

CATILLON P.
GARRETA D. .-

CHAPELLIER M.

Mesure des coefficients de corrélation de spins A_{xx} et A_{yy} dans la diffusion p-p de 11 à 26 MeV.-
Commissariat à l'énergie atomique, Centre d'études nucléaires de Saclay (Essonne), 1967.-
27 cm, 49 p., 26 fig. h.-t.

CEA-R 3193 - CATILLON Philippe, CHAPELLIER Maurice,
GARRETA Denis

MESURE DES COEFFICIENTS DE CORRELATION DE SPINS
 A_{xx} et A_{yy} DANS LA DIFFUSION p-p DE 11 A 26 MeV

Sommaire. - Les coefficients de corrélation de spins A_{xx} et A_{yy} de la diffusion proton-proton ont été mesurés aux énergies laboratoire de 11,40 - 19,15 - 23,45 et 26,50 MeV à l'angle de diffusion dans le centre de masse de 90°. Ces mesures ont été effectuées par la diffusion d'un faisceau de protons polarisés sur une cible de protons polarisés.

1967

75 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

CEA-R 3193 - CATILLON Philippe, CHAPELLIER Maurice,
GARRETA Denis

SPIN CORRELATION PARAMETERS A_{xx} AND A_{yy} MEASUREMENTS
IN p-p SCATTERING FROM 11 TO 26 MeV

Summary. - The A_{xx} and A_{yy} spin correlation coefficients of the proton-proton scattering have been measured at the laboratory energies of 11,40 - 19,15 - 23,45 and 26,50 MeV for the center of mass scattering angle 90°. These measurements have been made by scattering a polarized proton beam on a polarized proton target.

1967

75 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

MESURE DES COEFFICIENTS DE CORRELATION
DE SPINS A_{xx} ET A_{yy}
DANS LA DIFFUSION p-p DE 11 A 26 MeV

par

Philippe CATILLON , Maurice CHAPPELLIER , Denis GARRETA

Rapport CEA - R 3193

1967

Ga

CENTRE D'ETUDES
NUCLÉAIRES DE SACLAY

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Département de Physique Nucléaire
Service de Physique Nucléaire à Moyenne Energie

MESURE DES COEFFICIENTS DE CORRELATION
DE SPINS A_{xx} ET A_{yy}
DANS LA DIFFUSION p-p DE 11 A 26 MeV

par

Philippe CATILLON, Maurice CHAPPELLIER, Denis GARRETA

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

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

TABLE DES MATIERES

	Pages
INTRODUCTION	5
Chapitre I - FORMALISME	
A - Définition des coefficients A_{xx} et A_{yy} mesurés	7
B - Relation avec les coefficients de corrélation de spins	9
C - Expression en fonction des déphasages	11
D - Approximation des ondes S, P, D	13
E - Expériences faites à moyenne énergie	15
Chapitre II - DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE	
A - Faisceau polarisé	17
B - Cible	18
C - Détection et électronique	29
D - Déroulement de l'expérience	30
Chapitre III - RESULTATS	
A - Dépeuillement	33
B - Corrections et erreurs	36
C - Valeurs des paramètres mesurés	38
Chapitre IV - DISCUSSION	
A - Détermination de A_{xx} à 11,4 MeV	41
B - Détermination des déphasages	43
APPENDICE ..	45
BIBLIOGRAPHIE	47
LEGENDES DES FIGURES	49

INTRODUCTION

La possibilité d'utiliser un faisceau de protons polarisés et une cible de protons polarisés a permis de mesurer des paramètres de corrélation de spin entre 10 et 30 MeV.

Une première expérience avait été faite en 1962 (Aragam, Borghini, Catillon, Cousthan, Roubeau, Thirion, Phys. Letters, 1962, 2, 310). Elle a été reprise de façon plus complète et plus précise en 1965-66 et a été brièvement décrite dans les conférences de Karlsruhe et de Gatlinburg. C'est la description complète de cette expérience qui est faite dans ce rapport.

La première partie explicitera le formalisme de la diffusion proton-proton, les expériences qui ont été faites antérieurement et l'intérêt de la mesure des paramètres de corrélation pour définir avec précision les déphasages.

La deuxième partie décrira l'expérience.

La troisième partie donnera les résultats.

Dans la quatrième partie nous discuterons de la normalisation de nos mesures et de leur analyse.

Chapitre I

FORMALISME

Le formalisme de la diffusion proton-proton a été fait de plusieurs façons différentes. Nous utiliserons ici le formalisme de l'hélicité étudié en détail par J. Raynal (1). On trouvera dans l'appendice les relations entre les amplitudes de diffusion exprimées dans ce formalisme et celles exprimées dans le formalisme à un seul axe de quantification utilisé par H.P. Stapp (2).

A - DEFINITION DES COEFFICIENTS A_{xx} ET A_{yy} MESURES.

Si l'on effectue la diffusion d'un faisceau de protons polarisés de polarisation $p = (p_x, p_y, p_z)$ sur une cible de protons polarisés de polarisation $p' = (p'_x, p'_y, p'_z)$ la section efficace différentielle, dans le plan xOz , à l'angle θ est :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \text{Tr} [M(\theta) \cdot \rho_1 \cdot M^+(\theta)] = \text{Tr} [M^+(\theta) \cdot M(\theta) \cdot \rho_1]$$

où ρ_1 est la matrice densité du système initial :

$$\rho_1 = \frac{1}{4} (1 + p_x \sigma_x + p_y \sigma_y + p_z \sigma_z) \otimes (1 + p'_x \sigma'_x + p'_y \sigma'_y + p'_z \sigma'_z) .$$

Les différentes symétries de la matrice M amènent les simplifications suivantes :

1) Celles dues à la conservation de la parité.

Les seuls termes non nuls sont :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{1}{4} \text{Tr} \left\{ M^+(\theta) \cdot M(\theta) \cdot [1 + p_y (\sigma_y \otimes 1) + p'_y (1 \otimes \sigma'_y) + p_z p'_z (\sigma_z \otimes \sigma'_z) + p_x p'_x (\sigma_x \otimes \sigma'_x) + p_x p'_x (\sigma_x \otimes \sigma'_x) + p_y p'_y (\sigma_y \otimes \sigma'_y) + p_z p'_z (\sigma_z \otimes \sigma'_z)] \right\}$$

2) Celles dues à la conservation du spin total.

La conservation du spin total provient de la conservation de la parité et de l'identité des particules.

$$\text{Tr} [M^+(\theta).M(\theta).(\sigma_y \otimes 1)] = \text{Tr} [M^+(\theta).M(\theta).(1 \otimes \sigma_y^1)]$$

$$\text{Tr} [M^+(\theta).M(\theta).(\sigma_z \otimes \sigma_x^1)] = \text{Tr} [M^+(\theta).M(\theta).(\sigma_x \otimes \sigma_z^1)]$$

Enfin, avec les définitions suivantes :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\right)_{n.p.} = \frac{1}{4} \text{Tr} [M(\theta).M^+(\theta)]$$

$$P(\theta) = \text{Tr} [M^+(\theta).M(\theta).(\sigma_y \otimes 1)] / \text{Tr} [M(\theta).M^+(\theta)]$$

$$A_{xx}(\theta) = \text{Tr} [M^+(\theta).M(\theta).(\sigma_x \otimes \sigma_x^1)] / \text{Tr} [M(\theta).M^+(\theta)]$$

$$A_{yy}(\theta) = \text{Tr} [M^+(\theta).M(\theta).(\sigma_y \otimes \sigma_y^1)] / \text{Tr} [M(\theta).M^+(\theta)]$$

$$A_{zz}(\theta) = \text{Tr} [M^+(\theta).M(\theta).(\sigma_z \otimes \sigma_z^1)] / \text{Tr} [M(\theta).M^+(\theta)]$$

$$A_{zx}(\theta) = \text{Tr} [M^+(\theta).M(\theta).(\sigma_z \otimes \sigma_x^1)] / \text{Tr} [M(\theta).M^+(\theta)]$$

la section efficace se réduit à :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\right)_{n.p.} [1 + (p_y + p_y^1)P(\theta) + p_x p_x^1 A_{xx}(\theta) + p_y p_y^1 A_{yy}(\theta) + p_z p_z^1 A_{zz}(\theta) + (p_z p_x^1 + p_x p_z^1) A_{zx}(\theta)]$$

L'asymétrie sur les sections efficaces de diffusion d'un faisceau et d'une cible polarisés suivant Ox, obtenue en renversant la polarisation du faisceau (p_x et $-p_x$) est donc :

$$\xi_x(\theta) = p_x p_x^1 A_{xx}(\theta)$$

Si faisceau et cible sont polarisés suivant Oy, on obtient :

$$\xi_y(\theta) = \frac{p_y P(\theta) + p_y p_y^1 A_{yy}(\theta)}{1 + p_y^1 P(\theta)}$$

L'indiscernabilité des protons fait qu'à 90° dans le centre de masse $P(90^\circ) = 0$ d'où :

$$\xi_y(90^\circ) = p_y p_y^1 A_{yy}(90^\circ)$$

Pratiquement (voir fig. 1), avec un faisceau et une cible polarisés verticalement de polarisation p et p^1 , les asymétries des taux de comptage obtenus pour les deux états de polarisation $+p$ et $-p$ du faisceau sont :

- Pour les protons détectés en coïncidence avec les détecteurs H et B placés aux angles $\theta(\text{lab.}) = \pm 45^\circ$ dans le plan vertical (plan contenant les deux polarisations) :

$$\xi_x(90^\circ) = p p^1 A_{xx}(90^\circ)$$

- Pour les protons détectés en coïncidence avec les détecteurs G et D placés aux angles $\theta(\text{lab.}) = \pm 45^\circ$ dans le plan horizontal (plan perpendiculaire aux deux polarisations) :

$$\xi_y(90^\circ) = p p^1 A_{yy}(90^\circ)$$

B - RELATION AVEC LES COEFFICIENTS DE CORRELATION DE SPINS.

Dans la diffusion d'un faisceau de protons non polarisés sur une cible de protons non polarisés, la matrice densité initiale étant $\rho_i = \frac{1}{4} \times 1$, la matrice densité du système des protons diffusés aux angles θ et $\theta - \pi$ est :

$$\rho_f(\theta) = M(\theta).M^+(\theta) / \text{Tr} [M(\theta).M^+(\theta)]$$

En détectant simultanément la polarisation du proton 1 (diffusé à l'angle θ) dans la direction \bar{s} et celle du proton 2 (diffusé à l'angle $\theta - \pi$) dans la direction \bar{t} , on définit le coefficient de corrélation de spins :

$$C_{st}(\theta) = \frac{N_{++} + N_{--} - N_{-+} - N_{+-}}{N_{++} + N_{--} + N_{-+} + N_{+-}}$$

$N_{++}, N_{--}, N_{-+}, N_{+-}$ étant les nombres de paires de protons trouvés dans les états $|+\rangle^1 \otimes |+\rangle^2, |-\rangle^1 \otimes |-\rangle^2, |-\rangle^1 \otimes |+\rangle^2, |+\rangle^1 \otimes |-\rangle^2$ où $|\pm\rangle^1$ sont les états propres $\pm \frac{1}{2}$ de l'opérateur $\frac{1}{2} \sigma_s^1 = (\vec{\sigma}^1 \cdot \bar{s})/2$ et $|\pm\rangle^2$ sont les états propres $\pm \frac{1}{2}$ de l'opérateur $\frac{1}{2} \sigma_t^2 = (\vec{\sigma}^2 \cdot \bar{t})/2$. Ce coefficient est la valeur moyenne de l'opérateur $(\sigma_s^1 \otimes \sigma_t^2)$ et s'écrit donc :

$$C_{st}(\theta) = \text{Tr} [\rho_f \cdot (\sigma_s^1 \otimes \sigma_t^2)] = \text{Tr} [M(\theta).M^+(\theta).(\sigma_s^1 \otimes \sigma_t^2)] / \text{Tr} [M(\theta).M^+(\theta)]$$

On peut, en particulier, définir les différents coefficients (voir fig. 2) :

$$\bar{s} = \bar{t} = \bar{x} \rightarrow C_{xx} = \text{Tr} [\rho_f \cdot (\sigma_x^1 \otimes \sigma_x^2)]$$

$$\bar{s} = \bar{t} = \bar{y} \rightarrow C_{yy} = \text{Tr} [\rho_f \cdot (\sigma_y^1 \otimes \sigma_y^2)]$$

$$\begin{aligned}\bar{s} = \bar{t} = \bar{z} &\rightarrow C_{zz} = \text{Tr} [e_f \cdot (\sigma_z^1 \otimes \sigma_z^2)] \\ \bar{s} = \bar{z}, \bar{t} = \bar{x} &\rightarrow C_{zx} = \text{Tr} [e_f \cdot (\sigma_z^1 \otimes \sigma_x^2)] \\ \bar{s} = \bar{x}, \bar{t} = \bar{z} &\rightarrow C_{xz} = \text{Tr} [e_f \cdot (\sigma_x^1 \otimes \sigma_z^2)]\end{aligned}$$

ces deux derniers coefficients étant égaux à cause de la conservation du spin total.

Mais l'invariance par renversement du sens du temps entraîne des propriétés de symétrie de la matrice M telles que :

$$\begin{aligned}C_{xx}(\theta) &= \text{Tr} [M(\theta) \cdot M^\dagger(\theta) \cdot (\sigma_x^1 \otimes \sigma_x^2)] = \text{Tr} [M^\dagger(\theta) \cdot M(\theta) \cdot (\sigma_x \otimes \sigma_x^1)] = A_{xx}(\theta) \\ C_{yy}(\theta) &= \text{Tr} [M(\theta) \cdot M^\dagger(\theta) \cdot (\sigma_y^1 \otimes \sigma_y^2)] = \text{Tr} [M^\dagger(\theta) \cdot M(\theta) \cdot (\sigma_y \otimes \sigma_y^1)] = A_{yy}(\theta) \\ C_{zz}(\theta) &= \text{Tr} [M(\theta) \cdot M^\dagger(\theta) \cdot (\sigma_z^1 \otimes \sigma_z^2)] = \text{Tr} [M^\dagger(\theta) \cdot M(\theta) \cdot (\sigma_z \otimes \sigma_z^1)] = A_{zz}(\theta) \\ C_{zx}(\theta) &= \text{Tr} [M(\theta) \cdot M^\dagger(\theta) \cdot (\sigma_z^1 \otimes \sigma_x^2)] = \text{Tr} [M^\dagger(\theta) \cdot M(\theta) \cdot (\sigma_z \otimes \sigma_x^1)] = A_{zx}(\theta)\end{aligned}$$

En fait, les mesures de ces coefficients C_{xx} , etc... qui amèneraient à détecter, dans le laboratoire, les polarisations des protons dans les directions \bar{x} , \bar{y} , \bar{z} liées à l'angle θ du centre de masse, ne sont pas directement faisables.

En effet, dans le laboratoire (voir fig. 2), les seules directions dans lesquelles on peut détecter facilement les polarisations des protons diffusés (sans avoir à recourir à des aimants pour faire précesser le spin) sont :

$$\begin{aligned}\bar{n} (= \bar{y}) \text{ et } \bar{k} &\text{ pour le proton 1} \\ \bar{n} \text{ et } \bar{p} &\text{ pour le proton 2}\end{aligned}$$

Les coefficients de corrélation de spins correspondants, effectivement mesurés, sont donc :

$$\begin{aligned}C_{nn}(\theta) &= \text{Tr} [e_f(\theta) \cdot (\sigma_n^1 \otimes \sigma_n^2)] = \text{Tr} [M(\theta) \cdot M^\dagger(\theta) \cdot (\sigma_n^1 \otimes \sigma_n^2)] / \text{Tr} [M(\theta) \cdot M^\dagger(\theta)] \\ C_{kp}(\theta) &= \text{Tr} [e_f(\theta) \cdot (\sigma_k^1 \otimes \sigma_p^2)] = \text{Tr} [M(\theta) \cdot M^\dagger(\theta) \cdot (\sigma_k^1 \otimes \sigma_p^2)] / \text{Tr} [M(\theta) \cdot M^\dagger(\theta)]\end{aligned}$$

La transformation des matrices de Pauli dans la rotation d'angle $-\theta/2$ qui fait passer du système $(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$ au système $(\bar{k}, \bar{n}, \bar{p})$ est :

$$\left\{ \begin{aligned}\sigma_n &= \sigma_y \\ \sigma_k &= \sigma_z \sin \frac{\theta}{2} + \sigma_x \cos \frac{\theta}{2} \\ \sigma_p &= \sigma_z \cos \frac{\theta}{2} - \sigma_x \sin \frac{\theta}{2}\end{aligned}\right.$$

donc :

$$\begin{aligned}C_{kp}(\theta) &= \text{Tr} [e_f(\theta) \cdot (\sigma_k^1 \otimes \sigma_p^2)] \\ &= \text{Tr} \left\{ e_f(\theta) \cdot \left[(\sigma_z^1 \sin \frac{\theta}{2} + \sigma_x^1 \cos \frac{\theta}{2}) \otimes (\sigma_z^2 \cos \frac{\theta}{2} - \sigma_x^2 \sin \frac{\theta}{2}) \right] \right\} \\ &= \frac{1}{2} \sin \theta \cdot \text{Tr} \left\{ e_f(\theta) \cdot (\sigma_z^1 \otimes \sigma_z^2) - (\sigma_x^1 \otimes \sigma_x^2) \right\} + \cos^2 \frac{\theta}{2} \cdot \text{Tr} [e_f(\theta) \cdot (\sigma_x^1 \otimes \sigma_x^2)] \\ &\quad - \sin^2 \frac{\theta}{2} \cdot \text{Tr} [e_f(\theta) \cdot (\sigma_z^1 \otimes \sigma_z^2)]\end{aligned}$$

d'où finalement :

$$\begin{cases} C_{nn}(\theta) = A_{yy}(\theta) \\ C_{kp}(\theta) = \frac{1}{2} \sin \theta [A_{zz}(\theta) - A_{xx}(\theta)] + \cos \theta \cdot A_{zx}(\theta) \end{cases}$$

C - EXPRESSION EN FONCTION DES DEPHASAGES.

Une fois exprimées les différentes symétries vues plus haut, la matrice $M(\theta)$ peut se mettre, en représentation hélicité, sous la forme :

$$M(\theta) = \begin{vmatrix} a & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{b+c}{2} & \frac{d}{\sqrt{2}} & \frac{b-c}{2} \\ 0 & -\frac{d}{\sqrt{2}} & e & \frac{d}{\sqrt{2}} \\ 0 & \frac{b-c}{2} & -\frac{d}{\sqrt{2}} & \frac{b+c}{2} \end{vmatrix} \quad \begin{array}{l} \text{dans la base des spins couplés} \\ |s, s_z\rangle : |00\rangle, |11\rangle, |10\rangle, |1-1\rangle \end{array}$$

$$M(\theta) = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} b+c & d & d & b-c \\ -d & a+e & e-a & d \\ -d & e-a & a+e & d \\ b-c & -d & -d & b+c \end{vmatrix} \quad \begin{array}{l} \text{dans la base des spins non couplés} \\ |\sigma_z^1, \sigma_z^2\rangle : |\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle, |\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle, |-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle, \\ |-\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle \end{array}$$

avec

$$a(\theta) = M^1(\theta) = f_c(\theta) + f_c(\theta - \pi) + \frac{1}{k} \sum_{J \text{ pair}} (2J+1) C_0^J P_J(\cos \theta)$$

$$b(\theta) = M_{11}^3(\theta) + M_{1-1}^3(\theta)$$

$$= f_c(\theta) - f_c(\theta - \pi) + \frac{1}{k} \sum_{J \text{ impair}} (2J+1) C_0^J \left\{ P_J(\cos \theta) - \frac{\cos \theta P_J'(\cos \theta)}{J(J+1)} \right\} \\ + \frac{1}{k} \sum_{J \text{ pair}} \left\{ (J+1)C_-^J + JC_+^J - 2\sqrt{(J+1)J} C^J \right\} \frac{P_J'(\cos \theta)}{J(J+1)}$$

$$c(\theta) = M_{11}^3(\theta) - M_{1-1}^3(\theta)$$

$$= \left\{ f_c(\theta) - f_c(\theta - \pi) \right\} \cos \theta + \frac{1}{k} \sum_{J \text{ impair}} (2J+1) C_0^J \frac{P_J'(\cos \theta)}{J(J+1)} \\ + \frac{1}{k} \sum_{J \text{ pair}} \left\{ (J+1)C_-^J + JC_+^J - 2\sqrt{(J+1)J} C^J \right\} \left\{ P_J(\cos \theta) - \frac{\cos \theta P_J'(\cos \theta)}{J(J+1)} \right\}$$

$$d(\theta) = \sqrt{2} M_{10}^3(\theta)$$

$$= \left\{ f_c(\theta) - f_c(\theta - \pi) \right\} \sin \theta + \frac{1}{k} \sum_{J \text{ pair}} \left\{ C_-^J - C_+^J + \frac{C^J}{\sqrt{(J+1)J}} \right\} \sin \theta P_J'(\cos \theta)$$

$$e(\theta) = M_{00}^3(\theta)$$

$$= \left\{ f_c(\theta) - f_c(\theta - \pi) \right\} \cos \theta + \frac{1}{k} \sum_{J \text{ pair}} \left\{ JC_-^J + (J+1)C_+^J + 2\sqrt{(J+1)J} C^J \right\} P_J(\cos \theta)$$

avec

$$f_c(\theta) = - \frac{\bar{\sigma}}{2k \sin^2 \frac{\theta}{2}} \exp(-i \bar{\sigma} \ln \sin^2 \frac{\theta}{2} + 2i\sigma_0)$$

et

$$C_0^J = \exp(2i\sigma_J)(1 - \exp(2i\delta_J^J))$$

$$C_-^J = \exp(2i\sigma_{J-1})(1 - \cos 2\varepsilon_J \cdot \exp(2i\delta_{J-1}^J))$$

$$C_+^J = \exp(2i\sigma_{J+1})(1 - \cos 2\varepsilon_J \cdot \exp(2i\delta_{J+1}^J))$$

$$C^J = -i \exp[i(\sigma_{J-1} + \sigma_{J+1})] \cdot \sin 2\varepsilon_J \cdot \exp[i(\delta_{J-1}^J + \delta_{J+1}^J)]$$

où les σ_J sont les déphasages coulombiens, les δ^J et ε_J les déphasages nucléaires "bar" tels qu'ils sont définis par Stapp et al. (3) et utilisés généralement dans les analyses en déphasages. Ils ont l'avantage d'être une très bonne approximation des déphasages que l'on obtiendrait sans potentiel coulombien, d'être donc les mêmes que ceux de la diffusion neutron-proton, ce qui n'est pas le cas des déphasages

Blatt et Biedenharn mentionnés par Raynal.

