

CEA-R 2405 - VAN ZURK R.

RÉALISATION D'UN NOUVEAU CONVERTISSEUR TEMPS-AMPLITUDE
A DIODES « TUNNEL » AMÉLIORANT LA SPECTROMÉTRIE
DES NEUTRONS RAPIDES PAR TEMPS DE VOL

Sommaire. — Réalisation d'un convertisseur temps-amplitude à diodes « tunnel », avec présélection des impulsions ; l'application pour un spectromètre de neutrons rapides à temps-de-vol permet d'obtenir une résolution totale en temps de 1,5 nanoseconde dans la diffusion ^{12}C (n, n') à 14 MeV.

1964

Commissariat à l'Énergie Atomique - France

48 p.

CEA-R 2405 - VAN ZURK R.

DEVELOPMENT OF A NEW TIME-AMPLITUDE CONVERTOR WITH TUNNEL
DIODES FOR IMPROVING FAST NEUTRON SPECTROMETRY
BY TIME OF FLIGHT

Summary. — New time-amplitude convertor with Esaki diodes, the events being pre-selected before analysis, allows for realizing a fast neutron spectrometer by time-of-flight with an $1,5 \cdot 10^{-9}$ s overall time resolution for ^{12}C (n, n') at 14 MeV.

1964

Commissariat à l'Énergie Atomique - France

48 p.

Réalisation d'un nouveau convertisseur temps-
amplitude à diodes "tunnel" améliorant la
spectrométrie des neutrons rapides par temps-de-vol

par

R. Van Zurk

Rapport CEA-R 2405

1964
Do

CENTRE D'ÉTUDES
NUCLÉAIRES DE GRENOBLE

Les rapports du COMMISSARIAT A L'ÉNERGIE ATOMIQUE sont, à partir du n° 2200, en vente à la Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 16, rue Lord Byron, Paris VIIIème.

The C.E.A. reports starting with n° 2200 are available at the Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 16, rue Lord Byron, PARIS VIIIème.

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR D'UNIVERSITÉ

PAR

R. VAN ZURK

PREMIÈRE THÈSE

Réalisation d'un nouveau convertisseur temps-amplitude
à diodes « tunnel » améliorant la spectrométrie
des neutrons rapides par temps-de-vol

DEUXIÈME THÈSE

Les échelles rapides à transistors

Soutenues le 21 Novembre 1963 devant la Commission d'examen

MM.	N. FELICI	Président
	R. BOUCHEZ	} Examineurs
	J. MOUSSIEGT	
	J. MEY	Ingénieur au C.E.A.

TABLE DES MATIÈRES

AVANT PROPOS

CHAPITRE I — Résolution en temps et spectrométrie des neutrons rapides par temps-de-vol.....	2
CHAPITRE II — Réalisation du convertisseur temps-amplitude à diodes « tunnel ».....	7
CHAPITRE III — Temps de résolution et linéarité différentielle du convertisseur temps-amplitude	21
CHAPITRE IV — Application à la mesure du temps-de-vol des neutrons rapides	28
BIBLIOGRAPHIE.....	39

AVANT-PROPOS

Le développement de l'électronique rapide a permis d'appliquer la méthode du temps-de-vol à la spectrométrie des neutrons rapides dans le domaine de la nanoseconde. On sait que cette méthode consiste à mesurer le temps-de-vol t d'un neutron le long d'une base de vol de longueur d . Cette distance d , au plus de l'ordre de quelques mètres est limitée par les dimensions de la salle d'expériences et par les angles solides des détecteurs correspondant à une efficacité acceptable. La vitesse v et l'énergie E du neutron étant reliées par :

$$E = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} m \left(\frac{d}{t}\right)^2.$$

Le temps t est donné par $t = 72,3 d (m) \sqrt{E} \text{ (MeV)}$ nanoseconde avec t en nanosecondes, d en mètres et E en MeV. Par exemple, pour des neutrons de 14 MeV et une distance de vol de 2 m, $t = 38,6$ nanosecondes. L'imprécision Δt sur la mesure du temps, entraîne sur la mesure de l'énergie une imprécision $\Delta E/E = 2 \Delta t/t$; si l'on désire une précision de 5 % sur la mesure de l'énergie, l'erreur sur la mesure du temps doit être inférieure à 1 nanoseconde. Les spectromètres généralement utilisés ont une résolution totale en temps voisine de deux nanosecondes, cette valeur est liée à deux groupes principaux de paramètres, d'une part la résolution du dispositif électronique de détection des particules et de mesure du temps, d'autre part la dispersion due aux dimensions finies de la cible et du détecteur-neutron. Or seul le premier groupe de paramètres peut conduire à une amélioration de la résolution sans diminuer l'efficacité.

Il est essentiel d'améliorer la résolution totale d'un dispositif expérimental, la durée T d'une expérience étant proportionnelle à τ^5 pour une précision donnée. Or, les progrès récents dans le domaine des semi-conducteurs et l'apparition d'éléments à commutation très rapide permettent de réaliser assez simplement des circuits rapides de grandes performances, et d'obtenir finalement une résolution totale de l'ordre de 1,5 nanoseconde. C'est ce progrès sensible dans la mesure du temps-de-vol qui constitue le but de ce travail dont la partie principale a été la mise au point d'un convertisseur temps-amplitude essentiellement constitué de diodes « tunnel ».

Ce travail est divisé en deux parties. La première partie comprend l'étude et la réalisation du convertisseur temps-amplitude et a été effectuée dans les Laboratoires de la Section d'Electronique Rapide, du Département d'Electronique, détachée au Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, sous la direction de Monsieur MEY. La seconde partie comprenant les essais et l'utilisation de l'appareillage comme spectromètre de neutrons rapides a été faite au Laboratoire de Physique Nucléaire (Université et Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble) sous la direction de Monsieur le Professeur BOUCHEZ.

Je veux prier ici Monsieur le Professeur FELICI de bien vouloir accepter l'expression de ma sincère reconnaissance pour l'intérêt qu'il a manifesté à thèse.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur BOUCHEZ, mon directeur de thèse, pour les encouragements et les conseils qu'il m'a constamment prodigués.

Je remercie particulièrement Monsieur le Professeur MOUSSEGT de l'Ecole d'Ingénieurs Electroniciens de Grenoble pour l'attention qu'il a bien voulu porter à ma thèse.

Je remercie Monsieur MEY, Chef de la Section d'Electronique Rapide du Département d'Electronique détachée au Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, pour ses nombreux conseils et l'attention qu'il a portée à mon travail.

Je remercie enfin Monsieur DUCLOS pour son aide précieuse dans la partie expérimentale de ce travail.

CHAPITRE I
RESOLUTION EN TEMPS ET SPECTROMETRIE DES
NEUTRONS RAPIDES PAR TEMPS-DE-VOL

I. — 1. DIFFUSION DES NEUTRONS RAPIDES ET TEMPS DE RESOLUTION

Un dispositif classique pour l'étude de la diffusion des neutrons rapides de 14 MeV est représenté figure 1. Les neutrons sont obtenus par la réaction $d(t, n)\alpha$, la particule α ayant une énergie d'environ 3,5 MeV est émise en direction sensiblement opposée au neutron. La détection de la particule α est utilisée pour caractériser l'instant d'émission du neutron, c'est l'instant initial t_i . Si le neutron diffuse sur la cible d'étude sous un angle φ , il peut, après avoir parcouru la base de vol d , être détecté à l'instant t_d par le détecteur-neutron D_n . Le sélecteur de temps-de-vol enregistre alors, à une constante près, le temps t mis par le neutron pour parcourir cette distance d . Les neutrons diffusés par la cible d'étude se répartissent en groupes d'énergie correspondant aux états excités du noyau. Leur répartition en fonction de leur temps-de-vol se présente (figure 2), sous la forme d'un spectre (pour fixer les idées, les considérations suivantes se rapportent à une cible de ^{12}C). Les pics du spectre (figure 2) correspondant à la diffusion élastique ($Q = 0$) et aux diffusions inélastiques ($Q = -4,43$ MeV, 7,65 MeV, 9,6 MeV) se superposent au « bruit de fond » dû aux coïncidences fortuites entre les particules α et les neutrons provenant de diffusions parasites.

Le but de l'expérience étant de déterminer la distribution angulaire des groupes de neutrons, il s'agit, à chaque angle φ , de mesurer le nombre d'impulsions n_d dans le pic. Par exemple, pour le pic élastique, entre B et C, ce nombre n_d s'obtient en faisant la différence $n - n_o$ entre le nombre n dans la bande $BC = \Delta t$ et le nombre n_o dû au bruit de fond en l'absence de cible de diffusion. Une interprétation correcte des résultats exige que le rapport n/n_o soit supérieur à une limite γ , que la précision statistique soit inférieure à une limite f , ce qui impose le comptage d'un nombre donné de neutrons diffusés ; enfin il faut que deux pics voisins d'énergie E_1 et E_2 soient séparés, imposant une distance de vol d liée au temps τ de résolution par :

$$72,3 d (E_2^{-\frac{1}{2}} - E_1^{-\frac{1}{2}}) \geq k_1 \tau$$

$k_1 > 2$ étant une constante déterminée par le rapport d'intensité entre les deux pics.

Compte tenu de ces conditions, précisons la variation de la durée T d'une expérience en fonction du temps τ de résolution du spectromètre. Le nombre n_d de neutrons diffusés dans un groupe est :

$$n_d = n_\alpha \cdot v \cdot \sigma(\varphi) \cdot \frac{S}{d^2} \cdot \varepsilon_{(E)} \cdot T$$

avec n_α le nombre par seconde de particules α détectées, égal au nombre de neutrons incidents sur la cible, $\sigma(\varphi)$ la section efficace différentielle en mb/sr v le nombre par cm^2 de noyaux dans la cible (supposée mince), S la surface (cm^2) du détecteur-neutron, $\varepsilon_{(E)}$ l'efficacité du détecteur-

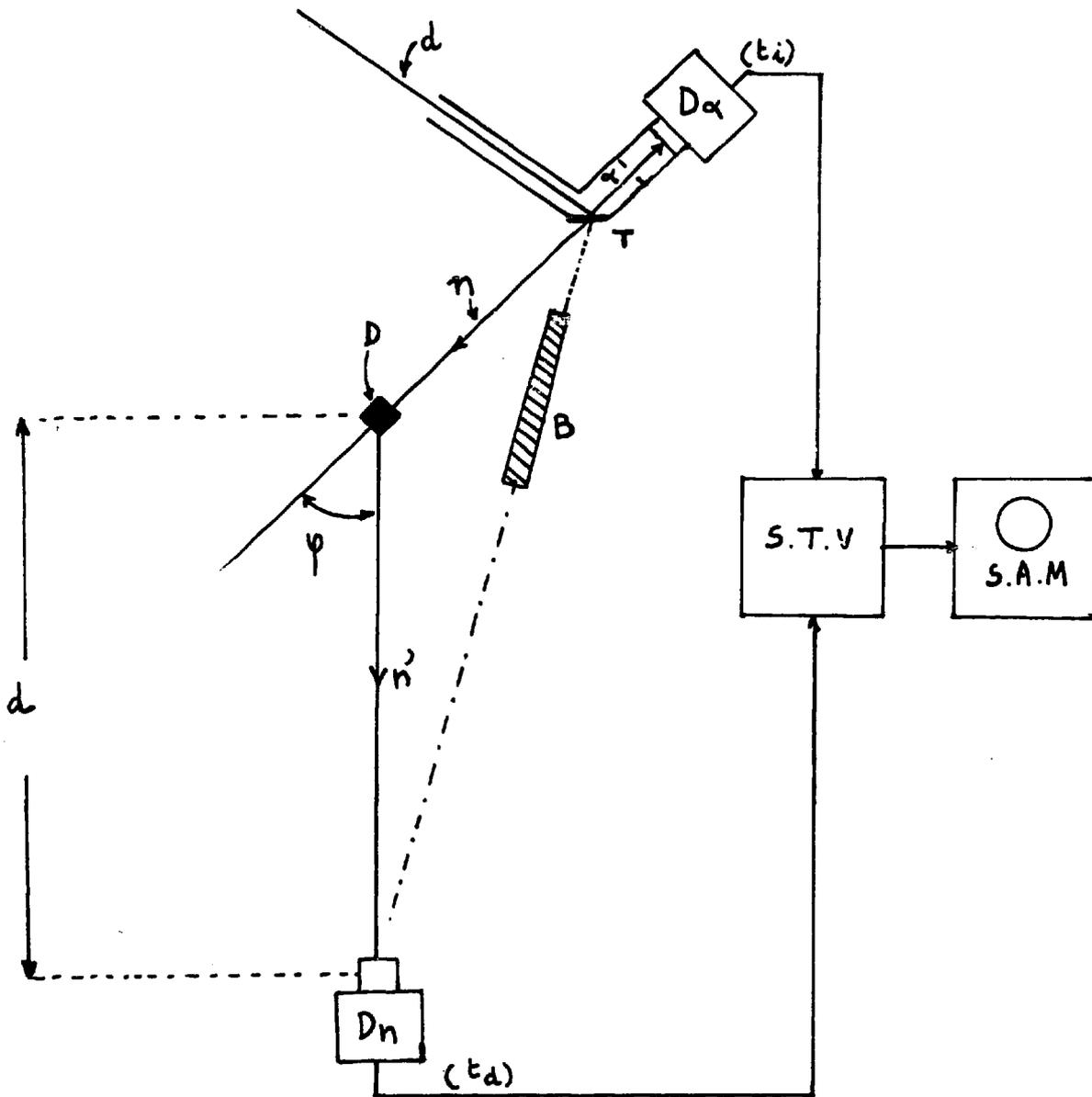
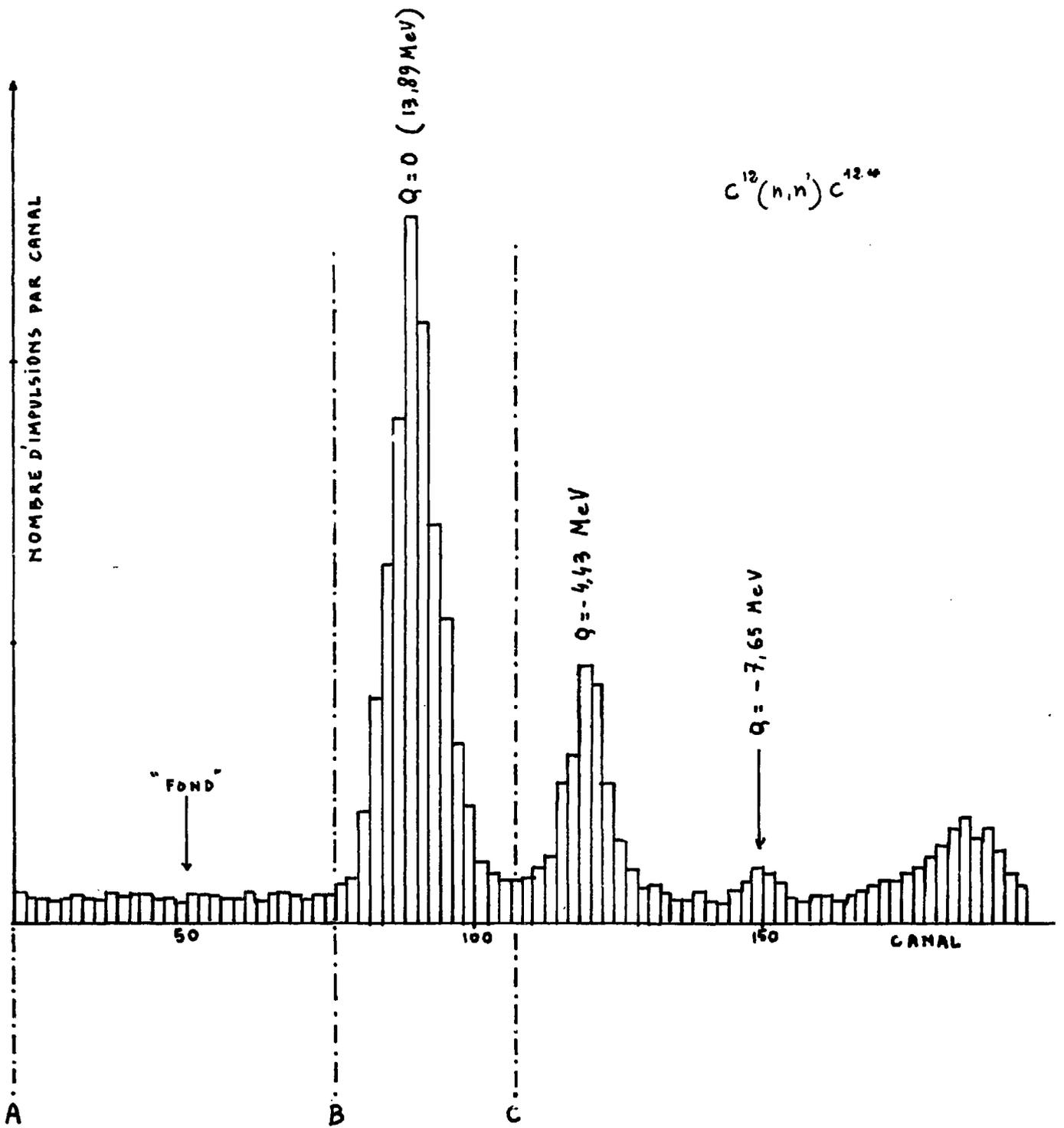


FIG 1

SCHEMA D'UNE EXPERIENCE DE DIFFUSIONS DE NEUTRONS RAPIDES

- T : CIBLE DE TRITIUM
- D : DIFFUSEUR
- B : BARRE D'OMBRE
- STV. : SELECTEUR DE TEMPS DE VOL
- SAM : SELECTEUR D'AMPLITUDE MULTICANAUX



SPECTRE DE TEMPS-DE-VOL DES NEUTRONS DIFFUSÉS
 PAR UNE CIBLE DE ^{12}C

FIG 2

neutron pour l'énergie E, ou encore d étant proportionnel à τ et n_a à l'intensité I du faisceau de deutons

$$n_d = \frac{K_1 I T}{\tau^2}$$

D'autre part, le bruit de fond dans la bande Δt peut aussi être analysé

$$n_o \approx n \alpha n_n \Delta t \cdot T$$

n_n étant le taux de comptage dans la voie neutron, comprenant presque uniquement les événements parasites (bruit de fond du photomultiplicateur, diffusions parasites) le nombre d'événements utiles intervenant pour une part négligeable (10^{-3}) ; n_n dépend donc très peu de la distance d (Szabo, 1963). La largeur de la bande Δt étant proportionnelle à τ , on peut donc écrire

$$n_o \approx K_2 I^2 \tau T$$

Il s'en suit que l'on a : $\gamma = \frac{k}{I \tau^3} + 1$.

Ceci nous définit un courant I du faisceau de deutons.

$$I = \frac{k}{(\gamma - 1) \tau^3}$$

On a donc finalement

$$T = k \cdot n_d (\gamma - 1) \tau^5$$

n_d dépendant de la précision statistique désirée.

D'où l'importance du temps de résolution et l'intérêt de le diminuer le plus possible, en particulier pour mesurer des faibles sections efficaces différentielles, inférieures à 10 mb/sr.

Fluctuations du temps de résolution.

Avec des neutrons incidents d'énergie bien déterminée, le temps de résolution dépend de trois paramètres, apportant des fluctuations (largeur à mi-hauteur) sur la mesure du temps de vol.

1) τ_s dû aux dimensions du scintillateur équipant le détecteur-neutron, et approximativement proportionnel à ϵ .

2) τ_c dû aux dimensions de la cible, proportionnel à son épaisseur x pour une cible mince.

3) τ_d dû au dispositif de détection et comprend :

a) les fluctuations de temps de transit dans les photomultiplicateurs équipant les détecteurs α et neutrons.

b) les fluctuations apportées par le dispositif électronique analysant les impulsions provenant des détecteurs. Ces fluctuations étant indépendantes, on a

$$\tau^2 = \tau_s^2 + \tau_c^2 + \tau_d^2$$

La diminution de τ_s et de τ_c s'obtient en diminuant les dimensions du scintillateur-neutron et de la cible mais en même temps l'on augmente considérablement la durée de la mesure, d'où un compromis (Szabo, 1963).

La diminution de τ_d est plus avantageuse, car elle agit uniquement sur τ , et la durée T de l'expérience varie comme τ^5 . C'est le but de ce travail de diminuer le plus possible les fluctuations en temps de l'appareillage électronique.

