

THÈSE de DOCTORAT de L'UNIVERSITÉ PARIS 6

Spécialité:

Physique Nucléaire

Présentée par

Eric Anciant

Sujet de la thèse:

**Photoproduction de mésons ϕ à grand
moment transféré.**

soutenue le *20 mars 2000*

Devant le jury composé de MM:

Marco Anghinolfi (rapporteur)

Michel Baubillier (président du jury)

Barry. L. Berman

Serge Kox (rapporteur)

Jean-Marc Laget (directeur de thèse)

Claude Marchand (responsable de thèse)

Remerciements

Ce travail a été réalisé au Service de Physique Nucléaire, au Centre d'Étude de Saclay, ainsi qu'au Jefferson Laboratory, en Virginie, États-Unis. Il a été initié 16 mois avant ma thèse par mon séjour dans ce laboratoire dans le cadre de la coopération scientifique (CSNS).

Je tiens à remercier Jean Mougey pour avoir soutenu ma candidature en tant que Coopérant scientifique, puis pour m'avoir accueilli au sein de son service, ainsi que Jacques Martino qui a pris sa suite à la tête du service. Je tiens aussi à remercier vivement le Professeur Barry L. Berman pour m'avoir accueilli dans son équipe à l'université George Washington, et pour avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse. Merci aussi à Bernhard A. Mecking pour m'avoir accueilli au sein de l'équipe du Hall B tout au long de ces 4 années.

Je remercie Mr Baubillier d'avoir accepté de faire partie de mon jury, et de l'avoir présidé.

Je remercie Serge Kox et Marco Anghinolfi d'avoir accepté d'être mes rapporteurs et pour les moments très sympathiques passés avec eux, depuis les plages landaises et restaurant bordelais pour le premier jusqu'au restaurant des hauteurs de Genova pour le second.

J'en profite pour dire Ciao à toute l'équipe de Genova, et en particulier à (l'autre) Marco (Battaglieri, cf. biblio), ainsi qu'aux autres: je garde un souvenir très vivant des soirées pastas à la Residence Facility.

Staying at Jefferson Lab was a real pleasure, in particular because of the great diversity of people coming from so many different places around the world. I would like to thank a lot all the friends I made in the US, in particular to the original gang: Seb, Sasha, Kathy, Aziz, Mick and Baub who made my CSN and (for those still there) my stays during my thesis so much fun -we will keep in touch- and to all the others that participated to the unforgettable "Ti Punch House Fever Nights": 'Tall' Tony, Erika, Jay, Paul 'push-ups', the LPC crew: Géraud, Stéphanie, Christophe (slowl-peedy), Deur, and also to Laurent, Sylvain, Cynthia, Colin, Emmanuel, Elisabeth, Jochen, to the GWU's students, J-C, Catalina, and many others... Going to CEBAF would have been completely different without the daily "Hockey-time" (Best reason for leaving endless meetings at noon exactly), without the various Volley-ball Championships and without the Tuesday-eve darts-beer competitions, many thanks to all sports players, Dave, Marc (Stick destroyer), Jim (say hello to Ruth), and Steve (My Bull's-eyes master), Carl, Latifa, Mac, Marki "Hiii!", and many others... I also want to thank the Hall B staff for their "continuous" help, in particular when I woke them up "early in the morning" (past midnight): Arne, Elton, Vardan, Steve, the list is long, to the offline and online peoples, to the technicians of Hall B, to the electronic group, to the detector group, thanks Yuri. Many thanks to the Tagger group (i.e. GWU-CUA-ASU crews), in particular many thanks to grumbling Luc for his 'Ca va gamin?' or for (everytime a length measurement was in question) "That's what SHE said", say hello to Jill and Bill.

Retour à Saclay, un grand merci aux filles; Claire, Dominique, Rosella, Julie, Sophie, Maud, Stéphanie, Alexia sans oublier Danielle, Isabelle et Marie: un peu de finesse dans un monde de machysiciens, ça fait du bien.

Merci aux animateurs de la salle café du bas (qui vont, qui viennent, au gré des saisons): David, "-", Vincent, Jojo "l'Huma", Fred, Corentin, Pascal V., Jacques, Nicole "les chocolats", Etienne, Andreas, Pam "sur réseau", et Bijan "du matin", et j'en oublie certainement...

Merci aussi à l'équipe de Foot du SPHN, mené avec enthousiasme par notre coach de stature international Valérie: Pierre-Francois (merci Linux Master aussi), Jean-Luc, les deux Laurents, Jean-Eric, Gabriele, Antoine, Cédric, Georges, Frédéric et Kawtar, et les autres plus "occasionnels". Les victoires furent nombreuses et leur retentissement dépassa largement (d'au moins un mètre ou deux) les limites du terrain de Saclay.

Merci à mes voisins P^2 , à Pascal pour m'avoir rappelé tous les jours à quel point le monde est injuste et incohérent et absurde, et ..., et merci à l'autre Pascal pour m'avoir quotidiennement tenu au courant des bilans financiers des start-up et des fluctuations de la bourse.

Cette thèse n'aurait jamais été ce qu'elle est sans l'incontournable influence de Thierry, qui en a tracé la voie, qui a eu la tâche terriblement ingrate de débroussailler les codes obscurs du offline de CLAS (avec l'aide de François et Laurent), d'inventer et écrire les contrôles IHM de la ligne de photons réels, qui a eu le mérite, la curiosité et l'opiniâtreté d'imposer ROOT et le C++ à un groupe dubitatif. Difficile de faire plus innovant et d'être plus entreprenant que lui. Ce manuscrit est plus que largement inspiré pour certaines parties de sa thèse.

Je voudrais très sincèrement remercier les trois personnes qui m'ont accueilli et encadré tout au long de ma thèse. Merci à Jean-Marc de l'avoir dirigée et de m'avoir offert un sujet aussi intéressant, d'avoir poussé cette expérience et cette physique envers et contre tous. Merci à Claude pour son support inconditionnel et la confiance qu'il m'a toujours témoigné, pour avoir été mon complice tout au long des mois de galère à CEBAF à préparer une expérience toujours retardée, puis lorsqu'il fallait mener à bien les prises de données au milieu d'un dédale de IOC CRASH, CHL CRASH, T-Storm, Quad Trip, Controlled Access et d'un faisceau de photons dont la seule rétroaction de contrôle était l'oeil "vigilant" des shift-takers. Merci enfin à l'animateur de l'équipe, j'ai nommé Gégé, grand ordonnateur du Ti-Punch, tout aussi capable de me laisser délicatement de l'agneau au curry fumant pour mes retours de shift la nuit que de vaincre maints barrages Policiers pour voler au secours de la cible, ou d'avoir toujours la bonne idée pleine de bon sens de pas se casser la tête trop longtemps sur les problèmes insolubles. Vivent les gueulantes collectives du mardi matin.

Enfin, cette période de ma vie sera celle où je ne fermais pas l'oeil sans savoir que bientôt le téléphone sonnerait à travers les océans, pour ma dose multi-hebdomadaire de Vanessa. Ce ne fut pas toujours facile, mais on a réussi; aujourd'hui les factures de téléphone sont beaucoup plus raisonnables, et pour longtemps je l'espère, pour mon plus grand bonheur. Merci.

Table des matières

Remerciements	1
Introduction	9
Motivations Physiques	12
1 Motivations physiques	15
1.1 Les mésons vecteurs	15
1.1.1 Découverte des mésons vecteurs légers.	15
1.1.2 Caractéristiques.	16
1.1.3 Les mésons vecteurs lourds	17
1.2 La structure hadronique du photon	18
1.2.1 Similarités entre les réactions hadroniques et les réac- tions photo-induites	19
1.3 Photoproduction de Mésons Vecteurs	24
1.3.1 Courant électromagnétique du photon	24
1.3.2 Le modèle de dominance vectorielle	25
1.3.3 Section efficace totale	25
1.4 Phénoménologie des pôles de Regge	27
1.4.1 Cinématique	28
1.4.2 Amplitude dans un modèle de Regge	28
1.4.3 Sections efficaces totales	30
1.5 Le Pomeron	31
1.5.1 Caractéristiques	31
1.5.2 Le Pomeron dans le cadre de la théorie de Regge	31
1.6 Modèles non-perturbatifs du Pomeron	33
1.6.1 Modèle de Donnachie-Landshoff (DL)	33
1.6.2 Modèle de Landshoff-Nachtmann (LN)	36
1.7 Modèles perturbatifs.	39
1.7.1 Modèle de quark-diquark	39

1.8	Section efficace différentielle de photoproduction du méson ϕ en fonction de t	40
1.8.1	Modèle diffractif (DL)	40
1.8.2	Échange de deux gluons non-perturbatifs	42
1.8.3	Modèle de quark-diquark	44
1.9	Cadre de cette thèse	44
 Dispositif expérimental		46
2	Thomas Jefferson Laboratory et l'accélérateur CEBAF	49
2.1	Injecteur	49
2.2	Transport du faisceau.	50
2.3	Caractéristiques du faisceau.	51
3	CLAS	53
3.1	Introduction: Le Hall B	53
3.2	Les bobines magnétiques.	54
3.3	Mesure d'impulsion: Chambres à dérive	57
3.3.1	Géométrie	57
3.3.2	Reconstruction des trajectoires.	60
3.4	Mesure de temps de vol: Les scintillateurs de temps de vol.	62
3.4.1	Géométrie	62
3.4.2	Pré-logique de déclenchement des TOF	62
3.4.3	Analyse	64
3.5	Autres équipements: Calorimètres électromagnétiques & détecteurs Čerenkovs	65
3.6	La cible cryogénique	69
3.6.1	Le circuit réfrigérant	69
3.6.2	Le corps de cible	71
3.7	Le système de déclenchement de CLAS	72
3.8	Le système d'acquisition	72
4	La ligne de photons Réels	75
4.1	Introduction	75
4.1.1	Étiquetage.	75
4.1.2	Autres détecteurs composant la ligne.	75
4.2	L'étiqueteur	76
4.2.1	Production du faisceau de photons.	76
4.2.2	Caractéristiques du rayonnement de freinage.	76
4.2.3	Hodoscope.	78

4.3	Le compteur de départ	84
4.3.1	Réduction du taux de déclenchement sur des coïncidences fortuites.	84
4.3.2	Conception	84
4.3.3	Mesure du temps au vertex.	85
4.4	Mesure du temps au vertex.	87
4.4.1	Mesure du temps RF.	88
4.4.2	Mesure par le Compteur de départ.	89
4.4.3	Mesure par l'hodoscope et le signal Radio-fréquence.	91
4.5	Les compteurs de normalisation	92
4.5.1	Collimation du faisceau de photons	92
4.6	Le compteur à absorption totale.	93
4.6.1	Calibration	95
4.7	Le spectromètre de paires.	95
4.7.1	calibration	97
4.8	Le compteur de paires.	97
4.8.1	Introduction	97
4.8.2	Conception.	99
4.8.3	Mesure de flux	100
4.8.4	Contrôle du faisceau de photon.	103
Analyse		107
5	Normalisation	109
5.1	Introduction	109
5.2	Dispositif électronique	113
5.3	Analyse des données de normalisation.	113
5.3.1	Distribution par canal d'énergie.	114
5.3.2	Efficacités du PC et du PS.	116
5.4	Analyse des prises de données de production (Haut flux)	117
5.4.1	Gestion des échelles	117
5.4.2	Distribution en canaux d'énergie.	122
5.5	Estimation des pertes dans la ligne entre la cible et l'alcôve	123
5.6	Bilan	125
5.6.1	Conclusion	127
6	Identification du canal.	129
6.1	Introduction.	129
6.2	Reconstruction des masses.	130
6.3	Erreurs sur la mesure de la masse	134

6.3.1	Erreurs sur la mesure d'impulsion.	134
6.3.2	Erreurs sur la mesure de la vitesse.	138
6.3.3	Conclusion	141
6.4	Coupure sur les masses.	142
6.4.1	Identification ambiguë	145
6.5	Canal pK^+K^-	147
6.6	Mesure du canal $\gamma p \rightarrow p\phi$ en fonction du moment transféré.	157
7	Efficacité et acceptance.	163
7.1	Degrés de liberté.	164
7.1.1	Efficacité de particules simples.	165
7.1.2	Efficacité par canal.	167
7.2	Acceptance.	169
7.2.1	Acceptance des particules simples	169
7.2.2	Acceptance des particules corrélées	171
7.3	Efficacité des détecteurs participant au déclenchement.	176
7.4	Résultats de la simulation.	177
8	Résultats.	183
8.1	Échange du Pomeron.	185
8.2	Modèle de quark-diquark	185
8.3	Échange de deux gluons non-perturbatifs.	185
8.4	Contributions autres que le Pomeron.	188
8.5	Distributions angulaires.	189
	Conclusion	195
	Annexes	197
A	Reconstruction des données de l'hodoscope	199
A.1	Étape 1: Filtrage des données et conversion canal-temps.	200
A.2	Étape 2: Appariement géométrique E-T.	200
A.3	Étape 3: Coïncidence en temps E-T.	202
A.4	Étape 4: Redivision des plans.	202
A.5	Étape 5: Ajustement fin des temps sur le signal Radio-fréquence.	204
A.6	Étape 6: Identification des configurations atypiques.	205
A.7	Calibration en temps	208
A.7.1	Calibrations des pentes TDC	209
A.7.2	Alignement relatif des canaux T	210
A.8	Conclusion sur l'étiquetage	212

B	Étude détaillée de la Normalisation	213
B.1	Efficacité d'étiquetage par canaux T et E.	213
B.1.1	Division par détecteur:	213
B.1.2	Division par canal:	214
B.2	Dérivation de l'expression 5.1	216
B.3	Comparaison échelles/ acquisition.	217
B.4	Dysfonctionnement du module de coïncidence E-T.	222
B.5	Remèdes	224
B.6	Conclusion	224
C	Analyse de la décroissance	227
C.1	Les systèmes de référence	227
C.2	Relation	229

Introduction

La sonde électromagnétique est un instrument de prédilection pour l'étude de la matière nucléaire. Elle a permis à basse énergie de mettre en évidence la structure nucléo-mésonique de la matière nucléaire, et, depuis des décennies elle a servi à mesurer notamment les facteurs de forme des nucléons. La raison de ce succès tient à la relative simplicité de la particule échangée, le photon, et à son couplage (proportionnel à la charge électrique $e = \frac{1}{\sqrt{137}}$) faible comparativement au couplage de l'interaction forte. On peut de ce fait effectuer un calcul perturbatif exact du mécanisme de réaction, se basant sur une théorie (QED) bien connue, pour extraire les propriétés des noyaux. A l'opposé, les expériences de collisions entre hadrons produisent des interactions multiples de systèmes étendus et complexes interagissant de manière forte.

Des mesures à très haute énergie ont d'autre part permis de mettre en évidence la structure sub-nucléonique de la matière, à base de quarks et de gluons, et de la modéliser par la théorie QCD. Celle-ci se caractérise par une constante de couplage qui varie entre deux régimes extrêmes: à haute énergie elle est faible et tend vers 0, ce qui permet un calcul perturbatif de mécanismes simples d'interaction (régime "dur"). A basse énergie, au contraire elle devient forte, ce qui rend les calculs QCD impossibles à l'heure actuelle, et nous contraint à utiliser des modèles phénoménologiques dont les degrés de libertés sont les baryons et les mésons (régime "mou").

La question se pose naturellement de comprendre la transition entre ces deux régimes. Une approche consiste à s'intéresser à des processus dont une échelle d'énergie s'approche du régime dur, tout en n'étant pas destructeurs (comme le sont les réactions profondément inélastiques des hautes énergies) quant à la composition en baryons et mésons de la réaction. De tels processus *exclusifs* sont rares, c'est à dire que leurs sections efficaces sont très faibles. C'est dans cette perspective qu'ont été lancés des projets d'accélérateurs d'électrons aux énergies intermédiaires (quelques GeV à quelques dizaines de GeV) de nouvelle génération à courant continu qui permettent d'obtenir de très grandes luminosités, et donc d'extraire des sections efficaces très

faibles. L'accélérateur CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility) au laboratoire Thomas Jefferson National Accelerator Facility (TJNAF ou JLab) est de ce type.

Une propriété remarquable de l'interaction du photon avec la matière hadronique dans la gamme d'énergie intermédiaire est sa grande similitude avec un grand nombre de processus purement hadroniques. On notera en particulier une section efficace totale quasi-indépendante de l'énergie et une amplitude de diffusion élastique essentiellement imaginaire très piquée vers l'avant. Cette similitude a trouvé une explication naturelle dans le modèle de dominance vectorielle des photoréactions, dans lequel le photon est décrit comme une superposition de mésons vecteurs qui dominent l'interaction du photon avec les hadrons. Dans ce cadre, la photoproduction de mésons vecteurs apparaît comme un processus favorisé: il contribue à hauteur d'environ 20% à la section efficace totale.

Comme la diffusion Compton sur le noyau et la section efficace totale (via le théorème optique), la photoproduction de mésons vecteurs présente des caractéristiques propres aux phénomènes diffractifs. Ceux-ci peuvent être décrits à l'aide d'une approche par la voie s ou par la voie t . Dans l'approche par la voie s , la réaction par diffraction est considérée comme le complément de tous les processus inélastiques. Dans l'approche par la voie t , le processus est décrit comme l'échange de trajectoires de Regge. L'une d'entre elle, celle du Pomeron, dont les nombres quantiques sont ceux du vide (les nombres quantiques du méson produit et de la cible restent inchangés par cette réaction) tient une place à part dans la mesure où aucune résonance hadronique ne lui est encore associée. Le Pomeron est donc à ce stade de nos connaissances un objet purement phénoménologique généralement interprété comme l'échange d'une structure gluonique.

Le modèle diffractif du Pomeron reproduit parfaitement les sections efficaces de photoproduction de mésons vecteurs à petit t . En mesurant ce processus à plus grand t on espère cependant s'approcher suffisamment du régime dur, pour observer des effets liés à la sous-structure en quark et gluons de la matière hadronique. Ceci se traduit en particulier par la modélisation du Pomeron en terme d'échange de deux gluons non-perturbatifs.

Dans cette optique, la photoproduction du méson ϕ est un candidat idéal. En effet, ce méson étant constitué d'une paire $s\bar{s}$, et le contenu en quark étrange des nucléons étant très faible, la contribution des échanges de quarks est très faible dans ce processus. Nous avons donc ici accès à une réaction dominée essentiellement par l'échange du Pomeron (ou de sa réalisation en deux gluons). Le prix à payer provient de la section efficace très faible, de l'ordre du nano-barn, qui doit être mesurée. C'est seulement avec l'avènement d'un accélérateur de nouvelle génération à courant continu, de type CEBAF, com-

biné au spectromètre "4 π " CLAS qu'une telle mesure a été rendue possible, et constitue le sujet de cette thèse.

Je reviendrai dans un premier chapitre sur les motivations physiques de cette mesure. Puis, dans les chapitres 2 à 4 je décrirai l'équipement expérimental utilisé, à savoir l'accélérateur CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility), le spectromètre CLAS (CEBAF Large Acceptance Spectrometer), et le système d'étiquetage de photons. Je présenterai ensuite les trois étapes de l'analyse: la normalisation par le flux de photon, l'identification du canal et l'estimation de l'efficacité de détection de CLAS.

Pour finir, je présenterai les premiers résultats de mesure de section efficace de photoproduction du méson vecteur ϕ à grand moment transféré, qui seront comparés aux calculs les plus récents. Nous verrons que cette comparaison offre une perspective prometteuse pour notre compréhension de la structure du Pomeron et pour accéder aux corrélations entre quarks dans l'état fondamental du nucléon.

Motivations physiques.

Chapitre 1

Motivations physiques

1.1 Les mésons vecteurs

1.1.1 Découverte des mésons vecteurs légers.

Le méson vecteur ρ a été découvert indirectement à la fin des années 50 par ses effets sur le facteur de forme du nucléon. En effet, pour comprendre le facteur de forme isovectoriel du nucléon que l'on mesure dans les réactions élastiques $eN \rightarrow eN$, il faut supposer que le photon échangé fluctue en un méson possédant les nombres quantiques $I = 1$ et $J = 1$ [Bau78]. Des expériences de diffusion de pion $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^0 p$ et $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ n$ furent alors réalisées [Erw61] pour essayer de mettre en évidence ce méson vecteur (qui fut baptisé rho). Elles mirent en évidence un pic dans les deux masses invariants $\pi^- \pi^0$ et $\pi^- \pi^+$ à 765 MeV. Le rapport des deux réactions ($\simeq 2:1$) indiquait qu'il s'agit d'un état d'isospin $I = 1$.

Sa masse est maintenant établie à $M_\rho = 770 \text{ MeV}$ et sa largeur (principalement due à la décroissance forte en deux pions) est de $\Gamma_\rho = 150 \text{ MeV}$. Les premières expériences de photoproduction de ρ furent faites dès 1961 [Leo61].

Le ω et le ϕ furent eux découverts dans des expériences en chambre à bulle avec les réactions $p + \bar{p} \rightarrow 2\pi^+ + 2\pi^- + \pi^0$ et $K^- p \rightarrow \Lambda^0 + K + K$ [Mag61][Ber62], en observant leur décroissance en mésons scalaires. On trouva que leur isospin est nul ($I = 0$) mais que comme le ρ , ils ont $J^{PC} = 1^{--}$.

Après la découverte de ces états, on s'intéressa de manière systématique aux mécanismes de leur production avec la sonde électromagnétique en photon réel, en électroproduction et en collision e^+e^- quand la masse $(Q^2)^{1/2}$ du

1. (Q^2) est la valeur absolue du transfert d'impulsion de l'électron diffusé au projectile:
 $Q^2 = -q^2 = -(\widetilde{q}_{e^-}^{in} - \widetilde{q}_{e^-}^{out})^2$.

photon virtuel est de l'ordre de la masse des mésons vecteurs, c'est à dire de l'ordre de 1 GeV.

1.1.2 Caractéristiques.

Les caractéristiques principales des mésons vecteurs légers ρ , ω et ϕ sont présentées dans la table 1.1.

Particule	décroissances principales	masse (MeV)	Largeur (MeV)	J^P	C	I	Y
$\rho (= \frac{u\bar{u}-d\bar{d}}{\sqrt{2}})$	$\pi\pi \cong 100\%$	$768,1 \pm 0,5$	$151,5 \pm 1,2$	1^-	-1	1	0
$\omega (= \frac{u\bar{u}+d\bar{d}}{\sqrt{2}})$	$\pi^+\pi^-\pi^0 \cong 88,8 \pm 0,6\%$ $\pi^0\gamma \cong 8,5 \pm 0,5\%$	$781,95 \pm 0,14$	$8,43 \pm 0,1$	1^-	-1	0	0
$\phi (= s\bar{s})$	$K^+K^- \cong 49,1 \pm 0,8\%$ $K_L^0 K_S^0 \cong 34,4 \pm 0,7\%$	$1019,413 \pm 0,008$	$4,43 \pm 0,008$	1^-	-1	0	0

TAB. 1.1 - Caractéristiques des mésons vecteurs [PDG].

Les mésons sont composés d'une paire quark-antiquark. Dans le modèle le plus simple, les mésons vecteurs légers sont classifiés dans un multiplet de SU(3), correspondant à la décomposition :

$$[3] \otimes [\bar{3}] = [8] \oplus [1]$$

où $[3]$ correspond à la représentation irréductible d'un quark et $[\bar{3}]$ à la représentation irréductible d'un anti-quark. Graphiquement on représente cela dans un tableau de Young (fig 1.1):

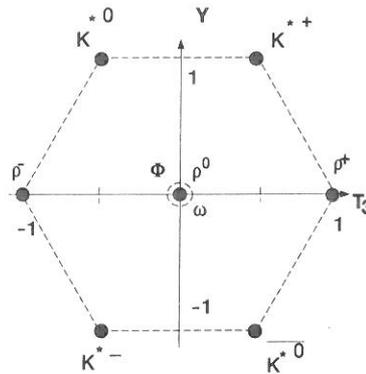


FIG. 1.1 - Multiplet des mésons vecteurs $J^P = 1^-$.

Y est l'hypercharge et T_3 la troisième composante de l'opérateur d'isospin. L'état $Y = 0$ et $T_3 = 0$ est dégénéré, à cause du mélange de $SU(3)$, les particules physiques ϕ et ω ne sont pas des états propres purs de $SU(3)$. Les symétries de ce groupe impliquent que les masses du ϕ et du ω sont égales. En fait, elles ne le sont pas, car la symétrie $SU(3)$ n'est pas exacte.

Si l'on suppose cependant que les interactions fortes sont invariantes de façon approchée sous $SU(3)$ et que le photon est un singlet de $SU(3)$, on peut relier entre elles les constantes de couplage des mésons vecteurs f_ρ , f_ω et f_ϕ au photon. On obtient en particulier la relation suivante :

$$\frac{1}{f_{\rho^0}} = \frac{\sqrt{3} \sin \theta}{f_\omega} = -\frac{\sqrt{3} \cos \theta}{f_\phi}$$

où θ est l'angle de mélange entre les états $|\omega\rangle$ et $|\phi\rangle$, tel que :

$$|\phi\rangle = \cos \theta |\phi^8\rangle + \sin \theta |\omega^1\rangle$$

$$|\omega\rangle = -\sin \theta |\phi^8\rangle + \cos \theta |\omega^1\rangle$$

où $|\phi^8\rangle$ et $|\omega^1\rangle$ sont les vecteurs propres respectivement de l'octet et du singlet de $SU(3)$ ayant $Y = 0$ et $T_3 = 0$. Pour le mélange idéal, c.à.d. $\tan \theta = \frac{1}{\sqrt{2}}$, on obtient la relation souvent rencontrée :

$$\frac{1}{f_\rho} : \frac{1}{f_\omega} : \frac{1}{f_\phi} = 3 : 1 : (-\sqrt{2})$$

1.1.3 Les mésons vecteurs lourds

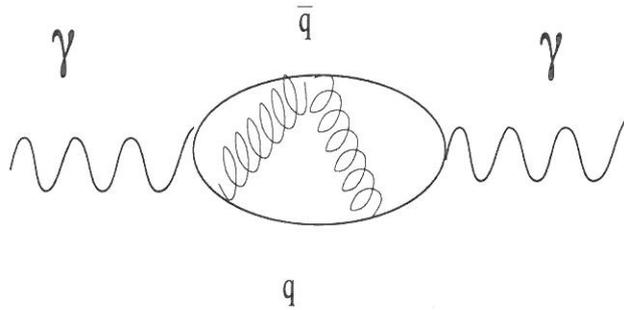
En 1974, puis en 1977 [Cah89], on découvrit d'autres mésons vecteurs : le J/ψ composé d'une paire de quark-antiquark $c\bar{c}$, d'une masse $M_{J/\psi} \simeq 3 \text{ GeV}$ et le Υ composé de $b\bar{b}$ avec une masse $M_\Upsilon = 9,5 \text{ GeV}$. Avec la confirmation en 1996 de l'existence du quark top, il ne fait pas de doute qu'il existe aussi un méson vecteur associé $t\bar{t}$, cependant sa masse est trop grande pour qu'il puisse être détecté aux énergies accessibles à ce jour.

Ces mésons vecteurs ont été découverts en collision e^+e^- . Les nouvelles données sur l'électroproduction de J/ψ à HERA, qui introduisent une nouvelle échelle dure (la masse du J/ψ) et semblent montrer des indices de comportement perturbatif, ont suscité un renouveau des travaux sur l'électroproduction des mésons vecteurs [Whi95] [ZEUS98].

1.2 La structure hadronique du photon

Il est très tôt apparu que les réactions de photoproduction ont de grandes similarités avec les réactions de collision hadron-hadron. Une hypothèse séduisante pour comprendre l'origine physique d'une telle ressemblance est que le photon fluctue en mésons vecteurs (les mésons vecteurs ayant les mêmes nombres quantiques que le photon $J^{PC} = 1^{--}$) et interagit avec la cible par cette structure.

Pour représenter la structure en terme de mésons vecteurs, on fait une séparation en deux étapes. On suppose d'abord que le photon a une structure interne indépendante, puis que cette structure interagit avec la cible pour conduire à une réaction hadronique. Il n'est cependant pas évident que cette séparation ait un sens physique car le photon fluctue constamment entre les états de mésons vecteurs et celui de photon. Il faut donc que la fluctuation dure suffisamment longtemps. En effet, le photon commence par fluctuer en une paire de quark-antiquark qui interagissent non-perturbativement, s'ils en ont le temps, pour se constituer en méson vecteur.



On estime le temps de vie (ou temps de formation) d'une fluctuation avec le principe d'incertitude d'Heisenberg :

$$t_f \sim \hbar \frac{2E_\gamma}{Q^2 + M_V^2}$$

E_γ est l'énergie du photon, Q^2 est le transfert de quadri-impulsion de l'électron incident et M_V est la masse du méson. Par exemple, le temps de formation de la composante ρ pour un photon ($Q^2 = 0$) de 5 GeV est de l'ordre de $3,5 \frac{fm}{c}$, à comparer avec le temps d'interaction qui est donné par le diamètre du proton $\sim 1,5 \frac{fm}{c}$. Il est tout à fait plausible que cette fluctuation soit présente suffisamment longtemps pour pouvoir interagir avec la cible.

Quand Q^2 devient grand devant l'énergie, on voit que le temps de vie de la fluctuation diminue d'autant. La composante hadronique n'a plus le temps de se former et le photon n'apparaît plus comme un hadron dans son interaction

avec la cible mais comme un photon nu. A grand Q^2 , l'analogie photon-méson vecteur perd de sa validité et l'on atteint le régime de la diffusion profondément inélastique [Sch93].

1.2.1 Similarités entre les réactions hadroniques et les réactions photo-induites

Sections efficaces totales

Qualitativement, la section efficace totale de photoproduction ($\sigma_{\gamma p}$) et la section efficace totale hadronique $\sigma_{\pi^- p} + \sigma_{\pi^+ p}$ ont, à un facteur multiplicatif près (de l'ordre de grandeur de la constante de structure fine électromagnétique $\alpha \simeq \frac{1}{137}$, un calcul plus détaillé sera présenté au paragraphe 1.3.3), la même variation en fonction de l'énergie comme on peut le voir sur la figure 1.2 pour les données à basse énergie. Les deux montrent la présence de résonances près du seuil puis atteignent un régime stable quand l'énergie croît.

A plus haute énergie, les sections efficaces totales de production remontent selon des lois de puissance avec le même exposant. Donnachie and Landshoff [Don92] ont fait un ajustement global à l'aide de deux exposants sur l'ensemble des données de sections efficaces totales hadroniques des réactions $\bar{p}p$, pp , πp , Kp , γp et ont montré que l'on peut les paramétriser avec la forme :

$$As^{-0,4525} + Bs^{0,0808} \quad (1.1)$$

où A et B sont des coefficients spécifiques à chaque réaction.

On peut voir sur la figure 1.3 la tendance remarquable de toutes ces sections efficaces qui sont très bien reproduites par une telle courbe. La première puissance de s est attribuée aux échanges de Reggeon (ici ρ , ω , f_2 , a_2) et la deuxième à l'échange du Pomeron: nous y reviendrons plus tard.

Caractéristiques générales des réactions élastiques

Au dessus de 2 GeV d'énergie du projectile, les réactions hadroniques élastiques $\pi^\pm p \rightarrow \pi^\pm p$, $K^\pm p \rightarrow K^\pm p$, $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$ ont des caractéristiques communes frappantes avec la photoproduction de méson vecteur, caractéristiques qui sont typiques d'un processus diffractif [Lei78], [Bau78] :

- à haute énergie, les sections efficaces élastiques croissent suivant une même puissance de s . Nous avons déjà vu que c'est vrai également pour les sections efficaces totales. Sur la figure 1.4 la section efficace des processus de photoproduction $\gamma p \rightarrow p\rho$, $\gamma p \rightarrow p\omega$ et $\gamma p \rightarrow p\phi$ montrent aussi la même tendance en fonction de s .

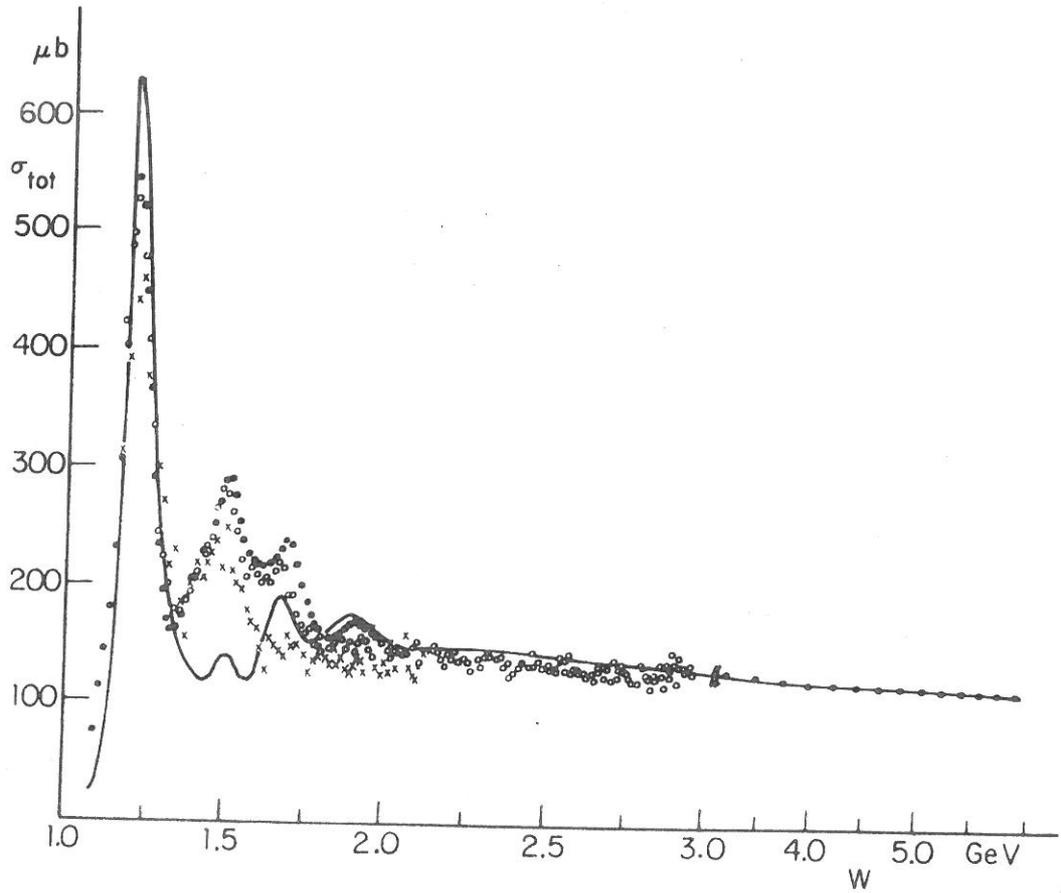


FIG. 1.2 - Section efficace hadronique totale et section efficace de photo-production totale, en fonction de l'énergie. La ligne solide représente la production $(\sigma_{\pi^+p} + \sigma_{\pi^-p})/440$ à partir d'une compilation de H \ddot{o} chler et Jakob (1972a, b). La section efficace électromagnétique totale est basée sur la compilation de Damashek et Gilman (1970) ($\sigma_{\gamma p}$: \bullet) et Armstrong et Al. (1972a, b) ($\sigma_{\gamma p}$: \circ et $\sigma_{\gamma \pi}$: \times).
[Bau78]

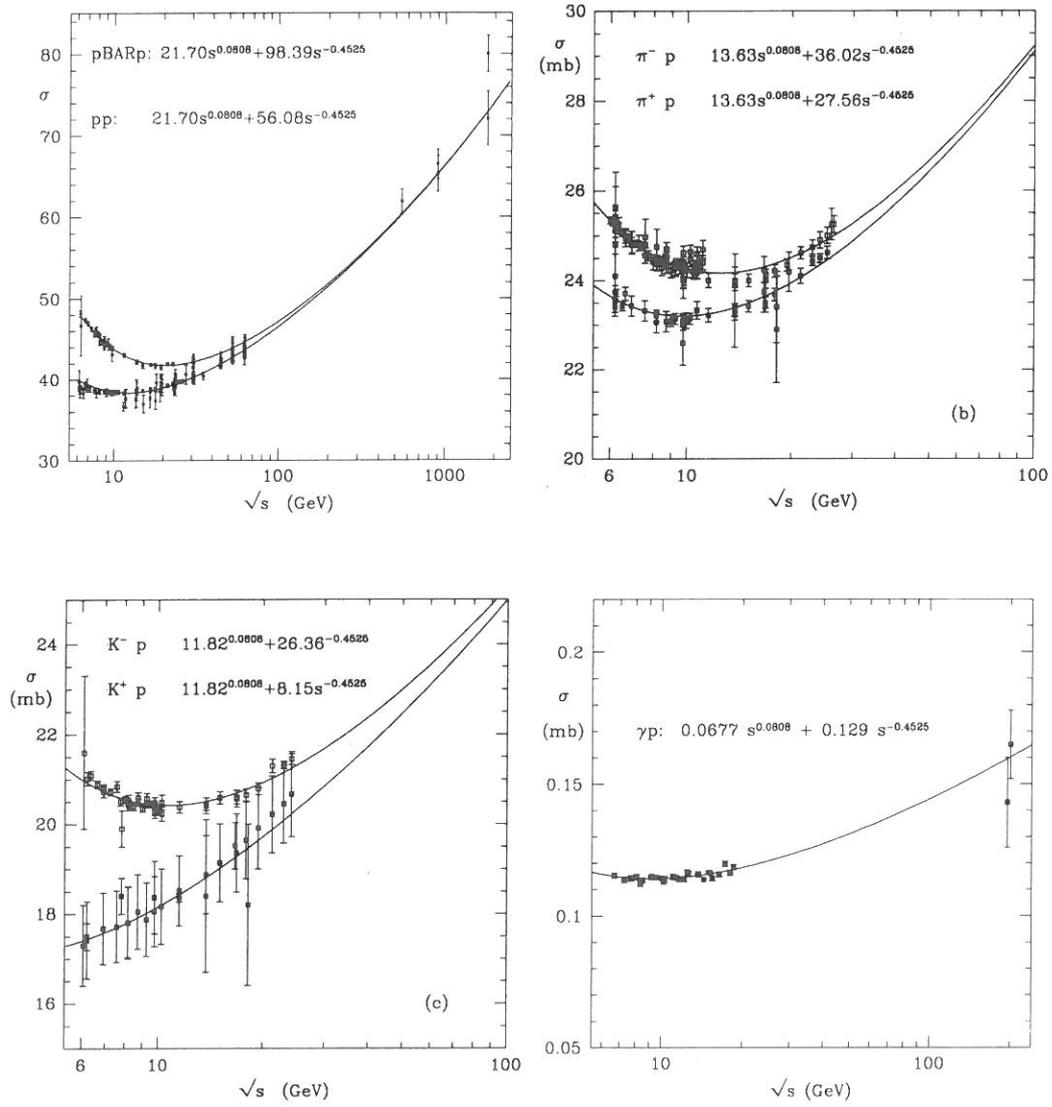


FIG. 1.3 - Sections efficaces totales avec l'ajustement de la fonction 1.1 (courbes extraites de [Lan96]).

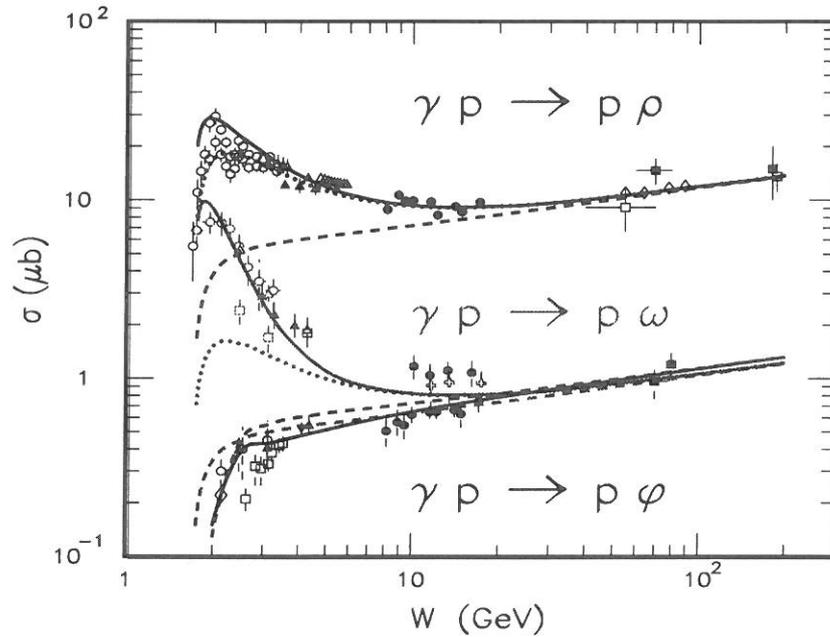


FIG. 1.4 - Section efficace totale pour chaque processus $\gamma p \rightarrow p\rho$, $\gamma p \rightarrow p\omega$ et $\gamma p \rightarrow p\phi$.

- la dépendance angulaire est caractéristique des phénomènes diffractifs. Elle est très piquée vers l'avant avec **au premier ordre** une dépendance en e^{Bt} , le coefficient B étant du même ordre de grandeur pour chacune des réactions (figure 1.5).
- l'amplitude à $t = 0$ est principalement imaginaire (à la fois $\sigma_{\text{élastique}}$ et σ_{tot}). La phase a été mesurée par l'interférence entre la production de paires d'électrons via un méson ρ et l'amplitude connue de la création de paires d'électrons par le processus Bethe-Heitler. Il existe néanmoins une partie réelle de l'amplitude de l'ordre de 20% pour le ρ (η le rapport de la partie imaginaire sur la partie réelle est égal à $0,2 \pm 0,1$) [Alv70] et de l'ordre de 50% pour le ϕ ($\eta = 0,48$) [Big71] (les barres d'erreur sur ce dernier résultat sont cependant très importantes).
- à faible transfert t , les processus sont dominés par l'échange de parité naturelle. Pour la photoproduction, cela implique que dans le centre de masse, le méson vecteur se comporte comme un photon réel: son spin est aligné avec sa direction de vol. Cette caractéristique se rencontre souvent sous la dénomination SCHC (S Channel Helicity Conserving).

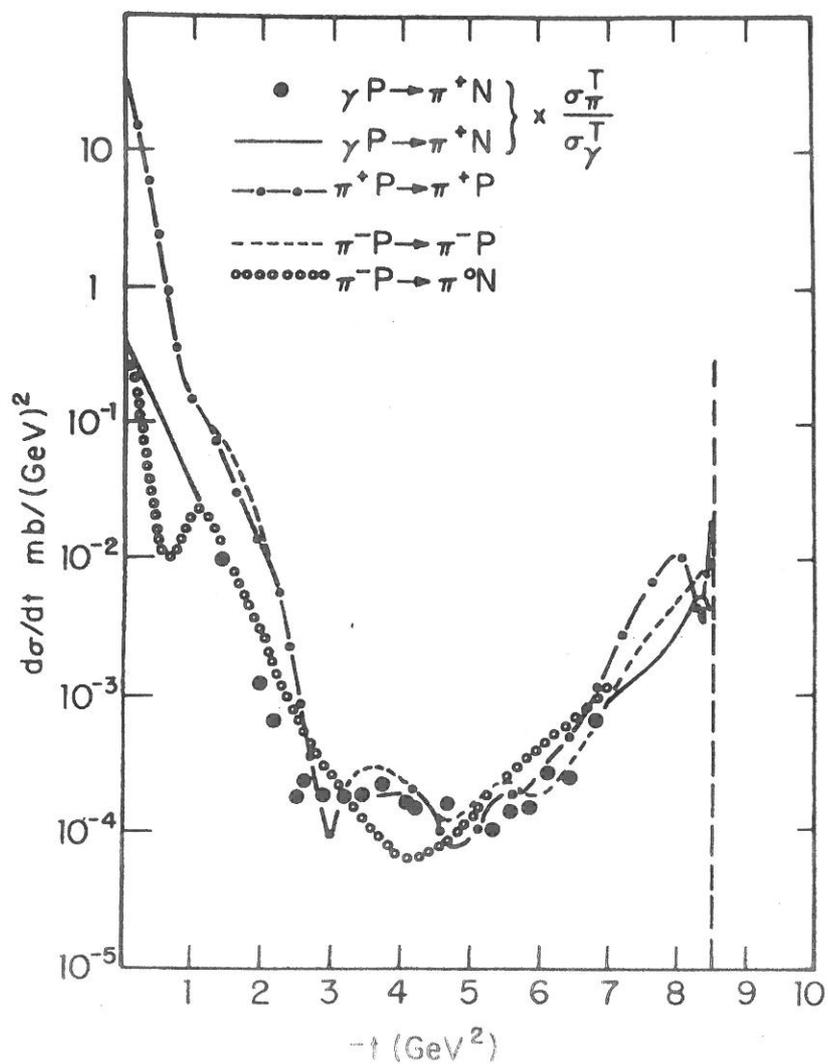


FIG. 1.5 - Spectre de distribution en t des réactions hadroniques comparé à celles de photoproduction.

- La composante dominante de l'amplitude a les nombres quantiques du vide dans la voie t: $I = 0$, et $C = +1$:
 - Expérimentalement, pour la photoproduction, on le voit dans le rapport des différents canaux ayant le même isospin. Par exemple le rapport $\sigma(\gamma n \rightarrow \rho^- p) / \sigma(\gamma p \rightarrow \rho^0 p)$ est négligeable [Hil70]. Cela implique que le transfert d'isospin, et donc l'échange qui domine la réaction, est $I = 0$ sinon l'expérience mesurerait le rapport des coefficients d'isospin.
 - Le fait que l'échange responsable a pour nombre quantique $C = 1$ se déduit du fait que l'on n'observe pas de section efficace significative vers l'avant pour le processus $\gamma p \rightarrow f_2 p$ (le photon a $C=-1$ et le f_2 $C=1$). L'échange $C=-1$ dans la voie t est donc fortement défavorisé, par rapport à l'échange $C=1$ (production de ρ, ω et ϕ).

Ces caractéristiques générales sont également celles des processus hadroniques. Cette similarité est à mettre sur le compte de l'échange du Pomeron, nous y reviendrons plus tard.

1.3 Photoproduction de Mésons Vecteurs

1.3.1 Courant électromagnétique du photon

On vient de décrire de manière succincte les principaux concepts de la structure hadronique du photon. La fonction d'onde du photon peut s'écrire comme la somme d'une composante nue $|\gamma_B\rangle$ qui permet le couplage aux quarks et des fonctions d'ondes des mésons vecteurs $|V\rangle$ [Bau78]:

$$|\gamma\rangle_{res.} = Z_B |\gamma_B\rangle + \sum_V \frac{e}{f_V} \frac{M_V^2}{M_V^2 + Q^2} |V\rangle$$

où $Q^2 = -q^2$ est la virtualité du photon, M_V la masse du méson et f_V la constante de couplage du méson au photon. Le couplage direct du photon au quark représente moins de 1% de la section efficace et est observé dans les jets à grand Q^2 [Sch93].

A partir de cette relation, il est possible de relier l'amplitude de transition T_μ entre deux états hadroniques $|A\rangle$ et $|B\rangle$ dans le cas où le projectile est un photon et dans le cas où il s'agit d'un méson:

$$T_\mu(\gamma A \rightarrow B) = \sum_V \frac{e}{f_V} \frac{M_V^2}{Q^2 + M_V^2} T_\mu(V A \rightarrow B) \quad (1.2)$$

Il faut cependant réaliser que l'on a fait des hypothèses supplémentaires:

- les constantes de couplage f_V sont indépendantes de Q^2
- l'amplitude transverse pour $VA \rightarrow B$ définie dans le référentiel de l'hélicité est elle aussi indépendante de Q^2 :

$$T^\mu(Q^2, s, t) = T^\mu(M_V^2, s, t)$$

Nous verrons plus loin qu'on peut les mettre en doute dans certaines cinématiques.

1.3.2 Le modèle de dominance vectorielle

Nous allons maintenant exploiter ce concept de structure hadronique du photon dans le cadre du modèle le plus simple: le modèle de dominance vectorielle (ou VDM pour Vector Dominance Model) [Bau78].

Ce modèle se base sur deux hypothèses:

- le photon a une structure hadronique qui se limite aux trois mésons vecteurs ρ^0 , ω , ϕ .
- toute interaction du photon se fait par l'intermédiaire de cette composante hadronique, le photon se convertissant en un méson vecteur neutre auparavant.

Ces hypothèses sont les plus simples, il existe d'autres modèles tel que GVMD (Generalized Vector Model Dominance) dans lesquels les excitations des mésons vecteurs font aussi parties de la structure hadronique et interagissent lors des collisions [Sch99] [Don78]. Nous resterons dans le cadre plus simple de VDM.

1.3.3 Section efficace totale

Un des grands intérêts de VDM est de pouvoir relier plusieurs sections efficaces entre elles et de pouvoir faire des prédictions sur les sections efficaces de photoproduction à partir de celles d'autres réactions.

Un des faits remarquables de la physique hadronique est la constatation que, à haute énergie, où la contribution du Pomeron domine, le rapport des sections efficaces totales $\frac{\sigma_{\pi N}^{\pi N}}{\sigma_{N N}^{\text{tot}}}$ est proche de $\frac{2}{3}$. Par exemple, si l'on reprend les paramétrisations de Donnachie-Landshoff, le rapport de πp sur pp ou $\bar{p}p$ est $\frac{13,6}{21,7} \approx \frac{2}{3}$. Ce rapport est aussi celui du nombre de quarks dans les

projectiles. Cela constitue ce que l'on nomme la règle additive des quarks qui exprime le fait que le Pomeron se couple aux quarks de valence des hadrons et que les sections efficaces sont directement proportionnelles au nombre de quarks en jeu (plus exactement, $\frac{2}{3}$ est le rapport du nombre des possibilités d'échanges entre les quarks du projectile et ceux de la cible). Si ces considérations qualitatives ont un sens, il est à noter que l'essentiel de la section efficace étant pour des cinématiques à bas transfert, cela implique qu'il n'est pas nécessaire d'avoir une grande échelle d'énergie en jeu pour être sensible au contenu en quark des hadrons. On a, avec ce type de réaction de la physique "soft", une preuve indirecte de l'existence et de la nécessité des quarks.

La règle de comptage des quarks est très utile car on peut la combiner à VDM pour faire des prédictions. En utilisant l'équation 1.2 avec $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$, la section efficace totale de photoproduction est prédite par :

$$\sigma_{VDM}^{\gamma p}(s) = \sum_{V=\rho^0, \omega, \Phi} \frac{4\pi\alpha}{f_V^2} \sigma_{tot}^{Vp}(s) \quad (1.3)$$

Pour évaluer $\sigma_{tot}(Vp)$, à défaut d'avoir un faisceau de mésons vecteurs pour mesurer ces sections efficaces, on utilise la règle de comptage des quarks, ce qui donne :

$$\sigma_{tot}^{\rho^0 p} \approx \sigma_{tot}^{\omega p} \approx \frac{1}{2}(\sigma_{tot}^{\pi^+ p} + \sigma_{tot}^{\pi^- p}) \approx 13,63s^{0,0808} + 31,79s^{-0,4525}$$

$$\sigma_{tot}^{\phi p} \approx \sigma_{tot}^{K^+ p} + \sigma_{tot}^{K^- p} - \sigma_{tot}^{\pi^- p} \approx 10,01s^{0,0808} - 1,52s^{-0,4525}$$

les unités sont des mb. Les valeurs de f_V sont déduites des mesures que l'on fait en collision e^+e^- où le méson vecteur est produit via le graphe d'échange d'un photon avec la relation :

$$\frac{f_V^2}{4\pi} = \frac{\alpha^2 m_V}{12\Gamma_{V \rightarrow e^+e^-}}$$

α est la constante de structure fine et $\Gamma_{V \rightarrow e^+e^-}$ la largeur de décroissance leptonique du méson vecteur. On a regroupé dans la table 1.2, les valeurs expérimentales obtenues avec les expériences de collision e^+e^- .

La prédiction de SU(3) sur les rapports de ces constantes de couplage ($\frac{1}{f_\rho^2} : \frac{1}{f_\omega^2} : \frac{1}{f_\phi^2}$) est de 9:1:2, à comparer avec ce qui est mesuré²:

2. Pour les mésons vecteurs légers la symétrie SU(3) donne de bons résultats. Il est à noter que si on inclut le charme et que l'on étend la symétrie au groupe SU(4), le rapport

Méson	Constante de couplage ($\frac{f_V^2}{4\pi}$)	Largeur leptonique Γ_{ee} (keV)
ρ	$0,53 \pm 0,07$	$6,48 \pm 0,9$
ω	$4,60 \pm 0,5$	$0,76 \pm 0,08$
ϕ	$3,4 \pm 0,3$	$1,34 \pm 0,14$
ψ	$2,9 \pm 0,4$	$4,8 \pm 0,6$

TAB. 1.2 - Couplage des mésons vecteurs.

$$9 : (1,25 \pm 0,1) : (2,04 \pm 0,2)$$

En injectant toutes ces valeurs dans l'équation 1.3, on obtient :

$$\sigma_{VDM}^{\gamma p} \approx 53,4s^{0,0808} + 115s^{-0,4525}$$

Où l'unité est le μb . En comparant avec l'ajustement réalisé sur les données (figure 1.3), on voit que l'on reproduit environ 80% de la section efficace totale. L'écart de 20 % n'est pas surprenant étant données les approximations qui ont été faites. Pour obtenir un résultat plus précis, il faudrait étendre le modèle aux mésons vecteurs plus lourds [Sch99] [Don78], affiner la méthode d'obtention des constantes de couplage f_V [Gou68] et tenir compte d'une éventuelle variation de ces constantes en fonction de Q^2 [Lei78].

1.4 Phénoménologie des pôles de Regge

On vient de le voir, le photon se comporte comme un hadron lorsqu'il interagit avec la matière hadronique.

Pour comprendre la paramétrisation des sections efficaces totales proposée par Donnachie et Landshoff [Don92], il est nécessaire de présenter la phénoménologie de Regge, qui permet de décrire de manière économique les réactions hadroniques à deux corps en faisant appel à la notion d'échange de trajectoire où pôle de Regge.

prédit pour ces constantes de couplage (9:1:2:8) entre les mésons vecteurs légers et le J/Ψ est un facteur 4 au dessus des données $\sim(9:1:2:2)$. Cela peut être interprété comme la signature que l'hypothèse que les constantes de couplage ne dépendent pas de Q^2 n'est plus correcte (il y a sans doute un trop grand écart entre $Q^2 = 0$ et $Q^2 = M_{\Psi}^2$ qui est de l'ordre de 10 GeV²). Une autre hypothèse est que la contribution des termes non-diagonaux ($J/\Psi \rightarrow J/\Psi'$) devient importante. Dans ce qui suit nous nous limiterons aux mésons vecteurs légers.

1.4.1 Cinématique

Pour étudier la cinématique des réactions à deux corps $A + B \rightarrow C + D$ de manière générale, il est commode d'utiliser les variables de Mandelstam s , t et u . Elles ont la propriété intéressante d'être invariante par transformation de Lorentz. Elles sont définies par :

$$\begin{aligned} s &= (\tilde{q}_A + \tilde{q}_B)^2 = (\tilde{q}_C + \tilde{q}_D)^2 \\ t &= (\tilde{q}_A - \tilde{q}_C)^2 = (\tilde{q}_B - \tilde{q}_D)^2 \\ u &= (\tilde{q}_A - \tilde{q}_D)^2 = (\tilde{q}_B - \tilde{q}_C)^2 \end{aligned}$$

où \tilde{q}_A , \tilde{q}_B , \tilde{q}_C , \tilde{q}_D sont les quadri-vecteurs impulsion-énergie des particules entrantes A, B et sortantes C, D. Ces trois variables ne sont pas indépendantes:

$$s + t + u = M_A^2 + M_B^2 + M_C^2 + M_D^2$$

où $M_{A,B,C,D}^2$ sont les masses des particules A, B, C et D. Si les masses des particules sont fixées (c.à.d si les particules ne sont pas des particules qui décroissent), deux de ces variables suffisent pour caractériser la cinématique. Avec ces variables cinématiques, la section efficace d'un processus à deux corps s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{64\pi s} \frac{1}{|\vec{p}_{A.c.m.}|^2} |T|^2 \quad (1.4)$$

où T est l'amplitude qui contient la dynamique du processus $A + B \rightarrow C + D$. L'amplitude T dépend des variables s et t , $T = T(s, t)$.

1.4.2 Amplitude dans un modèle de Regge

En étudiant les mésons et leur excitations, il a été observé expérimentalement que leurs masses au carré étaient proportionnelles à leur spin. Le formalisme de Regge tire profit de cette propriété phénoménologique pour regrouper le méson et ses excitations dans ce qu'on appelle une trajectoire, et pour proposer un calcul simplifié de l'échange de cette trajectoire (c'est à dire de l'ensemble des particules qui la composent) dans le cas où $s \gg t$. Deux exemples de telles trajectoires sont présentés figure 1.6. En fonction des nombres quantiques que l'on peut échanger dans la voie t , on sélectionne la trajectoire de Regge échangée. L'amplitude s'écrit alors :

$$T(s, t) \approx \beta(t) s^{\alpha(t)} \xi_{\alpha(t)}$$

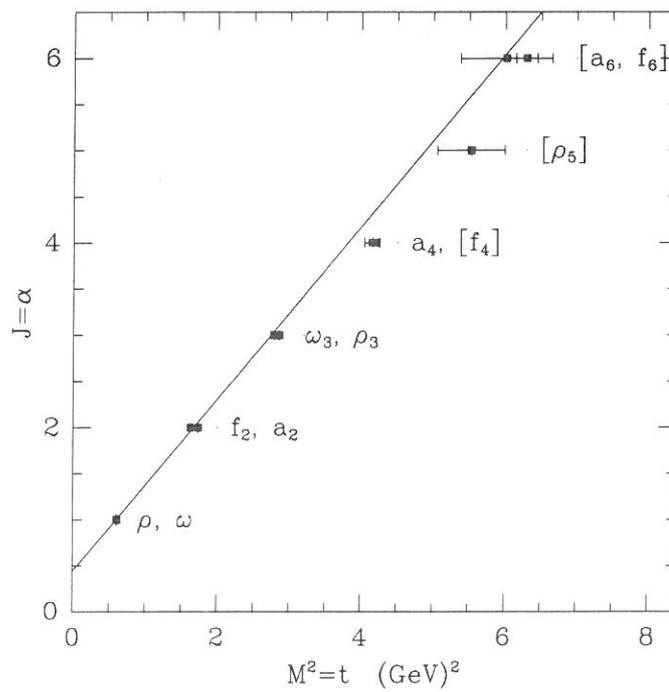


FIG. 1.6 - Trajectoire de Regge de la famille du ρ, ω, f_2, a_2 (il y a en fait ici deux trajectoires dégénérées $C=+1$ et $C=-1$).

où $\alpha(t)$ est une trajectoire de Regge, $\beta(t)$ le résidu au pôle et $\xi_{\alpha(t)}$ la phase générale de la trajectoire :

$$\xi_{\alpha(t)} = \begin{cases} e^{-\frac{1}{2}i\pi\alpha(t)} & , \text{ si } C = +1 \\ ie^{-\frac{1}{2}i\pi\alpha(t)} & , \text{ si } C = -1 \end{cases}$$

où C est la C -parité des particules échangées. La trajectoire détermine alors à la fois la puissance de s et la phase.

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha' t$$

La dépendance angulaire est exponentielle en t et la pente devient de plus en plus forte avec l'énergie. C'est la propriété de rétrécissement avec l'énergie des amplitudes, effet qui est confirmé dans la diffusion nucléon-nucléon et maintenant en photoproduction de ρ . La pente est supposée croître suivant la forme suivante :

$$b = b_0 + 2\alpha' \ln\left(\frac{s}{s_0}\right)$$

On peut notamment le voir sur la figure 1.7 pour les données de photoproduction de ρ .

1.4.3 Sections efficaces totales

Le théorème optique permet de relier la section efficace totale de production à l'amplitude imaginaire de la diffusion élastique :

$$\sigma_{tot} = \frac{4\pi}{k_a s} \text{Im} \{T(s, t = 0)\} \quad (1.5)$$

La théorie de Regge donnant la forme de l'amplitude, on peut en déduire la dépendance en énergie des sections efficaces en fonction des nombres quantiques échangés. La théorie de Regge prédit ainsi :

$$\sigma_{tot} \propto s^{\alpha(0)-1}$$

Pour la section efficace totale, on tient compte de l'échange du ρ , ω , f_2 , a_2 et de leurs excitations, on prend la trajectoire suggérée par la figure 1.6

$$\alpha(t) = 0,55 + 0,86t$$

avec cette trajectoire, Regge prédit une section efficace totale qui varie comme $s^{0,55-1} = s^{-0,45}$, ce qui est ce que l'on observe dans la région à basse énergie (éq. 1.1 et figure 1.3). Or les données montrent un accroissement en fonction de l'énergie à partir de $\sqrt{s} > 10 \text{ GeV}$. Il faut donc un autre élément pour expliquer cette croissance : le Pomeron.

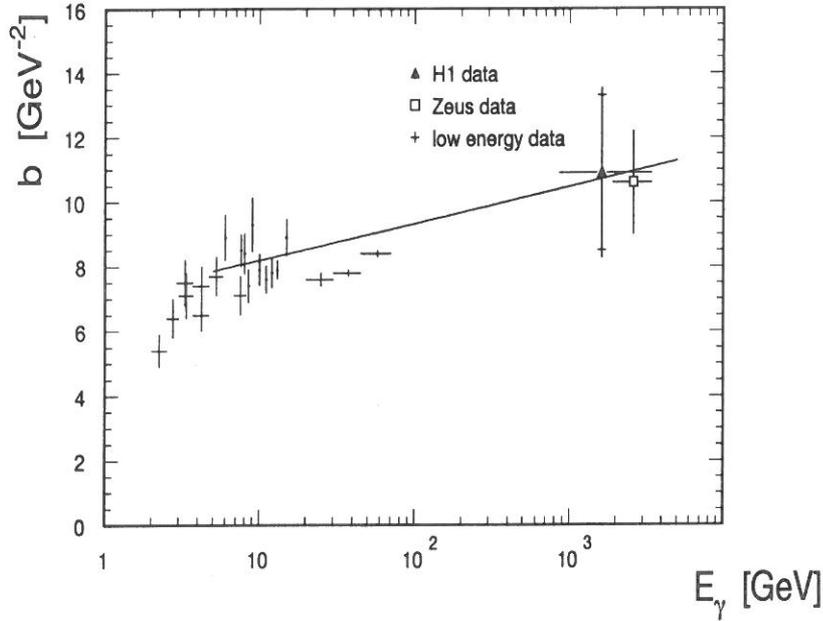


FIG. 1.7 - Évolution en fonction de l'énergie du photon de la pente de la dépendance en t .

1.5 Le Pomeron

1.5.1 Caractéristiques

Le Pomeron se caractérise par l'échange des nombres quantiques du vide, $I=0$ et $C=+1$. Cet échange conserve l'hélicité dans la voie s (SCHC). La phénoménologie des collisions pp et $p\bar{p}$ et la règle de comptage des quarks dans les diffusions élastiques permettent d'inférer qu'il se couple comme un photon au quark : le coefficient au vertex est $\gamma^\mu \beta_0$ où β_0 est une constante ajustée [Lan94].

1.5.2 Le Pomeron dans le cadre de la théorie de Regge

Dans l'ajustement global des sections efficaces totales de Donnachie- Landshoff, l'échange du Pomeron correspond au deuxième terme en $s^{0,0808}$. D'après la relation entre la section efficace totale et l'amplitude à $t=0$, le Pomeron doit avoir une trajectoire telle que $\alpha(0) = 1 + \epsilon_0$ avec $\epsilon_0 = 0,086$. Les ajustements les plus récents de la trajectoire du Pomeron [Don86] sur les données de diffusion élastique proton-proton favorisent une trajectoire linéaire de la forme :

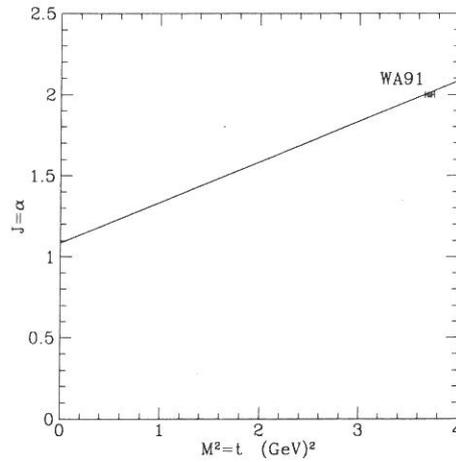


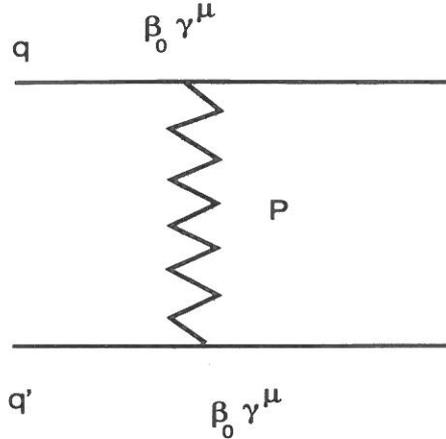
FIG. 1.8 - Trajectoire du Pomeron avec le candidat boule de glue de WA91.

$$\alpha(t) = 1 + \epsilon_0 + \alpha' t$$

avec une valeur de $\alpha' = 0,25 \text{ GeV}^2$. La pente du Pomeron est très différente de celles des autres trajectoires ce qui fait du Pomeron un échange très particulier. Si on considère que la paramétrisation de sa trajectoire est bonne, on peut l'extrapoler pour les $t = M^2$ positifs. $\alpha(M^2)$ est égal à 2 pour $M \approx 1900 \text{ MeV}$ (figure 1.8). Or la collaboration WA91 au CERN a établi une résonance ayant les nombres quantiques 2^{++} qui pourrait être une boule de glue (glueball) exactement à cette masse [WA91].

Cette particule se trouve exactement au bon endroit pour que l'on puisse interpréter l'échange du Pomeron comme un échange identique aux autres dans le cadre de la théorie de Regge, mais avec des particules exotiques sans contenu en quark.

Il serait souhaitable d'avoir une compréhension dynamique du phénomène, bien que la question de l'applicabilité de QCD aux énergies intermédiaires soit ouverte et fasse l'objet de recherches très actives sur le plan théorique. En attendant une conclusion sur la véritable nature du Pomeron, plusieurs modèles phénoménologiques ont été imaginés et appliqués au cas de la photoproduction.

FIG. 1.9 - *Modèle du Pomeron avec un pôle de Regge*

1.6 Modèles non-perturbatifs du Pomeron

1.6.1 Modèle de Donnachie-Landshoff (DL)

Ce modèle du Pomeron est un modèle basé sur le formalisme de Regge de l'amplitude de diffusion quark-quark [Don87].

L'amplitude s'écrit :

$$\beta_0^2 \bar{u} \gamma_\mu u \bar{u} \gamma^\mu u \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha(t)-1} \{ e^{-\frac{1}{2}i\pi\alpha(t)} \}$$

où $\beta_0^2 = 4 GeV^{-2}$, la trajectoire choisie est celle du Pomeron. La phase est fixée par l'échange qui est $C=+1$. Donnachie et Landshoff rajoute un couplage effectif au vertex pomeron-quark caractérisé par l'échelle μ_0 , qui tient compte du fait que le couplage n'est pas ponctuel quand le quark n'est pas sur couche de masse.

$\alpha(t) = 1 + \epsilon_0 + \alpha' \cdot t$, $\epsilon_0 > 0$ est la trajectoire de Regge du Pomeron, dont la valeur, supérieure à 1 à $t = 0$, permet de reproduire la croissance de l'ensemble des sections efficaces de production de mésons vecteurs en fonction de l'énergie, grâce au terme $(\frac{s}{s_0})^{2\alpha(t)-2}$. Les ajustements les plus récents de cette trajectoire à partir des données de diffusion élastique proton-proton favorisent les valeurs suivantes: $\epsilon_0 = 0,086$ et $\alpha' = 0,25 GeV^{-2}$

Si l'on réécrit ce terme sous une forme exponentielle:

$$\left(\frac{s}{s_0} \right)^{2\alpha(t)-2} = \exp(2\alpha(t) - 2) \ln \frac{s}{s_0}$$

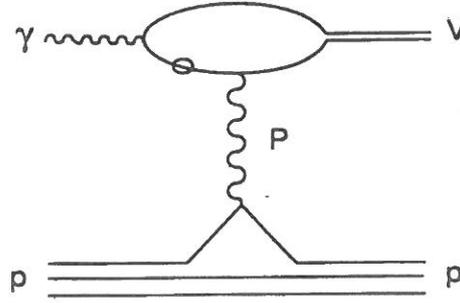


FIG. 1.10 - Diagramme d'échange du Pomeron phénoménologique

on voit qu'il prévoit une dépendance angulaire exponentielle, avec une pente $b = b_0 + 2\alpha' \ln \frac{s}{s_0}$ qui croît avec l'énergie. On peut trouver une revue de ces résultats et de leur applications dans les références [Lag95], [Cri97].

Application à la photoproduction de mésons vecteurs.

Les premières applications du modèle DL à l'électroproduction des mésons vecteurs ont été faites par Donnachie et Landshoff eux-mêmes dans les références [Don87], [Don89].

Pour appliquer ces modèles à l'électroproduction de mésons vecteurs, on utilise le fait que phénoménologiquement, l'échange du Pomeron se comporte comme l'échange du photon. De la même façon que le couplage du photon au proton implique un facteur de forme, le couplage du Pomeron aux quarks du proton se fait par l'intermédiaire du facteur de forme isoscalaire :

$$F_1(t) = \frac{4m_p^2 - 2,8t}{4m_p^2 - t} \left(\frac{1}{1 - t/0,7} \right)^2$$

D'autre part on fait intervenir les propriétés statiques des mésons vecteurs par les différentes constantes de couplage que l'on déduit des mesures de désintégration leptonique. On obtient la section efficace suivante (figure 1.10) :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{81m_V^3 \beta_0^4 \mu_0^4 \Gamma_{e+e-}}{\pi \alpha_{em}} \left(\frac{s}{s_0} \right)^{2\alpha(t)-2} \left(\frac{F_1(t)}{(Q^2 + m_V^2 - t)(2\mu_0^2 + Q^2 + m_V^2 - t)} \right)^2$$

Sections efficaces totales

L'application de ce modèle aux sections efficaces totales de photoproduction des trois mésons vecteurs ρ^0 , ω et ϕ a été effectuée par Laget [Lag00].