Nous obtenons alors :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right)_{n.p.} = \text{Tr} [M(\theta) \cdot M^+(\theta)] = \frac{1}{4} [|a|^2 + |b|^2 + |c|^2 + 2|d|^2 + |e|^2]$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right)_{n.p.} \times A_{xx}(\theta) = \text{Tr} [M^+(\theta) \cdot M(\theta) \cdot (\sigma_x^1 \otimes \sigma_x^2)] = \frac{1}{4} [|b|^2 + |e|^2 - |c|^2 - |a|^2]$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right)_{n.p.} \times A_{yy}(\theta) = \text{Tr} [M^+(\theta) \cdot M(\theta) \cdot (\sigma_y^1 \otimes \sigma_y^2)] = \frac{1}{4} [|c|^2 + 2|d|^2 + |e|^2 - |a|^2 - |b|^2]$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right)_{n.p.} \times A_{zz}(\theta) = \text{Tr} [M^+(\theta) \cdot M(\theta) \cdot (\sigma_z^1 \otimes \sigma_z^2)] = \frac{1}{4} [|b|^2 + |c|^2 - |a|^2 - |e|^2]$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right)_{n.p.} \times A_{zx}(\theta) = \text{Tr} [M^+(\theta) \cdot M(\theta) \cdot (\sigma_z^1 \otimes \sigma_x^2)] = \frac{1}{4} [d^*(e-c) + d(e^* - c^*)]$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right)_{n.p.} \times P(\theta) = \text{Tr} [M^+(\theta) \cdot M(\theta) \cdot (\sigma_y^1 \otimes 1)] = \frac{i}{4} [d(c^* + e^*) - d^*(c + e)]$$

Pour $\theta = 90^\circ$, $b = d = 0$, on voit immédiatement que $A_{zx} = P = 0$ et $1 + A_{zz} = A_{yy} - A_{xx}$.

La variation angulaire de ces paramètres, pour un jeu défini de déphasages, est donnée sur la figure 25.

D - APPROXIMATION DES ONDES S, P, D.

A faible énergie, les ondes $l > 2$ ne sont affectées que par la partie à longue portée du potentiel nucléon-nucléon. Celle-ci, produite par l'échange d'un pion, est bien connue et permet de calculer avec précision les déphasages de ces ondes.

Il reste donc cinq déphasages, ceux des ondes S et D : δ_S et δ_D et ceux des ondes P : δ_P^0 , δ_P^1 , δ_P^2 à déduire des mesures expérimentales des différents observables.

Nous allons étudier la sensibilité des observables à ces différents paramètres en négligeant, pour simplifier, la contribution des ondes $l > 2$. Cette simplification est justifiée pour une étude qualitative, car leurs déphasages sont petits. D'autre part, nous tiendrons compte de ce que seul δ_S est grand. On a alors :

$$a(\theta) = f_c(\theta) + f_c(\theta - \pi) + \frac{1}{k} \left\{ e^{2i\sigma_0} (1 - e^{2i\delta_S}) + e^{2i\sigma_2} (1 - e^{2i\delta_D}) \frac{5}{2} (3 \cos^2 \theta - 1) \right\} \\ \approx f_c(\theta) + f_c(\theta - \pi) + \frac{1}{k} \left\{ e^{2i\sigma_0} (1 - e^{2i\delta_S}) - 5i e^{2i\sigma_2} \delta_D (3 \cos^2 \theta - 1) \right\}$$

$$b(\theta) = f_c(\theta) - f_c(\theta - \pi) + \frac{1}{k} e^{2i\sigma_1} \left\{ 1 - \frac{e^{2i\delta_P^2} + e^{2i\delta_P^1}}{2} \right\} 3 \cos \theta \\ \approx f_c(\theta) - f_c(\theta - \pi) + \frac{3e^{2i\sigma_1}}{k} (\delta_P^2 + \delta_P^1) \cos \theta$$

$$\begin{aligned}
c(\theta) &= \left\{ f_c(\theta) - f_c(\theta - \pi) \right\} \cos \theta + \frac{1e^{2i\sigma_1}}{k} \left\{ 3 \cos^2 \theta - (3 \cos^2 \theta - \frac{3}{2})e^{2i\delta_P^2} - \frac{3}{2}e^{2i\delta_P^1} \right\} \\
&\approx \left\{ f_c(\theta) - f_c(\theta - \pi) \right\} \cos \theta + \frac{3e^{2i\sigma_1}}{k} (\delta_P^1 - \delta_P^2) \\
d(\theta) &= \left\{ f_c(\theta) - f_c(\theta - \pi) \right\} \sin \theta + \frac{1e^{2i\sigma_1}}{k} 3 \sin \theta \cos \theta (1 - e^{2i\delta_P^2}) \\
&\approx \left\{ f_c(\theta) - f_c(\theta - \pi) \right\} \sin \theta + \frac{3e^{2i\sigma_1}}{k} \delta_P^2 \sin 2\theta \\
e(\theta) &= \left\{ f_c(\theta) - f_c(\theta - \pi) \right\} \cos \theta + \frac{1e^{2i\sigma_1}}{k} \left\{ 3 \cos^2 \theta - e^{2i\delta_P^0} - (3 \cos^2 \theta - 1)e^{2i\delta_P^2} \right\} \\
&\approx \left\{ f_c(\theta) - f_c(\theta - \pi) \right\} \cos \theta + \frac{2e^{1i\sigma_1}}{k} (\delta_P^0 - \delta_P^2)
\end{aligned}$$

$A_{\theta} = 90^\circ$, ceci donne :

$$\left\{ \begin{aligned}
\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{n.p.} (1 - A_{yy}) &= \frac{|a|^2}{2} \approx \frac{1}{2k^2} \times 2 [1 - \cos 2\delta_S - 5 \sin 2\delta_S \times \delta_D] \\
\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{n.p.} (1 + A_{xx}) &= \frac{|e|^2}{2} = \frac{1}{2k^2} \times 4(\delta_P^0 - \delta_P^2)^2 \\
\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{n.p.} (A_{yy} - A_{xx}) &= \frac{|c|^2}{2} = \frac{1}{2k^2} \times 9(\delta_P^1 - \delta_P^2)^2 \\
\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{n.p.} (1 + A_{yy}) &= \frac{|e|^2 + |c|^2}{2} = \frac{1}{2k^2} [4(\delta_P^0 - \delta_P^2)^2 + 9(\delta_P^1 - \delta_P^2)^2]
\end{aligned} \right.$$

qui montre que la mesure des trois observables $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, A_{xx} et A_{yy} à 90° donne :

- d'une part, une combinaison des déphasages singlets δ_S et δ_D ;
- d'autre part, directement les "splittings" des ondes P.

Il faut noter :

- que la mesure de A_{yy} ou C_{nn} seule ne donne qu'une combinaison de ces splittings ;

- que ce sont les grandeurs $1 + A_{xx}$ et $A_{yy} - A_{xx}$ qui donnent ces splittings. Pour les obtenir avec une erreur relative acceptable il faut donc que les erreurs absolues sur A_{xx} et A_{yy} soient petites devant $1 + A_{xx}$ et $A_{yy} - A_{xx}$.

Nous verrons plus loin (chap. IV) :

- que la mesure de la profondeur de l'interférence coulombienne de la section efficace permet d'obtenir une combinaison des déphasages P qui se trouvent ainsi déterminés ;

- que l'anisotropie de la section efficace au voisinage de 90° (terme en $\cos^2 \theta$) est due principalement à la diffusion singlet, sa mesure donnant une autre combinaison des déphasages δ_S et δ_D qui se trouvent ainsi déterminés ;

- que la polarisation, fonction du troisième degré des déphasages P dont les contributions des termes du 1er et 2ème degré sont atténuées par des coefficients en σ^2 et σ , est très faible et ne pourrait donner de ces déphasages, même mesurée avec une très grande précision, qu'une fonction très compliquée.

E - EXPERIENCES FAITES A MOYENNE ENERGIE.

Dans notre domaine d'énergie (10 à 30 MeV) les expériences preten-proton ayant été faites sont :

1) Des mesures de section efficace différentielle à 9,69 MeV (4), 18,2 MeV (5) et 25,63 MeV (6)(*).

2) Des mesures de polarisation à 18,2 MeV (7) et à 30 MeV (8)(*).

3) Des mesures de coefficients de corrélation de spin : C_{nn} à 12 MeV à Copenhague (9) donnant $C_{nn} = -0,97 \pm 0,065$ soit $1 + C_{nn} = 1 + A_{yy} = 0,03 \pm 0,065$; C_{nn} et C_{kp} à Tokyo (10) donnant $C_{nn} = -0,034 \pm 0,095$, $C_{kp} = 0,13 \pm 0,11$, ces deux expériences ayant été faites avec une cible de CH_2 et deux polarimètres à carbone. C_{nn} à 27 MeV à Boulder (11) donnant $C_{nn} = -0,689 \pm 0,07$ soit $1 + C_{nn} = 1 + A_{yy} = 0,311 \pm 0,07$, mesure faite à la même époque que la nôtre avec une cible d'hydrogène liquide et des polarimètres à hélium liquide.

La précision des mesures faites par cette méthode est limitée par deux facteurs :

- le taux de comptage (typiquement 20 c/heure) ;
- les corrections géométriques.

Nous voyons que ces mesures ne donnent qu'une valeur supérieure à 12 MeV, une valeur déterminée avec une précision relative de 22% à 27 MeV de la quantité $4(\delta_P^0 - \delta_P^2)^2 + 9(\delta_P^1 - \delta_P^2)^2$. Il nous a donc semblé nécessaire d'effectuer des mesures de A_{yy} et A_{xx} avec une meilleure précision et pour ce faire, d'utiliser une cible et un faisceau polarisés.

En effet, la mesure des paramètres A_{xx} et A_{yy} faite avec une cible et un faisceau polarisés permet, comme nous allons le voir, de se débarrasser des erreurs géométriques et donne, même avec un faible faisceau, un taux de comptage élevé (de l'ordre de 10 c/seconde).

(*). Voir bibliographie complète dans les références 12, 13 et 14.

Chapitre II

DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE

A - FAISCEAU POLARISE.

L'optique du faisceau est représentée sur la figure 3.

La source de protons polarisés a été décrite en détail par R. Beurtey (15). Une horloge commande alternativement l'une et l'autre des deux transitions adiabatiques (fig. 4) : (a) à champ fort (940 gauss) à l'aide d'un carcinotron (3000 Mc/s) ; (b) à champ faible (8 gauss - 10,7 Mc/s).

L'intensité du faisceau accéléré est indépendante de son état de spin.

L'ionisation se fait au centre du cyclotron à l'aide d'un ioniseur type Penning refroidi à l'azote liquide. Comme la densité du faisceau atomique n'est pas beaucoup plus forte que celle du vide résiduel la polarisation du faisceau de protons ne dépasse pas 70%. Il n'y a pas dépolarisation en cours d'accélération.

Il est important de savoir si la polarisation p^+ du faisceau est égale en valeur absolue à p^- c'est-à-dire si les efficacités des deux transitions sont égales. Le calcul des conditions d'adiabaticité donne une valeur théorique de 100% mais si le champ de la transition (a) dérive il peut sortir de la résonance. Il est donc nécessaire de vérifier avant chaque expérience que le champ est bien calé au milieu du plateau de la résonance (10 gauss de large) et le cas échéant, de faire cette vérification en cours d'expérience. Un polarimètre à carbone est donc placé juste avant l'aimant de la cible ; il suffit d'escamoter sa cible de carbone pour l'expérience.

Le faisceau a une intensité de 1 à 2×10^7 protons/seconde et il est focalisé au niveau de la cible, les dimensions de la tache étant de $6 \times 3 \text{ mm}^2$. Le nombre de protons traversant la cible de $2 \times 2 \text{ mm}^2$ est donc de 2 à 5×10^6 par seconde.

Un ralentisseur peut s'interposer sur le trajet du faisceau (5 sur la fig.5) 12 mm avant la cible. L'écran qui sert de support à ce ralentisseur est couplé à une bobine (fig. 6). Suivant que cette bobine, qui est dans le champ magnétique, est ali-

mentée positivement ou négativement l'écran laisse passer le faisceau ou le ralentit en interposant le ralentisseur d'aluminium. Des contacts de position "haut" et "bas" de l'écran permettent :

1) d'aiguiller les coïncidences sur une moitié ou l'autre de l'analyseur suivant l'énergie du faisceau sur la cible ;

2) de bloquer la détection lorsque l'écran est dans une position intermédiaire.

Une came permet de commander la fréquence de changement de position de l'écran à la valeur voulue (environ toutes les 5 secondes). Cette came est commandée par un moteur à courant continu (moteur d'essuie-glace) afin qu'il ne puisse y avoir d'interférences avec l'horloge commandant l'état de spin du faisceau qui est liée à la fréquence du secteur.

Enfin, la précision sur l'énergie du faisceau est de ± 100 keV. Compte tenu des ralentissements les énergies de travail sont en MeV : $11,4 \pm 0,2$, $19,15 \pm 0,15$, $23,45 \pm 0,15$, $26,5 \pm 0,1$.

B - CIBLE.

Les protons polarisés sont les noyaux d'hydrogène de l'eau d'un cristal de nitrate double de lanthane et de magnésium ($\text{La}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_2)_{12} \cdot 24 \text{H}_2\text{O}$) fermé à partir d'une solution contenant 1% d'atomes paramagnétiques de néodyme. Ils sont polarisés par "effet solide" à la température de $1,15^\circ \text{K}$ dans un champ magnétique de $18,5 \text{ kOe}$ au moyen d'un champ hyperfréquence de 70 GHz .

Principe de la polarisation par "effet solide".

La méthode de polarisation dynamique par "effet solide" est décrite en détail dans la littérature (16,17,18). Rappelons-en élémentairement le principe.

Dans un champ magnétique H , les atomes paramagnétiques de Nd, de spin effectif $1/2$, se trouvent dans l'un ou l'autre des états de spin possibles, séparés par l'énergie Zeeman.

$$\Delta E_{\text{Nd}} = 2\bar{\mu}_{\text{Nd}} \cdot H = \sigma_{\text{Nd}} \hbar H = g_{\text{Nd}} \beta H$$

Il en est de même pour les protons pour lesquels les deux états de spin sont séparés par l'énergie :

$$\Delta E_{\text{p}} = 2\bar{\mu}_{\text{p}} \cdot H = \sigma_{\text{p}} \hbar H = g_{\text{p}} \beta_{\text{p}} H$$

où $\bar{\mu}$, σ et g sont les moments magnétiques, rapports gyromagnétiques et facteurs de

Landé de l'atome de Nd et du proton respectivement, et β et β_{p} sont les magnétens de Bohr et nucléaire.

$$\begin{aligned} \mu_{\text{Nd}} &= 1,25 \cdot 10^{-20} \text{ erg.Oe}^{-1} & g_{\text{Nd}} &= -2,7 \\ \mu_{\text{p}} &= 1,41 \cdot 10^{-23} \text{ erg.Oe}^{-1} & g_{\text{p}} &= +5,58 \end{aligned}$$

N_+ le nombre d'atomes de Nd dans l'état $|+\rangle_{\text{Nd}}$: spin parallèle à H
 N_- le nombre d'atomes de Nd dans l'état $|-\rangle_{\text{Nd}}$: spin antiparallèle à H
 n_+ le nombre de protons dans l'état $|+\rangle_{\text{p}}$: spin parallèle à H
 n_- le nombre de protons dans l'état $|-\rangle_{\text{p}}$: spin antiparallèle à H

À la température T les probabilités de transition entre les deux états de spin sont dans le rapport :

$$\frac{W(+ \rightarrow -)}{W(- \rightarrow +)} = \exp\left(-\frac{g_{\text{Nd}} \beta H}{kT}\right) \text{ pour le néodyme}$$

$$\frac{W(+ \rightarrow -)}{W(- \rightarrow +)} = \exp\left(-\frac{g_{\text{p}} \beta_{\text{p}} H}{kT}\right) \text{ pour les protons}$$

où k est la constante de Boltzmann : $k = 1,38 \cdot 10^{-16} \text{ erg.deg}^{-1}$.

Ces probabilités de transition sont directement liées aux "temps de relaxation" :

$$\frac{1}{T_{\text{Nd}}} = W(- \rightarrow +) + W(+ \rightarrow -) \quad \text{et} \quad \frac{1}{T_{\text{p}}} = W(- \rightarrow +) + W(+ \rightarrow -)$$

qui sont les temps propres des retours exponentiels de ces polarisations, en l'absence de perturbation extérieure, à partir d'une valeur quelconque, vers leurs valeurs d'équilibre.

Ces valeurs d'équilibre sont obtenues lorsque les nombres de transition $(+ \rightarrow -)$ et $(- \rightarrow +)$ sont égaux, c'est-à-dire :

$$N_+ W(+ \rightarrow -) = N_- W(- \rightarrow +) \quad \text{et} \quad n_+ w(+ \rightarrow -) = n_- w(- \rightarrow +)$$

soit :

$$\frac{N_+}{N_-} = \frac{W(- \rightarrow +)}{W(+ \rightarrow -)} = \exp\left(\frac{g_{\text{Nd}} \beta H}{kT}\right) \quad \text{et} \quad \frac{n_+}{n_-} = \frac{w(- \rightarrow +)}{w(+ \rightarrow -)} = \exp\left(\frac{g_{\text{p}} \beta_{\text{p}} H}{kT}\right)$$

donnant à l'équilibre thermique les polarisations :

$$P_{Nd} = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} = \text{th} \frac{g_{Nd} \beta H}{2kT} \quad \text{et} \quad P_p = \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_-} = \text{th} \frac{g_p \beta_n H}{2kT}$$

A la température de 1° K, dans un champ magnétique de 20 kOe, ces polarisations sont respectivement de :

$$P_{Nd} = 95\% \quad P_p = 0,2\%$$

avec des temps de relaxation :

$$T_{Nd} \sim 1 \text{ ms} \quad T_p \sim 1200 \text{ s}$$

Considérons maintenant les systèmes (Nd + p). La partie principale de leur hamiltonien est constituée des deux termes Zeeman indépendants. A cette première approximation ils se trouvent donc répartis dans les quatre états indiqués sur la figure 7 dans les proportions :

$\mathcal{N}_{+-}^p \approx N_+ n_-$	dans l'état	$ +\rangle_{Nd} \otimes -\rangle_p$
$\mathcal{N}_{++}^p \approx N_+ n_+$	dans l'état	$ +\rangle_{Nd} \otimes +\rangle_p$
$\mathcal{N}_{--}^p \approx N_- n_-$	dans l'état	$ -\rangle_{Nd} \otimes -\rangle_p$
$\mathcal{N}_{-+}^p \approx N_- n_+$	dans l'état	$ -\rangle_{Nd} \otimes +\rangle_p$

L'hamiltonien contient de plus un terme d'interaction dipôle-dipôle dont l'effet sur les énergies des niveaux est négligeable, mais dont l'effet principal sera que les états propres ne seront plus états propres du S_z du proton, ils seront maintenant des produits tensoriels des états $|+\rangle_{Nd}$ et $|-\rangle_{Nd}$ par les états $(|+\rangle_p + \epsilon |-\rangle_p)$ et $(|-\rangle_p + \epsilon |+\rangle_p)$ où ϵ est petit.

C'est la présence de ce terme de mélange qui rend possibles les transitions 3 et 4, alors que, sans lui, seules 1 et 2 le seraient.

Ceci a deux conséquences importantes :

1) C'est l'un des mécanismes principaux de la relaxation des protons et l'on voit que la partie de w correspondant à ce mécanisme sera $\sim \epsilon^2 W \ll W$ ce qui explique que $T_p \gg T_{Nd}$.

2) Etablissons un champ hyperfréquence de champ $H_1 \perp H$, de fréquence ν_3 telle que :

$$h \nu_3 = (-g_{Nd} \beta - g_p \beta_n) H$$

Il induit des transitions du type 3 avec une probabilité :

$$\mathcal{W}(++ \rightarrow --) = \mathcal{W}(-- \rightarrow ++)$$

Le nouvel équilibre sera obtenu :

- pour les atomes de Nd lorsque :

$$\Delta N_+ = N_- W(- \rightarrow +) + \frac{n_-}{n_+ + n_-} N_- \mathcal{W}(-- \rightarrow ++) = \Delta N_- = N_+ W(+ \rightarrow -) + \frac{n_+}{n_+ + n_-} N_+ \mathcal{W}(++ \rightarrow --)$$

- pour les protons lorsque :

$$\Delta n_+ = n_- w(- \rightarrow +) + \frac{N_-}{N_+ + N_-} n_- \mathcal{W}(-- \rightarrow ++) = \Delta n_- = n_+ w(+ \rightarrow -) + \frac{N_+}{N_+ + N_-} n_+ \mathcal{W}(++ \rightarrow --)$$

Si l'on s'arrange maintenant pour que cette probabilité de transition remplisse les deux conditions :

1) $\mathcal{W} \ll W$ c'est-à-dire qu'elle ne perturbe pas la polarisation du néodyme toujours exclusivement gouvernée par les phénomènes de relaxation spin-réseau ;

2) $\mathcal{W} \gg w$ c'est-à-dire que la relaxation des protons joue un rôle négligeable dans l'établissement de leur polarisation ;

(Ces deux conditions sont possibles à réaliser puisque $w \ll W$)

les équations de l'équilibre s'écrivent maintenant :

- pour les atomes de néodyme :

$$N_- W(- \rightarrow +) = N_+ W(+ \rightarrow -)$$

soit encore :

$$P_{Nd} = \text{th} \frac{g_{Nd} \beta H}{2kT}$$

- pour les protons :

$$N_- n_- \mathcal{W}(-- \rightarrow ++) = N_+ n_+ \mathcal{W}(++ \rightarrow --)$$

Donc :

$$n_+ N_+ = n_- N_-$$

soit maintenant :

$$P_p = - P_{Nd}$$

C'est "l'effet solide" qui a ainsi permis de transférer aux protons la forte polarisation des atomes de néodyme.

De la même manière, si l'on établit un champ hyperfréquence, de fréquence ν_4 telle que :

$$h \nu_4 = (-g_{Nd} \beta + g_p \beta_n) H$$

il induit des transitions 4 et on obtient, avec les mêmes conditions :

$$N_+ n_- = N_- n_+$$

soit :

$$P_p = P_{Nd}$$

Ceci n'est en fait applicable qu'aux protons qui sont voisins d'un atome de néodyme, l'interaction dipôle-dipôle étant à très courte portée. Un autre mécanisme, appelé "diffusion de spins", faisant intervenir l'interaction dipôle-dipôle proton-proton qui introduit de très fortes probabilités pour le basculement simultané de deux protons voisins à spins antiparallèles, permet la diffusion rapide de la polarisation créée au voisinage du néodyme.

Description de la cible.

La réalisation de la cible a été dominée par les impératifs suivants :

- 1 Avoir une cible très mince $\sim 20 \text{ mg/cm}^2$ soit 0,1 mm d'épaisseur.
- 2 Épaisseur de paroi entre la cible et les détecteurs aussi faible que possible $\sim 1 \text{ mg/cm}^2$.

Ces deux conditions sont imposées par la nécessité de pouvoir détecter les protons diffusés de très basse énergie.

- 3 Faible épaisseur de paroi du côté faisceau incident, de l'ordre du poids de la cible elle-même.

Ceci est destiné à éviter d'augmenter de façon considérable le nombre de protons diffusés sur des noyaux autres que ceux d'hydrogène.

- 4 Obtenir une polarisation aussi homogène que possible.

Ceci vient de ce que la contribution d'une partie donnée du cristal est légèrement différente pour l'une ou l'autre des deux mesures effectuées simultanément

(A_{xx} et A_{yy}). La polarisation moyenne vue dans chacune des deux mesures risquerait donc d'être légèrement différente s'il y avait de grosses variations de polarisation d'un point à l'autre de la cible.

- 5 Obtenir une polarisation aussi forte que possible.

En effet, un facteur 2 sur la polarisation doit être compensé, du point de vue statistique, par un facteur 4 sur le comptage, ce qui, du fait de la dépolarisation par irradiation, amène à utiliser quatre fois plus de cristaux.

- 6 Aucune nécessité de mesurer la polarisation.