La solution électronique est compliquée par le fait que les impulsions du détecteur-neutron ont un spectre d'amplitude variant dans un facteur 7. En effet, le détecteur-neutron détecte les protons de recul produits par choc élastique des neutrons avec les noyaux d'hydrogène du scintillateur. Si les neutrons sont monocinétiques, le spectre différentiel (nombre de protons d'énergie comprise entre E et E + dE) est une droite parallèle à l'axe des énergies, qui s'arrête pour l'énergie E des neutrons incidents (Blanc, 1959). Il en résulte que si l'on exige une efficacité de détec-

tion de ces protons de 85 %, correspondant à des neutrons de 14 MeV, le seuil neutron du spectromètre doit être de l'ordre de 2 MeV. Pratiquement, le spectromètre doit donc conserver un bon temps de résolution avec des impulsions pouvant varier en amplitude dans un rapport 1 à 7.

Caractéristiques proposées d'un sélecteur de temps-de-vol.

Cet ensemble de considérations nous définit un sélecteur de temps-de-vol multicanaux ayant les caractéristiques suivantes :

- 1) le temps de résolution électronique doit être au moins égal à une nanoseconde,
- 2) afin de ne pas être limité en intensité I , le nombre de coups admissibles dans la voie α doit être aussi élevé que possible,
- 3) la linéarité du sélecteur doit être telle que le bruit de fond de coïncidences fortuites soit constant dans toute la plage de temps-de-vol,
- 4) afin de ne pas être limité vers les basses énergies par le gain des détecteurs, le seuil du sélecteur doit être aussi bas que possible (inférieur à un volt),
- 5) la stabilité doit être suffisante pour permettre des mesures de très longues durées (dépassant la journée),
- 6) l'utilisation doit être simple et les réglages faciles à reproduire.

1-2. LES SELECTEURS DE TEMPS-DE-VOL MULTICANAUX

On peut les diviser en deux classes.

A) Les Chronotrons.

Ils sont constitués par une succession de circuits de coïncidence décalés dans le temps (O'Neill, 1955) et qui définissent chacun un canal de largeur Δt . Le décalage est obtenu au moyen de lignes de transmission reliant successivement entre eux les différents circuits. Pour une gamme de temps donnée, si une bonne résolution en temps est exigée on est amené à augmenter le nombre de circuits de coïncidences et à utiliser des circuits d'interpolation qui rendent possible la définition de canaux de largeur aussi petite qu'on le désire (Meunier, 1957-Duclos, 1958). Ces dispositifs d'interpolation ont en outre l'avantage de donner une information en temps indépendante dans une assez large mesure, de l'amplitude des impulsions d'entrée. Cependant une bonne linéarité n'est obtenue qu'au prix d'une sélection sévère des circuits de coïncidences qui doivent avoir une réponse identique pour des conditions très variées d'amplitude d'entrée. Par ailleurs, l'atténuation et l'intégration apportées par les lignes de couplage altèrent encore la réponse des chronotrons.

D'autres appareils, utilisant une technique un peu différente, tel le vernier-chronotron, permettent de s'affranchir des inconvénients ci-dessus et n'utilisent qu'un seul circuit de coïncidence ; cependant ceci n'est obtenu qu'au prix d'une assez grande complexité (Lefevre 1957-Cottini, 1956).

B) Le convertisseur temps-amplitude.

La conversion temps-amplitude a été introduite pour la première fois dans la spectrométrie des neutrons par Neilson (1955). Un convertisseur temps-amplitude transforme en une amplitude u de tension, l'intervalle Δt de temps à mesurer entre les impulsions provenant des deux détecteurs ; ces impulsions étant d'abord transformées en impulsions rectangulaires d'amplitude et de durée bien définies. Ces circuits de mise en forme sont des circuits à seuil, généralement peu précis lorsque les impulsions utilisées présentent une large distribution d'amplitude, comme en spectrométrie de neutrons rapides. En effet, selon que cette amplitude est plus ou moins grande, le seuil est atteint plus ou moins rapidement. Une technique simple (Culligan 1960) permettant de réduire l'influence de la distribution d'amplitude consiste à déclencher la mise en forme au moment où l'impulsion « différenciée » change de signe (Zéro crossing). Le grand intérêt du convertisseur temps-amplitude est sa simplicité qui vient surtout du fait que l'on peut utiliser à sa suite un sélecteur d'amplitude multicanaux.

CHAPITRE II

REALISATION DU CONVERTISSEUR TEMPS-AMPLITUDE A DIODES « TUNNEL »

II — 1. PRINCIPE

Un convertisseur temps-amplitude comprend le plus souvent : (figure 3) :

a) deux circuits de mise en forme (MF) dont le rôle est de délivrer, à partir d'impulsions variables en amplitude, des impulsions rigoureusement calibrées en amplitude et en durée.

b) un circuit convertisseur (C_R) qui utilise les impulsions calibrées précédentes et effectue la transformation $\Delta t \rightarrow \Delta u$ au moyen d'un circuit intégrateur. Celui-ci donne en sortie une impulsion d'amplitude $u = K\Delta t$ qui est alors amplifiée et dirigée vers un sélecteur d'amplitude multicanaux. Δt représente l'intervalle de temps séparant les deux impulsions avant mise en forme.

La fonction la plus délicate est confiée aux circuits de mise en forme qui doivent fonctionner, dans notre cas, avec des impulsions dont l'amplitude varie dans un rapport d'au moins 1 à 7, sans détériorer l'information en temps.

Cette fonction de mise en forme est généralement effectuée soit par un circuit limiteur, la mise en forme en durée étant assurée par une ligne court-circuitée, soit par un circuit monostable. Quel que soit le procédé choisi, il est toujours nécessaire d'adjoindre une voie parallèle (figure 4 a) dont le rôle est de s'assurer que les impulsions d'entrée ont l'amplitude suffisante, soit pour être limitées, soit pour déclencher correctement les mises en forme. Ceci est effectué à l'aide de deux discriminateurs d'amplitude D_1 et D_2 dont le seuil est toujours supérieur au seuil propre des mises en forme. Les signaux de sortie de ces deux discriminateurs sont mis en coïncidence dans un circuit C ; le temps de résolution de l'ensemble définit la gamme utile du convertisseur. Le circuit de coïncidence délivre alors un signal d'autorisation (pilote) qui peut être utilisé de façons différentes :

a) *Post sélection.*

Le signal d'autorisation sert à ouvrir la « porte » du sélecteur d'amplitude multicanaux (figure 4 a). L'inconvénient de ce système est que les circuits lents (domaine de la μ seconde) tels qu'intégrateur et amplificateur peuvent être encombrés par des signaux qui sont rejetés après coup. Il peut en résulter des empilements ou des phénomènes de niveaux moyens qui modifient l'information en amplitude et donc finalement la résolution en temps.

b) *Sélection intermédiaire* (Culligan, 1960).

Les appareils qui utilisent cette disposition (figure 4 b) ne présentent pas cet inconvénient puisque le signal d'autorisation est appliqué directement au circuit convertisseur, c'est-à-dire avant les circuits lents. Il est nécessaire dans ce cas que le signal d'autorisation précède les impulsions à analyser ; on est donc amené à retarder celles-ci.

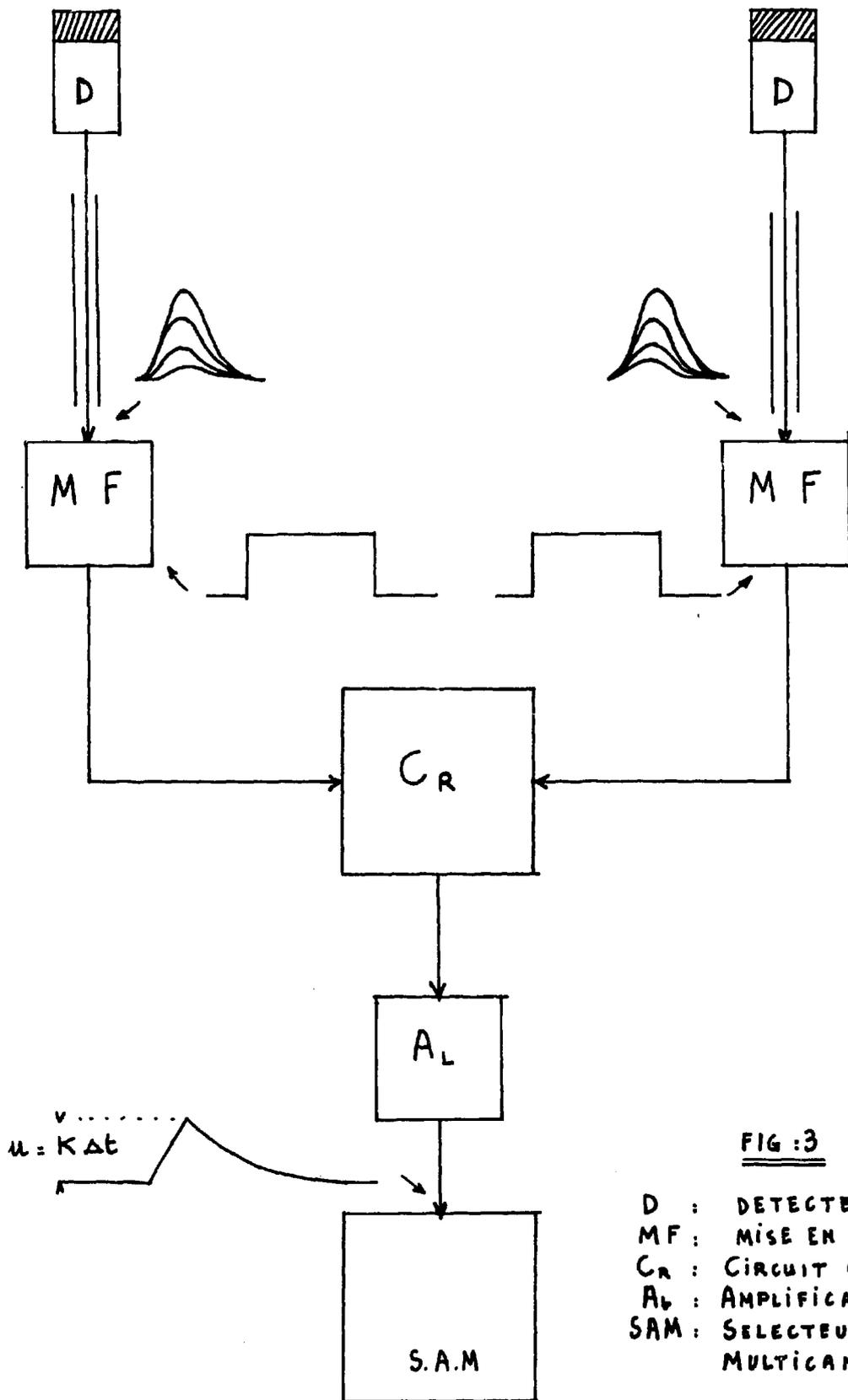


FIG : 3

- D : DETECTEURS
- MF : MISE EN FORME
- CR : CIRCUIT CONVERTISSEUR
- AL : AMPLIFICATEUR LINÉAIRE
- SAM : SELECTEUR D'AMPLITUDE MULTICANAUX

CR: CONVERTISSEUR.
D: DISCRIMINATEUR D'AMPLITUDE

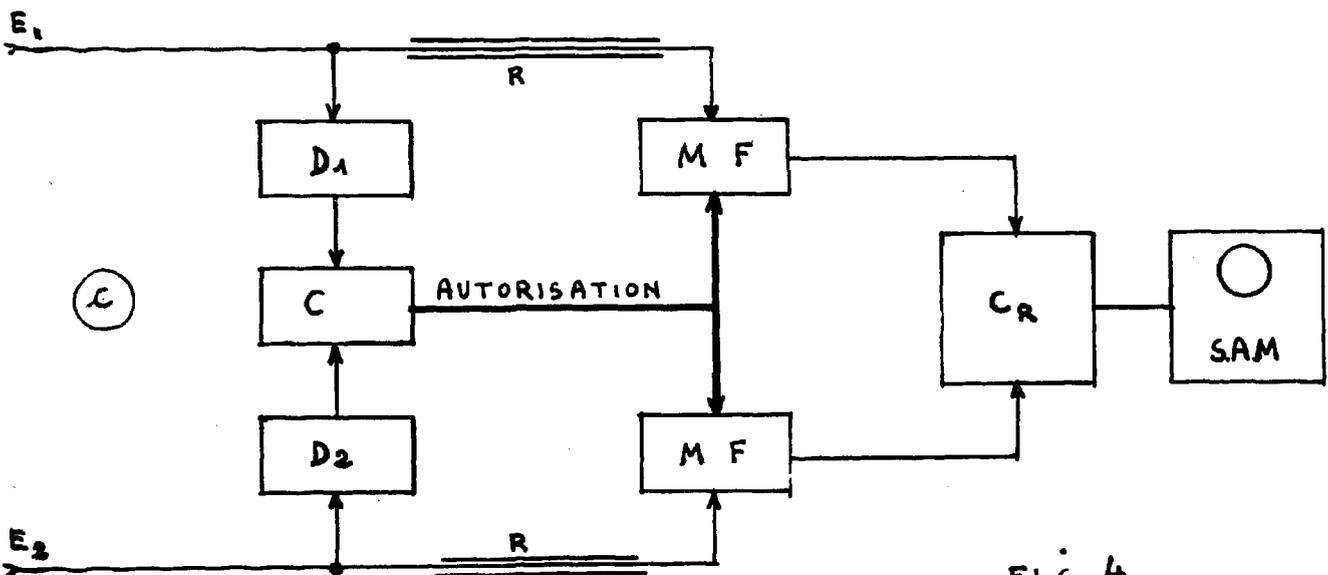
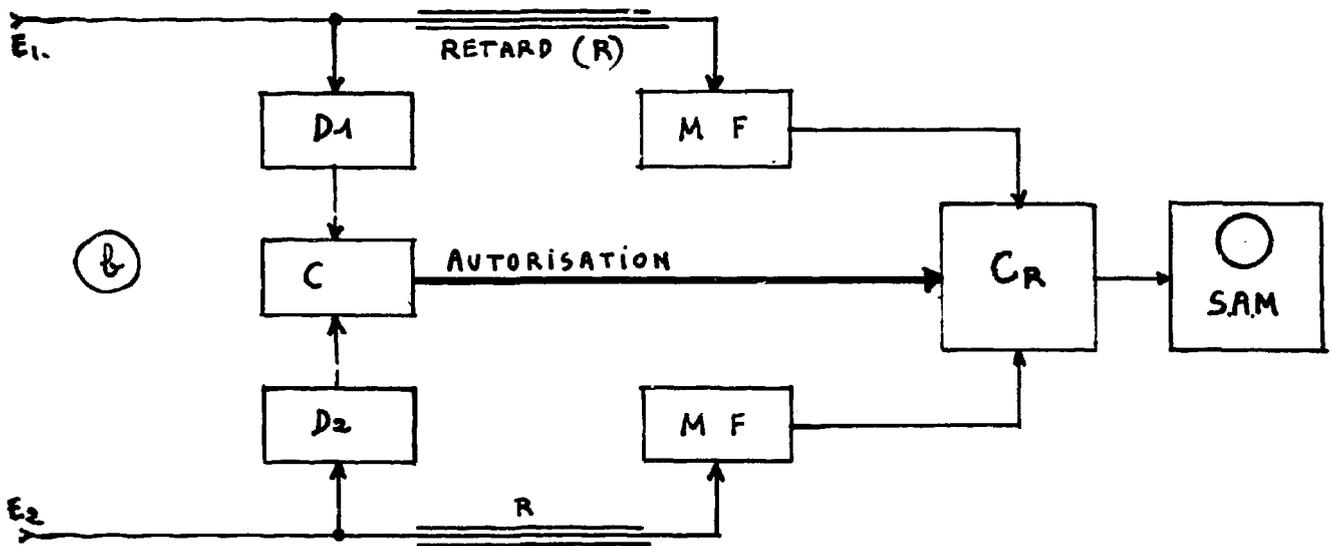
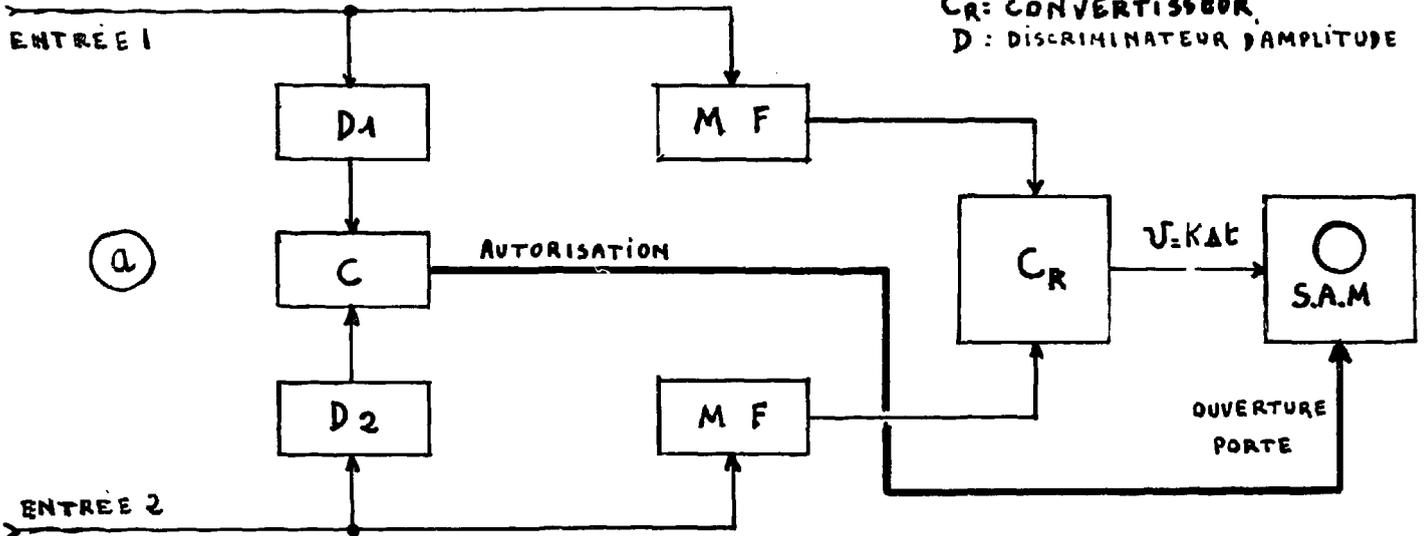


FIG 4

S.A.M. SELECTEUR D'AMPLITUDE MULTICANAUX

Cependant, avec les dispositions ci-dessus et pour des taux de comptage élevés, on peut être limité par l'encombrement des circuits de mise en forme, qui eux sont actionnés à chaque impulsion. Ceci est aggravé par le fait que le seuil des mises en forme étant nécessairement plus bas que celui des discriminateurs (D_1 , D_2) elles sont susceptibles d'être actionnées par des impulsions parasites. Dans le cas où la mise en forme est effectuée par des circuits monostables, ceci est une cause de détérioration du temps de résolution. En effet, on sait que, après déclenchement, un monostable ne retrouve sa sensibilité initiale qu'au bout d'un temps ordinairement plusieurs fois supérieur à la durée de son signal (temps de restitution) ; il en résulte à taux de comptage élevé des fluctuations de seuil, d'où des fluctuations de retard au déclenchement.

c) *Présélection.*

Pour les raisons ci-dessus nous avons choisi d'appliquer le signal d'autorisation directement aux circuits de mise en forme. Nous obtenons alors la disposition schématisée figure 4 c (Brevet CEA. 924.644). Les mises en forme sont effectuées par deux bistables qui sont normalement dans une position d'insensibilité à la polarité des impulsions provenant des détecteurs. Lorsque les critères de sélection sont respectés, le signal d'autorisation fait passer les bistables dans leur position de sensibilité. Ceux-ci sont ensuite ramenés à leur position initiale par les paires d'impulsions sélectionnées. C'est donc le rebascullement des bistables qui caractérise, à une constante près, l'instant de détection d'une particule. Avec cette disposition le taux de comptage n'est plus limité que par les discriminateurs (D_1 et D_2) sur lesquels les exigences sont beaucoup moins sévères que sur les mises en forme. Dans le cas de la spectrométrie des neutrons par temps-de-vol, le taux de comptage n'est élevé que sur l'une des voies (voie α ou surtout voie d'arrivée du faisceau pulsé) ; par suite la limite du taux de comptage n'est imposée que par un seul discriminateur.