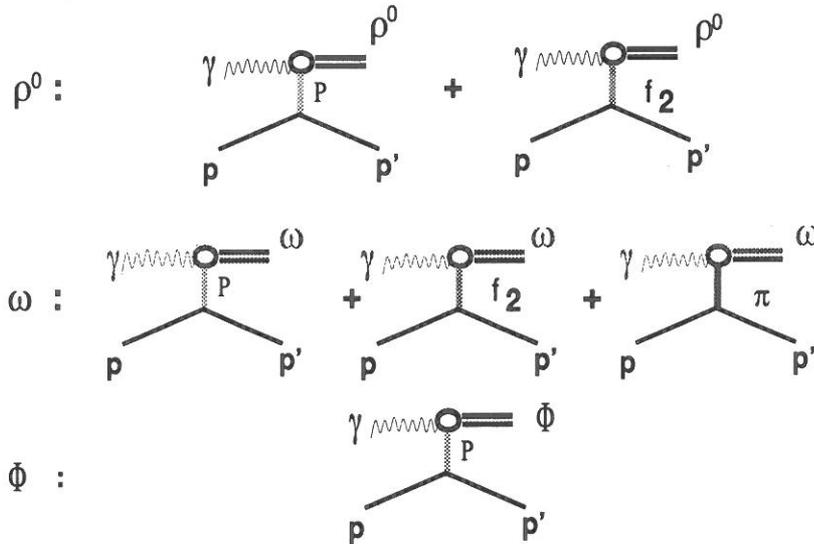


FIG. 1.11 - Diagrammes d'échange dans la voie t , dans le cas de la photoproduction de mésons vecteurs légers.

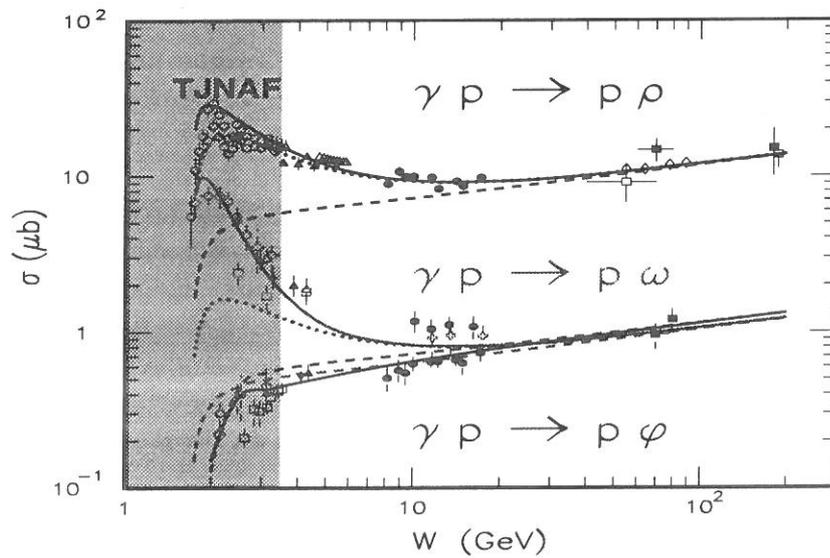


FIG. 1.12 - Section efficace totale de photoproduction des mésons vecteurs légers. On a aussi représenté sur la figure en grisé les énergies actuellement accessibles à JLab.

Les diagrammes d'échange dans la voie t contribuant à la photoproduction de ces mésons sont présentés sur la figure 1.11. Dans le cas du ρ^0 et du ω les échanges de quarks (sous forme de mésons) existent. L'amplitude spatiale d'échange du pion peut être calculée. A cet échange et à celui du Pomeron, Laget a ajouté la trajectoire de Regge d'échange du méson $f_2(1270)$. Ceci permet à l'aide d'un paramètre unique de reproduire les sections efficaces de ces deux canaux sur plus de deux décades en énergie (figure 1.12). Dans le cas du ρ^0 et du ω , la contribution à la section efficace totale de photoproduction de ces échanges mésoniques domine jusqu'à des énergies de l'ordre d'une dizaine de GeV (dans le centre de masse), et donc notamment aux énergies accessibles à JLab.

Toutefois ce type d'échange est fortement diminué dans le cas du ϕ du fait qu'il est constitué d'une paire $s\bar{s}$, et du fait que le contenu étrange du proton est faible. En observant la force relative des constantes de couplage: $g_{\omega\pi\gamma} = 0,334$, $g_{\rho\pi\gamma} = 0,136$ et $g_{\phi\pi\gamma} = 0,0301$, il est possible de prévoir que l'échange de la trajectoire du pion possède une amplitude négligeable dans le cas du ϕ . L'échange du η peut lui aussi être considéré mais contribue au même ordre de grandeur que le pion, et peut être négligé. La contribution du Pomeron est dominante, dès le seuil de production du ϕ , et aux énergies de JLab. *La photoproduction du ϕ se présente donc comme un candidat privilégié pour l'étude du Pomeron.*

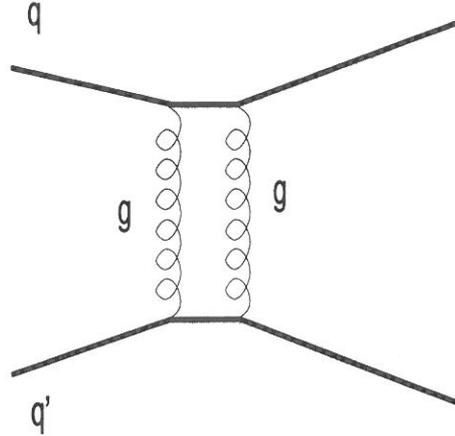
De fait, l'échange d'un Pomeron dont les paramètres de trajectoire sont déterminés à partir des données de diffusion élastique proton-proton permet de reproduire l'allure de la section efficace de photoproduction du ϕ (figure 1.12). A basse énergie cependant ($W < 10\text{GeV}$) la prédiction sur-estime d'environ 20% les données expérimentales. Laget a appliqué ici une démarche similaire à celle qui a été utilisée pour reproduire les sections efficaces de photoproduction du ρ et du ω , en ajoutant l'échange de la trajectoire du méson $f_2'(1525)$, du fait de son contenu important en étrangeté. La force du couplage est ici l'unique paramètre à ajuster. Cette correction permet d'annuler l'écart de 20% sur la section efficaces aux angles avants.

Le prix à payer pour avoir accès à ce processus où l'échange du Pomeron domine est la section efficace de photoproduction du ϕ qui est très faible (400 nb pour la section efficace totale).

1.6.2 Modèle de Landshoff-Nachtmann (LN)

Le modèle de LN s'inspire de QCD et décrit le Pomeron (pour $t=0$) à l'aide de l'échange de deux gluons non-perturbatifs [Lan87] (figure 1.6.2):

L'idée de base est que le gluon est confiné, et que par conséquent, le pôle perturbatif en $\frac{1}{k^2}$ que l'on a dans QCD à $k^2 = 0$ doit être supprimé de son

FIG. 1.13 - *Modèle du Pomeron avec les deux gluons non-perturbatifs*

propagateur $D(k^2)$. Entre autre cela implique que dans le rapport

$$\mu^2 = \frac{\int_{-\infty}^0 dk^2 2k^2 D(k^2)}{\int_{-\infty}^0 dk^2 D(k^2)}$$

le dénominateur et le numérateur doivent converger à $k^2 = 0$. Cudell [Cud90] a montré qu'en prenant la forme suivante :

$$\alpha_n D(k^2) = \frac{3\beta_0}{\sqrt{2\pi\mu_0}} \exp\left(\frac{k^2}{\mu_0^2}\right) \text{ pour } k^2 \leq 0$$

on obtient la régularisation infrarouge désirée (α_n est le couplage non-perturbatif quark-gluon, pris à $\alpha_n \approx 0,3$). Il a été montré que cela est dû à la valeur non-nulle du condensât de gluons dans le vide : $\langle G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \rangle \sim M_c^4$. Cette nouvelle échelle de masse est reliée au couplage quark-pomeron β_0 , par une longueur de corrélation a telle que $\beta_0 \sim M_c^4 a^5$. La valeur de M_c est donnée par les règles de somme de QCD et la phénoménologie du Pomeron DL donne β_0 . La longueur de corrélation a obtenue est de l'ordre $\simeq 0,2 - 0,3 \text{ fm}$, ce qui est plus faible que la taille typique d'un hadron léger.

Si l'on interprète a comme la longueur de propagation maximum du gluon confiné, on comprend alors l'origine de la règle d'addition des quarks : les deux gluons ne peuvent être émis que dans un volume restreint bien inférieur à celui du proton. Ils se couplent majoritairement au même quark du proton. L'amplitude comprend une intégrale sur la boucle formée par les gluons et s'écrit :

$$\frac{1}{8\pi^2} \bar{u} \gamma_\mu u \bar{u} \gamma^\mu u \int d\mathbf{l}^2 [4\pi\alpha_n]^2 D\left(1 + \frac{1}{2}\mathbf{q}\mathbf{T}\right)^2 D\left(1 - \frac{1}{2}\mathbf{q}\mathbf{T}\right)^2$$

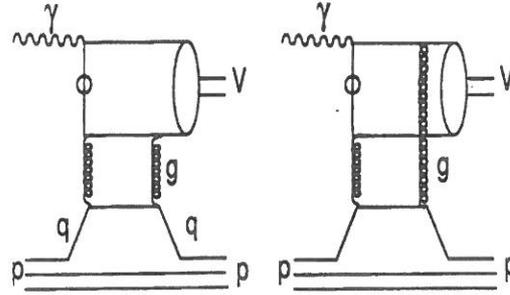


FIG. 1.14 - Diagrammes d'échange des deux gluons

où $l^2 = -l^2$ est le carré du moment transverse du gluon échangé et $q_T^2 = -t$. [Cud90].

Ce modèle est équivalent au Pomeron DL quand l'énergie s devient grande. Une des limitations de ce modèle vient de ce qu'il suppose que les gluons sont abéliens, ils ne portent pas de couleur. Jusqu'à présent, il n'a pas été possible d'en donner une formulation rigoureuse dans le cadre de QCD.

Application à l'électroproduction de mésons vecteurs

L'application à l'électroproduction de mésons vecteurs a été faite par Laget et Mendez-Galain [Lag95] (figure 1.14). Elle se présente sous la forme de l'échange de deux gluons non-perturbatifs, pouvant se coupler à l'un ou l'autre des quarks du méson. Il s'agit de la description la plus simple que l'on puisse faire du Pomeron à l'aide de QCD. Deux gluons sont nécessaires pour obtenir un objet sans couleur. Pour $-t > 1\text{GeV}^2$, le paramètre d'impact ($b \propto 1/\sqrt{-t} \sim 0,2 \text{ fm}$ à $-t = 1\text{GeV}^2$) devient comparable à la longueur de corrélation du gluon ($a \sim 0,2 - 0,3\text{fm}$), qui peut être interprétée comme la distance sur laquelle un gluon peut se propager. L'extension transverse dans laquelle se déroule l'interaction étant de l'ordre de $0,2 \text{ fm}$, les quarks du méson et du nucléon sont proches. Le Pomeron n'a pas le temps de se développer et se résout à sa plus simple description possible qui est l'échange de deux gluons non-perturbatifs (habillés) du type de celui proposé par Donnachie-Landshoff.

La dépendance en énergie doit être mise à la main (sinon la section efficace totale est une constante). L'accroissement de la section efficace est supposée être dû aux échanges multiples, mais ils ne sont pas calculables dans ce modèle à l'heure actuelle.

Les énergies accessibles actuellement à TJNAF vont, pour la photoproduction, de 500 MeV jusqu'à 6 GeV . Nous sommes donc au début de la gamme cinématique où les modèles du Pomeron, que ce soit sous la forme

de trajectoire de Regge ou de l'échange de deux gluons, commencent à être applicables.

1.7 Modèles perturbatifs.

Une approche symétrique à celle qui vient d'être présentée est possible, et consiste à prendre pour point de départ QCD et une description perturbative de ce processus, au lieu de partir d'une description "soft" en terme de Pomeron. Dans cette approche, la notion de Pomeron est donc abandonnée, et remplacée par des échanges de gluons, couplés aux quarks de valence des hadrons.

1.7.1 Modèle de quark-diquark

De longue date (dès les années 70), la question s'est posée de pouvoir décrire les processus hadroniques exclusifs à l'aide d'une approche QCD semi-perturbative. Ce travail a été développé par Brodsky, Farrar, Lepage [Bro73], et par Chernyak et Zhitnitsky [Che84]. Dans ce formalisme, l'amplitude d'un processus exclusif est donnée par une formule de convolution des fonctions d'onde relativistes des hadrons avec les amplitudes de diffusion dures élémentaires impliquant les quarks et anti-quarks de valence des hadrons prenant part à la réaction. Dans ce type de modèle, les amplitudes de diffusions dures propres à la réaction sont calculables perturbativement, alors que les fonctions d'onde contiennent la dynamique non-perturbative des états liés des constituants hadroniques. En utilisant par exemple des fonctions d'onde de baryons dérivées de QCD, ce formalisme permet de retrouver des ordres de grandeur corrects pour un grand nombre d'amplitudes exclusives impliquant des baryons. Le point faible de ce modèle était cependant son incapacité à rendre compte des renversements de l'hélicité rencontrés dans ce type de processus, parce que dans un modèle purement perturbatif, l'hélicité est conservée. Afin de remédier à ce problème, une structure en quark-diquark du baryon a été proposée par Anselmino, Kroll et al [Ans87]. Dans ce modèle, deux des quarks du baryon sont regroupés en une structure de diquarks, qui est supposée agir comme un constituant élémentaire possédant des couplages directs aux photons et gluons. Ceci permet d'introduire phénoménologiquement, via les facteurs de forme de ces diquarks une nouvelle composante "soft" au modèle, rendant compte des corrélations entre quark dans les baryons. Les renversements d'hélicité peuvent alors être expliqués par le couplage à des diquarks vecteurs. Ce modèle a déjà été appliqué avec succès à certaines électro et photo-réactions, comme par exemple les facteurs

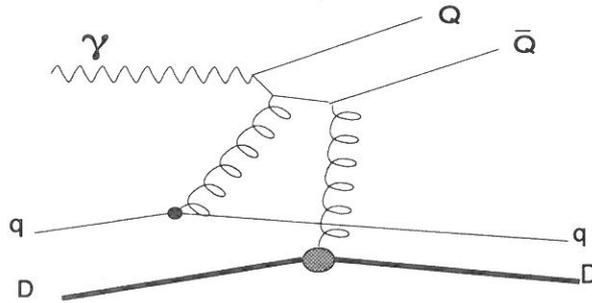


FIG. 1.15 - Diagramme typique de photoproduction de mésons vecteur dans le modèle de quark-diquark.

de forme magnétiques et électriques des baryons, la diffusion Compton réelle ou virtuelle, la photoproduction de kaons, et l'annihilation de deux photons en une paire baryon-antibaryon.

L'application du modèle de quark-diquark à la photoproduction du ϕ a été calculée par Carimalo et al. [Car97], et par Berger et Schweiger [Ber99]. Un diagramme typique de photoproduction de mésons vecteurs dans le modèle de quark-diquark est montré sur la figure 1.15.

1.8 Section efficace différentielle de photoproduction du méson ϕ en fonction de t

Sur la figure 1.16 sont représentées l'ensemble des mesures antérieures de la section efficace différentielle de photoproduction du ϕ sur le proton en fonction de t . Les plus récentes sont celles de ZEUS [ZEUS98] qui ont été ajoutées sur cette figure, mais ont été prises à plus haute énergie. Aucune ne dépasse $t = -1,2 \text{ GeV}^2$. Au delà de $-0,6 \text{ GeV}^2$, elles sont disparates et les barres d'erreur sont grandes. Un grand domaine cinématique est donc encore inexploré.

1.8.1 Modèle diffractif (DL)

Les données à petit t sont parfaitement décrites par l'échange d'un Pomeron phénoménologique DL entre un quark du méson vecteur et un quark du nucléon. Il s'agit d'un modèle purement diffractif que nous avons décrit précédemment dans ce chapitre et qui présente une dépendance en $e^{b \cdot t}$ avec $b = b_0 + 2\alpha' \ln \frac{s}{s_0}$. La pente de cette courbe dépend donc de l'énergie. Ici on a représenté le calcul à 4 GeV pour comparaison avec nos données de JLab

1.8. SECTION EFFICACE DIFFÉRENTIELLE DE PHOTOPRODUCTION DU MÉSON ϕ EN 1

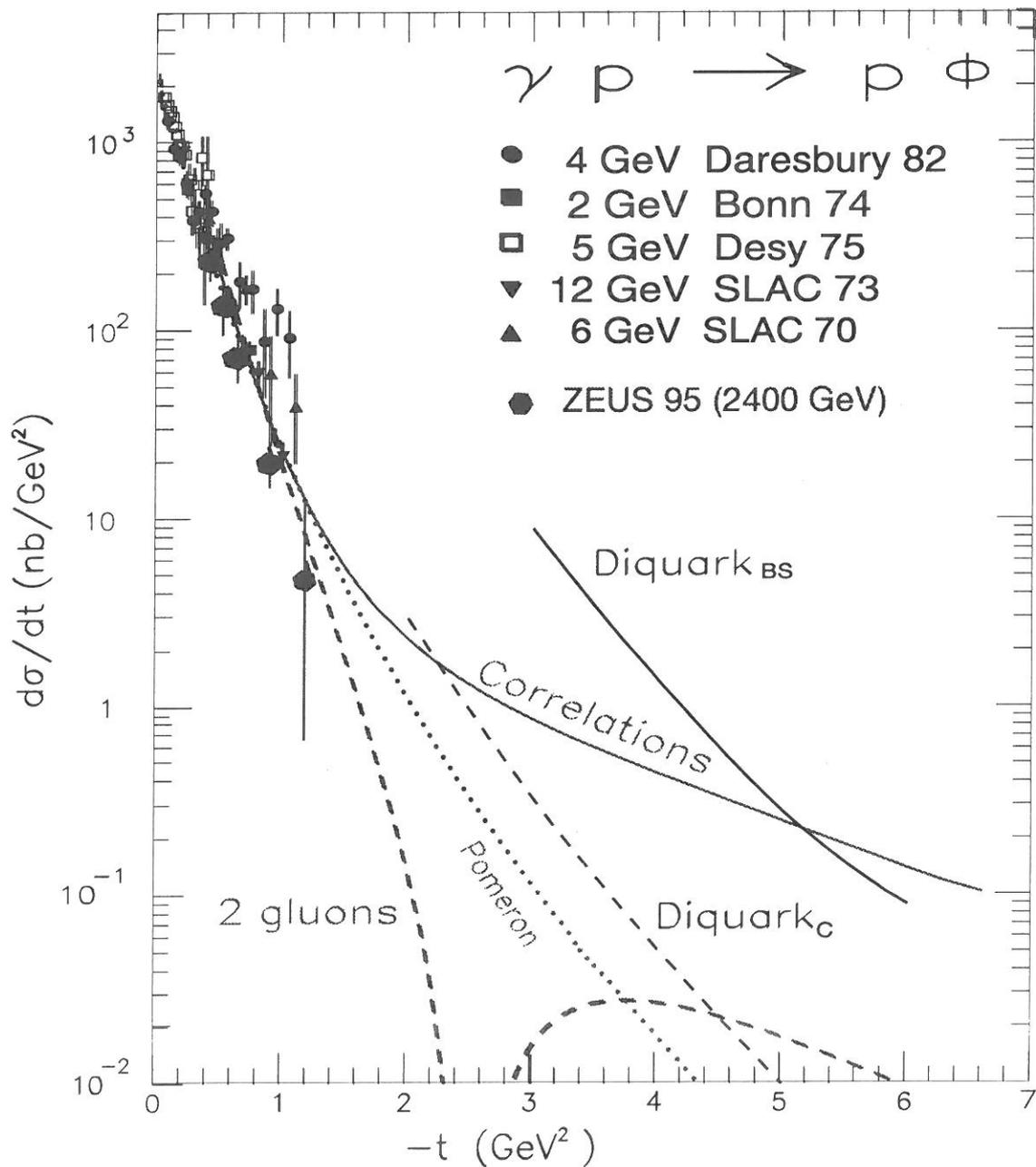


FIG. 1.16 - Section efficace différentielle en fonction de t de photoproduction du ϕ . Sont représentées les données antérieures à TJNAF ainsi que les prédictions de différents modèles.

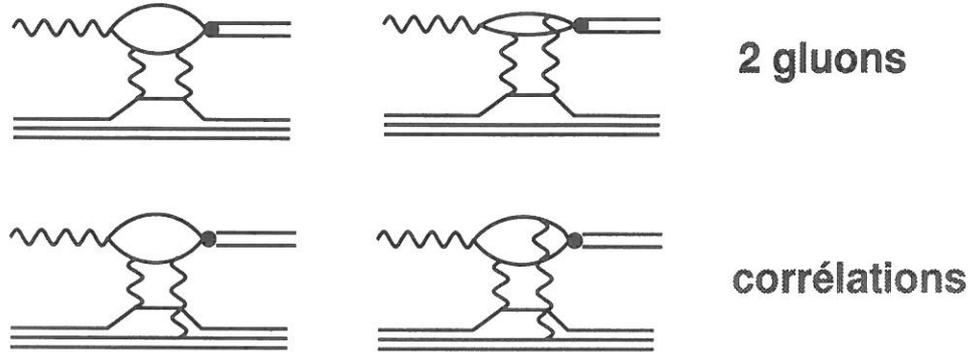


FIG. 1.17 - Différents couplages possibles pour les deux gluons non perturbatifs à grand transfert.

(courbe en pointillés courts, sur la figure). A plus haute énergie la pente est plus importante, et sous-estime en fait les points de ZEUS au delà de $-0,5 \text{ GeV}^2$.

1.8.2 Echange de deux gluons non-perturbatifs

De la même façon, le modèle d'échange de deux gluons entre les deux quarks du méson vecteur et un quark du proton reproduit parfaitement les données à petit t .

La réaction étudiée est une réaction exclusive, les états finaux sont liés (aussi bien la paire quark-antiquark du méson que les trois quarks du proton). Cela n'est possible que si au cours de l'échange des deux gluons les quarks constituant les hadrons sont proches les uns des autres (A une distance inférieure à la distance de corrélation des gluons). Les deux gluons peuvent donc se coupler soit au même quark, soit aux deux quarks du méson (figure 1.17, diagrammes du haut). Le calcul a été effectué par Laget et Mendez-Galain [Lag95], la section efficace obtenue pour un photon réel se présente sous la forme suivante :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{81m_V^3 \Gamma_{e^+e^-}}{256\pi^3 \alpha_{em}} [F_1(t)]^2 \times \left(\sqrt{\frac{\alpha_s(\Sigma^2)}{\alpha_n}} \int dl^2 \frac{-4l^2 + t}{(m_V^2 - 4l^2)(m_V^2 - t)} [4\pi\alpha_n D(l^2 + \frac{1}{4}t)]^2 \right)^2$$

L'interférence entre ces deux diagrammes produit un minimum vers $t = -2,5 \text{ GeV}^2$ (figure 1.16 courbe en tirets épais "2 gluons"). Ce calcul a été

1.8. SECTION EFFICACE DIFFÉRENTIELLE DE PHOTOPRODUCTION DU MÉSON ϕ EN 1

réalisé avec certaines approximations d'énergie infinie, un calcul à énergie finie comblerait une partie du minimum.

Rien n'interdit aux gluons non-perturbatifs de se coupler aussi à des quarks différents dans le nucléon (figure 1.17, diagrammes du bas). Ici encore, cela n'est possible que si les quarks du nucléon sont proches l'un de l'autre car dans ce cas il leur faut également échanger un gluon qui ne se propage que sur une distance de l'ordre de 0,2 fm. A petit transfert, l'importance de ces contributions a été évaluée comme devant être de l'ordre de $O(\frac{a^2}{R^2})$ [Lan87], [Don95], donc de l'ordre du pourcent. A grand transfert, quand la contribution des processus purement diffractifs devient très faible, et l'extension transverse du processus petite, ce couplage pourrait très bien dominer la section efficace [Lag98]. En effet, il permet une répartition plus équilibrée des échanges de moment, c'est à dire le couplage à des quarks de plus faible impulsion pour lesquels le facteur de forme est plus important, et augmente de ce fait la section efficace de la réaction.

L'amplitude d'échange des deux gluons prend alors la forme [Lag00] :

$$\tau_{2g} = \frac{6\sqrt{6}m_V e_q f_V}{8\pi} \left[2p \cdot q \epsilon_V \cdot \epsilon + 2\epsilon_V \cdot p \epsilon \cdot (q - P_\nu) - 2\epsilon_V \cdot q \epsilon \cdot p + \frac{m_V^2 - t}{p \cdot q} \epsilon_V \cdot p \epsilon \cdot p \right] \int dl^2 \left[4\pi \alpha_s D(l^2 + \frac{1}{4}t) \right]^2 \left[F_1(t) - F_1(3l^2 + \frac{t}{4}) \right] \left(\frac{1}{m_V^2 - t} - \frac{1}{m_V^2 - 4l^2} \right) \quad (1.6)$$

Où l'intégrale porte sur le moment transverse l^2 des gluons échangés, et où le propagateur de gluon habillé de Cudell [Cud90] est utilisé :

$$\alpha_s D(l^2) = \frac{\beta_0}{\sqrt{\pi} \lambda_0} \exp\left(-\frac{l^2}{\lambda_0^2}\right)$$

La valeur du paramètre de distance $\lambda_0^2 = 2,7 \text{ GeV}^2$ correspond à la longueur de corrélation du gluon $a = 0,19 \text{ fm}$. Afin de coupler les deux gluons à deux quarks différents du proton, on utilise la fonction de corrélation :

$$G(\vec{k}_a, \vec{k}_b) = \int \left[\prod d\beta_j d\vec{r}_j \right] \delta(\sum \beta_j \vec{r}_j) (\sum \beta_j - 1) |\psi(\beta_j, \vec{r}_j)|^2 e^{i\vec{k}_a \cdot \vec{r}_k + i\vec{k}_b \cdot \vec{r}_l}$$

Où $\vec{k}_a = \vec{l} + \frac{1}{2}\vec{\Delta}$ et $\vec{k}_b = \vec{l} - \frac{1}{2}\vec{\Delta}$ sont les moments des gluons échangés. Si l'on suppose que les gluons se couplent à des quarks portant la même fraction d'impulsion longitudinale, la fonction d'onde du nucléon prend la forme :

$$\psi(\beta_j, \vec{r}_j) \simeq \left(\prod \delta(\beta_i - \frac{1}{3}) \right) \exp\left(-\frac{\sum -\vec{r}_i^2}{r_N^2}\right)$$

et la fonction de corrélation peut s'exprimer comme le facteur de forme isoscalaire avec un argument différent:

$$G(\vec{k}_a, \vec{k}_b) = F_1(3t^2 + \frac{t}{4})$$

qui apparaît dans l'expression de l'amplitude (équation 1.6).

Cette amplitude ne possède pas de paramètre libre: la force de couplage gluon-nucléon est obtenue via l'analyse de la diffusion nucléon-nucléon, le paramètre de distance du propagateur du gluon λ_0 correspond à une valeur raisonnable de la longueur de corrélation du gluon, et la fonction de corrélation du nucléon est estimée à partir de la mesure expérimentale de son facteur de forme.

Avec ces nouveaux ingrédients, le minimum disparaît (figure 1.16, courbe pleine grise "correlations").

1.8.3 Modèle de quark-diquark

Pour être complet nous présentons sur la figure 1.16 les prédictions des modèles quark-diquark.

Deux paramétrisations différentes des fonctions d'onde de quark-diquark du proton ont été utilisées:

- Berger et Schweiger ont utilisé la paramétrisation qui avait déjà permis à Kroll et al. [Kro93] de décrire un certain nombre de processus exclusifs.
- Carimalo et al ont utilisé une paramétrisation dérivée du facteur de forme magnétique du proton.

Les résultats sont similaires quant à la pente $b \sim 7GeV^{-2}$ de la distribution exponentielle en fonction de t , mais avec une amplitude variant d'une décade selon le choix de la fonction d'onde quark-diquark. Les plus hauts sont ceux de Berger et Schweiger (courbe pleine "Diquark_{BS}" sur la figure 1.16), les plus bas ceux de Carimalo et al. (courbe en tirets fins "Diquark_C").

1.9 Cadre de cette thèse

Cette thèse se place dans le cadre du programme de mesure systématique de la photoproduction de mésons vecteurs aux énergies de TJNAF, à grand t [Mar93]. Seuls le cycle utile maximum (100%) que l'on peut atteindre

avec l'accélérateur CEBAF, et la grande acceptance du détecteur CLAS permettent de mesurer des sections efficaces aussi faibles (jusqu'à $100 \text{ pb}/\text{GeV}^2$) à grand t avec un taux de comptage raisonnable. Or, c'est à grand transfert que les différents modèles donnent des prédictions très différentes : la mesure de la photoproduction de ϕ permet de sonder la structure du Pomeron.

Nous avons participé activement à la mise en route du détecteur CLAS et à sa validation. Les prises de données se sont déroulées en deux périodes :

- La première, en juin 1998, a permis de récolter 150 millions d'événements sur bande, pour des photons étiquetés d'énergies comprises entre 3 et 4 GeV. C'est l'analyse de cette première partie de l'expérience qui sera présentée dans cette thèse.
- La seconde période s'est déroulée en juillet 1999, et a permis de récolter 300 millions d'événements pour une plage en énergie de photons étiquetés plus étendue, allant de 3 à 5,2 GeV. Ces données sont sur le point d'être réduites, et vont permettre sans aucun doute de contraindre plus fortement les modèles, grâce à la plus grande statistique, et aux énergies plus hautes.

Nous décrirons d'abord le détecteur CLAS avec lequel cette mesure a été faite, ainsi que la ligne de photons réels. Puis nous décrirons les trois points clés de l'analyse qui nous ont permis d'obtenir une mesure directe de la section efficace: la mesure du flux de photon incident, l'identification du canal de réaction et l'estimation de l'efficacité de détection.

Pour finir, nous comparerons les résultats aux divers modèles qui viennent d'être présentés.

Dispositif expérimental

Chapitre 2

Thomas Jefferson Laboratory et l'accélérateur CEBAF

Le laboratoire de physique nucléaire T.J.N.A.F. "Thomas Jefferson National Accelerator Facility", aussi appelé JLab ("Jefferson Laboratory") est construit autour de l'accélérateur CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility). Il comprend par ailleurs un centre de recherche appliqué, et un centre de développement d'un Laser à électrons libres ("Free-Electron Laser") c'est à dire une source laser dont la lumière cohérente est produite à partir d'un faisceau d'électrons relativistes.

CEBAF est un accélérateur de nouvelle génération, supraconducteur, à recirculation, de cycle utile 100%. Il est constitué de deux LINAC (LINEar ACcelerator) qui fournissent jusqu'à 550 MeV d'accélération sur une longueur utile de 80 m, reliés à leurs extrémités par 9 arcs de recirculation qui permettent de renvoyer le faisceau jusqu'à cinq fois dans les LINAC (5 passages) et obtenir ainsi une énergie maximum de 5,5 GeV (figure 2.1) [Poe95]. L'énergie maximale délivrée par l'accélérateur devrait continuer d'augmenter grâce à l'ajout de nouvelles cavités accélératrices et aux progrès réalisés sur les performances de celles déjà en place. Le passage à 12 GeV est en projet [Bur99].

Trois faisceaux d'énergie et d'intensité différentes peuvent être délivrés simultanément dans les trois halls expérimentaux (A,B et C).

2.1 Injecteur

Il peut fournir au choix un faisceau polarisé ou non. Le faisceau non-polarisé est produit à partir d'une source thermionique. Le faisceau polarisé est désormais produit à partir d'une cathode d'arséniure de gallium (GaAs)

MACHINE CONFIGURATION

CEBAF

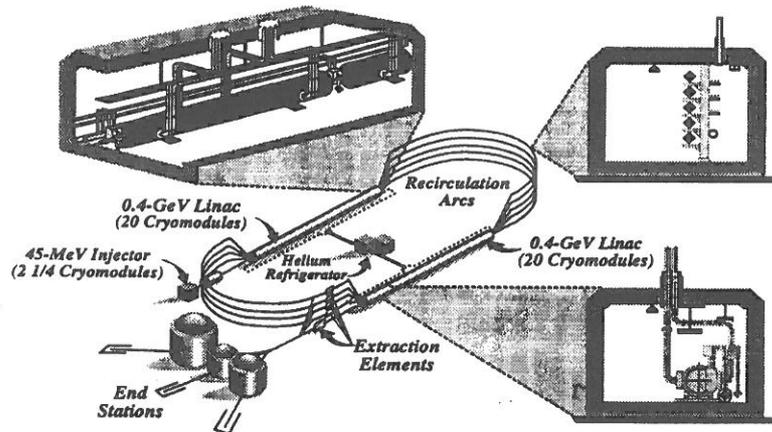
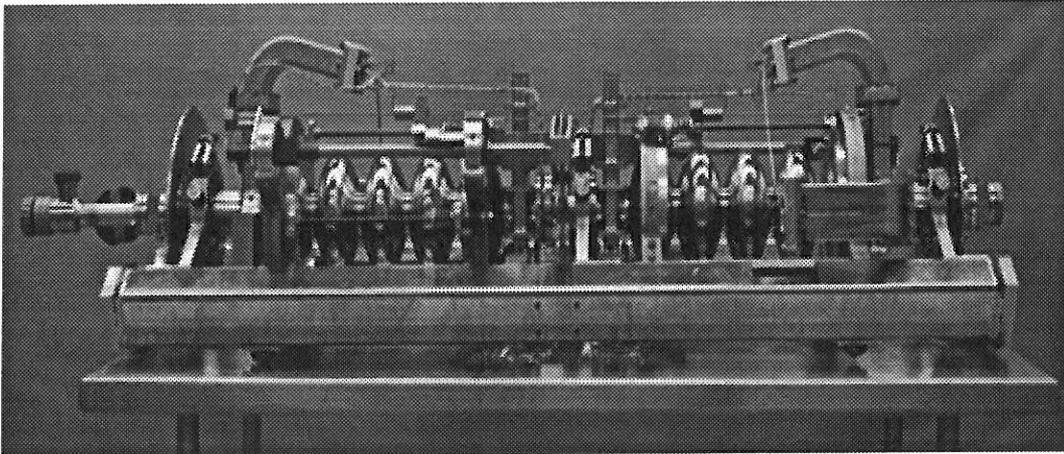


FIG. 2.1 - Vue générale de l'accélérateur où sont représentés l'injecteur, les 2 LINACS, les arcs de recirculations, et les 3 halls expérimentaux.

contraint. La source semi-conductrice est illuminée par un laser accordé à l'énergie de son gap pour en extraire les électrons [Hov97]. Ces derniers sont ensuite accélérés par un champ électrostatique jusqu'à 100 keV. Ils sont ensuite séparés par un champ magnétique tournant à une fréquence de 499 Mhz qui entraîne le faisceau jusqu'alors continu dans un mouvement rotatif sur 3 ouvertures régulièrement espacées le long d'un cercle. Ceci permet la formation de 3 faisceaux distincts dont les paquets d'électrons sont régulièrement espacés en temps, et d'intensités différentes en jouant sur la taille des ouvertures. Il est courant d'avoir une différence d'intensité de 6 ordres de grandeur ($100 \mu A$ dans les Halls C ou A, contre $100 pA$ dans le Hall B), entre deux paquets d'électrons distants de $2/3$ de ns (20 cm). Les trois faisceaux sont accélérés jusqu'à 45 MeV, avant d'être injectés dans le LINAC nord.

2.2 Transport du faisceau.

Le faisceau est accéléré dans des cavités guide d'onde faites de niobium refroidies à 2K par un bain d'hélium liquide. A cette température, le niobium est supraconducteur ce qui divise par un facteur d'un million les déperditions calorifiques, et permet de fournir un champ accélérateur d'une fréquence de 1,497 GHz (figure 2.2).

FIG. 2.2 - *Cavité supraconductrice.*

Les électrons d'énergies différentes (c'est à dire n'ayant pas recirculés le même nombre de fois dans l'accélérateur) sont séparés au niveau de séparateurs magnétiques situés en fin de LINAC pour être dirigés vers des arcs différents, ils sont ensuite recombinaés avant d'être réinjectés dans le LINAC opposé (figure 2.3).

A l'entrée des arcs Ouest se trouvent aussi des extracteurs qui permettent d'extraire les faisceaux, aux énergies désirées, et de les diriger vers les halls expérimentaux [Leb98].

2.3 Caractéristiques du faisceau.

Le faisceau d'électrons est composé de paquets de 20 ps de largeur temporelle, espacés de 2/3 de nanosecondes. Un paquet sur trois est envoyé dans chaque hall. Un hall donné reçoit donc un paquet toutes les 2,004 ns (1/499 GHz). La plupart des détecteurs sont capables de résoudre cette micro-structure du faisceau, en particulier, on le montrera plus tard, l'étiqueteur de photon du hall B. Par contre la mise en forme de l'ensemble des signaux de déclenchement se fait sur une échelle de temps plus grande, supérieure à 10 ns. De ce point de vue, le faisceau apparaît donc comme continu. En dehors des temps morts dus à l'acquisition, le système de déclenchement est donc opérationnel et utile continuellement, permettant d'obtenir une très haute luminosité. De plus, le déclencheur étant constitué d'une coïncidence entre plusieurs détecteurs, la nature continue du faisceau permet d'obtenir un pouvoir de rejet optimum des coïncidences fortuites, uniquement limité par la résolution en temps du système de déclenchement.

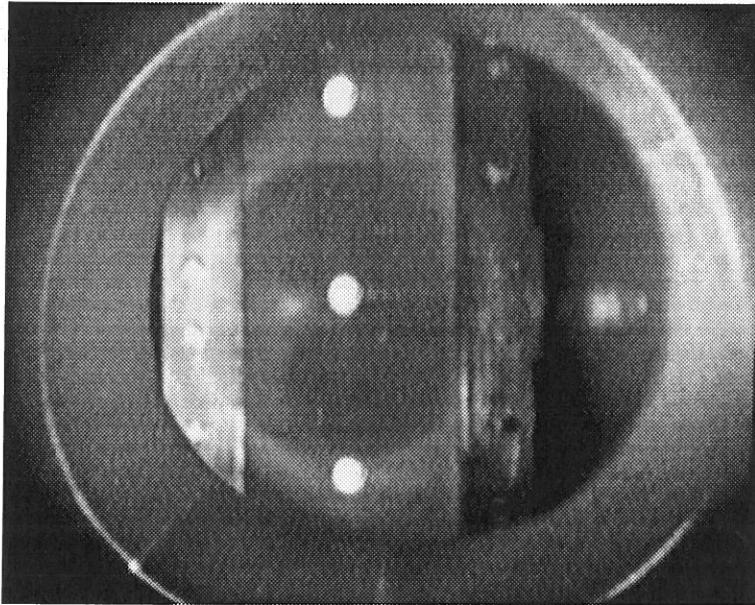


FIG. 2.3 - *Trois tâches de faisceaux d'énergies différentes au niveau d'un séparateur.*

Chapitre 3

CLAS

3.1 Introduction: Le Hall B

Une partie importante du programme expérimental de TJNAF concerne l'étude de réactions exclusives, c'est à dire dont l'état final à plusieurs particules doit être complètement déterminé.

Pour se faire, le détecteur CLAS du hall B a été conçu afin de répondre aux exigences suivantes [CRD90]:

- Une grande acceptance:
 - Angulaire: $8^\circ < \theta < 142^\circ$
 - En impulsion:
 - $0,2 < p < 4 \text{ GeV}/c$ pour les protons.
 - $0,1 < p < 4 \text{ GeV}/c$ pour les pions.
- Une bonne résolution:
 - En angle: $\delta\theta \ \& \ \delta\varphi < 1 \text{ mrad}$.
 - En impulsion: $\frac{\delta p}{p} < 0,5\%$
- Une bonne identification de particules, notamment en ce qui concerne la discrimination pion/kaon, et la discrimination électron/pion.
- La capacité de travailler à haut flux, c'est à dire avec une luminosité allant jusqu'à $10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$ en électroproduction.

CLAS (pour Cebaf Large Acceptance Spectrometer, (figure 3.1)) est construit autour de six bobines supraconductrices qui génèrent un champ magnétique toroïdal. Il est constitué de chambres à dérives pour la reconstruction les

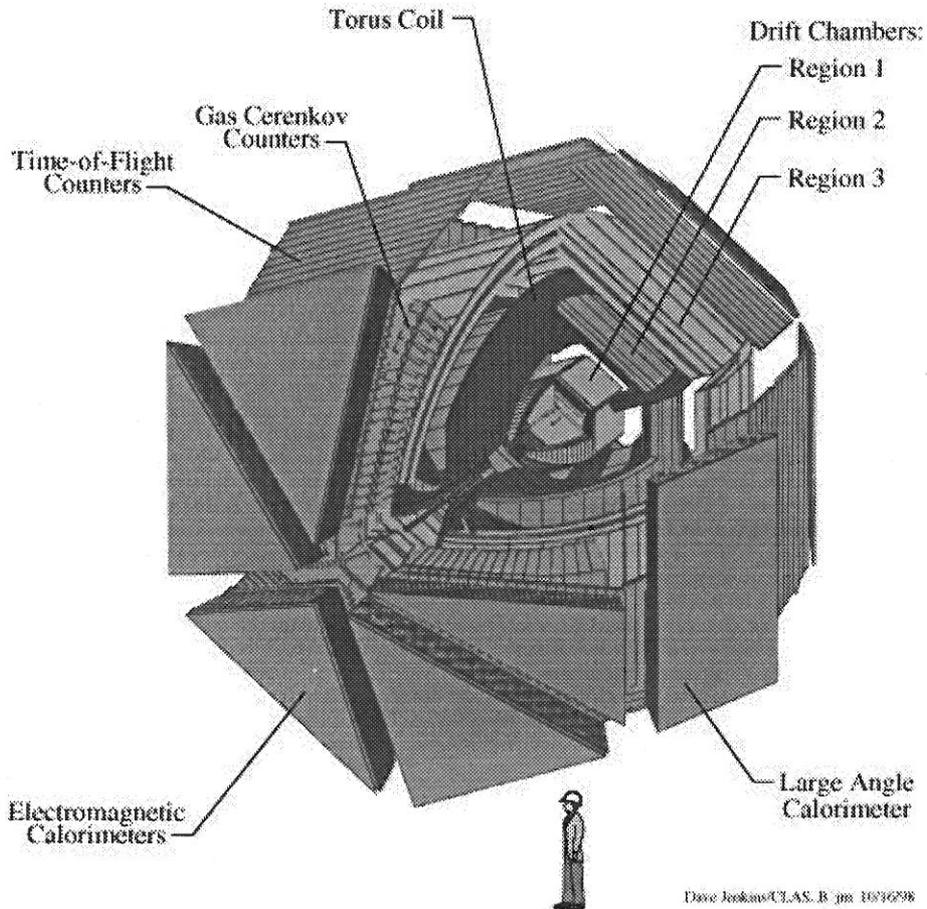


FIG. 3.1 - Vue éclatée du spectromètre 4π CLAS [Bro00].

trajectoires des particules chargées et ainsi la mesure de leur impulsion, de scintillateurs entourant les chambres comme une coquille pour mesurer leur temps de vol (scintillateurs "TOF" pour Time Of Flight), et à l'avant de détecteurs à rayonnement Čerenkov pour discriminer pions et électrons, ainsi que des calorimètres électromagnétiques servant aussi à la discrimination pions/électrons ainsi qu'à la détection des particules neutres: neutrons, photon et π^0 (via leur décroissance en deux photons).

3.2 Les bobines magnétiques.

Le champ magnétique est utilisé pour dévier les particules chargées et déterminer leur impulsion à partir de leur trajectoire.

A priori, trois types de configurations sont possibles pour des spectro-

mètres grand-angle:

- Un champ longitudinal, avec un solénoïde.
- Un champ transverse avec un dipôle.
- Un champ toroïdal.

Les solénoïdes, très utilisés dans les collisionneurs, ont l'avantage de couvrir un très grand angle solide, mais le champ magnétique étant parallèle au faisceau, les particules émises à petit angle ne sont pratiquement pas déviées. Or dans les réactions sur cible fixe, les particules sont préférentiellement émises vers l'avant à cause du boost de Lorentz. La mauvaise résolution en impulsion qui en résulterait interdit donc ce type de champ.

Les dipôles peuvent donner une excellente résolution, mais ils ont trois inconvénients : les retours de champ limitent l'acceptance angulaire, le champ transverse défléchit le bruit de fond de la gerbe électromagnétique dans les détecteurs et enfin, il y a un champ magnétique important au niveau de la cible de réaction ce qui exclut l'emploi d'une cible polarisée.

Pour ces raisons, le choix s'est porté sur champ toroïdal généré par six bobines supraconductrices. A cause du boost de Lorentz, l'impulsion moyenne des particules émises est d'autant plus grande que l'angle d'émission est petit. Il faut donc un champ plus intense vers l'avant afin d'avoir la même résolution quel que soit l'angle d'émission. Ces considérations ont conduit à donner aux bobines la forme représentée sur la figure 3.2.

De par leur conception, ces bobines génèrent un champ inhomogène ayant un pic d'intensité vers $\theta = 20^\circ$, là où se trouvent majoritairement les particules de grande impulsion (le champ maximum se situe à l'avant, il est de 2 Teslas). L'inconvénient majeur de cette configuration est la coupure en φ dans l'acceptance. L'épaisseur des bobines est constante en θ , ce qui entraîne que l'acceptance en φ dépend de l'angle d'émission des particules. En réalité la couverture angulaire totale est de 3π stéradians.

C'est cependant cette configuration qui satisfait le mieux aux exigences énumérées plus haut. Une de ses caractéristiques notables est que la trajectoire d'une particule chargée est plane (contenue dans un plan qui passe par la ligne de faisceau). La reconstruction des traces à l'aide des chambres à dérive s'en trouve simplifiée puisqu'en première approximation, il s'agit d'un problème à 2 dimensions et non 3. Il est à noter que c'est la première fois qu'une telle géométrie est mise en oeuvre à une telle échelle. Le détecteur ATLAS au LHC la reprendra d'ailleurs.

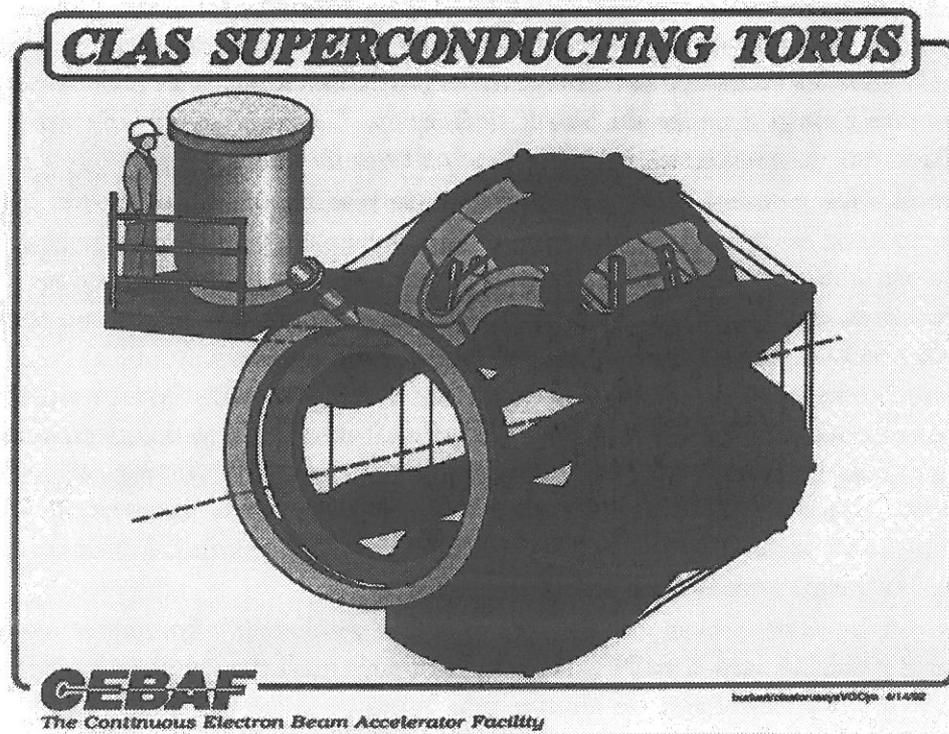


FIG. 3.2 - Bobines supraconductrices de CLAS. [Clas90-5] [Clas92-15]

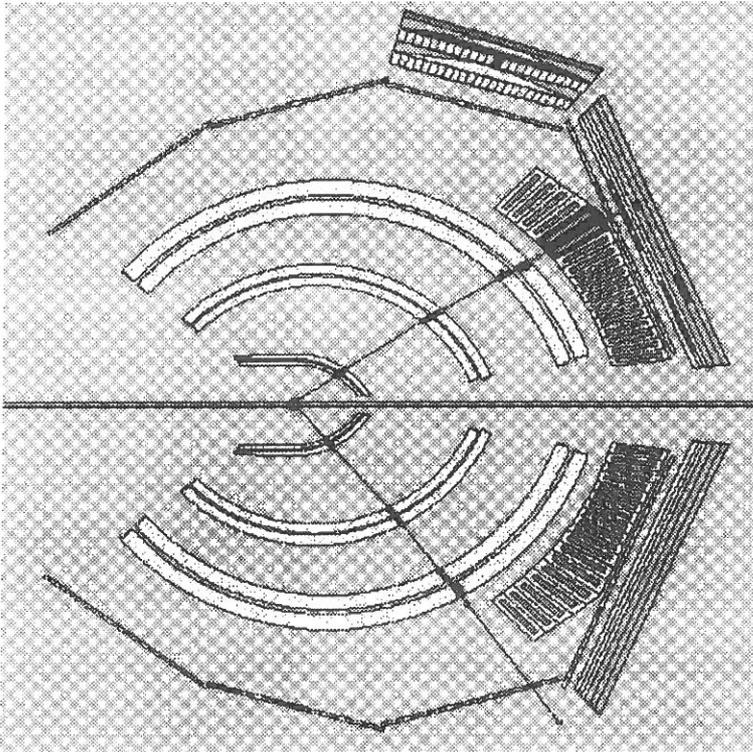


FIG. 3.3 - Événement typique dans CLAS, en vue de coupe. On voit successivement sur le trajet des particules les trois régions de chambres à fils, chacune composée de deux super-couches.

3.3 Mesure d'impulsion: Chambres à dérives

3.3.1 Géométrie

Pour reconstruire la trajectoire des particules chargées, chacun des six secteurs de CLAS contient trois régions de chambres à dérives (voir événement figure 3.3) [CRD90] [Clas89-14].

La première région est située à 70 cm de la cible dans un endroit où le champ magnétique est très faible [Car98]. La deuxième région, à 2 mètres de la cible, se situe entre les bobines, là où le champ magnétique est le plus intense [Qin98]. Enfin la troisième région se situe au delà des bobines à environ 4 mètres de la cible. L'espacement et l'épaisseur des chambres sont conçus pour limiter la diffusion multiple et en même temps avoir un bras de levier suffisant pour mesurer des déviations faibles pour les particules les plus rapides.

Chaque région est divisée en deux super-couches, chacune composée de

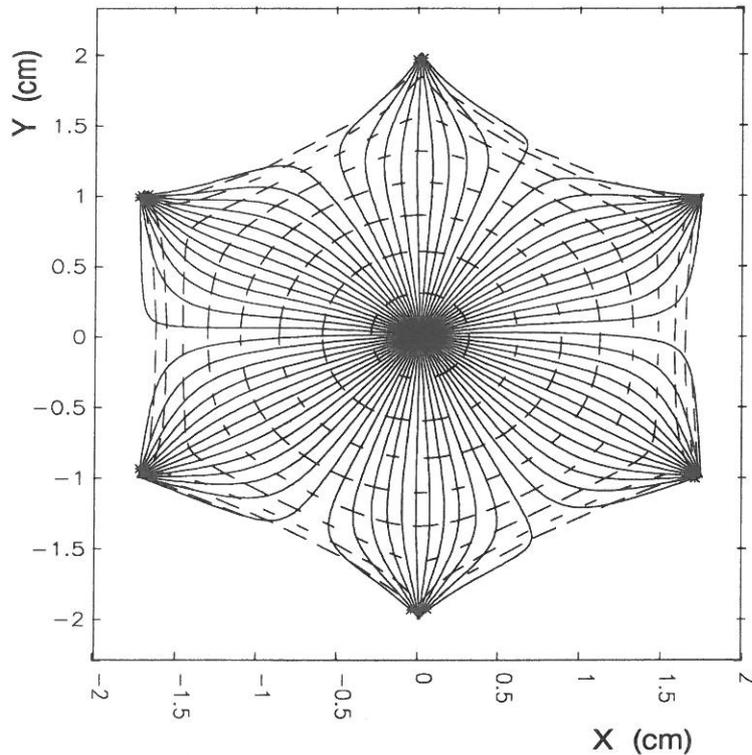


FIG. 3.4 - Simulation des trajectoires d'ions dans une cellule de chambre à fils.

six couches de fils. (mis à part la première super-couche de la région 1 qui n'en comporte que 4 à cause du volume trop faible pour en mettre 6.)

Les fils sont orientés perpendiculairement au faisceau, en couches concentriques autour de celui-ci (les fils courent d'une bobine à l'autre). Les fils de la deuxième super-couche font un angle de 6° (angle stéréo) avec ceux de la première (fils axiaux) ce qui permet par effet stéréo de déterminer les deux coordonnées de passage de la particule (x,y) dans ce plan. L'angle entre les deux plans de fils étant faible, la résolution sur l'angle φ est moins bonne que la résolution sur l'angle θ .

Les fils de potentiel sont disposés suivant une géométrie hexagonale autour des fils actifs (figure 3.4). Le mélange gazeux utilisé est *argon* - CO_2 dans le rapport respectivement 90%/10%. Ce mélange fournit une bonne efficacité, et un temps de collection des charges (et donc un temps mort) raisonnable (~ 100 ns). Avec les informations TDC, on peut connaître la distance de passage de la particule par rapport au fil, avec une résolution de l'ordre de 50 microns. Pour cela, il faut utiliser la relation temps-distance des chambres qui varie en fonction de la composition et de la pression du gaz et de la présence

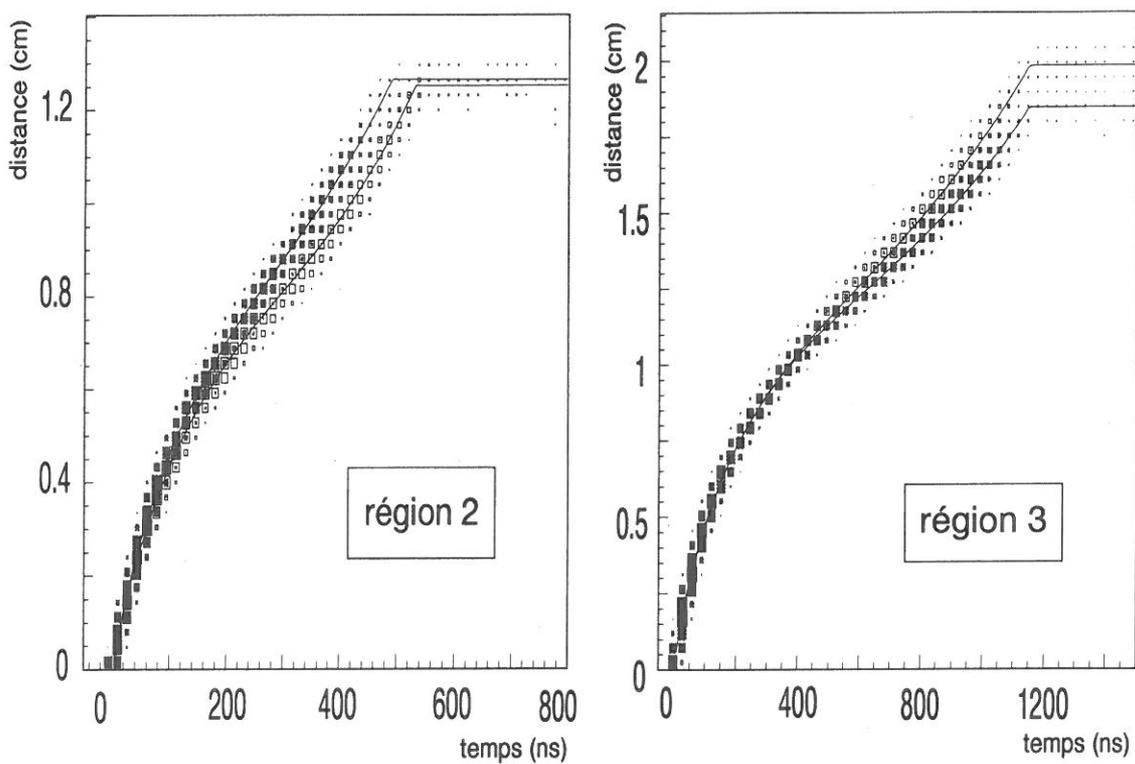


FIG. 3.5 - Corrélation entre le temps de dérive dans les cellules et la distance de passage des particules par rapport au fil, dans la région 2 (intermédiaire), et la région 3 (extérieure) des chambres à fils.

ou non de champ magnétique (figure 3.5) [Clas99-18]. Sur la figure 3.4, on peut voir une simulation des trajectoires dans une cellule en présence d'un champ magnétique transverse avec le programme GARFIELD [Clas93-5].

Les cellules sont orientées de telle sorte que les couches successives sont déplacées d'une demi cellule, ce qui facilite localement les levées d'ambiguïté droite-gauche (figure 3.6). Les chambres les plus proches du faisceau ont des cellules plus petites que les chambres extérieures pour avoir un taux de comptage par fil pratiquement constant. Avec des cellules ayant en moyenne 1 cm de rayon, le nombre de fils actifs pour l'ensemble des six secteurs est d'environ 35000. Les chambres à dérive sont attachées directement sur les bobines du toroïde pour la région 2 et sur une superstructure similaire aux bobines pour les deux autres régions.

Chaque fil est couplé à un pré-amplificateur-discriminateur situé sur le côté de la chambre. Les signaux sont ensuite multiplexés pour les transporter avec un nombre raisonnable de connexion jusqu'aux modules TDC. Les TDC marchent en signal "stop commun" donné par la logique de déclenchement de CLAS.

3.3.2 Reconstruction des trajectoires.

La reconstruction des trajectoires se fait en deux étapes:

- Dans un premier temps, on ne se sert que de l'information géométrique des fils touchés. L'ensemble des segments reconstruits dans chaque couche est comparé à une table générée par simulation contenant toutes les trajectoires possibles. Ceci permet de regrouper les fils appartenant à une même trajectoire et de rejeter le bruit de fond. Un ajustement global basé sur l'ensemble des fils touchés permet d'extraire de façon approchée p , θ et φ .
- Ensuite, à partir de cette sélection de fils, un ajustement prenant en compte les temps de dérive et la configuration de champ magnétique permet de reconstruire la trajectoire de la particule ainsi que son impulsion avec une précision accrue. Le temps de dérive maximum dépend sensiblement des conditions de température et de pression du gaz et un étalonnage systématique doit être effectué pour obtenir une résolution par fil de l'ordre de 50 microns.

La principale difficulté réside dans le fait que le champ magnétique est inhomogène, et donc l'algorithme de reconstruction s'apparente à du "Ray-tracing", ce qui est extrêmement coûteux en temps de calcul [Clas91-1].

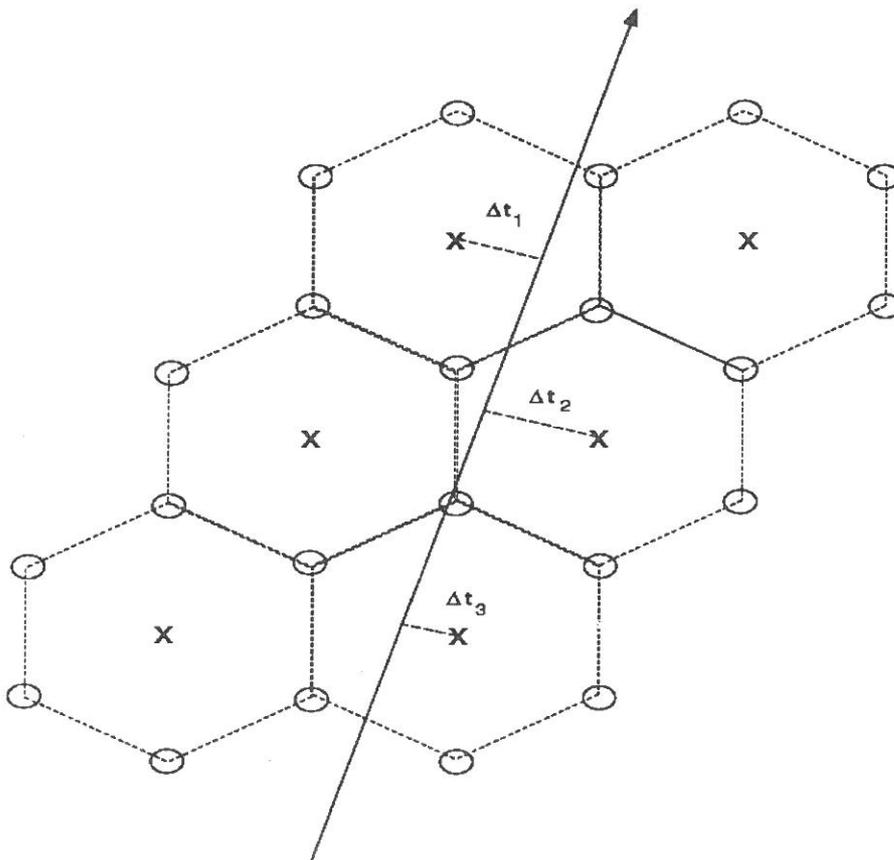


FIG. 3.6 - Trajectoire d'une particule traversant une super-couche. Les fils de champs sont représentés par des cercles. Les fils de collection de charge par des croix. Les temps de dérive sont fonction des distances de dérive représentées par les traits pointillés.

3.4 Mesure de temps de vol: Les scintillateurs de temps de vol.

3.4.1 Géométrie

Les chambres à dérive sont complètement entourées de scintillateurs plastiques qui assurent trois fonctions:

- Mesurer le temps de vol des particules.
- Fournir un signal pour le déclenchement.
- Détecter les particules neutres au delà de 45° pour les parties non couvertes par les calorimètres (l'efficacité est cependant faible, de l'ordre de 5%).

Ces compteurs de 5 cm d'épaisseur et de 20 cm de large couvrent presque complètement le domaine en φ de chaque secteur (-29° à $+29^\circ$) et assurent un découpage fin de l'acceptance en θ . Il y a 48 scintillateurs par secteur, la division est plus fine à l'avant. Pour améliorer la résolution en temps et en position, la lumière est collectée par deux photomultiplicateurs montés à chacune des extrémités. La disposition des scintillateurs de temps de vol sur un secteur est montrée figure 3.7 [Smi99].

Ces scintillateurs servent à la mesure du temps de vol des particules, qui sera utilisée pour leur identification. Il s'agit donc d'obtenir la meilleure résolution en temps possible sachant que les barreaux de plastique scintillant peuvent mesurer jusqu'à 4,5 m de long. Il faut donc que le matériau utilisé ait une réponse en temps rapide et que la longueur d'atténuation de la lumière soit la plus grande possible. Le choix s'est porté sur du BC-408 de chez Bicron.

3.4.2 Pré-logique de déclenchement des TOF

Pour obtenir une réponse uniforme du système, un circuit spécial appelé pré-trigger est chargé de réaliser la somme analogique des signaux des compteurs adjacents lorsqu'il y a lieu. En particulier, lorsqu'une particule croise 2 scintillateurs adjacents sur les bords, les signaux individuels de chaque compteur peuvent être trop faibles pour passer le seuil des discriminateurs, mais pas leur somme qui, elle, est proportionnelle à l'énergie totale déposée (figure 3.8).

La sortie de ce circuit sert d'entrée pour la logique de déclenchement et assure une efficacité de déclenchement de plus de 99 % pour toutes les positions mesurées le long des scintillateurs.

3.4. MESURE DE TEMPS DE VOL: LES SCINTILLATEURS DE TEMPS DE VOL.63

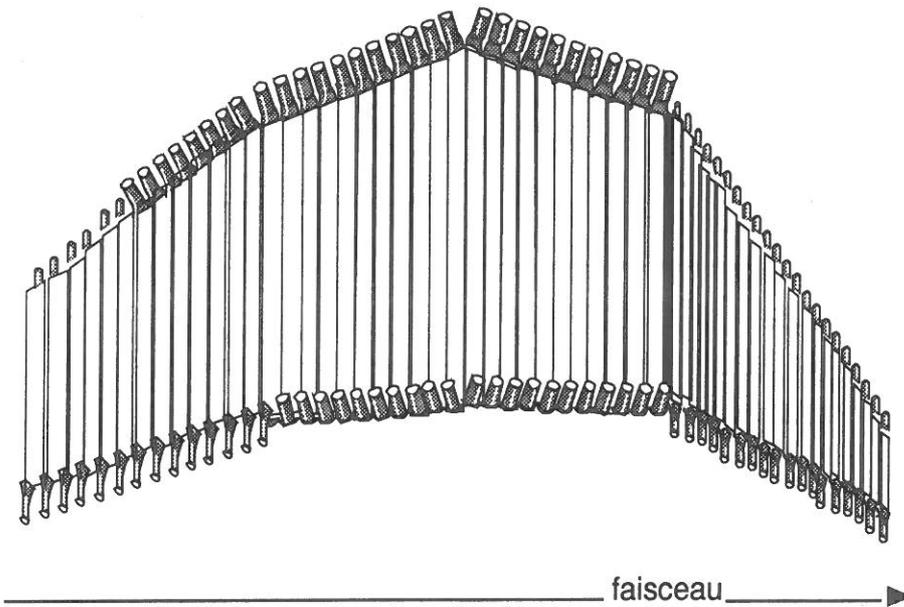


FIG. 3.7 - Couverture d'un secteur de CLAS par les scintillateurs de temps de vol.

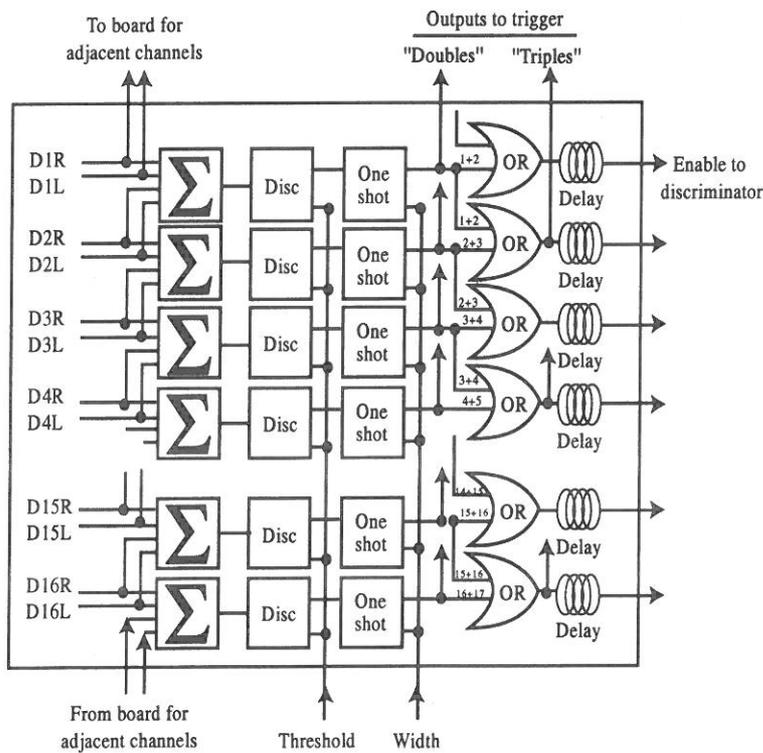


FIG. 3.8 - Module de pré-déclenchement des scintillateurs de temps de vol.

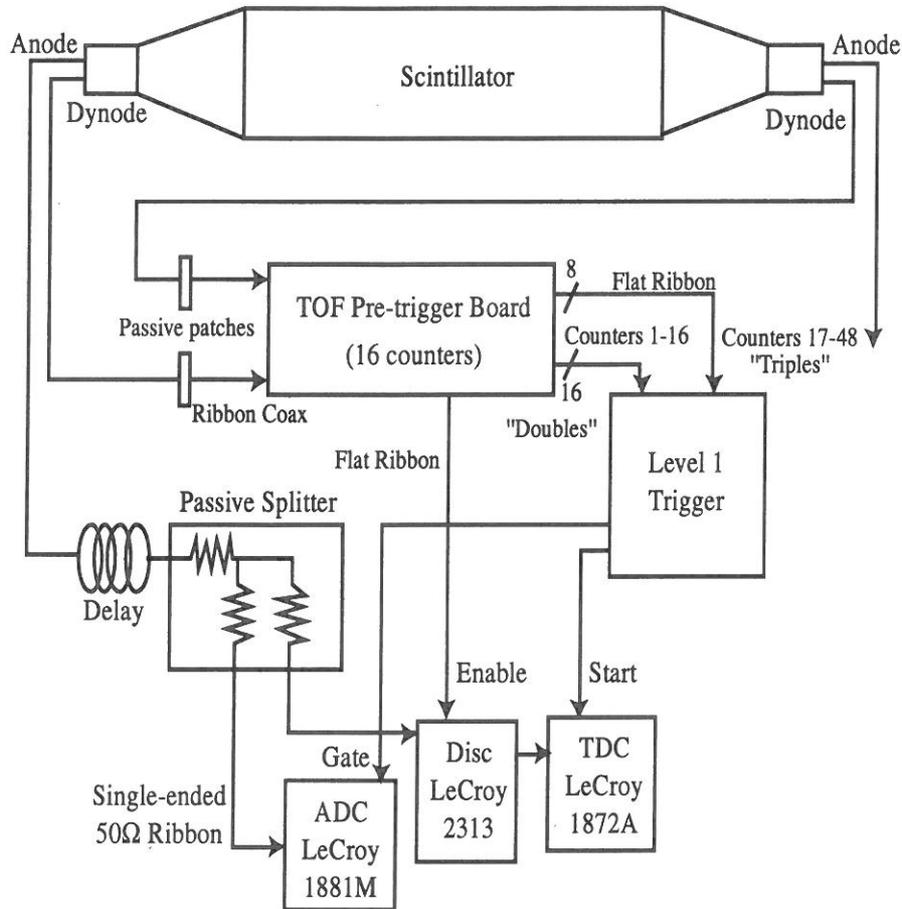


FIG. 3.9 - Schéma d'un scintillateur TOF et de son électronique associée.

3.4.3 Analyse

Les barreaux sont équipés à chaque extrémité de photomultiplicateurs rapides (Thorn EMI 9954) [Clas92] (figure 3.9).

Si le temps de propagation de la lumière est constant tout le long du barreau, ce qui est vrai sauf très près des guides de lumière (où la lumière directe collectée est plus importante que la lumière réfléchiée sur les bords) alors le temps d'arrivée de la particule est donné par la formule simple :

$$\frac{TDC_{droit} + TDC_{gauche}}{2}$$

ce qui donne un temps indépendant de la position d'arrivée le long du scintillateur.

Les discriminateurs utilisés n'ont pas la caractéristique "CFD" (constant fraction discriminator). Pour obtenir la résolution attendue de 150 ps, il faut

3.5. AUTRES ÉQUIPEMENTS: CALORIMÈTRES ÉLECTROMAGNÉTIQUES & DÉTECTEUR

corriger de l'effet temps-amplitude (Time-Walk) qui peut atteindre quelques nanosecondes. La courbe de correction en temps $f(x)$ a été mesurée [Gui96] ($x = \frac{A-P}{V_T}$, où A est l'amplitude ADC du signal, P la valeur du piédestal et V_T la valeur de canal correspondant au seuil de discrimination).

