LPSC 04-36

UNIVERSITE JOSEPH FOURIER - GRENOBLE 1

ECOLE DOCTORALE DE PHYSIQUE

THESE

présentée par

Emilie PENEL-NOTTARIS

pour obtenir le titre de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER

(SPECIALITE PHYSIQUE)

Expérience E89-044 de diffusion quasi-élastique ^{3}He(e,e$'$p) au Jefferson Laboratory : analyse des sections efficaces de désintégration à deux corps en cinématique parallèle.

Soutenue le 7 Juillet 2004 devant le jury composé de :

Dr. Hélène Fonvieille	**Rapporteur**
Dr. Salvatore Frullani	**Rapporteur**
Dr. Arun Saha	
Pr. Eric Liatard	**Directeur de thèse**
Dr. Eric Voutier	**Co-directeur de thèse**

Résumé

L'expérience E89-044, réalisée dans le Hall A du Jefferson Lab, a mesuré les sections efficaces de la réaction ^{3}He(e,e′p). L'extraction des fonctions de réponse longitudinale et transverse de la réaction de désintégration à deux corps ^{3}He(e,e′p)d en cinématique parallèle doit permettre l'étude des propriétés électromagnétiques du proton à l'intérieur du noyau d'^{3}He ainsi que des mécanismes nucléaires mis en jeu au-delà de la description en ondes planes, pour des impulsions manquantes de 0 et $\pm$300 MeV/c et des quadrimoments transférés de 0.8 à 4.1 GeV^2. Les sections efficaces préliminaires ont été obtenues après calibration du dispositif expérimental en utilisant une méthode d'ajustement des modèles théoriques intégrés sur l'espace de phase expérimental à l'aide d'une simulation Monte-Carlo. L'erreur systématique de 8% sur les sections efficaces est principalement liée à la normalisation absolue de la densité de la cible : l'analyse des données en diffusion élastique permettra de réduire cette erreur. Les résultats préliminaires font apparaître certains désaccords avec les prédictions théoriques pour les cinématiques aux angles avant à petite impulsion manquante (<100 MeV/c), notamment à grands Q^2, et des comportements sensibles aux effets d'interaction dans l'état final ainsi qu'aux fonctions d'ondes de l'^{3}He utilisées pour des impulsions manquantes voisines de 300 MeV/c. La séparation des composantes longitudinale et transverse déjà amorcée devrait contraindre plus fortement les modèles.

Mots-Clés : diffusion d'électrons ; (e,e′p) ; quasi-élastique ; ^{3}He ; longitudinale ; transverse ; nucléon lié ; cinématique parallèle.

Abstract

The Jefferson Lab Hall A E89-044 experiment has measured the ^{3}He(e,e$'$p) reaction cross-sections. The extraction of the longitudinal and transverse response functions for the two-body break-up ^{3}He(e,e$'$p)d reaction in parallel kinematics allows the study of the bound proton electromagnetic properties inside the ^{3}He nucleus and the involved nuclear mechanisms beyond plane waves approximations, for missing momenta of 0 and $\pm$300 MeV/c and transferred momenta from 0.8 to 4.1 GeV^2. Preliminary cross-sections have been obtained after calibration of the experimental setup by adjusting theoretical models averaged over the experimental phase-space using a Monte-carlo simulation. The 8% systematic error on cross-sections is linked mainly to the absolute normalization of the target density : the elastic scattering data analysis will allow to reduce this error. The preliminary results show some disagreement with theoretical predictions for the forward angles kinematics around 0 MeV/c missing momenta, and sensitivity to final state interactions and ^{3}He waves functions for missing momenta of 300 MeV/c. The longitudinal and transverse separation should constrain more strongly theoretical models.

Keywords : electron scattering ; (e,e$'$p) ; quasi-elastic ; ^{3}He ; longitudinal ; transverse ; bound necleon ; parallel kinematics.

Remerciements

Je souhaite exprimer toute ma reconnaissance à Hélène Fonvieille pour avoir accepté les rôles de rapporteur et de président de jury de cette thèse : sa lecture minutieuse du mémoire m'a permis de bénéficier de son expérience au niveau de l'analyse scientifique de mon travail de thèse et la prise en compte de ses corrections m'a apporté beaucoup de satisfaction. Je tiens à témoigner ma gratitude aux autres membres du jury, Salvatore Frullani, Arun Saha et Eric Liatard : merci Eric pour cette direction tardive de ma thèse !

J'ai beaucoup apprécié d'évoluer durant ces quatre années au sein du groupe de physique hadronique et remercie tous les membres (ou anciens membres) qui forment un groupe de travail sérieux, accueillant et chaleureux : Serge Kox, Raphaël Tieulent, Jean Mougey, Christophe Furget, Eric Voutier, Guillaume Batigne, Malek Mazzouz, Gilles Quemener, Benoît Guillon, Jean-Sébastien Réal. Merci Eric de ton encadrement qui a toujours veillé à valoriser les résultats de cette thèse ; je te suis très reconnaissante de ta compréhension et de ta considération au sujet des événements personnels qui ont échelonné ces dernières années. Merci Jean de ton précieux partage d'expérience, de savoir, d'idées et de motivation autour de la physique des expériences (e,e′p) et de ta participation à mon déplacement au MIT. Et merci Serge de ta disponibilité, ta franchise, tes marques d'intérêt et de soutien, ton ouverture d'esprit, manifestés tant sur le plan scientifique que humain. Guillaume, je te souhaite tout le bonheur que tu mérites pour la suite : je garderai un très agréable souvenir de notre face-à-face du bureau “des visiteurs” ! Pour la spontanéité de son aide indispensable en matière de portable, je remercie Gilles dont la gentillesse m'a touchée.
Elles font presque partie du groupe et leur présence féminine a été pour beaucoup dans mon épanouissement personnel et mon choix professionnel : merci à Sabine et Fabienne pour ces longs bavardages pédiatriques chuchotés sous l'œil vigilant de Serge !

Je tiens à remercier les membres des collaborations du hall A et de l'expérience E89-044 et plus particulièrement les personnes impliquées dans mon travail d'analyse : Nilanga Liyanage, Douglas Higinbotham, Arun Saha, Martin Epstein, Shalev Gilad, Fatiha Benmokhtar. J'exprime aussi des remerciements admiratifs à Marat Rvachev pour le partage de son travail effectué au niveau de l'analyse des données. Un grand merci à Julie Roche pour son accueil chaleureux à Newport News et nos moments d'amitié partagés.

Les dernières semaines d'une thèse n'étant pas les plus faciles à gérer, je remercie beaucoup tous les proches qui m'ont soutenu dans l'effort (!) : mes parents, ma belle-famille, Thierry pour son judicieux conseil lors de la préparation des diapositives de soutenance, ma sœur et mes amis qui vivaient des situations similaires au même moment : Nanou, Alex, Djipeï, Sandrine et Bud. Sans oublier Miette, mon bébé-ange dont la tranquillité

a tellement facilité la rédaction du mémoire (même les jours où elle m'accompagnait au laboratoire), et Côme mon filou qui a bien voulu dormir comme un bienheureux pendant la soutenance de sa maman !

Lui dédier cette thèse serait contradictoire, le remercier inapproprié. Il a été à la fois cuisinier, chef de projets, nourrice, confident attentif et patient, infographiste, conseiller d'orientation et élément hautement perturbateur : je vous demande d'applaudir Joël !

Table des matières

Liste des tableaux

Table des figures

Introduction

Le modèle du gaz de Fermi et le modèle en couches, donnant une description du noyau en termes de nucléons et de potentiel moyen, ont longtemps suffi à décrire les propriétés des noyaux. Dès que les accélérateurs de protons et d'électrons ont atteint des énergies supérieures à environ 500 MeV, les impulsions transférées ont été suffisamment grandes pour sonder les nucléons à l'intérieur du noyau, avec des longueurs d'onde inférieures à 1 fm : de telles expériences ont montré les limites de ces modèles et la nécessité d'introduire des degrés de liberté supplémentaires. La précision de la sonde électromagnétique a notamment été utilisée pour étudier les distributions des nucléons dans le noyau. L'expérience E89-044 qui s'est déroulée au Jefferson Laboratory se place dans le cadre de cette étude : un faisceau d'électrons a été utilisé pour sonder le proton à l'intérieur du noyau d'^{3}He.