En résumé, on a donc réalisé un tel convertisseur temps-amplitude en commençant par la mise au point d'un discriminateur d'amplitude à faible temps de restitution.

II — 2. DISCRIMINATEURS A DIODES « TUNNEL »

Dans notre utilisation, on exige de ces circuits, non seulement qu'ils déclenchent pour une amplitude déterminée par un seuil réglable, mais encore qu'ils fixent par leur mise en coïncidence la gamme du convertisseur temps-amplitude. On leur demande donc d'apporter le moins possible de fluctuations de retard au déclenchement. L'étude du retard apporté par les circuits de déclenchement classiques a été effectuée par Mey (1958) ; l'importance du temps de transit dans la boucle de réaction y est mise en évidence. On sait qu'une telle limitation n'intervient pas dans les diodes « tunnel » (Esaki, 1958) ; de plus, la résistance négative de la caractéristique est « naturelle », c'est-à-dire obtenue sans couplage extérieur. Les caractéristiques des diodes « tunnel » nous ont permis de réaliser simplement un circuit discriminateur à faible temps de restitution.

— *Description du circuit à diodes « tunnel ».*

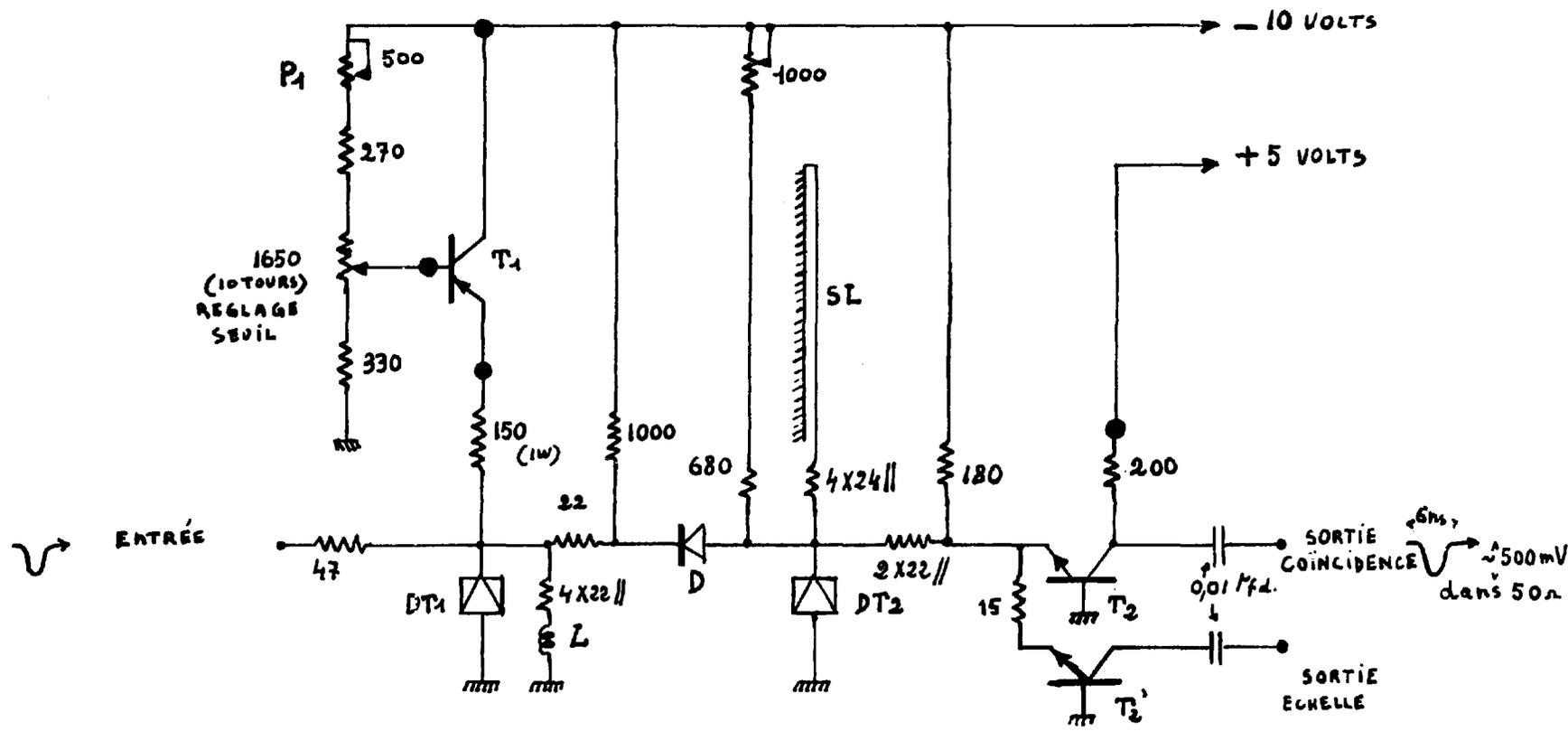
Le circuit représenté figure 5 comprend un monostable de définition de seuil DT_1 polarisé par l'intermédiaire du transistor T_1 , une diode de séparation D et un monostable de mise en forme par ligne plane court-circuitée (Alexandre, Riou 1962). Les transistors T_2 et T'_2 ont un rôle de séparation assurant l'aiguillage du signal de sortie vers le circuit de coïncidence et vers l'échelle de comptage. La diode de séparation (D) laisse passer les signaux de déclenchement de DT_1 (≈ 500 mV.) mais ne retransmet pas les variations de tension de polarisation de DT_1 ($V_p \approx 100$ mV.), la polarisation de DT_2 est donc fixe quelque soit le seuil. Ce procédé évite un condensateur de liaison et les difficultés de restitution associées.

Le fonctionnement particulier des monostables à diodes « tunnel » a été étudié plus en détail par ailleurs (Van Zurk, 1962).

— *Caractéristiques essentielles.*

Impulsions d'entrée :

- polarité : négative
- forme : impulsion de courant fournie par un 56 AVP associé à un scintillateur plastique.
- gamme d'utilisation : 125 mV. à 10 V.



- L : 4 cm fil Cu ϕ 0,5 mm. ($\sim 0,03 \mu H$)
- T₁ : OC77 ou equivalent
- T₂ : 2N917 ou 2N2368
- DT1 : 1N3130 RCA
- DT2 : 1N3130 RCA
- D : ID3 050T
- SL : STRIP LINE ($Z_c \sim 93 \Omega$) (20 cm)
- Points découplés par 0,022 μ fd.

SCHEMA DE PRINCIPE DU DISCRIMINATEUR
D'AMPLITUDE

- sensibilité : 125 mV. ajustable par P_1 .
- gamme de discrimination : 125 mV. à 2,5 V.
- linéarité : La courbe du seuil est donnée figure 6. La non-linéarité vers les faibles sensibilités varie avec chaque diode « tunnel ».
- temps de restitution : 15 à 20 nanosecondes.

Impulsions de sortie :

- polarité : négative
- durée : 6 ns. à la base
- amplitude : $\left\{ \begin{array}{l} \text{sortie coïncidence : 500 mV. dans } 50 \Omega \\ \text{sortie échelle : 100 mV. dans } 50 \Omega \end{array} \right.$

II — 3. CIRCUIT DE COINCIDENCE

La fonction « coïncidence » est effectuée par addition de courant dans un monostable à mise en forme par self (DT_1 , figure 8). Le temps de résolution de 60 nanosecondes est obtenu en mettant en coïncidence deux discriminateurs définissant des signaux de durée différente. Nous avons adopté cette dissymétrie de façon à obtenir le plus faible temps de restitution possible sur l'une des voies (voie α). On a donc d'une part un discriminateur D_1 décrit ci-dessus et d'autre part un discriminateur D_2 constitué d'un circuit identique à D_1 mais suivi par un monostable à mise en forme par câble court-circuité (largeur du signal de sortie $\simeq 60$ nanosecondes). Le schéma de ce monostable est indiqué figure 7.

II — 4. CIRCUIT DE MISE EN FORME ET CONVERTISSEUR

Le schéma est indiqué figure 8. Le fonctionnement est le suivant : lorsque le monostable de coïncidence DT_1 déclenche, il produit l'avalanche du transistor T_1 . L'impulsion de courant recueillie sur le collecteur de ce transistor est dirigée vers les deux bistables DT_2 et DT_3 , par l'intermédiaire des capacités de 10 pF. et des transistors de séparation T_2 et T_3 qui sont normalement à l'état bloqué. Les deux bistables passent alors simultanément de l'état 1 (insensibilité aux impulsions négatives), figure 9 a, à l'état sensible 0. Les impulsions provenant des détecteurs, appliquées aux entrées C_{R1} et C_{R2} ramènent alors les bistables DT_2 et DT_3 à l'état 1 aux temps t_1 et t_2 (figure 9b). On recueille donc aux bornes de DT_2 et DT_3 des impulsions rectangulaires positives d'amplitude ΔV , dont les fronts arrières sont décalés entre eux de Δt . On effectue alors la différence entre ces deux signaux au moyen d'un transformateur d'impulsion. L'impulsion résultante de durée Δt , d'amplitude déterminée et de polarité négative débloque le transistor T_4 . La capacité « d'intégration » C se décharge alors avec une constante de temps λ . Si cette dernière est suffisamment grande devant la durée du Δt le plus long à mesurer — 60 nanosecondes — on peut considérer comme linéaire la décharge de C. On aura donc finalement aux bornes de C, une impulsion d'amplitude $u = K \Delta t$ pour $\Delta t < 60$ ns. Cette impulsion est alors dirigée, après amplification, vers un sélecteur d'amplitude 400 canaux où sont finalement classés les intervalles de temps. Le rôle des câbles situés entre DT_2 et DT_3 est de séparer ces deux diodes, de telle sorte que lorsque DT_2 déclenche, l'impulsion qui en résulte ne puisse pas perturber le fonctionnement de DT_3 , avant un temps Θ qui est égal à la gamme du convertisseur temps-amplitude.

Retard au déclenchement.

La loi de variation de ce retard en fonction du courant d'attaque est indiquée par une courbe figure 10. Cette courbe a été tracée d'après un calcul basé sur une approximation parabolique du pic de la caractéristique établie à partir des données fournies par le constructeur (Van Zurk, 1963). Le seuil de la voie parallèle est réglé de telle sorte qu'elle n'autorise le fonctionnement des mises en forme que pour des dépassements supérieurs à 3 mA. Comme le point de fonctionnement des bistables dans la position sensible 0 est situé à 2 mA, du pic de la caractéristique cela correspond à des impulsions d'entrée de 5 mA. Pour des impulsions sept fois plus grandes cela correspond à un dépassement de 33 mA, soit une différence de retard au déclenchement de $\simeq 3 \cdot 10^{-10}$ s. ; ceci se vérifie assez bien expérimentalement.

COURBE DE SEUIL RÉEL EN FONCTION DU SEUIL AFFICHÉ

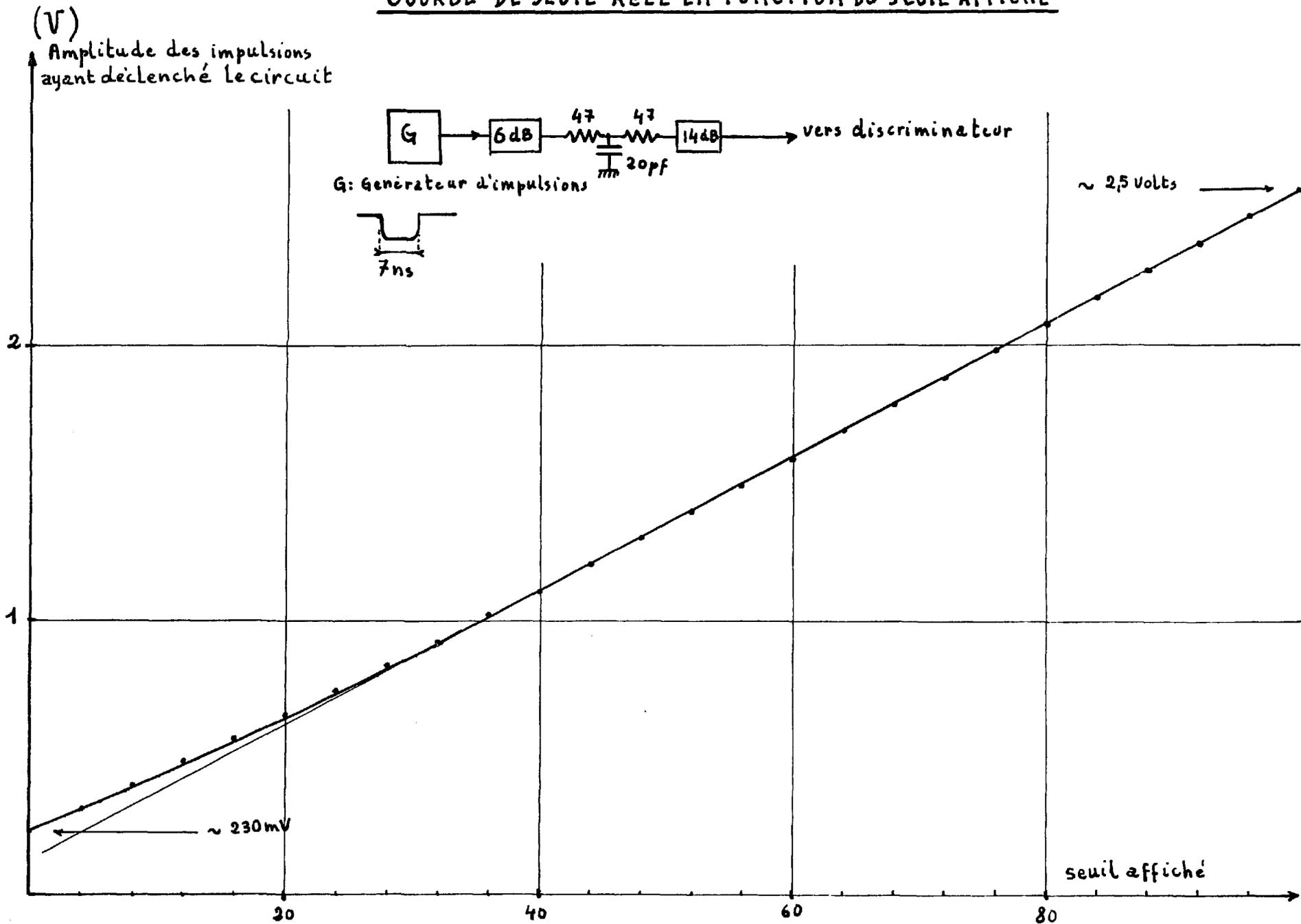
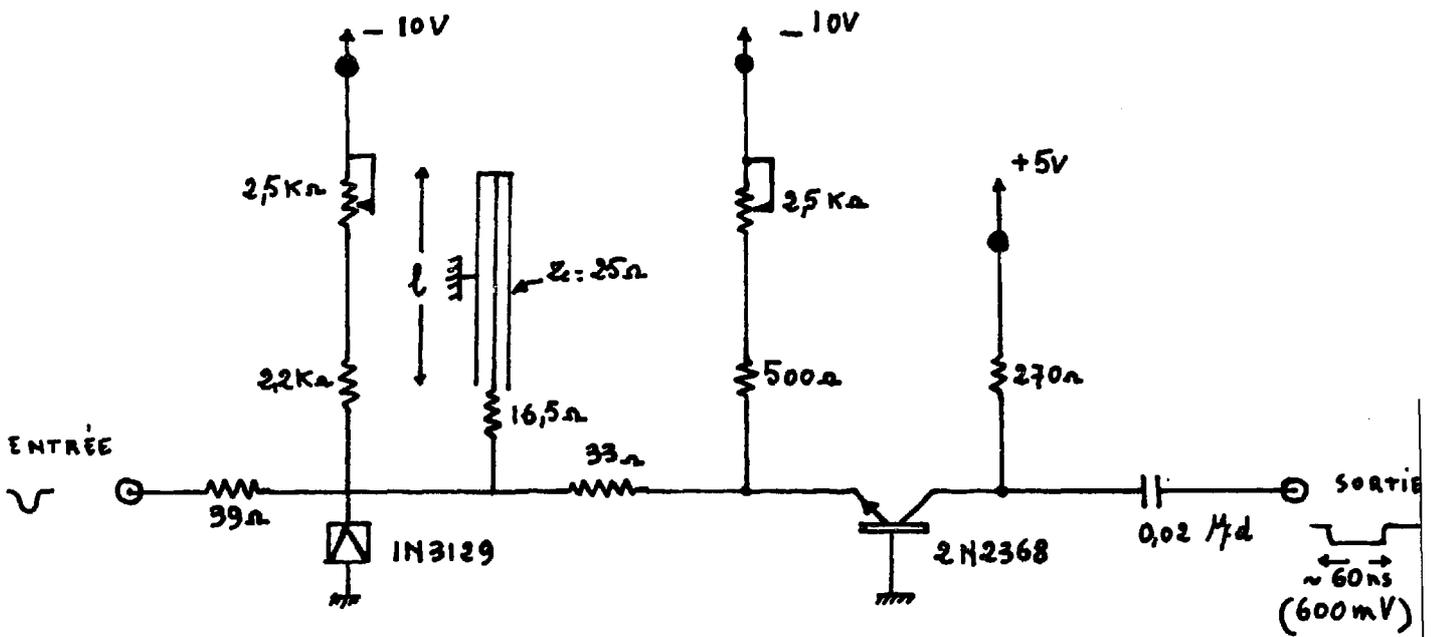


Fig 6



MONOSTABLE DE MISE EN FORME

l : 6 mètres (2 câbles $Z_c=50\Omega$ en parallèle)

