



HAL
open science

Photoproduction du méson eta sur l'hydrogène du seuil jusqu'à 1100 MeV: Mesure de l'asymétrie faisceau Sigma

Jassem Ajaka

► **To cite this version:**

Jassem Ajaka. Photoproduction du méson eta sur l'hydrogène du seuil jusqu'à 1100 MeV: Mesure de l'asymétrie faisceau Sigma. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 1997. Français. NNT: . tel-00011270

HAL Id: tel-00011270

<https://theses.hal.science/tel-00011270>

Submitted on 30 Dec 2005

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

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

ORSAY
N^o ordre: IPNO-T-97-9

UNIVERSITE LOUIS PASTEUR

STRASBOURG

THESE

présentée

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR EN SCIENCES

DE L'UNIVERSITE LOUIS PASTEUR STRASBOURG

par

Jassem AJAKA

Sujet:

**Photoproduction du méson η sur l'hydrogène du seuil
jusqu'à 1100 MeV: Mesure de l'asymétrie faisceau Σ**

Soutenue le 12 Décembre 1997 devant la Commission d'Examen:

MM	O. BING	Co-directeur de thèse
	Ch. CERRUTI	Président Rapporteur
M ^{me}	N. D'HOSE	Rapporteur
MM	E. HOURANY	Directeur de thèse
	B. SAGHAÏ	Membre
	C. SCHAERF	Membre

Thèse préparée au sein de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay

Remerciements

Je tiens à remercier M^r S. Galès et M^{me} N. Frascaria qui m'ont accueilli à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay.

Je remercie M^r Ch. Cerruti d'avoir accepté d'être président du jury et rapporteur de cette thèse.

Je remercie également M^r O. Bing d'avoir accepté d'être co-directeur de thèse.

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à M^r E. Hourany d'avoir accepté de diriger ce travail de thèse qui a pu être mené à bien grâce à son aide précieuse tant sur le plan moral que scientifique. Sa rigueur dans la recherche scientifique m'a été très bénéfique.

Mes remerciements vont également à M^r B. Saghaï qui a dirigé la partie théorique de mon travail. Ses conseils, jusqu'au dernier jour, m'ont été très utiles.

Je veux exprimer ma reconnaissance à M^r C. Schaerf le père de GRAAL d'avoir fait partie du jury et pour son accueil chaleureux à GRAAL, ainsi que M^{me} N. D'Hose et M^r B. Tatischeff pour avoir rapporté sur cette thèse.

Je remercie aussi M^r J-P. Didelez, responsable du groupe PHASE de m'avoir accueilli au sein de son groupe et d'avoir été toujours bien veillant à mon égard.

J'ai passé une bonne partie de mes trois années de thèse au sein du groupe structure qui m'a accueilli chaleureusement, je veux remercier tous les membres de ce groupe, MM D. Beaumel, S. Galès, H. Laurent, J-M. Maison, J. Vernotte, Mmes S. Fortier et I. Lhenry. Les moments que j'ai passé avec eux resteront pour toujours dans ma mémoire.

Mes remerciements à M^{me} E. North qui a pris en charge les démarches administratives de l'inscription à la soutenance.

Je ne peux pas oublier, bien sûr, G. Renou, L. Le Cam, P. Hoffmann-Rothe, G. Bosson, D. Barancourt, B. Meillon, G. Barbier, J. Jongman, I. Kolchakian, S. Menard, D. Morriciani, R. Di Salvo, B. Girolami, A. D'Angelo, P. Girard, J-Y. Martel, M. Mac Cormick, J. Winfeild et E. Plankl pour les moments d'humour qu'on a passé ensemble.

Je remercie les membres de la collaboration GRAAL de m'avoir accueilli dans cette collaboration.

La liste des gens que je dois remercier est très longue et il m'est difficile de les citer. Que ces personnes trouvent toutes mes excuses.

Cette thèse a pu être réalisée grâce à une bourse du Centre National de la Recherche Scientifique Français.

*à mon père
à ma mère
à ma chère Aline...*

*La réalité de demain est aussi importante
que celle d'aujourd'hui et celui qui ne rêve
pas ne construira rien d'important ...*

Paul-Henri Spaak

Table des matières

Introduction	1
1 Modèles théoriques et contexte expérimental	3
1.1 Introduction	3
1.2 Les modèles théoriques	5
1.3 Contexte expérimental	21
2 Ensemble expérimental	27
2.1 Accélérateur	27
2.2 Le faisceau γ	29
2.3 La cible	34
2.4 Dispositif de détection	36
2.5 Système d'acquisition	44
3 Le double mur de scintillants	49
3.1 Caractéristiques principales du double mur	49
3.2 Guide de lumière	50
3.3 Structure du double mur	50
3.4 Embases des photomultiplicateurs	52
3.5 L'électronique	52
3.6 Paramétrisation du mur	57
3.7 Etalonnages et corrections	59
3.8 Traitement dans les programmes de décodage et de préanalyse	63
4 Analyse des données	65
4.1 Les programmes de simulation et d'analyse	65
4.2 Les programmes d'analyse des données	67
4.3 Analyse des données	72
5 Résultats et discussion	89
5.1 Calcul de l'observable d'asymétrie faisceau Σ	89
5.2 Interprétation des résultats	94
Conclusion	107

A Les 16 observables de la réaction $p(\gamma, \eta p)$	109
A.1 Expressions des 16 observables de la réaction	109
A.2 Définition expérimentale des observables	111
B Tableaux des résultats expérimentaux	115
Bibliographie	115
Table des figures	123
Liste des tableaux	125
Résumé	127

Introduction

L'étude des résonances du nucléon, a été abordée essentiellement par la voie πN . Dans cette approche, la diffusion πN est décomposée en ondes partielles, faisant apparaître dans certaines ondes un comportement résonnant, généralement mis en évidence par un contour fermé décrit par l'amplitude partielle complexe correspondante, en fonction de l'énergie incidente (Diagramme d'Argand) [1, 2, 3]. Les masses, largeurs et élasticités des résonances N^* et Δ ont ainsi été déterminées à partir des données πN (sections efficaces totales, élastiques et d'échange de charge) [4]. Des analyses en ondes partielles ont également été effectuées sur un échantillonnage très réduit de voies inélastiques pour obtenir les rapports de branchement $N\eta$, ΛK et ΣK . Les autres rapports de branchement viennent d'analyses dans le cadre du modèle isobarique des données $\pi N \rightarrow N\pi\pi$.

La spectroscopie des baryons est remarquablement reproduite par le modèle des quarks constituants [5, 6], avec une précision de l'ordre de 50 MeV dans la prédiction des masses des résonances les mieux établies (4 étoiles). Ce modèle a récemment été étendu avec succès aux baryons contenant des quarks lourds (c ou b) [7]. La qualité de cette approche est telle, en dépit des approximations du modèle, que certaines résonances prédites par le modèle, mais non observées expérimentalement car peu couplées à la voie πN , pourraient se manifester plus clairement dans la voie ηN .

La photoproduction de mésons constitue une voie complémentaire de la diffusion πN , notamment pour mieux appréhender la structure en quark des résonances. Lorsque l'état initial est excité par voie hadronique, la complexité de l'interaction forte ne permet pas de relier simplement la structure de la résonance à sa probabilité d'excitation. Il n'en va pas de même pour l'excitation par voie électromagnétique. Le spin 1 du photon réel se couple au spin 1/2 du nucléon, donnant lieu à deux amplitudes d'hélicité $A_{1/2}$ et $A_{3/2}$ qui peuvent être déterminées expérimentalement et comparées aux prédictions des modèles mentionnés ci-dessus [8, 9]. Ces amplitudes ont deux composantes isoscalaire et isovectorielle, correspondant aux deux isospins 0 et 1 du photon incident, et par conséquent, pour les N^* , l'isospin 1/2 de l'état final peut être atteint en couplant les deux isospins 0 et 1 du photon à l'isospin 1/2 du nucléon et la force de couplage au photon réel d'une résonance N^* donnée, n'est pas la même pour un proton ou un neutron cible. De plus, classiquement, l'excitation d'une résonance peut se décomposer en deux transitions E (électrique) et M (magnétique). L'importance relative de ces deux transitions peut dépendre du mélange de configurations de quarks utilisé pour représenter la résonance considérée.

La photoproduction de mésons π a été jusqu'à présent exploitée de façon préférentielle,

notamment pour étudier la résonance Δ_{33} . Des résultats récents, obtenus en mesurant l'asymétrie faisceau de la réaction $p(\vec{\gamma}, \pi^0)p$ [10], ont permis de mettre en évidence la déformation de cette résonance, due à une faible composante d'état D dans la fonction d'onde des quarks, superposée à l'état S dominant. L'asymétrie est très sensible au rapport des forces de couplage E_{1+}/M_{1+} de quelques % et est directement liée aux composantes D et S de la fonction d'onde. Une telle mesure n'a été possible que grâce à la maîtrise complète des états de polarisation du photon incident, permettant de mettre en évidence de petits effets, généralement masqués dans les sections efficaces différentielles, mais révélés par les observables de polarisation sensibles aux produits des amplitudes et non aux carrés de celles-ci. L'exemple cité ci-dessus, illustre de façon éloquente tout l'intérêt de la voie électromagnétique et de la mesure des observables de polarisation.

Au delà de la résonance Δ_{33} , les résonances baryoniques ont une largeur comparable à leurs espacements en masse et se recouvrent partiellement. Il devient aléatoire d'étudier en photoproduction de π , certaines résonances peu excitées, en présence d'autres préférentiellement peuplées. C'est le cas de la résonance $S_{11}(1535)$, cinq fois moins excitée que la résonance $D_{13}(1520)$, située à pratiquement la même masse. Parmi toutes les résonances de masse inférieure à 2 GeV, la $S_{11}(1535)$ est la seule à décroître de façon appréciable dans la voie ηN (rapport de branchement ~ 50 % comparé à quelques % pour les autres résonances) [4]. En outre, le méson η a un isospin 0 et ne se couple pas aux résonances Δ_{33} d'isospin 3/2. La photoproduction du méson η est donc très sélective pour l'étude de la $S_{11}(1535)$. Les mesures antérieures ont en effet montré que les sections efficaces différentielles de photoproduction du méson η sont dominées par l'excitation de la $S_{11}(1535)$ [11]. Cependant, il peut y avoir une faible contribution d'autres N^* , masquée dans les sections efficaces différentielles, mais plus apparente, voire dominante dans les observables de polarisation [12].

Le but du présent travail est d'utiliser les qualités exceptionnelles du dispositif expérimental GRAAL, avec notamment un faisceau de photons réels d'énergie supérieure au GeV, obtenu par rétrodiffusion de lumière laser et donc complètement polarisé, afin de mesurer pour la première fois dans notre domaine d'énergie, l'observable de polarisation Σ (correspondant aux asymétries faisceau) de la photoproduction de mésons η sur le proton. Comme on le verra dans cette thèse, ces asymétries sont appréciables, et l'analyse qui en est faite dans le cadre du modèle isobarique, révèle la contribution des résonances N^* , P_{13} , D_{13} et D_{15} au processus de photoproduction du η , avec une indication claire de l'excitation d'une nouvelle résonance $P_{13}(1880)$, prévue par les modèles, mais non encore clairement observée expérimentalement.

Chapitre 1

Modèles théoriques et contexte expérimental

1.1 Introduction

La photoproduction des mésons constitue un outil puissant pour l'étude des résonances baryoniques afin de comprendre leurs structures internes et leurs modes de décroissance. Le pion est le méson le plus étudié. La grande section efficace de sa photoproduction et de sa production dans les collisions pion-nucléon a permis de mettre en évidence les caractéristiques d'un grand nombre de résonances et notamment la Δ_{33} . On sait qu'au delà de Δ_{33} les résonances commencent à avoir des largeurs importantes et leurs chevauchements ne permettent pas de les étudier, d'où le recours à d'autres canaux plus sélectifs comme par exemple la photoproduction du méson η .

Dans le cas de la production des résonances par les réactions pion-nucléon, la particule incidente et la particule cible interagissent par interaction forte ce qui rend les calculs théoriques complexes. La photoproduction est une autre solution où la voie d'entrée est complètement décrite par l'ElectroDynamique Quantique (QED). Cependant un problème apparaît avec la faible section efficace du processus. Mais l'amélioration des moyens expérimentaux, notamment les détecteurs à grand angle solide et la construction d'accélérateurs d'électrons de cycle utile voisin de 100% permettent de compenser la petitesse de la section efficace et donnent à la photoproduction un intérêt particulier.

Le η , comme tous les mésons, est décrit par le modèle des quarks statiques [13] comme étant une combinaison de quark-antiquark qui se trouvent dans une onde S (c-à-d $l = 0$) et avec des spins antiparallèles (c-à-d $S = 0$). Le η est un méson pseudoscalaire ($J^\pi = 0^-$), il diffère du pion d'une part par son isospin ($I_\eta = 0$) et d'autre part par sa masse qui est quatre fois plus grande (voir tableau 1.1 et figure 1.1); cette différence de masse peut être expliquée par la présence de quarks étranges dans le η [13]:

$$\begin{aligned} |\pi^+ \rangle &= |u\bar{d}\rangle \\ |\pi^0 \rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}|u\bar{u} - d\bar{d}\rangle \end{aligned} \quad (1.1)$$

Mésons	I	J^π	Masse [MeV/c ²]	Durée de vie[sec]	Mode de décroissance	Composition en quarks	Seuil[MeV] $\gamma p \rightarrow Mb$
π^+, π^-	1	0 ⁻	139.57	$2,6 \times 10^{-8}$	$\mu\nu$	$u\bar{d}, d\bar{u}$	150
π^0	1	0 ⁻	134.97	$0,8 \times 10^{-16}$	2γ	$\frac{u\bar{u}-d\bar{d}}{\sqrt{2}}$	145
η	0	0 ⁻	547.45	$7,7 \times 10^{-19}$	$2\gamma, 3\pi^0$	$\frac{u\bar{u}+d\bar{d}-2s\bar{s}}{\sqrt{2}}$	707
η'	0	0 ⁻	957.5	$1,6 \times 10^{-22}$	$\gamma\pi\pi, \rho\gamma$	$\frac{u\bar{u}+d\bar{d}+s\bar{s}}{\sqrt{3}}$	1446
K^+, K^-	$\frac{1}{2}$	0 ⁻	494	$1,2 \times 10^{-8}$	$\mu\nu, \pi\pi$	$u\bar{s}, \bar{u}s$	911 ($K^+\Lambda$) 1046 ($K^+\Sigma^0$)
K^0, \bar{K}^0	$\frac{1}{2}$	0 ⁻	498	*	$2\pi, 3\pi$	$d\bar{s}, \bar{d}s$	1048 ($K^0\Sigma^+$)
ρ^+, ρ^-, ρ^0	1	1 ⁻	768	4×10^{-24}	2π	$u\bar{d}, \frac{u\bar{u}-d\bar{d}}{\sqrt{2}}, u\bar{u}$	1082
ω	0	1 ⁻	782	7×10^{-23}	3π	$\frac{u\bar{u}+d\bar{d}}{\sqrt{2}}$	1010
Φ	0	1 ⁻	1019	2×10^{-22}	$2K, 3\pi$	$u\bar{s}, \bar{u}s, d\bar{s}, \bar{d}s$	1572

* K^0, \bar{K}^0 contiennent 50% de K_S et 50% de K_L ; $\tau_{K_S} = 0,9 \times 10^{-10}$ sec et $\tau_{K_L} = 5,2 \times 10^{-8}$ sec

TAB. 1.1 – Une liste des mésons[4].

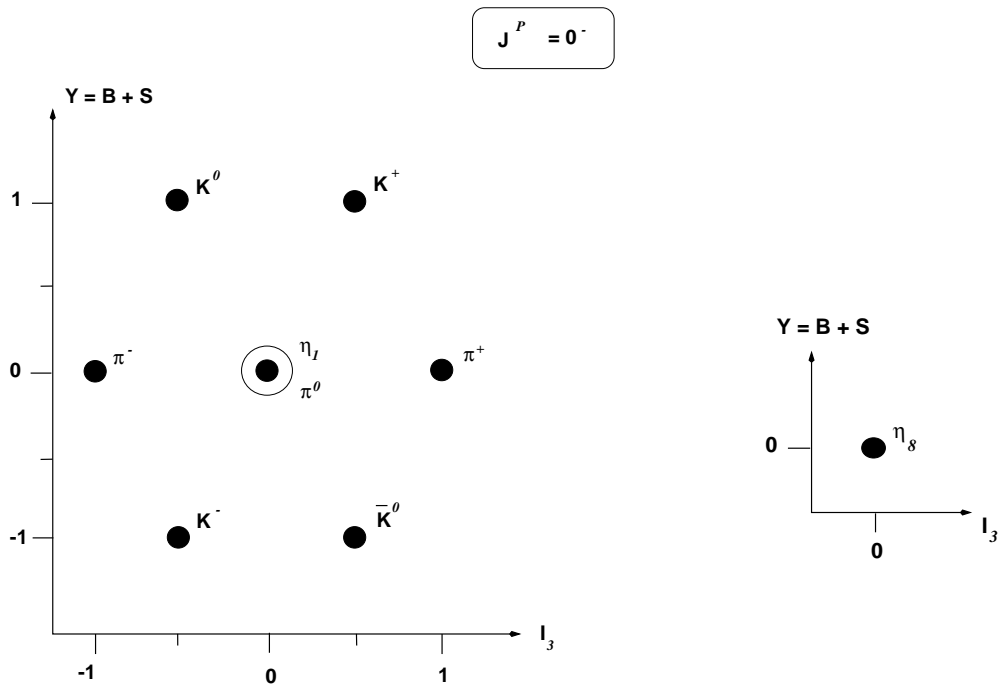


FIG. 1.1 – L'octet et le singlet des mésons pseudo-scalaires du groupe $SU(3)$ de saveur (Y étant l'hypercharge et I_3 est la projection de l'isospin sur l'axe de quantification).

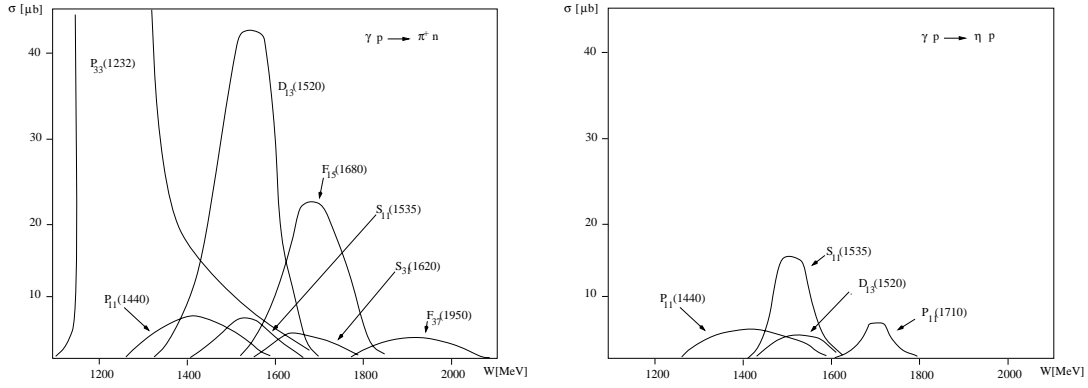


FIG. 1.2 – Illustration de la contribution des différentes résonances à la section efficace totale pour $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ (gauche) et $\gamma p \rightarrow \eta p$ (droite), citée par [14].

$$|\pi^- \rangle = |d\bar{u} \rangle$$

$$|\eta_1 \rangle = \frac{1}{\sqrt{6}} |u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s} \rangle$$

$$|\eta_8 \rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} |u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s} \rangle \quad (1.2)$$

Les nombres quantiques de $|\eta_1 \rangle$ et $|\eta_8 \rangle$ étant identiques, les deux états $|\eta_1 \rangle$ et $|\eta_8 \rangle$ peuvent se mélanger (brisure de $\text{SU}(3)$ [4]) pour former les particules physiques [13]:

$$\begin{aligned} |\eta \rangle &= -\sin \theta |\eta_1 \rangle + \cos \theta |\eta_8 \rangle \\ |\eta' \rangle &= +\cos \theta |\eta_1 \rangle + \sin \theta |\eta_8 \rangle \end{aligned} \quad (1.3)$$

où θ est l'angle du mélange. Cet angle θ est mal connu, sa valeur variant entre -23° et -10° [4].

A basse énergie ($\sqrt{s} \leq 2.5 \text{ GeV}$), les résonances nucléoniques décroissent par les voies où un méson léger est couplé à un nucléon. L'isospin du η étant nul, seules les résonances nucléoniques (N^*) d'isospin $\frac{1}{2}$ peuvent contribuer à la photoproduction du η , ce qui diminue le nombre de résonances mises en jeu et permet de les étudier avec plus de sélectivité qu'avec le pion. La figure 1.2 illustre les résonances évoquées dans le cas de $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ et $\gamma p \rightarrow \eta p$, et le tableau 1.2 montre les résonances qui peuvent contribuer à la photoproduction du méson η .

1.2 Les modèles théoriques

1.2.1 Formalisme général

Considérons la réaction de photoproduction du méson η sur le proton $\gamma p \rightarrow \eta p$ où p a un spin $\frac{1}{2}$ et η , méson pseudo-scalaire, a un spin nul. Les conventions utilisées par la suite sont présentées sur la figure 1.3. La matrice de transition de l'état initial γp à l'état final ηp s'écrit [12]:

Résonance		Expérience		Théorie			
Nom	J^π	Masse	$\Gamma(\pi N)$	Masse	$\Gamma(\pi N)$	$\Gamma(\pi\Delta)$	$\Gamma(\rho N)$
S_{11}	1/2-	1534(7)	77(17)	1530	32	14	4
		1659(9)	173(12)	1643	102	19	11
				1809	10	36	14
P_{11}	1/2+	1462(10)	270(25)	1383	81	15	0
		1717(28)	45(22)	1714	12	24	9
		1885(30)	17(11)	1957	6	5	1
				2075	2	0	52
P_{13}	3/2+	1717(31)	50(16)	1768	33	28	23
		1879(17)	130(37)	1882	10	42	21
				1950	3	12	2
				1974	1	75	23
				2138	2	27	35
D_{13}	3/2-	1524(4)	73(6)	1529	66	25	3
		1737(44)	3(7)	1682	18	113	39
		1804(55)	104(40)	1809	12	8	1
				2066	24	3	11
				2194	11	15	39
D_{15}	5/2-	1676(2)	74(4)	1661	66	85	1
				2194	11	15	39
F_{15}	5/2+	1684(4)	96(6)	1684	83	7	13
				1995	5	23	10
		1903(87)	39(33)	2088	0	173	18
F_{17}	7/2+	2086(28)	34(18)	1990	0	71	0
G_{17}	7/2-	2127(9)	123(14)	2167	66	9	79

TAB. 1.2 – Comparaison des masses et largeurs des résonances nucléoniques de spin $\frac{1}{2}$ qui peuvent contribuer à la photoproduction du méson η avec le calcul fait par Forsyth et Cutkosky en utilisant le modèle de quarks [15].

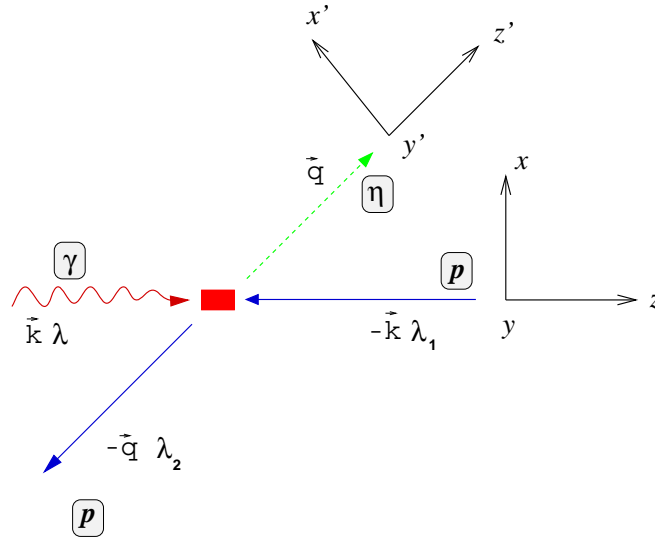


FIG. 1.3 – Photoproduction du méson η sur le proton dans le centre de masse: définition des variables cinématiques [12].

$$\langle \mathbf{q}m_{s'} | T | \mathbf{k}m_s \lambda \rangle \quad (1.4)$$

Le photon, ayant deux états de polarisation $\lambda = \pm 1$, le proton entrant ayant deux états de spin $m_s = \pm 1/2$ et le proton sortant deux états de spin $m_{s'} = \pm 1/2$, ceci donne huit éléments de matrice T dont quatre demeurent indépendants après l'application des lois de conservation. Il reste huit nombres réels. Ce qui veut dire que, pour déterminer l'amplitude de transition totale $\langle \mathbf{q}m_{s'} | T | \mathbf{k}m_s \lambda \rangle$ à chaque angle de diffusion du η dans le centre de masse et à chaque énergie du photon dans le laboratoire, on a besoin de calculer ces huit nombres réels indépendants pour le même angle de diffusion du η dans le centre de masse et pour la même énergie du photon dans le laboratoire.

L'amplitude de transition peut s'écrire sous la forme [12, 16]:

$$\langle \mathbf{q}m_{s'} | T | \mathbf{k}m_s \lambda \rangle = \sum_{k=1}^4 i f_k \mathcal{F}_k \quad (1.5)$$

où les quatre opérateurs \mathcal{F}_k s'écrivent:

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_1 &= i\sigma \cdot \hat{\epsilon}_\lambda \\ \mathcal{F}_2 &= (\sigma \cdot \hat{\mathbf{q}}) \sigma \cdot (\hat{\mathbf{k}} \times \hat{\epsilon}_\lambda) \\ \mathcal{F}_3 &= i(\sigma \cdot \hat{\mathbf{k}}) (\hat{\mathbf{q}} \cdot \hat{\epsilon}_\lambda) \\ \mathcal{F}_4 &= i(\sigma \cdot \hat{\mathbf{q}}) (\hat{\mathbf{q}} \cdot \hat{\epsilon}_\lambda) \end{aligned} \quad (1.6)$$

f_k étant les amplitudes CGLN [17]. L'intérêt d'un tel formalisme utilisant les amplitudes CGLN est que ces dernières sont adaptées à un développement multipolaire (voir appendice A).

a) Mécanisme de la réaction

Au voisinage du seuil, les processus les plus importants entrant en jeu dans la photoproduction du méson η sur le proton [18, 19] sont les suivants (figure 1.4):

- le passage par une résonance (**termes de résonance**) dans les voies s et u,
- la production directe (**termes de Born**) dans les voies s et u,
- l'échange d'un méson vecteur (**termes de pôle**) dans la voie t: c'est le cas qui correspond à un échange d'un méson vecteur ρ , ω ou ϕ ,
- la rediffusion de mésons (π , η) (interaction dans l'état final),
- et l'effet Primakoff: dans ce cas il y a un échange d'un γ entre le vertex hadronique et le vertex électromagnétique. Cet effet ne se présente qu'à haute énergie et pour des angles vers l'avant.

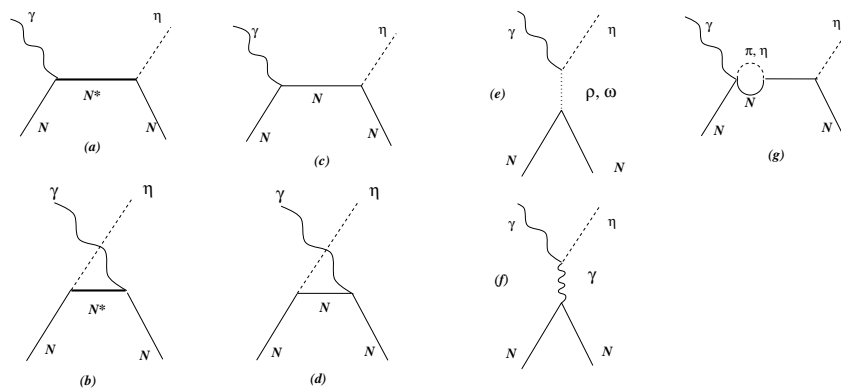


FIG. 1.4 – Les graphes de Feynman pour $N(\gamma, \eta)N$. (a)-(b): termes de résonances (voies s et u), (c)-(d): termes de Born (voies s et u), (e): échange d'un méson vecteur (ρ ou ω voie t), (f): effet Primakoff et (g): rediffusion de mésons. Citée par [19].

Pour comprendre le mécanisme de la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$ et déterminer quel processus contribue et avec quel pourcentage, plusieurs axes de recherche théorique ont été développés. Dans ce chapitre on s'intéresse plus particulièrement au modèle isobarique.

Sur la figure 1.4, à chaque vertex est associée une constante, dite **constante de couplage**, décrivant l'interaction des particules impliquées dans le vertex. Mais, malheureusement, on ne sait pas la calculer.

Pour surmonter ce problème, les observables seront lissées sur les valeurs théoriques tout en laissant les constantes de couplage comme paramètres libres en vue d'extraire leurs valeurs. Or la pauvreté des données existantes sur la section efficace empêche de résoudre cette question et la conclusion finale est qu'on a besoin de données sur les observables de simple et double polarisation¹ pour comprendre ce mécanisme et calculer les constantes de couplage. Malgré la mauvaise qualité des données existantes, on a pu déterminer les constantes de couplage à plus ou moins 10% sauf la $g_{\eta NN}$ qui représente le couplage ηNN (termes de Born), qui reste mal connue (entre 0,6 et 7).

b) Résonances baryoniques

Les états excités du nucléon appelés résonances isobariques portent des noms dérivés de leurs modes de décroissances en pion et nucléon: S_{11} , P_{11} , P_{13} , D_{13} , ... la lettre donne la valeur du moment angulaire relatif pion-nucléon. Ainsi les lettres S, P, D, F, ... correspondent aux valeurs $L = 0, 1, 2, 3, \dots$. Le premier indice donne $2 \times I$, I étant l'isospin de la résonance et le deuxième donne $2 \times J$, J étant le spin de la résonance. Dans le tableau 1.2, sont présentées quelques résonances qui peuvent intervenir dans le processus de photoproduction de mésons η . Dans la première colonne, on trouve les noms des résonances S_{11} , P_{11} , P_{13} , ... Les valeurs de spin J et de parité π correspondantes sont données dans la deuxième colonne: $\frac{1}{2}^-$, $\frac{1}{2}^+$, $\frac{3}{2}^+$, ...

1. Selon l'étude de Barker *et al.* [20], on a besoin de mesurer 7 observables de polarisation (simple et double) pour pouvoir déterminer la réaction complètement, mais des mesures sur une observable ou plus pourront aider à avoir des informations partielles. Cette étude a été reprise par Win-Tai et Tabakin [21].

$$\gamma p \rightarrow \eta p$$

Etat final	Etat initial	Amplitude
ηN	γN	$J_\gamma = L_\gamma$ Magnétique $J_\gamma = L_\gamma \pm 1$ Electrique
$J = L_\eta + \frac{1}{2}$	$J_\gamma = J - \frac{1}{2} = L_\eta$	Magnétique $M_{L_\eta^+}$
$J = L_\eta + \frac{1}{2}$	$J_\gamma = J + \frac{1}{2} = L_\eta + 1$	Electrique $E_{L_\eta^+}$
$J = L_\eta - \frac{1}{2}$	$J_\gamma = J - \frac{1}{2} = L_\eta - 1$	Electrique $E_{L_\eta^-}$
$J = L_\eta - \frac{1}{2}$	$J_\gamma = J + \frac{1}{2} = L_\eta$	Magnétique $M_{L_\eta^-}$
$\Delta(J, L_\eta, \frac{1}{2})$	$\Delta(J, J_\gamma, \frac{1}{2})$	Parité = $-(-1)^{L_\eta}$
	$\Delta(J, L_\gamma, 1)$	Parité = $-(-1)^{L_\gamma}$

TAB. 1.3 – Etats et nombres quantiques pour la photoproduction du méson η . A noter qu'à partir de $J_\gamma > 0$ les états M_{0-} , M_{0+} , E_{0-} , E_{0+} sont des états non physiques [16].

Dans les colonnes 4, 6, 7, et 8, il y a les largeurs partielles Γ des résonances.

c) Contribution des multipôles électromagnétiques dans la photoproduction du η

Considérons la réaction de photoproduction du méson η sur le proton: $\gamma p \rightarrow \eta p$. On a $J^\pi=0^-$ pour le η et $\frac{1}{2}^+$ pour le proton. Le moment angulaire total J du système ηp peut prendre l'une des deux valeurs $L_\eta + \frac{1}{2}$ et $L_\eta - \frac{1}{2}$. La parité du système ηp est $(-1)^{L_\eta} \pi_\eta \pi_p = -(-1)^{L_\eta}$.

Le moment angulaire total du système initial γp est l'addition vectorielle du spin $\frac{1}{2}$ du proton et du moment angulaire J_γ porté par le γ . La parité du système γp est $-(-1)^{L_\gamma}$. On a $J_\gamma = L_\gamma$ pour un multipôle magnétique d'ordre L et $J_\gamma = L_\gamma \pm 1$ pour un multipôle électrique d'ordre L .

Ainsi, quand la valeur du moment angulaire total du système ηp est $J = L_\eta + \frac{1}{2}$, on aura pour le système de l'état initial $J = J_\gamma + \frac{1}{2}$ ou $J_\gamma - \frac{1}{2}$, entraînant respectivement (tableau 1.3):

1) quand $J_\gamma = J - \frac{1}{2} = L_\eta$, les lois de conservation du moment angulaire et de la parité sont satisfaites pour $J_\gamma = L_\gamma = L_\eta$. On a donc dans ce cas un multipôle magnétique d'ordre $L = L_\eta$.

2) quand $J_\gamma = J + \frac{1}{2} = L_\eta + 1$, les lois de conservation du moment angulaire et de la parité sont satisfaites pour $J_\gamma = L_\gamma + 1$, L_γ étant égal à L_η . On a donc dans ce cas un multipôle électrique d'ordre $L = L_\eta$.

1.2.2 Modèle isobarique

Le modèle isobarique [11, 16] de la photoproduction du méson η suppose que cette réaction passe par un état intermédiaire qui est une résonance baryonique (figure 1.3). Compte tenu des valeurs quantiques de J^π des résonances baryoniques, présentées dans le tableau 1.2, ces résonances pourront être excitées par les multipôles électriques ou magnétiques indiqués dans le même tableau et se désintégrer en ηp , conformément aux relations présentées dans le tableau 1.3 quand le spin de la résonance est J .

Le modèle isobarique donne une paramétrisation de la voie d'entrée γp et de la voie de sortie ηp (termes résonnants) et suppose l'existence d'un fond faible qu'on peut décrire par des ondes S et P (termes non-résonnants).

a) Les termes de résonances

La probabilité d'un tel processus est très étroitement liée au produit des largeurs partielles $\Gamma_{\gamma p}$ et $\Gamma_{\eta p}$.

La dépendance en énergie des contributions des résonances nucléoniques étant prise de la forme Breit-Wigner, les amplitudes des multipôles électriques et magnétiques s'écrivent sous la forme [11, 16]:

$$E_{l\pm} = \frac{-ie^{i\phi}(\Gamma_{\gamma p}^E \cdot \Gamma_{\eta p})^{\frac{1}{2}}}{2[qkj(j+1)]^{\frac{1}{2}}(M_r - W - i\Gamma/2)} \quad \text{avec } j = l \pm 1 \quad (1.7)$$

$$M_{l\pm} = \frac{-ie^{i\phi}(\Gamma_{\gamma p}^M \cdot \Gamma_{\eta p})^{\frac{1}{2}}}{2[qkj(j+1)]^{\frac{1}{2}}(M_r - W - i\Gamma/2)} \quad \text{avec } j = l \quad (1.8)$$

avec Γ la largeur totale pour toutes les résonances :

$$\Gamma = \frac{p\nu_l(R_p)}{p_r\nu_l(R_{p_r})}\Gamma_r \quad (1.9)$$

où

- $R=1$ fm est le rayon d'interaction,
- ν_l est le facteur de barrière centrifuge,
- p est la quantité de mouvement caractéristique de la résonance, c-à-d la quantité de mouvement qu'aurait un pion dans le mode de décroissance $N^* \rightarrow N\pi$,
- et r est un indice qui indique que les valeurs sont évaluées à la résonance.

Pour $S_{11}(1535)$, la largeur Γ provient principalement de la décroissance de la $S_{11}(1535)$ en $p\eta$, tandis que la décroissance des autres résonances est largement dominée par $N^* \rightarrow \pi N$. Dans tous les cas, la contribution de $N^* \rightarrow N\pi\pi$ et d'autres décroissances plus rares est négligée.

Ainsi, la largeur de la $S_{11}(1535)$ aura l'expression suivante:

$$\Gamma = 0.6 \frac{q_{\eta N}}{q_{\eta N}^r} \Gamma_r + 0.4 \frac{q_{\pi N}}{q_{\pi N}^r} \Gamma_r \quad (1.10)$$

- $q_{\eta N}$ est la quantité de mouvement d'un η émis par une résonance N^*
- $q_{\pi N}$ est la quantité de mouvement d'un π émis par une résonance N^*

Alors

$$(\Gamma_{\gamma p}^E \cdot \Gamma_{\eta p})^{\frac{1}{2}} = [2kR\nu_n(kR)]^{\frac{1}{2}} [2qR\nu_l(qR)]^{\frac{1}{2}} \gamma^E \quad (1.11)$$

avec $n = l$ pour E_{l+} et $n = l - 2$ pour E_{l-} et

$$(\Gamma_{\gamma p}^M \cdot \Gamma_{\eta p})^{\frac{1}{2}} = [2kR\nu_n(kR)]^{\frac{1}{2}} [2qR\nu_l(qR)]^{\frac{1}{2}} \gamma^M \quad (1.12)$$

avec $n = l$ pour $M_{l\pm}$ et γ^E, γ^M et ϕ sont trois paramètres libres qu'on peut lisser.
Remarque: $\gamma^M = 0$ pour S_{11} et $\gamma^E = 0$ pour P_{11} .

b) Les termes non-résonnants ou de bruit de fond

Ils proviennent des termes de Born (voies s et u) et des termes d'échange de mésons vecteurs (ρ et ω , voie t). Deux possibilités se présentent: i) soit on les calcule [19], ii) soit on les paramétrise [11, 16]. Le modèle isobarique donne une paramétrisation pour ces termes. En effet, leur dépendance en énergie est monotone et se limite aux ondes S et P parce que l'énergie cinétique dans le centre de masse du proton et du η est petite (près du seuil). Comme termes de background on a :

$$E_{0+}^b = \frac{(a + ib)R^2k}{[2(1 + Rq)(1 + R^3k^3)]^{\frac{1}{2}}} \quad (1.13)$$

$$M_{1-}^b = \frac{(a' + ib')R^2k}{[2(1 + Rq)(1 + R^3k^3)]^{\frac{1}{2}}} \quad (1.14)$$

où a, b, a' et b' sont des paramètres réels libres.

Le calcul des observables de la réaction se fait en les exprimant en fonction des amplitudes multipolaires. En effet les observables de la réaction peuvent être exprimées en fonction des amplitudes CGLN (voir appendice A.1.1) ou en fonction des amplitudes d'hélicité (voir appendice A.1.2) qui s'avèrent être intéressantes dans certains cas (voir plus loin). Dans les deux représentations les amplitudes CGLN et d'hélicité s'expriment en fonction des amplitudes multipolaires (appendice A.2.1).

c) Section efficace et observables de polarisation

L'expression la plus générale de la section efficace différentielle en fonction de l'angle ϕ , incluant tous les états de polarisation du faisceau, de la cible et du proton de recul², est [22] :

$$\begin{aligned} \rho_f \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{\text{polarisée}} &= \frac{1}{2} \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{\text{non polarisée}} \\ &\times \left\{ \mathbf{1} - P_\gamma \Sigma \cos 2\phi + P_x (\mathcal{P}_\gamma F + P_\gamma H \sin 2\phi) \right. \\ &+ P_y (T + P_\gamma P \cos 2\phi) + P_z (\mathcal{P}_\gamma E + P_\gamma G \sin 2\phi) \\ &+ \sigma_{x'} [\mathcal{P}_\gamma C_x + P_\gamma O_x \sin 2\phi + P_x (T_x - P_\gamma L_z \cos 2\phi) \\ &+ P_y (P_\gamma C_z \sin 2\phi - \mathcal{P}_\gamma O_z) + P_z (L_x + P_\gamma T_z \cos 2\phi)] \\ &+ \sigma_{y'} [P - P_\gamma T \cos 2\phi + P_x (\mathcal{P}_\gamma G - P_\gamma E \sin 2\phi) \\ &+ P_y (\Sigma - P_\gamma \cos 2\phi) + P_z (P_\gamma F \sin 2\phi - \mathcal{P}_\gamma H)] \end{aligned} \quad (1.15)$$

2. Les conventions utilisées sont celles de la figure 1.3.

$$\begin{aligned}
& + \sigma_{z'} [\mathcal{P}_\gamma C_z + P_\gamma O_z \sin 2\phi + P_x (T_z + P_\gamma L_x \cos 2\phi) \\
& + P_y (-P_\gamma C_z \sin 2\phi + \mathcal{P}_\gamma O_z) + P_z (L_z - P_\gamma T_x \cos 2\phi)] \}.
\end{aligned}$$

Dans cette expression, on trouve la matrice de densité dans l'état final ρ_f ($\rho_f = \frac{1}{2}(1 + \sigma P_f)$), les observables de simple polarisation, Σ (faisceau), T (cible) et P (proton de recul) et celles de double polarisation $E, F, G, H, C_x, C_z, O_x, O_z, T_x, T_z, L_x$ et L_z , toutes définies dans l'appendice A et le tableau 1.4. On trouve aussi les paramètres décrivant la polarisation du proton cible, P_x, P_y, P_z , du faisceau P_γ (polarisation linéaire) et \mathcal{P}_γ (polarisation circulaire), les matrices de Pauli, $\sigma_{x'}, \sigma_{y'}$ et $\sigma_{z'}$ correspondant au proton de recul dans le repère qui lui est lié.

Les résultats que nous présenterons dans cette thèse correspondent à un faisceau de photons polarisé linéairement et à une cible non polarisée. Aussi nous n'avons pas mesuré la polarisation du proton de recul. Dans ce cas la relation ci-dessus (équation 1.15) se réduit à l'expression suivante:

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{\text{polarisée}} = \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{\text{non polarisée}} (1 - P_\gamma \Sigma \cos 2\phi) \quad (1.16)$$

d) Analyse Nodale des observables

Proposée par B. Saghai et F. Tabakin [12, 23, 24], cette méthode permet, en utilisant les structures en noeuds des observables de polarisation, de sélectionner les résonances qui contribuent au mécanisme de la réaction. Par définition un noeud est un point de l'espace ($E_\gamma, \theta_{\text{mésos}}^{\text{cm}}$) où l'observable s'annule³.