Cette simplification vient de la manière dont est faite l'expérience de physique nucléaire.

1) Cristaux.

Le choix du LMN dopé à 1% avec du néodyme a été déterminé par le fait que c'est le matériau susceptible de donner la polarisation la plus forte (satisfaisant donc à la condition 5). Sa faible concentration en hydrogène ($\sim 3\%$ en poids) n'a pas, à basse énergie, le même inconvénient que pour les expériences de haute énergie. À basse énergie, les réactions du type $A(p,2p)A-1$ ont des sections efficaces très faibles. On peut ainsi, en détectant simultanément le proton diffusé et le proton de recul, distinguer les protons diffusés sur les noyaux d'hydrogène de ceux diffusés sur les noyaux des autres corps présents dans la cible.

Nous avons utilisé des cristaux faits par Mme Raynaud, du Service de Physique du Solide et de Résonance Magnétique, à partir d'une solution de 1% de néodyme enrichi en isotopes pairs.

Ils sont taillés à la dimension d'utilisation $2 \times 2 \text{ mm}^2$ et 0,1 mm à 0,25 mm d'épaisseur, suivant l'énergie des protons diffusés, à l'aide d'un fil meulé puis par frottement avec un chiffon humide. Il faut prendre la précaution de ne pas utiliser la partie du cristal proche du germe à partir duquel il a été formé sous peine d'obtenir une raie électronique considérablement élargie.

L'état du cristal est finalement vérifié au microscope.

2) Montage du cristal dans la cavité (voir fig. 5).

Nous voyons tout de suite que la condition 2 nous interdit d'avoir de l'hélium dans la cavité. Il faut donc que le cristal soit refroidi par contact, ce sur toute sa surface car sa conductibilité thermique est mauvaise. Cela n'est possible que sur la paroi d'entrée de la cavité, celle de sortie étant trop mince pour assurer un bon refroidissement.

Le cristal (1) est donc collé, à l'aide d'un mince film de graisse ne contenant pas d'hydrogène (VOLTALF 90), sur une feuille de cuivre très pur de 0,02 mm d'épaisseur (2) qui est la paroi d'entrée de la cavité, elle-même soudée sur le support de cuivre massif refroidi à l'hélium (10).

Son positionnement est effectué avec précision de façon à ce qu'il soit à la fois :

- au centre de la cavité,
- en face du diaphragme de tantale ($2,2 \times 2,2 \text{ mm}^2$) (11),
- à une distance connue de la pointe de positionnement (6) qui permettra de le placer correctement par rapport aux détecteurs (13,14,15) dans la chambre de diffusion.

3) Cavité.

La nécessité de pouvoir détecter les protons diffusés à $\pm 50^\circ$ dans les plans horizontal et vertical amène à prendre une cavité (9) de forme très aplatie.

C'est une cavité parallélépipédique de $2,2 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$ résonnant sur le mode TE_{011} , avec champ électrique vertical, couplée au guide d'ondes (8) par un iris rectangulaire de dimensions $2,2 \times 0,7 \text{ mm}^2$. L'une des parois (2) $10 \times 10 \text{ mm}^2$ est celle sur laquelle est collé le cristal, l'autre (3) est constituée d'une feuille de cuivre de un micron d'épaisseur. Notons que le long de ces parois, le champ H_1 est horizontal, d'intensité constante le long d'une verticale, ayant la valeur $H_1 \sin 2\pi \frac{x}{\lambda g}$ sur une horizontale à la distance x d'un bord. Comme $\lambda g = 20 \text{ mm}$, son intensité est au centre ($x = 5 \text{ mm}$) : H_1 et sur les bords du cristal ($x = 4$ ou 6 mm) : $H_1 \times 0,95$. Nous voyons que cette constance de la puissance hyperfréquence dans tout le volume du cristal satisfait la condition 4.

Une spire constituée d'un simple fil passant le long du cristal (voir photographie 8) peut être utilisée pour détecter le signal de résonance magnétique des protons ou pour détruire rapidement leur polarisation pour effectuer une mesure du champ de Lorentz.

Sa présence n'étant pas nécessaire pour l'expérience et rendant le couplage de la cavité extrêmement critique, elle ne fut employée que pour la mise au point de la cible puis pour les quatre premiers cristaux utilisés pour les expériences de physique nucléaire et supprimée ensuite.

4) Cryostat (fig. 9).

Le support de cuivre massif de la cible est refroidi dans un cryostat horizontal à transfert continu d'hélium n'utilisant pas d'azote liquide. Il est fait sur le principe de ceux mis au point et réalisés par P. Reubeau (19). Il fut construit et mis au point par P. Benesech et M. Berrel.

Principe de fonctionnement.

Un siphon de transfert plongé dans un vase de stockage standard de 25 l ou 50 l injecte continûment de l'hélium dans un récipient appelé "séparateur de phases" situé à l'intérieur du cryostat.

L'hélium vaporisé est pompé, à une pression voisine de la pression atmosphérique, à travers un tube de cuivre touchant l'enveloppe en acier inox du cryostat. Il absorbe ainsi la chaleur transmise par cette enveloppe du fait du fort gradient de température, cette enveloppe se trouvant d'un côté à la température ordinaire et, à la hauteur du "séparateur", à $4,2^\circ \text{ K}$. Il refroidit aussi l'écran thermique en cuivre recouvert de mylar aluminisé réfléchissant qui entoure tout le cryostat (voir photographie 10) qui se trouve à une température de l'ordre de 20 à 30° K . La quantité d'hélium pompé dans le "séparateur" est en régime normal ~ 450 l/heure (volume de gaz ramené à la température ordinaire et à la pression atmosphérique).

L'hélium liquide quittant le "séparateur" à $4,2^\circ \text{ K}$ chemine dans un tube de cuivre soudé à des "échangeurs" refroidis par les gaz venant de l'extrémité du cryostat, sa température descend aux environs de $1,7^\circ \text{ K}$. Il traverse alors une vanne à aiguille qui permet de régler son débit depuis l'extérieur. Enfin, à travers un tube capillaire, il se déverse dans la chambre à hélium liquide percée dans le support de cuivre. Il se vaporise alors dans cette chambre et sa chaleur d'évaporation absorbe l'énergie thermique dégagée par : l'hyperfréquence, le rayonnement extérieur, etc...

L'hélium vaporisé est pompé directement à travers l'enveloppe du cryostat, qui sert de tuyauterie de pompage, et refroidit au passage les "échangeurs".

Régulation de la température.

Il se fait à l'aide de la vanne à aiguille qui permet, pour une puissance thermique W donnée, d'obtenir la température optimale.

En effet, le débit d'hélium nécessaire pour absorber cette puissance est : $d = W/C_{H_0}$ où C_{H_0} est la chaleur de vaporisation de l'hélium.

Le débit que la pompe est capable d'évacuer étant proportionnel à la pression, au débit minimal pour lequel il y a encore de l'hélium en ébullition dans la chambre correspond la pression minimale, donc la température la plus basse.

Si l'on augmente le débit, le niveau d'hélium liquide va monter dans la chambre, puis l'hélium va se répandre dans le cryostat, le refroidir davantage et s'y évaporer pour absorber l'excédent de chaleur dû à l'augmentation du gradient de température, faisant ainsi remonter la pression, donc la température dans la chambre.

Si, par contre, on réduit le débit, le niveau d'hélium va baisser, puis l'hélium se vaporisera directement dans le capillaire et, une fois la vanne aiguille

atteinte, la perte de charge de l'hélium gaz y étant très grande, le débit va s'écrouler complètement et la température remonter brusquement.

Nous utilisons une pompe de 170 m³/heure et, en fonctionnement normal, nous avons avec ce cryostat une pression optimale de 0,35 mm de mercure $\leftrightarrow T_{\text{optimal}} = 1,12^\circ\text{K}$.

Par précaution, le débit est réglé un peu au-dessus de son minimum et correspond à une pression de 0,45 mm de mercure soit $T = 1,15^\circ\text{K}$, le débit d'hélium étant alors de 110 l/heure (ramené à température et pression ordinaires).

Description.

Le cryostat comporte une enveloppe conique d'acier inoxydable de 0,4 mm d'épaisseur servant de tuyauterie de pompage, raccordée par deux orifices de 40 mm de diamètre à la pompe de 170 m³/heure. Sur cette enveloppe est soudé l'écran thermique, conique lui aussi, fait de cuivre de 1 mm d'épaisseur, recouvert de mylar aluminisé, son diamètre maximal est de 62 mm. A la hauteur de la cible, côtés faisceau et détection, l'écran thermique n'est plus constitué que d'une feuille d'aluminium de 1 μ d'épaisseur, son encombrement est, dans la direction du faisceau, de 22 mm soit, par rapport au cristal lui-même, de 14 mm du côté faisceau incident et 8 mm côté détection.

La partie intérieure du cryostat comportant : séparateur de phases et son serpentín de pompage, vanne à aiguille, guide d'ondes, échangeurs, etc... (voir photographie 11) est solidaire d'une bride de laiton fermant le cryostat et est ainsi très facilement démontable.

L'étanchéité du guide d'ondes traversant le cryostat est faite, du côté extérieur, avec une feuille de téflon de 0,05 mm, du côté vide de la chambre à diffusion avec une feuille de mylar de 0,2 mm.

Le cryostat est raccordé à la chambre de diffusion par une flasque d'acier inoxydable de 145 mm de diamètre. La distance du plan de cette flasque au cristal est de 273 mm. Cette distance relativement courte, combinée à la grande rigidité d'ensemble du cryostat, permet un positionnement précis et stable de la cible.

Le temps que demande la descente en froid de la cible depuis la température ordinaire est de une heure et demie, la quantité d'hélium nécessaire est de 3 litres.

La consommation est ensuite de 0,9 l/heure. Ces consommations ont été mesurées par différence de niveau dans le vase de stockage et tiennent donc compte de toutes les pertes.

Il est possible de changer le vase de stockage en cours de fonctionnement, la durée totale de la période pendant laquelle la cible n'est pas à la température de 1,15° K étant de l'ordre de 10 minutes.

Champ magnétique et hyperfréquence.

Le champ magnétique est produit par un électro-aimant P.E.M. du type 12 A LI à entrefer de 6,35 mm et pôles de 300 mm de diamètre.

La puissance nécessaire pour créer un champ de 18,5 kOe est de l'ordre de 25 kW. Elle est fournie par une alimentation DRUSCH à très haute stabilité en courant (de l'ordre de 10⁻⁶).

Le générateur d'ondes hyperfréquences est un klystron PHILIPS YK 1010 délivrant une puissance supérieure à 100 mW dans une gamme de fréquence de 4 GHz centrée sur 70 GHz. Sa fréquence est stabilisée au moyen d'une stabilisation continue, du type de Pound, mise au point par J.Kirsch, sur la fréquence de résonance d'une cavité calerifugée, de type semi-confocale, de $Q \sim 10\ 000$.

La stabilité de l'ensemble : (champ magnétique + hyperfréquence), en dehors de variations brutales de températures, est :

- dans un temps court (quelques minutes) : de l'ordre de $1,5 \times 10^{-6}$ soit 25 mOe ;
- dans un temps long (quelques heures) : de l'ordre de 5×10^{-5} soit 1 Oe.

Réglage des conditions de polarisation.

Comme nous travaillons dans une cavité accordée, la fréquence ν_0 du champ hyperfréquence est fixée et, les transitions 1 et 2 étant obtenues pour le champ $H_{\text{Nd}} = h\nu_0/g_{\text{Nd}\beta}$, les transitions 3 et 4 menant aux polarisations $-P_{\text{Nd}} > 0$ et $P_{\text{Nd}} < 0$ seront obtenues pour des champs H^\pm tels que :

$$h\nu_0 = (-g_{\text{Nd}\beta} \mp g_{\text{p}\beta n})H^\pm = -g_{\text{Nd}\beta}H_{\text{Nd}}$$

soit

$$H^\pm \approx H_{\text{Nd}} \pm \Delta H \quad \text{avec} \quad \Delta H = -\frac{g_{\text{p}\beta n}}{g_{\text{Nd}\beta}} H_{\text{Nd}}$$

Donc, une fois la cible froide et le klystron stabilisé sur la fréquence ν_0 , on superpose au champ H un champ oscillant d'amplitude ~ 40 Oe, de fréquence ~ 25 Hz et, regardant la puissance hyperfréquence réfléchie par la cavité, on obtient pour le champ $H = H_{\text{Nd}}$ un signal (voir photographie 12) dû à l'absorption au passage de la résonance.

On peut ensuite enregistrer la dérivée de ce signal, avec une modulation de champ d'amplitude faible devant la largeur de la raie, en utilisant un amplificateur "lock in" et déterminer ainsi H_{Nd} avec une très grande précision.

Il n'y a plus ensuite qu'à décaler le champ magnétique de la valeur calculée

ΔH pour se trouver en position d'effet solide. Utilisant alors le maximum de puissance hyperfréquence, la cible se polarise dans un temps de l'ordre de 15 minutes.

Mesure de la polarisation.

Pour mesurer la polarisation, la méthode habituelle est de mesurer la variation d'impédance d'un circuit accordé, constitué d'une bobine entourant le cristal et d'un condensateur, au passage de la résonance correspondant au renversement du spin des protons. En accordant le circuit pour la fréquence ν telle que $h\nu = g_p \beta_n H$ (de l'ordre de 78,5 MHz pour $H = 18,5$ kOe) et en utilisant un générateur R.F. modulé en fréquence de part et d'autre de ν et de puissance suffisamment faible pour ne pas saturer la transition, on obtient un signal (voir photographie 13) dont la surface est proportionnelle à la polarisation.

En effectuant cette mesure à l'équilibre thermique où la polarisation est $\text{th}(g_p \beta_n H / 2kT)$, puis à l'état de polarisation P obtenu par "effet solide", soit s et S les surfaces des deux signaux, on a :

$$P = \frac{S}{s} \text{th} \frac{g_p \beta_n H}{2kT} .$$

En mesurant H et T on obtient P .

Dans notre cas, à cause de la petitesse de notre cristal et du fait qu'il est collé à une plaque de cuivre, le signal obtenu à l'équilibre thermique est noyé dans le bruit et cette méthode n'est pas utilisable, même en utilisant une détection "lock in".

Nous avons donc utilisé, pour avoir une idée de la polarisation de la cible, la méthode du "champ de Lorentz" (20). Les protons, lorsqu'ils sont polarisés, créent à l'emplacement des atomes de néodyme un champ proportionnel à leur polarisation :

$$\Delta H_L = kPM \quad \text{avec} \quad M = 0,532 \text{ Oe} \quad \text{et} \quad k \sim \frac{4\pi}{3} .$$

Donc la raie d'absorption électronique sera observée, suivant que les protons ont une polarisation 0 ou P , pour des champs induits par l'électro-aimant différant de la valeur ΔH_L .

$$\text{Pour } k = \frac{4\pi}{3} \quad P = 100 \% \quad \longrightarrow \quad \Delta H_L = 2,24 \text{ Oe}$$

Pratiquement, lorsque la cible a la polarisation P que l'on cherche à mesurer, on règle le champ magnétique de façon à se trouver au centre de la raie électronique (ceci avec une faible puissance hyperfréquence pour ne pas raccourcir le temps de relaxation nucléaire par chauffage) puis on injecte dans la bobine une assez forte puissance R.F. de fréquence ν qui dépolarise rapidement les protons. On observe alors un déplacement de la raie électronique. La quantité dont il faut déplacer le champ magnétique pour se recaler au centre de la raie est le champ de Lorentz ΔH_L . Avec

cette cible nous avons observé des déplacements supérieurs à 1,5 Oe.

Pour le moment, la valeur $k = \frac{4\pi}{3}$ n'est qu'une valeur approchée et k devrait être mesuré expérimentalement dans des conditions où les deux méthodes précédentes sont praticables pour que cette méthode puisse donner une mesure précise de la polarisation.

Dépolarisation par irradiation.

La traversée du cristal par les protons du faisceau provoque des défauts dont l'accumulation entraîne la décroissance progressive de la polarisation.

Une décroissance d'un facteur 2 a été observée après le passage d'environ 10^{12} protons/cm². On observe en même temps une diminution du temps de relaxation T_p ainsi qu'une diminution très nette et une certaine déformation de la raie électronique.

C'est ce phénomène qui nous a obligé à utiliser 12 cristaux différents pour effectuer la mesure des coefficients de corrélation de spins.

Nota - L'effet de l'irradiation sur le champ de Lorentz n'a pas été étudié systématiquement, mais les quelques mesures effectuées nous ont montré une décroissance de ce champ beaucoup moins rapide que celle de la polarisation des protons. Il semble donc que la méthode du "champ de Lorentz" ne pourrait être utilisée que pour une mesure absolue de la polarisation avant irradiation permettant de calibrer le signal de NMR après quoi la polarisation devrait être monitorée à l'aide de ce signal.

C - DETECTION ET ELECTRONIQUE.

La détection (voir figs. 5 et 15) est constituée de quatre paires de jonctions à barrière de surface : une ΔE de 0,3 mm d'épaisseur, une E de 0,9 mm d'épaisseur placées à l'angle de diffusion de $\theta = 45^\circ$ (lab.) et $\varphi = 0, \frac{\pi}{2}, \pi, \frac{3\pi}{2}$. La distance de la cible aux détecteurs est de 25 mm. Un diaphragme limite la partie utilisée à 4,4 mm x 8 mm c'est-à-dire θ (lab.) = $45^\circ \pm 5^\circ$; $\varphi = 0^\circ \pm 10^\circ$ (voir fig. 16).

Ces jonctions ont été faites dans le Service du cyclotron par A. Garin et M. Moulin.

La partie électronique a été réalisée par J. Pain avec l'aide technique de M. Cros.

La partie logique et la partie analogique propres à l'expérience sont représentées sur la figure 17. Les coïncidences à l'énergie de 11,4 MeV étaient faites entre les deux jonctions ΔE seules, l'énergie des protons diffusés étant trop faible pour qu'ils traversent 0,3 mm de silicium. Le taux de coïncidences fertuites étant

suffisamment faible, les dernières mesures ont été faites avec les jonctions E seules.

Le bloc mémoire du 4 000 canaux (fig. 18) est coupé en huit parties selon :

- 1) l'énergie, c'est-à-dire la position du ralentisseur (bit 2^{11}) ;
- 2) le plan de la diffusion : A_{xx} ou A_{yy} (bit 2^{10}) ;
- 3) l'état de spin du faisceau (bit 2^9).

Le convertisseur CA12 ne peut analyser une impulsion que si :

- 1) l'aiguilleur a reçu l'information d'une coïncidence (et une seulement) ;
- 2) l'écran du ralentisseur est en position convenable.

On peut s'inquiéter du fait que l'état de spin du faisceau attaque le bloc mémoire de façon non symétrique. Dans un état il envoie l'impulsion de l'ordre de transfert sur le bit 2^9 , dans l'autre non. On a vérifié le bon fonctionnement de ce circuit soit en permutant les deux états, soit en vérifiant qu'une coïncidence artificielle comptait de la même façon dans les deux états en cours même d'expérience, soit en renversant la polarisation de la cible (voir partie III B).

La figure 19 montre le premier spectre obtenu après 30 minutes d'expérience, c'est-à-dire 15 000 coïncidences.

Enfin, l'ordre de transfert du CA12, correspondant à chaque coïncidence quel que soit son plan ou son énergie, est envoyé en parallèle sur deux échelles dont les pertes sont couvertes par l'un ou l'autre des états de spin du faisceau.

Ceci permet de mesurer pendant l'expérience la valeur instantanée de $\langle pp' \rangle$ où $\langle A \rangle$ est la moyenne des quatre paramètres mesurés soit environ 0,9. On contrôle ainsi la valeur du produit des polarisations du faisceau et de la cible et l'en détecte immédiatement une dérive accidentelle. De plus, en suit la décroissance de la polarisation de la cible et l'on peut ainsi arrêter le comptage au meilleur moment pour la précision statistique.

D - DEROULEMENT DE L'EXPERIENCE.

Le déroulement de l'expérience est résumé par le tableau ci-dessous.

Douze cibles ont été utilisées.

Pour chaque cible le comptage était fractionné en un certain nombre de runs.

En effet, la précision de la mesure est proportionnelle à $p' \sqrt{N}$ si p est constant. Or, en fonction du temps, p' décroît avec une loi que l'on peut supposer, pour le calcul, exponentielle.

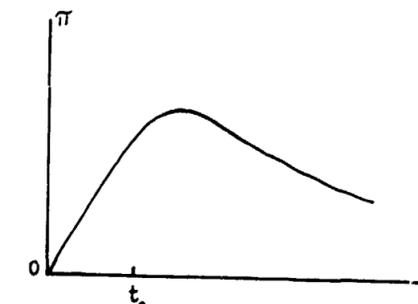
N° de la cible	Nombre de runs	Comptages				p x p'	
		11,4 MeV	19,15 MeV	23,45 MeV	26,5 MeV	max.	min.
1	4	36 000			26 000	,43	,33
2	3	20 000			26 000	,39	,33
3	3	46 000			42 000	,42	,24
4	3	34 000			34 000	,30	,19
5	1		30 000		40 000	,26	
6	3			235 000		,24	,11
7	3		75 000	77 000		,33	,17
8	4		40 000	70 000		,35	,15
9	1	30 000		44 000		,19	
10	1	1 000	37 000			,20	
11	1	19 000	28 000			,23	
12	2	34 000	54 000			,37	,25
Totaux	29	247 000	264 000	426 000	168 000		
TOTAL GENERAL		1 105 000					

$$p' = p'_0 \exp(-t/t_0)$$

Le poids statistique π d'une mesure entre les instants $t = 0$ et t est ainsi

$$\pi = \langle p' \rangle^2 \cdot N = \left[\frac{p'_0 \int_0^t \exp(-t/t_0) dt}{\int_0^t dt} \right]^2 \cdot Kt$$

$$\pi = k p'_0{}^2 t_0^2 \frac{[1 - \exp(-t/t_0)]^2}{t}$$



qui est maximal pour $t = 1,25 t_0$.

On voit qu'il est donc souhaitable soit d'arrêter l'expérience lorsque $t = 1,25 t_0$, soit de fractionner le comptage en parties indépendantes de durées inférieures à t_0 . C'est cette dernière solution qui a été employée.

La dernière colonne du tableau donne les valeurs du produit $p \times p'$ pour le premier et le dernier run.

La durée d'un run était de une à deux heures.

Chapitre III

RESULTATS

A - DEPOUILLEMENT.

Nous avons donc effectué un nombre de runs J (pour notre expérience $J = 29$, voir tableau du paragraphe II D). Pour chacun de ces runs nous avons obtenu quatre asymétries qui sont des mesures des produits de la même valeur moyenne de pp' pendant le run j par les quatre coefficients $A_{xx}(E_1)$, $A_{yy}(E_1)$, $A_{xx}(E_2)$ et $A_{yy}(E_2)$, E_1 et E_2 étant les deux énergies du faisceau pendant le run j .

I) A partir de cet ensemble de résultats, et supposant A_{xx} (11 MeV) connu, nous allons chercher l'ensemble le plus probable des valeurs des sept autres coefficients. Nous donnerons ensuite la loi de probabilité de cet ensemble, puis les "erreurs marginales" de chacun de ces coefficients indépendamment.

