

UNIVERSITE DE GENEVE

FACULTE DES SCIENCES

Département de Physique
nucléaire et corpusculaire

Professeur Roger HESS

MESURE DU POUVOIR D'ANALYSE DU CARBONE

à 299, 380, 483 et 561 MeV

ET

MESURE DES PARAMETRES DE SPIN D, R, A, ET P

AUX PETITS ANGLES DE LA DIFFUSION ELASTIQUE p - p

à 392 MeV

THESE

présentée à la Faculté des Sciences

de l'Université de Genève

pour obtenir le grade de docteur ès Sciences, mention physique

PAR

Bernard FAVIER

de

Annecy (France)

THESE No.

GENEVE

1978

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00099021

CERN LIBRARIES, GENEVA

Thesis-1978-Favier

T A B L E D E S M A T I E R E S

	<u>Pages</u>
I. <u>I N T R O D U C T I O N</u>	1
I.1. RESUME	1
I.2. MOTIVATION	1
I.3. FORMALISME	2
I.3.1. Les référentiels	2
I.3.2. Matrice de diffusion et amplitudes	3
I.3.3. Pou voir d'analyse P_1	3
I.3.4. Polarisation des particules diffusées	4
I.3.5. Paramètres et amplitudes	6
I.3.6. Interaction électromagnétique et échange d'un pion	8
I.4. PRINCIPE DE LA MESURE	8
II. <u>L E D I S P O S I T I F E X P E R I M E N T A L</u>	10
II.1. LE FAISCEAU	10
II.2. ORIENTATION DE LA POLARISATION	11
II.3. LES CIBLES	12
II.3.1. La cible d'hydrogène	12
II.3.2. La cible de carbone	12
II.4. LES DETECTEURS	12
II.4.1. Les compteurs à scintillation	12
II.4.2. Les chambres proportionnelles (CPM)	14
II.5. L'ELECTRONIQUE	14
II.5.1. Système de déclenchement NIM/CAMAC (Trigger)	14
II.5.2. Electronique associée aux CPM	16
II.6. LE LOGICIEL	17
II.6.1. Les tests de l'électronique et la gestion des paramètres	17
II.6.2. Contrôles et ajustements	19
II.6.3. Contrôle de la polarisation du faisceau	19
III. <u>L' A C Q U I S I T I O N</u>	20
IV. <u>A L I G N E M E N T D E S C H A M B R E S A F I L S</u>	22
IV.1. PREMIERE ETAPE	22
IV.2. DEUXIEME ETAPE	22
V. <u>S E L E C T I O N D E S E V E N E M E N T S</u>	24
V.1. LE TEMPS DE VOL (TOF) ET LA PERTE D'ENERGIE (dE/dX)	24
V.1.1. Calibrations	24
V.1.2. Corrections fines du TOF et du dE/dX	25
V.1.3. Résolutions	25
V.2. LES COMPTEURS VETOS	27
V.3. ELIMINATION DES INELASTIQUES	32
VI. <u>D E T E R M I N A T I O N D E L' E N E R G I E</u>	33

Remerciements

Je tiens à remercier le Professeur R. Hess qui a accepté de diriger cette thèse. L'intérêt constant qu'il a accordé à ce travail en a permis la réalisation.

Je remercie le Professeur E. Heer et le Docteur L. Dick qui ont accepté de faire partie du jury de cette thèse.

Tous les collaborateurs de notre groupe de recherche ont été d'une aide précieuse : Mlle Lechanoine et MM. D. Besset, Q.H. Do, L.G. Greeniaus, R. Hess, D. Rapin, Ch. Weddigen et D.W. Werren.

Je remercie tout particulièrement mon ami D. Rapin pour son aide efficace de tous les instants.

Je remercie les Professeurs A. Derem et A. Gerstern pour leurs enseignements.

Je remercie les services administratifs, techniques et électroniques de notre Département et tous spécialement Mme Bloch et MM. S. Bergamaschi, S. Morenzoni, J.P. Richeux et L. Viollat.

Je suis reconnaissant au SIN qui a mis ses installations à notre disposition, au CERN et à l'Université de Neuchâtel qui nous ont aimablement prêté des solénoïdes.

J'ai apprécié le soutien des centres de calcul du CERN, de l'EPF-Lausanne, de l'Hôpital Cantonal de Genève, du KFZ-Karlsruhe et de l'Université de Genève.

Ce travail a été réalisé grâce aux appuis financiers fournis par le Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique, par le SIN et par l'Etat de Genève.

Enfin, je tiens à remercier tout particulièrement Mlle C. Kuylaars qui a eu la mission délicate du décodage de mes hiéroglyphes pour dactylographier ce travail dans de brefs délais et avec le sourire.

Le Lignon, le 31 Octobre 1978

I. INTRODUCTION

I.1 RESUME

Le pouvoir d'analyse du carbone P_C a été mesuré pour des protons d'énergies cinétiques incidentes de 299, 380, 483 et 561 MeV. Le domaine angulaire couvre les angles de 5 à 20°.

Les paramètres de Wolfenstein D, R et A et le paramètre de polarisation P ont été obtenus à l'énergie de 392 MeV pour la diffusion proton-proton élastique à petit angle. Le domaine angulaire, qui est de 3 à 33° dans le centre de masse (1.5 à 15° dans le laboratoire) comprend la région d'interférences des forces électromagnétiques et nucléaires.

Les paramètres D, R, A et P ont été extraits pour la diffusion proton-mylar de 312 à 575 MeV.

Avec le même appareillage, la diffusion proton-proton a fourni, à 312, 493 et 575 MeV, les mêmes paramètres qui sont présentés dans la référence 1.

Aucune information extérieure essentielle n'a été nécessaire, l'expérience présente se suffisant à elle-même. La polarisation du faisceau a été déterminée par la même occasion.

Les erreurs statistiques sont ≤ 0.13 pour D, R et A et ≤ 0.02 pour P. Les erreurs systématiques sont bien plus petites, elles correspondent à des erreurs relatives de l'ordre de 1 %.

Nos résultats ont été introduits dans une analyse en déphasage (réf. 5).

On se reportera au chap. II pour la description de l'appareillage.

Le pouvoir d'analyse du carbone P_C est détaillé au chap. VII et les paramètres D, R, A et P sont explicités aux chap. VIII et IX.

I.2 MOTIVATIONS

Ces mesures s'insèrent dans un programme expérimental, beaucoup plus vaste, sur l'étude de l'interaction proton-proton aux moyennes énergies (réf. 2-3-4) qui a vu sa genèse en 1971 avec l'utilisation du synchro-cyclotron du CERN.

Les moyennes énergies présentent la particularité de se trouver à la frontière de deux approches bien différentes de l'étude des forces nucléaires.

Aux basses énergies, en-dessous du seuil inélastique, l'interaction nucléon-nucléon se traite efficacement à l'aide de différents potentiels. Par contre, à plus haute énergie, interviennent d'autres méthodes, d'autres analyses phénoménologiques, telles les relations de dispersion, tels les pôles de Regge.

Aux énergies intermédiaires, il semble alors vital de souhaiter un apport de mesures systématiques dans le but d'aboutir à une théorie satisfaisante. Cet intérêt est d'autant plus accentué que ce domaine énergétique est le lieu d'une forte augmentation de la section efficace totale et aussi d'une grande variation des effets dépendant du spin avec l'énergie et l'angle. L'ouverture des canaux inélastiques et le rôle que semble jouer la résonnance Δ devraient inciter une étude plus poussée des réactions de production de pions. Des mesures récentes de sections efficaces polarisées suggèrent l'existence de résonnances à deux nucléons. (réf. 6).

Quant au domaine des petits angles de diffusion, son intérêt réside d'une part, dans la favorisation de l'échange d'un pion et des valeurs élevées du moment orbital l et d'autre part, dans l'étude de l'interférence électromagnétique et nucléaire qui permet la détermination des phases de certaines amplitudes nucléaires. (réf. 2 et 3).

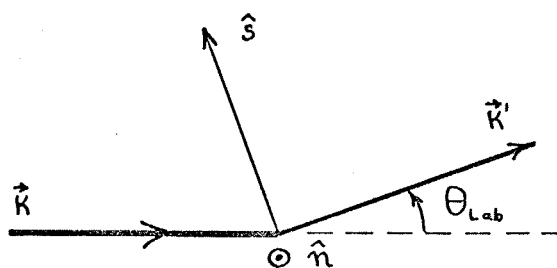
Les mesures des paramètres de Wolfenstein D, R et A entre 300 et 600 MeV étaient d'autant plus justifiées qu'au début de notre expérience, les données disponibles peu nombreuses étaient quasiment inexistantes aux petits angles.

Ce type de mesure a surtout été possible grâce au faisceau polarisé du SIN dont l'intensité est appréciable, et grâce au développement de détecteurs à bonne résolution spatiale et à haut taux de comptage comme les chambres proportionnelles.

I.3. FORMALISME

I.3.1. Les référentiels

soit $\vec{K}_i$ et $\vec{K}_f$ les impulsions initiale et finale dans le centre de masse et $\vec{K}$ et $\vec{K}'$ leurs correspondants dans le laboratoire. Nous pouvons alors définir deux référentiels orthonormés :



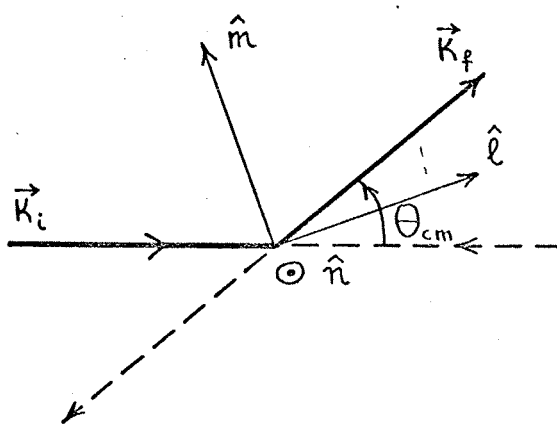
avec

$$\hat{K}' = \frac{\vec{K}'}{|\vec{K}'|}$$

$$\hat{n} = \frac{\vec{K} \times \vec{K}'}{|\vec{K} \times \vec{K}'|}$$

$$\hat{S} = \hat{n} \times \hat{K}'$$

Figure I.1. Référentiel du laboratoire



avec

$$\hat{n} = \frac{\vec{K}_i \times \vec{K}_f}{|\vec{K}_i \times \vec{K}_f|}$$

$$\hat{l} = \frac{\vec{K}_f + \vec{K}_i}{|\vec{K}_f + \vec{K}_i|}$$

$$\hat{m} = \frac{\vec{K}_f - \vec{K}_i}{|\vec{K}_f - \vec{K}_i|}$$

Figure I.2 Référentiel du centre de masse

Dans la limite non relativiste, il existe une relation simple qui relie ces deux repères orthonormés:

$$\theta_{cm} = 2 \theta_{lab}$$

1.3.2. Matrice de diffusion et amplitudes

Si χ est le bi-spineur des 2 protons dans l'état initial (4 composantes), la fonction d'onde diffusée ψ est exprimée par

$$\psi = e^{ikz} \chi + \frac{e^{ikr}}{r} M \chi$$

avec M la matrice de diffusion (4 x 4).

Grâce aux invariances sous les rotations, les translations, la parité, le renversement du temps et à l'aide du principe de Pauli, la matrice de diffusion M ne dépend plus que de 5 amplitudes. Nous avons choisi la paramétrisation de R. Oehme (réf. 7) qui a l'avantage de donner une forme simple aux observables.

$$M(\vec{k}_f, \vec{k}_i) = \frac{1}{2} \left\{ (a+b) + (a-b)(\vec{\sigma}_1 \cdot \hat{n}) \otimes (\vec{\sigma}_2 \cdot \hat{n}) + (c+d)(\vec{\sigma}_1 \cdot \hat{m}) \otimes (\vec{\sigma}_2 \cdot \hat{m}) \right. \\ \left. + (c-d)(\vec{\sigma}_1 \cdot \hat{\ell}) \otimes (\vec{\sigma}_2 \cdot \hat{\ell}) + e(\vec{\sigma}_1 \otimes \mathbb{1} + \vec{\sigma}_2 \otimes \mathbb{1}) \cdot \hat{n} \right\}$$

avec les 5 amplitudes a, b, c, d et e fonctions de l'énergie ϵ et de θ_{cm}

si $\theta = 0$, on a : $e = 0$ et $a-b = c+d$.

Comme l'état initial n'est pas polarisé à 100 %, le mélange est décrit par une matrice densité ρ . La valeur moyenne d'une observable O sera alors :

$$\langle O \rangle = \frac{\text{Tr}(\rho O)}{\text{Tr} \rho}$$

Avec un faisceau polarisé et une cible non polarisée, nous avons :

$$\rho^i = \frac{1}{4} (\mathbb{1} + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{P}_B)$$

$$\text{et } \rho^f = M \rho^i M^\dagger = \frac{1}{4} (MM^\dagger + \vec{P}_B \cdot M \vec{\sigma}_1 M^\dagger)$$

1.3.3. Pouvoir d'analyse P_1

La distribution I des protons diffusés nous donne le pouvoir d'analyse P_1 de l'hydrogène.

$$I = \frac{\text{Tr}(\rho^f)}{\text{Tr}(\rho^i)} = \text{Tr}(MM^\dagger) + \vec{P}_B \cdot \text{Tr}(M \vec{\sigma}_1 M^\dagger)$$

$$\text{d'où } I = \frac{d\sigma}{d\Omega} (1 + \vec{P}_B \cdot \hat{n} P_1)$$

avec la section efficace différentielle :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \text{Tr}(MM^\dagger)$$

et le pouvoir d'analyse P_1 :

$$P_1 = \frac{\text{Tr}(M \vec{\sigma}_1 \cdot \hat{n} M^\dagger)}{\text{Tr}(MM^\dagger)}$$

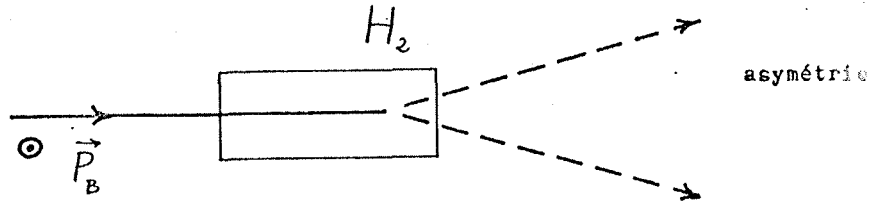


figure I.3. Le pouvoir d'analyse P_1

I.3.4. Polarisation des particules diffusées

La polarisation des particules diffusées nous donne le paramètre de polarisation P_2 et les paramètres de Wolfenstein D, R, A, R' et A' .

La moyenne de l'opérateur $\vec{\sigma}_1$, dans l'état final sera :

$$\langle \vec{\sigma}_1 \rangle_f = \frac{\text{Tr}(\vec{\sigma}_1 \rho^f)}{\text{Tr}(\rho^f)} = \frac{\text{Tr}(MM^+ \vec{\sigma}_1) + \text{Tr}(M \vec{P}_B \cdot \vec{\sigma}_1 M^+ \vec{\sigma}_1)}{\text{Tr}(MM^+) + \vec{P}_B \cdot \text{Tr}(M \vec{\sigma}_1 M^+)}$$

Si l'on développe cette expression dans le système du laboratoire (voir fig. I.6), nous trouvons :

$$\langle \vec{\sigma}_1 \rangle_f = \frac{1}{1 + \vec{P}_B \cdot \hat{n} P_1} \left\{ (P_2 + D \vec{P}_B \cdot \hat{n}) \hat{n} + (A \vec{P}_B \cdot \hat{k} + R \vec{P}_B \cdot (\hat{n} \times \hat{k})) \hat{s} + (A' \vec{P}_B \cdot \hat{k} + R' \vec{P}_B \cdot (\hat{n} \times \hat{k})) \hat{k}' \right\}$$

avec D, R, A, R' et A' les paramètres de Wolfenstein et

$$P_2 \text{ le paramètre de polarisation : } P_2 = \frac{\text{Tr}(MM^+ \vec{\sigma}_1 \cdot \hat{n})}{\text{Tr}(MM^+)}$$

Les invariances sous parité et renversement du temps, impliquent que $P_1 = P_2 = P$

a) Les composantes $\hat{n}$ et $\hat{s}$ de $\langle \vec{\sigma}_1 \rangle_f$, c'est-à-dire D, R, A et P , sont mesurées grâce à une seconde diffusion sur du carbone, de pouvoir d'analyse P_c , dont on observe l'asymétrie de la distribution I_c qui s'écrit :

$$I_c \div (1 + \langle \vec{\sigma}_1 \rangle_f \cdot \hat{n}_c P_c) \quad (I.6)$$

avec $\hat{n}_c$ la normale de la diffusion d'analyse.

Puisque $\hat{n}_c$ et $\hat{k}'$ sont orthogonaux, la distribution I_c ne dépend plus que des composantes de $\hat{n}$ et $\hat{s}$, c'est-à-dire de D, R, A et P .

Cette méthode permet de décrire seulement la polarisation transversale de la particule diffusée (voir fig. I.4)

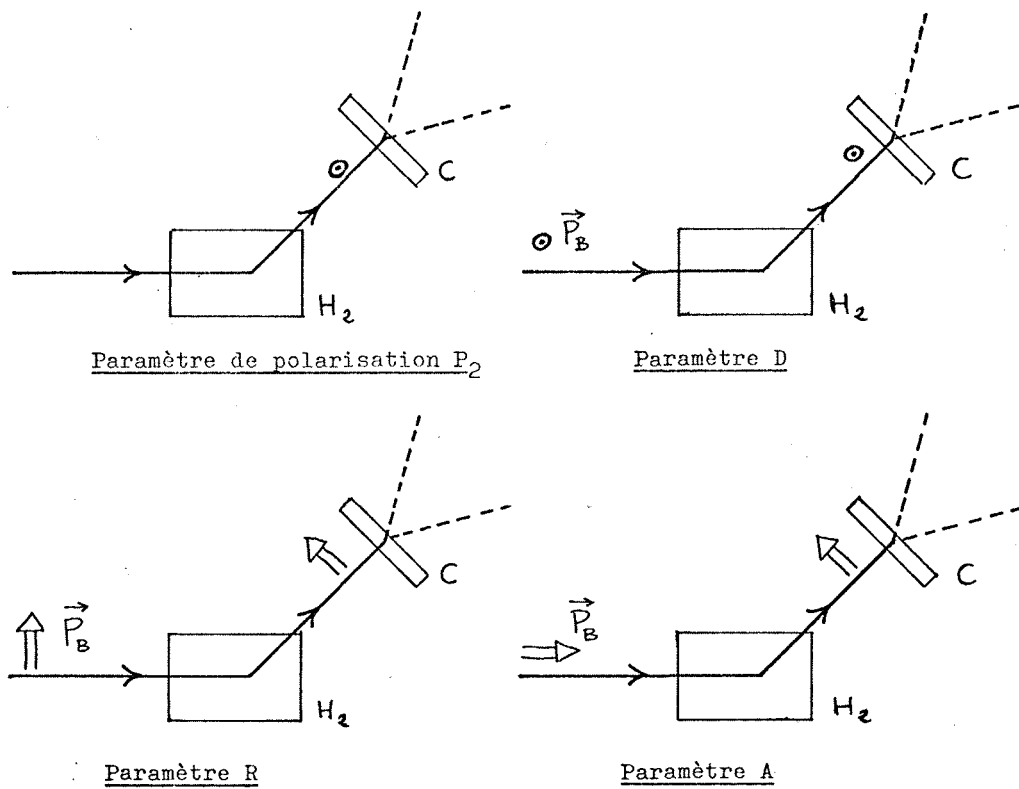


Figure I.4 Polarisation transversale de la particule diffusée

b) La composante $\hat{K}'$ de $\langle \vec{\sigma}_1 \rangle_f$ fait intervenir les paramètres R' et A' qui correspondent donc à la polarisation longitudinale de la particule diffusée (fig. I.5).

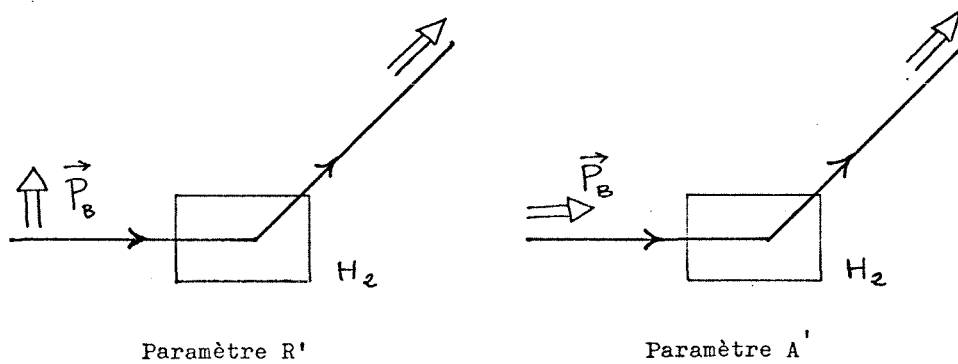


Figure I.5 Polarisation longitudinale de la particule diffusée

Pour mesurer R' et A' il faudrait faire tourner la polarisation de la particule diffusée pour la rendre transversale, par l'utilisation d'un aimant de déflexion.

I.3.5. Paramètres et amplitudes

On peut relier les paramètres de Wolfenstein aux amplitudes complexes de R. Oehme.

On pose $\theta = \theta_{cm}$ et $\alpha = \frac{\theta}{2} - \theta_{Lab}$

et nous avons :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} \left\{ |a|^2 + |b|^2 + |c|^2 + |d|^2 + |e|^2 \right\}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} D = \frac{1}{2} \left\{ |a|^2 + |b|^2 - |c|^2 - |d|^2 + |e|^2 \right\} \rightarrow \frac{d\sigma}{d\Omega} (1-D) = |c|^2 + |d|^2$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} P = \operatorname{Re} a^* e$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} R = \operatorname{Re} a^* b \cos\left(\alpha + \frac{\theta}{2}\right) + \operatorname{Re} c^* d \cos\left(\alpha - \frac{\theta}{2}\right) - \operatorname{Im} b^* e \sin\left(\alpha + \frac{\theta}{2}\right)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} A = -\operatorname{Re} a^* b \sin\left(\alpha + \frac{\theta}{2}\right) + \operatorname{Re} c^* d \sin\left(\alpha - \frac{\theta}{2}\right) - \operatorname{Im} b^* e \cos\left(\alpha + \frac{\theta}{2}\right)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} R' = \operatorname{Re} a^* b \sin\left(\alpha + \frac{\theta}{2}\right) + \operatorname{Re} c^* d \sin\left(\alpha - \frac{\theta}{2}\right) + \operatorname{Im} b^* e \cos\left(\alpha + \frac{\theta}{2}\right)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} A' = \operatorname{Re} a^* b \cos\left(\alpha + \frac{\theta}{2}\right) - \operatorname{Re} c^* d \cos\left(\alpha - \frac{\theta}{2}\right) - \operatorname{Im} b^* e \sin\left(\alpha + \frac{\theta}{2}\right)$$

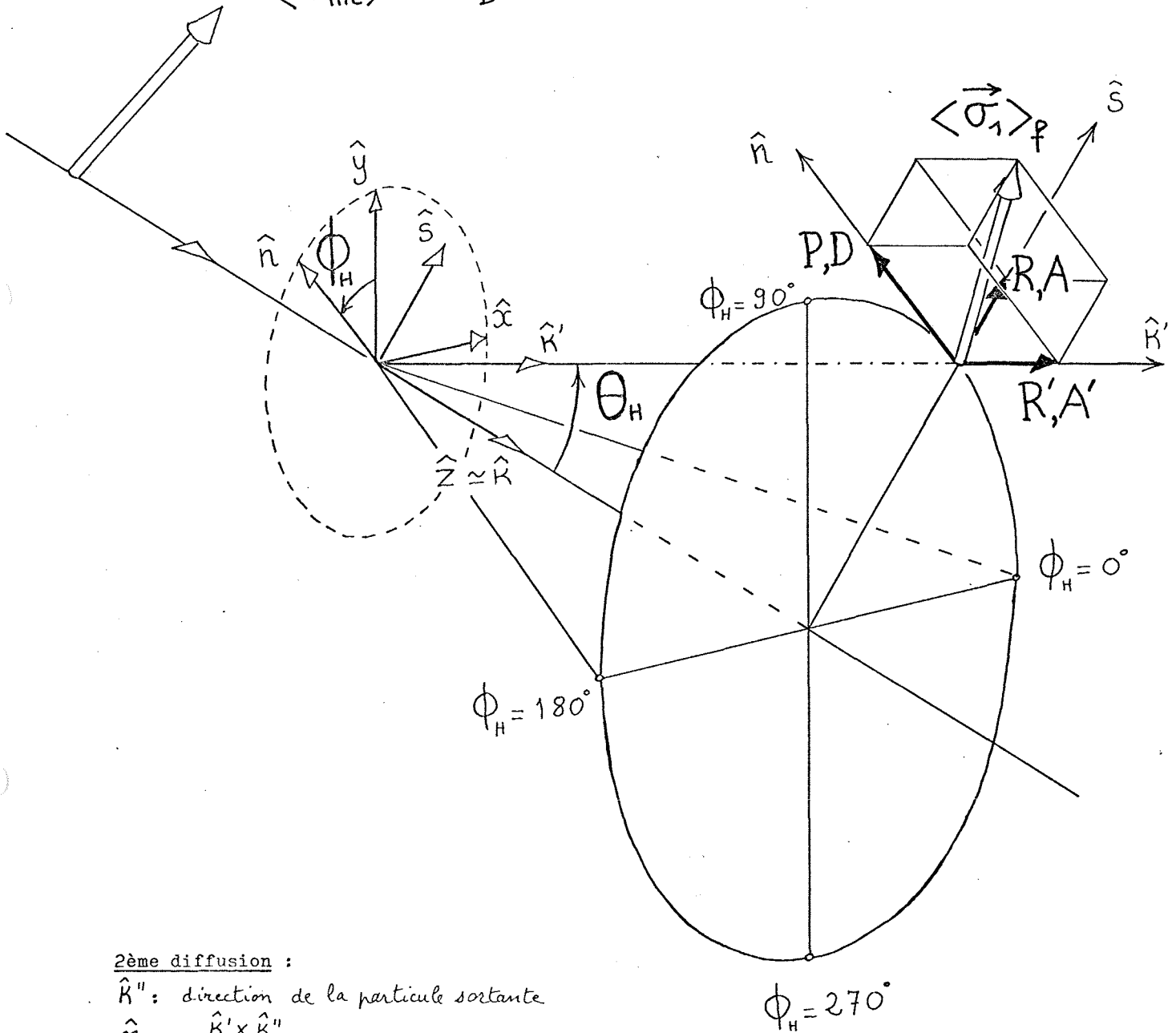
1ère diffusion :

$$\cos \theta_H = \hat{k} \cdot \hat{k}'$$

$$\cos \phi_H = \hat{n} \cdot \hat{y}$$

$$\sin \phi_H = -\hat{n} \cdot \hat{x}$$

$$\langle \vec{\sigma}_{inc} \rangle = \vec{P}_B$$



2ème diffusion :

$\hat{k}''$: direction de la particule sortante

$$\hat{n}_c = \frac{\hat{k}' \times \hat{k}''}{|\hat{k}' \times \hat{k}''|}$$

$$\cos \theta_c = \hat{k}' \cdot \hat{k}''$$

$$\cos \phi_c = \hat{n}_c \cdot \hat{n}$$

$$\sin \phi_c = -\hat{n}_c \cdot \hat{s}$$

Fig. I.6 Système d'axes

I.3.6. Interaction électromagnétique et échange d'un pion

- a) Dans le domaine des petits angles, les contributions de l'amplitude de Rutherford interviennent surtout dans $\text{Re } a$, $\text{Re } b$ et dans $\text{Im } e$ (réf. 8-9). Donc seulement $\frac{d\sigma}{d\Omega} (1-D)$ ne sera pas affecté par l'interaction électromagnétique.
- b) L'échange d'un pion (OPE) permet en général dans les analyses en déphasages de tenir compte des moments orbitaux élevés ($\ell \geq 6$). La contribution de l'OPE est purement réelle. Elle n'intervient que dans les amplitudes b, c et d . Donc seul $\frac{d\sigma}{d\Omega} P$ est insensible à l'OPE.

I.4 PRINCIPE DE LA MESURE

Les formules de distributions ((I.4), (I.5) et (I.6)) et les figures qui les illustrent (fig. I.3, I.4 et I.6) impliquent avec évidence le principe de la mesure des paramètres D, R, A et P .

Un faisceau de protons polarisés transversalement et/ou longitudinalement diffuse sur une cible d'hydrogène non-polarisé. On observe, d'une part, la distribution azimutale des protons diffusés, et, d'autre part, leurs polarisations transversales qui est déduite de la mesure de l'asymétrie d'une seconde diffusion sur une cible de carbone.

L'appareillage est illustré par la figure I.7.

Les trajectoires de cette double diffusion sont détectées par des chambres proportionnelles multifils X, Y (CPM), situées de part et d'autre de la cible d'hydrogène et de la cible d'analyse (carbone).

Les événements présentant une double diffusion sont sélectionnés par une électronique rapide associée aux CPM.

Les compteurs à scintillations B et X fournissent le temps de vol (TOF) et le compteur X nous donne la perte d'énergie (dE/dX).

L'information des compteurs "veto" C, VH, VA et VB situés autour de la cible d'hydrogène, et l'information du TOF et du dE/dX permettent d'éliminer les réactions inélastiques: pp

Pour un Θ_H fixé, et en simplifiant momentanément le problème, on constate que l'asymétrie de la première diffusion nous donne le produit $P P_B$, alors que la deuxième nous fournit les différents produits $P P_C, P_B P_C D, P_B P_C R$ et $P_B P_C A$ avec P_C le pouvoir d'analyse du carbone.

Avec le même appareillage, une simple diffusion sur le carbone sans interaction sur l'hydrogène nous permet d'obtenir le produit $P_B P_C$, puisque la distribution azimutale sera de la forme $\frac{1}{2} (1 + P_B P_C \cos \phi_C)$ (avec ϕ_C défini par rapport à $\hat{y}$).

La combinaison de ces 6 produits nous procure directement les valeurs de P_B et P_C , de P et des paramètres de Wolfenstein D, R et A .

On remarque essentiellement qu'aucune information extérieure n'est nécessaire à notre expérience.

Pour tester et corriger d'éventuels biais de l'appareillage, nous avons utilisé différentes orientations de la polarisation du faisceau.

L'appareillage et l'analyse sont détaillés dans les paragraphes suivants.

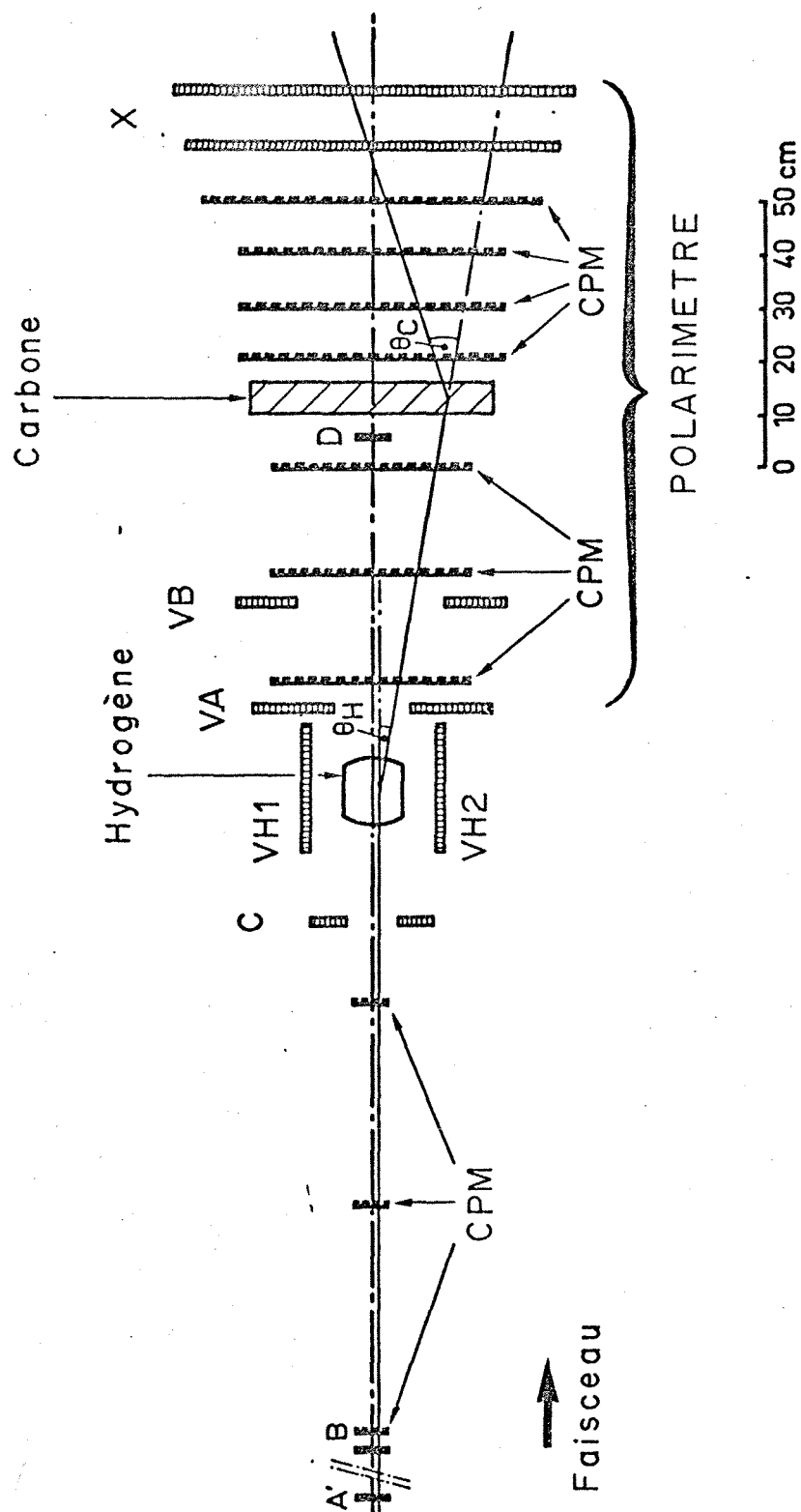


Figure I.7. Disposition des détecteurs

II. LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Ce fut en 1975 que l'accélérateur de l'Institut Suisse de Recherches Nucléaires (SIN) prit la relève de celui du CERN. Nous avons pris soin, lors de l'installation de notre dispositif expérimental, de tenir compte de son utilisation ultérieure dans le cadre de la poursuite de notre étude sur l'interaction nucléon-nucléon.