La section efficace et les quinze observables de polarisation peuvent être regroupées en quatre "classes de Legendre" selon leur dépendance en $H_i(\theta)$ (voir appendice A) [12]:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_0(\mathcal{I}; \hat{E}; \hat{C}_{z'}; \hat{L}_{z'}) & \iff \sum_{i=1}^4 \pm |H_i(\theta)|^2 \\
\mathcal{L}_{1a}(\hat{P}; \hat{H}; \hat{C}_{x'}; \hat{L}_{x'}) & \iff \pm H_2(\theta) H_4^*(\theta) \pm H_1(\theta) H_3^*(\theta) \\
\mathcal{L}_{1b}(\hat{T}; \hat{F}; \hat{O}_{x'}; \hat{T}_{z'}) & \iff \pm H_1(\theta) H_2^*(\theta) \pm H_3(\theta) H_4^*(\theta) \\
\mathcal{L}_2(\hat{\Sigma}; \hat{G}; \hat{O}_{z'}; \hat{T}_{x'}) & \iff \pm H_1(\theta) H_4^*(\theta) \pm H_2(\theta) H_3^*(\theta)
\end{aligned} \quad (1.17)$$

où les indices 0, 1a, 1b et 2 indiquent la valeur du nombre m dans un développement en polynômes de Legendre; par exemple les indices 1a et 1b indiquent que ces observables peuvent être développées en $P_{1l}(x)$. On remarque dans les équations précédentes que chaque classe contient une observable de chaque type de polarisation. Aussi les relations précédentes peuvent être mises sous la forme [12]:

$$\mathcal{L}_0(\mathcal{I}; \hat{E}; \hat{C}_{z'}; \hat{L}_{z'}) \rightarrow \mathcal{O}_0 = \sum_{m \geq 0}^n a_m \cos^m \theta$$

3. Cette méthode s'applique à tous les mésons pseudoscalaires.

TAB. 1.4 – Définition des asymétries de polarisation dans le cas d'une réaction de type $\gamma + p \rightarrow \text{hadron} + \text{méson pseudoscalaire}$ [22].

Observable	Type et orientation de la polarisation des particules		
	faisceau γ	cible p	hadron (état final)
$d\sigma$			
Simple polarisation			
P			y'
Σ	p		
T		y	
Double polarisation			
Faisceau-Cible			
E	c	z	
F	c	x	
G	t	z	
H	t	x	
Faisceau-Recul			
C'_x	c		x'
C'_z	c		z'
O'_x	t		x'
O'_z	t		z'
Cible-Recul			
T'_x		x	x'
T'_z		x	z'
L'_x		z	x'
L'_z		z	z'

Les axes de quantifications sont définis ainsi :

$$\hat{z} = \hat{\mathbf{p}}_p, \hat{y} = (\mathbf{p}_y \times \mathbf{p}_{mps}) / (\mathbf{p}_\gamma \times \mathbf{p}_{mps}), \hat{x} = \hat{y} \times \hat{z} \text{ et } \hat{z}' = \hat{\mathbf{p}}_{ha}, \hat{y}' = \hat{y}, \hat{x}' = \hat{y}' \times \hat{z}',$$

p : photon polarisé linéairement ($0, \frac{\pi}{2}$ par rapport au plan de la réaction),

t : photon polarisé linéairement ($\pm \frac{\pi}{4}$ par rapport au plan de la réaction),

c : photon polarisé circulairement.

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{1a}(\hat{P}; \hat{H}; \hat{C}_{x'}; \hat{L}_{x'}) &\rightarrow \mathcal{O}_{1a} = \sin \theta \sum_{m \geq 0}^n a'_m \cos^m \theta \\
\mathcal{L}_{1b}(\hat{T}; \hat{F}; \hat{O}_{x'}; \hat{T}_{z'}) &\rightarrow \mathcal{O}_{1b} = \sin \theta \sum_{m \geq 0}^n a'_m \cos^m \theta \\
\mathcal{L}_2(\hat{\Sigma}; \hat{G}; \hat{O}_{z'}; \hat{T}_{x'}) &\rightarrow \mathcal{O}_2 = \sin^2 \theta \sum_{m \geq 0}^n a''_m \cos^m \theta
\end{aligned} \tag{1.18}$$

Les coefficients a_m , a'_m et a''_m peuvent être exprimés en fonction des amplitudes multipolaires. Ce qui veut dire que la forme de ces coefficients, notamment leurs structures en noeuds, peut nous renseigner sur la contribution des résonances au mécanisme de la réaction.

Dans le tableau 1.5 sont illustrées les considérations qu'on peut établir sur la photoproduction du η , en supposant que les amplitudes sont dominées par quelques résonances. Sont considérées les résonances $S \equiv S_{11}$, $D \equiv D_{13}$, $P \equiv P_{11}$, $P' \equiv P_{13}$ et $D' \equiv D_{15}$. Le tableau montre, pour diverses combinaisons de ces résonances et pour les développements des observables en polynômes d'ordre allant jusqu'à $n = 5$, les propriétés remarquables reliant les coefficients des développements.

Sachant par anticipation que les résonances $S_{11}(1535)$ et $D_{13}(1520)$ sont celles qui ont les contributions principales dans la photoproduction du η , on voit, par exemple, dans ce tableau que:

- pour la section efficace différentielle et l'observable E, les combinaisons de résonances SD et SPD peuvent être différenciées par la valeur non nulle du coefficient a_1 en cas de SPD. Or, dans ce dernier cas, on a $a_0 > a_2 > a_1$, ce qui entraîne une faible sensibilité de ces observables pour déterminer la contribution de P,
- pour l'asymétrie faisceau Σ et l'observable G, le coefficient a_1 reste nul en passant de SD à SPD mais réapparaît quand on inclue une résonance P' . On peut en déduire l'insensibilité de ces observables à P et qu'elles sont prometteuses pour renseigner sur d'éventuelles résonances P' ,
- pour l'asymétrie cible T et l'observable F, le coefficient a_0 est nul ou faible. Le coefficient a_1 peut renseigner sur les contributions des résonances P et P' .

A la lumière des conséquences de ce tableau, on peut déjà discuter, des problèmes posés dans la photoproduction du η , à savoir l'excitation de la Roper et de "résonances manquantes".

Résonance $P_{11}(1440)$

Cette résonance présente un intérêt particulier par le fait qu'elle a les mêmes nombres quantiques que le nucléon et pourtant elle est mal connue expérimentalement pour la simple raison qu'on ne trouve pas le canal auquel elle contribue le plus. Dans la référence [4], on trouve la largeur à mi-hauteur de cette résonance de l'ordre de 350 MeV.

Cette résonance se situe juste au dessous du seuil de photoproduction du méson η mais à cause de sa largeur, on pense qu'elle contribue à cette réaction [16]. Récemment Krusche *et al.* [25] ont conclu que la contribution de la $S_{11}(1535)$ et de la $D_{13}(1520)$ est évidente et que la

TAB. 1.5 – Rôle de différentes résonances dans le processus de photoproduction du méson η [24] (voir texte pour explication).

Observables	n = 1	n = 2	n = 3	n = 4	n = 5
\mathcal{L}_0					
$d\sigma$ et E		SD^a SPD^c	$SP'D^b$ $SPP'D^b$	$SPP'DD'$	
$C_{z'}$ et $L_{z'}$			SD^d SPD $SP'D$ $SPP'D$		$SPP'DD'$
\mathcal{L}_{1a}					
P et H	SD^e SPD^g	$SP'D^f$ $SPP'D^f$	$SPP'DD'$		
$C_{x'}$ et $L_{x'}$		SD^a SPD^c $SP'D^c$ $SPP'D^c$		$SPP'DD'$	
\mathcal{L}_{1b}					
T et F	SD^e SPD^g	$SP'D^f$ $SPP'D^f$	$SPP'DD'$		
$O_{x'}$ et $T_{z'}$		SD^a SPD^c	$SP'D^c$ $SPP'D^c$	$SPP'DD'$	
\mathcal{L}_2					
Σ et G	SD^h SPD^h $SP'D^i$ $SPP'D^i$	$SPP'DD'$			
$O_{z'}$ et $T_{x'}$	SD^e SPD^g $SP'D^g$ $SPP'D^g$		$SPP'DD'$		

^a $a_0 > a_2, a_1 = 0$.

^b $a_3 \propto P'D$.

^c $a_0 > a_2 > a_1$.

^d $a_0 = a_2 = 0, a_1 > a_3, a_3$ onde D pure.

^e $a_0 = 0$.

^f $a_1 \gg a_0 > a_2$.

^g $a_1 > a_0$.

^h $a_1 = 0$.

ⁱ $a_0 > a_1, a_1 \propto P'D$.

$P_{11}(1440)$ ne contribue pas. Cette conclusion était déduite du développement en un polynôme du second degré de la section efficace différentielle:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{q}{k} [A + B(\cos \theta_{\eta}^{cm}) + C(\cos \theta_{\eta}^{cm})^2] \quad (1.19)$$

où q est la quantité de mouvement du η , k celle du γ incident (cf. figure 1.3), A représente la contribution de la $S_{11}(1535)$ (E_{0+}), B celle de la $P_{11}(1440)$ (M_{1-}) et C celle de la $D_{13}(1520)$ (E_{2-}, M_{2-}). La conclusion des auteurs était que A est grand, ce qui veut dire que la $S_{11}(1535)$ est dominante, que B est voisin de zéro, excluant une contribution de la $P_{11}(1440)$ et que C est de l'ordre de 10% de A , ce qui est en faveur d'une contribution claire de la $D_{13}(1520)$.

Les conclusions de ces auteurs sont compatibles avec la faible sensibilité de la section efficace pour déterminer la contribution d'une résonance P , que nous avons soulignée ci-dessus dans nos commentaires. Il faut donc, d'après nos commentaires, pour étudier la contribution de la Roper, aller mesurer d'autres observables comme par exemple T , P , H et F qui ont la dépendance en $\sin \theta (a_0 + a_1 \cos \theta)$ (voir tableau 1.5). Pour SD le coefficient $a_0 = 0$, ce qui veut dire qu'on a un noeud à 90° pour les quatre observables. Pour SPD , on a $a_1 > a_0$, ce qui nous donne un noeud à un $\theta \neq 90^\circ$. La déviation par rapport à 90° dépend du rapport a_0/a_1 , ce qui peut être sensible à la P_{11} .

Des études [26] ont été faites, en utilisant les données sur la section efficace différentielle (les seules qui existaient) pour déterminer la contribution de cette résonance à la photoproduction du η . Elles montrent qu'à priori on n'a pas besoin de cette résonance pour décrire le mécanisme de la réaction. Mais comme il a été cité plus haut la section efficace différentielle n'est pas la bonne observable pour étudier l'effet de la Roper.

Résonances manquantes

Un grand nombre de résonances baryoniques est prédit par des études [27, 28, 29] basées sur le modèle de quarks. Ces résonances se couplent en grande partie au canal πN , mais certaines se couplent préférentiellement au canal ηN .

Une étude récente [30, 31] faite sur les données de Bonn (observable T) montre que les résonances P_{13} et D_{15} contribuent au mécanisme de la réaction. En effet, si on suppose que seule SD contribue au mécanisme de la réaction, d'après le tableau 1.5 seul a_1 doit être nul. Mais on a montré [30, 31] que a_0 et a_3 sont différents de zéro. Le meilleur résultat est obtenu en incluant une résonance manquante P_{13} de masse 1880 MeV et de largeur 150 MeV.

Noeuds proprement dits

Aussi il est apparu intéressant de chercher les noeuds (passage par zéro) en dehors de 0° et 180° des développements en polynômes de Legendre des différentes observables. Cela a été fait pour plusieurs combinaisons de résonances mentionnées plus haut. Les figures 1.5 et 1.6 donnent les trajectoires de ces noeuds dans le plan de l'énergie du faisceau et de l'angle de diffusion dans le système du centre de masse. Les observables de simple polarisation de la cible et du proton de recul donnent en général un noeud, tandis que celle du faisceau n'en donne pas. Pour les observables de double polarisation un à trois noeuds existent et sont donc prometteurs pour caractériser par leur emplacement les différentes configurations.

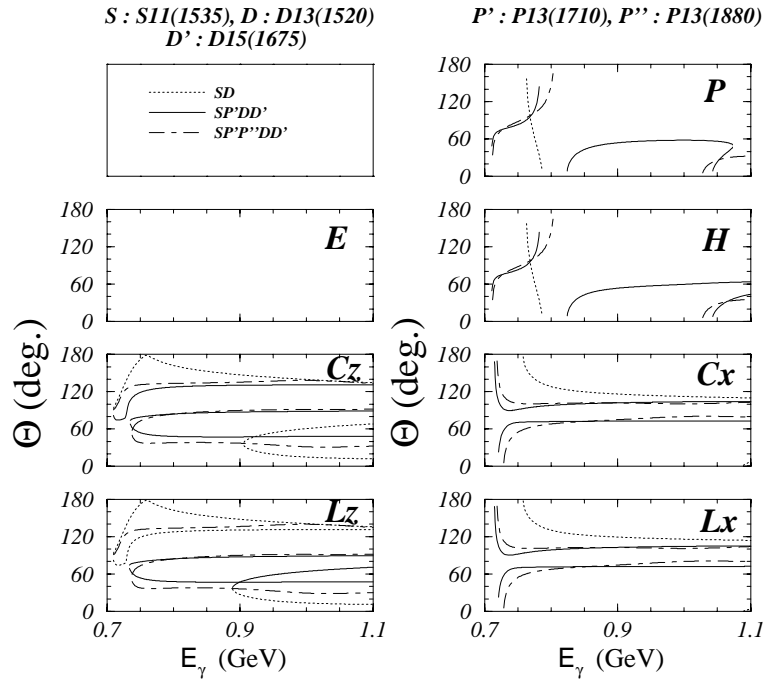


FIG. 1.5 – Structure nodale des observables de polarisation. $S : S_{11}(1535)$, $P : P_{11}(1440)$, $P' : P_{13}(1720)$, $P'' : P_{13}(1880)$, $D : D_{13}(1520)$, $D' : D_{15}(1675)$.

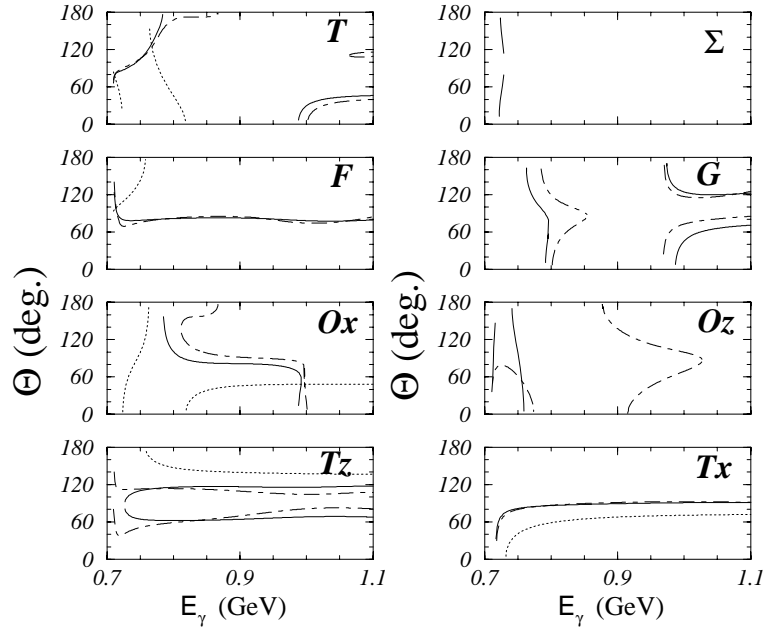


FIG. 1.6 – Suite de la figure 1.5.

e) Lissage des données et méthode de travail

Supposons qu'on dispose d'un ensemble de données expérimentales (section efficace différentielle, observables d'asymétrie, ...). Notre but est de pouvoir étudier, en utilisant cet ensemble de données, le mécanisme de la réaction. Pour cela on doit procéder ainsi:

- choisir une configuration⁴,
- faire une procédure de minimisation pour extraire les valeurs de paramètres libres γ^E , γ^M , ϕ , a , a' , b et b' (voir section 1.2.2) pour chacune des résonances et le fond de cette configuration,
- utiliser les valeurs extraites pour recalculer l'observable utilisée dans la procédure de minimisation et faire des prédictions pour les autres observables,
- comparer plusieurs configurations et déduire laquelle reproduit le mieux les données expérimentales.

Le choix des configurations n'est pas arbitraire, en effet un certain nombre de configurations pré-sélectionnées est utilisé dans la procédure. Cette pré-sélection est basée sur des considérations théoriques⁵ (domaine énergétique, masses des résonances,...) et expérimentales.

La procédure de minimisation est un peu délicate, en effet pour chaque configuration, on calcule ses paramètres libres de manière à ce que les valeurs théoriques des observables lissées concordent le mieux possible avec les valeurs expérimentales. Cette opération est effectuée par un programme (voir figure 1.7) basé sur le logiciel MINUIT [32] du CERN qui calcule un **taux de concordance** pour chaque point expérimental et qui cherche à minimiser la moyenne pondérée pour tous les points disponibles. Le **taux de concordance** pour un point est défini par:

$$\mathcal{X}_i^2 = \frac{(valeur_{exp} - valeur_{th})^2}{\Delta valeur_{exp}^2} \quad (1.20)$$

où $valeur_{exp}$ et $valeur_{th}$ sont, respectivement, la valeur expérimentale et la valeur théorique de l'observable et $\Delta valeur_{exp}$ l'incertitude sur la valeur expérimentale.

La moyenne calculée est une moyenne pondérée qui tient compte du nombre de paramètres libres de la configuration:

$$\mathcal{X}_{configuration}^2 = \frac{1}{N_{mes} - n_{par}} \sum_{i=1}^{N_{mes}} \mathcal{X}_i^2 \quad (1.21)$$

où $n_{par} = (n \times k + 4)$ est le nombre de paramètres libres, $k = 3$ (sauf pour S_{11} et P_{11} $k = 2$), n est le nombre de résonances mise en jeu et N_{mes} est le nombre de points expérimentaux⁶.

Une fois que les valeurs des paramètres libres sont extraites, on utilise ces valeurs pour calculer les observables de la réaction et faire des prédictions.

4. Dans le modèle isobarique une configuration est le choix d'un certain nombre de résonances à prendre en considération, en plus du bruit de fond.

5. Le η , étant un méson pseudo-scalaires d'isospin nul, seules les résonances nucléoniques de spin $\frac{1}{2}$ contribuent au mécanisme de la réaction. La dominance de la $S_{11}(1535)$ auprès du seuil est confirmée expérimentalement.

6. Chaque résonance est caractérisée par trois paramètres et le background par quatre.

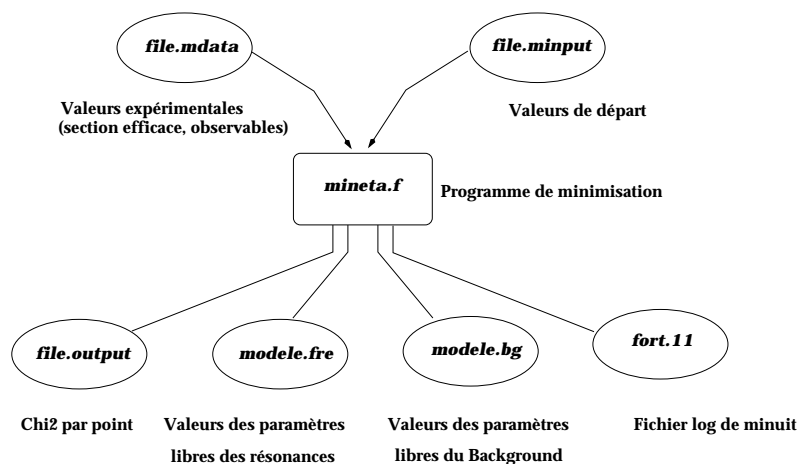


FIG. 1.7 – Programme de minimisation.

Reste à choisir la meilleure configuration parmi plusieurs. La valeur de χ^2 guide dans le choix de la meilleure configuration. Malheureusement, les données expérimentales existantes, principalement la section efficace différentielle, n'ont pas permis pendant longtemps d'extraire la meilleure configuration parce que la section efficace différentielle est très peu sensible au choix des résonances⁷ (sauf la $S_{11}(1535)$), d'où le recours à l'analyse nodale [24].

La figure 1.8 montre des données de section efficace différentielle existantes et leur lissage par plusieurs configurations. Sur cette figure nous avons porté les distributions angulaires à 723 MeV pour deux séries d'expériences [25, 33] avec les courbes calculées par le modèle isobarique pour plusieurs configurations⁸. Les paramètres γ^E , γ^M et ϕ sont déterminés par un lissage des courbes théoriques sur les données des références [25, 33, 34] et en divisant la procédure en deux étapes: toutes les données (jusqu'à 1200 MeV) et une partie de ces données⁹ (jusqu'à 800 MeV). On remarque l'absence de sensibilité aux résonances. La figure 1.9 montre la section efficace totale. Les mêmes commentaires que la figure 1.8 s'appliquent.

f) Conclusion

On reproche à cette approche le fait d'avoir beaucoup de paramètres libres. Il faut dire que cette approche a été pendant longtemps la seule approche existante et qu'elle se base sur quelques considérations très simples dans un domaine où la structure en quark n'est pas visible.

1.2.3 Le modèle en voies couplées

Dans cette approche [35], la photoproduction du méson η sur le nucléon est reliée à la photoproduction de pions aussi bien qu'aux réactions hadroniques (π, π) , (π, η) et (η, η) . En faisant un calcul de voies couplées, les auteurs utilisent les résultats des réactions $\pi N \rightarrow \pi N$,

7. Ce problème est le problème de tous les modèles phénoménologiques existants.

8. Ce calcul a été fait en collaboration avec B. Saghai et F. Tabakin.

9. Une telle division exclue un certain nombre de résonances.

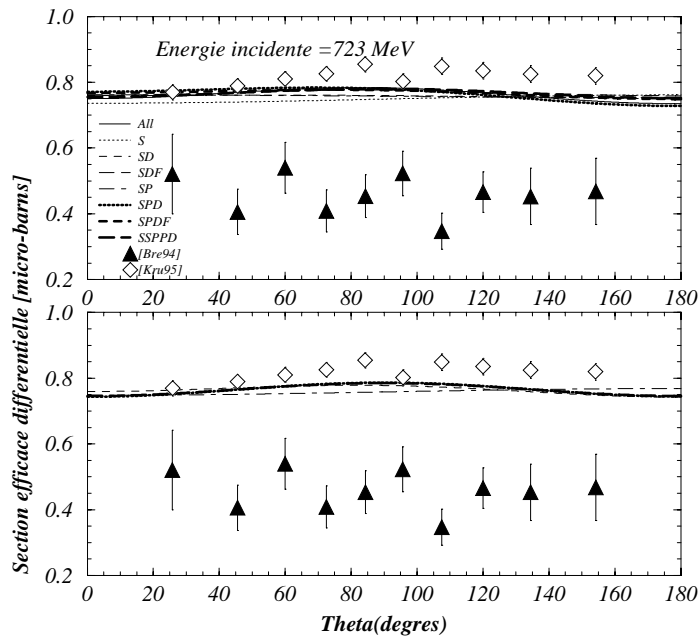


FIG. 1.8 – La distribution angulaire pour 723 MeV. Les courbes de la figure en haut représentent les prédictions en utilisant les données des références [25, 33, 34] jusqu'à 1200 MeV et celles d'en bas pour les mêmes données jusqu'à 800 MeV.

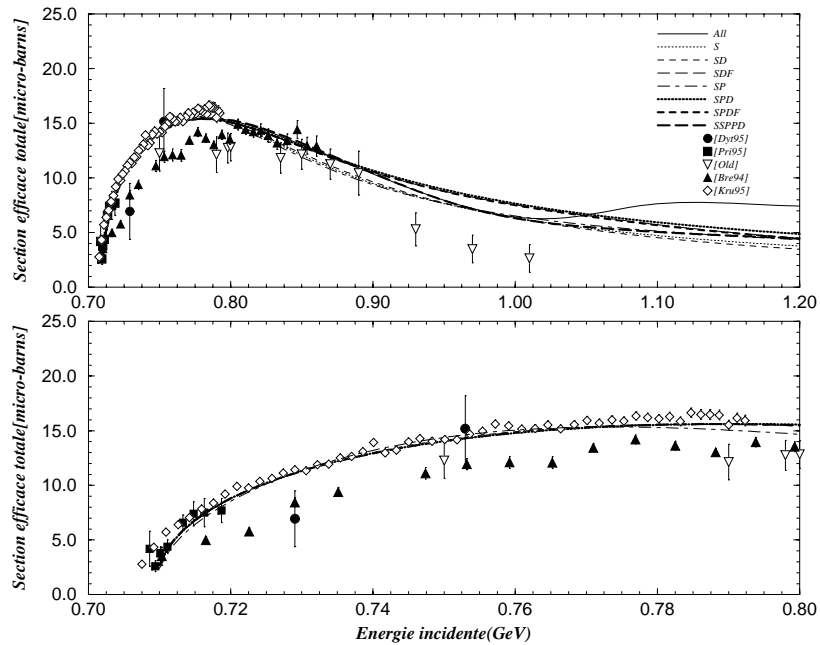


FIG. 1.9 – La section efficace totale pour le processus $\gamma p \rightarrow \eta p$. Les courbes de la figure en haut représentent les prédictions en utilisant les données des références [25, 33, 34] jusqu'à 1200 MeV et celles d'en bas pour les mêmes données jusqu'à 800 MeV.

$\pi N \rightarrow \pi\pi N$ et $\pi^- p \rightarrow \eta n$ pour fixer le vertex hadronique ainsi que les propagateurs et la réaction $\gamma N \rightarrow \pi N$ pour construire le vertex électromagnétique. Les auteurs [35] considèrent la photoproduction du η selon une analyse en multipôles comme due à trois résonances: $S_{11}(1535)$, $P_{11}(1440)$ et $D_{13}(1520)$. Ils incluent ces résonances, ainsi que les contributions des termes de Born et d'échange de mésons vecteurs en utilisant une approche en lagrangien effectif [36].

Enfin les auteurs dans leur article [36] montrent la section efficace différentielle des réactions du type $\gamma A \rightarrow \eta A$ avec A =proton, neutron, deuton, 3He , 3H et 4He . On remarque que le facteur de forme provoque la chute de la section efficace aux angles arrière.

Il faut noter que les données de Bonn sur le deuton cohérent [37] ont montré un bon accord avec la courbe de section efficace donnée par ce modèle.

1.2.4 Le Lagrangien effectif

L'approche du Lagrangien effectif (ALE) [19, 38, 39, 40, 41] est une autre formulation du modèle isobarique où le calcul des termes de Born se fait plus précisément en utilisant le Lagrangien. L'approche ALE prend en compte trois termes [19, 41]:

- les termes de Born (voies s et u),
- les termes d'échange de mésons vecteurs (voie t),
- et les termes de résonances (voie s et u).

Les résonances prises en compte dans ce modèle par la référence [19] sont au nombre de cinq: $S_{11}(1535)$, $P_{11}(1440)$, $D_{13}(1520)$, $S_{11}(1650)$ et la $P_{11}(1710)$.

Par opposition au modèle isobarique, ce modèle calcule avec précision les termes de Born et les conclusions de ce modèle sont: l'échange de mésons ϕ est sans importance et g_η est comprise entre 0,2 et 6,2.

D'autres modèles basés sur le modèle de quarks [42, 43, 44, 45, 46] commencent à paraître.

1.3 Contexte expérimental

La grande partie des expériences de photoproduction du méson η sur le proton date des années 1963 à 1980. Les données expérimentales correspondantes souffrent d'une faible précision pour plusieurs raisons:

- la petitesse de la section efficace de la photoproduction du η par rapport à d'autres réactions comme celle du π^0 ,
- l'inadaptation des moyens expérimentaux existant (accélérateurs à très bas cycle utile, détecteurs ne couvrant qu'une partie de l'espace de phase, faisceaux non étiquetés, ...),
- la sous-estimation des incertitudes systématiques,
- le rapport d'embranchement utilisé dans les calculs pour remonter à la section efficace différentielle globale (en effet à cette époque on ne regardait que le mode de décroissance du η en deux γ),

- la soustraction mal maîtrisée du bruit de fond,
- l'utilisation de la cinématique à deux corps dans l'état initial pour remonter à l'énergie du photon incident. Cela posait un problème parce que les événements identifiés étaient pollués par des événements provenant d'autres réactions (à trois corps ou plus).

Le tableau 1.6 montre les données de cette période. Sur ce tableau on a rapporté le domaine énergétique, la détection, la résolution, les incertitudes, le rapport d'embranchement et les observables mesurées. On remarque d'abord que:

- le domaine énergétique s'étale du seuil jusqu'à 1850 MeV,
- seul le mode de décroissance en 2γ a été étudié puisque c'est le mode le plus facile à détecter,
- cinq expériences sur 16 ont détecté le proton et les 2γ pour pouvoir compenser la faible qualité dans la détection de chaque particule. En effet la détection du η ou du proton seul suffirait pour déterminer la cinématique (réaction à deux corps),
- onze expériences sur 16 n'ont pas donné d'incertitudes systématiques ou bien les ont données sous-estimées. En effet, les incertitudes systématiques sont très importantes pour les procédures de lissage pour pouvoir homogénéiser entre les différentes séries de données,
- les incertitudes statistiques vont parfois jusqu'à 200%,
- sept expériences sur 16 ont donné le rapport d'embranchement utilisé dans leurs calculs,
- les observables mesurées sont essentiellement des sections efficaces avec quelques mesures sur l'observable de polarisation du faisceau Σ ($E_\gamma > 1,5$ GeV) et l'observable de polarisation du proton de recul.

Après l'amélioration des moyens expérimentaux (accélérateurs (tableau 1.7), détecteurs ...), une nouvelle ère a commencé en 1988 avec une nouvelle génération d'expériences. Le tableau 1.8 montre les données de cette nouvelle génération d'expériences.

Ce tableau sera détaillé dans la suite expérience par expérience.

1.3.1 Les données de Tokyo

L'expérience [65] date de 1988, le faisceau était un faisceau de γ extrait par rayonnement de freinage (Bremsstrahlung), auprès d'un synchrotron de 1,3 GeV, et étiqueté jusqu'à 1 GeV. Son intensité était limitée à $10^5 \gamma/sec$ pour réduire les fortuites (10%). La résolution en énergie est de l'ordre de ± 7 MeV. La cible était une cible d'hydrogène liquide de 40 cm et la contribution de la cible vide a été estimée à 2%. Le détecteur est un spectromètre magnétique équipé de chambres à localisation et de scintillants qui permettait d'identifier le proton ($\Omega = 10 - 25$ msr et $\theta = 20 - 30^\circ$). L'analyse était faite en extrayant les spectres en moment des protons et en lissant les pics par des gaussiennes et le fond par un espace de phase de photoproduction de $2\pi^\circ$, $3\pi^\circ$ et $4\pi^\circ$, ce qui a permis de donner 15 points de section efficaces différentielles avec une précision de $\pm 6\%$. L'interprétation théorique des résultats a été faite en utilisant le modèle isobarique.

Réf.	Résolution [MeV]	Énergie [MeV]	Détec.	Incertitude [%]		RB [%]	Obs. mes.
				syst.	stat.		
[47]	$\pm 13 - 22$ [b]	939 - 978	$p, 1\gamma$	—	—	—	—
[48]	± 3 [p] $\pm 20\%$ [γ]	800 - 1000	$p, 1\gamma$	—	$\pm 12 - 324$	38	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$
[49, 50]	—	950 - 1100	$p, 2\gamma$	—	$\pm 12 - 100$	38, 6	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$
[51]	± 20 [p]	890	$p, 1\gamma$	—	± 74	—	P
[52]	$\pm 5 - 10$ [p]	725 - 940	p	—	$\pm 0, 7 - 1, 0$	33	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$
[53]	± 25 [b] $\pm E^{-1/2} \%$ [γ]	775 - 850	2γ	± 10	$\pm 25 - 30$	43	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$
[54]	± 4 [p]	800 - 1450	$p, 2\gamma$	—	$\pm 5 - 40$	—	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$
[55]	—	950 - 2200	$p, 1\gamma$	—	$\pm 10 - 25$	—	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$
[56]	$\pm 3 - 12$ [b]	725 - 875	p	$\pm 0, 4 - 0, 6$ tot = ± 4	$\pm 0, 7$	—	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$
[57]	± 25 [p]	800 - 1100	$p, 2\gamma$	—	$\pm 50 - 200$	39	P
[58]	$\pm 0, 278 \times E^{-\frac{1}{2}}$ % [γ]	1220 - 1850	2γ	—	$\pm 12 - 40$	—	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$
[59]	—	890 - 1050	$p, 1\gamma$	—	$\pm 4 - 25, \frac{d\sigma}{d\Omega}$ $\pm 100 - 200, P$	—	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ P
[60]	± 190 [b]	1500 - 2200	2γ	± 11	$\pm 9 - 16$	38	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$
[61]	$\pm 6\%$ [γ]	2000 - 2800	2γ	—	$\pm 14 - 24$	38, 8	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$
[62]	± 55 [b]	1390 - 1780	$p, 2\gamma$	± 17	$\pm 17 - 31$	—	Σ
[63]	$\pm 50 - 80$ [b] $\pm 24 - 64$ [p]	1390 - 1800	$p, 2\gamma$	± 16	$\pm 17 - 188, \Sigma$ $\pm 20 - 30, \frac{d\sigma}{d\Omega}$	—	Σ $\frac{d\sigma}{d\Omega}$

TAB. 1.6 – Les anciennes données existantes pour le processus $\gamma p \rightarrow \eta p$. b signifie faisceau, p: proton de recul et γ : produit de désintégration du méson η .

Accélérateurs	Faisceaux	Énergie (GeV)	Intensité & Cycle utile	Polar.	Démarrage
GRAAL Grenoble (France)	γ	1,8	$10^7 \gamma s^{-1}$ 100%*	90%	opér.
ELSA Bonn (Allemagne)	électrons γ	2,5	200nA , 95% $10^7 \gamma s^{-1}$	en projet	opér.
MAMI-B Mayence (Allemagne)	électrons γ	0,855	100 μ A , 100% $10^7 \gamma s^{-1}$	oui	opér.
DAΦNE Frascati (Italie)	e^+e^-	1,02 (CM)	$L = 10^{33}$ $N_{cm}^{-2} s^{-1}$ $\approx 10^3 K^+ K^- s^{-1}$	non	1998
NIKHEF-K Amsterdam (Pays-Bas)	électrons	0,8	100 μ A , 90%	en projet	opér.
YEREVAN (Arménie)	électrons	4,5	1 μ A	non	opér.
CEBAF (USA)	électrons γ	4,0	200 μ A – 100% $10^7 \gamma s^{-1}$	40 – 50%	opér.
LEGS Brookhaven (USA)	γ	0,5	100% $10^7 \gamma s^{-1}$	oui	opér.
MIT Bates (USA)	électrons γ	1,0	50 μ A – 80%	oui	opér.

* Dans la conception de l'accélérateur il est prévu de fonctionner avec un cycle utile de 100% mais actuellement aucun mode de fonctionnement du faisceau n'est capable de donner ce cycle utile.

TAB. 1.7 – Récapitulatif des moyens expérimentaux en Europe et dans le monde [64].

Réf.	Résolution [MeV]	Énergie [MeV]	Détec.	Incertitude [%]		RB [%]	Obs. mes.
				syst.	stat.		
[65]	$\pm 7[\gamma^{tagg}]$	808 – 1008	p, γ^{tagg}	$\pm 6,3$	$\pm 9 - 31$	—	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$
[33]	$\pm 4[\gamma^{tagg}]$ $\pm 6,5 - 12[p]$ $\pm 17 - 35[\gamma]$	709 – 1150	$p, 2\gamma$ γ^{tagg}	± 13	± 10	38,8	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$
[34]	$\pm 5[b]$ $\pm 20[\gamma]$	729 – 753	2γ	$tot = \pm 10$	± 20	38,9	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$
[66]	—	707 – 720	p	$\pm 1 - 2.6$	$\pm 0.5 - 1.6$	38,9	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$
[25]	± 45	709 – 790	2γ	± 4	$\pm 2 - 3$	38,9	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$
[67]	$\pm 4[\gamma^{tagg}]$ $\pm 6.5 - 12[p]$ $\pm 17 - 35[\gamma]$	709 – 1150	$p, 2\gamma$ γ^{tagg}	± 13	± 10	38,8	T

TAB. 1.8 – Les nouvelles données existantes pour le processus $\gamma p \rightarrow \eta p$.

1.3.2 Les données de Bonn (1994)

L'expérience de la référence [33] a eu lieu à Bonn (Allemagne) auprès de l'accélérateur ELSA. Le faisceau était un faisceau de Bremsstrahlung étiqueté avec une résolution de 2-4 MeV. La cible était une cible d'hydrogène liquide de 7 cm de diamètre et le détecteur était formé de deux parties: les scintillants de l'aire expérimentale PHOENICS [68] dédiés à la détection des hadrons de recul et le détecteur SPES0 – 2π [69] dédié à la détection des photons de décroissance des mésons neutres. Ce dernier est constitué par deux couches de barreaux de verre au plomb placés autour de la cible à une distance de 15 cm. Le détecteur SPES0 – 2π couvre un angle solide $2,5\pi$ sr. La réaction a été pré-sélectionnée en mesurant le proton de recul dans le mur de scintillants PHOENICS en coïncidence avec deux photons détectés dans le SPES0 – 2π avec une condition sur l'angle d'ouverture des deux photons, ce qui supprime déjà une grande partie du bruit de fond venant du π^0 . Un fit cinématique qui tient compte de toutes les quantités physiques mesurées a servi à identifier la réaction.

Un ensemble de 450 points de sections efficaces différentielles entre le seuil et 1146 MeV a été donné (cf. figures 1.8 et 1.9 triangles fermés); ils concernent des résultats préliminaires¹⁰ qui sont en désaccord avec d'autres mesures [25] (jusqu'à 30 %).

1.3.3 Les données de Bates

L'expérience de la référence [34] a eu lieu aux États Unis auprès de l'accélérateur *MIT-Bates linear accelerator* ayant un cycle utile de 1%. Le faisceau était un faisceau de Bremsstrahlung non étiqueté d'intensité $1,3 \times 10^6 \gamma/sec$ (fortuites estimées à moins que 20%). La cible était une cible d'hydrogène liquide de 10 cm et le détecteur était formé de 24 blocs de verre au plomb de $19 \times 19 \times 30 \text{ cm}^3$ distant de 1,25 m de la cible. Le détecteur mesurait l'énergie des γ avec une résolution de 20%. L'analyse se basait sur la détermination de θ_η et E_η en prenant le mode de décroissance en 2γ , et ensuite la détermination de l'énergie incidente par la cinématique à deux

¹⁰. Cet ensemble est obtenue avec 30% des données expérimentales; une analyse complète de ces données est en cours.

corps. La normalisation était faite par la mesure de la photoproduction de π^0 à 328 MeV. Deux points en section efficace totale ont été mesurés (représentés par des cercles fermés sur la figure 1.9) et l'interprétation théorique des résultats a été faite en utilisant le modèle isobarique.

1.3.4 Les données de Mayence

L'expérience de la référence [25] a eu lieu à Mayence (Allemagne) à TAPS-MAMI. Le faisceau était un faisceau de Bremsstrahlung étiqueté (jusqu'à 790 MeV) avec une résolution de ± 1 MeV¹¹. La cible était une cible d'hydrogène liquide de 5 cm et le détecteur était formé de 5 blocs de 8×8 cristaux placés à 55 cm de la cible. L'angle solide couvert par ce détecteur est de 23% de 4π aux angles $\theta = \pm 38^\circ$, $\pm 88^\circ$, et $+133^\circ$. Le détecteur identifiait les mésons η et les incertitudes systématiques étaient de 2% sur les coupures dans l'analyse, 2% dans les simulations Monte Carlo, 1,5% à cause de l'épaisseur de la cible et 1,3% venant du rapport d'embranchement. Par contre les incertitudes statistiques étaient de 2-3%. Un ensemble de points assez cohérent a été mesuré (représenté par des losanges sur les figures 1.8 et 1.9) et l'interprétation théorique des résultats a été faite en utilisant le modèle isobarique. En effet, les auteurs ont décomposé leur section efficace différentielle en un polynôme du second degré en $\cos \theta_\eta^{cm}$:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{q}{k} \left[A + B(\cos \theta_\eta^{cm}) + C(\cos \theta_\eta^{cm})^2 \right] \quad (1.22)$$

avec q est la quantité de mouvement du η , et k est celle du photon incident, A représente la contribution de la $S_{11}(1535)$ (E_{0+}), B celle de la $P_{11}(1440)$ (M_{1-}) et C celle de la $D_{13}(1520)$ (E_{2-}, M_{2-}). La conclusion des auteurs était que A est grande ce qui veut dire que la $S_{11}(1535)$ est dominante, que B est voisin de zéro excluant une contribution de la $P_{11}(1440)$ et que C est de l'ordre de 10% de A ce qui est en faveur d'une contribution claire de la part de la $D_{13}(1520)$.

Beaucoup de théoriciens [36, 19, 26] ont travaillé sur ces données qui sont considérées actuellement comme les données les plus précises qui existent. Tous les modèles cités ci-dessus ont utilisé ces données mais comme il a été déjà mentionné plusieurs fois dans ce chapitre la non sensibilité de la section efficace aux résonances (sauf la $S_{11}(1535)$) rend la situation théorique difficile.

1.3.5 Les données de Bonn (1996)

L'expérience [67] a eu lieu à Bonn (Allemagne) à ELSA. Le même dispositif expérimental et le même appareillage que l'expérience [33] ont été utilisés. La cible qui était différente, était une cible polarisée. Trente huit points d'observable T ont été mesurés. Nous utiliserons ces points sur l'observable T conjointement avec nos résultats sur l'observable Σ en vue de tester les modèles théoriques (modèle isobarique, Lagrangien effectif et voies couplées).

1.3.6 Comparaison des différentes expériences avec l'expérience GRAAL

GRAAL dispose d'un faisceau de rétrodiffusion Compton polarisé à 100% à l'énergie maximum ce qui est nouveau (dans ce domaine d'énergie) et original par rapport aux autres expériences qui disposaient d'un faisceau de Bremsstrahlung. Cette particularité permet à GRAAL de mesurer

¹¹. La résolution de 1 MeV sur le système d'étiquetage représente une performance dans la mesure de l'énergie incidente.

l'asymétrie de faisceau Σ (sujet de cette thèse) pour la première fois dans ce domaine énergétique. Bientôt GRAAL disposera d'une cible polarisée qui va permettre de mesurer l'observable d'asymétrie cible T et les observables de double polarisation faisceau-cible.

Chapitre 2

Ensemble expérimental

2.1 Accélérateur

2.1.1 Description

Installée auprès de l'une des 64 lignes de l'ESRF¹ à Grenoble, l'expérience GRAAL² a pour but l'étude des résonances baryoniques par la photoproduction des mésons (η , η' , π^0 , K, ...) en utilisant un faisceau γ polarisé produit par la technique de rétrodiffusion Compton.

L'accélérateur de l'ESRF (voir figure 2.1), mis en place en 1992, est composé principalement d'un pré-injecteur linéaire, d'un accélérateur synchrotron et d'un anneau de stockage (≈ 844 m de circonférence). Les électrons sont d'abord accélérés dans le pré-injecteur jusqu'à une énergie de 200 MeV. Ils entrent ensuite dans le synchrotron qui porte leur énergie à 6 GeV. Enfin ces électrons alimentent l'anneau de stockage où règne un ultravide de 10^{-10} Torr.

