été supposés négligeables dans le calcul des intensités γ compte tenu des grandes erreurs.

4 - RESULTATS

Pour construire le schéma des niveaux excités de Hg^{200} , nous avons utilisé les résultats de la référence 14 en ce qui concerne les mesures de coïncidences et les résultats de notre mesure en ce qui concerne les énergies et les intensités des différentes raies γ . La composition des niveaux à partir des transitions que nous avons observées est montrée dans le tableau VI.

TABLEAU VI

Niveaux d'énergie en KeV	
<u>368,0</u> + 0,5 KeV	
<u>947,2</u> KeV	
368,0 + 579,2 = 947,2	
<u>1029,0</u> KeV	
661,0 + 368,0 = 1029,0	
<u>1255,0</u> KeV	
1255,0 + 0 = 1255,0	
886,6 + 368,0 = 1254,6	
<u>1574,8</u> KeV	
1206,8 + 368,0 = 1574,8	
1574 + 0 = 1574	
<u>1595,0</u> KeV	
1227,0 + 368,0 = 1595,0	
1595 + 0 = 1595	
<u>1642,0</u> KeV	
1274,0 + 368,0 = 1642,0	
1029,0 + 612,0 = 1641,0	
<u>1659,0</u> KeV	
1659,8 + 0 = 1659,8	
1291,0 + 368,0 = 1659,0	
711 + 947,2 = 1658,2	
629 + 1029 = 1658	
<u>1732</u> KeV	
1364,0 + 368,0 = 1732,0	
786,0 + 947,2 = 1733,2	
701,4 + 1029 = 1730,4	
<u>1776</u> KeV	
1408,2 + 368,0 = 1776,2	
947,2 + 828,5 = 1775,7	
134 + 1642 = 1776	
	<u>1845</u> KeV
	898,3 + 947,2 = 1845,5
	1477 + 368 = 1845
	<u>1884</u> KeV
	629,0 + 1255,0 = 1884
	368,0 + 1516,0 = 1884
	<u>1970</u> KeV
	1255 + 711 = 1966
	1605 + 368 = 1973
	<u>2087</u> KeV
	828,5 + 1255,0 = 2085,5
	1054 + 1029 = 2083
	1719,4 + 368 = 2087,4
	313 + 1776 = 2089
	<u>2113</u> KeV
	1745,3 + 368 = 2113,3
	<u>2267</u> KeV
	1012,5 + 1255,0 = 2267,5
	1899,8 + 368 = 2267,8
	<u>2286</u> KeV
	1920 + 368 = 2288
	2284 + 0 = 2284
	711 + 1574,8 = 2285,8
	<u>2358</u> KeV
	1408,2 + 947,2 = 2355,4
	<u>2380</u> KeV
	786,0 + 1595,0 = 2381

Les raies 629, 711, 786, 828,5, et 1408,2 KeV apparaissent plusieurs fois dans ce tableau et n'ont pu être définitivement placées.

Les raies 750, 1264, 1694, 1760,5, 1800,5 et 1858,8 KeV n'ont pu être placées dans le schéma, bien que leurs périodes de décroissance soit d'environ 26 heures.

L'existence des raies 1659,8 et 1291,0 KeV semble prouver l'existence du niveau 1659,0 KeV observé dans une mesure de résonance $(n, \gamma)^{(16)}$.

Notons l'absence de la raie 1341,4 KeV d'intensité relative 1, observée dans la référence 14 et attribuée à la transition $2286 \rightarrow 947,2$ KeV.

Les intensités des différentes raies et les niveaux mis en jeu sont reportés dans les tableaux VII et VIII.

A partir des résultats de la mesure de C.J.HERRLANDER et T.R.GERHOLM⁽¹⁵⁾ selon lesquels l'intensité relative de la transition $(\beta^+ + e)$ vers le niveau fondamental est 1,5 %, nous avons recalculé les intensités relatives des autres transitions $(\beta^+ + e)$ en faisant le bilan des photons, positrons et captures électroniques K, L sur chaque niveau.