II.1. LE FAISCEAU

La disposition des différents éléments de la ligne PM1 du SIN (voir fig.II.1 et réf. 10, 11 et 12) nous permettait l'utilisation d'un faisceau polarisé selon deux modes de production :

- 1) Faisceau diffusé : le faisceau primaire diffusait sur une cible de Beryllium placée en M.

A l'aide de l'aimant AHG 101 et de la fente FS 101, nous récupérions les protons diffusés à $8^\circ \pm 1^\circ$ qui étaient polarisés verticalement à environ 42%. L'intensité pouvait atteindre 1 nA.

Le faisceau primaire non-diffusé était utilisé par d'autres expérimentateurs.

- 2) Faisceau accéléré : l'accélérateur était alimenté par une source polarisée que l'on pouvait inverser. Les aimants AHF et AHG 101 nous envoyaient le faisceau primaire, paralysant alors les autres usagers.

L'intensité atteignait 50 à 100 nA et la polarisation environ 65%.

Nous n'avons utilisé ce faisceau que pour une partie des mesures à 575 MeV.

L'énergie pouvait ensuite être réduite à l'aide d'un dégradeur de cuivre, développé et construit à notre Institut, sans inconvénient sur la polarisation (voir par.IX.2).

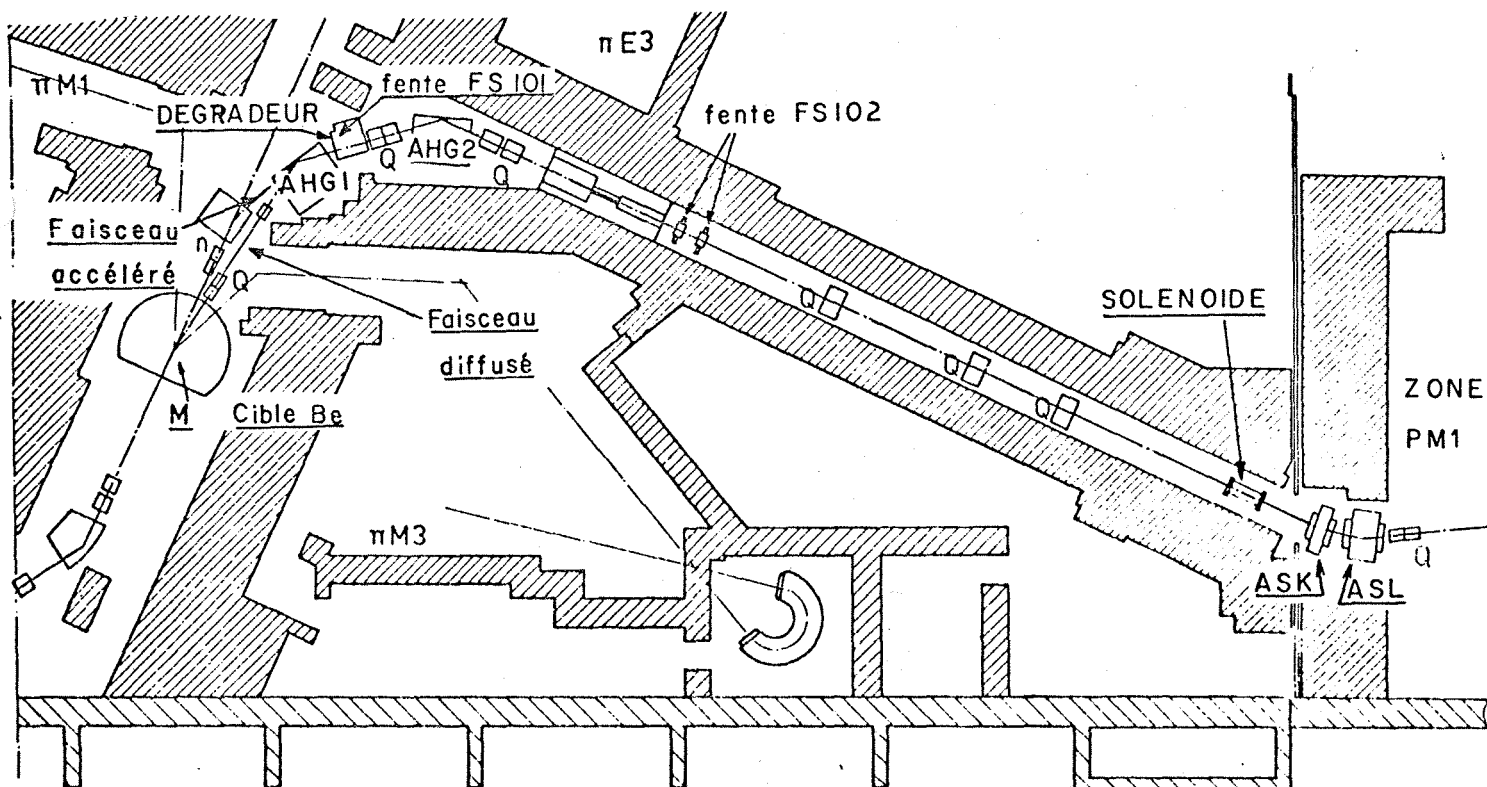


Figure II.1. Le faisceau PM1 du SIN

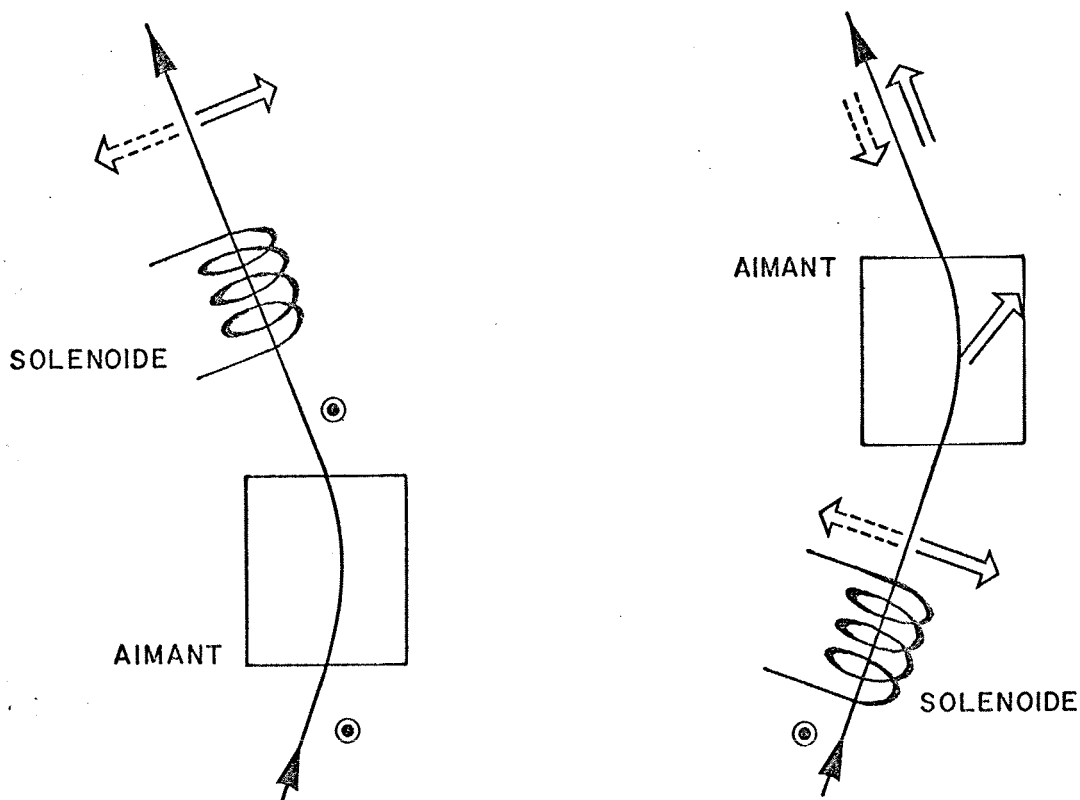
II.2. ORIENTATION DE LA POLARISATION

Un (ou deux) solénoïde était placé avant ou après la dernière déflexion (ASK-ASL), utilisant le principe de la précession de la polarisation autour d'un champ magnétique appliqué.

Pour renverser la polarisation transversale, la bobine était placée après l'aimant de déflexion. Le champ magnétique de ce dernier étant parallèle à la polarisation verticale du faisceau il ne modifiait pas celle-ci.

Pour obtenir et renverser la polarisation longitudinale, la bobine qui tournait transversalement la polarisation de $\pm 90^\circ$ était positionnée avant l'aimant. Le champ magnétique de celui-ci faisant tourner la polarisation plus vite que l'angle de déflexion nous donnait une polarisation longitudinale.

La position de l'ensemble ASK-ASL était alors modifiée en fonction de l'énergie.



Polarisation transversale

Figure II.2.

Polarisation longitudinale

La bobine supra-conductrice initialement prévue ayant fait preuve d'un goût immodéré pour l'hélium liquide (25 l/h), elle a été remplacée par un solénoïde classique et une petite bobine supra-conductrice aimablement prêtés par le CERN et l'Université de Neuchâtel.

Cette solution de remplacement nous a permis d'atteindre une rotation de 68° à 392 MeV c'est-à-dire une composante horizontale appréciable de .93 (voir table IX.2.)

II.3. LES CIBLES

II.3.1. LA CIBLE D'HYDROGENE

Dans le cryostat de la cible, l'hélium liquide par l'intermédiaire d'un échangeur de chaleur permettait de refroidir l'hydrogène gazeux puis de le liquéfier. (voir fig. II.3.). L'hydrogène liquide pénétrait dans l'appendice par en-dessous. La sortie supérieure permettait l'évacuation du gaz froid. Si l'on fermait cette sortie, le gaz d'ébullition de l'H₂ refoulait alors le liquide permettant de vider la cible.

Une fois le système en fonctionnement, le passage du plein au vide, et réciproquement, de l'appendice s'opérait en quelques minutes. L'appendice cylindrique faisait 12 cm de longueur et 10 cm de diamètre et était contenu dans une enceinte à vide. La position dissymétrique de l'appendice (voir fig. II.3. et schéma du par. VIII.2.2.) dans l'enceinte a été utile dans la normalisation lors de la soustraction de la contribution des parois de mylar de 0,25 mm d'épaisseur chacune.

II.3.2. LA CIBLE DE CARBONE

Placée entre le télescope intermédiaire et le télescope arrière (voir fig. I.7.), elle était constituée de 5 plaques de carbone amovibles de 1 cm d'épaisseur chacune.

Nous n'avons utilisé que 4 plaques pour l'énergie la plus basse à 312 MeV.

Le carbone était retiré pour les données "CARTE" (calibration du TOF et du dE/dX) et "DOUBLE" (calibration de l'énergie).

II.4. LES DETECTEURS

II.4.1. LES COMPTEURS A SCINTILLATION

On se reportera à la fig. I.7. pour leur disposition et la table II.1. pour leur description.

compteur	scintillateur cm	PM	utilisation
A	0.5 x 5 x 5	56 DVP	Elimination des particules tardives ou précédentes
B	0.5 x 2 x 2	4xXP2020	"start" du TOF
C	0.5 x 20 x 20	56 DVP	Elimine les diffusions avant la cible et quelques inélastiques arrières (veto).
D	0.5 x 1 x 1	56 DVP	Elimine une partie des événements non diffusés (veto).
X (2 scint)	2 x 70 x 70 2 x 75 x 75	4x58 DVP	"stop" du TOF et mesure du dE/dX
VH1 VH2	2½ cylindres autour de la cible H ₂	2x56 DVP	Détection d'une grande partie des inélastiques (éventuellement veto dans le trigger)
VA	0.5 x 55 x 55 Trou Ø=16	56 DVP	
VB	0.5 x 60 x 60 Trou Ø=28	56 DVP	

Table II.1. Les compteurs à scintillation

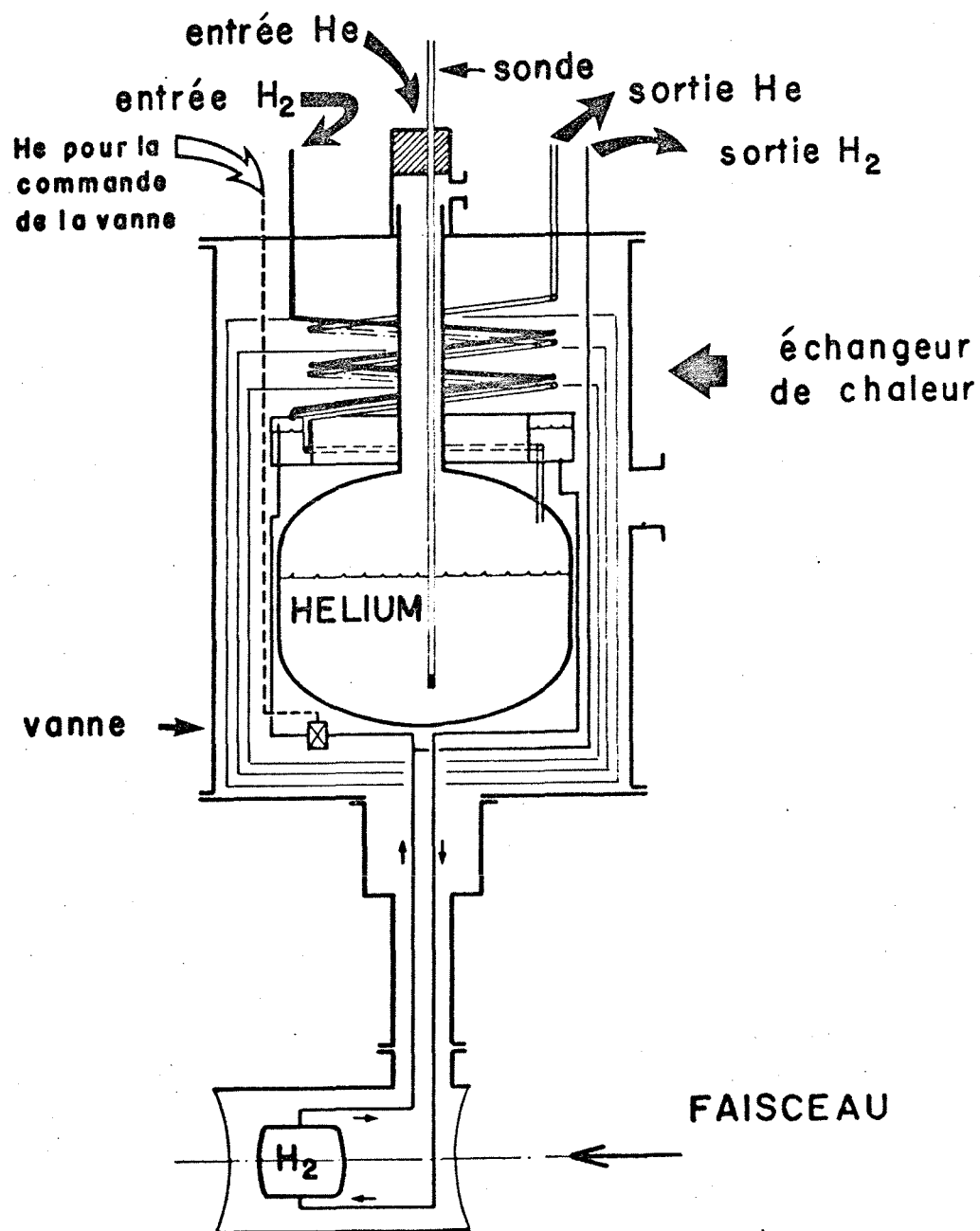


Figure II.3. La cible d'hydrogène

II.4.2. LES CHAMBRES PROPORTIONNELLES (CPM)

Les CPM nouvellement développées et construites à notre institut étaient de conception standard munies de deux plans de lecture x et y constitués de fils de 20 microns tous les 2 mm en tungstène doré.

Chaque plan de lecture était entouré de 2 plans de Haute Tension (HT) constitués de fils de tungstène doré ou cuivre beryllium de 50 microns espacés de 1 mm. L'intervalle entre les plans était de 6 mm (voir fig. II.4.). Les fenêtres étaient en mylar-aclar de 50 microns.

Le mélange de gaz comportait 84,3% d'Argon, 15% d'Isobutane et 0,7% de Fréon, au total duquel nous rajoutions environ 7% de Methylal.

Aux caractéristiques du gaz et de la géométrie des CPM correspondait une HT de travail d'environ 4000 volts.

La position des CPM sur leurs supports était réglée à l'aide d'un gabarit comportant une lunette de visée et des plans de référence.

Pour détecter la trajectoire incidente (avant la cible d'Hydrogène), nous avons 3 CPM de 128 mm par 128 mm, espacées de 40 cm constituant le télescope avant.

3 CPM de 394 mm par 394 mm, espacées de 20 cm étaient utilisées pour reconnaître la trajectoire intermédiaire entre l'hydrogène et le carbone.

Le télescope arrière, après le carbone, comportait 3 CPM de 512 mm par 512 mm plus 1 CPM de 600 mm par 600 mm, espacées de 10 cm.

La dernière CPM était tournée de 11° pour lever l'ambiguïté de la reconstruction lors de la présence de 2 trajectoires.

Le télescope avant et intermédiaire mesurait la diffusion sur l'hydrogène, le télescope intermédiaire et arrière constituait le polarimètre (voir fig. I.7).

Nous avons donc en fonctionnement 3700 fils répartis en 20 plans de lecture dont la HT associée est contrôlée et commandée individuellement par l'ordinateur via le CAMAC.

L'ensemble du dispositif expérimental était disposé sur une table tournante permettant le centrage du faisceau quelle que soit la position des aimants ASK-ASL (voir par. II.2.)

II.5. L'ELECTRONIQUE

L'électronique a été essentiellement développée et construite par notre Institut. Elle a pour rôle primordial de limiter l'information qui est envoyée à l'ordinateur. D'une part, la probabilité de double diffusion étant faible, il s'agit de reconnaître les événements intéressants et, d'autre part, de réduire judicieusement l'information qui leur est relative.

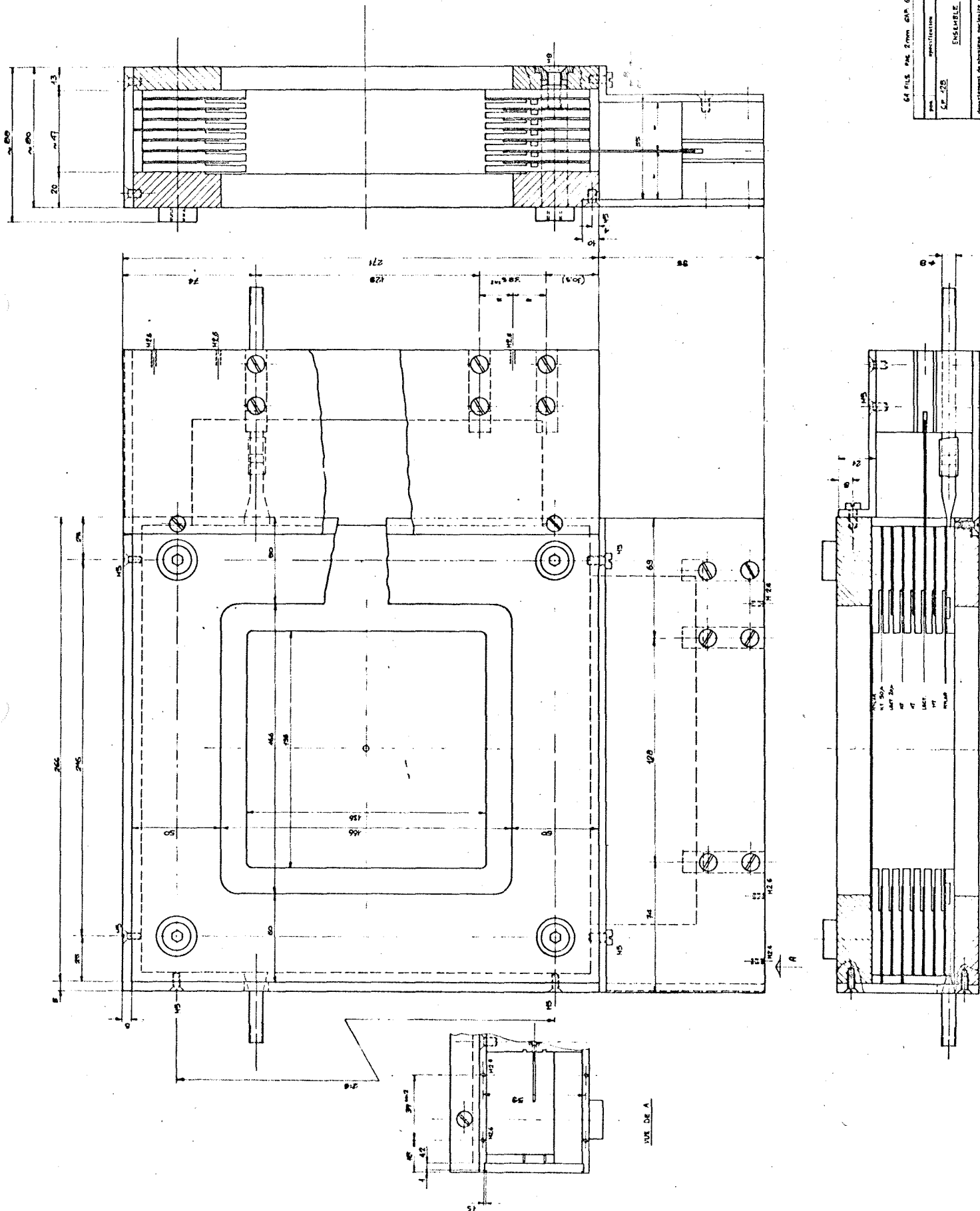
La plus grande partie des modules est connectée à un ordinateur PDP 11/20 via 6 baies CAMAC reliées par une voie verticale de 85 mètres de long.

II.5.1. SYSTEME DE DECLENCHEMENT NIM/CAMAC (TRIGGER)

Les principes généraux sont décrits à la référence 1.

Le point le plus important à souligner est le fait que toutes les interventions se font par l'intermédiaire de la PDP 11/20 sans modification du câblage. Cela se traduit par une grande rapidité dans les tests de l'électronique et des programmes d'acquisition, car entre autre, on peut remplacer les signaux des PM par ceux d'un générateur d'impulsions en l'absence de faisceau.

Figure II.4. Schéma d'une chambre proportionnelle de 128 mm par 128 mm .



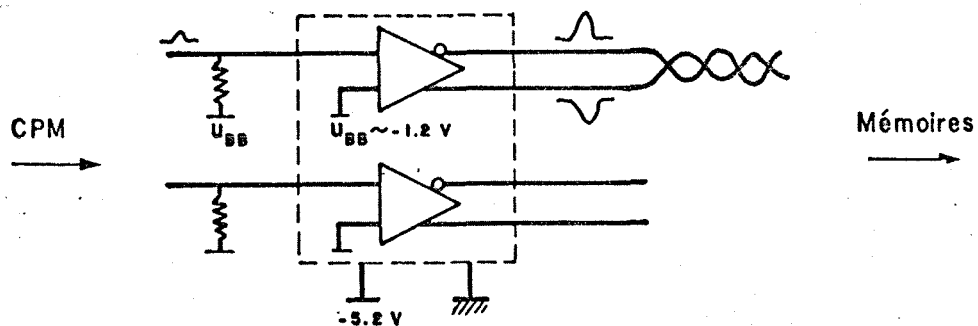
64 fils, pas 2 mm, 6 mm, 20 A, 2 conducteurs		1 (résultat)		2 conducteurs	
nom	spécification	date	révisé	modèle	version
64-128	ENCLAVE	1974	1.1	1.1	1.1
Département de physique nucléaire et cosmologique					
Université de Grenoble CH-1211-4					

Le choix du trigger et des retards des signaux, selon les conditions d'acquisitions (voir par. III), se fait par des unités de coïncidences et de retards télécommandables.

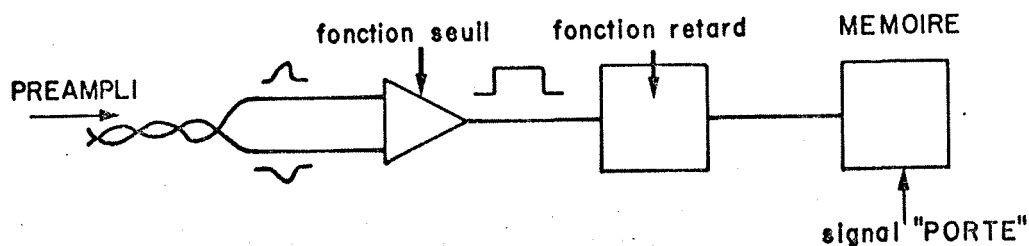
Le trigger (ABCDX dans le cas de la double diffusion) permet l'enregistrement des ADC et TDC des compteurs X et B, des signaux des "A-tardif", C, D, VH1, VH2, VA et VB dans un bit-pattern (mémoire NIM-CAMAC) ("gate IR"). Il permet la mémorisation des coordonnées des fils des chambres et l'initialisation du système du codage et de décision d'angles ("porte"). Si la décision est favorable, le signal d'acceptation appelle l'ordinateur qui enregistre l'événement.

II.5.2. ELECTRONIQUE ASSOCIEE AUX CPM

Le préamplificateur (DPNCUG 744). Pour améliorer le rapport signal/bruit, des "préamplis" sont connectés directement sur les CPM. Le signal négatif issu du fil est amplifié par un circuit intégré du type MECL II que l'on fait travailler dans son domaine linéaire. Les signaux complémentaires sont ensuite véhiculés vers l'unité de mémoires. Les circuits intégrés sont rassemblés sur un module qui traite l'information de 32 fils. Un plan de fils d'une "128" (64 fils) possède donc 2 modules "préamplis" reliés à 2 modules "mémoires" par l'intermédiaire d'un seul gros câble en paires torsadées de 50 mètres. Pour les 10 CPM utilisées, 58 câbles étaient nécessaires.



Le module de mémoires (DPNCUG 743). Il joue un rôle multiple. Tout d'abord, un circuit différentiel asservi à une fonction seuil transforme le double signal complémentaire en provenance du "préampli", en logique TTL. Ensuite, ce signal digital de 3 à 4 volts passe par l'intermédiaire d'une fonction de retard ajustable. A ce moment-là, un signal "porte" issu du trigger autorise la mise en mémoire. Un module "mémoire" traite 32 fils de CPM (2 groupes de 16), comme le module "préampli".



Le codage CPM - A. Les unités "mémoires" d'un plan de fils sont regroupées dans une demi-baie spéciale de mécanique CAMAC (DPNCUG 775). Un module de codage (DPNCUG 772) recueille les informations des unités de mémoire sous le contrôle d'un module d'adressage (DPNCUG 773). Chaque module de codage est ensuite connecté à une interface (DPNCUG 774) reliée à la voie verticale CAMAC par l'intermédiaire d'un "CRATE-CONTROLLER".

Nous appelons "trace" un groupe de fils adjacents qui ont été touchés. Le système de codage fournit alors le code binaire de la coordonnée du centre de la trace. Nous nous sommes limités à 5 fils adjacents et 3 traces au maximum.

La décision d'angle. La valeur de la lère coordonnée et le nombre de traces (0,1 ou >1) sont transmis à la logique combinatoire de décision d'angle. Ce système modulaire programmable avait été développé en partie lors d'une expérience précédente (réf. 14). Il se décompose en 3 éléments principaux:

a) Les multiplexeurs-soustracteurs (DPNCUG 776).

L'information provenant de 3 plans équidistants d'un télescope est transformée par soustraction. Le module permet d'obtenir le nombre de trajectoires (0,1 ou 1) et la projection de la pente en X ou Y de celle-ci si elle est unique.

b) Les comparateurs (DPNCUG 697)

Ces modules sont connectés à la sortie des multiplexeurs ou à la sortie d'autres comparateurs. Ils comparent essentiellement la différence des signaux d'entrées avec deux limites programmables.

c) L'unité de commande UC (DPNCUG 698)

Elle rassemble les informations des comparateurs et des multiplexeurs. L'UC, qui est programmable, prend la décision finale et fournit un signal d'acceptation ou de rejet, en fonction d'une part des angles de diffusion sur l'hydrogène et le carbone et d'autre part du nombre de trajectoires dans les différents télescopes.

II.6. LE LOGICIEL

La programmation (surtout en langage FORTRAN IV), ou logiciel, a été considérablement développée pour répondre aux nombreux paramètres et à l'importance de l'électronique, pour permettre un contrôle et une gestion "en-ligne".

L'ordinateur PDP 11/20, contrôlé par le système d'exploitation DOS/BATCH, utilisait un grand nombre de fichiers.

II.6.1. LES TESTS DE L'ELECTRONIQUE ET LA GESTION DES PARAMETRES

Le système CAMAC étant la moelle épinière de l'ordinateur, il a été fréquemment contrôlé par un programme T-CAMAC. Le codage CPM-A, les multiplexeurs-soustracteurs (réf. 17) ainsi que les modules de la décision d'angle (réf. 15 et 16) étaient testés. Un programme NCABLE contrôlait la logique de déclenchement NIM/CAMAC et ses connexions (réf. 19).

Les paramètres essentiels que nous devons spécifier ou contrôler étaient :

- les paramètres d'alimentation des CPM et des PM ;
- les retards des signaux des PM ;
- les conditions d'opération de la logique de déclenchement NIM/CAMAC, du codage CPM-A et de la décision d'angle.

L'intervention de l'opérateur se limitait à l'appel du programme correspondant avec éventuellement l'assignation d'un fichier. Les valeurs et les différences éventuelles apparaissaient sur un écran de contrôle.

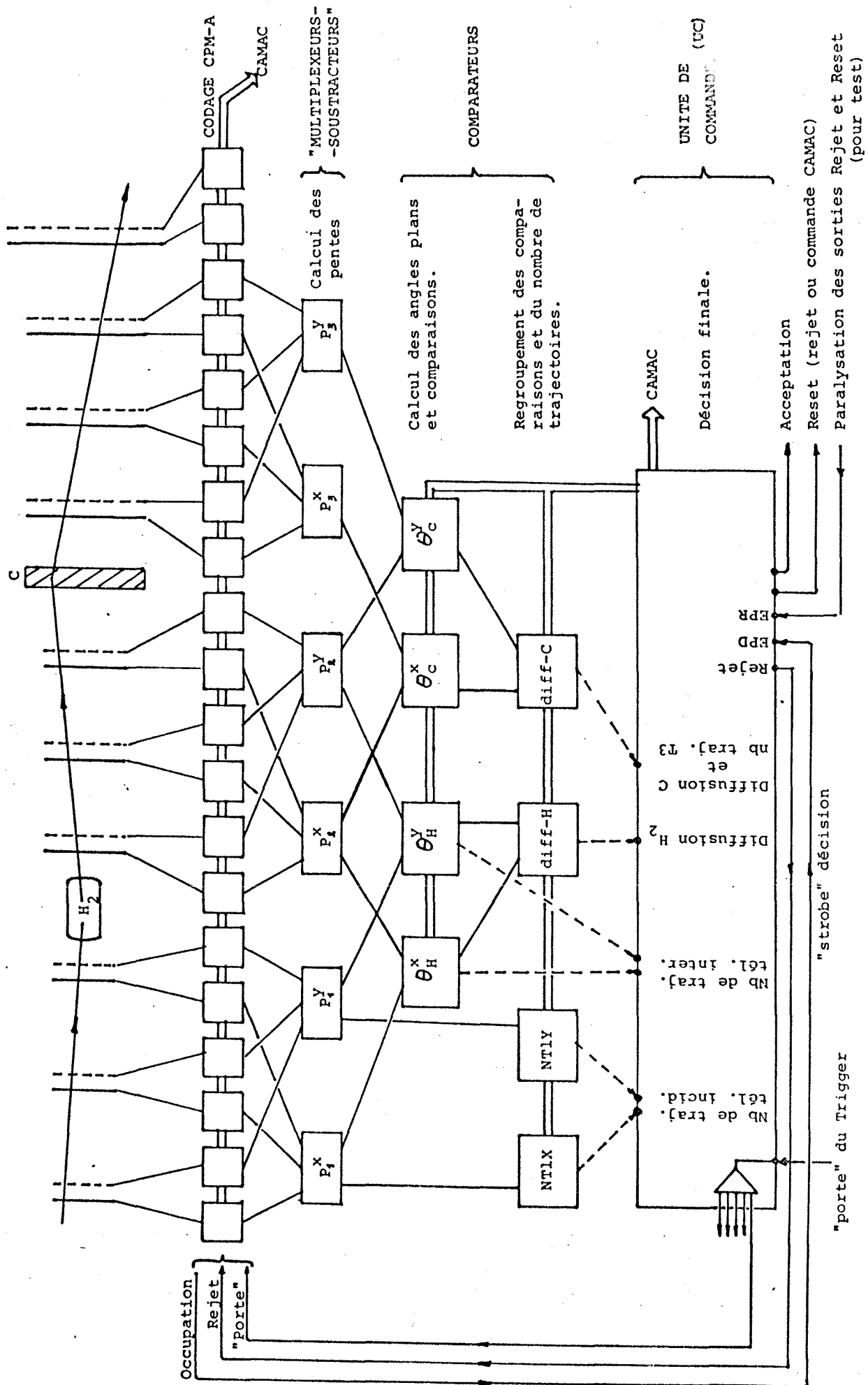


Figure II.5. Configuration de l'électronique associée aux CPM

II.6.2. CONTROLES ET AJUSTEMENTS :

1) des paramètres de travail des CPM

- Un programme TESTCH permettait la mise en histogrammes des coordonnées des fils touchés (réf. 18) pour chaque plan des CPM. Entrepris systématiquement au début de chaque grande période d'acquisition, ce programme testait rapidement chacun des 3700 fils.
- Le même programme pouvait nous donner l'efficacité (0 trace, 1 ou >1) de chaque plan de fils en fonction de la haute tension HT (les modules générateurs de la HT (DPNCUG 746) étaient télécommandables). Le plateau d'efficacité, obtenu en peu de temps, nous permettait de décider de la valeur de la HT de travail adéquate, environ 4000 volts.
- Nous pouvions avoir aussi l'efficacité des CPM en fonction du seuil ou du retard associés aux unités de mémoires, d'où la possibilité de réglage de ces paramètres.
- Le courant de fuite des CPM était calculé à partir de la lecture de la HT, du courant d'alimentation des générateurs de HT et des caractéristiques tensions/courants (stockées sur un fichier) de ces générateurs qui avaient été précédemment étalonnés.