L'ESRF est une source de rayonnement synchrotron, fournissant sur ses nombreuses lignes des faisceaux de rayons **X** très durs et de grande brillance pour être utilisés dans de nombreux domaines scientifiques de recherche fondamentale et appliquée.

2.1.2 Caractéristiques du faisceau d'électrons

Les électrons circulent dans l'anneau sous forme de paquets d'une largeur de 140 ps. Ces paquets sont séparés de 2,84 ns. Ce temps correspond à la fréquence des cavités radiofréquence (351,1 Mhz) qui compensent l'énergie que perdent les électrons de l'anneau sous forme de rayonnement synchrotron.

L'ESRF maintient sur orbite un faisceau d'électrons selon neuf modes différents [70]. Le tableau 2.1 illustrent ces différents modes qui se distinguent entre eux par le taux d'occupation en temps et l'intensité des paquets élémentaires. C'est le mode appelé 2/3 correspondant à 664 paquets d'électrons tournant dans l'anneau qui nous a intéressé, parce qu'il donne le temps d'occupation en temps le plus élevé (2/3). Il est donc le plus favorable dans une expérience où il y a des coïncidences et où nous allons chercher à diminuer les coïncidences fortuites.

1. European Synchrotron Radiation Facility.

2. GRenoble Anneau Accélérateur Laser.

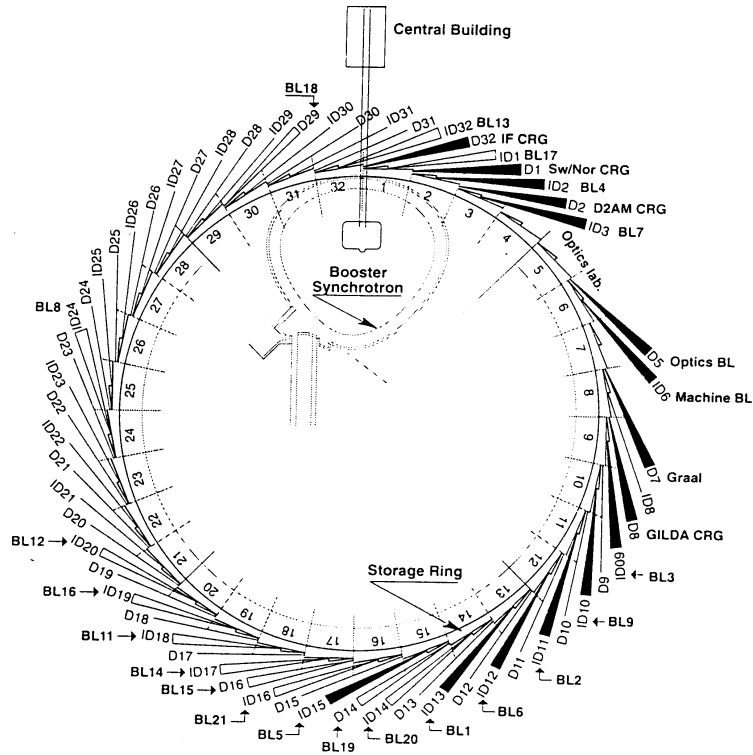


FIG. 2.1 - L'ESRF et ses 64 lignes.

Mode	Caractéristiques	Intensité mA	Temps de vie heure	Émittance nm x rad
332 paquets	Le tiers de l'anneau est rempli	140 → 200	50 → 35	4
Hybride 1	Le tiers de l'anneau est rempli et un seul paquet en face	≈ 140	50 le tiers 15 paquet seul	4
Hybride 2	Le tiers de l'anneau est rempli et 2 paquets en face	≈ 140	32	3,5
664 paquets	Les 2 tiers de l'anneau sont remplis	140 → 200	50 → 35	4
Hybride 3	Les 2 tiers de l'anneau sont remplis et un seul paquet en face	≈ 140	50 → 35 les 2 tiers 15 paquet seul	4
Hybride 4	Les 2 tiers de l'anneau sont remplis et 2 paquets en face	≈ 140	50 → 32	3,5
16 paquets	L'anneau est rempli par 16 paquets équidistants	85	50 → 35	4
32 paquets	L'anneau est rempli par 32 paquets équidistants	85	50 → 35	4
1 paquet	Un seul paquet	7	20 → 15	4

TAB. 2.1 - Caractéristiques des modes du faisceau d'électrons de l'ESRF [70].

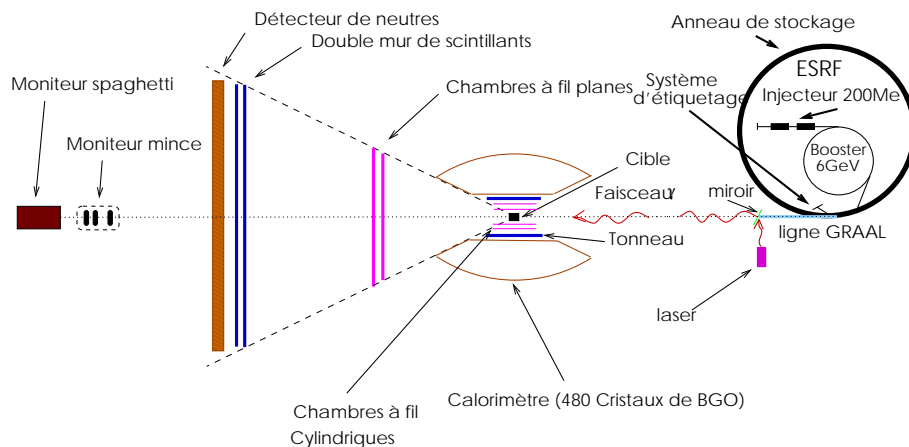


FIG. 2.2 – L'expérience GRAAL et son implantation à l'ESRF (échelle non respectée).

La réalisation de l'ESRF et de son faisceau a été un grand succès. En effet, l'intensité du faisceau dans les différents modes, le temps de vie ainsi que l'émittance sont meilleurs que les objectifs initiaux.

2.2 Le faisceau γ

2.2.1 Description

La ligne GRAAL est installée à la sortie de la ligne D7 de l'ESRF. Un faisceau laser est réfléchi par un miroir à 90° vers le faisceau d'électrons de l'anneau. La zone d'interaction, entre le laser et le faisceau d'électrons de l'ESRF, se trouve à 30 m du détecteur (figure 2.2). Elle est étendue sur 6 m et se trouve entre deux dipôles. La zone d'étiquetage se trouve à la sortie de la zone d'interaction après le deuxième dipôle. Les difficultés qui se posent dans ce type d'installation est le contrôle du faisceau laser et l'optimisation de l'intersection: en effet une précision sur l'alignement de l'ordre 10^{-4} degré est exigée. Ce contrôle se fait au moyen de plusieurs moniteurs. Des fentes horizontales et verticales servent à absorber les \mathbf{X} émis avec le faisceau.

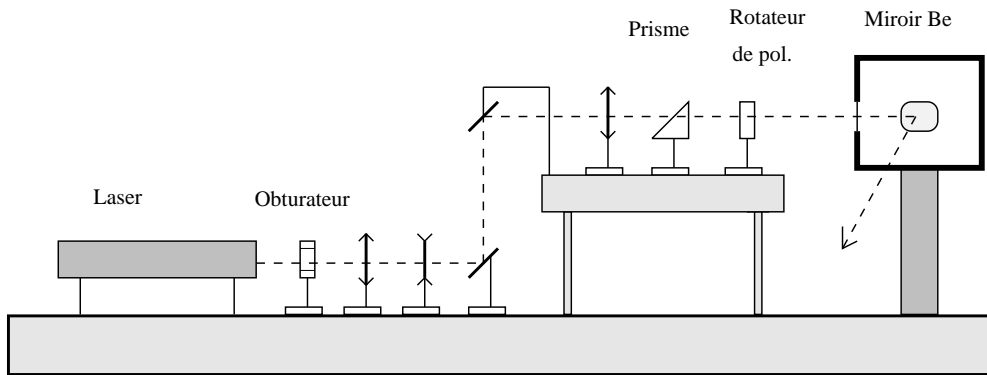
Le laser et l'ensemble optique (miroir, hublot, ...), installés dans une cabine en plomb³, sont montés sur un marbre de 6 m de longueur (cf. figure 2.3).

Le laser est à ions d'argon; il est le plus puissant⁴ disponible commercialement. Le faisceau laser est amené à la hauteur de l'enceinte à vide au moyen de deux miroirs et focalisé sur le faisceau d'électrons par un certain nombre de lentilles convergentes et divergentes.

Un miroir de Be, qui réfléchit le faisceau laser à 90 degrés vers la zone d'intersection, est placé dans une enceinte à vide fournie par la société RIAL.

3. L'accès à cette cabine pendant l'expérience est interdit pour des raisons de sécurité (laser, \mathbf{X}).

4. 30 W en lumière visible, 13 W pour une longueur d'onde de 514 nm et 7 W dans l'ultraviolet.

FIG. 2.3 – L'optique servant à la production du faisceau γ à GRAAL.

2.2.2 Le spectre d'énergie du faisceau gamma

Le principe de la technique de rétrodiffusion Compton, qui a été utilisée pour la première fois dans une expérience de physique nucléaire au Laboratoire National de Frascati [71] dans l'expérience LADON, est très simple. Un faisceau de photons laser (argon) est rétrodiffusé sur les électrons de 6 GeV de l'anneau de stockage de l'ESRF. Les photons rétrodiffusés peuvent atteindre 1,5 GeV d'énergie (figure 2.4).

Soit α l'angle entre la trajectoire initiale de l'électron et celle du photon incident et θ l'angle entre la trajectoire initiale de l'électron et le photon diffusé (figure 2.5). Alors l'énergie de ce dernier s'écrit [72, 73, 74]:

$$E_\gamma = \frac{\gamma^2 E_L (1 + \beta \cos \alpha) (1 + \beta \cos \theta_{cm})}{1 + \frac{\gamma E_L}{mc^2} (1 + \beta \cos \alpha) (1 + \beta \cos (\theta_{cm} + \alpha_{cm}))} \quad (2.1)$$

où E_L est l'énergie du photon laser, γ et β sont les facteurs relativistes et θ_{cm} et α_{cm} sont les angles dans le référentiel de l'électron initial.

Cette équation peut être simplifiée en tenant compte de l'état relativiste des électrons. En effet, deux transformations de Lorentz successives augmentent l'énergie des photons d'un facteur 2γ [75] ($\gamma = \frac{6 \text{ GeV}}{mc^2} \approx 12000$) et l'angle θ est très petit et est centré autour de la direction initiale de l'électron comme il est montré sur la figure 2.6. Par contre l'angle α perd toute influence sur l'énergie du photon diffusé [76]. En ne retenant que les termes au premier ordre en $1/\gamma$ l'équation 2.1 devient:

$$E_\gamma = \frac{4\gamma^2 E_L}{1 + \frac{4\gamma E_L}{mc^2} + \theta^2 \gamma^2} \quad (2.2)$$

L'énergie maximum que peut emporter le photon diffusé correspond à $\theta = 0$ est égal à 1,47 GeV dans le cas de l'expérience GRAAL pour $E_L = 3,53 \text{ eV}$. L'électron diffusé prend une énergie E'_e égale à la différence entre celle de l'électron initial et celle du photon diffusé et son angle de déviation est: $\theta_e = E_\gamma E'_e \theta$. Ce qui permet d'étiqueter le gamma produit (voir section 2.4.1) à

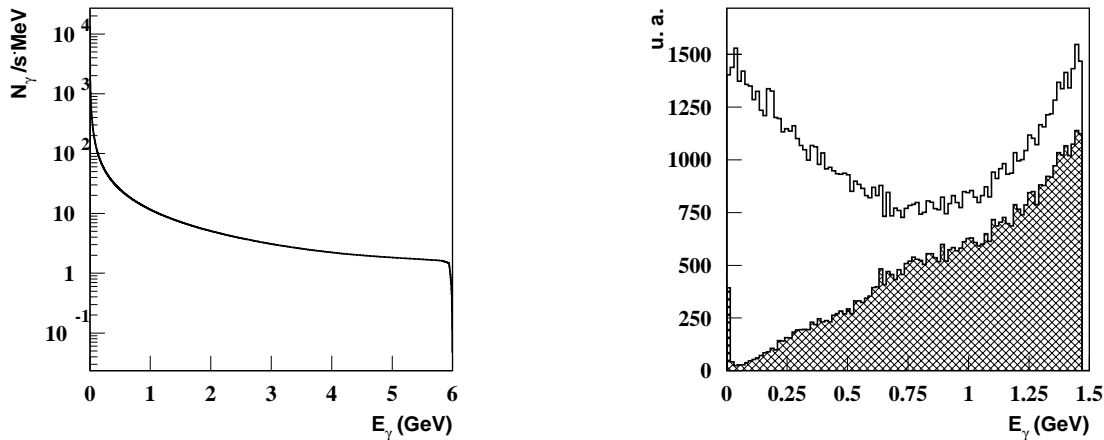


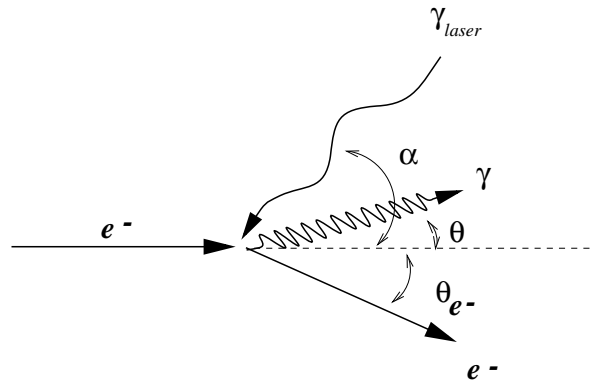
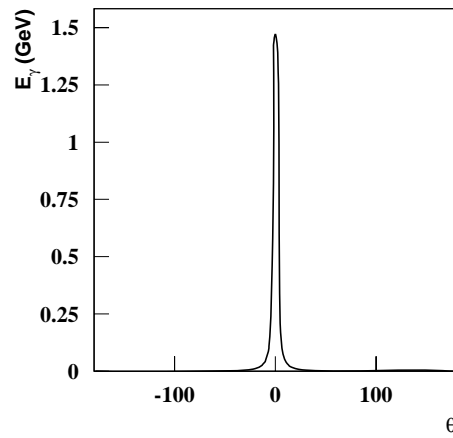
FIG. 2.4 – Simulation de la distribution en énergie du rayonnement de freinage (à gauche) et du spectre en énergie du faisceau Compton (à droite). Le spectre hachuré correspond au faisceau Compton obtenu après collimation.

l'aide d'un détecteur de position permettant de mesurer l'énergie de l'électron diffusé associé au γ et de déduire l'énergie de ce dernier.

2.2.3 La polarisation

Une description détaillée de la polarisation du faisceau est donnée dans la thèse de doctorat d'Emmanuelle Guinault [78]. On y trouvera une description en particulier du laser, de l'optique de guidage et du polarimètre ainsi que la formulation décrivant la polarisation. Ici, nous nous restreignons à parler des propriétés générales du faisceau de GRAAL.

Une des caractéristiques importantes de l'expérience GRAAL est la polarisation du faisceau γ . C'est la polarisation portée par le faisceau laser qui est transmise, lors de la rétrodiffusion Compton, au faisceau γ produit. Ce processus de transmission est décrit par l'expression de la section efficace de la diffusion Compton qui prend en compte les polarisations du photon et de l'électron. On trouve sur la figure 2.7 le degré de polarisation du faisceau γ en fonction de l'énergie pour une polarisation linéaire ou circulaire du faisceau laser. On remarque que la polarisation est maximum (voisine de 100%) à l'énergie maximum (énergie du front Compton) et qu'elle diminue quand l'énergie diminue d'une façon monotone pour la polarisation linéaire mais en passant par zéro pour remonter après en cas de polarisation circulaire. En somme, pour le faisceau γ de GRAAL, la polarisation et l'intensité du faisceau sont maximum à l'énergie maximum qui est en général l'énergie intéressante pour les physiciens. Ces caractéristiques se distinguent de celles d'un faisceau γ produit par Bremsstrahlung: dans ce cas, l'intensité diminue exponentiellement en fonction de l'énergie (cf. figure 2.4) et la polarisation s'obtient plus difficilement. En effet:

FIG. 2.5 – *La rétrodiffusion compton.*FIG. 2.6 – *L'énergie du photon en fonction de l'angle de diffusion dans la rétrodiffusion Compton [77].*

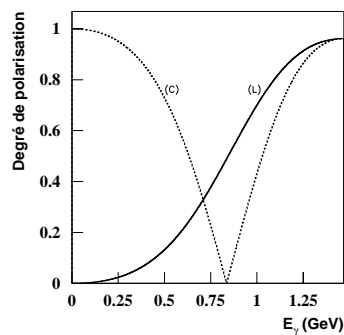


FIG. 2.7 – Simulation du degré de polarisation en fonction de l'énergie du photon quand l'énergie maximum est 1,47 GeV. La courbe (C) correspond à une polarisation circulaire du faisceau laser et la courbe (L) à une polarisation linéaire.

- des γ polarisés linéairement sont obtenus par Bremsstrahlung cohérent sur un cristal orienté comme radiateur. Des taux de polarisation de l'ordre de 50% sont obtenus pour des énergies dans la gamme $(0,2 - 0,5) \times E_{Max}$.

- des γ polarisés circulairement peuvent être obtenus par Bremsstrahlung d'électrons polarisés longitudinalement avec un taux de polarisation maximum à l'énergie maximum. Ici la difficulté est d'obtenir un taux élevé de polarisation des électrons (40%).

Aussi, il faut rappeler que, dans le cas de production de faisceau γ par rétrodiffusion d'un faisceau laser, le faisceau laser est produit déjà polarisé linéairement à 100%. Cette polarisation peut être tournée à volonté autour de la direction de propagation à l'aide d'une lame demi-onde et être transformée en polarisation circulaire à l'aide d'une lame quart-d'onde, conformément aux techniques de l'optique classique. Ces transformations seront utilisées dans les différentes expériences qui se déroulent à GRAAL. Dans notre travail, nous avons utilisé une polarisation linéaire, ayant une direction verticale puis horizontale. En fait, c'est un séquençement régulier à trois temps qui a été utilisé. Un premier temps de quelques minutes en polarisation linéaire verticale, un deuxième temps de quelques minutes en polarisation linéaire horizontale et un troisième temps de quelques minutes sans faisceau laser. Les 3 temps sont répétés périodiquement. La comparaison des résultats obtenus pour les polarisations verticales et horizontales permettent d'éliminer les imperfections azimutales de l'appareillage de détection. Les mesures faites dans le troisième temps en faisceau de Bremsstrahlung non polarisé permettent de soustraire cette composante superposée aux composantes polarisées pendant les deux premiers temps. Dans les expériences, la durée de chaque temps est tirée au hasard autour d'une valeur fixe pour enlever toute possibilité de corrélation en temps.

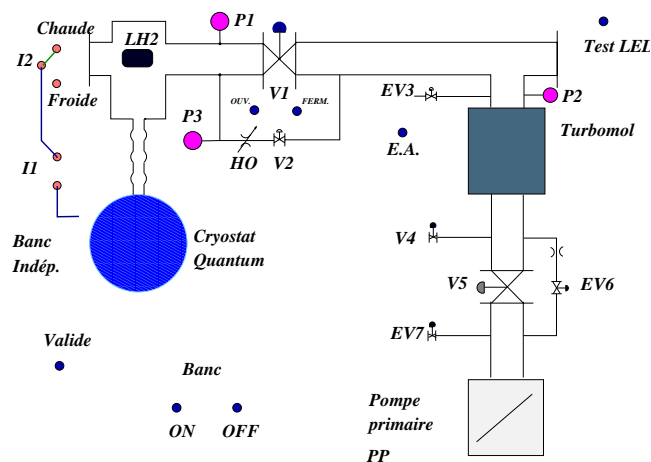


FIG. 2.8 – L'automate de la cible de GRAAL.

2.3 La cible

2.3.1 Description

La cible cryogénique est conçue et construite par *Quantum Technology Corp.* au Canada en relation avec le service cryogénique de l'IPN d'Orsay.

La cellule où est liquéfié l'hydrogène ou le deutérium pour former la cible existe en trois épaisseurs, 3, 6 et 10 centimètres. L'épaisseur la plus faible est utilisée dans les expériences où on recherche une fine localisation spatiale de la réaction en vue d'une résolution angulaire optimum dans la détection, tandis que l'épaisseur la plus grande est destinée aux expériences à faible section efficace (photoproduction d'étrangeté).

Nous décrivons dans le paragraphe suivant le système de refroidissement qui permet de refroidir la cellule et d'y liquéfier l'hydrogène ou le deutérium.

Mentionnons ici qu'avant toute opération de refroidissement, il faut faire le vide à l'intérieur et autour de la cellule et qu'après le refroidissement il faut maintenir un bon vide (10^{-7} mbar) autour de la cellule. Cela est assuré par un bloc de pompage à deux étages, à savoir, une pompe primaire suivie d'une pompe secondaire turbomoléculaire. Le contrôle du vide, les *interlocks* de sécurité et les ouvertures des électrovannes sont commandés par un automate (cf. figure 2.8).

2.3.2 Le principe de refroidissement

Une seule tête cryogénique, permet de refroidir l' H_2 ou le D_2 jusqu'à le liquéfier. Le cryogénérateur fonctionne de la façon suivante (voir figure 2.9): l'hélium est comprimé par le compresseur et envoyé à deux étages de refroidissement (Cifford-McMahon). La température sur le premier étage est $70 K^{\circ}$ et celle du deuxième est de 10 à $20 K^{\circ}$. Ce système de refroidissement sert à refroidir une partie de l'He qui vient du compresseur (débit réglable). L'He (température ambiante) est refroidi après passage par l'échangeur $X1$ et atteint une température de $\approx 100 K^{\circ}$; puis il est refroidit à $70 K^{\circ}$ après passage par $X2$ qui est à la température du premier étage. Cet He de $70 K^{\circ}$

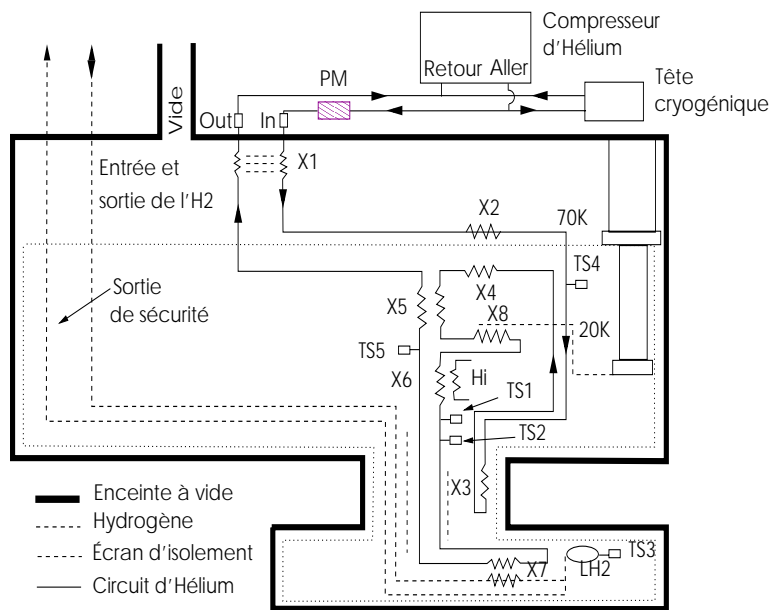


FIG. 2.9 – La cible de l'expérience GRAAL.

est aussi utilisé pour refroidir l'écran qui entoure le système. La température de l'He remonte à 100 K° , on le fait passer alors par l'échangeur $X4$ pour ramener sa température à 70 K° . Un passage par l'échangeur $X5$ refroidit l'He jusqu'à une température de 30 K° qui sera ramenée à 10 K° après être passé par $X8$ qui est à la température du deuxième étage. Une température limite peut être fixée par l'utilisateur sur le panneau (afin d'empêcher la solidification de l' H_2 ou du D_2 ...): si la température est inférieure à cette température limite, l'He est chauffé lors de son passage par $X6$. L'He qui sort de $X6$ et qui a une température minimum égale à la température limite, entre dans $X7$ pour refroidir la cellule à hydrogène. En sortant de $X7$, l'He atteint une température entre 18 et 22 K° et sera réchauffé à une température de $\approx 65\text{ K}^\circ$ lors de son passage par $X5$ et puis à $\approx 270\text{ K}^\circ$ à son passage par $X1$ (ce qui évite la perte en puissance en ramenant l'He (22 K°) à l'extérieur du cryogénérateur).

La cible à liquifier est amenée à l'intérieur de la cellule par un tuyau. Elle est refroidie en deux points: i) par contact avec l'écran et ii) dans l'échangeur $X7$. Au début de l'opération, la cellule ne débite pas. Au fur et à mesure que le gaz se refroidit, la pression diminue dans la cellule et elle débite jusqu'à ce que le gaz se liquifie. Durant cette opération la pression dans le réservoir varie entre $1,2$ et $1,6$ bar (en absolu). Une fois le système éteint, le gaz se réchauffe (par effet thermique) et revient dans le réservoir.

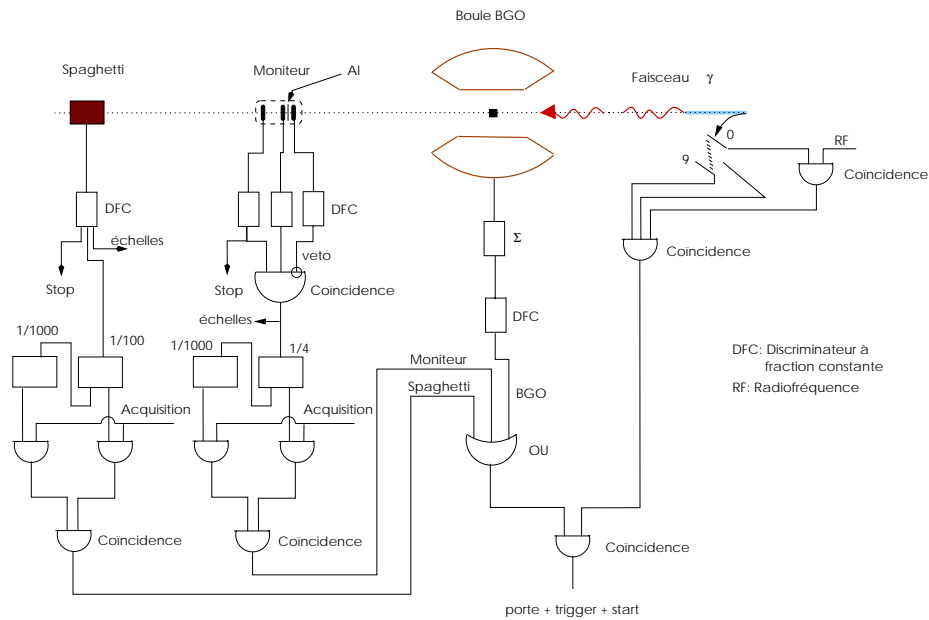


FIG. 2.10 – Triggers expérimentaux à GRAAL.

2.4 Dispositif de détection

2.4.1 Dispositif de contrôle et triggers de l'expérience

Nous avons vu que le faisceau γ produit a un spectre large en énergie et qu'un système d'étiquetage est utilisé pour déterminer son énergie. Aussi, ce système délivre un signal *start* pour la mesure de temps, lequel signal est en phase avec la RF (Radio-Fréquence) accélératrice de l'anneau de stockage. Le faisceau γ est polarisé. On fera des mesures au cours desquelles on tourne la polarisation de 90° . L'orientation de la polarisation est communiquée au système d'acquisition pour être enregistrée avec les données.

Le faisceau γ est dirigé sur une cible d'hydrogène liquide entourée par un système de détection schématisé sur la figure 2.10 par la boule BGO. Dans nos expériences, la production d'une réaction nucléaire intéressante dans la cible sera reconnue par la déposition d'une énergie supérieure à ≈ 200 MeV dans la boule BGO. Un signal *trigger* physique pour déclencher la lecture de tous les détecteurs est généré par une coïncidence entre le signal donné par la boule BGO avec un signal provenant du système d'étiquetage pour s'assurer que l'événement provient d'un γ ayant interagi dans la cible et ayant un électron associé détecté par le système d'étiquetage.

Un moniteur fin et un détecteur à arrêt total (appelé *spaghetti*) disposés dans le trajet du faisceau γ après la cible font partie intégrante de la logique des expériences. Ces deux détecteurs sont mis en coïncidence avec le système d'étiquetage d'une façon analogue à la boule BGO. Ainsi, des signaux *triggers* faisceau sont générés (voir description plus loin) et mélangés au *trigger* physique pour contrôler et mesurer l'intensité du faisceau.

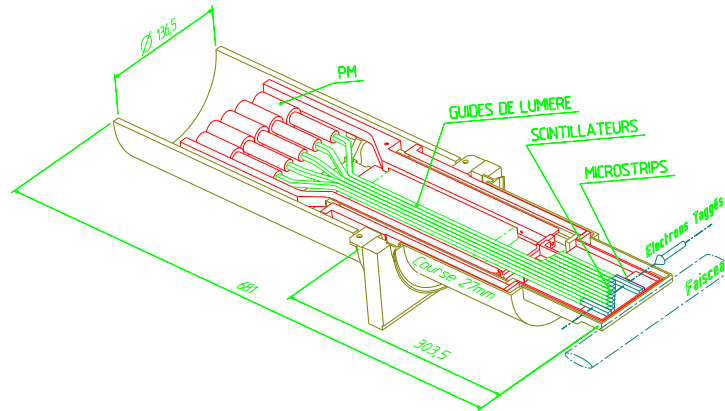


FIG. 2.11 – Le système d'étiquetage de l'expérience GRAAL.

Le système d'étiquetage

Le système d'étiquetage est installé à la sortie du deuxième dipôle après la zone d'intersection. Les électrons, ayant interagi avec le faisceau laser, sont déviés par le champ magnétique du dipôle et sont collectés par le système d'étiquetage.

Le système d'étiquetage comporte deux parties (cf. figure 2.11):

- un détecteur de position d'électrons, constitué de 128 micropistes de silicium au pas de $300\mu\text{m}$, relève la position des électrons. La correspondance entre l'énergie du γ incident et la position des électrons suit la relation $x = \frac{166.21}{6 - E_\gamma}$ où x est la distance entre l'électron détecté et le faisceau non-perturbé. La figure 2.12 (partie droite) montre la position des électrons (distance par rapport au faisceau d' e^-) en fonction de E_γ incidente.
- un ensemble de scintillateurs plastiques: deux grands scintillateurs, de part et d'autre de huit petits scintillants, ayant la même largeur que l'ensemble des micropistes. Les huit petits scintillants ont des largeurs de 6,8 mm couvrant chacun seize micropistes (cf. figure 2.11). Le recouvrement de ces scintillants est montré dans la figure 2.12.

Pour une bonne partie des données utilisées dans ce travail, les micropistes ne fonctionnaient pas. Ce qui nous a conduit à utiliser l'information issue des scintillateurs.

Le signal issu du système d'étiquetage fait partie du *trigger*. Il est formé par une triple coïncidence entre les deux grands scintillants et le **ou** des huit petits scintillants.

Le système d'étiquetage est protégé des **X** par une enceinte en matériau lourd (figure 2.11).

Le monitoring du faisceau gamma

La mesure de l'intensité du faisceau γ est effectuée en associant aux détecteurs à scintillation du système d'étiquetage, un moniteur γ et un détecteur γ d'énergie totale appelé *spaghetti*, tous

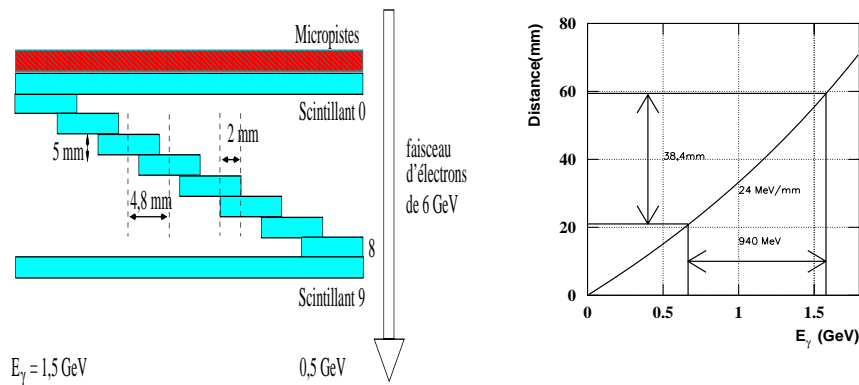


FIG. 2.12 – Les dimensions des scintillants du système d'étiquetage (gauche). La position des électrons (distance par rapport au faisceau d' e^-) en fonction de E_γ (droite).

deux positionnés loin après la cible (voir figure 2.10).

Le moniteur est un télescope composé de trois scintillants (voir figure 2.13) d'épaisseur 5 mm. Les deux premiers scintillants sont séparés par une plaque d'aluminium de 2 mm d'épaisseur. Le 3^{ème} scintillant est placé à environ 15 cm plus loin pour assurer une sélection directionnelle télescopique. Le signal global du moniteur est une coïncidence entre le 2^{ème} et le 3^{ème} avec une anticoïncidence avec le 1^{er}, en vue de rejeter le comptage des électrons ou de paires e^+e^- déjà produits en amont dans la cible ou dans l'air et de ne retenir que ceux produits dans la plaque d'aluminium et en partie dans le scintillant. Sur les spectres des scintillants du moniteur, on voit que le comptage du moniteur est dû essentiellement à la production de paires. On sait que la section efficace de production de paires est constante d'environ 4 % entre 500 MeV et 1500 MeV. L'efficacité du moniteur est d'environ 3 %. Le choix des éléments du moniteur a été fait pour accepter, sans effet d'empilement, des intensités du faisceau γ de l'ordre $10^6 \gamma/s$. En cours d'expérience, les intensités du faisceau étaient de l'ordre de $1 \text{ à } 2 \times 10^6 \gamma/s$.

Le détecteur *spaghetti* (voir figure 2.14) est constitué de fibres de scintillants enveloppées de gaines en plomb. Long de 60 cm et de section carrée de 10 cm de côté, il est capable de contenir 99 % d'une gerbe créée par de γ de 1,5 GeV. Quatre photomultiplicateurs sont appliqués sur sa face avant en vue de contrôler en position le centroïde de l'impact du faisceau, tandis qu'un seul photomultiplicateur est appliqué sur sa face arrière en vue de générer un signal proportionnel à la quantité totale de lumière produite dans le détecteur et donc à l'énergie totale du γ .

Des échelles de comptage sont branchées sur le détecteur *spaghetti* et le moniteur avec et sans validation par le signal de temps mort délivré par le système d'acquisition. Au cours des mesures avec séquençement (polarisation I, polarisation II et Bremsstrahlung), ces échelles sont lues puis effacées à la fin de chaque séquence. Une échelle mesurant les impulsions d'une horloge électronique était aussi lue puis effacée en vue de donner avec précision la durée des séquences.

L'échelle attachée au moniteur mesure d'une façon relative le flux durant les séquences polarisation I et polarisation II, le *spaghetti* n'étant pas fiable durant ces séquences en raison de l'empilement à haute intensité du faisceau. Durant la séquence de Bremsstrahlung où l'intensité

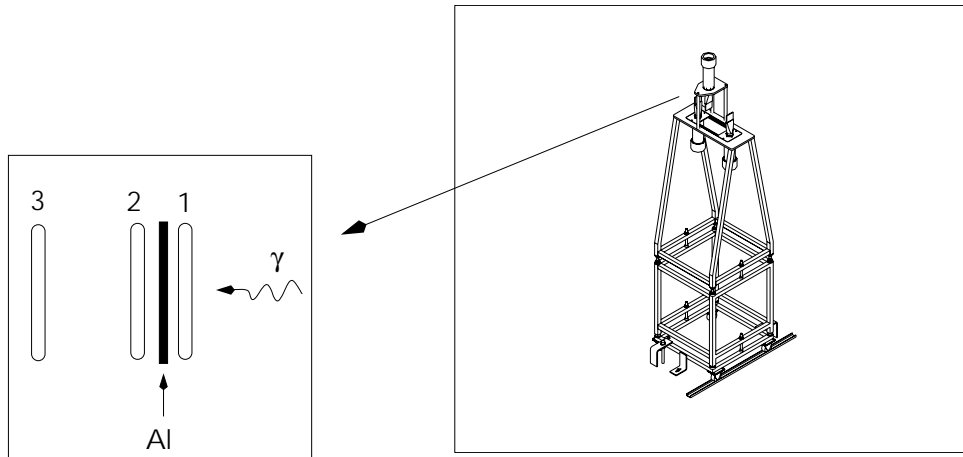


FIG. 2.13 – Le moniteur de l'expérience GRAAL.

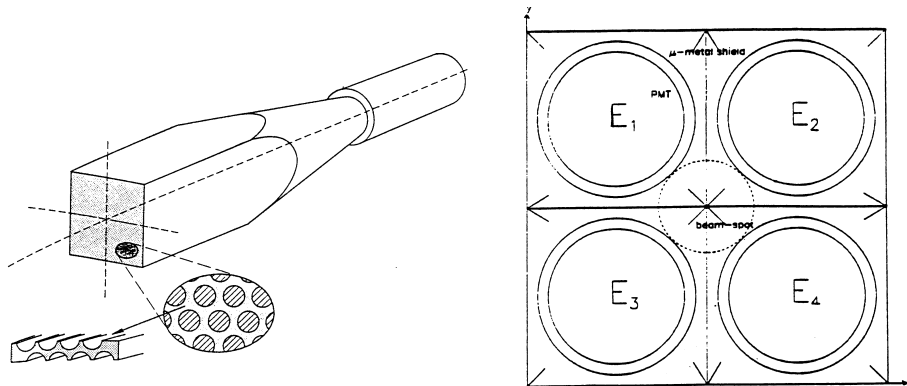


FIG. 2.14 – Structure du module du détecteur à arrêt total du faisceau avec des fibres scintillantes et le photomultiplicateur à l'arrière (à gauche). Vue du front du détecteur avec les quatre photomultiplicateurs et la tache du faisceau au centre (à droite). Tiré de [79].

du faisceau est faible, les deux détecteurs sont fiables et leurs comptages sont comparés en vue d'étalonner en valeur absolue le moniteur.

C'est pourquoi pour trouver la répartition en énergie du flux, on utilise les spectres des scintillants de l'étiquetage en coïncidence avec le moniteur pendant les séquences polarisation I et polarisation II et on compare ces spectres avec ceux en coïncidence avec le *spaghetti* pendant la séquence de Bremsstrahlung:

- En effet, il fallait suivre l'électron associé au γ détecté par le *spaghetti* ou le moniteur et trouver quel petit scintillant (1 à 8) de l'étiquetage a été touché, ces scintillants donnant d'après leurs positions spatiales l'énergie de l'électron et donc celle du γ correspondant (cf. figure 2.12).

- Ainsi, en vue de la mesure de la répartition en énergie, des événements appelés événements *spaghettis* et événements moniteurs ont été générés en parallèle aux événements physiques pour échantillonner les spectres d'énergie des γ détectés par le *spaghetti* et le moniteur. Des circuits électroniques diviseurs⁵ ont été branchés sur les sorties du *spaghetti* et du moniteur de façon à laisser passer un signal sur n, en ne lui donnant qu'un léger retard constant de l'ordre de 10 nsec (voir figure 2.10). Les signaux obtenus, d'un taux d'une centaine par seconde, étaient mis en coïncidence avec l'étiquetage pour générer des *triggers* (événement *spaghetti* et événement moniteur) indépendants des *triggers* des événements physiques proprement dits. Pour ces événements, les réponses en ADC et TDC des scintillants de l'étiquetage étaient lues. L'analyse des événements moniteurs pendant les séquences polarisation I et polarisation II donne la répartition en énergie du flux. L'analyse des événements *spaghettis* et moniteurs durant la séquence de Bremsstrahlung et leur comparaison donne l'efficacité relative du spectre en énergie mesuré avec le moniteur.

Enfin une correction des événements fortuits dans les événements *spaghettis* et moniteurs sera décrite dans le 4^{ème} chapitre traitant les événements fortuits en général.

2.4.2 Détecteurs des produits de réaction

Le détecteur de GRAAL appelé LAGRAN γ E est un détecteur $3,6\pi$ permettant la détection simultanée de plusieurs particules à l'état final pour compenser la faible intensité du faisceau et la petitesse des sections efficaces de photoproduction. Il est formé de trois couches (cf. figures 2.2 et 2.15):

- la couche de détecteurs à gaz formée de chambres à fil planes et cylindriques, pour déterminer les directions des particules chargées,
- la couche d'identification qui inclut un tonneau et un double mur de scintillants, pour identifier les particules chargées par des mesures de perte d'énergie ou de temps de vol,
- la couche de calorimètres électromagnétiques formée de la boule BGO et du mur "russe", pour mesurer l'énergie et la direction des γ émis.

1) Les chambres à fils

Dans le dispositif de détection de GRAAL, il y a deux types de chambres proportionnelles à fils: les chambres planes et les chambres cylindriques.

⁵. ils donnent à la sortie un signal tous les n signaux arrivant à leur entrée.

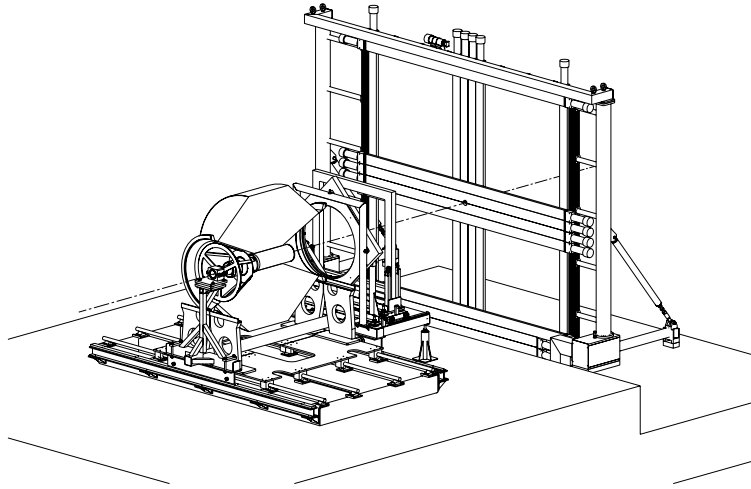


FIG. 2.15 – Vue de l'ensemble du détecteur de GRAAL [80].

	Chambre 1		Chambre 2	
diamètre du plan de fils	100 mm		170 mm	
nombre de fils	128		192	
pas des fils	2.45 mm		2.78 mm	
	Cath. int.	Cath. ext.	Cath. int.	Cath. ext.
diamètre	92 mm	108 mm	162 mm	178 mm
nombre de bandelettes	60	64	96	96
angle des bandelettes	33.8°	-41.0°	41.0°	-47.0°

TAB. 2.2 – Paramètres des chambres cylindriques [74].