Diffusion d'électrons

La sonde hadronique présente l'avantage de générer des sections efficaces élevées en raison de la forte intensité de l'interaction mise en jeu (interaction forte) : de faibles intensités de faisceau et des prises de données courtes sont donc possibles. Au contraire, la sonde électronique fait intervenir un couplage électromagnétique de faible intensité nécessitant des prises de données longues pour des faisceaux de forte intensité.
La faiblesse de ce couplage permet néanmoins de sonder tout le volume nucléaire jusqu'aux couches les plus profondes alors que les expériences utilisant la sonde hadronique souffrent d'un écrantage de la charge forte du nucléon-cible par les autres nucléons plus périphériques du noyau. De plus, le nucléon incident (diffusé) peut réinteragir dans la voie d'entrée (de sortie) avec le noyau, ce qui rend difficile l'extraction de l'information nucléaire initiale. Le grand avantage de la sonde électromagnétique est lié au fait que la force mise en jeu par l'échange du photon est connue précisemment grâce à l'électrodynamique quantique (QED) alors que la force nucléon-nucléon intervenant avec une sonde hadronique reste mal connue à ce jour et fait intervenir des particules non ponctuelles dont la structure encore indéterminée rend la compréhension des résultats plus complexe.
Une illustration de ce phénomène est représentée sur la figure 1 : les résultats de la mesure de la distribution en impulsion du deutérium avec une sonde hadronique diffèrent d'avec les calculs théoriques pour des impulsions supérieures à 240 MeV/c. La sonde électromagnétique paraît donc la plus adaptée pour étudier la structure des noyaux pour des impulsions élevées.

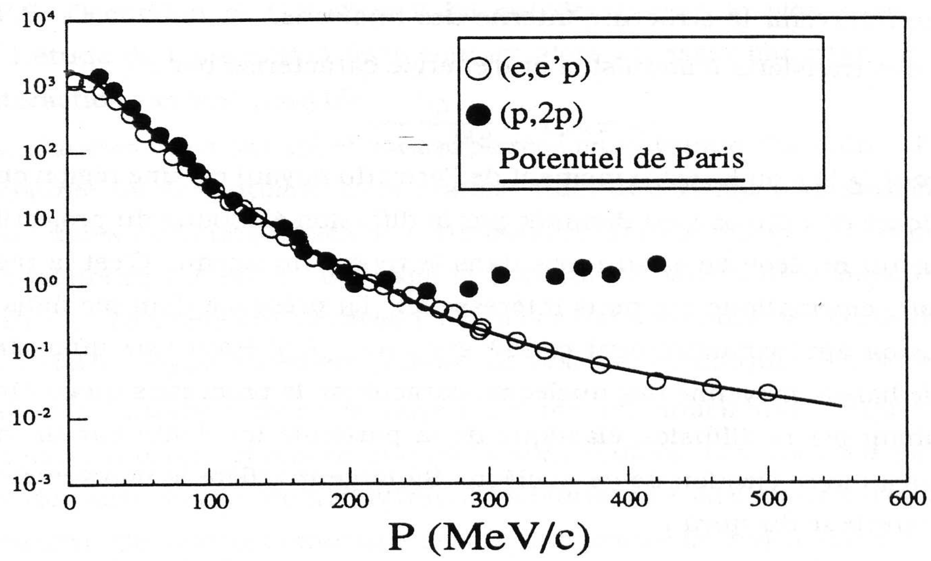

FIG. 1 – Distribution d'impulsion du deutérium mesurée dans les réactions ^{2}H(e,e'p) [2] et ^{2}H(p,2p) [1] et comparées au modèle de Paris.

Un faisceau d'électrons permet de produire deux types de photons : des photons réels (de masse nulle) généralement émis par rayonnement de freinage et des photons virtuels (de masse non nulle) échangés entre l'électron incident et le noyau-cible.
L'absorption d'un photon réel étant impossible sur un nucléon, l'absorption des photons réels conduit à l'étude des résonances nucléoniques ou à la production de mésons essentiellement.
En revanche, la masse du photon virtuel étant non nulle, son énergie ω et son impulsion $\vec{q}$ peuvent varier indépendamment : on peut alors sélectionner la longueur d'onde de la sonde ($\lambda = 2\pi/\mathrm{q}$) et la nature du processus de diffusion (via ω).
La figure 2 présente l'allure d'un spectre en énergie transférée ω en diffusion inclusive d'électrons sur un noyau de masse M_A ; l'invariant Q^2 est défini par $\mathrm{Q}^2 = \mathrm{q}^2 - \omega^2$.

- Le premier pic de diffusion correspond à la diffusion élastique sur le noyau ayant lieu[1] à $\omega = \mathrm{Q}^2/2\mathrm{M}_\mathrm{A}$. Il peut être suivi de pics discrets correspondant aux états excités du noyau ou de pics plus larges pour l'excitation de modes collectifs instables (appelés résonnances dipolaires géantes pour des énergies d'excitation de 10 à 50 MeV). Cette région permet donc l'étude précise des propriétés collectives des noyaux et de leur distribution de charge et de magnétisation [3].
- En augmentant l'énergie transférée on atteint la région de la diffusion quasi-élastique correspondant à une diffusion élastique sur un nucléon du noyau. Ce pic est associé à une valeur de ω légèrement supérieure à $\mathrm{Q}^2/2\mathrm{M}_\mathrm{p}$ en raison du supplément d'énergie à fournir pour extraire le nucléon du noyau et correspondant à son énergie de liaison.

[1] A partir de la conservation du quadrivecteur énergie impulsion de la réaction $(\mathrm{M}_\mathrm{A},\vec{0}) + (\omega,\vec{q}) = (\mathrm{E}',\vec{p'})$, l'invariant $\mathrm{M}_\mathrm{A}^2 = \mathrm{E}'^2 - \mathrm{p}'^2$ conduit à l'équation caractéristique de la diffusion élastique sur une particule immobile $\omega = \mathrm{Q}^2/2\mathrm{M}_\mathrm{A}$.

L'élargissement du pic est lié au fait que le nucléon n'est pas initialement au repos et sa largeur reflète la distribution d'impulsion des nucléons dans le noyau (mouvement de Fermi).
- A plus haute énergie, le photon virtuel peut atteindre le seuil de production de mésons (140 MeV) et exciter le nucléon ($\Delta(1232)$, N^*, Λ...) : c'est le domaine de la physique des résonances baryoniques qui s'étend jusqu'à 1600 MeV au delà de la région quasi-élastique.
- On atteint ensuite la région de la diffusion profondément inélastique (DIS) : la diffusion a lieu sur les quarks des nucléons (quarks de valence ou quarks de la mer). La partie hadronique de la section efficace ne dépend plus que du rapport Q^2/ω, c'est-à-dire de la variable $x_{Bjorken} = Q^2/2M_p\omega$ représentant la fraction d'impulsion (ou de masse, ou d'énergie) du nucléon possédée par le parton sur lequel a lieu la diffusion. C'est le domaine dit EMC [3] (d'après *European Muon Collboration*) où a été mise en évidence la différence entre la structure en quarks d'un nucléon lié et d'un nucléon libre.

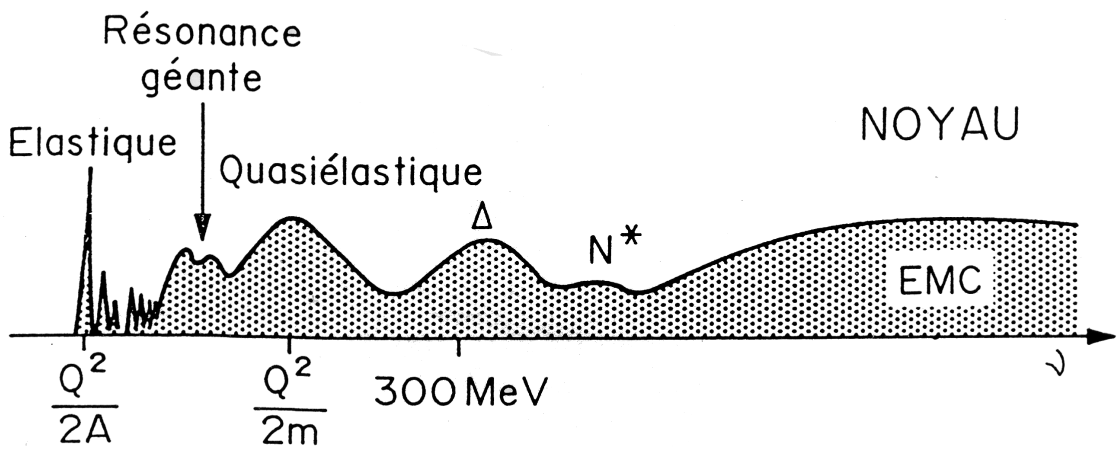

FIG. 2 – Spectre d'excitation d'un noyau de masse M_A en diffusion inclusive d'électrons.