2) des positions des CPM. Les positions transversales X et Y des CPM étaient contrôlées par rapport à 2 CPM de référence à l'aide d'événements non-diffusés. Leurs positions étaient réajustées jusqu'à satisfaire une précision de l'ordre de 1/10 mm (voir chap. IV).

3) des ADC et TDC

4) de la décision d'angle

5) de la position et de la focalisation du faisceau

II.6.3. CONTROLE DE LA POLARISATION DU FAISCEAU

Un programme POLMON (réf. 1) nous testait rapidement, 3 minutes environ, l'asymétrie de la simple diffusion sur le carbone et permettait un test du fonctionnement des solénoïdes et de la source polarisée.

III. L'ACQUISITION

La prise des données s'effectuait par période ("run") de $\frac{1}{2}$ à 2 heures pendant laquelle les conditions de la polarisation, des cibles, du trigger et de la décision d'angle étaient constantes.

Le programme général d'acquisition, dont les tâches principales sont décrites à la référence 1, utilisait le système DOS/BATCH. Celui-ci commandait une série de programmes depuis des fichiers particuliers correspondant aux conditions de mesures désirées.

Au début et à la fin de chaque run, les efficacités des CPM et les moyennes des valeurs des ADC et TDC, ainsi que tous les paramètres d'opération de l'appareillage (transmis à l'électronique et/ou vérifiés) étaient enregistrés sur la bande magnétique.

La prise de données se répartissait en 4 conditions principales d'acquisition.

- 1) La double diffusion sur l'hydrogène et le carbone constituait la mesure principale. Le déclenchement (trigger) était constitué par $AB\bar{C}DX$.

L'électronique (décision d'angle) nous limitait à une seule trajectoire dans les télescopes 1 et 2 et à $\theta_H > 1.5^\circ$.

Le logiciel (le programme d'acquisition) vérifiait l'alignement des traces dans les télescopes 1 et 2, imposait $1^\circ < \theta_H < 15^\circ$ et faisait une coupure sur les paramètres des vertex.

La cible de carbone comportait 5 plaques de 1 cm (4 pour 312 MeV).

La cible d'hydrogène était soit pleine, soit vide pour la soustraction de la contribution des parois de mylar de la cible (voir par. VIII.2.2.).

En général, une bande magnétique enregistrerait 130 000 événements.

- 2) La simple diffusion sur le carbone pour la calibration du pouvoir d'analyse (en fait le produit $P_B P_C$) était déclenchée par $AB\bar{C}X$. La cible d'hydrogène était vide et le carbone présent (5 ou 4 cm).

La décision d'angle n'acceptait qu'une seule trajectoire dans les télescopes 1 et 2 et $\theta_C > 5^\circ$. Le logiciel vérifiait l'alignement des traces dans les télescopes 1 et 2.

- 3) Des données intitulées "CARTE" permettaient par une simple diffusion sur une plaque d'aluminium de 4 mm, positionnée juste après la cible d'hydrogène vide, de calibrer la position des CPM (voir chap. IV) et d'établir la carte des corrections du TOF et du dE/dX (voir par.V 1.1.).

Les événements avaient pour trigger $AB\bar{C}X$. Le carbone était retiré. L'électronique n'autorisait qu'une seule trajectoire dans les télescopes 1, 2 et 3 et $\theta_H > 5^\circ$. Quelques événements non-diffusés étaient quand même acceptés.

Le logiciel vérifiait l'alignement des traces dans les télescopes 1 et 2.

- 4) Pour calibrer l'énergie, l'électronique imposait des traces ou trajectoires multiples dans le télescope intermédiaire après l'interaction sur l'hydrogène. (Mais une seule trajectoire dans le télescope avant).

Ces données dites "DOUBLE" avait $AB\bar{C}X$ comme trigger et le carbone était enlevé. Le logiciel testait l'alignement de la trace dans le télescope avant.

Pour les données double diffusion et carbone l'orientation de la polarisation du faisceau était modifiée de manière assez périodique, tous les 3 runs en général.

Entre l'acquisition et l'analyse les bandes brutes ("raw tapes") enregistrées lors

de la prise de données étaient traitées par un programme de dépouillement.

Les événements étaient reconstruits en tenant compte des déplacements (voir chap. IV). Les angles θ_H , ϕ_H , θ_C et ϕ_C étaient calculés selon les conventions de la fig. I.6.

Les coupures étaient plus fines et les ambiguïtés de reconstruction étaient résolues.

Les paramètres de chaque événement reconstruit étaient alors stockées sur de nouvelles bandes magnétiques ("summary tapes") qui furent utilisées par les programmes d'analyse.

IV. ALIGNEMENT DES CHAMBRES A FILS

Lors d'une diffusion dont la section efficace différentielle est fortement variable en θ , la précision d'une mesure d'asymétrie est très sensible à l'alignement des détecteurs, à fortiori lorsque nous avons à faire à un système complexe de détection du type polarimètre pour l'étude d'une double diffusion où vingt plans de fils interviennent.

Un déplacement transversal ou longitudinal ainsi qu'une rotation d'un plan de fil induisent, par l'intermédiaire d'une mauvaise mesure des angles de diffusion, une asymétrie non réelle.

Cela a nécessité, lors de l'installation du polarimètre, un soin particulier néanmoins limité par des contingences techniques à une précision de l'ordre de 1/10 de mm. Il était donc nécessaire de mesurer le désalignement et d'en tenir compte dans la reconstruction des événements.

IV.1. PREMIERE ETAPE

Les données "CARTES" utilisées pour la calibration du TOF et du dE/dX (voir chap.III), obtenues par une diffusion sur une plaque d'aluminium après la cible de H_2 , et en l'absence de l'analyseur de carbone, nous donnaient des traces droites entre le télescope intermédiaire et arrière, couvrant une bonne partie du système.

A l'aide de deux chambres de références, (les plus conformes aux normes d'après notre gabarit, quant à l'orthogonalité des plans $x - y$) nous pouvions, pour chaque plan, extraire les différences entre les coordonnées mesurées et reconstruites par un fit linéaire.

Cela nous a permis de déterminer les 5 paramètres suivant $\Delta x(\Delta y)$ le déplacement transversal du plan, Δz le déplacement longitudinal et $\Delta \phi_x, \Delta \phi_y, \Delta \phi_z$ les rotations autour des axes x, y et z .

Les traces non diffusées sur la plaque d'Alu. étant perpendiculaires aux plans de fils, nous nous sommes limités pour les 6 plans du télescope avant seulement à $\Delta x(\Delta y)$.

Ces corrections principales calculées donc à l'aide des "CARTES" ont été ensuite appliquées au moment de la reconstruction dans le programme de dépouillement.

IV.2. DEUXIEME ETAPE

La sensibilité des mesures d'asymétrie aux positionnements des détecteurs, nous a obligé à aller plus loin, car malheureusement des vices inéluctables de construction dans les chambres, comme par exemple un léger voilage des plans ou un espacement irrégulier des fils, induisent des désalignements résiduels (en général inférieurs à quelques centièmes de degré) qui se traduisent par des asymétries parasites.

Nous avons apporté une correction supplémentaire à posteriori au moment de l'analyse par l'utilisation de certaines informations des bandes "double diffusion" et des bandes "CARBONE".

a) Chaque bande d'acquisition "double diffusion" contenant heureusement des traces droites dans le carbone, nous avons pu mesurer le vecteur

$$\vec{\Delta} = \begin{pmatrix} \theta_c \cos \phi_c \\ \theta_c \sin \phi_c \end{pmatrix}$$

qui fut enregistré dans nos statistiques techniques, de même que la distribution σ des événements en θ_c .

Au 1er ordre, pour des θ petits, l'asymétrie mesurée peut être corrigée par

$$\vec{E}_{\text{vraie}} \simeq \vec{E}_{\text{mesurée}} + \frac{\sigma'}{\sigma} \vec{\Delta} \quad (\text{voir réf. 1}).$$

La correction est la plus grande, là où le σ varie le plus, c'est-à-dire aux petits angles.

Pour améliorer le calcul de $\vec{\Delta}$, les runs dont le désalignement présentait le même comportement étaient regroupés pour en tirer un $\langle \vec{\Delta} \rangle$ d'une meilleure statistique. Une intervention manuelle durant l'acquisition conduisait généralement à un désalignement différent.

b) Cette correction permet d'inclure un autre effet de désalignement de la 2ème diffusion qui est induit par la résolution spatiale (réf. 1 (B2)).

c) A l'aide des événements contenus dans les bandes "CARBONE", nous utilisons les traces droites entre les télescopes avant et intermédiaire qui nous permettaient de réaligner la 1ère diffusion.

V. SELECTION DES EVENEMENTS

Parallèlement à la diffusion proton-proton élastique qui nous intéresse, d'autres réactions, comme entre autre $p p \rightarrow \pi^+ d$, venaient contaminer nos bons événements. Comme le suggère la figure V.1., une distinction par le temps de vol (TOF), proportionnel à $1/\beta$, était un critère de choix judicieux, auquel nous avons adjoint la perte d'énergie (dE/dX) et l'information des compteurs vetos.

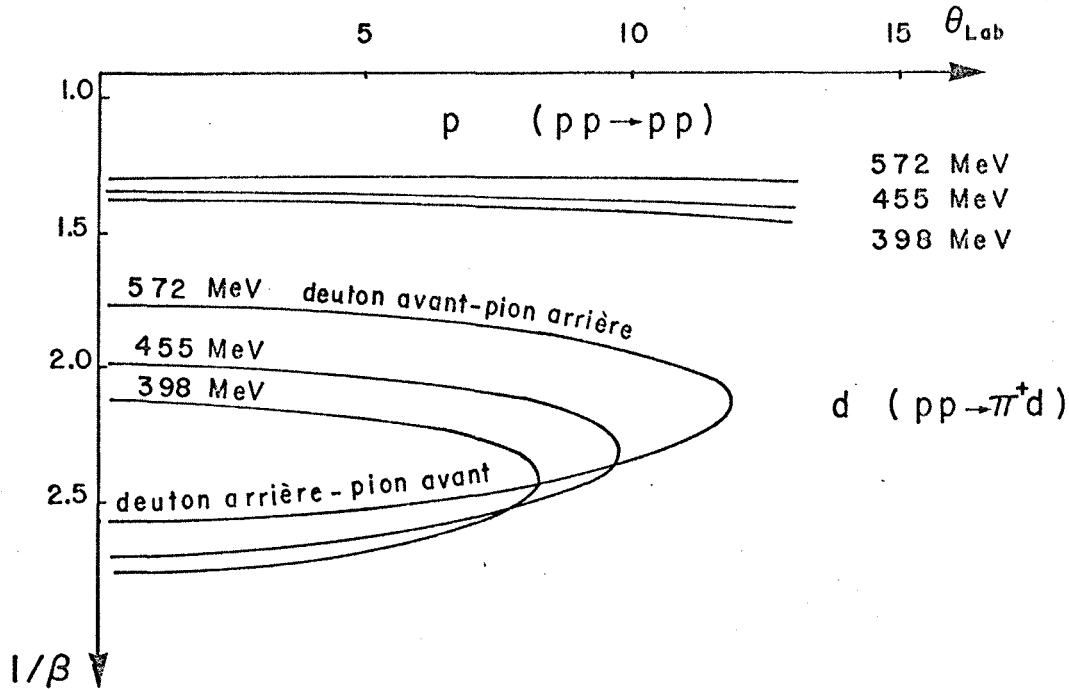


Figure V.1. Cinématique des réactions $pp \rightarrow pp$ et $pp \rightarrow \pi^+ d$

V.1. LE TEMPS DE VOL (TOF) ET LA PERTE D'ENERGIE(dE/dX)

V.1.1. Calibrations

Le scintillateur du compteur B ainsi que celui du compteur X sont "vus" chacun par 4 photomultiplicateurs.

Un convertisseur "temps-digital" (TDC) à 8 canaux donne les durées entre les 8 signaux de B et X, et le signal du trigger ("start" commun) soit donc τ_{X_i} et τ_{B_i} avec $i = 1, 2, 3, 4$.

L'ADC mesure l'amplitude de ces signaux, soit A_{X_i} et A_{B_i} avec $i = 1, 2, 3, 4$.

Pour tenir compte des dérives avec le temps, les moyennes des TDC et ADC étaient mesurées au début de chaque run. Soit $\tau_{B_i}^0, \tau_{X_i}^0, A_{B_i}^0, A_{X_i}^0$ avec $i = 1, 2, 3, 4$.

Par une méthode additive pour le TOF et multiplicative pour le dE/dX , nous obtenons :

$$TOF^{corr.} = \frac{1}{4} \left\{ \sum_{i=1}^4 (\tau_{B_i} - \tau_{B_i}^0) - \sum_{i=1}^4 (\tau_{X_i} - \tau_{X_i}^0) \right\}$$

$$\frac{dE}{dX}^{corr.} = \frac{1}{4} \sum_{i=1}^4 (A_{X_i} / A_{X_i}^0)$$

Les bandes intitulées "CARTE" où les événements couvrent la totalité du compteur X ont permis par une division cellulaire de celui-ci d'éliminer l'influence du trajet de la particule et de son point d'impact dans X. Ces mêmes bandes contenant des trajectoires non-diffusées dans l'Alu ont pu éliminer les fluctuations des temps d'arrivées des signaux dues aux fluctuations des amplitudes causées par le seuil des discriminateurs et du temps de montée des signaux (voir réf. 1).

Les distributeurs du TOF et du dE/dX sont maintenant centrées respectivement à 0 et 1 pour les diffusions élastiques proton-proton.

V.1.2. Corrections fines du TOF et du dE/dX

a) Pour la double diffusion: malgré un soin particulier dans l'obtention des cartes du TOF et du dE/dX , nous avons constaté que les valeurs moyennes variaient en fonction du rayon R d'impact dans le compteur X, et en fonction de θ_H . Pour que les coupures sur le dE/dX et surtout sur le TOF n'introduisent pas de biais dangereux sur les asymétries en fonction de ϕ_H et de ϕ_C , des corrections empiriques supplémentaires ont été nécessaires.

La correction en fonction de R a été obtenue en moyennant et en lissant le $\overline{\text{TOF}}$ du pic élastique en fonction de R sur pratiquement l'ensemble des runs, et idem pour le $\overline{dE/dX}$ (voir fig. V.2.).

Les corrections à apporter ont ensuite été tabulées sur un fichier qui était appelé par le programme d'analyse.

Une fois celles-ci faites, nous avons procédé de même pour la correction en θ_H , mais moyenné et lissé que sur quelques runs.

Ces corrections étaient tabulées dans le même fichier.

Les corrections en R et en θ_H sont additives pour le TOF et multiplicatives pour le dE/dX .

Il était tenu compte aussi d'un shift possible de chacun des runs, de telle manière que le pic élastique soit centré en 0 pour le TOF et en 1 pour le dE/dX . Ces shifts étaient tabulés aussi dans le même fichier.

b) Pour le carbone : les deux corrections précédentes étaient remplacées, cela va de soi, par une seule, en fonction de θ_C (voir fig. V.3.).

V.1.3. Résolutions

Toutes les corrections étant faites, nous obtenions une largeur à mi-hauteur (FWHM) du spectre de temps de vol de l'ordre de 300 p sec, donc un σ correspondant à environ 100 p sec.

La résolution FWHM du dE/dX est d'environ 20 %. Les informations du TOF et du dE/dX seront commentées en corrélation avec les véto.

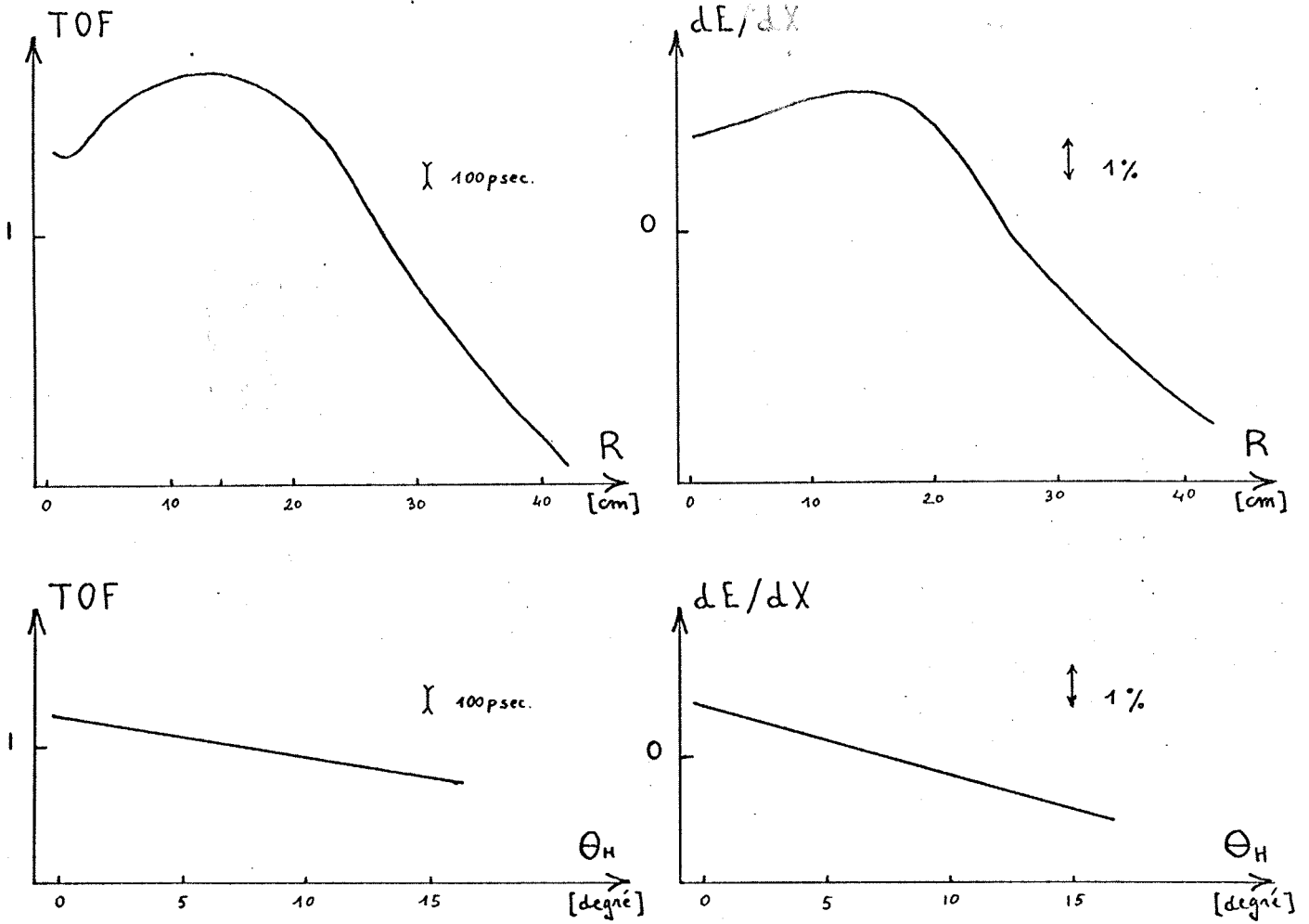


Figure V.2. Corrections fines du TOF et du dE/dX en fonction de R puis de Θ_H pour la double diffusion hydrogène-carbone.

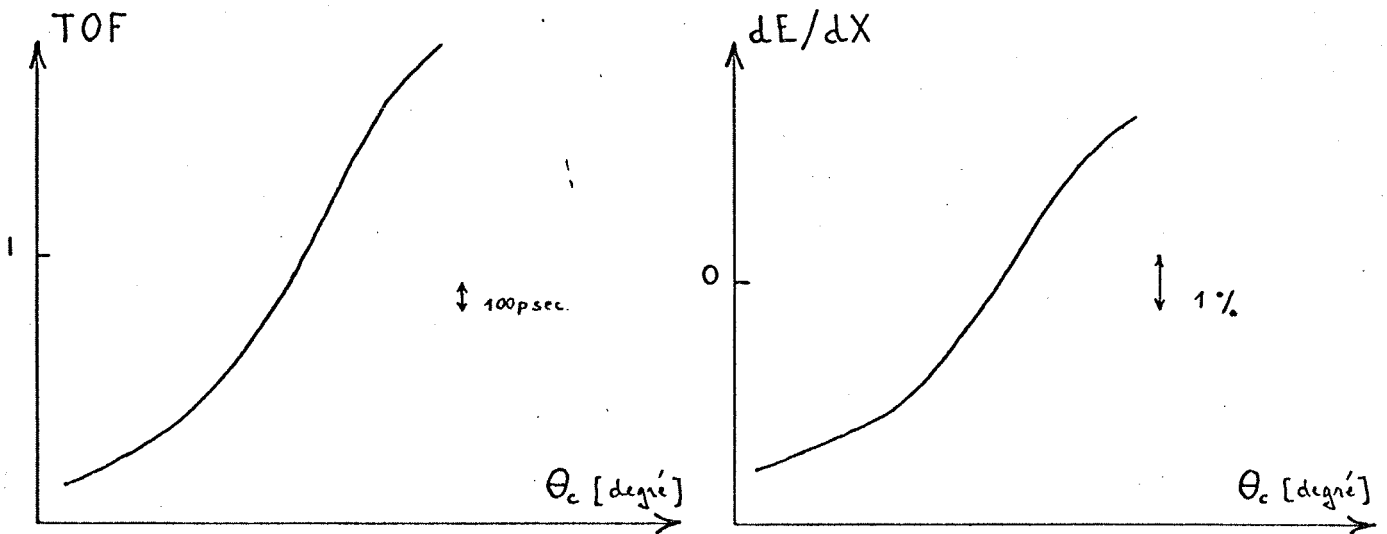


Figure V.3. Corrections fines du TOF et du dE/dX en fonction de Θ_c pour la simple diffusion carbone.

V.2. LES COMPTEURS VETOS

Ils ne faisaient pas partie normalement du trigger et leurs réponses, (sous forme de "bit pattern"), étaient stockées sur bande pour chaque événement. Ils ont pour mission, à posteriori, d'éliminer la plupart des inélastiques venant du π^+d et du π^+p n.

La combinaison des informations du TOF, du dE/dX et des véto met bien en évidence les origines des inélastiques.

Il est intéressant à ce titre de commenter les différents diagrammes TOF versus dE/dX et TOF versus θ_H en fonction des renseignements des véto. Les figures ont été stylisées à l'aide de courbes de niveau arbitraire dépendant de la statistique.

Les figures V.1. et V.4.2 montrent bien la séparation entre les protons élastiques et les deutons. Lorsque ces derniers sont à l'arrière dans le centre de masse (à l'avant dans le laboratoire), les pions sont à l'avant, le système voit 2 traces et les rejette.

Le diagramme TOF versus dE/dX (fig. V.4. 1,3,5,7,9) met en évidence le pic élastique centré autour de 0 pour le TOF et de 1 pour le dE/dX . Nous remarquons 3 queues d'inélastiques. La 1ère à TOF constant = 0, il s'agit des inélastiques dans le compteur X. La 2ème correspond aux protons dont la diffusion est bien élastique sur l'hydrogène mais inélastique sur le carbone. Le temps de vol est alors plus long sur le dernier parcours carbone-compteur X. Ces deux groupes comportent de bons événements et doivent être conservés.

La 3ème queue est composée d'inélastiques en provenance de l'hydrogène, le temps de vol est encore plus long puisque modifié sur tout le parcours hydrogène-compteur X.

Le compteur VH (en fait VH1 ou VH2) cylindrique autour de la cible contribue à éliminer la plus grande partie des inélastiques (fig. V.4.3.). Par contre, il détecte aussi quelques bons événements, car lorsque le proton diffusé est à grand angle, le proton de recul est assez énergétique pour toucher le VH (fig. V.4.4.).

Les compteurs VA ou/et VB, compteurs à trous, positionnés après la cible sont surtout déclenchés par les π^+ entre 40° et 60° , qui correspondent aux deutons de la limite cinématique vers 11° à 12° , pour 572MeV (fig. V.4.5,6 et fig. VI.1.).

Finalement, le véto total (VA ou/et VB ou/et VH) élimine la presque totalité des inélastiques (fig. V.4.7,8,9,10).

Il reste une partie des deutons "avant" entre 2° et 5° associés aux pions peu énergétiques qui échappent au véto par l'arrière de la cible entre 120° et 150° .

La figure V.5. illustre mieux le sort du 3^- corps. Il s'agit là, du superflu de trace droite dans le carbone dans les bandes "Double diffusion" (pas d'inélastique dans le carbone - fig. V.5.1.). Ces événements comportent proportionnellement plus de 3^- corps (fig. V.5.2,3.) et nous permettent de constater leur suppression par le véto (fig. V.5.4,5).

De 312 à 575MeV, l'importance des véto augmente parallèlement à la croissance des inélastiques (fig. V.6.1 à 8 et V.7.1 à 8).

L'information des véto n'étant que consultative, nous avons pu récupérer à 493 et 575 MeV les protons élastiques des grands angles qui avaient trompé les véto (fig. V.7.6 et 8).

Les derniers inélastiques restants seront sanctionnés par coupures sur le TOF et le dE/dX (voir ch.V.3.).

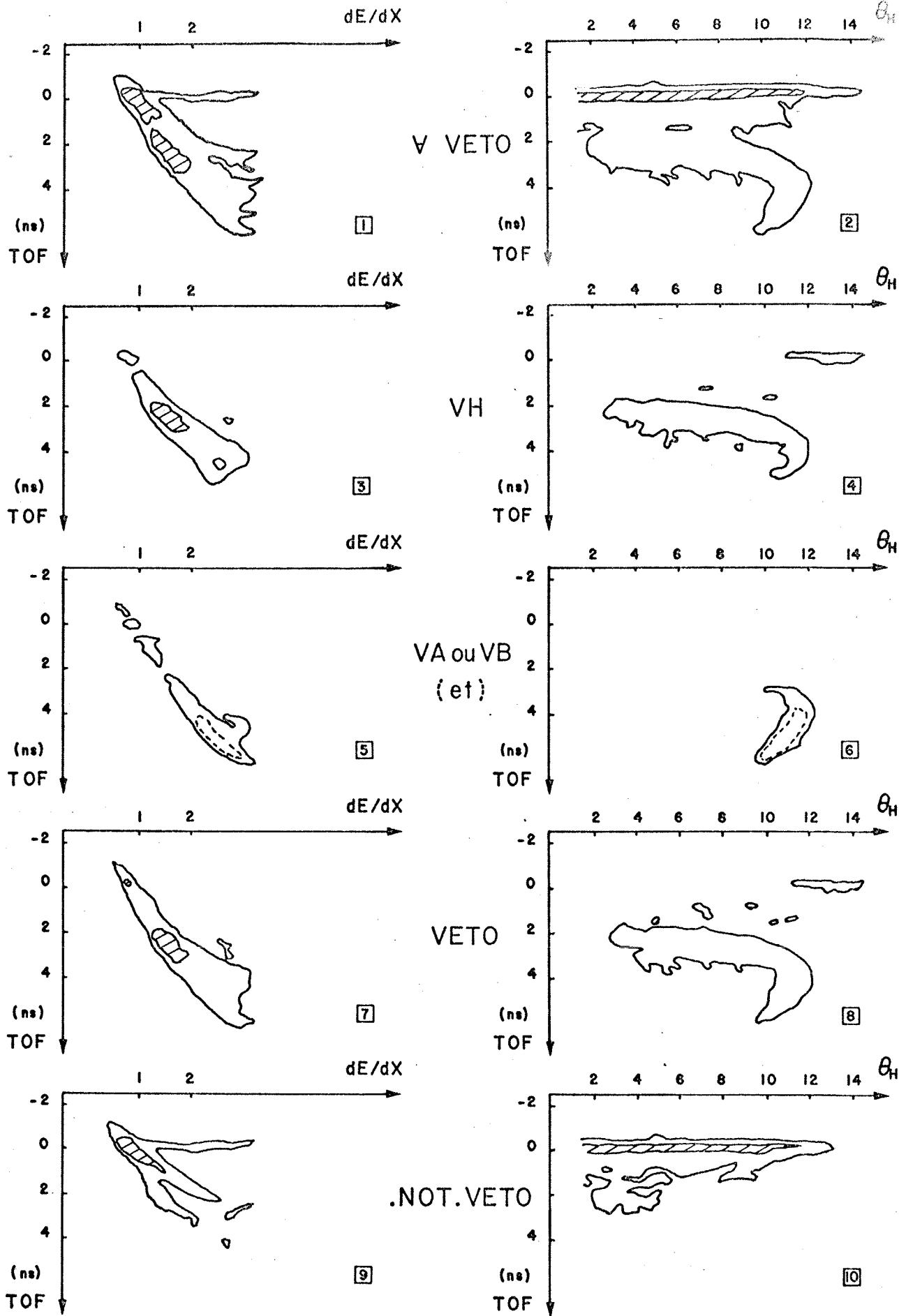


Figure V.4. TOF versus dE/dX et TOF versus θ_H à 575 MeV

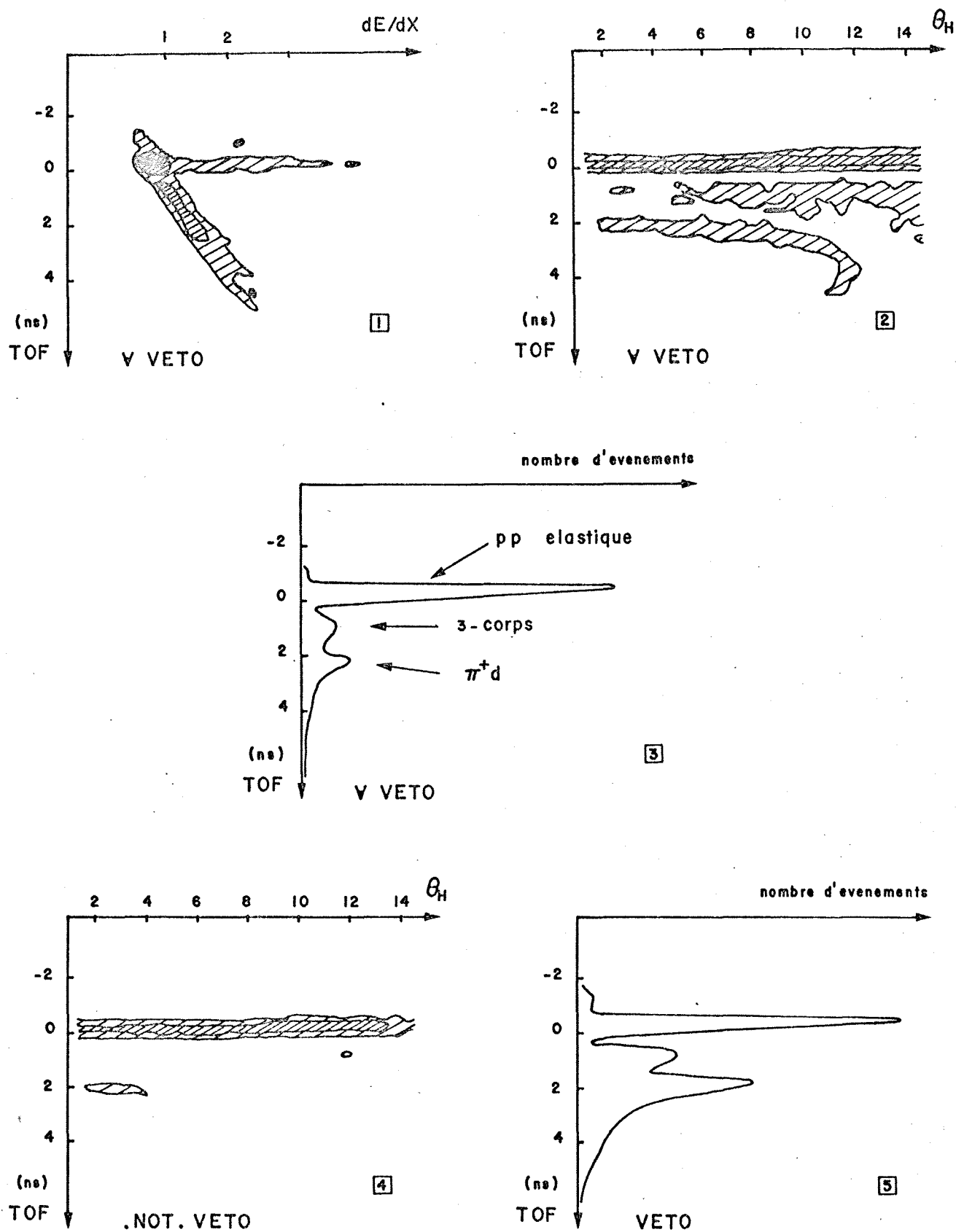


Figure V.5. A 575 MeV, les événements à traces droites dans le carbone mettent en évidence le 3-corps.