Deux chambres planes [74] sont placées aux angles avant à 90 et 130 cm respectivement du centre de la cible. Une chambre est tournée de 45 degrés par rapport à l'autre autour de l'axe du faisceau pour lever l'ambiguïté lors de la détection de plus d'une particule à la fois. Le rôle essentiel de ces deux chambres est de donner les coordonnées des particules qui les touchent en vue de déterminer leurs directions.

Deux chambres cylindriques [74] entourent la cible et ont comme rôle de déterminer la direction de la particule chargée ainsi que la quantité de charge induite. Les paramètres de ces chambres sont données dans le tableau 2.2.

Pour une bonne partie des données, une seule chambre plane était présente et pour toutes les données les chambres cylindriques ne fonctionnaient pas encore. Les chambres ont été conçues pour la photoproduction d'étrangeté. Pour la photoproduction du méson η , la précision sur la détection de l'énergie de la boule BGO suffit pour extraire les paramètres cinématiques du η .

2) Le tonneau de scintillants

Ce détecteur est constitué de 32 barreaux de scintillants montés en forme de tonneau, couvrant chacun un secteur de la boule BGO (cf. figure 2.2).

Chaque barreau de scintillant a une longueur de 43,4 cm et couvre un angle de $\frac{2\pi}{32}$ radian en

ϕ . Le barreau, ayant une épaisseur de 5 mm, ne fait perdre aux particules chargées le traversant qu'une petite fraction de leur énergie.

Le tonneau de scintillants joue un rôle important dans la reconnaissance des particules chargées. En effet, la reconnaissance d'une particule chargée tombant dans la boule BGO est basée sur la réponse associée du tonneau de scintillants. Dans le cas de photoproduction d'étrangeté, le tonneau de scintillants participera au *trigger* et à l'identification des particules chargées par l'information $\Delta E/\Delta x$.

3) Le double mur de scintillants

Ce détecteur est dédié à la détection des particules chargées émises vers l'avant lors de l'interaction du faisceau avec la cible. Il est composé de deux murs de scintillants et chaque mur est constitué de 26 barreaux.

C'est le détecteur, sur lequel nous avons le plus travaillé, c'est pourquoi nous lui consacrons le 3^{ème} chapitre où il sera développé en détail.

4) La boule BGO

La boule BGO est un calorimètre électromagnétique à grand angle solide qui sert à détecter les photons émis entre $25^\circ < \theta < 155^\circ$. La figure 2.16 montre la boule BGO: elle comporte 480 cristaux (de 24 cm de longueur donnant 21 longueurs de radiation) de $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ en forme d'une boule de *rugby*. Ces cristaux sont portés par 24 paniers en fibre de carbone et sont de 8 types pour des raisons géométriques. Les cristaux sont rangés en 32 secteurs en ϕ et 15 couronnes en θ . La résolution de ces cristaux dépend de l'énergie du photon incident. Dans la référence [81] les auteurs ont simulé la réponse des cristaux pour plusieurs énergies. La figure 2.17 nous montre la résolution de la boule BGO dans un domaine énergétique qui s'étale de 50 MeV à 1550 MeV.

La résolution en angle θ et ϕ est de l'ordre de $\pm 6^\circ$ et $\pm 7^\circ$ respectivement [81].

La boule BGO est capable de détecter les protons de basse énergie alors qu'à haute énergie la réponse de la boule BGO aux protons donne une traînée de basse énergie due aux réactions nucléaires induites par ces protons.

La boule BGO est très sensible à la température [82], qui est contrôlée et étalonnée régulièrement au cours des expériences.

5) Le calorimètre russe

Un détecteur de gerbes électromagnétiques est placé après le double mur de scintillants. Son rôle est de détecter les particules neutres (γ , neutron) qui sont émis à des angles petits (inférieur à 25 degrés). Il est formé de 16 modules et chaque module est composé d'une succession de barreaux de scintillants ($300 \times 19 \times 4 \text{ cm}^3$) et de convertisseurs de plomb de 3 mm d'épaisseur. Une fenêtre d'entrée en acier de 2,5 cm d'épaisseur joue le rôle de premier convertisseur et de support mécanique en même temps. Une deuxième fenêtre en acier de 1 cm d'épaisseur servant comme support mécanique est à l'arrière du module.

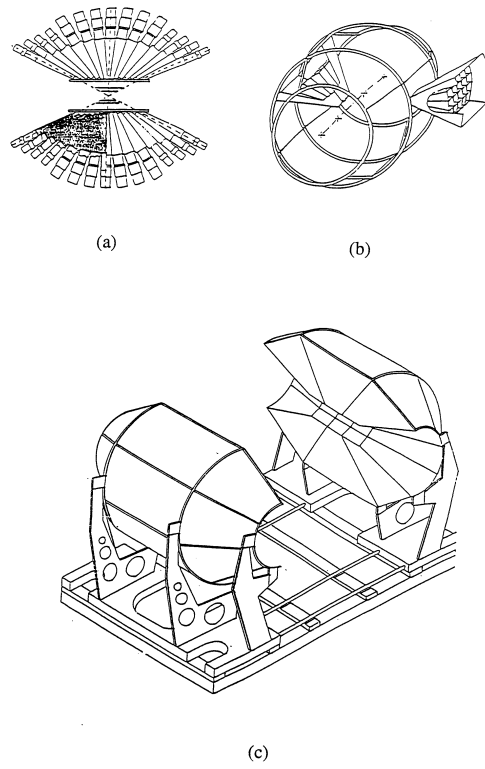


FIG. 2.16 - La boule BGO.

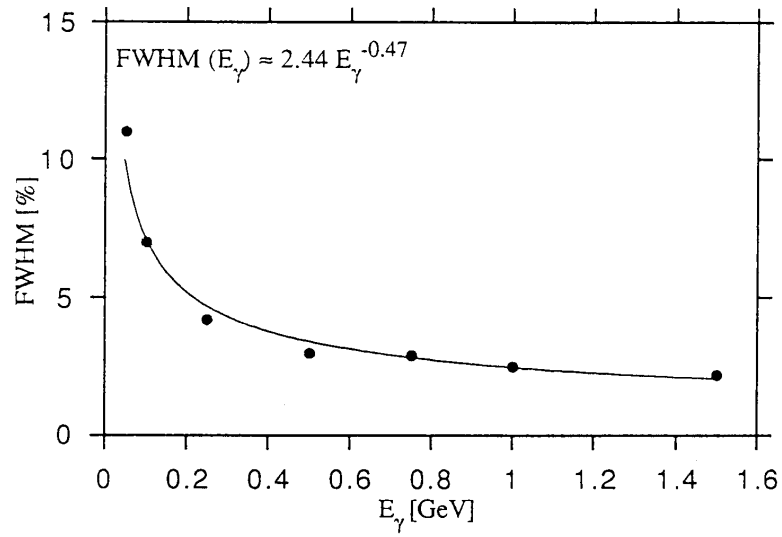


FIG. 2.17 - Simulation de la résolution de la boule BGO [81].

2.5 Système d'acquisition

2.5.1 Introduction

Pour la réalisation du système d'acquisition de l'expérience GRAAL, plusieurs considérations ont été prises en compte [83]:

- le grand nombre de canaux à lire (de l'ordre de 4000 canaux) et le nombre de canaux utiles par événement (de l'ordre de cent),
- le taux d'acquisition qui peut aller jusqu'à 1000 événements/s, ce qui nécessite une acquisition rapide pour avoir un faible temps mort,
- la distance entre les détecteurs et le système d'acquisition (de l'ordre de 50 m), une telle distance détériore les signaux analogiques,
- l'électronique à GRAAL se divise en deux familles:
 - 1- La famille équipée d'ASICs: mur de scintillants, chambres à fil, système d'étiquetage,
 - 2- La famille de type FERA: BGO, tonneau, calorimètre ...,
- la lecture des événements doit comporter en plus des informations qui proviennent via un bus GPIB⁶ du PC de contrôle du Laser.

La conception du système d'acquisition à GRAAL est basée sur deux idées [83]:

- mettre les modules électroniques le plus près possible des détecteurs. Dans ce cas, seules des informations digitales seront transmises,
- construire électroniquement les événements afin de réduire le temps mort.

Un Maître bus et un bus spécifique ASIC sont contrôlés par un châssis VME permettant le transfert des informations au système général d'acquisition, et un certain nombre d'ASICs⁷ (ASIC16, ASIC32, CPT32, ...) sont utilisés comme interfaces électroniques installées près des détecteurs.

La figure 2.18 montre le schéma général de l'organisation de l'acquisition de GRAAL .

2.5.2 Le bus ASIC

Le bus ASIC relie tous les détecteurs ensemble dans un sens unique. Il transfère des données de 32 bits (en mode blocs) et des signaux de commande et de synchronisation de 16 bits (comme par exemple l'horloge, l'échantillonnage, reset,...). En effet, un signal *jeton* part du Maître de bus et dessert, circulairement et par ordre géographique, les planchers ASICs et puis revient dans le châssis VME, et cela pour:

- lire: les données sont à prendre des ASICs vers le Maître de bus. Le chargement des commandes de lecture génère un jeton pour le premier ASIC (situé directement après

6. IEEE 488.

7. Voir section 3 partie e.

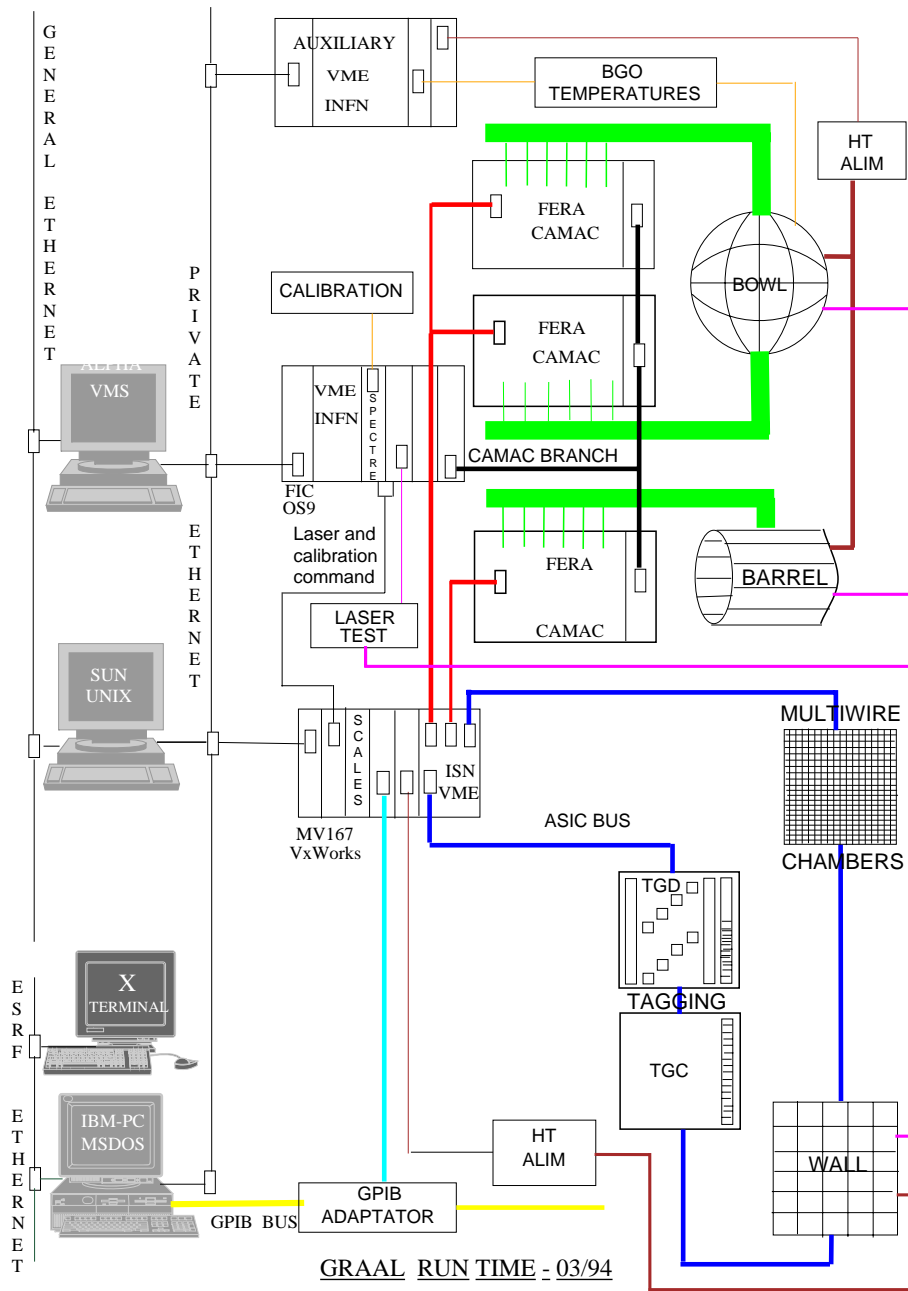


FIG. 2.18 – Le schéma général de l'acquisition de GRAAL [84].

le Maître de bus) sur le bus qui quand il le reçoit, il le renvoie à l'ASIC suivant s'il n'a rien à donner ou il le garde et il transfère les données qu'il a au bus et envoie après le jeton à l'ASIC suivant,

- écrire: la commande dirigée aux ASICs de la part du Maître de bus génère un jeton vers le premier ASIC du bus, qui garde le jeton, s'il est concerné par cette commande, jusqu'à la fin du transfert des données et il le passe à l'ASIC suivant ou il le passe directement s'il n'est pas concerné.

2.5.3 Le Maître de bus

a) Mémoire de stockage

Le bus ASIC et le bus VME peuvent atteindre une mémoire de stockage dans le Maître de bus divisée en deux blocs (ou banques). Si l'un de ces blocs est en lecture, l'autre est en écriture et vice-versa, ce qui veut dire qu'on utilise un circuit *flip-flop* pour la mise en temps et le changement de bloc. Le bus VME voit cette mémoire comme une RAM⁸ classique tandis que le bus ASIC la voit comme une mémoire étiquetée (son adresse est communiquée au bus par la commande).

b) La mise en temps et le fonctionnement de l'acquisition

Le Maître de bus gère le processus d'acquisition par *hardware* d'où la rapidité du système et par *software* la lecture et l'écriture dans des registres spécifiques.

b.1 Le temps d'occupation *busy time*

Le fonctionnement du système est conditionné par le temps d'occupation qui, une fois qu'il est présent, empêche l'interruption par un *trigger*. Un signal *reset* du Maître de bus met le temps d'occupation en mode fonctionnement, puis un bit spécifique mis par le programme dans le registre de contrôle (pour démarrer l'acquisition par exemple) le met en mode non-fonctionnement. Pendant ce temps l'horloge est arrêtée pour réduire le bruit de fond puis elle sera réactivée après un signal électronique *start* ce qui déclenche automatiquement le temps d'occupation et le met en fonctionnement pour permettre le codage et le transfert de l'événement. Quand le signal *start* arrive, deux possibilités peuvent se présenter:

- le temps d'occupation est désactivé: dans ce cas l'événement est accepté. Le temps d'occupation est activé et une porte est générée. A la fin du codage les données sont prêtes dans chaque ASIC. Si le Maître de bus est prêt (les blocs de mémoire de stockage sont libres) pour lire les données, la lecture commence automatiquement. Si non, le Maître de bus attend jusqu'à ce qu'un bloc soit libre. Une fois la lecture est faite le temps d'occupation est désactivé,
- le temps d'occupation est activé: dans ce cas l'événement est rejeté.

8. Random Access Memory.

b.2 Le mécanisme de lecture

Pour chaque événement venant du *trigger* général de l'expérience la commande de lecture permet la lecture des informations pertinentes. Chaque information est précédée d'un identificateur qui caractérise chaque voie électronique et permet la reconnaissance de la provenance de l'information dans l'analyse hors ligne.

Le Maître de bus écrit une entête pour chaque événement ou un mot de tête (voir section 4.2.1) et un mot fin d'événement. L'événement est stocké dans l'un des deux blocs de la mémoire de stockage du Maître de bus. Une fois qu'un bloc est plein (c'est un seuil fixé par programme) le Maître de bus fait basculer l'écriture sur l'autre bloc s'il est libre et une interruption du bus VME est faite de façon à envoyer le contenu vers la station de travail pour l'enregistrer sur les médias.

Remarque:

La caractéristique essentielle et importante de ce système est que l'acquisition des données formant un événement ne fait appel à aucun programme informatique pour le stockage dans la mémoire du Maître de bus mais le stockage se fait par *hardware* d'où la rapidité du système.

2.5.4 Le programme *software* de l'acquisition

Le programme d'acquisition est dérivé du programme OASIS [85], qui a été adapté pour l'expérience GRAAL [83]. Le programme est écrit en langage C et l'interface graphique est faite avec le logiciel SL-GMS [86]. Le CPU du VME est un MVME167 qui fonctionne avec le système VxWorks. Le dialogue entre le SUN⁹ et le CPU du VME est fait par RPC.

Le rôle du programme d'acquisition est de lire les ASICs par l'intermédiaire du bus ASIC et en envoyant des commandes au Maître de bus, de charger le fichier de réglage des cartes électroniques (ASIC), de lancer et arrêter l'acquisition via le panneau de dialogue et enfin d'écrire les événements sur les DLTs¹⁰) en standard **in2p3**.

9. Station d'acquisition modèle Sparc20.

10. C'est un type de bandes magnétiques où on peut enregistrer jusqu'à 20 Go de données en mode compressé et où l'accès aux données se fait beaucoup plus rapidement qu'avec les exabytes puisque l'écriture d'un enregistrement se fait sur toute la bande et non pas par ordre géographique comme avec les exabytes.

Chapitre 3

Le double mur de scintillants

C'est le détecteur, sur lequel nous avons le plus travaillé pour l'installer, le contrôler et le mettre en exploitation. C'est pourquoi nous allons décrire en détail toutes ces caractéristiques.

3.1 Caractéristiques principales du double mur

Etant donné l'option de base dans l'expérience GRAAL d'un détecteur sans spectromètre magnétique pour les particules chargées, il fallait alors mettre à l'avant (petits angles θ) un détecteur à scintillation doté d'un pouvoir d'analyse en temps de vol. Un tel détecteur est à placer à 3 mètres de la cible. Cette distance est la base de vol minimum qui, associée à une résolution en temps de 0,5 ns dans la mesure de temps de vol, permet de séparer les protons, les kaons et les pions dans l'étude de la photoproduction de kaons [74]. Un détecteur plan à scintillation de dimensions $3 \times 3 \text{ m}^2$ a été envisagé couvrant un angle θ de 26 degrés autour du faisceau γ . Finalement, c'est un double mur constitué de 26 barreaux verticaux et de 26 barreaux horizontaux qui a été construit, permettant de localiser dans le plan xy (plan du double mur, l'axe des z étant la direction du faisceau) l'impact de la particule chargée est donné par l'intersection d'un barreau vertical et d'un barreau horizontal. La largeur d'un barreau est de 11,5 cm et son épaisseur est de 3 cm. Ces deux dimensions ont été choisies pour obtenir une localisation angulaire de 2×2 degrés avec une bonne tenue mécanique. Chaque barreau est terminé à chacune de ses deux extrémités par un photomultiplicateur couplé optiquement au scintillant à l'aide d'un guide de lumière.

Le scintillant NE110A a été choisi parce qu'il est relativement rapide et a une faible atténuation pour la lumière émise dans la scintillation. Comme photomultiplicateur, le Philips 2282B a été choisi. Il est rapide avec un gain moyen de l'ordre de 10^6 .

Notons que dans le choix de la chaîne constituée par un barreau, le guide de lumière, le photomultiplicateur et l'embase du photomultiplicateur, le critère était d'obtenir la meilleure résolution en temps pour des particules chargées ayant perdu entre 1 et 100 MeV de leur énergie dans le barreau. Parmi tous ces choix, celui qui était difficile à déterminer a été celui du photomultiplicateur. Ainsi, le PM 2282B choisi est à 8 étages permettant d'appliquer une haute tension relativement forte entre les étages pour obtenir une collection rapide et donc une bonne résolution en temps, tout en ayant un faible gain permettant d'exploiter dans sa gamme

de linéarité la dynamique de 1 à 100 MeV de perte d'énergie dans le barreau. Il a fallu, en particulier, contrôler le rendement de la collection de lumière par le guide de lumière .

3.2 Guide de lumière

Le guide de lumière a une forme d'entonnoir ayant d'un côté une base rectangulaire adaptée à la section du barreau de scintillant et de l'autre côté une base circulaire continuée par un cylindre de diamètre égal à celui de la photocathode du photomultiplicateur. Pour le fabriquer on est parti d'un bloc en plexiglass optique dans lequel on a taillé un cône continué par un cylindre puis le cône a été usiné selon deux plans parallèles à l'axe.

Des calculs de simulation [87] sur la collection de la lumière ont été effectués en utilisant le code GUIDE7 du CERN et en prenant en compte les caractéristiques optiques et géométriques du barreau, du guide de lumière et de la photocathode du photomultiplicateur. Ces calculs ont servi à tester l'effet de la forme du guide de lumière sur le rendement de la collection de la lumière. On a vérifié que des variations sur les paramètres géométriques choisis n'ont pas un effet notable sur le rendement qui est de l'ordre de 5%. Aussi sur un banc d'essai, des mesures avec un barreau et un guide de lumière prototypes et une source de ^{60}Co et une source de ^{106}Ru ont donné un rendement de 40 photoélectrons par MeV perdu dans le barreau et une résolution en temps de 0,5 ns sur un signal délivré par un côté du barreau.

3.3 Structure du double mur

Le châssis du double mur est essentiellement un cadre sans matière dans la zone intérieure réservée aux barreaux pour éviter toute zone morte dans la détection. Les barreaux ne sont couverts que de mylar aluminisé et de vinyle opaque d'épaisseur totale ne dépassant pas une centaine de microns. Les 26 barreaux horizontaux sont empilés l'un sur l'autre, celui du dessous étant porté par le côté bas du cadre, tandis que les 26 barreaux verticaux sont juxtaposés et accrochés aux côtés haut et bas du cadre. Un trou dans le double mur de diamètre égal à 6 cm a été fait de façon à permettre le passage du faisceau de photons γ . Le trou a été réparti sur les deux barreaux voisins du centre de façon à ne pas trop gêner la collection de lumière dans chacun de ces barreaux.

Le double mur de scintillants est formé de 26 barreaux horizontaux et 26 verticaux de types NE 110 A ($300\text{cm} \times 11,5\text{cm} \times 3\text{cm}$) formant ainsi des cellules de dimension $11,45\text{cm} \times 11,45\text{cm}$. Il y a trois types de barreaux scintillants dans le double mur de scintillants (voir figure 3.1):

- les barreaux normaux,
- les barreaux coudés,
- et les barreaux avec un trou.

Le tableau 3.1 montre les caractéristiques du scintillant choisi NE110A et les caractéristiques des photomultiplicateurs.

Caractéristiques du scintillant NE110A	
Constante de scintillation	3 nsec
Largeur du signal à mi-hauteur	4,2 nsec
Longueur d'atténuation de la lumière	> 400 cm
Longueur d'onde au maximum d'émission	434 nm
Caractéristiques des PM du double mur de scintillants	
Type de photocathode	Semi transparente Biakaline
Echelle spectrale(nm)	380 à 580
Nombre de dynodes	8
Gain $\times 10^6$	3
Temps de montée d'une pulsation à l'anode (ns)	1,5
Largeur à mi hauteur d'une pulsation d'une pulsation à l'anode(ns)	2,2
Temps de transit du signal(ns)	19

TAB. 3.1 – Caractéristiques du scintillant NE110A et caractéristiques des PMs du type XP 2282B du double mur de scintillants.

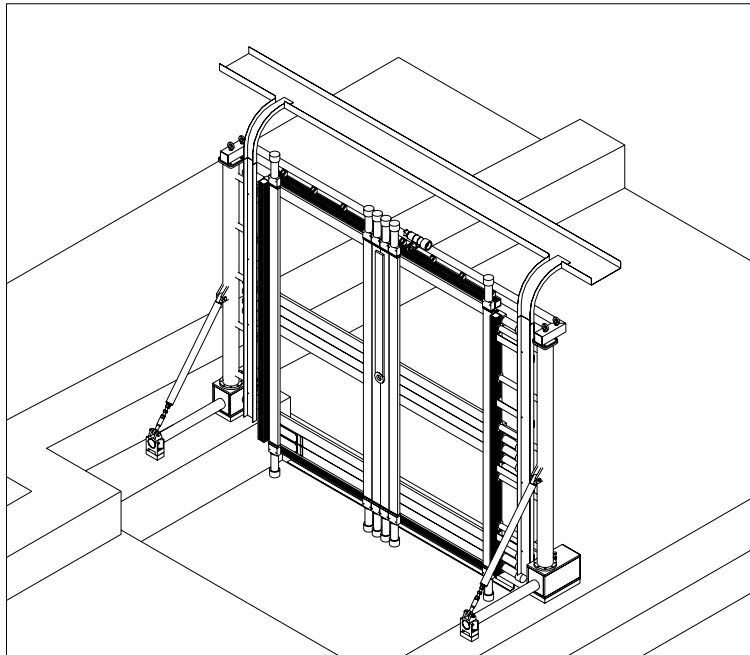


FIG. 3.1 – Le double mur de scintillants vu par le logiciel AUTOCAD.

3.4 Embases des photomultiplicateurs

Les embases ont été conçues et fabriquées dans le Service d'Électronique Physique à l'IPN d'Orsay. Leur caractéristique essentielle est qu'elles sont transistorisées aux étages proches de l'anode pour économiser le courant continu dans la chaîne de résistance qui répartit la haute tension sur les différentes dynodes du photomultiplicateur. En régime normal d'utilisation le débit en courant continu d'une embase ne dépasse pas $250 \mu\text{A}$.

3.5 L'électronique

L'électronique du mur de scintillants est réalisée à partir d'un ensemble d'ASIC¹; elle met à profit la miniaturisation apportée par la micro-électronique. Réalisée sur des cartes (appelées "planchers"), elle relie les photomultiplicateurs à un bus VME de 32 bits. Cette électronique a été conçue, fabriquée et testée à l'ISN².

Plusieurs raisons nous ont incité à utiliser ce type d'électronique:

- La miniaturisation de l'électronique permet de traiter un nombre élevé de voies dans un petit volume (le double mur de scintillants a 104 voies).
- Cette électronique intégrée permet l'implantation des circuits directement sur les détecteurs et d'éviter l'utilisation de câbles d'interconnection.

Cette électronique est composée essentiellement d'ASICs. L'ISN en a développé six qu'on peut diviser en deux familles:

1. La famille analogique construite sur des réseaux prédiffusés bipolaires. Elle constitue l'électronique du premier niveau:
 - Un Convertisseur temps-amplitude (CTA) [88]: une capacité est chargée, à l'aide d'un courant constant, entre un *start* et un *stop*, pour obtenir enfin une amplitude proportionnelle à $t_{\text{stop}} - t_{\text{start}}$.
 - Un double Convertisseur Charge-Tension (CCT) [89]: ce convertisseur transforme la charge Q fournie par le PM en un signal d'amplitude proportionnelle à Q . Ce signal est envoyé à un ADC³.
 - Un double conditionneur de signaux de chambre à fil et de photomultiplicateur (WP) [89]: ce circuit comprend deux voies identiques qui permettent l'amplification, la discrimination d'amplitude, la génération d'un retard programmable et l'écriture dans une mémoire à 2 états, si la coïncidence avec un signal extérieur de validation a eu lieu.

1. Application Specific Integrated Circuits

2. Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble.

3. Amplitude to Digital Converter

2. La deuxième famille est pré-caractérisée, incluant des fonctions logiques. Traitant les informations issues des ASIC analogiques et des ADC, elle les transmet au bus spécifique. Elle constitue l'électronique du deuxième niveau:
 - CPT32 [91]: c'est un circuit d'interface avec le bus ASIC. Il gère 32 échelles de 32 bits chacune et génère la configuration des voies touchées,
 - ASIC16 [92]: ce circuit sert d'interface avec le bus des convertisseurs (analogique en numérique) et contient 16 entrées. Il interface 16 ADCs à 18 bits série avec le bus à 32 bits parallèles. Le nombre de bits conservés de l'ADC est 13 bits sur lesquels vient s'ajouter un identificateur de voie de 16 bits préalablement chargé, ce qui ramène à 32 bits la longueur de l'information. D'autres rôles joués par cet ASIC sont la gestion des échelles glissantes et la transmission des données pertinentes.

3.5.1 Les planchers du mur de scintillants

La face arrière d'un plancher est connectée au bus de données et la face avant aux PM par l'intermédiaire de câbles coaxiaux 50 Ohms. Ce plancher traite 16 voies, c'est à dire, huit barreaux. Un signal délivré par un module moyennneur de temps⁴ ainsi que deux signaux TDC et deux signaux ADC sont produits chaque fois que deux signaux arrivent des deux côtés du barreau.

L'électronique doit fournir trois informations:

- la mesure du temps de vol des particules chargées,
- la mesure des pertes d'énergie pour ces mêmes particules,
- la multiplicité pour un plancher.

Nous montrons sur la figure 3.2 les fonctions principales incluses sur chacune des 104 voies associées aux photomultiplicateurs des barreaux. Le signal du PM arrivant de gauche sur la figure 3.2 est envoyé sur deux parties distinctes de la voie.

La partie du haut concerne la mesure de temps. Elle commence par un discriminateur d'amplitude à seuil réglable, suivi par une mise en forme générant un retard en temps réglable de 10 à quelques centaines de nanosecondes. Ensuite, une mesure de temps est effectuée à l'aide d'un CTA utilisant comme *start* un signal extérieur provenant du *trigger* de l'expérience et comme *stop* le signal précédemment décrit. La valeur après codage est transmise par le module ASIC16 au bus ASIC.

La partie du bas concerne la mesure de la charge électrique du signal. Un amplificateur de mise en forme⁵ de constante de temps d'environ 300 nsec intègre le signal produisant ainsi un signal dont l'amplitude est proportionnelle à la charge totale du signal entrant. Le signal produit a une largeur assez grande permettant à l'aide d'un signal *gate* provenant du *trigger* de sélectionner une tranche pour être traitée par un ADC et le résultat transmis à l'ASIC 16.

4. *mean timer*

5. Shaping en anglais

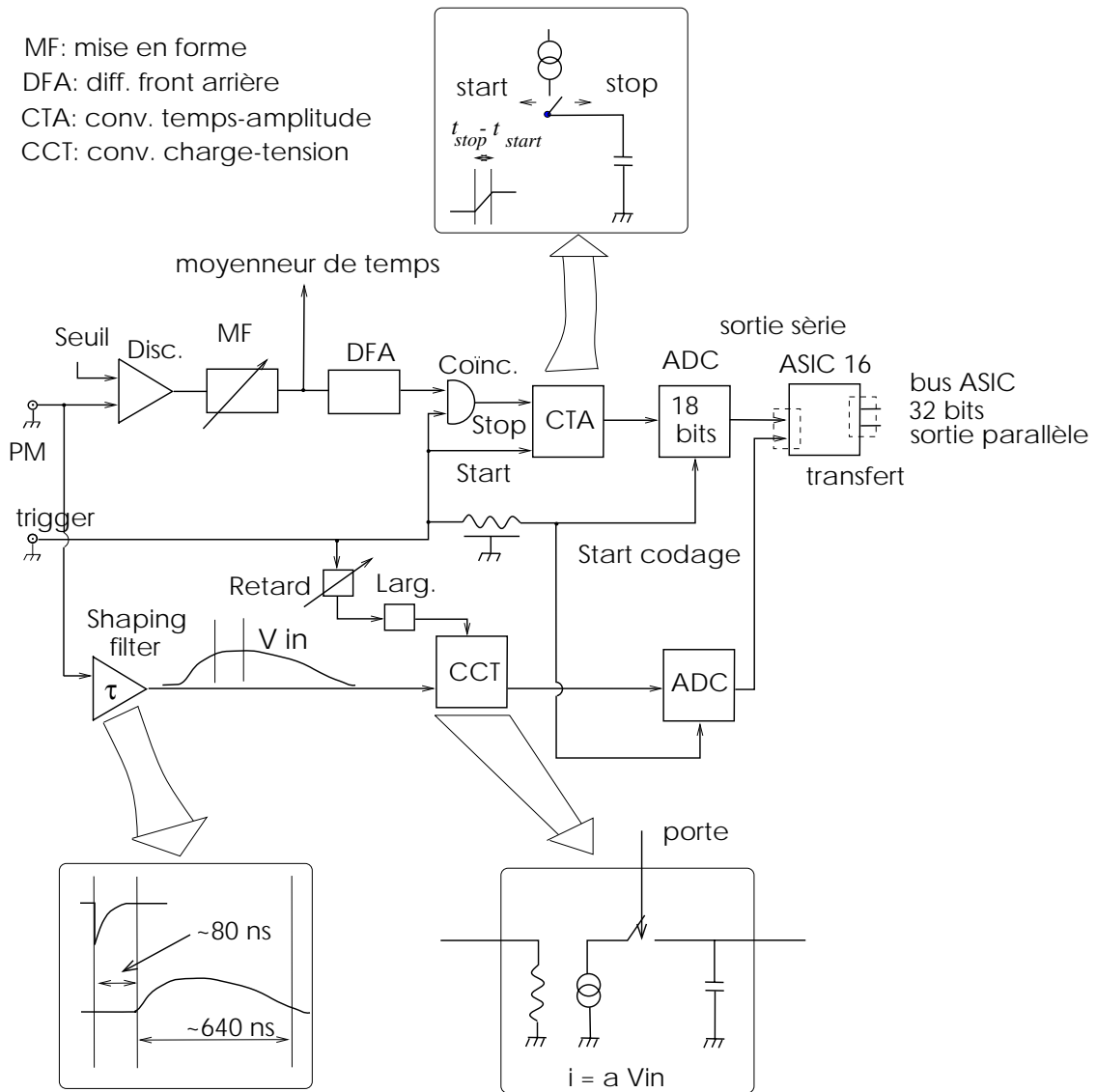


FIG. 3.2 - Le traitement du signal des PM du mur de scintillants.

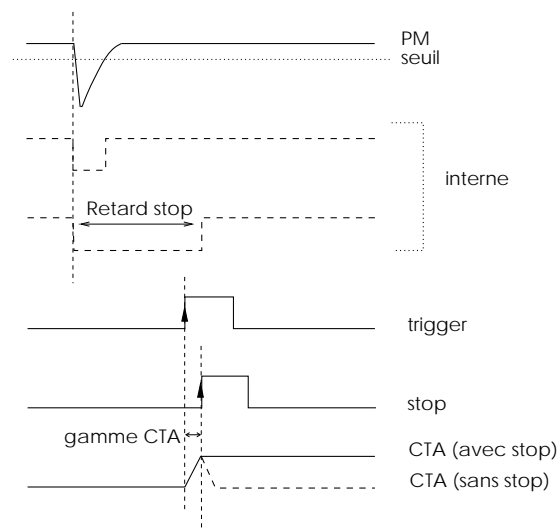


FIG. 3.3 – Chronogramme de la voie logique.

Un circuit de moyenneur de temps utilisant des signaux provenant de deux voies associées à un même barreau est incorporé. Il permet de générer un signal multiplicité relativement stable avec les signaux issus des autres détecteurs pour la réalisation du signal *trigger*.

En fait, le problème, à résoudre à la fois pour la mesure du temps et pour la mesure de la charge électrique, est de générer un retard de quelques centaines de nanosecondes pour attendre le *trigger* qui était en retard d'environ 300 nsec par rapport aux signaux délivrés par le mur.

Nous avons vu que ce problème a été résolu sur la voie temps en retardant le *stop* à l'aide du circuit de mise en forme et conformément au diagramme de la figure 3.3. Pour la voie linéaire en retardant le signal par l'intermédiaire de l'amplificateur *shaping* conformément à la figure 3.4.

Ces retards, générés électroniquement à la fois sur la voie temps et la voie amplitude, font l'économie de plusieurs centaines de câbles ayant chacun une centaine de mètres de longueur. En évitant l'utilisation de ces câbles, on s'affranchit des multiples connexions avec les réflexions et l'atténuation des signaux. Par contre ces retards étant générés électroniquement, sont sensibles à stabilité électronique et exigent un contrôle et un étalonnage réguliers.

Sur la figure 3.5, nous montrons comment est généré le retard sur une voie temps: on décharge une capacité entre deux niveaux avec un taux 100 ps/mV. En variant un seuil en tension, on obtient un retard réglable. On comprend ainsi que la valeur du retard dépend de la stabilité électronique.

D'autre part, un grand avantage de l'électronique en ASIC est la possibilité d'effectuer tous les réglages par ordinateur. L'accès aux différents paramètres de chacune des 104 voies est possible sur un écran, en pointant successivement vers la voie et le paramètre désirés. Cette opération se fait par l'intermédiaire d'un programme écrit en langage C et l'interface (voir figure 3.6) utilise le logiciel SL-GMS [86]. Les valeurs retenues sont conservées à l'intérieur d'un fichier de réglage contrôlable et interchangeable.

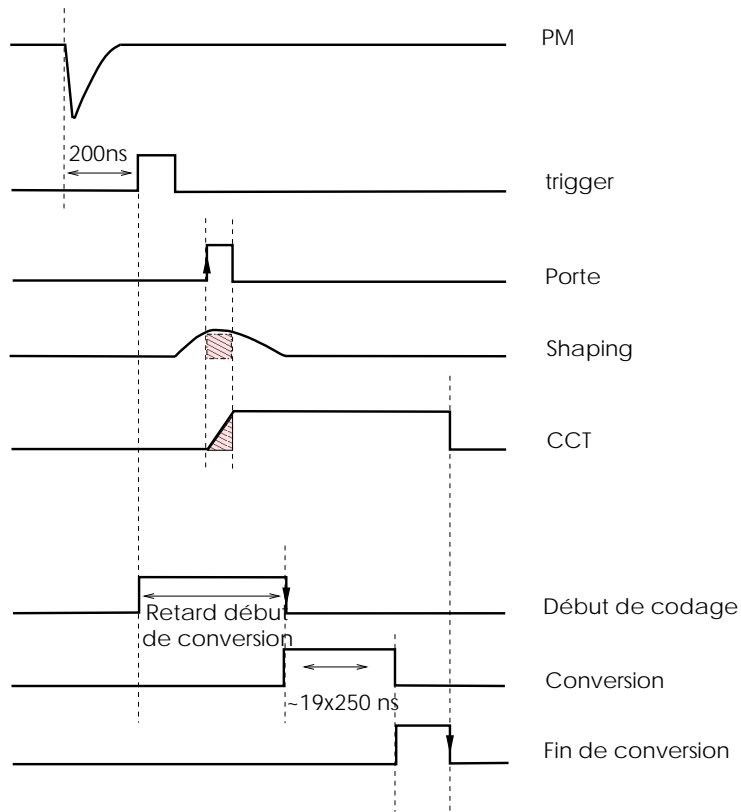


FIG. 3.4 – La logique générale de la voie linéaire.

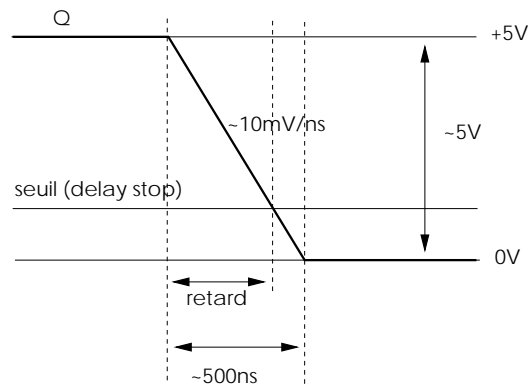


FIG. 3.5 – Une des fonctions de l'ASIC WP est de retarder le stop. Le retard est généré à l'aide d'un seuil réglable.

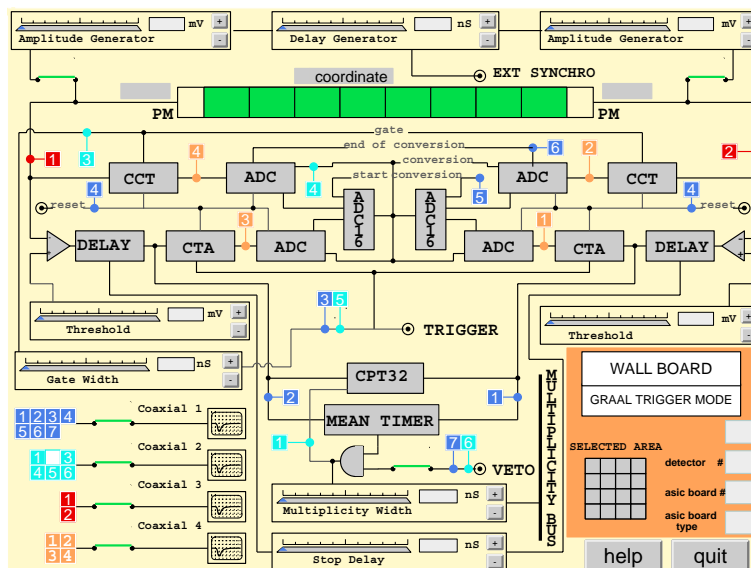


FIG. 3.6 – Le panneau de réglage sur l'écran de l'ordinateur.

3.6 Paramétrisation du mur

Quand une particule chargée traverse le double mur (cas général), l'impact est le croisement d'un barreau vertical de numéro i et d'un barreau horizontal de numéro j . Dans sa traversée des barreaux i et j la particule perd dans ces barreaux des quantités d'énergie ΔE_i et ΔE_j respectivement.

La lumière créée dans les scintillants des barreaux i et j se propage vers les extrémités de chacun de ces barreaux avec une vitesse V , produisant ainsi des signaux lumineux qui sont transformés par les photomultiplicateurs en signaux électriques. Nous avons alors quatre signaux générés par la même particule ayant touché le double mur: les signaux v_{i1} et v_{i2} délivrés par les extrémités 1 et 2 du barreau i et v_{j1} et v_{j2} délivrés par les extrémités 1 et 2 du barreau j .