Diffusion quasi-élastique

Les expériences d'éjection d'un nucléon sont des moyens directs d'étudier les propriétés des nucléons dans le noyau. De nombreuses expériences de diffusion quasi-élastique ont donc été menées, en diffusion inclusive (détection de l'électron diffusé uniquement) et en diffusion exclusive (détection de l'électron et du nucléon éjecté).

Expériences de diffusion inclusive

Une première étude systématique des modèles à particules indépendantes a été réalisée au SLAC [4] sur 9 noyaux allant du Lithium au Plomb. Les sections efficaces de diffusion inclusive quasi-élastique ont été comparées à un modèle de gaz de Fermi dans lequel l'impulsion de Fermi k_F ainsi que l'énergie moyenne d'interaction (équivalente à l'énergie de liaison) ont été ajustées aux données (la position du pic quasi-élastique détermine l'énergie moyenne d'interaction $\overline{\varepsilon}$ et sa largeur détermine l'impulsion k_F). Ce modèle s'avère suffisant pour reproduire le pic quasi-élastique mais sous-estime la section efficace au-delà (figure 3). Un écart similaire dans le *dip* (région entre le quasi-élastique et le domaine des résonances) a été observé sur le ^{12}C à Saclay [5] (figure 4) malgré la prise en compte des courants d'échange mésoniques.

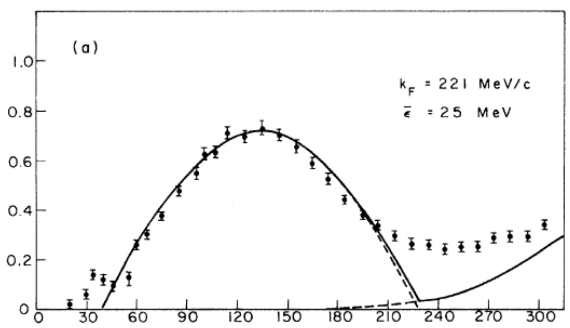

FIG. 3 – Section efficace de diffusion inclusive en fonction de l'énergie transférée ω (MeV) pour un noyau de ^{12}C [4]. Le trait plein représente un calcul de gaz de Fermi associé à un modèle d'électroproduction de π.

Pour comprendre ces désaccords, les sections efficaces ont été séparées en fonction des états d'hélicité du photon virtuel. Dans l'approximation de Born d'échange d'un seul photon, la section efficace s'exprime alors [6] :

$$\frac{d^3\sigma}{de' d\Omega_{e'}} = \frac{4\pi}{M_A}\sigma_M \left[\frac{Q^4}{\vec{q}^4} R_L(|\vec{q}|,\omega) + \left(\frac{Q^2}{2\vec{q}^2} + \tan^2\frac{\theta_e}{2}\right) R_T(|\vec{q}|,\omega)\right] \tag{1}$$

où θ_e est l'angle de diffusion de l'électron et σ_M la section efficace de Mott[2]. R_L et R_T sont les fonctions de réponse du noyau à l'absorption d'un photon de polarisation longitudinale (couplage à la charge électrique) ou transverse (couplage principalement aux courants magnétiques). La réponse longitudinale est sensible à la fonction d'onde des nucléons et devrait permettre l'étude des effets des corrélations à courte portée entre deux nucléons ; les courants d'échange mésoniques (couplage du photon directement au champ de mésons du milieu nucléaire) se manifestent dans la partie transverse.

Des mesures de fonctions de réponse inclusive ont donc été faites de 1983 à 1992 sur de nombreux noyaux, notamment :

- à Saclay sur l'^3He [7], le ^{12}C [8], le ^{40}Ca, ^{48}Ca et le ^{56}Fe [9],
- à Bates sur l'^2H [10], l'^3He et l'^4He [11, 12], le ^{40}Ca et ^{48}Ca [13], le ^{56}Fe [14], l'^{238}U [15],
- au SLAC sur l'^3He et l'^4He [16], le ^{56}Fe [17].

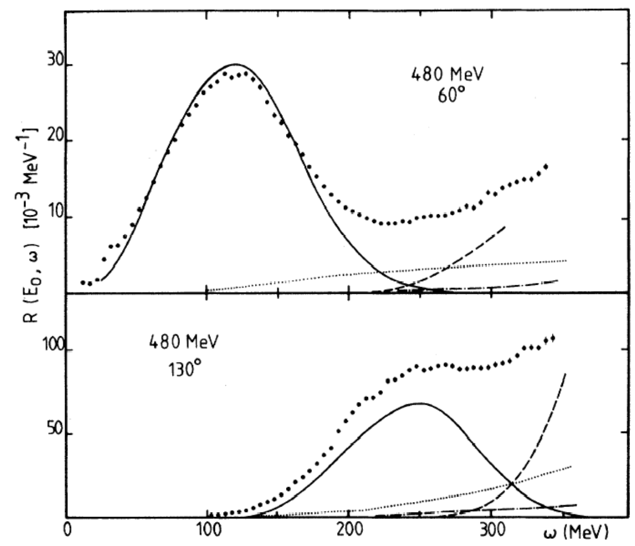

FIG. 4 – Fonction de réponse en diffusion inclusive pour le ^{12}C [5] (section efficace expérimentale divisée par la section efficace de Mott). Le trait plein correspond au processus d'éjection d'un nucléon, le trait discontinu à la production de π, les tirets à l'excitation du Δ et les pointillés à la contribution des courants d'échanges mésoniques.

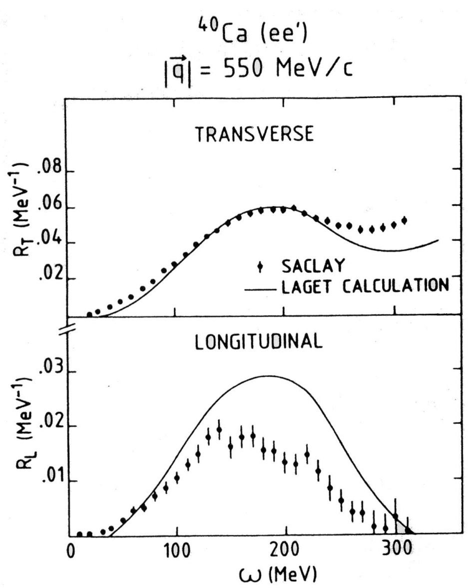

FIG. 5 – Réponses longitudinale et transverse sur le ^{40}Ca [9]. Le trait plein comprend un modèle de particules indépendantes et la contribution des courants d'échange mésoniques et de la production de π.

[2]voir chapitre 1, formule 1.26.

Les mesures sur les noyaux lourds font toutes apparaître les mêmes désaccords (figure 5) : les modèles théoriques surestiment la réponse longitudinale tandis que la fonction de réponse transverse est assez bien décrite au niveau du pic quasiélastique mais présente un large excès dans le *dip*, attribué aux courants d'échanges mésoniques, à l'électroproduction de pions et à l'excitation de la résonance Δ. Des modélisations de ces courants d'échanges ainsi que des effets d'interaction dans l'état final permettent d'améliorer l'accord avec les données sans expliquer la totalité des désaccords : il est alors difficile de tirer une quelconque information sur les composantes de grande impulsion du nucléon situées dans la partie à haute énergie d'excitation de la queue de diffusion quasi-élastique.
Ces effets s'atténuent sur les noyaux plus légers (^{2}H, ^{3}He) et un bon accord est obtenu entre les modèles théoriques et les données expérimentales sur le deutérium [10, 11]. Néanmoins les données sur l'^{3}He et l'^{4}He restent encore partiellement inexpliquées (figure 6).
Le déficit de réponse longitudinale se retrouve dans la règle de somme de Coulomb[3] où l'on