Il faut remarquer l'accord entre la mesure de C.J.HERRLANDER et T.R.GERHOLM⁽¹⁵⁾ et la notre pour l'intensité du groupe β_1 sur le premier niveau excité (20 % et 18 % respectivement).

Dans la plupart des cas, on est en présence de transitions une fois interdites par la parité avec $\Delta(I^{\pi}) = 1^-$, leur $\log ft$ a été calculé à partir des valeurs données dans la référence 14, corrigées par les intensités que nous avons obtenues.

5 - REMARQUES SUR LES NIVEAUX EXCITES DE ${}_{80}^{200}\text{Hg}_{120}$

Les niveaux excités du Hg^{200} ont été très étudiés à cause de la structure quasi-vibrationnelle des 3 premiers niveaux et de l'analogie qui existe entre les noyaux de Hg^{200} et Hg^{198} .

TABEAU VII

Energie (Kev)		Intensité pour 100 dé- sintégrations de Tl^{200}	Spécification de la transition
2284	+ 3	0,041 ± 0,014	2286 → 0
1920	+ 2	0,065 ± 0,028	2286 → 368
1899,8	+ 1,0	0,34 ± 0,11	2267 → 368
1858,8	+ 1,0	0,22 ± 0,08	?
1800,5	+ 1,0	0,35 ± 0,12	?
1760,5	+ 1,0	0,62 ± 0,16	?
1745,3	+ 1,0	0,065 ± 0,037	2113 → 368
1719,4	+ 1,0	0,56 ± 0,09	2085 → 368
1694	+ 1	0,08 ± 0,05	?
1659,8	+ 1,0	0,23 ± 0,13	1659,0 → 0
1605	+ 1	1,5 ± 0,2	1970 → 368
1595	+ 1	0,65 ± 0,28	1595 → 0
1574	+ 1	0,35 ± 0,11	1574 → 0
1516	+ 1	4,7 ± 0,5	1884 → 368
1477	+ 1	0,27 ± 0,10	1845 → 368
1408,2	+ 1,0	1,54	1776 → 368
1364,0	+ 0,5	5	1732 → 368
1291	+ 1	0,94 ± 0,20	1659,5 → 368
1274	+ 1	4,2	1642 → 368
1264,0	+ 0,5	1,6	?
1255,0	+ 0,5	1,12	1255 → 0

TABLEAU VIII

Energie (KeV)	Intensité pour 100 dé- sintégrations de Tl^{200}	Spécification de la transition
1227,0 \pm 0,5	3,7	1595 \rightarrow 368
1206,8 \pm 0,5	35	1574,8 \rightarrow 368
1054 \pm 1	0,47 \pm 0,28	2085 \rightarrow 1029
1012,5 \pm 0,5	1,2 \pm 0,2	2267 \rightarrow 1255
898,3 \pm 0,5	0,75 \pm 0,20	1845 \rightarrow 947,2
886,6 \pm 0,5	2,2	1255 \rightarrow 368
828,5 \pm 0,5	13	{ 1776 \rightarrow 947,2 2087 \rightarrow 1255
786,0 \pm 0,5	1,9	{ 1732 \rightarrow 947,2 2380 \rightarrow 1595
750	-	?
711,0 \pm 0,5	0,37 \pm 0,20	{ 2286 \rightarrow 1574,8 1970 \rightarrow 1255 1659,5 \rightarrow 947,2
701,4 \pm 0,5	1,5 \pm 0,4	1732 \rightarrow 1029
661,0 \pm 0,5	2,3	1029 \rightarrow 368
629 \pm 2	1,8 \pm 0,7	{ 1659,0 \rightarrow 1029 1884 \rightarrow 1255
612,0 \pm 0,5	0,65 \pm 0,20	1642 \rightarrow 1029
579,2 \pm 0,5	15,9	947,2 \rightarrow 368
368,0 \pm 0,5	97 \pm 6	368 \rightarrow 0
134,0 \pm 0,5	2,2	1776 \rightarrow 1642

Tableaux VII et VIII : Energies et intensités des raies γ de la décroissance du Tl^{200} . Les précisions des énergies sont celles de notre mesure. La précision des intensités est \pm 10% sauf indication contraire. La troisième colonne contient les spécifications attribuées aux transitions.