Le système électronique du double mur a pour fonction de recevoir les quatre signaux et d'extraire de chacun d'entre eux une information d'amplitude A proportionnelle à la quantité de lumière émise dans le scintillant et une information temporelle T reliée à l'instant d'arrivée de la particule sur un barreau. Nous reviendrons plus loin sur une correction d'atténuation de la lumière dans sa propagation le long du barreau. Tandis que la signification et l'intérêt de l'information d'amplitude A sont évidents, ceux de l'information temporelle le sont beaucoup moins et pourtant ils sont les plus importants. En effet, on dérive un signal temps T comme la différence entre un signal *start* et un signal *stop*, ainsi: $T = T_{stop} - T_{start}$. Le temps T_{start} repère un signal synchrone au faisceau incident et le temps T_{stop} est dérivé d'un signal v_i ou v_j et contient donc les variations des temps de vol de la particule entre son départ de la cible et son impact sur le barreau ainsi que les variations de la propagation du signal lumineux après la scintillation le long du barreau touché vers les extrémités du barreau. Ainsi, on peut écrire pour les barreaux i et j :

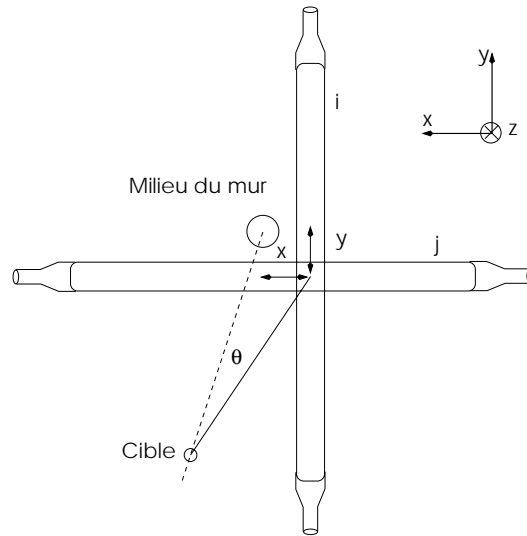


FIG. 3.7 - Illustration de l'intersection entre 2 barreaux.

$$T_i^{haut} = \frac{T_V}{\cos \theta} + \frac{\frac{L}{2} - y}{V} + K_i^{haut} \quad (3.1)$$

$$T_i^{bas} = \frac{T_V}{\cos \theta} + \frac{\frac{L}{2} + y}{V} + K_i^{bas} \quad (3.2)$$

$$T_j^{gauche} = \frac{T_V}{\cos \theta} + \frac{\frac{L}{2} - x}{V} + K_j^{gauche} \quad (3.3)$$

$$T_j^{droite} = \frac{T_V}{\cos \theta} + \frac{\frac{L}{2} + x}{V} + K_j^{droite} \quad (3.4)$$

Dans ces expressions:

- T_i^{haut} , T_i^{bas} , T_j^{gauche} et T_j^{droite} sont les temps mesurés par l'électronique provenant des extrémités **haut** et **bas** du barreau i et des extrémités **gauche** et **droite** du barreau j respectivement. Ces valeurs sont supposées être corrigées de l'effet *walk* sur lequel nous reviendrons plus loin. Elles sont aussi supposées avoir subi une transformation pour passer de l'unité expérimentale qui est le canal à l'unité physique qui est la nanoseconde (voir le paragraphe suivant).
- $T_V/\cos\theta$ est le temps de vol de la particule entre son départ de la cible et son instant d'impact sur le barreau, et θ est l'angle que fait la direction de la particule avec l'axe du faisceau γ .
- L est la longueur d'un barreau et V est la vitesse de propagation de la lumière le long du barreau. Les variables x et y sont les abscisses du point d'impact le long des axes des barreaux i et j respectivement, mesurées à partir des centres des barreaux.

- les constantes K_i^{haut} , K_i^{bas} , K_j^{gauche} et K_j^{droite} sont des constantes ne dépendant pas de la particule mais plutôt de la longueur des câbles sur les différentes liaisons. Ces constantes sont à déterminer pour chacun des barreaux.

Ces expressions contiennent tous les paramètres caractérisant les signaux délivrés par les barreaux. Elles seront utilisées à diverses fins dans l'analyse de la réponse du détecteur. Pour cela:

- les constantes V , K_i^{haut} , K_i^{bas} , K_j^{gauche} et K_j^{droite} sont déterminées par un étalonnage préalable,
- le résultat expérimental de la détection d'une particule dans le double mur donne les valeurs de T_i^{haut} , T_i^{bas} , T_j^{gauche} , T_j^{droite} et les numéros i et j ,
- les 4 relations écrites ci-dessus permettront de déduire pour chaque particule détectée les valeurs de T_V , θ , x et y . Il faut cependant noter que θ , x et y ne sont pas indépendants entre eux. En fait, on utilisera les 4 relations de façons différentes selon les besoins de mesure de temps de vol ou de localisation.

3.7 Etalonnages et corrections

Dans ce paragraphe nous passons en revue les différents étalonnages et corrections mentionnés ci-dessus.

3.7.1 Réglage des gains des photomultiplicateurs et correction d'atténuation sur les amplitudes

Avec une source de ^{60}Co fixée sur le milieu d'un barreau et un analyseur multicanal branché à la sortie du photomultiplicateur de l'une des deux extrémités de ce barreau, on obtient le spectre Compton dont le front est repéré avec précision: il correspond à 1 MeV de perte d'énergie dans le barreau. La haute tension appliquée au photomultiplicateur est réglée de façon à faire coïncider le front Compton à un canal de référence choisi une fois pour toutes sur le multicanal. Ce réglage est ensuite fait pour le photomultiplicateur se trouvant à l'autre extrémité du barreau et est répété pour tous les barreaux. On aura ainsi une égalisation de tous les gains.

Le choix de 1 MeV pour le canal de référence est très important. En effet, les signaux correspondant à la gamme 1 – 100 MeV doivent être analysés sans distorsion à la fois par le photomultiplicateur et par l'électronique. L'électronique n'acceptant que des signaux d'amplitude inférieure à 4 MeV, le signal à la sortie de l'anode ne devra pas excéder 40 mV pour 1 MeV de perte d'énergie.

Le système ayant servi à régler les gains des photomultiplicateurs a également été utilisé pour mesurer l'atténuation de la lumière dans le barreau. En gardant les mêmes conditions de haute tension et du multicanal, la source de ^{60}Co est déplacée d'une extrémité à l'autre du barreau. Pour chaque position de source on note le canal correspondant au front Compton.

On observe que les barreaux d'une même catégorie présentent la même atténuation. Rappelons qu'il y a trois catégories de barreaux: 1) les barreaux normaux, 2) les deux barreaux horizontaux

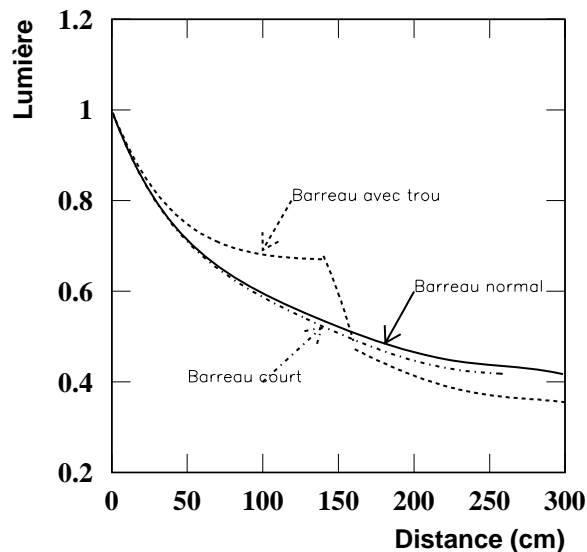


FIG. 3.8 – Les courbes d'atténuation des trois types de barreaux du double mur de scintillants.

et les deux barreaux verticaux comportant le trou du centre du double mur, et 3) les 4 barreaux inférieurs du mur horizontal qui sont courts avec un guide de lumière incliné. Les courbes d'atténuation pour les trois catégories sont données sur la figure 3.8. Ces courbes ont été lissées avec des expressions analytiques utilisées dans l'analyse.

3.7.2 Mesure des gains des voies linéaires de l'électronique et correction de piédestaux sur les amplitudes

On contrôle les voies linéaires de l'électronique en envoyant à l'aide d'un générateur d'impulsion le même signal sur toutes les voies des cartes électroniques et en lisant avec le système d'acquisition la réponse de chaque voie avec et sans le signal. La réponse sans signal correspond au niveau de courant continu à l'entrée de l'électronique superposé au signal et est appelée piédestal.

Ce contrôle permet donc de mesurer à la fois le piédestal et le gain. Il est clair qu'il faut soustraire le piédestal de la réponse correspondant au signal quand on mesure le signal.

A partir d'ici, quand nous parlerons d'amplitude nous sous-entendrons que la correction du piédestal est faite.

3.7.3 Conversion canal-ns

Les informations collectées par l'acquisition sont codées et délivrées en unité de canaux. L'étalonnage de la conversion canal-nanoseconde pour la voie temps se fait à l'aide d'un générateur d'impulsions. En envoyant simultanément sur les 104 voies du double mur, des signaux avec et sans un retard de 8 ns, on obtient dans le spectre temps de chacune des voies deux pics séparés de 8 ns, ce qui permet de déduire la constante de conversion k_{cal} . Cette constante est caractéristique de chaque voie électronique.

3.7.4 Correction de *walk* sur le temps

A l'entrée de l'électronique en ASIC sur chacune des 104 voies du double mur, le signal issu du PM est envoyé sur un discriminateur d'amplitude (cf. figure 3.2). C'est un discriminateur à seuil (par opposition au discriminateur à fraction constante) qui est utilisé. A cause de l'effet conjugué du seuil et de l'amplitude, un signal dont le début est l'instant t_0 est vu par le discriminateur à l'instant t quand son amplitude est a et à l'instant T quand son amplitude est A . C'est l'effet *walk*. On peut corriger le temps mesuré de cet effet. On supposera que le signal a une expression analytique telle qu'on peut relier le seuil S du discriminateur, les temps t et T , et les amplitudes a et A ainsi:

$$S = a \times (t - t_0)^2 = A \times (T - t_0)^2 \quad (3.5)$$

Il en résulte que

$$T = t_0 + \frac{\sqrt{S}}{\sqrt{A}} \quad (3.6)$$

L'expression 3.6 montre qu'il faut corriger la valeur T d'une quantité égale à $\frac{\sqrt{S}}{\sqrt{A}}$ pour obtenir la vraie valeur du début du signal t_0 . La seule inconnue à ce niveau-ci du raisonnement est la valeur \sqrt{S} qu'on peut estimer d'abord puis affiner ensuite.

a) Estimation du *walk*

L'estimation de \sqrt{S} est obtenue en traçant T en fonction de $\frac{1}{\sqrt{A}}$ pour des signaux provenant de l'extrémité d'un barreau n'ayant des variations en T qu'à cause de variations en amplitudes. Pour cela, il faut:

- prendre des événements physiques dans lesquels la particule chargée tombant sur le mur est un électron (provenant de la cible). De tels électrons sont toujours ultrarelativistes donc sans dispersion sur leurs temps de vol pour un même trajet.

- les événements doivent être sélectionnés de façon à ce que les points d'impact tombent à une abscisse bien définie le long d'un barreau. Cela donnera une durée de la propagation de la lumière constante entre le point d'impact et l'extrémité du barreau. L'abscisse peut être définie en sélectionnant une bande étroite sur la différence $T^{haut} - T^{bas}$ si on travaille sur un barreau vertical ou $T^{gauche} - T^{droite}$ dans le cas d'un barreau horizontal.

b) Affinement du *walk*

On affine la correction du *walk* par minimisation de la largeur du spectre de $T^{haut} + T^{bas}$ (ou $T^{gauche} + T^{droite}$) pour les électrons, en pondérant les événements tombant dans les croisements

des barreaux perpendiculaires par les valeurs $\cos\theta$ correspondant à ces croisements en vue de corriger la durée de vol.

3.7.5 Etalonnage des constantes de temps K_m^i et K_n^i

Dans ce paragraphe nous supposons que les corrections en amplitude pour égaliser les gains des photomultiplicateurs sont faites. Nous supposons aussi que les valeurs des temps correspondant aux 104 voies ont été converties en nanosecondes et que les corrections du *walk* sont réalisées.

On appelle V la vitesse de propagation de la lumière dans les barreaux, K_m^i et K_n^i les constantes de temps correspondant aux deux extrémités 1 et 2 du barreau i ($m = \text{haut ou gauche}$ et $n = \text{bas ou droite}$) On a alors:

$$T_m^i = \frac{T_V}{\cos\theta} + \frac{(\frac{L}{2} - x)}{V} + K_m^i \quad (3.7)$$

$$T_n^i = \frac{T_V}{\cos\theta} + \frac{(\frac{L}{2} + x)}{V} + K_n^i \quad (3.8)$$

On peut réécrire ces deux équations ainsi:

$$K_m^i + K_n^i = T_m^i + T_n^i - \frac{2 \times T_V}{\cos\theta} - \frac{L}{V} \quad (3.9)$$

$$K_m^i - K_n^i = T_m^i - T_n^i + \frac{2 \times x}{V} \quad (3.10)$$

Selon ces dernières équations, la somme et la différence des deux constantes K_m^i et K_n^i sont fonctions de l'impact de la particule sur le barreau i par l'intermédiaire des quantités $\cos\theta$ et x et sont fonction de V .

1) Mesure de V

Pour mesurer V , nous prenons la réponse du mur à des particules détectées par le barreau i et nous ferons les spectres de la différence $T_m^i - T_n^i$ en deux croisements du barreau i avec deux barreaux perpendiculaires correspondants. Si les centres des spectres sont repérés par T_a et T_b et si les croisements sont repérés par x_a et x_b , la deuxième équation ci-dessus donne:

$$V = \frac{2 \times (x_b - x_a)}{(T_b - T_a)} \quad (3.11)$$

Une valeur de 16 cm/ns a été trouvée pour différentes combinaisons de valeurs x_a et x_b .

2) Mesure des constantes K_m^i et K_n^i

La somme sera déduite du spectre de $T_m^i + T_n^i$ où pour chaque particule on prend en compte la valeur correspondante de $\cos\theta$ calculée à partir des coordonnées moyennes du croisement du barreau i et du barreau perpendiculaire j qui ont été touchés par cette particule. Notons que dans le spectre $T_m^i + T_n^i$ c'est la valeur du pic correspondant aux électrons qui sera pointée.

La différence sera déduite du spectre de $T_m^i - T_n^i$ où cette fois-ci on prend en compte pour chaque particule la valeur de l'abscisse x le long du barreau i à l'aide de son croisement avec le barreau j .

Enfin à partir de la somme et la différence, on déduira les valeurs de K_m^i et K_n^i .

3.8 Traitement dans les programmes de décodage et de préanalyse

Le traitement de la réponse du double mur de scintillants dans les programmes est divisé en deux parties: les corrections et l'extraction des informations finales servant au calcul des quantités physiques.

Les corrections faites sur la réponse de chaque barreau et par événement (voir plus haut) nous permet de superposer les réponses de tous les barreaux de chaque mur. La formule suivante montre ces corrections faites sur la réponse de chaque barreau et par événement:

$$\text{TDC}_{\text{corr}}^m = \text{TDC}_{\text{brut}}^m \times K_{\text{cal}}^m - \frac{K_{\text{walk}}^m}{\sqrt{\text{ADC}_{\text{corr}}^m}} - k_{\text{off}}^m \quad (3.12)$$

$$\text{ADC}_{\text{corr}}^m = (\text{ADC}_{\text{brut}}^m - \text{ADC}_{\text{pedestal}}^m) / \text{Gain}_{\text{carte}}^m \quad (3.13)$$

avec $m =$ haut, bas, gauche, ou droite.

Le paramètre essentiel du double mur de scintillants, à savoir le temps de vol, est extrait à partir de la formule suivante:

$$\text{temp de vol} |_{\text{w}} = \cos \theta \times (\text{TDC}_{\text{corr}}^m + \text{TDC}_{\text{corr}}^n) - \frac{L}{2 \times V} \quad (3.14)$$

avec $w =$ vertical, horizontal; $m =$ haut, gauche; et $n =$ bas, droite.

De même pour extraire l'information avec ΔE , on a utilisé la formule:

$$\text{Perte d'énergie} |_{\text{w}} = \cos \theta \times \left(\frac{\text{ADC}_{\text{corr}}^m}{\text{Atténuation}^m \times \text{Gain}_{\text{PM}}^m} + \frac{\text{ADC}_{\text{corr}}^n}{\text{Atténuation}^n \times \text{Gain}_{\text{PM}}^n} \right) \quad (3.15)$$

Dans le chapitre 4, on verra les spectres de la réponse du double mur qui seront montrés à l'occasion de la procédure d'identification.

Chapitre 4

Analyse des données

4.1 Les programmes de simulation et d'analyse

La collaboration GRAAL a mis au point un ensemble de programmes de simulation et d'analyse, dont les noms et l'enchaînement sont visibles dans l'organigramme sur la figure 4.1. Sur cette figure on voit deux chaînes de programmes débouchant sur une partie commune. Une chaîne est destinée à la lecture des données expérimentales enregistrées sur bandes magnétiques DLT et à leur codage avant d'aller à la partie commune qui concerne la préanalyse et l'analyse. La deuxième chaîne est une chaîne de simulation qui génère par une méthode Monte Carlo des événements similaires aux événements expérimentaux et les met sous la forme exigée par la partie commune.

La première chaîne et la partie commune servent à traiter les données expérimentales jusqu'au tracé de courbes interprétables par les modèles théoriques. Quant à la deuxième chaîne et la partie commune, elles permettent d'étudier la réponse des détecteurs en fonction de leurs paramètres, ce qui a aidé à l'optimisation de ces détecteurs lors de leur construction pour effectuer la mesure des réactions de photoproduction et déterminer l'efficacité de ces détecteurs en vue de calculer les sections efficaces des réactions étudiées.

4.1.1 Le programme *Laggen*

Le programme *laggen* a été déjà décrit dans la thèse de Th. Russew [74]. Il utilise le code *GEANT* [93] du CERN couplé à un générateur d'événement [94] simulant jusqu'à 60 photo-réactions de types γp , γn , γd , $\gamma {}^3He$. La validité en énergie incidente du générateur s'étend du seuil de photoproduction du π^0 jusqu'à 4 *GeV*. Le programme *laggen* a besoin d'une base de données constituée par: a) les paramètres des détecteurs et de la cible (géométrie, constitution,...) et les caractéristiques du faisceau γ , nécessaires pour le code *GEANT*, et b) les données de section efficace des différentes réactions nécessaires pour le générateur d'événement.

La figure 4.2 montre l'architecture générale du programme *laggen*. La première colonne à gauche correspond à la structure de base du code *GEANT*. Le sous-programme *Uginit* appelle une série de sous-programmes dont les noms sont donnés dans les autres colonnes pour décrire le dispositif expérimental, tandis que le sous-programme *Grun* appelle une autre série de sous-programmes dont une partie contrôlée par *Gukine* contient le générateur et l'autre contrôlée par

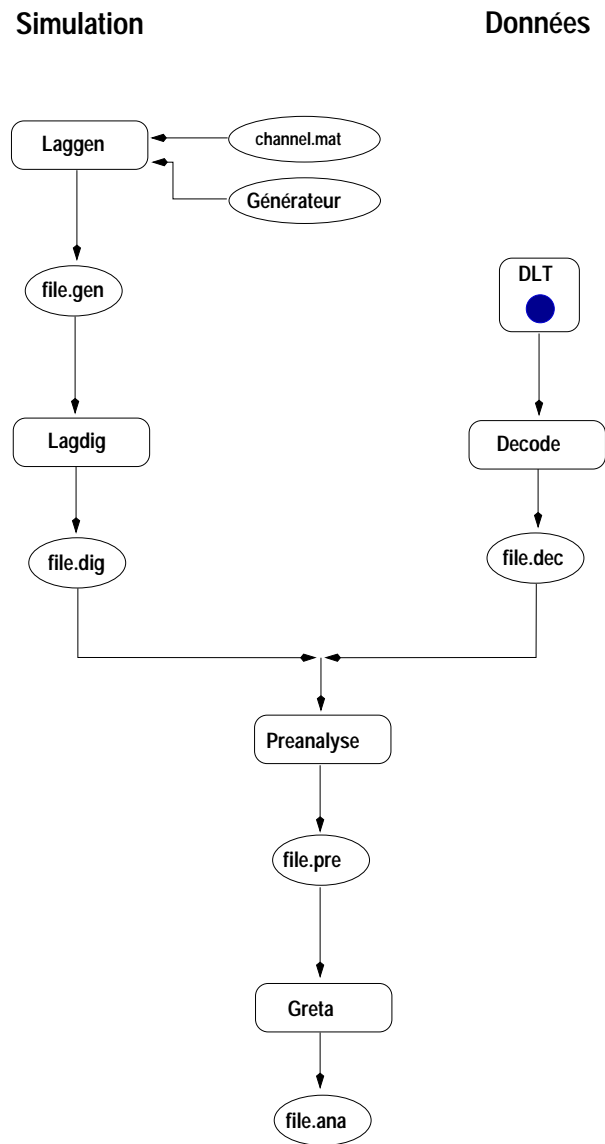


FIG. 4.1 - La chaîne de simulation et d'analyse à GRAAL.

Utrev effectue le *tracking* des particules produites dans l'évènement généré. Rappelons ici que les sous-programmes commençant par la lettre *G* (seule) appartiennent au code GEANT et les sous-programmes commençant par *GU* ou *UG* sont à modifier par l'utilisateur.

4.1.2 Le programme *Lagdig*

Le fichier de résultats produit par le programme *Laggen* contient la réponse du détecteur pour les évènements générés. Ce sont essentiellement les valeurs de variables angulaires, énergétiques et temporelles exprimées en unités physiques (degré, MeV et seconde). Pour pouvoir traiter ces évènements simulés par les mêmes programmes d'analyse que les évènements expérimentaux, on a besoin de transformer les unités physiques en unités digitalisées en canaux. Cela est fait dans le programme *Lagdig*, qui prend en compte l'étalonnage du dispositif expérimental.

4.2 Les programmes d'analyse des données

La chaîne appelée "données" est la chaîne dédiée au traitement des données réelles. Elle a pour but l'extraction des informations physiques à partir des paramètres expérimentaux ce qui explique le fait d'avoir un certain nombre de programmes pour lire les informations brutes, les transformer en quantités physiques et enfin extraire les informations physiques (section efficace, observables de simple et de double polarisation...).

La chaîne d'analyse est composée de trois programmes, que nous allons détailler dans les paragraphes suivants.

4.2.1 Le programme *decode*

Les informations provenant du système d'acquisition sont des mots de 32 bits dont les 16 premiers servent comme identificateur de la provenance¹ de l'information et les 16 qui restent contiennent la valeur de cette information. Le programme *decode* a pour rôle de faire la correspondance entre les identificateurs et les voies électroniques (et par conséquent les détecteurs) et de stocker les informations dans les variables prévues pour cela.

Les données enregistrées sur bande magnétique DLT sont écrites en standard *in2p3*. D'abord l'entête de la bande est composée de trois blocs dans lesquels on trouve les informations concernant un *run*² (numéro du run, et quelques commentaires globaux concernant l'étalonnage de certains détecteurs et le faisceau); ensuite les blocs d'évènements sont écrits séquentiellement. Dans un évènement, on trouve respectivement le **mot de tête**, les informations en provenance des détecteurs, et un **mot de fin** ou *eof*.

Au cours d'un *run*, le faisceau passe séquentiellement par trois états: faisceau Compton avec polarisation linéaire horizontale, faisceau Compton avec polarisation linéaire verticale et faisceau de Bremsstrahlung. Les évènements sont marqués de façon à reconnaître dans l'analyse l'état du faisceau correspondant. A la fin de chaque séquence du *run* sont donnés les contenus des échelles VME correspondant à leurs comptages intégrés durant la séquence.

1. Il y a une simple correspondance entre une valeur de l'identificateur et une voie électronique.

2. C'est le fichier qu'on enregistre sur bande et qui contient les résultats d'une mesure de quelques heures effectuée dans des conditions expérimentales bien définies.

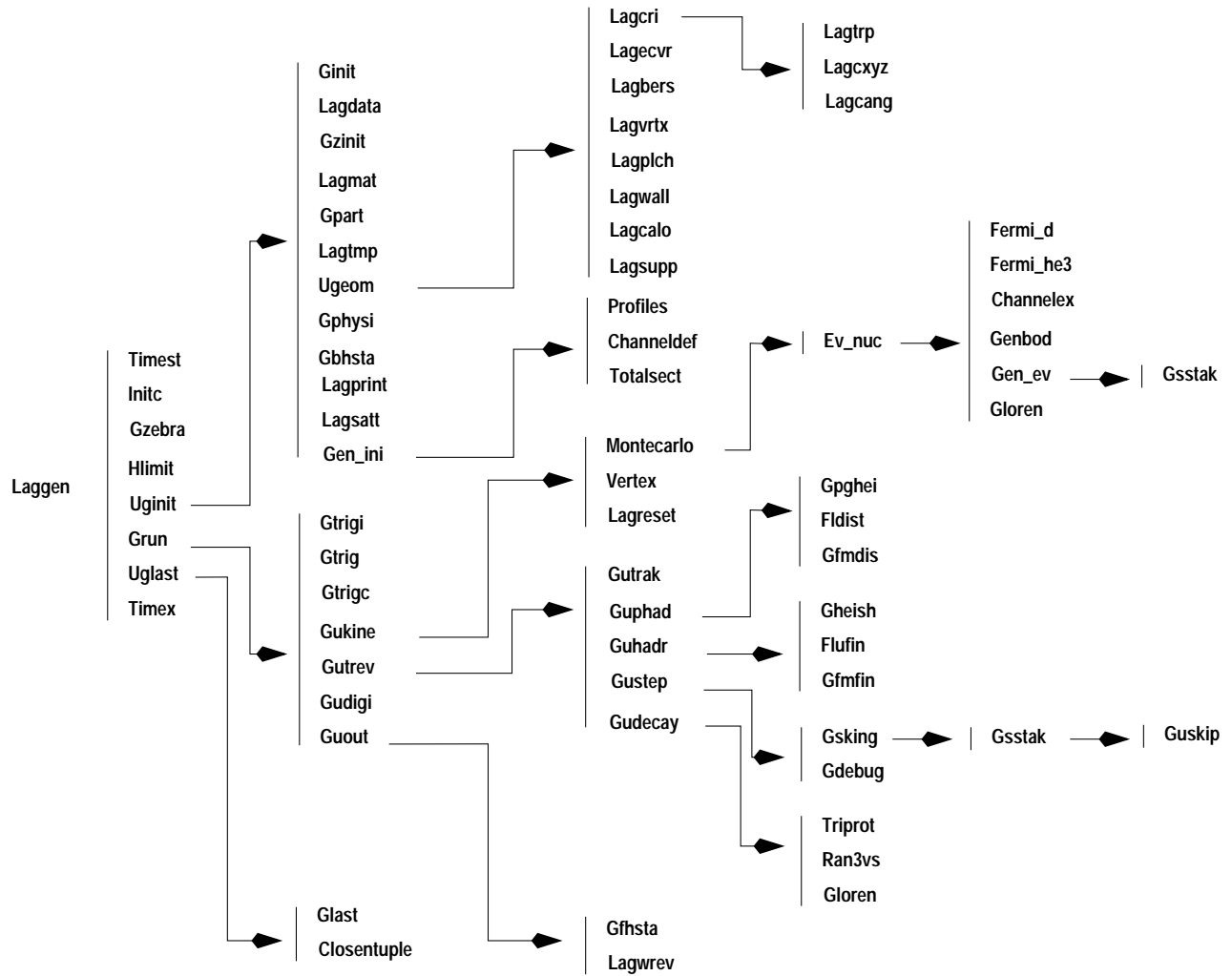


FIG. 4.2 - L'architecture du programme Laggen.

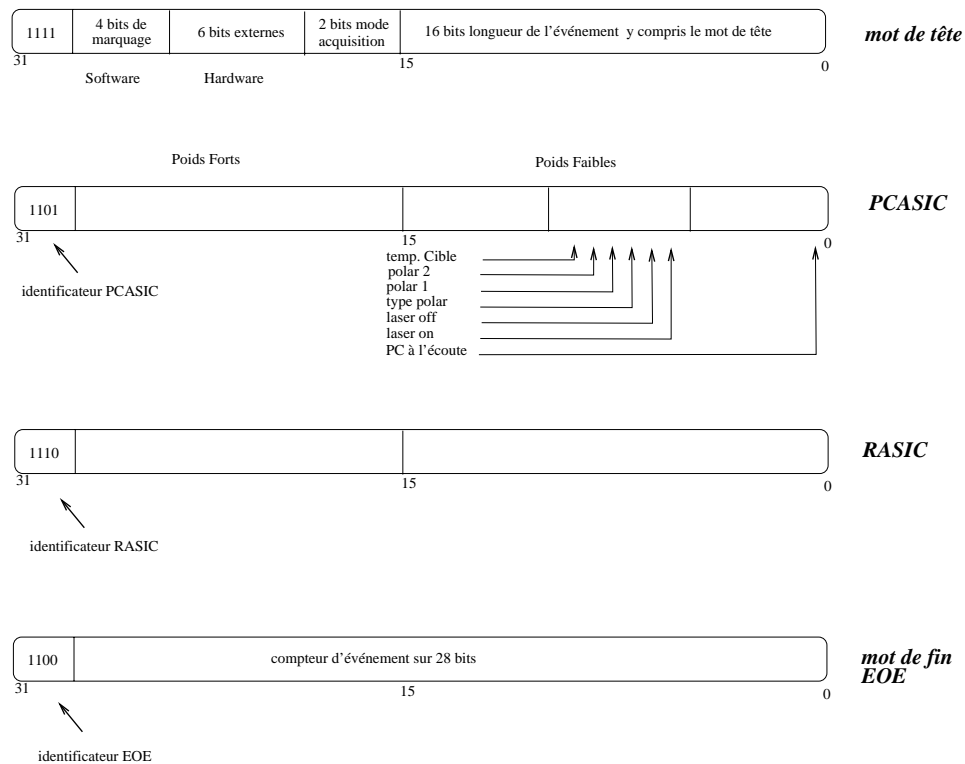


FIG. 4.3 – La structure du mot de tête, PCASIC, RASIC et EOE.

Rappelons qu'il y a trois types d'événement:

- les événements physiques provenant d'une réaction d'un gamma incident avec la cible: dans ce type d'événements le *trigger* de l'expérience est la coïncidence entre le *tagging* et la boule BGO (un seuil sur la somme).
- les événements moniteurs servant au monitoring du faisceau: dans ce type d'événements le *trigger* de l'expérience est la coïncidence entre le *tagging* et le moniteur mince.
- les événements *spaghettis* servant aussi au monitoring du faisceau: dans ce type d'événements le *trigger* de l'expérience est la coïncidence entre le *tagging* et le détecteur *spaghetti*.

Le tableau 4.1 [84] montre la structure d'un événement à GRAAL. Chaque événement est composé d'un **mot de tête** et d'un **mot de fin** (*EOE*). Entre les deux il y a la suite des informations en provenance de tous les détecteurs.

Le **mot de tête** est un mot de 32 bits (comme tous les mots). Il porte les informations nécessaires pour l'identification complète de l'événement. Dans la figure 4.3 on voit les 32 bits³ dont les 4 derniers, c'est à dire du bit 28 au bit 31, servent à identifier le début de l'événement.

3. Le comptage des bits se fait de droite à gauche en commençant par le zéro.

Poids Forts 16 bits			Poids faibles 16 bits
1111	mot de tête		longueur de l'événement y compris le mot de tête
Identificateur CPT32			pattern 16 bits poids forts
Identificateur CPT32			pattern 16 bits poids faibles
Identificateur ASIC16			valeur codée sur 10 11 12 ou 13 bits
Identificateur ASIC16			valeur codée sur 10 11 12 ou 13 bits
...			
Fera tonneau	V.S.N. 8 bits	S.A. 4 bits	données codées sur 11 bits
...			
Fera BGO	V.S.N. 8 bits	S.A. 4 bits	données codées sur 11 bits
...			
PHYS			...
PC	12 bits aller		16 bits retour
EOE	compteurs sur 28 bits		

TAB. 4.1 – Structure d'un événement de l'acquisition.

Les 4 bits d'avant, c'est à dire du bit 24 au bit 27, servent comme bits de marquage *software*. Du bit 18 au bit 23, on trouve les bits de marquage *hardware* qui font la distinction entre les différents types d'événement (événement physique, moniteur, spaghetti,...). Les 16 premiers bits (0-15) comporte la longueur de l'événement c-à-d le nombre de mot à parcourir jusqu'au mot **mot de fin** (*EOE*). Les informations en provenance des détecteurs équipés d'ASICs sont identifiés par quatre bits.

Le mot **fin d'événement** (*EOE*) est un mot de 32 bits. Ces quatre derniers bits (28 au 31) servent à l'identifier et les 28 bits restant servent comme compteur. La figure 4.3 montre la structure du mot **fin d'événement** ainsi que les différents mots (*RASIC*, *PCASIC*).

4.2.2 Le programme *prean*

Les données provenant du *decode* sont des données brutes (canaux). Le programme de préanalyse appelé *prean* a pour rôle de convertir ces données brutes en informations physiques (MeV, nsec, ...) en tenant compte des fichiers de calibration caractéristiques de chaque *run* et en effectuant un certain nombre de corrections et coupures.

Bien entendu, on aurait pu imaginer le programme de préanalyse avec beaucoup de possibilités mais il fallait fixer la limite entre le programme de préanalyse et le programme d'analyse. Enfin pour l'analyse des canaux $p(\gamma, \eta p)$, $p(\gamma, \pi^0 p)$ et $p(\gamma, \pi^0 \pi^0 p)$ l'option choisie était d'avoir à la sortie de *prean* la réponse intrinsèque de chaque détecteur avec une seule exception, à savoir, l'association entre la boule BGO et le tonneau.

1) Analyse de la boule BGO: Elle se base sur le regroupement des cristaux touchés en des groupes appelés *clusters* (groupes). Chaque *cluster* est produit par une particule. La reconnaissance des *clusters* neutres produits par des particules neutres ou *clusters* chargés produits par des particules chargées peut se faire soit à l'aide du tonneau ce qui est le cas dans le programme de préanalyse

soit par la multiplicité⁴ du *cluster* lui même. En effet on constate qu'une multiplicité supérieure à quatre est associée à un *cluster* neutre et inférieure à quatre associée à un *cluster* chargé.

2)Analyse du tonneau: Le tonneau joue un rôle important dans la reconnaissance des *clusters* chargés ou neutres (son efficacité dans la détection des particules chargées a été estimé à 95%). Une fenêtre sur le temps autour du pic principal du spectre TDC de chaque barreau et un seuil de 10 canaux⁵ sur l'amplitude ont été utilisés pour la sélection de bons événements.

3)Analyse des chambres: L'analyse des réponses des chambres planes et cylindriques a été largement étudiée [74]. Les chambres ne sont pas utilisées dans ce travail parce que:

- pour une bonne partie de la prise de données correspondant à notre travail, une seule chambre plane était opérationnelle,

- les chambres cylindriques n'étaient pas opérationnelles lors cette prise.

- dans la photoproduction du η , l'angle de proton n'est utilisé que dans le calcul de la masse manquante calculée à partir des variables cinématiques mesurées par le mur (voir plus loin),

- les chambres sont conçues initialement pour déterminer les trajectoires des particules chargées émises dans la photoproduction d'étrangeté.

4)Analyse du mur "russe": Le calorimètre russe, qui a pour rôle de détecter les particules neutres émises vers l'avant, utilise la réponse du double mur de scintillants pour distinguer les particules neutres et chargées. La pauvre résolution en amplitude (100%) ne nous permet pas d'avoir l'énergie de la particule. Cependant l'angle mesuré avec précision peut aider à récupérer un γ émis vers l'avant dans la désintégration d'un η ou d'un π^0 . Pour distinguer entre un γ et un neutron on utilise l'information temps de vol.

5)Analyse du double mur de scintillants: Cette partie ayant été de notre responsabilité, nous la détaillons dans la section 4.3.3.

6)Analyse du *tagging*: c'est le *tagging* en scintillants que nous avons utilisé le *tagging* en micropistes n'étant pas opérationnel pour une bonne partie du temps de prise des données.

Deux traitements ont été effectués sur la réponse du *tagging* en scintillants:

- n'ont été retenus que les événements où il y a un seul scintillant ou deux scintillants contigus touchés. Il y a ainsi quinze intervalles d'énergie définis,

- dans la dérivation du signal *start* par la mise en coïncidence de la RF (radio-fréquence) avec le scintillant n°0, le *start* pouvait être décalé de ± 1 période de la RF en raison d'un effet *walk* du signal du scintillant n°0. Ceci pouvait être corrigé en regardant pour chaque événement dans quel pic (principal ou son voisin de gauche ou de droite) du spectre TDC du scintillant n°0 tombait l'événement.

4.2.3 Le programme *greta*

Une fois les quantités physiques (pertes d'énergie, temps de vol, énergie du photon incident,...) extraites du programme *prean*, on utilise le programme *greta* pour calculer à l'aide de la cinématique et en utilisant ces quantités physiques, les informations finales comme par exemple la masse manquante à partir du temps de vol et de l'énergie du photon incident, ...etc.

4. La multiplicité d'un *cluster* est le nombre de cristaux dans un *cluster*.

5. Ce choix de 10 canaux est fait de façon à ne pas couper les protons.

4.3 Analyse des données

4.3.1 Identification des réactions $p(\gamma, \eta p)$, $p(\gamma, \pi^0 p)$ et $p(\gamma, \pi^0 \pi^0 p)$

Notre travail concerne essentiellement la photoproduction du méson η , dont l'étude a été dans le passé fragmentaire et sporadique, cela en raison du seuil élevé de production (707 MeV) rarement dépassé par les accélérateurs existants et de la petitesse de la section efficace ($\approx 10 \mu b$). Notre méthode expérimentale d'analyse consiste à identifier le méson neutre par ses produits de décroissance en gerbes électromagnétiques mesurées dans la boule BGO et le proton de recul mesuré par le double mur de scintillants. En fait la même méthode s'applique pour la photoproduction de π^0 , η , $\pi^0 \pi^0$, $\pi^0 \pi^0 \pi^0$... Il est clair que la méthode est très puissante quand il s'agit de produire et de détecter le méson η par ses produits de décroissance en 2γ ou $3\pi^0$, car alors le η est étiqueté par le proton de recul et l'identification est surdéterminée. Aussi, quand il s'agira d'étudier d'autres modes de désintégration du méson η , notre méthode servira comme point de départ et sera complétée par la reconnaissance des particules chargées.

4.3.2 Cinématique

La réaction $p(\gamma, \eta p)$ est une réaction à deux corps. Les expressions des lois de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie entre l'état initial constitué par un photon incident et un proton cible au repos et l'état final constitué par l'ensemble d'un proton p et d'un méson m s'écrivent:

$$E_\gamma + M_p = E_p + E_m \quad (4.1)$$

$$\vec{P}_\gamma = \vec{P}_p + \vec{P}_m \quad (4.2)$$

où E_p et E_m sont les énergies totales du proton et du méson émis et \vec{P}_p et \vec{P}_m sont les quantités de mouvement correspondantes.

Quand l'énergie incidente E_γ est connue et que le proton cible est au repos dans le laboratoire, l'état initial est complètement connu et l'état final est décrit par six variables : P_p , θ_p , ϕ_p , P_m , θ_m et ϕ_m . Or les lois de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie donnent quatre équations reliant les six variables. Si en plus on détermine la réaction à un degré de liberté arbitraire près qui est l'angle azimutal du plan de la réaction (on peut considérer par exemple $\phi_p=0$), il reste une seule variable libre. Ainsi, si on se donne l'angle θ_p , les lois de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie permettent de déduire P_p , P_m , θ_m et ϕ_m . Nous raisonnerons dans ce qui suit en utilisant les résultats de la cinématique des réactions à deux corps, qui régit complètement les réactions de photoproduction de π^0 et de η ; mais l'approche reste très utile quand deux mésons neutres ou plus sont produits, auquel cas on supposera qu'ils ont été produits par une seule particule ayant une masse fixe ou variable.

4.3.3 Identification avec le double mur de scintillants

Le double mur de scintillants a été conçu pour détecter les particules chargées émises à l'avant essentiellement le proton mais aussi le K^+ , π^+ , π^- . Dans notre travail nous l'utilisons

pour détecter et identifier le proton. La base de temps de vol ($\approx 3\text{m}$) et la résolution en temps (0,5 - 1,0 ns) conviennent à la mesure du temps de vol de protons ayant une énergie de quelques centaines de MeV. La mesure de la perte d'énergie ΔE est bonne⁶, car elle est mesurée par chacun des deux murs. Enfin, la granularité cellulaire des intersections des barreaux verticaux et horizontaux fournissent des mailles angulaires de 2×2 degrés.

a) Identification des protons

Quand on utilise un détecteur à scintillation pour la mesure des particules chargées, il est d'usage de porter ΔE en fonction du temps de vol. Dans ce cas les particules ultrarelativistes (les électrons) tombent au point limite correspondant en abscisse à la vitesse de la lumière et en ordonnée au minimum d'ionisation. Les protons donnent une courbe croissante allant en ΔE de 6 MeV (minimum d'ionisation) jusqu'à 60 MeV (énergie de protons dont le parcours est égal à l'épaisseur de 3 cm d'un barreau) et en temps de vol de 10 ns à environ 30 ns. Ensuite, cette courbe décroît en ΔE jusqu'à zéro quand le temps de vol croît jusqu'à l'infini, cela correspondant aux protons lents qui sont venus s'arrêter dans le barreau sans le traverser.

Sur la figure 4.4, on voit la réponse en temps de vol et en ΔE d'une mesure effectuée avec le mur horizontal de scintillants pour des événements où la boule BGO et le double mur ont été touchés avec une fenêtre sur la masse invariante, définie plus loin, mesurée par la boule BGO $M_{\text{inv}} \in [450, 650]$ MeV. On voit la raie caractéristique des protons. Il y a un fond général dû à la détection de rayons γ et de neutrons, produits dans des réactions nucléaires dans le mur, et à des corrélations fortuites dans la mesure du temps de vol.

Sur cette figure, il est facile de séparer les protons en entourant cette raie par un contour et en rejetant les événements tombant à l'extérieur. Le calcul de simulation avec le code GEANT donne une estimation du nombre de bons événements ainsi rejetés pour faire des corrections d'efficacité.

La figure 4.5 montre le spectre similaire à celui de la figure 4.4 pour le mur vertical. Les mêmes remarques s'appliquent à ce spectre.

b) Identification des réactions à deux corps

Le double mur de scintillants permet de mesurer à la fois l'angle du proton et son énergie. L'angle est calculé à partir des numéros du barreau vertical et du barreau horizontal touchés et l'énergie est déduite du temps de vol cible - double mur. Ainsi déjà le double mur mesure d'une façon sur-déterminée la réaction à deux corps. On va prendre avantage de ce fait pour séparer la réaction à deux corps des réactions à trois corps ou plus. Pour cela, on supposera que la masse du méson est inconnue et est à déterminer à partir de l'angle et de l'énergie mesurés. On calculera pour chaque événement expérimental utilisant l'énergie du γ mesurée par le système d'étiquetage à partir du temps de vol et de l'angle du proton la masse manquante dans la cinématique à deux corps.

$$M_{\text{manq}}^2 = (E_\gamma + M_p - E_p)^2 - (\vec{P}_\gamma - \vec{P}_p)^2 \quad (4.3)$$

6. Le mot bonne signifie le pouvoir de mur de distinguer entre les protons et les autres particules.

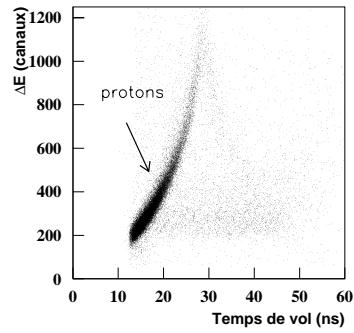


FIG. 4.4 – Le spectre ΔE -temps de vol donné par les barreaux horizontaux du double mur de scintillants pour les événements où $M_{inv} \in [450 \text{ MeV}, 650 \text{ MeV}]$, M_{inv} étant mesurée par la boule BGO.