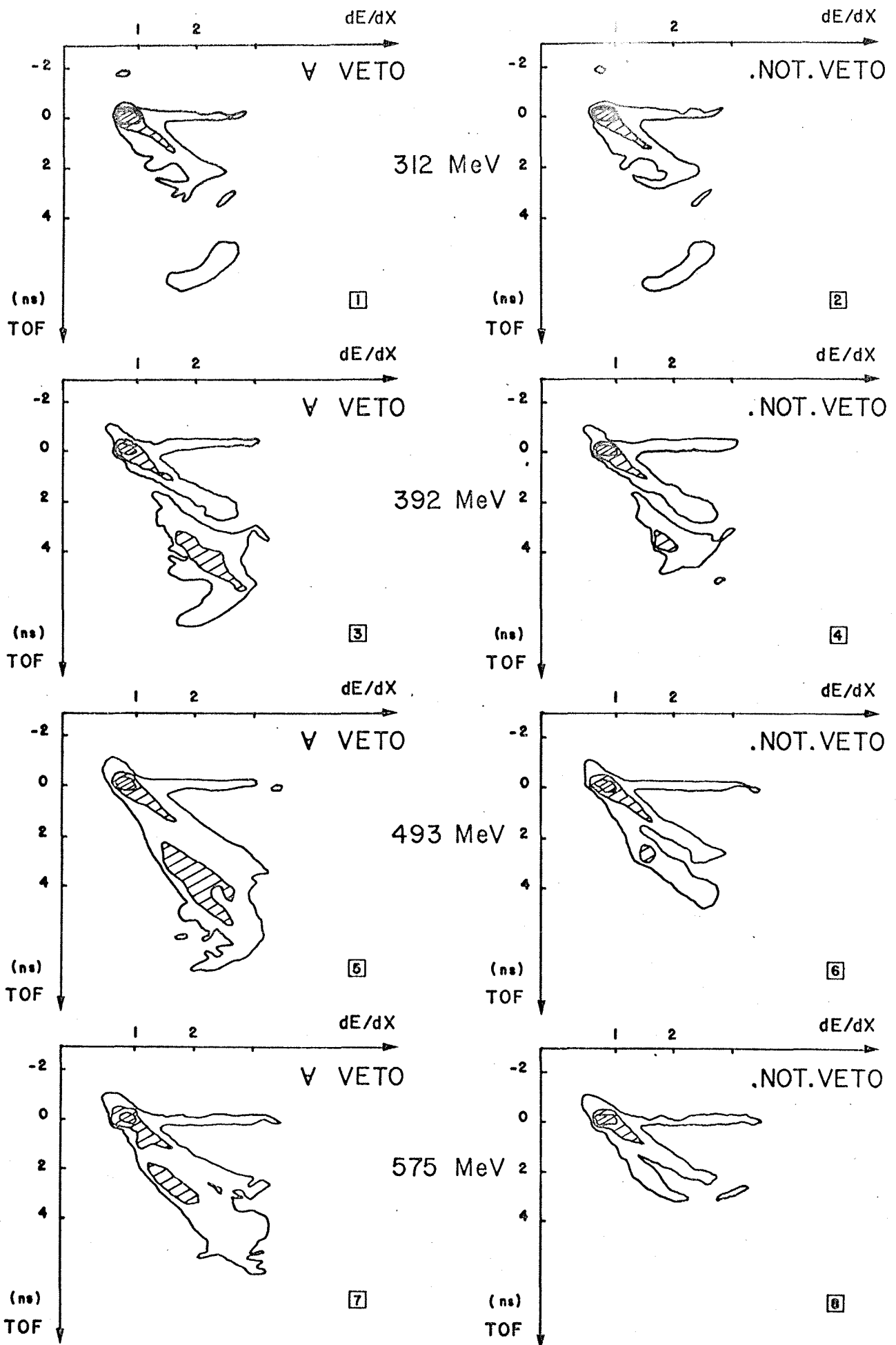


Figure V.6. TOF versus dE/dX en fonction de l'énergie.

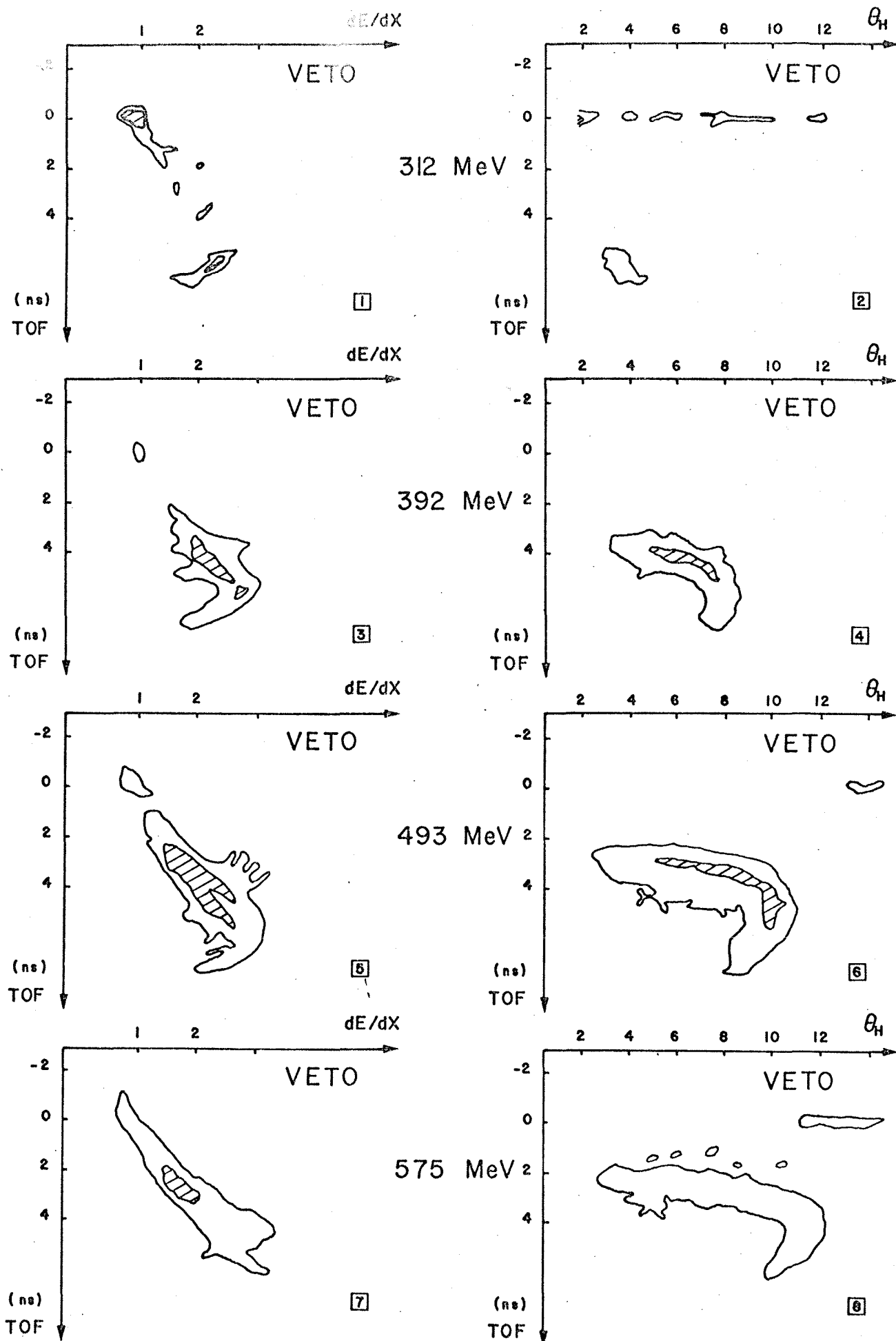


Figure V.7. TOF versus dE/dX et TOF versus θ_H des événements "VETO" en fonction de l'énergie.

V.3. ELIMINATION DES INELASTIQUES

En dernier ressort les inélastiques qui échappent à la vigilance des véto sont supprimés essentiellement par une coupure sur le TOF et le dE/dX , illustrée par la droite oblique de la figure V.8. Elle dépend très peu de l'énergie et correspond pour 392 MeV à $TOF > (1.359 dE/dX - 0.559) \text{ nsec}$.

Une deuxième coupure, $TOF < -1 \text{ nsec}$, tue une partie des quelques pions plus rapides que les protons élastiques.

Une troisième coupure, $TOF > 2 \text{ nsec}$, élimine les "bons" protons qui ayant malheureusement diffusé trop inélastiquement sur le carbone n'apportent pas d'information puisque dans ces conditions le pouvoir d'analyse du carbone diminue. Cette dernière coupure est également pratiquée sur les données "carbone" (voir para. VII.1.3).

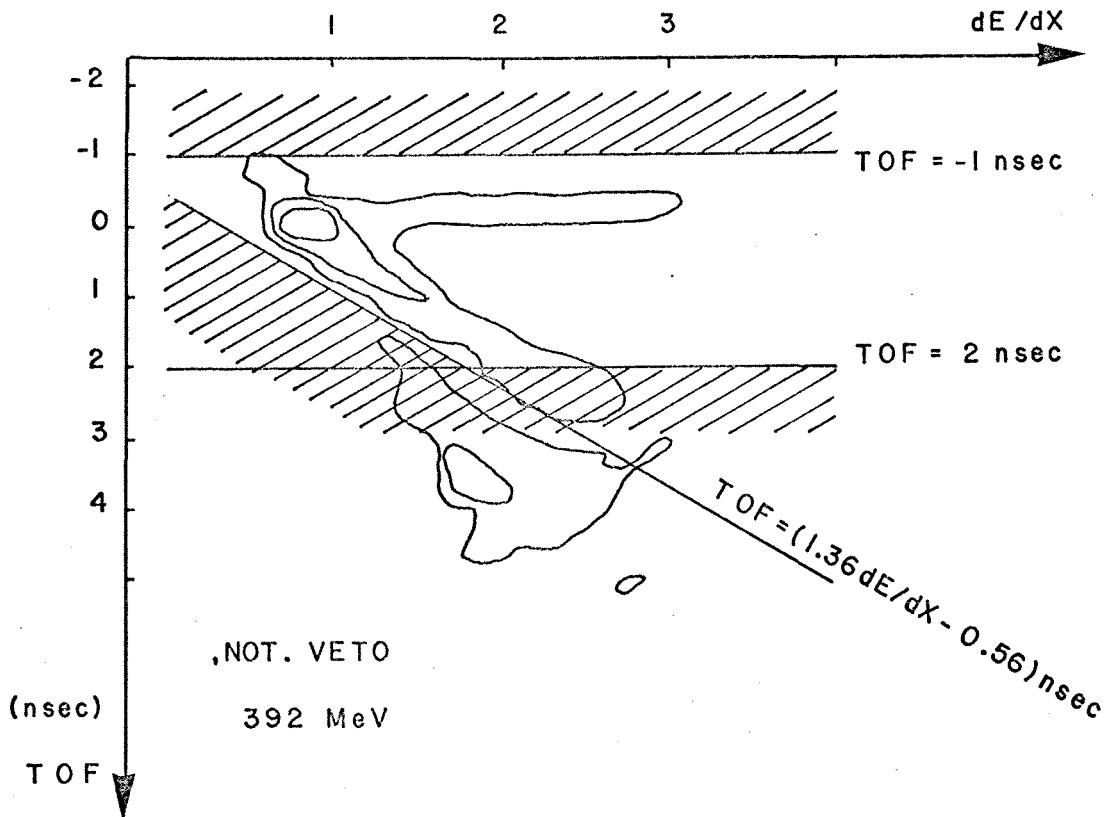


Figure V.8. Coupures TOF et dE/dX

VI. DETERMINATION DE L'ENERGIE

Si la présence dans le télescope aval des pions et des deutons provenant entre autres de la réaction $pp \rightarrow \pi^+ d$ nous gêne par sa contamination de la diffusion élastique étudiée, elle nous apporte par contre une très bonne information dans le calcul de l'énergie (réf. 16).

Les courbes cinématiques de la réaction $pp \rightarrow \pi^+ d$ montrent en effet la corrélation existante entre les angles du pion, du deuton et de l'énergie (voir fig. VI.1.).

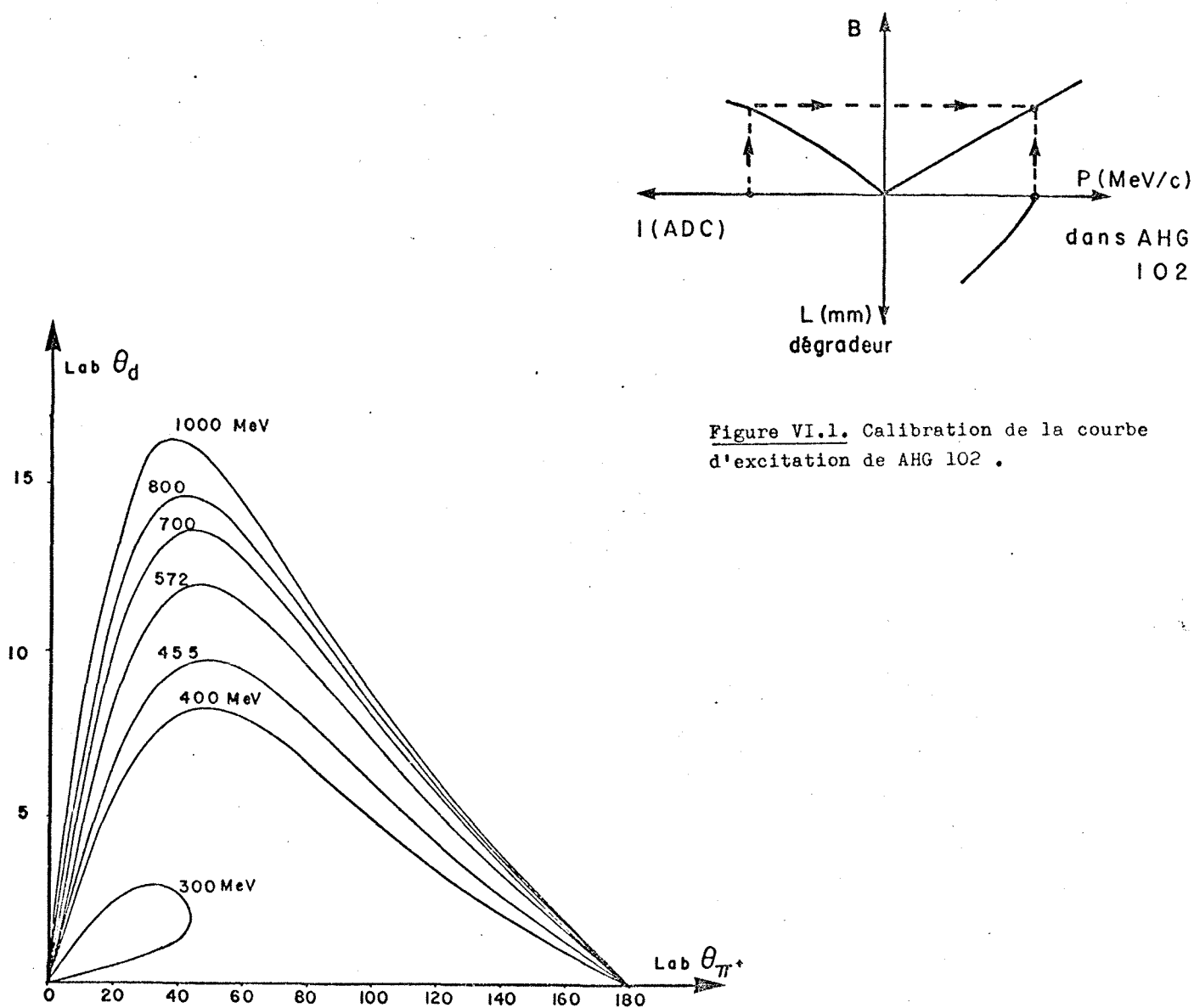


Figure VI.1. Calibration de la courbe d'excitation de AHG 102 .

Figure VI.1. Angle du deuton versus angle du pion , dans le laboratoire , pour la réaction $pp \rightarrow \pi^+ d$, en fonction de l'énergie .

Il nous était donc nécessaire d'acquérir des données ne contenant que des événements avec 2 traces reconstruites après diffusion sur la cible d'hydrogène (bandes "DOUBLE").

A l'analyse, le pion est identifié par la trace diffusée à grand angle. Un test de coplanarité nous fait accepter que les traces vérifiant la relation $160^\circ < \phi_{\pi^+} - \phi_d < 200^\circ$. Une coupure sur le vertex de l'interaction est faite seulement si $\theta_{\pi^+} > 2^\circ$. Le fit de θ_d versus θ_{π^+} avec comme seule inconnue l'énergie T du proton incident nous apporte l'information désirée.

Une autre méthode utilise la calibration à partir de la courbe d'excitation de l'aimant AHG 102. Le courant dans l'ADC nous donne le champ B dans l'aimant et l'épaisseur du dégradeur nous donne l'impulsion de la particule incidente. La droite $B = f(p)$ (fig. VI.2.) qui doit passer par 0, est déterminée à 575 MeV par les événements π^+d . Nous corrigeons les valeurs par le calcul de la perte d'énergie dans l'air, dans le télescope amont et dans la moitié de la cible.

La méthode pour obtenir la droite $B = f(p)$ est certes grossière mais la comparaison avec la lère méthode donne une bonne consistance et permet entre autre, de pallier à l'incapacité de celle-ci de déterminer les plus basses énergies où le nombre d'événements π^+d est insuffisant.

Une troisième méthode est aussi utilisée, basée uniquement sur le calcul de la perte d'énergie tout au long du faisceau jusqu'à la moitié de la cible.(réf. 21).

Finalement, les valeurs finales choisies des énergies (réf. 22) ont été les suivantes : (tableau VI).

Energie approxim. (MeV)	Données et dates	Epaisseur dégradeur (mm)	Events π^+d	χ^2	Degré de lib. ν	Domaine angulaire du pion (degré)	T fit π^+d	AHG 102 (ADC)	T 2 ^e méth.	T calcul par perte d'énergie	T choisies
310	Nov. 76 (D.R)	146	0					589	310.2	313.3	312. $\pm$ 3.
	Fév. 77 (A)	146	48					589	307.8	310.9	
390	Juin 76	106	274	9	13	5.5-18.5	396 $\pm$ 3.	672	387.9	390.7	392. $\pm$ 3.
	Oct. 76	105	20					676	388.4	393.	
490	Nov. 76 (D.R)	50	848	16	12	9.5-21.5	493.2 $\pm$ 1.7	783		494.	493. $\pm$ 2.
	Fév. 77 (A)	50	6415	13	14	9.5-23.5	493.2 $\pm$.7	788		492.1	
590	Déc. 76 (D.R)	3	0					894		574.5	574. $\pm$ 2.
	Fév. 77 (A)	0	9960	40	19	4.5-23.5	576.4 $\pm$.6	898		575.4	576. $\pm$ 2.
	Avr. 77 (D.R)	0+be	7334	34	19	4.5-23.5	573.7 $\pm$.7	894		575.4	574. $\pm$ 2.

Tableau VI Mesures des énergies

VII. LE POUVOIR D'ANALYSE DU CARBONE $P_c(\theta_c)$

VII.1. L'ASYMETRIE $P_A(\theta_c) = P_B P_c(\theta_c)$

Lorsqu'un faisceau de protons, de polarisation transversale P_B subit une simple diffusion sur une cible de carbone de pouvoir d'analyse $P_c(\theta_c)$, nous observons une distribution azimutale $I(\theta_c, \phi_c)$ qui s'écrit :

$$I(\theta_c, \phi_c) \div \frac{1}{2\pi} A(\phi_c) \sigma_c(\theta_c) [1 + P_y P_c(\theta_c) \cos \phi_c - P_x P_c(\theta_c) \sin \phi_c]$$

avec $\vec{P}_B = P_x \hat{x} + P_y \hat{y}$

θ_c l'angle de diffusion ;

ϕ_c l'angle entre la normale au plan de diffusion et l'axe y ;

$\sigma_c(\theta_c)$ la section efficace différentielle p-c ;

$A(\phi_c)$ l'acceptance azimutale du système.

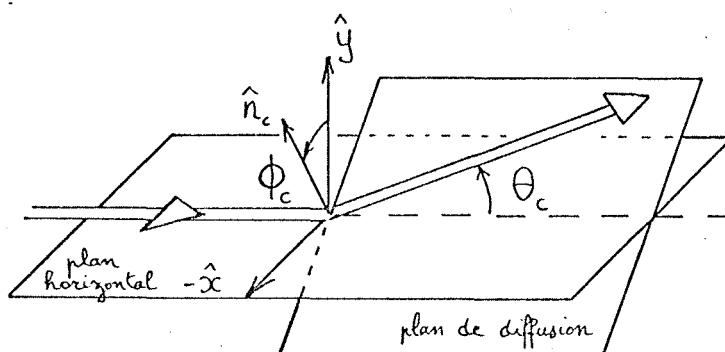


Figure VII.1. Diffusion simple sur le carbone

Cette distribution présente une asymétrie $P_A(\theta_c) = P_B P_c(\theta_c)$ dont on va pouvoir mesurer les composantes en x et en y. En fait, P_A servira ultérieurement à calibrer les asymétries dans la double diffusion (voir par. VIII.2.1.3.) c'est-à-dire à analyser la polarisation transversale des particules après la diffusion sur l'hydrogène.

VII.1.1. Principe

Si l'acceptance $A(\phi_c)$ est constante, on démontre facilement, par une simple analyse de Fourier, pour chaque bin $\Delta\theta_c$ que :

$$\sum_{\text{événements}} \sin \phi_c \div \int_{\Delta\theta_c} d\theta_c \int_{2\pi} d\phi_c I(\theta_c, \phi_c) \sin \phi_c = - \frac{N(\theta_c)}{2} P_x P_c(\theta_c)$$

$$\sum_{\text{événements}} \cos \phi_c \div \int_{\Delta\theta_c} d\theta_c \int_{2\pi} d\phi_c I(\theta_c, \phi_c) \cos \phi_c = \frac{N(\theta_c)}{2} P_y P_c(\theta_c)$$

$$\sum_{\text{événements}} 1 \div \int_{\Delta\theta_c} d\theta_c \int_{2\pi} d\phi_c I(\theta_c, \phi_c) = N(\theta_c)$$

ce qui nous donne

$$-P_x P_c(\theta_c) = 2 \frac{\sum \sin \phi_c}{\sum 1} \quad \text{et} \quad P_y P_c(\theta_c) = 2 \frac{\sum \cos \phi_c}{\sum 1}$$

et ϕ_0 l'angle de la polarisation incidente avec l'axe y

$$\phi_0 = \text{Arctg} \left(-\frac{P_x}{P_y} \right)$$

On a donc bien un polarimètre qui nous mesure $\vec{P}_A(\theta_c)$ par l'intermédiaire des 3 sommes : $\sum \sin \phi_c$, $\sum \cos \phi_c$ et $\sum 1$.

L'erreur statistique nous est donnée par

$$\sim \left(\frac{P_y P_c(\theta_c)}{P_x P_c(\theta_c)} \right) = (2/\sum 1) \cdot \frac{1}{\sim}$$

Ce principe de calcul sera amélioré pour la mesure des asymétries de la double diffusion (voir chap. VIII).

VII.1.2. Acquisition

Ces données sont acquises avec la cible d'hydrogène vide. Nous ne prenons que les traces droites ($\theta_H = 0$) pour éliminer les diffusions sur les parois de la cible.

Les plaques de carbone ont la même disposition géométrique que pour l'acquisition à double diffusion (c'est-à-dire 4 plaques à 310 MeV au lieu de 5).

Les compteurs véto placés autour de la cible d'hydrogène ne jouent aucun rôle.

Le graphique représentant le nombre d'événements en fonction du TOF et du dE/dX , par comparaison avec son équivalent en double diffusion met en évidence une répartition différente des événements (fig. VII.2.).

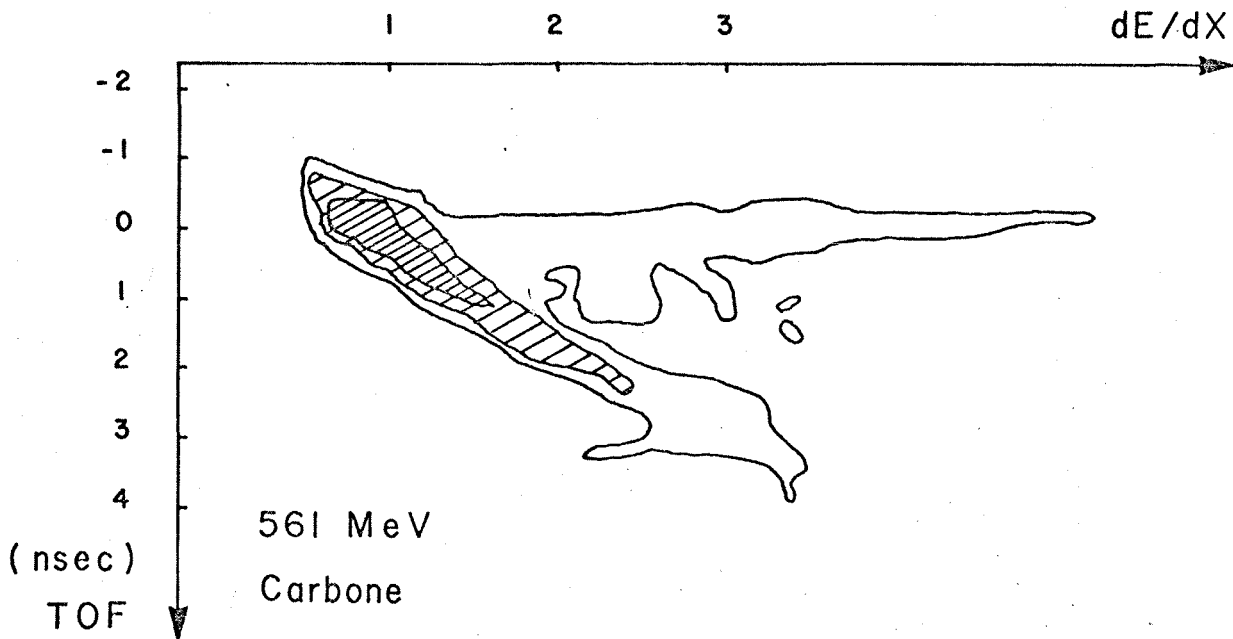


Fig. VII.2. TOF versus dE/dX dans la simple diffusion sur le carbone à 561 MeV

VII.1.3. Analyse

Lors de l'analyse, l'asymétrie $P_B P_C (\theta_c)$ a été calculée pour 4 coupures différentes sur le TOF (respectivement 0,5, 1,2 nsec et pas de coupure) donnant 4 limites supérieures dans l'inélasticité de la réaction proton-carbone. Par contre, aucune coupure sur le dE/dX est faite.

Pour l'analyse de la double diffusion, il est nécessaire de calculer l'intégrale

$$\int_{\theta_{c\min}}^{\theta_{c\max}} P_B P_C (\theta_c) d\theta_c$$

et d'interpoler les différentes valeurs de $P_B P_C$ en fonction de l'énergie.

Il est donc judicieux de lisser l'ensemble des points obtenus par une courbe analytique résultant d'une formule empirique, similaire en partie à celle utilisée par le groupe du Basque (réf. 23).

$$P_B P_C (\theta_c) = \alpha \left\{ \frac{\sin \theta_c}{1 + \beta \sin^2 \theta_c + \gamma \sin^4 \theta_c} + \delta \right\}$$

α, β, γ et δ étant des paramètres libres

Le paramètre δ intervenant pour les deux plus hautes énergies, dû à l'allure de $P_B P_C$ pour $\theta_c > 15^\circ$.

Ces paramètres ont été trouvés pour les 4 coupures TOF et cela pour les 4 énergies de 299, 380, 483 et 561 MeV, valeurs correspondantes au milieu de la cible de carbone.

VII.1.4. Dépendance en énergie

Lors de l'utilisation des valeurs de cette asymétrie $P_B P_C (\theta_c)$ dans l'analyse de la double diffusion, l'énergie sera différente, d'une part le proton incident va perdre quelque MeV en traversant la cible d'hydrogène et d'autre part, le proton qui diffuse sur l'hydrogène voit son énergie dans le laboratoire diminuée lorsque θ_H augmente. Cette variation pouvant dépasser les 50 MeV. Comme le pouvoir d'analyse du carbone dépend de l'énergie, il est donc nécessaire de tenir compte de cet effet.

Nous avons constaté qu'à un θ_c donné la dépendance en énergie est assez linéaire. On s'est donc contenté pour "390 MeV" et "490 MeV" d'interpoler linéairement respectivement entre 310 et 390 et entre 390 et 490.

Pour "310 MeV" il fallait extrapoler pour les énergies inférieures. Nous avons appliqué une règle de trois, utilisant la formule empirique du pouvoir d'analyse du carbone en fonction de l'énergie du groupe du Basque (réf. 23).

Pour 575 MeV, il s'agissait d'un faisceau accéléré où P_B est différent. Nous avons aussi interpolé linéairement entre "490 MeV" et "575 MeV" en corrigeant cette dernière information par le rapport des asymétries : $P_B^{\text{accéléré}} P_C(575) / P_B^{\text{diffusé}} P_C(575)$ car nous avons aussi pris des données carbonées à 575 MeV avec le faisceau diffusé.

VII.1.5. Remarques

1. Il est loin d'être inutile d'insister sur trois faits importants :

- Premièrement, à part l'extrapolation vers les énergies inférieures à 310 MeV il n'a pas été nécessaire d'information extérieure. Nos seules données prises au SIN se suffisent à elles-mêmes.

- Deuxièmement, il n'est pas nécessaire pour la mesure des paramètres D, R, A et P de connaître la valeur de la polarisation P_B du faisceau, si celle-ci est constante. Seule la valeur de l'asymétrie $P_B P_C(\theta_c)$ est utile.
- Troisièmement, nous obtenons pour chaque condition d'orientation de la polarisation P_B , la rotation transversale ϕ_0 de celle-ci par rapport à l'axe y puisque

$$\phi_0 = \text{Arctg} \left(\frac{-P_x P_C(\theta_c)}{P_y P_C(\theta_c)} \right)$$

ϕ_0 est utilisée dans l'analyse de la double diffusion.

Ici aussi, la connaissance de la P_B et de $P_C(\theta_c)$ n'est pas nécessaire puisqu'il intervient seulement le rapport des composantes de l'asymétrie $P_B P_C(\theta_c)$.

VII.2 VALEURS DE $P_C(\theta_c)$ à 299, 380, 483 et 561 MeV

A l'aide des résultats des asymétries de la double diffusion, nous avons obtenu la (ou les) valeur (s) de la polarisation P_B du faisceau incident (voir par. IX 2.). Nous pouvons la (ou les) réintroduire dans les asymétries $P_B P_C(\theta_c)$ mesurées sur le carbone et obtenir directement le pouvoir d'analyse du carbone $P_C(\theta_c)$ aux 4 énergies citées.

Les résultats sont donnés dans les tableaux VII.1.a,b,c,d., où l'énergie correspond au centre de la cible de carbone.

Ils couvrent un domaine angulaire de 5 à 20° et présentent un maximum entre 8 et 11°.

Nous donnons les résultats pour les 4 coupures sur les inélastiques (coupures sur le TOF).

Le lissage empirique utilisé pour $P_B P_C(\theta_c)$ peut être réutilisé ici

$$P_C(\theta_c) = \alpha' \left[\frac{\sin \theta_c}{1 + \beta \sin^2 \theta_c + \gamma \sin^4 \theta_c} + \delta \right] \quad \text{avec} \quad \alpha' = \frac{d}{P_B}$$

Les valeurs possibles de α' , β , γ et δ sont données dans la table VII.2.

La figure VII.3 fait apparaître les 4 lissages possibles en fonction des coupures aux 4 énergies, les points correspondent à l'absence de coupures sur les inélastiques.

Pour une inélasticité supérieure à 30 MeV, on s'attend à un pouvoir d'analyse tendant vers 0 (réf. 24). On vérifie en effet que, plus il y a d'inélasticité, plus $P_C(\theta_c)$ diminue.

Dans notre domaine d'énergie, le pouvoir d'analyse du carbone diminue lorsque l'énergie augmente.

Les comparaisons avec les résultats du groupe du Basque (réf. 23) et nos précédents résultats obtenus au CERN (réf. 20) sont tout à fait raisonnables. (voir fig. VII.4.)

θ (degrés)	T = 299 MeV		T = 380.5 MeV		T = 483 MeV		T = 560.9 MeV	
	P_c	ΔP_c	P_c	ΔP_c	P_c	ΔP_c	P_c	ΔP_c
5.25	.341	.022	.351	.014	.310	.014	.270	.008
5.75	.413	.022	.365	.014	.348	.014	.291	.008
6.25	.435	.022	.423	.014	.355	.017	.320	.008
6.75	.451	.022	.415	.014	.351	.017	.311	.008
7.25	.514	.022	.420	.014	.375	.017	.309	.009
7.75	.516	.022	.432	.014	.375	.017	.322	.009
8.25	.543	.022	.444	.017	.399	.017	.323	.009
8.75	.567	.022	.463	.017	.363	.017	.317	.009
9.25	.571	.022	.485	.017	.367	.019	.319	.011
9.75	.538	.022	.459	.017	.353	.019	.291	.011
10.25	.528	.022	.442	.017	.331	.019	.284	.011
10.75	.610	.024	.447	.017	.291	.019	.276	.011
11.25	.545	.024	.430	.019	.322	.022	.248	.012
11.75	.588	.024	.427	.019	.288	.022	.236	.012
12.25	.531	.024	.370	.019	.262	.022	.233	.012
12.75	.475	.026	.370	.019	.259	.022	.204	.012
13.25	.497	.026	.341	.019	.238	.024	.224	.012
13.75	.471	.026	.363	.022	.247	.024	.229	.012
14.25	.468	.026	.348	.022	.190	.024	.232	.012
14.75	.394	.026	.252	.022	.223	.024	.224	.012
15.25	.353	.026	.264	.022	.192	.024	.216	.012
15.75	.387	.029	.204	.022	.204	.024	.210	.012
16.25	.317	.029	.250	.022	.233	.024	.206	.012
16.75	.310	.029	.247	.022	.182	.024	.194	.012
17.25	.293	.025	.235	.022	.187	.024	.203	.012
17.75	.271	.029	.218	.022	.158	.024	.195	.012
18.25	.271	.029	.185	.022	.230	.024	.195	.012
18.75	.269	.029	.194	.022	.182	.024	.174	.012
19.25	.209	.029	.163	.022	.187	.024	.183	.012
19.75	.269	.029	.206	.022	.168	.024	.186	.012

Table VII.1.a. Pouvoir d'analyse du carbone P_c (sans coupure sur les inélastiques).