Elle a été ajustée avec une fonction de la forme :

$$f_1(x) = \frac{w_2}{x^{w_3}} \text{ pour } x \leq w_0$$
$$f_2(x) = f_1(w_0) - \frac{w_2 \cdot w_3}{w_0^{w_3+1}}(x - w_0) \text{ pour } x \geq w_0$$

(w_0, w_2 et w_3 sont les variables ajustées.)

En appliquant cette correction, le sigma de la distribution en temps varie entre 150 ps pour les scintillateurs à 18° et 200 ps à plus grands ou à plus petits angles (figure 3.10).

La calibration des gains des photomultiplicateurs, nécessaire à la correction temps-amplitude, a par ailleurs été utilisée pour mesurer les dépôts d'énergie dans les scintillateurs et aider à l'identification des particules par la mesure du $\frac{dE}{dx}$. Cette technique permet en particulier de discriminer clairement entre protons et pions d'impulsions comprises entre 0,3 et 1 GeV/c.

3.5 Autres équipements: Calorimètres électromagnétiques & détecteurs Čerenkovs

Pour les expériences en électrons, afin de pouvoir reconstruire la cinématique de la réaction, il est nécessaire d'identifier l'électron dans l'état final, et de le discriminer en particulier des pions, très abondants. Pour ce faire il a été disposé, dans chacun des six secteurs de CLAS, entre 8° et 45° , un détecteur Čerenkov, suivi d'un calorimètre électromagnétique.

Les calorimètres

Ces calorimètres ont une forme de triangle équilatéral de 4 m de coté situé à 5 m en avant de la cible. Ils couvrent un angle polaire entre 8° et 45° . Ils sont formés d'un sandwich de 39 couches de scintillateurs plastiques de 1 cm d'épaisseur et de plaques de plomb de 2,2 mm d'épaisseur.

Chaque couche de scintillateurs est composée de 36 éléments, de 10 cm de large chacun, disposés en alternance parallèlement à chacun des cotés du triangle. Ces trois axes de mesure définissent donc des cellules triangulaires qui permettent une bonne localisation de la particule. Les guides optiques limitent la dispersion en temps à l'arrivée sur le tube photo-multiplicateur:

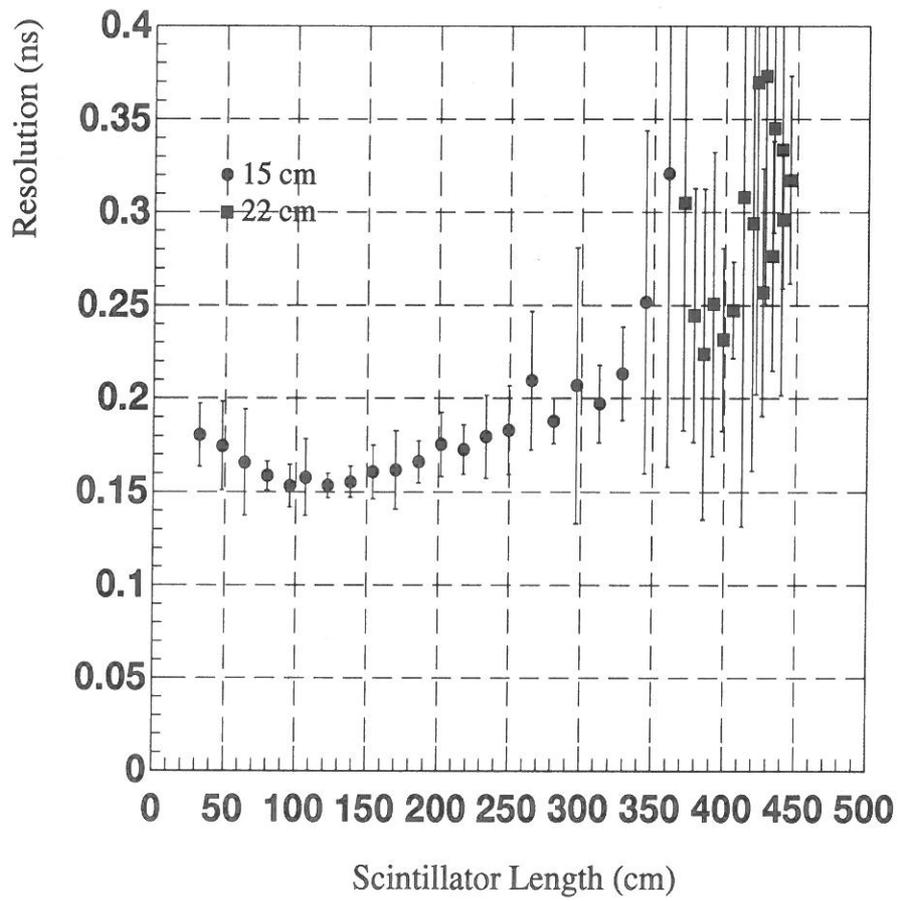


FIG. 3.10 - Résolution en temps des scintillateurs de temps de vol.

3.5. AUTRES ÉQUIPEMENTS: CALORIMÈTRES ÉLECTROMAGNÉTIQUES & DÉTECTEURS

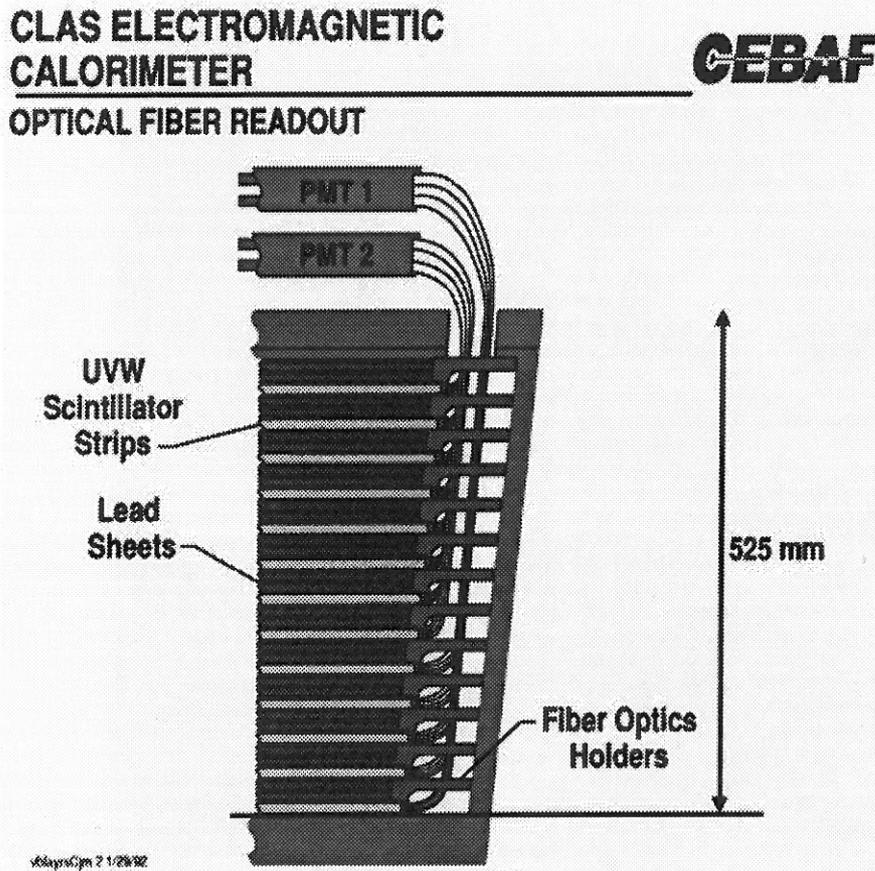


FIG. 3.11 - *Vue en coupe d'un calorimètre. Les couches les plus longues (en haut) sont reliées aux guides de lumière les plus courts.*

les couches les plus longues sont celles qui ont le guide de lumière le plus court et vice-versa (voir la forme spéciale des bords du calorimètre figure 3.11).

La lumière est collectée le long de l'épaisseur du calorimètre dans deux zones "Inner" et "Outer".

Les électrons ou les photons perdent l'essentiel de leur énergie dans la partie Inner, tandis que les pions traversent de part en part le calorimètre et laisseront un dépôt d'énergie tout au long de leur trajectoire. Le rapport des énergies mesurées entre Inner et Outer nous renseigne donc sur le type de particule. Au delà du seuil de discrimination électron-pion du Čerenkov, c.à.d. pour des particules d'impulsion supérieure à 2.5 GeV, on se servira uniquement de cette technique pour discriminer les pions des électrons.

Ces calorimètres ont une efficacité de 100% pour la détection des photons

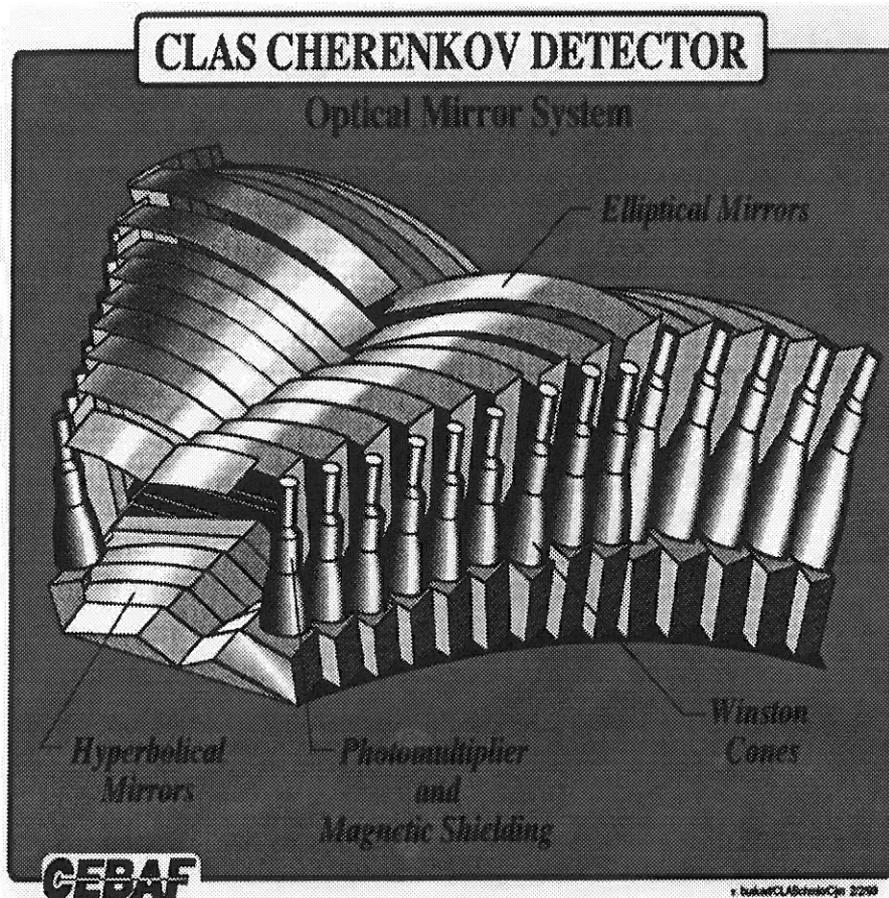


FIG. 3.12 - Vue schématique des compteurs Čerenkovs.

avec une résolution en énergie de l'ordre de $\frac{0,1}{\sqrt{E}}$ et une efficacité de l'ordre de 20% pour la détection des neutrons [Clas99-6].

A grand angle, sur deux secteurs seulement, couvrant la gamme angulaire 45° à 75° , il y a un calorimètre électromagnétique optimisé pour la détection des photons de désintégration du π^0 et du η .

Pour une description plus détaillée des calorimètres à grand angle, on se référera à [Aug99] et [Lac95].

Les Čerenkovs.

Les compteurs Čerenkov (figure 3.12) sont utilisés pour identifier les électrons et les séparer des autres particules chargées, principalement les pions.

Les compteurs Čerenkov sont composés d'un milieu gazeux dont l'indice de réfraction est légèrement supérieur à celui de l'air ($n = 1,0014$) et de

miroir réfléchissant la lumière vers des tubes photomultiplicateurs. On obtient un pouvoir de séparation pion/électron de l'ordre de 100:1 au-dessous du seuil de 2,5 GeV (c'est le seuil qui correspond à l'émission par les pions de rayonnement Čerenkov)[Clas95-11][Clas95-26][Clas99-5]. Au-dessus de ce seuil, le calorimètre doit prendre le relais comme expliqué précédemment.

3.6 La cible cryogénique

La cible cryogénique a été construite à Saclay au STCM (service des techniques de cryomagnétisme). Son principe est simple: L'élément principal est un échangeur où le réfrigérant est de l'hélium 4 à 4,2 K, et le gaz à liquéfier peut être indifféremment de l'hydrogène, du deutérium, de l'hélium 3 ou de l'hélium 4. (figure 3.13).

Pour liquéfier l'hydrogène ou le deutérium, l' 4He est réchauffé à 20 ou 24 K. Pour liquéfier l' 3He , la température est abaissée à 2,5 K par pompage du bain d' 4He réfrigérant à travers une vanne Joule-Thomson (JT).

La régulation en température se fait par un programme utilisant un algorithme de logique floue qui pour l'hydrogène et le deutérium, joue sur deux paramètres: l'ouverture de la vanne JT qui contrôle le débit d' 4He , et la puissance de chauffage d'une résistance placée sur le condenseur. Pour l' 3He et l' 4He , la régulation agit uniquement sur l'ouverture de la vanne JT. En dehors de cette vanne JT, il n'y a aucun élément mécanique interne qui travaille en permanence ce qui rend la cible extrêmement fiable.

3.6.1 Le circuit réfrigérant

L'installation possède un cryostat de 15 litres qui est rempli à partir du circuit d' 4He qui alimente les bobines du toroïde.

Le remplissage se fait de manière automatique à peu près toutes les 8 heures. Pour ne pas perturber le bain par apport de chaleur extérieure au moment du remplissage, ce cryostat principal est précédé d'un petit cryostat qui sert de séparateur de phase. Il faut d'abord refroidir la canne de transfert: c'est donc du gaz qui arrive. Et ce n'est que quand ce pré-cryostat est rempli d' 4He liquide que le transfert se fait vers le grand cryostat.

L' 4He qui se vaporise pour refroidir la cible doit être retourné à la centrale de liquéfaction à température ambiante. Ceci nécessite un réchauffeur important. C'est sa puissance de 1 KW qui limite la vitesse de transfert, transfert qui est arrêté quand la température descend en dessous de 250 K.

Entre deux transferts, la vanne située au dessus du cryostat est fermée, ce qui assure une pressurisation du cryostat à 1,2 bars. Par contre, pendant

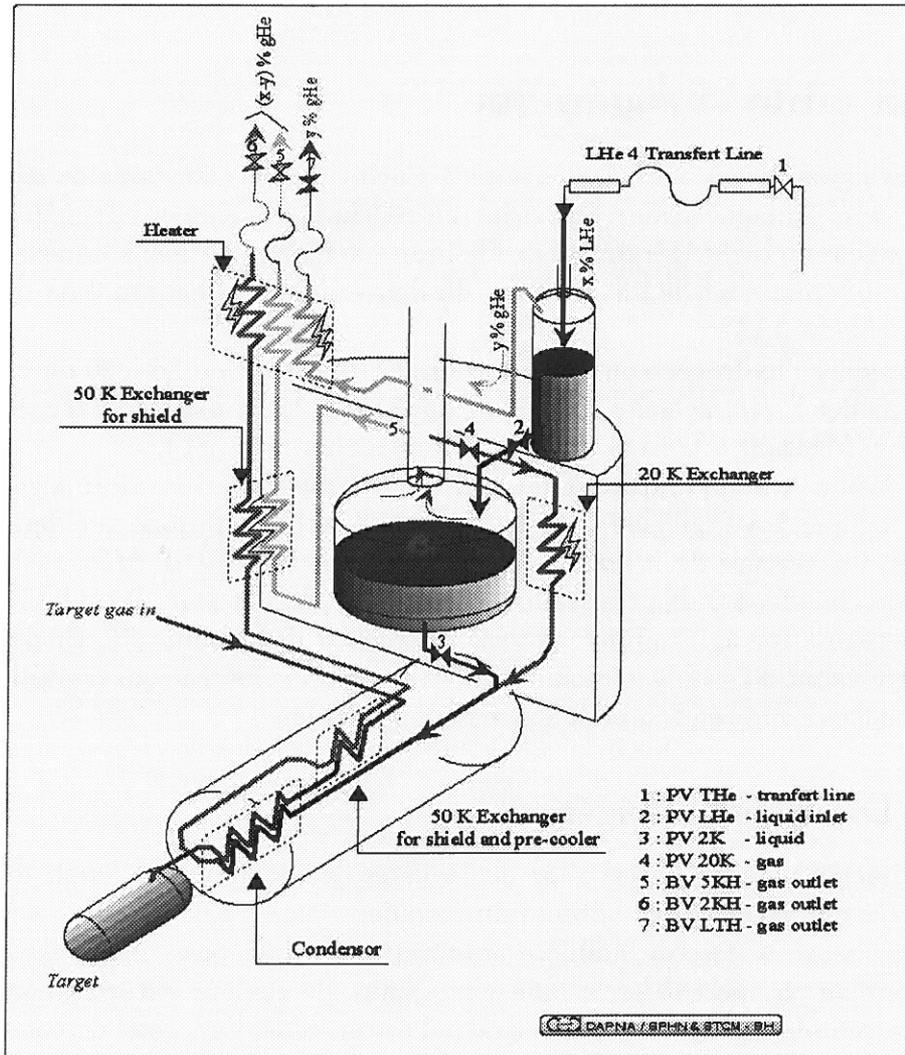


FIG. 3.13 - Système cryogénique de la cible de CLAS. On notera l'échangeur (50K EXchanger for shield and pre-cooler), le cryostat principal de 15 l et juste au dessus le pré-cryostat.

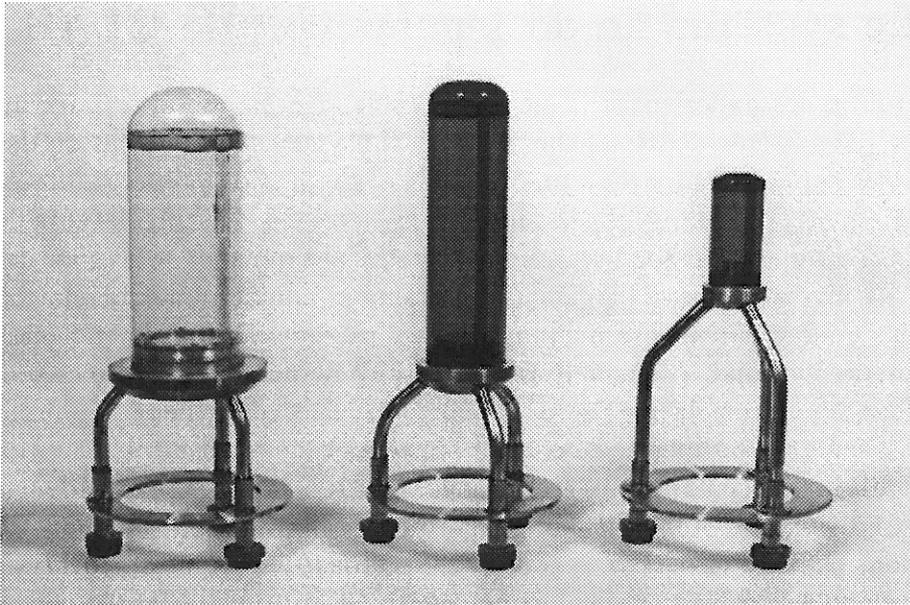


FIG. 3.14 - Trois types de cellules de cibles utilisées. Les deux plus larges à gauches sont utilisées en faisceau de photons. La plus petite en faisceau d'électrons.

un transfert, cette vanne doit être ouverte pour permettre le remplissage. Pendant le 1/4 d'heure que dure le remplissage, la stabilisation en température est donc un peu moins bonne. Dans le cas de l'hydrogène, on passe ainsi d'une stabilité de $\pm 0,2 K$, à une stabilité de $\pm 0,5 K$, ce qui correspond à une stabilité en densité meilleure que 2 pour mille. Dans le cas de 3He et de 4He la stabilité est de $\pm 0,02 K$ [Aug99] [Aud00].

3.6.2 Le corps de cible

La cible utilisée pour les expériences en photons est un cylindre de 6 cm de diamètre fermé par deux calottes hémisphériques, de longueur totale 17 cm. Dans le cas de l'hydrogène, cela procure une densité surfacique de $1,2 g/cm^2$. Elle est construite en mylar, de 130 microns d'épaisseur. Les parois d'entrée et de sortie constituent donc 3 % de la matière traversée.

Trois tubes amènent le liquide dans la cellule cible, et lui servent dans le même temps de support. Ils sont situés dans l'ombre des bobines d'aimant, à l'arrière, il n'y a donc pratiquement pas de correction d'angle mort (figure 3.14).

3.7 Le système de déclenchement de CLAS

Dans toutes les expériences (avec faisceau de photons et avec faisceau d'électrons), le système de déclenchement de CLAS utilise l'information des TOFs touchés, qui est comparée à une table de configuration préprogrammée suivant les besoins de chaque expérience. Les signaux des 48 scintillateurs de temps de vol d'un secteur sont regroupés sur 16 voies qui sont reliées au déclencheur de niveau 1 du secteur concerné. Celui-ci effectue une corrélation à l'intérieur du secteur au cas où plusieurs coups sont demandés et décide de transmettre le signal si la configuration de l'événement satisfait le critère présélectionné. Une corrélation entre secteurs est ensuite effectuée par un module superviseur, qui permet de demander plusieurs types de combinaisons logiques entre secteurs : coïncidence simultanée entre secteurs, anti-coïncidence, critère de multiplicité, etc... Il envoie alors un signal de déclenchement vers l'acquisition. Dans le cas d'expériences en électrons, les signaux provenant des détecteurs Čerenkovs et des calorimètres (INNER et OUTER) sont aussi intégrés dans le déclencheur [Clas91-17].

Ce trigger est capable de décider s'il faut garder ou non un événement en moins de 100 ns. Sa structure interne en "pipe-line" qui traite à la chaîne les événements lui permet de ne pas induire de temps mort dans la prise de décision.

Une entrée asynchrone permet de faire la coïncidence entre les TOF et un signal extérieur. Nous nous en servons dans les expériences en photon pour rajouter la coïncidence entre l'étiqueteur et le compteur de départ et ainsi former une triple coïncidence, comme nous le verrons au chapitre suivant (figure 4.5).

3.8 Le système d'acquisition

L'acquisition est basée sur le système CODA (Cebaf Online Data Acquisition). Elle est organisée autour d'un module central construit à TJNAF appelé le superviseur de déclenchement (trigger supervisor), de modules temps-réel (ROC : Read Out Controller utilisant le système d'exploitation VxWorks) qui relisent les informations des modules TDC et ADC FASTBUS et de programmes sous UNIX qui rassemblent les données des différents modules pour les envoyer ensuite dans des fichiers [CODA].

Dès réception du signal de déclenchement, le superviseur envoie un signal démarrant la digitalisation des modules FASTBUS TDC et ADC. Le superviseur bloque alors tout nouvel événement arrivant dans le détecteur. A la fin de la digitalisation des données, le superviseur demande à chaque ROC d'al-

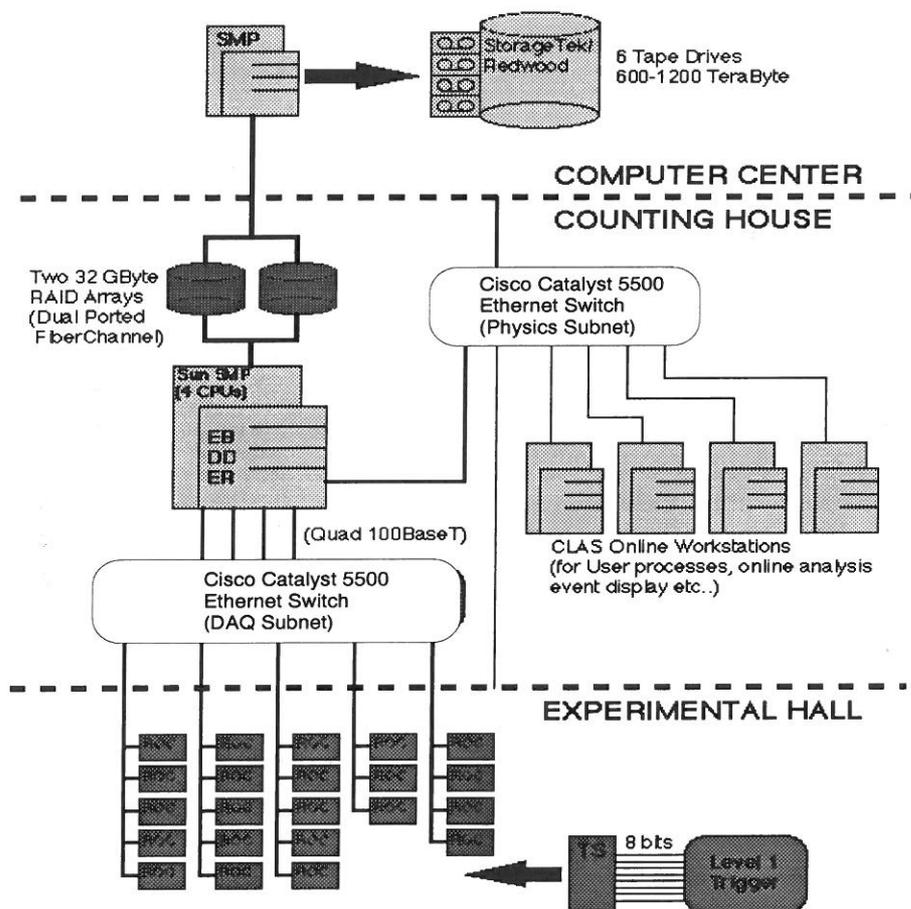


FIG. 3.15 - Système d'acquisition de CLAS.

ler immédiatement lire les modules FASTBUS si les valeurs sont compatibles avec un bon signal (TDC non nul, ni en débordement; ADC au dessus des piédestaux). Parallèlement, le superviseur avertit l'acquisition de se préparer à la réception d'un événement. Chaque ROC envoie alors les données par le réseau vers le constructeur d'événement (Event Builder (EB)). Le constructeur d'événement rassemble toutes les données lues par chaque ROC et effectue la transcription en format BOS [Blo94]. Ce format repose sur le concept de banque nommée : les données sont stockées dans une banque par détecteur et par secteur. L'événement est ensuite stocké sur disque dans un fichier, puis copié sur un silo de grande capacité (figure 3.15). Une fois l'événement écrit sur fichier, l'acquisition rend la main au module superviseur.

Un ensemble de programmes de visualisation permet de vérifier la qualité des données en ligne (histogrammes pour détecter les canaux morts, reconstruction en ligne d'une faible fraction d'événements).

La taille typique d'un événement étant de 2 kOctet et le taux d'acquisition souhaité par la plupart des expériences de 1,5 kHz, il faut une bande passante théorique d'environ 3 MOctet/s. Pour tenir compte des fluctuations et ne pas avoir d'embouteillage, une marge 2 à 3 fois supérieure est souhaitable. C'est seulement dans ces 2 dernières années que la technologie des réseaux commutés avec le standard Ethernet 100 Mbit/s a permis d'obtenir de tels taux.

Les performances de l'acquisition ont été en constante progression ces dernières années: elles sont passées de 600 événements acquis pas seconde en 1998 à 2000 événements par seconde en 1999. A plein rendement c'est ainsi 2 Giga-octets de données qui sont accumulés chaque heure, avec un temps mort d'acquisition de l'ordre de 10 %.

Dans le cadre de notre expérience 300 Giga-octets de données brutes ont été stockés sur bandes.

Chapitre 4

La ligne de photons Réels

4.1 Introduction

4.1.1 Étiquetage.

Le faisceau de photons du hall B est produit à partir du faisceau primaire d'électrons par une technique classique de rayonnement de freinage. Les électrons d'énergie initiale E_0 perdent une partie de leur énergie par interaction avec le champ électromagnétique des noyaux d'un radiateur, en émettant des photons. Le spectre de photons émis est continu de 0 à l'énergie du faisceau E_0 . L'impulsion de recul du noyau étant négligeable, l'énergie du photon émis E_γ peut être déduite de celle de l'électron diffusé E_d par la relation:

$$E_\gamma = E_0 - E_d$$

Connaissant l'énergie du faisceau incident, il suffit donc de mesurer celle de l'électron diffusé pour connaître l'énergie du photon. C'est le principe d'étiquetage: chaque événement hadronique induit par un photon est associé à l'électron diffusé ("étiqueté").

L'énergie de l'électron est mesurée dans un spectromètre magnétique, l'étiqueteur, que nous allons décrire. Ce dernier a en outre pour fonction de fournir un temps de référence précis de la réaction dans la cible pour les mesures de temps de vol avec CLAS.

4.1.2 Autres détecteurs composant la ligne.

Les expériences en photons réels nécessitent une coïncidence entre les hadrons détectés dans CLAS et l'électron diffusé. Pour ce faire il est impératif de réduire au maximum le temps de coïncidence, pour minimiser le taux de

fortuits. Ceci est réalisé grâce à une coquille de scintillateurs enveloppant la cible, dénommée “Compteur de départ” que nous allons présenter.

L’identification des particules détectées dans CLAS se fait par mesure de temps de vol. Afin d’optimiser cette mesure il est nécessaire d’utiliser au mieux les informations de temps fournies par l’étiqueteur, le compteur de départ, et le signal Radio-fréquence fourni par l’accélérateur afin de déterminer le temps d’interaction au vertex. La méthode utilisée sera présentée.

Finalement, pour mesurer une section efficace de photo-réaction, il faut connaître le nombre de photons incidents sur la cible de réaction. Ce nombre de photons dépend fortement des conditions de réglage du faisceau et doit donc être mesuré en permanence. Nous décrirons plus en détail la ligne de photons et les compteurs qui servent à cette mesure [Clas92-14].

Ces trois ensembles principaux constituant la ligne de photons sont représentés sur la figure 4.1.

4.2 L’étiqueteur

4.2.1 Production du faisceau de photons.

Le faisceau de photons est produit à partir du faisceau d’électrons incidents dans un radiateur placé cinquante centimètres avant l’étiqueteur. Le faisceau primaire d’électrons, composé des électrons qui n’ont pas interagi dans le radiateur, est dévié vers le bas par le dipôle magnétique de l’étiqueteur qui le conduit jusqu’à un arrêt de faisceau situé sous le hall expérimental [Clas93-24]. Le faisceau secondaire de photons se propage en ligne droite jusqu’à la cible de CLAS, où il interagit partiellement.

4.2.2 Caractéristiques du rayonnement de freinage.

Le nombre de photons émis à une énergie k , est donné approximativement par l’expression:

$$\frac{dN}{dk} = N_0 \times \frac{t}{t_0} \times \frac{1}{k}$$

où N_0 est le nombre d’électrons incidents, et $\frac{t}{t_0}$ est l’épaisseur du radiateur exprimée en fraction de longueur de radiation. L’énergie maximale des photons émis est l’énergie des électrons du faisceau primaire. La production de photons de basse énergie domine. En particulier, le rapport du nombre de photons étiquetés entre une énergie k_{min} et une énergie k_{max} (N_γ^{et}) sur le

La ligne de photon du Hall B

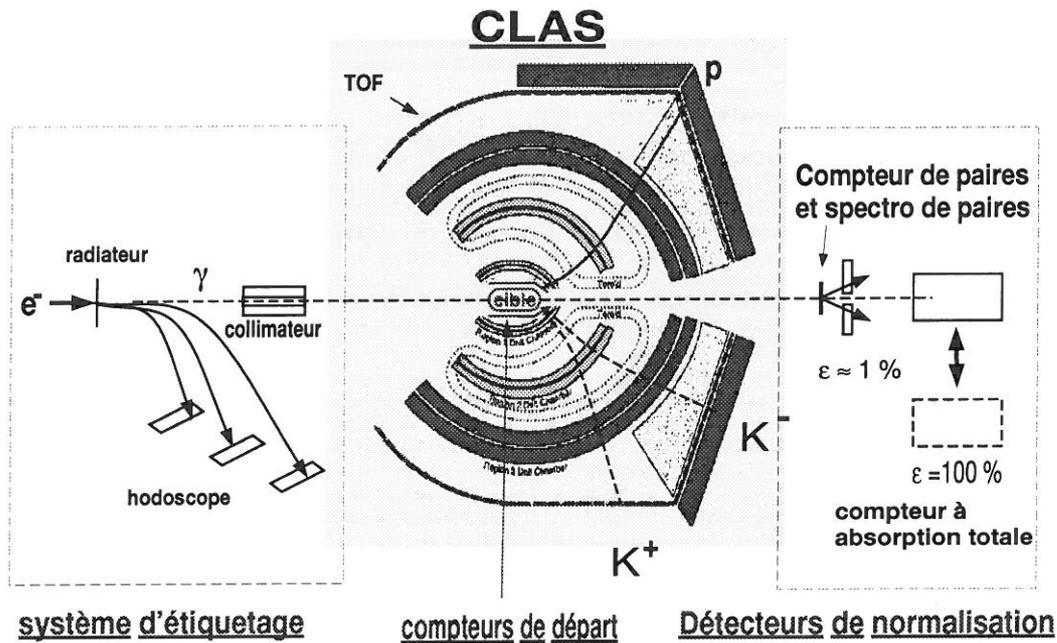


FIG. 4.1 - Les trois éléments de la ligne de photons réels. L'hodoscope et le compteur de départ permettent d'associer un électron détecté dans l'hodoscope à une réaction détectée dans CLAS. L'hodoscope fournit alors un temps de départ pour la mesure des temps de vol dans CLAS, et l'énergie du photon associé à la réaction. Les détecteurs de normalisation permettent de mesurer le flux de photons étiquetés atteignant effectivement la cible de CLAS.

nombre total de photons produits d'énergies supérieures à 140 MeV¹ (N_{γ}^{tot}) est donné par la relation:

$$\frac{N_{\gamma}^{et}}{N_{\gamma}^{tot}} = \frac{\ln(k_{max}) - \ln(k_{min})}{\ln(E_{faisceau}) - \ln(0,14GeV)}$$

Dans le cas de la deuxième prise de données de cette expérience par exemple, avec un plage d'étiquetage allant de 3,03 à 5,24 GeV pour un faisceau de 5,52 GeV, ce rapport est voisin de $\frac{1}{7}$ (il y a sept fois plus de photons non-étiquetés que de photons étiquetés).

D'autre part, la section efficace de rayonnement de freinage est proportionnelle à $Z(Z + 1)$ où Z est le numéro atomique du matériau composant

1. Ce qui correspond au seuil de production des pions.

le radiateur. Les pertes d'énergie des électrons dans ce radiateur sont elles proportionnelles à Z , et doivent être minimisées afin d'obtenir un faisceau de photons ayant la meilleure résolution en énergie possible. La solution choisie consiste donc à utiliser un radiateur le plus fin possible, dans un matériau lourd, or ou nickel.

Il existe plusieurs radiateurs disposés sur un support coulissant dans le faisceau, d'épaisseurs comprises entre 2.10^{-5} et 10^{-4} longueur de radiation, et utilisés en fonction du flux de photons désiré. Les configurations utilisées étaient, pour la deuxième prise de données de cette expérience² :

Bas flux: Un radiateur de 2.10^{-5} longueur de radiation dans un faisceau primaire de 100 pA, produisait un flux de photons étiquetés de $10^4 \gamma/s$.

flux intermédiaire: Un radiateur de 10^{-4} longueur de radiation dans un faisceau primaire de 10 nA produisait un flux de $5.10^6 \gamma/s$.

Haut flux: Un radiateur de 10^{-4} longueur de radiation dans un faisceau primaire de 40 nA produisait un flux de $2.10^7 \gamma/s$ étiquetés³.

4.2.3 Hodoscope.

Les électrons décélérés sont déviés par le champ magnétique de l'aimant vers deux plans de scintillateurs (hodoscope) situés le long de son plan focal. Les électrons correspondant aux photons dont l'énergie est comprise entre 20 % et 95 % de l'énergie du faisceau incident y seront détectés. Une description de l'optique de l'aimant de l'étiqueteur est montrée figure 4.2

L'impulsion des électrons est mesurée dans la première rangée de scintillateurs (plan "E", pour "Energy"), le temps de passage de l'électron est mesuré dans la seconde rangée de scintillateurs (plan "T", pour "Timing"). Ces deux informations vont permettre d'associer à une réaction dans CLAS un électron dans l'étiqueteur (information de temps), et donc de lui associer un photon d'une énergie connue (information d'énergie). C'est le principe d'étiquetage [].

Plan "E":

La première rangée de scintillateurs, placée approximativement sur le plan focal de l'aimant, est utilisée pour mesurer la position de l'électron diffusé

2. La raison de l'existence de prises de données avec différents flux sera expliquée dans le chapitre sur la normalisation

3. Ainsi qu'un flux total de photons (en particulier les photons non-étiquetés entre 100 MeV et 5,5 GeV) d'environ $1,4.10^8 \gamma/s$

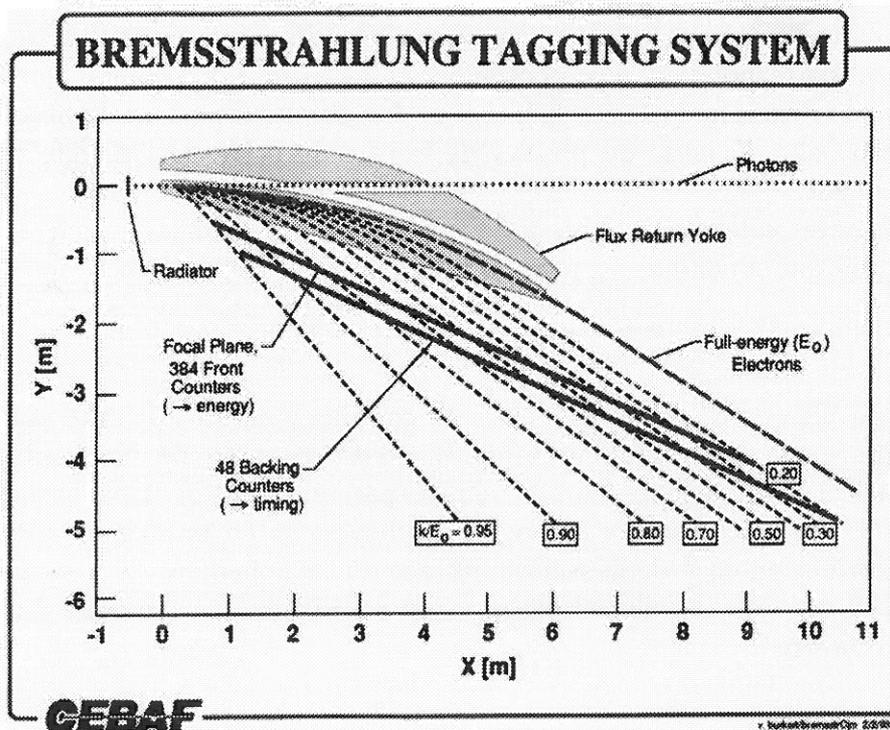


FIG. 4.2 - Optique de l'étiqueteur [Clas91-12]: Les électrons qui ont produit les photons les plus énergétiques sont ceux qui ont l'impulsion la plus faible, leur trajectoire est fortement courbée par le champ magnétique du dipôle, et ils atteignent le haut du plan focal (près du radiateur). Les électrons correspondant aux photons de basse énergie sont déviés vers le bas du plan focal (près de l'arrêt de faisceau). Les électrons qui ne sont pas freinés sont conduits jusqu'à un arrêt de faisceau.

sur ce plan et permet donc, connaissant l'optique de l'aimant, de déterminer l'impulsion de l'électron. La conservation de l'énergie permet alors de déduire directement l'énergie du photon produit par rayonnement de freinage.

Elle est composée de 384 scintillateurs fins de 4 mm d'épaisseur, long de 20 cm et de largeur variable (entre 6 et 18 mm) de façon à ce que la largeur de la plage de détection de chacun d'entre eux (en terme d'impulsion de l'électron diffusé) soit constante. Ces scintillateurs se chevauchent à hauteur d'un tiers de leur largeur pour former 767 canaux en impulsion. Ils couvrent une portion du plan focal correspondant aux photons dont l'énergie est comprise entre 20% et 95% de l'énergie du faisceau incident. Ce dispositif permet d'obtenir une résolution sur l'énergie du photon de l'ordre de 0,1% de l'énergie du faisceau incident.

La lumière est collectée à l'une des extrémités des scintillateurs, par des fibres optiques qui la conduisent jusqu'à des photo-multiplicateurs.

Plan "T":

Le second plan de scintillateurs, situé 20 cm plus loin, est optimisé pour la mesure du temps de production du photon. Il est constitué de 61 scintillateurs, épais de 2 cm, lus à leurs deux extrémités par des photo-multiplicateurs. La largeur de ces scintillateurs le long de la dispersion en impulsion, compense la distribution en $\frac{1}{k}$ de la section efficace du rayonnement de freinage, de façon à ce que les taux de comptage soient sensiblement les mêmes d'un compteur à l'autre⁴.

Électronique

Le schéma de l'électronique de l'hodoscope est présenté figure 4.3. Les signaux analogiques en provenance des deux côtés des compteurs T sont discriminés dans des discriminateurs à fraction constante (CFD), de façon à corriger la dépendance temps-amplitude. Les signaux logiques obtenus sont envoyés dans des convertisseurs temps-numérique (TDC), et, dans une porte de coïncidence décrite plus loin.

Les signaux des compteurs E sont amplifiés et discriminés dans un module intégré [Sob00]. Les signaux logiques sont envoyés, d'une part dans des TDCs, et d'autre part, après avoir été mélangés par groupe de huit, dans un module de matrice E - T construit au Jefferson Lab. Ce module possède 48 entrées correspondant aux compteurs E regroupés par 8, et 61 sorties correspondant

4. Au cours de la première prise de données pour laquelle seuls les 20 premiers compteurs T étaient utilisés, avec un taux de comptage total de $2 \cdot 10^7 \gamma/s$, le taux de comptage d'un compteur individuel était donc 20 fois moindre, soit $10^6 \gamma/s$.

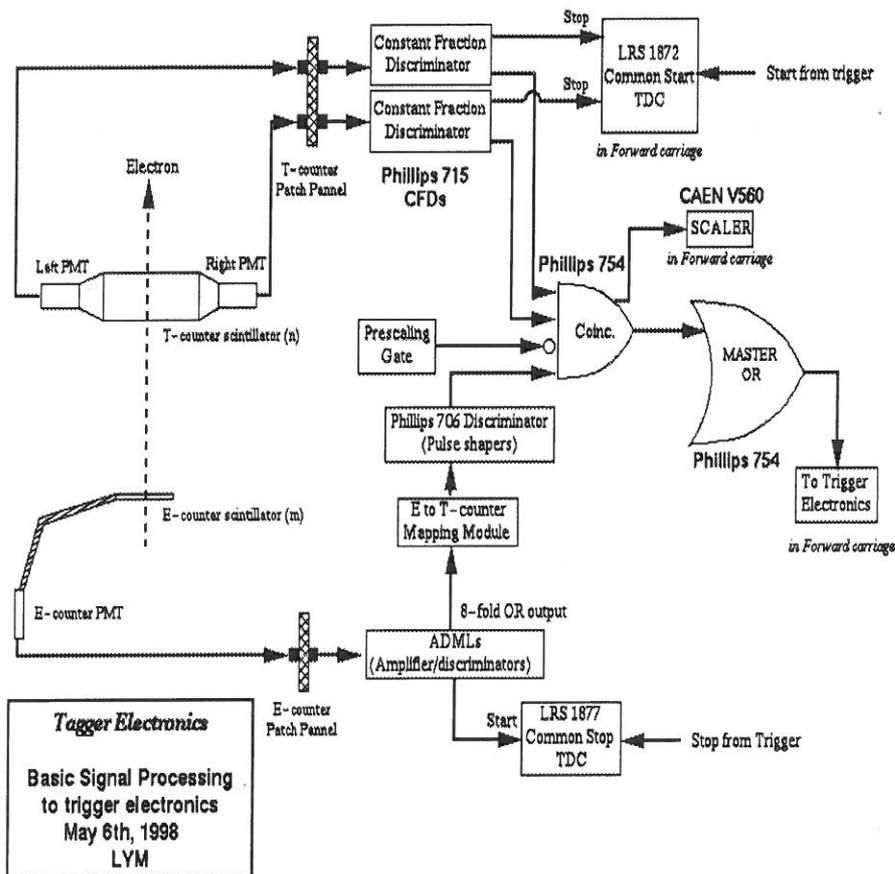


FIG. 4.3 - Électronique de l'étiqueteur. Après discrimination, tous les signaux, sont envoyés vers des convertisseurs temps-numérique. Les signaux des E et des T sont combinés avant d'être envoyés vers des échelles et vers le superviseur de déclenchement où est effectuée la coïncidence avec CLAS.

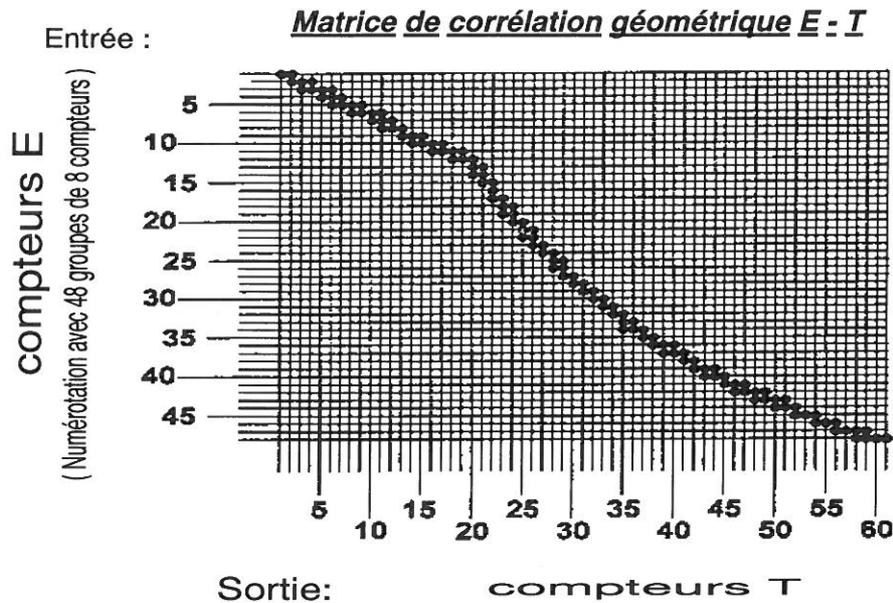


FIG. 4.4 - Matrice de coïncidence géométrique E - T. Les couples de compteurs (E, T) par lesquels un électron, décéléré dans le radiateur de l'étiqueteur, peut passer sont représentés par un point noir.

aux compteurs T. Il a pour fonction, étant donné un signal dans une des entrées E, de fournir un signal logique pour chacun des compteurs T qui, selon l'optique de l'aimant, peuvent se trouver sur la trajectoire d'un électron passant par ce compteur E. La matrice géométrique est choisie large pour s'assurer que toutes les trajectoires permises sont bien acceptées. Elle est montrée figure 4.4.

Pour chaque compteur T, les trois signaux provenant de chacun des deux côtés du compteur et de la sortie de la matrice E-T forment une triple coïncidence dans une porte logique "ET". Il est possible de désactiver le module de matrice et de placer la porte de coïncidence sur un niveau deux, auquel cas, on n'effectue qu'une coïncidence entre la partie gauche et la partie droite des compteurs T (coïncidence E-T inactive).

Lorsque la coïncidence E-T est active, l'électronique de l'hodoscope effectue donc une première sélection sur les trajectoires d'électrons compatibles avec l'optique de l'aimant, ce qui permet de rejeter la majeure partie du bruit de fond ambiant.

Les sorties des portes de coïncidence sont envoyées vers un ensemble d'échelles utilisé pour la normalisation, afin de mesurer le taux de comptage de chaque compteur T, brut ou en coïncidence avec les détecteurs de normalisation (voir le chapitre sur la normalisation).

Toutes ces sorties sont d'autre part mélangées pour former un signal unique ("OU-principal" ou "Master-OR") envoyé vers le Superviseur de déclenchement de CLAS, qui effectue une coïncidence, soit avec CLAS, soit avec les détecteurs de normalisation, afin de déclencher l'acquisition.

Reconstruction des données de l'hodoscope

L'objectif de la reconstruction des données dans l'hodoscope est d'associer à un temps de réaction une énergie de photon, afin que cette information puisse être utilisée dans l'analyse des réactions détectées dans CLAS. Le temps mesuré dans l'hodoscope sert aussi à déterminer le temps d'interaction au Vertex, qui est utilisé comme temps de départ pour la mesure de temps de vol des particules détectées dans CLAS.

Ceci nécessite une mesure précise du temps. L'utilisation d'un photomultiplicateur à chaque extrémité des compteurs T permet de s'affranchir des fluctuations en temps liées à la dispersion latérale du point de passage des électrons. Il suffit pour cela de reconstruire la moyenne des temps mesurés de chaque côté:

$$\frac{t_{gauche} + t_{droit}}{2}$$

L'utilisation de CFD permet de s'affranchir de la dépendance temps-amplitude. Une calibration précise des TDC est nécessaire afin d'obtenir une résolution suffisante pour permettre de résoudre la micro-structure du faisceau qui servira de référence pour la détermination du temps au vertex. Cette mesure de temps au vertex est décrite plus en détail plus loin dans ce chapitre, dans une section qui lui est consacrée. Après calibration, la résolution en temps de l'étiqueteur est de l'ordre de 150 ps (figure 4.9).

A l'information délivrée par un compteur T est associé un compteur E qui est identifié par sa corrélation spatiale (il se trouve sur une trajectoire d'électron permise par l'optique de l'aimant) et sa corrélation en temps (mesurée à l'aide des TDCs). Ce compteur E permet de déterminer l'énergie du photon étiqueté avec une résolution de l'ordre de 0,1 % de l'énergie du faisceau incident.

Une description détaillée de la reconstruction des données de l'hodoscope, et de sa calibration en temps est présentée en annexe.

Conditions particulières à la photoproduction du ϕ

Pour notre expérience, nous n'étions intéressés que par la partie la plus énergétique du spectre de rayonnement de freinage. Lors de la première prise de données (faisceau de 4,2 GeV), la plage d'étiquetage retenue allait de 3 à

4 GeV. Lors de la seconde prise de données (faisceau de 5,5 GeV), elle allait de 3 à 5,2 GeV. Seuls étaient utilisés les compteurs T 1 à 20 dans le premier cas, et 1 à 30 dans le second, au lieu des 61 compteurs disponibles.

4.3 Le compteur de départ

4.3.1 Réduction du taux de déclenchement sur des coïncidences fortuites.

La vitesse des hadrons détectés dans CLAS varie entre 0,25 pour des particules lourdes de faible impulsion (protons de 250 MeV/c), et 1 dans le cas de particules relativistes. Les scintillateurs de temps de vol (“TOF”) étant situés à plus de 4 mètres de la cible, cela engendre une différence sur le temps d’arrivée des hadrons pouvant aller jusqu’à 40 ns. De plus, ces scintillateurs pouvant mesurer jusqu’à 3 mètres de long, il faut ajouter une fluctuation supplémentaire de propagation de la lumière dans le plastique de l’ordre de 15 ns. Afin d’assurer la coïncidence avec le signal en provenance de l’hodoscope, la mise en forme des signaux des TOFs est donc de 100 ns.

Si le taux de comptage de l’étiqueteur est de $10^7 \gamma/s$ la probabilité d’avoir un photon étiqueté à l’intérieur d’une telle porte est de l’ordre de 1. Si rien n’est fait il y aura donc déclenchement quasiment pour toutes les réactions hadroniques détectées dans CLAS, alors qu’une grande partie d’entre elles sont en réalité générées par des photons non-étiquetés (sept fois plus nombreux).

Pour réduire ce taux de coïncidences fortuites, un ensemble de scintillateurs fins, dénommé “Compteur de Départ” (“start counters”) est installé tout autour de la cible, à environ 10 cm, afin d’avoir une fluctuation en temps minimale par rapport au temps d’interaction du photon.

Le déclencheur de l’expérience est constitué d’une triple coïncidence entre le signal de l’hodoscope, le signal du compteur de départ, et les scintillateurs de Temps de Vol. (figure 4.5) La mise en forme du compteur de départ étant de 15 ns, le taux de coïncidences fortuites s’en trouve réduit par un facteur 6.

4.3.2 Conception

Le compteur de départ est composé de six panneaux rectangulaires de 30 cm de long et 3 mm d’épaisseur, placés en hexagone autour de la cible afin de couvrir tout l’angle azimutal, plus six trapèzes à l’avant afin de couvrir les angles avants. Ces panneaux sont regroupés en trois groupes, moulés en

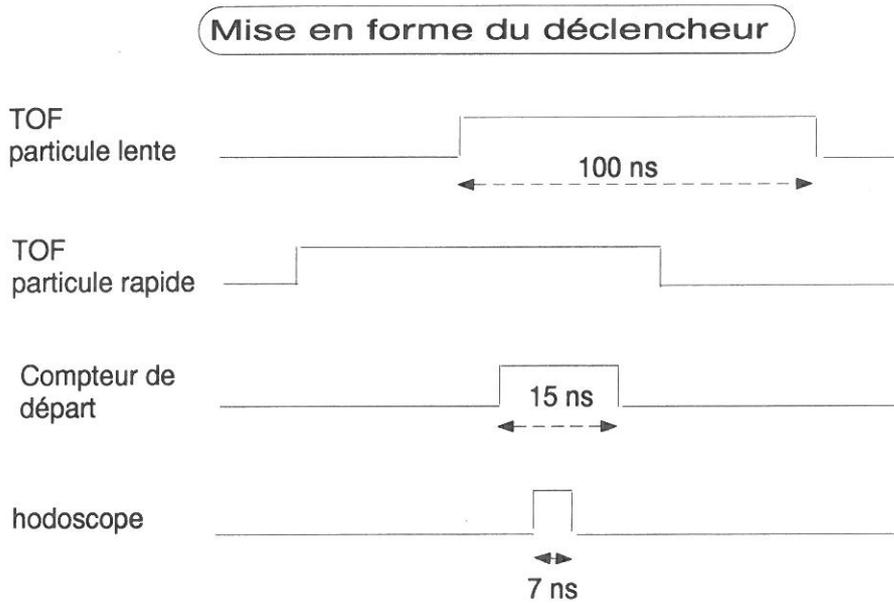


FIG. 4.5 - *Mise en forme des signaux des scintillateurs de temps de vol, du compteur de départ et de l'hodoscope.*

un seul bloc plastique, composés chacun de deux panneaux rectangulaires adjacents reliés par les deux panneaux trapézoïdaux à l'avant (figure 4.6).

La lumière est collectée par l'extrémité arrière des deux panneaux rectangulaires. Les signaux issus des photomultiplicateurs sont envoyés d'une part dans des TDCs et des ADCs, et d'autre part, vers une électronique de déclenchement.

4.3.3 Mesure du temps au vertex.

Le compteur de départ permet lui aussi une mesure du temps au vertex.

Les temps mesurés dans chaque TDC sont corrigés de la dépendance temps-amplitude, grâce aux valeurs ADCs, et corrigés du délai de propagation de la lumière dans les scintillateurs, grâce à l'information de position fournie par la reconstruction des traces dans les chambres à fils.

Le temps de passage d'une particule dans le compteur de départ t_{cd} est calculé en utilisant trois formules différentes en fonction du rapport des amplitudes du signal du phototube proche A_p sur le signal du phototube éloigné A_e

$$\frac{A_p}{A_e} < 2$$

$$t_{cd} = \frac{t_p + t_e}{2}$$

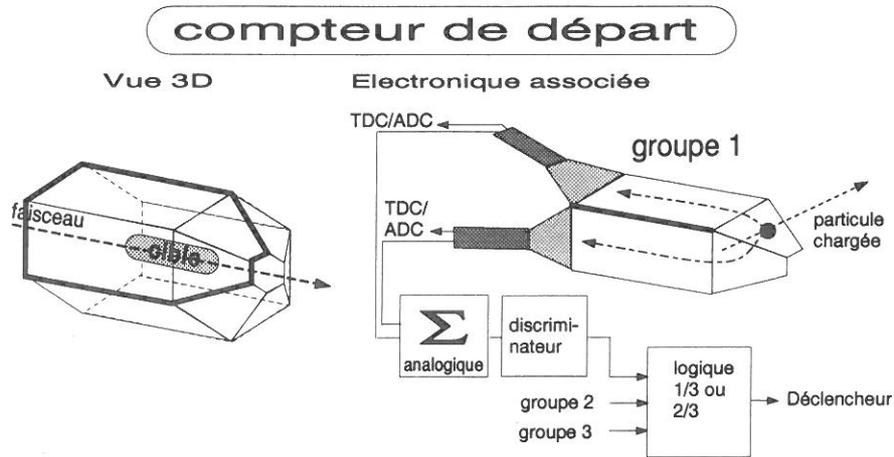


FIG. 4.6 - Conception du compteur de départ.

$$2 < \frac{A_p}{A_e} < 10$$

$$t_{cd} = \frac{A_p \cdot t_p + A_e \cdot t_e}{A_p + A_e} - \frac{L}{A_p + A_e} \left(\frac{x \cdot A_p}{v_p} + \frac{(1-x) \cdot A_e}{v_e} \right)$$

$$\frac{A_p}{A_e} > 10$$

$$t_{cd} = t_p - \frac{x \cdot L}{v_p}$$

où t_p et t_e sont les temps mesurés respectivement dans les tubes proche et éloigné, L est la distance entre les deux extrémités, x est la fraction de cette distance L où le scintillateur a été touché, v_p et v_e sont respectivement les vitesses effectives de propagation de la lumière, vers le tube proche et le tube éloigné.

Cela signifie que:

- Lorsque le scintillateur est touché à mi-distance de ses deux extrémités la valeur moyenne des deux temps donne la meilleure résolution.
- Lorsque le coup est décentré, il faut tenir compte d'une correction d'amplitude *et* d'une correction de différence de vitesse de propagation de la lumière dans chaque branche, due à la géométrie très particulière du détecteur.
- Lorsque le coup est très proche d'une des extrémités, on obtient une meilleure résolution en n'utilisant que l'information de ce phototube.

A l'aide de cette mesure de temps, et de la reconstruction de trajectoire dans les chambres à dérive, la vitesse de la particule peut-être estimée une première fois.

$$\beta = \frac{L_{cd \rightarrow tv}}{(t_{tv} - t_{cd}) \cdot c}$$

où $L_{cd \rightarrow tv}$ est la longueur de trajectoire entre le compteur de départ (cd) et le scintillateur de temps de vol (tv) touché, et $t_{tv} - t_{cd}$ est la mesure du temps de vol entre ces deux détecteurs.

Ceci permet alors de déterminer le temps d'interaction au vertex:

$$t_{vertex} = t_{cd} - \frac{L_{vertex \rightarrow cd}}{\beta \cdot c}$$

où $L_{vertex \rightarrow cd}$ est la distance entre le vertex et le point de passage de la particule dans le compteur de départ.

La résolution en temps de cette mesure est de l'ordre de 350 ps lorsqu'une seule particule est détectée. Dans le cas de réactions avec plusieurs particules chargées dans l'état final, la probabilité que deux particules traversent le même scintillateur est grande, et la procédure décrite précédemment n'est plus adéquate, par conséquent la résolution en temps se détériore. Elle permet cependant de réduire considérablement le taux de coïncidences fortuites entre l'hodoscope et CLAS. Si l'on effectue une coïncidence en temps d'une largeur de 6σ entre le compteur de départ et l'hodoscope, soit ± 2 ns pour couvrir tous les cas de figure, avec une fréquence d'étiquetage typique de $10^7 \gamma/s$, la probabilité de trouver un coup accidentel avec l'hodoscope d'étiquetage dans cette fenêtre tombe à 4%.

4.4 Mesure du temps au vertex.

La mesure de temps au vertex est très importante car elle sert de temps de départ à la mesure de temps de vol qui permet l'identification des particules détectées dans CLAS. Cette identification est cruciale dans notre cas pour extraire de l'ensemble des pions et des protons le signal des kaons, 100 fois plus faible.

Comme nous venons de le voir, le temps au vertex peut être déterminé à la fois par l'étiqueteur et le compteur de départ. La résolution de cette mesure peut encore être améliorée, en remarquant que le temps d'arrivée des électrons du faisceau est très précis puisqu'ils proviennent de paquets larges de 20 ps. On se sert donc du signal RF des cavités accélératrices des linacs comme d'une référence de temps. Pour chaque événement, on enregistre

ce temps, et on l'utilise pour déterminer le temps de passage du photon étiqueté en un point fixe, par exemple le centre de la cible. Toute la difficulté consiste, pour un événement donné, à déterminer quel paquet de faisceau doit être utilisé pour la détermination du temps en ce point fixe, les paquets se succédant à la cadence élevée de 499 MHz (un paquet toutes les 2,004 ns).

On peut pour cela utiliser les mesures de temps au vertex fournies par l'étiqueteur et le compteur de départ, à condition que ces mesures aient une résolution suffisamment précise pour permettre de résoudre cette micro-structure du faisceau.

Comme nous venons de le voir la résolution obtenue avec l'étiqueteur est meilleure que celle du compteur de départ, cependant la cadence d'étiquetage est telle que pour chaque événement acquis plusieurs compteurs T de l'hodoscope ont déclenché. Pour déterminer lequel parmi ces compteurs correspond à la réaction hadronique détectée dans CLAS, on utilisera la mesure de temps du compteur de départ.

Nous allons présenter la manière dont le temps RF est mesuré, puis comparer ce temps aux mesures de temps au vertex par le compteur de départ et l'étiqueteur.

4.4.1 Mesure du temps RF.

L'objectif est d'enregistrer le signal RF dans un TDC, ce qui est impossible directement à une telle cadence à cause de la zone morte en début de plage de TDC qui est de l'ordre de 10 ns. Le signal RF passe donc dans un module diviseur qui divise sa cadence par 40, pour obtenir un signal de période 80,16 ns. Ce module, construit et testé à Saclay, est décrit plus en détail dans la thèse de Thierry Auger [Aug99]. Il possède deux sorties décalées de 40 ns environ, envoyées dans deux TDCs.

La résolution intrinsèque du temps RF est minorée par la digitalisation des TDCs dans lequel ce dernier est enregistré, c'est à dire dans notre cas 50 ps par canal. Elle est d'autre part légèrement détériorée par le module diviseur. La comparaison des temps enregistrés dans les deux TDCs permet de les calibrer et d'estimer la résolution en temps de cette mesure. La différence de mesure de temps fournie par les deux canaux possède une largeur $\sigma \simeq 80ps$. La résolution intrinsèque d'un canal est donc de 60 ps.

Cette mesure permet donc d'obtenir une référence de temps très précise. Nous savons que par rapport à elle, le temps de passage du paquet d'électrons d'où est issu le photon étiqueté est décalé très précisément d'un multiple de 2,004 ns.

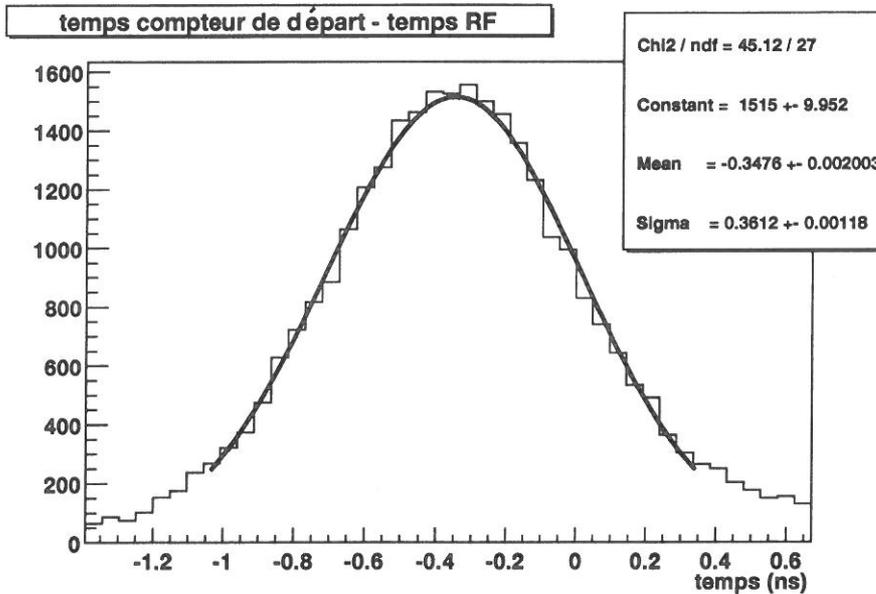


FIG. 4.7 - *Résolution en temps du compteur de départ, en prenant pour référence le temps RF. Elle n'est pas suffisante pour déterminer à coup sûr le bon paquet de RF.*

4.4.2 Mesure par le Compteur de départ.

La résolution en temps au vertex du compteur de départ, peut être estimée par comparaison avec le temps RF. Cette distribution est montrée figure 4.7. Elle est de l'ordre de 350 ps, et n'est donc pas assez précise pour permettre d'identifier à coup sûr le paquet d'électrons qui a produit le photon à l'origine de la réaction.

Elle permet cependant d'identifier sans ambiguïté le compteur T de l'hodoscope qui a étiqueté le photon à l'origine de la réaction. Une fréquence d'étiquetage typique de $10^7 \gamma/s$ correspond à un photon étiqueté en moyenne toutes les 100 ns. Si l'on effectue une coïncidence en temps d'une largeur de ± 2 ns, la probabilité de trouver deux coups dans l'étiqueteur dans cette fenêtre en temps (la coïncidence vraie + une fortuite) n'est que de 4%.

Dans le cas où plus d'un coup est présent, il est impossible de savoir lequel est à l'origine de la réaction hadronique et donc quelle est l'énergie à attribuer au photon. Ces événements sont donc rejetés, et il faudra bien évidemment rectifier le résultat final pour prendre en compte ce taux de rejet.

Il est par contre assez probable de n'avoir aucun coup dans l'hodoscope en temps avec le compteur de départ. C'est le cas lorsque l'acquisition a été déclenchée par une coïncidence fortuite entre CLAS et l'étiqueteur. Au

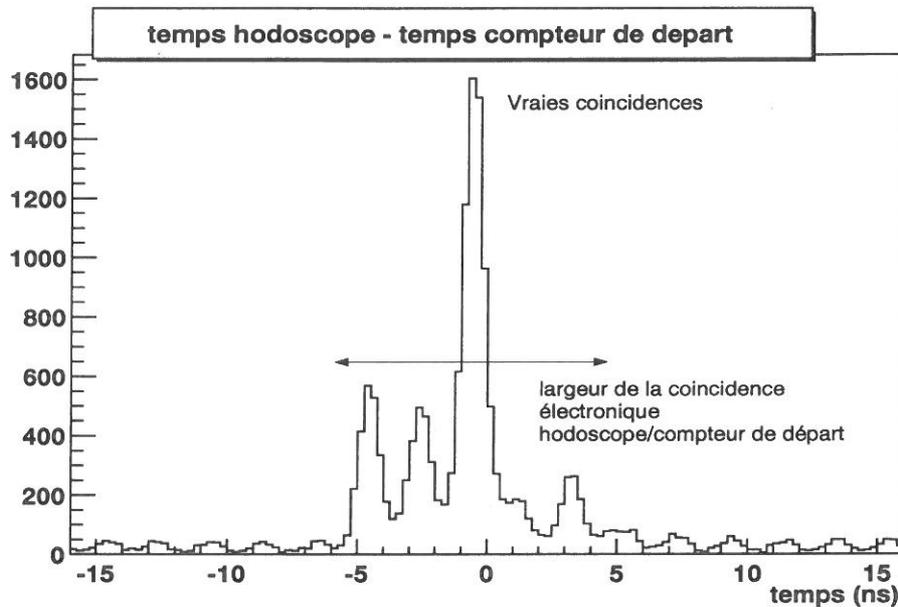


FIG. 4.8 - *Corrélation en temps entre le compteur de départ et les coups reconstruits dans l'hodoscope. On observe un pic principal qui correspond aux coïncidences vraies pour lesquelles les photons étiquetés ont produit les réactions hadroniques détectées par le compteur de départ, ainsi qu'une zone de ± 7 ns autour de ce pic pour laquelle le comptage est important et pour lesquels un photon étiqueté et une réaction hadronique décorrélée mais proche en temps ont déclenché l'acquisition.*

niveau du déclencheur, la fenêtre en temps entre le compteur de départ et l'étiqueteur est de 15 ns, ce qui signifie que pour une réaction hadronique produite par un photon *non-étiqueté* la probabilité d'être en coïncidence fortuite avec l'hodoscope et de déclencher l'acquisition est de l'ordre de 20 %.

Toutes ces configurations peuvent être observées sur la figure 4.8 qui montre la corrélation en temps entre le compteur de départ et l'ensemble des coups enregistrés dans l'hodoscope. Le coup enregistré dans l'hodoscope qui a déclenché l'acquisition se trouve forcément dans une zone de ± 7 ns par rapport au temps du compteur de départ. Cette zone est bien visible sur la figure. Une partie des coups tombant dans cette zone correspondent à des coïncidences vraies, marquée par un pic plus important à la valeur 0. Le reste correspond à des coïncidences fortuites entre le compteur de départ et l'hodoscope qui ont cependant déclenché l'acquisition. Au delà de la zone ± 7 ns apparaît un bruit de fond continu qui provient de coups additionnels enregistrés dans l'hodoscope. L'amplitude de ce bruit de fond permet

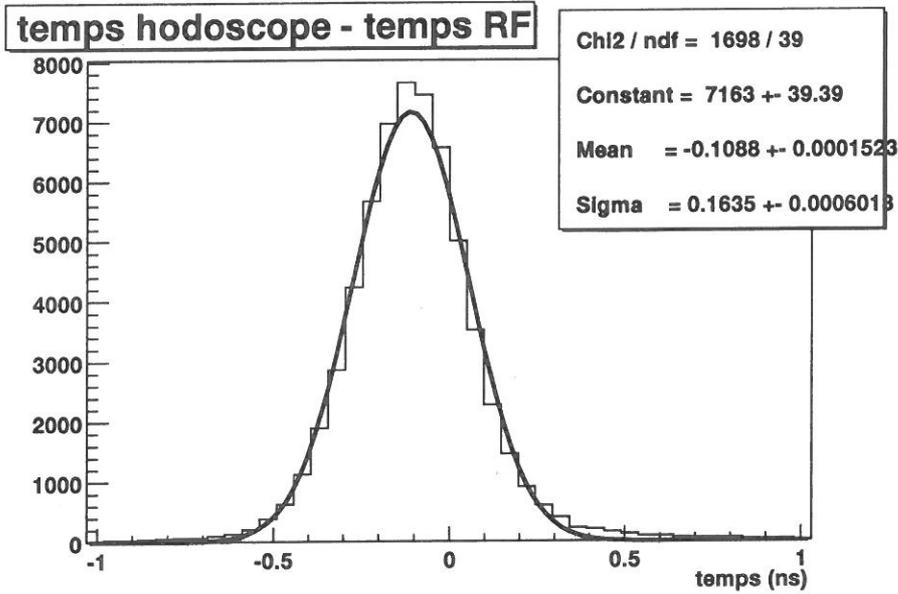


FIG. 4.9 - Corrélation entre le temps de l'étiqueteur et le temps RF le plus proche.

par comparaison avec le pic de coïncidences vraies, de visualiser la proportion d'événements pour lesquels on trouvera deux coups dans l'hodoscope en coïncidence avec le compteur de départ.