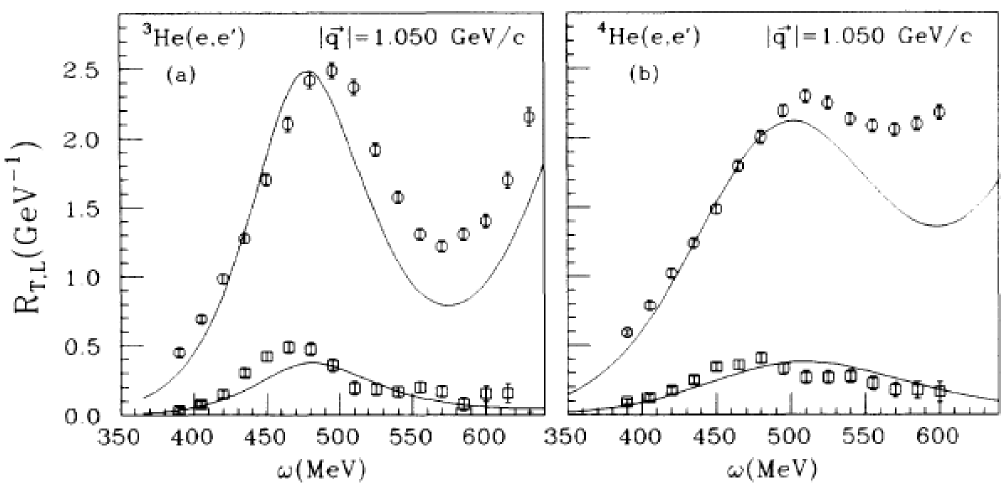

FIG. 6 – Réponses longitudinale (carrés ouverts) et transverse (cercles ouverts) sur l'^{3}He et l'^{4}He [16].

observe une déviation par rapport aux prédictions théoriques pouvant aller jusque 40 % pour les noyaux lourds comme le ^{40}Ca. La figure 7 présente la comparaison entre la somme de Coulomb pour l'^{3}He et le ^{40}Ca obtenues par intégration des réponses longitudinales [3].
Différents mécanismes ont été invoqués pour expliquer le déficit de réponse longitudinale [3] : effets relativistes, modification des propriétés du nucléon dans la matière nucléaire [21] ou corrélations à courte portée entre les nucléons (*Short Range Correlations*). La prise en compte de ces effets permet de réduire l'écart entre expérience et théorie mais ne permet pas de reproduire complètement les réponses longitudinale et transverse.

[3] $S_L(q) = \frac{1}{Z}\int_0^{\inf} \frac{R_L(\omega,q)}{G_E^2} d\omega$ [20].

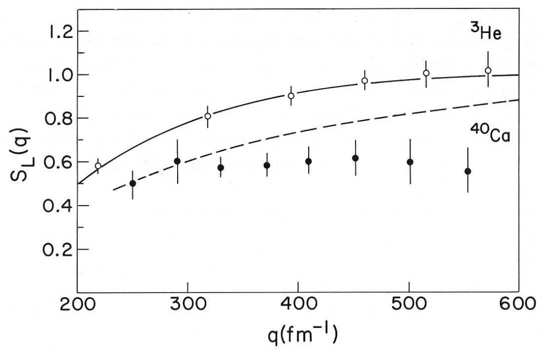

FIG. 7 – Règle de somme de Coulomb pour les noyaux d'^{3}He et ^{40}Ca [3]. Le trait plein correspond à un calcul exact à trois corps pour l'^{3}He [18] ; les tirets correspondent à un calcul pour la matière nucléaire prenant en compte les corrélations [19].

Diffusion exclusive

Malgré la plus grande difficulté de réalisation des expériences de diffusion exclusive (e,e'p), des mesures ont alors été entreprises sur l'^{2}H [22], l'^{3}He [23, 24, 25, 26, 27], l'^{4}He [28, 29, 30], le ^{12}C [31, 32, 33] et le ^{40}Ca [34, 35]. Les mesures en diffusion exclusive présentent en effet de nombreux avantages :

- La détection du proton de recul permet la sélection du canal d'éjection d'un seul nucléon : en diffusion inclusive, les canaux tels que (e,e'π), (e,e'pn) ou (e,e'pp) contribuent à la section efficace mesurée.
- Cette sélection du canal (e,e'p) augmente la sensibilité aux propriétés du courant nucléaire, notamment celui à un corps provenant du nucléon lié à l'intérieur du noyau : elle rend possible l'étude des propriétés des nucléons dans la matière nucléaire.
- Enfin, la détection du proton permet de remonter aux énergie et impulsion du proton initial et de balayer tout le spectre en impulsion des nucléons ; en diffusion inclusive, la diffusion quasi-élastique a lieu majoritairement sur des nucléons de faible impulsion.

On peut rapidement comprendre l'intérêt de la réaction (e,e'p) en étudiant la factorisation de la section efficace dans le cadre des approximations de Born et d'ondes planes[4].

$$\frac{\mathrm{d}^6\sigma}{\mathrm{d}e'\mathrm{d}\Omega_{e'}\mathrm{d}E_{p'}\mathrm{d}\Omega_{p'}} = \mathrm{K}\ \sigma_{\mathrm{ep}}\ \mathrm{S}(\vec{\mathrm{p}},\mathrm{E}) \tag{2}$$

Celle-ci fait en effet appel à la section efficace de diffusion électron-proton à l'intérieur du noyau (σ_{ep}), combinée à la probabilité de trouver un nucléon d'impulsion $\vec{\mathrm{p}}$ et d'énergie de séparation E dans le noyau. Cette dernière correspond à la fonction spectrale du noyau et dépend des différentes couches sur lesquelles sont situés les nucléons : on peut alors tester la validité du modèle en couches jusqu'aux couches les plus proches du cœur.

Les résultats en diffusion exclusive ont confirmé le déficit de réponse longitudinale observé dans les expériences inclusives, sur les noyaux légers tels que l'^{4}He [28] (figure 8) comme sur les noyaux lourds [35] (figure 9).

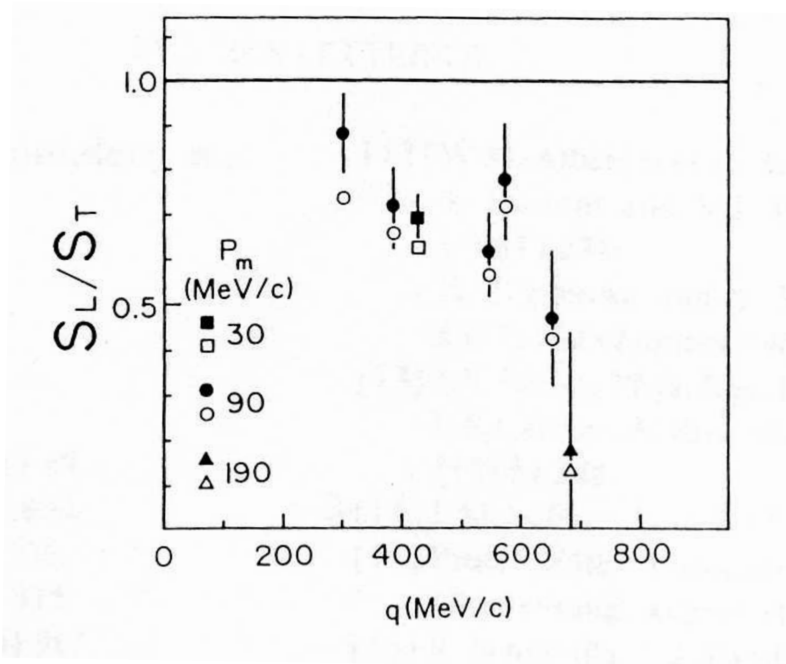

FIG. 8 – Rapport des fonctions spectrales expérimentales (section efficace expérimentale divisée par σ_{ep}) longitudinale et transverse de l'^{4}He (symboles ouverts) [28] ; les symboles fermés ont été obtenus avec les mêmes fonctions spectrales expérimentales multipliées par leur facteur correctif respectif correspondant au rapport d'un modèle PWIA sur un calcul complet [80] (FSI + MEC).

Un important développement des calculs théoriques a accompagné ces résultats avec l'amorce de traitements relativistes des interactions incluant les effets d'interaction dans l'état final et les corrélations entre nucléons. La description exacte des noyaux en termes d'interaction nucléon-nucléon n'est possible que pour des noyaux à deux ou trois corps (A=2 ou A=3) : les propriétés électromagnétiques du deuton ^{2}H ont ainsi été reproduites à partir de modèles d'ondes planes corrigés des courants d'échange. La mesure de ces mêmes propriétés sur des noyaux à trois corps étend l'étude théorique à des noyaux pour lesquels les interactions à courte portée jouent un rôle plus important (énergie de liaison de 5.5 MeV dans l'^{3}He comparée à 1 MeV pour le deuton) et où apparaissent les effets des forces à 3 corps.