● Indique un découplage par 0,02μfd

FIG 7

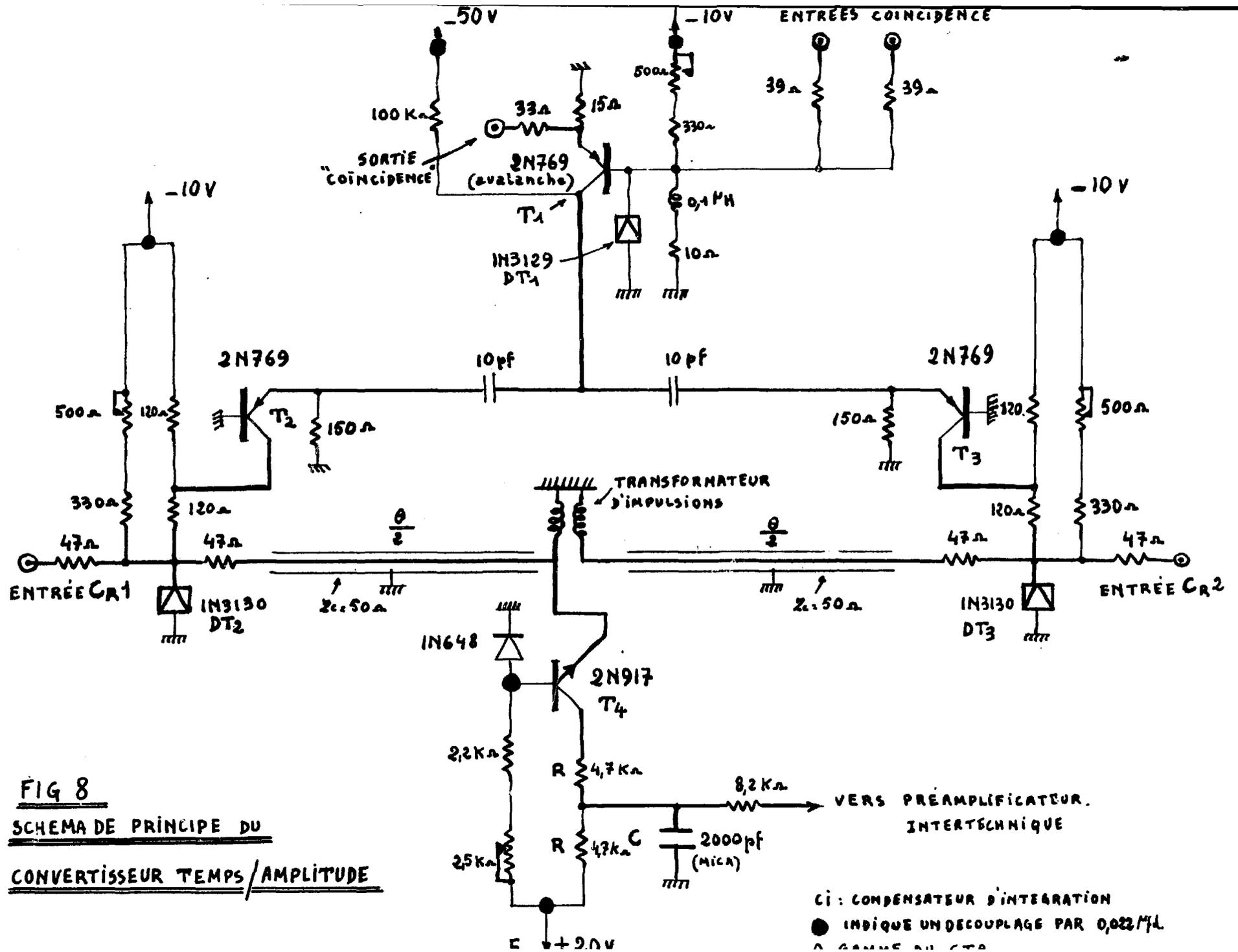
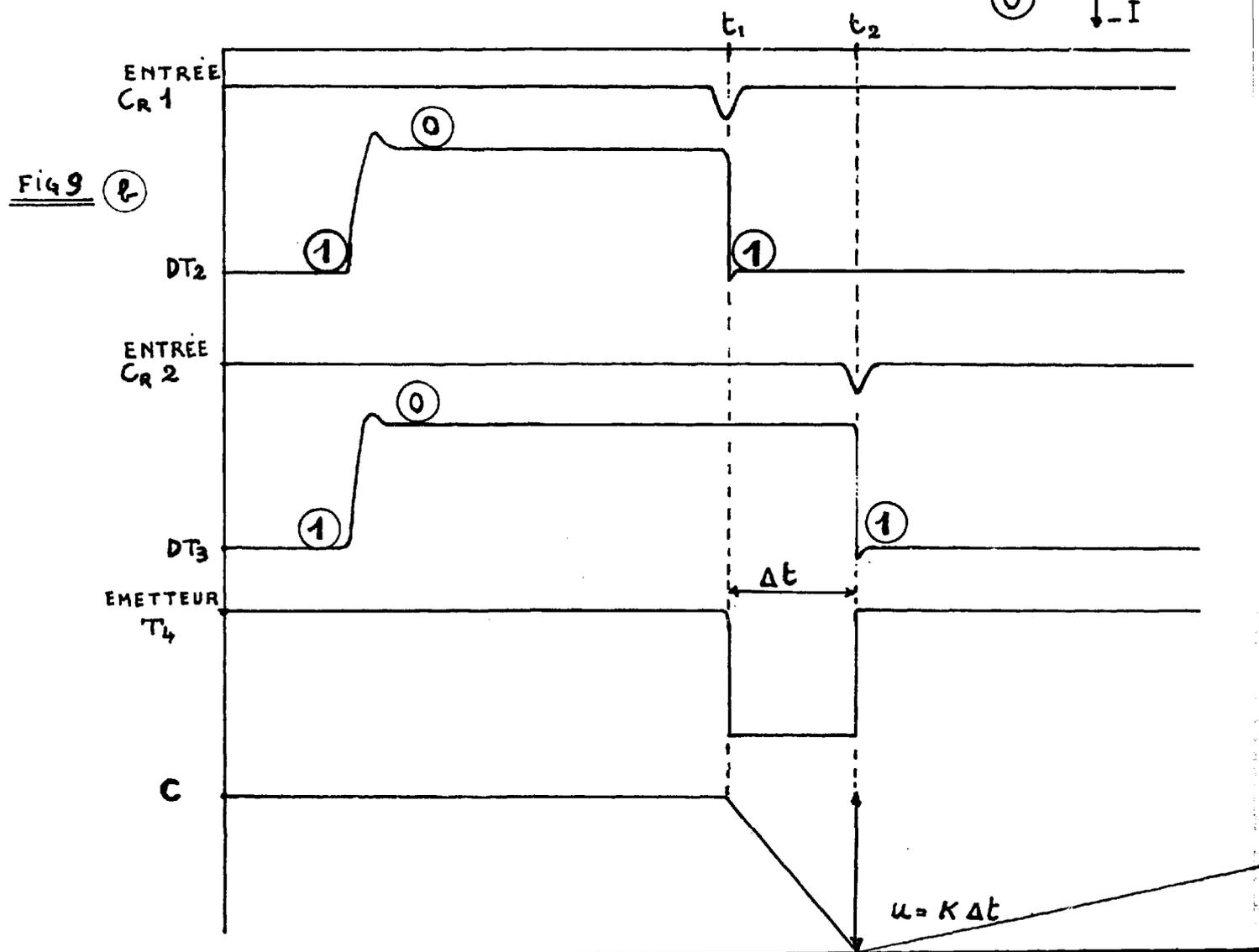
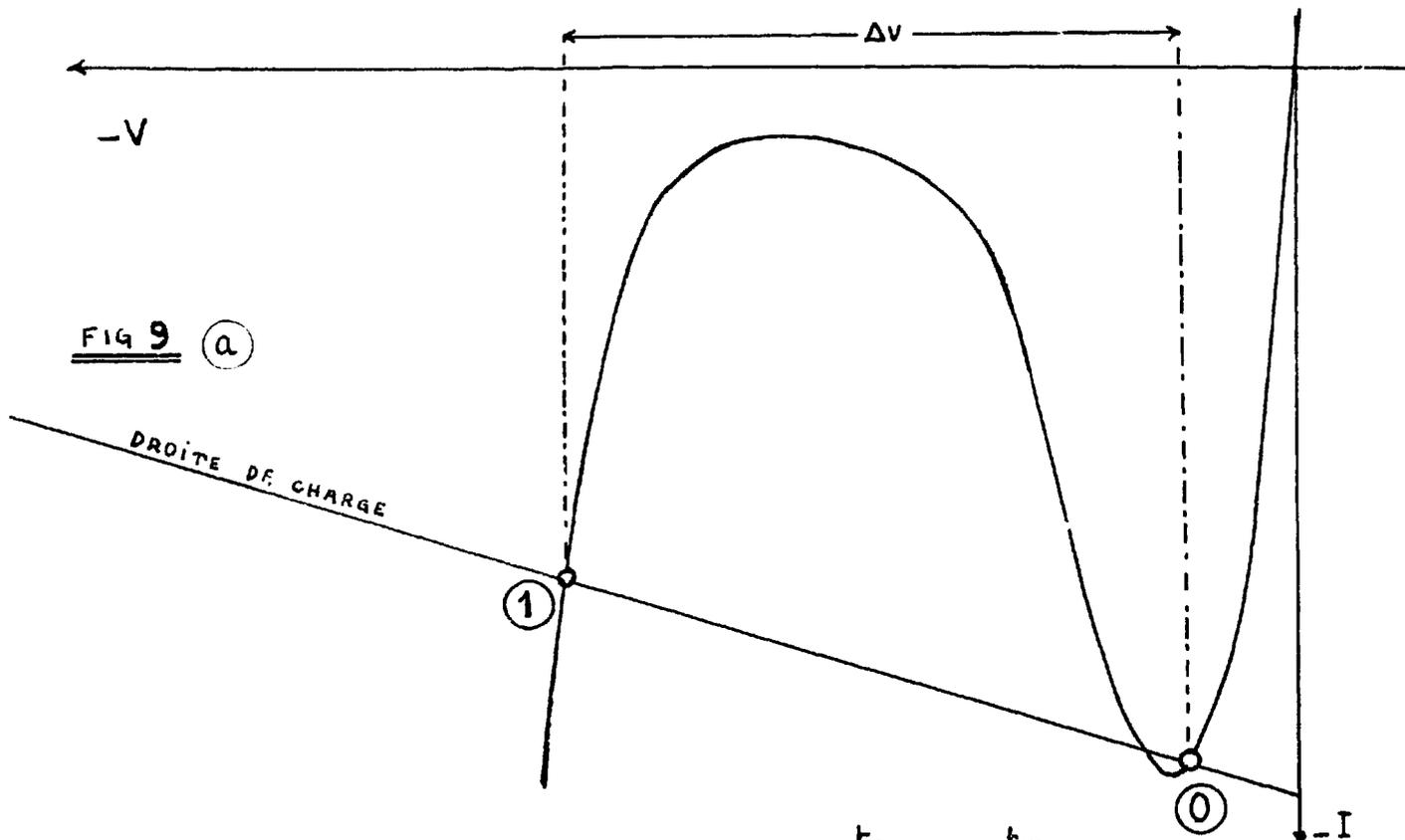


FIG 8

**SCHEMA DE PRINCIPE DU
CONVERTISSEUR TEMPS/AMPLITUDE**

Ci : CONDENSATEUR D'INTEGRATION
 ● INDIQUE UN DECOUPLAGE PAR 0,022 μ F
 A GAMME ALTA



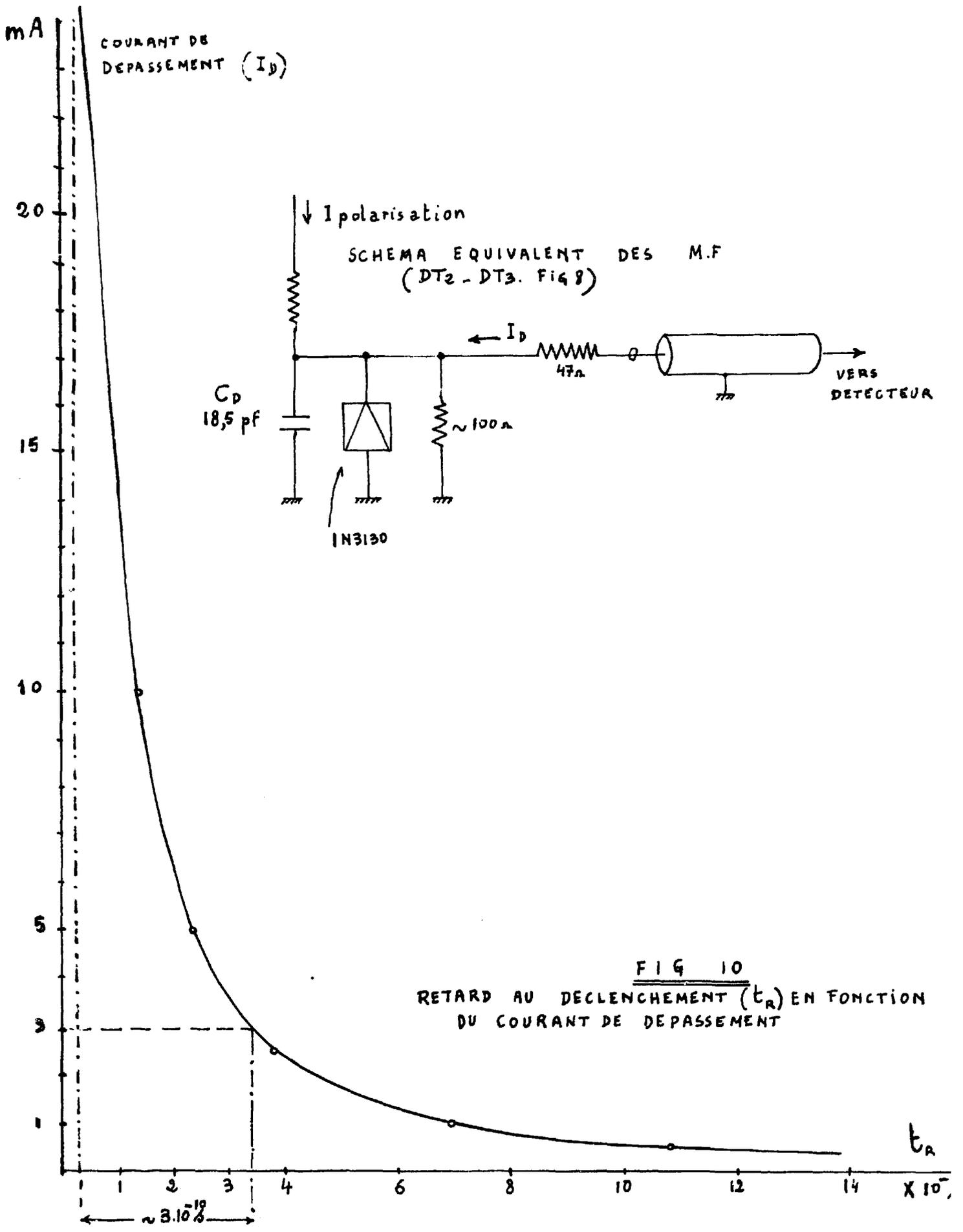


FIG 10
 RETARD AU DECLENCHEMENT (t_R) EN FONCTION
 DU COURANT DE DEPASSEMENT

Détermination de la constante de temps λ

La variation de tension u aux bornes de C est donnée par

$$u = -\frac{E}{2} (1 - e^{-\frac{\Delta t}{\lambda}})$$

avec Δt étant l'intervalle de temps à mesurer et $\lambda = CR/2$. En développant le terme exponentiel

$$u = -\frac{E}{2} \left[\frac{\Delta t}{\lambda} - \frac{(\Delta t)^2}{2\lambda^2} + \dots \right]$$

et en négligeant les termes supérieurs au deuxième ordre, on voit que pour obtenir une relation linéaire entre u et Δt , il faut que

$$\frac{\Delta t}{\lambda} \gg \frac{(\Delta t)^2}{2\lambda^2}. \text{ L'erreur relative } \epsilon \text{ sera}$$
$$\epsilon = \frac{\frac{(\Delta t)^2}{2\lambda^2}}{\frac{\Delta t}{\lambda}} = \frac{\Delta t}{2\lambda} = \frac{\Delta t}{RC}$$

Aussi, si l'on désire une erreur inférieure à 1 % avec $\Delta t = 60$ ns., ceci nous impose $RC > 6.10^{-6}$ s. Nous avons choisi $R = 4.7 \cdot 10^3$ et $C = 2.10^{-9}$ F, ce qui donne $RC = 9.4 \cdot 10^{-6}$ s.

II — 5. COUPLAGE DES CIRCUITS

Le couplage des éléments précédemment décrits est représenté figure 11 ; l'ensemble constitue notre convertisseur temps-amplitude. Les atténuateurs placés en série avec les discriminateurs ont pour fonction d'élever le seuil apparent des discriminateurs et de minimiser la réinjection des signaux de déclenchement dans les voies d'entrée. Par ailleurs, l'adoption de discriminateurs D_1 et D_2 dissymétriques, nous amène à intercaler des retards différents entre les entrées et les discriminateurs afin que les impulsions d'entrée dans la gamme du convertisseur temps-amplitude soient toujours vues en coïncidence. Avec cette disposition, l'analyse du convertisseur temps-amplitude se limite au cas où les paires d'impulsions correspondent à $|t_2 - t_1| < \theta$ avec $t_2 > t_1$. En effet, pour $t_1 > t_2$ les impulsions d'entrée ne sont pas vues en coïncidence par la voie parallèle et le convertisseur n'est donc pas sensibilisé.

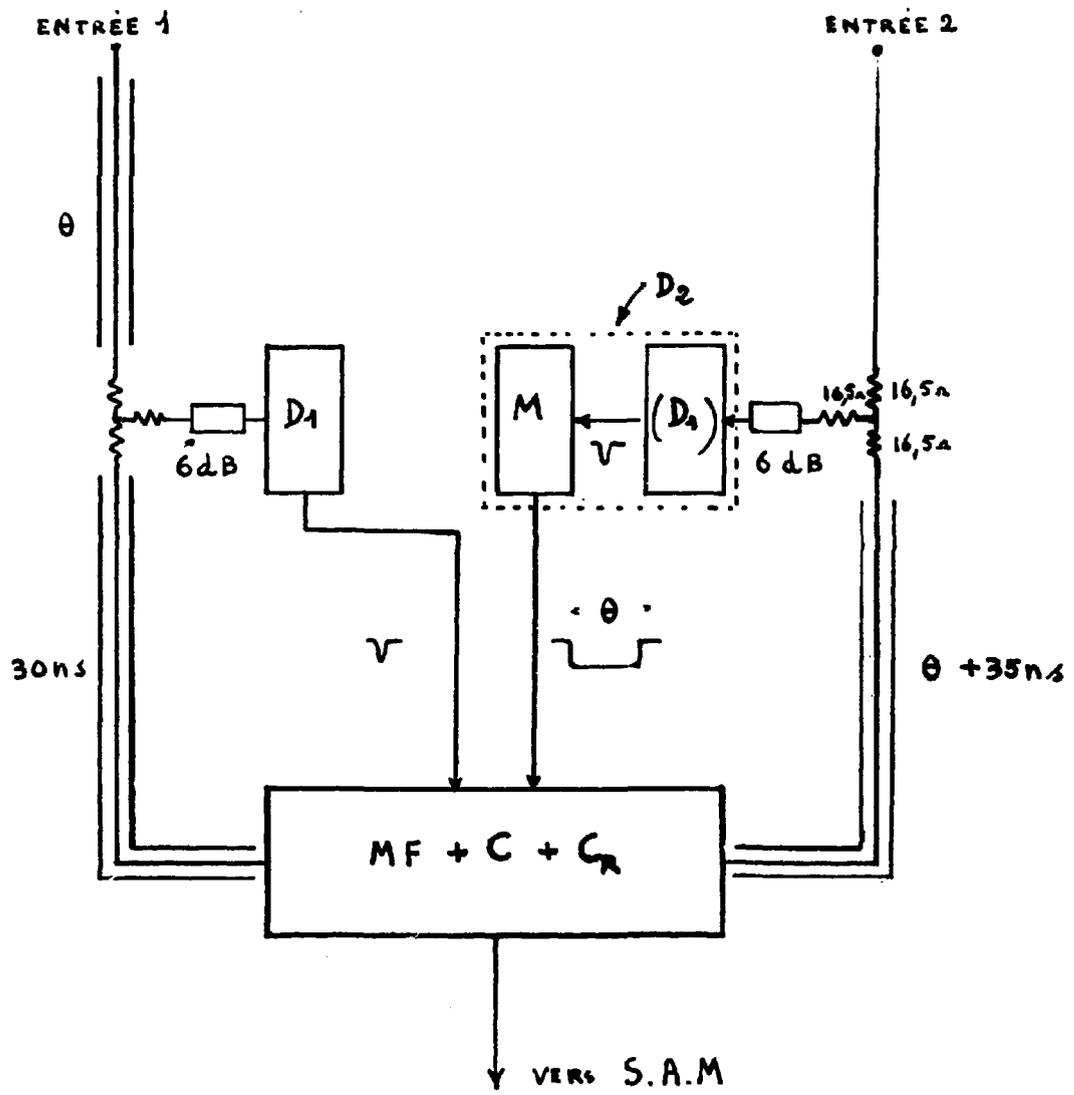
II — 6. CARACTERISTIQUES DU CONVERTISSEUR TEMPS-AMPLITUDE

- 1) *Sensibilité* : 500 mV. et réglable à l'aide des seuils de la voie parallèle.
- 2) *La linéarité intégrale* : est donnée figure 12 ainsi que le dispositif de mesure.
- 3) *Stabilité* : A température constante (± 1 °C.) la dérive significative est inférieure à un canal.

En fonction de la température on a mesuré une dérive du taux de conversion de $-0,6$ % par degré. Cette dérive est due principalement à la déformation de la caractéristique des diodes tunnel de mise en forme dans la région positive provenant du courant de diffusion, la variation de tension ΔV qui correspond au basculement d'une diode tunnel (figure 9) ayant un coefficient de température de $-0,3$ % par degré C. (Hernandez, 1963).