Pour simplifier l'écriture nous allons appeler :

1) P_j ($j = 1, \dots, J$) la valeur moyenne du produit de la polarisation du faisceau par celle de la cible pendant le run j :

$$P_j = \langle p p' \rangle_j \quad (\text{vecteur } \bar{P})$$

2) A_i ($i = 1, \dots, 8$) les huit coefficients A_{xx} (11 MeV), A_{yy} (11 MeV), A_{xx} (19 MeV), ..., A_{xx} (26 MeV), A_{yy} (26 MeV)

(vecteur \bar{A})

3) ϵ_{ij} ($i = 1, \dots, 8$; $j = 1, \dots, J$) la mesure de l'asymétrie correspondant à A_i obtenue pendant le run j et Δ_{ij} "l'erreur statistique" sur cette mesure. (Du fait que, au cours d'un run j , seuls 4 des 8 coefficients donnent lieu à une mesure, nous serions amenés, dans la suite, à expliciter les sommations sur i ; pour simplifier l'écriture, nous introduirons des valeurs arbitraires ϵ_{ij} pour les coefficients non mesurés et leur attribuerons une "erreur statistique" Δ_{ij} très grande).

(Tableaux $\bar{\epsilon}$ et $\bar{\Delta}$)

4) E_{ij} la variable aléatoire pouvant prendre la valeur $A_i P_j$ et dont on a effectué une mesure ξ_{ij} . Pour simplifier, nous supposons que E_{ij} suit une loi normale de valeur moyenne ξ_{ij} , d'écart quadratique moyen ou "largeur" Δ_{ij} . L'erreur entraînée par cette simplification est faible lorsque $\Delta_{ij} < 1 - |\xi_{ij}|$, or nous avons toujours eu $\Delta_{ij} < 0,02$ et $\xi_{ij} \sim 0,2$ à $0,45$.

Tableau \bar{E}

$$\text{Vecteurs } \begin{cases} \bar{E}_1 (E_{ij}, j = 1, \dots, J) \\ \bar{E}_j (E_{ij}, j = 1, \dots, 8) \end{cases}$$

- La mesure individuelle ξ_{ij} faite avec l'erreur Δ_{ij} donne pour la variable E_{ij} une loi de probabilité dont la densité est :

$$p(E_{ij} = A_i P_j) = \frac{1}{n_{ij}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{A_i P_j - \xi_{ij}}{\Delta_{ij}} \right)^2} \quad \text{avec} \quad n_{ij} = \int_{-1}^{+1} p(E_{ij} = A_i P_j) \times d(A_i P_j)$$

- L'ensemble des mesures ξ_{ij} obtenues pendant le run j donne pour les variables aléatoires E_{ij} , $i = 1, \dots, 8$, ou \bar{E}_j , une loi de probabilité dont la densité est :

$$p(\bar{E}_j = \bar{A} \otimes P_j) = \prod_{i=1}^8 p(E_{ij} = A_i P_j) = \frac{1}{n_j} e^{-\frac{1}{2} \left[\sum_{i=1}^8 \left(\frac{A_i P_j - \xi_{ij}}{\Delta_{ij}} \right)^2 \right]}$$

avec

$$n_j = \prod_{i=1}^8 n_{ij} = \int_{-1}^{+1} p(\bar{E}_j = \bar{A} \otimes P_j) \times A_1 \times d(P_j) \times \dots \times d(A_8 P_j)$$

- L'ensemble des J runs donne pour les variables E_{ij} , $i = 1, \dots, 8$; $j = 1, \dots, J$, ou \bar{E} , une loi de probabilité :

$$p(\bar{E} = \bar{A} \otimes \bar{P}) = \frac{1}{n} e^{-\frac{1}{2} \left[\sum_{i=1}^8, \sum_{j=1}^J \left(\frac{A_i P_j - \xi_{ij}}{\Delta_{ij}} \right)^2 \right]}$$

Mais les valeurs possibles des $8J$ variables E_{ij} sont de la forme $A_i P_j$, elles sont donc liées par les $7(J-1)$ relations :

$$\frac{A_i P_j}{A_1 P_j} = \frac{A_i P_1}{A_1 P_1} \quad \begin{cases} i = 2, \dots, 8 \\ j = 2, \dots, J \end{cases}$$

Il en est de même des variables elles-mêmes.

Il n'y a donc en fait que $8J - 7(J-1) = J + 7$ variables indépendantes qui sont les J polarisations P_j , ou \bar{P} , et les 7 coefficients cherchés \mathcal{A}_i ($i = 2, \dots, 8$), ou $\bar{\mathcal{A}}$, leur loi de probabilité a pour densité :

$$p(\bar{\mathcal{A}} = (\bar{A} - A_1), \bar{P} = \bar{P}) = \frac{1}{n} e^{-\left[\frac{1}{2} \sum_{i=1}^8, \sum_{j=1}^J \left(\frac{A_i P_j - \xi_{ij}}{\Delta_{ij}} \right)^2 \right]}$$

avec

$$n = \int_{-1}^{+1} \dots \int_{-1}^{+1} p(\dots) dA_2 \times \dots \times dP_J$$

L'ensemble de valeurs le plus probable ; $A_2^0, A_3^0, \dots, A_8^0, P_1^0, \dots, P_J^0$ est celui pour lequel la densité de probabilité est maximale donc la quantité :

$$\chi^2(\bar{A}, \bar{P}) = \sum_{i=1, j=1}^{8, J} \left(\frac{A_i P_j - \xi_{ij}}{\Delta_{ij}} \right)^2 \quad \text{est minimale.}$$

La loi de probabilité qui nous intéresse est celle de $\bar{\mathcal{A}}$ indépendante de \bar{P} :

$$p(\bar{\mathcal{A}} = (\bar{A} - A_1)) = \frac{1}{n'} \int_{-1}^{+1} \dots \int_{-1}^{+1} p(\bar{\mathcal{A}} = \bar{A} - A_1; \bar{P} = \bar{P}) dP_1 \times \dots \times dP_J$$

avec

$$n' = \int_{-1}^{+1} \dots \int_{-1}^{+1} p(\bar{\mathcal{A}} = \bar{A} - A_1) dA_2 \times \dots \times dA_8$$

Cette loi est obtenue facilement, avec une bonne approximation, en développant χ^2 au voisinage de \bar{A}_0, \bar{P}_0 , développement qui n'a pas de termes du 1er degré (puisque nous sommes au minimum), en négligeant les termes du 3ème et 4ème degré (ce qui est justifié puisqu'ils n'ont d'importance que lorsque χ^2 est grand, donc la densité de probabilité déjà pratiquement nulle). L'intégration sur les polarisations se fait alors aisément et donne :

$$\begin{aligned} p(\bar{\mathcal{A}} = (\bar{A} - A_1)) &= \frac{1}{n'} e^{-\frac{1}{2} \left[\chi^2(\bar{A}_0, \bar{P}_0) + \sum_{i=2, k=2}^{8, 8} B_{ik} (A_i^0 - A_i)(A_k^0 - A_k) \right]} \\ &= \frac{1}{n'} e^{-\frac{1}{2} \left[\chi^2(\bar{A}_0, \bar{P}_0) + (\bar{A}^0 - \bar{A})(\bar{B})(\bar{A}^0 - \bar{A}) \right]} \end{aligned}$$

où B_{ik} se calcule facilement à partir de $\xi, \bar{\Delta}, \bar{A}^0$ et \bar{P}^0 .

Il y a corrélation entre les mesures A_i des différentes variables \mathcal{A}_i et il faut, si l'on veut être rigoureux dans l'utilisation des résultats, se servir de la loi de probabilité écrite ci-dessus, donnée par la matrice \bar{B} .

Si l'on intègre maintenant cette loi de probabilité sur le domaine des six variables \mathcal{A}_j avec $j \neq i$, on obtient pour \mathcal{A}_i une loi de probabilité, normale, de densité :

$$p(\mathcal{A}_i = A_i) = \int_{-1}^{+1} \dots \int_{-1}^{+1} p(\bar{\mathcal{A}} = (\bar{A} - A_1)) \times \prod_{\substack{k \neq i \\ k=1 \text{ et } i}} dA_k = \frac{1}{n_i} e^{-\frac{1}{2} C_i (A_i^0 - A_i)^2}$$

dont la "largeur" : $\Delta A_i = 1/\sqrt{C_i}$ est ce que l'on appelle "l'erreur marginale" sur la mesure de la variable A_i . D'où le résultat :

$$A_i = A_i^0 \pm \Delta A_i$$

II) On peut aussi exploiter les résultats sous une forme légèrement différente.

Elle consiste à donner l'ensemble de valeurs le plus probable :

- des rapports A_{yy}/A_{xx} aux quatre énergies 11,40 MeV, 19,15 MeV, 23,45 MeV et 26,50 MeV ;

- des coefficients A_{xx} aux trois énergies 19,15 MeV, 23,45 MeV et 26,50 MeV, en supposant toujours A_{xx} (11 MeV) connu.

La donnée de ces rapports A_{yy}/A_{xx} est intéressante car ils sont indépendants de la valeur prise pour A_{xx} (11 MeV) et

$$1 - \frac{A_{yy}}{A_{xx}} = \frac{A_{yy} - A_{xx}}{-A_{xx}} \simeq A_{yy} - A_{xx} = 1 + A_{zz} ;$$

or nous avons vu que cette quantité est intéressante car elle donne directement l'un des "splittings" des ondes P.

On calcule les "erreurs" sur les rapports de la manière habituelle.

B - CORRECTIONS ET ERREURS.

L'angle solide de détection a une ouverture angulaire en θ et φ_0 qui est représentée sur la figure 16c.

Les figures 16a et 16b montrent qu'il faut mesurer cette ouverture angulaire, compte tenu de la coïncidence entre les deux protons détectés, pour chaque point de la cible ; la figure 16c montre le résultat de l'intégration sur toute la surface de la cible.

Cette ouverture angulaire a deux conséquences :

1) L'ouverture angulaire en φ mélange les contributions de A_{xx} et A_{yy} dans les mesures expérimentales. Pour un angle φ la section efficace est :

$$d\sigma = d\sigma_{np} \times d\omega \times \left[1 + pp' \frac{A_{yy} - A_{xx}}{2} \cos 2\varphi + \frac{A_{yy} + A_{xx}}{2} \right]$$

intégré sur $-\varphi_0 \leq \varphi \leq \varphi_0$, on a :

$$\sigma = \sigma_{np} \int_0^{\varphi_0} \left[1 + pp' \frac{A_{yy} - A_{xx}}{2} \cos 2\varphi + \frac{A_{yy} + A_{xx}}{2} \right] d\varphi$$

$$\sigma = \sigma_{np} \varphi_0 \left[1 + pp' A_{yy} - pp' \frac{\varphi_0^2}{3} (A_{yy} - A_{xx}) \right]$$

Si $\varphi_0 = 10^\circ$:

$$\sigma_y = \sigma_{np} \left[1 + (0,99 A_{yy} + 0,01 A_{xx}) pp' \right]$$

De même :

$$\sigma_x = \sigma_{np} \left[1 + (0,01 A_{yy} + 0,99 A_{xx}) pp' \right]$$

Cette correction a été faite dans les résultats du tableau III C.

2) L'ouverture angulaire en θ a comme conséquence qu'on ne mesure pas $A_{yy}(90^\circ)$ mais $A_{yy}(\theta)$ intégré avec $\varphi_0(\theta)$ comme poids pour chaque valeur de θ .

On peut simplifier cette intégration en supposant que $A_{yy}(\theta)$ est dans notre domaine angulaire une parabole dont le sommet est pour $\theta = 90^\circ$. Le résultat du calcul peut alors s'exprimer en disant soit que l'on mesure $A_{yy}(\theta) \Big|_{80^\circ}^{90^\circ}$; soit que l'on mesure $A_{yy}(85^\circ)$.

Erreurs.

1) Fortuits.

Si l'on appelle η_{11} et η_{26} le taux de fortuits à 11 et 26 MeV l'erreur commise sur le rapport d'un paramètre à 26 à A_{xx} est de $(\eta_{11} - \eta_{26})$.

Dans tous les cas d'expériences le taux de fortuits mesuré en faisant des coïncidences entre les détecteurs haut et gauche et bas et droite est inférieur à 2×10^{-3} . Les erreurs commises sont la différence de deux η du même ordre de grandeur et sont donc de l'ordre de 10^{-3} .

2) Transitions de la source.

Il est concevable que les efficacités des deux transitions a et b dans la source d'ions polarisés ne soient pas égales entre elles. Les mesures de contrôle effectuées avec un polarimètre avant et pendant l'expérience n'ont jamais décelé d'inégalité lorsque le champ de la transition à champ fort était centré mais la précision de ces mesures n'aurait pas permis de déceler une inégalité inférieure à 4 %.

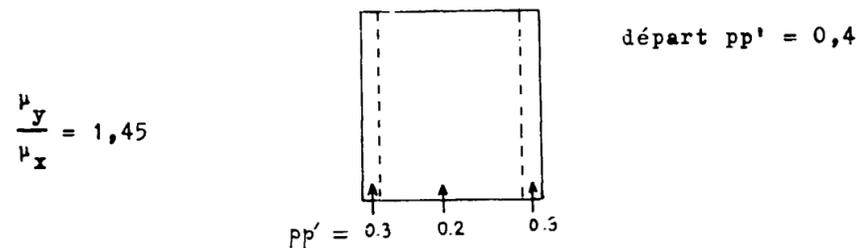
En supposant $p^+ = p(1 + \eta)$ et $p^- = -p(1 - \eta)$, on a $\epsilon = pp'A/(1 + \eta pp'A)$. On a donc, sur le rapport A_{yy}^{26}/A_{xx}^{11} , une erreur égale à $pp'\eta (A_{xx}^{11} - A_{yy}^{26})$.

Si $pp' = 0,4$ $\eta = 2 \times 10^{-2}$ $A_{xx}^{11} - A_{yy}^{26} = 0,25$ ce qui est le cas le plus défavorable; on a une erreur de 2×10^{-3} .

Il faut, d'autre part, vérifier que le temps avec polarisation $p = p^+$ est égal au temps avec polarisation $p = p^-$. Ceci a été vérifié (voir II C) avec une précision supérieure à 10^{-3} .

3) Inhomogénéité de la polarisation cible.

Bien que toutes les précautions de centrage aient été prises on pourrait concevoir que la dépolarisation de la cible ne soit pas régulière. Le cas le plus défavorable serait par exemple si le faisceau ne traversait pas le dixième de millimètre du bord droit de la cible à 11 MeV et du bord gauche à 26 MeV. On aurait après irradiation des polarisations plus fortes sur les côtés verticaux de la cible. Or ces côtés sont vus avec des efficacités de coïncidence μ différentes en A_{xx} et A_{yy} .



Le calcul montre qu'à ce moment l'erreur commise sur un rapport A_{yy}/A_{xx} serait de 1 %. En intégrant pendant la dépolarisation on trouve une erreur de 4×10^{-3} .

Or les hypothèses prises pour le calcul sont toutes pessimistes. Une estimation correcte de l'erreur maximale commise par ce processus sur un rapport A_{yy}/A_{xx} est de 2×10^{-3} . Sur un rapport A_{xx}/A_{xx} il n'y a pas d'erreur.

La sommation de toutes ces erreurs possibles donne des erreurs systématiques différentes pour chacun des paramètres mesurés; elles sont regroupées dans le tableau ci-dessous.

E_{MeV}	11,4	19,15	23,45	26,5
A_{xx}		10^{-3}	10^{-3}	$1,2 \times 10^{-3}$
A_{yy}	2×10^{-3}	$2,5 \times 10^{-3}$	3×10^{-3}	$3,3 \times 10^{-3}$

C - VALEURS DES PARAMETRES MESURES.

Les résultats sont donnés par le tableau ci-dessous et sur les figures 20, 21 et 22.

	sans correction	avec correction	erreur statistique	en prenant * $A_{xx}(11) = - ,984$
$A_{xx}(11,4)$	- 1,0000	- 1		- ,984
$A_{yy}(11,4)$	- ,9764	- ,976	,013	- ,960
$A_{xx}(19,15)$	- ,9804	- ,981	,017	- ,965
$A_{yy}(19,15)$	- ,8727	- ,872	,016	- ,858
$A_{xx}(23,45)$	- ,9486	- ,945	,022	- ,930
$A_{yy}(23,45)$	- ,7929	- ,791	,019	- ,778
$A_{xx}(26,5)$	- ,9238	- ,926	,014	- ,911
$A_{yy}(26,5)$	- ,7338	- ,732	,013	- ,720
$A_{yy}/A_{xx}(11,4)$,9764	,976	,013	
$A_{yy}/A_{xx}(19,15)$,8902	,888	,019	
$A_{yy}/A_{xx}(23,45)$,8359	,833	,014	
$A_{yy}/A_{xx}(26,5)$,7943	,790	,015	

* Voir la discussion du Chapitre IV.

Nous avons comparé sur les figures 20, 21 et 22 nos résultats expérimentaux, en prenant $A_{xx}(11,4 \text{ MeV}) = - ,984$ (voir IV A), aux analyses de Livermore dépendantes de l'énergie (23).

- "25 MeV" utilise 32 données p-p et 29 données n-p entre 20 et 30 MeV.
- "135" utilise 376 données p-p entre 10 et 380 MeV.
- "258" utilise 363 données p-p et 341 données n-p entre 20 et 345 MeV.

Ces analyses ont été faites avant nos expériences.

On voit que l'analyse "25 MeV" est nettement contredite par nos résultats ce qui confirme l'intérêt des analyses faites sur un large domaine d'énergie.

Nous avons aussi porté en traits pleins les prévisions de Y IV qui est le potentiel de Yale le plus en accord avec nos résultats.

Chapitre IV

DISCUSSION

A - DETERMINATION DE A_{xx} A 11,4 MeV.

Cette expérience donne les valeurs de A_{xx} et A_{yy} à chaque énergie en supposant connue la valeur de A_{xx} à 11,4 MeV. On sait que cette valeur est proche de -1 que l'on pourrait prendre pour la normalisation. Il est plus intéressant de déduire de nos mesures une meilleure valeur de A_{xx} (11,4 MeV) à condition que cette déduction ne fasse pas intervenir d'hypothèses théoriques trop fragiles.

Si l'on définit à 90° (c.m.) $x = 1 + A_{xx}$, $y = 1 + A_{yy}$, $z = 1 + A_{zz}$, on sait (1) que $y = x + z$ et $4\sigma x = 2|e|^2$, $4\sigma z = 2|c|^2$.

Ainsi :

$$x = \frac{1}{2k^2\sigma} \left[2(\delta_P^0 - \delta_P^2) - 2\sqrt{6}\epsilon_2 + (F) \right]^2$$

$$z = \frac{1}{2k^2\sigma} \left[3(\delta_P^1 - \delta_P^2) + 2\sqrt{6}\epsilon_2 + (F) \right]^2$$

où (F) est un terme dépendant des déphasages F.

A 11,4 MeV les termes en F et en ϵ_2 sont négligeables devant les splittings des ondes P (21) ce qui nous ramène aux formules de l'approximation S, P, D du chapitre I. D'autre part, Gammel et Thaler ont montré (22) qu'il était possible d'écrire les déphasages P sous la forme d'une somme de termes contributions des potentiels central, tenseur et spin orbite.

$$\delta_P^0 = \Delta_c + 4\Delta_T - 2\Delta_{LS}$$

$$\delta_P^1 = \Delta_c - 2\Delta_T - \Delta_{LS}$$

$$\delta_P^2 = \Delta_c + \frac{2}{5}\Delta_T + \Delta_{LS}$$

On en déduit que :

$$x = \frac{36}{2k^2\sigma} (1,2 \Delta_T - \Delta_{LS})^2$$

$$z = \frac{36}{2k^2\sigma} (1,2 \Delta_T + \Delta_{LS})^2$$

Des expériences à plus haute énergie on sait que Δ_T et Δ_{LS} sont positifs et que la portée du potentiel LS est plus courte que celle du potentiel tenseur donc que Δ_{LS}/Δ_T croît en fonction de l'énergie.

$$0 < x \leq z$$

$x = z$ à la limite où $\Delta_{LS} = 0$, ce que donne le OPEP.

À 11,4 MeV nous avons obtenu (tableau III C) pour A_{yy}/A_{xx} la valeur de $0,976 \pm 0,013$ qui nous donne donc :

$$z \simeq 1 - A_{yy}/A_{xx} = 0,024 \pm 0,013$$

Il suffit donc d'estimer (Δ_{LS}/Δ_T) 11,4 MeV pour en déduire la valeur de x .

Les modèles donnent (21) pour Δ_{LS}/Δ_T à 11,4 MeV : Yale : 0,16 - Scotti-Wong : 0,16 - Hamada-Jonhston : 0,14 - Feshbach-Lomon : 0,09.

Il semble raisonnable de prendre la valeur de $0,12 \pm 0,04$ ce qui donne :

$$x = 0,016 \pm 0,002 \pm 0,009$$

$\pm 0,002$ provient de l'incertitude sur la valeur de Δ_{LS}/Δ_T ; $\pm 0,009$ provient de l'erreur statistique sur z .

Ainsi :

$$A_{xx}(11,4 \text{ MeV}) = -0,984 \pm 0,009 \pm 0,002$$

On en déduit les valeurs de tous les paramètres mesurés (voir dernière colonne du tableau III C).

On peut maintenant calculer les valeurs de Δ_{LS}/Δ_T aux autres énergies (voir fig. 23).

Une extrapolation linéaire nous permet de conclure que la valeur de 0,12 à 11,4 MeV semble en accord avec nos mesures expérimentales à énergie supérieure. On

peut d'ailleurs constater que l'hypothèse ci-dessus n'a que peu d'influence sur la valeur de Δ_{LS}/Δ_T à 26,5 MeV qui varie de 0,28 si $A_{xx}(11,4) = -1$ à 0,20 si $\Delta_{LS}/\Delta_T(11,4) = 0$.

B - DETERMINATION DES DEPHASAGES.

Si, dans les formules du paragraphe précédent, on tient compte des ondes F et du paramètre de couplage ϵ_2 entre les ondes 3P_2 et 3F_2 on a :

$$x = \frac{1}{2k^2\sigma} \left[2(\delta_P^0 - \delta_P^2) - 2\sqrt{6} \epsilon_2 + (F) \right]^2$$

$$z = \frac{1}{2k^2\sigma} \left[3(\delta_P^1 - \delta_P^2) + 2\sqrt{6} \epsilon_2 + (F) \right]^2$$

Les termes (F) sont très petits. Par contre, le terme en ϵ_2 est petit par rapport au terme principal mais non négligeable à 26 MeV ; mais il semble légitime (23) de lui donner la valeur due au OPEP.

Ceci permet de connaître la valeur des splittings P d'une façon directe à partir de nos expériences et de la valeur de σ . On peut alors par la même décomposition que ci-dessus obtenir les valeurs de Δ_T et de Δ_{LS} (fig. 24).

Il avait été nécessaire d'introduire un potentiel LS à la suite des expériences à 310 MeV (22) mais la nécessité de ce terme avait été contestée à plus faible énergie (24). Notre expérience est une preuve directe de la nécessité d'un terme LS faible à une énergie de 20 MeV, qui est en accord avec les potentiels ou théories (21).

D'autre part, en association avec une mesure de section efficace différentielle, la figure 26 montre qu'il est possible de connaître la valeur de Δ_c par la profondeur de l'interférence coulombienne et la valeur de δ_D par la courbure de la section efficace autour de 90° (c.m.).

Connaissant ainsi Δ_c on peut déduire de nos mesures les valeurs de $\delta_P^0, \delta_P^1, \delta_P^2$. On peut constater que la valeur de $0,75^\circ$ pour δ_D à 25,7 MeV est de 25 % supérieure à ce que donnerait le OPEP.