C'est dans ce cadre qu'a été menée l'expérience E89-044 de diffusion exclusive quasi-élastique sur l'^{3}He : l'intérêt du noyau d'^{3}He réside dans son nombre limité de nucléons permettant un calcul exact de sa fonction d'onde et des mécanismes de réaction mis en jeu dans la diffusion quasi-élastique. Les résultats obtenus sur l'^{3}He lors de précédentes expériences seront présentés dans la partie 1.3.

[4] Voir chapitre 1.

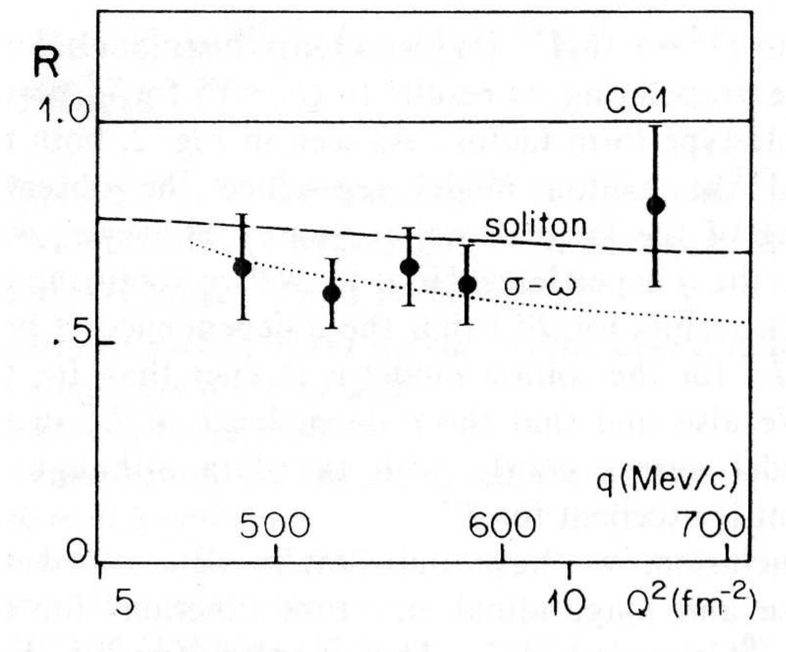

FIG. 9 – Rapport des fonctions spectrales expérimentales longitudinale et transverse du ^{40}Ca [35]. Les tirets correspondent aux prédictions d'un modèle de soliton [36], les pointillés aux prédictions du modèle $\sigma - \omega$ [37].

Chapitre 1

La diffusion (e,e'p)

Ce chapitre présente le cadre théorique de l'étude de la réaction ^{3}He(e,e'p) : l'obtention de la section efficace dans l'approximation d'ondes planes est introduite ainsi que les différents modèles permettant la description de la réaction au-delà de cette approximation. La section efficace est ensuite exprimée dans un cadre plus général selon ses composantes longitudinale et transverse.
Après la présentation des expériences précédentes, les prérequis expérimentaux nécessaires à l'étude de la diffusion quasi-élastique sur l'^{3}He et les cinématiques de l'expérience E89-044 analysées au cours de cette thèse sont détaillés.

1.1 Les modèles d'ondes planes pour la réaction ^{3}He(e,e'p)

1.1.1 Présentation de la réaction ^{3}He(e,e'p)

La réaction ^{3}He(e,e'p) est étudiée dans le cadre de l'Approximation de Born en Ondes Planes (PWBA), dans laquelle l'interaction entre l'électron incident et le noyau d'^{3}He est véhiculée par un seul photon. Cette approximation est particulièrement adaptée à la diffusion sur des noyaux légers [**?**] pour lesquels $\alpha Z \ll 1$[1]. On peut alors négliger l'action du champ coulombien du noyau sur l'électron avant et après l'échange du photon virtuel : dans les voies d'entrée et de sortie, l'électron peut être décrit par des ondes planes.

Le diagramme de la réaction est représenté figure 1.1 dans le cadre de l'Approximation d'Impulsion en Ondes Planes (PWIA), basée sur les hypothèses suivantes [38, 6] :
- Le photon virtuel est absorbé par un seul nucléon : cette approximation est compatible avec la longueur d'onde du photon échangé (λ inférieure à 0.2 fm).
- Le noyau est décrit en termes de particules indépendantes : le courant nucléaire peut être écrit comme la somme des courants des nucléons individuels.
  Ces deux hypothèses constituent l'approximation d'impulsion.
- Le nucléon détecté est celui ayant absorbé le photon virtuel.
- Ce nucléon est éjecté sans interagir avec le système nucléaire résiduel : il peut être décrit par une onde plane.

[1] Les termes d'ordre supérieur d'échange de n photons $(\alpha Z)^n$ deviennent négligeables si $\alpha Z \ll 1$.

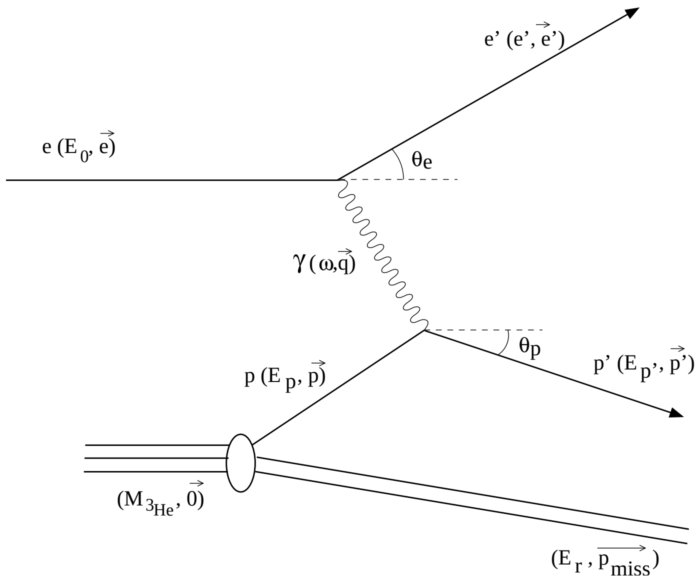

FIG. 1.1 – Diagramme de Feynmann de la réaction ^{3}He(e,e'p) en PWIA.

L'électron d'énergie E_0 interagit avec le noyau d'^{3}He, initialement au repos et de masse $M_{^3He}$, par échange d'un photon virtuel de quadri-impulsion $q_\mu(\omega,\ \vec{q})$. Le proton éjecté (d'énergie $E_{p'}$ et d'impulsion p') est détecté en coïncidence avec l'électron diffusé tandis que le système de recul de quadri-impulsion $(E_r,\ \overrightarrow{p_{miss}})$ est caractérisé par sa masse $M_r = (E_r^2 - p_{miss}^2)^{1/2}$. L'énergie manquante de la réaction E_{miss} est définie comme :

$$E_{miss} = M_p + M_r - M_{^3He} \tag{1.1}$$

A partir de la relation de conservation d'énergie

$$\omega + M_{^3He} = E_{p'} + E_r = M_p + T_{p'} + M_r + T_r \tag{1.2}$$

où $T_{p'}$ et T_r sont les énergies cinétiques du proton éjecté et du système de recul, on peut écrire :

$$E_{miss} = \omega - T_{p'} - T_r. \tag{1.3}$$

L'énergie manquante s'interprète alors comme l'énergie nécessaire à l'éjection d'un nucléon du noyau.