4.4.3 Mesure par l'hodoscope et le signal Radio-fréquence.

La résolution en temps de l'étiqueteur ($\sigma \simeq 160ps$) est suffisante pour identifier de façon non-ambigüe le paquet de RF qui a produit le photon responsable de la réaction hadronique (figure 4.9).

En pratique, le temps RF mesuré va être décalé d'un multiple de 2,004ns jusqu'à ce qu'il coïncide (avec une précision de l'ordre de 160 ps) avec le temps de l'étiqueteur. Une fois cet ajustement effectué, c'est ce temps RF d'une résolution intrinsèque de 60 ps qui est utilisé comme temps de départ pour les mesures de temps de vol.

Une présentation plus détaillée de la calibration de l'étiqueteur relativement au temps RF est donnée en annexe.

4.5 Les compteurs de normalisation

Pour mesurer une section efficace de photo-réaction, il faut connaître le nombre de photons incidents sur la cible de réaction. Cette quantité ne peut pas être mesurée simplement en comptant le nombre de coups détectés dans l'étiqueteur, car:

- une partie de ces coups proviennent du bruit de fond ambiant ou bien de diffusion Möller, auquel cas aucun photon correspondant à l'électron détecté dans l'hodoscope n'est produit.
- Une partie des photons produits dans le radiateur et étiquetés par l'hodoscope sont stoppés par des collimateurs placés entre l'hodoscope et la cible et n'atteignent donc pas cette dernière.

Le rapport entre le nombre d'électrons détectés dans l'étiqueteur et le nombre de photons atteignant réellement la cible dépend fortement des conditions de réglage du faisceau incident d'électrons. Le flux de photons atteignant véritablement la cible doit donc être mesuré en permanence.

Ceci est réalisé à l'aide de trois détecteurs installés sur la ligne de photons, derrière la cible, le compteur à absorption totale (TAC pour "Total Absorption Counter"), le spectromètre de paires (PS pour "Pair Spectrometer"), et le compteur de paires (PC pour "Pair Counter"), que nous allons présenter après quelques remarques sur la collimation du faisceau.

4.5.1 Collimation du faisceau de photons

Pour des énergies supérieures à quelques MeV, l'électron freiné dans le radiateur de l'étiqueteur et le photon produit sont émis à petits angles. L'angle caractéristique de production des photons est : $\Theta_c = \frac{mc^2}{E_0}$, (où m est la masse de l'électron) et l'angle de diffusion caractéristique de l'électron est $\Theta_e = \Theta_c \cdot \frac{E_\gamma}{E_0}$. L'angle caractéristique du photon est donc de 1,2 mr pour un faisceau d'électrons de 4 GeV.

Les photons produits se propagent en ligne droite vers la cible de CLAS, à travers deux jeux de collimateurs et d'aimants de balayage, afin de limiter la taille transverse de la zone d'interaction (figure 4.10). Le diamètre du premier collimateur est de 4 mm. Situé 5 m après le radiateur, il assure une collimation du faisceau de l'ordre de 4 mr, soit une dispersion de l'ordre de 1,8 cm au niveau de la cible de CLAS (22 mètres plus loin), et de 4 cm au niveau de la fin du hall où se situent les détecteurs de normalisation.

Collimation de la ligne de photon

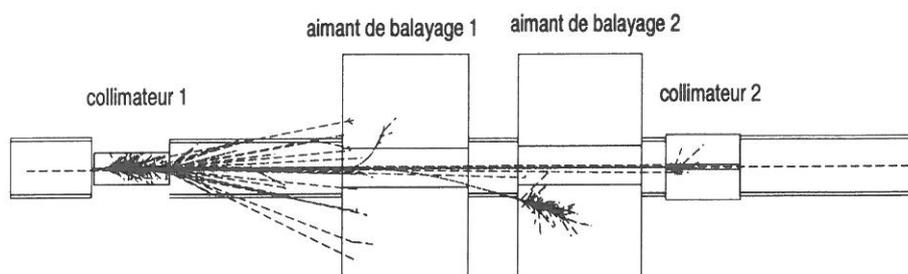


FIG. 4.10 - Collimation de la ligne de photons, le second collimateur (anti-halo) possède un diamètre supérieur au premier. Les particules chargées produites au niveau du premier collimateur sont écartées de la ligne de faisceau par les deux dipôles de balayage.

4.6 Le compteur à absorption totale.

Ce détecteur situé en fin de ligne, sert à mesurer directement le flux de photons dans le faisceau. Il est constitué de quatre blocs de verre au plomb, de $20 \times 20 \times 40 \text{ cm}^3$, lus via 4 photo-multiplicateurs situés à l'arrière. La profondeur du détecteur correspond à 17 longueurs de radiation, et son efficacité de détection d'un photon est proche de 100%. Il est abrégé par les initiales TAC ou TASC (pour Total Absorption (Shower) Counter).

Un schéma du détecteur est montré figure 4.11.

L'électronique associée, présentée figure 4.12, est simple : les signaux des quatre blocs sont sommés avant d'être envoyés dans un discriminateur à fraction constante.

Un résumé de ses autres caractéristiques est montré table 4.1.

Le phénomène d'empilement des signaux rend son utilisation impossible à haut flux (supérieur à $5 \cdot 10^6 \gamma/s$). De plus les dommages induits par les radiations à ce flux en limiteraient la durée de vie.

Il n'est donc utilisé qu'à bas flux pour mesurer l'efficacité de détecteurs secondaires (Spectromètre de Paires et Compteur de Paires). Ces derniers ont une efficacité moindre qui doit être mesurée périodiquement. Ils peuvent ensuite être utilisés à haut flux pour mesurer le flux de photons du faisceau. Le TAC est monté sur une plate-forme mobile contrôlée par des moteurs pas-à-pas qui permettent de l'insérer ou de l'extraire du faisceau, mais aussi de centrer chacun des blocs sur le faisceau afin de les calibrer (figure 4.1).

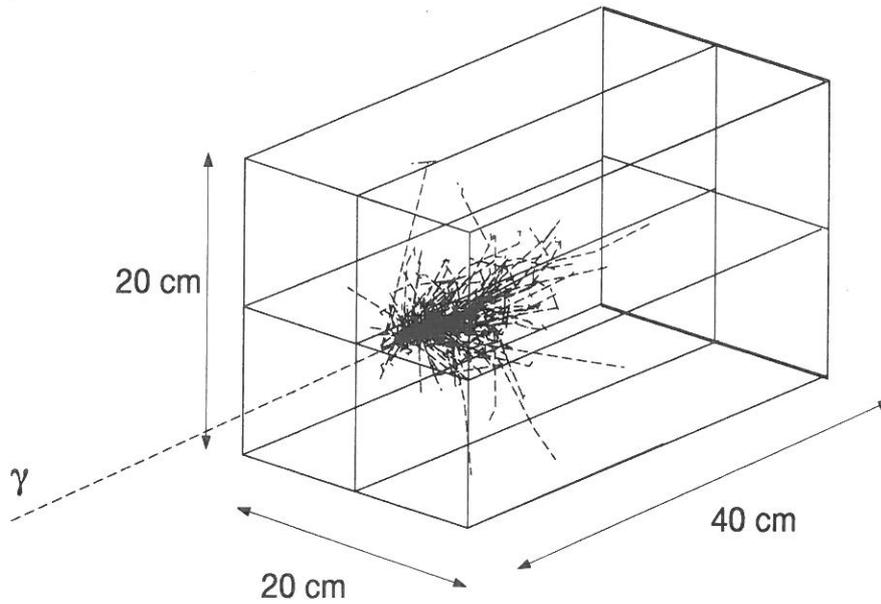


FIG. 4.11 - Exemple de gerbe électromagnétique produite dans les 4 blocs de verre au plomb du TAC par un photon énergétique.

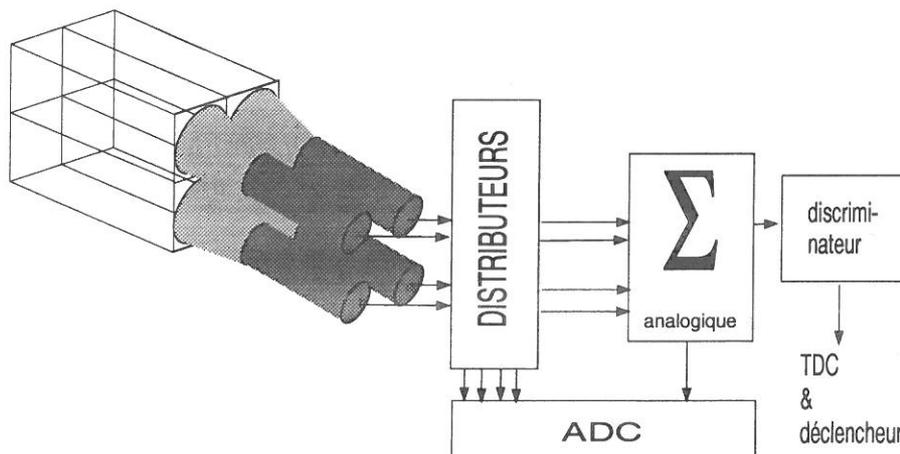


FIG. 4.12 - Électronique du TAC. Les signaux analogiques de chaque bloc sont envoyés dans des ADCs. Ils sont aussi sommés, le signal total est lui aussi envoyé dans un ADC, et discriminé.

Caractéristiques physiques:	Composition: 55% PbO + 45% SiO_2 Z effectif: $Z_{eff} = 48,9$ Longueur de radiation: $X_0 = 2,36 \text{ cm}$ Rayon de Molière: $R_M = 0,0265 * X_0(Z + 1,2) = 3,1 \text{ cm}$ Indice de réfraction: $n = 1,67$ Angle Čerenkov: $\frac{1}{n} = 34,3 \text{ deg}$ Densité: $4,08 \text{ g/cm}^3$
Résolution et efficacité:	Énergie: $\frac{\delta E}{E} = 16\%$ (rayons γ de 300 MeV) temps: $\delta t = 4ns$ Efficacité: 99 % (comparée au TAC à LEGS/BNL)

TAB. 4.1 - *Hall B TAC Pb-Glass (SF5) [Kha99]*.

4.6.1 Calibration

Les deux calibrations nécessaires sont l'équilibrage en gain des photomultiplicateurs, et le choix d'un seuil de discrimination.

Pour cela, on éteint les hautes tensions de 3 des blocs et on centre le quatrième dans le faisceau. On enregistre alors le spectre ADC du canal correspondant, lorsque le TAC est placé en coïncidence avec un compteur T de l'hodoscope particulier. Les hautes tensions sont ajustées de façon à obtenir un spectre ADC similaire pour chacun des blocs, et de façon à ce que le signal ADC provenant d'une coïncidence avec le compteur T de plus basse énergie soit clairement au dessus du seuil de discrimination (figure 4.13).

4.7 Le spectromètre de paires.

Il est constitué d'un convertisseur, d'épaisseur pouvant varier de 1% à 6% de longueur de radiation, dans lequel sont produits des paires e^+e^- , suivi d'un dipôle dans lequel ces paires sont écartées du faisceau, puis de deux jeux de scintillateurs épais de 5 mm placés de chaque côté du faisceau pour les détecter. Un schéma de principe est montré figure 4.14, et l'électronique associée figure 4.15. Une paire est détectée si il y a coïncidence entre la partie gauche et la partie droite du spectromètre, c'est à dire une coïncidence entre l'électron et le positron.

L'avantage d'un tel système vient de ce qu'il n'est sensible qu'à une partie du spectre en énergie des photons. Le taux de comptage brut reste donc raisonnable, car les photons de basse énergie qui dominent le spectre de rayonnement de freinage ne sont pas détectés. De plus si l'on veut réduire ce taux de comptage, il est possible de changer l'intensité du champ magné-

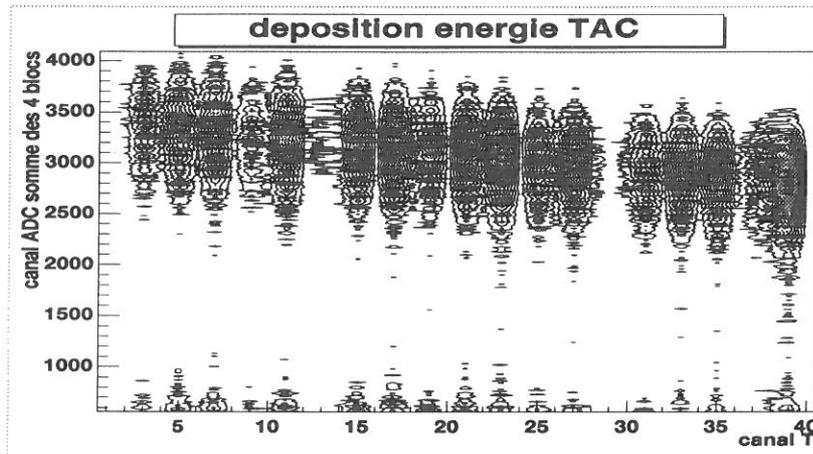


FIG. 4.13 - Variation de l'énergie déposée dans le TAC, mesurée par le spectre ADC de la somme des quatre blocs, en fonction de l'énergie du photon, mesurée ici par le canal T dans lequel le photon est étiqueté.

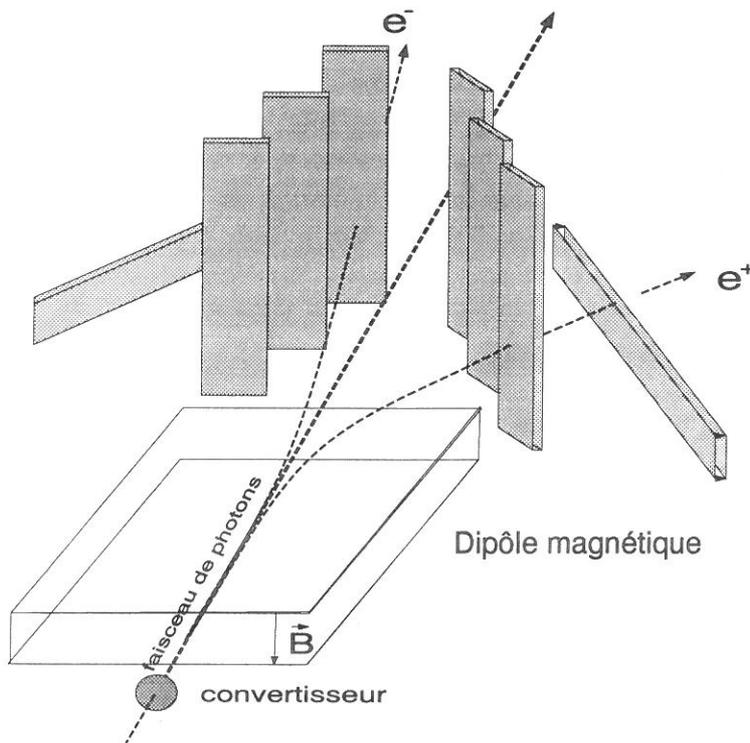


FIG. 4.14 - Schéma de principe du spectromètre de paires. Les paires e^+e^- produites dans le convertisseur sont écartées du faisceau et détectées de chaque côté par deux jeux de 4 scintillateurs.

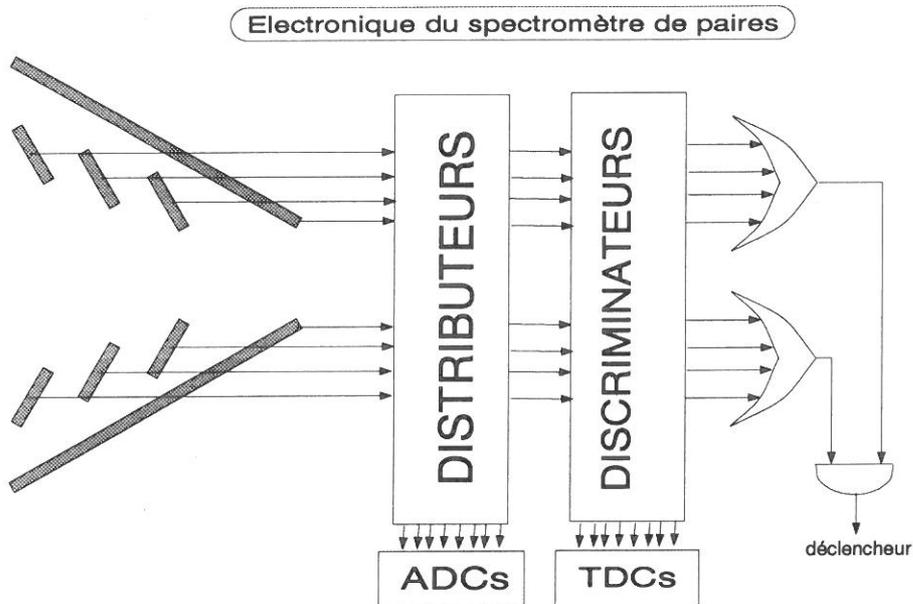


FIG. 4.15 - *Électronique du spectromètre de paires: Après avoir été discriminés les signaux d'un même côté sont mélangés, puis une coïncidence entre le côté gauche et le côté droit est effectuée.*

tique, ou bien d'éteindre une partie des scintillateurs. Ce dernier choix a été retenu pour notre expérience, au cours de laquelle seuls les deux scintillateurs verticaux les plus en avant étaient actifs puisqu'on n'utilisait que la partie haute du spectre de rayonnement de freinage.

4.7.1 calibration

Les spectres ADC obtenus pour chaque scintillateurs sont très propres et montrent clairement le spectre de dépôt en énergie d'un électron (figure 4.16). Il était simple d'ajuster les seuils des discriminateurs à partir de ces spectres.

4.8 Le compteur de paires.

4.8.1 Introduction

Le rôle initial du compteur de paires était d'être un détecteur supplémentaire de mesure de flux de photons qui a aidé aux essais et à la mise au point de la ligne de photons. En effet sa simplicité de conception per-

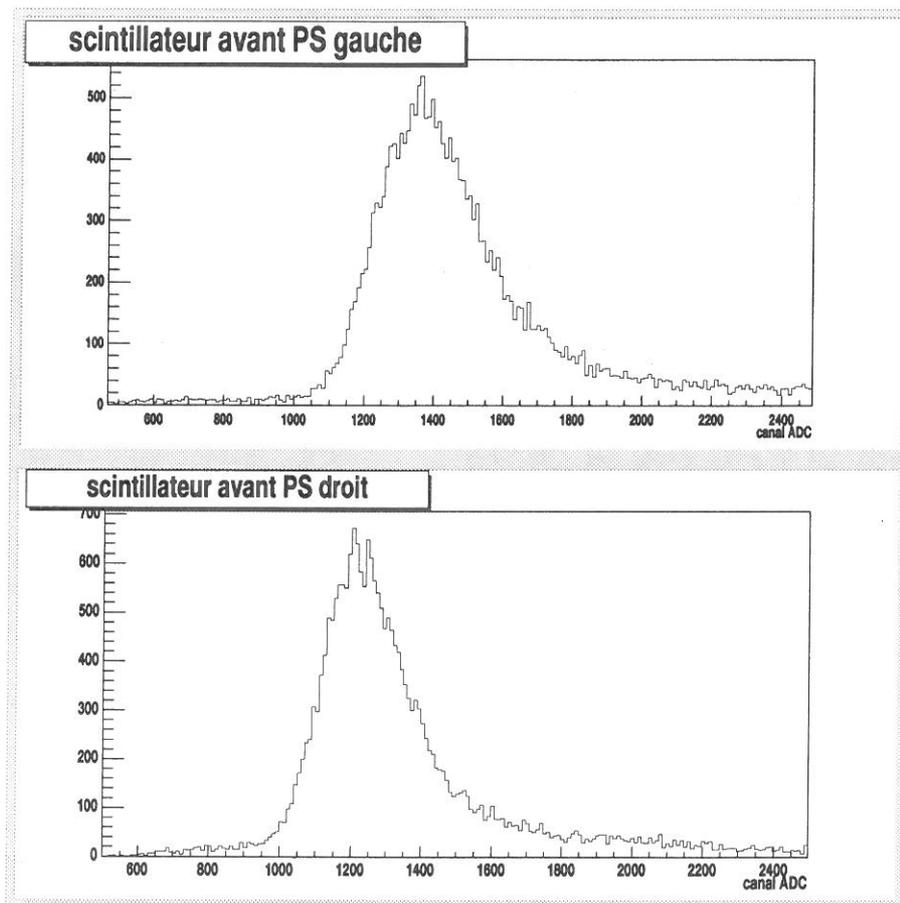


FIG. 4.16 - Spectres ADC des deux scintillateurs avant du Spectromètre de paires. Le pic de dépôt d'énergie d'un électron apparaît très clairement.

mettait de le mettre en oeuvre rapidement, et rendait son fonctionnement facile à interpréter. Il a de plus été conçu de manière à intégrer des fonctionnalités supplémentaires de mesures de position et de profil de faisceau, qui constituent à présent l'essentiel de son utilisation.

4.8.2 Conception.

De même que pour le spectromètre de paires, le principe de fonctionnement du compteur de paires est la détection dans des plastiques scintillants de paires électron-positron produites dans un convertisseur placé dans le faisceau de photons. Le convertisseur est une feuille de plomb, de 0,3 millimètres d'épaisseur ce qui correspond à environ 1% de longueur de radiation. Les scintillateurs plastiques utilisés sont des BICRON BC-408, épais de 3 mm. L'énergie moyenne déposée par un électron dans un tel scintillateur est de 600 keV, ce qui signifie que la paire e^+e^- dépose 1,2 MeV. Leur longueur de radiation est d'environ 0,5%.

Dans le but de minimiser la contribution du bruit ambiant, une triple coïncidence est utilisée. Cette triple coïncidence nous permet par ailleurs de déclencher uniquement sur des paires e^+e^- et non pas sur des électrons simples produits par diffusion Compton dans le convertisseur, ou tout au long de la ligne de faisceau en amont du dispositif. Le compteur de paires est constitué de 6 scintillateurs placés sur la ligne de faisceau (contrairement au spectromètre de paires) et regroupés en 4 couches (cf. figure 4.17)

- La première couche est constituée d'un scintillateur unique, "principal", situé juste après le convertisseur. Pour que le compteur de paires déclenche il est nécessaire qu'un signal au dessus du seuil y soit produit.
- La seconde couche est constituée de deux scintillateurs, "gauche-haut" et "droit-bas". Ces deux scintillateurs se recouvrent légèrement, de l'ordre de 5 mm, de chaque côté d'une diagonale inclinée à 45° (du bas à gauche vers le haut à droite). Cette diagonale coupe, lors de l'opération normale du compteur de paires, l'axe du faisceau. La paire produite peut traverser soit le scintillateur "droit-haut", soit le scintillateur "bas-gauche", soit les deux (recouvrement central). Cette deuxième couche est située 15 cm en aval du scintillateur principal.
- La troisième couche est constituée elle aussi de deux scintillateurs, "gauche-bas" et "droit-haut", disposés de façon similaire à la couche précédente mais de chaque côté de la diagonale allant du haut à gauche vers le bas à droite. Cette troisième couche se situe juste derrière la seconde. Les scintillateurs des couches 2 et 3 servent à la mesure de

position du faisceau et sont aussi appelés scintillateurs de positionnement.

- La quatrième couche est constituée d'un unique scintillateur placé devant le convertisseur, qui peut être utilisé comme un veto en anti-coïncidence avec les trois autres couches, afin d'exclure du déclencheur les particules produites le long de la ligne de faisceau en amont du compteur de paires.

4.8.3 Mesure de flux

L'angle d'ouverture caractéristique de production de paires e^+e^- est donné par la formule approximative:

$$\theta_c = \frac{m_{e^-}}{E_{e^-}}$$

Pour des photons de 500 MeV, bas de la plage d'étiquetage pour un faisceau de 2,4 GeV, il est de l'ordre de 10^{-3} rad, pour des photons de plus haute énergie, il est plus petit. Au niveau des scintillateurs de positionnement, situés à 15 cm du convertisseur, la distance caractéristique entre l'électron et le positron de la paire est donc inférieure à 0,15 mm. Étant donné que le recouvrement entre ces scintillateurs est de 5 mm, les deux particules de la paire devront donc passer au moins dans un des scintillateurs (il est très peu probable que l'électron passe d'un côté de la zone de recouvrement et le positron de l'autre).

Les seuils des discriminateurs de tous les scintillateurs ont été positionnés entre la valeur de déposition d'un électron simple et celle de deux électrons, de façon à ne déclencher que sur des paires, et non pas sur des leptons simples. Pour le scintillateur de veto, le seuil a été placé sous la valeur de déposition d'un électron simple.

Électronique de mesure du flux

Le schéma de l'électronique pour la mesure de flux est montré figure 4.18. Après être passés individuellement par des discriminateurs, les signaux des deux scintillateurs de la deuxième couche sont mélangés, de même que les signaux des scintillateurs de la troisième couche. Les deux signaux résultants forment alors avec le signal provenant du scintillateur principal une triple coïncidence, qui est elle-même placée en anti-coïncidence avec le signal du scintillateur de veto. Lorsque nous ne voulions pas utiliser le scintillateur de veto, il suffisait d'éteindre sa haute-tension.

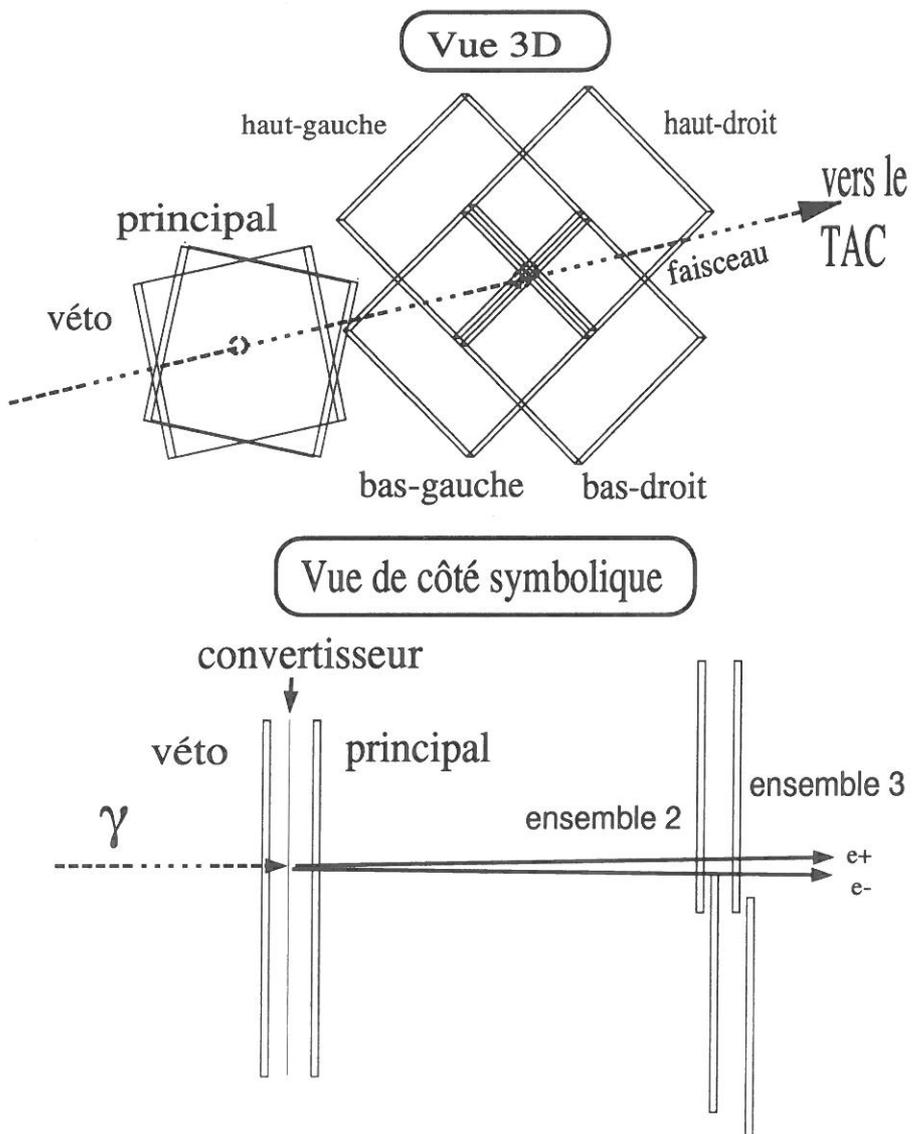


FIG. 4.17 - Vue en 3 dimensions et vue de profil du compteur de paires.

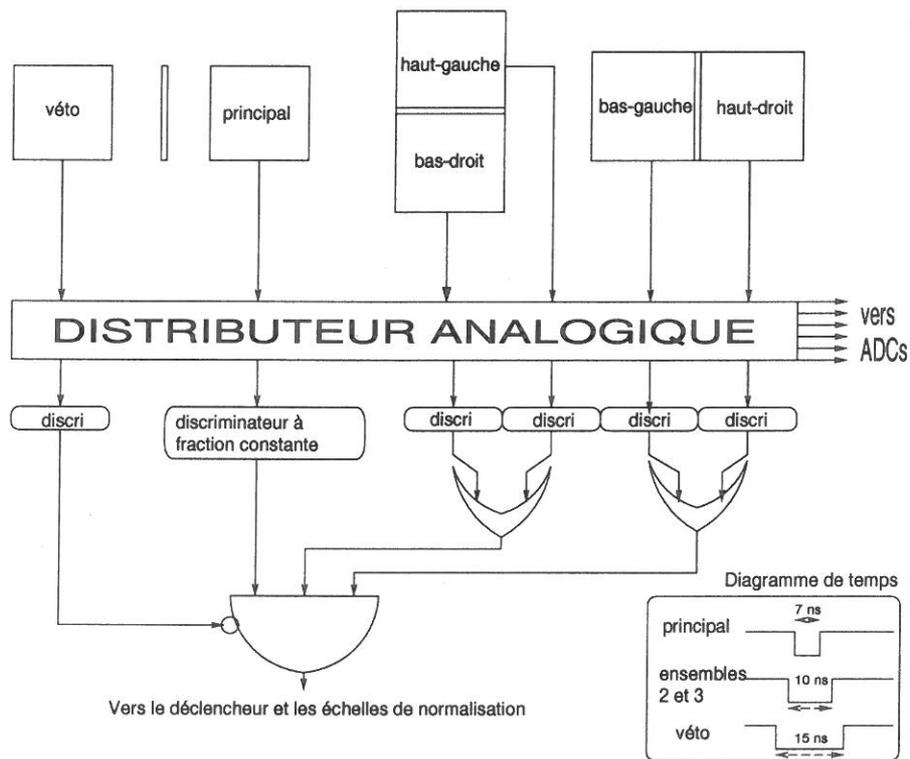


FIG. 4.18 - *Électronique de la mesure de flux du Compteur de paires.*

Conclusion

La fonctionnalité de mesure de flux par le compteur de paires n'a vraiment été utilisée que lors des toutes premières expériences en photons réels afin d'avoir une double mesure du flux de photons.

Dans le cas de notre expérience, il n'a pas été possible de l'utiliser à cause du très haut flux qui provoquait des problèmes de saturation. A partir de 1999 cette fonctionnalité a été complètement abandonnée, et le compteur de paires n'est plus utilisé à présent que pour contrôler les caractéristiques du faisceau de photons (position et profil).

4.8.4 Contrôle du faisceau de photon.

Introduction

La raison pour laquelle les couches 2 et 3 ont été scindées en deux scintillateurs était de nous fournir une information supplémentaire sur la position du faisceau. Si ce dernier est décalé par rapport à l'intersection des deux diagonales que forment les zones de recouvrement, certains scintillateurs comptent plus, fournissant ainsi une première information grossière sur la position du faisceau (figure 4.19). De plus le compteur de paires est monté sur un rail et peut être déplacé horizontalement à l'aide d'un moteur pas-à-pas, ce qui permet d'effectuer une mesure du profil du faisceau, et une mesure de sa position exacte.

Électronique de contrôle du faisceau

L'électronique de contrôle de faisceau est présentée figure 4.20, elle est utilisée parallèlement à l'électronique de mesure de flux, à partir des secondes sorties logiques des discriminateurs. Quatre coïncidences sont effectuées en parallèle entre le scintillateur principal et chacun des scintillateurs de positionnement. Les taux de comptage résultants sont envoyés dans des échelles lues par le système de contrôle lent (EPICS) du hall, qui est indépendant de l'acquisition. Outre ces quatre taux de comptage, des coïncidences sont effectuées entre les deux scintillateurs de chacune des paires de positionnement, ce qui nous fournit le taux de comptage des deux zones de recouvrement.

Profils de faisceau

Le compteur de paires est déplacé pas à pas horizontalement à travers le faisceau. Ce faisant, les taux de comptage dans les zones de recouvrement sont enregistrés en fonction de sa position. Les deux profils obtenus sont

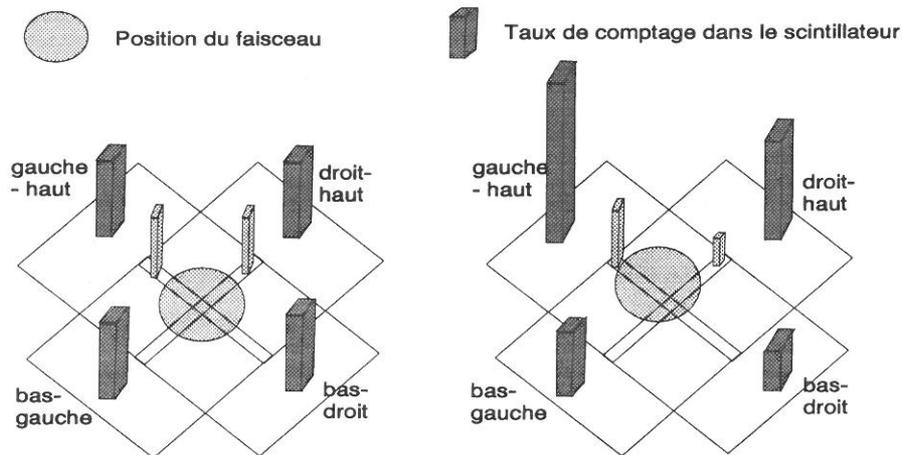


FIG. 4.19 - Taux de comptage dans les 4 scintillateurs de positionnement, en fonction de la position du faisceau. Lorsque le faisceau est centré les comptages sont équilibrés, lorsqu'il est excentré, certains scintillateurs comptent plus.

ajustés pour fournir la position du faisceau le long des axes (u,v) inclinés à 45 degrés, ainsi que la largeur du faisceau. A partir des coordonnées (u,v) il est facile de retrouver la position horizontale et verticale du faisceau. Un tel profil est présenté figure 4.21.

Les mesures de profils de faisceau ont été effectuées, dès les premières expériences en photons, au moment de l'établissement du faisceau dans le hall pour vérifier que le transport de faisceau était correct. A partir de 1999, cette procédure a été automatisée, et elles sont à présent effectuées périodiquement, durant les prises de données, toutes les demi-heures environ.

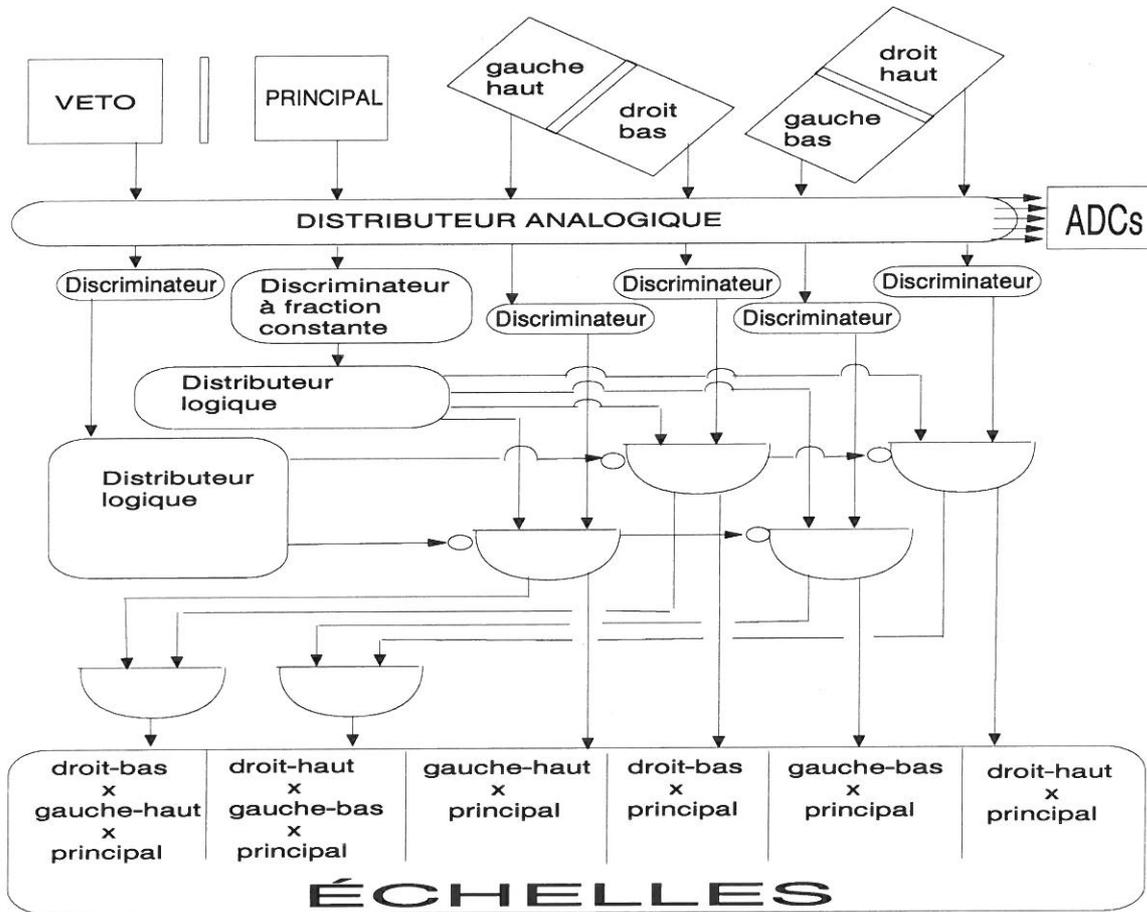


FIG. 4.20 - Électronique pour le contrôle du faisceau. Quatre coïncidences sont effectuées entre le scintillateur principal et les quatre scintillateurs de positionnement. Les comptages sont envoyés dans des échelles lues en permanence indépendamment de l'acquisition. Des coïncidences entre les deux côtés des paires de positionnement sont utilisées pour mesurer les comptages dans les deux recouvrements.

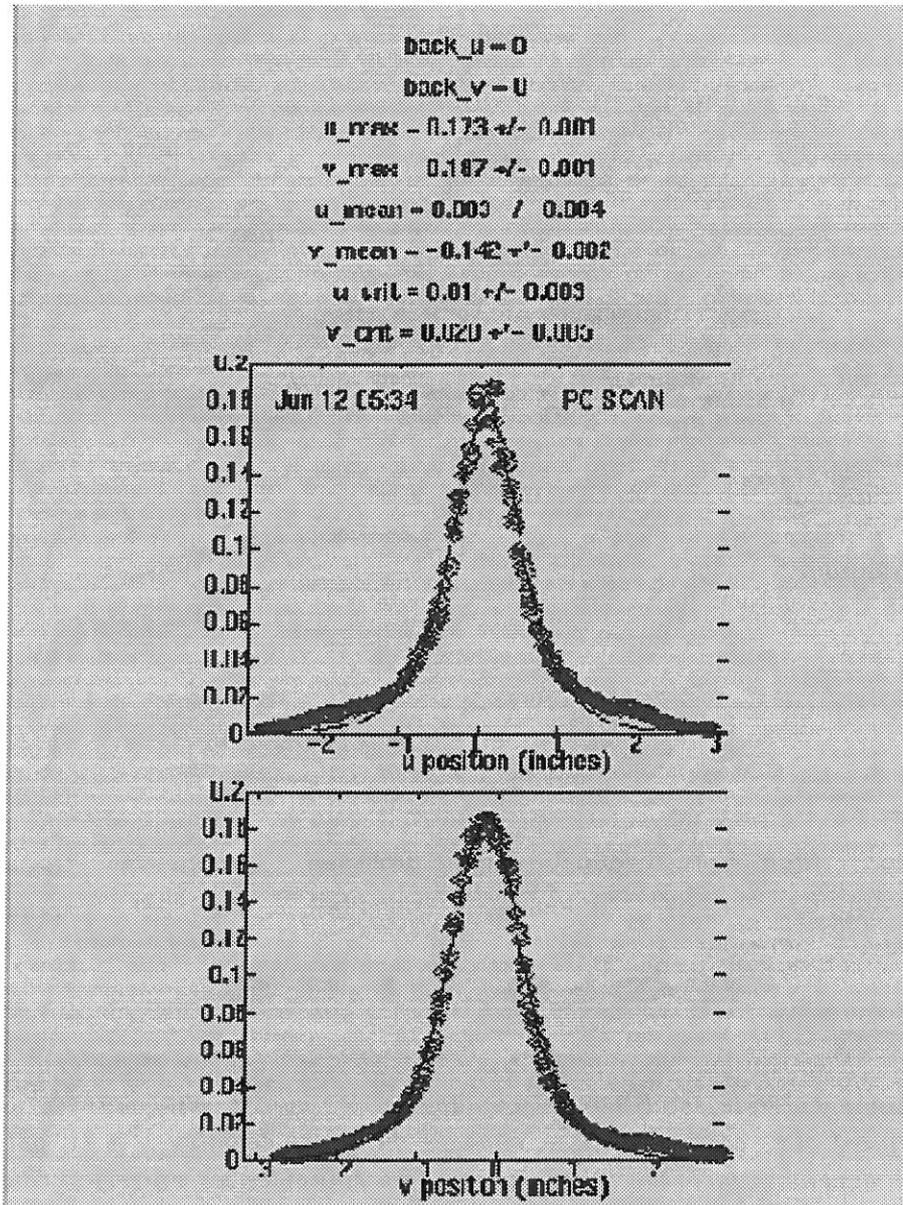


FIG. 4.21 - Profil de faisceau de photons obtenu avec le compteur de paires. Il permet de déterminer les positions u et v du faisceau (axes orientés à 45 degrés), ainsi que la largeur, du faisceau. La taille du faisceau au niveau du compteur de paires est typiquement de 2 pouces (5 cm).

Analyse

Chapitre 5

Normalisation

5.1 Introduction

Nous abordons dans ce chapitre le problème très important de la détermination du nombre de photons atteignant la cible. Une section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{d\xi_1 d\xi_2 \dots}$ (où les ξ_i sont des grandeurs physiques) est déterminée grâce à la relation:

$$N_d = N_\gamma \cdot \rho_c^s \int \frac{d\sigma}{d\xi_1 d\xi_2 \dots} \epsilon(\xi_1, \xi_2, \dots) \cdot d\xi_1 d\xi_2 \dots$$

où N_d est le nombre de réactions détectées, ρ_c^s est la densité surfacique de noyaux cibles, $\epsilon(\xi_1, \xi_2, \dots)$ est l'efficacité de détection de la réaction, et N_γ est le nombre de photons incidents.

Le déclencheur de l'expérience est une triple coïncidence entre l'étiqueteur de photons, le compteur de départ et les scintillateurs de temps de vol. De plus la reconstruction des événements nécessite la connaissance de l'énergie du photon incident, elle ne peut donc se faire que si le photon responsable de la réaction hadronique a été étiqueté.

Toutes les réactions hadroniques détectées dans CLAS ne sont pas produites par des photons étiquetés. En effet, certains photons possèdent une énergie qui est en dehors de la plage d'étiquetage (de 20% à 95% de l'énergie du faisceau incident), et pour ceux dont l'énergie est dans la plage d'étiquetage il est possible que certains compteurs de l'hodoscope ne soient pas efficaces à 100% et que donc l'électron correspondant ne soit pas détecté. Ces effets n'entrent pas en jeu dans la normalisation de l'expérience, car ils s'annulent lorsqu'on effectue le rapport entre les réactions détectées en coïncidence avec l'étiqueteur et le nombre total de photons étiquetés par ce même détecteur. Tout au plus essaie-t-on d'avoir une efficacité de détection aussi

bonne que possible pour les compteurs de l'étiqueteur afin de réduire le taux de coïncidences fortuites entre celui-ci et CLAS.

Alors qu'à toute réaction reconstruite dans notre analyse correspond forcément un électron détecté dans l'étiqueteur, l'inverse est faux. À tout électron détecté dans l'étiqueteur ne correspond pas forcément un photon atteignant la cible. Trois effets entrent en jeu (figure 5.1):

- La diffusion Møller, notamment à haute énergie produit des paires d'électrons qui sont détectées dans l'étiqueteur mais pour lesquelles aucun photon n'est produit.
- Certains photons "étiquetés" sont stoppés dans les collimateurs et n'atteindront pas de ce fait la cible.
- Le bruit de fond électromagnétique ambiant produit des coups dans l'étiqueteur.

Ces trois effets tendraient à nous faire surestimer le flux de photons atteignant la cible, si l'on se basait uniquement sur le taux de comptage de l'étiqueteur. Ils sont difficilement dissociables (on peut seulement remarquer qu'à basse énergie d'électron, la diffusion Møller est plus importante). Afin de quantifier ces effets on va les regrouper sous la notion d'efficacité d'étiquetage, qui est définie comme le rapport entre le nombre de photons "étiquetés" atteignant la cible N_γ , et le nombre d'électrons détectés dans l'étiqueteur N_{e^-}

$$\epsilon_\epsilon = \frac{N_\gamma}{N_{e^-}}$$

Cette efficacité d'étiquetage peut être mesurée en fonction du canal de l'étiqueteur, le résultat est montré figure 5.2.

On voit clairement que:

- L'efficacité d'étiquetage est plus petite pour les T petits qui correspondent aux électrons détectés de faible énergie : dans ce cas la contribution Møller est plus importante.
- L'efficacité moyenne est de l'ordre de 80 %.

Cette perte de 20 % est liée en premier lieu à l'absorption des ailes de la distribution angulaire du rayonnement de freinage dans les collimateurs. Cette quantité dépend donc très fortement du réglage du faisceau primaire d'électrons, en particulier de :

- La dimension de la tâche sur le radiateur.

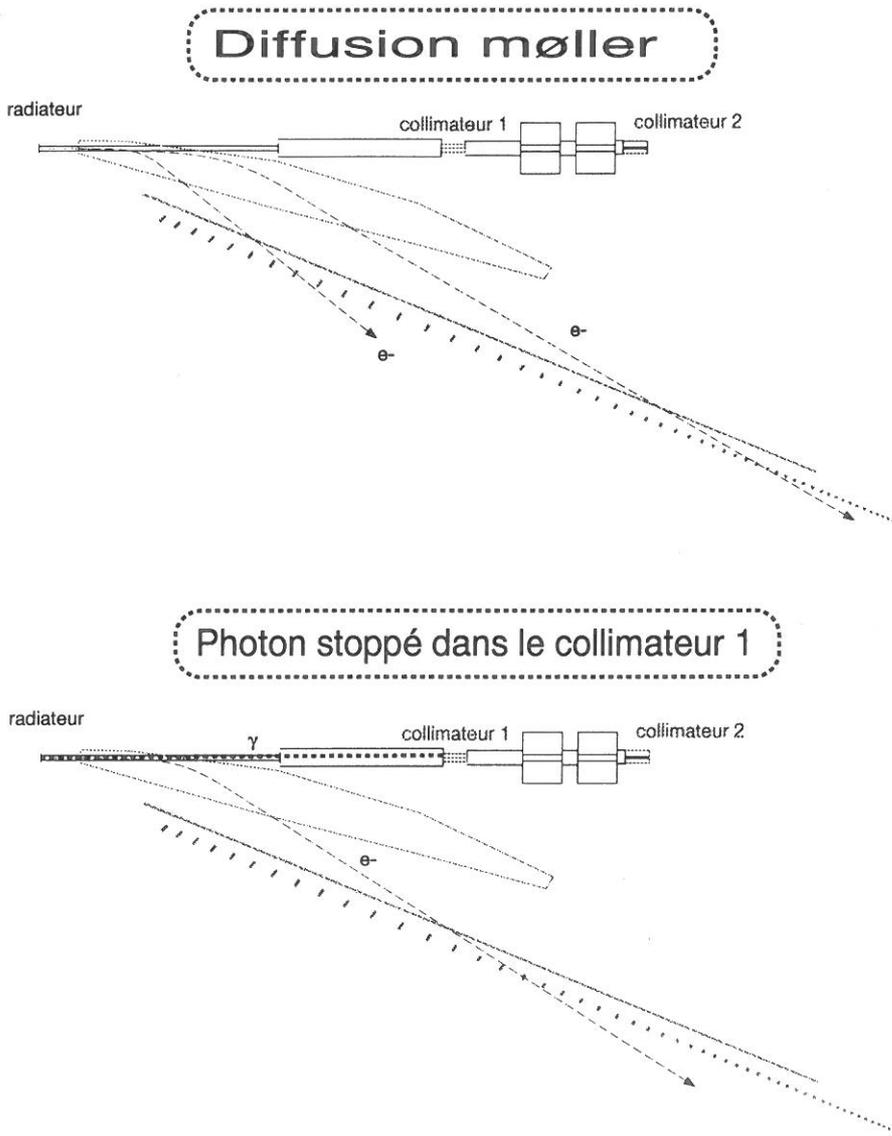


FIG. 5.1 - Deux configurations pour lesquelles des électrons sont détectés sur des trajectoires permises par l'optique de l'étiqueteur, mais pour lesquelles aucun photon n'atteint la cible. Dans le cas de la diffusion møller un électron est arraché du radiateur de l'étiqueteur, dans l'autre cas le photon produit par rayonnement de freinage est stoppé par un collimateur.

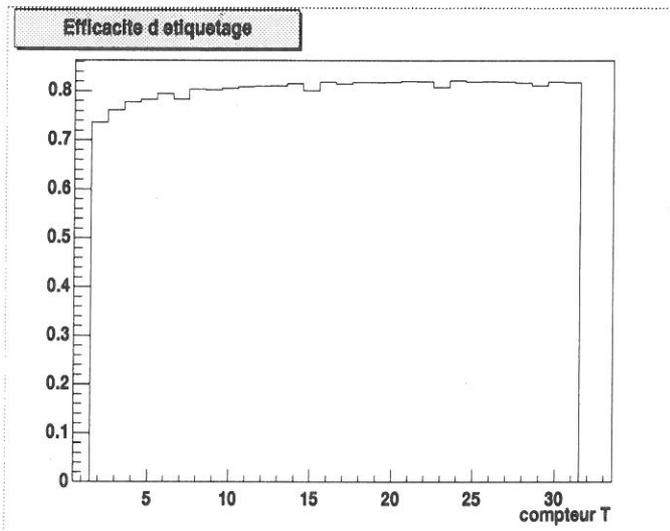


FIG. 5.2 - Efficacité d'étiquetage typique par compteurs T .

- La divergence du faisceau.
- L'alignement de l'axe du faisceau sur l'axe des collimateurs.

Elle peut varier typiquement de $\pm 5\%$. On ne peut donc pas mesurer une fois pour toute ϵ_e et se normaliser au nombre d'électrons détectés dans l'hodoscope: le nombre de photons atteignant la cible doit être contrôlé en permanence.

L'efficacité d'étiquetage est déterminée très simplement en plaçant sur le faisceau de photons un détecteur de verre au plomb, le TAC, efficace à 100% pour la détection des photons, et qui a été décrit dans le chapitre sur la ligne de photon. Le TAC est placé en coïncidence avec les signaux de l'hodoscope et le résultat est comparé au comptage brut de l'hodoscope. On obtient de cette manière la figure 5.2.

Malheureusement, cela ne peut se faire qu'à bas flux de photons. A haut flux ($10^7 \gamma/s$), on se sert d'un détecteur de faible efficacité, le spectromètre de paires, dont l'efficacité est déterminée à bas flux par comparaison avec le TAC.

Le processus de normalisation va donc comporter deux phases:

1. Des prises de données à bas flux (quelques $10^4 \gamma/s$), dites de "normalisation", qui serviront à mesurer:
 - Le nombre de photons par voie en énergie (E_i) de l'étiqueteur: $N_\gamma^N(E_i)$ (où l'indice "N" indique qu'il s'agit d'une prise de données de normalisation).

- L'efficacité du spectromètre de paires: $\epsilon_{PS} = \frac{(Hodoscope.PS)^N}{(Hodoscope.TAC)^N}$

2. La mesure du nombre de coïncidences $(PS.Hodoscope)^P$ pendant les prises de données de production. Le nombre de photons pour une prise de données sera alors simplement déterminé à l'aide d'une règle de trois (la dérivation détaillée de cette expression est donnée en annexe):

$$N_{\gamma}^P(E_i) = N_{\gamma}^N(E_i) \cdot \frac{(PS.Hodoscope)^P}{(Hodoscope.PS)^N} \quad (5.1)$$

Le principe est donc simple, mais son application s'est avérée plus délicate, comme nous allons le voir dans les sections suivantes.

5.2 Dispositif électronique

Pour les prises de données de normalisation, nous avons utilisé un déclencheur spécifique constitué du mélange des trois coïncidences *hodoscope.TAC*, *hodoscope.PC* et *hodoscope.PS*. L'un des objectifs de ces prises de données étant de mesurer l'efficacité du spectromètre de paires, $\epsilon_{PS} = \frac{(Hodoscope.PS)^N}{(Hodoscope.TAC)^N}$, qui est de l'ordre de 2%, le déclencheur *hodoscope.TAC* est divisé par 50 à l'aide d'un diviseur synchrone afin d'obtenir à peu près la même statistique pour ces deux comptages. Toutes les informations ADC et TDC de l'hodoscope et des détecteurs de normalisation (TAC, PS et PC) sont enregistrées sur bande.

Par contre, pour les prises de données de production, afin de ne pas saturer l'acquisition, nous avons utilisé des échelles pour mesurer le nombre de coïncidences *hodoscope.PS*. De plus, pour une question de coût, ces échelles n'ont pas été implémentées pour l'ensemble des 384 compteurs en énergie, ce qui nous aurait donné accès directement au nombre de photons par canal en énergie $N_{\gamma}(E_i)$, mais seulement pour les 61 compteurs T.

Nous allons à présent revenir plus en détail sur l'analyse des prises de données à bas flux, puis sur l'utilisation des échelles à haut flux et enfin sur les corrections à apporter à cette mesure.

5.3 Analyse des données de normalisation.

Les prises de données de normalisation sont réalisées périodiquement, en moyenne une fois par jour. Il s'agit de prises de données à bas flux (de l'ordre de $10^4 \gamma/s$) pour lesquelles le TAC est inséré dans la ligne de photons, ce qui permet une mesure de l'efficacité du PC et du PS. Pendant ces prises de

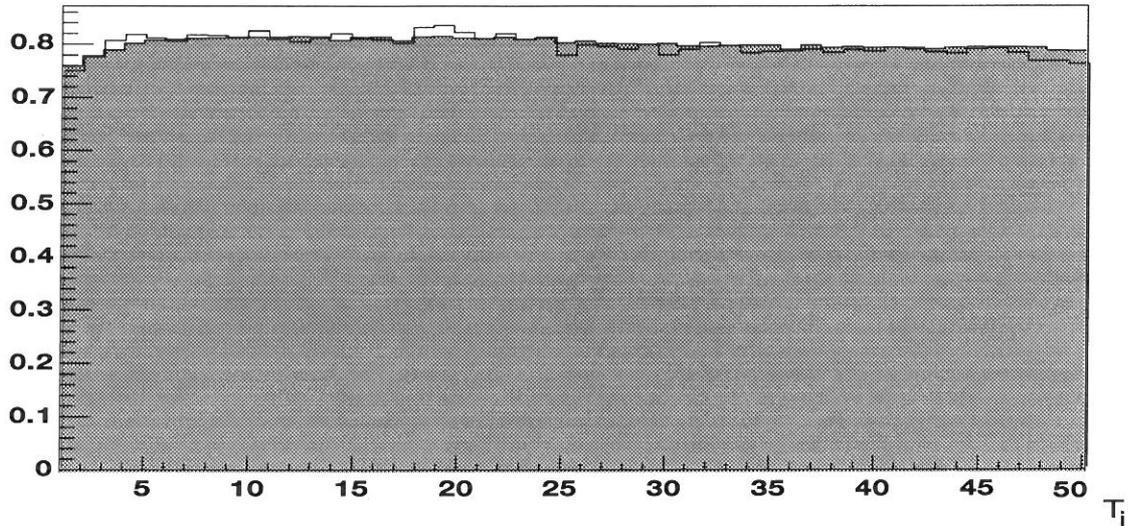


FIG. 5.3 - Efficacité d'étiquetage typique obtenue lors d'une prise de données de normalisation: En trait plein mesure obtenue à partir de l'acquisition, en grisé mesure des échelles. L'accord est très bon.

données, CLAS est inactif et l'acquisition est utilisée pour étudier le comportement des détecteurs de normalisation. Les données enregistrées sur bande sont analysées à l'aide du même programme de reconstruction utilisé pour les données de production. En sortie de ce programme on peut obtenir une distribution de coups bruts dans les compteurs de l'hodoscope, et cette même distribution lorsque les coups sont mesurés en coïncidence avec le TAC (à l'aide des TDCs). Ceci nous permet de déterminer l'efficacité d'étiquetage de chaque compteur T , et de la comparer à celle obtenue avec les échelles (figure 5.3).

Cette analyse permet par ailleurs d'obtenir la distribution de photons détectés dans le TAC (obtenue par coïncidence *Hodoscope.TAC*) par canal d'énergie $N_\gamma(E_i)$. C'est cette distribution qui servira de référence pour la normalisation des données de production.

5.3.1 Distribution par canal d'énergie.

Durant les prises de données de production, à haut flux, seuls les comptages recueillis dans des échelles sont disponibles. Il faut donc s'assurer à bas flux que la distribution de coups par canal E reconstruite avec les TDCs et l'acquisition correspond bien aux comptages enregistrés dans les échelles.

Un problème se pose lorsque deux canaux E se trouvent en coïncidence avec un même compteur T . Tout d'abord pour comparaison avec les échelles,

il faut prendre garde de ne pas les compter doublement, car bien que deux canaux E soient touchés, un seul compteur T est touché, et un seul coup enregistré dans les échelles. Plus fondamentalement, ces événements pour lesquels l'énergie du photon n'est pas clairement définie (plusieurs compteurs E touchés) ne nous permettent pas de reconstruire avec précision la cinématique de la réaction. Ils seront donc rejetés de notre analyse.

La distribution de coups par canal d'énergie déterminée au cours d'une prise de données de normalisation est donc constituée de coups pour lesquels un seul canal E est en coïncidence avec un compteur T. Afin d'être consistant avec les comptages enregistrés dans les échelles, il faut corriger cette distribution, pour chaque compteur T par le facteur de rejet:

$$\frac{N_{simples}^{hodo.TAC} + N_{multiples}^{hodo.TAC}}{N_{simples}^{hodo.TAC}}$$

Durant les prises de données de production, les événements pour lesquels plusieurs canaux E sont en coïncidence avec un compteur T ne sont pas analysés. La distribution finale d'événements reconstruits est ensuite corrigée d'un facteur de rejet similaire

$$\frac{N_{Esimples}^{hodo.CLAS} + N_{Emultiples}^{hodo.CLAS}}{N_{Esimples}^{hodo.CLAS}}$$

de manière à être consistante avec la distribution déterminée lors de la prise de données de normalisation.

Cette correction est différente pour les prises de données de production et de normalisation et doit donc être évaluée et appliquée systématiquement. En effet:

- L'intensité est très différente, les coïncidences fortuites complètement absentes à bas courant peuvent devenir notable à plus haut courant.
- Le fonctionnement des compteurs E peut évoluer sur plusieurs jours, au fur et à mesure que leurs défauts sont détectés et corrigés (notamment les canaux "chauds")

Une présentation plus détaillée de la consistance entre les comptages reconstruits par analyse et ceux enregistrés dans les échelles est présentée en annexe. L'écart entre ces deux mesures est inférieur à 5%.

5.3.2 Efficacités du PC et du PS.

Celles-ci sont obtenues à l'aide d'un déclencheur qui est un mélange *hodoscope.TAC*, *hodoscope.PC* et *hodoscope.PS*. Parce que les efficacités du PC et du PS sont de l'ordre de 2%, pour avoir une même statistique pour chacun de ces déclencheurs, le déclencheur *hodoscope.TAC* est divisé par 50.

Un coup peut donc être enregistré dans le TDC du TAC dans deux cas :

- Lorsque le PC a déclenché, en effet le TAC étant placé juste derrière le PC, une paire électron-positron produite dans le PC sera aussi détectée dans le TAC. Avec un taux N^{PC} .
- Lorsque le PC n'a pas déclenché et que le TAC a déclenché, avec un taux $\frac{N^{TAC}_{total} - N^{PC}}{D}$ (où D est la valeur de la division).

Le nombre d'événements pour lesquels le TAC a enregistré un coup est :

$$N^{TAC} = N^{PC} + \frac{N^{TAC}_{total} - N^{PC}}{D}$$

(on retrouve bien que pour un précomptage de 1 du TAC, $N^{TAC} = N^{TAC}_{total}$), expression que l'on peut inverser :

$$N^{TAC}_{total} = D \times (N^{TAC} - N^{PC}) + N^{PC}$$

D'où l'on déduit les efficacités relatives du PC et du PS mesurées à l'aide de l'acquisition en tenant compte de la division sur le déclencheur du TAC :

$$\epsilon_{PC} = \frac{N^{PC}}{N^{TAC}_{total}} = \frac{N^{PC}}{D \cdot N^{TAC} - (D - 1) \cdot N^{PC}}$$

et

$$\epsilon_{PS} = \frac{N^{PS}}{N^{TAC}_{total}} = \frac{N^{PS}}{D \cdot N^{TAC} - (D - 1) \cdot N^{PC}}$$

Les efficacités obtenues de cette manière peuvent être comparées à celles obtenues à l'aide des échelles (fig 5.4).

L'accord est très bon, un ajustement du rapport de ces deux valeurs donne une valeur 0,97 pour le PC et 1,01 pour le PS.

L'efficacité du compteur de paires est constante en fonction du compteur T, c'est à dire en fonction de l'énergie du photon détectée, car la section efficace de production de paires électron-positron est quasiment constante avec l'énergie. Par contre l'efficacité du spectromètre de paires, présente un maximum correspond au cas où les deux particules, emportant une énergie équivalente, atteignent les scintillateurs de chaque côté, et chute ensuite fortement lorsque une des particules de la paire, trop peu ou trop énergétique n'atteint plus les scintillateurs.

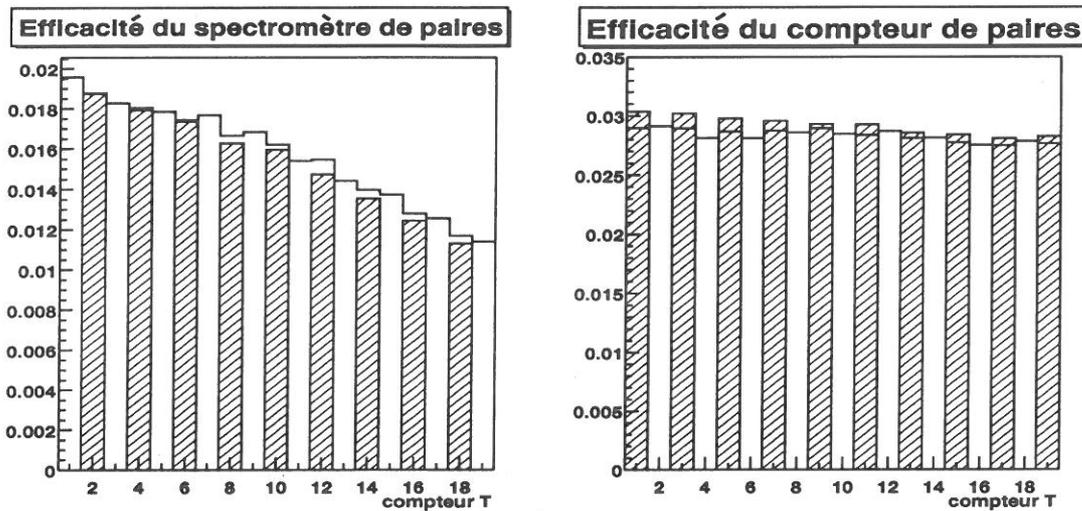


FIG. 5.4 - *A gauche: efficacité de détection d'un photon par le spectromètre de paires pour une prise de données de normalisation, obtenue en trait plein à l'aide de l'acquisition, et en grisé à l'aide des échelles. A droite, même comparaison dans le cas du compteur de paires. Les deux méthodes donnent des résultats consistants, de l'ordre pour les deux détecteurs de 1,8%.*

5.4 Analyse des prises de données de production (Haut flux)

5.4.1 Gestion des échelles

L'utilisation d'échelles libère un temps considérable pour l'acquisition des données de physique, mais leur utilisation est délicate, car contrairement aux données enregistrées sur bande, il est difficile d'analyser à posteriori les dysfonctionnements ou biais du dispositif. Il convient donc d'être minutieux et prévoyant dans leur utilisation. Outre la qualité des signaux électroniques (éviter les réflexions et les doubles comptages), un certain nombre d'effets ont été identifiés et pris en compte.

Coïncidences fortuites entre les détecteurs de normalisation et l'hodoscope:

Une grande fraction de photons non-étiquetés atteignent la cible et les détecteurs de normalisation. A haut flux, ces photons sont à l'origine de coïncidences fortuites entre les détecteurs de normalisation et l'hodoscope. Pour mesurer ce taux de fortuits, un jeu supplémentaire d'échelles a été installé,

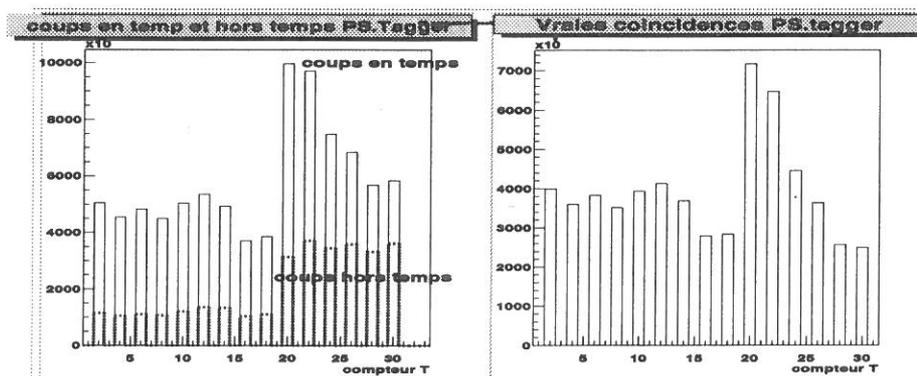


FIG. 5.5 - A gauche taux de coïncidence entre le spectromètre de paires et l'étiqueteur en temps et hors temps. A droite, taux de coïncidences vraies, après soustraction des coups hors temps.

comptant les coïncidences hors-temps entre l'étiqueteur et les détecteurs de normalisation (c'est à dire des coïncidences purement fortuites). Ces comptages sont soustraits aux comptages des échelles en temps (qui mesurent les coïncidences vraies plus fortuites). La figure 5.5 montre les comptages des compteurs T en coïncidence avec le spectromètre de paires, et les comptages pour ces même compteurs T placé en coïncidences hors-temps pour une prise de données à 40 nA. On voit que le taux de fortuits est du même ordre de grandeur que le taux de coïncidences vraies. Le comptage des coïncidences vraies obtenu en soustrayant les deux spectres ($N_{vraies}^{T.PS} = N_{en\ temps}^{T.PS} - N_{hors\ temps}^{T.PS}$) est montré sur la même figure.

Les taux de fortuits est très important. Les largeurs des fenêtres de coïncidences entre l'étiqueteur et les détecteurs de normalisation, si elles ne sont pas exactement égales pour les deux jeux d'échelles, peuvent entraîner des biais lors de la soustraction des fortuits. Le rapport des largeurs de ces fenêtres, $r(i)$, a été mesuré en plaçant les deux jeux hors temps, de façon à compter dans ces deux jeux des taux de fortuits proportionnels à la largeur des portes. Ce rapport est utilisé comme correction lors de la soustraction des fortuits:

$$N_{vraies}^{T.PS} = N_{en\ temps}^{T.PS}(i) - r(i) \times N_{hors\ temps}^{T.PS}(i)$$

La figure 5.6 montre l'effet de la largeur de fenêtre sur la soustraction des fortuits.

5.4. ANALYSE DES PRISES DE DONNÉES DE PRODUCTION (HAUT FLUX)119

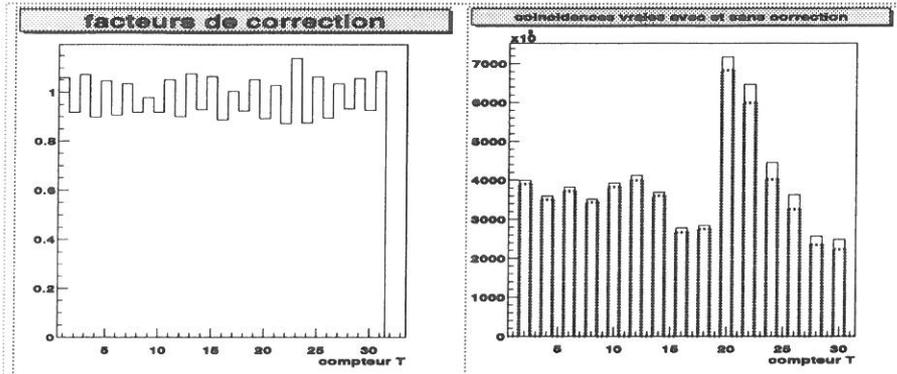


FIG. 5.6 - A gauche rapport des largeurs de fenêtre de coïncidence entre le jeu d'échelle en temps et le jeu d'échelle hors temps, en fonction du compteur T. A droite coïncidences vraies entre le spectromètre de paires et l'étiqueteur sans correction de ce rapport (trait pointillé) et avec correction (trait plein).