Nous tenons à remercier A. Abragam, H.P. Noyes, J. Raynal et J. Thirion pour l'intérêt qu'ils ont manifesté à cette expérience et pour leurs conseils sans lesquels elle n'aurait pu avoir lieu.

APPENDICE

Relations entre les amplitudes employées et celle de Stapp (2) :

$$M_{11} = \frac{b}{2} + \frac{c}{2} \cos \theta + \frac{d}{2} \sin \theta$$

$$b = M_{11} + M_{1-1}$$

$$M_{10} = \frac{1}{\sqrt{2}} (d \cos \theta - e \sin \theta)$$

$$c = (M_{11} - M_{1-1}) \cos \theta + M_{01} \sqrt{2} \sin \theta$$

$$M_{1-1} = \frac{b}{2} - \frac{c}{2} \cos \theta - \frac{d}{2} \sin \theta$$

$$d = M_{10} \sqrt{2} \cos \theta + M_{00} \sin \theta$$

$$M_{01} = \frac{1}{\sqrt{2}} (c \sin \theta - d \cos \theta)$$

$$e = -M_{10} \sqrt{2} \sin \theta + M_{00} \cos \theta$$

$$M_{00} = d \sin \theta + e \cos \theta$$

$$a = M^S$$

BIBLIOGRAPHIE

- (1) J. RAYNAL, Nucl. Phys., 1961, 28, 220.
- (2) H.P. STAPP, UCRL 3098, 1955.
- (3) H.P. STAPP, T.J. YPSILANTIS et N. METROPOLIS, Phys. Rev., 1957, 105, 302.
- (4) L.H. JOHNSTON et D.E. YOUNG, Phys. Rev., 1959, 116, 989.
- (5) J.L. YNTEMA et M.G. WHITE, Phys. Rev., 1954, 95, 1226.
- (6) T.H. JEONG, L.H. JOHNSTON et D.E. YOUNG, Phys. Rev., 1960, 118, 1080.
- (7) K.W. BROCKMAN, Phys. Rev., 1958, 110, 163.
- (8) C.J. BATTY, R.S. GILMORE et G.H. STAFFORD, Nucl. Phys., 1963, 45, 481.
- (9) R.L. BURMAN, B. ELBEK et B. HERSKIND, C.I.P.N., Paris 1964, 1/C, 180.
- (10) K. NISIMURA, J. SANADA, P. CATILLON, K. FUKUNAGA, T. HASEGAWA, H. HASAI, N.RUY, D.C. WORTH et H. IMADA, Prog. Theor. Phys., 1963, 30, 719.
- (11) N. JARMIE, (à paraître).
- (12) M.H. Mc GREGOR, J.C. MORAVCSIK et H.P. STAPP, Ann. Rev. Nucl. Sci., 1960, 10, 291.
- (13) R. WILSON, "The Nucleon-Nucleon Interaction", (Interscience Publisher).
- (14) M.J. MORAVCSIK, "The Two-Nucleon Interaction", (Clarendon Press).
- (15) R. BEURTEY, Thèse, Rapport C.E.A. R 2366.
- (16) A. ABRAGAM et W.G. PROCTOR, Compt. Rend., 1958, 246, 2253.
- (17) A. ABRAGAM et M. BORGHINI, "Dynamic Polarization of Nuclear Targets" in Prog. Low. Temp. Phys., IV, chap. VIII, (North Holland Publishing Company, Amsterdam 1964).
- (18) C.D. JEFFRIES, "Dynamic Nuclear Orientation", (John Wiley and Sons, N.Y. 1963).
- (19) P. ROUBEAU, "Cryostat Horizontal pour Cibles de Protons Polarisés", Rapport S.P.S.R.M. 65/30.
- (20) A. ABRAGAM, M. BORGHINI et M. CHAPPELLIER, Compt. Rend., 1962, 255, 1343.
- (21) H.P. NOYES, Communication Privée.
- (22) J.L. GAMMEL et R.M. THALER, Phys. Rev., 1957, 107, 291.
- (23) R.A. ARNDT et M.H. Mc GREGOR, Phys. Rev., 1966, 141, 873.
- (24) M.J. MORAVCSIK et H.P. NOYES, Ann. Rev. Nucl. Sci., 1961, 11, 95.

LEGENDES DES FIGURES

- Fig. 1 - Mesures simultanées de A_{xx} et A_{yy} .
- Fig. 2 - Définitions des coefficients de corrélation de spins.
- Fig. 3 - Optique du faisceau.
- Fig. 4 - Transitions de la source de protons polarisés.
- Fig. 5 - Coupe horizontale de l'arrangement expérimental.
- 1 - Cristal - cible LMN
 - 2 - Fenêtre d'entrée (0,02 mm Cu)
 - 3 - Fenêtre de sortie (1 μ Cu)
 - 4 - Fenêtre de l'écran thermique (1 μ Al)
 - 5 - Ralentisseur
 - 6 - Pointe de positionnement
 - 7 - Positionneur à contacts
 - 8 - Guide d'ondes
 - 9 - Cavité hyperfréquence
 - 10 - Support de cuivre refroidi
 - 11 - Diaphragme de tantale
 - 12 - Ecran thermique
 - 13 - Diaphragme des jonctions
 - 14 - Jonction $\Delta E / \Delta X$
 - 15 - Jonction E
- Fig. 6 - Flasque d'entrée avec ralentisseur.
- Fig. 7 - Etats de spins d'un système "Nd + proton" dans un champ H.
- Fig. 8 - Cible collée sur la fenêtre d'entrée de la cavité et spire de détection du signal N.M.R.
- Fig. 9 - Plan du cryostat.
- Fig. 10 - Photographie de la cible protégée par son écran thermique.
- Fig. 11 - Photographie de la partie intérieure du cryostat.
- Fig. 12 - Signal de résonance électronique du néodyme.
- Fig. 13 - Signal de résonance nucléaire des protons polarisés.
- Fig. 14 - Signal de résonance nucléaire détecté au "lock in".
- Fig. 15 - Photographie des détecteurs.
- Fig. 16 - Variation de l'ouverture φ_0 de la détection en fonction de l'angle de diffusion θ .

Fig. 17 - Schéma de l'électronique.

Fig. 18 - Schéma de l'aiguillage des coïncidences dans l'analyseur.

Fig. 19 - Visualisation du premier run.

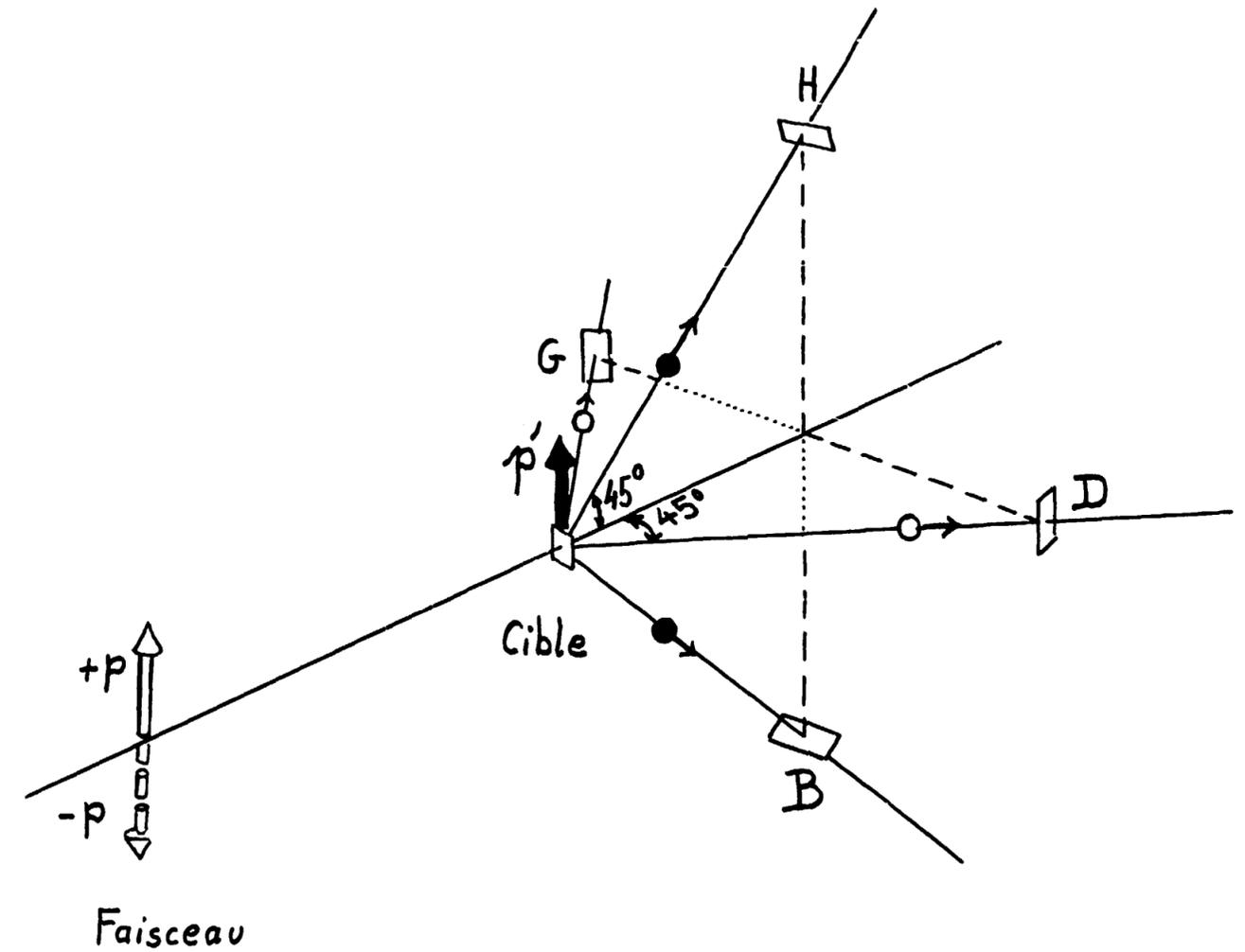
Fig. 20, 21, 22 - Résultats des mesures expérimentales de A_{xx} , A_{yy} , A_{yy}/A_{xx} .

Fig. 23 - Variation de Δ_{LS}/Δ_T .

Fig. 24 - Variation de Δ_{LS} et Δ_T .

Fig. 25 - Variation angulaire des observables à 25,7 MeV.

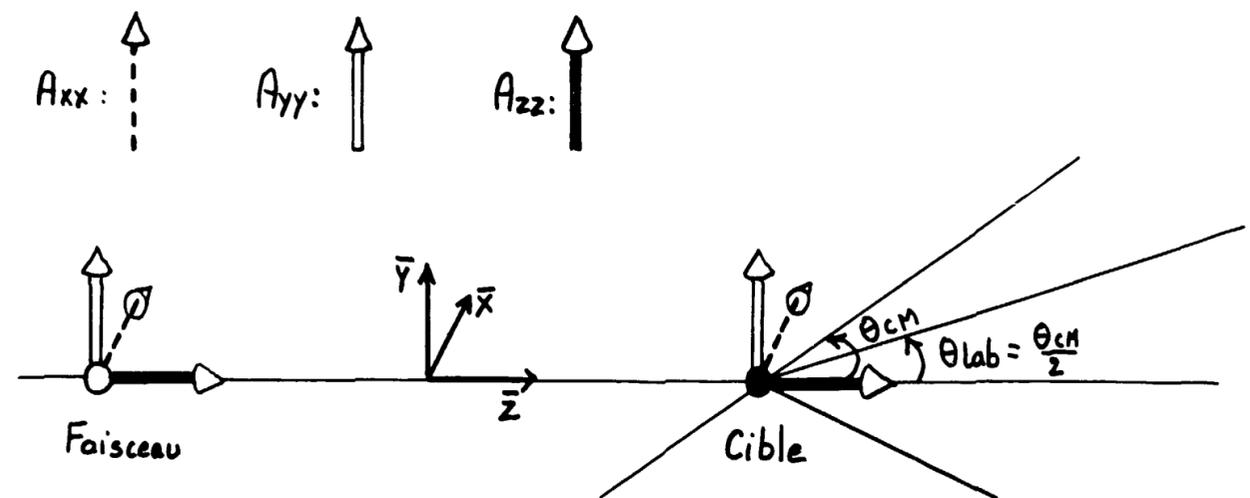
Fig. 26 - Sensibilité de la distribution angulaire de la section efficace à Δ_c et ξ_D .



Detecteurs	Comptage pour polarisation faisceau:		Asymétries obtenues
	+p	-p	
H, B	N_+^o	N_-^o	$\frac{N_+^o - N_-^o}{N_+^o + N_-^o} = E_x = pp' A_{xx}(90^\circ)$
G, D	N_+^o	N_-^o	$\frac{N_+^o - N_-^o}{N_+^o + N_-^o} = E_y = pp' A_{yy}(90^\circ)$

Fig:1

Directions des Polarisation Faisceau et Cible pour les mesures de :



Directions des composantes de Polarisation détectées simultanément pour les mesures de :