Dans le cas d'une diffusion sur l'^{3}He, le système résiduel peut être lié (un deuton ^{2}H), auquel cas l'énergie manquante $E_{miss} = M_p + M_{^2H} - M_{^3He}$ prend la valeur discrète 5.49 MeV : cette désintégration en 2 corps est appelée *2-body break-up* (2-bbu) ; l'énergie manquante représente l'énergie de liaison qu'avait le proton dans le noyau avant l'interaction. Si le système résiduel est constitué d'un proton et d'un neutron libres (*3-body break-up* 3-bbu), l'énergie manquante présente un spectre continu puisque la masse du système résiduel varie en fonction des impulsions des nucléons. L'énergie minimale nécessaire à la désintégration en 3 corps vaut $E_{miss} = M_p + (M_p + M_n) - M_{^3He} = 7.7$ MeV : elle correspond au seuil du *continuum* pour lequel les nucléons éjectés sont au repos. Le spectre en énergie manquante

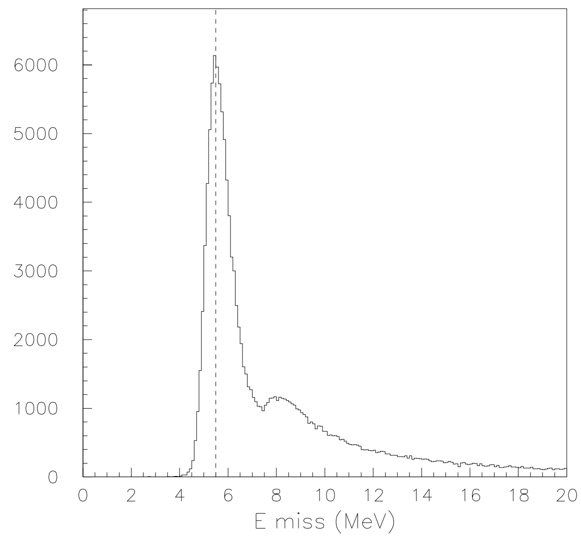

FIG. 1.2 – Spectre en énergie manquante pour la réaction ^{3}He(e,e$'$p) obtenu lors de l'expérience E89-044.

de la figure 1.2 illustre ce propos.

Le noyau d'^{3}He étant initialement au repos, la conservation d'impulsion implique $\vec{\mathrm{p}} = -\overrightarrow{\mathrm{p}_{\mathrm{miss}}}$, c'est-à-dire que dans l'approximation PWIA l'impulsion manquante $\overrightarrow{\mathrm{p}_{\mathrm{miss}}} = \vec{\mathrm{q}} - \vec{\mathrm{p}'}$ permet de remonter à l'impulsion $\vec{\mathrm{p}}$ du proton dans le noyau avant l'interaction.
En raison de son énergie de liaison, ce nucléon est hors-couche de masse :
$\mathrm{E}_{\mathrm{p}}^2 = (\mathrm{E}_{\mathrm{p}'} - \omega)^2 \neq \mathrm{p}^2 + \mathrm{M}_{\mathrm{p}}^2$.

1.1.2 Expression de la section efficace (e,e'p) en PWIA

Les hypothèses de PWIA conduisent à la factorisation de la section efficace [6], intuitivement concevable à partir du diagramme 1.1 : la section efficace PWIA de la réaction ^{3}He(e,e$'$p) est le produit de la section efficace σ_{ep} de diffusion élastique électron-proton lié par la densité de probabilité de trouver dans le noyau un proton d'énergie de liaison $\mathrm{E}_{\mathrm{miss}}$ et d'impulsion $\mathrm{p} = \mathrm{p}_{\mathrm{miss}}$:

$$\frac{\mathrm{d}^6\sigma}{\mathrm{d}\Omega_{\mathrm{e}'}\mathrm{d}\Omega_{\mathrm{p}'}\mathrm{de}'\mathrm{dE}_{\mathrm{p}'}} = \mathrm{p}'\ \mathrm{E}_{\mathrm{p}'}\ \frac{\mathrm{d}^2\sigma_{\mathrm{ep}}}{\mathrm{d}\Omega_{\mathrm{e}'}} \cdot \mathrm{S}(\mathrm{E}_{\mathrm{miss}}, \mathrm{p}_{\mathrm{miss}}). \tag{1.4}$$

S est la fonction spectrale du proton dans l'^{3}He, que l'on peut écrire à partir de la fonction d'onde $\phi(\mathrm{p})$ du proton :

$$\mathrm{S}(\mathrm{E}, \mathrm{p}) = |\phi(\mathrm{p})|^2\ \delta(\mathrm{E} - \mathrm{E}_{\mathrm{miss}}) \tag{1.5}$$

Dans le cas de la désintégration à 2 corps, la fonction spectrale s'écrit

$$\mathrm{S}(\mathrm{E}_{\mathrm{miss}}, \mathrm{p}_{\mathrm{miss}}) = \delta(\mathrm{E}_{\mathrm{miss}} - \mathrm{E}_{\mathrm{miss}}^{\mathrm{2bbu}})\ \mathrm{S}(\mathrm{p}_{\mathrm{miss}}) \tag{1.6}$$

et l'intégration sur l'énergie du proton éjecté $\mathrm{E_{p'}}$ conduit à :

$$\frac{\mathrm{d}^5\sigma}{\mathrm{d}\Omega_{\mathrm{e'}}\mathrm{d}\Omega_{\mathrm{p'}}\mathrm{de'}} = \int \mathrm{dE_{p'}}\ \frac{\mathrm{d}^6\sigma}{\mathrm{d}\Omega_{\mathrm{e'}}\mathrm{d}\Omega_{\mathrm{p'}}\mathrm{de'}\mathrm{dE_{p'}}} = \mathrm{p'E_{p'}}\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{\mathrm{ep}}}{\mathrm{d}\Omega_{\mathrm{e'}}}\ \mathrm{S(p_{miss})}\left|\frac{\partial \mathrm{E_{p'}}}{\partial \mathrm{E_{miss}}}\right|_{\mathrm{E^{2bbu}_{miss}}} \tag{1.7}$$

$\left|\frac{\partial \mathrm{E_{p'}}}{\partial \mathrm{E_{miss}}}\right|$ est appelée facteur de recul et noté par la suite 1/R :

$$\mathrm{R} = 1 - \frac{\overrightarrow{\mathrm{p_{miss}}}\cdot\vec{\mathrm{p'}}}{\mathrm{p'^2}\cdot(\omega + \mathrm{M_{^3He}} - \mathrm{E_{p'}})}\ \mathrm{E_{p'}} \tag{1.8}$$

1.1.3 La section efficace électron-proton hors-couche de masse

Deux difficultés apparaissent dans le traitement relativiste de l'interaction électron-proton hors-couche de masse, traitement imposé par la gamme d'énergie des électrons considérés [6] :

- En raison du manque de descriptions relativistes fiables des fonctions d'ondes des noyaux, la partie nucléaire (recouvrement entre le noyau d'^{3}He et l'état final à 2 corps) est décrite de façon non-relativiste : cette réduction implique l'association des spineurs de Dirac à 4 composantes (pour les particules relativistes entrantes de l'interaction électron-proton) à des spineurs de Pauli à 2 composantes (pour le proton éjecté distordu).
- De plus, le traitement relativiste de l'interaction électron-proton n'est réalisable que pour des particules sur couches de masse, les spineurs de Dirac étant liés aux conservations d'énergie-impulsion.

Une réduction non-relativiste de l'interaction électron-proton peut être envisagée par un développement en puissances de $1/\mathrm{M_p}$ de son Hamiltonien, les descriptions non-relativistes des noyaux permettant de disposer d'une fonction d'onde pour le proton hors-couche de masse. La précision de ces réductions non-relativistes dépend de l'ordre auquel le développement en $1/\mathrm{M_p}$ est effectué : dans le cas d'une cinématique sur couche de masse, le traitement non-relativiste ne permet pas de retrouver parfaitement la section efficace de Rosenbluth[2].

Une approche relativiste peut être menée [40] en introduisant une énergie $\overline{\mathrm{E_p}} = (\mathrm{p}^2 + \mathrm{M_p^2})^{1/2}$ pour le proton initial dans le noyau : afin de rétablir la conservation exacte de l'énergie au niveau du vertex hadronique, l'énergie du photon virtuel $\omega = \mathrm{E_{p'}} - \mathrm{E_p}$ est alors remplacée par $\overline{\omega} = \mathrm{E_{p'}} - \overline{\mathrm{E_p}}$ dans l'expression du courant nucléaire. Ce courant nucléaire est calculé de la même manière que pour un nucléon sur couche de masse à partir des facteurs de forme du nucléon libre. La section efficace de diffusion électron-proton obtenue par cette prescription est notée σ_{cc1}.
L'importance des effets hors-couche de masse est évaluée à partir de la différence entre la

2

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega} = \frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{Mott}}}{\mathrm{d}\Omega}\cdot\left(\frac{\mathrm{F_c^2(q)}}{\tau} + \left(\frac{1}{2\tau} + \tan^2\frac{\theta_{\mathrm{e}}}{2}\right)\cdot\frac{2\mu^2\mathrm{F_m^2(q)q^2}}{4\mathrm{m_p^2Z^2}}\right)$$

avec $\tau = 1 + \frac{q^2}{4M^2_{^3He}}$ et μ le moment magnétique anomal de l'^{3}He.

masse M_p du proton libre et $\overline{M_p} = (E_p^2 - p^2)^{1/2} = ((M_{^3He} - E_r)^2 - p_{miss}^2)^{1/2}$. A partir de $E_r = M_r + T_r$ et $E_{miss} = M_p + M_r - M_{^3He}$, on obtient :

$$\overline{M_p} = \sqrt{(M_p - E_{miss})^2 - 2M_{^3He}T_r}. \tag{1.9}$$

Les effets hors-couche de masse se font d'autant plus sentir que l'impulsion manquante et/ou l'énergie manquante sont élevées.