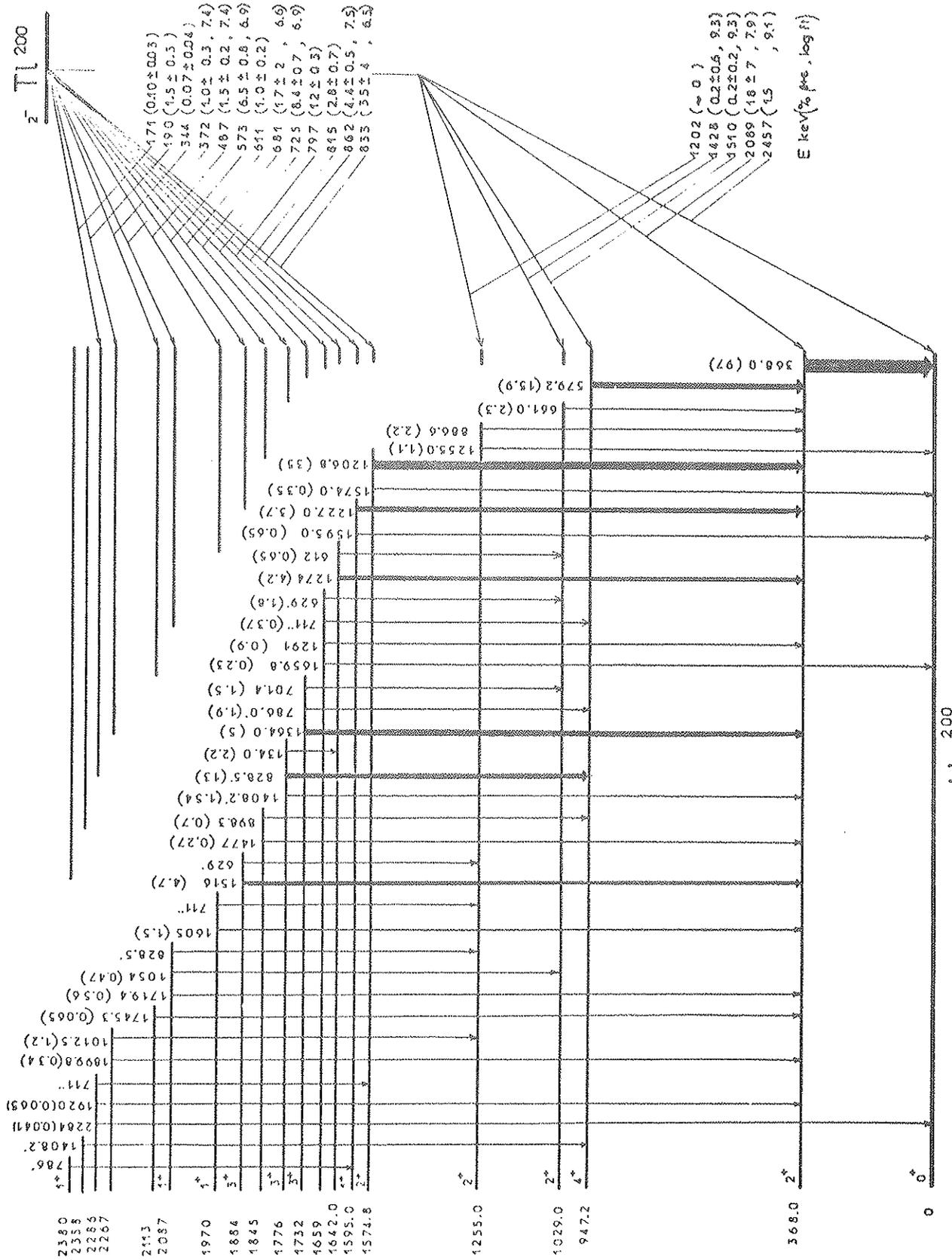


Figure 14 - Schéma de niveaux de Hg^{200} .

Le premier niveau excité à 368 KeV (de spin et parité 2^+) est un niveau à 1 phonon alors que les niveaux 947,2 KeV (4^+) et 1029,0 KeV (2^+) appartiendraient au triplet à 2 phonons (0^+ , 2^+ , 4^+).