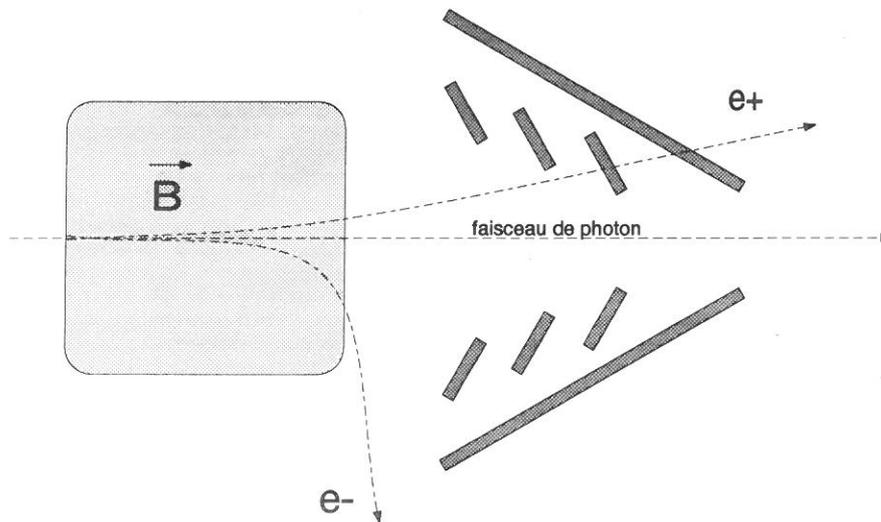


FIG. 5.7 - Cas typique où une paire électron-positron provenant d'un photon étiqueté n'est pas détectée par le spectromètre de paires. Le positron à gauche produit un signal dans les scintillateurs de la partie gauche de spectromètre mais l'électron n'est pas assez énergétique pour atteindre les scintillateurs de la partie droite. A haut flux si un coup fortuit se produit dans la partie droite du spectromètre, cet événement corrélé en temps avec le photon étiqueté déclenchera le spectromètre, augmentant ainsi artificiellement son efficacité.

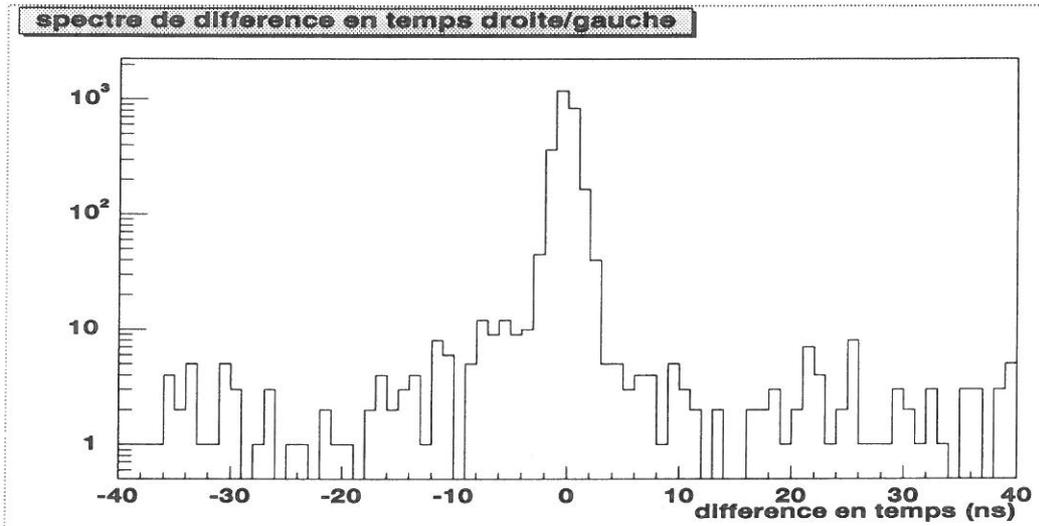


FIG. 5.8 - Différence en temps entre le signal provenant de la partie droite du spectromètre de paires et la partie gauche, pour un courant de 40 nA. La contribution du continuum d'accidentels avec une porte de coïncidence de 35 ns est de l'ordre de 10%.

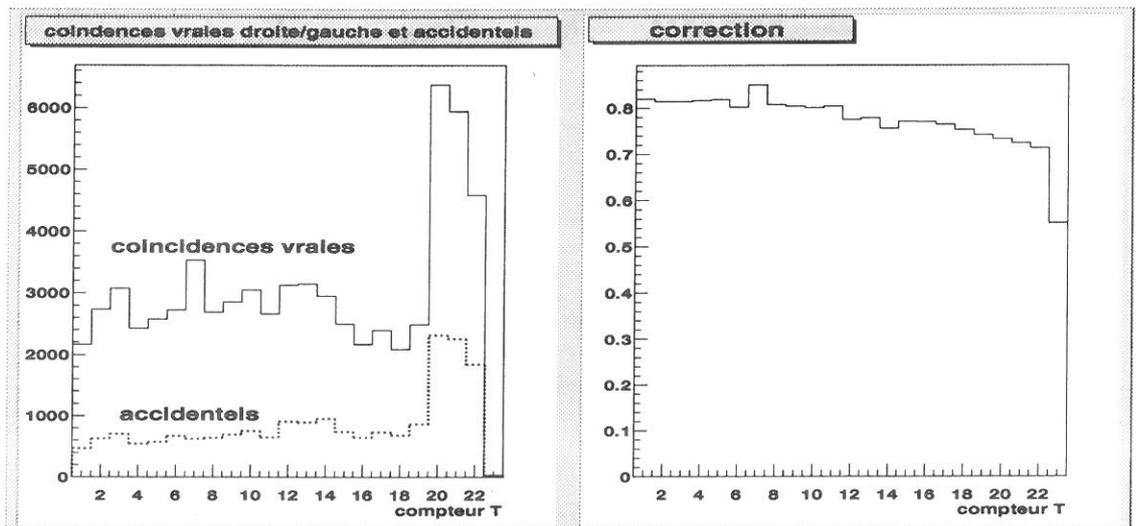


FIG. 5.9 - A gauche, en fonction du compteur T , taux de coïncidences droite/gauche du spectromètre de paires vraies (en trait plein) et accidentelles (en trait pointillé), pour la largeur de porte utilisé (35 ns), pour un courant de 40 nA. A droite, correction qu'il faut appliquer à l'efficacité du spectromètre de paires pour normaliser le flux de photons à cette intensité (40 nA).

Efficacité du spectromètre de paires

Le déclencheur du spectromètre de paires est lui même une coïncidence entre la partie droite et la partie gauche du spectromètre, lorsque le flux de photons augmente, des fortuits se produisent entre un électron (ou un positron) provenant d'un photon étiqueté sur un coté du spectromètre de paires, et un positron (ou un électron) fortuit sur l'autre côté (fig 5.7).

- Puisque d'un côté la particule provient d'un photon étiqueté le signal est en temps avec le signal de l'étiqueteur.
- A basse intensité la contribution de ces coïncidences fortuites droite/gauche est négligeable.
- A haute intensité, ces coïncidences fortuites, corrélées en temps avec l'étiqueteur, déclenchent le spectromètre de paires, avec une probabilité de plus en plus grande lorsque le flux augmente (du fait de l'augmentation des taux de comptage simples).

Tout se passe donc comme si l'efficacité du spectromètre de paires augmentait avec l'intensité. Un jeu d'échelles supplémentaire a été utilisé en juillet 1999, pour mesurer le taux de fortuits droite/gauche du spectromètre de paires (partie droite hors temps par rapport à la partie gauche) *et* en coïncidence avec l'étiqueteur. Pour les données de juin 1998, cette correction a été estimée à l'aide des coups enregistrés sur bande entre un compteur T ne participant au déclencheur CLAS (fortuit entre CLAS et l'hodoscope) et le spectromètre de paires (fig 5.8). La figure 5.9 montre l'effet de cette correction sur l'efficacité d'étiquetage mesurée à l'aide du spectromètre de paires.

Résumé du dispositif des échelles

Trois jeux d'échelles ont été utilisés.

1. Un jeu "Bruts" pour les comptages des compteurs T simples, utilisé aussi bien lors des prises de données de normalisation que celles de production.
2. Un jeu "PS" pour le comptage des compteurs T en coïncidence avec le spectromètre de paires, utilisé lors des deux types de prise de données.
3. Un dernier jeu "TAC/PS fortuits" comptait les coïncidences entre le TAC et les compteurs T pour les prises de données de normalisation, et les coïncidences hors temps (fortuits) entre le spectromètre de paires et les compteurs T lors des prises de données de production.

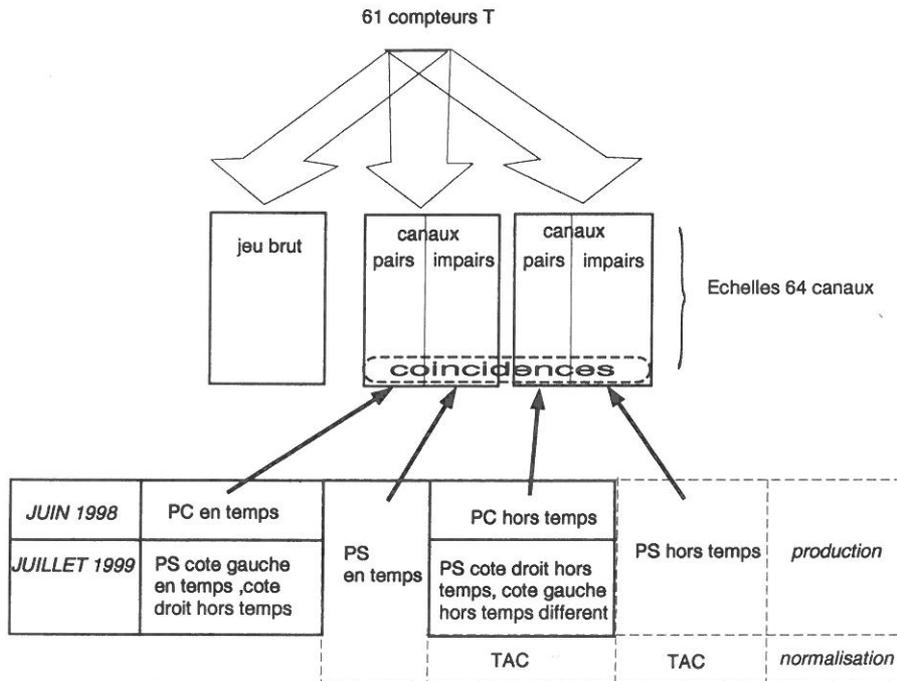


FIG. 5.10 - Schéma de principe des échelles utilisées pour la normalisation. Les signaux des 61 compteurs sont séparés en trois jeux, le premier est directement envoyé dans des échelles, le second et le troisième sont placés en coïncidence avec différentes combinaisons de signaux provenant des détecteurs de normalisation suivant le type de prise de données (normalisation ou production), et suivant la période (1998 ou 1999).

Par soucis de double vérification, lors de la prise de données de juin 98, un canal sur deux des jeux "PS" et "PS fortuits" était en fait utilisé par le Compteur de paires (PC).

Lors de la prise de données de juillet 99, les canaux utilisés par le PC ont été remplacés par un signal provenant d'une coïncidence hors temps entre la partie gauche et la partie droite du spectromètre de paires, mais en temps avec les compteurs T, ceci afin de mesurer le taux de fortuits PS droite/gauche corrélé avec l'hodoscope.

Ces différents jeux d'échelles sont résumés sur la figure 5.10

5.4.2 Distribution en canaux d'énergie.

Nous avons déjà vu que durant les prises de données de production, les événements pour lesquels plusieurs canaux E sont en coïncidence avec un compteur T ne sont pas analysés. La distribution finale d'événements re-

5.5. ESTIMATION DES PERTES DANS LA LIGNE ENTRE LA CIBLE ET L'ALCÔVE¹²³

construits est corrigée du facteur de rejet:

$$\frac{N_{E\text{simples}}^{hodo.CLAS} + N_{E\text{multiples}}^{hodo.CLAS}}{N_{E\text{simples}}^{hodo.CLAS}}$$

de manière à être consistante avec la distribution par canal en énergie déterminée lors de la prise de données de normalisation et utilisée pour normaliser la section efficace.

Un problème similaire se pose lorsque plusieurs compteurs T sont en coïncidence avec le compteur de départ. Il est dans ce cas difficile de dire lequel correspond à la réaction hadronique, et donc quelle est l'énergie du photon incident. Ces événements ne sont donc pas analysés, il faut de la même manière tenir compte d'un facteur de correction sur les comptages finals:

$$\frac{N_{T\text{simples}}^{hodo.CLAS}}{N_{T\text{simples}}^{hodo.CLAS} + N_{T\text{multiples(rejets)}}^{hodo.CLAS}}$$

en résumé:

$$Signal_{\text{vrai}} = signal_{\text{mesure}} \times \frac{N_{E\text{simples}}^{hodo.CLAS} + N_{E\text{multiples}}^{hodo.CLAS}}{N_{E\text{simples}}^{hodo.CLAS}} \times \frac{N_{T\text{simples}}^{hodo.CLAS} + N_{T\text{multiples}}^{hodo.CLAS}}{N_{T\text{simples}}^{hodo.CLAS}}$$

5.5 Estimation des pertes dans la ligne entre la cible et l'alcôve

Les trois détecteurs de normalisation TAC, PS et PC ne sont pas installés juste derrière la cible, mais 30 mètres plus loin dans une alcôve située à la sortie du Hall. Entre les deux, le faisceau de photons se propage à travers un sac rempli d'hélium, le radiateur du spectromètre de paires¹, et l'air ambiant. Pour finir le faisceau passe à travers le dipôle du spectromètre de paires, qui en expulse toutes les particules chargées, avant de traverser le compteur de paires, puis atteindre le TAC. Le flux de photons atteignant le TAC est donc réduit par rapport à ce qui a traversé la cible. Des paires électron-positron sont produites dans toute la matière comprise entre la cible

1. Pour notre expérience, il s'agissait d'une cible de béryllium de 7% de longueurs de radiation, qui était en fait utilisée par une expérience secondaire "Phi-radiatif". Cette dernière étant située quelques mètres avant les détecteurs de normalisation, leur cible était aussi utilisée comme convertisseur pour le spectromètre.

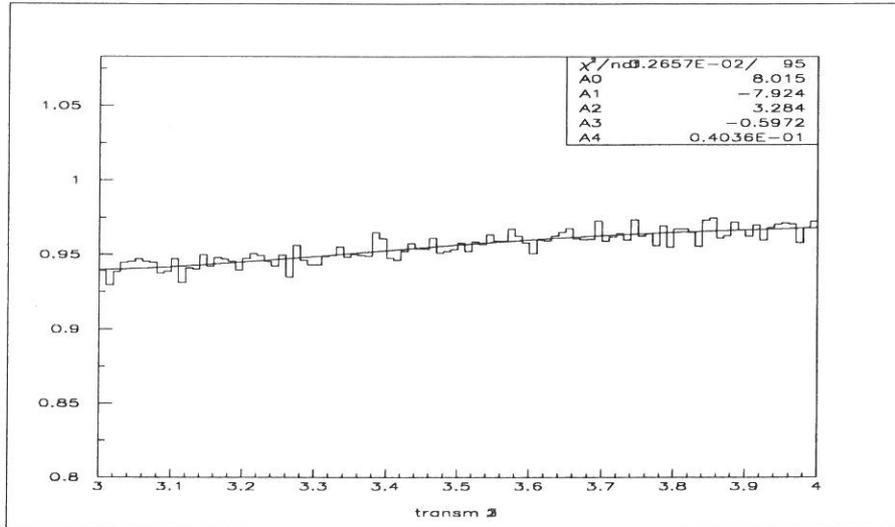


FIG. 5.11 - Facteur d'absorption du flux de photons entre la cible de CLAS et le TAC, en fonction de l'énergie des photons pour une plage allant de 3 GeV à 4 GeV.

et l'aimant du spectromètre de paires et sont balayées par ce dernier avant de pouvoir atteindre le TAC.

- Pour estimer les pertes dues aux paires produites dans la cible, on peut utiliser les prises de données "cible vide" réalisées régulièrement (environ tous les deux jours).
- Pour estimer les pertes dues au convertisseur du spectromètre de paires (cible de l'expérience "phi-radiatif"), des données ont été prises avec et sans cette cible.
- Pour recouper toutes ces mesures, et estimer les pertes dans les autres éléments de la ligne (ballon d'hélium, fenêtre de la cible), une simulation basée sur la librairie GEANT développée au CERN a été faite.

Le facteur d'absorption du faisceau de photons le long de la ligne obtenue à l'aide de cette simulation est présenté sur la figure 5.11. La correction est de l'ordre de 6%.

Si l'on note a le facteur d'absorption du faisceau de photon le long de la ligne, et $N^{hodo.TAC}$ le flux de photons étiquetés atteignant le TAC:

$$N^{hodo.TAC} = a \times N_\gamma$$

En tenant compte de cette correction, la vraie efficacité d'étiquetage s'écrit:

$$\epsilon_{\epsilon} = \frac{N_{\gamma}}{N_{e^{-}}} = \frac{1}{a} \times \frac{N^{hodo.TAC}}{N_{e^{-}}}$$

En pratique, c'est toujours le rapport sans correction qui est présenté. Dans le meilleur des cas les efficacités d'étiquetage sont de l'ordre de 80 %. Sur cette perte de 20 %, nous venons donc de voir que 6% sont à mettre sur le compte des pertes tout au long de la ligne.

L'effet de la collimation et du bruit de fond dans l'étiqueteur est donc en fait de l'ordre de 15 %. Il reste important et dépend de la qualité du faisceau incident d'électrons.

5.6 Bilan

Le nombre de photons utilisé pour normaliser les sections efficaces s'obtient par la relation:

$$N_{production}^{\gamma} = a \times N_{normalisation}^{hodo.TAC} \times \frac{N_{production}^{hodo.PS}}{N_{normalisation}^{hodo.PS}} \quad (5.2)$$

Où rappelons-le,

$$N_{production}^{hodo.PS} = \left(N_{en\ temps}^{hodo.PS} - r \cdot N_{hors\ temps}^{hodo.PS} \right) \times \xi_{production} \quad (5.3)$$

où r est le rapport des largeurs de coïncidences hodo.PS en temps et hors temps, et où $\xi_{production}$ est le facteur de correction sur l'efficacité du spectromètre de paires dû aux coïncidences fortuites droite-gauche.

Le rapport $\frac{N_{production}^{hodo.PS}}{N_{normalisation}^{hodo.PS}}$ intègre donc la différence de flux entre la prise de données de production et la prise de données de normalisation utilisée comme référence pour la distribution en compteurs E, ainsi qu'une éventuelle variation de l'efficacité d'étiquetage (ce pour quoi rappelons-le toute cette procédure a été mise en place.) L'exemple d'un tel rapport est montré figure 5.12

Un ajustement de ce rapport montre des fluctuations de l'ordre de 5% par rapport à la valeur de l'ajustement.

On retrouve l'origine de ces fluctuations entre compteurs T, et on peut estimer l'erreur systématique globale sur cette mesure à partir des équations 5.2 et 5.3.

A partir de l'équation 5.2 on peut déterminer l'erreur relative sur le calcul de $N_{production}^{\gamma}$:

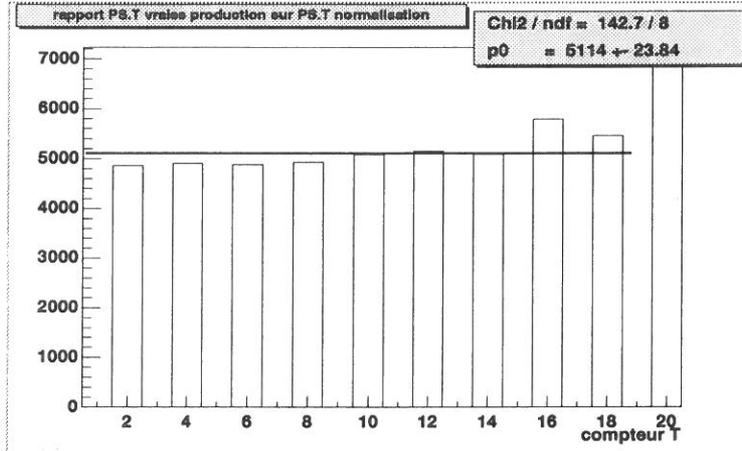


FIG. 5.12 - Rapport $\frac{N^{hodo.PS}_{production}}{N^{hodo.PS}_{normalisation}}$ typique.

$$\frac{dN_{production}^{\gamma}}{N_{production}^{\gamma}} = \frac{da}{a} + \frac{d\left(\frac{N^{hodo.TAC}_{normalisation}}{N^{hodo.PS}_{normalisation}}\right)}{\frac{N^{hodo.TAC}_{normalisation}}{N^{hodo.PS}_{normalisation}}} + \frac{d(N^{hodo.PS}_{production})}{N^{hodo.PS}_{production}}$$

Le coefficient a a été obtenu par simulation GÉANT, le résultat étant une valeur proche de 0,96. On peut raisonnablement estimer que l'erreur systématique relative $\frac{da}{a}$ est de l'ordre de 1% (C'est à dire que l'absorption le long de la ligne du flux de photons est comprise entre 5% et 7%).

La mesure de l'efficacité du PS relativement au TAC, ϵ_{PS} , qui transparaît dans le rapport N^{TAC}/N^{PS} est une mesure directe, seule entre en jeu ici la statistique accumulée. Pour une prise de données de normalisation typique étaient accumulés dans les échelles environ 0,5 millions d'événements pour le PS (et 50 fois plus pour le TAC), répartis environ en 25000 coïncidences avec chacun des 20 compteurs T. La fluctuation statistique pour chaque compteur T est donc de l'ordre de $\frac{1}{\sqrt{25000}} \simeq 0,6\%$. L'erreur sur l'ajustement global de tous les T est, elle, de l'ordre de $\frac{1}{\sqrt{5 \cdot 10^5}} \simeq 0,1\%$

L'erreur sur la mesure de $N^{hodo.PS}_{production}$ peut être évaluée à partir de l'équation 5.3 :

$$\frac{d(N^{hodo.PS}_{production})}{N^{hodo.PS}_{production}} = \frac{dr}{r} + \frac{d\xi_{production}}{\xi_{production}}$$

La différence de largeur de porte r entre le jeu d'échelles en temps et hors temps, à été estimée avec un faisceau à haut flux, et une statistique conséquente, cette erreur est donc négligeable.

Quantité	fluctuation statistique de compteur à compteur	Erreur sur un ajustement global de l'ensemble des compteurs T
$\frac{da}{a}$	0	1 %
ϵ_{PS}	0,6 %	0,1 %
ξ	10%	2%
$N_{production}^{\gamma}$		
somme quadratique:	10%	2,2 %
somme directe:	10,6 %	3,1 %

TAB. 5.1 - Bilans des erreurs relatives sur la mesure du flux de photon incident.

L'erreur sur la mesure du facteur de correction ξ provenant des fortuits entre la partie droite et la partie gauche du spectromètre de paires est la plus importante, car cette mesure a été effectuée avec un statistique faible (figure 5.8). La statistique de coïncidences fortuites accumulée par canal T était typiquement de l'ordre d'une centaine de coups, soit une fluctuation statistique de l'ordre de 10 % plus importante pour les T d'indice élevé. L'erreur globale sur un ajustement des 20 compteurs T est de l'ordre de 2%.

Ces résultats sont résumés dans le tableau 5.1. Cette estimation permet de retrouver le bon ordre de grandeur des fluctuations de compteur à compteur présentées sur la figure 5.12. On peut donc considérer que notre erreur globale systématique à partir de l'ajustement de l'ensemble des compteurs T est de l'ordre de 3%.

Cette estimation d'erreur est à comparer à la figure 5.13, où sont présentées les efficacités d'étiquetage pour une prise de données de normalisation et une prise de données de production. On constate que cette grandeur a varié de 10%, ce qui justifie le monitoring par les détecteurs de normalisation effectué tout au long de chaque prise de données.

5.6.1 Conclusion

Une étude complète de la normalisation du faisceau de photons a été réalisée. Elle nous a permis de nous assurer que l'étiquetage des photons, et la mesure de leur flux était bien compris avec une précision de l'ordre de 3 %. La dépendance en énergie des sections efficaces mesurées est faible. Toutes nos mesures sont intégrées sur de larges plages d'énergie de photons, et sont donc peu sensibles aux variations locales de normalisation par canal E ou T.

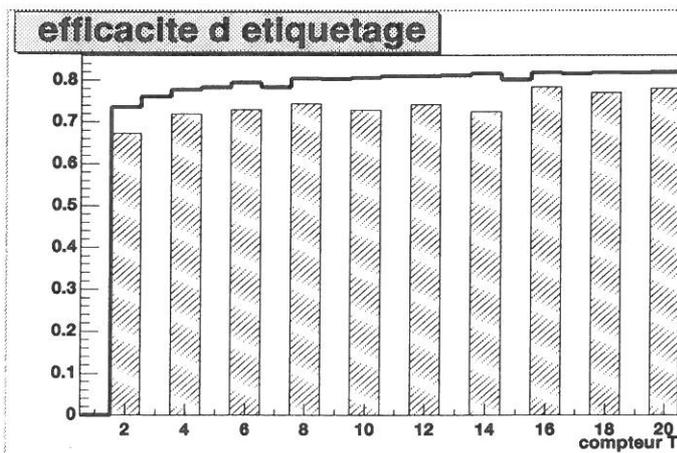


FIG. 5.13 - Efficacité d'étiquetage obtenue à l'aide des échelles: A l'aide du TAC pour une prise de données de normalisation en trait plein. A l'aide du PS pour une prise de données de production en grisé. Dans les deux cas la distribution est relativement continue. Cette grandeur a variée d'environ 10 % entre la prise de données de normalisation et celle de production.

Chapitre 6

Identification du canal.

6.1 Introduction.

Dans le cadre de notre expérience, le méson ϕ est identifié via sa décroissance en mésons K^+/K^- qui se produit avec un taux de branchement de 49,1 %.

Toutes les particules de l'état final sont donc chargées et peuvent être identifiées grâce à la mesure de leur masse par la méthode classique de mesure d'impulsion et de vitesse:

- L'impulsion est mesurée par la reconstruction des traces laissées par ces particules dans les chambres à dérive.
- La mesure de vitesse est obtenue grâce au rapport entre le temps de vol des particules entre le vertex et les scintillateurs de temps de vol, et la longueur de trajectoire déterminée grâce à la reconstruction des traces dans les chambres à fils.

Au cours de cette expérience, le canal entrant $\gamma + p$ possède une charge +1. La polarité de l'aimant est donc choisie de façon à avoir une plus grande acceptation pour les particules chargées positivement, c'est à dire en pratique courber les trajectoires des particules positives vers l'extérieur, afin qu'elles ne tombent pas dans le trou d'acceptation vers l'avant ($\theta < 7^\circ$). Les particules chargées négativement produites à petit angle vont donc être déviées vers l'avant et n'atteindront pas la région 3 des chambres à fils.

La stratégie qui a été adoptée pour cette expérience a donc été d'identifier le proton et le K^+ de l'état final dans CLAS par la technique mentionnée ci-dessus, puis d'utiliser l'énergie du photon incident, fournie par le spectromètre d'étiquetage, pour identifier le K^- par la technique de masse manquante.

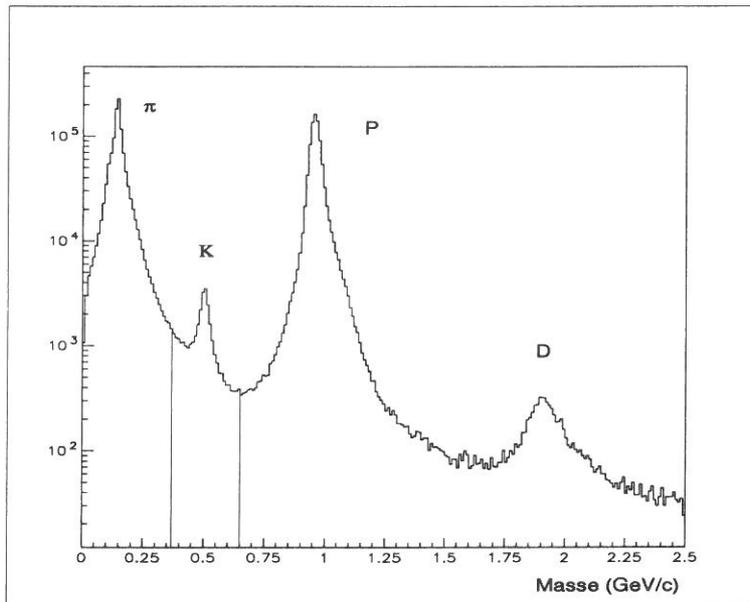


FIG. 6.1 - Spectre brut de masse tous moments confondus. On aperçoit clairement les signaux des pions, des kaons, des protons et des deutons, ces derniers étant issus des parois de la cible.

En effet, connaissant l'énergie du photon incident, l'état initial est complètement connu. L'état final est constitué de trois particules, soit 12 inconnues. La conservation de l'impulsion et de l'énergie réduit ce nombre à 8. La mesure de l'impulsion du proton et du K^+ le réduit à 2. L'identification du proton et du kaon permet de leur attribuer leur masse exacte ce qui élimine les deux dernières inconnues. Il est alors possible de calculer rigoureusement la masse manquante de cette réaction afin de déterminer si elle correspond à la masse d'un kaon.

6.2 Reconstruction des masses.

La vitesse et l'impulsion des particules étant mesurées, on inverse la relation $p = \beta \cdot \gamma \cdot M$, pour obtenir leurs masses :

$$M = \sqrt{\left(\frac{1}{\beta^2} - 1\right)} \cdot p$$

Un spectre typique de masses de particules chargées est montré figure 6.1. Le signal des pions et des protons est bien visible.

Un ajustement de ces données donne une masse de $157 \text{ MeV}/c^2$ pour les pions, et une masse de $965 \text{ MeV}/c^2$ pour les protons, soit un écart de 5 à 10 % environ par rapport aux valeurs correctes. Ces écarts mettent en évidence l'existence d'erreurs systématiques sur la mesure de l'impulsion des particules, due à une connaissance imparfaite du champ magnétique de l'aimant et de l'orientation et de la position des chambres à dérivées. Ces problèmes sont étudiés avec beaucoup d'attention par la collaboration [Gir00]. Ce décalage ne constitue pas un problème à ce niveau, puisqu'il n'empêche absolument pas d'identifier clairement les particules. Une fois la particule identifiée, on peut lui attribuer sa masse exacte en ne conservant du programme de reconstruction que l'impulsion mesurée.

Le signal des kaons est visible, mais deux ordres de grandeur plus faible que le signal des pions et des protons. Il est fortement contaminé par des pions ou protons mal identifiés. Pour mieux comprendre l'origine de cette contamination on peut regarder le spectre représentant le β reconstruit des particules en fonction de leur impulsion, sur la figure 6.2. Les traces correspondant aux protons et aux pions sont bien visibles. Autour d'elles apparaissent des "moustaches", des traces satellites pour lesquelles la valeur du β reconstruit s'écarte de manière systématique et constante de la bonne valeur. Il s'agit de particules qui ont été produites par les paquets de faisceau précédant ou suivant celui dont est issu le photon étiqueté (il s'agit donc de coïncidence fortuites entre CLAS et l'étiqueteur). Le photon étiqueté donnant le temps de départ de la mesure de temps de vol, cette dernière se trouve biaisée d'une valeur multiple de la période RF (2 ns), et par conséquent le β reconstruit s'en trouve systématiquement décalé. Plus l'impulsion de la particule est grande, plus son temps de vol est court, et plus l'erreur relative sur cette mesure sera grande. C'est la raison pour laquelle ces traces latérales s'écartent de la valeur correcte vers les grandes impulsions.

Sur une telle figure, le signal des kaons est quasiment invisible. Dans les figures qui vont suivre, une amplification va être faite autour du signal des kaons, pour les traces dont la masse reconstruite est comprise entre 0,33 et 0,65 GeV/c^2 .

Le spectre précédent peut être représenté de façon équivalente comme la masse, reconstruite à partir de l'impulsion et du β en fonction de l'impulsion. Le résultat est montré figure 6.3, avec une amplification de la zone correspondant à la masse des kaons. La projection de ce dernier spectre sur l'axe des masses redonne la figure 6.1

- Autour des signaux corrects apparaissent les traces satellites latérales, issues des coïncidences fortuites entre CLAS et l'étiqueteur. Elles s'écartent d'autant plus de la valeur de masse exacte que l'impulsion est grande.

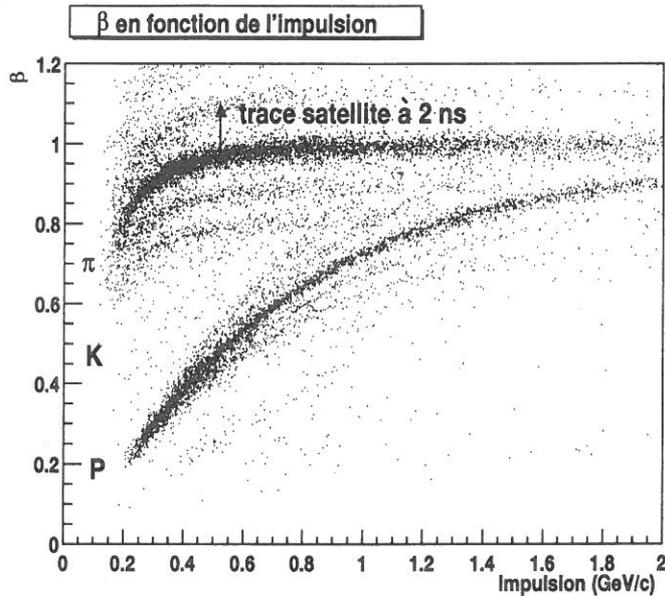


FIG. 6.2 - Spectre de β reconstruit, en fonction de l'impulsion des particules.

Lorsque les particules détectées dans CLAS ne proviennent pas du photon étiqueté, l'événement ne peut pas être reconstruit, car l'énergie du photon incident est inconnue. Ces événements doivent donc être rejetés. On notera en particulier que des traces latérales ayant pour origine des pions ou des protons fortuits viennent contaminer le signal des kaons.

- Hormis ces traces latérales, la résolution se dégrade avec l'impulsion, parce que la mesure du β tend vers 1 pour toutes les particules. Nous verrons plus loin dans ce chapitre, qu'au delà d'une impulsion de $2 \text{ GeV}/c$, il est impossible de discriminer entre pions et kaons, au delà de $2,5 \text{ GeV}/c$ entre kaons et protons, et au delà de $3 \text{ GeV}/c$ tous les types de particules peuvent être confondus. A basse impulsion, on notera aussi que la résolution se dégrade pour le proton, ceci est dû aux pertes d'énergie et à la diffusion multiple du proton dans la cible, les parois de l'enceinte à vide et le compteur de départ.

Afin d'éliminer autant que possible les coups fortuits qui ne pourront être analysés, des coupures sont effectuées sur la masse des particules reconstruites. La largeur de ces coupures va être fonction de l'impulsion des particules. Il convient donc dans un premier temps de comprendre l'origine de la dégradation sur la résolution des masses en fonction de l'impulsion:

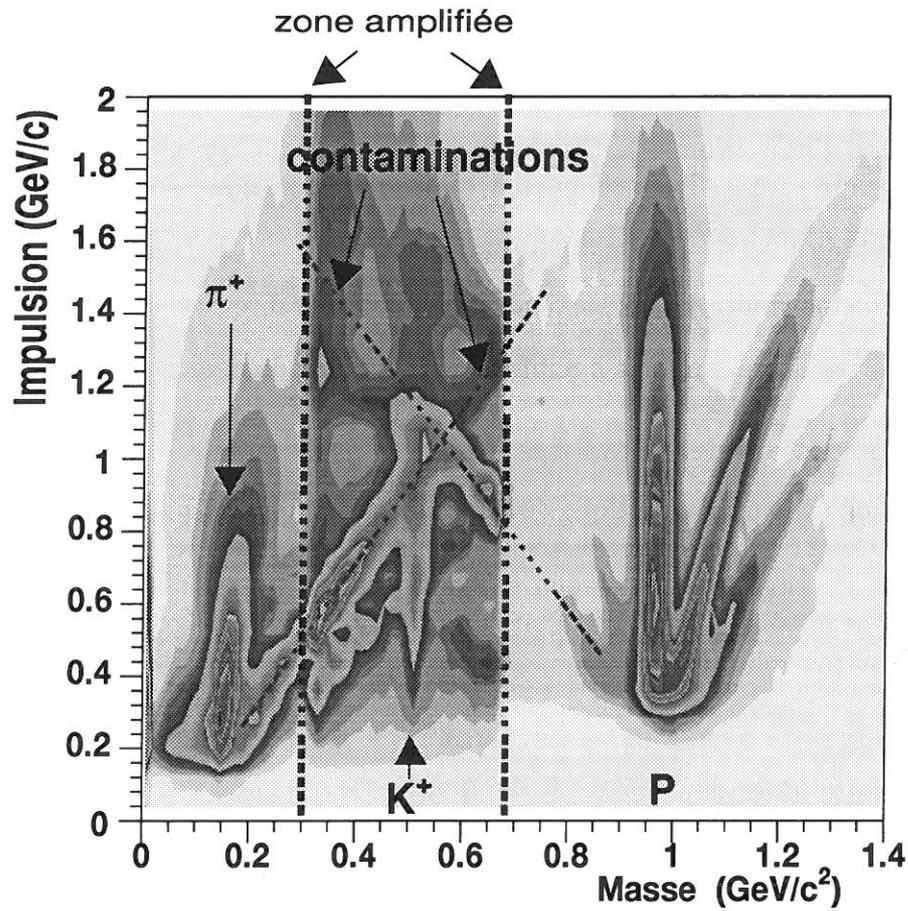


FIG. 6.3 - Spectre des masses reconstruites en fonction de l'impulsion. On voit apparaître des traînées verticales aux masses des pions, kaons et protons. Mais aussi des traînées latérales qui s'écartent des masses correctes et viennent notamment contaminer le signal des kaons.

6.3 Erreurs sur la mesure de la masse

Pour cela, on peut utiliser la formule de calcul de la masse présentée dans la section précédente et la dériver:

$$\frac{dM}{M} = \frac{dP}{P} + \left(\frac{P^2}{M^2} + 1\right) \cdot \frac{d\beta}{\beta}$$

6.3.1 Erreurs sur la mesure d'impulsion.

La mesure d'impulsion se fait à partir de la reconstruction de trajectoire dans les chambres à fils. Trois effets vont limiter la résolution expérimentale:

- La résolution spatiale des chambres à fils.
- La diffusion multiple des particules dans les chambres à fils.
- Les pertes d'énergie dans la cible et le compteur de départ.

Résolution spatiale des chambres à fils:

Parce que le champ magnétique de CLAS est inhomogène, un ajustement est fait sur les trajectoires reconstruites à partir d'une table générée par simulation. Ces trajectoires ne sont pas des arcs de cercle, néanmoins on peut supposer qu'elles s'en approchent. Impulsion et rayon de courbure sont alors reliés par la relation:

$$P \simeq .3B.R$$

(où le champ B est exprimé en Tesla, le rayon R en mètres, et l'impulsion P en GeV/c .)

Si l'on considère que le rayon de courbure est déterminé par la mesure de trois points dans chacune des régions de chambre à dérive, les points de la région 1 et la région 3 étant à une distance L d'environ 4 mètres, et le point de la région 2 s'écartant à une distance l de l'axe défini par les deux points extrêmes (figure 6.4), on peut montrer aisément que le rayon de courbure est donné par $R = \frac{(L/2)^2 + l^2}{2.l}$ qui s'approxime pour les grands rayons de courbure (grande impulsion P, et petit l) par $R \simeq \frac{L^2}{8.l}$, et donc: $\frac{dR}{R} \simeq \frac{dl}{l}$

$$\frac{dP}{P} = \frac{dR}{R} \simeq \frac{dl}{l} \simeq \frac{8.P.dl}{0.3 B.L^2}$$

Pour un champ de B de 1 Tesla, une résolution typique $dl = 200 \mu m$, une distance L entre la région 1 et la région 3 d'environ 4 mètres, on obtient la formule approximative:

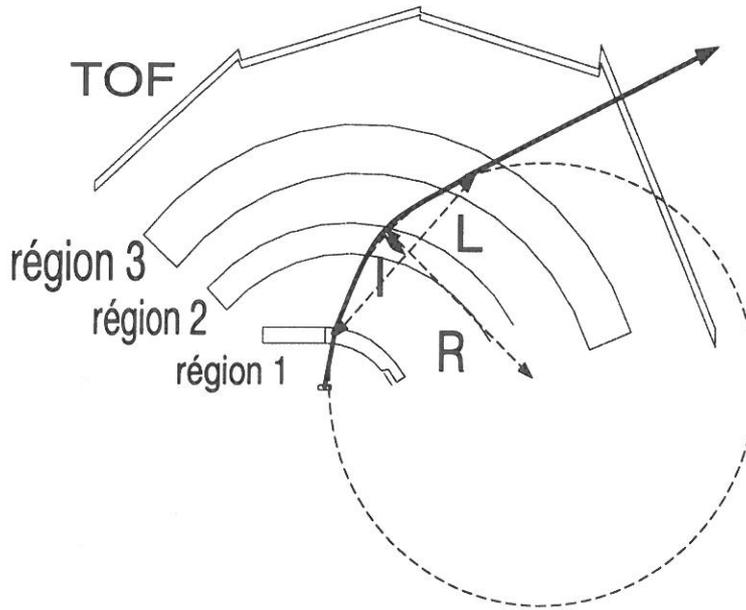


FIG. 6.4 - Mesure du rayon de courbure des trajectoires reconstruites par les chambres à fils.

$$\frac{dP}{P} \simeq 3.10^{-4} \cdot P$$

Même pour de grandes impulsions ($P = 6 \text{ GeV}/c$), cet effet est négligeable ($\frac{dP}{P} \simeq 0,2\%$)

Diffusion multiple dans les chambres à fils.

Les chambres à fils sont remplies d'un gaz, sur lequel les particules peuvent diffuser. Les zones comprises entre les différentes régions de chambres à fils sont constituées d'air. La dispersion angulaire qui en résulte peut jouer sur la précision de la mesure du rayon de courbure. L'erreur sur la mesure du rayon de courbure qu'elle entraîne est donnée par la formule [PDG] :

$$\delta \frac{1}{R_{ms}} \simeq \frac{0.016(\text{GeV}/c)}{L \cdot P \cdot \beta} \sqrt{\frac{L}{X_0}}$$

où L est la longueur de trajectoire, et X_0 est la longueur de radiation du milieu

$$\frac{\delta P}{P_{ms}} = \frac{\delta R}{R_{ms}} = R \delta \frac{1}{R_{ms}} \simeq \frac{P}{0.3B} \frac{\sqrt{P^2 + M^2}}{P^2} 5,3 \cdot 10^{-2} \frac{1}{\sqrt{L \cdot X_0}}$$

Dans notre cas, argon- CO_2 sur un tiers de la trajectoire et de l'air pour le reste, la longueur de radiation est d'environ 200 m, une trajectoire typique mesure 4 mètres, avec un champ de 1 Tesla, on obtient:

$$\frac{\delta P}{P_{ms}} = 2.10^{-3} \frac{\sqrt{P^2 + M^2}}{P}$$

Cette résolution diverge donc pour les petites impulsions, mais faiblement. Elle est seulement de 0,3 % lorsque $P = Mc$. Aux seuils de détection choisis dans notre analyse, elle est de 0,3 % pour les pions et 1% pour les kaons au seuil commun $P = 200 \text{ MeV}/c$. Elle est de 0,6% pour les protons au seuil $P = 300 \text{ MeV}/c$.

A grande impulsion, elle tend vers une limite de 0,2 % négligeable.

Perte d'énergie dans la cible, les parois de l'enceinte à vide et le compteur de départ.

Les particules produites dans la cible doivent, avant d'atteindre les chambres à dérive, traverser une partie de la cible, les parois de l'enceinte à vide en carbone, et les scintillateurs du compteur de départ. Ce faisant, elles perdent une partie de leur énergie, en particulier les particules massives de faible impulsion, et elles sont sujettes à de la diffusion multiple.

- Le premier effet va donc être un écart systématique entre la valeur de l'impulsion mesurée dans les chambres à fils et l'impulsion réelle de la particule au niveau du vertex. Cet effet est tout particulièrement sensible dans le cas du proton. On peut le voir lors de l'analyse du canal $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$. Les protons de basse impulsion perdent une partie de leur énergie et l'impulsion reconstruite dans les chambres à fils s'en trouve sous-estimée. Lorsqu'on essaie de reconstruire la masse manquante du π^0 , l'énergie du proton étant sous-estimé, la masse manquante correspondant au pion s'en trouve surestimée. C'est ce que l'on peut observer sur la figure 6.5.
- Cet effet peut être corrigé en valeur moyenne, néanmoins il suit une distribution statistique avec une largeur donnée qui va jouer sur la résolution de l'impulsion reconstruite. Cette perte de résolution due aux pertes d'énergie a été estimée à l'aide d'une simulation qui s'appuie sur la librairie GÉANT du CERN. A titre d'exemple, le résultat sur la résolution en impulsion pour les protons est résumé sur la figure 6.6.
- Le troisième effet, dû à la diffusion multiple va jouer sur la résolution de l'angle reconstruit. La même simulation a été utilisée pour l'étudier.

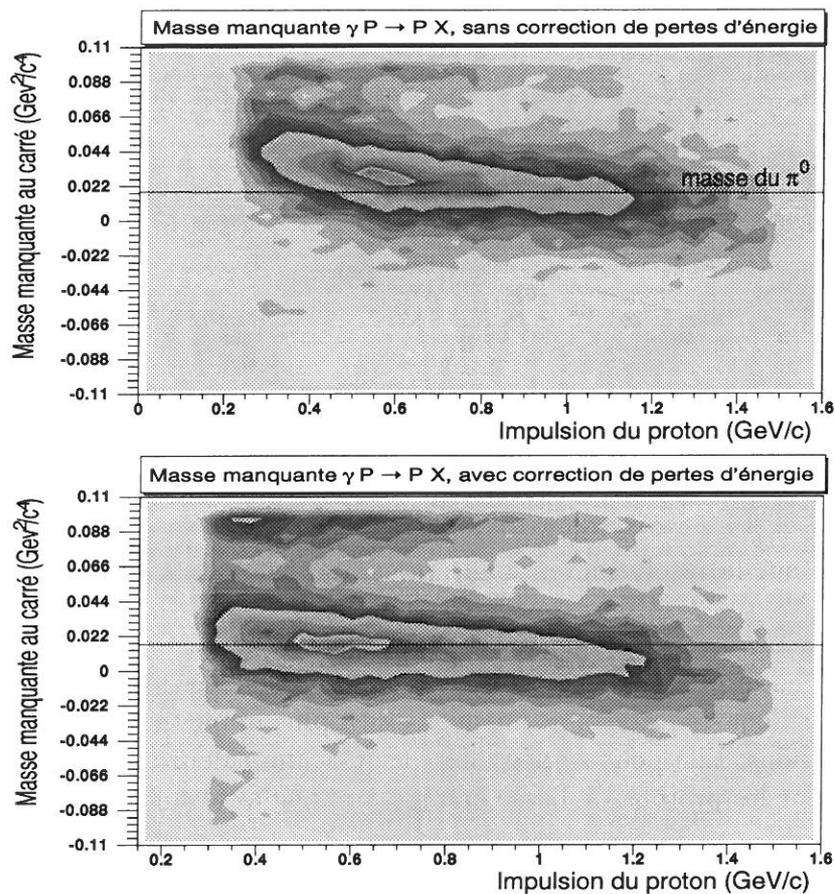


FIG. 6.5 - Masse manquante de la réaction $\gamma + p \rightarrow p + X$ en fonction de l'impulsion du proton dans l'état final. On voit clairement un signal correspondant au π^0 . En haut avant la correction des pertes d'énergie dans la cible, l'enceinte à vide et le compteur de départ. En bas après correction. On notera aussi que la résolution est moins bonne pour les basses impulsion du proton.

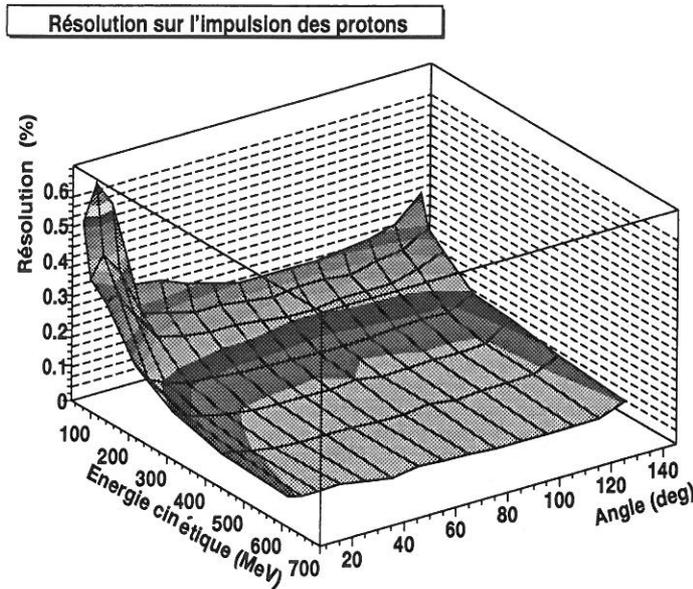


FIG. 6.6 - Résolution en impulsion des protons dp/p , en fonction de leur énergie cinétique et de leur angle polaire d'émission.

Le résultat sur la résolution en angle pour les protons est résumé sur la figure 6.7.

La résolution en impulsion est plus mauvaise pour les angles avant (Θ petit), pour lesquels l'épaisseur de cible à traverser est plus importante, et pour les faibles impulsions. Elle peut se dégrader jusqu'à une valeur significative de $\frac{\delta p}{p} = 0,5\%$ pour les protons de basse énergie aux angles avant.

Bilan

A basse impulsion, l'erreur sur la mesure de l'impulsion est dominée par les pertes d'énergie dans la cible qui affectent préférentiellement les particules lourdes, en particulier le proton. A grande impulsion l'erreur sur la mesure de l'impulsion tend vers une valeur faible de l'ordre de 0,5 %.

6.3.2 Erreurs sur la mesure de la vitesse.

La vitesse est le rapport entre la longueur de trace reconstruite et la mesure de temps de vol :

$$\beta c = \frac{L}{T_{oF}}$$

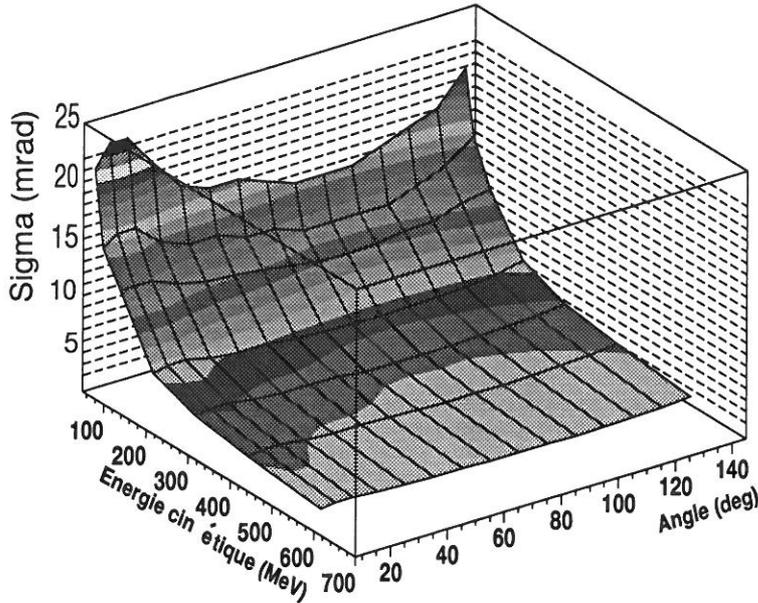


FIG. 6.7 - Incertitude (σ) sur la mesure de l'angle polaire reconstruit pour les protons, en fonction de leur énergie cinétique et de leur angle polaire d'émission.

Le temps de vol, (ToF) , est mesuré entre le point d'interaction dans la cible et les scintillateurs de temps de vol qui entourent CLAS.

Mesure de temps au vertex

Le temps d'interaction est obtenue à partir du signal RF provenant de la machine, de fréquence 499MHz , et enregistré dans des TDCs. Le paquet à l'origine du photon étiqueté est déterminé par une utilisation combinée du temps du compteur de départ et du temps fourni par l'étiqueteur, comme expliqué dans le chapitre sur la ligne de photons. Nous avons vu que la résolution en temps de ce signal est de 60 ps.

Ce temps RF est calibré comme le temps de passage du photon au centre de la cible. La cible mesure 17 cm de long, la réaction hadronique peut se produire donc en début de cible ou en fin de cible à un temps t légèrement décalé par rapport au temps de calibration du signal RF. On utilise l'information de reconstruction de trace, pour effectuer une dernière légère correction au temps RF, qui sera au maximum de 300 ps (temps de vol d'un photon sur 8,5 cm). L'erreur sur la détermination de la position du vertex peut entraîner une erreur sur la mesure de temps de vol. Nous l'avons estimé à l'aide d'une hypothèse très conservatrice. La position z a été calculée comme la position

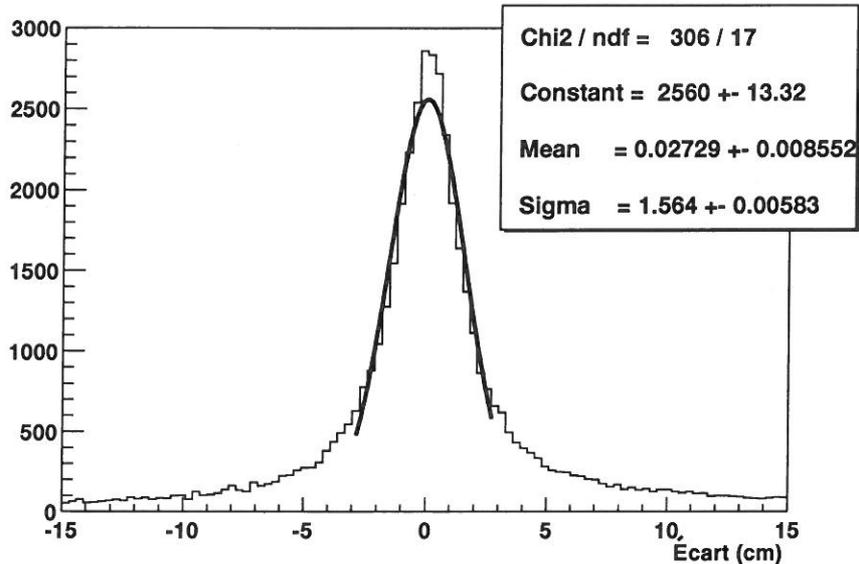


FIG. 6.8 - Écart types des positions z au vertex entre les différentes traces reconstruites dans un même événement.

z du point de passage de la trace au plus près de l'axe du faisceau. Cette hypothèse ne tient donc absolument pas compte de l'extension transverse de la cible de 4 cm. Nous avons ensuite calculé l'écart type entre les positions de toutes les particules identifiées, c'est à dire y compris les fortuits. Le résultat est montré figure 6.8. La résolution obtenue, de $\sigma = 1,5 \text{ cm}$ est bien plus mauvaise que celle obtenue avec un calcul soigné du vertex dans le cas d'une réaction clairement identifiée (la résolution en angle des chambres à fils est de 1 mrad, à 30 cm de la cible cela induit une erreur de l'ordre du millimètre). La dégradation induite sur la résolution de mesure de temps au vertex est de 50 ps.

En additionnant quadratiquement ces erreurs, on obtient une résolution sur la mesure de temps au vertex de l'ordre de 80 ps.

Mesure de temps d'arrivée

Le temps d'arrivée est mesuré grâce aux scintillateurs de temps de vol, placés tout autour de la dernière région de chambres à fils. La résolution en temps des scintillateurs de temps de vol est comprise entre 150 et 300 ps, et dépend de la taille du scintillateur [Smi99], comme nous l'avons vu dans le chapitre de description de CLAS.

Bilan sur la mesure de temps de vol

La résolution sur la mesure de temps de vol varie donc entre 170 ps pour les angles avant et 310 ps pour les angles arrières.

Longueur de trajectoire.

Nous avons majoré l'erreur que l'on peut faire sur la longueur de trajectoire par la taille du faisceau au niveau de la cible, qui est de 1,8 centimètres. Pour une longueur de trajectoire typique de 4 mètres, cela nous donne une erreur relative de l'ordre de 0,5 %.

Erreur finale sur la mesure de β

L'erreur relative sur la mesure de la vitesse s'écrit:

$$\frac{\delta\beta}{\beta} = \frac{\delta TOF}{TOF} + \frac{\delta L}{L} = \delta TOF \frac{c}{L} \cdot \frac{P}{\sqrt{P^2 + M^2}} + \frac{\delta L}{L}$$

Pour une longueur de trajectoire typique de 4 mètres, on obtient :

$$\frac{\delta\beta}{\beta} = 1,5\% \cdot \frac{P}{\sqrt{M^2 + P^2}} + 0,5\%$$

L'erreur relative sur la mesure du β varie de 1% à basse impulsion et tend vers une valeur limite de 2% à grande impulsion. Cette erreur sur la mesure du β sera cependant amplifiée à grande impulsion lorsqu'on voudra la traduire en terme de masse. (les β de particules de masses différentes tendent tous vers la même valeur limite de 1).

6.3.3 Conclusion

En regroupant les erreurs de mesure d'impulsion et de vitesse, on obtient:

$$\frac{dM}{M} = \frac{dP}{P} + \left(\frac{P^2}{M^2} + 1 \right) \cdot \left(0,5\% + 1,5\% \cdot \frac{P}{\sqrt{M^2 + P^2}} \right)$$

A basse impulsion, la résolution en masse est bonne pour les kaons:

$$\left. \frac{dM}{M} \right|_K (P = 500 \text{ MeV}/c) = 0,5\% + 4\% = 4,5\%$$

(où la contribution de 0,5% provient essentiellement de l'erreur sur la mesure de l'impulsion due aux pertes d'énergie dans la cible, et la seconde provient de l'erreur sur la mesure de temps de vol amplifiée par le coefficient $(1 + \frac{P^2}{M^2})$).

Elle est plus mauvaise pour les pions, du fait de leur petite masse:

$$\left. \frac{dM}{M} \right|_{\pi} (P = 500 \text{ MeV}/c) = 0,3\% + 34\% = 34,3\%$$

(où la contribution de 0,3% provient de l'erreur sur la mesure de l'impulsion et la contribution de 34% provient de l'erreur sur la mesure de temps de vol fortement amplifiée par le coefficient $(1 + \frac{P^2}{M^2})$).

Pour le proton la résolution à basse impulsion est moins bonne que pour le kaon (malgré sa plus grande masse) en raison de la mauvaise mesure de l'impulsion due aux pertes d'énergies dans la cible, les parois de l'enceinte à vide et les scintillateurs du compteur de départ.

A grande impulsion la résolution se dégrade car l'erreur sur la mesure du β se trouve amplifiée par le facteur $\frac{E^2}{M^2}$ et tend asymptotiquement vers:

$$\frac{dM}{M} = 3\% + 2\% \cdot \frac{P^2}{M^2}$$

(On comprend facilement que lorsque le temps de vol est très proche du temps de vol d'une particule relativiste, une toute petite erreur sur cette mesure aura une répercussion importante sur la valeur de la masse reconstruite.)

à $P = Mc$ elle est de 6%,

à $P = 7.M_{\pi}.c = 970 \text{ MeV}/c$ il n'est plus possible de distinguer un pion d'un électron. A $P = 7.M_K.c = 3,4 \text{ GeV}/c$ il n'est plus possible de distinguer un kaon d'un électron.

6.4 Coupure sur les masses.

Les coupures sur les masses, de largeurs variables avec l'impulsion, qui ont été appliquées sont présentées sur la figure 6.9.

Ces coupures ont deux effets:

- Au niveau des particules individuelles, elles permettent d'éliminer tous les coups qui sont de manière évidente des fortuits, ou incohérents. Mais à ce niveau par exemple, elles ne permettent pas d'éliminer la contamination sous le signal des kaons provenant des pions et des protons fortuits, qui sont soulignés sur la figure 6.9 par des lignes tiretées.
- Lorsque l'état final comporte plusieurs particules détectées (c'est notre cas puisque l'objectif est de détecter un proton et un K^+), l'effet de ces coupures est beaucoup plus efficace pour éliminer les coups fortuits sous le signal du kaon. En effet, si un coup identifié dans la coupure sur le kaon est en fait un pion fortuit engendré par un paquet de faisceau

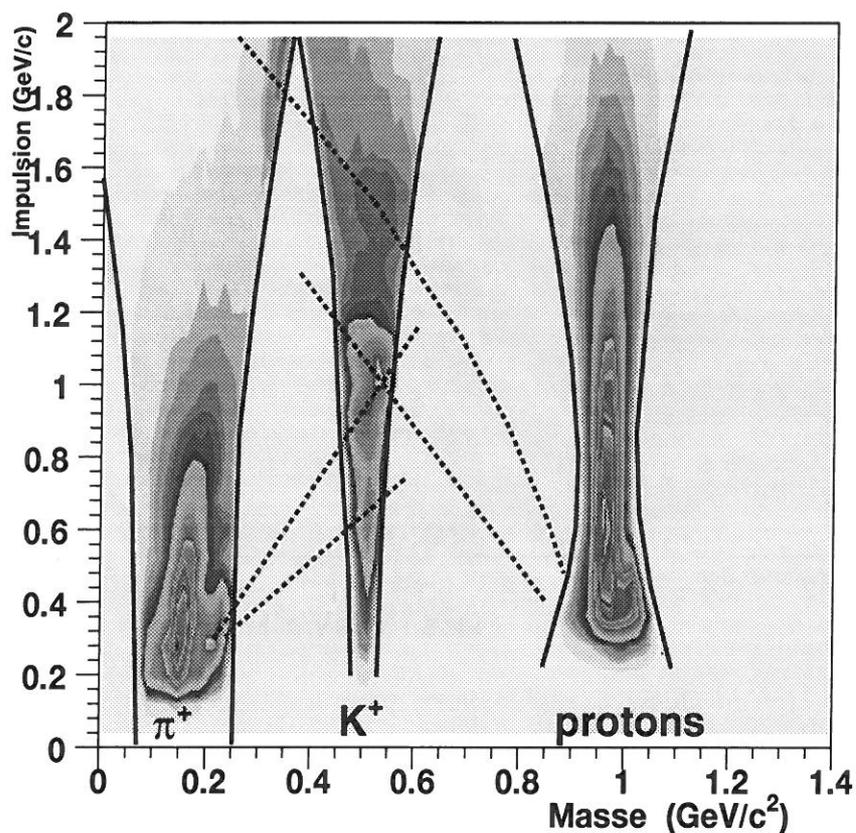


FIG. 6.9 - Les coupures sur les masses appliquées sont représentées par les lignes pleines. La largeur de la coupure croît comme le carré de l'impulsion. On remarquera à petite impulsion un élargissement de la coupure sur le proton due aux pertes d'énergies dans la cible et les parois de l'enceinte à vide. Les lignes tiretées soulignent les traces de contamination à l'intérieur de la coupure sur les kaons provenant des pions et protons fortuits.

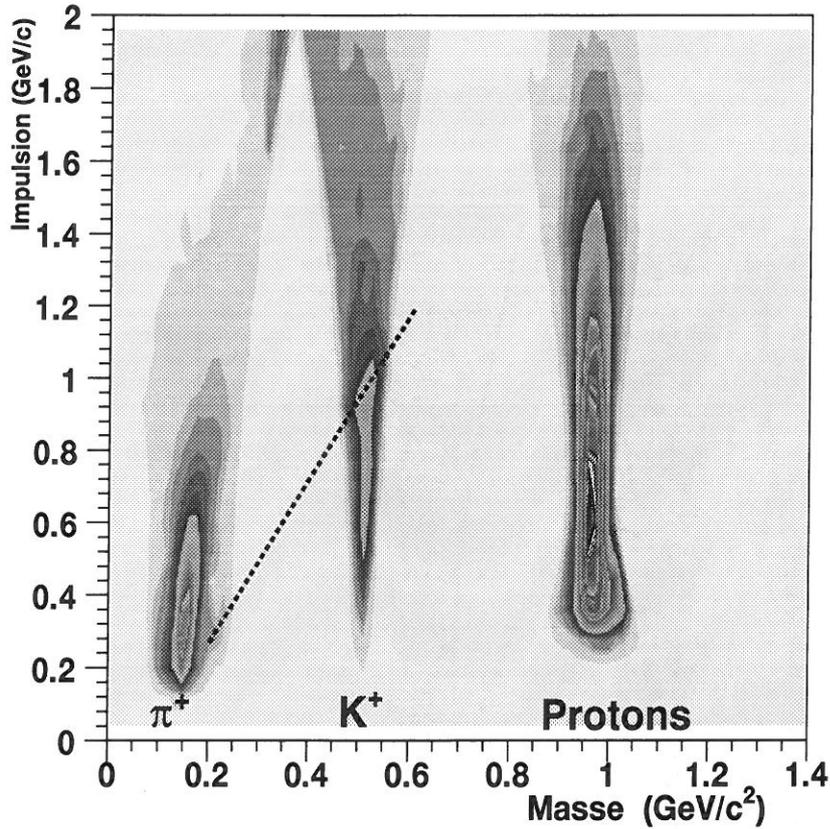


FIG. 6.10 - *Spectre de masse après coupure, pour les événements comprenant un proton. La contamination dans la coupure sur les kaons a fortement diminuée. Seule subsiste de manière visible une légère contamination due au pions.*

adjacent, l'erreur sur la mesure de temps de vol se répercutera aussi sur la reconstruction de la masse du proton. Le fait d'imposer une coupure sur le proton nous permettra alors d'éliminer ce coup. Sur la figure 6.10 est représenté le même spectre, pour des événements pour lesquels au moins un coup est tombé à l'intérieur de la coupure sur le proton. On voit que la contamination due aux pions et aux protons sous le signal des kaons est fortement réduite, seule subsiste une légère contamination des pions (soulignée par une ligne tiretée).

Lorsque le spectre est nettoyé de cette manière en ne sélectionnant que les événements contenant un proton, il devient possible d'ajuster la masse des

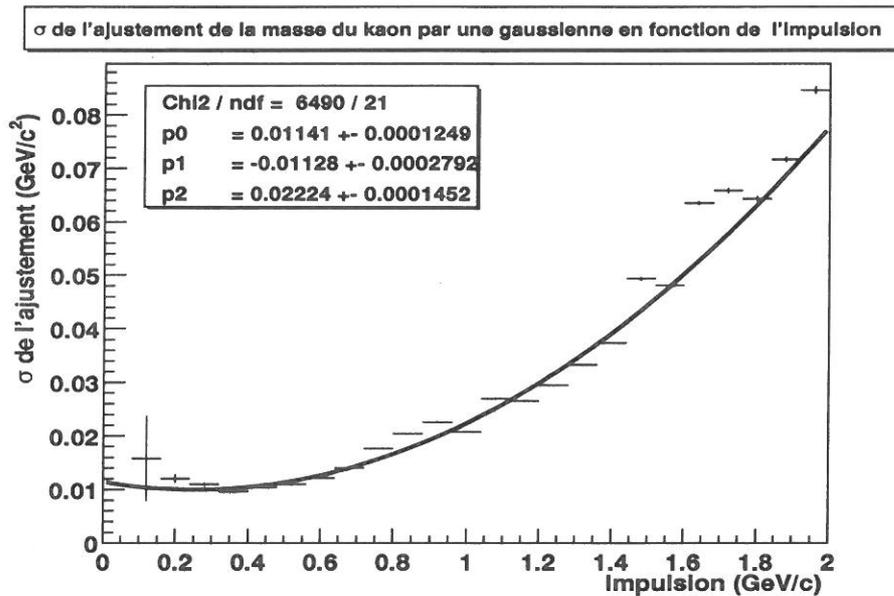


FIG. 6.11 - Évolution du sigma de l'ajustement de la masse du kaon par une gaussienne, en fonction de son impulsion

kaons par exemple par une gaussienne pour différentes bandes en impulsion. On peut alors observer comment varie le sigma de cette gaussienne et vérifier que la résolution en masse diverge bien comme le carré de l'impulsion, comme nous l'avons établi précédemment. Le résultat est montré sur la figure 6.11.

Il est possible d'effectuer le même type d'analyse aux protons et aux pions. Les coupures qui ont été choisies en final étaient placées à 4σ , assurant ainsi que 99% des kaons sont détectés.

6.4.1 Identification ambiguë .

Au delà d'une impulsion de $2 \text{ GeV}/c$, les coupures se rejoignent. Il apparaît alors des zones dans lesquelles l'identification de la particule est ambiguë. Lorsqu'un coup tombe à l'intérieur d'une de ces zones, l'algorithme d'analyse conserve toutes les hypothèses possibles. Par exemple, si deux traces sont reconstruites, dont l'une peut être identifiée comme un pion ou un kaon, et la seconde comme un kaon ou un proton, quatre hypothèses sont retenues: πK , πp , KK et Kp (Etoiles noires sur la figure 6.12)

Toutes ces hypothèses vont être testées au moment de l'identification du canal, en jouant sur les contraintes cinématiques, pour rejeter l'événement, ou, sélectionner une hypothèse qui semble concorder avec le canal recherché.

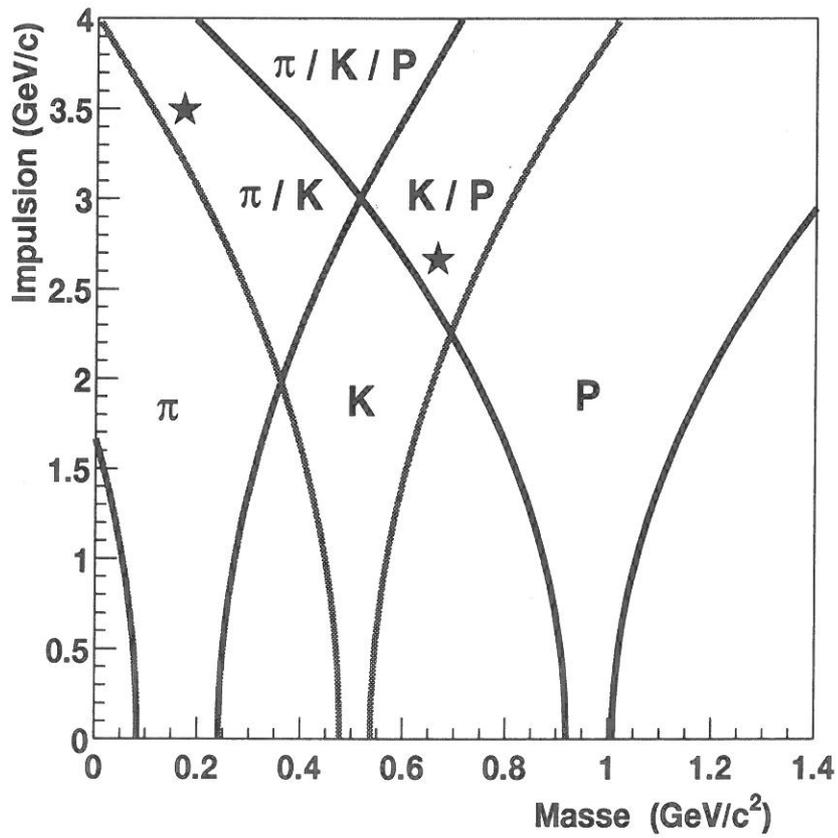


FIG. 6.12 - Courbes de coupure sur les masses. Lorsque deux courbes se rejoignent, il y a ambiguïté sur le type de la particule, les deux hypothèses sont alors testées et confrontées à la cinématique de notre état final.

6.5 Canal pK^+K^- .

Comme nous l'avons indiqué précédemment, la stratégie adoptée pour isoler l'état pK^+K^- est d'identifier le proton et le K^+ par mesure de temps de vol, et d'identifier le K^- , connaissant l'énergie du photon incident par la technique de masse manquante.