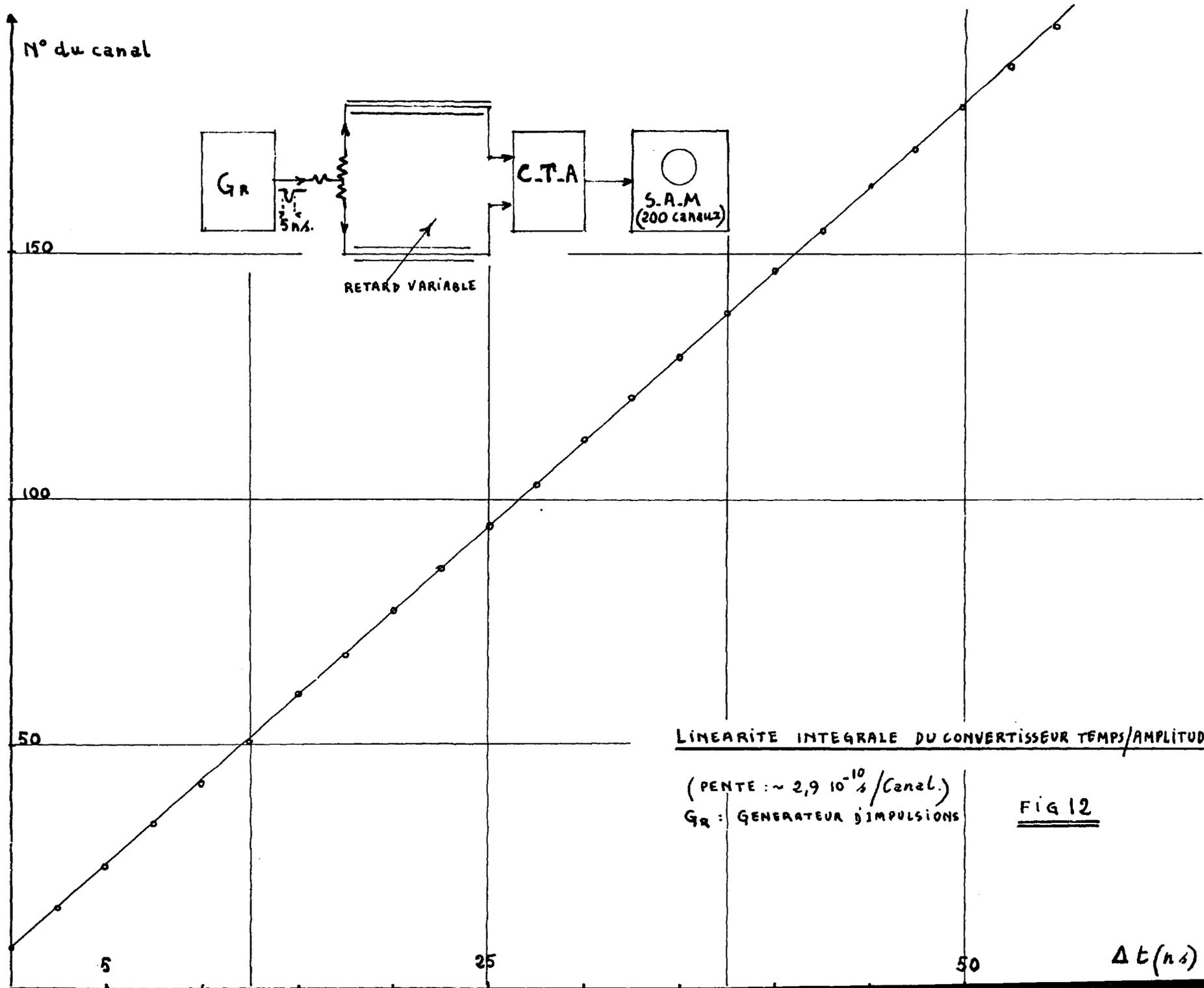
4) *Utilisation* : L'utilisation du convertisseur temps-amplitude est particulièrement simple puisqu'il ne requiert que les deux câbles de liaison avec les détecteurs sans aucun autre dispositif électronique extérieur.

5) *Temps de résolution* : Nous avons mesuré le temps de résolution électronique à l'aide d'un générateur d'impulsions brèves simulant les impulsions de détecteurs. En faisant varier l'amplitude des impulsions dans un rapport 1 à 7 au-dessus du seuil du convertisseur temps-amplitude, le temps de résolution est inférieur à 2.10^{-10} s. Cependant pour diverses raisons (périodicité des impulsions de générateur-amplitude identique sur les deux voies, etc...), ce test n'est pas suffisant.



θ = GAMME DU C.T.A
 M : MONOSTABLE DE MISE EN FORME (Fig 7)
 D_1, D_2 : DISCRIMINATEURS

FIG 11



CHAPITRE III

TEMPS DE RESOLUTION DE DETECTION ET LINEARITE DIFFERENTIELLE DU CONVERTISSEUR TEMPS-AMPLITUDE

III — 1. PRINCIPE DE LA MESURE

La disposition utilisée pour la mesure du temps τ_D de résolution de détection est schématisée figure 13 a. Chaque détecteur est constitué par un photomultiplicateur (P. M.) 56 AVP associé à un scintillateur plastique (ϕ 25 mm, h 25 mm.); ils détectent les photons γ émis simultanément par une source de Co^{60} de 25 μ C. L'ensemble est situé dans un château de plomb et relié au convertisseur temps-amplitude par cinquante mètres de câble co-axial 50 MD ; nous nous trouvons ainsi dans des conditions assez voisines des conditions expérimentales auprès des accélérateurs. Les détecteurs caractérisent les instants de détection des rayonnements γ par deux impulsions brèves ; l'impulsion de la voie 2 est retardée au moyen d'un câble co-axial d'un temps t , inférieur à la gamme du convertisseur temps-amplitude ; celui-ci enregistre dans le canal $t/\Delta t$ les paires d'impulsions correspondant aux deux γ simultanés (figure 13 b). Ceci serait vrai s'il n'y avait aucune cause de fluctuation du temps de détection, ou tout au moins, si ces fluctuations étaient suffisamment petites devant la durée du canal Δt . Ces fluctuations dépendent de plusieurs facteurs :

1) les dimensions des scintillateurs — les photons lumineux peuvent atteindre la photocathode du photomultiplicateur après avoir parcouru une distance plus ou moins longue à l'intérieur du scintillateur.

Dans le cas présent, la vitesse de la particule détectée et celle des photons lumineux est la même, ce qui réduit l'importance des dimensions des scintillateurs.

2) les photomultiplicateurs — le temps de transit entre la photocathode et l'anode du photomultiplicateur fluctue. Pour un 56 AVP, ces fluctuations sont inférieures à 0,3 nanoseconde. (Koechlin, 1962).

3) le processus de détection :

a) Les impulsions anodiques du photomultiplicateur varient en amplitude suivant l'énergie perdue dans le cristal scintillateur par les γ .

b) Pour une énergie fixe perdue dans le scintillateur, les impulsions anodiques du photomultiplicateur varient également en amplitude. Ceci est dû à la composition de plusieurs processus statistiques et dépend notamment du rendement quantique et des fluctuations de gain du photomultiplicateur, de la collection optique, etc...

Notre convertisseur temps-amplitude étant un dispositif à seuil, il s'en suit que selon que l'amplitude des impulsions est plus ou moins grande, ce seuil est atteint plus ou moins rapidement.

Avec les meilleurs photomultiplicateurs actuellement disponibles (56 AVP) et en admettant à l'entrée des convertisseurs temps-amplitude des impulsions comprises dans une gamme très étroite d'amplitude, on sait qu'il est possible d'obtenir des temps de résolution de l'ordre de $3,5 \cdot 10^{-10}$ s. (A. Schwarzschild, 1963). Cependant si l'on admet des impulsions variant en amplitude de l'ordre d'un facteur 7, le temps de résolution varie. Pour l'étudier on a relevé (figure 14 a)

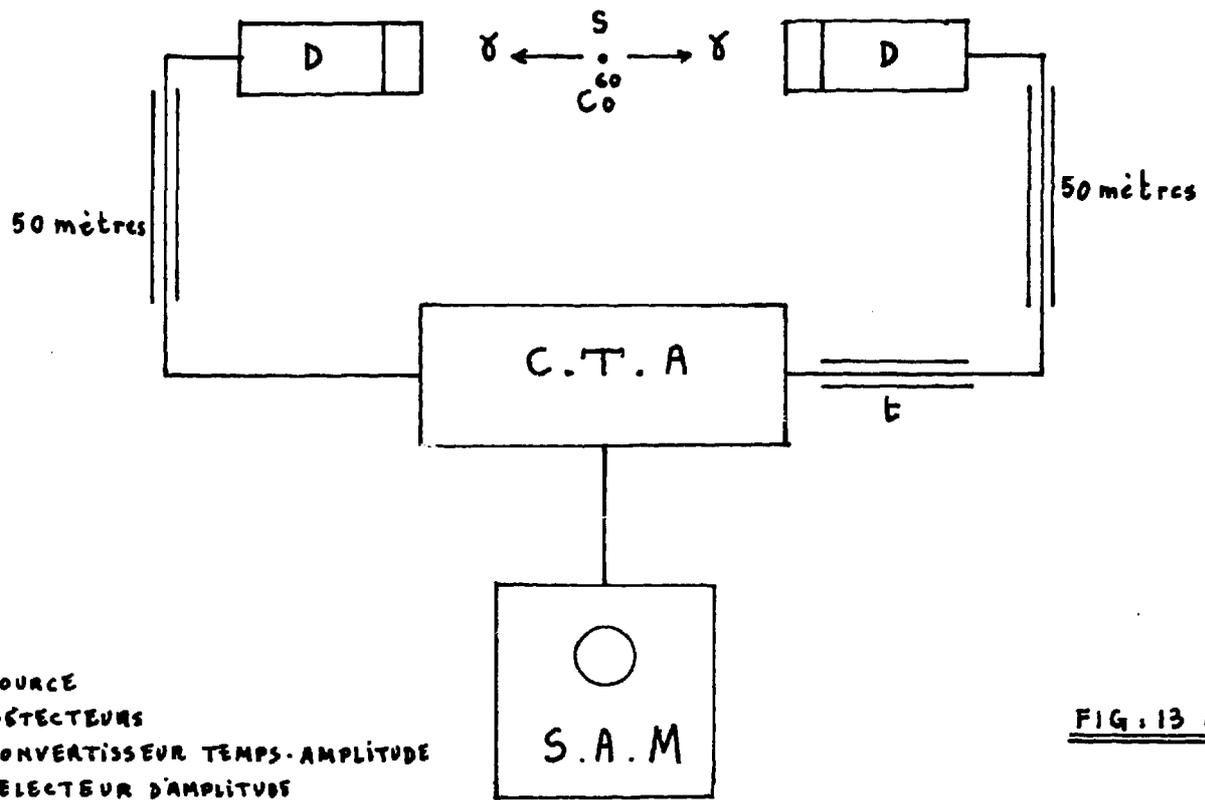


FIG. 13 a

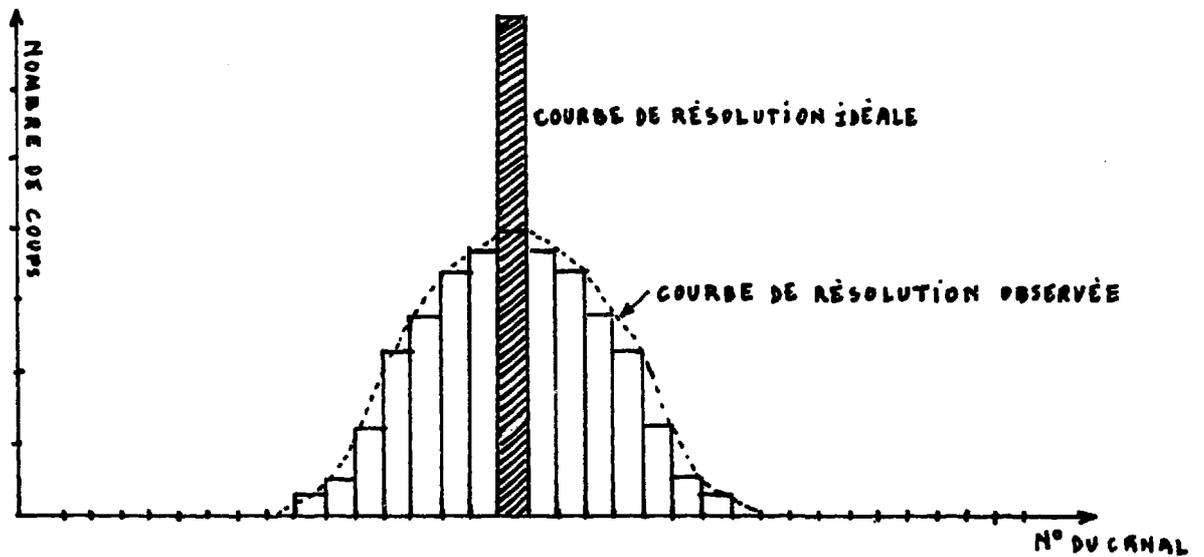


FIG 13 b

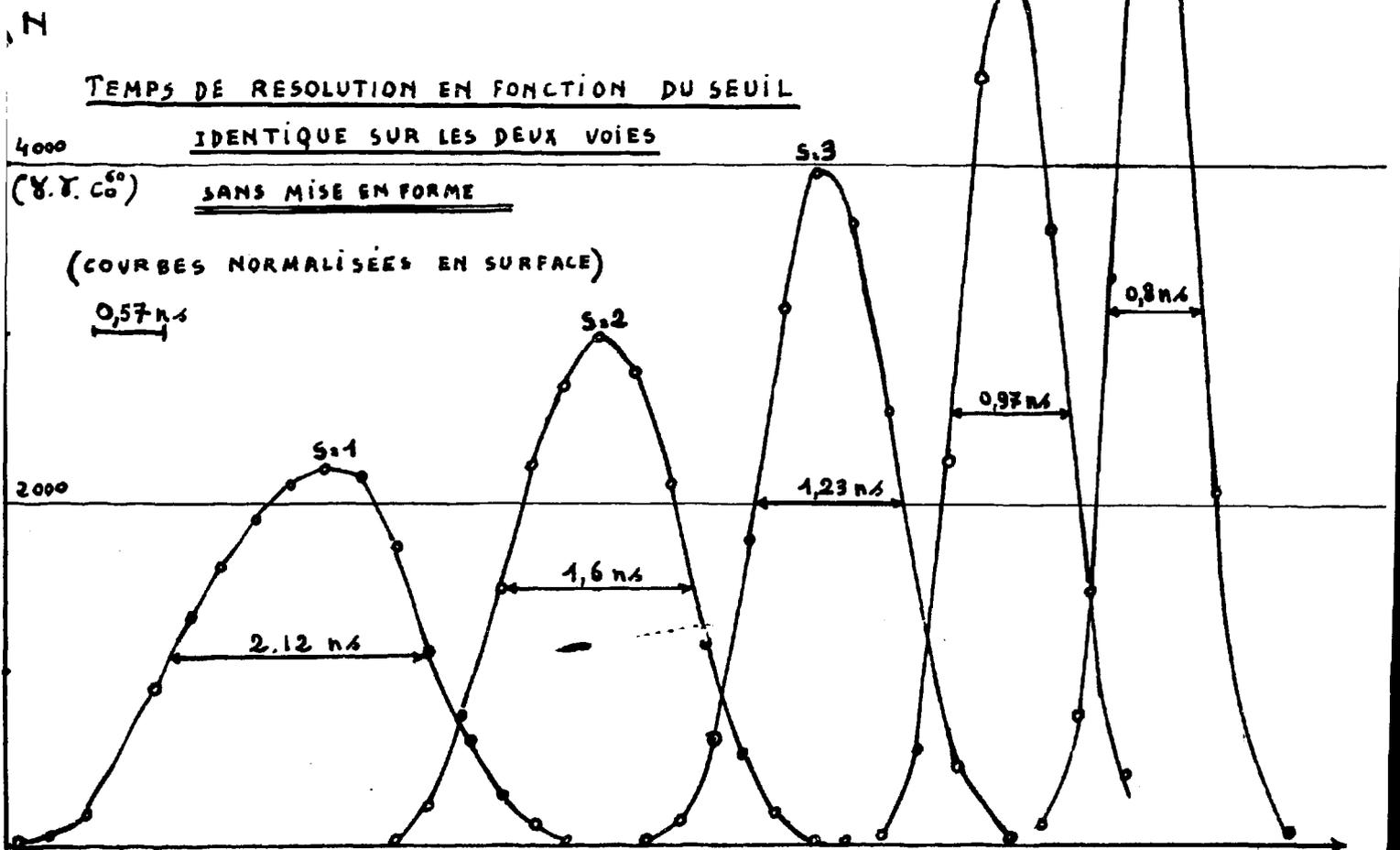
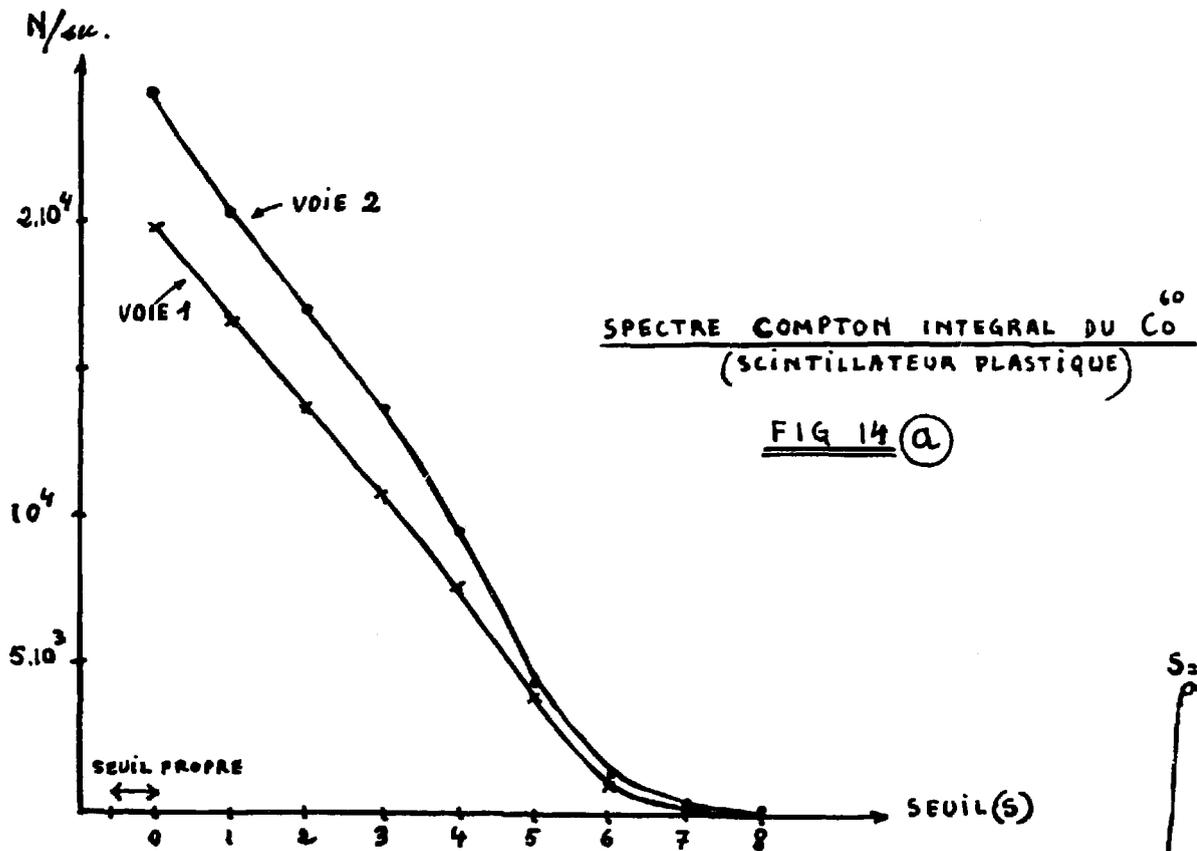


FIG 14 (b)

à l'aide des discriminateurs D_1 et D_2 , le spectre d'amplitude sur les deux voies d'entrée, ceci nous permet de mesurer (figure 14 b) le temps de résolution du convertisseur temps-amplitude en fonction du seuil, changé simultanément sur les deux voies. Ces différentes courbes de résolution font apparaître une trop forte augmentation du temps de résolution lorsque le seuil de la voie parallèle est abaissé.

Nous avons alors cherché à améliorer les performances en déclenchant les mises en forme à l'instant de passage à zéro (zéro crossing) des impulsions de détecteurs préalablement « différenciées » (Culligan, 1960).