De nombreux auteurs, en particulier R.E.SEGEL et al. ⁽²¹⁾, ont essayé de trouver le troisième membre 0^+ de ce triplet situé autour de 1 MeV. Plus récemment M.SAKAI et al. ⁽¹⁴⁾ tentent d'expliquer leur schéma en termes du formalisme de "pairing"; dans le diagramme de densité des niveaux de Hg¹⁹⁸ et Hg²⁰⁰, ils mettent en évidence une discontinuité à

1,4 MeV qui pourrait correspondre à l'énergie minimale d'apparition des états à 2 quasi-particules, par contre un état 3^- , facilement alimenté par transition β du niveau 2^- du Tl²⁰⁰, n'a pas été observé.

6 - CONCLUSION

Notre étude est certes très incomplète, il y a 24 transitions de moins dans notre schéma que dans celui de la référence 14. Ces transitions manquantes sont peu intenses et à basse énergie, elles ne sortent pas du bruit de fond important dû aux Compton et pics de rétrodiffusion qu'il y a dans la gamme 0-600 KeV du spectre relevé avec un détecteur Ge (Li).

Nous avons pu cependant mesurer les intensités de 39 raies γ , et espérons, grâce à un meilleur ensemble d'analyse et des mesures de coïncidences, apporter, de nombreuses précisions dans ce schéma de niveaux.

CONCLUSION

Après avoir rappelé le principe de fonctionnement des détecteurs Ge (Li), nous avons déterminé les caractéristiques et les performances de notre chaîne en vue de son utilisation en spectrométrie γ et dans les mesures de corrélations angulaires.

Ceci nous a conduit à rechercher tout d'abord les conditions donnant la meilleure résolution. Nous avons obtenu 3,2 KeV pour la largeur à mi-hauteur $L_{1/2}$ de la raie 661,6 KeV du Cs^{137} .

Nous avons ensuite déterminé la courbe d'efficacité absolue $\eta(E_\gamma)$ (d'absorption totale de l'énergie) permettant de calculer les intensités des différentes raies d'un spectre donné.

L'étude de la résolution en fonction du taux de comptage nous montre qu'il est possible d'utiliser le détecteur dans les mesures de corrélations angulaires où l'activité est généralement très grande, tout en conservant de bonnes performances.

Le détecteur a ensuite été utilisé pour étudier les décroissances du $\text{Cu}^{61} \rightarrow \text{Ni}^{61}$ et du $\text{Tl}^{200} \rightarrow \text{Hg}^{200}$. Son pouvoir de résolution élevé nous a permis de déterminer, les énergies de 14 nouvelles transitions dans le schéma de niveaux du Ni^{61} avec une précision de l'ordre du KeV et les intensités de 20 raies γ de désexcitation du Hg^{200} .

D'après D.H. WHITE et D.J. GROVES ⁽⁶⁾, l'erreur ΔE_γ sur la détermination d'une énergie E_γ doit être de l'ordre de $10^{-2} \cdot L_{1/2}$ (en KeV).