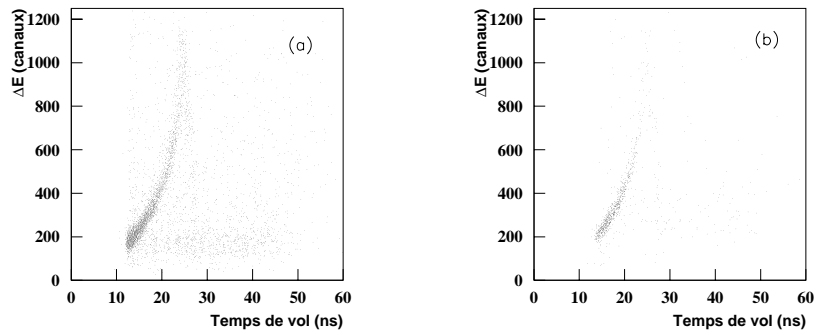


FIG. 4.5 – Le spectre ΔE -temps de vol donné par les barreaux verticaux du double mur de scintillants. a) Tous les événements. b) Les événements où M_{inv} de la boule BGO $\in [450 \text{ MeV}, 650 \text{ MeV}]$.

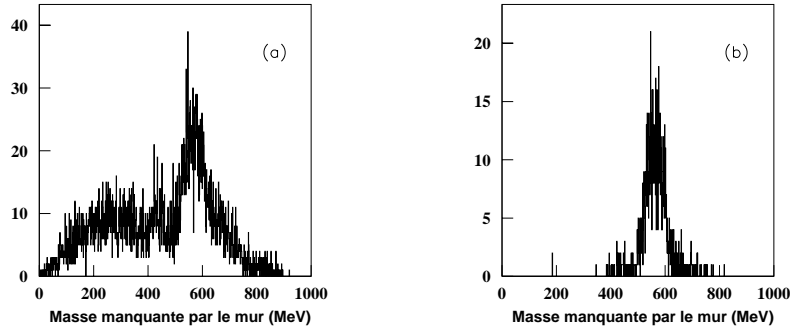


FIG. 4.6 – Le spectre de masse manquante calculé à partir des variables cinématiques mesurées par le double mur de scintillants pour tous les événements (spectre a) et pour les événements où $M_{inv} \in [450, 650] MeV$ (spectre b).

La distribution de la masse manquante est montrée sur la figure 4.6. On voit un pic étroit à l'emplacement de la masse du η correspondant à la réaction à deux corps $\gamma p \rightarrow \eta p$. Le pic est superposé à une structure plus large due aux réactions à trois corps. En mettant une fenêtre sur la masse invariante du η mesurée par la boule BGO, le fond sous le pic disparaît.

4.3.4 Identification avec la boule BGO

La boule BGO a une bonne résolution en énergie dans la détection des γ de haute énergie et une granularité assez bonne pour déterminer avec une précision angulaire de l'ordre de $\pm 5\%$ les directions en θ et ϕ de ces γ .

a) Identification de mésons par la masse invariante

Intéressons-nous d'abord aux modes de désintégrations en deux, six ou en général en n γ des mésons. Supposons que ces γ aient été détectés par la boule BGO et que leurs quantités de mouvement et leurs énergies ont été mesurées, de façon à avoir pour le γ n^o i la quantité de mouvement \vec{p}_i et l'énergie E_i . La masse invariante est calculée d'après la relation suivante:

$$M_{inv} = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^n E_i\right)^2 - \left(\sum_{i=1}^n \vec{p}_i\right)^2} \quad (4.4)$$

En appliquant cette relation aux événements expérimentaux où deux ou six *cluster* neutres ont été détectés dans la boule BGO, on trouve deux pics aux emplacements des masses des mésons π^0 et η . Mais il y a en plus un fond dû essentiellement à la détection fréquente de deux γ provenant de la désintégration de particules différentes (cf. figure 4.7 à gauche).

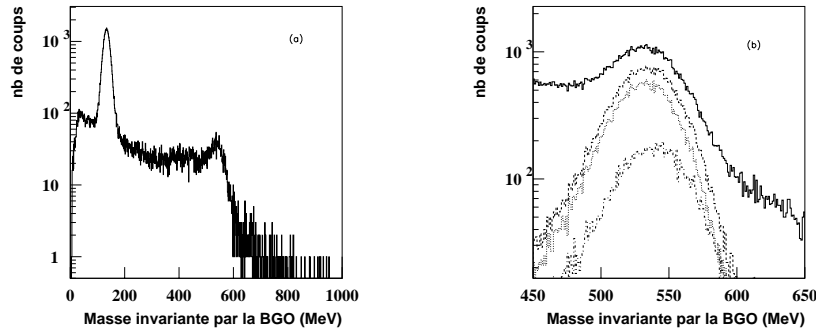


FIG. 4.7 – (a) Le spectre de masse invariante de la boule BGO avec cible pleine et pour $E_\gamma \in [0, 7 - 1, 1] \text{ GeV}$. (b) Un spectre similaire dans la région du η . Les courbes en pointillé sont obtenues lorsqu'on exige qu'une particule chargée soit détectée, soit par le tonneau (la plus basse parmi les trois), soit par le mur (celle du milieu) et soit par l'un ou l'autre (celle du haut).

Nous portons dans la figure 4.7 à droite la partie du spectre voisine de la masse du η . En trait continu, il n'y a aucune condition sur l'existence d'une particule chargée corrélée aux *clusters* neutres détectés. Dans ce cas, il y a un fond important superposé au pic provenant de la désintégration du η . Les courbes en pointillé sont obtenues lorsqu'on exige qu'une particule chargée ait été détectée soit par le tonneau (la plus basse parmi les trois), soit par le mur (celle du milieu), soit par l'un ou l'autre (celle du haut). Ce nettoyage du fond avec simplement l'exigence d'une particule chargée détectée soit par le tonneau soit par le mur montre la grande sélectivité de notre dispositif expérimental. En fait, l'exigence d'une particule chargée détectée par le tonneau ou le mur implique aussi bien la provenance de la cible que la présence d'une particule chargée corrélée.

b) Identification de la réaction par la boule BGO

La mesure des énergies et des angles de deux γ (ou 6γ) par la boule BGO permet non seulement de calculer la masse invariante mais aussi l'énergie cinétique et les angles de la particule associée à cette masse. On se retrouve dans un cas similaire à celui du double mur et on peut alors calculer la masse manquante dans l'hypothèse d'une réaction à deux corps.

$$M_X^2 = \left[E_\gamma + M_p - \sum_{i=1}^n E_{\gamma i} \right]^2 - \left[\vec{P}_\gamma - \sum_{i=1}^n \vec{P}_{\gamma i} \right]^2 \quad (4.5)$$

La figure 4.8 montre un spectre de masse manquante calculé par la boule BGO par la formule 4.5.

Ainsi, quand on sélectionne par une fenêtre sur la masse invariante la masse du méson π^0 ou du méson η , un pic sera trouvé dans le spectre de la masse manquante (cf. figure 4.8)

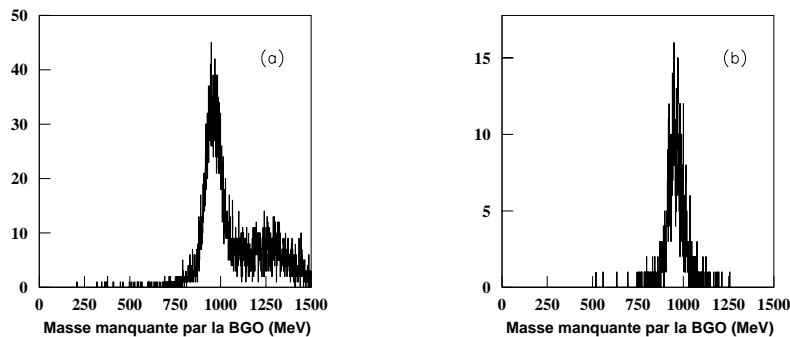


FIG. 4.8 – *Le spectre de masse manquante calculée à partir des variables cinématiques mesurées par la boule BGO pour tous les événements (spectre a) et pour les événements où $M_{inv} \in [450, 650] MeV$ (spectre b).*

tombant à l'emplacement de la masse du proton. Ce pic correspond à la réaction à deux corps de photoproduction du méson et le fond sous-jacent correspond à des réactions à plusieurs corps.

4.3.5 Critères adoptés dans l'identification de la réaction

Il faut distinguer entre deux cas principaux: le cas où le proton de recul de la réaction de photoproduction est détecté par le double mur de scintillants ($\theta \leq 25$ degrés) et le cas où il est détecté par le tonneau de scintillants et la boule BGO.

a) Le proton de recul dans le double mur

Nous sélectionnons les événements pour lesquels il y a deux ou six *clusters* neutres dans la boule BGO et un proton détecté dans le double mur. Ainsi nous traitons le cas de photoproduction de η en cherchant à identifier le η à l'aide de son mode de désintégration en deux ou six γ .

Nous identifions dans ce cas le proton en utilisant ses coordonnées dans le plan (ΔE , temps de vol) du double mur de scintillants: l'événement est sélectionné si ses coordonnées tombent à l'intérieur du contour encadrant la raie caractéristique des protons. Ensuite, nous calculons la masse manquante dans la réaction en utilisant les angles θ et ϕ et l'énergie E_p du proton.

De même, nous calculons la masse invariante correspondant aux deux ou six *clusters* neutres pour identifier les événements pour lesquels les *clusters* proviennent d'un méson η : la masse invariante doit tomber dans une fenêtre de 100 MeV autour de la valeur de la masse de η . Aussi, nous calculerons la masse manquante de la réaction à partir des angles et des énergies des deux ou six *clusters*.

Il suffit alors de porter le point représentatif de l'événement dans la figure bidimensionnelle de la masse manquante déduite du double mur en fonction de la masse manquante déduite de la boule BGO. Comme les angles ϕ du proton de recul et du méson η n'ont pas été exploités

dans ces déterminations cinématiques, on exige que ces angles soient supplémentaires selon la cinématique à deux corps à l'intérieur d'une plage $\Delta\phi$ de ± 40 degrés.

Sur la figure 4.9, nous avons porté:

- en (a), le spectre de la masse invariante correspondant aux deux ou six *clusters* neutres détectés dans la boule BGO. On y voit essentiellement deux pics correspondant aux deux mésons π^0 et η . Il suffira dans l'analyse de mettre une fenêtre sur la masse invariante pour sélectionner les événements où un π^0 ou un η a été détecté par la boule BGO,
- en (b), le spectre bidimensionnel (ΔE , temps de vol) pour les particules détectées par le double mur. Dans toute notre analyse, nous avons sélectionné les événements où une seule particule a été détectée par le double mur. De tels événements représentent environ 95% de la totalité des événements mesurés. On voit sur le spectre la raie caractéristique des protons. En encadrant cette raie par un contour et en exigeant que la particule chargée détectée soit à l'intérieur du contour, on élimine les événements où la particule détectée par le mur est un neutron ou un proton d'un événement fortuit (c'est-à-dire, où le proton n'est pas corrélé à l'électron détecté par le système d'étiquetage),
- en (c), le spectre bidimensionnel le plus significatif pour la sélection de la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. En abscisse, il y a la masse manquante M_X de la réaction $\gamma p \rightarrow M_{inv} M_X$ calculée à partir de l'énergie du γ incident donnée par l'étiquetage et l'angle et l'énergie de la particule associée à la masse invariante déduite de deux ou six γ détectés par la BGO. En ordonnée, il y a le spectre de la masse manquante M_{manq} de la réaction $\gamma p \rightarrow M_{manq} p$ obtenue d'après l'étiquetage et les caractéristiques cinématiques du proton données par le double mur. Sur cette figure (c), les événements sont représentés sans aucune coupure. On voit clairement les événements des trois réactions favorisées par le *trigger* de l'expérience ($\gamma p \rightarrow \pi^0 p$, $\gamma p \rightarrow \eta p$, $\gamma p \rightarrow \pi^0 \pi^0 p$) tomber dans des régions différentes du plan de représentation. Les événements correspondant à la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$ forment une tâche assez concentrée autour du lieu de la réaction à deux corps définie par $M_X = M_p = 938$ MeV et $M_{manq} = M_\eta = 548$ MeV. Les événements correspondant à la réaction $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ forment une tâche allongée autour de leur lieu donné par $M_X = M_p = 938$ MeV et $M_{manq} = M_{\pi^0} = 140$ MeV. La forme allongée est due à une moins bonne résolution en temps de vol du mur qu'en cas de la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$, parce que l'énergie des protons est plus élevée dans la réaction $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ que dans la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$, où on est proche du seuil. Les événements correspondant à la réaction $\gamma p \rightarrow \pi^0 \pi^0 p$ se distribuent autour d'une ligne $M_{manq} = f(X)$ correspondant à la réaction à trois corps. Quand on sélectionne le η dans la BGO par une fenêtre sur sa masse invariante dans le spectre (a) et le proton dans le mur par un contour autour de la raie caractéristique dans la figure (b), on obtient dans le plan (c) les événements de la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$ sans bruit de fond, ce qui facilite énormément la suite de l'analyse (voir l'encadré dans la partie (c)).

b) Le proton de recul dans le tonneau de scintillants et la boule BGO

Dans ce cas, nous sélectionnons les événements comportant deux ou six *clusters* neutres et un cluster chargé dans la boule BGO et aucun barreau touché du double mur. La procédure

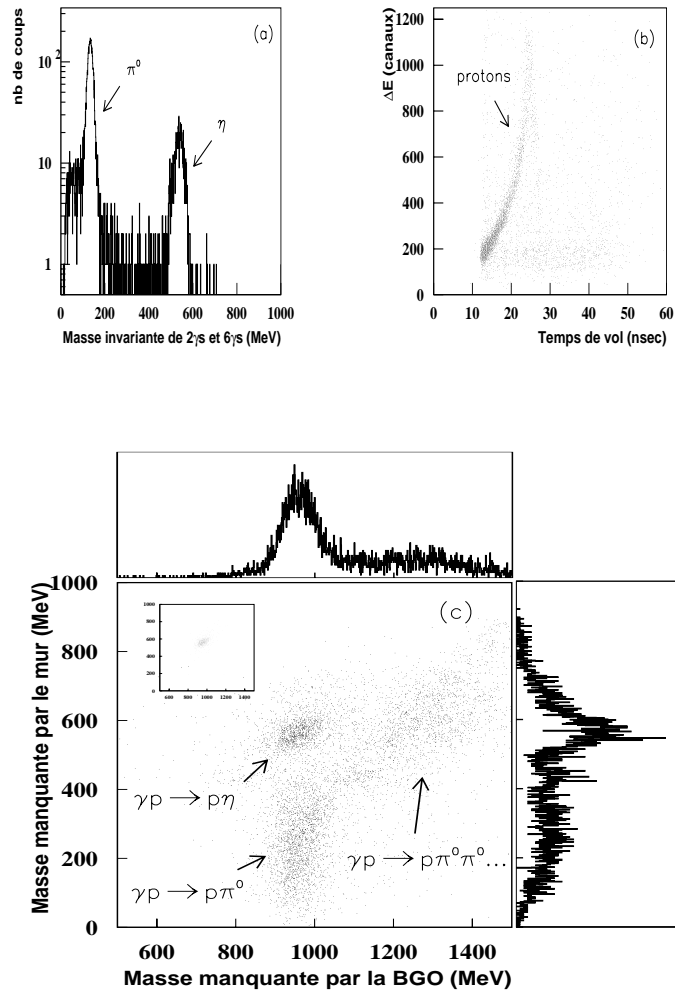


FIG. 4.9 – Identification des réactions dans le cas où le proton de recul tombe dans le mur. a) Spectre de masse invariante calculée à partir des variables cinématiques mesurées par la boule BGO. b) Spectre ΔE -temps de vol du mur de scintillants horizontal. c) Spectre bidimensionnel de la masse manquante calculée à partir des variables cinématiques mesurées par le double mur de scintillants et le système d'étiquetage et de la masse manquante calculée à partir des variables cinématiques mesurées par la boule BGO et le système d'étiquetage, avec les projections en face. On remarque que même sans coupure la séparation des deux réactions $\gamma p \rightarrow \eta p$ et $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ est très claire. Quand on effectue une coupure dans la figure (a) pour sélectionner le η et une coupure dans la figure (b) pour sélectionner la raie de protons, le spectre bidimensionnel est alors nettoyé du fond (voir l'encadré).

de traitement des deux ou six *clusters* neutres est identique au cas précédent, ce qui permet de déterminer la masse invariante pour sélectionner le η et la masse manquante pour sélectionner la réaction. Aussi, nous calculons à partir des *clusters* neutres les valeurs des angles θ et ϕ du proton de recul associé à la photoproduction d'un méson η et les comparons aux angles θ et ϕ du *cluster* chargé qui est supposé être le proton de recul détecté par le tonneau et la boule BGO. Nous mettons une fenêtre de ± 40 degrés sur la différence des angles ϕ calculée et mesurée et nous portons le point représentatif de l'événement dans la figure bidimensionnelle finale de la masse manquante déduite des *clusters* neutres en fonction de la différence des angles θ calculée et mesurée.

Sur la figure 4.10, nous avons porté:

- en (a), le spectre de masse invariante correspondant aux deux ou six *clusters* neutres détectés dans la boule BGO. On y voit les deux pics correspondant aux masses de π^0 et η , comme dans le cas précédent quand le proton était émis vers l'avant,
- en (b), le spectre de la différence de l'angle ϕ_p du proton de recul de la réaction à deux corps $\gamma p \rightarrow M_{\text{inv}} p$ (calculé à partir de l'énergie du γ et des caractéristiques cinématiques de la particule associée à la masse invariante mesurées par la boule BGO) et de l'angle ϕ_{cluster} du *cluster* de la boule BGO correspondant à une particule chargée. Le pic observé dans cette figure correspond aux événements des réactions à deux corps $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ et $\gamma p \rightarrow \eta p$,
- en (c), le spectre bidimensionnel ayant en abscisse la masse manquante donnée par la réponse de la boule BGO comme dans le cas de la figure 4.9 et ayant en ordonnée la différence de l'angle θ_{calc} calculé et θ_p (comme pour ϕ_{calc} et ϕ_p). Il est clair que dans le cas présent (proton dans le tonneau), nous n'avons pas une détermination du proton de recul aussi bonne que dans le cas où le proton est détecté dans le mur. Cependant, le spectre bidimensionnel est suffisant pour isoler à l'intérieur d'une tâche assez concentrée autour de $M_X = 938$ MeV et $Y = 0$ les événements correspondant aux réactions à deux corps. Quand on sélectionne le η par une fenêtre dans le spectre (a) et la réaction à deux corps par une fenêtre autour du pic de la figure (b), on obtient (voir l'encadré dans (c)) une sélection de la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$ sans bruit de fond. Il en est autrement pour la réaction $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ qui se superpose à un fond de réactions à trois corps $\gamma p \rightarrow p \pi^0 x$. On peut alors se poser la question si, dans le cas où le proton de recul de la réaction $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ est émis dans le tonneau, on peut avoir une bonne identification de cette réaction. C'est pour répondre à cette question que nous présentons la figure 4.11, où nous montrons que la réaction à deux corps $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ se détache du fond de la réaction à trois corps dans la figure (c). Dans cette figure nous avons déjà effectué la sélection de π^0 dans la figure (a) et la réaction à deux corps par la fenêtre autour du pic principal dans la figure (b).

4.3.6 Événements vrais et événements fortuits

Nous avons déjà vu dans notre expérience, qu'il y avait trois déclenchements possibles donnés par trois types d'événements: événements physiques, événements spaghettis et événements moniteurs. Des mesures de temps étaient effectuées avec un signal *start* provenant du système d'étiquetage et des signaux *stop* délivrés par tous les détecteurs excepté les chambres à fil.

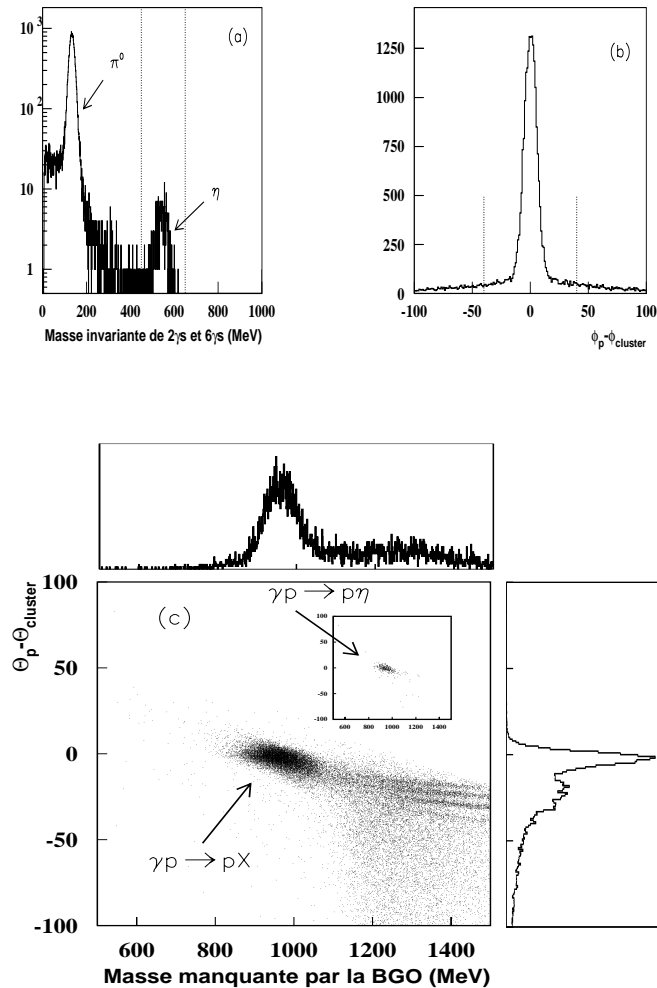


FIG. 4.10 – Identification de la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$ dans le cas où le proton de recul tombe dans le tonneau de scintillants. a) Spectre de la masse invariante calculée à partir des variables cinématiques mesurées par la boule BGO. b) Spectre de la différence entre l'angle ϕ_{proton} calculé à partir de la boule BGO et le système d'étiquetage (en supposant que la réaction est une réaction à deux corps) et l'angle ϕ_{cluster} du cluster chargé. c) Spectre bidimensionnel de la différence entre l'angle θ_{proton} calculé à partir de la boule BGO et le système d'étiquetage (en supposant que la réaction est une réaction à deux corps) et l'angle θ_{cluster} du cluster chargé, et de la masse manquante calculée à partir de la boule BGO et le système d'étiquetage, avec les projections en face. Dans un encadré, on voit le même spectre bidimensionnel après avoir effectué une sélection du η dans la figure (a) et une sélection du pic principal dans la figure (b).

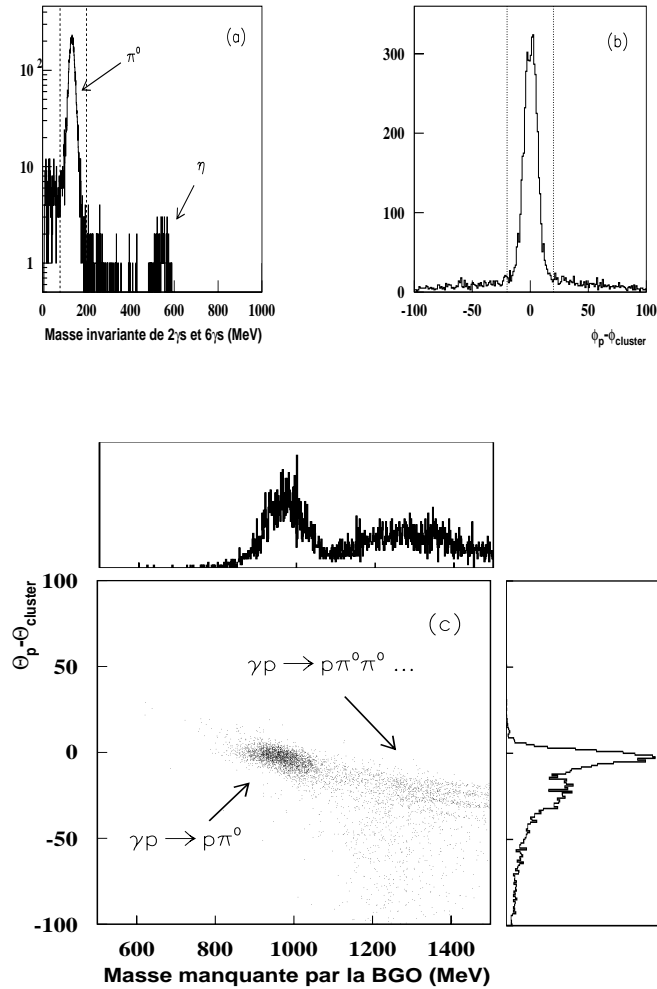


FIG. 4.11 – Identification de la réaction $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ dans le cas où le proton de recul tombe dans le tonneau de scintillants. a) Spectre de la masse invariante calculée à partir des variables cinématiques mesurées par la boule BGO. b) Spectre de la différence entre l'angle $\phi_{p^{proton}}$ calculé à partir des variables cinématiques mesurées par la boule BGO et le système d'étiquetage (en supposant que la réaction est une réaction à deux corps) et l'angle $\phi_{p^{cluster}}$ du cluster chargé. c) Spectre bidimensionnel de la différence entre l'angle $\theta_{p^{proton}}$ calculé à partir des variables cinématiques mesurées par la boule BGO et le système d'étiquetage (en supposant que la réaction est une réaction à deux corps) et l'angle $\theta_{p^{cluster}}$ du cluster chargé, et de la masse manquante calculée à partir de la boule BGO et du système d'étiquetage, avec les projections en face. On observe une séparation claire entre la réaction $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ et les réactions à plusieurs corps et notamment $\gamma p \rightarrow \pi^0 \pi^0 p$.

Le signal *start* provenant du système d'étiquetage est en fait une triple coïncidence entre les scintillants 0, 9 et l'un quelconque des huit petits scintillants (cf. figure 2.10). Le front de montée du signal *start* est synchronisé à un point de la phase d'une période de la RF de l'anneau de l'ESRF en coïncidence avec le signal donné par le scintillant 0.

Le signal *stop* de l'événement physique est pris sur le signal de l'énergie totale résultant de la sommation des signaux donnés par tous les cristaux de la BGO à l'aide d'un discriminateur d'amplitude dont le seuil a été réglé à environ 200 MeV.

Le signal *stop* de l'événement *spaghetti* est dérivé du signal d'énergie totale donnée par ce détecteur à l'aide d'un discriminateur à fraction constante.

Le signal *stop* de l'événement moniteur est obtenu par une coïncidence entre le 2^{ème} et le 3^{ème} scintillants et une anticoïncidence avec le premier, le front de montée étant déterminé par celui du signal provenant du 3^{ème} scintillant.

On sait qu'il y a deux problèmes rencontrés en cas de comptage élevé: l'empilement et les événements fortuits.

L'empilement⁷ ne se produit d'une façon gênante que pour le détecteur *spaghetti* qui compte de l'ordre de $1 \text{ à } 2 \times 10^6$ par seconde et dont la largeur du signal dépasse les 10 nsec. Les détecteurs 0 et 9 du système d'étiquetage sont extrêmement rapides et leurs éventuels empilements sont résolus dans l'analyse hors ligne grâce aux huit petits scintillants qui sont en coïncidence avec eux.

Les événements fortuits sont les événements pour lesquels le signal *start* et le signal *stop* ne sont pas générés par le couple d'électron et de γ associés et corrélés en temps et en énergie. Donnons deux types d'événements fortuits caractéristiques:

- un signal *stop* provient d'un détecteur de la salle de physique. On a perdu l'électron de l'étiquetage associé au γ qui lui a donné naissance. Mais c'est un autre électron, dont le γ correspondant n'a pas donné d'événement dans la salle physique, qui a produit le *start*. Appelons ce type d'événements type I,
- un signal *start* de l'étiquetage associé au signal *stop* provenant de la salle de physique a été précédé par un autre signal. Il en résulte une valeur de temps mesuré supérieure à celle de l'événement vrai. Appelons ce type d'événements type II.

Les deux types d'événements fortuits décrits ci-dessus ont lieu à l'intérieur de la fenêtre en temps de la coïncidence entre le système d'étiquetage et le détecteur de la salle de physique ayant généré le signal *stop*.

Illustrons ces deux types d'événement sur la figure 4.12, avec un *stop* donné par le moniteur de la salle de physique. Sur la figure 4.12 nous avons porté la fenêtre de coïncidence entre le moniteur et l'étiquetage, qui est un signal assez large synchronisé au signal *stop* du moniteur. On voit au milieu de cette fenêtre la position du signal *start* (en trait continu) associé au signal *stop* pour les événements vrais. Les événements fortuits de types I donnent les signaux *start* (dessinés en tiret) qui se trouvent à gauche, en dessous et à droite du *start* des événements vrais, tandis que les événements fortuits du type II ont leur *start* seulement à gauche de la position du *start* vrai.

7. Chevauchement dans le même détecteur de deux signaux très proches dans le temps.

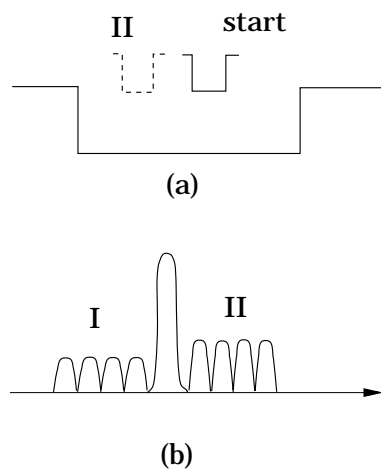


FIG. 4.12 - (a) Position du start des événements fortuits et vrais dans la fenêtre de coïncidence. (b) Spectre TDC du moniteur.

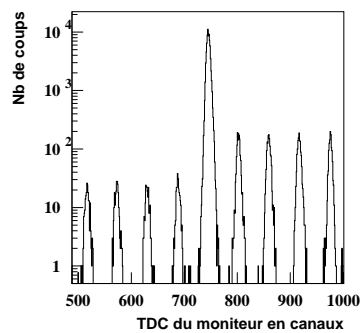


FIG. 4.13 - Spectre TDC du moniteur pour les événements réels.

Cible	Période 1	Période 2	Période 3	Totale
Pleine	14,09	8,12	35,83	58,04
Vide	1,05	0,36	3,93	5,33

TAB. 4.2 – La quantité de données enregistrées sur les bandes pour les trois périodes en Giga-Octets.

Sur la figure 4.13, on voit un spectre de temps mesuré pour le moniteur. On reconnaît le pic principal composé essentiellement d'événements vrais et d'une petite partie d'événements fortuits du type I. Les événements fortuits de type I se trouvent dans les pics à gauche du pic principal. Les événements fortuits du type II se trouvent à droite superposés à des événements du type I. Il faut noter que les événements fortuits du type II correspondent à des événements vrais perdus en raison de l'arrivée d'un signal fortuit avant le *start* vrai.

Il ressort de ce qui précède que pour tout détecteur de la salle physique en coïncidence avec l'étiquetage et doté d'une mesure de temps, on doit :

- estimer l'effet de la contamination des événements vrais du pic principal par une composante d'événements fortuits du type I. Le pourcentage de tels événements dans le pic principal a été de 0,5 % pour le moniteur, le mur de scintillant et la boule BGO,
- estimer le nombre d'événements du type II, pour en corriger le nombre d'événements vrais, en vue de remonter aux nombres absolus. Cette correction, qui est liée à la largeur de la fenêtre de coïncidence pour le détecteur en question, est de l'ordre de 6 % pour le moniteur et de 10 % pour la boule BGO et le mur de scintillants.

4.3.7 Déroutement de l'expérience

L'expérience a commencé au mois d'octobre 1996 et s'est étalée sur trois périodes: 1) octobre-novembre 1996, 2) janvier-février 1997 et 3) avril-mai 1997. Le but de l'expérience était l'étude de la photoproduction du méson η . Le tableau 4.2 montre la quantité de données enregistrée sur les bandes magnétiques pour les trois périodes.

Le *trigger* choisi était le **ET** entre un signal venant du système d'étiquetage et un signal venant de la boule BGO. Le signal venant du système d'étiquetage était une coïncidence entre trois signaux (voir paragraphe 2.4): i) un signal du scintillant N⁰ 0 mis en phase avec la RF de l'accélérateur et puis validé par lui même, ii) un signal du scintillant N⁰ 9 et iii) un signal **OU** des huit petits scintillants. Le signal venant de la boule BGO était un signal de sortie d'un discriminateur qui permettait de mettre un seuil sur la somme des ADCs de tous les cristaux de la boule BGO. Ce seuil était de l'ordre de 200 MeV.

Ce *trigger* favorise la photoproduction du méson η mais permet aussi d'étudier la photoproduction du méson π^0 , de deux π^0 et de la diffusion Compton.

On rappelle que trois types d'événements sont présents: les événements BGO, les événements moniteurs et les événements *spaghettis*. En outre trois séquences de polarisation sont présentes pour les différents types d'événements: polarisation 1 qui correspond à une polarisation horizontale du faisceau laser, polarisation 2 qui correspond à une polarisation verticale du faisceau laser et Bremsstrahlung qui correspond au rayonnement de freinage de la machine et où le laser est éteint.

Pol.	I_e - [mA]	Système d'étiquetage [$\times 10^3$]								moniteur	OU [$\times 10^6$] (tagging)	trigger	spag*tagg [$\times 10^3$]
		73	59	49	43	39	32	21	10				
Brem	170,5	73	59	49	43	39	32	21	10	138	0,09	51	4,66
1	175	1332	1252	1313	1495	878	316	197	134	75477	3,34	153	2303
2	168	1296	1221	1278	1453	847	305	189	129	71063	3,25	178	2219

TAB. 4.3 – Le nombre de coups sur les différents scintillants du système d'étiquetage ainsi que sur le moniteur et le détecteur d'arrêt total. Le nombre de triggers par seconde est montré dans l'avant dernière colonne pour chaque type de polarisation.

le tableau 4.3 nous montre pour un *run* de la période avril-mai 1997 le nombre de coups sur chaque scintillant du système d'étiquetage ainsi que sur le moniteur et le détecteur d'arrêt total pour les trois types de séquences et en fonction de l'intensité du faisceau d'électrons. L'avant dernière colonne de ce tableau montre le *trigger* en coups par seconde.

L'analyse des données, comme on l'a vu tout le long de ce chapitre, passe par une chaîne de trois programmes (*decode*, *prean* et *greta*) qui produisent des réductions successives. A la sortie du programme *greta* la sélection des événements est effectuée en utilisant un certain nombre de critères:

- la masse invariante calculée à partir des variables cinématiques mesurées par la boule BGO tombe à l'intérieur d'une fenêtre de $M_{inv} \in [450, 650]$ MeV,
- deux ou six *clusters* neutres de la boule BGO sont touchés,
- le nombre de particules chargées dans le système de détection est plus petit ou égal à un,
- la différence entre le ϕ_p et le ϕ_η est de 180° à $\pm 40^\circ$.

Le nombre d'événements à la sortie du programme *greta* est montré sur le tableau 4.4:

Nous avons groupé les événements en six intervalles d'énergie incidente qui correspondent aux douze intervalles du spectre Compton ce qui donne pour chaque valeur deux intervalles du système d'étiquetage. Les six valeurs d'énergie incidente sont: 739, 808, 867, 929, 990 et 1049 MeV.

En tenant compte des critères d'identification de la réaction (cf. paragraphe 4.3) et des coupures qui en découlent, le nombre d'événements total se réduit comme il est montré sur le tableau 4.5 qui donne le nombre d'événements après les coupures d'identification par énergie et par nombre de *cluster*.

Le nombre de Giga-Octets de données brutes traitées est de 58,04 Go (cf. tableau 4.2). Le nombre de η total après les coupures est de 161 520 événements, ce qui fait 2783 η/Go .

Ce chiffre nous paraît utile pour guider les physiciens de GRAAL dans des futures expériences surtout quand ils aborderont les désintégrations du η .

Condition	Nombre d'événements
2 γ ou 6 γ dans la bgo une particule chargée au moins détectée $\Delta\phi = 180^0 \pm 40^0$	374 990
2 γ ou 6 γ dans la bgo une seule particule chargée détectée $\Delta\phi = 180^0 \pm 40^0$	220 659
2 γ dans la bgo une seule particule chargée détectée $\Delta\phi = 180^0 \pm 40^0$	192 018
6 γ dans la bgo une seule particule chargée détectée $\Delta\phi = 180^0 \pm 40^0$	28 641
2 γ ou 6 γ dans la bgo une seule particule chargée détectée dans le mur $\Delta\phi = 180^0 \pm 40^0$	166 690
2 γ ou 6 γ dans la bgo une seule particule chargée détectée dans le tonneau $\Delta\phi = 180^0 \pm 40^0$	220 659

TAB. 4.4 – Le nombre d'événements pour différentes conditions pour les événements cible pleine. On remarque par exemple que le pourcentage d'événements dans le cas où le proton est dans le mur est de 76%.

Intervalle	Nombre de clusters	Nombre de η
1 739 MeV	2 γ	23 303
	6 γ	3 213
2 808 MeV	2 γ	29 635
	6 γ	4 315
3 867 MeV	2 γ	38 987
	6 γ	5 703
4 929 MeV	2 γ	21 696
	6 γ	3 170
5 990 MeV	2 γ	16 067
	6 γ	2 442
6 1049 MeV	2 γ	11 364
	6 γ	1 625
Total	2 γ	141 052
	6 γ	20 468
	2 γ + 6 γ	161 520

TAB. 4.5 – Le nombre de η pour les différents intervalles d'énergie après les coupures d'identification.

Chapitre 5

Résultats et discussion

Le chapitre précédent décrit la procédure d'identification de la réaction $p(\gamma, \eta p)$. Dans ce chapitre on expose la méthode utilisée pour l'extraction de l'observable Σ et puis l'interprétation théorique des résultats obtenus en utilisant le modèle isobarique et l'analyse nodale.

5.1 Calcul de l'observable d'asymétrie faisceau Σ

La section efficace différentielle, pour un faisceau polarisé linéairement et en supposant qu'on ne mesure pas la polarisation du proton de la cible ni celle du proton du recul, s'écrit de la façon suivante (voir section 1.2.2):

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{\text{polarisée}} = \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{\text{non polarisée}} (1 - P_\gamma \Sigma \cos 2\phi) \quad (5.1)$$

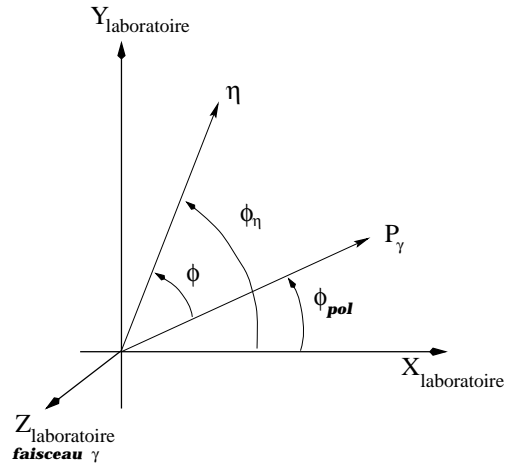
où

- $\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{\text{polarisée}}$ est la section efficace différentielle pour un faisceau polarisé,
- $\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{\text{non polarisée}}$ est la section efficace différentielle sans polarisation,
- P_γ est la polarisation linéaire du faisceau γ
- ϕ est l'angle donné sur la figure 5.1

D'après cette figure:

$$\phi = \phi_\eta - \phi_{\text{pol}} \quad (5.2)$$

Si le faisceau est polarisé horizontalement suivant l'axe des $x \implies$ l'angle $\phi = \phi_\eta$
 Si le faisceau est polarisé verticalement suivant l'axe des $y \implies$ l'angle $\phi = \phi_\eta - \frac{\pi}{2}$
 et l'équation 5.1 devient:
 pour un faisceau polarisé horizontalement:

FIG. 5.1 - Représentation des angles azimutaux ϕ .

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{\text{polarisée}}^{\rightarrow} = \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{\text{non polarisée}} (1 - P_{\gamma} \Sigma \cos 2\phi_{\eta}) \quad (5.3)$$

et pour un faisceau polarisé verticalement :

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{\text{polarisée}}^{\uparrow} = \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{\text{non polarisée}} (1 + P_{\gamma} \Sigma \cos 2\phi_{\eta}) \quad (5.4)$$

Expérimentalement, tous les événements identifiés comme appartenant à la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$, ont été classés selon les valeurs de l'énergie incidente E_{γ} et selon l'angle $\theta_{\eta}^{\text{cm}}$ du méson η , en vue d'une comparaison ultérieure avec les modèles théoriques.

Nous avons pris six intervalles en énergie incidente centrés sur les valeurs 739, 808, 867, 929, 990 et 1049 MeV avec des largeurs de ± 20 MeV ($\sigma_{E_{\gamma}}$) et sept intervalles en $\theta_{\eta}^{\text{cm}}$ centrés sur les valeurs 13, 39, 64, 90, 116, 141 et 167 degrés et de largeurs $\pm 7,4$ degrés. Il y a ainsi 42 combinaisons d'intervalles ($E_{\gamma}, \theta_{\eta}^{\text{cm}}$).

Les intervalles n'ont pas été choisis au hasard. En effet plusieurs raisons sont à l'origine de ce choix parmi elles :

- le nombre de scintillants du système d'étiquetage sur lesquelles s'étale le spectre Compton sont au nombre de 12. La statistique par scintillant n'est pas suffisante pour prendre un intervalle par scintillant,
- le nombre d'intervalles en $\theta_{\eta}^{\text{cm}}$ doit être impair pour pouvoir extraire l'asymétrie autour de 90° ,
- il n'y a pas de variation brusque de l'asymétrie. En effet, dans le domaine d'énergie allant du seuil à 1100 MeV la dépendance des termes non-résonants en énergie est monotone et la réaction (surtout près du seuil) est dominée par la S_{11} ,
- ...

Pour chaque combinaison caractérisée par un couple de valeurs $(E_\gamma, \theta_\eta^{\text{cm}})$, nous avons utilisé les événements correspondants pour tracer deux histogrammes en ϕ , l'un pour les événements associés aux séquences où la polarisation du faisceau était horizontale et l'autre pour les événements avec polarisation verticale. Les parties (a) et (b) de la figure 5.2 donnent un exemple de tels histogrammes.

Pour résumer toutes les considérations, données ci-dessus, nous avons exprimé les distributions, tracées dans les histogrammes pour chaque valeur de couple $(E_\gamma, \theta_\eta^{\text{cm}})$, avec leur dépendance explicite en ϕ ainsi:

$$\frac{dN^\rightarrow}{d\phi_\eta} = K \times \varepsilon(\phi_\eta) \times (1 - P_\gamma \Sigma \cos 2\phi_\eta) \quad (5.5)$$

$$\frac{dN^\uparrow}{d\phi_\eta} = K \times \varepsilon(\phi_\eta) \times (1 + P_\gamma \Sigma \cos 2\phi_\eta) \quad (5.6)$$

les grandeurs suivantes dépendent toutes de E_γ et θ_η^{cm} :

- $\frac{dN^\rightarrow}{d\phi_\eta}$ et $\frac{dN^\uparrow}{d\phi_\eta}$ sont les distributions azimutales pour les polarisations horizontale et verticale respectivement,
- K est la section efficace différentielle non polarisée,
- $\varepsilon(\phi_\eta)$ est l'efficacité dépendant aussi de l'angle ϕ_η .