III — 2. AMELIORATION DU TEMPS DE RESOLUTION

Sans considérer les fluctuations de forme des impulsions, l'instant de passage à zéro obtenu par différentiation (figure 15) est indépendant de l'amplitude et ne dépend que des fluctuations de temps de transit du détecteur. En réalité, les mises en forme présentent un seuil et ne déclencheront donc pas exactement à l'instant de passage à zéro ; cependant, on peut montrer que le procédé compense tout de même en partie l'influence des larges distributions en amplitude. Le dispositif de « différenciation » utilisé en série sur les entrées, C_{r1} et C_{r2} est représenté figure 15. Les mises en forme déclenchent au moment où les impulsions redeviennent négatives. Avec un seuil égal et fixe sur les deux voies, on a cherché la longueur de câble de mise en forme qui permettait d'obtenir le meilleur temps de résolution (figure 15). On trouve une longueur de 1,5 mètre correspondant à un temps de propagation de 7,5 nanosecondes. Avec cette longueur de câble sur les deux dispositifs, nous avons alors observé le temps de résolution du convertisseur temps-amplitude en fonction du seuil. Si l'on compare les nouvelles courbes de résolution (figure 16) on peut voir que la diminution du temps de résolution est particulièrement sensible vers les seuils bas. Le dispositif de « différenciation » ne comprend que des circuits passifs et permet de conserver assez bien l'impédance caractéristique du câble co-axial de liaison ; cependant la sensibilité passe de 0,5 V. à 1,5 V.

Remarque : La différenciation n'est pas nécessaire sur la voie α qui présente une distribution d'amplitude assez étroite par rapport à la voie neutron ; ceci nous permet donc de conserver toute sa sensibilité à la voie α qui fonctionne à taux de comptage élevé : on évite ainsi une augmentation du courant moyen dans le détecteur α .

Pour simuler les conditions d'utilisation nous avons relevé le temps de résolution dans les conditions suivantes :

Voie 1 (α) — Pas de dispositif de « différenciation » seuil : 4.

Voie 2 (n) — Dispositif de « différenciation » avec MEF : 7,5 ns. seuil : 1,4. Nous trouvons dans ce cas une courbe de résolution dont la largeur totale à mi-hauteur est 1,1 nanoseconde.

III — 3. LINEARITÉ DIFFERENTIELLE

La linéarité différentielle (constance de la largeur des canaux) de l'ensemble convertisseur temps-amplitude et sélecteur multicanaux a été étudiée en utilisant l'équipartition de coïncidences fortuites dans les différents canaux. Pour un sélecteur de coïncidences à un seul canal de largeur τ (résolution) on sait que le nombre par seconde de coïncidences fortuites est : $N_r = \tau N_1 N_2$, N_1 et N_2 étant le nombre d'impulsions par seconde sur les voies 1 et 2. Cette relation n'est valable que si τ est bien plus petit que $1/N_1$ et $1/N_2$. Pour un convertisseur temps-amplitude dont la gamme de temps est Θ le nombre de coïncidences fortuites enregistré pendant la durée T de l'expérience est :

$N_r = \Theta N_1 N_2 T$; on doit donc compter dans chaque canal $N_r \cdot \Delta t / \Theta$, Δt étant la largeur d'un canal. Si les canaux ont une largeur constante le nombre de coups dans chaque canal doit être égal et l'on obtient un spectre horizontal.

Le résultat obtenu (figure 17) montre que la largeur des canaux ne varie pas de plus de 2 % dans la plus grande partie de la gamme. D'autre part, nous avons constaté que la linéarité différentielle dépendait également du sélecteur d'amplitude multicanaux, particulièrement pour les dix premiers canaux. Toutefois, pour l'ensemble de l'appareillage, la linéarité différentielle est meilleure que 5 %.

TEMPS DE RESOLUTION EN FONCTION DE LA DUREE DE LA MISE EN FORME

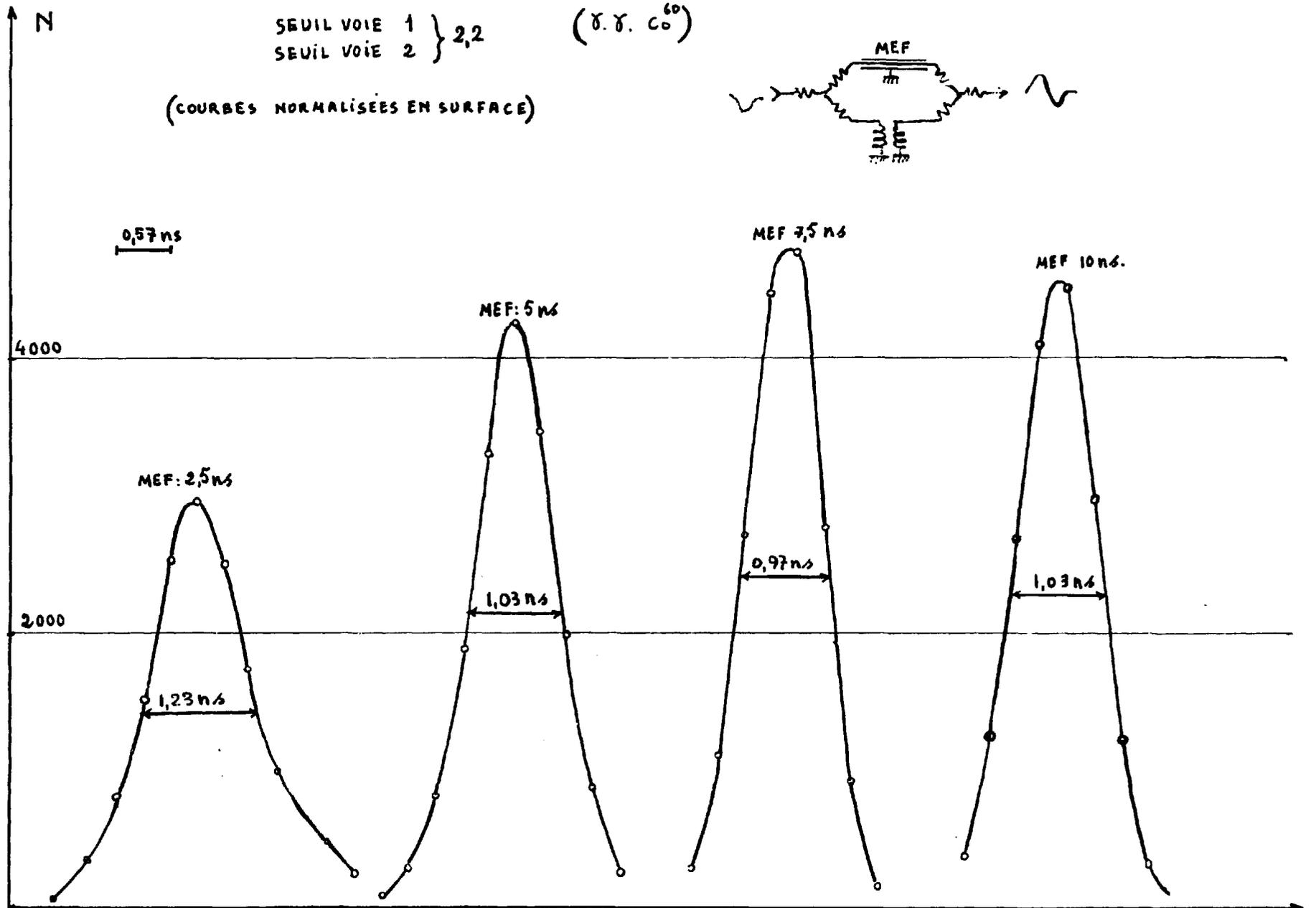


FIG 15

TEMPS DE RESOLUTION EN FONCTION DU SEUIL

IDENTIQUE SUR LES DEUX VOIES

(8.8. C°)

MISE EN FORME 7,5 nA

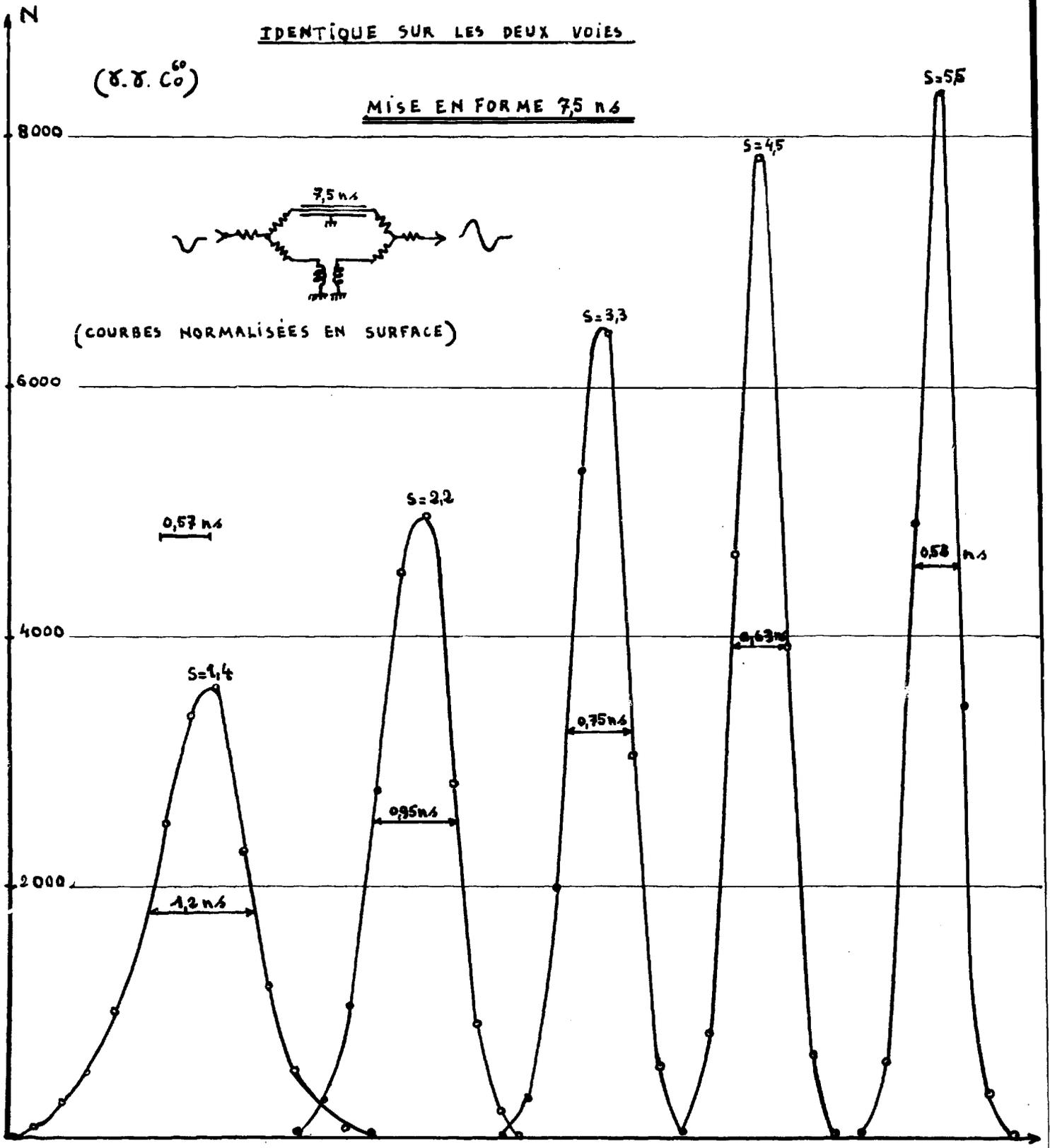
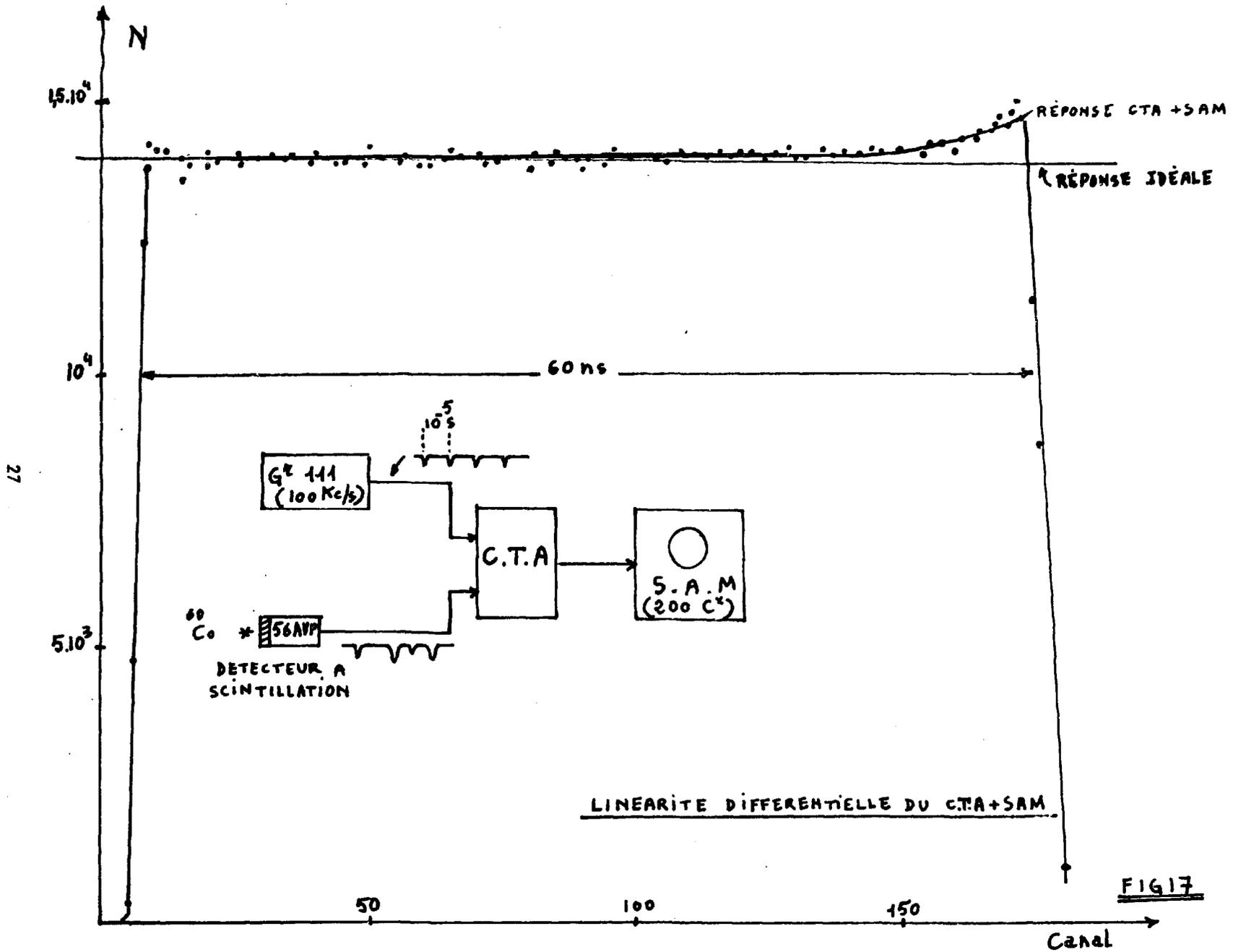


FIG 16



CHAPITRE IV

APPLICATION A LA MESURE DU TEMPS DE VOL DES NEUTRONS RAPIDES

On a utilisé notre convertisseur temps-amplitude pour la mesure du temps-de-vol de neutrons rapides. Ces essais ont été effectués avec le dispositif (figure 18) de spectrométrie de neutrons de 14 MeV à l'Institut Polytechnique de Grenoble.

IV. — 1. INFLUENCE DU SEUIL DE LA VOIE α

Le détecteur α est un photomultiplicateur 56 AVP avec un scintillateur plastique (0,1 mm) ; un écran d'aluminium de 300 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ arrête les deutons diffusés. Le spectre α est assez bien séparé du bruit de fond. Le seuil sur cette voie ne conserve (figure 19) que les impulsions du pic. Remarquons que le spectre croît rapidement pour les petites amplitudes ; ceci est dû au bruit de fond du photomultiplicateur et aux deutons diffusés ayant traversé les défauts de l'écran d'aluminium.

Pour la plupart des convertisseurs temps-amplitude le seuil du convertisseur est inférieur au seuil du discriminateur de la voie parallèle, afin d'assurer pour chaque impulsion discriminée une mise en forme satisfaisante. Dans ces conditions, le seuil de la voie α du convertisseur se trouve dans la remontée du bruit de fond et un grand nombre d'impulsions parasites déclenchent les circuits de mise en forme, limitant très rapidement le taux de comptage dans cette voie. Cet inconvénient est évité, dans notre cas, les circuits de mise en forme du convertisseur étant insensibles quand le circuit de coïncidence de la voie parallèle n'a pas déclenché. Ceci permet d'utiliser notre convertisseur temps-amplitude avec des taux de comptage α supérieurs à 10^6 cps sans être gêné par les impulsions parasites dues aux deutons diffusés.

IV — 2. INFLUENCE DU SEUIL DE LA VOIE NEUTRON

Le détecteur neutron est un photomultiplicateur 56 AVP avec un scintillateur liquide NE 213 (ϕ 3,6 cm. ; h 3 cm.). Le seuil de la voie neutron modifie d'une façon importante la résolution en temps de l'appareillage. Un seuil élevé ne laisse passer que les grandes impulsions dues aux protons de recul, diminue leur gamme d'amplitude et permet d'obtenir un meilleur temps de résolution ; toutefois, dans ce cas l'efficacité électronique n'est pas bonne. Si l'on désire un seuil équivalent à des neutrons de 2 MeV (figure 20) le spectre d'amplitude des protons de recul varie de 1 à 9 ; il est alors nécessaire d'utiliser le circuit de « différentiation » sur la voie neutron pour conserver une bonne résolution. On a recherché la longueur du câble de mise en forme donnant le meilleur temps de résolution ; cette longueur n'est pas très critique mais relativement élevée (\approx 4 m.) correspondant à un retard de 20 nanosecondes. Dans le cas de nos essais avec des scintillateurs plastiques et le rayonnement γ du ^{60}Co on avait obtenu 7,5 nanosecondes. Ceci s'explique par la différence de forme des impulsions dues aux protons et aux électrons. Cette propriété est d'ailleurs utilisée, sous forme différente, pour la discrimination neutrons- γ . L'influence du seuil neutron devient alors relativement faible (figure 21), la résolution variant de 1,25 nanoseconde pour un seuil de 2 MeV à 1,05 nanoseconde pour un seuil de 12 MeV. On a pu vérifier (figure 22) que le taux de comptage avait une faible influence sur la résolution (1,25 ns. pour 10^4 α/s . ; 1,35 ns. pour $3 \cdot 10^5$ α/s .). Pour augmenter l'efficacité, nous avons utilisé un scintillateur de plus grandes dimen-