Les hypothèses de PWIA permettent de comprendre l'intérêt principal des réactions (e,e′p) mais ne proposent toutefois qu'une version simplificatrice des processus impliqués. Différents modèles plus élaborés ont donc été développés afin de prendre en compte des interactions d'ordre supérieur.

1.1.4 Les modèles au-delà de l'approximation d'ondes planes

La réaction de diffusion ^{3}He(e,e′p) est étudiée dans le cadre du "problème à deux potentiels" de la théorie des collisions [41] : l'interaction électron-proton est traitée comme l'interaction principale et l'interaction secondaire (interaction du proton dans l'état final, interactions coulombiennes de l'électron avec le noyau ...) est traitée comme une perturbation, à tous les ordres, avec une formulation classique en terme de potentiels et de fonctions d'ondes.

Réinteraction dans l'état final : la formulation DWIA

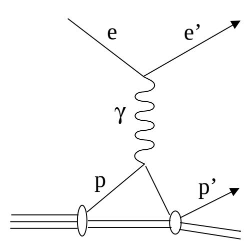

FIG. 1.3 – Diagramme de Feynmann de la réaction ^{3}He(e,e′p) en DWIA.

En réalité, le proton éjecté peut réinteragir avec le système résiduel (figure 1.3) : il n'est alors plus possible de remonter à l'impulsion du proton dans le noyau, l'impulsion manquante reconstruite ne correspondant plus à celle du système de recul initial : $\vec{p} \neq -\overrightarrow{p_{miss}}$. La fonction d'onde du proton éjecté se trouve distordue par son interaction dans l'état final. Dans l'Approximation d'Impulsion en Onde Distordue (DWIA), le potentiel d'interaction nucléon-nucléon est supposé ne pas trop modifier les impulsions des nucléons diffusés [6], de telle sorte que l'interaction électron-proton peut être traitée en utilisant les variables cinématiques asymptotiques du proton ($E_{p'}$, $\vec{p'}$). Cette approximation d'impulsion effective (EMA) [39] permet de conserver la factorisation de la section efficace :

$$\frac{d^6\sigma}{d\Omega_{e'}d\Omega_{p'}de'dE_{p'}} = K\,\frac{d^2\sigma_{ep}}{d\Omega_{e'}}\,S^D(E_{miss}, p_{miss}, p') \tag{1.10}$$

L'information nucléaire est obtenue sous la forme d'une fonction spectrale distordue S^D.

La prise en compte des interactions de l'électron avec le champ coulombien du noyau, ainsi que celle du nucléon éjecté avec le système résiduel peut être effectuée à tous les ordres en considérant des ondes distordues pour l'électron et le proton (dans les états initial et final) tout en ne traitant l'interaction principale qu'au premier ordre. La section efficace dans le formalisme de GDWIA (*General Distorted Wave Impulse Approximation*) n'est alors plus factorisée.

Terme d'échange

Les hypothèses de PWIA impliquent que le nucléon détecté est celui sur lequel a eu lieu la diffusion : il convient cependant de considérer le diagramme dans lequel le nucléon détecté est spectateur tandis que la diffusion a lieu sur le système résiduel (figure 1.4). L'amplitude de ce diagramme est relativement faible comparée à celle du diagramme

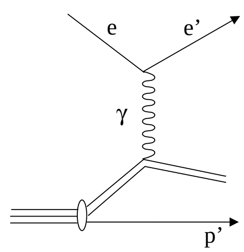

FIG. 1.4 – Contribution du terme d'échange au diagramme PWIA de la réaction ^{3}He(e,e'p).

PWIA étant donnée l'impulsion élevée du proton détecté p′ : la probabilité de trouver un deuton d'impulsion p′ dans le noyau est négligeable.

Courants d'échanges mésoniques et isobariques

Dans l'approximation d'impulsion, les seuls degrés de liberté considérés à l'intérieur du noyau sont ceux des nucléons constituants. Or, le photon virtuel peut se coupler directement avec les mésons virtuels responsables de l'interaction forte (figure 1.5 a) ou avec une paire de nucléons en interaction (figure 1.5 c) ; le photon virtuel peut aussi exciter des résonances virtuelles du nucléon ou se coupler à celles-ci (figure 1.5 d et e).

Une expression plus générale de la section efficace dans la seule approximation de Born permet de prendre en compte une grande partie de ces processus secondaires ; leur étude est alors possible à travers une décomposition de la section efficace sur les composantes transverse et longitudinale du photon virtuel.

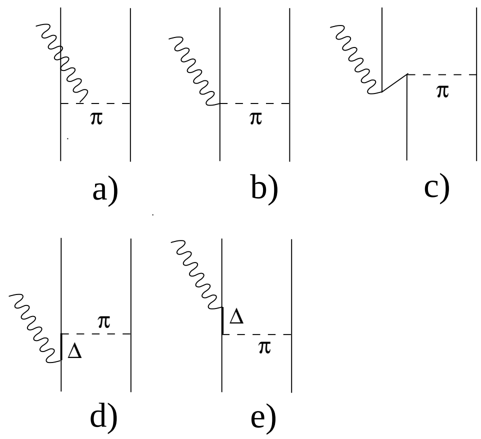

FIG. 1.5 – Exemples de contributions de courant d'échange mésonique (a, b et c) ou isobarique (d et e) au diagramme PWIA de la réaction ^{3}He(e,e'p).

1.2 Les composantes longitudinale et transverse de la section efficace

1.2.1 Expression générale de la section efficace (e,e'p)

A partir des notations de la figure 1.1, l'expression de la section efficace dans le cas général de la diffusion A(e,e'p)B peut se mettre sous la forme [42, 39] :

$$\mathrm{d}\sigma = \frac{1}{\mathrm{v}} \cdot \mathcal{N}_{\mathrm{e}}\mathcal{N}_{\mathrm{A}} \overline{\sum_{\mathrm{i}}}\sum_{\mathrm{f}} |\mathcal{M}|^2 \,\mathcal{N}_{\mathrm{e'}} \frac{\mathrm{d}^3\mathrm{e}'}{(2\pi)^3}\,\mathcal{N}_{\mathrm{p'}}\frac{\mathrm{d}^3\mathrm{p}'}{(2\pi)^3}\,\mathcal{N}_{\mathrm{B}}\frac{\mathrm{d}^3\mathrm{p}_{\mathrm{miss}}}{(2\pi)^3} \cdot (2\pi)^4\delta^4(\mathrm{p}' + \mathrm{p}_{\mathrm{miss}} - \mathrm{q}) \tag{1.11}$$

v est la vitesse relative, égale à 1 pour un électron relativiste dont on néglige la masse. Les $\mathcal{N}_i$ sont des facteurs de normalisation de valeur 1/2E pour les électrons d'énergie E. Enfin, l'élément de matrice $\mathcal{M}$ s'exprime :

$$\mathcal{M} = \underbrace{\frac{4\pi\alpha}{\mathrm{Q}^2}}_{\text{propagateur }\gamma} \underbrace{< \mathrm{e}', \lambda_{\mathrm{e}'}|\mathrm{j}_\mu|\mathrm{e}, \lambda_{\mathrm{e}} >}_{\text{courant leptonique}} \underbrace{< \mathrm{B\ p}'|\mathrm{J}^\mu|\mathrm{A} >}_{\text{courant hadronique}} \tag{1.12}$$