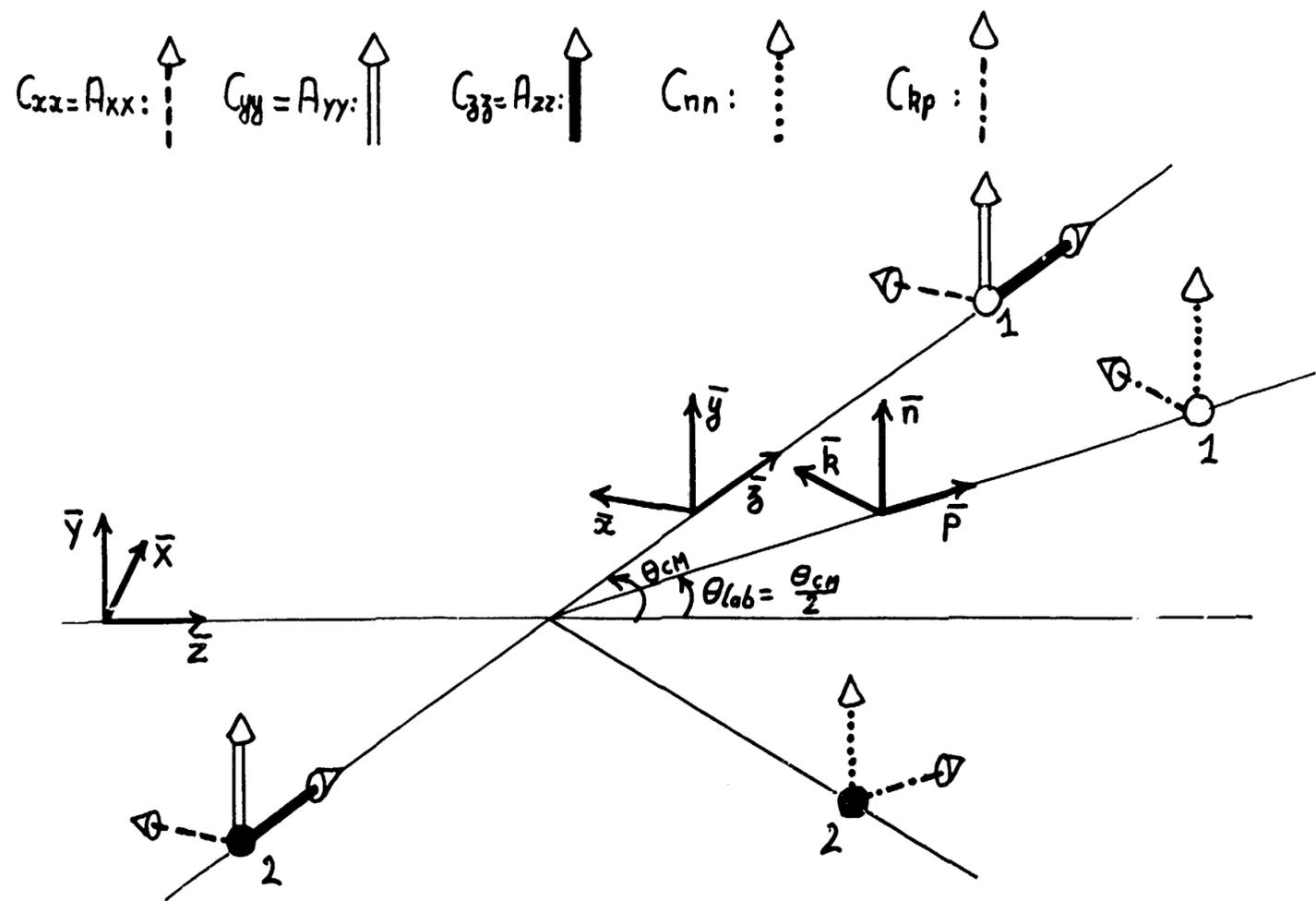


Fig: 2

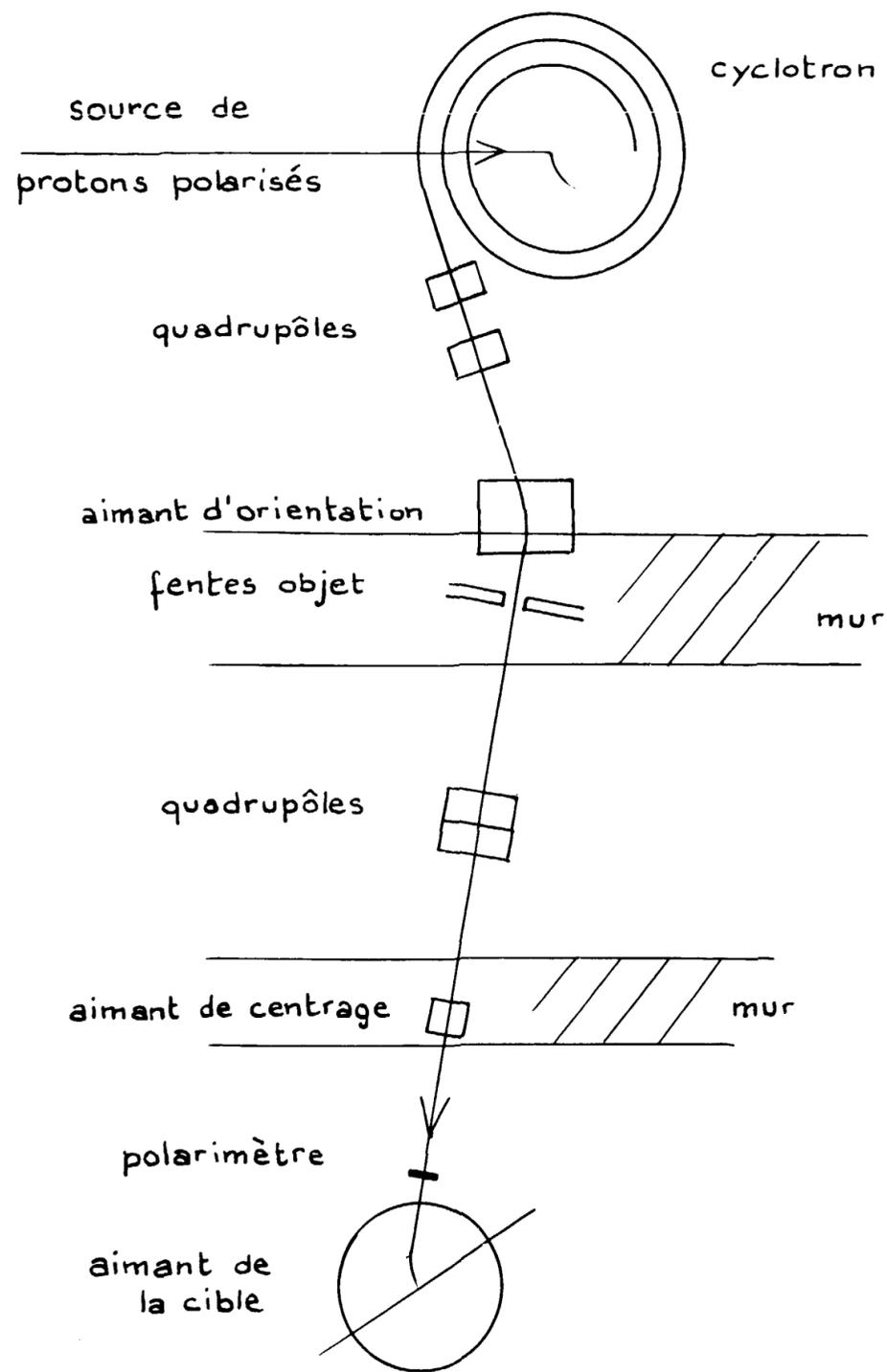


Fig:3

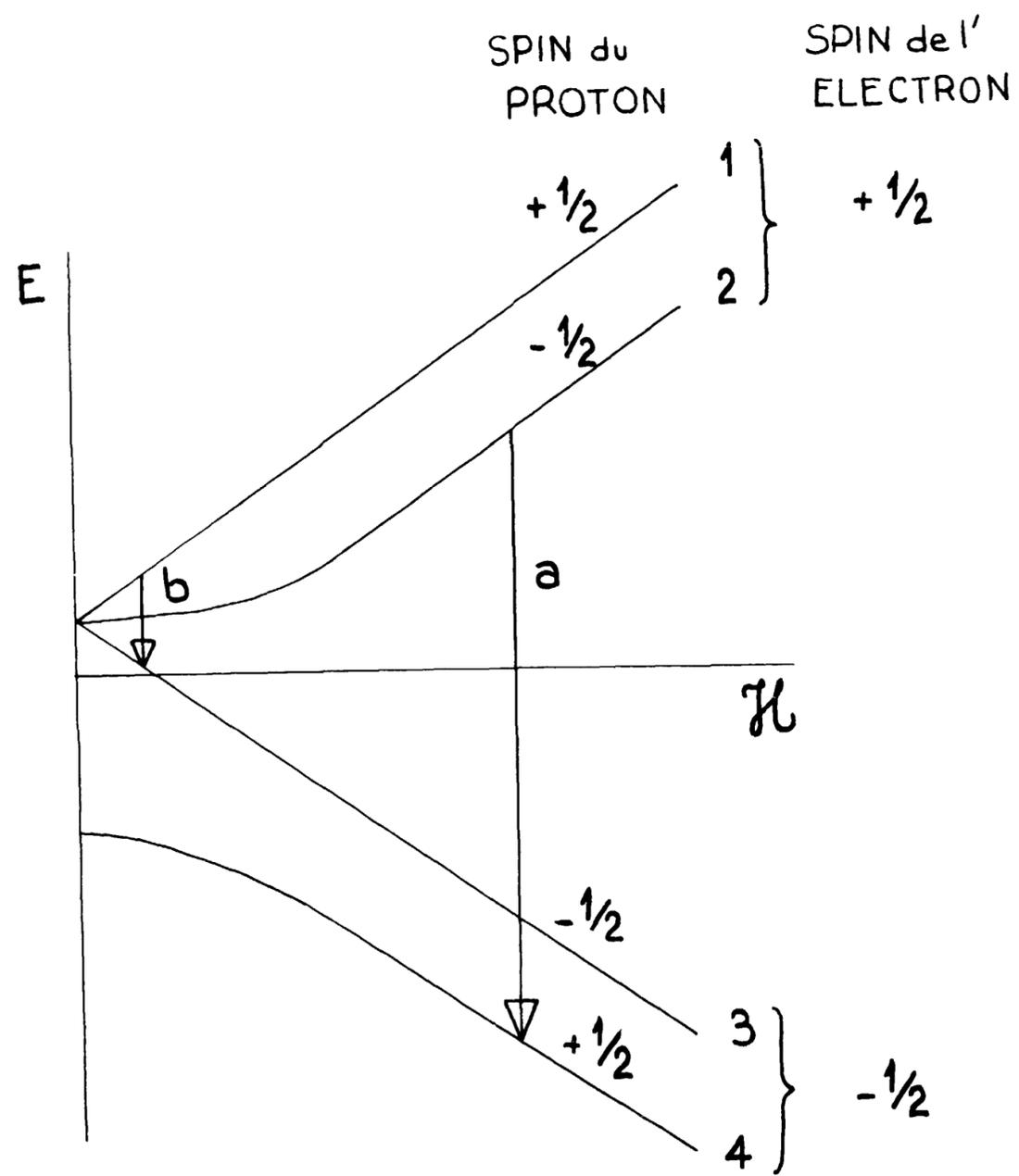


Fig: 4

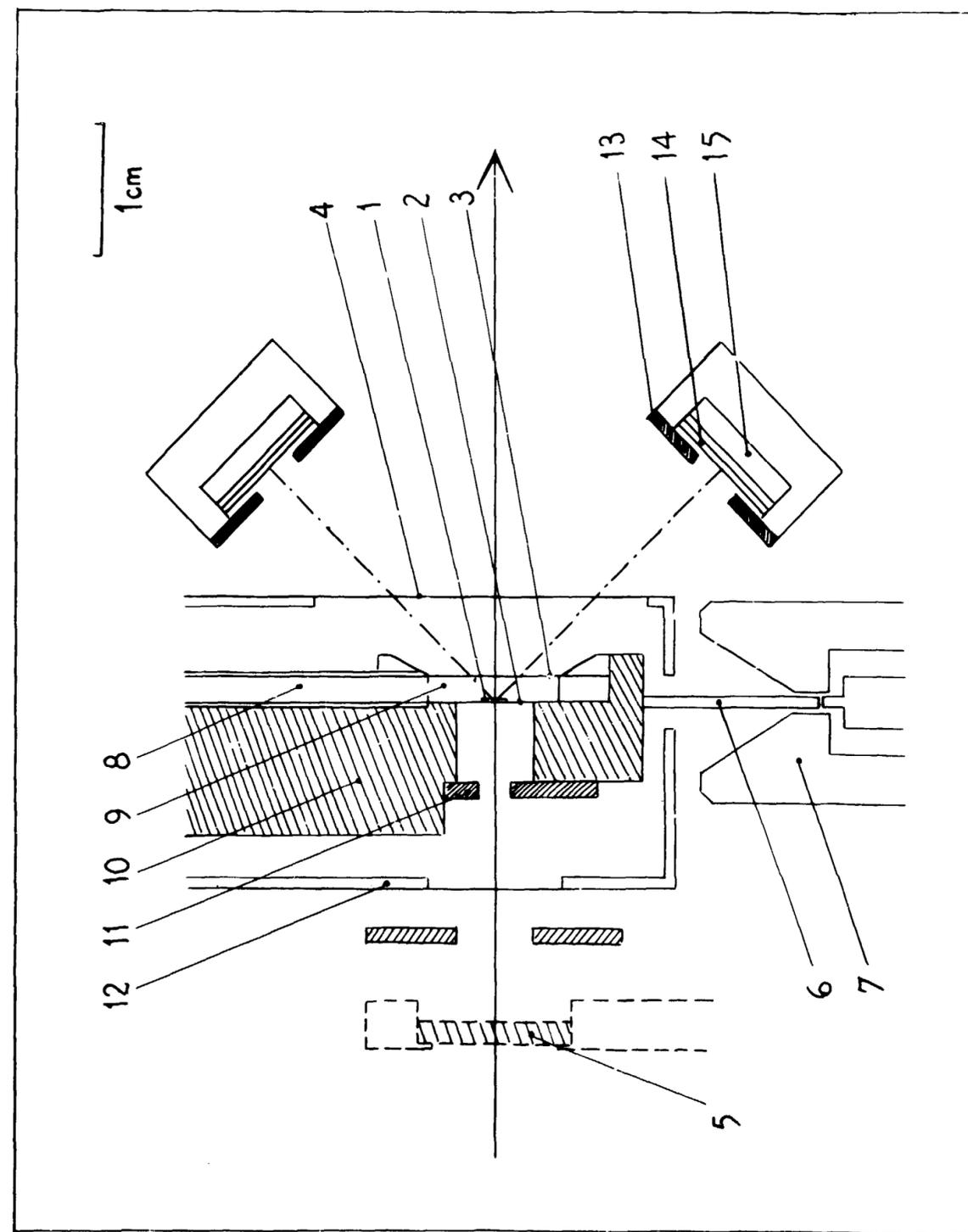


Fig: 5

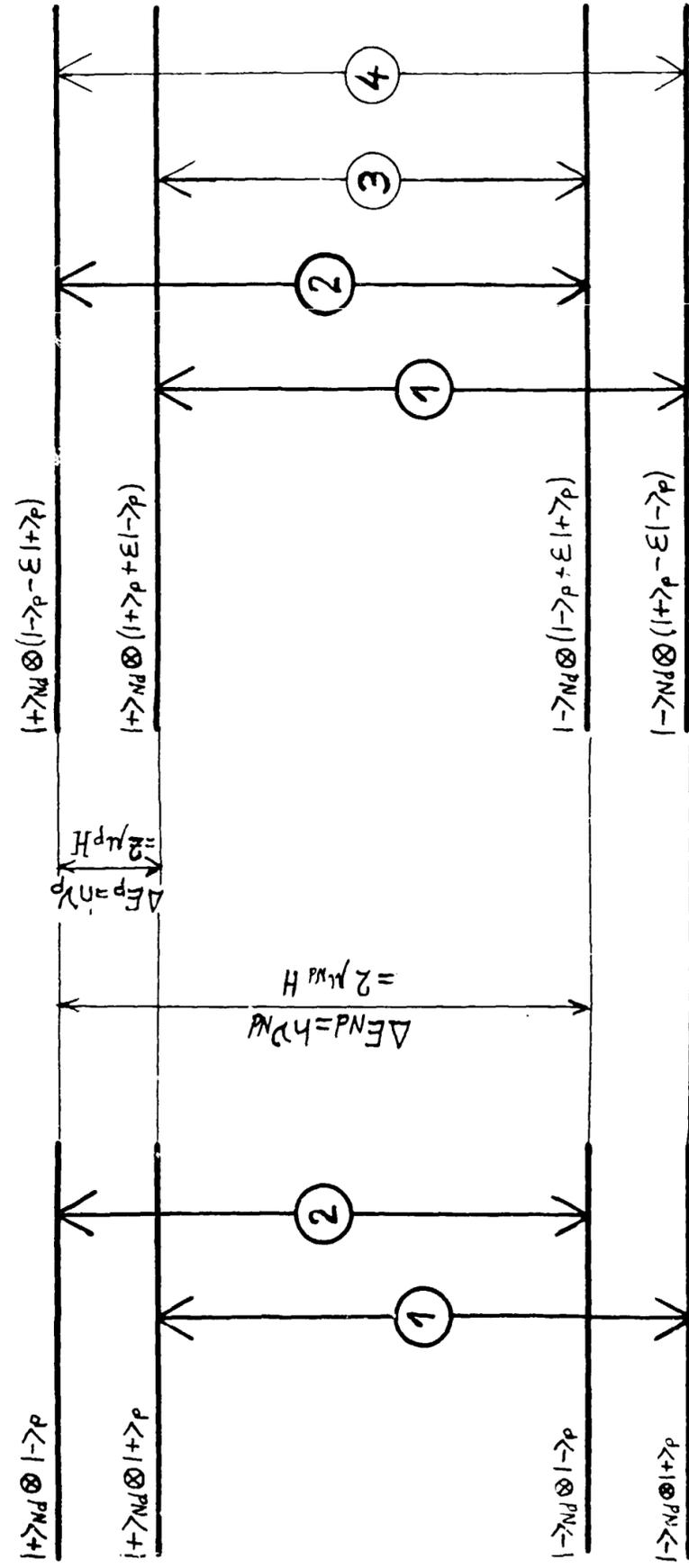


- Fig. 6 -

Etats de spins d'un système "Nd + proton" dans un champ H

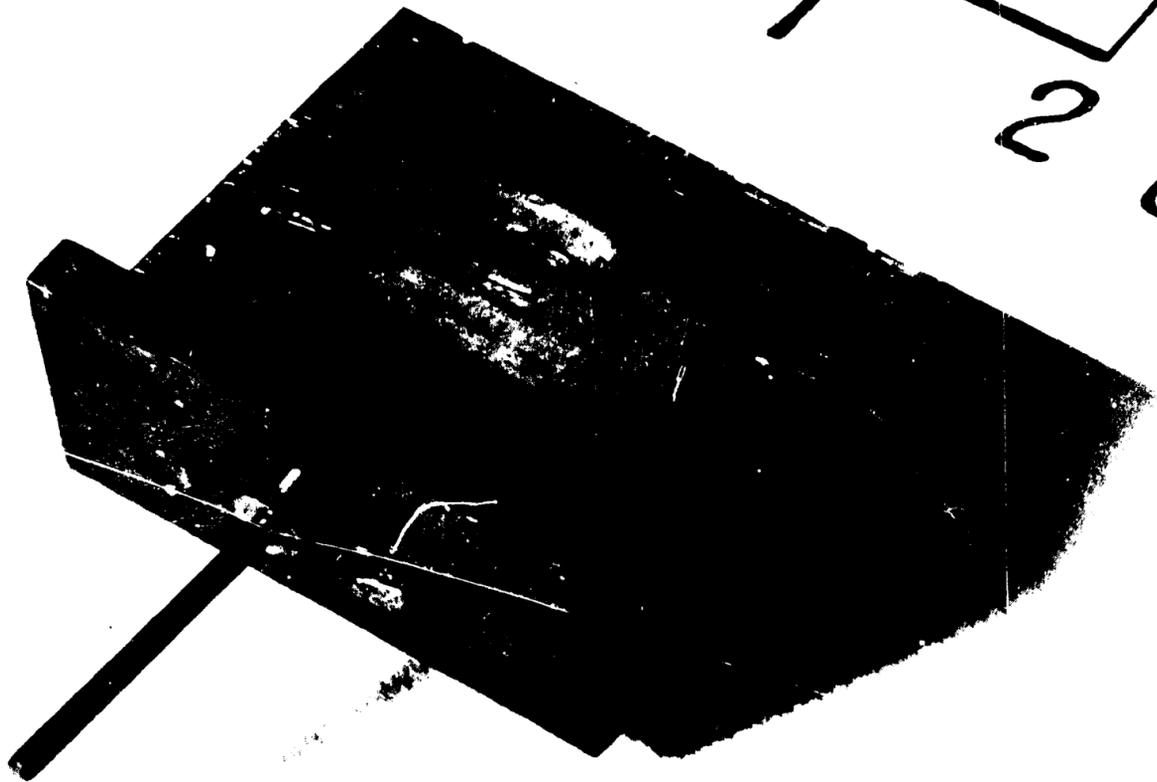
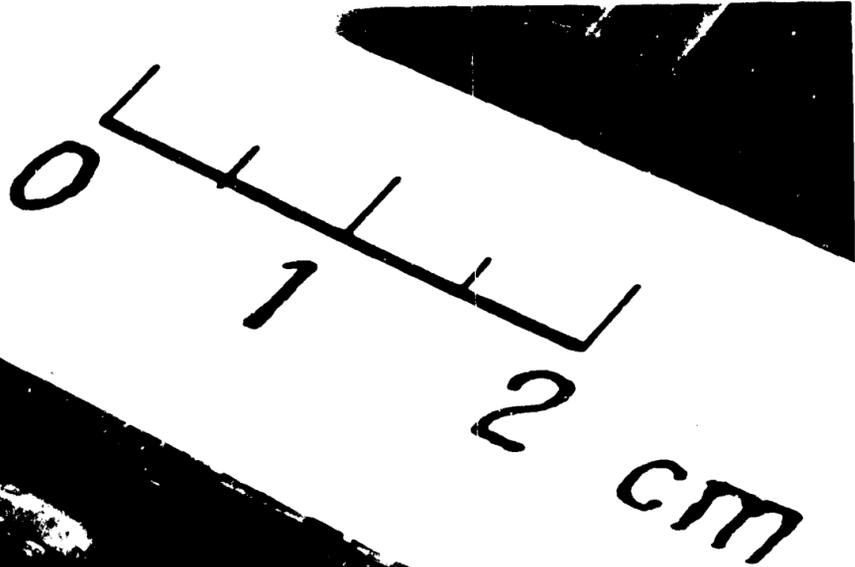
HAMILTONIEN
ZEEMAN