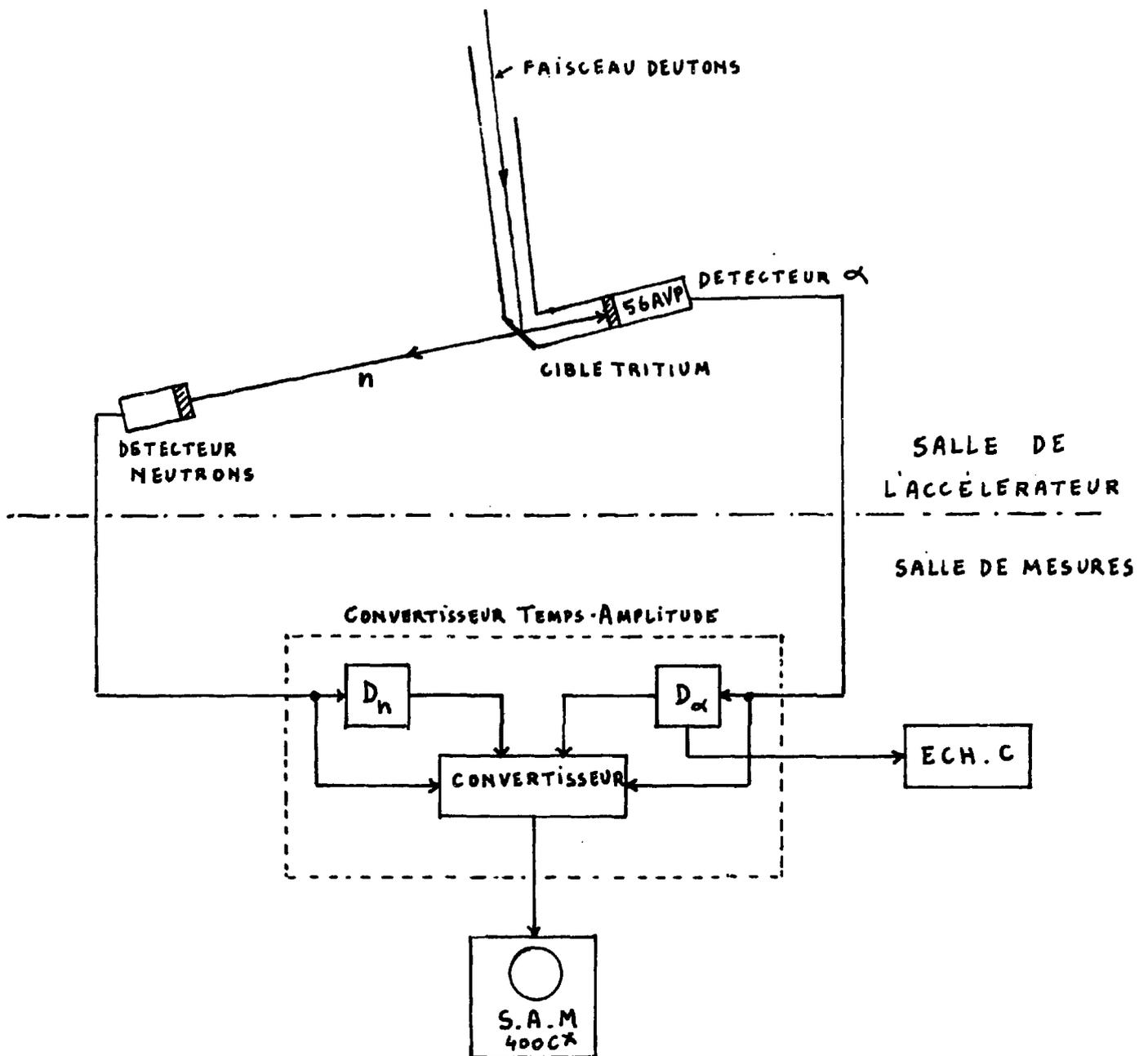


FIG 18 DISPOSITIF EXPERIMENTAL UTILISE POUR L'OBTENTION
DES COURBES DE COINCIDENCES n-α

D_n: DISCRIMINATEUR NEUTRON
 D_α: DISCRIMINATEUR α
 ECH.C: ECHELLE DE COMPTAGE
 SAM: SELECTEUR D'AMPLITUDE MULTICANAUX

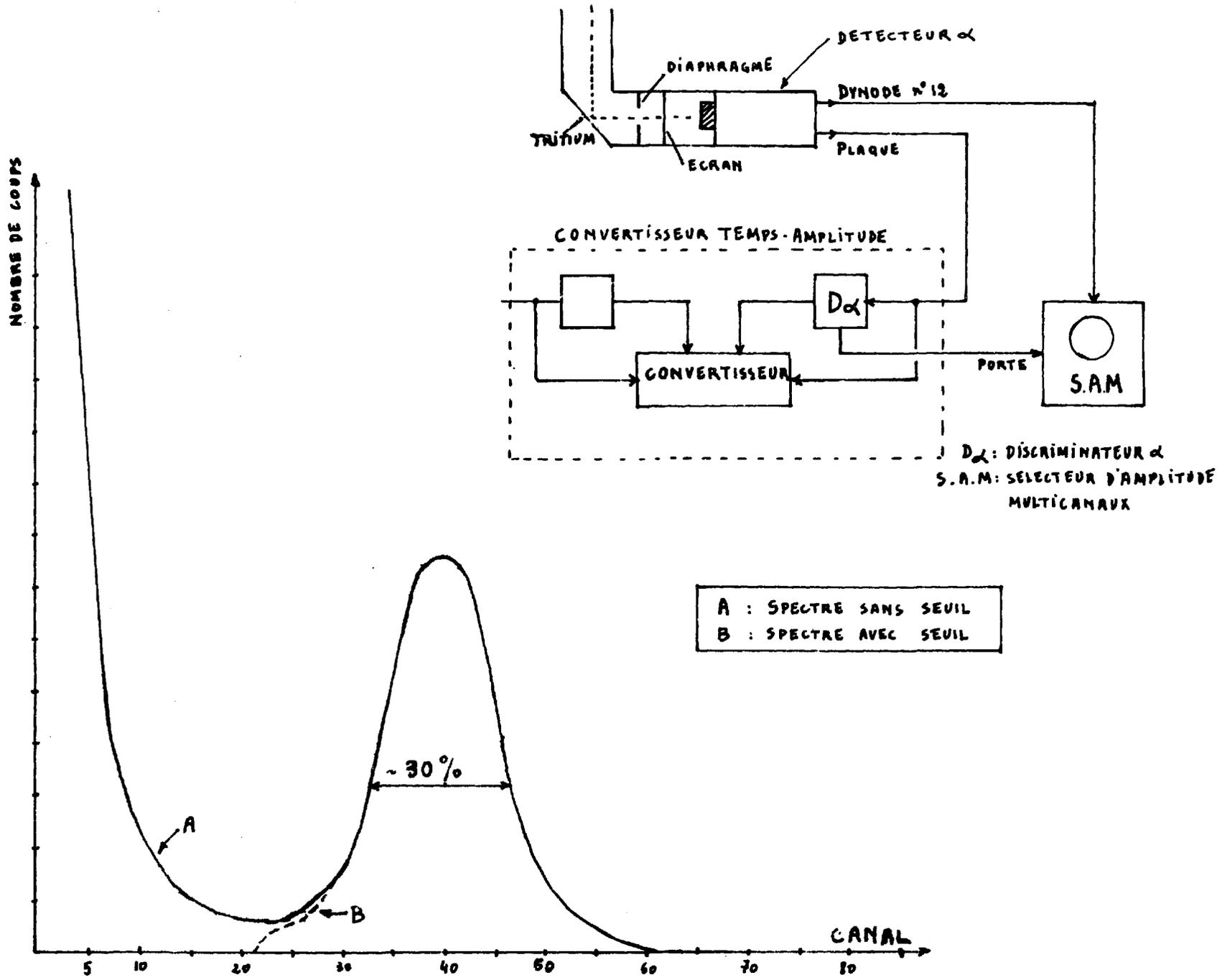


FIG 19 SPECTRE D'AMPLITUDE DES IMPULSIONS DE LA VOIE α ; DEFINITION DU SEUIL

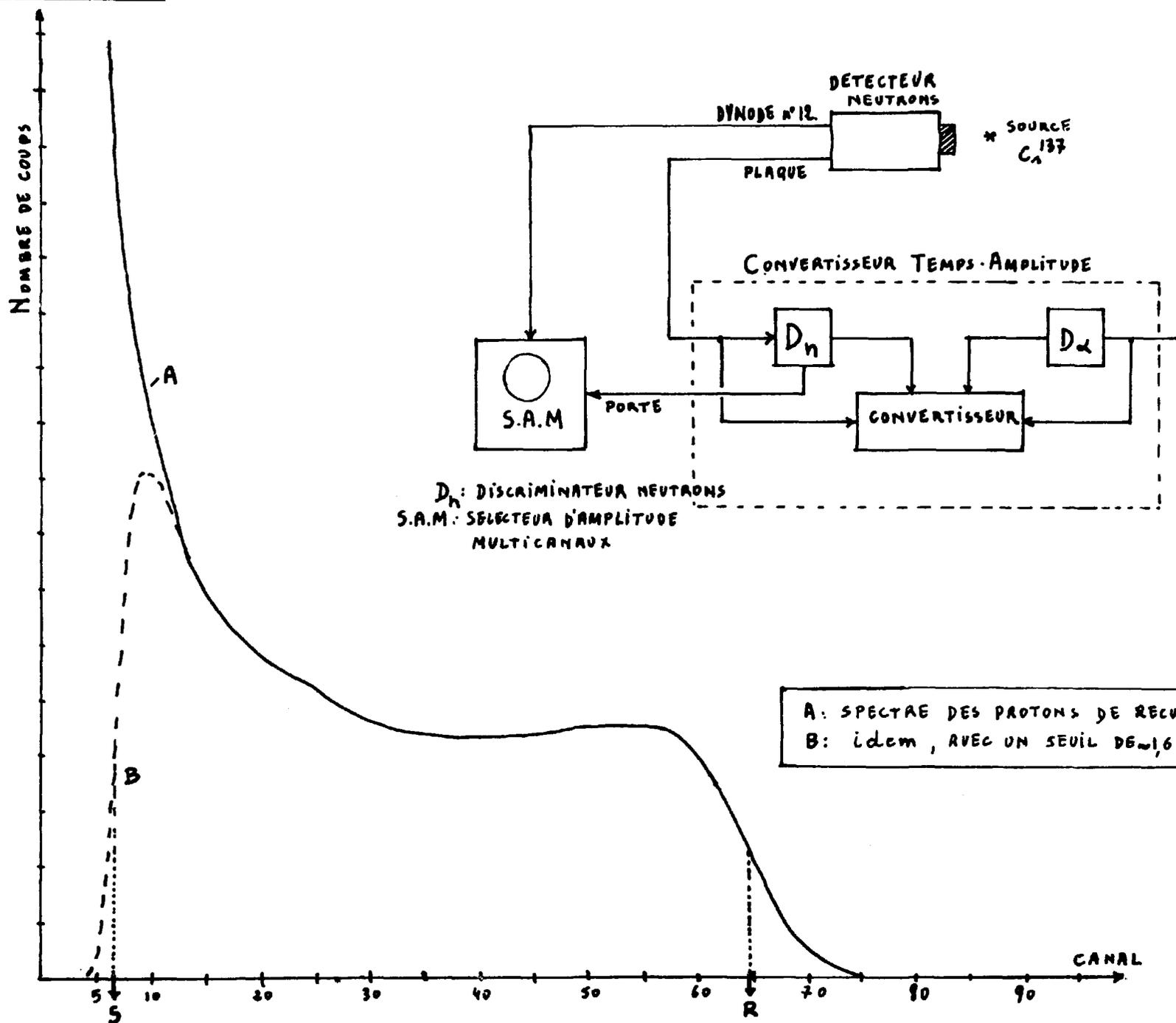


FIG 20 POSITION DU SEUIL DE LA VOIE-NEUTRON SUR LE SPECTRE D'AMPLITUDE DES PROTONS DE RECOL
 DU AUX NEUTRONS DE 14 MeV. ON OBTIENT $R/S \approx 9$

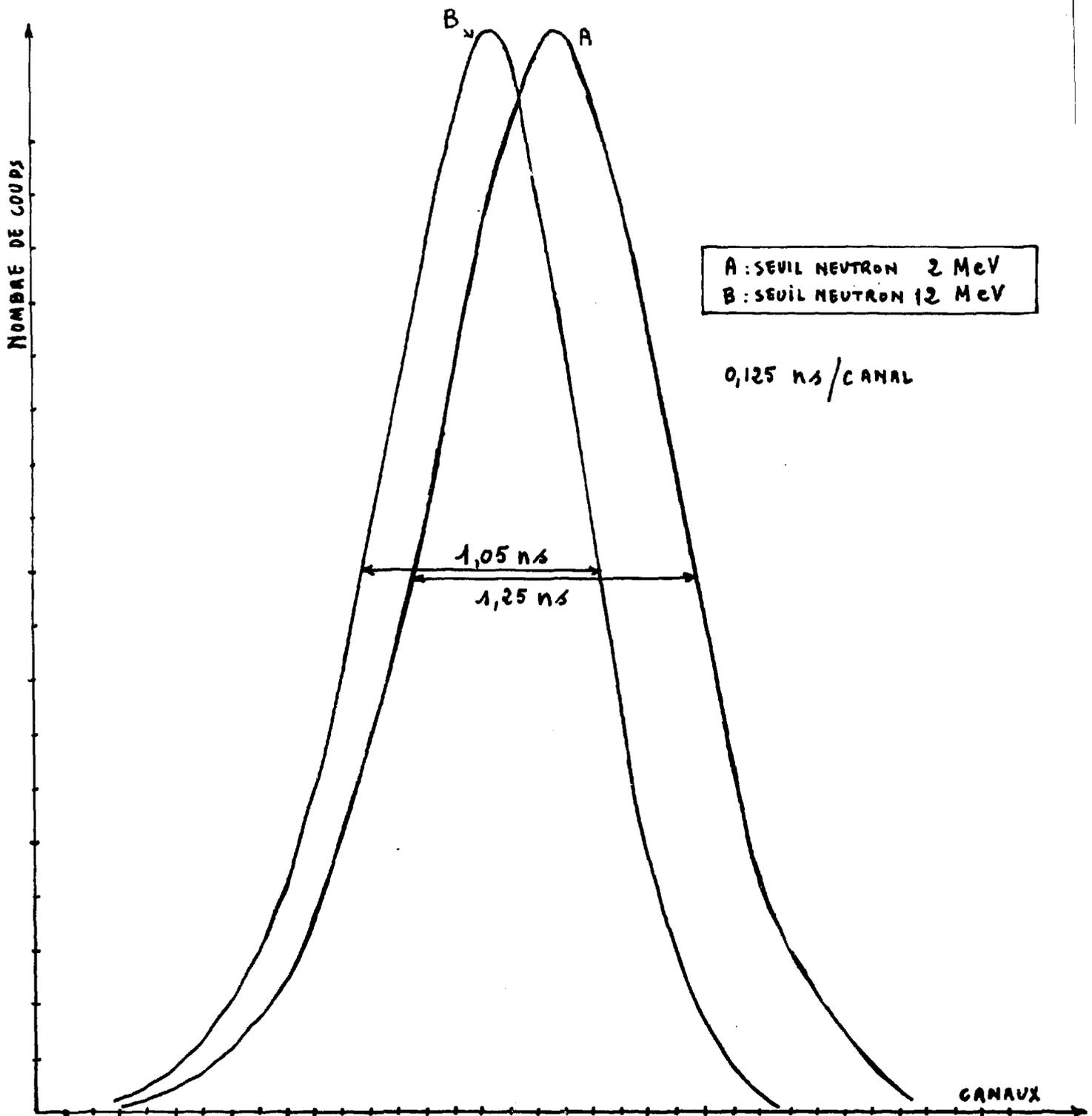


FIG 21

INFLUENCE DU SEUIL EN ENERGIE DE LA VOIE-NEUTRON SUR LA RESOLUTION EN TEMPS : COURBE DE COINCIDENCES n-α OBTENUES A L'AIDE D'UN PHOTOMULTIPLIEUR 56 AVP POUR UN SEUIL NEUTRON DE 2 MeV (A) ET 12 MeV (B)

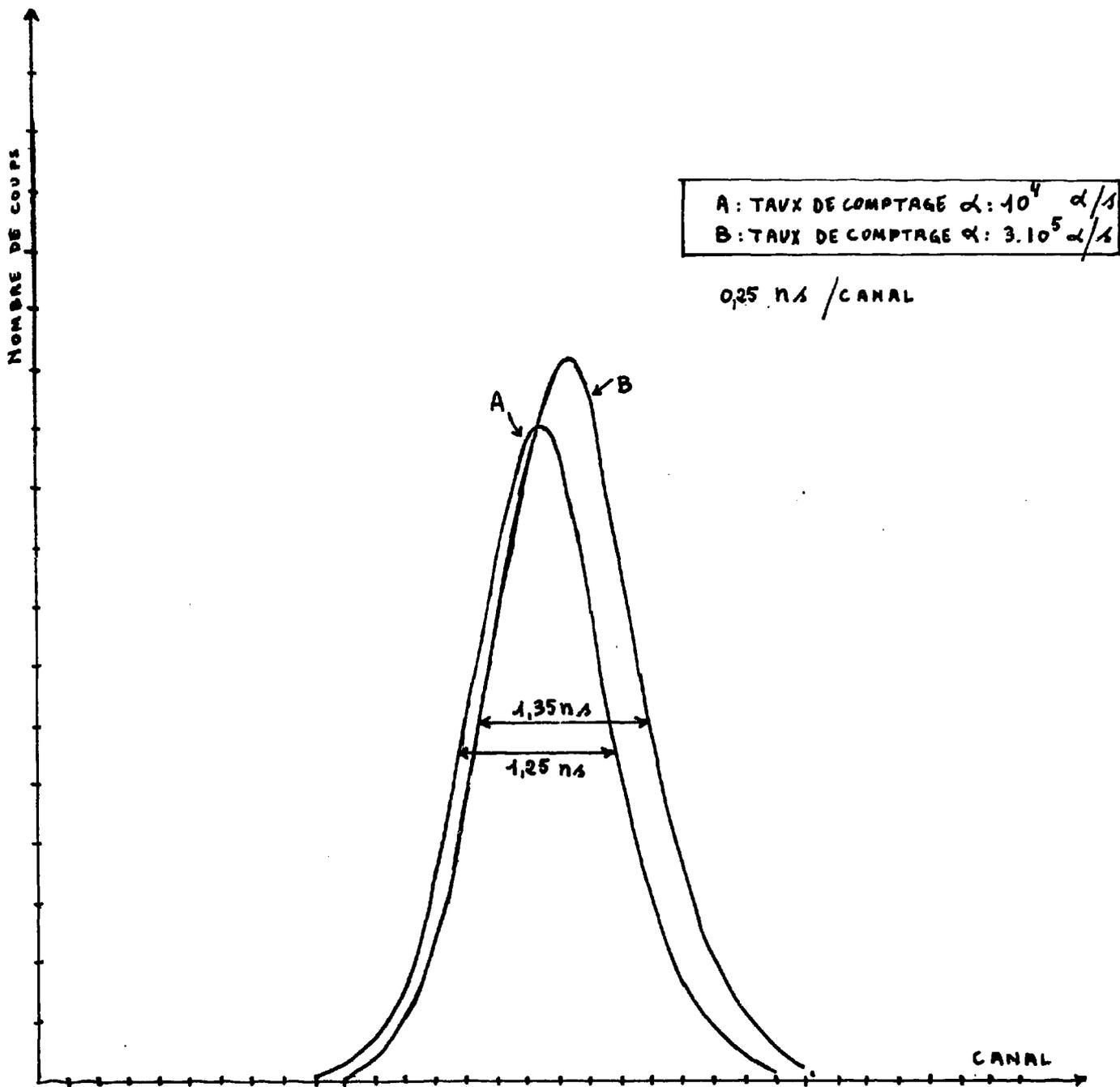


FIG 22 INFLUENCE DU TAUX DE COMPTAGE DANS LA VOIE α SUR LA RÉSOLUTION DE LA COURBE DE COÏNCIDENCES $n-\alpha$. LE SEUIL EN ENERGIE DE LA VOIE NEUTRON ETANT FIXÉ A 2 MeV.

sions (ϕ 11 cm ; h 4 cm) associé à un photomultiplicateur 58 AVP à grande photocathode (figure 23). Le temps de résolution pour un seuil de 2 MeV était nettement plus grand ($\approx 1,5 \cdot 10^{-9}$ s.), mais surtout la courbe de résolution présentait une très nette dissymétrie, vers sa base. Ceci nous aurait obligé pour séparer nettement deux pics voisins, à augmenter la base de vol, d'où finalement une perte en efficacité. Par la suite on a montré (Szabo, 1963) qu'il était plus avantageux d'utiliser un 56 AVP associé à un scintillateur de grandes dimensions par l'intermédiaire d'un conduit de lumière. Dans ce dernier cas, le temps de résolution est de 1,4 nanoseconde et la courbe de résolution ne présente pas de dissymétrie, ce qui permet de conserver le gain en efficacité obtenu avec un scintillateur de grandes dimensions. On a finalement mesuré par temps de vol (figures 24, 25) les spectres de neutrons diffusés dans la réaction $^{12}\text{C}(n,n')$ pour $\varphi \sim 42^\circ$ avec une base de vol de 1,1 mètre en utilisant le dispositif indiqué figure 1. Avec un photomultiplicateur 56 AVP sur la voie neutron, le pic de diffusion élastique a une résolution de 1,5 nanoseconde pour un seuil en énergie de 2 MeV ; en utilisant un photomultiplicateur 58 AVP la résolution devient 1,7 nanoseconde ; le spectre correspondant a été obtenu en une heure de comptage, 10^8 coups ayant été enregistrés dans la voie α , le bruit de fond obtenu pour un comptage identique sans cible de carbone étant retranché.

Notons que ces spectres permettent de constater que la section efficace différentielle de diffusion sur le niveau de 7,65 MeV est extrêmement petite pour $\varphi_{\text{Lab}} = 42^\circ$, soit $\Theta_{\text{cm}} = 45^\circ$; on a $\sigma_{(a)} < 1 \text{ mb/sr}$.