θ (degrés)	T = 299 MeV		T = 380.5 MeV		T = 483 MeV		T = 560.9 MeV	
	$\Delta E < 218$ MeV		$\Delta E < 289$ MeV		$\Delta E < 384$ MeV		$\Delta E < 461$ MeV	
	P_c	ΔP_c	P_c	ΔP_c	P_c	ΔP_c	P_c	ΔP_c
5.25	.346	.022	.355	.014	.310	.014	.273	.008
5.75	.418	.022	.367	.014	.348	.014	.294	.008
6.25	.435	.022	.427	.014	.355	.017	.325	.008
6.75	.456	.022	.418	.014	.355	.017	.313	.008
7.25	.519	.022	.425	.014	.379	.017	.316	.009
7.75	.523	.022	.437	.014	.379	.017	.325	.009
8.25	.550	.022	.440	.017	.403	.017	.328	.009
8.75	.571	.022	.473	.017	.370	.017	.323	.009
9.25	.579	.022	.492	.017	.370	.019	.325	.011
9.75	.552	.022	.468	.017	.360	.019	.302	.011
10.25	.528	.024	.454	.017	.346	.019	.294	.011
10.75	.619	.024	.454	.019	.295	.022	.287	.011
11.25	.559	.024	.447	.015	.331	.022	.259	.012
11.75	.595	.024	.442	.015	.298	.022	.247	.012
12.25	.547	.024	.324	.019	.271	.022	.241	.012
12.75	.483	.025	.387	.019	.281	.024	.216	.012
13.25	.514	.026	.358	.022	.250	.024	.238	.012
13.75	.485	.026	.377	.022	.257	.024	.238	.012
14.25	.475	.026	.351	.022	.206	.024	.235	.012
14.75	.411	.029	.267	.022	.235	.024	.236	.012
15.25	.382	.029	.271	.022	.204	.024	.233	.012
15.75	.403	.029	.214	.022	.209	.024	.224	.012
16.25	.324	.029	.257	.022	.242	.024	.213	.012
16.75	.322	.029	.264	.022	.192	.024	.207	.012
17.25	.310	.029	.238	.022	.187	.024	.216	.012
17.75	.291	.029	.228	.022	.170	.024	.207	.014
18.25	.293	.029	.197	.022	.245	.024	.203	.014
18.75	.281	.029	.204	.022	.197	.024	.181	.014
19.25	.204	.029	.175	.022	.199	.024	.191	.014
19.75	.281	.029	.214	.022	.178	.024	.194	.014

Table VII.1.b. Pouvoir d'analyse du carbone P_c (avec coupure sur les inélastiques, TOF < 2nsec)

θ (degrés)	T = 299 MeV		T = 380.5 MeV		T = 483 MeV		T = 560.9 MeV	
	$\Delta E < 168$ MeV		$\Delta E < 230$ MeV		$\Delta E < 304$ MeV		$\Delta E < 376$ MeV	
	P_c	ΔP_c	P_c	ΔP_c	P_c	ΔP_c	P_c	ΔP_c
5.25	.355	.022	.365	.014	.312	.017	.280	.008
5.75	.425	.022	.377	.014	.354	.017	.300	.008
6.25	.447	.022	.439	.014	.363	.017	.337	.008
6.75	.468	.022	.427	.014	.365	.017	.322	.008
7.25	.533	.022	.439	.014	.394	.017	.331	.009
7.75	.535	.022	.451	.017	.396	.017	.343	.009
8.25	.564	.022	.463	.017	.413	.017	.343	.009
8.75	.588	.022	.487	.017	.391	.019	.341	.011
9.25	.610	.022	.511	.017	.399	.019	.341	.011
9.75	.581	.024	.511	.017	.379	.019	.323	.011
10.25	.552	.024	.478	.017	.360	.022	.317	.011
10.75	.648	.024	.478	.019	.312	.022	.306	.012
11.25	.588	.024	.466	.019	.348	.022	.287	.012
11.75	.631	.024	.478	.019	.317	.024	.274	.012
12.25	.569	.026	.403	.019	.293	.024	.262	.012
12.75	.514	.026	.413	.022	.300	.024	.242	.014
13.25	.547	.026	.387	.022	.279	.024	.264	.014
13.75	.509	.026	.408	.022	.271	.024	.268	.014
14.25	.502	.029	.384	.022	.230	.024	.261	.014
14.75	.442	.029	.295	.022	.267	.026	.256	.014
15.25	.418	.029	.298	.024	.238	.026	.256	.014
15.75	.442	.029	.240	.024	.211	.026	.248	.014
16.25	.360	.029	.281	.024	.267	.026	.242	.014
16.75	.343	.031	.291	.024	.218	.026	.233	.014
17.25	.324	.031	.264	.024	.202	.026	.241	.014
17.75	.315	.031	.252	.024	.192	.026	.229	.014
18.25	.324	.031	.223	.024	.264	.026	.221	.014
18.75	.305	.031	.226	.024	.216	.026	.204	.014
19.25	.221	.031	.197	.024	.214	.026	.210	.014
19.75	.283	.031	.238	.024	.90	.026	.215	.014

Table VII 1.c. Pouvoir d'analyse du carbone P_c (avec coupure sur les inélastiques, TOF < lnsec).

θ (degrés)	T = 299 MeV		T = 380,5 MeV		T = 483 MeV		T = 560.9 MeV	
	$\Delta E < 104$ MeV		$\Delta E < 155$ MeV		$\Delta E < 210$ MeV		$\Delta E < 262$ MeV	
	P_c	ΔP_c	P_c	ΔP_c	P_c	ΔP_c	P_c	ΔP_c
5.25	.360	.022	.367	.014	.319	.017	.285	.008
5.75	.432	.022	.387	.014	.363	.017	.311	.008
6.25	.451	.022	.447	.014	.375	.017	.345	.008
6.75	.475	.022	.437	.014	.379	.017	.331	.009
7.25	.547	.022	.451	.014	.403	.017	.346	.009
7.75	.545	.022	.463	.017	.408	.017	.357	.009
8.25	.574	.022	.478	.017	.432	.019	.360	.009
8.75	.600	.022	.504	.017	.403	.019	.358	.011
9.25	.624	.022	.528	.017	.420	.019	.357	.011
9.75	.591	.024	.502	.017	.394	.019	.349	.011
10.25	.569	.024	.502	.019	.382	.022	.337	.012
10.75	.667	.024	.497	.019	.343	.022	.332	.012
11.25	.617	.024	.492	.019	.379	.024	.313	.012
11.75	.651	.026	.502	.019	.341	.024	.303	.014
12.25	.605	.026	.420	.022	.312	.024	.287	.014
12.75	.547	.026	.442	.022	.322	.024	.267	.014
13.25	.564	.029	.413	.022	.303	.026	.288	.014
13.75	.533	.029	.435	.022	.279	.026	.287	.014
14.25	.531	.029	.403	.022	.255	.026	.285	.014
14.75	.463	.029	.322	.024	.291	.026	.287	.014
15.25	.444	.031	.329	.024	.259	.026	.279	.014
15.75	.461	.031	.276	.024	.230	.026	.276	.014
16.25	.384	.031	.315	.024	.310	.026	.268	.014
16.75	.375	.031	.315	.024	.252	.026	.259	.014
17.25	.360	.031	.274	.024	.211	.026	.261	.014
17.75	.336	.031	.276	.024	.211	.026	.250	.014
18.25	.358	.031	.245	.024	.283	.026	.252	.014
18.75	.336	.031	.247	.024	.245	.026	.229	.014
19.25	.216	.034	.228	.024	.235	.026	.227	.015
19.75	.312	.031	.267	.024	.202	.026	.244	.015

Table VII.1.d. Pouvoir d'analyse du carbone P_c (avec coupure sur les inélastiques, TOF < 0.5 nsec.)

a) T = 299 MeV

Coupure TOF	α'	β	γ	δ	χ^2	C.L		α'	β
TOF < ∞	3.9186	-7.2216	447.47	0.	26.1		β	0.925	
TOF < 2ns	3.9789	-6.5287	425.88	0.	27.0				
TOF < 1ns	4.0286	-7.0760	404.19	0.	25.6			-0.413	-0.694
TOF < 0.5ns	4.1052	-6.7181	375.52	0.	28.8				

b) T = 380.5 MeV

Coupure TOF	α'	β	γ	δ	χ^2	C.L		α'	β
TOF < ∞	3.9337 $\pm$ 1.192	0.1424 $\pm$ 3.5	556.13 $\pm$ 29.5	0.	34.76	12%	β	0.944	
TOF < 2ns	3.9412 $\pm$ 1.194	-1.1122 $\pm$ 3.4	529.45 $\pm$ 28.3	0.	34.53	12%			
TOF < 1ns	4.0833 $\pm$ 1.194	1.3289 $\pm$ 3.23	468.23 $\pm$ 26.82	0.	35.14	10%		-0.408	-0.651
TOF < 0.5ns	4.2034 $\pm$ 1.204	2.5824 $\pm$ 3.11	414.70 $\pm$ 25.55	0.	32.20	18%			

c) T = 477.5 MeV

Coupure TOF	α'	β	γ	δ	χ^2	C.L		α'	β	γ
TOF < ∞	1.4396 $\pm$ 1.342	-38.671 $\pm$ 11.689	1635.5 $\pm$ 198.65	10405 $\pm$ 0.03341	17.26	86%	β	0.964		
TOF < 2ns	1.3613 $\pm$ 1.300	-38.894 $\pm$ 10.576	1585.5 $\pm$ 185.59	11835 $\pm$ 0.03364	16.82	89%		-0.646	-0.763	
TOF < 1ns	1.2173 $\pm$ 1.325	-40.782 $\pm$ 11.752	1497.3 $\pm$ 198.57	14947 $\pm$ 0.05283	15.74	93%		-0.986	-0.946	0.708
TOF < .5ns	1.1112 $\pm$ 1.293	-40.788 $\pm$ 11.385	1388.6 $\pm$ 176.82	18328 $\pm$ 0.05953	18.92	80%				

d) T = 560.9 MeV

Coupure TOF	α'	β	γ	δ	χ^2	C.L		α'	β	γ
TOF < ∞	.86921 $\pm$ 1.154	-46.702 $\pm$ 8.758	1918.9 $\pm$ 162.51	0.2003 $\pm$ 0.041	22.92	60%	β	0.963		
TOF < 2ns	.81616 $\pm$ 1.177	-45.825 $\pm$ 9.935	1816.8 $\pm$ 168.51	.2260 $\pm$ 0.058	22.93	60%		-0.608	-0.752	
TOF < 1ns	.70610 $\pm$ 1.163	-45-449 $\pm$ 9.982	1617.7 $\pm$ 166.29	.2943 $\pm$ 0.078	22.07	65%				
TOF < .5ns	.58628 $\pm$ 1.161	-45.762 $\pm$ 10.534	1444.5 $\pm$ 180.46	.3974 $\pm$ 0.1224	18.3	85%		-0.995	-0.959	0.646

Table VII.2. Les paramètres α' , β , γ et δ des courbes de lissage du pouvoir d'analyse du carbone $P_c(e_c)$ à 299, 380.5, 477.5 et 560.9 MeV.

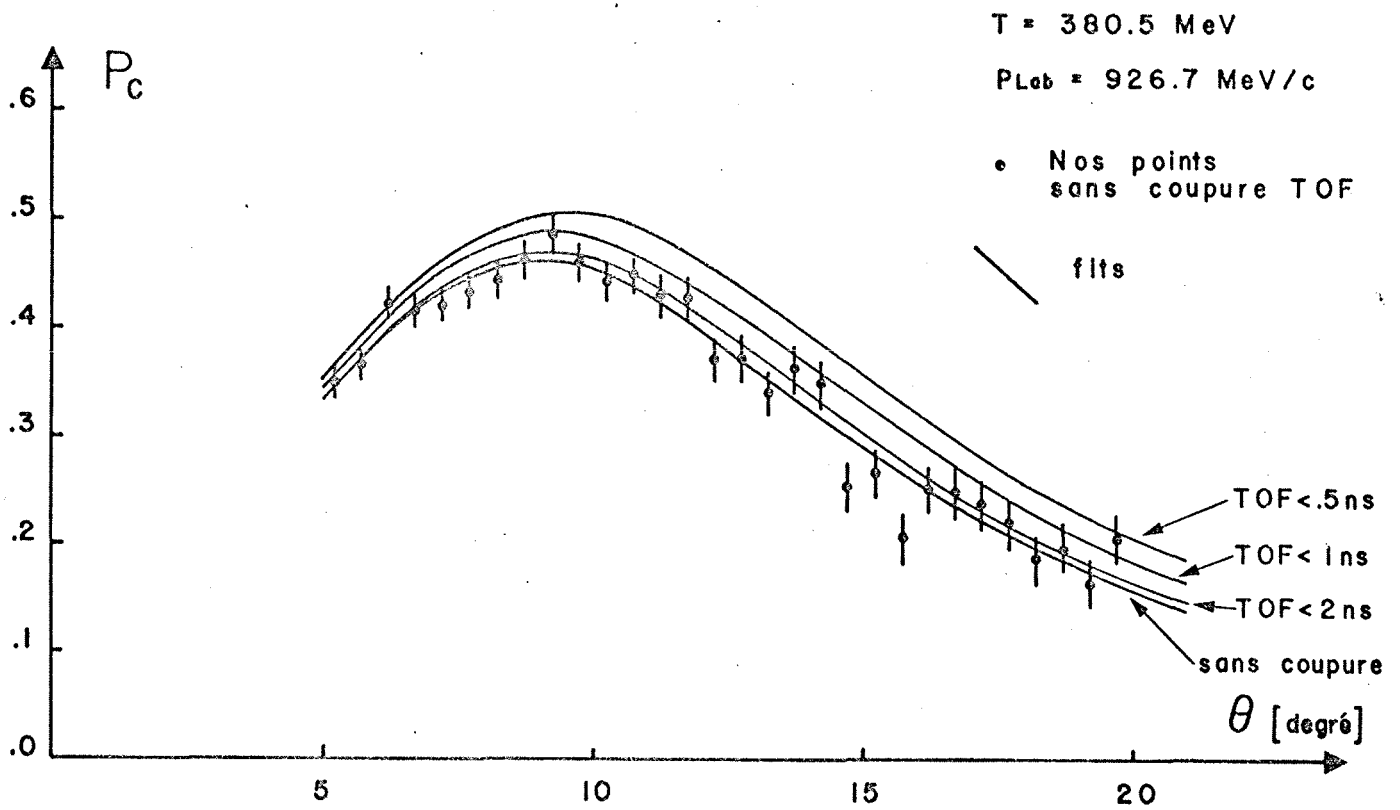
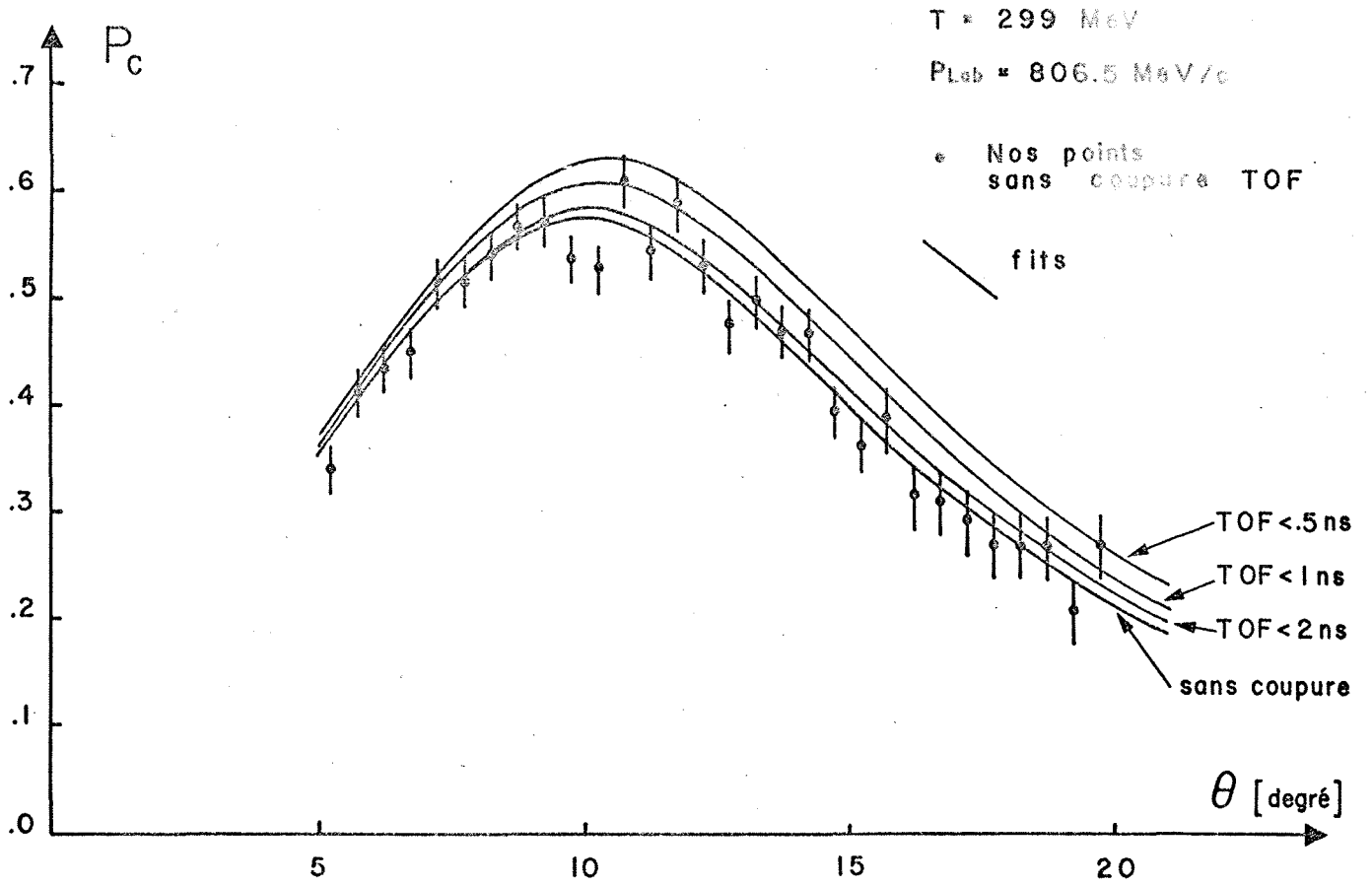


Figure VII.3.a. Pouvoir d'analyse du carbone $P_c(\theta_c)$ à 299 MeV et à 380.5 MeV

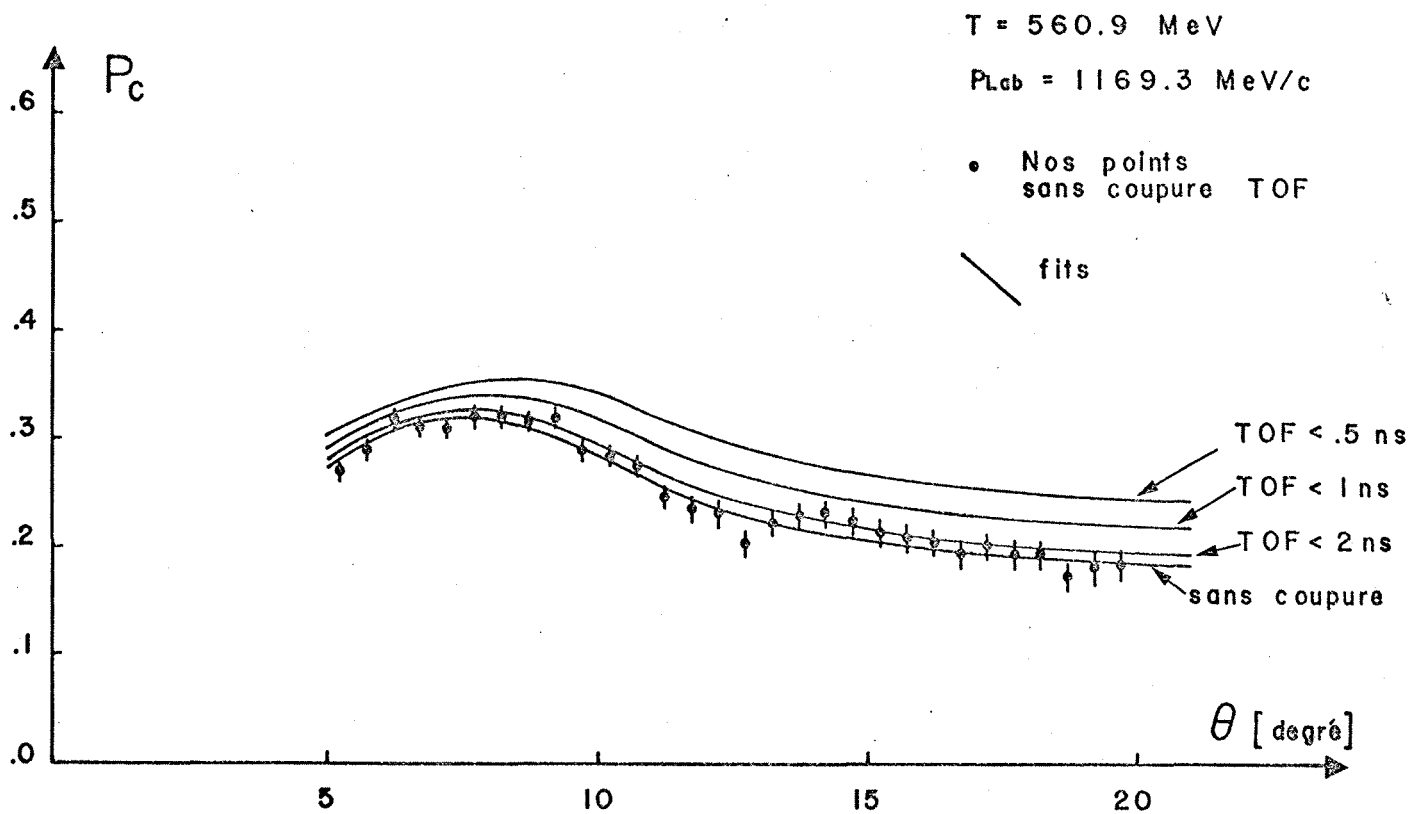
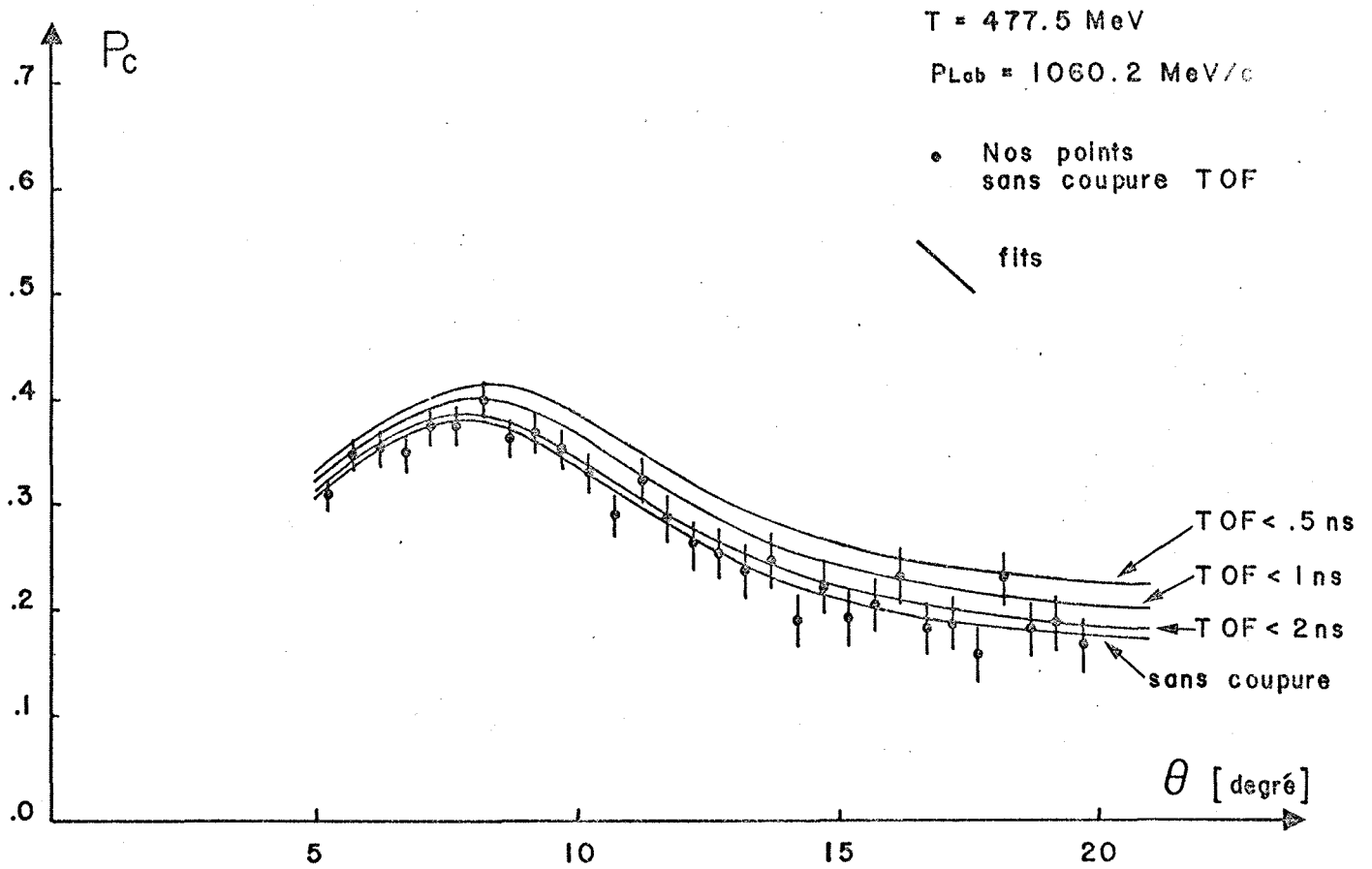


Figure VII.3.b. Pouvoir d'analyse du carbone $P_c(\theta_c)$ à 477.5 MeV et à 560.9 MeV

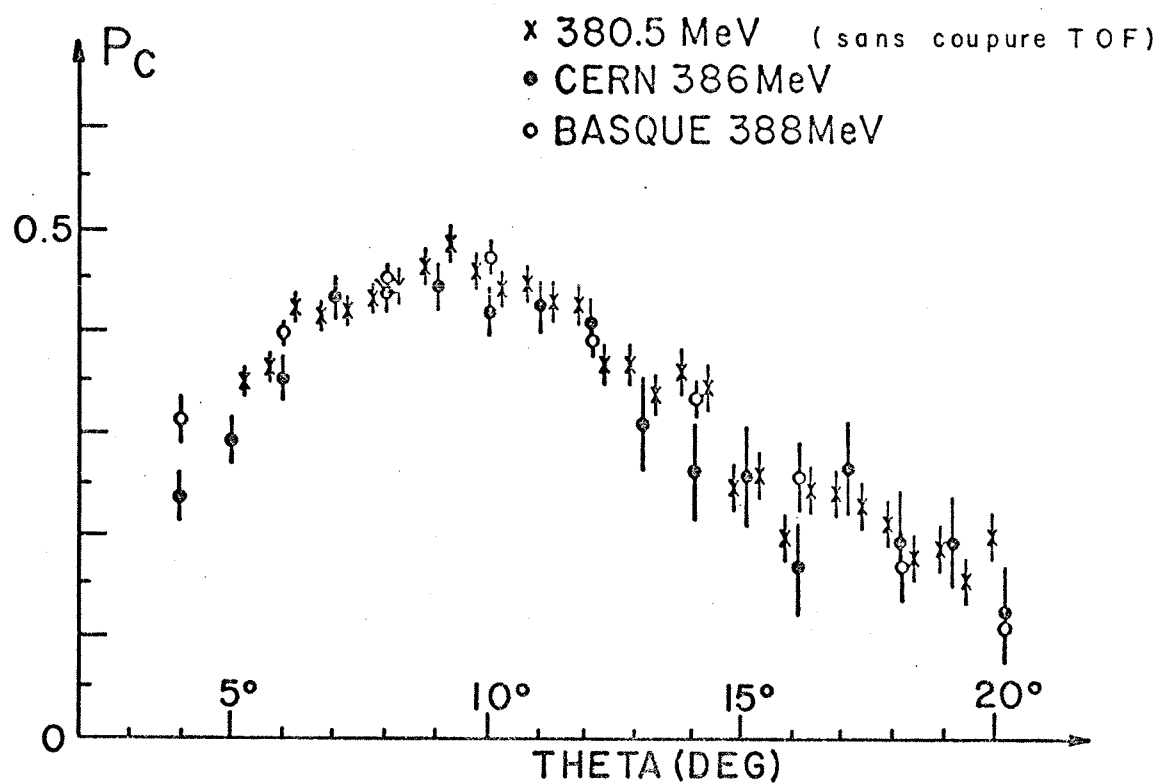
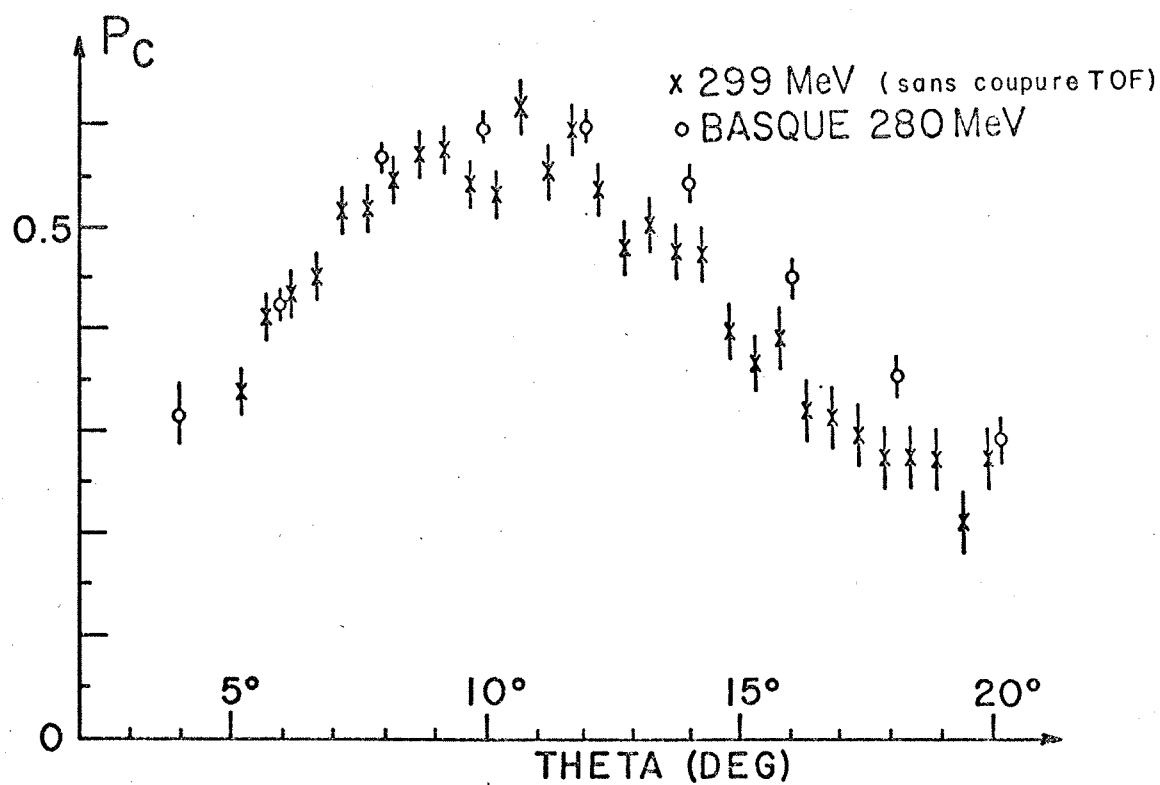


Figure VII.4. Comparaison de P_C avec d'autres résultats à 299 MeV et 380.5 MeV .

VIII. LA DOUBLE DIFFUSION

VIII.1. PRINCIPE

Chaque événement est caractérisé par θ_H et ϕ_H , les angles de diffusion sur l'hydrogène et θ_C et ϕ_C , les angles de diffusion sur le carbone (voir Fig. VIII.1).