HAMILTONIEN
ZEEMAN + DIPÔLE-DIPÔLE

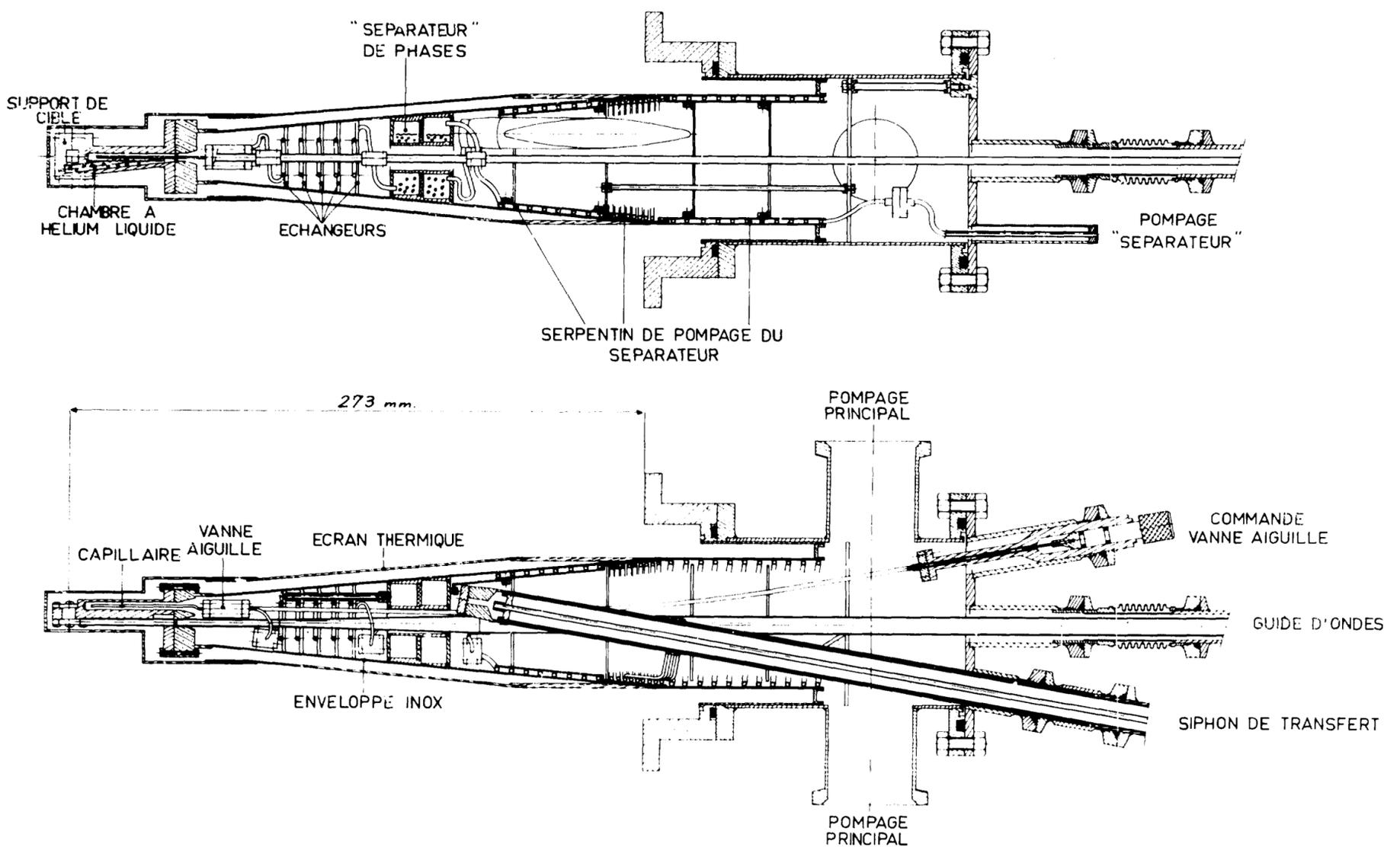


Pour $H = 18,5$ Koe $\nu_{Nd} = 70$ Ghz $\nu_p = 79$ Mhz

Fig:7

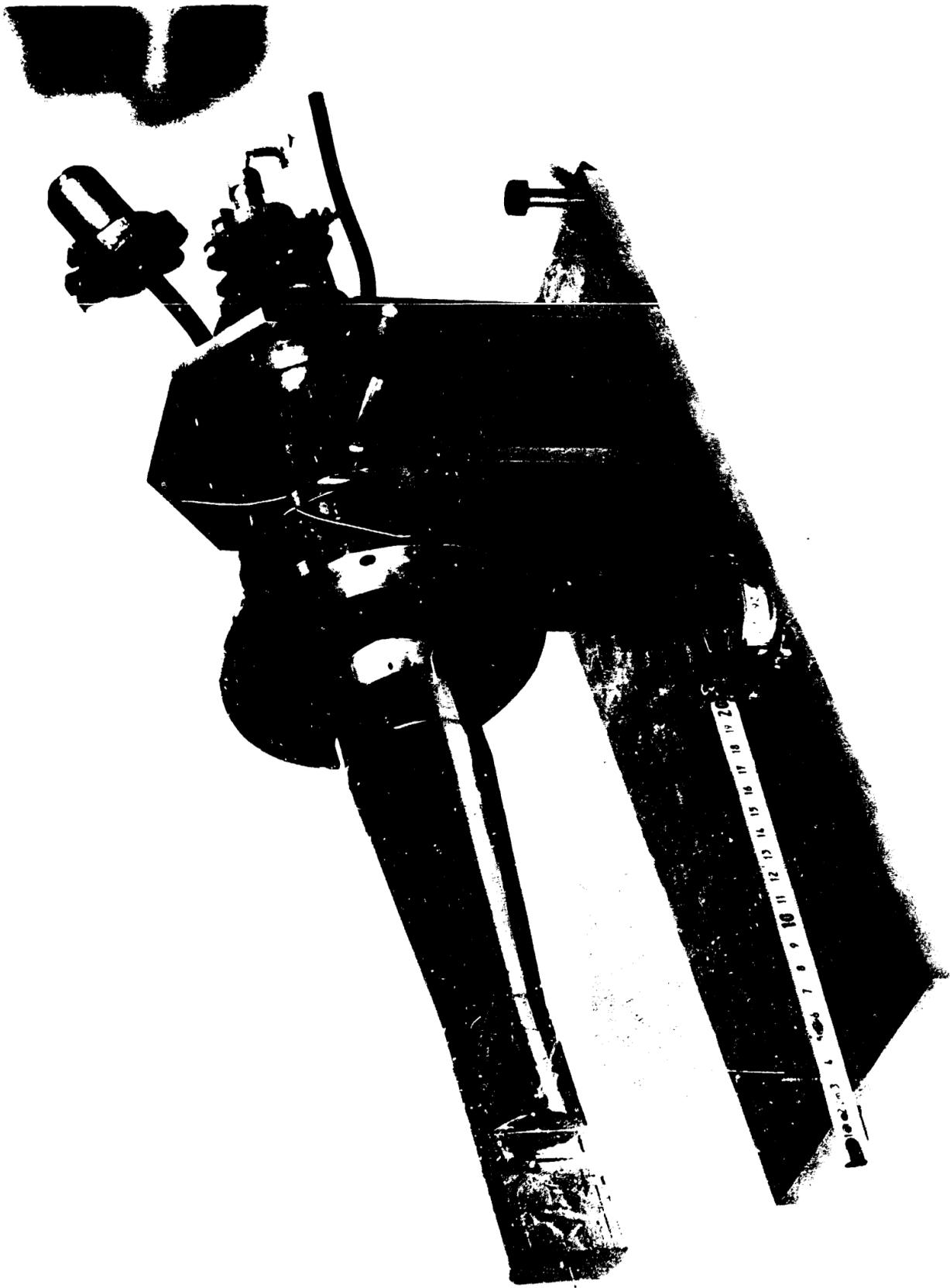


- Fig. 8 -

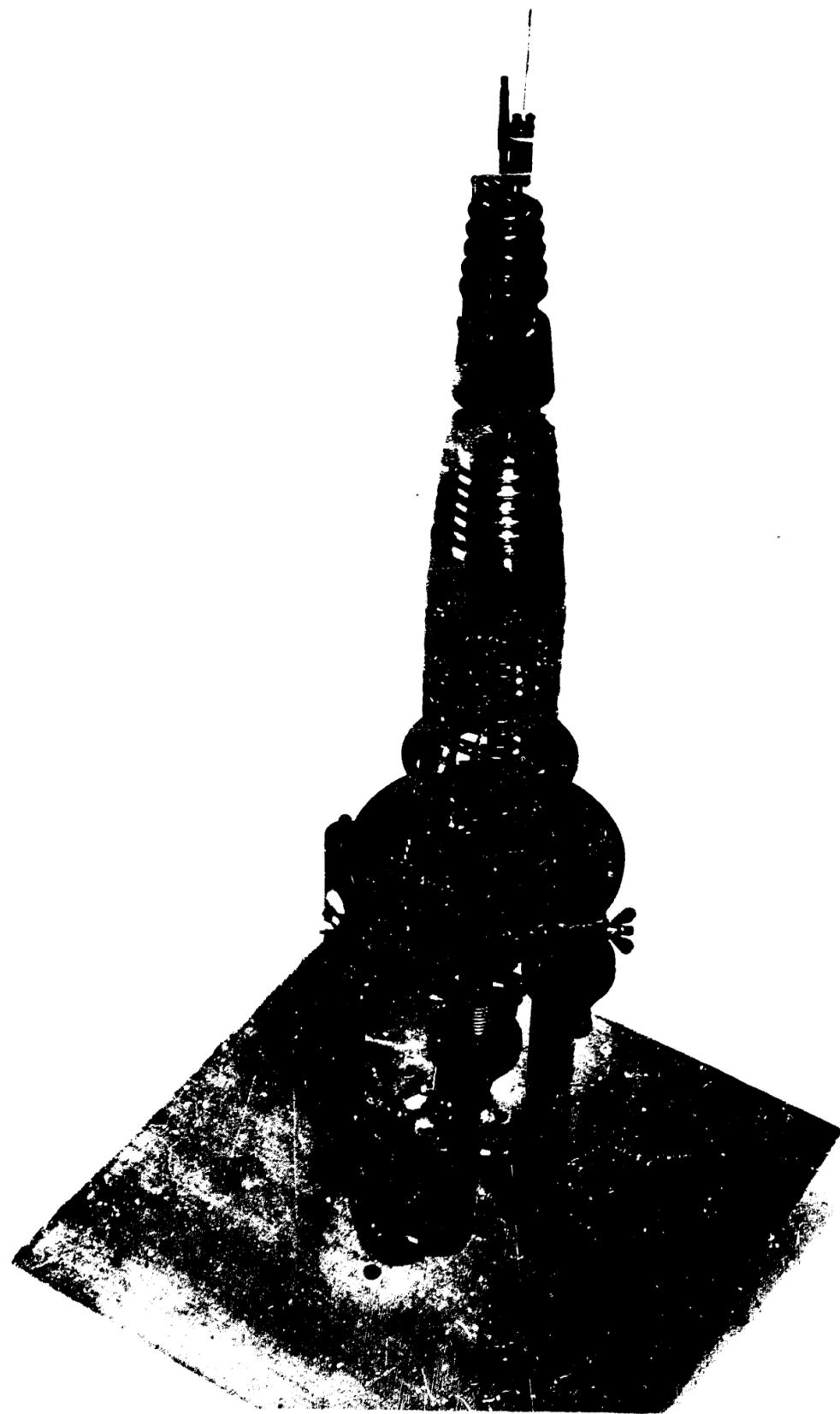


CRYOSTAT HORIZONTAL A TRANSFERT CONTINU D'HELIUM

- Fig. 9 -



- Fig. 10 -



- Fig. 11 -



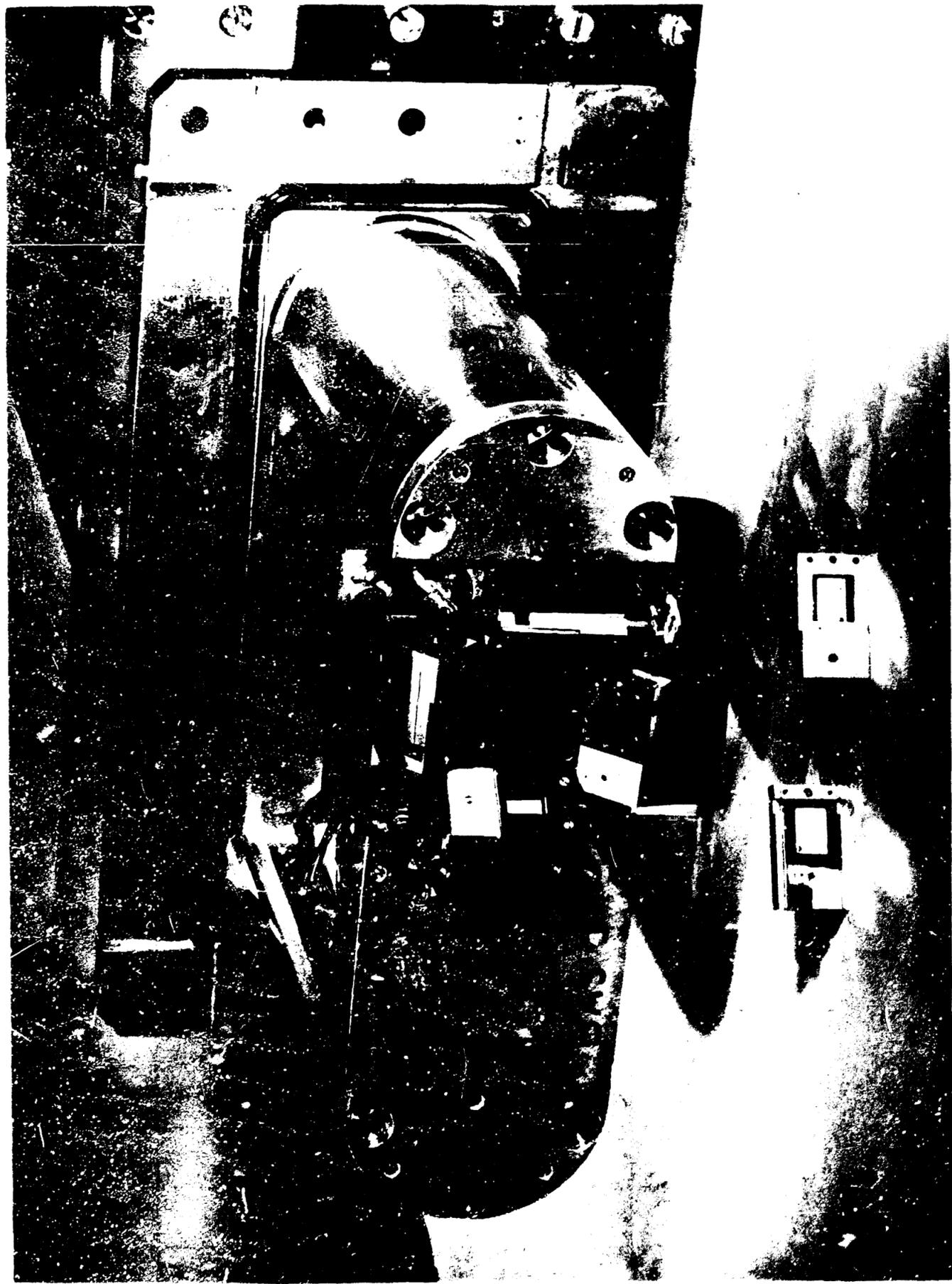
Fig: 12



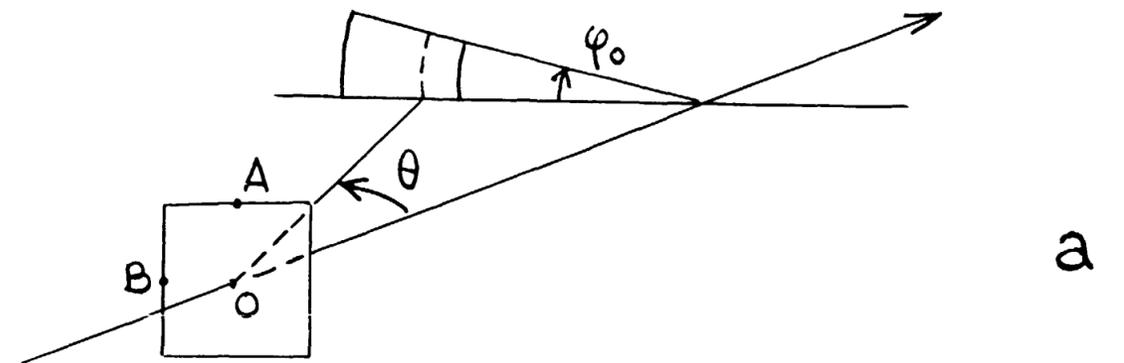
Fig: 13



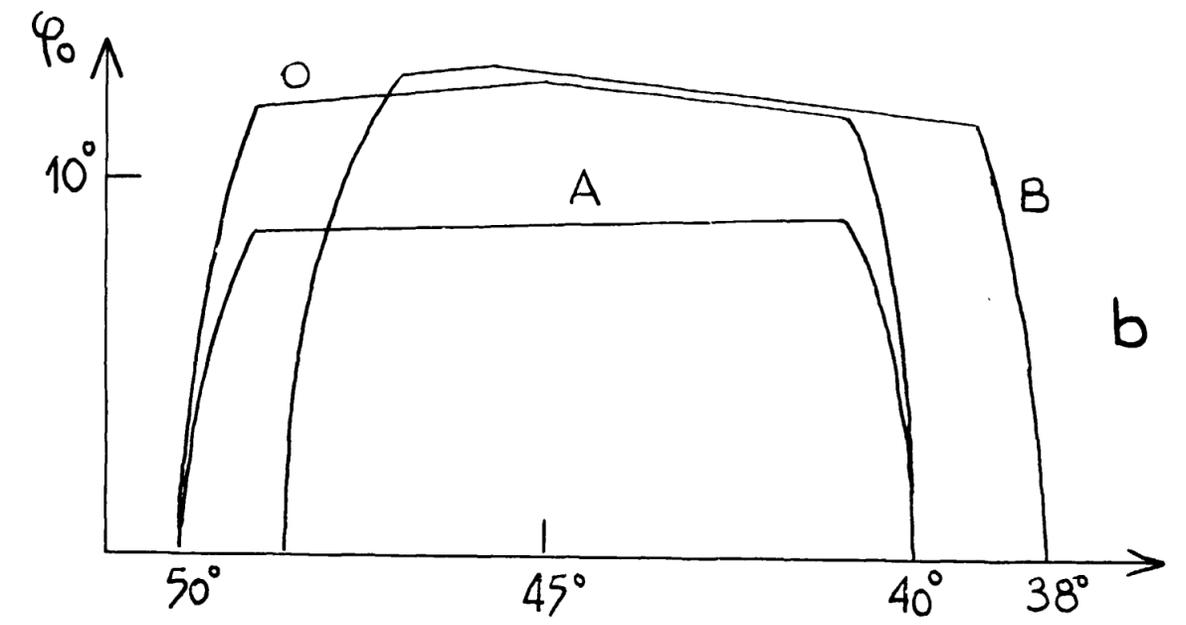
Fig: 14



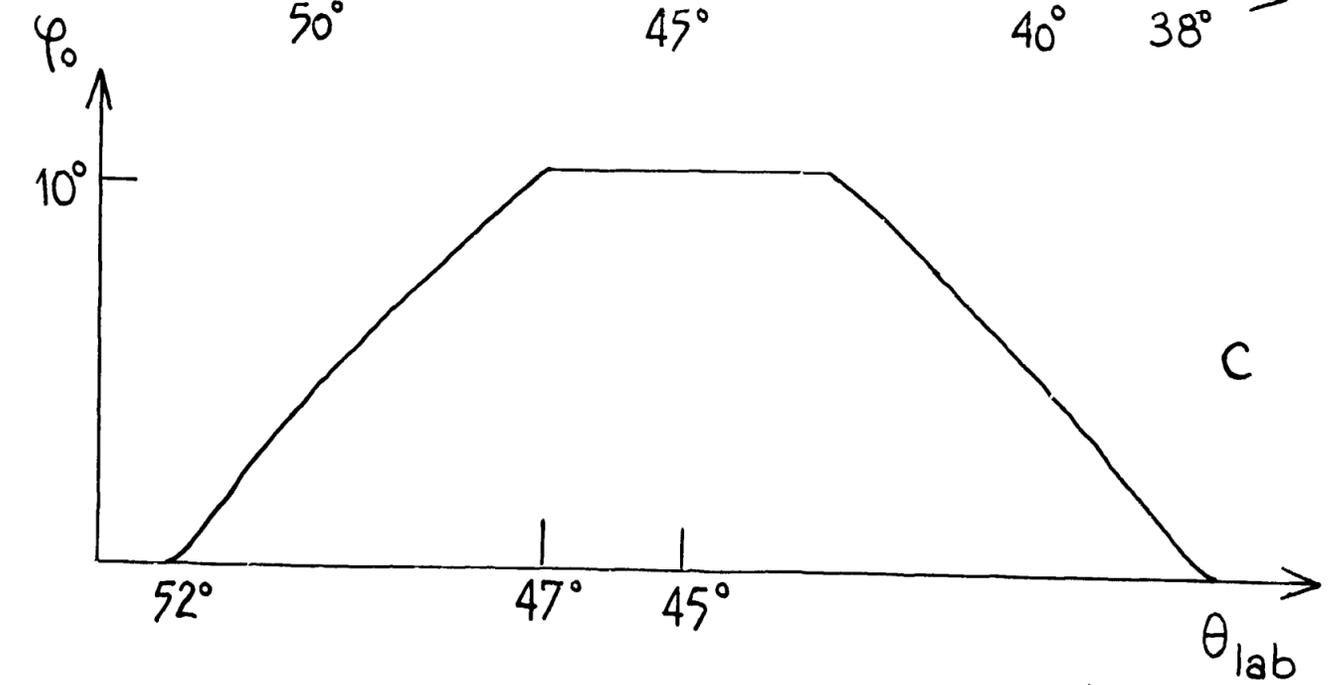
- Fig. 15 -



a



b



c

Fig: 16

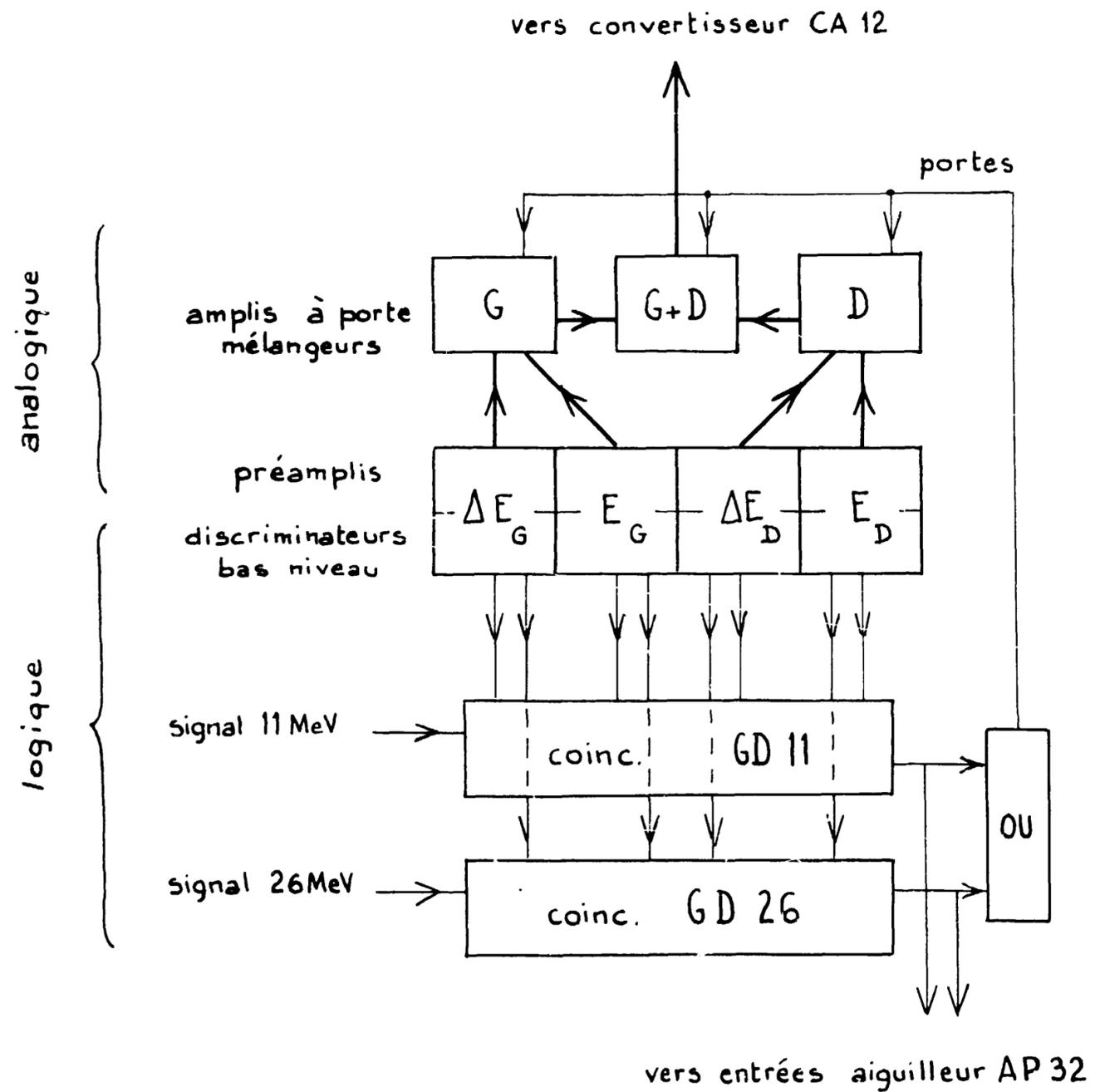


Fig:17

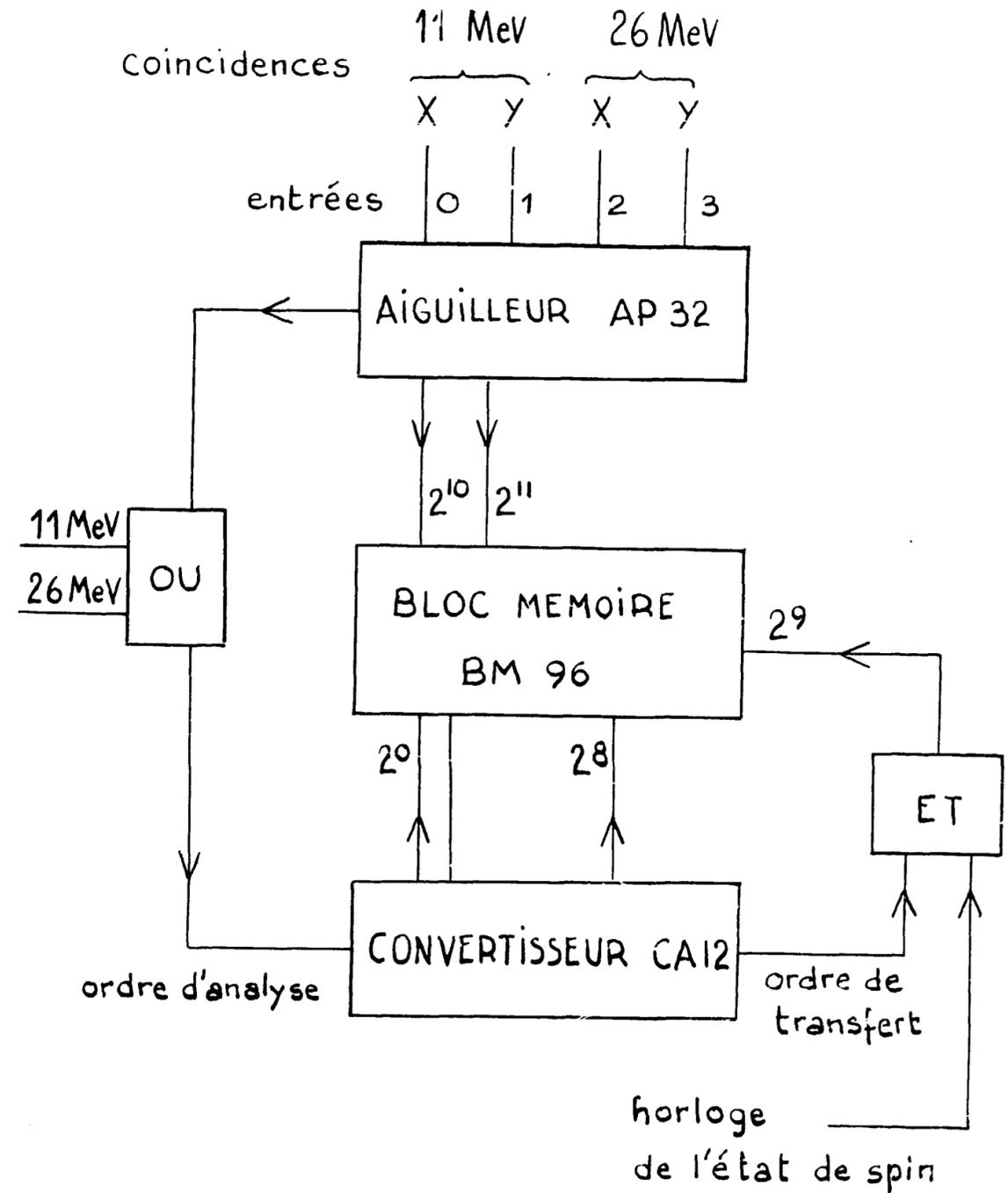


Fig:18

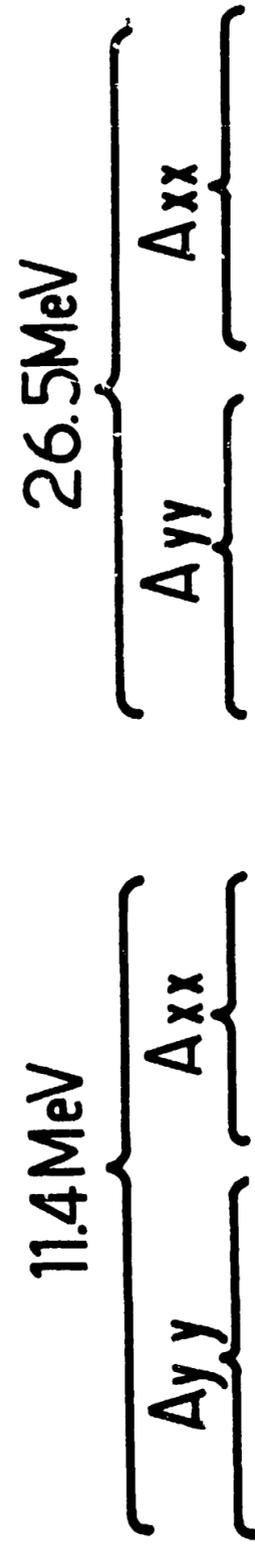
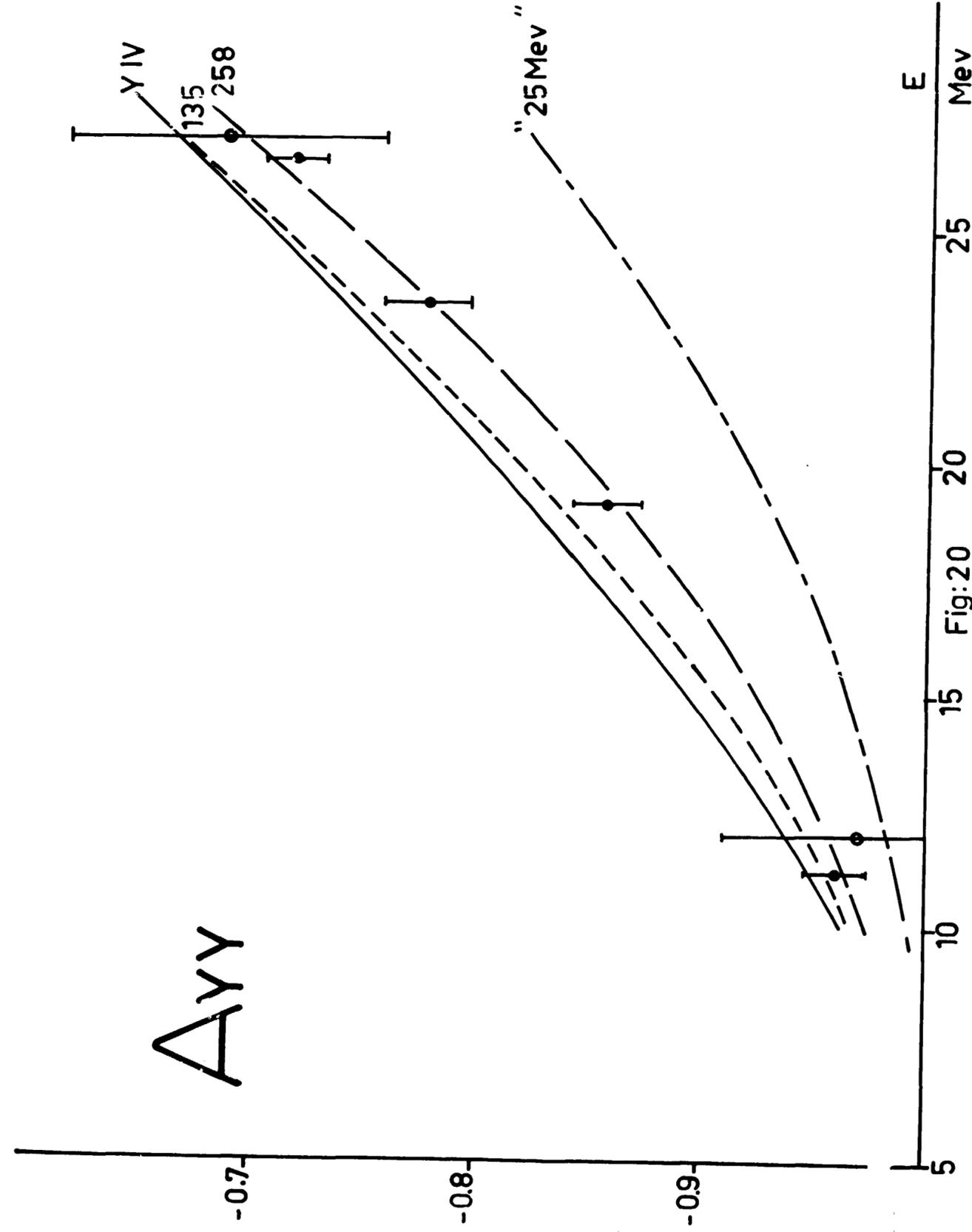