On remarquera en particulier, qu'aucune sélection n'est faite en se basant sur le nombre de traces reconstruites, car plusieurs circonstances peuvent produire des traces additionnelles en sortie du programme de reconstruction standard de CLAS:

- Le bruit de fond électromagnétique ambiant peut produire des traces décorréélées des réactions hadroniques qui peuvent induire en erreur le programme de reconstruction.
- En addition à la vraie coïncidence, des réactions fortuites peuvent se produire issues d'un paquet voisin, auquel cas elles pourront être en partie éliminées grâce aux coupures sur les masses, voire même, du même paquet (photon non étiqueté de basse énergie), auquel cas les coupures sur les masses sont inopérantes.
- Dans le cas de trajectoires proches, le programme de reconstruction de trajectoire peut se trouver incapable de lier avec certitude chacun des segments reconstruits dans chacune des régions de chambre à fils. Il reconstruit alors autant de traces qu'il y a de manière de lier les segments, certaines étant bien évidemment erronées.

Pour toutes ces raisons, il est incorrect de rejeter un événement sous prétexte qu'il contient plus de deux traces chargées positivement. Inversement, si le proton et le K^+ correspondant à une bonne réaction sont isolés, il sera possible de reconstruire la masse manquante du K^- et d'ignorer les traces parasites. La manière correcte de procéder est donc d'identifier un proton et un K^+ parmi toutes les traces, et connaissant l'énergie du photon, tester si la masse manquante du système est celle du K^- .

La première étape de l'analyse consiste donc à sélectionner les événements dont une hypothèse d'identification de particules au moins (parmi les différents choix dus aux ambiguïtés à grande impulsion) contient un proton et un K^+ . Dans le cas où plusieurs hypothèses sont possibles, celle dont la masse manquante $\gamma p \rightarrow pK^+X$ est la plus proche de la masse d'un kaon est conservée.

Pour calculer cette masse manquante, aux deux trajectoires identifiées pour le proton et kaon, nous associons l'impulsion mesurée dans les chambres

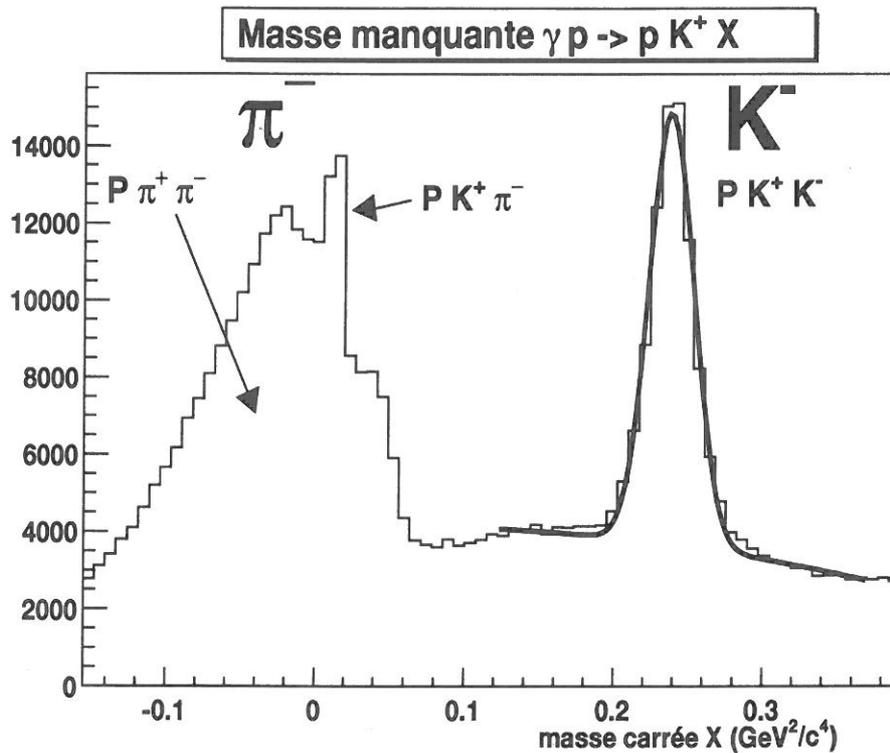


FIG. 6.13 - Masse manquante au carré des événements $\gamma p \rightarrow pK^+ X$.

à fils et la *masse exacte* de la particule. Cette méthode permet d'éliminer la perte de résolution due à la mesure de la vitesse, seul subsistent les fluctuations sur la mesure d'impulsion.

Ici encore, les erreurs systématiques sur la mesure de l'impulsion, dues à une connaissance imparfaite du champ magnétique de CLAS, et de la position et de l'alignement des chambres, n'est pas à un problème. En effet malgré un écart systématique de quelques pourcent sur sa masse il est toujours possible d'identifier très clairement le K^- . Ce qui compte ici est d'avoir une résolution aussi bonne que possible afin de pouvoir extraire au mieux le signal du K^- du bruit de fond.

La masse manquante au carré des événements sélectionnés est montrée sur la figure 6.13.

- Le signal du K^- est clairement visible. Son ajustement par une gaussienne le place à une masse de $487,8 MeV/c^2$, soit une erreur relative de 2,5 % qui est meilleure que celle que nous avons pour l'identification directe.
- Autour, et sous le signal du K^- se trouve un important bruit de fond,

provenant des états finals de multiplicité supérieure, ou correspondant au cas où le K^+ a été incorrectement identifié (il s'agit en fait d'un pion ou d'un proton).

En particulier, on peut apercevoir pour des valeurs de masse manquante proches de 0 ou négatives une structure qui a deux origines:

- La partie de ce signal qui est large et négative provient du cas où la particule sélectionnée dans la coupure sur le K^+ n'est pas en réalité un kaon mais un pion. Ce signal large est donc en fait le signal des π^- dans l'état final $p\pi^+\pi^-$, qui apparaît à une masse incorrecte (négative) du fait que pour reconstruire cette masse manquante on a attribué au π^+ détecté la masse d'un kaon.
- Au dessus de cette bosse large apparaît un signal étroit à la masse du pion. Cette fois-ci il s'agit réellement du signal du π^- de l'état final $pK^+\pi^-$. La contribution principal à cet état final est le canal $\gamma p \rightarrow \Lambda K^+$, le $\Lambda(1115)$ décroissant en $p\pi^-$ dans 63% des cas.

On peut s'en rendre compte plus facilement si l'on trace la même distribution en fonction de la distribution obtenue en attribuant aux particules placées dans la coupure sur le K^+ la masse d'un pion. On voit alors apparaître la signature des trois états finals ($p\pi^+\pi^-$, $p\pi^+K^-$ et pK^+K^-) (figure 6.14).

A l'aide des événements contenus dans une coupure sur le pic du K^- , on peut tracer le diagramme de Dalitz de masse invariante pK^- en fonction de la masse invariante K^+K^- , présenté sur la figure 6.15. On voit apparaître à la fois le signal du ϕ et du $\Lambda^*(1520)$, ce dernier décroissant en partie en K^+K^- . On notera en particulier que dans le cas où la paire K^+K^- est issue du méson ϕ , la masse invariante pK^- (ou, de façon équivalente pour cet état final, la masse manquante $\gamma p \rightarrow K^+Y$) est toujours supérieure à $1,6 \text{ GeV}/c^2$ (ligne hachurée à la masse carrée $2,56 \text{ GeV}^2/c^4$ sur la figure).

Il est donc possible d'appliquer une coupure sur la masse manquante de la réaction $\gamma p \rightarrow K^+X$, pour lui imposer d'être supérieure à $1,6 \text{ GeV}/c^2$, on élimine de cette manière la contribution du $\Lambda^*(1520)$, mais aussi et surtout la contribution provenant du $\Lambda(1115)$, et une partie de la contamination $p\pi^+\pi^-$ contribuant au bruit de fond. Cette coupure permet alors de nettoyer assez efficacement le bruit de fond sous le signal du K^- , on peut s'en rendre compte sur la figure 6.16.

Le signal des π^- a fortement diminué, ainsi que le bruit de fond sous le K^- , ce qui va permettre de soustraire avec une meilleure précision la contribution du bruit de fond.

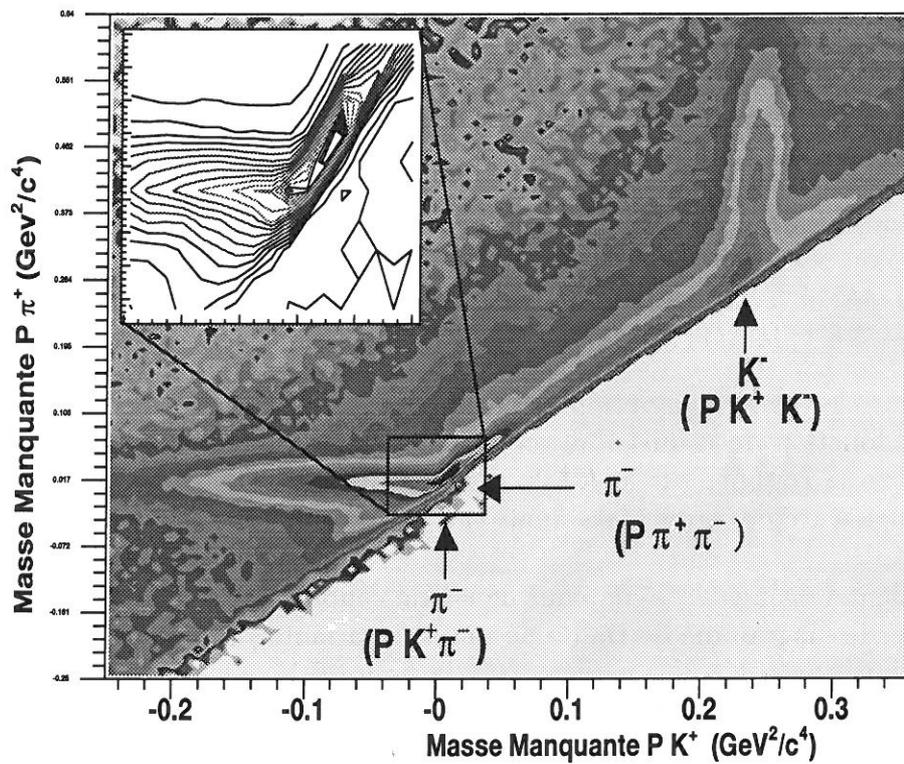


FIG. 6.14 - Masse manquante au carré des événements $\gamma p \rightarrow p(K)^+ X$, où (K) est une particule tombant dans la coupure sur le K^+ où le calcul est effectué en lui attribuant la masse d'un kaon sur l'axe des abscisses, et la masse d'un pion sur l'axe des ordonnées.

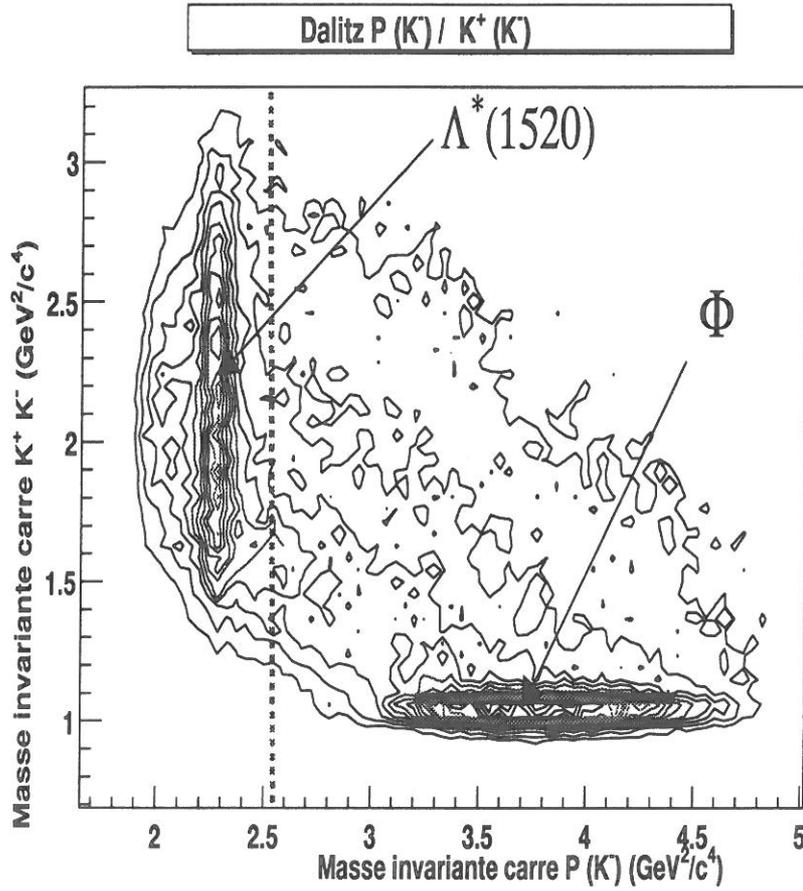


FIG. 6.15 - Diagramme de Dalitz pour le canal $\gamma p \rightarrow p K^+ K^-$. La masse invariante pK^- est représentée en abscisse et la masse invariante K^+K^- en ordonnée. L'intensité du signal est figurée par des lignes de niveau.

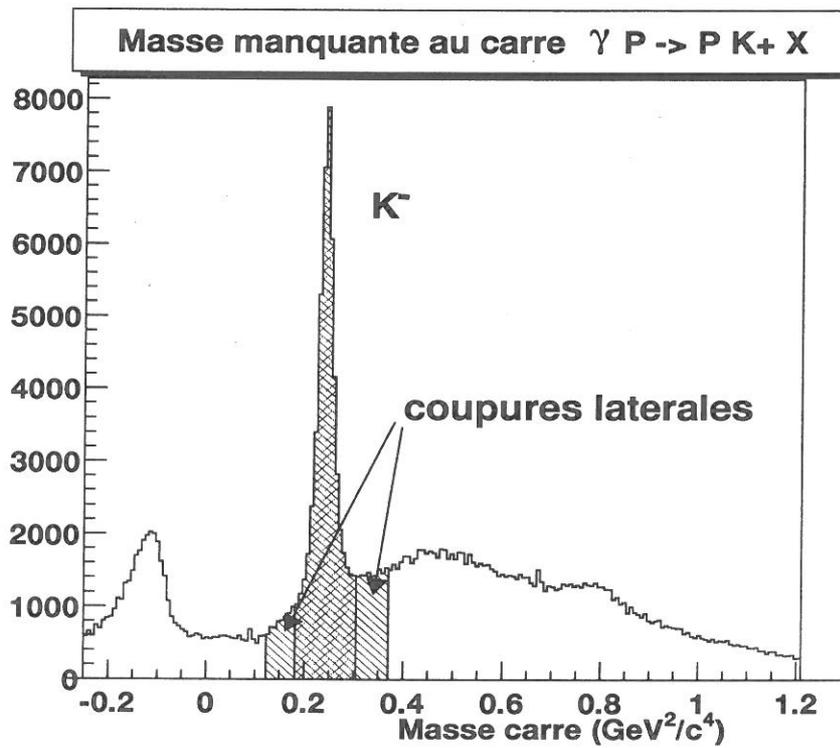


FIG. 6.16 - Masse manquante au carré des événements $\gamma p \rightarrow p K^+ X$, en appliquant une coupure sur la masse manquante de la réaction $\gamma p \rightarrow K^+ Y$

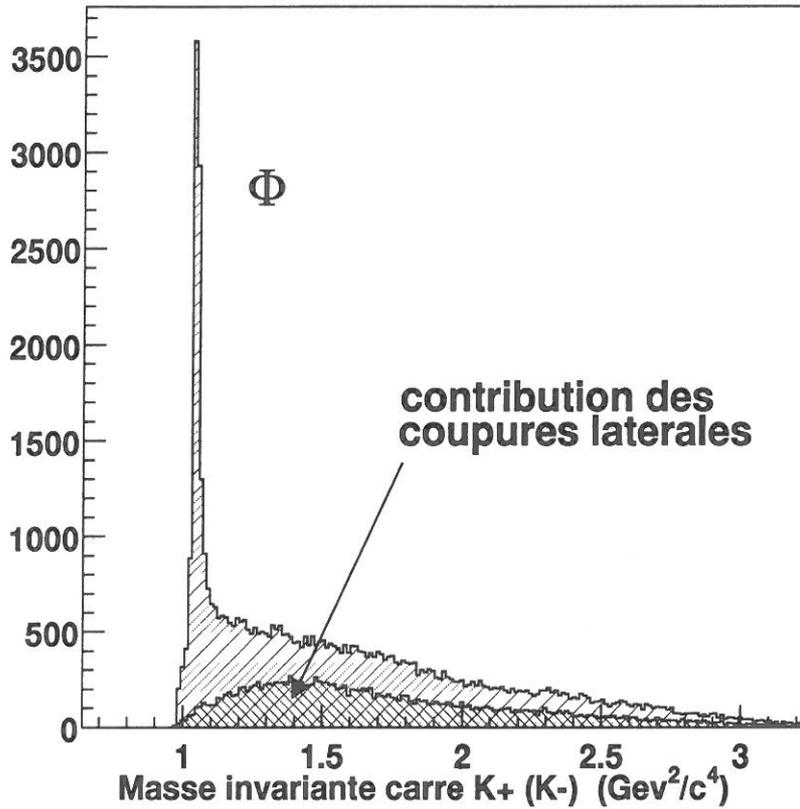


FIG. 6.17 - Distribution en masse invariante $K^+(K^-)$ pour les coups tombant dans la coupure sur le K^- (simple hachure) et pour les coups tombant dans les coupures latérales (double hachure).

Nous avons effectué une coupure à 4σ sur le signal du K^- , soit une largeur de $0,06 (GeV/c^2)^2$, pour identifier le canal pK^+K^- . Pour évaluer la contribution du bruit de fond, nous avons utilisé des coupures latérales symétriques, dont la somme des largeurs est égale à la largeur de la coupure sur le signal (figure 6.16).

Pour l'ensemble des coups tombant dans la coupure sur le K^- , afin d'améliorer la résolution de notre analyse, nous avons assigné à l'impulsion manquante de l'état final pK^+X la masse d'un kaon, pour constituer une particule que l'on peut noter " (K^-) ".

La distribution en masse invariante $[K^+(K^-)]$ obtenue avec cette méthode est montrée figure 6.17. On voit clairement apparaître le signal du ϕ .

Pour estimer la contribution du bruit de fond, qui ne correspond pas

à un état final pK^+K^- , nous avons appliqué aux coups tombant dans les coupures latérales la même procédure. La distribution obtenue à partir des bandes latérales est montrée sur la figure 6.17.

- Elle ne laisse apparaître aucun signal à la valeur du ϕ ce qui nous conforte dans le fait que la coupure sur le K^- est suffisamment large et ne rejette pas de bons événements. Pour nous en assurer, nous avons cependant effectué une seconde analyse en doublant la taille de la coupure sur le K^- (et sur les coupures latérales), et nous avons vérifié que les résultats finals étaient consistants.
- On remarquera d'autre part que la contribution des bandes latérales est faible sous le signal du ϕ . Ceci vient de ce que la masse du ϕ ($1020 \text{ MeV}/c^2$) est très proche du seuil de production de deux kaons ($987 \text{ MeV}/c^2$), et donc dans une région où le volume d'espace des phases est petit. En attribuant à une trace d'impulsion aléatoire la masse d'un kaon, la probabilité que la masse invariante du système $K^+(K^-)$ soit celle d'un méson ϕ est faible. La cinématique de la réaction nous est donc très favorable, car elle minimise les erreurs lors de la soustraction de la contribution des bandes latérales.

Il suffit de soustraire ces deux distributions, pour obtenir la distribution présentée figure 6.18, pour laquelle la contribution des états finals autres que pK^+K^- a été éliminée.

Pour cette soustraction, en réalité deux méthodes ont été testées:

- Dans le premier cas, la contribution des coupures latérales a été soustraite directement.
- Dans la seconde approche, les signaux du K^- et du bruit de fond ont été ajustés à l'aide d'une gaussienne et d'un polynôme du second degré. La contribution du bruit de fond provenant des coupures latérales a ensuite été corrigée d'un facteur correspondant au rapport de l'intégrale du polynôme sur la coupure centrale et sur les coupures latérales, ceci afin de tenir compte de la variation au second ordre du bruit de fond sous le signal du K^- .

La première méthode donne de meilleurs résultats. On peut le comprendre en remarquant que la contribution du bruit de fond sous le signal du K^- varie en fait en fonction de la masse invariante $[K^+(K^-)]$. Il n'est donc pas correct de s'appuyer sur un ajustement qui intègre ce bruit de fond sur l'ensemble des valeurs de masse invariante $[K^+(K^-)]$ pour soustraire à une valeur de masse invariante donnée la contribution des bandes latérales. Une méthode

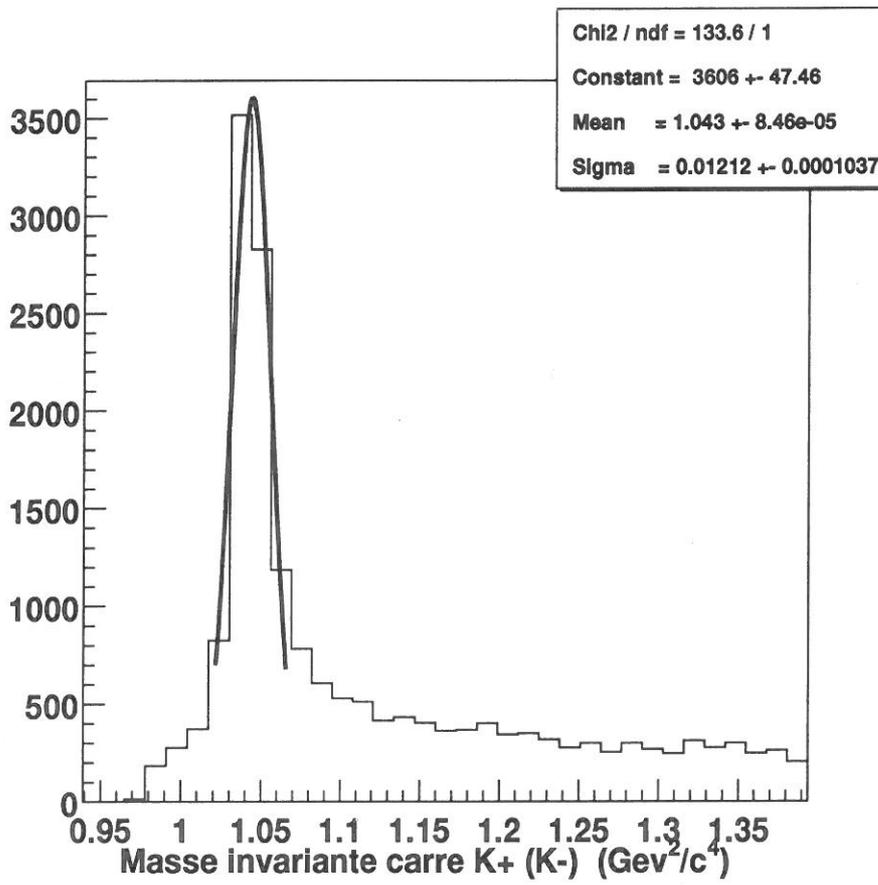


FIG. 6.18 - Distribution en masse invariante $K^+(K^-)$ après soustraction de la contribution du bruit de fond.

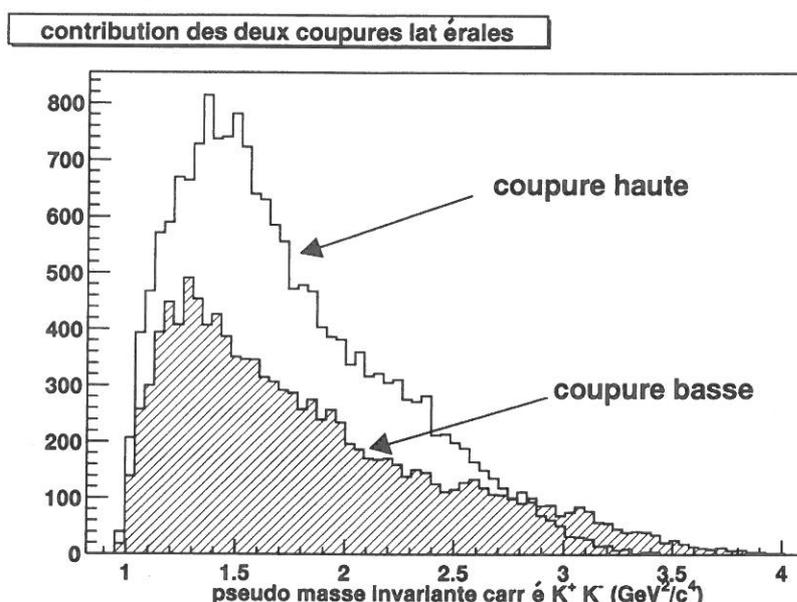


FIG. 6.19 - Distribution de "pseudo" masse invariante $[K^+(K^-)]$ pour les deux bandes latérales (masses supérieures à la masse du K^- et inférieures à la masse du K^-). La contribution de la bande de masses inférieures est moins importante que celle de masses supérieures. Aucune structure douteuse n'est visible.

exacte consisterait à ajuster la contribution des bandes latérales pour chaque valeur de masse invariante $[K^+(K^-)]$, mais elle est inapplicable en raison de la faible statistique. La méthode la plus sûre reste donc de soustraire avec un poids de 1 la contribution des bandes latérales.

La soustraction des bandes latérales est une étape délicate de l'analyse car pour toutes les distributions que nous allons obtenir, il faut se convaincre que la contribution des bandes latérales reproduit bien celle qui provient du bruit de fond qui se trouve sous le pic du K^- . Une manière de s'en assurer est par exemple de comparer la contribution des deux bandes latérales. Ces deux contributions sont montrées sur la figure 6.19. Comme cela était prévisible à la vue de spectre de masse manquante $\gamma p \rightarrow pK^+X$, la contribution de la bande de masses inférieures au K^- est moins importante que celle de masses supérieures. Aucune structure douteuse n'est cependant visible, et l'on peut donc supposer que l'extrapolation linéaire que nous effectuons pour estimer la contribution du bruit de fond sous le pic du K^- est légitime.

Pour tester la sensibilité de cette méthode au choix des bandes latérales, nous avons utilisé une coupure sur les bandes latérales deux fois plus étroite, sélectionnant les coups les plus proches de la masse du K^- , et soustrayant

leur contribution avec un poids double. Nous avons aussi utilisé des bandes latérales plus éloignées du pic du K^- . Ces mesures n'ont pas montré de déviation significative par rapport au choix initial.

En final, nous obtenons donc une sélection d'événements pK^+K^- . La distribution de la masse invariante $[K^+K^-]$ (figure 6.18) montre un signal du ϕ très clair, à une valeur de $1021,3 \text{ MeV}/c^2$ (erreur de 0,4%) au dessus d'un continuum K^+K^- non-résonant.

On peut en dernier lieu se convaincre une seconde fois que la coupure à $1,6 \text{ GeV}$ sur la masse manquante de la réaction $\gamma p \rightarrow K^+Y$ n'a aucune incidence sur le signal du ϕ . Cela est visible sur la figure 6.20 qui présente la distribution en masse invariante K^+K^- avant et après cette coupure. Le signal reste inchangé pour les masses invariantes proches de la masse du ϕ , tout simplement parce que la configuration (masse invariante $K^+K^- < 1,1 \text{ GeV}/c^2$ et masse invariante $pK^- < 1,6 \text{ GeV}/c^2$) est cinématiquement impossible à nos énergies. La contribution du $\Lambda^*(1520)K^+$, qui est éliminée par cette coupure, n'affecte donc le continuum non-résonant K^+K^- que pour des masses clairement supérieures à la masse du ϕ .

6.6 Mesure du canal $\gamma p \rightarrow p\phi$ en fonction du moment transféré.

La distribution de masse invariante K^+K^- a été déterminée pour différentes valeurs du moment transféré, avec une division en 8 canaux en t (figure 6.21) Le signal du ϕ est clair jusqu'aux plus grandes valeurs de t .

Pour mesurer l'amplitude de ce signal, et notamment l'extraire du continuum non-résonant K^+K^- , deux hypothèses extrêmes ont été utilisées:

- Dans le premier cas, le signal a été ajusté par une gaussienne et une marche étalée, au niveau du seuil de production K^+K^- , en prenant comme hypothèse simpliste que le bruit de fond est plat sous le signal du ϕ . (figure 6.21).
- Dans le second cas, le signal du bruit de fond est plus sophistiqué; il est la somme d'une distribution d'espace de phase pur, et de la queue d'une Breit-Wigner située à la masse du f_0 et du a_0 (980 MeV). Le f_0 et le a_0 sont des résonances scalaires dont la masse est sous le seuil de production K^+K^- mais dont la largeur est telle ($40 \text{ MeV} < \Gamma < 100 \text{ MeV}$) que leur décroissance en deux kaons est possible (figure 6.22).

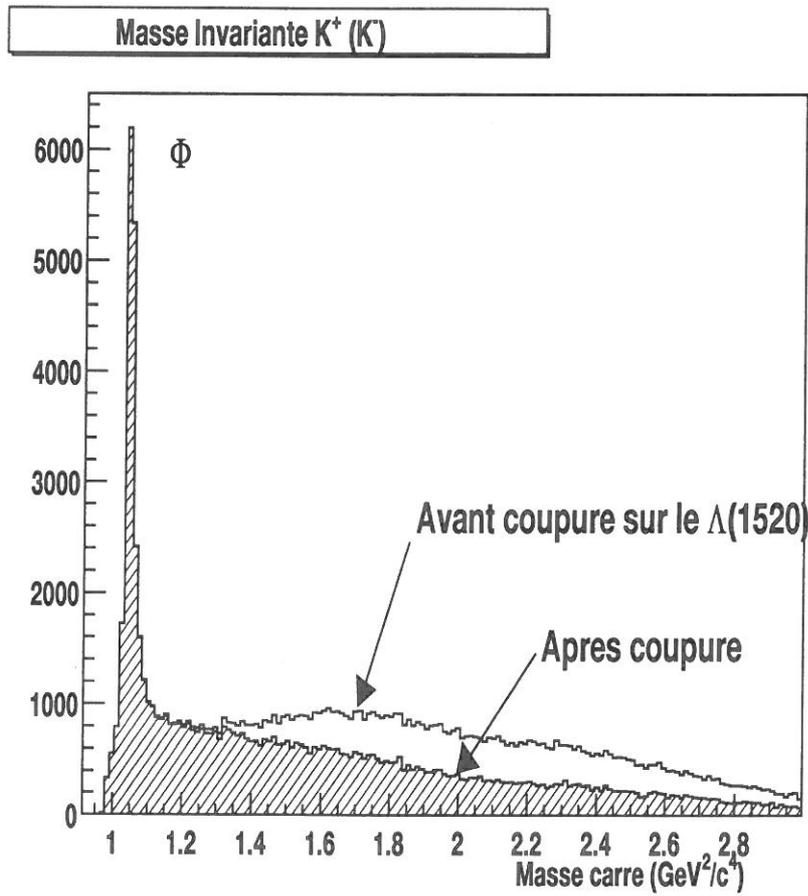


FIG. 6.20 - Distribution de masse invariante K^+K^- , avant et après la coupure sur la masse manquante $\gamma p \rightarrow K^+Y$ à $1,6 \text{ GeV}/c^2$.

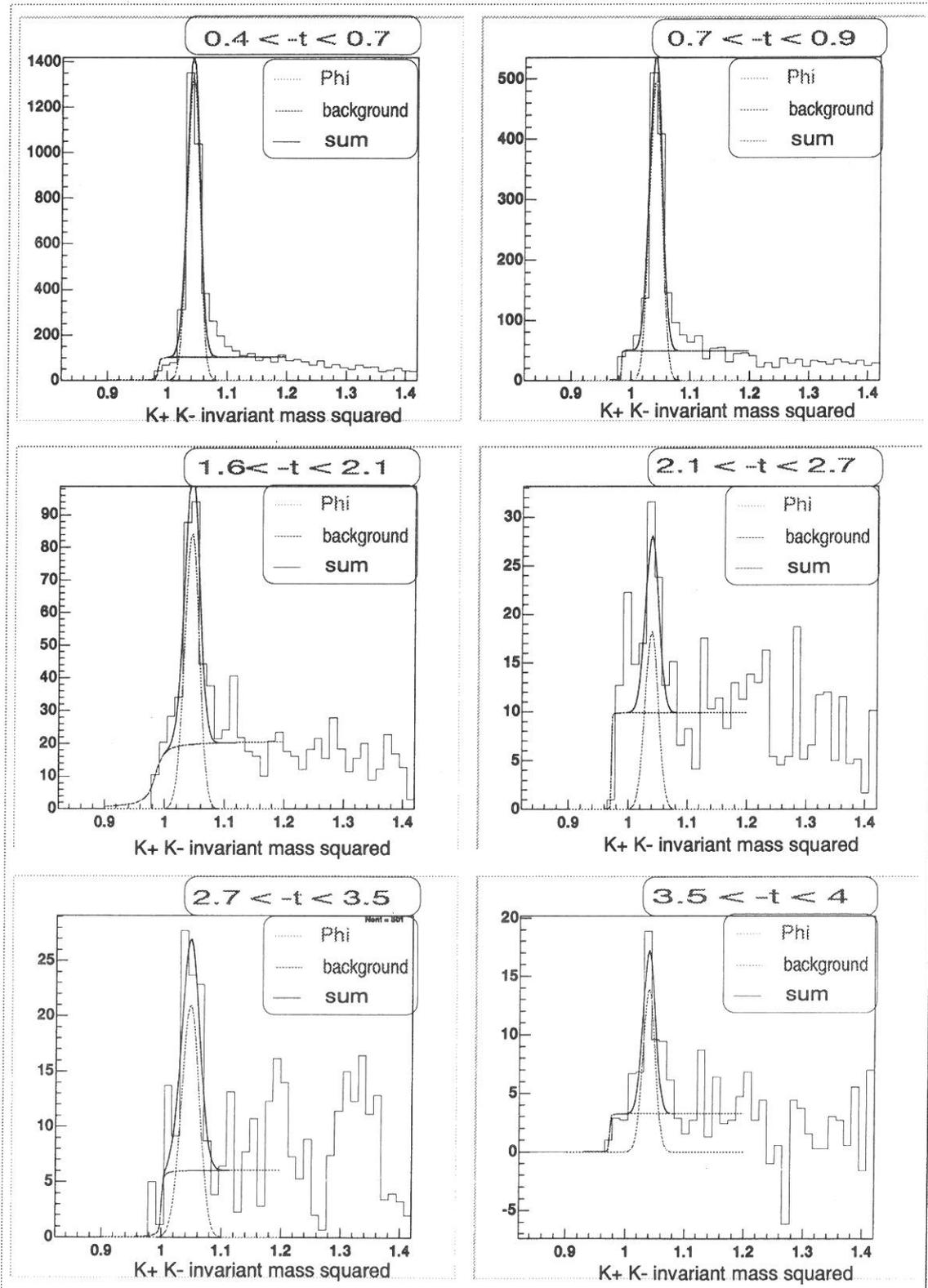


FIG. 6.21 - Évolution en fonction de t du signal du ϕ . Le bruit de fond est ajusté à l'aide d'une constante.

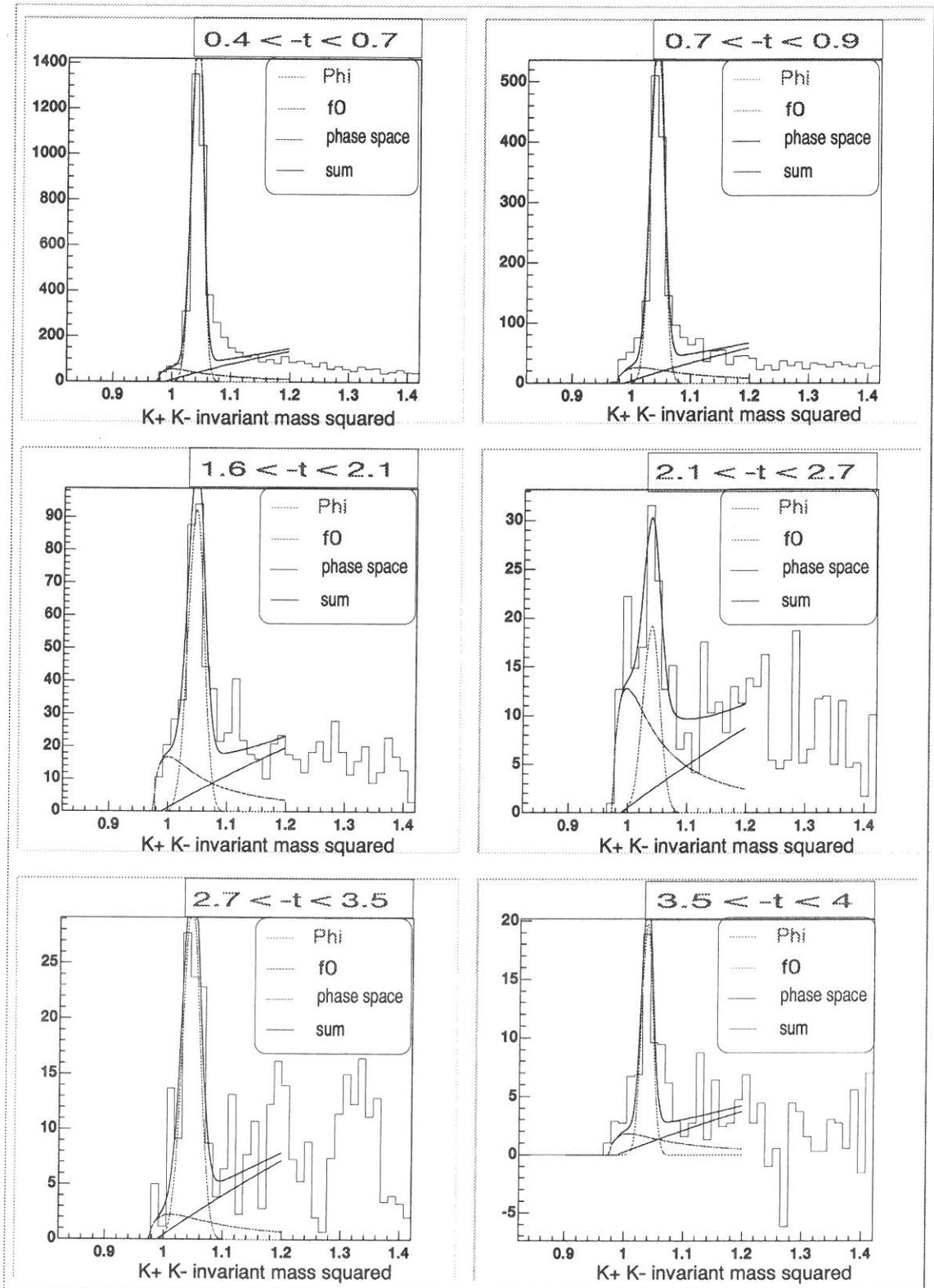


FIG. 6.22 - Évolution en fonction de t du signal du ϕ . Le bruit de fond est ajusté à l'aide d'une contribution d'espace des phases et d'une contribution des résonance f_0 et a_0 .

6.6. MESURE DU CANAL $\gamma P \rightarrow P\phi$ EN FONCTION DU MOMENT TRANSFÉRÉ. 161

	statistique	Erreur sur la soustraction	Erreur statistique
$0,4 < -t < 0,7$	1890,4	± 26.7 (0,9 %)	$\pm 2,3$ %
$0,7 < -t < 0,9$	493,8	± 65.9 (6,3 %)	$\pm 4,5$ %
$0,9 < -t < 1,2$	452,7	± 82.5 (8,2 %)	$\pm 4,7$ %
$1,2 < -t < 1,6$	229,6	± 54.0 (10,1 %)	$\pm 6,6$ %
$1,6 < -t < 2,1$	78,3	± 2.8 (1,3 %)(12,3 %)	11,3 %
$2,1 < -t < 2,7$	21,4	± 7.8 (14,6 %)	$\pm 21,6$ %
$2,7 < -t < 3,5$	35,4	± 7.3 (9,7 %)	$\pm 16,8$ %
$3,5 < -t < 4$	45,0	± 2.6 (7,5 %)	$\pm 14,9$ %

TAB. 6.1 - *Statistique accumulée, estimation de l'erreur lors de la soustraction du continuum K^+K^- , et erreur statistique pour chaque canal en t . Pour le cinquième canal ($1,6 < -t < 2,1$), les deux hypothèses de bruit de fond donnent quasiment le même résultat, il semble plus raisonnable d'attribuer ici comme erreur la moyenne des erreurs des deux canaux voisins (12,3%).*

Dans les deux cas, au nombre de coups comptés à l'intérieur d'une coupure autour du pic du ϕ est soustraite la contribution du bruit de fond déterminée par l'intégrale de la fonction ajustée sur le bruit de fond.

L'écart entre ces deux méthodes de mesure a été utilisé comme estimation de l'erreur systématique sur la soustraction du bruit de fond non-résonant. La valeur moyenne entre ces deux mesures représente notre résultat. Dans la table 6.1 est listée la statistique accumulée dans chacun des canaux en t , ainsi que les erreurs statistiques associées et les erreurs obtenues dans la soustraction du continuum non-résonant.

Chapitre 7

Efficacité et acceptation.

Afin de remonter à la section efficace, il est nécessaire d'estimer l'efficacité de détection de notre système.

Celle-ci peut être factorisée en deux termes :

- L'efficacité de déclenchement.
- L'efficacité de reconstruction et d'identification du canal lors de l'analyse.

Le premier terme représente la probabilité avec laquelle la production d'un ϕ va déclencher l'acquisition, le second représente le pouvoir de reconstruction et d'identification de cette réaction lorsque celle-ci a été enregistrée sur bande.

Les deux facteurs clefs qui jouent à la fois sur l'efficacité de déclenchement et l'efficacité de reconstruction des traces sont l'acceptation géométrique de CLAS, et, la décroissance en vol des kaons.

L'effet de ces différents facteurs a été étudié à l'aide du programme de simulation standard de CLAS, "GSIM", basé sur la librairie GÉANT du CERN.

Nous avons procédé en trois étapes:

1. La réaction a d'abord été simulée à l'aide de GSIM. Ce programme intègre en particulier:
 - La cinématique de la réaction.
 - La géométrie exacte du spectromètre, ainsi que la nature des matériaux le composant.
 - Le transport des particules dans ces matériaux par la librairie GÉANT, et en particulier la décroissance en vol des kaons.

- Une simulation réaliste de la réponse des détecteurs, notamment la prise en compte des zones inopérantes de chambres à fils.
2. Ces données simulées ont ensuite été analysées en suivant pas à pas la méthode d'analyse des données réelles, c'est à dire dans un premier temps à travers le programme standard de réduction des données, de façon à intégrer dans cette estimation:
- L'efficacité de reconstruction des traces par ce programme.
 - Les biais éventuels dans la réduction des données de certains constituants de CLAS.
3. Les données réduites ont ensuite été analysées à l'aide de notre programme d'analyse, qui comportait des coupures fiducielles, destinées à limiter l'analyse à des zones où l'efficacité de détection pouvait être raisonnablement estimée. On notera notamment que :
- Les zones où l'efficacité de reconstruction était trop basse, et où son estimation était de ce fait imprécise en raison du manque de statistique, ont été exclues.
 - Les zones en bord d'acceptance, où il pouvait exister un doute quant au réalisme de la simulation pour les effets de bord, ont été exclues.
 - Certains scintillateurs de temps de vol, participant au déclenchement de l'expérience, et montrant des signes de mauvais fonctionnement, ont été éliminés de l'analyse.

Nous allons, après avoir déterminé quels sont les degrés de liberté en fonction desquels cette efficacité peut être estimée, revenir plus en détail sur les facteurs jouant sur l'acceptance de CLAS, et sur le choix des coupures fiducielles.

7.1 Degrés de liberté.

L'efficacité de détection de CLAS est une fonction des caractéristiques cinématiques de l'état final. Deux approches différentes sont possibles lorsque ce dernier est constitué de plusieurs particules.

7.1.1 Efficacité de particules simples.

La première approche consiste à étudier l'efficacité de détection des particules simples, en fonction de leur impulsion (définie par leur norme et leurs angles d'émission (P, θ, φ)).

Si l'on connaît ces efficacités, on peut pondérer chaque événement reconstruit par le produit des efficacités de reconstruction de chacune des particules détectées. Par exemple si un proton et un pion ont été identifiés (avec des impulsions données) on affectera à cet événement un poids:

$$\frac{1}{\epsilon_P(P_p, \theta_p, \varphi_p) \cdot \epsilon_\pi(P_\pi, \theta_\pi, \varphi_\pi)}$$

pour tenir compte de l'efficacité de détection d'une telle réaction.

Cette méthode a été appliquée dans le cas de la photoproduction sur le proton de paires $\pi^+\pi^-$ qui a fait l'objet de la thèse de Thierry Auger [Aug99]. Du fait de l'abondance des pions, il a été possible de déterminer expérimentalement les efficacités des particules simples. Pour cela, on a tiré profit de la cinématique sur-contrainte de la réaction, due à la connaissance de l'énergie du photon incident.

Des événements ont été sélectionnés pour lesquels deux particules sur trois au moins étaient identifiées (par exemple un proton et un π^+), et pour laquelle la masse manquante correspondait à la troisième particule (par exemple le π^-).

Sur cette sélection d'événements $p\pi^+(\pi^-)$ (la notation " (π^-) " signifiant que le π^- a été identifié par la technique de masse manquante), on a mesuré la proportion d'entre eux pour lesquels la trace du π^- a effectivement été détectée et correctement reconstruite par le programme d'analyse. On obtient de cette manière l'efficacité de détection des particules simples:

$$\epsilon_{\pi^-}(p, \theta, \varphi) = \frac{N(p\pi^+\pi^-(p, \theta, \varphi))}{N(p\pi^+(\pi^-)(p, \theta, \varphi))}$$

En permutant le proton et les pions dans cette analyse, on obtient les efficacités de détection de chaque particule. Elles sont présentées sur les figures 7.1 et 7.2.

Cette méthode a permis d'obtenir des résultats très probants, en particulier sur la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dt}$ de photoproduction du méson ρ sur le proton, en accord avec les données publiées précédemment par la collaboration ABBHHM (figure 7.3).

Cette méthode n'a pas été applicable dans le cas de la photoproduction du ϕ car la faible abondance des kaons ne permet pas cette extraction expérimentale de leur efficacité de détection.

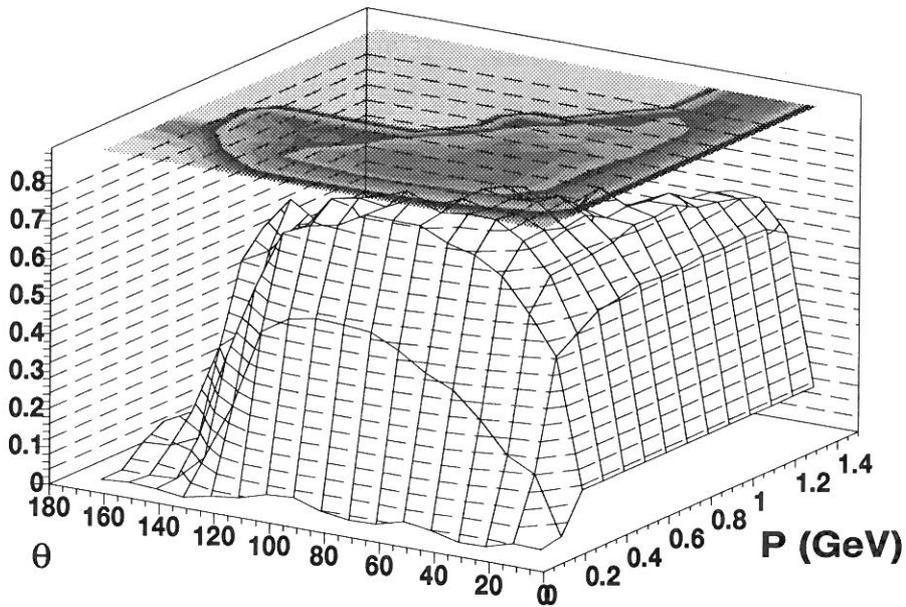


FIG. 7.1 - Efficacité de détection des π^+ en fonction de leur impulsion et de leur angle polaire.

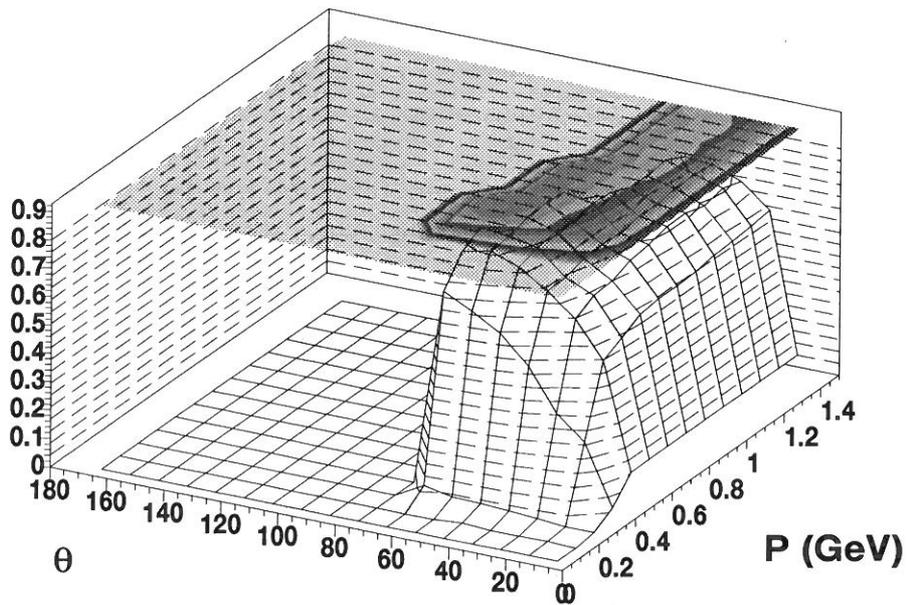


FIG. 7.2 - Efficacité de détection des protons en fonction de leur impulsion et de leur angle polaire.

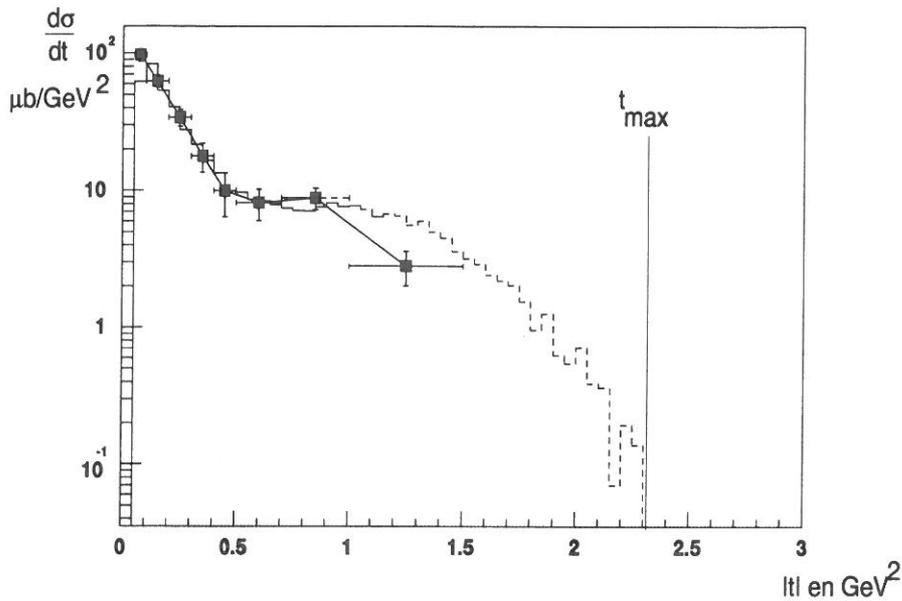


FIG. 7.3 - *Distribution en t pour la photoproduction de ρ obtenue avec CLAS pour des énergies de photon comprises entre 1,5 et 2 GeV (ligne pleine), comparée aux résultats de la collaboration ABBHHM (carrés noirs).*

Nous en parlons cependant ici, car la méthode d'estimation des efficacités, via le programme de simulation GSIM, que nous avons utilisé pour extraire les sections efficaces du ϕ a aussi été utilisé pour la mesure de la section efficace de ρ par le groupe de Gênes, et a donné des résultats similaires à ceux obtenus à partir des efficacités déterminées expérimentalement [Bat99]. Ceci nous conforte donc quant au réalisme du programme de simulation.

7.1.2 Efficacité par canal.

La seconde approche consiste à mesurer l'efficacité de détection d'une réaction dans son ensemble. Cette approche comporte plusieurs avantages;

- Les efficacités mesurées sont plus réalistes. En effet, dans le cas de la mesure d'efficacité de particules simples, on ignore les corrélations entre la détection d'une particule, et l'existence d'autres particules issues de la même réaction. Or on sait que ces corrélations peuvent jouer un rôle; la présence d'une seconde particule à proximité de la particule reconstruite peut par exemple brouiller le programme de reconstruction de traces et abaisser l'efficacité de détection de cet état final particulier par rapport aux efficacités de détection de particules simples qui ont

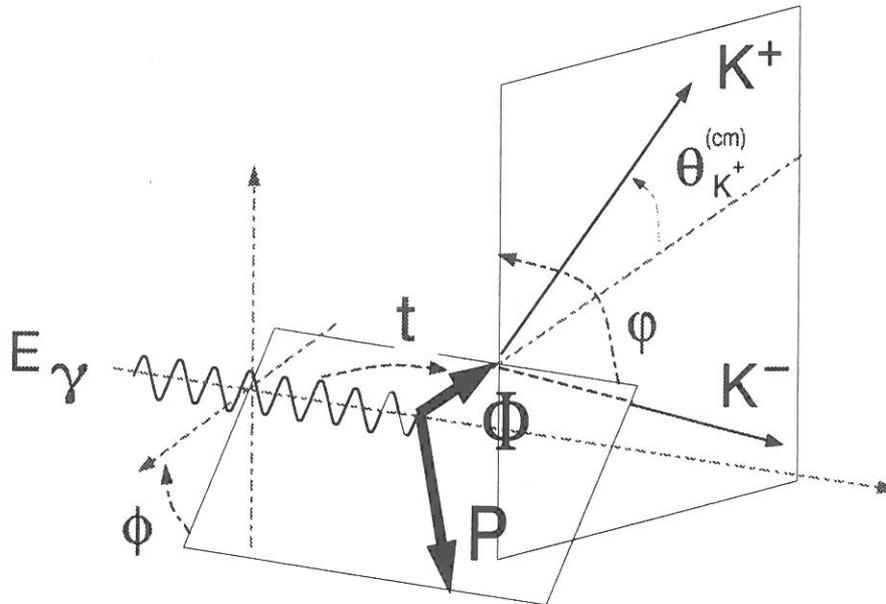


FIG. 7.4 - Cinématique de la réaction $\gamma p \rightarrow p \phi$ (voir texte).

été estimées dans des conditions différentes.

- Dans le cas de l'étude d'une réaction particulière, elle est plus économique, car l'espace des phases à explorer est limité au domaine cinématique accessible au canal qui nous intéresse.
- Il est plus simple de générer dans la simulation les abondances des particules voulues en fonction des variables cinématiques de la réaction de notre choix, afin d'optimiser les erreurs statistiques dans la mesure de l'efficacité en fonction de la région cinématique étudiée.

La cinématique de la photoproduction de ϕ est présentée sur la figure 7.4.

L'état final est constitué de trois particules de masses données, et comporte donc neuf degrés de liberté. La conservation du moment entre l'état initial et l'état final fixe quatre degrés de liberté. Les kaons sont issus de la décroissance du ϕ , la masse invariante du système des kaons doit donc être égale à la masse du ϕ , ce qui fixe un degré de liberté supplémentaire.

Si l'énergie du photon incident est connue, l'état final est donc déterminée par la donnée de 4 variables cinématiques. Ces variables peuvent être choisies comme étant:

- Le moment transféré au proton " t ", qui est relié de façon bijective à l'impulsion du proton $P_p = \sqrt{t \cdot \left(\frac{t}{4M_p^2} - 1\right)}$ (avec $c=1$), ou, à une énergie

donnée, aux angles polaires (θ) de production du proton et du ϕ par rapport à la direction du photon incident.

- L'angle azimutal φ du plan de production $p\phi$ autour de la direction du photon incident.
- L'angle de décroissance polaire $\theta_{K^+}^{cm}$ du K^+ dans le centre de masse du ϕ par rapport à la direction de vol du ϕ dans le centre de masse total (voir Annexe C).
- L'angle de décroissance azimutal φ_{K^+} du K^+ par rapport au plan de production $p\phi$.

Toutes les simulations se feront donc en fonction de ces cinq variables cinématiques: $E_{\gamma,t,\varphi,\theta_{K^+}^{cm}}$ et φ_{K^+} .

Enfin, puisque notre analyse se base sur la détection du proton et du K^+ dans l'état final, notre critère de détection portera sur ces deux particules uniquement, et ignore la détection ou non du K^- .

7.2 Acceptance.

7.2.1 Acceptance des particules simples

Du fait de sa géométrie, le détecteur CLAS comporte deux zones mortes:

- A l'avant, aucune particule ne peut être détectée si elle est émise à un angle inférieur à une dizaine de degré.
- Sur l'axe azimutal se trouvent six zones mortes correspondant aux six bobines de l'aimant. Ces bobines ont une épaisseur constante mais sont plus proches du faisceau à l'avant. La couverture azimutale du spectromètre est donc plus faible vers l'avant qu'à 90 degrés.

Ces deux effets d'acceptance purement géométriques sont bien visibles sur la figure 7.5 où est représentée la répartition des protons détectés dans CLAS en fonction de leurs angles d'émission polaire et azimutale. On y voit clairement les zones d'ombre correspondant aux bobines, plus marquées à l'avant, et le trou à petit θ . Sur cette figure sont aussi représentées les coupures fiducielles sur les angles qui ont été utilisées dans notre analyse. L'angle polaire minimum accepté est de 0,2 radian, soit 11,5 degrés.

Un autre effet d'acceptance concerne la limitation sur l'impulsion des particules détectées. Pour qu'une particule puisse déclencher l'acquisition, ou puisse être identifiée, il faut qu'elle atteigne les scintillateurs de temps

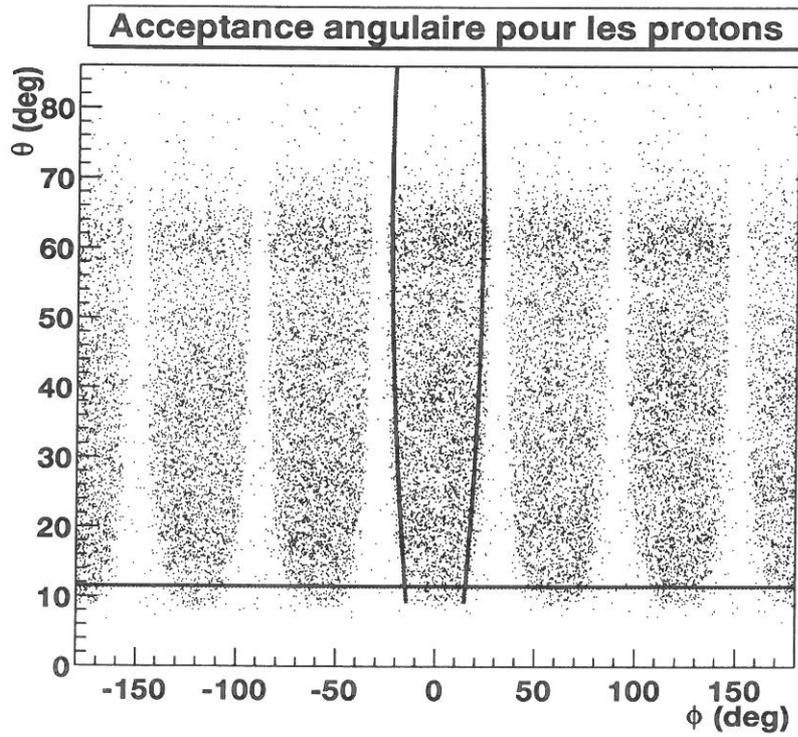


FIG. 7.5 - Acceptance angulaire de CLAS. Répartition des protons détectés en fonction de leur angle polaire (Θ) et azimutal (φ). On reconnaît la zone morte à petit Θ et l'ombre des six bobines. On a représenté les coupures fiducielles utilisées

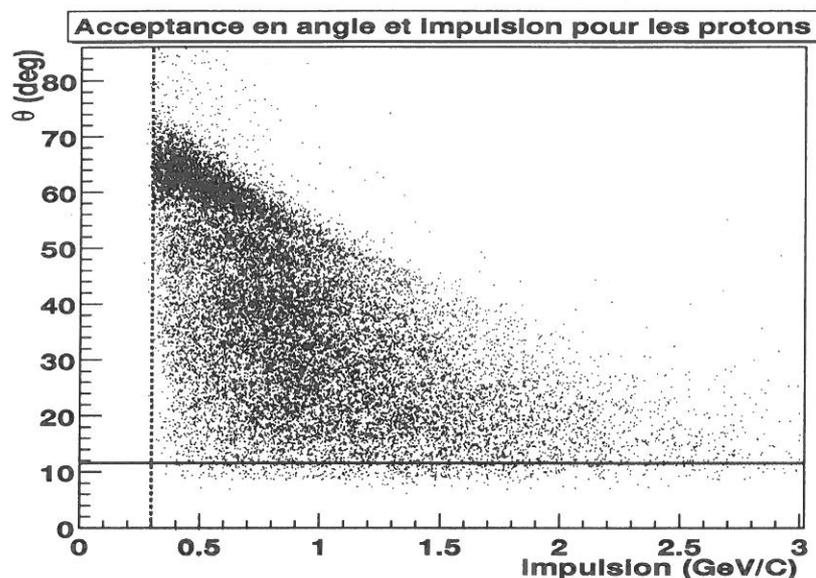


FIG. 7.6 - *Acceptance en angle et impulsion des protons. Répartitions des protons détectés en fonction de leur angle polaires (Θ) et de leur impulsion. On a représenté la coupure utilisée en angle (ligne pleine) et en impulsion (ligne pointillée).*

de vol situés à l'extérieur des trois régions de chambre à fils. En raison du champ magnétique les particules dont l'impulsion est trop faible ne pourront pas atteindre ces scintillateurs, et ne pourront pas être détectées.

Sur la figure 7.6 est représentée la répartition des protons détectés dans CLAS, en fonction de leur impulsion et de leur angle polaire de production.

Les coupures fiducielles utilisées étaient un seuil de $0,3 \text{ GeV}/c$ pour le proton, et $0,1 \text{ GeV}/c$ pour les kaons (ainsi que pour les pions en règle générale). Le seuil est plus haut pour le proton en raison des pertes d'énergie importantes à basse impulsion dans la cible et dans la chambre à vide.

7.2.2 Acceptance des particules corrélées

Ces coupures dans l'acceptance géométrique vont avoir des répercussions sur l'espace des phases accessible dans le cas de la réaction $\gamma p \rightarrow p\phi$.

Acceptance en φ

Dans le cas où le faisceau incident n'est pas polarisé, ou polarisé circulairement, la réaction est invariante par rotation autour de l'axe de faisceau. Il

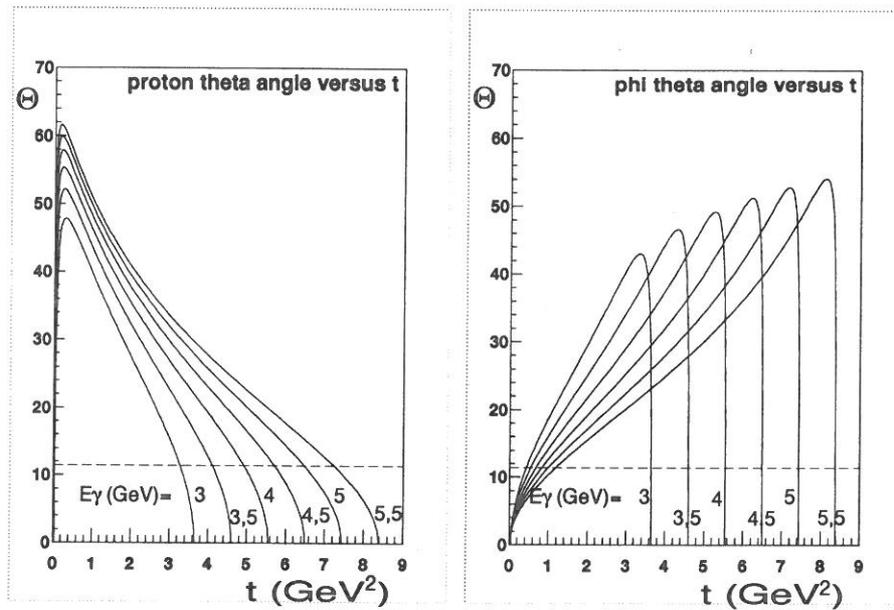


FIG. 7.7 - Angles de production du proton et du ϕ en fonction de l'énergie du photon incident et du moment transféré t .

est alors possible d'intégrer la mesure d'efficacité sur l'ensemble de la rotation, en simulant des réactions de façon isotrope autour de l'axe de faisceau. Ceci réduit d'une unité le nombre de dimensions à explorer pour notre mesure d'efficacité. En comptant ensuite quelle fraction de ces événements simulés sont détectés dans CLAS, on intègre automatiquement dans la simulation l'effet des pertes due à la couverture angulaire azimutale de CLAS.

Acceptance en t

Le trou dans l'acceptance à l'avant va poser les limites à l'acceptance en t de la réaction. Sur la figure 7.7, on a représenté pour différentes valeurs de l'énergie du photon incident, les angles polaires (θ) de production du proton et du ϕ en fonction de t .

A petit t A petit t , le méson ϕ part vers l'avant. Il décroît alors en paires K^+K^- avec un angle d'ouverture dans le laboratoire pouvant aller jusqu'à 30 degrés. Du fait de cette ouverture angulaire, la coupure en angle précise sur la détection du K^+ se traduit par une baisse d'efficacité rapide de détection du ϕ à petit t . Par ailleurs la coupure basse sur l'impulsion du proton à $0,3 \text{ GeV}/c$ impose une coupure nette sur la valeur du transfert à $0,1 \text{ GeV}^2$.

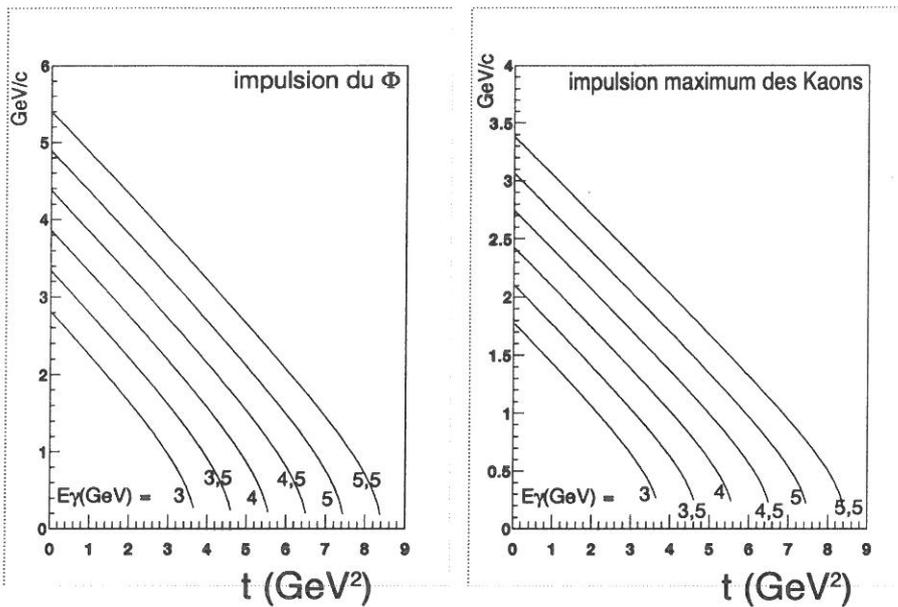


FIG. 7.8 - Impulsion du ϕ , et impulsion maximum du K^+ issu de sa décroissance, en fonction de l'énergie du photon incident et du moment transféré t .

A grand t Pour les grandes valeurs de t , le proton part vers l'avant et est donc perdu dans le trou d'acceptance à petit angle. La coupure est brutale.

De plus, comme présenté sur la figure 7.8, l'impulsion du ϕ , et par conséquent du K^+ , diminue à grand t . La probabilité pour que le kaon décroisse en vol avant d'atteindre les scintillateurs de temps de vol devient donc plus importante, diminuant les chances de détection de la réaction.

Conclusion La détection de la réaction n'est possible qu'au dessus d'un certain seuil, situé aux alentours de $t = 0,4 \text{ GeV}^2$, et en dessous d'une valeur limite proche de 90% de la valeur de transfert permise à une énergie donnée.

Déclenchement sur deux secteurs opposés.

Sur la figure 7.9, on a représenté l'angle d'ouverture maximum entre les kaons, pour différentes énergies du photon incident, en fonction de t . Sur cette même figure, on a représenté la limite en acceptance en t au delà de laquelle le proton ne peut pas être détecté parce qu'il part dans le trou à angle avant.

On voit que l'angle d'ouverture de la paire de kaons ne dépasse jamais 40 degrés. La majorité de l'espace de phase correspond en fait à des angles

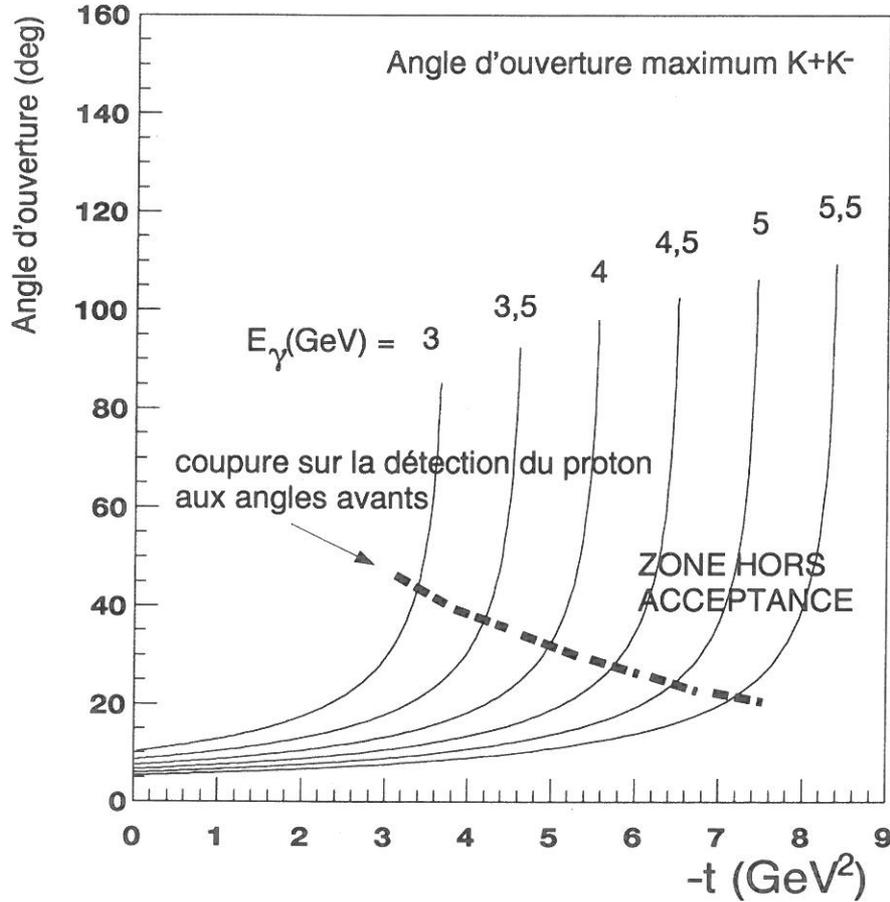


FIG. 7.9 - Angle d'ouverture des kaons issus de la décroissance du ϕ en fonction de l'énergie du photon incident et du moment transféré t . On a représenté les valeurs maximum en t provenant de la coupure en angle polaire Θ minimum imposée sur les protons.