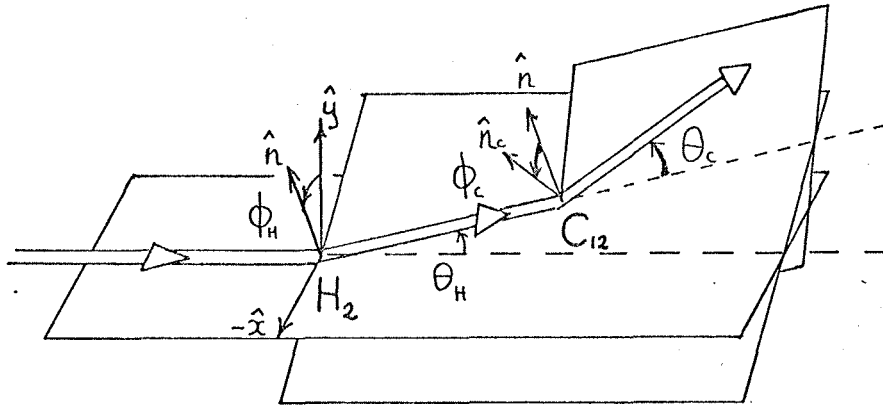


Figure VIII.1. La double diffusion

L'analyse devra permettre de calculer d'une part l'asymétrie de la lère diffusion pour chaque θ_H et d'autre part la polarisation transversale de la particule diffusée sur l'hydrogène grâce à la diffusion sur le carbone (θ_C, ϕ_C) pour chaque θ_H et ϕ_H .

Finalement, par toutes ces asymétries on déduira les paramètres D, R, A et P en fonction de θ_H .

Comme pour la simple diffusion sur le carbone (voir par. VII.1.1.) la méthode est basée sur une analyse de Fourier, certes plus complexe. On utilise les $\sin(\theta_H)$, $\sin(\theta_C)$ etc..., sommés pour tous les événements intéressants.

VIII.1.1. Pour la lère diffusion

Soit une distribution du type

$$f(\phi) = \frac{1}{2\pi} (1 + \varepsilon_c \cos \phi + \varepsilon_s \sin \phi) A(\phi)$$

où ε_c et ε_s les asymétries à mesurer et $A(\phi)$ l'acceptance azimutale du système.

1. Si $A(\phi)$ est constant, nous avons

$$\int_{2\pi} f(\phi) d\phi = \sum_{\text{événements}} 1, \quad \int_{2\pi} f(\phi) \cos \phi d\phi = \sum_{\text{événements}} \cos \phi$$

et ainsi de suite pour les autres sommes qui remplacent les intégrales équivalentes.

On démontre facilement que

$$\varepsilon_c = 2 \sum_w \cos \phi / \sum_w 1 \quad \text{et} \quad \varepsilon_s = 2 \sum_w \sin \phi / \sum_w 1$$

avec une covariance

$$\text{cov}(\vec{\varepsilon}) = (2 / \sum_w 1) \cdot \underline{\underline{1}}$$

En fait, c'est aussi cette méthode qui a été appliquée pour la simple diffusion sur le carbone (voir chap. VII.1.1.)

2. Si $A(\phi)$ est symétrique en ϕ , c'est-à-dire $A(\phi) = A(\phi + \pi)$ on démontre tout aussi facilement (voir exemple plus complexe chap. VIII.2.1.2.) que :

$$\begin{pmatrix} \sum \cos \phi \\ \sum \sin \phi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum \cos^2 \phi & \sum \sin \phi \cos \phi \\ \sum \sin \phi \cos \phi & \sum \sin^2 \phi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varepsilon_c \\ \varepsilon_s \end{pmatrix}$$

c'est-à-dire

$$\vec{V} = \underset{\sim}{F} \vec{\hat{\varepsilon}}$$

ce qui nous donne $\vec{\hat{\varepsilon}} = \underset{\sim}{F}^{-1} \vec{V}$, $\vec{\hat{\varepsilon}}$ étant un estimateur dont l'efficacité a été testée (réf. 1).

On obtient la covariance de cet estimateur

$$\begin{aligned} \underset{\sim}{cov}(\vec{\hat{\varepsilon}}) &= \underset{\sim}{F}^{-1} \underset{\sim}{cov}(\vec{V}) \underset{\sim}{F}^{-1} \\ &= \underset{\sim}{F}^{-1} \quad \text{si} \quad \underset{\sim}{cov}(\vec{V}) = \underset{\sim}{F} \end{aligned}$$

VIII.1.2. POUR LA 2ème DIFFUSION

Soit la distribution angulaire suivante

$$f(\theta, \phi) \div \frac{1}{2\pi} (1 + \varepsilon_c(\theta) \cos \phi + \varepsilon_s(\theta) \sin \phi) A(\theta, \phi)$$

avec $\vec{\hat{\varepsilon}}(\theta) = P_A(\theta) \cdot \vec{P}$ où $\vec{P}$ est la polarisation transversale de la particule incidente sur un diffuseur de pouvoir d'analyse $P_A(\theta)$.

On généralise l'estimateur précédent en définissant

$$\vec{V} = \begin{pmatrix} \sum P_A(\theta) \cos \phi \\ \sum P_A(\theta) \sin \phi \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \underset{\sim}{F} = \begin{pmatrix} \sum P_A^2 \cos^2 \phi & \sum P_A^2 \sin \phi \cos \phi \\ \sum P_A^2 \sin \phi \cos \phi & \sum P_A^2 \sin^2 \phi \end{pmatrix}$$

d'où

$$\vec{\hat{P}} = \underset{\sim}{F}^{-1} \vec{V}$$

$$\begin{aligned} \text{et} \quad \underset{\sim}{cov}(\vec{\hat{P}}) &= \underset{\sim}{F}^{-1} \underset{\sim}{cov}(\vec{V}) \underset{\sim}{F}^{-1} \\ &= \underset{\sim}{F}^{-1} \quad \text{si} \quad \underset{\sim}{cov}(\vec{V}) = \underset{\sim}{F} \end{aligned}$$

VIII.1.3. SOUSTRACTION DU BRUIT DE FOND

Soit les 2 distributions $f_H(\phi)$ pour l'hydrogène et $f_P(\phi)$ pour les parois de la cible vide.

La distribution azimutale pour la cible pleine est la somme des deux distributions précédentes, soit $f_T = f_H + f_P$.

Nous sommes donc amenés à accumuler les sommes $\vec{V}_T$ et $\underset{\sim}{F}_T$ avec la cible pleine et les sommes $\vec{V}_P$ et $\underset{\sim}{F}_P$ avec la cible vide, avec respectivement K_T et K_P particules incidentes.

Les acceptances du système dans les 2 cas étant différentes, la soustraction des parois de la cible doit se faire sur les sommes et non sur les asymétries.

On aura $\vec{V}_H = \vec{V}_T - \frac{K_T}{K_P} \vec{V}_P$ et $\vec{F}_H = \vec{F}_T - \frac{K_T}{K_P} \vec{F}_P$

d'où $\vec{E}_H = \vec{F}_H^{-1} V_H$

avec $\text{cov}(\vec{E}) = \vec{F}_H^{-1} \text{cov}(\vec{V}_H) \vec{F}_H^{-1}$

mais à la différence des résultats précédents $\text{cov}(\vec{V}_H) \neq \vec{F}_H$

car $\text{cov}(\vec{V}_H) = \text{cov}(\vec{V}_T) + \left(\frac{K_T}{K_P}\right)^2 \text{cov}(\vec{V}_P) = \vec{F}_T + \left(\frac{K_T}{K_P}\right)^2 \vec{F}_P \neq \vec{F}_T - \frac{K_T}{K_P} \vec{F}_P$

VIII.2. APPLICATION DANS LA DOUBLE DIFFUSION

A partir des bandes "Résumé", nous accumulons pour chacun des runs de double diffusion, après une nouvelle série de coupures, deux séries de sommes. L'une relative à la physique, l'autre à la technique pour les tests et les corrections d'effets systématiques ainsi que des histogrammes de contrôles.

L'intervalle angulaire de θ_H (de 1° à 15°) est subdivisé en bins de 0.5° .

VIII.2.1. ACCEPTANCES GEOMETRIQUES

Considérons un événement caractérisé par les angles θ_H , ϕ_H , θ_C et ϕ_C .

a) La 1ère approche consiste à avoir une acceptance azimutale $A(\phi_H, \phi_C)$ constante et égale à 100%. Une série de coupures assez draconiennes sur le faisceau incident et sur les vertex hydrogène et carbone est faite, et nous calculons pour chaque θ_H quel est le θ_C maximum détectable dans le système des chambres et des compteurs de telle manière que tous les ϕ_H et ϕ_C soient possibles.

Il est évident que plus θ_H augmente plus le θ_C maximum diminue.

Cela crée une première classe d'acceptance très restreinte.

L'analyse de Fourier à l'aide des sommes ne dépendant plus que de θ_H et de θ_C donne très simplement des résultats préliminaires assez valables (réf. 25).

Par contre, le domaine angulaire en θ_H est restreint et la statistique est assez réduite.

b) Une deuxième approche consiste à n'accepter un événement que si l'antiévénement $\phi_H + \pi$ est possible.

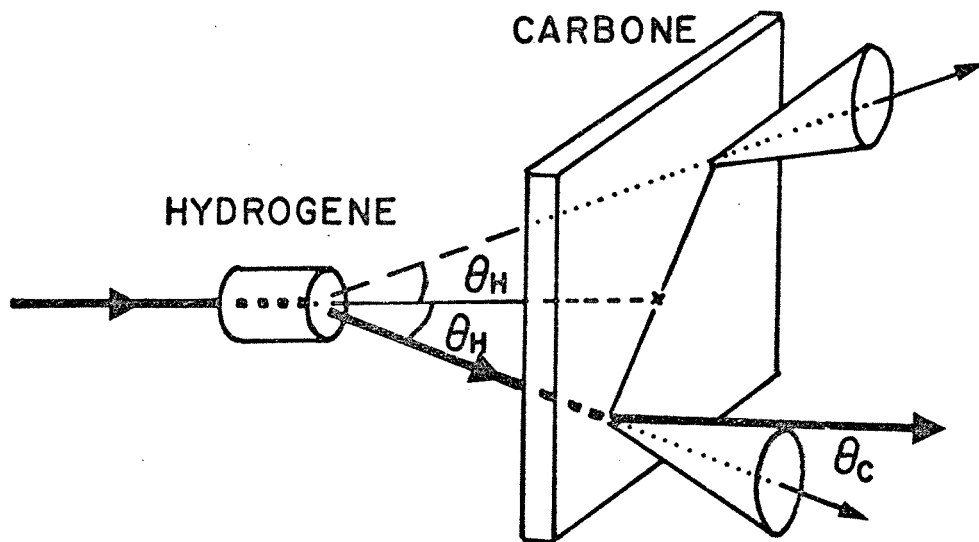
Soit $A(\theta_H, \phi_H, \theta_C) = A(\theta_H, \phi_H + \pi, \theta_C)$. Il s'agit de l'acceptance restreinte (voir fig. VIII.2.). Il reste effectivement que tous les ϕ_C doivent être possibles. Nous avons par là augmenté le domaine angulaire de θ_H , ainsi que la statistique.

Cette acceptance restreinte est utilisée pour la 1ère diffusion et permet d'obtenir le produit P.P_B. La distribution de la 1ère diffusion est certes biaisée mais symétriquement.

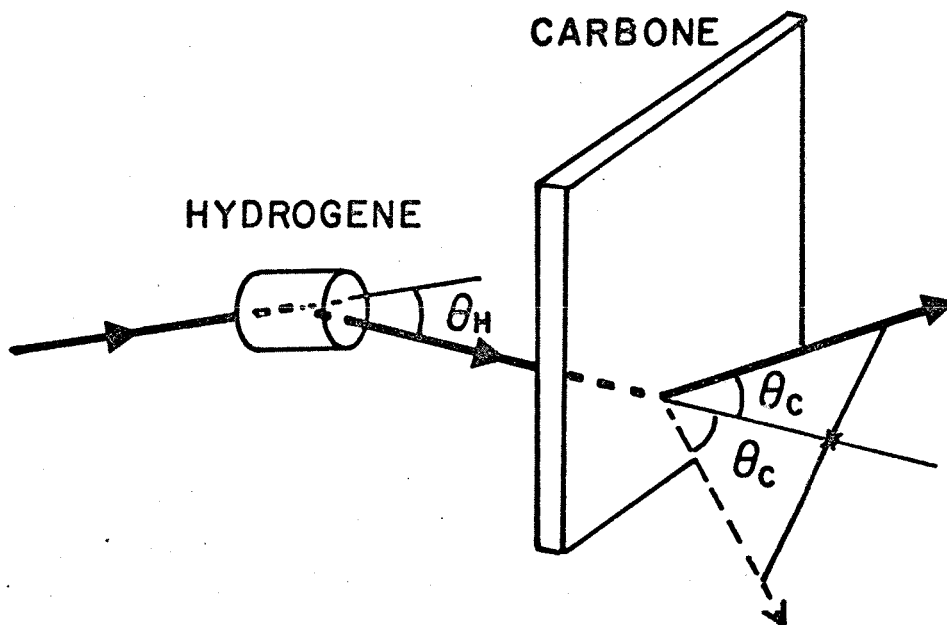
c) Une troisième approche permet d'utiliser d'autres événements. On ne vérifiera pas que tous les ϕ_C sont possibles mais seulement l'antiévénement $\phi_C + \pi$

$$A(\theta_H, \phi_H, \theta_C, \phi_C) = A(\theta_H, \phi_H, \theta_C, \phi_C + \pi)$$

Il s'agit de l'acceptance large (voir fig. VIII.2.) qui est utilisée pour la 2ème diffusion et augmente encore le domaine angulaire et la statistique. Les événements vérifiant l'acceptance restreinte satisfaisaient évidemment l'acceptance large.



ACCEPTANCE RESTREINTE



ACCEPTANCE LARGE

Figure VIII.2. Acceptances géométriques

La distribution de la 1ère diffusion est alors biaisée mais la seconde diffusion n'a qu'un biais symétrique.

A ce stade de l'explication on peut en déduire deux méthodes d'analyse.

VIII.2.1.1. Acceptances restreinte pour la 1ère diffusion, et large pour la 2ème.

Pour la double diffusion, on rappelle la forme de la distribution :

$$h(\phi_H, \theta_c, \phi_c) \div A(\phi_H, \theta_c) \sigma_c(\theta_c) \frac{1}{2\pi} (1 + P_1 P_y \cos \phi_H - P_1 P_x \sin \phi_H) \frac{1}{2\pi} (1 + P_A(\theta_c) c(\phi_H) \cos \phi_c + P_A(\theta_c) s(\phi_H) \sin \phi_c) \\ = a(\phi_H, \theta_c) (1 + P_A(\theta_c) c(\phi_H) \cos \phi_c + P_A(\theta_c) s(\phi_H) \sin \phi_c)$$

avec $\vec{P}_B = P_x \vec{x} + P_y \vec{y} + P_z \vec{z}$

et $P_A(\theta_c) = P_B P_c(\theta_c)$ qui est connu grâce à la simple diffusion sur le carbone (voir par. VII.1.).

Les asymétries obtenues dans la 2ème diffusion sont fonction de ϕ_H

car $c(\phi_H) = \frac{P_z/P_B + D \cdot PG1(\phi_H)}{1 + P \cdot P_B \cdot PG1(\phi_H)}$ et $s(\phi_H) = -\frac{A P_z/P_B + R \cdot PG2(\phi_H)}{1 + P \cdot P_B \cdot PG1(\phi_H)}$

avec $PG1(\phi_H) = (P_y/P_B) \cos \phi_H - (P_x/P_B) \sin \phi_H$

et $PG2(\phi_H) = (P_x/P_B) \cos \phi_H + (P_y/P_B) \sin \phi_H$

PG1 et PG2 sont indépendants des paramètres de Wolfenstein mais la méthode nécessite un fit en ϕ_H pour sortir les paramètres (voir développement dans la référence 1).

Elle nécessite aussi un plus grand nombre de sommes (voir table VIII.1.).

VIII.2.1.2. Acceptance restreinte pour la 2ème diffusion

La 1ère diffusion permet d'obtenir $P_1 \cdot P_B$ grâce à

$$\begin{pmatrix} \sum \cos \phi_H \\ \sum \sin \phi_H \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum \cos^2 \phi_H & \sum \sin \phi_H \cos \phi_H \\ \sum \sin \phi_H \cos \phi_H & \sum \sin^2 \phi_H \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_1 P_y \\ -P_1 P_x \end{pmatrix}$$

(voir chap. VIII.1.1.).

Pour la 2ème diffusion la symétrie des acceptances permet certaines simplifications car si

$$a(\phi + \pi, \theta) = a(\phi, \theta)$$

alors $\int_0^{2\pi} a(\phi, \theta) \sin^n \phi \cos^m \phi d\phi = 0$ avec $n+m$ impair

Examinons les différentes sommes suivantes :

où l'on pose comme intermédiaire de calcul $A_z = A P_z/P_B$, $D_y = D P_y/P_B$ et $R_y = R P_x/P_B$

$$\boxed{2 \sum P_A(\theta_c) \cos \phi_c} \div 2 \int_{\Delta \theta_c} d\theta_c \int_{2\pi} d\phi_H \int_{2\pi} d\phi_c P_A(\theta_c) \cos \phi_c h(\phi_H, \theta_c, \phi_c) \\ = \int_{\Delta \theta_c} d\theta_c \int_{2\pi} d\phi_H a(\phi_H, \theta_c) P_A(\theta_c) \int_{2\pi} d\phi_c \left[\cos \phi_c + P_A(\theta_c) c(\phi_H) \cos^2 \phi_c + P_A(\theta_c) s(\phi_H) \sin \phi_c \cos \phi_c \right] \\ = 2 \int_{\Delta \theta_c} d\theta_c \int_{2\pi} d\phi_H A(\phi_H, \theta_c) \sigma_c(\theta_c) \frac{P_A^2(\theta_c)}{4\pi} \left[P_z/P_B + D_y \cos \phi_H - D_x \sin \phi_H \right]$$

$$= \frac{1}{2\pi} \frac{P_c}{P_b} \int_{\Delta\theta_c} d\theta_c A(\phi_H, \theta_c) \sigma_c(\theta_c) P_A^2(\theta_c)$$

$$\boxed{2 \leq P_A(\theta_c) \sin \phi_c} \div 2 \int_{\Delta\theta_c} d\theta_c \int_{2\pi} d\phi_H \int_{2\pi} d\phi_c P_A(\theta_c) \sin \phi_c \mathcal{L}(\phi_H, \theta_c, \phi_c)$$

$$= -\frac{A_z}{2\pi} \int_{\Delta\theta_c} d\theta_c \int_{2\pi} d\phi_H A(\phi_H, \theta_c) \sigma_c(\theta_c) P_A^2(\theta_c)$$

par une démonstration identique à la précédente.

$$\boxed{\leq P_A^2(\theta_c)} \div \int_{\Delta\theta_c} d\theta_c \int_{2\pi} d\phi_H \int_{2\pi} d\phi_c P_A^2(\theta_c) \mathcal{L}(\phi_H, \theta_c, \phi_c)$$

$$= \int_{\Delta\theta_c} d\theta_c \int_{2\pi} d\phi_H P_A^2(\theta_c) \alpha(\phi_H, \theta_c) \int_{2\pi} d\phi_c \left[\underset{\downarrow 0}{1 + P_A(\theta_c) c(\phi_H)} \omega \phi_c + \underset{\downarrow 0}{P_A(\theta_c) s(\phi_H)} \sin \phi_c \right]$$

$$= \frac{1}{2\pi} \int_{\Delta\theta_c} d\theta_c \int_{2\pi} d\phi_H P_A^2(\theta_c) A(\phi_H, \theta_c) \sigma_c(\theta_c) \left[\underset{\downarrow 0}{1 + P_A(\theta_c) \omega \phi_H} - \underset{\downarrow 0}{P_A(\theta_c) \sin \phi_H} \right] = \frac{1}{2\pi} \int_{\Delta\theta_c} d\theta_c \int_{2\pi} d\phi_H P_A^2(\theta_c) A(\phi_H, \theta_c) \sigma_c(\theta_c)$$

d'où

$$\boxed{2 \leq P_A(\theta_c) \omega \phi_c = \frac{P_z}{P_b} \leq P_A^2(\theta_c)}$$

$$\boxed{2 \leq P_A(\theta_c) \sin \phi_c = -\frac{A_z P_z}{P_b} \leq P_A^2(\theta_c)}$$

De la même manière si nous considérons les autres sommes :

$$\boxed{\leq P_A(\theta_c) \omega \phi_H \omega \phi_c} \div \int_{\Delta\theta_c} d\theta_c \int_{2\pi} d\phi_H \int_{2\pi} d\phi_c \mathcal{L}(\phi_H, \theta_c, \phi_c) P_A(\theta_c) \omega \phi_H \omega \phi_c$$

$$= \int_{\Delta\theta_c} d\theta_c \int_{2\pi} d\phi_H \int_{2\pi} d\phi_c \alpha(\phi_H, \theta_c) P_A(\theta_c) \left[\underset{\downarrow 0}{1 + P_A(\theta_c) c(\phi_H)} \omega \phi_c + \underset{\downarrow 0}{P_A(\theta_c) s(\phi_H)} \sin \phi_c \right] \omega \phi_H \omega \phi_c$$

$$= \frac{P_z}{2} \int_{\Delta\theta_c} d\theta_c \int_{2\pi} d\phi_H \alpha(\phi_H, \theta_c) P_A^2(\theta_c) c(\phi_H) \omega \phi_H = \frac{1}{4\pi} \int_{\Delta\theta_c} d\theta_c \int_{2\pi} d\phi_H A(\phi_H, \theta_c) \sigma_c(\theta_c) P_A^2(\theta_c) \left[\underset{\downarrow 0}{\frac{P_z}{P_b} + D_y \omega \phi_H - D_x \sin \phi_H} \right] \omega \phi_H$$

$$= \frac{1}{4\pi} \int_{\Delta\theta_c} d\theta_c \int_{2\pi} d\phi_H A(\phi_H, \theta_c) \sigma_c(\theta_c) P_A^2(\theta_c) \left[D_y \omega^2 \phi_H - D_x \sin \phi_H \omega \phi_H \right]$$

De même

$$\boxed{D_y \leq P_A^2(\theta_c) \omega^2 \phi_H - D_x \leq P_A^2(\theta_c) \sin \phi_H \omega \phi_H} \div \int_{\Delta\theta_c} d\theta_c \int_{2\pi} d\phi_H P_A^2(\theta_c) [D_y \omega^2 \phi_H - D_x \sin \phi_H \omega \phi_H] \int_{2\pi} d\phi_c \mathcal{L}(\phi_H, \theta_c, \phi_c)$$

$$= \int_{\Delta\theta_c} d\theta_c \int_{2\pi} d\phi_H P_A^2(\theta_c) [D_y \omega^2 \phi_H - D_x \sin \phi_H \omega \phi_H] \int_{2\pi} d\phi_c A(\phi_H, \theta_c) \frac{\sigma_c(\theta_c)}{4\pi} \left[\underset{\downarrow 0}{1 + P_A(\theta_c) c(\phi_H)} \omega \phi_c + \underset{\downarrow 0}{P_A(\theta_c) s(\phi_H)} \sin \phi_c \right]$$

$$= \frac{1}{2\pi} \int_{\Delta\theta_c} d\theta_c \int_{2\pi} d\phi_H A(\phi_H, \theta_c) \sigma_c(\theta_c) P_A^2(\theta_c) [D_y \omega^2 \phi_H - D_x \sin \phi_H \omega \phi_H + D_y P_A(\theta_c) \omega^2 \phi_H - D_x P_A(\theta_c) \sin \phi_H \omega \phi_H - D_y P_A(\theta_c) \omega^2 \phi_H \sin \phi_H + D_x P_A(\theta_c) \sin \phi_H \omega \phi_H]$$

Nous avons donc :

$$\leq P_A(\theta_c) \omega \phi_H \omega \phi_c = D_y \frac{1}{2} \leq P_A^2(\theta_c) \omega^2 \phi_H - D_x \frac{1}{2} \leq P_A^2(\theta_c) \sin \phi_H \omega \phi_H$$

On démontre aussi que

$$\leq P_A(\theta_c) \sin \phi_H \omega \phi_c = D_y \frac{1}{2} \leq P_A^2(\theta_c) \sin \phi_H \omega \phi_H - D_x \frac{1}{2} \leq P_A^2(\theta_c) \sin^2 \phi_H$$

Ce qui s'écrit autrement sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} \sum P_A(\theta_c) \cos \phi_H \cos \phi_c \\ \sum P_A(\theta_c) \sin \phi_H \cos \phi_c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} \sum P_A^2(\theta_c) \cos^2 \phi_H & \frac{1}{2} \sum P_A^2(\theta_c) \sin \phi_H \cos \phi_H \\ \frac{1}{2} \sum P_A^2(\theta_c) \sin \phi_H \cos \phi_H & \frac{1}{2} \sum P_A^2(\theta_c) \sin^2 \phi_H \end{pmatrix} \begin{pmatrix} D P_y / P_B \\ -D P_x / P_B \end{pmatrix}$$

On montre aussi facilement que

$$\begin{pmatrix} \sum P_A(\theta_c) \cos \phi_H \sin \phi_c \\ \sum P_A(\theta_c) \sin \phi_H \sin \phi_c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} \sum P_A^2(\theta_c) \cos^2 \phi_H & \frac{1}{2} \sum P_A^2(\theta_c) \sin \phi_H \cos \phi_H \\ \frac{1}{2} \sum P_A^2(\theta_c) \sin \phi_H \cos \phi_H & \frac{1}{2} \sum P_A^2(\theta_c) \sin^2 \phi_H \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -R P_{yc} / P_B \\ -R P_{yc} / P_B \end{pmatrix}$$

Soit sous forme condensée :

$$\vec{V}_R = \underset{\sim}{F} \vec{\tilde{E}}_R \Rightarrow \vec{\tilde{E}}_R = \underset{\sim}{F}^{-1} \vec{V}_R$$

Pour le calcul de la variance de ces estimateurs nous divisons les intervalles de sommation sur θ_c , ϕ_H , ϕ_c , en canaux numérotés i, j, k, indépendants qui permettent la dérivation.

Par exemple

$$V_D^x = \sum_{i,j,k} n_{i,j,k} P_A(\theta_{ci}) \cos(\phi_{Hj}) \cos(\phi_{ck})$$

$$\rightarrow \sigma_{V_D^x}^2 = \sum_{i,j,k} \left(\frac{\partial V_D^x}{\partial n_{i,j,k}} \right)^2 \sigma_{n_{i,j,k}}^2 = \sum_{i,j,k} n_{i,j,k} P_A^2(\theta_{ci}) \cos^2(\phi_{Hj}) \cos^2(\phi_{ck}) = \frac{1}{2} \sum_{ev} P_A^2(\theta_c) \cos^2(\phi_H)$$

Nous arrivons finalement à identifier

$$\underset{\sim}{cov}(\vec{V}) = \underset{\sim}{F} \quad d'où \quad \underset{\sim}{cov}(\vec{\tilde{E}}) = \underset{\sim}{F}^{-1} \underset{\sim}{cov}(\vec{V}) \underset{\sim}{F}^{-1}$$

ACCEPTANCE RESTREINTE		ACCEPTANCE LARGE	
1	≤ 1	1	≤ 1
2	$\leq \cos^2 \phi_H$	2	$\leq P_A^2 \cos^2 \phi_c$
3	$\leq \sin^2 \phi_H$	3	$\leq P_A^2 \sin^2 \phi_c$
4	$\leq \sin \phi_H \cos \phi_H$	4	$\leq P_A^2 \sin \phi_c \cos \phi_c$
5	$\leq P_A^2$	5	$\leq P_A^2 \cos^2 \phi_c (\phi_H - \phi_0)$
6	$\leq P_A^2 \cos^2 \phi_H$	6	$\leq P_A^2 \sin^2 \phi_c (\phi_H - \phi_0)$
7	$\leq P_A^2 \sin^2 \phi_H$	7	$\leq P_A^2 \sin \phi_c \cos \phi_c (\phi_H - \phi_0)$
8	$\leq P_A^2 \sin \phi_H \cos \phi_H$	8	$\leq P_A^2 \cos^2 \phi_c (\phi_H - \phi_0)^2$
9	$\leq \cos \phi_H$	9	$\leq P_A^2 \sin^2 \phi_c (\phi_H - \phi_0)^2$
10	$\leq \sin \phi_H$	10	$\leq P_A^2 \sin \phi_c \cos \phi_c (\phi_H - \phi_0)^2$
11	$\leq P_A \cos \phi_c$	11	$\leq \cos^2 \phi_c P_A \sigma'/\sigma$
12	$\leq P_A \sin \phi_c$	12	$\leq \sin^2 \phi_c P_A \sigma'/\sigma$
13	$\leq P_A \cos \phi_c \cos \phi_H$	13	$\leq \sin \phi_c \cos \phi_c P_A \sigma'/\sigma$
14	$\leq P_A \cos \phi_c \sin \phi_H$	14	$\leq P_A \cos \phi_c$
15	$\leq P_A \sin \phi_c \cos \phi_H$	15	$\leq P_A \sin \phi_c$
16	$\leq P_A \sin \phi_c \sin \phi_H$		

Table VIII.1.a. Les différentes sommes utilisées pour le calcul des paramètres.

ACCEPTANCE RESTREINTE		ACCEPTANCE LARGE	
1	$\sum 1$	1	$\sum 1$
2	$\sum \cos^2 \phi_H$	2	$\sum P_A^2 \cos^2 \phi_C$
3	$\sum \sin^2 \phi_H$	3	$\sum P_A^2 \sin^2 \phi_C$
4	$\sum \sin \phi_H \cos \phi_H$	4	$\sum P_A^2 \sin \phi_C \cos \phi_C$
5	$\sum P_A^2$		
6	$\sum P_A^2 \cos^2 \phi_H$		
7	$\sum P_A^2 \sin^2 \phi_H$		
8	$\sum P_A^2 \sin \phi_H \cos \phi_H$		

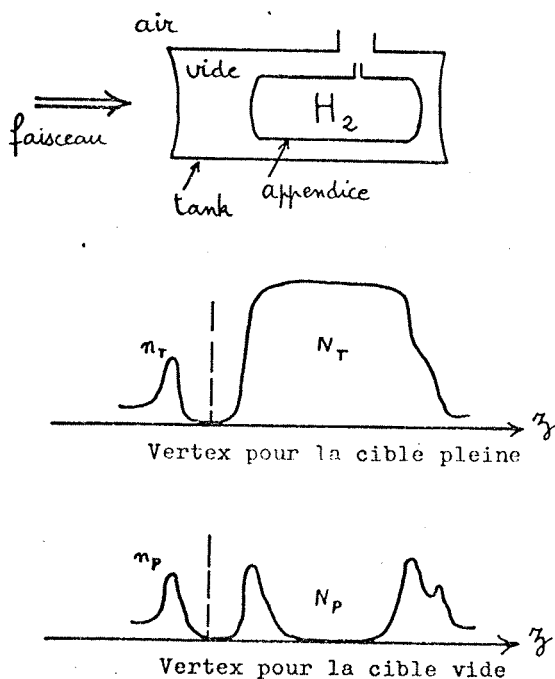
Table VIII.1.b. Les différentes sommes utilisées pour le calcul des erreurs.

II.2.1.3. Remarques sur les valeurs utilisées de $P_A(\theta_c)$

Dans la double diffusion, la coupure sur les inélastiques issus du carbone, par exemple $\text{TOF} > 1.7 \text{ nsec}$, pouvait être différente de celles pratiquées sur les données de simple diffusion sur le carbone qui étaient $\text{TOF} > 0.5 \text{ nsec}$, $\text{TOF} > 1.0 \text{ nsec}$, $\text{TOF} > 2.0 \text{ nsec}$ et TOF sans coupure (voir chap. VII.1.3.).

Dans ce cas les valeurs de $P_A(\theta_c)$ introduites dans les sommes (voir table VIII.1.) étaient le résultat d'une interpolation des valeurs de $P_A(\theta_c)$ aux différentes coupures.

VIII.2.2. SOUSTRACTION DES PAROIS DE LA CIBLE



Dans la pratique, la particularité, dans la cible d'hydrogène (voir par. II.3.4) de la position de la fenêtre amont du tank à vide a permis lors de la reconstruction du vertex longitudinal de la lère diffusion d'identifier parfaitement les événements en provenance de cette fenêtre de mylar, du reste de la cible.

La normalisation se fera donc sur le nombre d'événements contenus dans cette fenêtre amont. Cette méthode a l'avantage d'incorporer l'efficacité de tout le système, elle corrige la perte d'événements due à l'inefficacité des chambres jusqu'aux mauvaises relectures des bandes magnétiques.

Soit n_T et n_P et d'autre part N_T et N_P les événements dont le vertex est illustré sur cette figure.

Quant aux estimateurs et à leurs variances lors de cette soustraction (revoir par. VIII.1.3.), nous aurons

$$\hat{\vec{\epsilon}} = \left(\vec{F}_T - \frac{n_T}{n_P} \vec{F}_P \right)^{-1} \left(\vec{V}_T - \frac{n_T}{n_P} \vec{V}_P \right)$$

et

$$\text{cov}(\hat{\vec{\epsilon}}) = \left(\vec{F}_T - \frac{n_T}{n_P} \vec{F}_P \right)^{-1} \left(\vec{F}_T + \frac{n_T^2}{n_P^2} \vec{F}_P \right) \left(\vec{F}_T - \frac{n_T}{n_P} \vec{F}_P \right)^{-1}$$

avec $\hat{\vec{\epsilon}}$, $\vec{F}$ et $\vec{V}$ définis au chap. VIII.2.1.2. pour l'acceptance restreinte.

C'est le calcul des erreurs lors de la soustraction des parois de la cible qui a obligé la distinction des sommes donnant les asymétries, des sommes donnant les erreurs (voir table VIII.1.) puisque $\text{cov}(\hat{\vec{V}}_H) \neq \vec{F}_H$.

VIII.2.3. NORMALISATION DE L'ORIENTATION DE LA POLARISATION

Pour chaque condition d'orientation de P_B , l'étude de la diffusion sur le carbone (voir chap. VII.1.5.) nous a donné le ϕ_0 défini par $\phi_0 = \text{Arctg}(-P_x/P_y)$.

Dans la méthode de l'acceptance large (par. VIII.2.1.1.) il en est tenu compte au moment du fit général.

Pour la méthode de l'acceptance restreinte (par. VIII.2.1.2.) le binning en ϕ_H n'existant pas, la rotation est appliquée sur les sommes déjà accumulées de chaque run, lorsqu'on intègre toutes les conditions de manière à les ramener toutes à une polarisation P_B verticale ($\rightarrow P_x = 0$ et $P_y > 0$).