Fig: 19



Axx

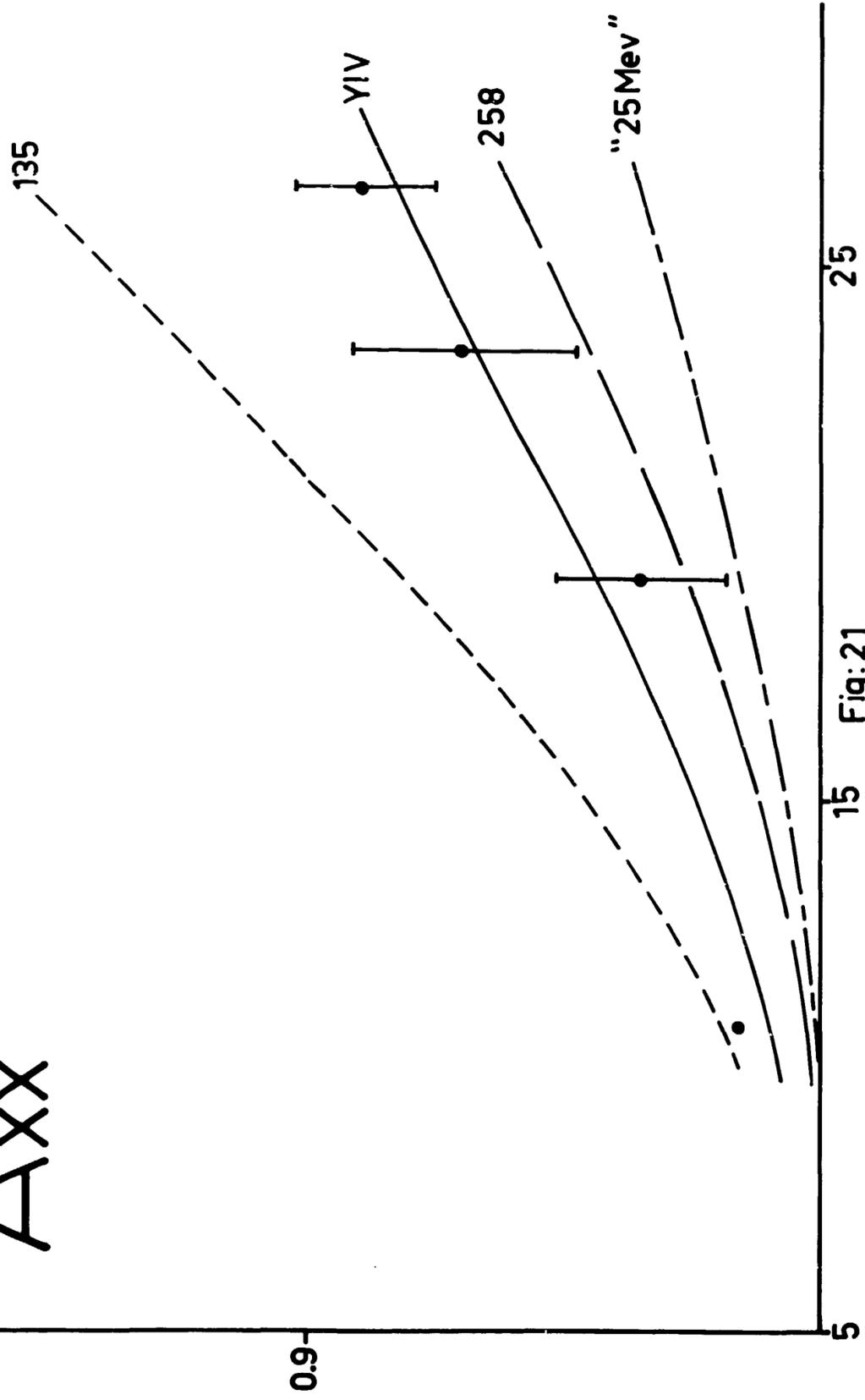


Fig:21

Ayy Axx

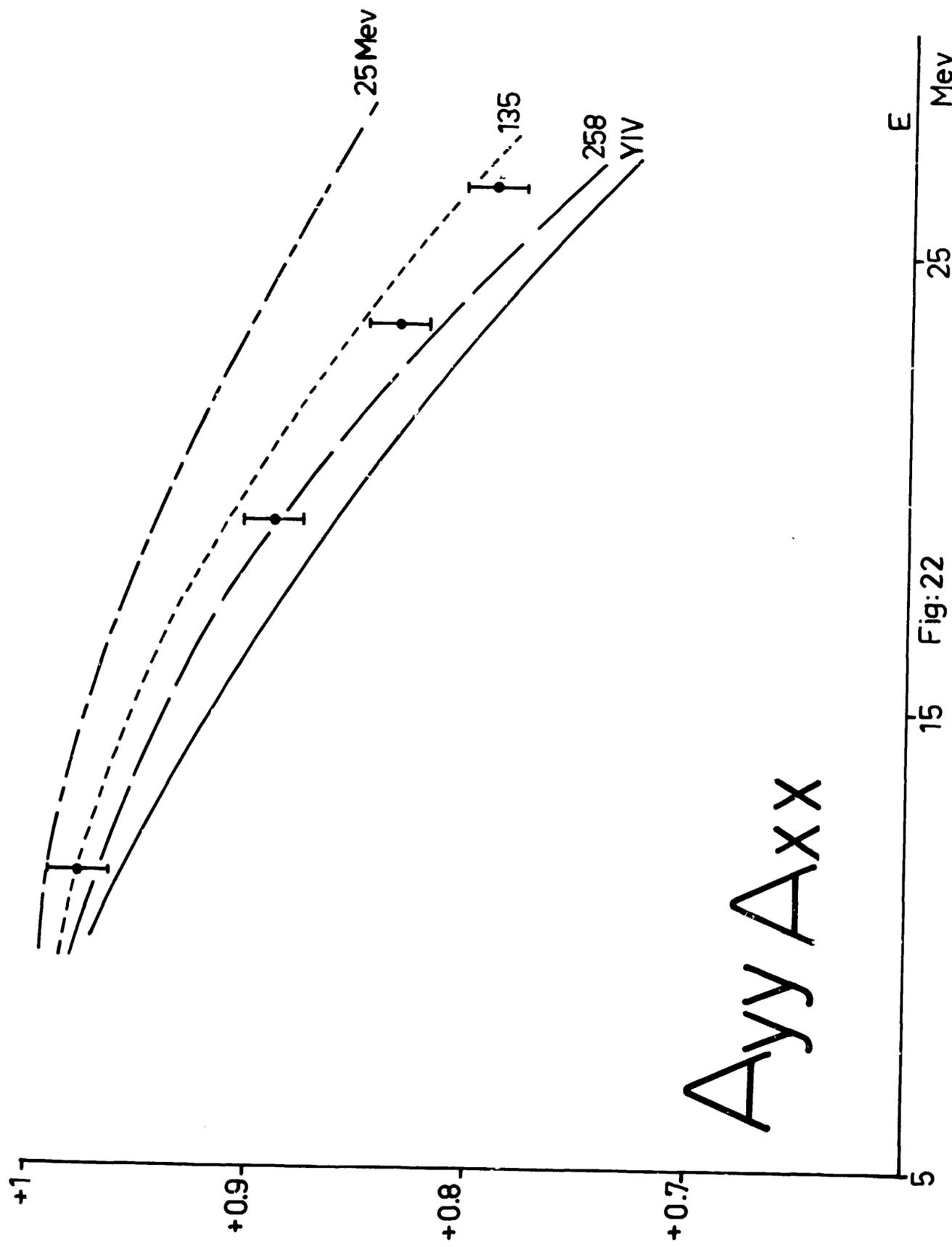
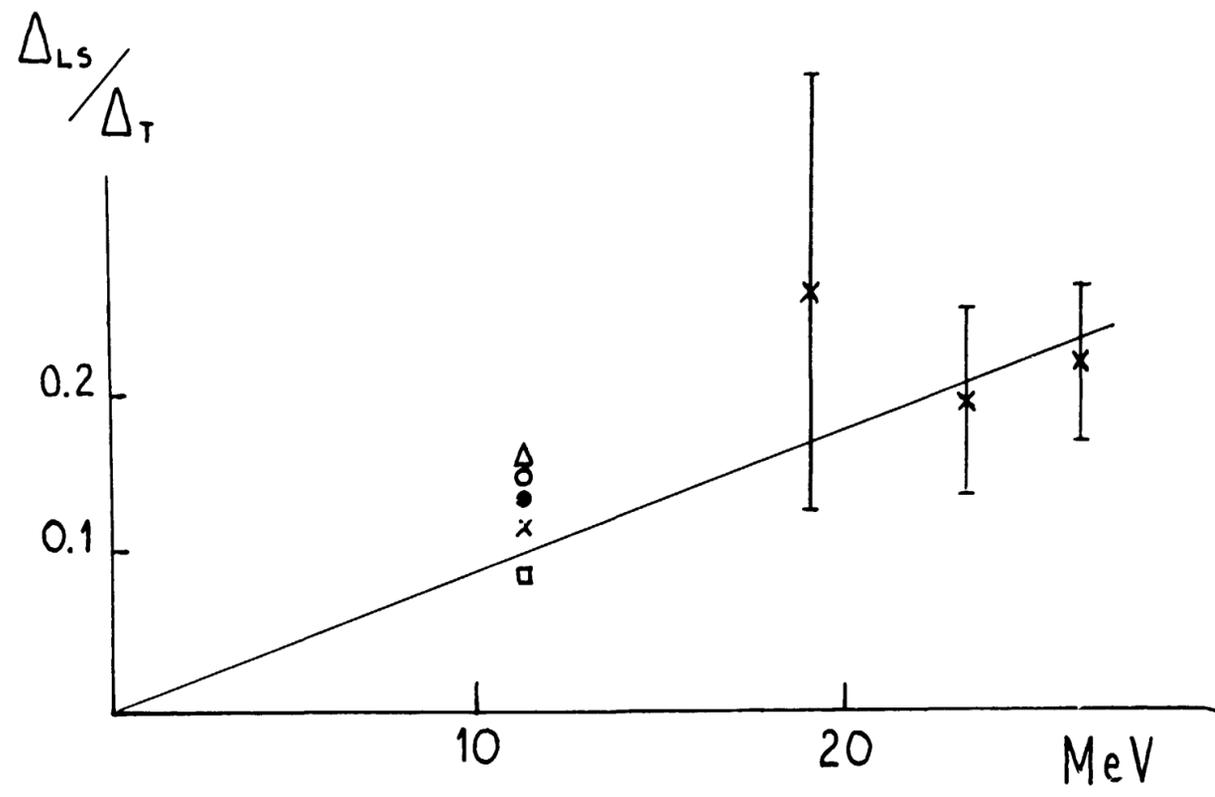


Fig:22



- Δ Yale
- \circ Scotti - Wong
- \bullet Hamada - Johnston
- \square Feshbach - Lomon
- \times nos valeurs

Fig:23

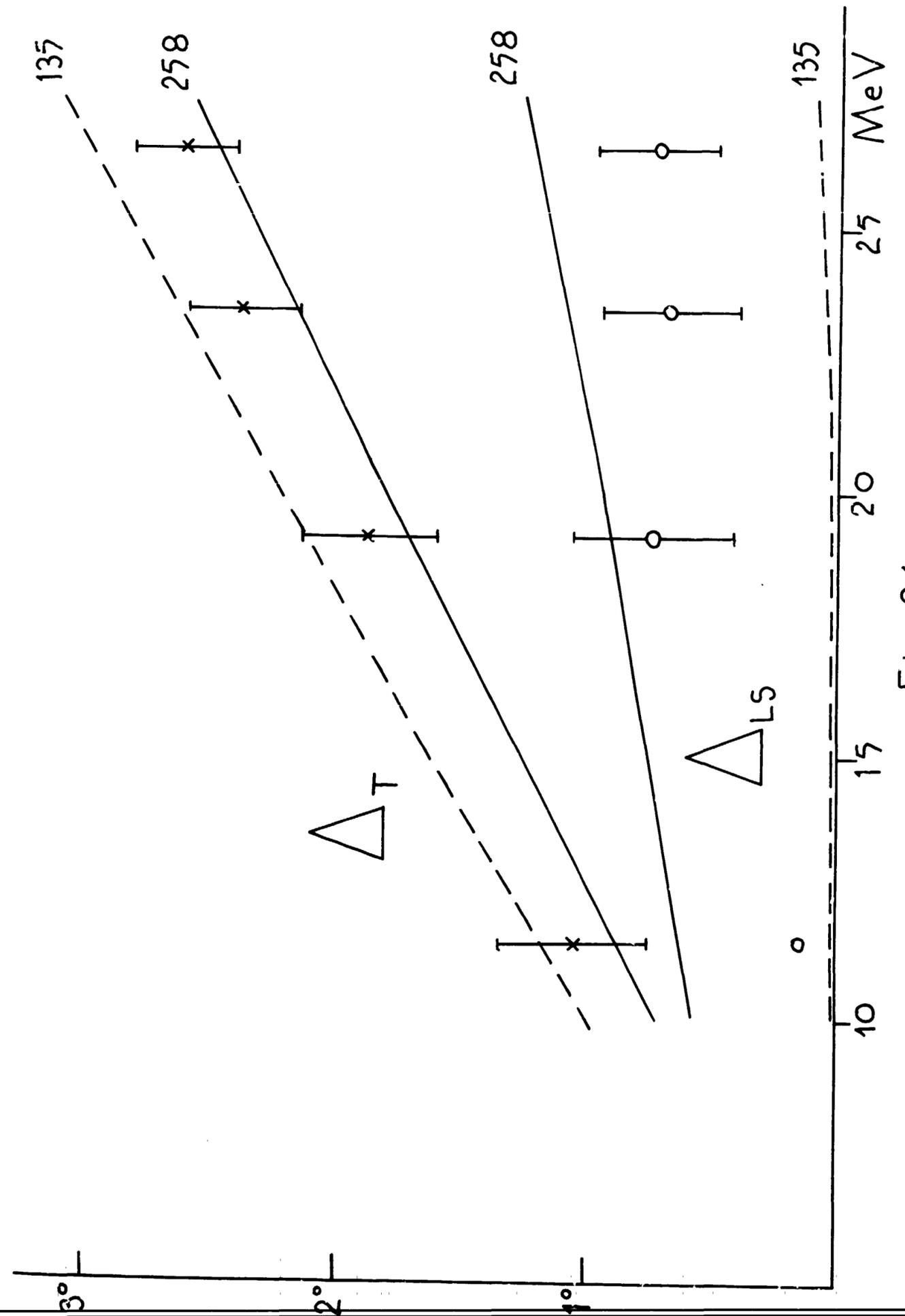
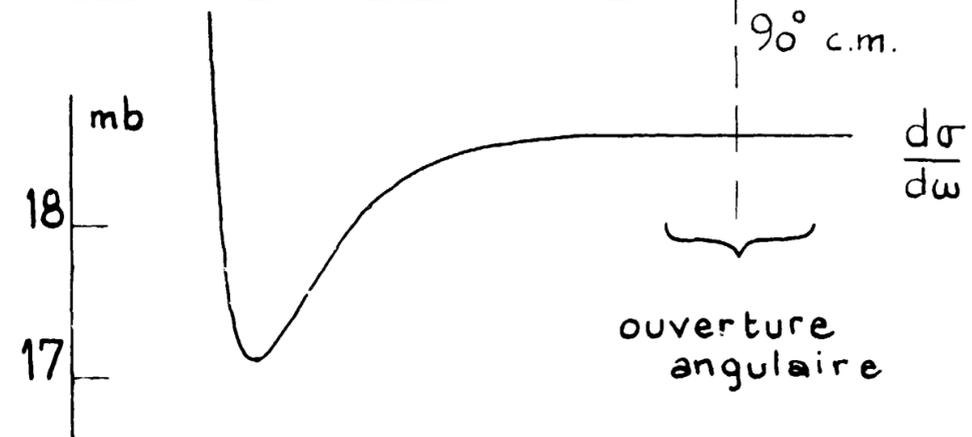
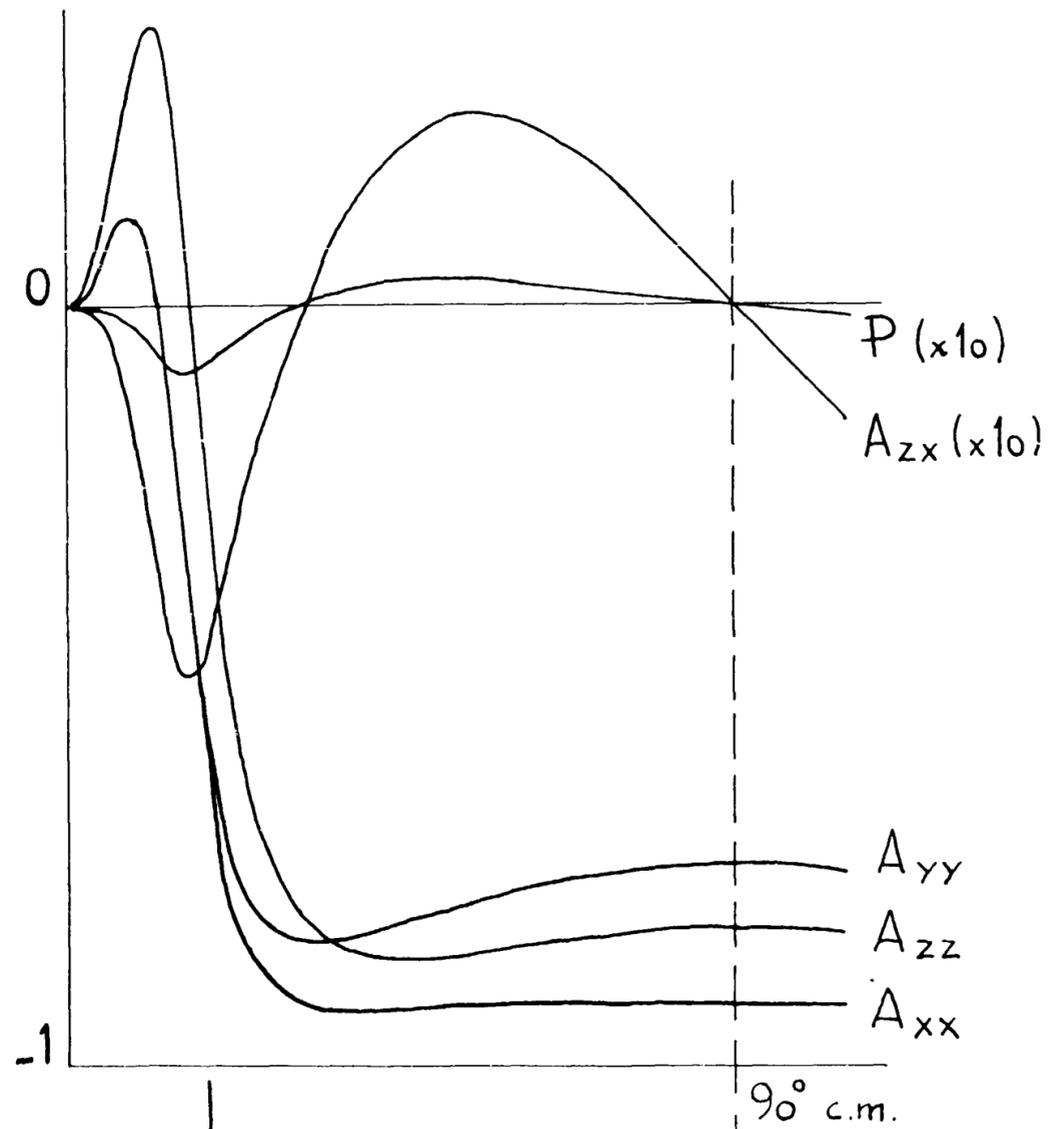


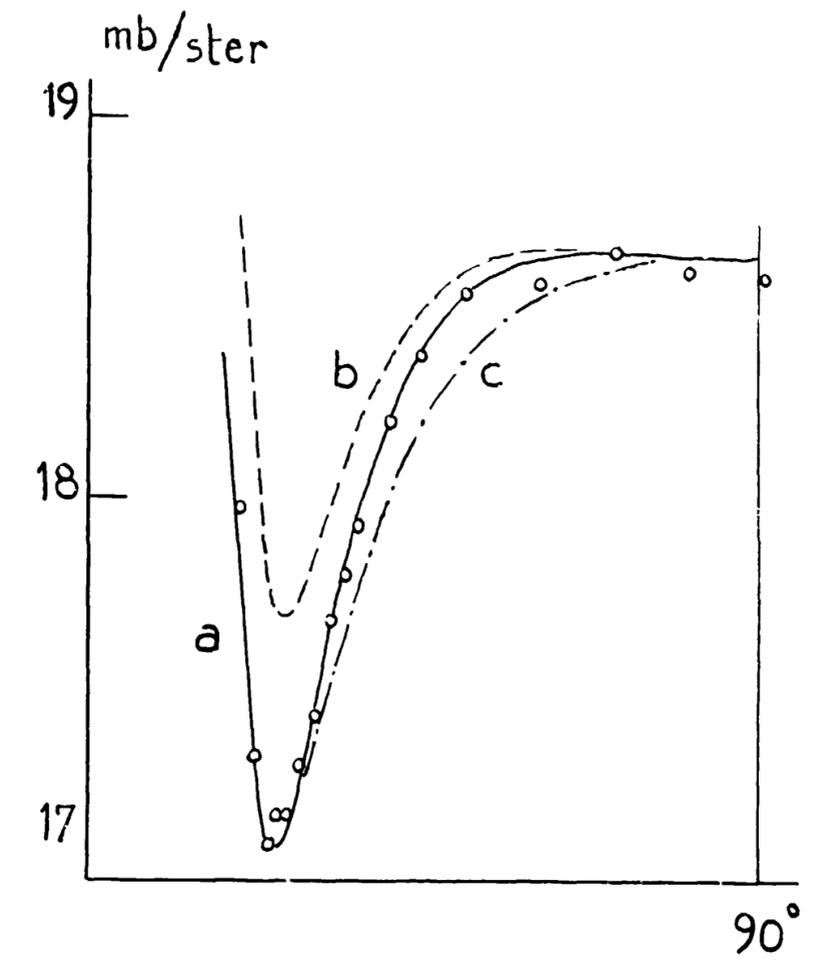
Fig 24



déphasages FGH = OPEP

- $^1S_0 = 48.2$
- $^1D_2 = 0.71$
- $^3P_0 = 9.10$
- $^3P_1 = -5.34$
- $^3P_2 = 2.30$

Fig:25



	a	b	c
1S_0	48.3	48.3	48
1D_2	0.75	0.75	0.62
3P_0	9.40	8.90	9.05
3P_1	-5.22	-5.72	-5.57
3P_2	2.50	2.00	2.15

Fig: 26

FIN