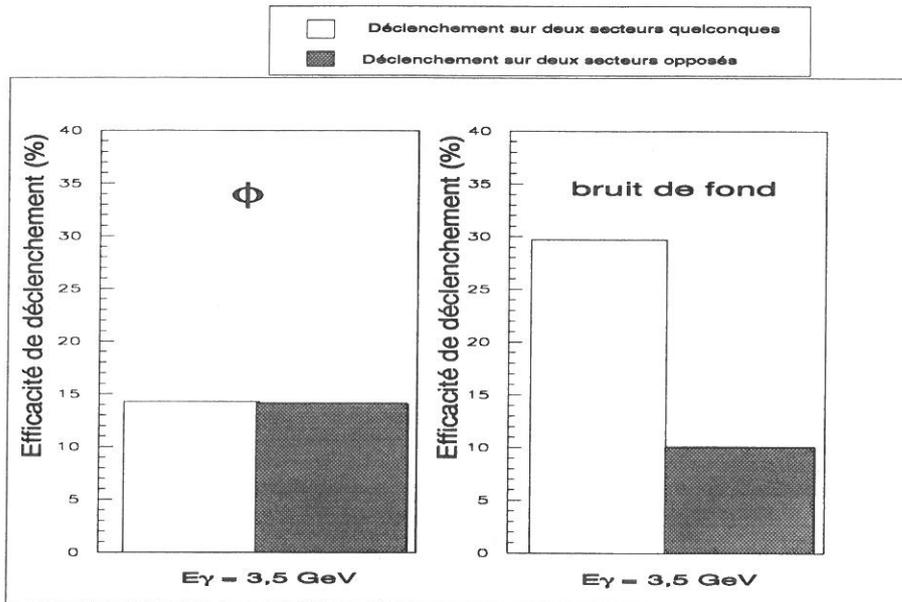


FIG. 7.10 - Efficacité de déclenchement pour la photoproduction de ϕ lorsque celui se fait sur deux particules chargées détectées dans deux secteurs quelconques de CLAS, et lorsqu'il se fait sur deux secteurs opposés. On voit que l'efficacité de déclenchement varie très peu. Par contre le déclenchement sur deux secteurs opposés réduit fortement l'efficacité de déclenchement pour les réactions parasites de production de deux pions.

d'ouverture plus petits, de l'ordre d'une dizaine de degré.

Le proton et le méson ϕ étant produits dans un plan, et l'angle d'ouverture de la décroissance en kaons du ϕ étant faible, la probabilité de voir le K^+ atteindre le secteur opposé au proton est très importante.

Pour les prises de données de la photoproduction de ϕ , il a donc été choisi d'utiliser une coïncidence entre deux secteurs opposés. Celle-ci avait pour objectif de réduire le taux de déclenchement sur des réactions parasites telle que la production de paires $\pi^+\pi^-$ [Clas97-6].

Des simulations ont été réalisées [Clas97-6] et les résultats sont reportés sur la figure 7.10. Imposer un déclenchement sur deux particules chargées dans deux secteurs opposés diminue très faiblement l'efficacité de déclenchement pour la production de ϕ , par rapport à un déclenchement sur deux particules chargées dans deux secteurs quelconques. Par contre ce type de déclenchement diminue d'un facteur 3 l'efficacité de déclenchement des réactions parasites qui ont été simulées.

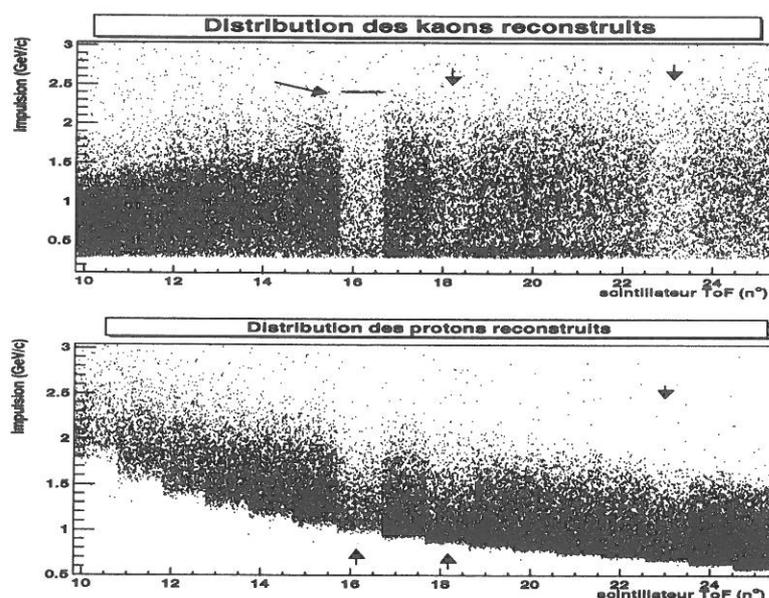


FIG. 7.11 - Population de protons et kaons reconstruits en fonction de leur impulsion et du scintillateur de temps de vol touché. Deux effets entrent en jeu: Les seuils de détection sont trop hauts et certaines particules ne sont pas détectées (scintillateurs 18 et 23). La calibration du compteur n'est pas correcte et la particule mal identifiée, par exemple sur cette figure, une partie des trajectoires qui auraient dû être identifiées comme des protons ont été identifiées comme des kaons de grande impulsion (flèche horizontale, scintillateur 16)

7.3 Efficacité des détecteurs participant au déclenchement.

Le déclenchement de l'acquisition se fait via une triple coïncidence entre l'étiqueteur de photons, le compteur de départ et deux scintillateurs de temps de vol (comme nous venons de le voir situés dans des secteurs opposés). L'efficacité de l'étiqueteur n'est pas un problème comme cela a été expliqué dans le chapitre sur la normalisation de l'expérience par le flux de photons. Par contre il est important de détecter d'éventuelles défaillances du compteur de départ, ou des scintillateurs de temps de vol.

Sur la figure 7.11 est représenté la distribution de protons et de kaons détectés et reconstruits dans CLAS, en fonction de leur impulsion et du scintillateur de temps de vol qui a détecté la particule. La population de certains scintillateurs est anormalement faible par rapport à celle de ses voisins

proches. Ce déficit peut avoir deux origines:

- Les seuils de déclenchement de ces scintillateurs sont placés trop haut, et une partie des particules qui les traversent ne déclenche pas.
- La calibration en temps de ces scintillateurs est incorrecte, ce qui rend l'identification de particules par temps de vol incertaine.

Les détecteurs qui présentaient de telles défaillances ont donc été écartés au moment de l'analyse, tant des données réelles que des données simulées.

7.4 Résultats de la simulation.

Les efficacités de détection ont été déterminées de manière itérative en prenant pour point de départ l'hypothèse de conservation de l'hélicité dans la voie s (SCHC). Avec cette hypothèse, le méson vecteur ϕ est polarisé transversalement. Il est alors possible de prédire la distribution angulaire de décroissance des kaons dans le centre de masse du ϕ .

Cette distribution suit une loi en $\sin^2 \theta_{K^+}^{cm}$ pour l'angle polaire des kaons par rapport à la direction de vol du proton sortant (Voir l'annexe C sur l'analyse de la décroissance). La distribution azimutale est elle isotrope. Grâce à cette hypothèse, il nous est possible d'intégrer notre mesure d'efficacité sur les angles de production des kaons dans le centre de masse du ϕ . De cette manière les variables cinématiques à utiliser sont réduites au nombre de deux, E_γ et t .

Nous verrons dans le chapitre suivant, que cette hypothèse est bien vérifiée à petit t . Par contre, à grand t les résultats présentent une déviation de l'ordre de quelques pourcents de la distribution polaire, la distribution azimutale quant-à elle restant compatible avec une distribution plate.

Pour mesurer ces distributions, il a été nécessaire de déterminer l'efficacité de détection de la réaction en fonction de l'angle polaire. On a pour cela intégré, pour chaque canal en t , la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dt}$ mesurée expérimentalement. A l'aide de ces efficacités il a été possible de mesurer les distributions angulaires polaires aux grandes valeurs de t . Ces distributions angulaires peuvent alors être réinjectées dans l'intégration qui est faite sur les angles de production des kaons pour le calcul de l'efficacité en fonction du moment transféré t . On en déduit une nouvelle section efficace expérimentale.

Le processus est répété jusqu'à ce qu'il y ait convergence des résultats (stabilité de la section efficace différentielle en fonction de t et des distributions angulaires de décroissance.) Dans notre cas, la correction relative à appliquer sur les efficacités lors de la première itération a été de 6%. Cela

nous donne un ordre de grandeur sur l'erreur systématique due à l'intégration sur les angles de production des kaons lorsque nous estimons l'efficacité de détection de CLAS.

La seconde source d'erreur possible pour cette étude de l'efficacité de CLAS provient de la capacité du programme de simulation à reproduire la réponse réelle des détecteurs, en particulier:

- La capacité du programme à reproduire les résolutions instrumentales des détecteurs.
- Le réalisme de la simulation quant à l'orientation et à l'alignement des chambres à fils.
- L'exactitude du champ magnétique utilisé pour le transport des particules.
- Certaines défaillances des détecteurs n'ont peut-être pas été identifiées et n'ont donc pas été incluses dans la simulation.

Pour estimer tous ces effets, on peut utiliser l'analyse du canal $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ effectué en parallèle par Thierry Auger [Aug99], à partir d'efficacités de particules simples déterminées expérimentalement (c'est à dire sans utiliser le programme de simulation), et la même analyse réalisée par Marco Battaglieri à l'aide cette fois d'efficacités déterminées par simulation. Les résultats sont en accord à mieux que 5 % [Bat99].

Les résultats de la simulation dans le cas de la photoproduction du ϕ sont présentés sur la figure 7.12. Des pertes d'efficacité à petit et à grand t sont visibles, en raison des phénomènes d'acceptance que nous avons décrits dans ce chapitre.

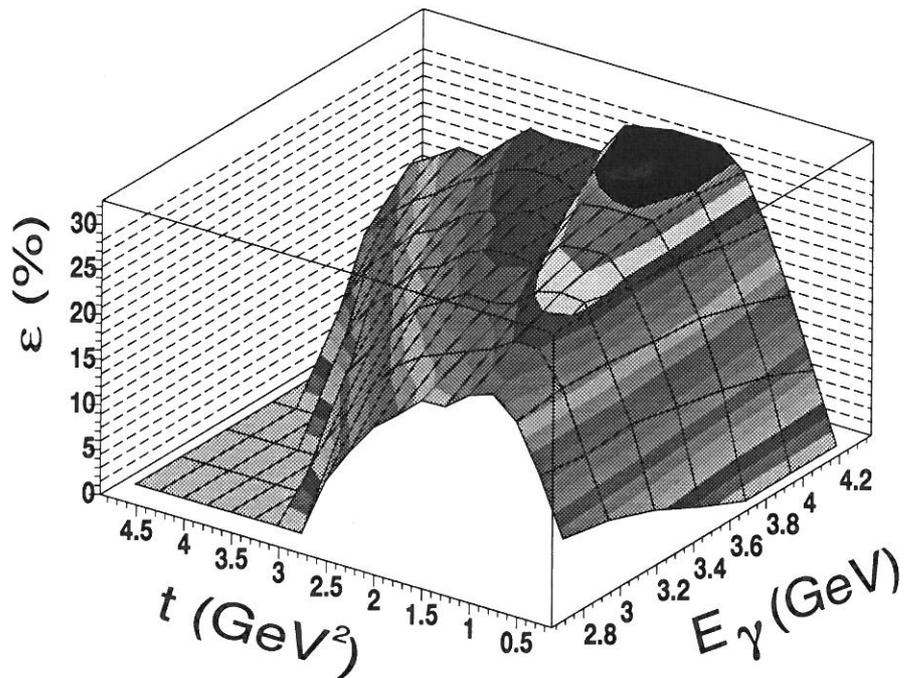


FIG. 7.12 - Efficacité de détection du ϕ en fonction de l'énergie du photon incident et du moment transféré t , si l'on prend pour hypothèse la conservation de l'hélicité dans le canal s

Résultats et discussion

Chapitre 8

Résultats.

Sur la figure 8.1 est présenté le résultat de notre mesure de section efficace différentielle en fonction de t . A petit t elle est en accord avec les données existantes, à grand t , elle couvre un domaine vierge.

Ces données sont aussi présentées dans le tableau 8.1 accompagnées de leurs erreurs associées.

	$\frac{d\sigma}{dt}$ (nb/GeV ²)	Soust.	Stat.	Norm.	Simu.	$\Sigma\epsilon$	$(\Sigma\epsilon^2)^{\frac{1}{2}}$
$0,4 < -t < 0,7$	150,5	0,9 %	2,3 %			11,2 %	6,3 %
$0,7 < -t < 0,9$	57,3	6,3 %	4,5 %			18,8 %	9,7 %
$0,9 < -t < 1,2$	29,7	8,2 %	4,7 %			20,9 %	11,1 %
$1,2 < -t < 1,6$	11,65	10,1 %	6,6 %			24,7 %	13,4 %
$1,6 < -t < 2,1$	4,05	12,3 %	11,3 %	3%	5%	31,6 %	17,7 %
$2,1 < -t < 2,7$	1,25	14,6 %	21,6 %			44,2 %	26,7 %
$2,7 < -t < 3,5$	0,95	9,7 %	16,8 %			34,5 %	20,2 %
$3,5 < -t < 4$	1,54	7,5 %	14,9 %			30,4 %	17,7 %

TAB. 8.1 - Section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dt}$ (nb/GeV²) de photoproduction de mésons ϕ sur le proton. Sont présentées aussi les différentes contributions à l'erreur sur cette mesure: Erreur sur la soustraction du continuum K^+K^- ("Soust"), erreur statistique ("Stat"), erreur sur la normalisation par le flux de photon ("Norm"), fidélité du programme de simulation ("Simu"). Sur les deux dernières colonnes sont présentées les sommes directe (" $\Sigma\epsilon$ ") et quadratique (" $(\Sigma\epsilon^2)^{\frac{1}{2}}$ ") de ces erreurs.

Ces résultats peuvent être comparés aux différents modèles existants.

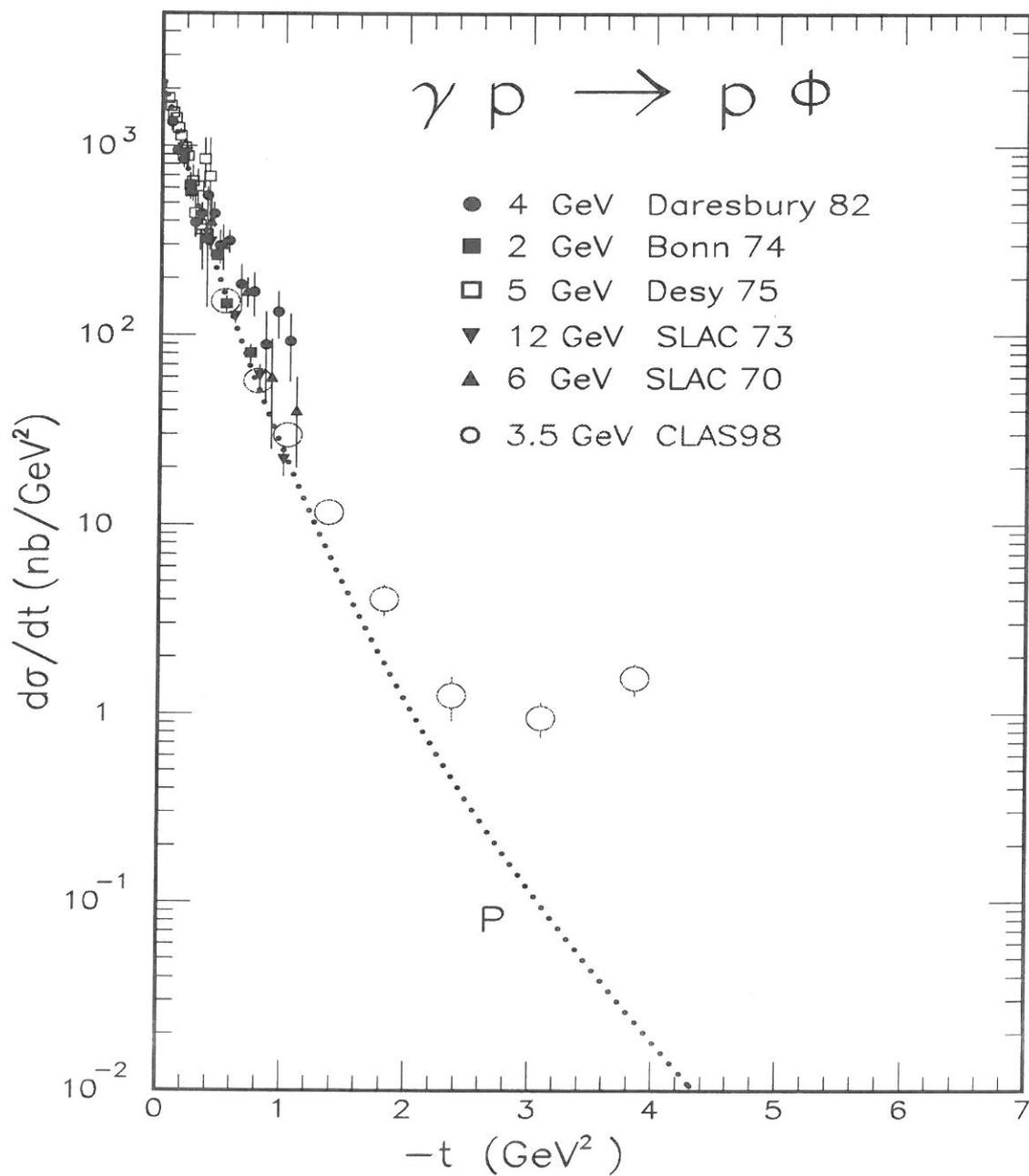


FIG. 8.1 - Section efficace de production du ϕ en fonction du moment transféré t . La courbe en pointillé est la prédiction du modèle du Pomeron phénoménologique Donnachie-Landshoff.

8.1 Échange du Pomeron.

Sur la figure 8.1 est représentée la prédiction donnée par le modèle du Pomeron basé sur la phénoménologie de Regge développé par Donnachie et Landshoff[Don89], pour une énergie de photons incidents de 4 GeV (cf. paragraphe 1.8.1 page 40).

Ce modèle reproduit bien les données à petit t , mais sous-estime ces dernières pour une valeur de t transféré supérieure à 2 GeV^2 .

8.2 Modèle de quark-diquark

Les deux prédictions du modèle de quark-diquarks (cf. paragraphe 1.8.3 page 44) sont présentées sur la figure 8.2. Il n'est pas étonnant que ce modèle perturbatif ne donne pas de bonnes prédictions pour des petites valeurs de t , puisque pour atteindre un régime dur, une échelle d'énergie au moins (en l'occurrence ici le moment transféré t) doit atteindre de grandes valeurs. Pour des valeurs de t comprises entre 3 et 5 GeV^2 , l'ordre de grandeur est correct, bien qu'il dépende fortement des hypothèses faites sur la fonction d'onde quark-diquark. Cependant, leur principal défaut est de très mal reproduire la dépendance en t de la section efficace, avec une pente de la décroissance exponentielle de l'ordre de 7 GeV^{-2} alors que les données expérimentales sont plutôt de l'ordre de $2,5 \text{ GeV}^{-2}$, pour les grandes valeurs de moment transféré. Il apparaît donc qu'aux énergies de JLab, nous n'avons pas encore atteint un régime perturbatif.

8.3 Échange de deux gluons non-perturbatifs.

Le modèle d'échange de deux gluons non-perturbatifs est comparé aux résultats sur la figure 8.3. On y a représenté le calcul complet où l'on tient compte du couplage des gluons à deux quarks différents du méson vecteur et du proton (cf. paragraphe 1.8.2 page 42). A titre de comparaison on a aussi reporté sur cette figure la prédiction du Pomeron diffractif (courbe pointillée).

Rappelons que ce modèle est une application de méthodes perturbatives dans un domaine non-perturbatif. Il fait intervenir les quarks constituants interagissant par l'intermédiaire de gluons "habillés". Il est fortement contraint par l'analyse d'autres canaux. La constante de couplage effective gluon-quark est fixée par l'analyse de la diffusion élastique nucléon-nucléon. Le propagateur "habillé" du gluon est contraint par la longueur de corrélation des gluons. La structure du méson ϕ est reliée à sa largeur de décroissance radiative, tandis que celle du proton est reliée à son facteur de forme. Ce modèle

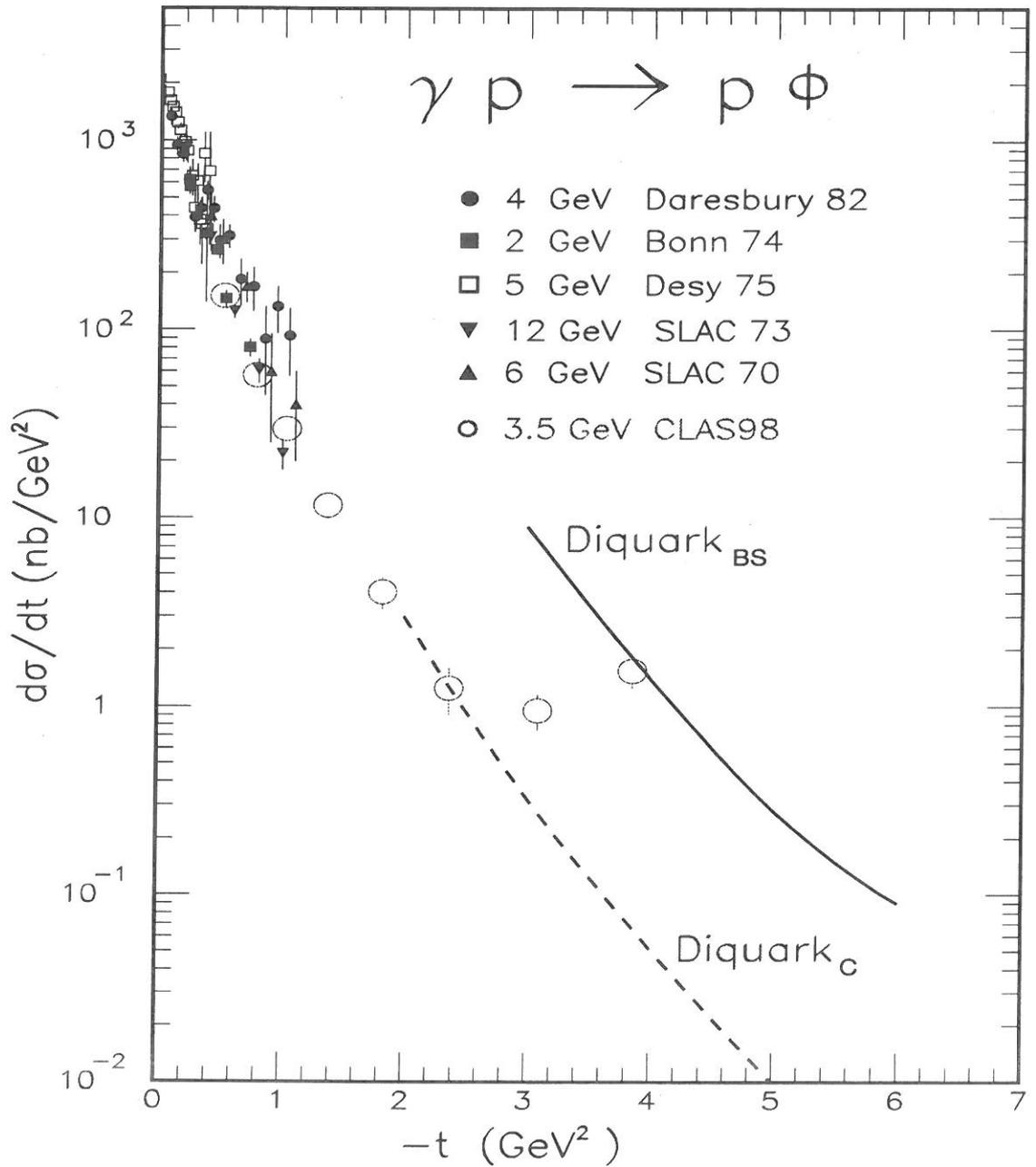


FIG. 8.2 - Section efficace différentielle de photoproduction du ϕ en fonction du moment transféré t . La ligne pleine représente la prédiction d'un modèle de quark-diquark avec la paramétrisation de Berger et al. [Ber99] (BS). La ligne pointillée montre la prédiction du même type de modèle avec la paramétrisation de Carimalo et al. (C) [Car97].

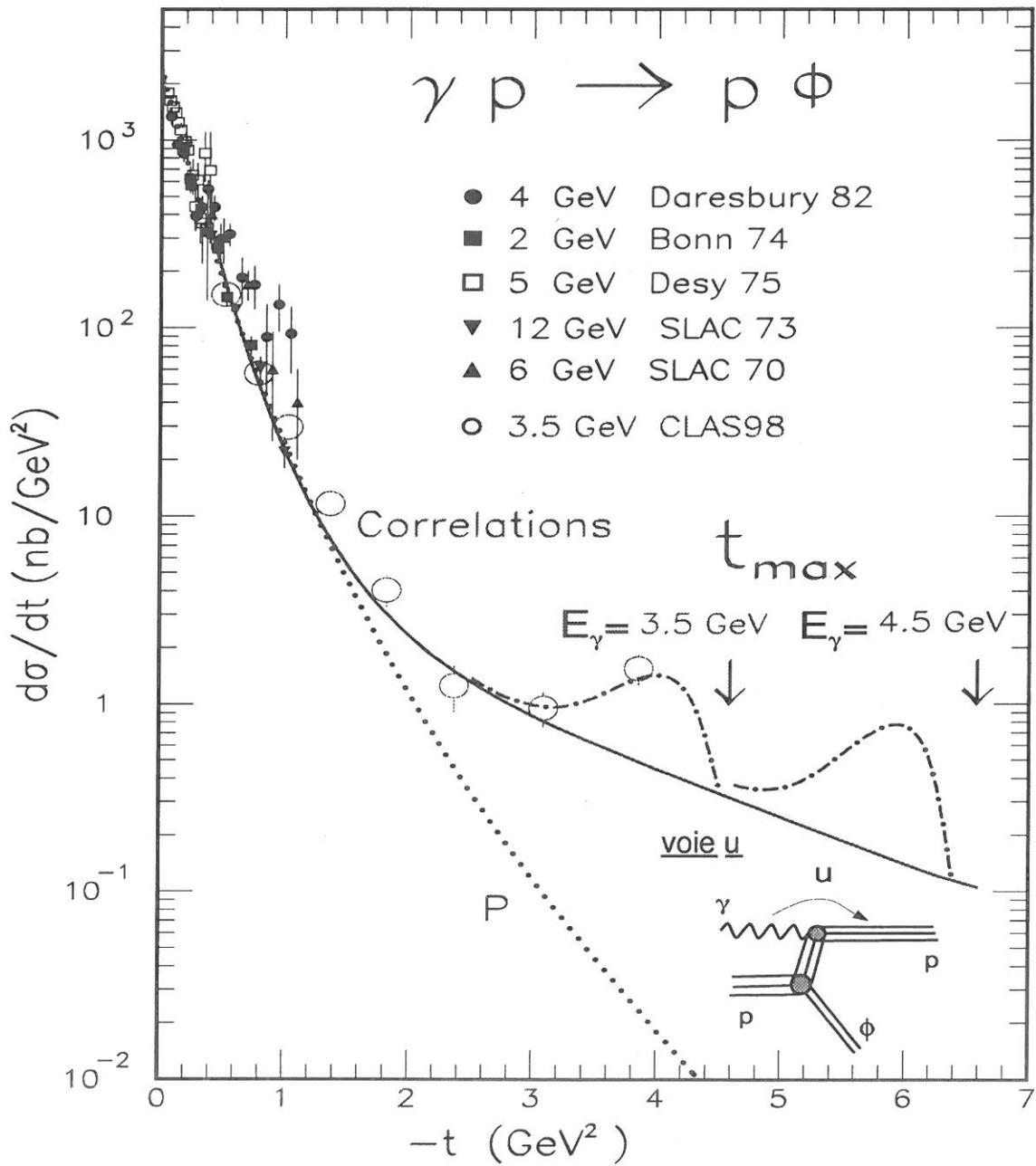


FIG. 8.3 - Section efficace différentielle de photoproduction du ϕ en fonction du moment transféré t . En ligne pleine est présentée la prédiction du modèle d'échange de deux gluons non-perturbatifs. A titre de comparaison, la ligne pointillée rappelle la prédiction du modèle diffractif. Les lignes en tire-points montrent une estimation de la contribution de la voie u (superposée à l'échange de deux gluons) pour différentes énergies de photons incidents.

ne possède donc pas de paramètre libre dans le sens où ces derniers sont fixés par l'analyse de données complètement indépendantes. En contrepartie, pour permettre au calcul d'aboutir, il est nécessaire d'utiliser quelques hypothèses simplificatrices. Sa prédiction est en excellent accord avec les données, mis à part pour le dernier point, à $t = -3,9 \text{ GeV}^2$.

8.4 Contributions autres que le Pomeron.

Aux grands angles, (t maximum, mais u très petit) il faut tenir compte de l'échange possible de baryons dans la voie u (Diagramme de Feynman représenté sur la figure 8.3), qui devient alors cinématiquement favorable. Dans le cas du ϕ la seule trajectoire de Regge permise est celle du nucléon, dont la paramétrisation est connue. Cette paramétrisation permet notamment de reproduire la photoproduction du ω à grand angle, pour laquelle l'échange du nucléon est aussi le seul échange permis. Malheureusement, dans le cas du ϕ la constante de couplage ϕNN n'est pas bien connue, on peut seulement l'estimer à partir de la symétrie $SU(3)$. La courbe en tiret-points donne le résultat du calcul, avec le choix $g_{\phi NN} = 3$. La même valeur a été trouvée dans l'analyse des facteurs de forme électromagnétiques du nucléon [Jaf89] ainsi que dans l'analyse des données de diffusion nucléon-nucléon et hyperon-nucléon [Nag79]. Cette valeur est par contre plus grande que celle prédite par $SU(3)$ avec le mélange de configuration $\omega\phi$ [Jai89], qui est seulement $g_{\phi NN} = 1$. Il y a donc là une évidence de processus supplémentaires qui violent la règle d'OZI au vertex ϕNN .

Il est important de noter que l'addition de l'amplitude d'échange du nucléon dans la voie u et de l'amplitude dominante dans la voie t ne donne pas lieu à un double comptage car la première ne concerne que l'échange de quarks alors que la seconde ne fait intervenir que l'échange de gluons¹.

Il est pour le moment difficile de trancher en raison de l'incertitude sur la constante de couplage $g_{\phi NN}$. L'analyse des données déjà recueillies à plus grande énergie ($4 \text{ GeV} < E_\gamma < 5,2 \text{ GeV}$) sera un indice précieux, car la contribution du canal u diminue avec l'énergie et se trouve repoussée à des valeurs de t maximum qui sont plus grandes. On a indiqué sur la figure le t maximum accessible pour des photons de $3,5 \text{ GeV}$ (les données de cette

1. Ce n'est pas le cas lorsqu'on a des échanges de quarks dans les deux voies. L'échange baryonique dans la voie u peut être ici considéré comme une estimation de la contribution de l'échange d'un nombre grandissant de trajectoires mésoniques dans la voie t , lorsque t atteint sa valeur maximum. Il permet donc d'estimer si l'ajout d'une infinité de trajectoires de Regge mésoniques dans la voie t peut permettre de rendre compte de la déviation significative de la section efficace par rapport à la trajectoire unique du Pomeron.

thèse), et pour des photons de 4,5 GeV (données prises en 1999). L'analyse des données de 1999 devrait permettre de trancher sur ce point.

Lagrangien effectif

La contribution de la voie u a aussi été étudiée par Zhao et al. [Zha99] en se focalisant sur le rôle joué par les résonances nucléoniques dans la voie s et u . Un modèle de quarks, basé sur un lagrangien effectif, a été étendu à la photoproduction du ϕ . Il est basé sur une symétrie $SU(6) \otimes SU(3)$, et permet de s'affranchir des constantes de couplage ϕNN^* , inconnues à ce jour, qui introduisent autant de paramètres libres, et de les remplacer par seulement deux constantes de couplage (vectorielle et tensorielle) décrivant l'interaction quark-méson vecteur. A cette contribution est ajoutée l'échange du Pomeron, et l'échange du π_0 dans la voie t .

Une tentative d'ajustement du modèle a été effectuée sur nos données (figure 8.4). Il s'agit d'ajuster les deux constantes de couplage (tensorielle et vectorielle) a et b' . Quatre ajustements (en fonction du signe des constantes de couplage) ont été effectués. Le signe des constantes n'influent pas sur la prédiction de section efficace différentielle en fonction de t (mais il a des effets sur d'autres observables), il n'y a donc en fait sur cette figure que deux prédictions (la première correspondant aux courbes a et d , et la seconde aux courbes b et c). Sur la figure c un ajustement a été effectué sans le dernier point expérimental pour tester la sensibilité de l'ajustement et l'importance de ce point (ligne tiretée).

Une étude plus précise est en cours. La portée prédictive de ce modèle reste faible à l'heure actuelle, puisqu'il s'agit d'un ajustement. Ce dernier permettra cependant une prédiction sur les données à plus haute énergie qui sont actuellement en cours d'analyse, ce qui devrait permettre de valider ou non cette approche.

8.5 Distributions angulaires.

La distribution de décroissance angulaire du ϕ en deux kaons, dans le cas où le photon n'est pas polarisé, est donnée par (cf. Annexe) :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{cm}} = W^0(\cos\Theta_{cm}, \varphi_{cm})$$

avec

$$W^0(\cos\Theta, \varphi) \propto \left[\frac{1}{2}(1 - \rho_{00}^0) \sin^2 \Theta + \rho_{00}^0 \cos^2 \Theta \right. \\ \left. - \sqrt{2} \Re \rho_{10}^0 \sin 2\Theta \cos \varphi - \Re \rho_{1-1}^0 \sin^2 \Theta \cos 2\varphi \right]$$

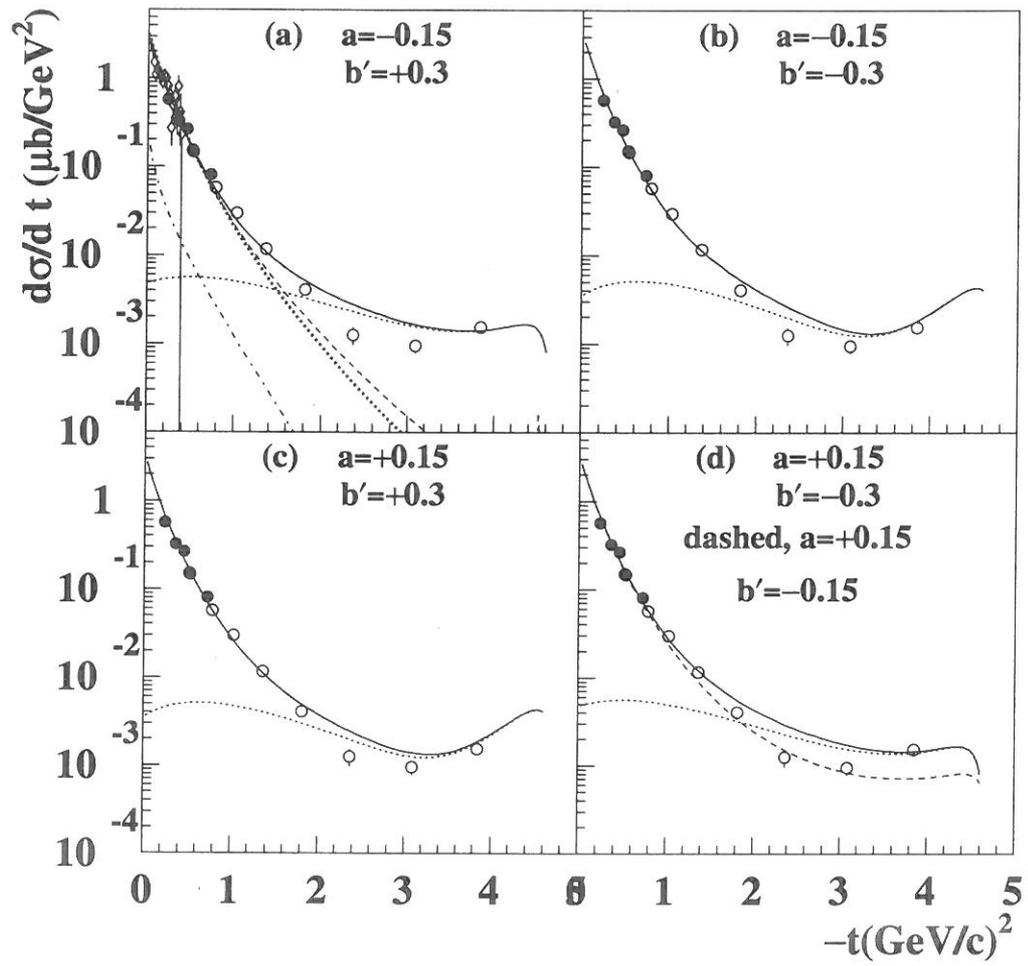


FIG. 8.4 - Ajustements du lagrangien effectif de Zhao et al. sur la section efficace différentielle de photoproduction du ϕ en fonction du moment transféré t .

où ρ_{00}^0 est le terme d'amplitude du ϕ d'hélicité 0, ρ_{01}^0 est le terme d'interférence entre les amplitudes d'hélicité 0 et d'hélicité 1, et ρ_{1-1}^0 est le terme d'interférence entre les amplitudes d'hélicité 1 et -1. Le détail du calcul est présenté en annexe. Si on intègre cette formule sur l'angle φ , les deux derniers termes disparaissent, et la distribution angulaire de décroissance s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{\sin \Theta d\Theta} \propto [(1 - \rho_{00}^0) \sin^2 \Theta + 2 \cdot \rho_{00}^0 \cos^2 \Theta]$$

Dans l'hypothèse de conservation de l'hélicité dans la voie s (SCHC), le ϕ est polarisé transversalement (hélicité ± 1), donc $\rho_{00}^0 = 0$ et la distribution obtenue suit une loi en $\sin^2 \Theta$. C'est ce que l'on peut vérifier sur la figure 8.5 où sont présentées les distributions angulaires de décroissance du ϕ dans le système de l'hélicité (cf. Annexe C), pour différentes valeurs de moment transféré. Les distributions suivent bien une loi en $\sin^2 \Theta$ au premier ordre, mais s'en écartent notablement pour des grandes valeurs de t .

Cet écart peut avoir deux origines :

- Le ϕ peut être partiellement polarisé longitudinalement, auquel cas le terme ρ_{00}^0 est non-nul et un terme en $\cos^2 \Theta$ apparaît dans la distribution.
- Le ϕ interfère avec le continuum non-résonant $K^+ K^-$. Si ce continuum se comporte comme une onde S, la distribution angulaire de $K^+ K^-$ dans leur centre de masse devrait être plate. Cependant l'interférence entre cette onde S, et l'onde P du ϕ ($\frac{d\sigma(t, \theta)}{d\Omega} \propto |A_\phi + A_{cont.}|^2$) donne lieu à un terme croisé en $\cos \Theta$.

Afin de quantifier ces deux effets, nous avons paramétrisé les distributions angulaires sous la forme suivante:

$$\frac{d\sigma(\phi + cont.)}{dt d(\cos \Theta)} = \frac{3}{4} \cdot |A_\phi|^2 \cdot [(1 - \rho) \cdot \sin^2 \Theta + 2 \cdot \rho \cdot \cos^2 \Theta] + \frac{1}{2} \cdot |A_{cont}|^2 + \alpha \cdot \cos \Theta$$

Le paramètre ρ quantifie l'écart de nos distributions à une distribution où le ϕ est purement transverse, et le paramètre α représente le terme d'interférence entre la composante d'hélicité 0 A_ϕ^0 de l'amplitude de photoproduction de ϕ et l'amplitude A_{cont} de photoproduction non-résonante de $K^+ K^-$ dans l'onde S.

Intégré sur Θ , ce terme d'interférence disparaît et on obtient :

$$\frac{d\sigma}{dt} = |A_\phi|^2 + |A_{cont}|^2$$

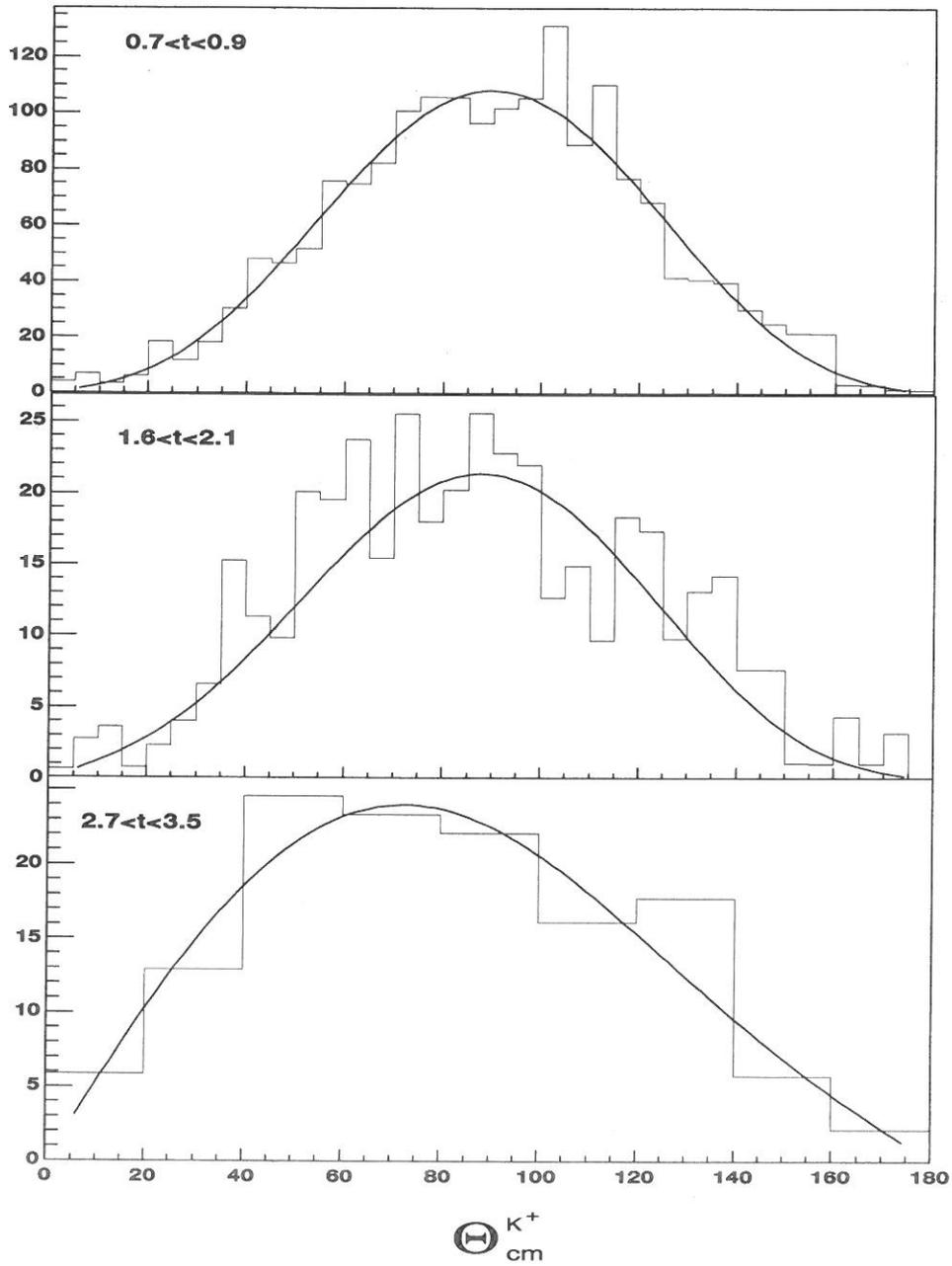


FIG. 8.5 - Distribution angulaire de décroissance du ϕ en deux kaons dans le centre de masse du ϕ et par rapport au système d'axes de l'hélicité, pour trois valeurs du moment transféré t , et ajustement de ses données par la fonction donnée dans le corps du texte. On observe à grand t une déviation claire par rapport à la distribution en $\sin^2(\Theta_{\text{cm}})$.

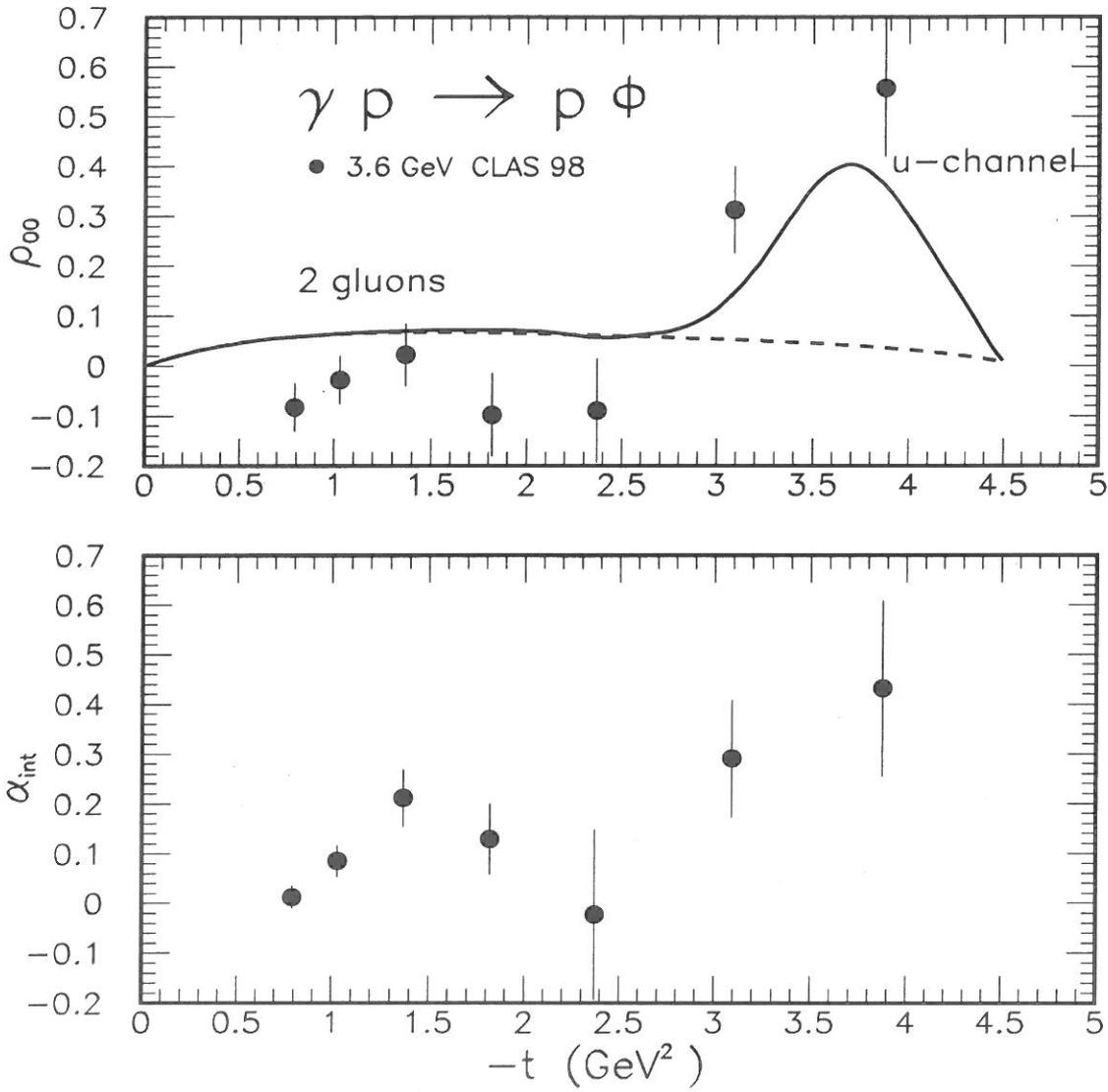


FIG. 8.6 - Valeurs de l'amplitude d'hélicité nulle ρ_{00}^0 du ϕ et du terme d'interférence α entre cette amplitude et l'amplitude de production non-résonante de paires K^+K^- , en fonction du moment transféré t .

Le rapport $\frac{|A_\phi|^2}{|A_{cont}|^2}$ a été fixé dans l'ajustement en prenant chacune des hypothèses de soustraction du bruit de fond non-résonant que nous avons décrit précédemment. Les valeurs de l'ajustement pour ρ_{00}^0 et α sont présentées sur la figure 8.6. Le modèle d'échange de deux gluons (courbe en trait pointillé) prédit une valeur $\rho_{00}^0 < 6\%$ compatible avec les données à petit t . L'échange du nucléon dans la voie u (courbe en trait plein) produit une grande valeur de ρ_{00}^0 à grand t , en bon accord avec nos données. Comme l'interférence a lieu entre l'onde S de photoproduction non-résonante et la composante d'hélicité 0 de photoproduction du ϕ , les variations de ρ_{00}^0 et α sont corrélées, ce que confirment nos données.

Nos données de ρ_{00}^0 sont très légèrement mais systématiquement négatives pour $-t < 3 \text{ GeV}^2$. Cet écart résulte probablement du fait que le calcul de l'angle du K^+ dans le système de l'hélicité, $\Theta_h^{K^+}$, est effectué à l'aide des impulsions de particules (angle et amplitude) mesurées dans CLAS. Or nous avons vu dans le chapitre sur l'identification du canal qu'il existe des erreurs systématiques sur les valeurs d'impulsions mesurées, qui peuvent avoir diverses origines :

- Une mauvaise connaissance du champ du toroïde.
- Un mauvais alignement des chambres à dérive et des bobines.
- Une mauvaise prise en compte des pertes d'énergies des particules avant qu'elles n'atteignent les chambres à dérive.

Ces effets conduisent par exemple à ce que la masse reconstruite des kaons est légèrement décalée par rapport à sa valeur correcte. On peut imaginer qu'il en va de même pour le calcul de l'angle $\Theta_h^{K^+}$. Cette étude est en cours.

Conclusions

Cette thèse a permis d'explorer le domaine cinématique jusqu'alors vierge de la photoproduction du méson vecteur ϕ à grand moment transféré t . Le méson ϕ étant constitué essentiellement d'une paire $s\bar{s}$ et la composante étrange du nucléon étant faible, la contribution de l'échange de quarks de valence est très faible, assurant la dominance des échanges gluoniques pour cette réaction, sous forme de Pomeron ou de gluons non-perturbatifs.

Afin de pouvoir étendre cette mesure jusqu'à des valeurs de transfert $-t = 5 \text{ GeV}^2$, où les sections efficaces atteignent des valeurs aussi faibles que 100 pb/GeV^2 , nous avons utilisé l'accélérateur de nouvelle génération CEBAF, à cavités supraconductrices fournissant un faisceau continu, ainsi que le spectromètre de grande acceptance ("4 π ") CLAS.

Nous avons participé activement à plusieurs campagnes de calibration de la ligne de photons réels, puis à deux prises de données de un mois chacune à Jefferson Lab. Le ϕ a été identifié via sa décroissance en deux kaons (K^+K^-). Le proton et le K^+ ont été identifiés dans CLAS par mesure de temps de vol. Le K^- a été identifié par la technique de masse manquante, grâce à la connaissance de l'énergie du photon incident fournie par le spectromètre d'étiquetage. Le signal du ϕ est très clair jusqu'aux plus grandes valeurs de t , au dessus d'un continuum K^+K^- non-résonant. Nous avons estimé l'efficacité de CLAS par simulation, à l'aide du programme de Monte-Carlo standard du hall B, dont nous avons testé l'adéquation et la précision via le canal de photoproduction de $\pi^+\pi^-$, pour lequel les sections efficaces étaient connues à ces énergies. Le flux de photons a été mesuré via un spectromètre de paires, à l'aide d'une méthode qui a été développée par notre groupe. Cette mesure a permis un calcul direct de la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dt}$.

Le modèle d'échange des deux gluons non-perturbatifs est le seul à reproduire précisément nos données, mis à part pour les valeurs de t maximum, pour lesquelles cette divergence est expliquée par une contribution de production du ϕ dans la voie u . Cette dernière est cependant difficile à estimer car la constante de couplage ϕNN n'est pas bien connue à ce jour. L'analyse des données à plus haute énergie permettra ici de trancher, car la contribu-

tion de la voie u est repoussée à de plus grandes valeurs de t . L'échange du Pomeron diffractif les sous-estime à grand t , parce que l'échelle transverse de l'interaction devient trop petite pour lui permettre de se développer complètement. Le modèle perturbatif de quark-diquark n'arrive pas à reproduire la dépendance en t des données, même si les ordres de grandeurs trouvés à grand t sont corrects. Il semble donc que les énergies accessibles à JLab soient trop faibles pour nous permettre d'atteindre un régime perturbatif.

Au sein du modèle d'échange de deux gluons, ces résultats mettent en évidence l'importance du couplage à des quarks différents du proton. Cela nous donne accès aux corrélations entre quarks dans l'état fondamental du nucléon, ce qui constitue une nouvelle étape, au delà des distributions simples, dans la description des hadrons à partir de ses constituants fondamentaux.

L'analyse des données à plus haute énergie, jusqu'à 5 GeV, permettra de tester plus fortement une telle interprétation, en rejetant la contribution de la voie u à une plus grande valeur de t . Ces données permettront aussi d'étendre le domaine en t vers des valeurs où les différents modèles divergent plus nettement.

L'analyse de la décroissance angulaire du ϕ a mis en évidence une légère déviation à grand t par rapport à l'hypothèse de conservation de l'hélicité dans la voie s . Une mesure précise de cette seconde observable permettra de mieux contraindre les différents modèles, qui devront rendre compte de cette composante longitudinale du ϕ diffusé. A cet égard les nouvelles données à 5 GeV seront de nouveau très importantes en permettant d'étendre cette mesure à plus grand t et de l'affiner grâce à une statistique plus grande.

Cette analyse permet aussi de mettre en évidence une interférence avec le continuum non-résonant K^+K^- . L'analyse de cette interférence et de la nature de ce continuum pourrait, elle aussi, apporter de nouveaux éléments à l'étude de la structure des nucléons.

Annexes

Annexe A

Reconstruction des données de l'hodoscope

L'objectif de la reconstruction des données dans l'hodoscope est d'associer à un temps de réaction une énergie de photon, afin que cette information puisse être utilisée dans l'analyse des réactions détectées dans CLAS. Le temps mesuré dans l'hodoscope servira aussi à déterminer le temps d'interaction au Vertex nécessaire à la mesure de temps de vol des particules détectées dans CLAS.

Une calibration précise du temps de l'étiqueteur est nécessaire afin d'obtenir une résolution suffisante pour identifier le paquet d'électron d'où est issu le photon qui a produit la réaction. Le temps radio-fréquence fourni par l'accélérateur sera alors utilisé pour déterminer avec une précision maximum le temps d'interaction au vertex.

Un coup est reconstruit dans le programme d'analyse de l'étiqueteur s'il satisfait les conditions suivantes:

- Des signaux en temps doivent avoir été enregistrés dans la partie droite et la partie gauche d'un compteur T.
- Ces signaux doivent être en temps avec un signal détecté dans un compteur E.
- Le compteur T et le compteur E doivent être sur une trajectoire d'électron permise par l'optique de l'aimant.

L'analyse des données se déroulent en six étapes:

A.1 Étape 1: Filtrage des données et conversion canal-temps.

Les données brutes contiennent des informations de facto inutilisables:

- Coups sur un seul côté d'un compteur T.
- Dépassement de la gamme des TDCs.
- Coups hors temps pour les compteurs E (car la plage de mesure des TDCs des compteurs E est beaucoup plus grande que la plage de mesure des compteurs T). Certains coups dans les compteurs E qui ne pourront pas être associés à un coup dans un compteur T sont d'entrée de jeu à exclure.

Les données sont donc dans un premier temps filtrées pour rejeter ce type d'entrées. Ce filtrage élimine parfois jusqu'à 80% des données brutes de l'hodoscope, avant toute analyse. Il compense des insuffisances de l'acquisition, qui ont été par la suite peu à peu corrigées.

Les mesures de temps dans les TDCs sont ensuite converties du format binaire en nanosecondes:

- La pente des convertisseurs des E est de -500 ps/canal, à la valeur obtenue est soustraite la position du signal pour un électron auto-déclenché, qui est typiquement -500 ns. Ces deux grandeurs sont négatives, car ces TDCs sont utilisés en stop commun (départ donné par le signal, stop donné par l'acquisition; plus le coup vient tard, plus le numéro du canal est petit).
- La pente des convertisseurs des T est d'environ 50 ps/canal. Les signaux auto-déclenchés apparaissent typiquement aux alentours de 50 ns. La calibration des pentes des TDCs des compteurs T doit être réalisée avec une précision supérieure au pourcent pour ne pas affecter la qualité de la mesure en temps. La méthode utilisée sera décrite un peu plus loin.

A.2 Étape 2: Appariement géométrique E-T.

Même lorsqu'une coïncidence étroite est utilisée (20 ns), il arrive que certains compteurs T soient en temps avec des compteurs E qui ne peuvent pas être géométriquement sur la trajectoire d'un électron provenant du radiateur. Cet effet peut-être important, comme montré sur la figure A.1 qui correspond à une prise de données de basse intensité, pour laquelle on s'attendrait à avoir

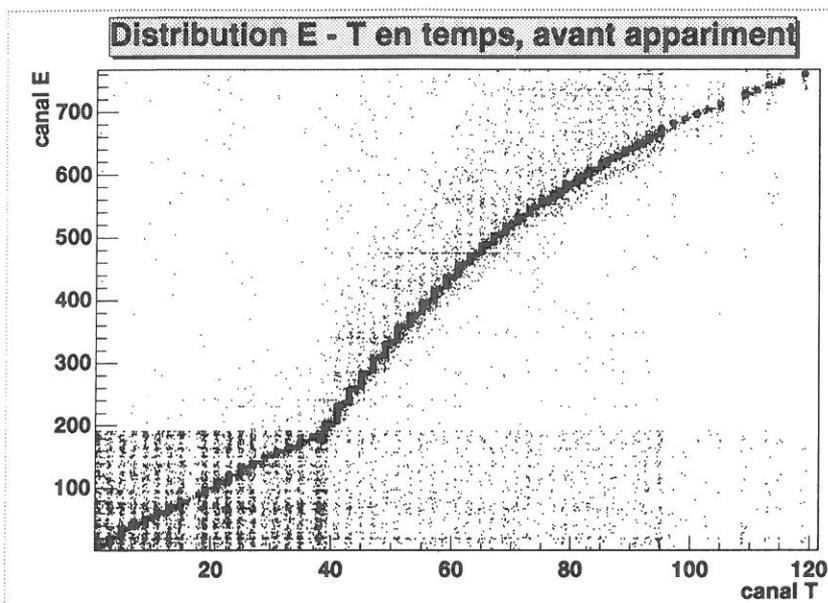


FIG. A.1 - *Distribution des coups en fonction des numéros de canaux E et T, lorsqu'on impose une coïncidence en temps entre les compteurs des deux plans. La ligne correspondant aux électrons provenant du radiateur apparaît très clairement. La quantité de coups se trouvant hors de cette ligne reste cependant importante.*

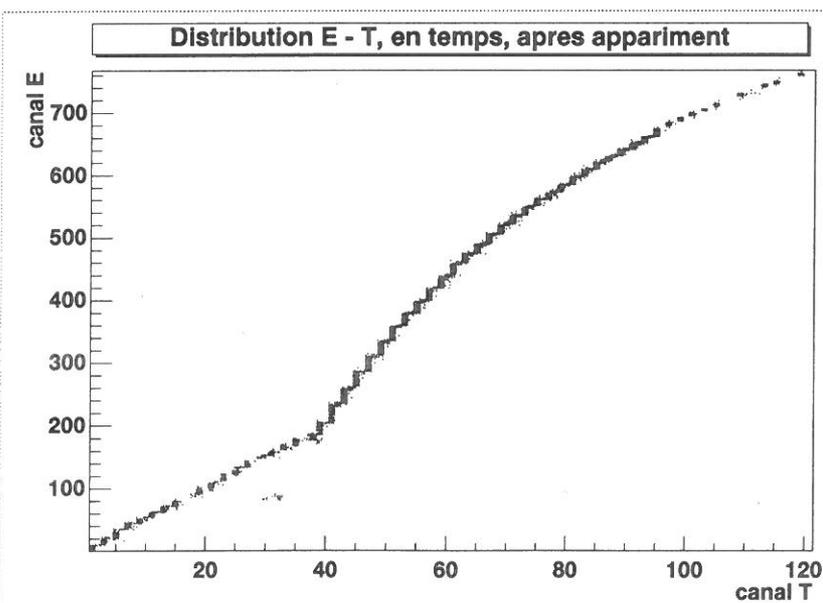


FIG. A.2 - *Distribution de coups en fonction des numéros de canaux E et T, après appariement.*

202ANNEXE A. RECONSTRUCTION DES DONNÉES DE L'HODOSCOPE

très peu de fortuits entre les compteurs E et T. Ces coups en temps peuvent provenir de trois effets:

- Le bruit électromagnétique ambiant, produit des particules, qui peuvent traverser à la fois le plan “E” et le plan “T”.
- Pour les canaux supérieurs à 192 des compteurs E, il semble y avoir une densité de coups plus importante au dessus de la ligne de coïncidence géométrique. Ce bruit de fond particulier pourrait provenir de rayonnement synchrotron produit lorsque les électrons sont courbés dans le dipôle.
- Pour les canaux inférieurs à 192, il semble y avoir un défaut électronique. Il pourrait s’agir des modules TDCs qui ne sont pas remis à zéro correctement après chaque acquisition et gardent donc en mémoire des coups provenant des événements précédents. Ces coups conservés sont en temps, car les électrons déclenchant l’acquisition sont auto-déclenchés et apparaissent donc toujours au même endroit de la gamme du TDC.

De plus pour des prises de données à haute intensité, les taux de comptage devenant très important, imposer une correspondance géométrique entre le compteur E et le compteur T permet d’éliminer une partie des fortuits entre le plan “E” et le plan “T”.

L’appariement géométrique est effectué selon la même matrice que celle utilisée pour le module de coïncidence (figure 4.4) La distribution géométrique après appariement est montrée figure A.2.

A.3 Étape 3: Coïncidence en temps E-T.

De façon à réduire encore le taux de fortuits entre le plan “E” et le plan “T”, une coïncidence en temps est effectuée. La différence en temps entre deux compteurs appariés doit être inférieure à 10 ns. La figure A.3 montre la corrélation en temps entre les compteurs E et les compteurs T appariés.

A.4 Étape 4: Redivision des plans.

En raison du recouvrement entre les compteurs adjacents, aussi bien dans le plan “E” que le plan “T”, il est possible qu’un même électron produise deux signaux dans deux compteurs adjacents d’un même plan. Ces deux signaux ne doivent pas être reconstruits comme provenant de deux électrons

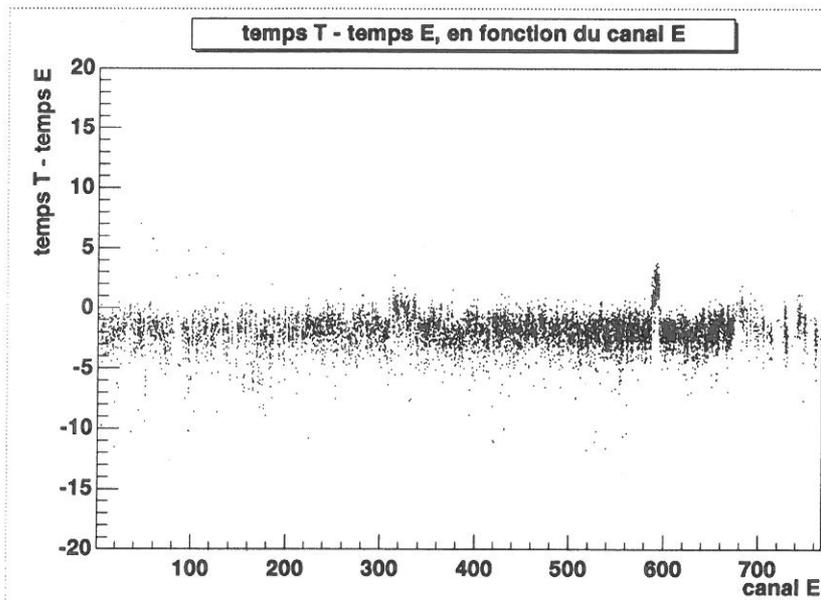


FIG. A.3 - Corrélation en temps entre les compteurs E et T appariés.

différents mais d'un même électron. Les deux plans de l'hodoscope ont donc été divisés en canaux mutuellement exclusifs, selon la convention suivante:

- Si l'électron traverse un unique compteur i , $ind_{canal} = 2.i - 1$. Par exemple, si l'électron traverse le compteur 1, le canal correspondant est le canal 1.
- Si l'électron traverse deux compteurs adjacents i et $i+1$, $ind_{canal} = 2.i$. Par exemple, si l'électron traverse les compteurs 1 et 2, le canal correspondant est le canal 2.

On définit de cette manière à partir des 384 compteurs E , 767 canaux, et à partir des 61 compteurs T , 121 canaux.

Avec cette nouvelle division des plans de l'hodoscope, la normalisation se trouve simplifiée: Le nombre total d'électrons détectés est bien la somme des comptages dans chacun des canaux, alors que cela n'était pas le cas avec les compteurs, en raison des recouvrements.

Une seconde motivation pour une redivision du plan "T" vient de ce qu'il a été observé que la mesure de temps dans le TDC d'un compteur T donné était légèrement différente si le compteur adjacent était lui aussi touché, probablement en raison de phénomènes de diaphonie entre canaux adjacents. Pour obtenir un alignement optimal en temps des compteurs "T", il est nécessaire de connaître s'ils ont été touchés de façon isolée ou par paire.

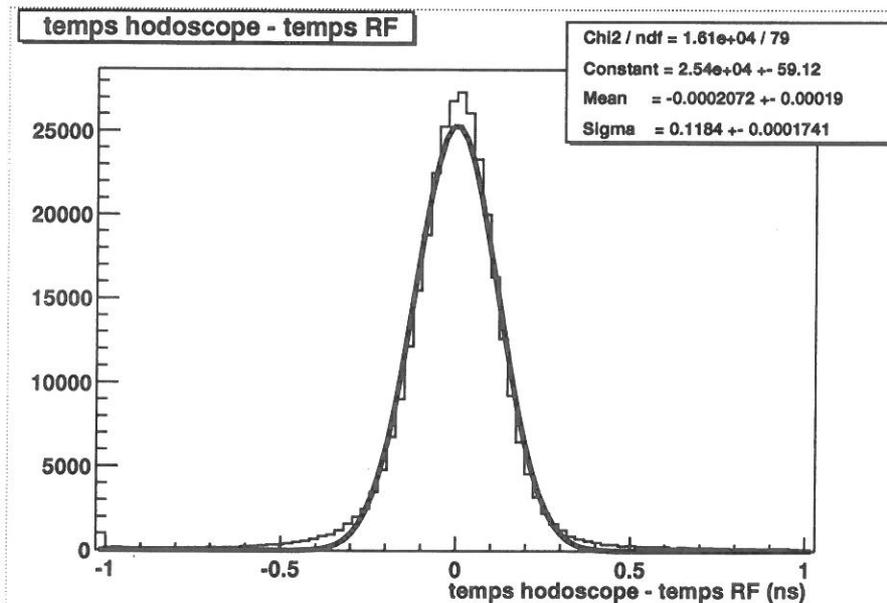


FIG. A.4 - Résolution en temps de l'hodoscope.

La seconde motivation pour une redivision du plan "E" est bien entendu d'obtenir une division plus fine de la mesure de l'énergie des photons, et donc une plus grande résolution sur leur énergie.

Pour grouper les compteurs E ou T adjacents, une coïncidence en temps est effectuée pour diminuer les chances de regrouper deux électrons différents (fortuits entre deux compteurs adjacents).

A.5 Étape 5: Ajustement fin des temps sur le signal Radio-fréquence.

Deux derniers ajustements en temps sont nécessaires. Ils ont pour but de comparer le temps reconstruit dans l'étiqueteur au temps radio-fréquence (RF) de l'accélérateur, afin de pouvoir identifier le paquet d'électron d'où est issu le photon de freinage. L'information de temps de l'accélérateur sera ensuite utilisée comme référence pour le temps de réaction au Vertex, afin d'être comparée au temps mesuré par le compteur de départ et ensuite pour la mesure de temps de vol de particules dans CLAS.

Ajustement relatif entre tous les compteurs T: Avant d'être comparée au temps RF, il faut s'assurer que l'information de temps fournie par l'hodoscope est bien la même quelque soit le canal T touché. Ces

A.6. ÉTAPE 6: IDENTIFICATION DES CONFIGURATIONS ATYPIQUES.205

alignements relatifs entre canaux sont effectués à l'aide d'un jeu de constantes fines qui sont recalibrées régulièrement, la précision recherchée est de l'ordre de la dizaine de picoseconde. Cette calibration sera décrite plus loin.

Ajustement en temps entre l'hodoscope/RF et CLAS: Une fois qu'un paquet d'électron est sélectionné le temps fourni par la RF doit être aligné avec le temps reconstruit dans CLAS. La constante d'ajustement est calibrée à partir de données réelles, pour lesquelles des particules relativistes (pions) sont sélectionnées à partir du spectre de déposition d'énergie $\frac{dE}{dx}$ dans les scintillateurs de mesure de temps de vol de CLAS. Le temps d'interaction au vertex est calculé à partir des longueurs de trajectoires dans les chambres à fil, en assumant que la vitesse β de ces pions est quasiment égale à 1. Le temps au vertex reconstruit est alors comparé au temps RF, afin de déterminer la constante d'ajustement.

La figure A.4 montre la résolution de l'hodoscope obtenue en la comparant au temps RF. Le sigma de la distribution varie entre 120 ps et 160 ps en fonction de l'intensité du faisceau, et est largement suffisant pour sélectionner de façon non ambigu un paquet d'électron du faisceau (eux-mêmes espacés à des intervalles de 2ns).

A.6 Étape 6: Identification des configurations atypiques.