avec un analyseur à 1024 canaux et après lissage du spectre. La précision sur les calculs d'intensités serait également bien améliorée avec un tel système d'analyse, toutefois les résultats que nous avons obtenus grâce à ce détecteur sont très encourageants et l'avènement des détecteurs Ge (Li) coaxiaux dont le volume peut dépasser 20 cm^3 , donc à grande efficacité, permet d'envisager de vastes possibilités dans le domaine des corrélations angulaires.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 A. J. TAVENDALE, G. T. EWAN
Nucl. Instr. and Meth., 25, (1963) 185
- 2 D. A. SHIRLEY
Nucleonics 23, (1965) 62
- 3 La Radiotechnique, Coprim, RTC
DéTECTEURS SEMICONDUCTEURS, Octobre 1966
- 4 R. AVIDA, U. ATZMONY, I. UNNA
Nucl. Instr. and Meth., 46, (1967) 350
- 5 K. M. WAINIO, G. F. KNOLL
Nucl. Instr. and Meth., 44, (1966) 213
- 6 D. H. WHITE, D. J. GROVES
Nucl. Phys., A 91, (1967) 453
- 7 R. L. ROBINSON, P. H. STELSON, F. K. GOWAN, J. L. C. FORD
Jr. et W. T. MILNER
Nucl. Phys., 74, (1965) 281
- 8 Nuclear Data Sheets
National Academy of Sciences - National Research Council,
Washington, D. C. , 1965
- 9 R. H. NUSSBAUM, A. H. WAPSTRA, W. A. BRUIL, M. J. STERCK,
G. J. NIJGH, N. GROBLER
Phys. Rev., 101, (1956) 905
- 10 R. H. FULMER, A. L. Mc CARTHY, B. L. COHEN, R. MIDDLETON
Phys. Rev., 133 B, (1964) 955
- 11 R. BERAUD, I. BERKES, J. DANIERE, M. LEVY, G. MAREST, R. ROUGNY
Schéma de décroissance du Cu^{61} et vies moyennes dans le Ni^{61}
Communication au Colloque de Bordeaux (Mars 1967)
- 12 M. E. ROSE
Internal Conversion coefficients (1958)
North Holland Publishing Company - Amsterdam

- 13 E. FEENBERG, G. TRIGG
Rev. of Modern Phys., 22, (1950) 399
- 14 M. SAKAI, H. IKEGAMI, T. YAMAZAKI, K. SAITO
Nucl. Phys., 65 (1965) 177
- 15 C. J. HERRLANDER, T. R. GERHOLM
Nucl. Phys., 3 (1957) 161
- 16 R. E. SEGEL
Phys. Rev., 111 (1958) 1620
- 17 D. VINCIGUERRA, K. KOTAJIMA, R. E. Van de VIJVER
Nucl. Phys., 77 (1966) 337
- 18 C. WILLIAMSON, J. P. BOUJOT
Rapport C. E. A. - R 3042 (1966)
- 19 B. HAMMERSH, J. E. MONAHAN, R. K. SMITHER
Ann. Phys. (N. Y), 13 (1961) 284
- 20 KAI SIEGBAHN
Alpha, Beta, gamma-ray spectroscopy (1966)
North Holland Publishing Company - Amsterdam -
- 21 R. E. SEGEL, R. K. SMITHER, R. T. CARPENTER
Phys. Rev., 133 (1964) B 583

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
<u>CHAPITRE I - RAPPELS SUR LE PRINCIPE DES DETECTEURS</u>	
<u>Ge (Li)</u>	2
1 - Introduction	2
2 - Structure d'un détecteur Ge (Li)	2
3 - Ionisation du Ge - Résolution en énergie	5
4 - Linéarité de la réponse et résolution en temps..	5
5 - Interaction des rayonnements γ avec le Ger-	
manium. Efficacité du détecteur	6
6 - Conclusion	10
<u>CHAPITRE II - L'ENSEMBLE EXPERIMENTAL ET SES PERFOR-</u>	
<u>MANCES</u>	11
1 - Introduction	11
2 - Appareillage	12
3 - Résolution en énergie	13
4 - Mesure de l'efficacité absolue du détecteur ..	16
<u>CHAPITRE III - METHODES EXPERIMENTALES</u>	21
1 - Introduction	21
2 - Détermination des énergies	21
3 - Calcul des intensités	22
4 - Détermination des périodes comparatives ft	
des différents groupes β	23
5 - Conclusion	24

<u>CHAPITRE IV</u>	- <u>ETUDE DES NIVEAUX EXCITES DU Ni⁶¹</u>	25
	1 - Introduction	25
	2 - Préparation de la source	25
	3 - Mesures et Résultats	26
	4 - Conclusion	30
<u>CHAPITRE V</u>	- <u>ETUDE DES NIVEAUX EXCITES DE Hg²⁰⁰</u>	32
	1 - Connaissances actuelles sur Hg ²⁰⁰	32
	2 - Préparation de la source	33
	3 - Mesures	33
	4 - Résultats	39
	5 - Remarques sur les niveaux excités de Hg ²⁰⁰	41
		80 120	
CONCLUSION		46
BIBLIOGRAPHIE		48