IV — 3. DISCUSSION DES RESULTATS

Le tableau ci-dessous résume nos résultats.

Photo- multiplicateur	TEMPS DE RESOLUTION (10^{-9} s)		
	Coïncidence $\gamma \cdot \gamma$	Coïncidence $n - \alpha$	$^{12}\text{C}(n, n')$ (pic élastique)
56 AVP	1,1	1,25	1,5
58 AVP		1,5	1,7

L'augmentation du temps de résolution observé avec un 56 AVP en passant des coïncidences $\gamma \cdot \gamma$ aux coïncidences directes $n \cdot \alpha$ est due principalement à τ_s représentant la fluctuation sur le temps de vol des neutrons dans l'épaisseur du scintillateur (ϕ 3,6 cm ; h 3 cm). On estime que cet effet apporte un étalement du temps de vol d'environ $5 \cdot 10^{-10}$ s. L'expérience conduit à un étalement de : $[(1,25)^2 - (1,1)^2]^{1/2} \approx 5,9 \cdot 10^{-10}$ s. Cette légère différence vient du fait que l'on utilise, dans le cas des coïncidences $n \cdot \alpha$ un cristal de plus grand diamètre que dans le cas des coïncidences $\gamma \cdot \gamma$; on sait que le fait d'utiliser toute la photocathode d'un photomultiplicateur augmente les fluctuations de temps de transit. Par ailleurs, un autre effet peut provenir de la dispersion sur le temps de vol des α due aux dimensions finies de l'angle solide formé par l'impact du faisceau de deutons et le diaphragme placé devant le détecteur α .

On remarque d'autre part que le temps de résolution obtenu sur le pic élastique est plus grand que dans le cas des coïncidences directes $n \cdot \alpha$. Cet effet vient de la cible de carbone dont l'épaisseur (3 cm) donne une incertitude ($\varphi \sim 42^\circ$) d'environ 2,2 cm sur la base de vol (1,1 m) et la longueur (6 cm) une incertitude d'environ 1,6 cm. Il en résulte une dispersion totale dont la moyenne peut être estimée à 3 cm, correspondant à une dispersion sur le temps de vol de 0,6 nanoseconde. On mesure un élargissement de $[(1,5)^2 - (1,25)^2]^{1/2} \approx 0,9$ ns. dû à différentes causes :

— l'ouverture angulaire finie du faisceau de neutrons incidents provoque une dispersion d'énergie et, par suite, une dispersion de temps de vol des neutrons primaires et secondaires ; les diffusions multiples dans la cible provoquent une dispersion d'énergie des neutrons diffusés. Il est très difficile d'évaluer l'importance relative de ces différents effets.

Dans le cas du 58 AVP, nous observons une résolution moins bonne ; ceci provient des dimensions du scintillateur qui sont plus grandes que précédemment (ϕ 10,2 cm ; h 4 cm) et le détecteur ne peut plus être considéré comme ponctuel, il en résulte une dispersion en énergie des neutrons diffusés, et par suite une dispersion du temps de vol.

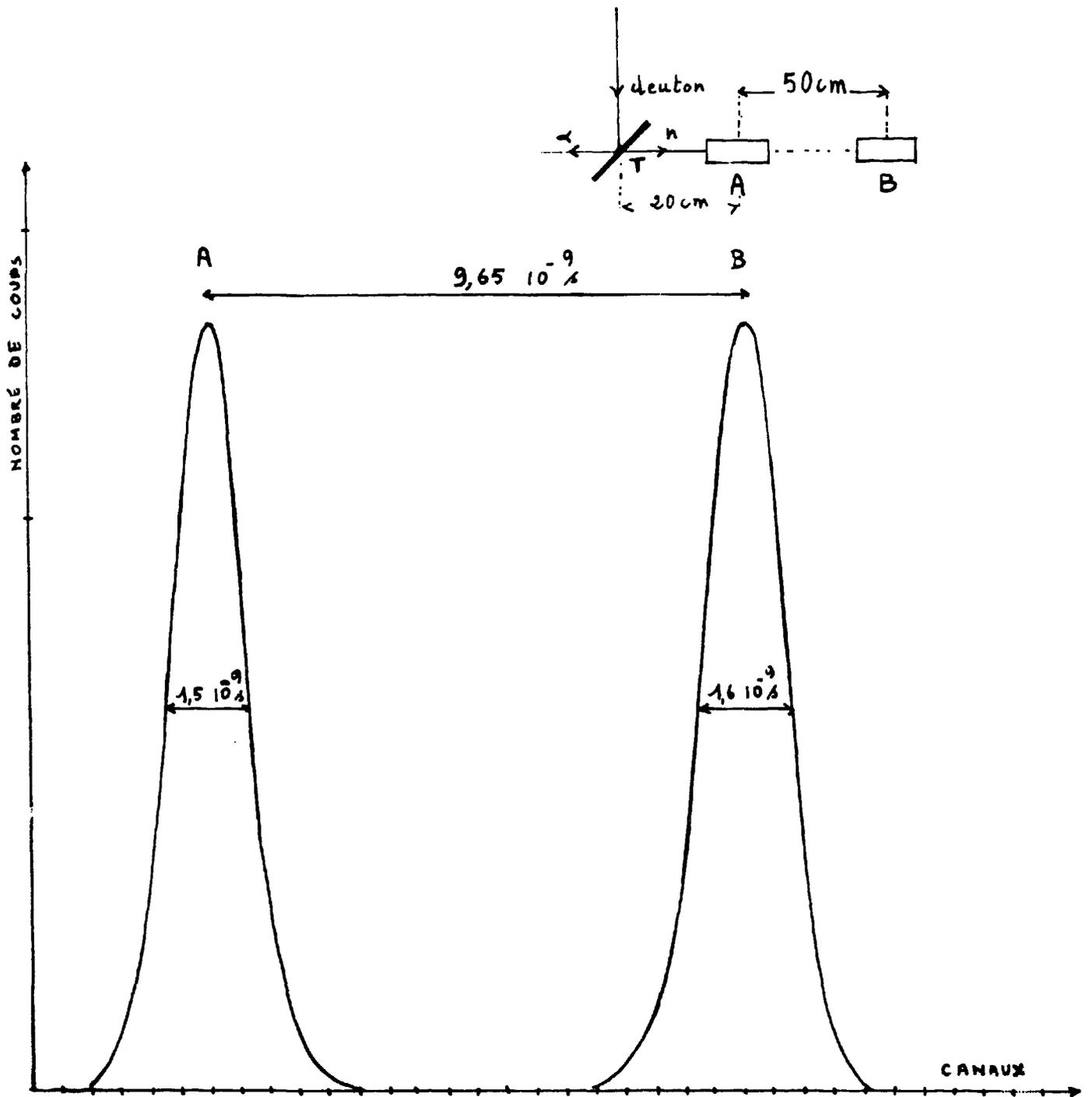


FIG 23 COURBES DE COÏNCIDENCES n.α LORSQUE LE DÉTECTEUR NEUTRON EST CONSTITUÉ D'UN PHOTOMULTIPLICATEUR 58AVP ÉQUIPÉ D'UN SCINTILLATEUR LIQUIDE NS213 DE FORME CYLINDRIQUE DONT LES DIMENSIONS SONT $\phi=11$ cm . $h=4$ cm . LES DEUX COURBES ONT ÉTÉ OBTENUES POUR DEUX POSITIONS DU DÉTECTEUR NEUTRON DISTANTES DE 50cm

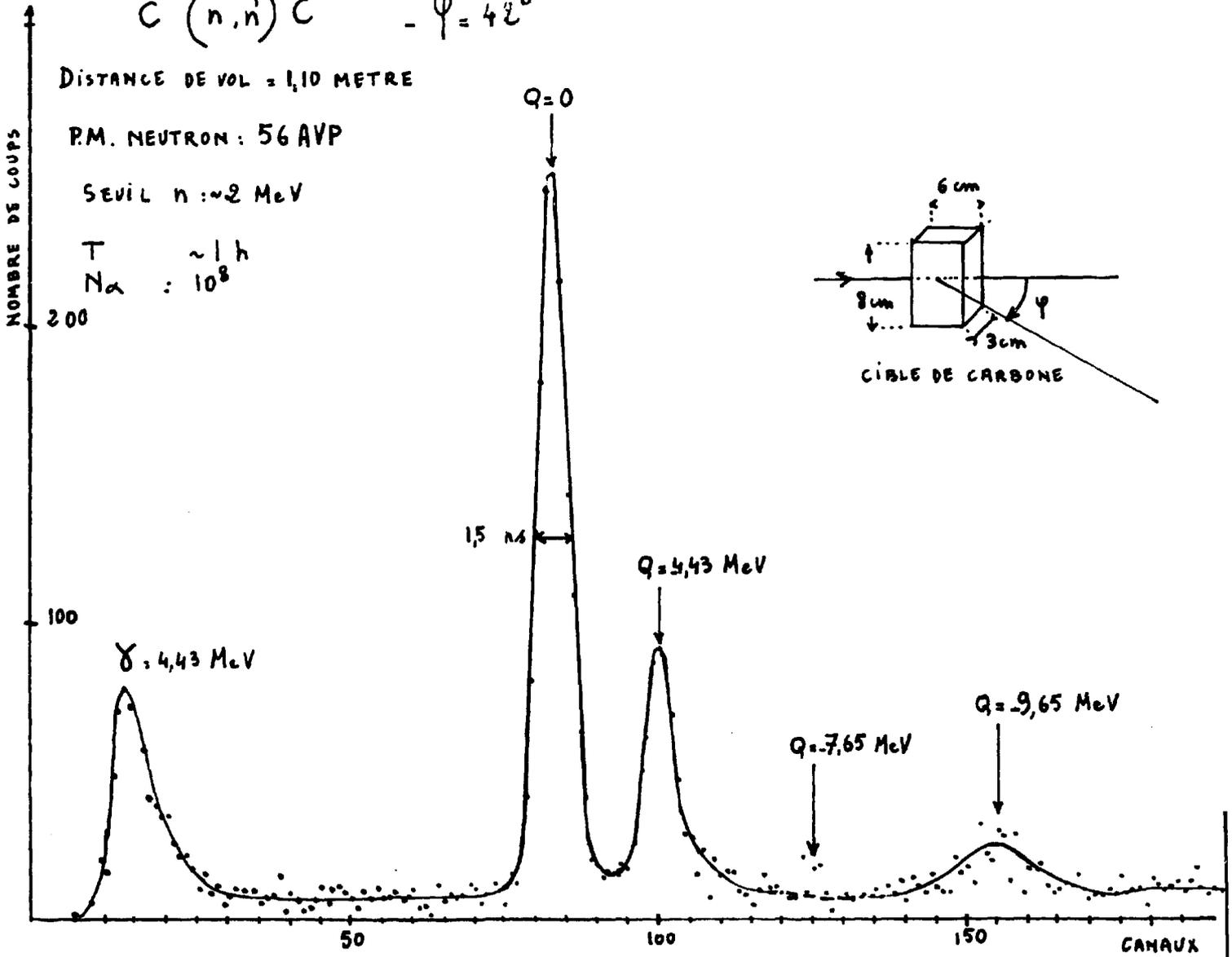


FIG 24 SPECTRE DE NEUTRONS DE 14 MeV DIFFUSÉS SUR UNE CIBLE DE CARBONE

LE DÉTECTEUR NEUTRON EST CONSTITUÉ D'UN PHOTOMULTIPLICATEUR 56 AVP AVEC UN SCINTILLATEUR LIQUIDE NE213.

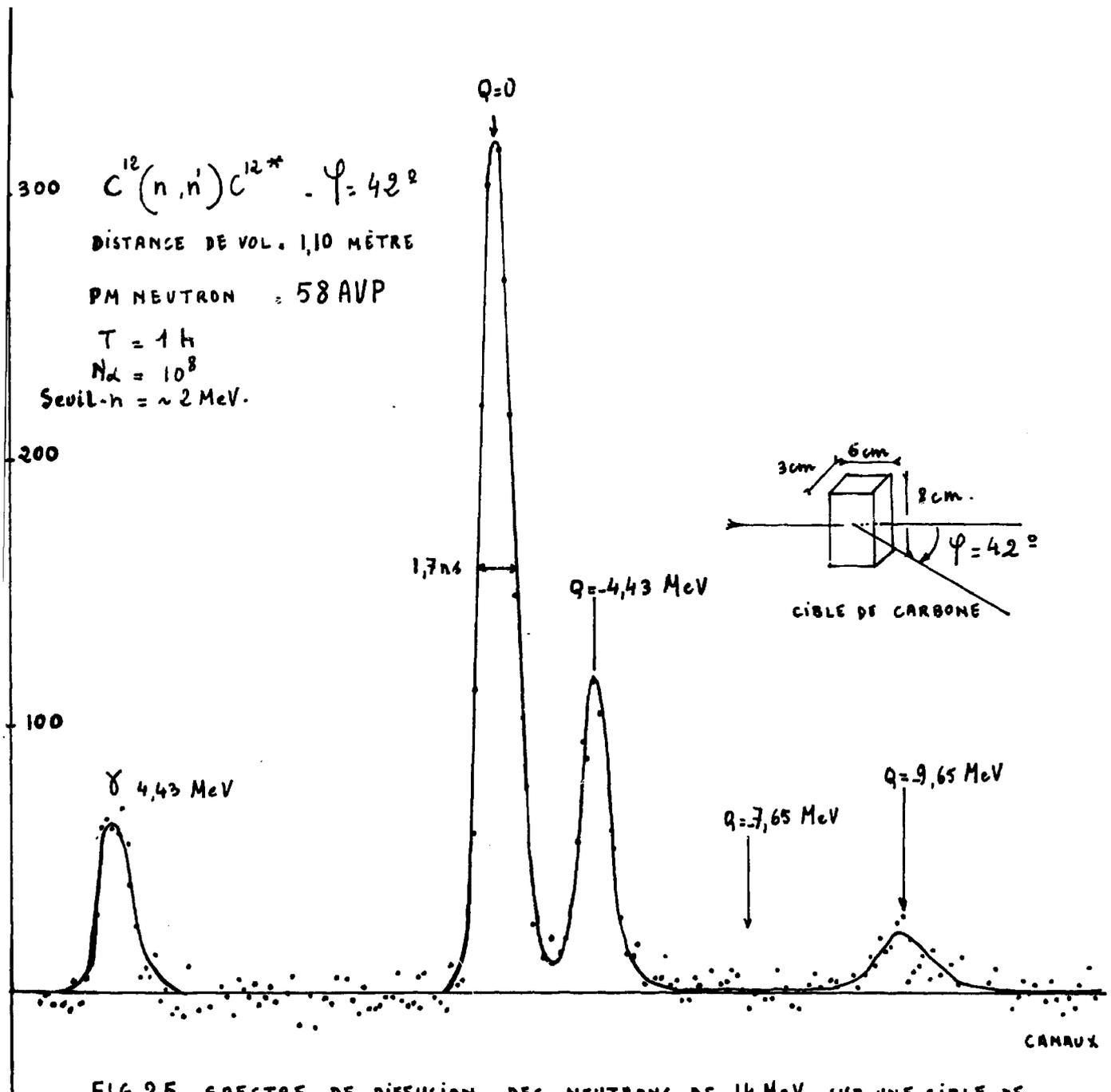


FIG 25 SPECTRE DE DIFFUSION DES NEUTRONS DE 14 MeV SUR UNE CIBLE DE CARBONE -

LE DÉTECTEUR NEUTRON EST CONSTITUÉ D'UN PHOTOMULTIPLICATEUR 58 AVP AVEC UN SCINTILLATEUR LIQUIDE NE 213 DE FORME CYLINDRIQUE ET DE DIMENSIONS $\phi = 11 \text{ cm}$ $h = 4 \text{ cm}$.

LE BRUIT DE FOND OBTENU POUR UN COMPTAGE IDENTIQUE SANS CIBLE DE CARBONE A ÉTÉ RETRANCÉ.

CONCLUSION

Nous avons comparé dans le tableau ci-dessous, les conditions expérimentales dans lesquelles furent obtenues le spectre représenté figure 25 et le spectre de diffusion obtenu par Duclos (1962) avec le même dispositif expérimental, mais utilisant un convertisseur temps-amplitude à tube 6 BN 6. Ce dernier appareillage avait permis la mesure, pour la première fois de la section efficace du niveau de 7,65 MeV de diffusions inélastiques des neutrons de 14 MeV sur du carbone.

La précision statistique pour les deux spectres était identique.

	Base de temps de vol cm	Détecteur Neutron	Temps de résolution (10 ⁻⁹ s)	Durée de l'expérience T (H)
1962	215	58 AVP Scintil. Plast.	2,8	10
1963	110	58 AVP Scintil. NE 213	1,7	1

Dans ce cas précis on peut retenir qu'une diminution d'un facteur 10 du temps d'expérience est apportée par les caractéristiques du convertisseur temps-amplitude à diodes « tunnel ».

Il avait été vu au premier chapitre que dans les conditions définies, le temps d'expérience T, était proportionnel à τ^5 ; ceci nous permettait de prévoir que le temps d'expérience serait divisé par $\left(\frac{2,8}{1,7}\right)^5 \simeq 12$, ce qui, compte tenu des hypothèses de calcul, est assez bien vérifié par l'expérience.

Nous avons donc réalisé un convertisseur temps-amplitude qui, associé à un sélecteur d'amplitude multicanaux, constitue un sélecteur de temps-de-vol ayant un temps de résolution de l'ordre de la nanoseconde, une sensibilité maximale de 500 mV et une gamme d'analyse utile de 60 nanosecondes. La linéarité dans cette gamme est meilleure que 2 %, et la stabilité du rapport de conversion est 0,6 % par degré centigrade, le taux de comptage admissible étant supérieur à 3.10⁵ coups par seconde sur la voie α . La résolution de la courbe de coïncidence n. α en détectant 85 % des neutrons de 14 MeV est de 1,25 nanoseconde ce qui constitue une amélioration sensible par rapport aux précédentes réalisations et permet de diminuer le temps d'expérience d'un facteur important.

L'appareil a été utilisé avec la diffusion des neutrons de 14 MeV sur le ¹²C. La résolution totale 1,5 ns (seuil neutrons < 2 MeV) permet de séparer complètement avec une base de vol de 1,10 mètre, le pic de diffusion élastique du pic de diffusion inélastique (Q = - 4,43 MeV).

Signalons, pour terminer, que l'utilisation de photomultiplicateurs plus rapides, tel que le XP 1020 récemment annoncé (Piétri, 1962) devrait permettre encore une légère diminution du temps de résolution.

BIBLIOGRAPHIE

- | | | |
|------|--|--|
| 1955 | G. C. NEILSON
D. B. JAMES
G. K. O'NEIL | Rev. Sci. Inst. 26, 1018.
Rev. Sci. Inst. 26, 285. |
| 1956 | C. COTTINI
E. GATTI | Nuovo Cimento, 4, 1550. |
| 1957 | LEFEVRE
RUSSEL.

R. MEUNIER
G. DAVIDSON | Rev. Sci. Inst. 30, 159.

Rev. Sci. Inst. 28, 1010. |
| 1958 | J. DUCLOS

J. MEY
L. ESAKI | Thèse Docteur-Ingénieur — Faculté des Sciences de l'Université de Grenoble n° 101-35.

Engineering note, Berkeley, UCRL EE-584.
Phys. Rev. 109, 603. |
| 1959 | D. BLANC | Détecteurs de particules.
Editeurs : Masson et Cie. |
| 1960 | G. CULLIGAN
N. H. LIPMAN | Rev. Sci. Inst. 31, 1209. |
| 1962 | C. RIOU
B. ALEXANDRE

J. DUCLOS
M. DUBUS
P. FERRIN
I. SZABO
R. BOUCHEZ

Y. KOECHLIN
G. PIETRI
R. VAN ZURK | Note technique EGG/35.

Rapport C.E.A. n° 2216.

Rapport C.E.A. n° 2194.
I.R.E. NS-9, 62.
Nucl. Inst. et Meth., 16, 157. |
| 1963 | Ph. HERNANDEZ
A. SCHWARZCHILD

I. SZABO

R. VAN ZURK | Note technique (en préparatio.).
Nucl. Inst. et Meth., 21, 1.
Thèse docteur-Ingénieur — Faculté des Sciences — Université de Grenoble 1963.
Note technique DE/SER/42. |

FIN