Nous aurons alors $\phi'_H = \phi_H - \phi_0$.

Dans le cas des sommes 9,10; 13,14; 15,16 (voir table VIII.1.) qui représentent des vecteurs, cela se traduit par la rotation du vecteur.

En effet;

$$\sum \cos \phi'_H = \sum \cos (\phi_H - \phi_0) = \cos \phi_0 \sum \cos \phi_H + \sin \phi_0 \sum \sin \phi_H$$

$$\sum \sin \phi'_H = \sum \sin (\phi_H - \phi_0) = -\sin \phi_0 \sum \cos \phi_H + \cos \phi_0 \sum \sin \phi_H$$

c'est-à-dire

$$\begin{pmatrix} \sum \cos \phi'_H \\ \sum \sin \phi'_H \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \phi_0 & \sin \phi_0 \\ -\sin \phi_0 & \cos \phi_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sum \cos \phi_H \\ \sum \sin \phi_H \end{pmatrix}$$

Il en sera de même pour les vecteurs

$$\begin{pmatrix} \sum P_A(\theta_c) \cos \phi_c \cos \phi_H \\ \sum P_A(\theta_c) \cos \phi_c \sin \phi_H \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} \sum P_A(\theta_c) \sin \phi_c \cos \phi_H \\ \sum P_A(\theta_c) \sin \phi_c \sin \phi_H \end{pmatrix}$$

Dans le cas des sommes 2,3,4 et 6,7,8 (voir table VIII.1.) qui représentent des matrices symétriques $\vec{F} = \begin{pmatrix} F_1 & F_3 \\ F_3 & F_2 \end{pmatrix}$, les sommes se transforment. Nous avons, par

exemple,

$$\begin{aligned} \sum \cos^2(\phi'_H) &= \sum \cos^2(\phi_H - \phi_0) = \sum (\cos \phi_0 \cos \phi_H + \sin \phi_0 \sin \phi_H)^2 = \\ &= \cos^2 \phi_0 \sum \cos^2 \phi_H + \sin^2 \phi_0 \sum \sin^2 \phi_H + 2 \sin \phi_0 \cos \phi_0 \sum \cos \phi_H \sin \phi_H \end{aligned}$$

Nous obtenons donc une nouvelle matrice $\tilde{F}' = \begin{pmatrix} F'_1 & F'_3 \\ F'_3 & F'_2 \end{pmatrix}$, avec

$$F'_1 = \cos^2 \phi_0 F_1 + \sin^2 \phi_0 F_2 + 2 \sin \phi_0 \cos \phi_0 F_3$$

$$F'_2 = \sin^2 \phi_0 F_1 - \cos^2 \phi_0 F_2 - 2 \sin \phi_0 \cos \phi_0 F_3$$

$$F'_3 = -\sin \phi_0 \cos \phi_0 (F_1 - F_2) + (\cos^2 \phi_0 - \sin^2 \phi_0) F_3$$

VIII.2.4. LE COMPTEUR D

Le compteur D (voir fig. I.7.), placé juste devant les plaques de carbone a pour mission par son veto dans le trigger d'éliminer le maximum de traces droites (θ_H petit).

Malheureusement, par construction, son guide de lumière crée un épaississement de matière, localement, qui peut nous faire craindre un biais dans la mesure des asymétries.

Dans l'acceptance restreinte, l'absence de binning en ϕ_H nous laissait à disposition plus de mémoires. Cela nous a permis de doubler les sommes. Une 1ère catégorie comportant tous les événements, une 2ème seulement ceux qui touchaient le guide du D.

Cette dernière catégorie a été soustraite à la 1ère par un facteur de pondération CD correspondant au rapport de matière de plexi sur carbone plus plexi.

On démontre facilement que le facteur de pondération pour les sommes correspondant aux calculs d'erreur est égal à $CD \times (1-CD)$.

Ce facteur CD est introduit lors de l'analyse finale qui peut donc se faire avec et sans correction.

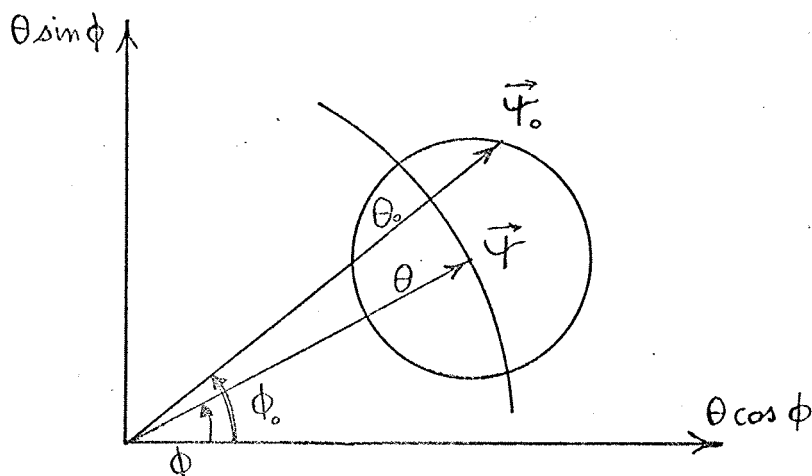
Les différences des résultats sont fort heureusement plus que négligeables et non significatives.

VIII.2.5. RESOLUTION ANGULAIRE ET MISE EN CANAUX

Leurs effets sont corrigés (réf. 1) après le fit en ϕ_H des asymétries qui nous donne les paramètres D, R, A et P dans le cadre de l'acceptance large.

a) La résolution angulaire est traitée uniquement pour la diffusion sur l'hydrogène, puisque le pouvoir d'analyse du carbone est mesuré avec le même système.

Soit $\vec{\Psi}(\theta, \phi)$ la diffusion vraie et
 $\vec{\Psi}(\theta_0, \phi_0)$ la reconstruite.



On démontre que pour la lère diffusion $\varepsilon \simeq \varepsilon^{\text{vrai}} (1 + \frac{\sigma_{\phi}^2}{2})$ avec $\sigma_{\phi} = \sigma_P / \sin \theta$
 σ_P est la largeur de la résolution. Pour 392 MeV, $\sigma_{\text{mes}} = 3.99 \text{ mrad}$.

Le θ_0 reconstruit est le plus souvent surestimé par rapport au vrai (voir fig) alors que la distribution en ϕ est symétrique. La distribution de la s.e.d dépend beaucoup plus de θ que de ϕ . Nous avons donc tenu compte de la résolution angulaire sur les paramètres DRAP par une convolution sur θ du type

$$P_{\text{obs}}(\theta_0) = \frac{\int R(\vec{\varphi} - \vec{\varphi}_0) \sigma(\theta) P_{\text{vrai}}(\theta) d\Omega}{\int R(\vec{\varphi} - \vec{\varphi}_0) \sigma(\theta) d\Omega} \quad \text{et de même pour DR et A.}$$

b) Pour la mise en canaux, la mesure des moments des distributions dans chaque canal permet de calculer (réf. 1) les effets de mise en bins.

Le calcul effectif de la convolution a été fait par Monte-Carlo, où l'on a utilisé les valeurs lissées de $\sigma(\theta)$, $P(\theta)$, $D(\theta)$, $R(\theta)$ et $A(\theta)$ données par l'analyse en déphasage (réf. 26).

Le calcul numérique fait apparaître que les effets sont les plus forts aux θ_H petits, là où les dérivées des paramètres sont grandes (voir table VIII.2.).

θ_{Lab} (degré)	ΔD	ΔR	ΔA	ΔP
2	.0156	.0153	-.0091	-.0013
3	.0329	.0383	-.0018	-.0059
4	.0100	.0129	.0016	-.0020
5	.0015	.0033	.0014	-.0004
6	.0000	.0008	.0006	.0004
7	-.0004	.0004	.0008	.0000
8	-.0002	.0003	.0006	.0000
9	-.0001	.0002	.0006	-.0001
10	.0001	.0002	.0005	-.0001
11	.0000	.0001	.0004	-.0003
12	-.0001	-.0001	-.0000	-.0004
13	-.0003	-.0004	-.0005	-.0005
14.25	-.0016	-.0024	-.0032	-.0012

Table VIII.2. Correction à soustraire des effets de résolution angulaire et de mise en canaux à 392 MeV

VIII.3. CONTROLES

VIII.3.1. CONTROLES TECHNIQUES

Lors de l'accumulation des statistiques run par run, une série d'informations techniques était versée sur un fichier spécial sur disque.

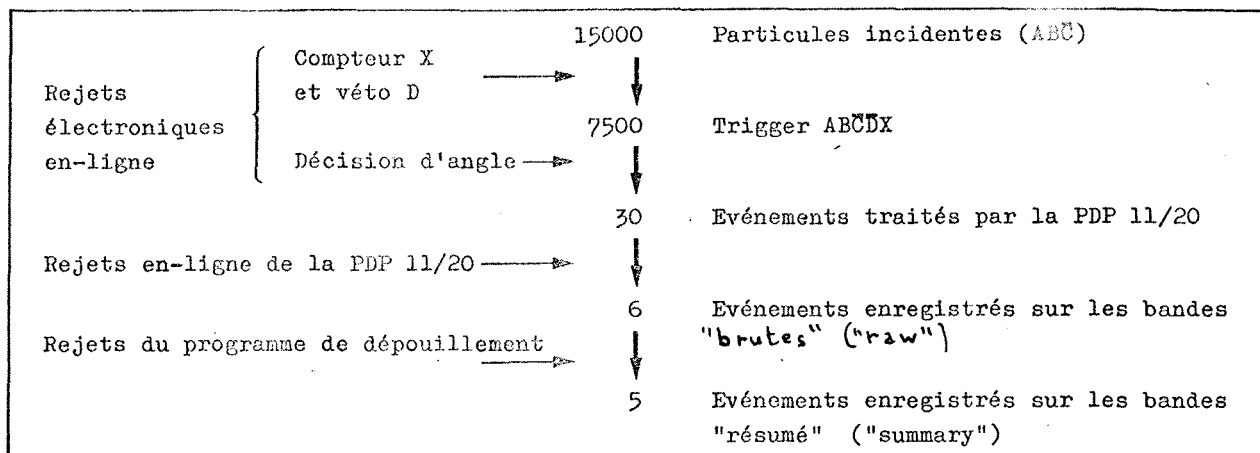
- a) Les moyennes $\langle \theta_c \cos \phi_c \rangle$ et $\langle \theta_c \sin \phi_c \rangle$, et la distribution des événements en θ_c permettaient à posteriori les corrections fines des alignements entre les télescopes intermédiaire et arrière (voir chap.IV). Corrections dans lesquelles étaient incluses le désalignement de la 2ème diffusion induit par la résolution spatiale (réf. 1 - B2).
- b) Les histogrammes des événements acceptés, rejetés par les vetos et les traces droites dans le carbone, pour le TOF et le dE/dX étaient tracés pour 3 domaines en θ_H , 8 en ϕ_H et 4 en ϕ_c . Cela permettait de vérifier le centrage des distributions et le bon fonctionnement du TOF, du dE/dX et des vetos pour chaque run.
- c) La distribution angulaire en θ_H et ses 1ers et 2èmes moments étaient accumulés pour corriger l'effet de binning (voir par. VIII.2.5.)
- d) L'efficacité de chaque plan de fils en X et en Y, par une mise en cellules mettait en évidence l'homogénéité des chambres à fils dont l'inefficacité de 0,5 à 1% atteignait au centre 2 à 7 % en raison de l'intensité du faisceau. Chaque run était vérifié.
- e) Pour chaque run nous avons pu vérifier, également :
 - le nombre d'événements lus;
 - les pourcentages des événements acceptés pour les acceptances restreinte et large;
 - les taux de rejet sur les traces droites et le faisceau;
 - sur les coupures en θ_H , θ_c , Z_H et Z_c ;
 - sur les rejets de vetos et les coupures TOF et dE/dX;
 - sur le nombre d'événements et leurs vertex moyen, dans la fenêtre amont de la cible pour la normalisation;
 - les taux du trigger;
 - les rejets télescope 1, du 2, les rejets dus aux désalignement etc...;
 - les positions et pente du faisceau incident;
 (voir table VIII.3., à 392 MeV).

Tous ces paramètres ont été observés en fonction du temps et des conditions d'acquisition.

VIII.3.2. CONTROLES PHYSIQUES

- a) Par une subdivision des trajectoires incidentes du faisceau (gauche-droite, haut-bas, intérieur-extérieur) nous avons pu comparer les asymétries $P_B P_C$ qui étaient statistiquement compatibles, nous rassurant sur l'homogénéité de la polarisation du faisceau.
- b) La méthode de l'acceptance très restreinte (par. VIII.2.1.a.) intégrée en plus sur θ_H permettait dans le programme d'analyse de tester immédiatement la compatibilité de chaque run pour les valeurs physiques de PP_x de la 1ère diffusion et P/P_B , AP_z/P_B , DP_x/P_B et RP_x/P_B pour la deuxième. La statistique de chaque run

Taux des rejets pour passer des particules incidentes à celles enregistrées sur les bandes "résumé" :



Au total nous avons sur les bandes "résumé" :
 pour la cible pleine 4 357 120 événements
 pour la cible vide 515 234 événements

Taux des rejets séquentiels du programme d'analyse

	Cible pleine	Cible vide
Traces non-diffusées sur le carbone	40.0 %	40.0 %
Coupure sur le faisceau	1.2 %	1.7 %
Coupure sur le vertex hydrogène	8.6 %	38.0 %
Coupure sur l'angle carbone	35.0 %	36.0 %
Coupure sur le critère de l'acceptance large	14.4 %	7.4 %
Coupure du veto	19.0 %	5.0 %
Coupure sur le TOF et le dE/dX	12.0 %	6.2 %
Il reste en événements répondants à l'acceptance large	21.0 %	19.0 %
Coupure sur le critère de l'acceptance restreinte	24.2 %	12.4 %
Il reste en événements répondants à l'acceptance restreinte	15.9 %	16.6 %

Finalement sur environ 15000 particules incidentes une seule contribue aux mesures des paramètres D,R,A et P

Table VII.3. Taux des rejets à 392 MeV

est suffisante pour obtenir sans contestation possible le signe de l'asymétrie de la 1ère diffusion, c'est-à-dire le sens de la polarisation transversale du faisceau incident, donc de vérifier le signe du champ des solénoïdes qui avait été relevé à la boussole entre chaque run.

c) Un programme supplémentaire "DRAP 15", utilisant les sommes de l'acceptance restreinte nous donnait les paramètres PP_B ainsi que P/P_B , D , R et A en fonction de θ_H , ainsi que leurs erreurs, intégrés sur toutes les conditions.

Malgré une statistique plus réduite aux grands angles, la comparaison avec la méthode du fit en ϕ_H de l'acceptance large, finale, permettait un contrôle des plus valables sur les paramètres, puisque les 2 méthodes employaient des sommes différentes. (voir fig. VIII.3. et fig. IX.2.a,b, c et d).

La méthode de l'acceptance restreinte nous a permis de publier plus rapidement des résultats préliminaires.

d) La sensibilité de la coupure TOF était vérifiée en doublant l'analyse avec une variation de la coupure sur les inélastiques issus du carbone (de .3 nsec par exemple à 392 MeV) dont on tenait compte au moment de l'introduction de la valeur interpolée de $P_B P_C$. Les résultats sont compatibles

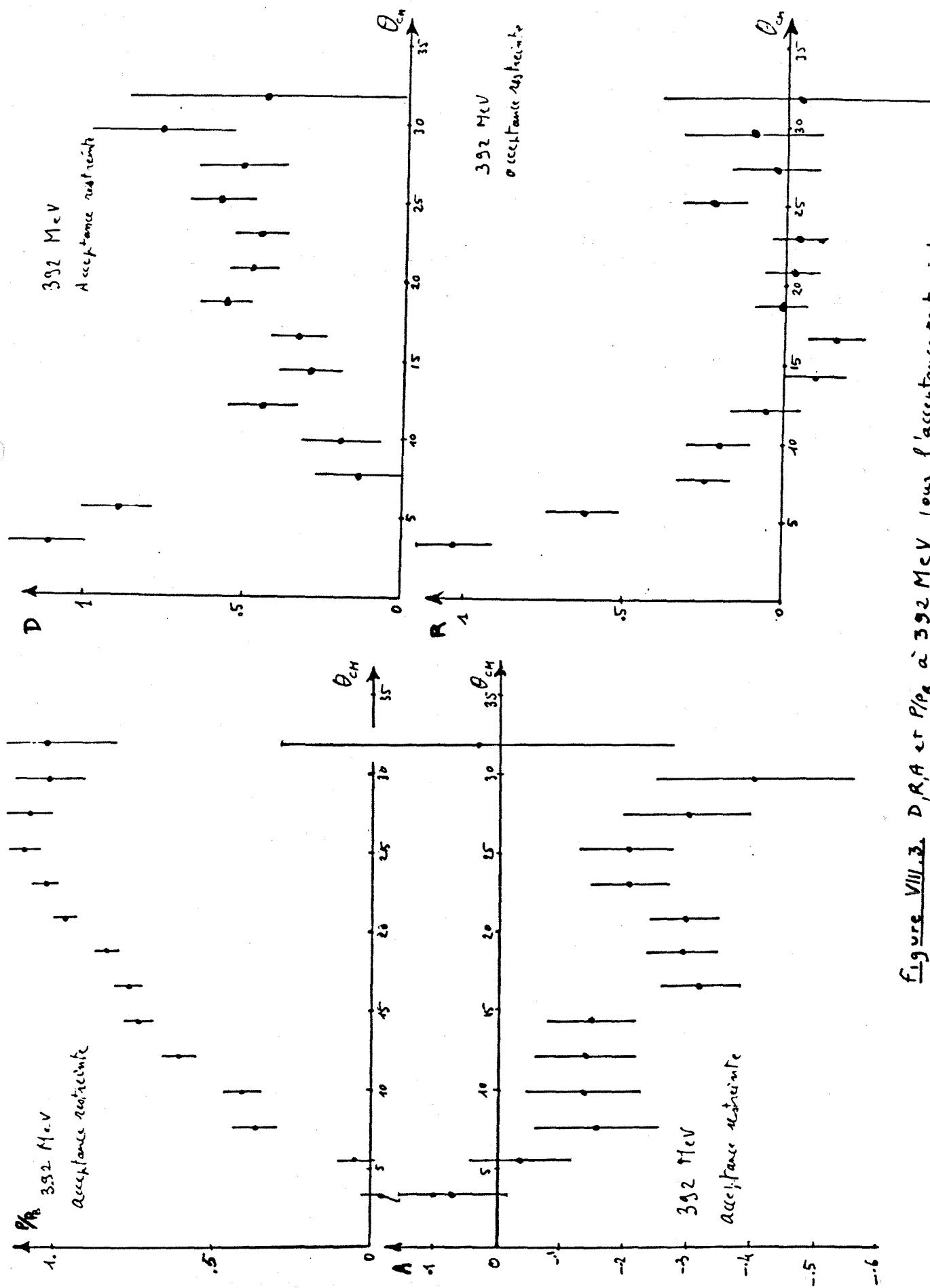


Figure VIII.3. D, R, A et P/P_g à 392 MeV pour l'acceptance restreinte

VIII.4. LES ERREURS

VIII.4.1. LES ERREURS STATISTIQUES

Exprimées aux par. VIII.2.1. et VIII.2.2., elles sont fonction de l'asymétrie $P_B P_C$. Plus précisément l'information est proportionnelle à l'intensité et au carré de la polarisation "utile" c'est-à-dire IP^2 .

Tous les événements acceptés concourent à apporter une information au paramètre de polarisation P de la 2ème diffusion. Par contre, la connaissance de A se réfère au faisceau de polarisation longitudinale, et les paramètres D, R et P le pouvoir d'analyse de la 1ère diffusion sont issus du faisceau de polarisation transversale.

Cette répartition des informations et le nombre d'événements acquis pour chaque condition (voir par. IX.1.) expliquent les barres d'erreurs statistiques finalement obtenues sur les paramètres (voir par. IX.3.).

Par exemple, à $\theta_{c.m.} \approx 23^\circ$, pour $T = 392$ MeV nous avons $\Delta P \sim .013$, $\Delta A \sim .05$ et ΔD et $\Delta R \sim .07$.

VIII.4.2. LES ERREURS SYSTEMATIQUES

A part les biais correspondant aux désalignements, à la résolution angulaire et aux effets de binning qui sont corrigés (par. IV et VIII.2.5.) et contrôlés (par. VIII.3.1.), il reste des erreurs systématiques, faibles par rapport aux erreurs statistiques, causées essentiellement par l'erreur du facteur de normalisation dans la soustraction de la cible vide, par l'erreur sur les valeurs de l'asymétrie $P_B P_C$, par le biais possible introduit par les coupures sur le TOF et par la contamination des inélastiques.

VIII.4.2.1. Soustraction de la cible vide

La soustraction de la cible vide induit une erreur sur l'asymétrie par le biais de l'erreur sur le facteur de normalisation $R = \frac{n_T}{n_P}$ (voir par. VIII.2.2.). Supposons les paramètres suivants :

I_T et I_P les nombres de particules incidentes;

n_T , n_P et N_T et N_P les nombres de particules diffusées à θ_H (fig. du par. VIII.2.2.)

α_m la probabilité de diffusion sur la fenêtre amont;

α_H la probabilité de diffusion sur l'hydrogène à θ_H ;

α_P la probabilité de diffusion sur les parois à θ_H .

Nous aurons alors les différentes relations :

$$\begin{aligned} n_T &= \alpha_m I_T & \text{avec} \quad R &= \frac{n_T}{n_P} \\ n_P &= \alpha_m I_P & N_T - R N_P &= \alpha_H I_T = N_H \\ N_T &= (\alpha_H + \alpha_P) I_T & \text{et} \quad \frac{\alpha_P}{\alpha_H} &\equiv R_i \frac{N_{P_i}}{N_{H_i}} \quad \forall i \\ N_P &= \alpha_P I_P \end{aligned}$$

L'asymétrie calculée finale $\vec{\epsilon}_c$ est sommée sur toutes les conditions i :

$$\vec{\epsilon}_c = \frac{\sum_i \vec{\epsilon}_i \omega_i}{\sum_i \omega_i}$$

avec, on le rappelle :

$$\epsilon_i = \frac{N_{T_i} \epsilon_T - R_i N_{P_i} \epsilon_P}{N_{T_i} - R_i N_{P_i}} \quad \text{et} \quad \omega_i = \frac{(N_{T_i} - R_i N_{P_i})^2}{N_{T_i} + R_i^2 N_{P_i}} W_i$$

où W_i dépend de l'orientation i de la polarisation et du type de l'asymétrie mesurée.

Le calcul nous donne :

$$\Delta E_c = g.f$$

avec $g = R_i \frac{N_{D_i}}{N_{H_i}} |\varepsilon_c - \varepsilon_p| \quad \forall i$ qui est fonction de θ_H

et $f = \frac{1}{\sum_i \omega_i} \sqrt{\sum_i \omega_i^2 \frac{1}{n_{P_i}} \left(1 + \frac{1}{R_i}\right)}$ qui est fonction des conditions et de la nature de ε

Dans le cas d'une seule condition, nous vérifions alors que

$$f = \frac{\Delta R}{R} \quad \text{et} \quad \Delta \varepsilon = \frac{N_P}{N_H} |\varepsilon_c - \varepsilon_p| \Delta R$$

Les statistiques obtenues nous donnent pour chaque énergie les valeurs suivantes de f

T (MeV)	f pour P	f pour A	f pour D et R
312	8.2 10^{-3}	9.7 10^{-3}	14.0 10^{-3}
392	8.1 10^{-3}	10.0 10^{-3}	11.0 10^{-3}
493	7.0 10^{-3}	9.6 10^{-3}	10.0 10^{-3}
575	11.0 10^{-3}	9.7 10^{-3}	11.0 10^{-3}

Le calcul de g nécessite la connaissance des valeurs des asymétries sur la cible vide (voir par. IX.4.).

g est fonction de θ_H et de l'asymétrie. Il varie de .0 à .4 dans le pire des cas.

Les valeurs maximales des erreurs induites sur les paramètres se situent principalement entre 3 et 5°, mais restent néanmoins négligeables comme nous le montre le tableau suivant :

T MeV	P	D	R	A
312	.5 10^{-3}	.57 10^{-2}	.60 10^{-2}	.11 10^{-2}
392	.4 10^{-3}	.36 10^{-2}	.33 10^{-2}	.22 10^{-2}
493	.2 10^{-3}	.34 10^{-2}	.26 10^{-2}	.32 10^{-2}
575	.3 10^{-3}	.19 10^{-2}	.30 10^{-2}	.13 10^{-2}

VIII.4.2.2. Asymétrie $P_B P_c (\theta_c)$

Les éventuels biais lors de la mesure de $P_B P_c$ (bande "CARBONE") ne nous gênent pas puisqu'ils sont reproduits dans la mesure des asymétries de la double diffusion.

Seule, l'erreur statistique sur $P_B P_c$, induit sur les paramètres D, R, A et P une erreur relative qui reste très faible.

A 392 MeV nous avons :

$$\frac{\Delta P}{P} = .55 \% \quad \text{et} \quad \frac{\Delta D}{D} = \frac{\Delta R}{R} = \frac{\Delta A}{A} = 1.1 \%$$

VIII.4.2.3. Centrage du TOF

La vérification dans les contrôles techniques du centrage du TOF (Par.VIII.3.1b) a permis de montrer que des déviations étaient très faibles et que l'asymétrie parasite qui en résultait à 392 MeV, était bien inférieure à .008 ce qui se traduit sur les paramètres par des limites surestimées de $\Delta P < .002$ et $\Delta D, \Delta R$ et $\Delta A < .004$.

VIII.4.2.4. Contamination inélastique

Les coupures TOF et dE/dX et les véto (voir par. V.2 et V.3) éliminent tous les inélastiques sauf quelques pions plus rapides, ou de même vitesse que les protons élastiques. Ces pions proviennent de la réaction $pp \rightarrow pn\pi^+$.

Compte tenu des conditions d'acceptance géométrique (détecteurs) et électronique (nombre de traces), de la présence du diffuseur de carbone, des coupures TOF appliquées et sans oublier l'énergie considérée ici de 392 MeV, la contamination est négligeable ($n_\pi/n_p < 10^{-4}$) et n'induit pas d'erreur significative sur les paramètres mesurés (réf. 2.2).

IX. LES RÉSULTATS

IX.1. RÉPARTITION DE LA STATISTIQUE ET ROTATION DE LA POLARISATION A 392 MeV

A titre d'exemple, nous donnons à 392 MeV les différentes statistiques obtenues dans toutes les conditions de polarisations transversales et longitudinales, avec le solénoïde classique du CERN (CE), avec le petit solénoïde supra conducteur de Neuchâtel (NE) et avec le grand solénoïde supra conducteur (supra), dans les cas de la cible pleine et de la cible vide.

Date	Solénoïde	Signe	Cible	événements acceptance large	événements fenêtre de mylar	R facteur de normalisation	événements effectifs
Oct.	CE	-	pleine	148697	7585	1.8784	73635
		-	vide	14550	4038		
		+	pleine	214444	10902	2.2226	101309
		+	vide	17761	4905		
	CE + NE	-	pleine	151412	7744	2.31026	70037
		-	vide	12221	3352		
		+	pleine	76604	3885	.61210	45007
		+	vide	23792	6347		
Juil.	Supra	0	pleine	198671	10014	1.99046	97030
		0	vide	18311	5031		
		+	pleine	66610	3340	1.92840	31919
		+	vide	6581	1732	23.7333	7428
		-	pleine	64233	3204		
		-	vide	526	135		

Table IX.1. Répartition de la statistique à 392 MeV

Pour la normalisation du bruit de fond (voir par. VIII.2.2.), le rapport $R = \frac{n_T}{n_P}$ varie selon les conditions de 0.6 à 23.8, alors que la proportion souhaitable pour un temps imparti d'acquisition était de 2.3

Le nombre équivalent effectif d'événements est alors donné par $\frac{(N_T - R N_P)^2}{N_T + R^2 N_P}$

(indice T = total = cible pleine; indice P = parois = cible vide).

Dans la majeure partie des cas, nous avons pris assez de cible vide, sauf pour la condition supra - . Cela nous a incité à mélanger les données supra + et supra -, au niveau des sommes, en changeant judicieusement le signe de P_z .

Cela donne une nouvelle valeur de $R^+ = \frac{n_T^+ + n_T^-}{n_P^+ + n_P^-} = 3.51$ avec un nombre effectif équivalent

d'événements de :

$$\frac{[(N_T^+ + N_T^-) - R^+ (N_P^+ + N_P^-)]^2}{(N_T^+ + N_T^-) + R^{+2} (N_P^+ + N_P^-)}$$

Les événements répartissent alors leurs informations sur chaque paramètre selon le tableau suivant.

Solénoïde	Rotation ϕ_0	événements totaux $\times 10^3$	P_z/P_B	$\times 10^3$ événements utiles à A	P_y/P_B	$\times 10^3$ événements utiles à D R et P 1ère dif.	$\times 10^3$ événements utiles à P 2ème dif.
-	0	97	0	0	1	97	97
Supra	$\pm 90^\circ$	51	1	51	0	0	51
CE	$\pm 37^\circ.95$	175	.615	66	.788	109	175
CE+NE	$\pm 68^\circ$	115	.927	99	.375		115
Au total nombre d'événements utiles $\times 10^3$				216		206	438

Table IX.2. Rotation de P_B à 392 MeV

Ces chiffres expliquent la meilleure précision obtenue sur le paramètre P , et la moins bonne précision obtenue sur les paramètres D et R qui se partagent l'information sur les mêmes événements.

IX.2. POLARISATION DU FAISCEAU

Pour les 4 énergies utilisées, les 1ères et 2ème diffusions nous ont donné respectivement les paramètres $\alpha(\theta_H) = P_1(\theta_H)/P_B$ et $\beta(\theta_H) = P_2(\theta_H)/P_B$.

Nous avons ajusté alors les quantités P_1 et P_2 (voir par. VIII.2.1.2.) par une minimisation du χ^2 définit comme :

$$\chi^2 = \sum_i \frac{[P_1(\theta_{Hi}) - P_2(\theta_{Hi})]^2}{\sigma_1^2(\theta_{Hi}) + \sigma_2^2(\theta_{Hi})} = \sum_i \frac{[\alpha(\theta_{Hi}) - P_B^2 \beta(\theta_{Hi})]^2}{\sigma_\alpha^2(\theta_{Hi}) + P_B^4 \sigma_\beta^2(\theta_{Hi})}$$

La minimisation se fait sur tous les bins i du domaine angulaire de θ_H et séparément pour chaque énergie.

Ce χ^2 présente aussi un autre avantage, celui de tester la compatibilité entre le pouvoir d'analyse $P_1(\theta_H)$ donné par la 1ère diffusion et le paramètre de polarisation $P_2(\theta_H)$ donné par la 2ème diffusion.

Nous obtenons pour le faisceau diffusé

à 312 MeV	$P_B = 0,417 \pm 0,0080$	$\chi^2/\text{d.l.} = 0,58$
392 "	$= 0,4219 \pm 0,0063$	$= 0,66$
493 "	$= 0,4131 \pm 0,0060$	$= 0,87$

Les résultats sont très compatibles et ne permettent pas de mettre en évidence un effet de dépolarisation dû au dégradeur de cuivre.

Nous choisissons alors une valeur commune, pour les 3 énergies de la polarisation du faisceau diffusé

$$P_B = 0,4165 \pm 0,0040$$

Cette valeur correspond en fait au paramètre de polarisation sur le Beryllium à 575 MeV et à 8° . Il est évident qu'une bien meilleure statistique, ainsi qu'une sérieuse étude des biais possibles dans les asymétries serait nécessaire pour faire apparaître éventuellement une violation de la parité et du renversement du temps dans la distinction du pouvoir d'analyse et du paramètre de polarisation.

A titre indicatif, la figure IX.1. montre à 392 MeV la compatibilité entre les 2 valeurs P_1 et P_2 .

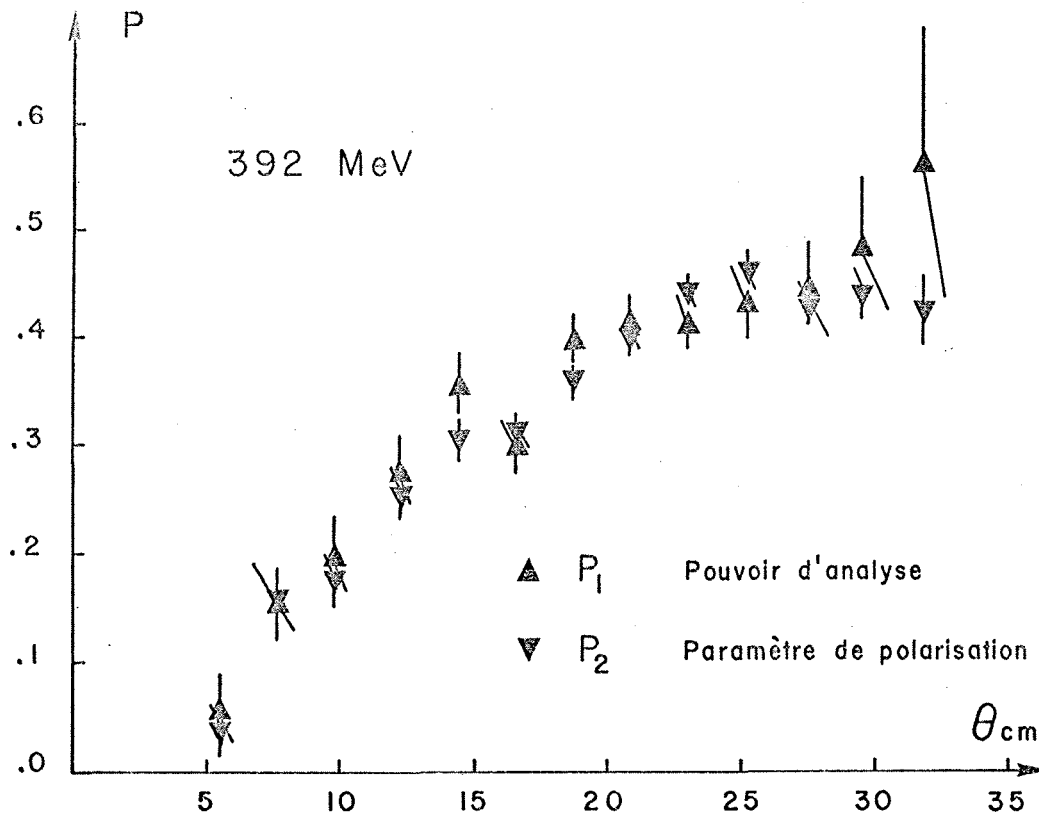


Figure IX.1. Compatibilité à 392 MeV du pouvoir d'analyse et du paramètre de polarisation.