En faisant la somme membre à membre des deux équations 5.5 et 5.6, on obtient l'équation suivante:

$$\frac{dN^\rightarrow + dN^\uparrow}{d\phi_\eta} = 2 \times K \times \varepsilon(\phi_\eta) \quad (5.7)$$

qui est représentée dans la partie (c) de la figure 5.2. Elle nous donne l'efficacité $\varepsilon(\phi_\eta)$.

On peut alors diviser membre à membre chacune des équations 5.5 et 5.6 par l'équation 5.7, on obtient:

$$\frac{dN^\rightarrow}{dN^\rightarrow + dN^\uparrow} = \frac{1}{2} \times (1 - P_\gamma \Sigma \cos 2\phi_\eta) \quad (5.8)$$

$$\frac{dN^\uparrow}{dN^\rightarrow + dN^\uparrow} = \frac{1}{2} \times (1 + P_\gamma \Sigma \cos 2\phi_\eta) \quad (5.9)$$

où P_γ est la même dans les états de polarisation du faisceau. Ces dernières équations signifient que les histogrammes représentant les membres à gauche (parties (d) et (e) de la figure 5.2) peuvent être lissés par les expressions qui se trouvent dans les membres de droite.

La sinuosïde obtenue pour chaque état de polarisation est très claire. On pourra lisser¹ les distributions azimutales dans les deux états de polarisation par des fonctions de type $(a^\rightarrow -$

1. fit en anglais

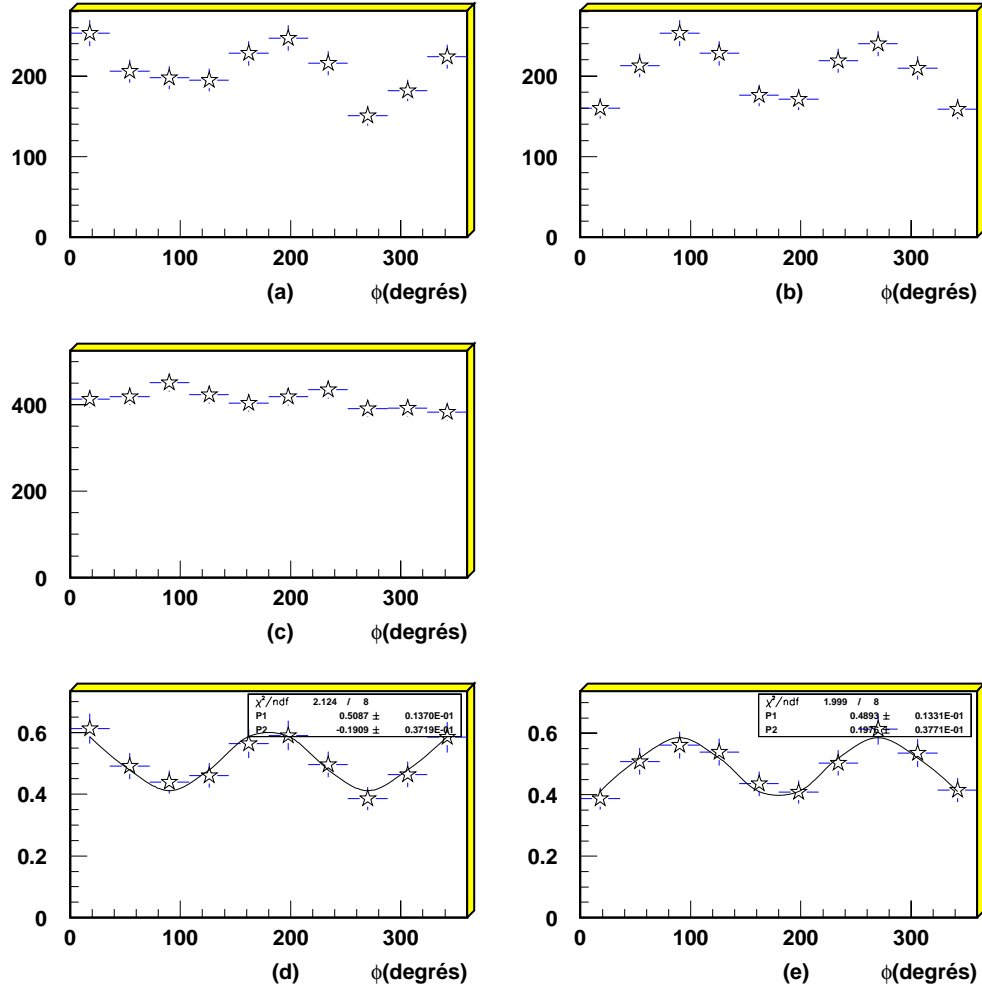


FIG. 5.2 - La distribution azimutale $\frac{dN}{d\phi_n}$ (en ordonnée) en fonction de ϕ_n (en abscisse) pour la réaction $p(\gamma, pn)$ pour $\theta_n^{cm} = 116^\circ$ et $E_\gamma = 867$ MeV. L'histogramme (a) correspond à une polarisation horizontale du faisceau, celui de (b) à une polarisation verticale du faisceau et (c) est la somme des deux histogrammes (a) et (b). La division de l'histogramme (a) et (b) par (c) point par point donne les spectres (d) et (e) respectivement. Cette division permet d'exclure l'efficacité.

$b^{\rightarrow} \cos 2\phi_{\eta}$) et $(a^{\uparrow} + b^{\uparrow} \cos 2\phi_{\eta})$ respectivement. En comparant les valeurs obtenues par les lissages et les équations 5.8 et 5.9, on déduit la valeur de Σ pour un intervalle en $(E_{\gamma}, \cos \theta_{\eta}^{\text{cm}})$:

$$\Sigma = \frac{b^{\uparrow}}{P_{\gamma}} = \frac{b^{\rightarrow}}{P_{\gamma}} \quad (5.10)$$

Ce qui signifie qu'on peut obtenir deux mesures indépendantes de l'asymétrie correspondantes aux deux états de polarisation du faisceau. Expérimentalement, les deux mesures ont données les mêmes asymétries. Une autre méthode pour extraire l'asymétrie est de déphaser la deuxième polarisation de 90° et de l'ajouter à la première polarisation. Dans ce cas la statistique est deux fois plus grande mais le calcul des incertitudes est plus compliqué par le fait que les histogrammes ne sont pas indépendants.

La figure 5.3 montre la dépendance angulaire de l'asymétrie faisceau du η du seuil jusqu'à 1,05 GeV. On remarque d'abord que cette asymétrie faisceau est positive² et significative pour tous les intervalles angulaires et énergétiques et mérite une bonne interprétation que nous tenterons de faire plus loin.

Dans ce qui précède nous avons inclu deux corrections, à savoir, la soustraction d'événements correspondant à la cible vide et la prise en compte d'un fond de faisceau Bremsstrahlung non polarisé. Nous allons les détailler ci-dessous.

5.1.1 Correction cible vide

Nous avons appliqué pour les mesures effectuées avec cible vide la même analyse que celle effectuée en cas de cible pleine. Nous avons constaté qu'à une même intensité de faisceau incident, les événements identifiés comme étant $p(\gamma, \eta p)$ sont dans le rapport 100 à 3,5 quand on passe de cible pleine à cible vide. Si on ajoute à cela le fait que moins de temps (1/6) a été consacré aux mesures avec cible vide à comparer au cas de cible pleine, on comprend facilement que nous ayons une faible statistique en cible vide.

Nous voulions qu'à chaque couple de valeurs $(E_{\gamma}, \theta_{\eta}^{\text{cm}})$ nous puissions soustraire la distribution en ϕ_{η} pour cible vide de celle pour cible pleine en vue de corriger de l'effet de cible vide. Pour cela, il fallait avant d'effectuer la soustraction multiplier la distribution en ϕ_{η} pour cible vide par un facteur 6 (rapport des flux intégrés du faisceau γ). Cette opération amplifierait les effets de fluctuations statistique et créerait des discontinuités après soustraction. Pour éviter une telle difficulté, nous avons pris en cible vide des intervalles en E_{γ} , $\theta_{\eta}^{\text{cm}}$ et ϕ_{η} deux fois plus larges qu'en cible pleine. Ainsi, chaque cellule élémentaire en E_{γ} , $\theta_{\eta}^{\text{cm}}$ et ϕ_{η} pour cible vide est composée de huit cellules élémentaires des mêmes variables pour cible pleine. On additionne les contenus obtenus avec cible vide des 8 cellules élémentaires et on divise ensuite ce contenu par huit avant de le multiplier par six (correction des durées de mesure) et de le soustraire des contenus des huit cellules en cible pleine. Ce faisant, on aura atténué les effets de pauvre statistique en cible vide mais aussi diminué la résolution en variable E_{γ} , $\theta_{\eta}^{\text{cm}}$ et ϕ_{η} . Nous croyons que la résolution reste suffisante en cible vide.

D'autre part, profitant de la connaissance de l'efficacité relative donnée par la figure 5.2 (histogramme (c)) $\varepsilon(\phi_{\eta})$, déjà calculée en cible pleine, nous avons pu superposer les événements

2. Le fait que l'asymétrie est positive ou négative peut exclure ou confirmer la contribution d'une résonance au mécanisme de la réaction.

obtenus avec les deux polarisations en cible vide, après les avoir corrigés du flux et après avoir déphasés leur distribution de $\frac{\pi}{2}$. On a augmenté ainsi d'un facteur deux supplémentaire la statistique dans la distribution en cible vide.

5.1.2 Correction de Bremsstrahlung

En plus du faisceau polarisé produit par rétrodiffusion laser, nous avons une composante produite par Bremsstrahlung (de l'ordre³ de 10^{-3} à 10^{-4}). Rappelons que nos mesures avaient trois séquences dont une sans faisceau laser permettant donc d'avoir un faisceau de Bremsstrahlung pur. Le monitoring du faisceau nous permettait de mesurer le flux de Bremsstrahlung et la durée des séquences et de déduire la composante superposée au faisceau polarisé. Il fallait donc prendre en compte la présence d'une composante de faisceau non polarisée "b" en plus de la composante polarisée "a". Nous pouvons prendre en compte cela en disant que la polarisation " P_γ " est atténuée et a une valeur effective " P'_γ " calculée ainsi:

$$a \times (1 - P_\gamma \Sigma \cos 2\phi_\eta) + b = a' \times (1 - P'_\gamma \Sigma \cos 2\phi_\eta) \quad (5.11)$$

La comparaison des deux expressions montre que:

$$P'_\gamma = \left(1 - \frac{b}{a}\right) P_\gamma \quad (5.12)$$

avec $\frac{b}{a}$ est fonction de l'énergie et donné par le rapport de flux entre la séquence de polarisation et la séquence de Bremsstrahlung.

5.2 Interprétation des résultats

Les résultats que nous présentons ici sont les premiers résultats de l'expérience GRAAL. Ils concernent la photoproduction de mésons η . En utilisant la raie verte du laser argon, nous avons couvert la plage d'énergie allant de 740 à 1050 MeV sur l'étendue de laquelle la polarisation du faisceau varie de 70% à 98%. Les données permettent aussi d'extraire d'autres canaux dont surtout la photoproduction d'un ou de deux pions neutres. Ces derniers canaux avec la photoproduction du η sont identifiés complètement, même avec surdétermination, en analysant essentiellement les γ détectés par la boule BGO et les protons détectés par le mur de scintillants. Nous nous sommes limités dans notre travail ici à analyser et interpréter les résultats de la photoproduction de η . Aussi, nous nous sommes limités à l'étude des asymétries faisceau parce que l'extraction des sections efficaces demandent une étude plus poussée des efficacités des différents détecteurs. Ces travaux sur les différents canaux sont en cours au sein de la collaboration GRAAL.

En vue d'interpréter nos résultats d'asymétrie faisceau, nous avons tenté de leur associer les différents résultats existant dans le même domaine d'énergie et nous avons oeuvré à les interpréter en utilisant les modèles théoriques les plus actuels et les plus connus. Toute notre interprétation tourne autour des résultats expérimentaux de référence qui ont été nos résultats et un modèle théorique de référence qui a été le modèle isobarique de Saghai et al. dans l'utilisation duquel j'ai été impliqué. Le désaccord entre les résultats de section efficace différentielle existants d'une

3. Tiré du flux

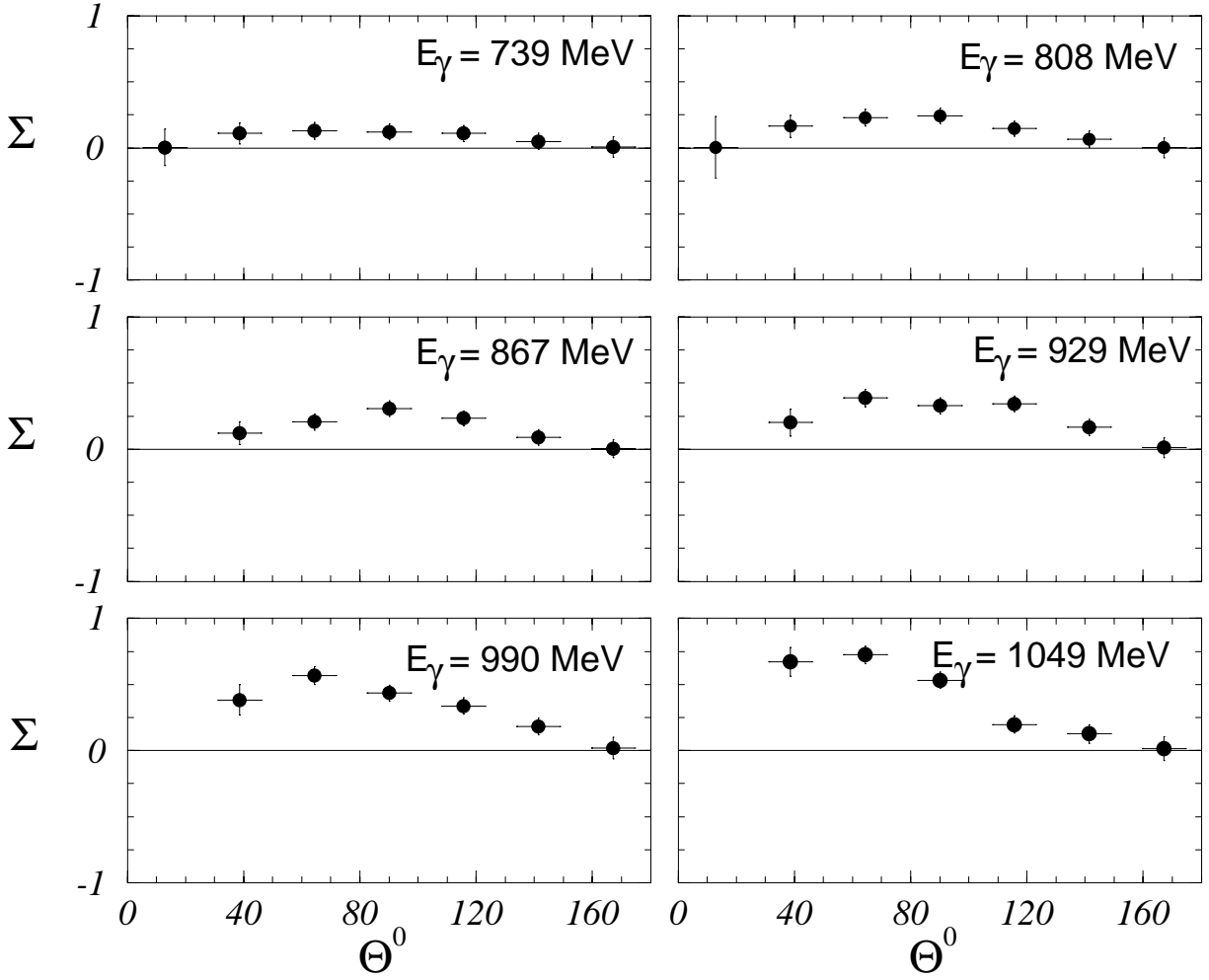


FIG. 5.3 – L'asymétrie Σ pour la réaction $p(\vec{\gamma}, \eta p)$ pour différentes valeurs de E_γ .

part et l'insensibilité des modèles à leurs valeurs d'autre part, nous a conduit après beaucoup d'essais à renoncer à les inclure dans notre base de données. Ainsi, nous sommes-nous restreints à considérer en plus de nos résultats sur l'asymétrie faisceau Σ , les asymétries cible T mesurées sur la ligne PHOENICS de l'anneau ELSA à Bonn [67].

Dans une première partie, nous présenterons nos résultats de Σ (figures 5.4) et ceux de T (figures 5.5) avec les interprétations données à la fois par le modèle de Saghai et Tabakin [11, 26, 30, 31] puis par Bennhold et al. [35] et Tiator et al. [41]. Dans une deuxième partie, nous justifierons à posteriori le choix des paramètres adoptés dans l'approche nodale de Saghai et Tabakin [12, 23, 24] en recherchant les effets de variation des paramètres.

5.2.1 Résultat et modèles

Nous présentons dans les figures 5.4 et 5.5 nos résultats de Σ et ceux de T. Dans la "colonne" de gauche de la figure 5.4, nous présentons les résultats des modèles de Bennhold *et al.* puis de Tiator *et al.* que les auteurs ont bien voulu nous communiquer.

Le calcul en voies couplées de Bennhold est basé sur la complémentarité des canaux en pion-nucléon et η -nucléon (voir chapitre 1). Le résultat en tiret long dans la "colonne" gauche de la figure montre des asymétries positives en accord avec celles observées dans les résultats expérimentaux. L'accord est bon pour la distribution en θ correspondant à l'énergie $E_\gamma = 808$ MeV, tandis qu'il l'est moins aux autres énergies et surtout à $E_\gamma = 867$ MeV pour laquelle les asymétries données par le modèle sont beaucoup trop grandes. Si au premier abord, on est satisfait d'une relative concordance montrant que la méthode en voie couplée est potentiellement puissante, par contre le désaccord très important à certaines énergies montre que ce modèle ne possède pas les ingrédients nécessaires permettant d'étudier un canal par l'intermédiaire d'autres canaux.

Le calcul utilisant des lagrangiens effectifs de Tiator *et al.* et prenant en compte l'excitation des résonances S_{11} , P_{11} et D_{13} donne des courbes (en tiret court dans la "colonne" gauche de la figure 5.4) en bon accord avec les résultats expérimentaux pour les énergies incidentes basses $E_\gamma = 739, 808$ et 867 MeV. L'accord se détériore ensuite au fur et à mesure que E_γ augmente. Le bon accord obtenu à basse énergie ne constitue pas vraiment un nouveau résultat théorique, étant donné qu'il est connu que la photoproduction se fait principalement par l'intermédiaire de l'excitation de la résonance S_{11} avec une faible contribution de la D_{13} et qu'il était question simplement de savoir s'il y avait une contribution d'une résonance P et en particulier la P_{11} . Là aussi, l'accord très satisfaisant à basse énergie et moins satisfaisant à plus haute énergie justifie à posteriori l'effort d'interprétation que nous avons fait en collaboration avec Saghai et Tabakin, et que nous allons développer dans le restant de cette section et dans lequel nous avons cherché à obtenir un meilleur accord à plus haute énergie en incluant des résonances supplémentaires.

Notre travail fait en collaboration avec B. Saghai et F. Tabakin a reposé sur une analyse nodale dans l'étude de la photoproduction des mésons pseudoscalaires, laquelle analyse est indépendante des modèles. Nous avons utilisé comme modèle dynamique le modèle isobarique déjà décrit dans le chapitre 1. Guidés par l'analyse nodale et bénéficiant de la souplesse du modèle isobarique, nous avons exploré les effets d'inclusion ou d'exclusion de différentes résonances et les effets de variation de certains paramètres, que nous présenterons dans la section suivante de ce chapitre. Ici, nous présentons les résultats d'une sélection significative de configurations de résonances qui

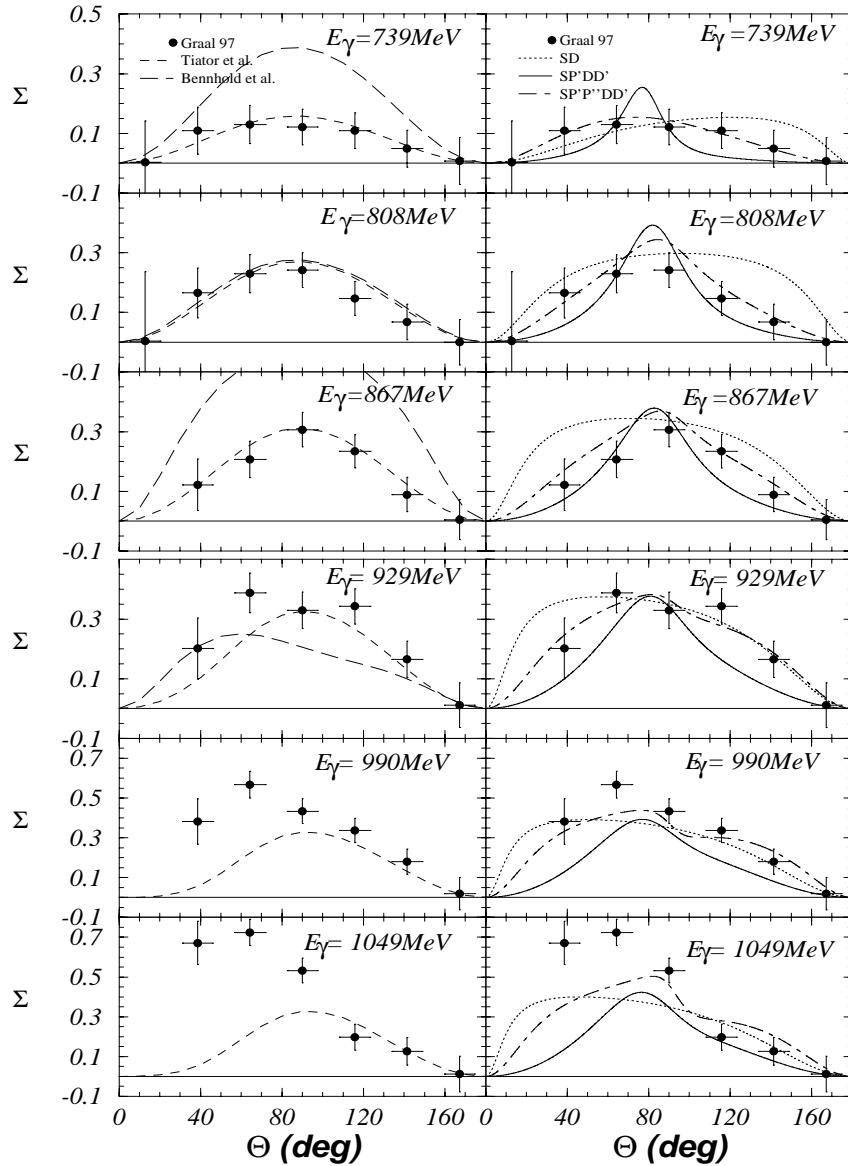


FIG. 5.4 – Les résultats expérimentaux avec les différents modèles théoriques. Dans les figures de gauche les résultats dupliqués avec les modèles en voies couplées (Bennhold et al. [35]) et du lagrangien effectif (Tiator et al. [41]) qui sont des prédictions. Dans les figures de droite on montre l'observable Σ à toutes les énergies mesurées avec plusieurs configurations du modèle isobarique dont les paramètres ont été fixés par un lissage sur nos données et celles de Bonn [67].

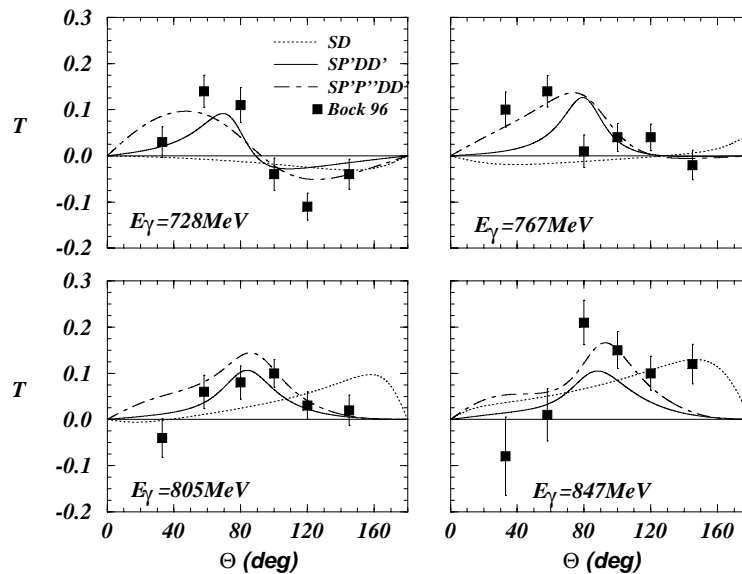


FIG. 5.5 – Les données de la référence [67] avec les trois configurations du modèle isobarique [24] utilisé pour reproduire les données.

donnent la meilleure interprétation.

En effet, l'analyse nodale effectuée, par B. Saghai, sur l'observable Σ montre que la configuration SD suffit pour reproduire les données près du seuil (739 MeV). Pour 808 MeV et 867 MeV, on a besoin d'une résonance P_{13} en plus. Au delà, une résonance D_{15} est nécessaire pour reproduire les données.

C'est pourquoi deux configurations ont été sélectionnées⁴ SD et $SP'DD'$ où nous avons choisi comme P_{13} la plus légère parmi les résonances P_{13} et de même pour la D_{15} . En plus que ces configurations, on voulait voir l'effet de la Roper $P_{11}(1440)$. Pour cela deux autres configurations ont été sélectionnées, à savoir, SPD et $SPP'DD'$, où on a noté par P la Roper. Enfin, nous avons sélectionné une dernière configuration en remplaçant dans la configuration $SPP'DD'$ la Roper par une résonance manquante⁵ P'' .

Ainsi, cinq configurations ont été sélectionnées pour cette étude. Les valeurs de départ de toutes les configurations étant les mêmes, un lissage sur la totalité des données en Σ et T a été fait et le tableau 5.1 montre le résultat de ce lissage pour les cinq configurations. Ce résultat se résume par les valeurs de γ^E , γ^M , ϕ , a, a', b, b' et le χ^2 de chaque configuration. En regardant le χ^2 , on remarque que la configuration $SP'P''DD'$ donne la meilleure valeur. On remarque aussi que cette configuration a un paramètre libre de plus que la $SPP'DD'$.

Une fois les paramètres calculés, nous avons procédé à un calcul des observables de la réaction.

4. Nous utilisons la notation suivante: $S \equiv S_{11}(1535)$, $P \equiv P_{11}(1440)$, $P' \equiv P_{13}(1720)$, $P'' \equiv P_{13}(1880)$, $D \equiv D_{13}(1520)$ et $D' \equiv D_{15}(1675)$

5. En fait une indication sur la contribution de cette résonance a déjà été souligné dans une étude [30] sur les données de Bonn sur l'observable T [67].

Réso.	Par.	SD		SPD	SPP'DD'	SP'DD'		SP'P''DD'
		I	II			I	II	
S	γ^E	2.826	0.232	0.466	0.137	0.014	0.262	0.192
	γ^M	0	0	0	0	0	0	0
	Φ	-122.12	80.6	-72.90	-86.10	-78.18	-133.8	-86.01
P	γ^E	—	—	0	0	—	—	—
	γ^M	—	—	0.169	0.115	—	—	—
	Φ	—	—	65.08	-121.5	—	—	—
P'	γ^E	—	—	—	0.05	0.024	0.02	0.017
	γ^M	—	—	—	-0.013	-0.057	-0.032	-0.027
	Φ	—	—	—	-96.71	-33.69	-52.97	-18.56
P''	γ^E	—	—	—	—	—	—	-0.117
	γ^M	—	—	—	—	—	—	-0.037
	Φ	—	—	—	—	—	—	-2.48
D	γ^E	0.512	0.362	0.719	1.184	-1.187	0.621	0.633
	γ^M	-2.161	-0.699	-1.414	-1.944	-1.960	-1.116	-1.112
	Φ	-293.1	-279.3	-280.4	-272.08	-278.7	-282.8	-279.23
D'	γ^E	—	—	—	0.029	-0.027	-0.036	-0.035
	γ^M	—	—	—	-0.011	-0.013	-0.104	-0.105
	Φ	—	—	—	5.26	2.25	-0.29	0.13
BG	a	-0.000184	-0.000680	-0.001618	0.002404	0.002540	0.002247	0.001639
	b	0.015082	-0.000354	-0.001996	-0.000122	-0.000677	-0.000624	-0.001623
	a'	0.018364	0.002847	0.005167	0.004171	0.005264	0.001957	0.003639
	b'	0.024387	0.003072	0.006599	0.010431	0.005803	0.005622	0.004081
χ^2		3.23	2.67	2.78	3.50	3.51	2.17	1.98

TAB. 5.1 – Ce tableau résume le résultat de lissage (en $\Sigma + T$). Les valeurs de départ sont les mêmes pour toutes les configurations sauf pour les colonnes marquées par II où les valeurs de départ sont les valeurs finales de SP'P''DD'. On rappelle que les notations sont les mêmes que celles utilisées dans le tableau 1.5.

La figure 5.4 montre pour l'observable Σ les calculs obtenus. Sur cette figure nous avons porté trois courbes qui correspondent aux trois configurations qui reproduisent le mieux l'ensemble des données.

En somme, en regardant les figures 5.4 et 5.5 obtenues avec nos lissages des données en Σ et T par différentes configurations de résonances dans le cadre du modèle isobarique nous voyons que:

- la configuration $S_{11}(1535)D_{13}(1520)$, qui est traditionnellement utilisée par les auteurs pour lisser les données de section efficace, reproduit d'une façon non satisfaisante les données sur toute la gamme d'énergie,
- la prise en compte, en plus que $S_{11}(1535)$ et $D_{13}(1520)$, d'une résonance $D_{15}(1675)$ améliore le lissage partiellement autour de la valeur $E_\gamma = 867$ MeV,
- la prise en compte de la résonance Roper dans différentes configurations n'a pas donné un effet significatif. Par contre, la configuration $S_{11}(1535)P_{13}(1710)P_{13}(1880)D_{13}(1520)D_{15}(1675)$ obtenue avec l'ajout d'une résonance manquante ($P'' = P_{13}(1880)$) a sensiblement amélioré le lissage et cela à toutes les énergies et pour les deux observables Σ et T. Ce bon accord illustre bien que les observables de spin sont capables de contraindre les modèles et d'exiger des interprétations très fines. Aussi, ce résultat est très encourageant pour continuer à rechercher des résonances manquantes par la photoproduction.

Réso.	Par.	SD	SP'D	SP'DD'	SP'P''DD'
S	γ^E	0.704	-0.323	-0.045	-0.32
	γ^M	0	0	0	0
	Φ	-172.8	-78.09	-62.07	-62.33
P'	γ^E	—	-0.021	-0.028	-0.094
	γ^M	—	0.130	0.070	0.109
	Φ	—	-4.89	-11.82	6.61
P''	γ^E	—	—	—	0.048
	γ^M	—	—	—	0.070
	Φ	—	—	—	309.32
D	γ^E	1.140	0.710	0.693	0.650
	γ^M	-2.265	-1.063	-1.132	-0.943
	Φ	-287.26	-275.68	-280.96	-286.6
D'	γ^E	—	—	-0.102	-0.005
	γ^M	—	—	-0.113	-0.072
	Φ	—	—	57.33	-28.41
χ^2		0.04	1.36	2.10	1.14

TAB. 5.2 – Résultat du lissage par partie. Les valeurs de départ sont les valeurs finales obtenues pour la configuration $SP'P''DD'$ (tableau 5.1) et en fixant le background.

5.2.2 Lissage par partie conforme à l'analyse nodale

Nous avons déjà mentionné que l'analyse nodale sur l'observable Σ montre que la configurations SD suffit pour reproduire les données près du seuil (739 MeV). Pour 808 MeV et 867 MeV, on a besoin au moins d'une résonance P_{13} en plus et qu'au delà, au moins une résonance D_{15} est nécessaire pour reproduire les données. Pour le vérifier nous avons procédé à des lissages partiels:

- nous avons lissé les données en Σ pour $E_\gamma \leq 739$ MeV par la configuration SD et fait des prédictions pour les autres énergies,
- nous avons lissé les données en Σ pour $E_\gamma \leq 808$ MeV et en T pour $E_\gamma \leq 805$ MeV par la configuration $SP'D$ et fait des prédictions pour les énergies plus élevées,
- nous avons lissé les données en Σ pour $E_\gamma \leq 867$ MeV et en T pour $E_\gamma \leq 846$ MeV par la configuration $SP'DD'$ et fait des prédictions pour les autres énergies,
- enfin nous avons lissé les données en Σ pour $E_\gamma \leq 867$ MeV et en T pour $E_\gamma \leq 846$ MeV par la configuration $SP'P''DD'$ et fait des prédictions pour les autres énergies.

Pour toutes ces minimisations, nous avons pris dans le lissage comme valeurs de départ pour γ^E , γ^M , ϕ , a , a' , b et b' les valeurs finales obtenues dans le tableau 5.1 avec cette fois-ci un background fixe. Le tableau 5.2 montre le résultat obtenu.

Les calculs et les prédictions correspondants pour les différentes énergies sont montrés sur la figure 5.6. Sur cette figure on voit que:

- la configuration SD reproduit les données à 739 MeV et son accord avec les résultats expérimentaux se détériore au fur et à mesure que l'énergie augmente,

- la configuration $SP'D$ lisse d'une façon acceptable les données à 739 MeV et 808 MeV et prédit d'une façon pauvre celles de plus haute énergie,
- la configuration $SP'DD'$ lisse assez bien jusqu'à 867 MeV et prédit mal les données pour les énergies plus élevées,
- la configuration $SP'P''DD'$ lisse le mieux les données à toutes les énergies, surtout quand un bruit de fond libre est pris en compte.

a) Comment se construit le modèle $SP'P''DD'$

Essayons de comprendre comment le modèle se construit et comment les termes d'interférence se manifestent. Pour cela nous avons pris la configuration $SP'P''DD'$ qui reproduit le mieux les données expérimentales et nous avons essayé de construire le modèle en commençant par la résonance S (ou D) et en ajoutant chaque fois une résonance jusqu'à ce que le modèle soit complet. Ceci a été fait d'une part en éliminant le bruit de fond (background) et d'autre part en l'ajoutant.

La première "colonne" de la figure 5.7 montre le résultat obtenu sans le background pour l'observable Σ . On remarque d'abord que toutes les courbes sont positives. A 730 MeV et en démarrant par D_{13} on remarque que le maximum se situe autour de 90 degrés et qu'il devient plat entre 30 et 150 degrés en lui ajoutant la S_{11} . Puis la courbe reste stationnaire avec l'ajout des résonances ce qui veut dire qu'autour du seuil les deux résonances S et D dominant. A 800 MeV, l'ajout de S élargit la courbe en conservant un maximum, puis l'ajout d'autres résonances ne modifie plus les courbes et conserve un maximum présent toujours à 90 degrés. A 950 MeV, l'ajout de S n'atténue pas beaucoup la courbe mais au fur et à mesure qu'on ajoute les résonances, les termes d'interférence deviennent plus importants et deux maxima apparaissent à 50 et 130 degrés, ce qui montre l'effet des résonances P' et P'' à ces énergies.

La deuxième "colonne" de la figure 5.7 montre le résultat obtenu avec le background pour l'observable Σ . On remarque d'abord que pour les trois énergies, le background seul donne une asymétrie nulle ainsi qu'en lui ajoutant la résonance S. A 730 MeV, en ajoutant la D on obtient une asymétrie négative ce qui s'explique par l'interférence entre le background et la D. Cela veut dire que même si le bruit de fond seul donne une asymétrie nulle, il contribue au mécanisme de la réaction par les termes d'interférence. En prenant les deux résonances S et D avec le background on obtient une asymétrie positive avec un maximum autour de 90 degrés et l'ajout après des résonances supplémentaires ne modifie pas la position de ce maximum ni la forme de la courbe. A 800 MeV l'interférence entre le background et la D ne fait qu'atténuer la courbe sans changer sa forme. L'ajout des résonances ne modifie pas le résultat. A 950 MeV le même commentaire de la première "colonne" de la figure 5.7 est valable.

La figure 5.8 montre l'équivalent de la figure 5.7 pour l'observable T. A 730 MeV, la D donne une asymétrie cible nulle. En ajoutant la résonance S on obtient une asymétrie qui change de signe avec un noeud à 90 degrés (voir tableau 1.5). L'ajout des résonances à SD donne toujours un noeud différent de 90 degrés. Le même commentaire reste valable à 800 MeV. A 950 MeV, à partir de $SP'DD'$ on commence à voir deux noeuds ce qui montre la contribution de ces résonances à cette énergie.

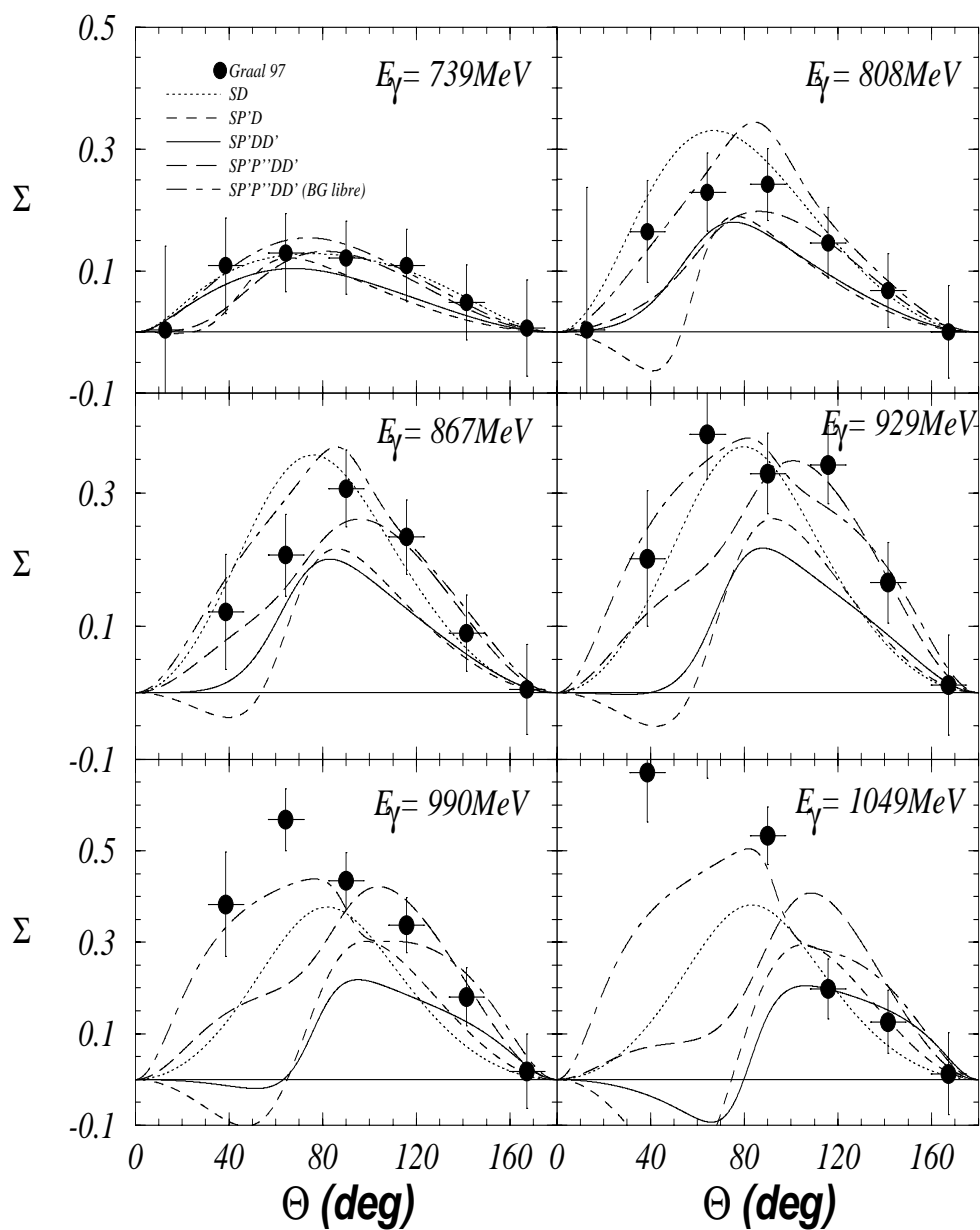


FIG. 5.6 – Figure correspondant aux résultats du tableau 5.2. Le but étant de voir la conformité à l'analyse nodale (voir texte pour explication).