Dans toute l'analyse qui vient d'être effectuée, il était présumé qu'un seul électron était détecté, et que cet électron ne produisait un signal que dans un compteur ou deux compteurs adjacents, que ce soit dans le plan "E" ou le plan "T". En réalité la distribution de coups dans les compteurs E et T ne suit pas toujours ce schéma. Le programme d'analyse identifie un certain nombre de configurations atypiques dont l'analyse est problématique.

- Le cas le plus courant et le plus simple apparaît lorsqu'il y a plusieurs trajectoires distinctes détectées dans l'hodoscope, c'est à dire plusieurs couples (E,T) reconstruits avec des temps et des énergies différentes pour un même événement (déclenchement) (figure A.5, configuration "Coups multiples"). Dans ce cas la comparaison en temps avec le Compteur de départ déterminera lequel correspond à la réaction hadronique détectée dans CLAS. Il est toutefois possible que ces deux coups soient très proches en temps, provenant soit d'un même paquet de faisceau,

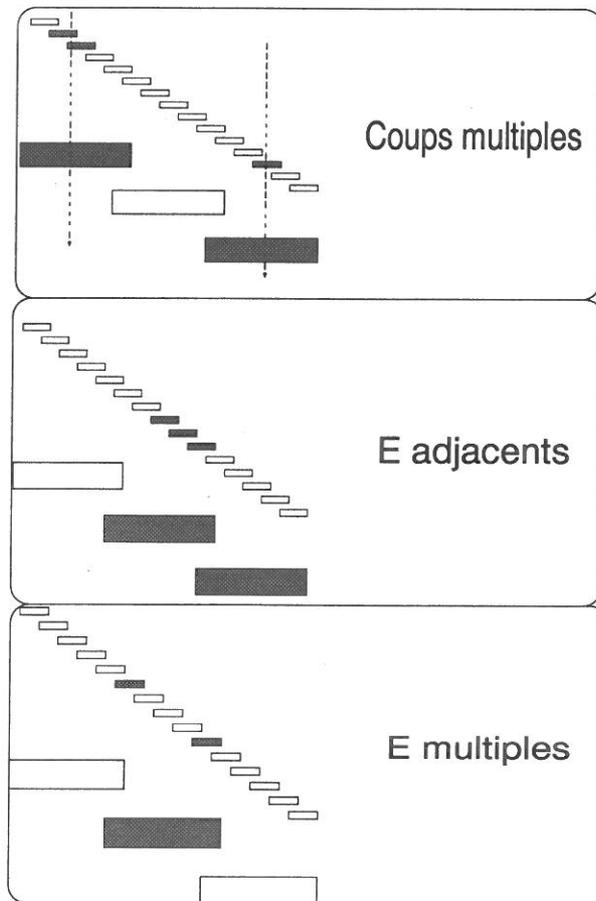


FIG. A.5 - Différentes configurations E - T atypiques demandant un traitement particulier des données de l'hodoscope.

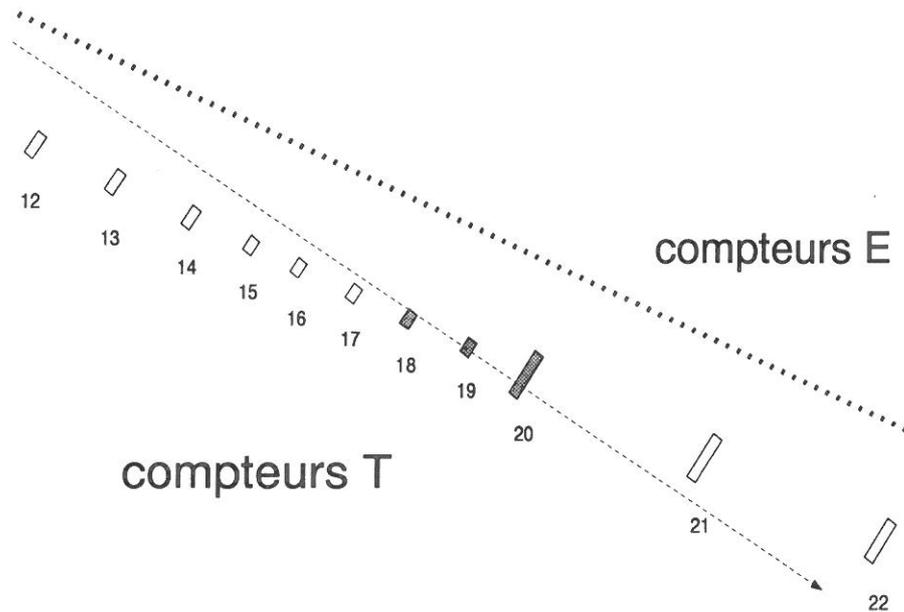


FIG. A.6 - Taille relative des compteurs T d'indices inférieur et supérieurs à 20.

soit de deux paquets adjacents et que le temps du Compteur de départ ne nous permette pas de sélectionner la bonne trajectoire dans l'hodoscope. Dans ce cas l'événement ne sera pas analysé, et une correction sera effectuée lors de la normalisation pour tenir compte de ce déficit dans le nombre d'événements analysés.

- Il peut aussi se produire que plus de deux compteurs E adjacents soient touchés en temps (figure A.5, configuration "E adjacents") Il peut s'agir de deux électrons dont les trajectoires étaient très proches, mais la probabilité d'une telle configuration est très faible même à haute intensité, l'explication la plus raisonnable est donc qu'il s'agisse d'un même électrons qui a, soit diffusé dans le compteur E, ou bien qui a émis un rayonnement synchrotron, ou bien de fuite de lumière d'un compteur à l'autre. C'est le parti pris qui a été choisi dans l'analyse d'une telle configuration.
- Il peut se produire que deux canaux E non adjacents soit touchés en temps avec un unique compteur T (figure A.5, configuration "multiples E"). L'interprétation est dans ce cas plus problématique, car l'origine de cette configuration peut être soit deux électrons traversant l'hodoscope, ou bien un électron et du bruit, électronique ou physique. En tout état de cause, il est impossible de déterminer lequel des canaux E doit

être utilisé pour mesurer l'énergie du photon. Ces événements n'ont pas été analysés et une correction adéquate à été appliquée lors de la normalisation de l'expérience.

- Il peut enfin se produire que plus de deux T adjacents soit touchés dans le même temps, cette configuration est relativement rare, et provient essentiellement des compteurs T18, T19 et T20, pour lesquels la configuration géométrique permet à un même électron de traverser trois compteurs. Il y a une rupture dans la taille des compteurs T entre le compteur 19 et le compteur 20: Les 19 premiers T ont été conçus plus petits afin de pouvoir soutenir des taux de comptages plus élevés (figure A.6).

A.7 Calibration en temps

Une calibration de l'hodoscope très précise est nécessaire pour obtenir une résolution en temps qui permette d'associer à chaque coups reconstruit dans l'hodoscope un paquet d'électron du faisceau. Le temps de passage du paquet fourni par un signal en provenance de l'accélérateur est enregistré dans un TDC avec une résolution de l'ordre d'une dizaine de picosecondes et est utilisé comme temps de départ de la réaction dans CLAS.

La résolution en temps de l'hodoscope obtenue est de l'ordre de 120 à 160 picosecondes suivant l'intensité du faisceau. Une telle résolution a été rendue possible grâce à quatre éléments de l'électronique:

- Les photomultiplicateurs aux deux extrémités des scintillateurs T permettent de corriger l'effet de la dispersion latérale des électrons en moyennant les mesures de temps à gauche et à droite:

$$t_T = \frac{t_{gauche} + t_{droit}}{2}$$

- Les discriminateurs à fraction constante permettent une mesure de temps indépendante de l'amplitude du signal.
- Les pentes des TDCs ont été soigneusement calibrées.
- L'alignement en temps relatif des différents compteurs a été soigneusement calibré.

Ces deux dernières calibrations s'appuient sur le temps RF fourni par la machine.

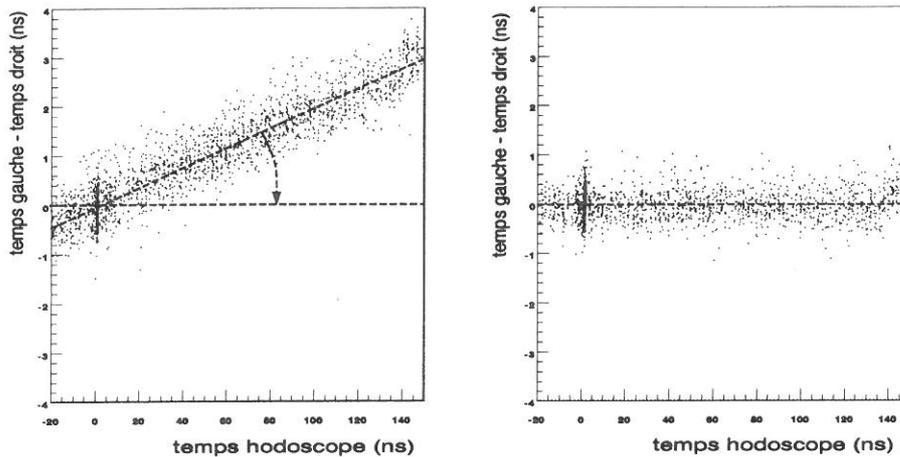


FIG. A.7 - Calibration relative des TDC gauche et droit d'un compteur T. Sur la figure de gauche avant calibration, la différence $t_{gauche} - t_{droit}$ dérive le long de la plage du TDC. Cette déviation est mesurée et utilisée pour la calibration (figure de droite).

A.7.1 Calibrations des pentes TDC

Pour chaque compteur T, les pentes des canaux TDC correspondant au photomultiplicateur droit et au photomultiplicateur gauche doivent être calibrées. Cette calibration se fait en deux temps; d'abord par un équilibrage gauche/droite, puis une calibration globale de la moyenne en temps droite/gauche relativement au temps RF.

Équilibrage gauche/droite: La distribution en temps $t_{gauche} - t_{droit}$ est une gaussienne dont le sigma est de l'ordre de 1 ns. Si le TDC droit est calibré correctement relativement au TDC gauche, cette distribution devrait être la même, quelque soit les canaux dans lesquels tombent les coups, mais si la pente d'un côté est surestimée, le côté gauche par exemple, alors plus le coup tombe loin dans le TDC, plus le temps gauche sera surestimé relativement au temps droit, et la distribution $t_{gauche} - t_{droit}$ se décalera vers les valeurs positives. C'est ce que l'on peut voir sur la figure A.7. Cette déviation peut être mesurée et utilisée pour calibrer relativement les TDC gauches et droits d'un compteur T.

Calibration absolue Lorsque le TDC gauche est calibré relativement au TDC droit, le temps moyenné droite-gauche peut être comparé au temps RF du paquet le plus proche. De façon similaire à ce qui a été vu pour l'équilibrage droite/gauche, si la pente des TDCs d'un compteur T est incor-

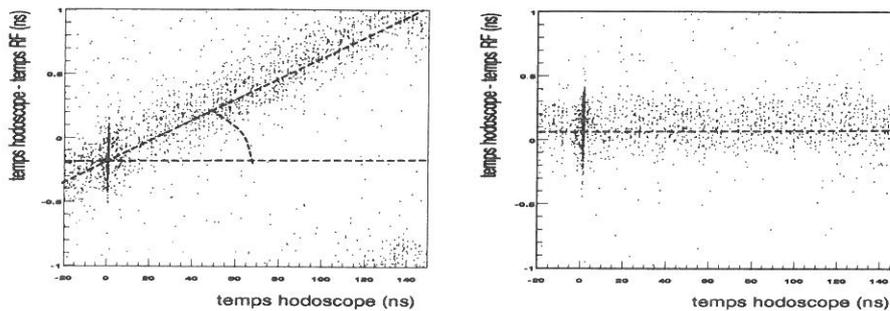


FIG. A.8 - Calibration du temps du compteur T relativement au temps RF . Si les pentes des TDCs ne sont pas correctes (figure de gauche) le temps mesuré par le compteur dérive par rapport au temps RF du paquet d'électron le plus proche, en fonction de la zone de la plage des TDCs qui est touchée. Ce n'est plus le cas après calibration (figure de droite).

recte, plus le coup tombera loin dans la plage des TDCs, plus le temps de ce compteur sera décalé par rapport au temps correct fourni par la RF (figure A.8). Cette déviation peut être mesurée et corrigée pour calibrer les TDC du compteur relativement à la RF .

A.7.2 Alignement relatif des canaux T

L'alignement en temps des différents canaux T se fait elle aussi en deux temps:

- Le temps de chaque compteur T est comparé au temps RF du paquet le plus proche. La différence en temps est ajustée et utilisée pour aligner les différents compteurs avec une précision de l'ordre d'une dizaine de picosecondes. (figure A.9).
- Rien n'assure que les délais de transit des signaux dans les photomultiplicateurs et l'électronique sont les mêmes à quelques centaines de picosecondes près pour tous les compteurs T . Il est donc possible que l'ajustement précédent ait été effectué sur un signal RF décalé d'un multiple de la période RF (2 ns). Pour s'assurer que l'alignement s'est fait avec une référence en temps commune, on compare le temps obtenu au temps d'un détecteur unique de référence, par exemple le compteur de départ. Si l'alignement ne s'est pas fait sur la même référence de période RF , cela apparaît très clairement comme un décalage exact de 2 ns dans la différence en temps entre le compteur T et le détecteur de référence (figure A.10).

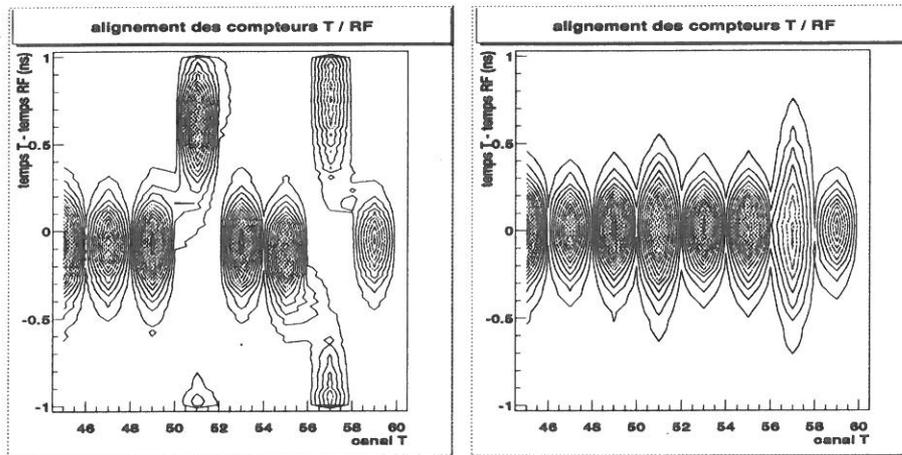


FIG. A.9 - *Alignement en temps de quelques compteurs T par rapport au temps RF, à gauche avant calibration, à droite après calibration.*

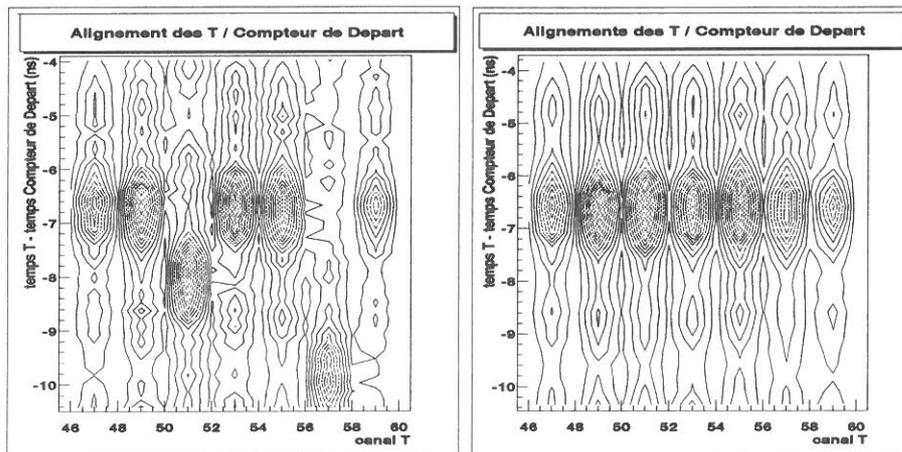


FIG. A.10 - *Alignement en temps des mêmes compteurs T que pour la figure A.9, par rapport au Compteur de départ, avant et après calibration (figure de gauche et figure de droite). On voit que certains compteurs avant calibration était décalés à plus d'un paquet RF.*

A.8 Conclusion sur l'étiquetage

Une calibration en temps soignée de l'hodoscope permet d'obtenir une résolution de l'ordre de 150 ps, largement suffisante pour identifier de façon certaine le paquet d'électrons du faisceau d'où est issu le photon étiqueté. La reconstruction des coups dans les deux plans de l'hodoscope permet en s'appuyant sur l'optique de l'aimant d'associer à cette mesure en temps très précise une énergie de photon avec une résolution de l'ordre de 0,1 % de l'énergie du faisceau incident.

Annexe B

Étude détaillée de la Normalisation

Cette annexe porte sur une étude détaillée des divisions par canaux E et par compteurs T, et de la manière de les gérer pour la normalisation.

B.1 Efficacité d'étiquetage par canaux T et E.

B.1.1 Division par détecteur:

L'hodoscope comprend deux plans de détecteurs. Le premier est constitué de 384 scintillateurs étroits (compteurs E) destinés à mesurer l'énergie des photons étiquetés. Cette division permet une mesure de section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dE}$ par pas d'énergie plus fins.

On peut noter $N_{e^-}^E(k)$ le nombre d'électrons détectés dans le compteur E_k ($k=1, \dots, 384$) et $N_{\gamma}^E(k)$ le nombre de photons étiquetés par ce même compteur atteignant la cible.

Le second plan est constitué de 61 scintillateurs larges (Compteurs T) destinés à mesurer précisément l'instant de production des photons.

On peut noter $N_{e^-}^T(i)$ le nombre d'électrons détectés dans le compteur T_i ($i=1, \dots, 61$), et $N_{\gamma}^T(i)$ le nombre de photons étiquetés par ce même compteur atteignant effectivement la cible.

La définition de l'efficacité d'étiquetage s'étend naturellement à chacun des détecteurs de ces deux plans:

$$\epsilon_{\epsilon}^E(k) = \frac{N_{\gamma}^E(k)}{N_{e^-}^E(k)} \Big|_{k=1..384}$$

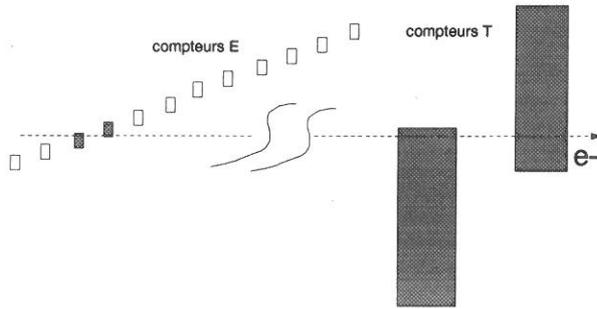


FIG. B.1 - *Un même électron passe à travers deux compteurs E et deux compteurs T.*

$$\epsilon_e^T(i) = \frac{N_\gamma^T(i)}{N_{e^-}^T(i)} \Big|_{i=1..61}$$

B.1.2 Division par canal:

Les détecteurs E se recouvrent sur environ les deux tiers de leur hauteur. Dans la moitié des cas, un même électron traversera deux scintillateurs adjacents produisant ainsi un signal dans les deux détecteurs alors qu'en réalité *un unique électron* a traversé l'étiqueteur (et éventuellement un seul photon à été émis en direction de la cible) (voir figure B.1).

Il est de ce fait utile de redéfinir la division du plan focal en canaux *mutuellement exclusifs*, en utilisant la table de correspondance suivante:

détecteur 1 seul: canal 1.

détecteurs 1 et 2: canal 2.

détecteur 2 seul: canal 3.

détecteurs 2 et 3: canal 4.

... (et ainsi de suite)

Les canaux impairs correspondent à un seul détecteur touché ($N^\circ \text{ canal} = 2 \times N^\circ \text{ détecteur} - 1$) et les canaux pairs à deux détecteurs touchés ($N^\circ \text{ canal} = 2 \times N^\circ \text{ détecteur}$). Cette division évite les doubles comptages, un coup dans un canal correspond à un électron traversant le plan focal. Elle définit 767 canaux en énergie, ce qui correspond à la résolution maximale que l'on puisse obtenir à l'aide de l'étiqueteur. $\delta E_{\min} = E_{\text{faisceau}} \times \frac{95\% - 20\%}{767} = E_{\text{faisceau}} \times 0,1\%$

On peut noter $N_{e^-}^e(l)$ (avec un e minuscule par opposition au E majuscule qui correspond à un compteur E entier), le nombre d'électrons détectés dans

le canal l ($l=1, \dots, 767$), et $N_\gamma^e(l)$ le nombre de photons étiquetés atteignant la cible dans ce même canal.

Les compteurs T du second plan focal se recouvrent eux aussi, sur environ un tiers de leur hauteur. Comme précédemment, on divisera le plan des compteurs T en 121 canaux ($2 \times 61 - 1$). On notera $N_{e^-}^t(j)$, avec un t minuscule, le nombre d'électrons détectés dans le canal j ($j=1, \dots, 121$) des compteurs T, et $N_\gamma^t(j)$ le nombre de photons étiquetés atteignant effectivement la cible dans ce même canal.

On peut aussi étendre la définition de l'efficacité d'étiquetage à ces nouvelles divisions en canaux:

$$\epsilon_\epsilon^e(l) = \frac{N_\gamma^t(l)}{N_{e^-}^t(l)} \Big|_{l=1..121}$$

$$\epsilon_\epsilon^t(j) = \frac{N_\gamma^e(j)}{N_{e^-}^e(j)} \Big|_{j=1..767}$$

La problématique de normalisation correspond à la mesure des 767 $N_\gamma^e(l) \Big|_{l=1, \dots, 767}$ (subdivision en énergie de photon la plus fine que l'on puisse obtenir avec notre dispositif). En pratique, par manque de statistique, on est parfois amené à utiliser une subdivision moins fine du plan focal, afin d'obtenir le meilleur compromis possible entre précision statistique de la normalisation et résolution en énergie.

Au cours d'une prise de données de production, les comptages ne sont enregistrés via les échelles que pour les compteurs T. On peut définir des coefficients de proportionnalité $\alpha_{T(i)}^{e(l)}$ entre le taux de comptage d'un canal e_l , et le taux de comptage du compteur T_i avec lequel il est en coïncidence:

$$N_\gamma^e(l) = \alpha_{T(i)}^{e(l)} N_\gamma^T(i)$$

Ces coefficients α intègrent de nombreux paramètres, tels que:

1. La géométrie de recouvrement des scintillateurs E_k (si $l = 2.k-1$) (et E_{k+1} si $l=2.k$) et T_i .
2. L'efficacité intrinsèque des détecteurs E_k (E_{k+1}) et T_i .
3. La qualité de la coïncidence électronique entre les compteurs E_k (E_{k+1}) et T_i .

B.2 Dérivation de l'expression 5.1

Le nombre de photons étiquetés pour une prise de données de production est égale au nombre d'électrons détectés dans l'hodoscope, corrigé de l'efficacité d'étiquetage :

$$N_{\gamma}^{e(l)Prod} = \frac{N_{e^{-}}^{e(l)Prod}}{\epsilon_{e}^{e(l)Prod}} \quad (\text{B.1})$$

Le nombre d'électrons détectés dans l'étiqueteur est mesuré via les échelles pour chaque compteur T :

$$N_{e^{-}}^{e(l)Prod} = (\alpha_{T(i)}^{e(l)})^{Prod} \times N_{e^{-}}^{T(i)Prod} \quad (\text{B.2})$$

d'où :

$$N_{\gamma}^{e(l)Prod} = \frac{(\alpha_{T(i)}^{e(l)})^{Prod} \times N_{e^{-}}^{T(i)Prod}}{\epsilon_{e}^{T(i)Prod}} \quad (\text{B.3})$$

On obtient une expression où il n'est plus nécessaire de connaître l'efficacité d'étiquetage ϵ_{e}^T que pour chaque compteur T. Cette efficacité d'étiquetage est mesurée à l'aide du Spectromètre de paires :

$$\epsilon_{e}^{T(i)Prod} = \frac{N_{e^{-}}^{T(i)Prod}}{N_{\gamma}^{T(i)Prod}} \quad (\text{B.4})$$

$$= \epsilon_{PS}^T(i) \times \frac{N_{e^{-}}^{T(i)Prod}}{N_{PS}^{T(i)Prod}} \quad (\text{B.5})$$

Dans l'équation B.4, on injecte la mesure de l'efficacité du spectromètre de paires qui a été faite lors de la prise de donnée de normalisation :

$$\epsilon_{e}^{T(i)Prod} = \frac{N^{T.PS(i)Norm}}{N^{T.TAC(i)Norm}} \times \frac{N_{e^{-}}^{T(i)Prod}}{N_{PS}^{T(i)Prod}} \quad (\text{B.6})$$

On peut à présent remplacer l'expression B.6 dans l'équation B.3, ce qui donne après simplification du terme $N_{e^{-}}^{T(i)Prod}$:

$$N_{\gamma}^{e(l)Prod} = \left((\alpha_{T(i)}^{e(l)})^{Prod} \times N^{T.TAC(i)Norm} \right) \times \frac{N^{T.PS(i)Prod}}{N^{T.PS(i)Norm}} \quad (\text{B.7})$$

Si les coefficients $\alpha_{T(i)}^{e(l)}$ restent constants entre les prises de données de normalisation et de production, la grandeur $\alpha_{T(i)}^{e(l)} \times N^{T.TAC(i)Norm}$ n'est autre que la distribution de coups par canal E en coïncidence avec le TAC

déterminée lors de la prise de donnée de normalisation, et nous obtenons l'expression présentée dans le chapitre sur la normalisation (équation 5.1).

Nous allons voir dans les prochaines sections les tests les plus poussés qui ont été fait pour vérifier la coïncidence des données enregistrées sur échelles et celles reconstruites à l'aide de l'acquisition. Nous discuterons par ailleurs de la constance des coefficients $\alpha_{T(i)}^{e(l)}$, et des remèdes qui ont été utilisés.

B.3 Comparaison échelles/ acquisition.

La comparaison des efficacités du PC et du PS obtenues à partir des échelles et de l'acquisition n'est pas le test le plus contraignant que l'on puisse faire pour se convaincre que le fonctionnement des échelles et l'analyse des données sont bien compris. En effet puisqu'il s'agit du rapport de deux grandeurs, il est possible que dénominateur et numérateur soient affectés par un même effet systématique qui disparaît lorsqu'on calcule le rapport.

Le test le plus poussé que l'on puisse faire est la comparaison des taux de comptage absolus $N^{TAC.T}$, $N^{PC.T}$ et $N^{PS.T}$.

- Pour les prises de données où la coïncidence E/T était activée au niveau du déclencheur, les comptages des échelles sont bien reproduits par les données reconstruites, sauf pour certains compteurs de faible efficacité pour lesquels les échelles comptent moins (figure B.2). Ce phénomène est cependant bien compris et provient du recouvrement entre les compteurs T et d'un mauvais fonctionnement du module de coïncidence E-T. Lorsqu'un électron passe à travers deux compteurs T adjacents dont un pour lequel la coïncidence E-T fonctionne mal, le coup n'est pas enregistré dans l'échelle du compteur fonctionnant mal, par contre le déclencheur est activé grâce au compteur adjacent qui lui fonctionne correctement, et un coup est reconstruit à partir des données enregistrées sur TDC à la fois dans le compteur fonctionnant bien *et le compteur fonctionnant mal*. C'est pourquoi pour ces compteurs, pour lesquels le module de coïncidence était défaillant, il y a plus de coups reconstruits par l'acquisition que de coups enregistrés dans les échelles. Ce phénomène est compris et maîtrisé. Si l'on ajuste le rapport des valeurs obtenues à l'aide de l'acquisition et des échelles, on obtient un accord de l'ordre de 3% (figure B.3).
- Pour les données pour lesquelles cette coïncidence était désactivée on observe aussi un bon accord entre les données reconstruites et les échelles, en particulier on n'observe plus l'effet du dysfonctionnement du module de coïncidence E-T (figure B.4). Pour permettre cette comparaison,

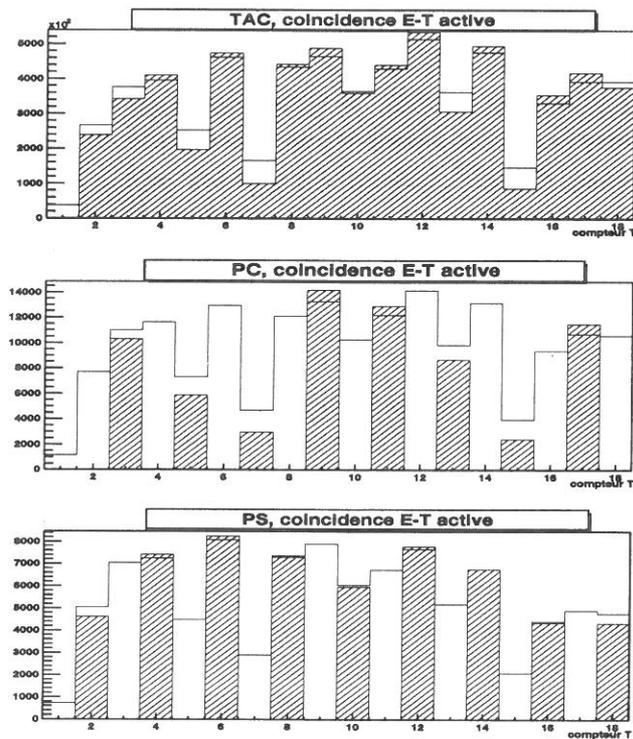


FIG. B.2 - Comparaison des comptages des trois détecteurs de normalisation (PC, PS et TAC) en coïncidence avec les compteurs T de l'hodoscope, mesurés à l'aide de l'acquisition en trait plein, et à l'aide des échelles en grisé, lorsque la coïncidence E-T est active.

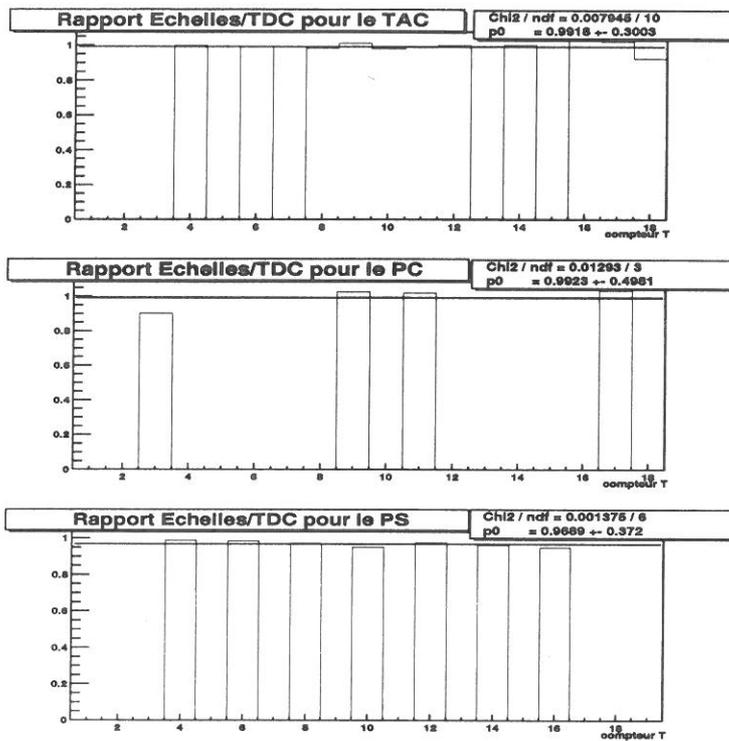


FIG. B.3 - Rapport des comptages des trois détecteurs de normalisation (PC, PS et TAC) en coïncidence avec les compteurs T de l'hodoscope, entre les mesures obtenues à l'aide de l'acquisition et celles obtenues à l'aide des échelles. Coïncidence E-T active. Les canaux pour lesquels le module de coïncidence E-T était défaillant ont été exclus de l'ajustement.

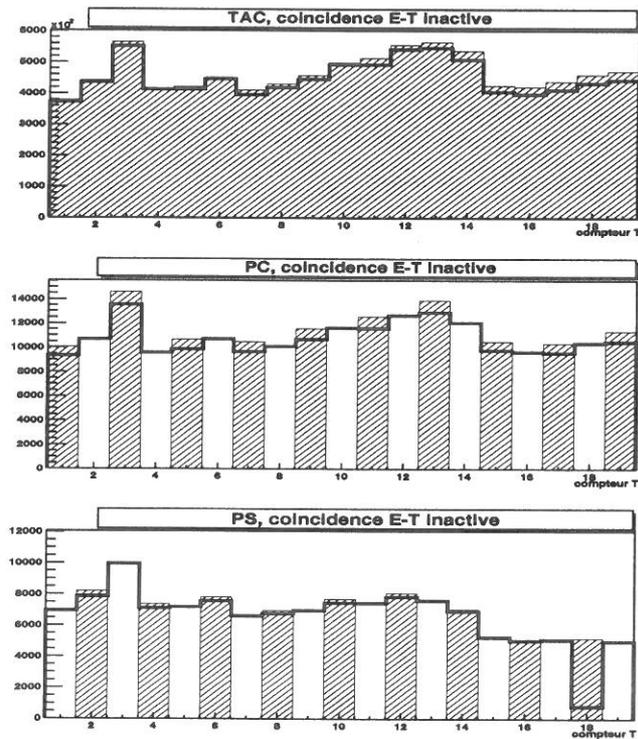


FIG. B.4 - Comparaison des comptages des trois détecteurs de normalisation (PC, PS et TAC) en coïncidence avec les compteurs T de l'hodoscope, mesurés à l'aide de l'acquisition en trait plein, et à l'aide des échelles en grisé, lorsque la coïncidence E-T est inactive.

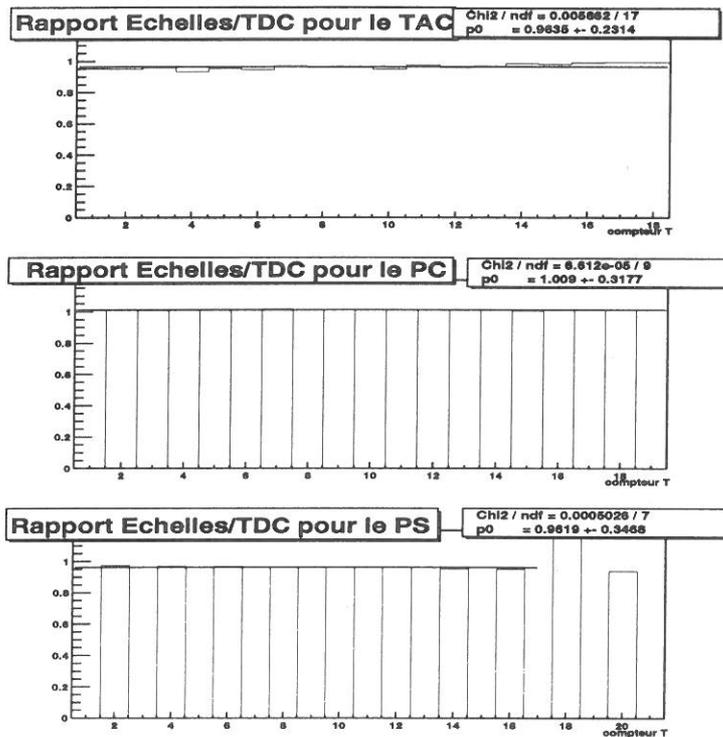


FIG. B.5 - Rapport des comptages des trois détecteurs de normalisation (PC, PS et TAC) en coïncidence avec les compteurs T de l'hodoscope, entre les mesures obtenues à l'aide de l'acquisition et celles obtenues à l'aide des échelles. Coïncidence E-T inactive

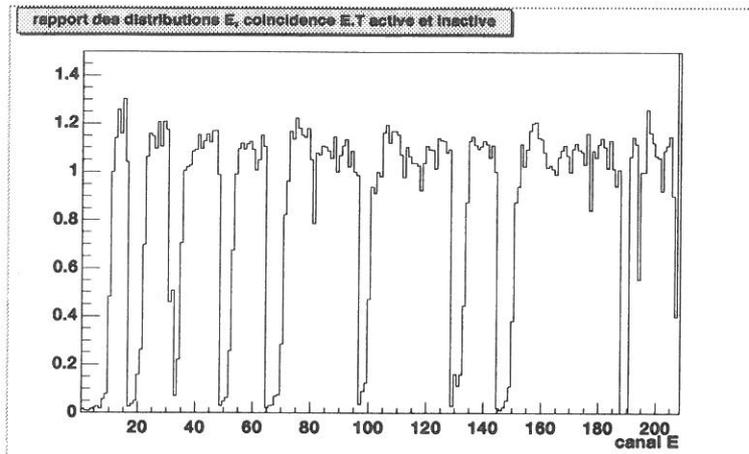


FIG. B.6 - Rapport des distributions par canal E en coïncidence avec le TAC pour deux prises de données de normalisation, la première ayant la coïncidence $E-T$ active, et la seconde inactive.

puisque les signaux envoyés dans les échelles ne requièrent qu'une coïncidence entre les parties gauches et droites des compteurs T , les données sont reconstruites aussi lorsqu'aucun compteur E n'était en coïncidence avec le compteur, ce qui se produit dans environ 10% des cas et correspond au cas où les seuils sur les compteurs E sont mal réglés, et où certains bons électrons ne sont détectés. Si l'on ajuste le rapport des valeurs obtenues à l'aide de l'acquisition et des échelles, on obtient un accord de l'ordre de 4% (figure B.5).

B.4 Dysfonctionnement du module de coïncidence $E-T$.

Nous venons de voir un effet mettant en cause le fonctionnement du module de coïncidence $E-T$. Ce dysfonctionnement peut être mis en évidence de manière plus directe. La figure B.6 montre le rapport des distributions de coups par canal E entre une prise de donnée pour laquelle la coïncidence $E-T$ était active et une prise de donnée pour laquelle elle était inactive. On voit clairement que pour certains canaux, le module était défaillant et introduisait une perte d'efficacité importante du déclencheur.

La figure B.7 montre la distribution des compteurs E en coïncidence avec le compteur $T7$ lorsque le module est actif, et lorsqu'il est inactif. On voit un changement de comportement très clair pour un groupe de 4 compteurs

B.4. DYSFONCTIONNEMENT DU MODULE DE COÏNCIDENCE E-T.223

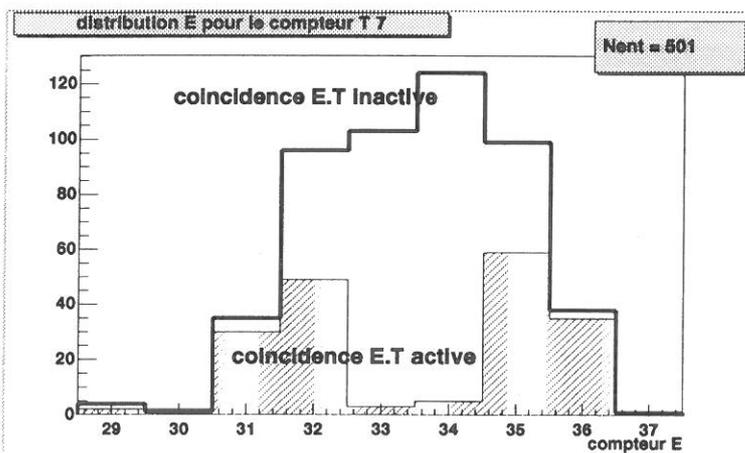


FIG. B.7 - Distribution des compteurs E en coïncidence avec le compteur T7 qui possède une efficacité anormalement basse lorsque le module de coïncidence E-T est actif. Lorsque le module est inactif la distribution est raisonnable et centrée sur le compteur E34. Lorsque le module est actif, les comptages sont plus faibles pour les 4 compteurs T32 à T35, trahissant un dysfonctionnement du module de coïncidence. Les compteurs E32 et E35 ont un taux de comptage plus élevé que les compteurs E33 et E34, du fait de leur recouvrement avec les compteurs E31 et E36 pour lesquels le module de coïncidence fonctionne correctement.

E, indice d'un dysfonctionnement de l'électronique.

B.5 Remèdes

Le remède le plus direct a été de normaliser les données de production acquises avec la coïncidence E-T active par une distribution de normalisation obtenue elle-aussi avec la coïncidence E-T active.

Il faut en outre vérifier que le fonctionnement de ce module reste constant au cours des différentes prises de données de production. Nous avons utilisé pour cela la méthode suivante:

Elle se base sur *une prise de donnée de production intermédiaire, proche en temps de la prise de donnée de normalisation et pour laquelle on considère que la qualité de la coïncidence a peu ou pas changée par rapport à la prise de donnée de normalisation*. Cette prise de données nous sert de référence. On peut y mesurer le taux de comptage par canal E d'une réaction possédant une grande section efficace, par exemple $\gamma P \rightarrow P\pi^+\pi^-$, ou bien tout simplement le taux de production hadronique total dans CLAS (taux de déclenchement total). Pour les prises de données suivantes, on recalcule ce taux de production en fonction du canal E. Le rapport de ces deux distributions devrait être constant. Si par endroit il s'écarte de cette constante en raison d'une variation du fonctionnement de l'électronique de l'hodoscope, cet écart à la valeur moyenne nous donne la correction à appliquer pour notre normalisation. Un rapport de distribution typique est montré figure B.8. On peut facilement identifier les canaux E pour lesquels une telle variation a eu lieu (canaux 150, 190, 210, 550).

B.6 Conclusion

La mesure du flux de photon est sous contrôle, limitée pour les divisions les plus fines en énergie par les erreurs statistiques, et maîtrisée globalement à quelques pourcents près.

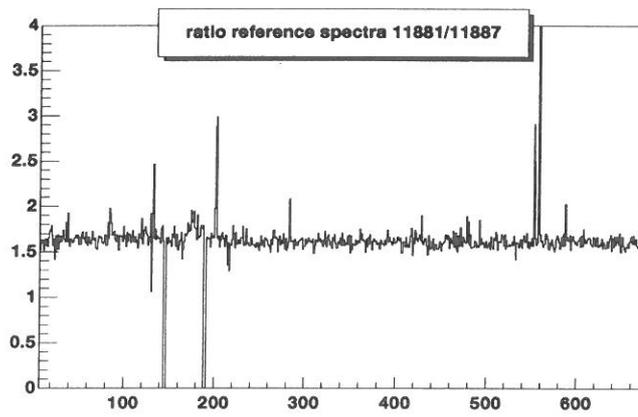


FIG. B.8 - *Rapport des distributions de réaction dans CLAS en fonction du canal E entre la prise de données de référence et une autre prise de données. Les canaux pour lesquels l'électronique a changée sont facilement identifiables.*

Annexe C

Analyse de la décroissance

La question est de savoir ce que l'on peut extraire de la distribution angulaire des produits de décroissance d'un méson vecteur en deux mésons scalaire (ou pseudo-scalaire).

L'analyse complète du processus avec toutes les relations dans le cas polarisé peut se trouver dans la référence [Sch70]. On va déduire pour un processus de photoproduction de méson vecteur comment on peut remonter à partir de la distribution angulaire des produits de décroissance de ce méson au transfert T de la polarisation du photon vers le méson vecteur.

C.1 Les systèmes de référence

Trois systèmes (repères d'axes) sont couramment utilisés pour la décroissance des mésons vecteurs.

A l'aide de ces systèmes, la direction qui est mesurée est toujours l'axe de vol (commun) des mésons scalaires de décroissance dans le référentiel où le méson vecteur est au repos. La différence entre ces trois systèmes provient du choix de l'axe de référence pour la mesure de l'angle polaire (θ) et azimutal (φ) de cet axe de vol.

- **Le système de Gottfried-Jackson.**

Dans ce système, l'axe de quantification (OZ_{GJ}) est défini par la direction du photon dans le référentiel du méson vecteur au repos. Ce système est idéal pour étudier la conservation de l'hélicité dans la voie t (i.e. échange de spin 0^+).

- **Le système d'Adair.**

Ici, l'axe de quantification (OZ_A) est pris comme la direction du photon dans le centre de masse du système. Ce système est indiqué pour étudier

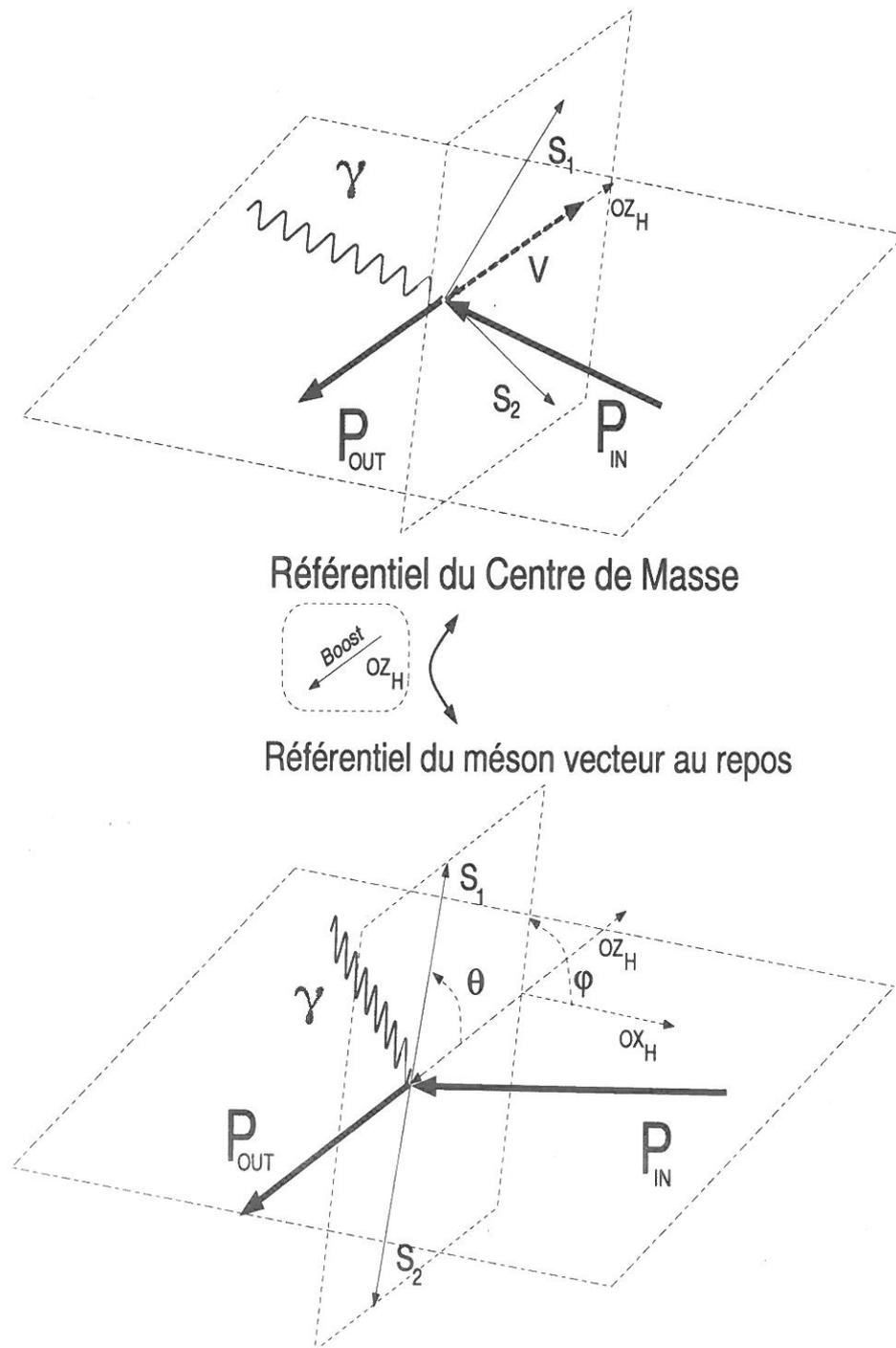


FIG. C.1 - Cinématique de la décroissance d'un méson vecteur en deux mésons scalaires dans le système de l'hélicité. On passe du référentiel du centre de masse au référentiel du méson vecteur au repos par un boost de Lorentz le long l'axe de référence OZ_H .

la conservation du spin dans la voie s (en particulier les hypothèses d'indépendance de spin).

– **Le système de l'hélicité.**

Dans ce système, l'axe de quantification (OZ_H) est pris comme la direction du méson vecteur dans le centre de masse du système, qui s'identifie avec l'opposé de la direction du proton sortant dans le référentiel du méson vecteur au repos (figure C.1). C'est le système adapté à l'étude de la conservation de l'hélicité dans la voie s .

Pour ces trois systèmes, l'angle azimutal φ est mesuré autour de l'axe de référence en prenant pour origine le plan de diffusion photon-proton.

C'est le système de l'hélicité qui est utilisé dans la suite de cette discussion.

C.2 Relation

Les matrices de densité de spin du photon $\rho(\gamma)$ et du méson vecteur $\rho(V)$ sont reliées entre elles via les amplitudes de production T :

$$\rho(V) = T\rho(\gamma)T^\dagger$$

ou de manière plus explicite:

$$\rho_{\lambda_V \lambda'_V}(V) = \frac{1}{N} \sum_{\lambda_{N'} \lambda_\gamma \lambda_N \lambda'_\gamma} T_{\lambda_V \lambda_{N'} \lambda_\gamma \lambda_N} \rho_{\lambda_\gamma \lambda'_\gamma}(\gamma) T_{\lambda'_V \lambda_{N'} \lambda'_\gamma \lambda_N}^*$$

où les λ_V et λ_γ sont les hélicités respectives du méson et du photon, et $\frac{1}{N}$ est un facteur de normalisation. La distribution angulaire de décroissance du méson vecteur peut à son tour être exprimée en fonction de sa matrice de densité de spin:

$$\frac{dN}{d \cos \theta d\varphi} \equiv W(\cos \theta, \varphi) = \sum_{\lambda_V \lambda'_V} \langle \theta, \varphi | M | \lambda_V \rangle \rho(V)_{\lambda_V \lambda'_V} \langle \lambda'_V | M^\dagger | \theta, \varphi \rangle \quad (\text{C.1})$$

où M est l'amplitude de décroissance du méson. Les projections des rotations sur les angles θ et φ s'écrivent en fonction des fonctions de Wigner:

$$\langle \theta, \varphi | M | \lambda_V \rangle = C \sqrt{\frac{3}{4\pi}} D_{\lambda_V 0}^{1*}(\varphi, \theta, -\varphi)$$

où pour une décroissance en mésons scalaires la constante C est reliée à la largeur de décroissance du méson ($|C^2| \propto \Gamma_V$). Comme la constante C est indépendante de l'hélicité du méson vecteur et que nous nous intéresserons en final à des distributions angulaires normalisées, nous pouvons prendre pour simplification $C=1$.

Les fonctions de Wigner sont:

$$\begin{aligned} D_{10}^1(\varphi, \theta, -\varphi) &= -\frac{1}{\sqrt{2}} \sin \theta e^{-i\varphi} \\ D_{00}^1(\varphi, \theta, -\varphi) &= \cos \theta \\ D_{-10}^1(\varphi, \theta, -\varphi) &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \theta e^{-i\varphi} \end{aligned}$$

ce qui donne quand on injecte dans l'équation (C.1)

$$\begin{aligned} W(\theta, \varphi) &= \frac{3}{4\pi} \sum_{\lambda_V \lambda'_V} D_{\lambda_V 0}^{1*}(\varphi, \theta, -\varphi) \rho_{\lambda_V \lambda'_V}(V) D_{\lambda'_V 0}^1(\varphi, \theta, -\varphi) \\ &= \frac{3}{4\pi} \left(\frac{\sin^2 \theta}{2} \rho_{-1-1}(V) + \frac{1}{\sqrt{2}} \cos \theta \sin \theta e^{-i\varphi} \rho_{0-1}(V) \right. \\ &\quad - \frac{\sin^2 \theta}{2} e^{2i\varphi} \rho_{1-1}(V) + \frac{1}{\sqrt{2}} \cos \theta \sin \theta e^{-i\varphi} \rho_{-10}(V) \\ &\quad \cos^2 \theta \rho_{00}(V) - \frac{1}{\sqrt{2}} \cos \theta \sin \theta e^{-i\varphi} \rho_{10}(V) \\ &\quad - \frac{\sin^2 \theta}{2} e^{-2i\varphi} \rho_{-11}(V) - \frac{1}{\sqrt{2}} \cos \theta \sin \theta e^{-i\varphi} \rho_{01}(V) \\ &\quad \left. \frac{\sin^2 \theta}{2} \rho_{11}(V) \right) \end{aligned}$$

En utilisant le fait que la matrice densité $\rho(V)$ est hermitienne (c'est à dire $\rho_{\lambda_V \lambda'_V}(V) = \rho_{\lambda'_V \lambda_V}^*(V)$) on obtient :

$$W(\theta, \varphi) = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{1}{2} (\rho_{-1-1} + \rho_{11}) \sin^2 \theta + \cos^2 \theta \rho_{00} \right) \quad (C.2)$$

$$+\frac{1}{\sqrt{2}}(Re\rho_{0-1} - Re\rho_{10}) \cos \varphi \sin 2\theta \quad (C.3)$$

$$+\frac{1}{\sqrt{2}}(Im\rho_{0-1} + Im\rho_{10}) \sin \varphi \sin 2\theta \quad (C.4)$$

$$- \sin^2 \theta (\cos 2\varphi Re\rho_{1-1} - \sin 2\varphi Im\rho_{1-1}) \quad (C.5)$$

$$(C.6)$$

A partir de cette expression qui relie la décroissance de méson vecteur à sa polarisation, nous allons passer à celle du photon. La matrice densité du photon s'écrit :

$$|\gamma\rangle = a_+ |\lambda_\gamma = +1\rangle + a_- |\lambda_\gamma = -1\rangle$$

et

$$\rho(\gamma) = |\gamma\rangle \langle \gamma| = \begin{pmatrix} |a_+|^2 & a_+ a_-^* \\ a_- a_+^* & |a_-|^2 \end{pmatrix}$$

Pour le cas où les photons sont polarisés circulairement ($\lambda_V = \pm 1$), on a :

$$\rho(\gamma) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{ou} \quad \rho(\gamma) = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Dans le cas où la polarisation est linéaire :

(i.e. $|\gamma\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(e^{-i\varphi} |\lambda_V = +1\rangle - e^{-i\varphi} |\lambda_V = -1\rangle)$)

$$\rho(\gamma) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -e^{-2i\varphi} \\ -e^{-2i\varphi} & 1 \end{pmatrix}$$

Enfin dans le cas où la polarisation est partielle :

$$\rho(\gamma) = \frac{1}{2}I + \frac{1}{2}\vec{P}_\gamma \cdot \vec{\sigma}$$

avec $0 \leq P_\gamma \leq 1$ et \vec{P}_γ tel que :

- $\vec{P}_\gamma = P_\gamma(0, 0, \pm 1)$ pour la polarisation circulaire
- $\vec{P}_\gamma = P_\gamma(-\cos 2\varphi, -\sin 2\varphi, 0)$ pour la polarisation linéaire

Comme nous l'avons remarqué au début de cette annexe, la matrice de densité de spin du méson vecteur est reliée à la matrice de densité de spin du photon, via les amplitudes de production T : $\rho(V) = T\rho(\gamma)T^\dagger$

En décomposant $\rho(\gamma)$ sur les matrices σ^i , on obtient :

$$\rho(V) = T\left(\frac{1}{2}I + \frac{1}{2}\vec{P}_\gamma \cdot \vec{\sigma}\right)T^\dagger \quad (\text{C.7})$$

$$= \frac{1}{2}(T \cdot I \cdot T^\dagger + \sum_i P_\gamma^i T \sigma_i T^\dagger) \quad (\text{C.8})$$

$$= \rho^0 + \sum_i P_\gamma^i \rho_i \quad (\text{C.9})$$

où $(\rho^0, \rho^i) = T(\frac{1}{2}I, \frac{1}{2}\sigma^i)T^\dagger$ En particulier, pour ρ^0 :

$$\rho_{\lambda_V \lambda'_V}^0 = \sum_{\lambda_\gamma \lambda'_\gamma} T_{\lambda_V \lambda_\gamma} T_{\lambda'_V \lambda'_\gamma}^*$$

En injectant la décomposition (C.9) dans (C.6) et en utilisant la condition $Tr\rho^0 = 1$ on obtient après un peu d'algèbre:

$$W(\cos \theta, \varphi) = W^0(\cos \theta, \varphi) + \sum_i P_\gamma^i W^i(\cos \theta, \varphi)$$

où l'on détaille seulement W^0 et W^3 pour la polarisation circulaire :

$$W^0(\cos \theta, \varphi) = \frac{3}{4\pi} \left[\frac{1}{2}(1 - \rho_{00}^0) + \frac{1}{2}(3\rho_{00}^0 - 1) \cos^2 \theta \right. \\ \left. - \sqrt{2} \text{Re} \rho_{10}^0 \sin 2\theta \cos \varphi - \text{Re} \rho_{1-1}^0 \sin^2 \theta \cos 2\varphi \right]$$

$$W^3(\cos \theta, \varphi) = \frac{3}{4\pi} \left[\sqrt{2} \text{Im} \rho_{10}^3 \sin 2\theta \sin 2\varphi + \text{Im} \rho_{1-1}^3 \sin^2 \theta \sin 2\varphi \right]$$

Dans le cas particulier où la polarisation est nulle, on voit que la distribution se réduit à W^0 et que l'on peut espérer obtenir des informations sur trois coefficients seulement ρ_{00}^0 , ρ_{10}^0 et ρ_{1-1}^0 .

Bibliographie

- [Alv70] H.U.Alvensleben et al., Phys. Rev. Lett., 25, 1373 (1970); Nuclear Physics, B 25, 333 (1971)
- [Ans87] M. Anselmino, P. Kroll, B. Pire, Z. Phys. C 36 (1987) 89
- [Aud00] Gerard Audit, private communication.
- [Aug99] Thierry Auger, thèse de doctorat, université Paris 7: “Photoproduction de mésons vecteurs: premiers résultats avec CLAS (1999)”.
- [Bat99] M. Battaglieri, communication privée, présenté à la conférence d’Adélaïde 2000.
- [Bau78] T.H.Bauer, R.D. Spital, D.R.Yennie, F.M.Pipkin, Rev. of Mod. Phys., 50, No. 2, 261, (1978) (Erratum-ibid, vol51, 407 (1979)).
- [Ber62] L.Bertenza et al, Phys. Rev. Lett. 24, 1197 (1962)
- [Ber99] C.F. Berger, W. Schweiger. Preprint hep-ph/9910509 (1999)
- [Big71] P.J.Biggs et al., Phys. Rev. Lett., 24, 1197 (1970)
- [Blo94] V.Blobel, The BOS System Dynamic management, rapport interne collaboration CLAS (1994)
- [Bro73] S.J. Brodksy, G.R. Farrar, Phys. ReV. Lett. 31 (1973) 1153, Phys. Rev. D 11 (1975) 1309
- [Bro00] Will Brooks, for the CLAS collaboration “CLAS”, NUclear Physics A663-664 (2000) 1077c-1080c.
- [Bur99] V.D. Burkert, Physics with CLAS at energies up to 12 GeV.
- [Cah89] R.Cahn et G.Glodhaber, The Experimental Foundations of Particle Physics, Cambridge University Press (1989)

- [Car97] C. Carimalo, N. Arteaga-Romero, S. Ong. Preprint hep-ph/9712485 (1997)
- [Car98] D.S. Carman et al., The region one drift chamber for the CLAS spectrometer, NIM A (419) 2-3 (1998) pp. 315-319.
- [Che84] V.L. Chernyak, I.R.Zhitnitsky, Phys. Rep. 112 (1984) 173
- [Clas89-14] CLAS-NOTE-89-014: S. Christo et al., "Drift Chamber considerations, Construction and Operation".
- [Clas90-5] CLAS-NOTE-90-005: W. Tuzel et al., "Engineering Analysis of the Reference Design for the CLAS Toroid".
- [Clas91-1] CLAS-NOTE-91-001: B.B. Niczyporuk "Track fitting in an inhomogeneous magnetic field".
- [Clas91-12] CLAS-NOTE-91-012: D.I. Sober, "A guide to the Optics of the Tagged Photon Magnet".
- [Clas91-17] CLAS-NOTE-91-017: D.C. Doughty et al., "A VXibus Based Trigger for the CLAS Detector at CEBAF".
- [Clas92-14] CLAS-NOTE-92-014: D.I. Sober, "Calibration of the Tagged Photon Beam: Normalization Methods, Shower Counter and Pair Spectrometer".
- [Clas92-15] CLAS-NOTE-92-015: J.S.H. Ross et al., "Development in the design of the Superconducting Toroidal Magnet for the CEBAF Large acceptance spectrometer".
- [Clas92] CLAS-NOTE-92-017: E. Smith et al., "PMT Acceptance Tests for the Forward-Angle CLAS TOF scintillators".
- [Clas93-5] CLAS-NOTE-93-005: M. Kossov, M. Mestayer, "Simulation of Drift Chamber Performance in Magnetic Field".
- [Clas93-24] CLAS-NOTE-93-024: H. Crannel, "Considerations for the Design of the CLAS Tagger Beam Dump".
- [Clas95-11] CLAS-NOTE-99-011: E. Doroshkevish et al. "Cerenkov Counter Reconstruction for CLAS".
- [Clas95-26] CLAS-NOTE-99-026: A. Vlassov et al. "CLAS cerenkov Detector Simulations and Design Analysis".

- [Clas96-3] CLAS-NOTE-96-003: E. Anciant et al. "Proposal for the E-T coincidence Mapping module."
- [Clas97-6] CLAS-NOTE-97-006: M. Battaglieri et al. "First level trigger optimisation in vector meson photoproduction"
- [Clas99-1] CLAS-NOTE-99-001: E. Anciant et al. "Photon flux normalisation for CLAS".
- [Clas99-4] CLAS-NOTE-99-004: E. Anciant et al. "Tagger hit reconstruction and Tagger calibration overview".
- [Clas99-5] CLAS-NOTE-99-005: A. Vlassov et al. "CLAS cerenkov Detector Calibrations".
- [Clas99-6] CLAS-NOTE-99-006: K.L. Giovanetti et al. "Detailed report on the design and operation of the calibration system for the forward calorimeter for the CLAS detector".
- [Clas99-18] CLAS-NOTE-99-018: D. Lawrence, M. Mestayer, "CLAS Drift Chamber Calibration: Software and procedures".
- [CODA] COmmon Data Acquisition environnement at TJNAF (<http://www.jlab.org/coda/>).
- [CRD90] Conceptual Design Report, Basic Experimental equipment, publication CEBAF, 1990.
- [Cri97] J.A.Crittenden, Exclusive production of neutral vector mesons at the electron-proton collider HERA, Springer Tracts in Modern Physics, vol. 140 (1997)
- [Cud90] J.R.Cudell, Nuclear Physics, B336, 1 (1990)
- [Don78] A.Donnachie et G.Shaw, Generalized Vector Dominance, in Electromagnetic interactions of hadrons, vol 1, edité par Plenum Press, New York (1978)
- [Don86] A.Donnachie et P.V.Landshoff, Physics Review D10, 170 (1986)
- [Don87] A.Donnachie et P.V.Landshoff, Physics Letters B185, 403 (1987)
- [Don89] A.Donnachie et P.V.Landshoff, Nuclear Physics, B311, 509 (1989)
- [Don92] A.Donnachie et P.V.Landshoff, Physics Letters B296, 227 (1992)

- [Don95] A.Donnachie et P.V.Landshoff, Physics Letters B348, 213 (1995)
- [Erw61] B.Erwin et al, Phys. Rev. Lett. 6, 628 (1961)
- [Gir00] Pascal Girard, thèse de doctorat, université C. Bernard, Lyon: "Photoproduction de mésons pseudo-scalaires sur le proton."
- [Gou68] G.Gounaris et J.J.Sakurai, Phys. Rev. Let. 21, 244 (1968)
- [Gui96] M.Guidal, thèse de doctorat, Université Paris 11, (1996)
- [Hil70] H.G.Hilpert et al. Nuclear Physics B21, 93 (1970)
- [Hov97] C.Hovater, M. Poelker, Injection modelocked Ti-sapphire laser with discretely variable pulse repetition rates to 1.56 GHz, NIM A 418 (1998) 280-284.
- [Jaf89] R.L. Jaffe Phys. Lett. B229, 275 (1989).
- [Jai89] P.Jain et al., Phys. Rev. D37, 3252 (1989).
- [Kha99] M.Khandaker, communication privée.
- [Kro93] P. Kroll, Th. Pilsner, M. Schürmann, and W. Schweiger, Phys. Lett. B316, 546 (1993)
- [Lac95] NIM A357,344 (1995); NIM, A370, 429 (1996); NIM A381, 32 (1996); NIM A406, 403 (1998) workshop, Mainz, oct. (1992)
- [Lag95] J.M.Laget, R.Mendez-Galain, Nuclear Physics, A581, 397 (1995)
- [Lag98] J.M.Laget, Workshop «Physics with high energy real photons», Grenoble (France), 22 avril (1998)
- [Lag00] J.M.Laget, en cours de publication.
- [Lan87] P.V.Landshoff et O.Nachtmann, Z.Phys. C35, 405 (1987)
- [Lan94] P.V.Landshoff, the 2 pomerons, Summer Shool : hadronic aspects of collider physics, Zuoz, Switzerland, hep-ph/9410250
- [Lan96] P.V.Landshoff, the soft pomeron, workshop DIS 96, Rome, hep-ph/9605383
- [Leb98] V.A. Lebedev, Correction of dispersion and the betatron functions in the CEBAF accelerator, NIM A 408 (1998) 373-379.

- [Lei78] D.W.G.S.Leith, High energy photoproduction : diffractive processes, in Electromagnetic interactions of hadrons, vol 1, edité par A.Donnachie et G.Shaw, Plenum Press, New York (1978)
- [Leo61] D.McLeod, S.Richert, A.Silverman, Phys. Rev. Lett. B34, 309 (1961) region, Springer Tracks in Modern Physics 59, 39 (1971)
- [Mag61] B.C. Maglic et al., Phys. Rev. Lett. 7, 178 (1961)
- [Mar93] C.Marchand, J.M.Laget et al., CEBAF-CLAS proposal E93-031 (1993)
- [Nag79] M.M. Nagels, T.A. Rijken and J.J. De Swart, Phys. Rev. D20 1633 (1979).
- [Poe95] M.Poelker, Appl. Phys. Lett. 67 (1995) 2762.
- [PDG] Review of Particle Physics C. Caso et al, The European Physical Journal C3 (1998) 1
- [Qin98] L.M. Qin et al., Prototype studies and design considerations for the CLAS region 2 drift chambers, NIM A (411) 2-3 (1998) pp. 265-274.
- [Sch70] K.Schilling, P.Seyboth et G.Wolf, Nuclear Physics, B15, 397 (1970)
- [Sch93] G.A.Schuler et T.Sjöstrand, Nuclear Physics B407, 539 (1993)
- [Sch99] D. Schildknecht et al. Phys. Lett. B449:328-338 (1999)
- [Smi99] E.S.Smith et al., The time of flight system for CLAS, NIM A (432) 2-3(1999) pp.265-298.
- [Sob00] D. I. Sober et al., The Bremsstrahlung tagged photon beam in Hall B at JLab, NIM A,440(2)(2000) pp.263-284.
- [WA91] WA91 Collaboration: S.Abatzis et al., Physics Letters B324, 509 (1994)
- [Whi95] J. J. Whitmore (for the ZEUS and H1 collaborations) *Exclusive vector meson production at soft and hard scales* In Blois 1995, Frontiers in strong interactions 259-266.
- [ZEUS98] ZEUS Collaboration *Study of Vector Meson Production at Large $-t-$ at HERA and Determination of the Pomeron Trajectory.*
- [Zha99] Q. Zhao et al., submitted to Elsevier Preprint.

Résumé: Photoproduction de mésons ϕ à grand moment transféré.

Cette thèse a pour sujet la photoproduction du méson vecteur ϕ sur le proton à grand moment transféré t . Le méson ϕ étant constitué essentiellement d'une paire de quarks étranges ($s\bar{s}$) et la composante étrange du nucléon étant faible, la contribution de l'échange de quarks de valence est très faible, assurant la dominance des échanges gluoniques dans la voie t , sous forme de Pomeron ou de gluons non-perturbatifs.

Afin de pouvoir étendre cette mesure jusqu'à des valeurs de transfert $-t = 5 \text{ GeV}^2$, où les sections efficaces atteignent des valeurs aussi faibles que 100 pb/GeV^2 , nous avons utilisé l'accélérateur de nouvelle génération CEBAF, fournissant un faisceau continu, ainsi que le spectromètre de grande acceptation (" 4π ") CLAS.

Le ϕ a été identifié via sa décroissance en deux kaons (K^+K^-). Le proton et le K^+ ont été identifiés par mesure de temps de vol. Le K^- a été identifié par la technique de masse manquante. Le signal du ϕ est très clair jusqu'aux plus grandes valeurs de t , au dessus d'un continuum K^+K^- non-résonnant. Nous avons estimé l'efficacité de CLAS par simulation Monte-Carlo. Le flux de photons a été mesuré via un spectromètre de paires, permettant un calcul direct de la section efficace différentielle.

Un modèle d'échange de deux gluons non-perturbatifs reproduit précisément nos données. Ces résultats mettent en évidence l'importance du couplage de ces gluons à des quarks différents du proton, ce qui nous donne accès aux corrélations entre quarks dans l'état fondamental du nucléon. L'analyse de la décroissance angulaire du ϕ montre une légère déviation à grand t par rapport à l'hypothèse de conservation de l'hélicité dans la voie s , ainsi qu'une interférence avec le continuum non-résonnant K^+K^- .

Abstract: Photoproduction of ϕ Mesons at Large Transfer.

The subject of this thesis is the photoproduction of ϕ Vector Mesons off the proton at large transfer t . The ϕ Meson is mainly built of a strange quark pair ($s\bar{s}$), and the strangeness component of the proton is small. Therefore quark exchange mechanisms are strongly suppressed, and this process is dominated by gluonic exchanges in the t channel, either in the form of the Pomeron or 2 non-perturbative gluons.

In order to be able to extend this measurement to transfers up to $-t = 5 \text{ GeV}^2$, where the cross-section goes down to 100 pb/GeV^2 , we used the new generation continuous electron beam facility CEBAF, and the large acceptance spectrometer (" 4π ") CLAS.

ϕ Mesons were identified through their decay into two kaons (K^+K^-). The proton and the K^+ were identified by time of flight/momentum measurement. The K^- was identified by the missing mass technique. A ϕ signal is visible up to the highest transfer, above a non-resonant K^+K^- continuum. We have estimated the CLAS efficiency using CLAS standard monte-Carlo software. The incoming photon flux has been measured with a pair spectrometer, allowing a direct normalization of our cross-section.

Our data are precisely reproduced by a two non-perturbative gluon exchange model. This result underlines the importance of coupling the two gluons to two different quarks of the proton, which gives us access to correlations between quarks in the nucleon fundamental state. The ϕ decay analysis shows a slight deviation at high t from the hypothesis of s -channel helicity conservation, as well as an interference with the s -wave non-resonant K^+K^- continuum.