Dans notre étude, nous pouvons sans autre les confondre.

Pour le faisceau polarisé à la source à 575 MeV, nous avons (réf. 1)

$$P_B = 0,656 \pm 0,007 \quad \text{avec} \quad \chi^2/dl = 0,85$$

IX.3.

LES PARAMETRES D, R, A et P à 392 MeV

Puisque P_B est maintenant connu (par. IX.2.), seuls les 4 paramètres D,R,A et P seront libres dans le fit final de la méthode de l'acceptance large.

Les résultats de la méthode de l'acceptance restreinte ont été montrés à titre indicatif dans les figures

Les résultats définitifs donnés par l'acceptance large sont illustrés dans la table IX.3. et les figures IX.2.a,b,c et d.

La compatibilité des deux méthodes est très satisfaisante. Les bins initiaux de 0.5° ont été regroupés par 2. Nous couvrons donc un domaine angulaire de 4.5° à 31.2° dans le centre de masse et nous obtenons finalement 13 points pour chacun des paramètres. On peut comparer les autres mesures existantes et constater le bon accord. Nous avons fait figurer les résultats d'analyse en déphasage effectués en 1976 (réf. 26) puis en 1978 (réf. 5) où nos points sont inclus.

θ_{Lab}	θ_{cm}	χ^2 par degré de liberté	P	σ_P	D	σ_D	R	σ_R	A	σ_A
2.00	4.398	1.267	-.013	.020	1.024	.096	.907	.096	.108	.068
3.00	6.596	.923	.098	.021	.352	.130	.405	.127	-.178	.091
4.00	8.793	.885	.208	.022	.170	.134	.344	.129	-.184	.097
5.00	10.989	1.167	.211	.019	.357	.112	-.001	.115	-.115	.082
6.00	13.184	.921	.298	.017	.358	.102	-.037	.101	-.181	.073
7.00	15.377	.936	.314	.016	.318	.091	-.107	.089	-.203	.064
8.00	17.568	1.101	.348	.014	.513	.083	-.225	.081	-.333	.057
9.00	19.757	.947	.387	.013	.488	.073	.058	.070	-.308	.051
10.00	21.944	.752	.411	.013	.336	.073	.010	.066	-.301	.047
11.00	24.128	1.142	.442	.013	.485	.072	.016	.065	-.198	.046
12.00	26.308	.935	.450	.015	.646	.077	.123	.065	-.217	.047
13.00	28.486	.948	.453	.020	.659	.100	-.072	.073	-.245	.051
14.25	31.203	.876	.437	.023	.539	.111	.225	.080	-.056	.056

Table IX 3. Valeurs mesurées des paramètres P,D,R et A

à 392 ± 3 MeV

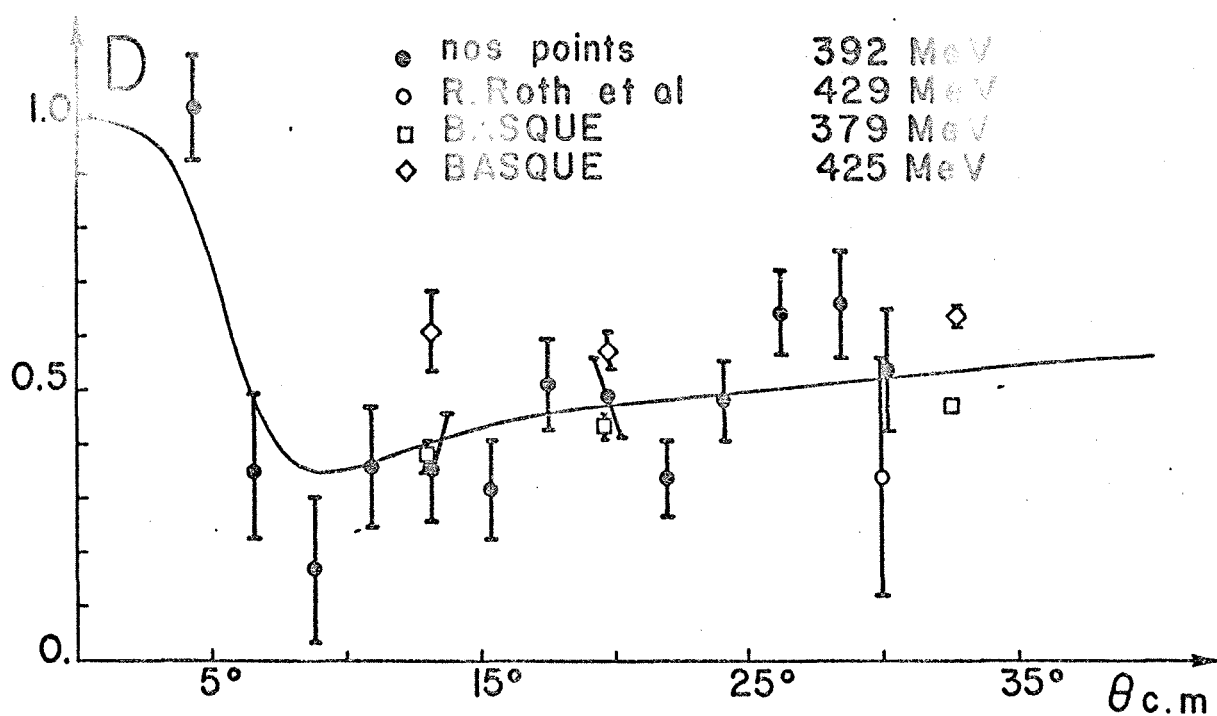


Figure IX.2.a. Paramètre D à 392 MeV.

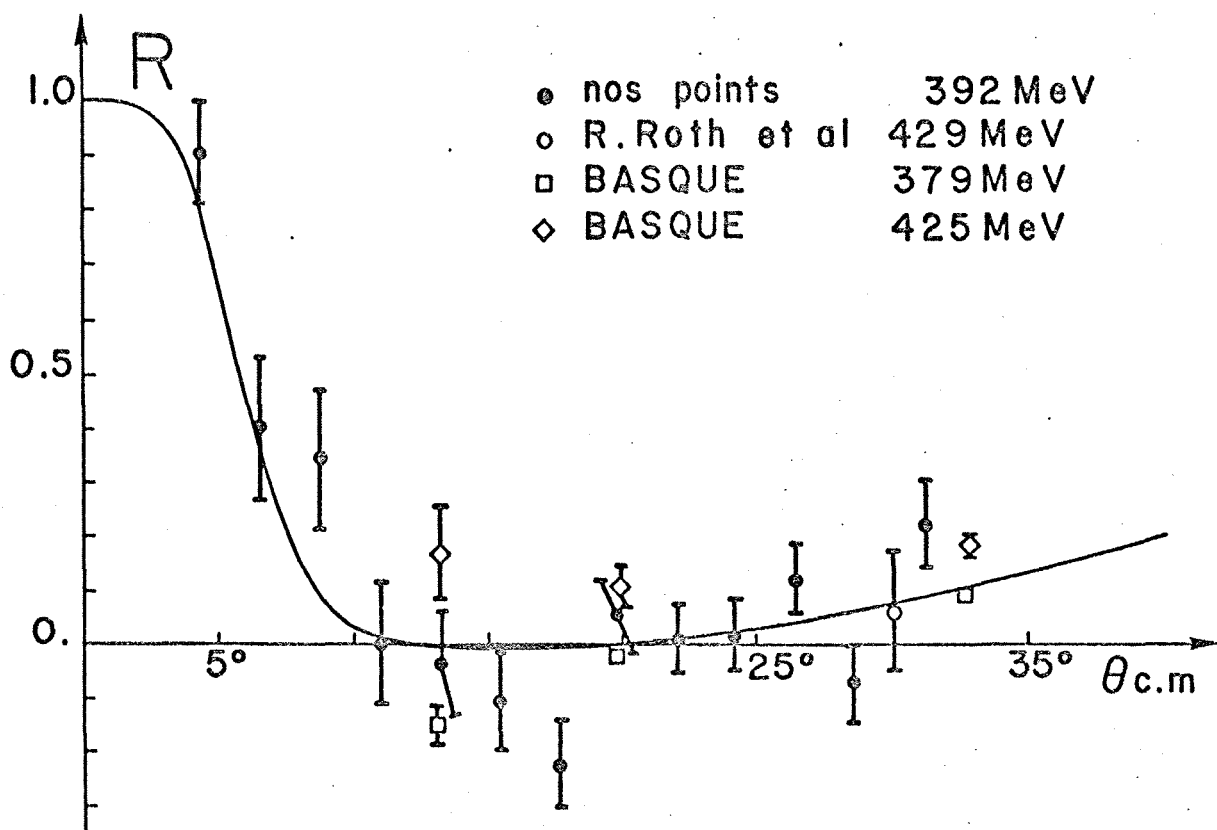


Figure IX.2.b. Paramètre R à 392 MeV.

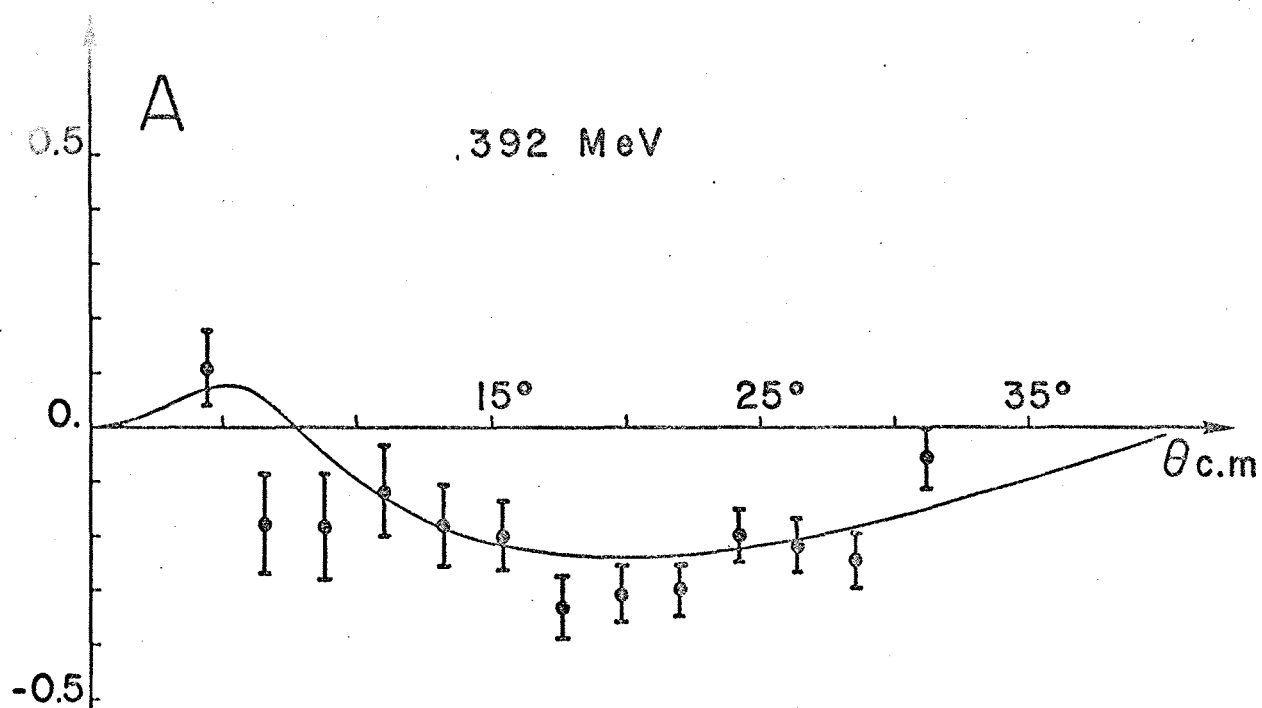


Figure IX.2.c. Paramètre A à 392 MeV .

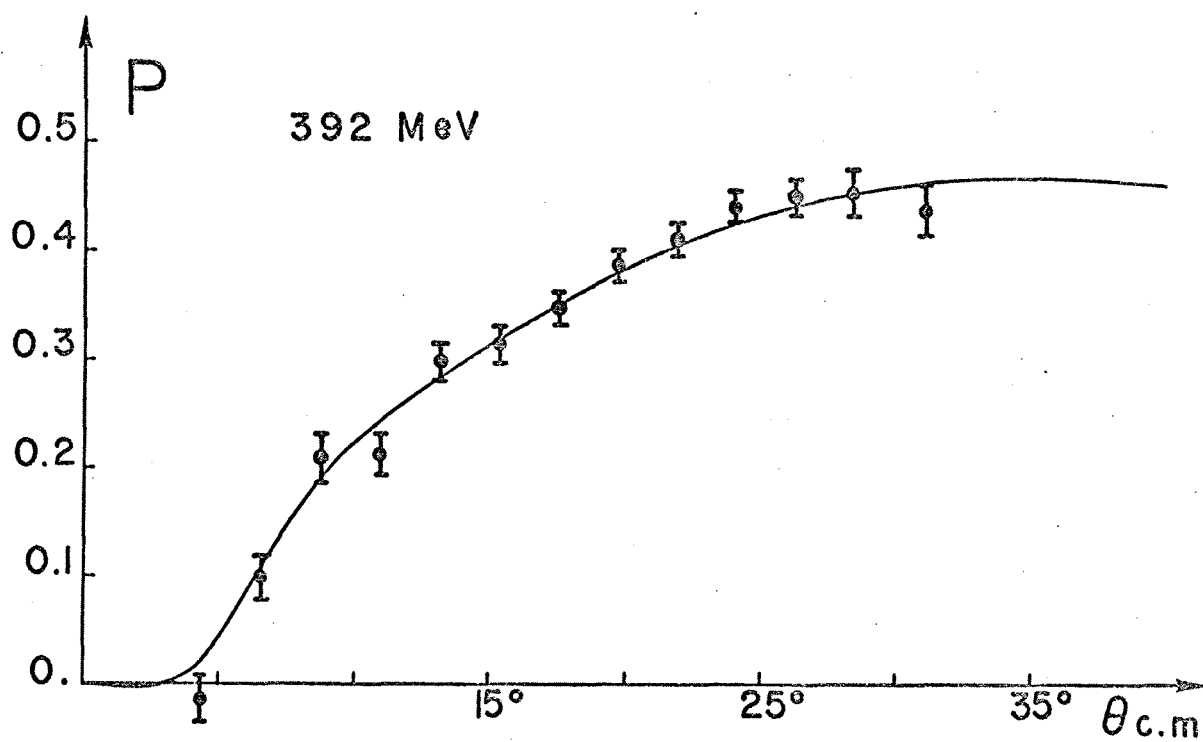


Figure IX.2.d. Paramètre P à 392 MeV .

IX.4. PARAMETRES D, R, A et P DE L'INTERACTION PROTON-MYLAR DE 312 à 525 MeV

La soustraction du bruit de fond se fait directement comme nous l'avons vu sur les sommes (par. VIII.2.2.), mais on peut, à titre de curiosité, analyser et extraire les paramètres D, R, A et P sur la cible vide, c'est-à-dire sur le mylar. La statistique étant plus faible nous avons regroupé les bins par paquet de 4 ou de 6.

La composition du mylar étant $C_5H_4O_2$, il serait judicieux de soustraire à ces résultats l'influence de l'interaction P-P, pour n'obtenir que l'information sur les noyaux symétriques de carbone et d'oxygène, où l'on s'attend à ce que les paramètres D et R soient égaux à 1. On constate que le paramètre A semble être positif.

Ces valeurs ont été très arbitrairement lissées et utilisées dans le calcul des erreurs systématiques liées à la normalisation par la cible vide (voir par. V.2.1.).

Les résultats sont donnés dans les figures IX.3a et IX.3b.

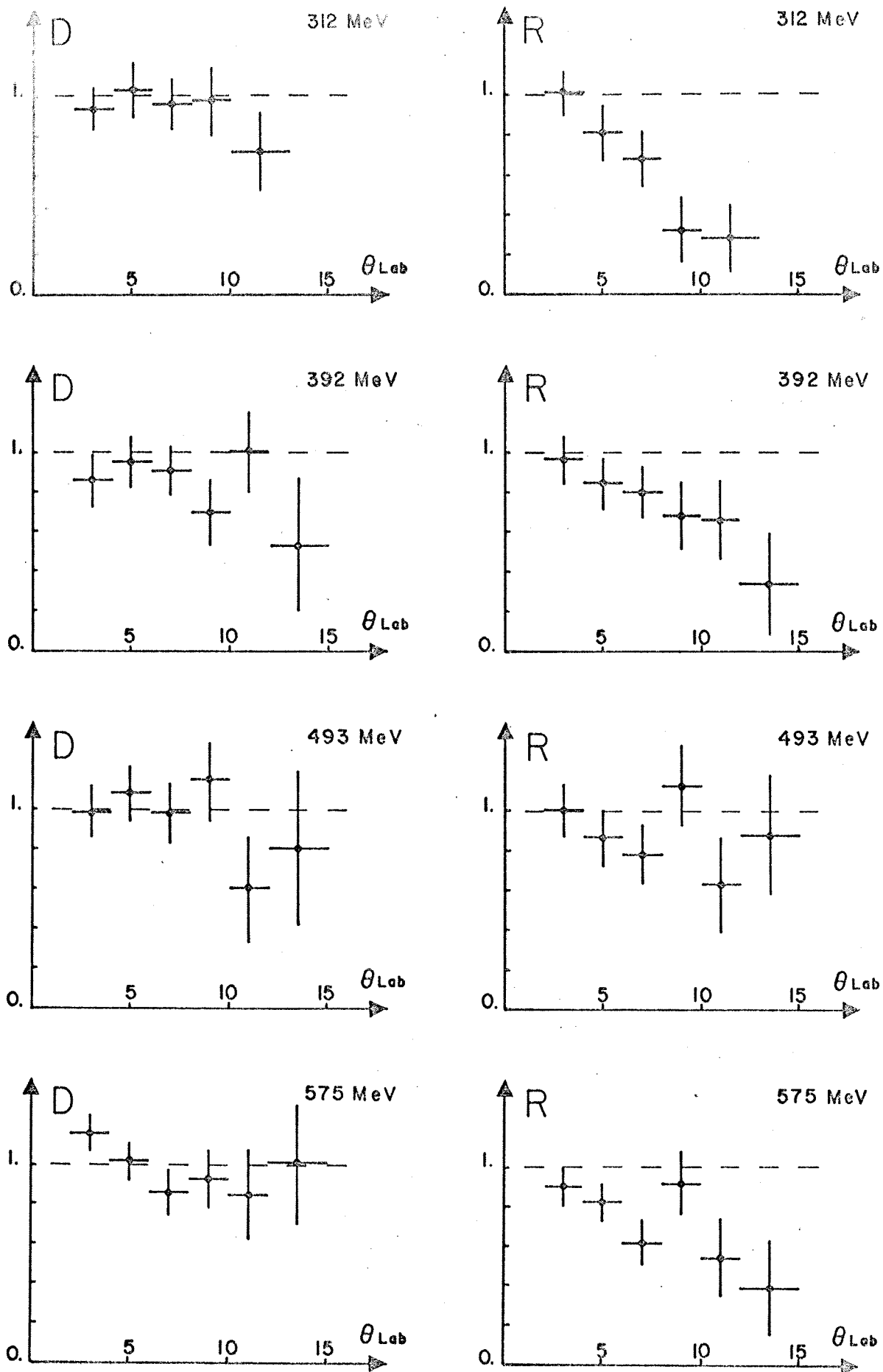


Figure IX.3a Paramètre D et R de l'interaction proton-mylar de 312 à 575 MeV.

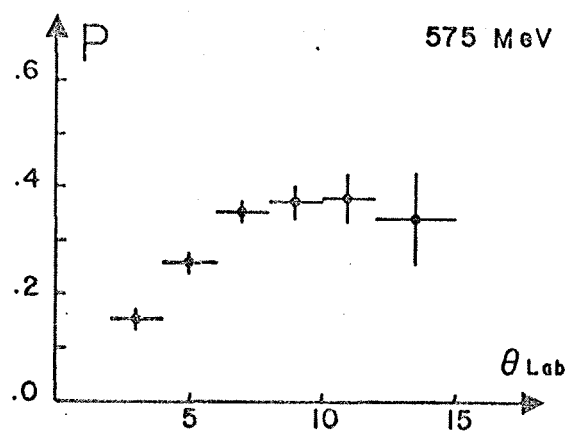
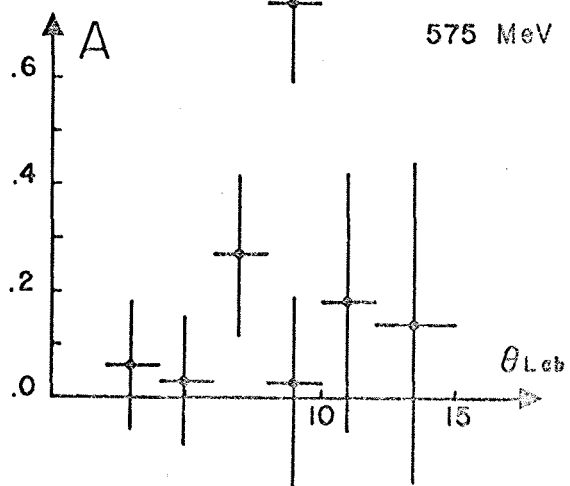
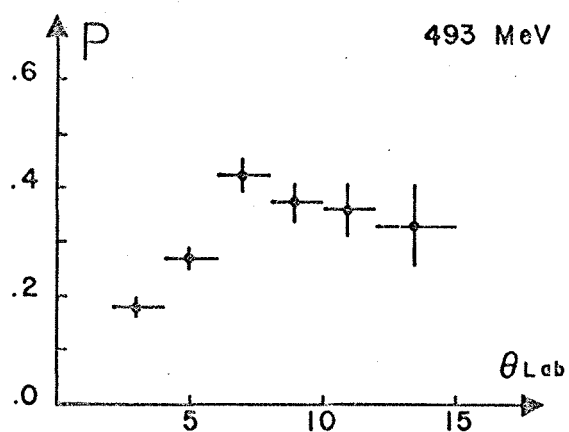
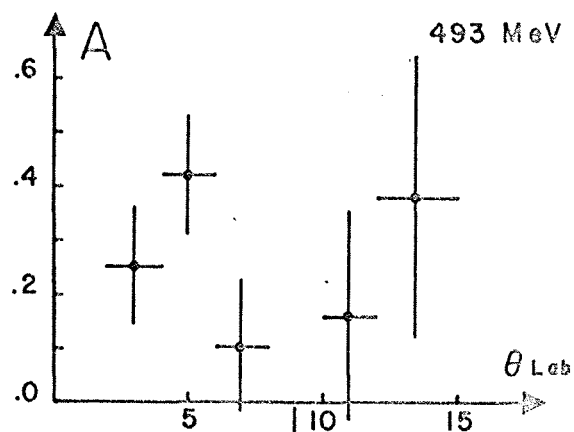
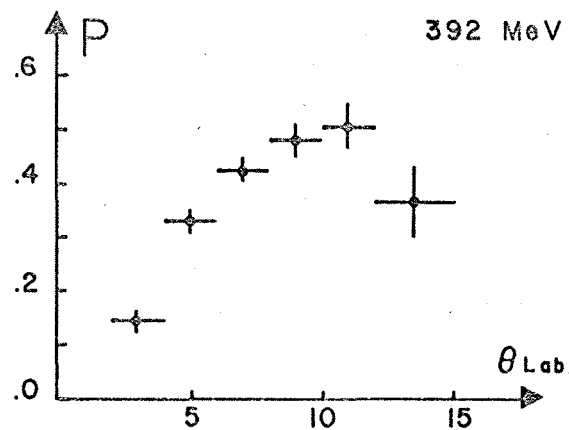
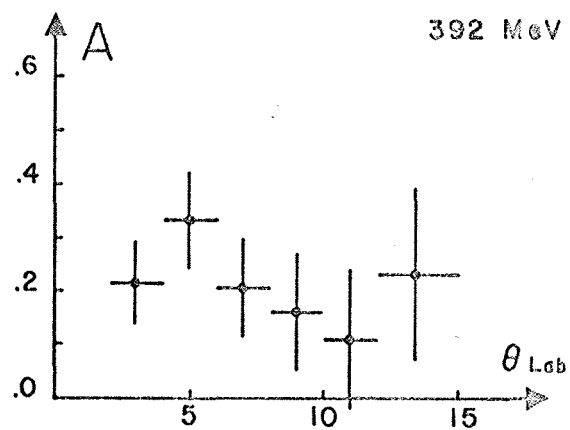
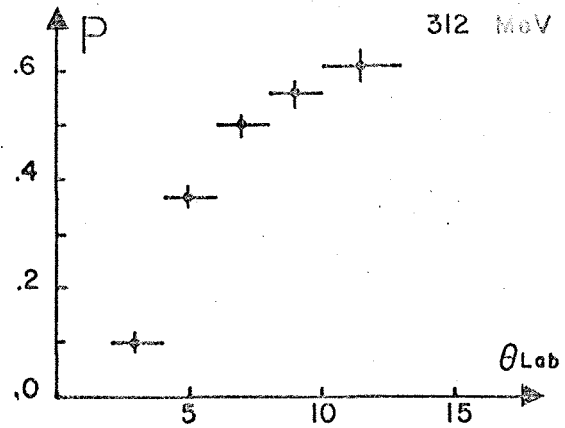
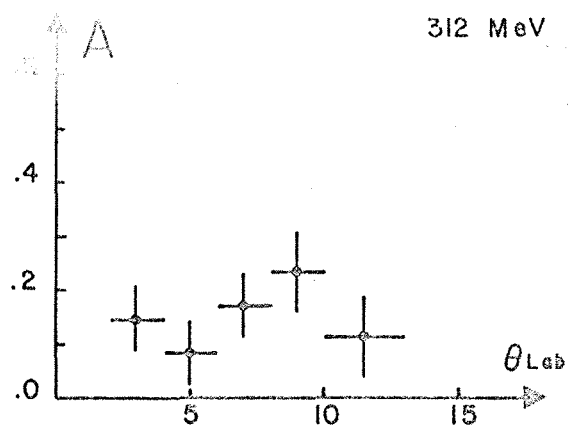


Figure IX.3.b Paramètre A et P de l'interaction proton-mylar de 312 à 575 MeV.

C O N C L U S I O N S

Nos mesures de DRAP sont redondantes et se suffisent à elles-mêmes. Elles nous ont permis de trouver aussi la valeur de la polarisation du faisceau (par. IX.2.), le pouvoir d'analyse du carbone (par. VII.2.) et les paramètres de polarisation sur la cible vide (par. IX.4.), bien que toutes ces valeurs ne soient pas nécessaires à l'extraction des paramètres de Wolfenstein désirés préalablement.

Les erreurs systématiques sont nettement inférieures aux erreurs statistiques (par. VIII.4.).

Nous avons ainsi apporté, à 392 MeV entre 4,5 et 31,2° dans le centre de masse, 13 points supplémentaires pour P et 39 pour D R et A où il n'existait précédemment que 13 points dans un domaine énergétique et angulaire équivalent. Nous avons surtout gagné vers les petits angles. Nos points s'intègrent de manière satisfaisante aux nouvelles analyses en déphasage.

Compte tenu des limites techniques inhérentes au système (inefficacité des chambres à fils à haute intensité et délai raisonnable de temps de prises de données) les seules possibilités d'améliorer cette présente expérience par la diminution des erreurs statistiques nécessiteraient l'utilisation d'une polarisation de faisceau plus élevée, d'un analyseur d'un pouvoir plus fort pour la 2ème diffusion et d'une cible d'hydrogène plus longue dans la mesure où les effets de résolution angulaire sont assez bien maîtrisés.

REFERENCES

1. Rapin, D.: Thèse, Université de Genève, 1978.
2. Aebischer, D., Favier, B., Greeniaus, L.G., Hess, R., Junod, A., Lechanoine, C., Niklès, J.C., Rapin, D., Richard-Serre, C., Werren, D.W. Phys. Rev. D13 (1976) 2478.
3. Aebischer, D., Favier, B., Greeniaus, L.G., Hess, R., Junod, A., Lechanoine, C., Niklès, J.C., Rapin, D. & Werren, D.W. Nucl. Phys. A 276 (1977) 445.
4. Aebischer, D., Favier, B., Greeniaus, L.G., Hess, R., Junod, A., Lechanoine, C., Niklès, J.C., Rapin, D. & Werren, D.W. Nucl. Phys. B 108 (1976) 214.
5. Bystricky, J., Lehar, F., Winternitz, P.
Le journal de Physique , 39 1. 1978
Bystricky, J., Lechanoine, C., Lehar, F.
Rapport CEA-Saclay à paraître.
6. Auer, J.P. & Al. : Phys. Rev. Lett. 41 (1978), 354.
7. Oehme, R. : Phys. Rev. 98 (1955) 216.
8. Gersten, A.: Nucl. Phys. A290, (1977) 445.
9. Junod, A. : thèse No. 5743, EPF-Zurich, 1976.
10. Guignard, G.: Rapport SIN TW-09-22 (1971).
11. Rapin, D., Hess, R., Niklès, J.C., Werren, D.W. (1971), Hess, R., Niklès, J.C., Rapin, D. (1972).
Rapports internes DPNC, Université de Genève.
12. SIN Jahresbericht 1975, p. 133.
13. Rapin, D., Hess, R., Niklès, J.C., & Werren, D.W.
AIP Conf. Proc. (USA) 2 (1972) 425-429.
14. Aebischer, D., Bovet, R., Favier, B., Greeniaus, L.G., Hess, R., Junod, A., Lechanoine, C., Niklès, J.C., Rapin, D., Vittet, J.P. & Werren, D.W. Nucl. Instr. and Meth. 117 (1974) 131.
15. Bovet, R. : Travail de diplôme (1973), Université de Genève.
16. Niklès, J.C. : Thèse No. 1747, Université de Genève, (1976).
17. Besset, D. : Communication privée.
18. Besset, D. : Le programme TESTCH (non publié).
19. Besset, D., Hess, R., Rapin, D., Richeux, J.P., Aebischer, D., Favier, B., Greeniaus, G., Junod, A., Lechanoine, C., Niklès, J.C., Werren, D. Proceedings 2nd Ispra Nuclear Electronics Symposium (1975) doc. EUR 5370 c.
20. Aebischer, D., Favier, B., Greeniaus, L.G., Hess, R., Junod, A., Lechanoine, C., Niklès, J.C., Rapin, D. & Werren, D.W. Nucl. Instr. and Meth. 124 (1975) 43-60
21. Greeniaus, G.: Communication privée.
22. Lechanoine, C. : Communication privée.
23. Axen, D., & Al. : Nuovo Cimento Letters 20 (1977) 151.
24. Peterson, V.Z., UCRL-10622(1963)
25. Besset, D., Do, Q.H., Favier, B., Greeniaus, G., Hess, R., Lechanoine, C., Rapin, D., Werren, D., Weddigen, Ch.. Nucleon-Nucleon Interactions-1977(Vancouver)
American Institute of Physics (AIP) Conference Proceedings 41 p.50
26. Bystricky, J. & Lehar, F.
4 th Intern. Symposium on polarization Phenomena in Nuclear Reactions.
August 1975, Zürich

L'ELOGE DE LA FOLIE,

Composé en forme de Declamation

Par

ERASME DE ROTTERDAM.

Avec quelques Notes de LISTRIUS,
& les belles figures de HOLBE-
NIUS : le tout sur l'Original
de l'Academie de Bâle.

*Pièce qui representant au naturel l'HOMME
tout défiguré par la SOTISE, lui apprend
agreablement à rentrer dans le bon
Sens & dans la Raison.*

Traduite nouvellement en François
Par Monsieur GUEUDEVILLE.



A LEIDE,
Chez PIERRE VANDER A A , 1713.
Avec Privilege.

296 L'ELOGE DE LA FOLIE.

table de Dieu, jugez donc du festin eter-
nel.

Mais, à ce qui me semble, il y a déjà
long tems, que sans penser à ce que je
suis, je cours au delà des bornes : si j'ai
trop *babillé*, & trop hardiment, souve-
nez vous que je suis la Folie, & n'oubliez
pas que je suis Femme : mais souvenez
vous en même tems de cet ancien Pro-
verbe des Grecs, *souvent même l'Homme
fou a parlé fort à propos*, à moins que vous
ne pretendiez que la Femme n'est pas
comprise dans le mot *Homme*. Vous at-
tendez sans doute une conclusion ? Je co-
nois cela à vos *mines* : mais en verité vous
êtes de dignes fous, si vous vous imagi-
nez que j'aie pu retenir tout ce fatras de
matiere que je vous ai débité. Au lieu d'e-
pilogue je vous regale de deux sentences :
l'une est fort agée, *je n'aime point à boire
avec un homme qui se souvient de tout* :
l'autre est toute fraîche, *je bai l'Audi-
teur qui à la memoire heureuse*. C'est pour-
quoi, bon jour & bonne santé, *celebrissi-
mes ministres de la FOLIE*, applaudissez,
vivez, buvez. *

* Voyez la figure ci-jointe.

F I N.

CA.