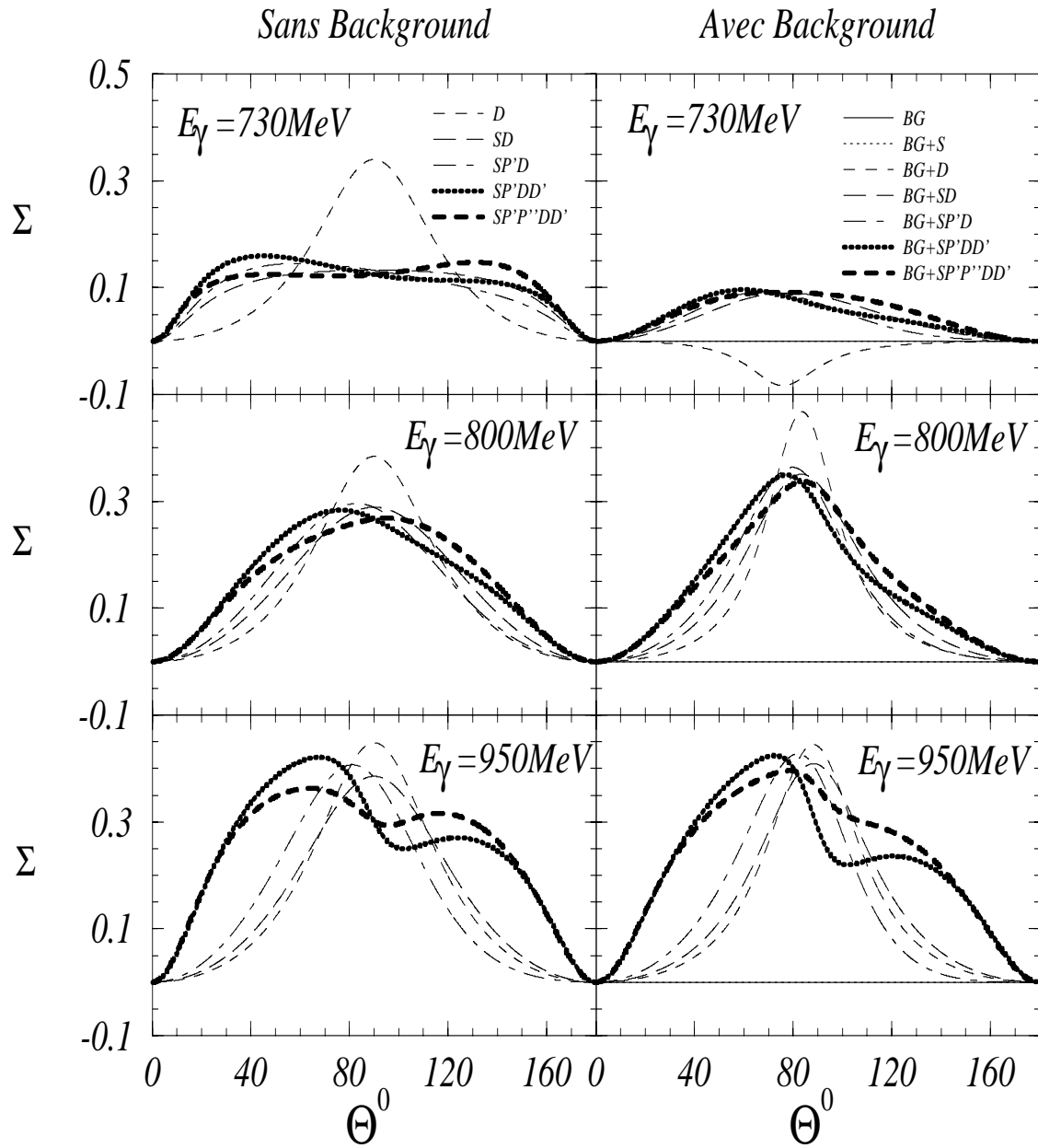
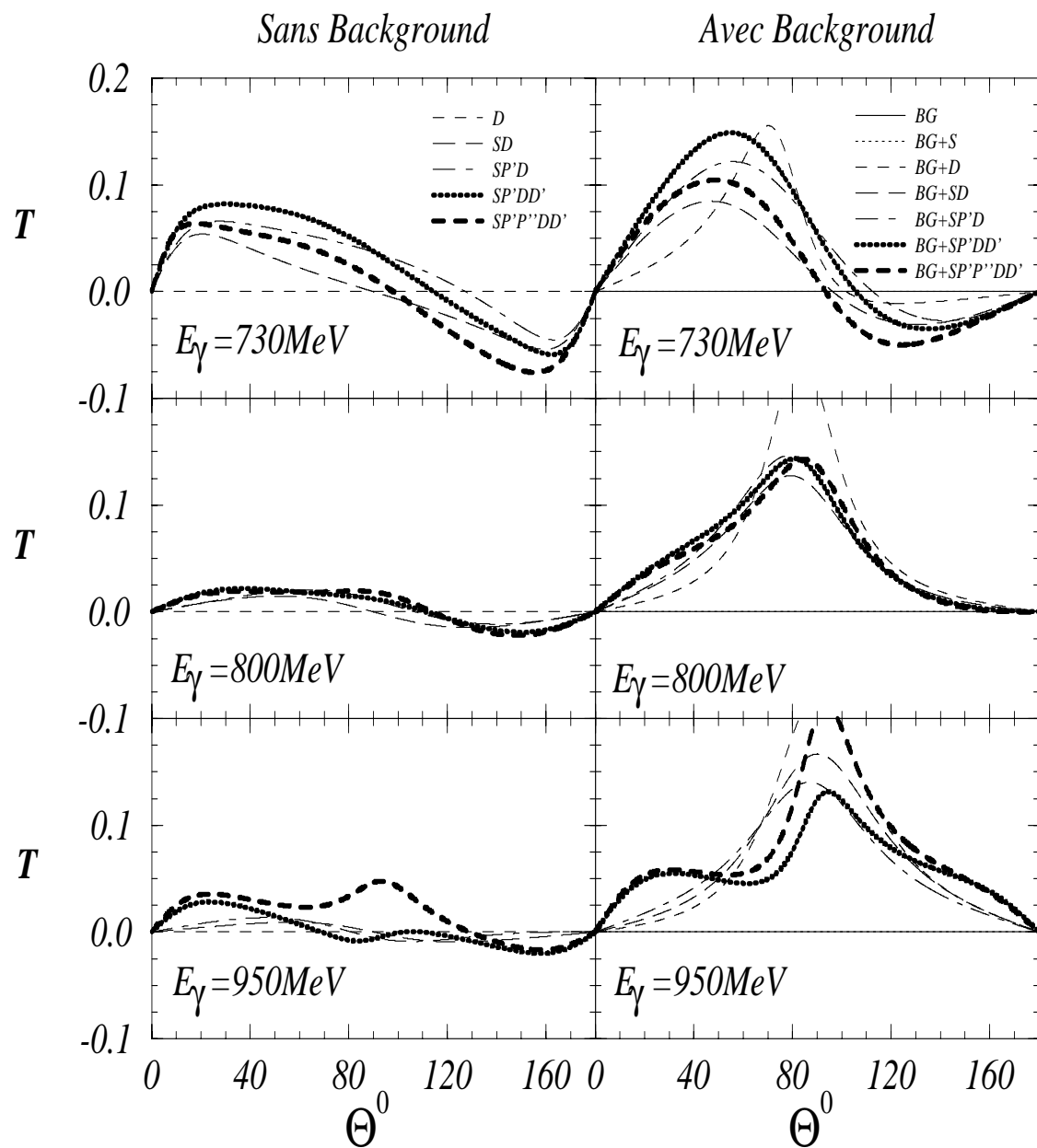


FIG. 5.7 – Figure montrant comment se construit le modèle $SP'P''DD'$ pour trois énergies. Les valeurs de γ^E , γ^M , ϕ , a , a' , b et b' étant ceux obtenues dans le tableau 5.1.

FIG. 5.8 - Idem 5.7 pour l'observable T .

La figure 5.8 montre l'équivalent de la figure 5.7 pour l'observable T. Comme dans le cas de la figure 5.7, le background et la S donnent une asymétrie nulle pour toutes les énergies. A 730 MeV, l'ajout de D au background donne un noeud qui s'écarte de 90 degrés mais le background avec la SD donne toujours un noeud à 90 degrés, ce qui confirme le tableau 1.5. L'ajout après des résonances modifie la place du noeud. A 800 MeV, l'ajout de D au background donne une asymétrie positive et donne un maximum à 90 degrés. A partir de SD avec le background l'ajout de résonances ne modifie ni la forme des courbes ni la place du maximum. A 950 MeV à partir de SD et le background, on commence à changer la largeur du pic.

On vient de voir, donc, que les asymétries calculées Σ et T pour la configuration $SP'P''DD'$ changent en forme et en valeur quand on ajoute les résonances l'une après l'autre jusqu'à la configuration finale. Pour l'asymétrie Σ , l'ajout de P'' et D' fait apparaître la forte structuration à plus haute énergie observée expérimentalement. Pour l'asymétrie T, un noeud puis deux noeuds apparaissent avec l'ajout des résonances. Des changements notables sont visibles quand on ajoute des résonances. Ainsi, le lissage simultané de plus d'une observable de spin est très contraignant pour les modèles.

Conclusion

Nous avons la chance d'avoir eu comme sujet de travail la photoproduction de mésons η sur l'hydrogène, qui a été la première expérience du projet GRAAL, implanté auprès de l'ESRF à Grenoble. Nous nous sommes limités sous la contrainte du temps à l'étude de l'asymétrie faisceau du seuil jusqu'à une énergie de 1100 MeV.

Nous avons présenté dans le texte une description globale du dispositif expérimental de GRAAL comprenant la production d'un faisceau γ étiqueté et polarisé et l'installation d'un détecteur 4π . Nous avons développé davantage les parties dans lesquelles nous avons pris une responsabilité directe, à savoir, l'exploitation du double mur de scintillants, le monitoring, l'analyse des données et l'interprétation théorique.

Les résultats de l'asymétrie faisceau Σ est un ensemble de courbes où Σ est représentée en fonction de θ_{cm} du méson η pour six intervalles d'énergie incidente. Nous avons collaboré avec une équipe de théoriciens pour interpréter ces courbes dans le cadre du modèle isobarique. Les combinaisons de résonances baryoniques qui reproduisent le mieux nos résultats de Σ et les résultats d'asymétrie cible T obtenus récemment à Bonn dans la même gamme d'énergie ont pu être déterminés. Il s'avère que la configuration simple constituée des deux résonances $S_{11}(1535)$ et $D_{13}(1520)$, à laquelle on se limitait précédemment pour reproduire la photoproduction du η au voisinage du seuil, ne suffit pas pour reproduire les résultats de Σ et T dans la gamme d'énergie 700 à 1100 MeV. Il faut ajouter à S_{11} et D_{13} deux autres résonances, $P_{13}(1710)$ et $D_{15}(1675)$. L'accord est encore meilleur si on ajoute en plus une résonance $P_{13}(1880)$ (de largeur 150 MeV) qui pourrait être une résonance manquante prédite par des modèles de quarks constituants, mais non encore observée expérimentalement.

Il est clair que les résultats de sections efficaces différentielles, actuellement en cours d'analyse à GRAAL, à partir des mêmes données que celles que nous avons utilisées pour établir l'asymétrie faisceau Σ ajouteront une contrainte supplémentaire aux modèles théoriques. On disposera prochainement à GRAAL d'une cible polarisée HD, ce qui permettra de remesurer l'asymétrie cible T et les asymétries de double polarisation cible-faisceau. Le prolongement de nos mesures à des énergies allant jusqu'à 1500 MeV est déjà envisagé.

Enfin, les données que nous avons utilisées et la méthode d'identification de l'état final, pourront servir pour étudier quelques modes de désintégrations du η liés aux paramètres de la QCD à basse énergie dans le cadre de la théorie des perturbations chirales.

Annexe A

Les 16 observables de la réaction $p(\gamma, \eta p)$

A.1 Expressions des 16 observables de la réaction

A.1.1 Expressions des 16 observables en termes d'amplitudes CGLN

Simple polarisation

$$\mathcal{I}(\theta) = \text{Re}\{|f_1|^2 + |f_2|^2 - 2x f_2 f_1^* + \frac{\sin^2(\theta)}{2} [|f_3|^2 + |f_4|^2 + 2f_4 f_1^* + 2f_3 f_2^* + 2x f_4 f_3^*]\} \quad (\text{A.1})$$

$$P\mathcal{I} = \sin(\theta) \text{Im}\{[2f_2 + f_3 + x f_4]^* f_1 + f_2^* [x f_3 + x f_4] + \sin^2(\theta) f_3^* f_4\} \quad (\text{A.2})$$

$$\Sigma\mathcal{I} = -\frac{\sin^2(\theta)}{2} \text{Re}\{|f_3|^2 + |f_4|^2 + 2[f_4 f_1^* + f_3 f_2^* + x f_4 f_3^*]\} \quad (\text{A.3})$$

$$T\mathcal{I} = \sin(\theta) \text{Im}\{f_1^* f_3 - f_2^* f_4 + x [f_1^* f_4 - f_2^* f_3] - \sin^2(\theta) f_3^* f_4\} \quad (\text{A.4})$$

Double polarisation, faisceau-cible

$$E\mathcal{I} = \text{Re}\{|f_1|^2 + |f_2|^2 - 2x f_2 f_1^* + \sin^2(\theta) [f_1 f_4^* + f_2 f_3^*]\} \quad (\text{A.5})$$

$$G\mathcal{I} = -\sin^2(\theta) \text{Im}\{f_1 f_4^* + f_2 f_3^*\} \quad (\text{A.6})$$

$$H\mathcal{I} = -\sin(\theta) \text{Im}\{f_1 [f_2 + f_3 + x f_4]^* - f_2 [f_1 + f_4 + x f_3]^*\} \quad (\text{A.7})$$

$$F\mathcal{I} = \sin(\theta) \text{Re}\{f_1 [f_2 + f_3 + x f_4]^* - f_2 [f_1 + f_4 + x f_3]^*\} \quad (\text{A.8})$$

Double polarisation, faisceau-recul

$$O_{x'}\mathcal{I} = \sin(\theta) \text{Im}\{f_2 f_3^* - f_1 f_4^* + x [f_2 f_4^* - f_1 f_3^*]\} \quad (\text{A.9})$$

$$C_x \mathcal{I} = \sin(\theta) \operatorname{Re}\{|f_2|^2 - |f_1|^2 + f_2 f_3^* - f_1 f_4^* + x[f_2 f_4^* - f_1 f_3^*]\} \quad (\text{A.10})$$

$$O_z \mathcal{I} = -\sin^2(\theta) \operatorname{Im}\{f_2 f_4^* - f_1 f_3^*\} \quad (\text{A.11})$$

$$C_z \mathcal{I} = \operatorname{Re}\{-2f_1 f_2^* + x[|f_2|^2 + |f_1|^2] - \sin^2(\theta)[f_2 f_4^* + f_1 f_3^*]\} \quad (\text{A.12})$$

Double polarisation, cible-recul

$$T_x \mathcal{I} = -\frac{\sin^2(\theta)}{2} \operatorname{Re}\{x[|f_3|^2 + |f_4|^2] + 2[f_3 f_4^* + f_1 f_3^* - f_2 f_4^*]\} \quad (\text{A.13})$$

$$T_z \mathcal{I} = \sin(\theta) \operatorname{Re}\left\{\frac{\sin^2(\theta)}{2}[|f_4|^2 - |f_3|^2] + f_1 f_4^* - f_2 f_3^* + x[f_1 f_3^* - f_2 f_4^*]\right\} \quad (\text{A.14})$$

$$L_x \mathcal{I} = \sin(\theta) \operatorname{Re}\{|f_1|^2 - |f_2|^2 + f_1 f_4^* - f_2 f_3^* + x[f_1 f_3^* - f_2 f_4^*] + \frac{\sin^2(\theta)}{2}[|f_4|^2 - |f_3|^2]\} \quad (\text{A.15})$$

$$L_z \mathcal{I} = \operatorname{Re}\{2f_1 f_2^* - x[|f_1|^2 + |f_2|^2] + \sin^2(\theta)\left[\frac{x}{2}[|f_3|^2 + |f_4|^2] + f_3 f_4^* + f_1 f_3^* + f_2 f_4^*\right]\} \quad (\text{A.16})$$

où $x = \cos \theta_{cm}$.

A.1.2 Expressions des 16 observables en termes d'amplitudes d'hélicité

Simple polarisation

$$\mathcal{I}(\theta) = \frac{1}{2}\{|H_1(\theta)|^2 + |H_2(\theta)|^2 + |H_3(\theta)|^2 + |H_4(\theta)|^2\} \quad (\text{A.17})$$

$$P\mathcal{I} = -\operatorname{Im}\{H_2(\theta)H_4^*(\theta) + H_1(\theta)H_3^*(\theta)\} \quad (\text{A.18})$$

$$\Sigma\mathcal{I} = -\operatorname{Re}\{H_1(\theta)H_4^*(\theta) - H_2(\theta)H_3^*(\theta)\} \quad (\text{A.19})$$

$$T\mathcal{I} = -\operatorname{Im}\{H_1(\theta)H_2^*(\theta) + H_3(\theta)H_4^*(\theta)\} \quad (\text{A.20})$$

Double polarisation, faisceau-cible

$$E\mathcal{I} = \frac{1}{2}\{|H_1(\theta)|^2 - |H_2(\theta)|^2 + |H_3(\theta)|^2 - |H_4(\theta)|^2\} \quad (\text{A.21})$$

$$G\mathcal{I} = -\operatorname{Im}\{-H_1(\theta)H_4^*(\theta) + H_3(\theta)H_2^*(\theta)\} \quad (\text{A.22})$$

$$H\mathcal{I} = -\operatorname{Im}\{H_2(\theta)H_4^*(\theta) - H_1(\theta)H_3^*(\theta)\} \quad (\text{A.23})$$

$$F\mathcal{I} = -\operatorname{Re}\{H_2(\theta)H_1^*(\theta) - H_4(\theta)H_3^*(\theta)\} \quad (\text{A.24})$$

Double polarisation, faisceau-recul

$$O_x' \mathcal{I} = -Im\{H_2(\theta)H_1^*(\theta) - H_4(\theta)H_3^*(\theta)\} \quad (\text{A.25})$$

$$C_x' \mathcal{I} = -Re\{H_2(\theta)H_4^*(\theta) + H_1(\theta)H_3^*(\theta)\} \quad (\text{A.26})$$

$$O_z' \mathcal{I} = -Im\{H_1(\theta)H_4^*(\theta) - H_2(\theta)H_3^*(\theta)\} \quad (\text{A.27})$$

$$C_z' \mathcal{I} = -\frac{1}{2}\{|H_1(\theta)|^2 - |H_2(\theta)|^2 - |H_3(\theta)|^2 - |H_4(\theta)|^2\} \quad (\text{A.28})$$

Double polarisation, cible-recul

$$T_x' \mathcal{I} = Re\{H_1(\theta)H_4^*(\theta) + H_2(\theta)H_3^*(\theta)\} \quad (\text{A.29})$$

$$T_z' \mathcal{I} = -Re\{-H_1(\theta)H_2^*(\theta) + H_4(\theta)H_3^*(\theta)\} \quad (\text{A.30})$$

$$L_x' \mathcal{I} = Re\{H_2(\theta)H_4^*(\theta) - H_1(\theta)H_3^*(\theta)\} \quad (\text{A.31})$$

$$L_z' \mathcal{I} = -\frac{1}{2}\{|H_1(\theta)|^2 - |H_2(\theta)|^2 - |H_3(\theta)|^2 + |H_4(\theta)|^2\} \quad (\text{A.32})$$

où $x = \cos \theta_{cm}$.

A.2 Définition expérimentale des observables

Dans cette section les notations suivantes sont utilisées: $\sigma^{(B,T,R)} \equiv \frac{d\sigma^{(B,T,R)}}{d\Omega}$, où (B, T, R) représentent respectivement l'état de polarisation du faisceau, de la cible et le proton de recul.

Simple polarisation

$$P = \frac{\sigma^{(0,0,+y')} - \sigma^{(0,0,-y')}}{\sigma^{(0,0,+y')} + \sigma^{(0,0,-y')}} \quad (\text{A.33})$$

$$\Sigma = \frac{\sigma^{(\perp,0,0)} - \sigma^{(\parallel,0,0)}}{\sigma^{(\perp,0,0)} + \sigma^{(\parallel,0,0)}} \quad (\text{A.34})$$

$$T = \frac{\sigma^{(0,+y,0)} - \sigma^{(0,-y,0)}}{\sigma^{(0,+y,0)} + \sigma^{(0,-y,0)}} \quad (\text{A.35})$$

Double polarisation, faisceau-cible

$$E = \frac{\sigma^{(r,+z,0)} - \sigma^{(r,-z,0)}}{\sigma^{(r,+z,0)} + \sigma^{(r,-z,0)}} \quad (\text{A.36})$$

$$F = \frac{\sigma^{(r,+x,0)} - \sigma^{(r,-x,0)}}{\sigma^{(r,+x,0)} + \sigma^{(r,-x,0)}} \quad (\text{A.37})$$

$$G = \frac{\sigma(t,+z,0) - \sigma(t,-z,0)}{\sigma(t,+z,0) + \sigma(t,-z,0)} \quad (\text{A.38})$$

$$H = \frac{\sigma(t,+x,0) - \sigma(t,-x,0)}{\sigma(t,+x,0) + \sigma(t,-x,0)} \quad (\text{A.39})$$

Double polarisation, faisceau-recul

$$C_{x'} = \frac{\sigma(r,0,+x') - \sigma(r,0,-x')}{\sigma(r,0,+x') + \sigma(r,0,-x')} \quad (\text{A.40})$$

$$C_{z'} = \frac{\sigma(r,0,+z') - \sigma(r,0,-z')}{\sigma(r,0,+z') + \sigma(r,0,-z')} \quad (\text{A.41})$$

$$O_{x'} = \frac{\sigma(t,0,+x') - \sigma(t,0,-x')}{\sigma(t,0,+x') + \sigma(t,0,-x')} \quad (\text{A.42})$$

$$O_{z'} = \frac{\sigma(t,0,+z') - \sigma(t,0,-z')}{\sigma(t,0,+z') + \sigma(t,0,-z')} \quad (\text{A.43})$$

Double polarisation, cible-recul

$$T_{x'} = \frac{\sigma(0,+x,+x') - \sigma(0,+x,-x')}{\sigma(0,+x,+x') + \sigma(0,+x,-x')} \quad (\text{A.44})$$

$$T_{z'} = \frac{\sigma(0,+x,+z') - \sigma(0,+x,-z')}{\sigma(0,+x,+z') + \sigma(0,+x,-z')} \quad (\text{A.45})$$

$$L_{x'} = \frac{\sigma(0,+z,+x') - \sigma(0,+z,-x')}{\sigma(0,+z,+x') + \sigma(0,+z,-x')} \quad (\text{A.46})$$

$$L_{z'} = \frac{\sigma(0,+z,+z') - \sigma(0,+z,-z')}{\sigma(0,+z,+z') + \sigma(0,+z,-z')} \quad (\text{A.47})$$

A.2.1 Expressions des amplitudes CGLN et des amplitudes d'hélicité

Amplitudes CGLN en fonctions des amplitudes multipolaires

$$f_1 = \sum_{L=1}^{\infty} [LM_L^+ + E_L^+] P'_{L+1}(x) + [(L+1)M_L^- + E_L^-] P'_{L-1}(x)$$

$$f_2 = \sum_{L=1}^{\infty} [(L+1)M_L^+ + LM_L^-] P'_L(x)$$

$$f_3 = \sum_{L=1}^{\infty} [E_L^+ - M_L^+] P''_{L+1}(x) + [E_L^- + M_L^-] P''_{L-1}(x)$$

$$f_4 = \sum_{L=1}^{\infty} [M_L^+ - E_L^+ - M_L^- - E_L^-] P_L''(x)$$

où L le moment angulaire orbital final, $J = L \pm 1$ est le moment angulaire totale, et $\pi = -(-1)^L$ est la parité.

Amplitudes d'hélicité en fonction des amplitudes CGLN

$$H_1(\theta) = \frac{i}{\sqrt{2}} \sin \theta \sin \frac{\theta}{2} [f_3 - f_4]$$

$$H_2(\theta) = -i\sqrt{2} \sin \frac{\theta}{2} \left[f_1 + f_2 + (f_3 + f_4) \cos^2 \frac{\theta}{2} \right]$$

$$H_3(\theta) = \frac{i}{\sqrt{2}} \sin \theta \cos \frac{\theta}{2} [f_3 + f_4]$$

$$H_4(\theta) = -i\sqrt{2} \cos \frac{\theta}{2} \left[f_1 - f_2 + (f_4 - f_3) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right]$$

Annexe B

Tableaux des résultats expérimentaux

$E_\gamma \pm \Delta E_\gamma$ [MeV]	$\theta_\eta^{\text{cm}} \pm \Delta\theta_\eta^{\text{cm}}$ [degrés]	$\Sigma \pm \Delta\Sigma$
739 ± 21	12,9 ± 7,4	0,00 ± 0,14
	38,6 ± 7,4	0,11 ± 0,08
	64,3 ± 7,4	0,13 ± 0,06
	90,0 ± 7,4	0,12 ± 0,06
	115,7 ± 7,4	0,11 ± 0,06
	141,4 ± 7,4	0,05 ± 0,06
	167,1 ± 7,4	0,01 ± 0,08
808 ± 21	12,9 ± 7,4	0,00 ± 0,23
	38,6 ± 7,4	0,17 ± 0,08
	64,3 ± 7,4	0,23 ± 0,06
	90,0 ± 7,4	0,24 ± 0,06
	115,7 ± 7,4	0,15 ± 0,06
	141,4 ± 7,4	0,07 ± 0,06
	167,1 ± 7,4	0,00 ± 0,08
867 ± 20	38,6 ± 7,4	0,12 ± 0,09
	64,3 ± 7,4	0,21 ± 0,06
	90,0 ± 7,4	0,31 ± 0,06
	115,7 ± 7,4	0,23 ± 0,06
	141,4 ± 7,4	0,09 ± 0,06
	167,1 ± 7,4	0,01 ± 0,07

TAB. B.1 – Résultats expérimentaux de l'asymétrie faisceau Σ pour la réaction $p(\gamma, p\eta)$. Les incertitudes données sont les incertitudes statistiques.

$E_\gamma \pm \Delta E_\gamma$ [MeV]	$\theta_\eta^{\text{cm}} \pm \Delta\theta_\eta^{\text{cm}}$ [degrés]	$\Sigma \pm \Delta\Sigma$
929 ± 20	38,6 ± 7,4	0,20 ± 0,10
	64,3 ± 7,4	0,39 ± 0,07
	90,0 ± 7,4	0,33 ± 0,06
	115,7 ± 7,4	0,34 ± 0,06
	141,4 ± 7,4	0,17 ± 0,06
	167,1 ± 7,4	0,01 ± 0,08
990 ± 20	38,6 ± 7,4	0,38 ± 0,11
	64,3 ± 7,4	0,57 ± 0,07
	90,0 ± 7,4	0,43 ± 0,06
	115,7 ± 7,4	0,34 ± 0,06
	141,4 ± 7,4	0,18 ± 0,06
	167,1 ± 7,4	0,02 ± 0,08
1049 ± 19	38,6 ± 7,4	0,67 ± 0,11
	64,3 ± 7,4	0,72 ± 0,07
	90,0 ± 7,4	0,53 ± 0,06
	115,7 ± 7,4	0,20 ± 0,07
	141,4 ± 7,4	0,13 ± 0,07
	167,1 ± 7,4	0,01 ± 0,09

TAB. B.2 – Suite du tableau B.1.

Bibliographie

- [1] G. Höhler, Pion-Nucleon Scattering, Landolt-Börnstein Vol. I/b2 (1983), ed. H. Schopper, Springer Verlag.
- [2] A. J. G. Hey et R. L. Kelly, Phys. Reports 96,71 (1983).
- [3] Proceedings of the 6th Int. Symp. on π -N Physics and the Structure of the Nucleon, édité dans " π -N Newsletters" N^o 10 et 11 (1995).
- [4] Review of Particle Properties, Phys. Rev. **D54** (1996) 561.
- [5] N. Isgur, "An Introduction to the Quark Model for Baryons", Nucleon Resonances and Nucleon Structure, Ed. G. A. Miller, World Scientific, p 45.
- [6] G. Karl, "The quark Model for Baryons", Nucleon Resonances and Nucleon Structure, Ed. G. A. Miller, World Scientific, p 71.
- [7] B. Silvestre-Brac, "Spectroscopy of Baryons containing heavy Quarks", Prog. in Part. and Nucl. Phys. Vol 36, Quarks and Hadrons in Nuclei, Ed. A. Faessler, Pergamon, p 263.
- [8] F. E. Close and Zhenping Li, Phys. Rev. **D42** (1990) 2194.
- [9] R. Koniuk et N. Isgur, Phys. Rev. **D 21** (1980) 1888.
- [10] G. Blanpied et al., Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 1880; R. Beck et al., Phys. Rev. Lett., **78** (1997) 606.
- [11] H.R. Hicks *et al.*, Phys. Rev. **D7** (1973) 2614.
- [12] C.G. Fasano, F.Tabakin and B. Saghai, Phys. Rev. **C46**, (1992) 2430.
- [13] F.E.Close, An Introduction to Quarks and Partons, Academic Press, London-New York-San Fransisco,(1979).
- [14] G. Anton, Photoproduction du méson éta, Habilitation, Université de Bonn, 1993, BONN-IR-93-23.
- [15] D.M. Manley and E.M. Saleski Phys. Rev. **D45**, 4002 (1992).
- [16] F. Tabakin, S. A. Dytman and A. S. Rosenthal, Photoproduction of Eta Mesons, Proc. Worksh. Excited Baryons 1988, Troy (USA), World Scientific, Singapore, 1989.

- [17] G. F. Chew, M. L. Goldberger, F. E. Low, Y. Nambu, Phys. Rev. **106** (1957) 1345.
- [18] E. Breitmoser, H. Arenhövel, Nucl. Phys. **A612**, (1997) 321.
- [19] M. Benmerrouche, N.C. Mukhopadhyay and J.F. Zhang, Phys. Rev. **D51** (1995) 3237.
- [20] I.S. Barker *et al.*, Nuc. Phys. **B95**, 347 (1975). **106**, 1345 (1957).
- [21] Win-tai Chiang et Tabkin Frank, Phys. Rev. **C55** (1997) 2054.
- [22] R.A. Adelseck and B. Saghai, Phys. Rev. **C42** (1990) 108.
- [23] B. Saghai, F. Tabakin, Phys. Rev. **C53** (1996) 66.
- [24] B. Saghai, F. Tabakin, Phys. Rev. **C55** (1997) 917.
- [25] B. Krusche *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 3736.
- [26] J. Ajaka, P. Hoffmann-Rothe, B. Saghai and F. Tabakin, Contribution to the Baryons'95 Conference, DAPNIA/SPhN 95 34.
- [27] R. Koniuk and N. Isgur, Phys. Rev. **D21** (1980) 1868;
- [28] S. Capstick and W. Roberts, Phys. Rev. **D47** (1993) 1994.
- [29] S. Capstick and W. Roberts, Phys. Rev. **D49** (1994) 4570.
- [30] B. Saghai, F. Tabakin, J. Ajaka and P. Hoffmann-Rothe, Contribution to the 6th Conference on the Intersections of particle and Nuclear Physics, BIG SKY, Montana, May 27-June2, 1996.
- [31] B. Saghai, F. Tabakin, J. Ajaka, and P. Hoffmann-Rothe, en préparation.
- [32] F. James, M. Roos, CERN document D506, MINUIT 1989.12.12.
- [33] M. Breuer, Thèse de Doctorat, Universität Bonn (1994).
- [34] S.A. Dytman *et al.*, Phys. Rev. **C51** (1995) 2710.
- [35] C. Bennhold and H. Tanabe, Nucl. Phys. **A530** (1991) 625; C. Bennhold communication privée.
- [36] L. Tiator, C. Bennhold and, S.S. Kamalov, Nucl. Phys. **A580** (1994) 455.
- [37] P. Hoffmann-Rothe, Thèse de Doctorat, IPN Orsay/Université de PARIS-SUD (1996).
- [38] M. Benmerrouche, R.M. Davidson and N.C. Mukhopadhyay, Phys. Rev. **C39**, 2339 (1989).
- [39] M. Benmerrouche and N.C. Mukhopadhyay, Phys. Rev. Lett. **67**, 1070 (1991).
- [40] M. Benmerrouche and N.C. Mukhopadhyay, Phys. Rev. **D46**, 101(1992).

-
- [41] G. Knöchlein, D Drechsel and L. Tiator, *Z. Phys.* **A352**, 327(1995); L. Tiator communication privée.
- [42] N. Isgur and G. Karl, *Phys. Rev.* **D18** (1978) 4178.
- [43] Z. Li and V. Burkert *Phys. Rev.* **D46** (1992) 70.
- [44] Zhenping Li, *Phys. Rev.* **D50** (1994) 5639.
- [45] Zhenping Li, *Phys. Rev.* **D52** (1995) 4961.
- [46] Zhenping Li, *Phys. Rev.* **C52** (1995) 1648.
- [47] C. Bacci *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **11** (1963) 37.
- [48] C. Bacci *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **16** (1966) 157.
- [49] C.A. Heusch *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **14** (1965) 741.
- [50] C.A. Heusch *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **17** (1966) 573.
- [51] H. Kobayakawa, *Jour. Phys. Soc. Japan* **23** (1967) 684.
- [52] R. Prepost *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **18** (1967) 82.
- [53] C. Bacci *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **20** (1968) 571.
- [54] E.D. Bloom *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **21** (1968) 1100.
- [55] P.S. Booth *et al.*, *Lett. Nuovo Cimento* **2** (1969) 66.
- [56] B. Delcourt *et al.*, *Phys. Lett.* **B29** (1969) 75.
- [57] C.A. Heusch *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **25** (1970) 1381.
- [58] P.S. Booth *et al.*, *Nucl. Phys.* **B25** (1971) 510.
- [59] M. Hongoh *et al.*, *Lett. Nuovo Cimento* **2** (1971) 317.
- [60] A. Christ *et al.*, *Lett. Nuovo Cimento* **8** (1973) 1039.
- [61] P.S. Booth *et al.*, *Nucl. Phys.* **B71** (1973) 211.
- [62] L.O. Abramyan, *American Inst. of Phys.* (1978) 560.
- [63] G.A. Vartapetyan and S.E. Piliposyan, *American Inst. of Phys.* (1981) 804.
- [64] Rapport de la commission de l'IN2P3 pour définir les lignes maîtresses de la physique hadronique Janvier 1992.
- [65] Homma *et al.*, *Jour. Phys. Soc. Japan* **57** (1988) 828.
- [66] J.W. Price *et al.*, *Phys. Rev.* **C 51** (1995) R2283.

- [67] A. Bock, Thèse de Doctorat, Universität Bonn (1996).
- [68] K. Büchler, Diplomarbeit, Universität de Bonn, 1987.
- [69] G. Rappenecker, Thèse de Doctorat, Université de PARIS VII (1992).
- [70] <http://www.esrf.fr/>
- [71] L. Federici *et al.*, Nuovo Cimento **59 B**, No. 2 (1980) 247.
- [72] A. I. Akhiezer, V. B. Berestetskii, *Quantum Electrodynamics* (Interscience Publishers, New York, 1965).
- [73] J. E. Felton *et al.*, Astrophys. J. **146**, 686 (1966).
- [74] Th. Russew, Thèse de Doctorat, ISN Grenoble/Université Joseph Fourier Grenoble1 (1995); P. Calvat, Thèse de Doctorat, ISN Grenoble/Université Joseph Fourier Grenoble1 (1997).
- [75] W. K. Mize, Ph.D. Thesis, Univ. of South Carolina (1992).
- [76] C. E. Thorn *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A285**, 447 (1989).
- [77] F. Diana et G. Fournier, Stage de licence, IPN d'Orsay (1997).
- [78] E. Guinault, Thèse de Doctorat, IPN d'Orsay/Université PARIS 11 (1997).
- [79] V. Bellini *et al.*, Experimental study of high energy resolution lead/scintillating fiber calorimeter in the 600-1200 energy region, Nucl. Instr. and Meth. **A386**, 254 (1997).
- [80] CAO mécanique, ISN-Grenoble.
- [81] M. Anghinolfi *et al.*, LNF-90/084(R)(1990); Laboratori Nazionali di Frascati, 13-00044 Frascati, Italy.
- [82] R. Di Salvo, Thèse de Doctorat, VIII Ciclo, Université de Turin Italie (1996).
- [83] D. Barancourt *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A388** (1997) 226.
- [84] Graal user guide, document interne GRAAL.
- [85] R. Douet, N. Borome, H. Harroch, T. Tran-khan, P. Didelon et J. Navarre, A Simple data acquisition architecture for low cost to high data throughput: OASIS-Open-Acquisition-System-IPN-LN, Rapport interne IPN 1994.
- [86] SL-GMS, Graphic Modeling System, Sherrill-Lubinski Corporation.
- [87] L. Le Cam, Stage de licence, IPN d'Orsay (1994).
- [88] J. Pouxé, Rapport interne ISN, Juin 1990.

- [89] H. Bugnet, Thèse, ISN Grenoble (1995); H. Bugnet, R. Foglio et J. POUXE, Rapport interne ISN, Mai 1992.
- [90] J. Pouxé, Rapport interne ISN, Septembre 1992.
- [91] J. Bouvier, M Tournier, Rapport interne ISN, Avril 1993.
- [92] J. Bouvier, M Tournier, Rapport interne ISN, Janvier 1994.
- [93] *GEANT - Detector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library Long Writeup W5013 (1994); CERN Program Library Office, CERN-CN Division, CH-1211 Geneva 23, Switzerland.
- [94] P. Corvisiero *et al.* , Nucl. Instr. and Meth. **A346** (1994) 433.

Table des figures

1.1	L'octet et le singulet des mésons pseudo-scalaires	4
1.2	Illustration de la contribution des résonances à la section efficace	5
1.3	Photoproduction du méson η	6
1.4	Les diagrammes de Feynman	8
1.5	Structure nodale des observables	17
1.6	Suite de la figure 1.5.	17
1.7	Programme de minimisation	19
1.8	La distribution angulaire à 723 MeV	20
1.9	La section efficace totale	20
2.1	L'ESRF et ses 64 lignes.	28
2.2	Implantation de l'expérience GRAAL à l'ESRF	29
2.3	L'optique de GRAAL	30
2.4	Simulation de la distribution en énergie	31
2.5	La rétrodiffusion compton.	32
2.6	L'énergie du photon en fonction de son angle de diffusion	32
2.7	Simulation du degré de polarisation en fonction de l'énergie du photon	33
2.8	L'automate de la cible de GRAAL.	34
2.9	La cible de l'expérience GRAAL.	35
2.10	Triggers expérimentaux à GRAAL.	36
2.11	Le système d'étiquetage de l'expérience GRAAL.	37
2.12	Caractéristiques du système d'étiquetage	38
2.13	Le moniteur de l'expérience GRAAL.	39
2.14	Structure du module détecteur à arrêt total du faisceau (spaghetti)	39
2.15	Vue de l'ensemble du détecteur de GRAAL [80].	41
2.16	La boule BGO	43
2.17	Simulation de la résolution de la boule BGO	43
2.18	L'acquisition de GRAAL	45
3.1	Le mur vue par AUTOCAD.	51
3.2	Le traitement du signal des PM du mur de scintillants.	54
3.3	Chronogramme de la voie logique.	55
3.4	La logique générale de la voie linéaire.	56
3.5	L'ASIC WP	56

3.6	Le panneau de réglage sur l'écran de l'ordinateur	57
3.7	Illustration de 2 barreaux	58
3.8	Courbe d'atténuation	60
4.1	La chaîne de simulation et d'analyse à GRAAL	66
4.2	L'architecture du programme Laggen.	68
4.3	La structure du mot de tête, PCASIC, RASIC et EOE.	69
4.4	Le spectre ΔE -temps de vol du mur horizontal	74
4.5	Le spectre ΔE -temps de vol du mur vertical	74
4.6	Le spectre de masse manquante du double mur	75
4.7	Le spectre de masse invariante de la boule BGO	76
4.8	Le spectre de masse manquante de la boule BGO	77
4.9	Identification des réactions dans le cas où le proton de recul tombe dans le mur	79
4.10	Identification de la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$ dans le cas où le proton de recul est détecté dans le tonneau de scintillants.	81
4.11	Identification de la réaction $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ dans le cas où le proton de recul tombe dans le tonneau de scintillants.	82
4.12	Événements fortuits et vrais	84
4.13	Spectre TDC du moniteur pour les événements réels.	84
5.1	Représentation des angles azimutaux ϕ	90
5.2	Distributions azimutales	92
5.3	L'asymétrie Σ pour la réaction $p(\vec{\gamma}, \eta p)$	95
5.4	Les résultats expérimentaux avec les différents modèles théoriques	97
5.5	Les données de la référence [67] avec les trois configurations	98
5.6	Conformité à l'analyse nodale	102
5.7	Comment se construit le modèle $SP'P'DD'$	103
5.8	Idem 5.7 pour l'observable T.	104

Liste des tableaux

1.1	Une liste des mésons.	4
1.2	Résonances Nucléoniques	6
1.3	Etats et nombres quantiques pour la photoproduction du méson η	9
1.4	Définition des asymétries de polarisation	13
1.5	Rôle de différentes résonances dans le processus de photoproduction du méson η .	15
1.6	Les anciennes données existantes pour le processus $\gamma p \rightarrow \eta p$	23
1.7	Les accélérateurs dans le monde	23
1.8	Les nouvelles données existantes pour le processus $\gamma p \rightarrow \eta p$	24
2.1	Caractéristiques des modes du faisceau d'électrons de l'ESRF [70].	28
2.2	Paramètres des chambres cylindriques [74].	41
3.1	Caractéristiques du scintillant NE110A	51
4.1	Structure d'un événement	70
4.2	La quantité de données enregistrées sur les bandes en Giga-Octets	85
4.3	Le nombre de coups sur les différents scintillants du système d'étiquetage	86
4.4	Le nombre d'événements obtenu	87
4.5	Le nombre de η obtenu	87
5.1	Résultat de lissage en $\Sigma + T$	99
5.2	Résultat du lissage par partie	100
B.1	Résultats expérimentaux de l'asymétrie faisceau Σ pour la réaction $p(\gamma, p\eta)$. Les incertitudes données sont les incertitudes statistiques.	115
B.2	Suite du tableau B.1.	116

Résumé

La photoproduction de mésons η sur l'hydrogène a été mesurée du seuil jusqu'à une énergie de 1100 MeV dans l'expérience GRAAL effectuée en 1996-97 à l'ESRF à Grenoble dans une collaboration entre des groupes Italiens, Français et Russes.

Un faisceau de photons étiquetés et polarisés linéairement a été produit en rétrodiffusant un faisceau laser sur le faisceau d'électrons de 6 GeV de l'anneau de l'ESRF. La cible a été d'hydrogène liquide de 3 cm. Un détecteur 4π a été utilisé, composé de trois couches de détecteurs: chambres à fil, compteurs à scintillation et calorimètres. Nous avons la charge d'installer et d'étalonner un double mur de scintillants (3×3 m) conçu pour détecter aux angles avant ($1^\circ - 25^\circ$) les particules chargées et mesurer leur pertes d'énergie et leurs temps de vol.

Nous avons analysé les résultats de la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$ en identifiant le η dans le calorimètre latéral qui est une boule BGO et en détectant le proton dans les détecteurs à scintillation. L'asymétrie faisceau Σ a été extraite des distribution en ϕ du méson η et a été établie en fonction de θ_{CM} du η pour 6 intervalles d'énergie incidentes allant du seuil jusqu'à 1100 MeV.

L'interprétation des résultats de l'asymétrie Σ a été effectuée dans le cadre du modèle isobarique. La prise en compte des deux résonances, S11(1535) et D13(1520) n'a pas suffi pour expliquer nos résultats. Il a fallu inclure en plus l'excitation des résonances P13(1720), D15(1675) et P13(1880), la dernière étant manquante dans le tableau des résonances et récemment révélée par le modèle des quarks.

Abstract

The photoproduction of η meson on hydrogen has been measured from threshold to 1100 MeV in GRAAL experiment performed in 1996-97 at the ESRF in Grenoble by a Collaboration of Italian, French and Russian groups.

A tagged and linearly polarized photon beam has been produced by backscattering a laser beam on the 6 GeV electron beam of the ring of the ESRF. The target was a liquid hydrogen target of 3 cm. A 4π detection system was used. It is composed of three layers of detectors: wire chambers, scintillator counters and calorimeters. We had in charge to install and calibrate a double wall of scintillator bars (3×3 m) designed to detect at forward angles ($1^\circ - 25^\circ$) the charged particles and to measure their loss of energy and their time of flight.

We analysed the results of the reaction $\gamma p \rightarrow \eta p$ by identifying the η in the lateral calorimeter which is a BGO ball and by detecting the proton in the scintillation counters.

The beam asymmetry Σ was extracted from ϕ distribution of η meson and was plotted against θ_{CM} of η for 6 intervals of energy between the threshold and 1100 MeV .

The interpretation of beam asymmetry Σ was performed in the frame of the isobaric model. The use of the two resonances S11(1535) and D13(1520) to explain our results was not sufficient. We had to take into account in addition the excitation of the resonances P13(1720), D15(1675) and P13(1880), the last being missing in the table of resonances and recently revealed by quark models.