avec α la constante de structure fine, Q^2 la masse invariante du photon virtuel ($\mathrm{Q}^2 = \omega^2 - \mathrm{q}^2$) et λ_{e}, $\lambda_{\mathrm{e}'}$ les états d'hélicité des électrons incident et diffusé.
La notation $\overline{\sum_{\mathrm{i}}}\sum_{\mathrm{f}}$ représente la moyenne sur les états de spin des particules incidentes et la somme sur les états de spins des particules diffusées.
Les tenseurs électronique et hadronique sont définis par :

$$\eta_{\mu\nu} = \sum_{\lambda_e,\lambda_{e'}} < \mathrm{e}', \lambda_{\mathrm{e}'}|\mathrm{j}_\mu|\mathrm{e}, \lambda_{\mathrm{e}} >< \mathrm{e}, \lambda_{\mathrm{e}}|\mathrm{j}^\dagger_\nu|\mathrm{e}', \lambda_{\mathrm{e}'} > \tag{1.13}$$

$$\mathrm{W}_{\mu\nu} = \mathcal{N}_{\mathrm{A}}\mathcal{N}_{\mathrm{p'}}\mathcal{N}_{\mathrm{B}} \overline{\sum_{\mathrm{A}}} \int \mathrm{d}^3\mathrm{p}_{\mathrm{miss}}\ < \mathrm{B\ p}'|\mathrm{J}_\mu|\mathrm{A} >< \mathrm{A}|\mathrm{J}^\dagger_\nu|\mathrm{B\ p}' > \delta^4(\mathrm{p}' + \mathrm{p}_{\mathrm{miss}} - \mathrm{q}) \tag{1.14}$$

En remarquant que $\mathrm{d^3p' = p'^2dp'd\Omega_{p'}}$ et que $\mathrm{E_{p'}^2 = p'^2 + M_p^2}$ conduit à : $\mathrm{E_{p'}\,dE_{p'} = p'\,dp'}$, le terme $\mathrm{d^3p'}$ s'écrit aussi $\mathrm{d^3p' = p'E_{p'}dE_{p'}d\Omega_{p'}}$ (et de la même façon $\mathrm{d^3e' = e'^2de'd\Omega_{e'}}$).
L'équation 1.11 devient alors :

$$\frac{\mathrm{d^6}\sigma}{\mathrm{de'd\Omega_{e'}dE_{p'}d\Omega_{p'}}} = \frac{\mathrm{E_{p'}p'}}{(2\pi)^3}\cdot\frac{\mathrm{e'}}{\mathrm{E_0}}\cdot\frac{\alpha^2}{\mathrm{Q^4}}\cdot\eta_{\mu\nu}\mathrm{W}^{\mu\nu} \tag{1.15}$$

1.2.2 Décomposition transverse-longitudinale

Le courant leptonique j^μ est donné par :

$$< \mathrm{e'}\lambda_{\mathrm{e'}}|\mathrm{j}^\mu|\mathrm{e}\lambda_\mathrm{e} >= \overline{\mathrm{u_{e'}}}\gamma^\mu\mathrm{u_e} \tag{1.16}$$

où $\mathrm{u_e}$ et $\mathrm{u_{e'}}$ sont les spineurs des électrons incident et diffusé définis tels que $\overline{\mathrm{u}}(\mathrm{p},\lambda)\mathrm{u}(\mathrm{p},\lambda') = \delta_{\lambda,\lambda'}$.
Le tenseur leptonique devient donc :

$$\eta^{\mu\nu} = \sum_{\lambda_e,\lambda_{e'}} \overline{\mathrm{u_{e'}}}\gamma^\mu\mathrm{u_e}\overline{\mathrm{u_e}}\gamma^\nu\mathrm{u_{e'}} \tag{1.17}$$

$$= \sum_{\lambda_e,\lambda_{e'}} \mathrm{Trace}\,[\gamma^\mu\mathrm{u_e}\overline{\mathrm{u_e}}\gamma^\nu\mathrm{u_{e'}}\overline{\mathrm{u_{e'}}}] \tag{1.18}$$

$$\eta^{\mu\nu} = \mathrm{K}_\mu\mathrm{K}_\nu - \mathrm{q}_\mu\mathrm{q}_\nu - \mathrm{Q^2g}_{\mu\nu} \tag{1.19}$$

avec $\mathrm{K = e + e'}$.

En appliquant la conservation du courant aux tenseurs leptonique et hadronique :

$$\mathrm{q}_\mu\mathrm{j}^\mu = \mathrm{q}_\mu\mathrm{J}^\mu = 0 \tag{1.20}$$

$$\text{soit}\quad \mathrm{q}_\mu\eta^{\mu\nu} = \mathrm{q}_\nu\eta^{\mu\nu} = \mathrm{q}_\mu\mathrm{W}^{\mu\nu} = \mathrm{q}_\nu\mathrm{W}^{\mu\nu} = 0, \tag{1.21}$$

le produit des tenseur leptonique et nucléaire prend la forme :

$$\eta^{\mu\nu}\mathrm{W}_{\mu\nu} = \mathrm{K\cdot J\;K\cdot J^\dagger - Q^2\;J\cdot J^\dagger} \tag{1.22}$$

avec la notation $\mathrm{K\cdot J} = \sum_\mu \mathrm{K}_\mu\mathrm{J}^\mu$.

Dans le repère suivant :

$$\hat{\mathrm{u_z}} = \hat{\mathrm{q}}$$
$$\hat{\mathrm{u_y}} = \frac{\mathrm{e\otimes e'}}{|\mathrm{e\otimes e'}|}$$
$$\hat{\mathrm{u_x}} = \hat{\mathrm{u_y}}\otimes\hat{\mathrm{u_z}}$$

l'équation de continuité 1.20 donne :

$$|\mathrm{q}|\mathrm{J_z} = \omega\rho. \tag{1.23}$$

avec le courant nucléaire $J^\mu = (\rho, \vec{J})$. Il devient alors possible de décomposer $\eta^{\mu\nu} W_{\mu\nu}$ sur les différentes composantes du courant nucléaire :

$$\begin{aligned}
\eta^{\mu\nu} W_{\mu\nu} &= K \cdot JK \cdot J^\dagger - Q^2 J \cdot J^\dagger \qquad (1.24)\\
&= \left[\left(K_0 - \frac{\omega}{q} K_z\right)^2 - Q^2\left(1 - \frac{\omega^2}{q^2}\right)\right] \rho\rho^\dagger + (K_x^2 + Q^2)\, J_x J_x^\dagger \\
&\quad + Q^2\, J_y J_y^\dagger - K_x\left(K_0 - \frac{\omega}{q} K_z\right)(\rho J_x^\dagger + J_x \rho^\dagger) \\
&= 4E_0 e' \cos^2\frac{\theta}{2}\left[\frac{Q^4}{q^4}\rho\rho^\dagger + \left(\frac{Q^2}{q^2} + \tan^2\frac{\theta}{2}\right) J_x J_x^\dagger + \tan^2\frac{\theta}{2} J_y J_y^\dagger\right] \\
&\quad - 4E_0 e' \cos^2\frac{\theta}{2}\left[\frac{Q^2}{q^2}\left[\frac{Q^2}{q^2} + \tan^2\frac{\theta}{2}\right]^{1/2} (\rho J_x^\dagger + J_x \rho^\dagger)\right]
\end{aligned}$$

En posant :

$$\begin{aligned}
V_L &= \frac{Q^4}{q^4} \\
V_T &= \frac{1}{2}\frac{Q^2}{q^2} + \tan^2\frac{\theta}{2} \\
V_{TT} &= \frac{1}{2}\frac{Q^2}{q^2} \\
V_{LT} &= \frac{Q^2}{q^2}\left[\frac{Q^2}{q^2} + \tan^2\frac{\theta}{2}\right]^{1/2}
\end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned}
R_L &= \rho\rho^\dagger \\
R_T &= J_x J_x^\dagger + J_y J_y^\dagger \\
R_{TT} \cos 2\Phi &= J_x J_x^\dagger - J_y J_y^\dagger \\
R_{LT} \cos\Phi &= -(\rho J_x^\dagger + J_x \rho^\dagger)
\end{aligned}$$

où l'angle Φ est l'angle hors-plan entre les plans de diffusion électronique et hadronique, la section efficace se met sous la forme :

$$\begin{aligned}
\frac{d^6\sigma}{de' d\Omega_{e'} dE_{p'} d\Omega_{p'}} = p' E_{p'}\, \sigma_{Mott}\, [V_L R_L \ &+ V_T R_T \ + V_{LT} R_{LT} \cos\phi \\
&+ V_{TT} R_{TT} \cos 2\phi] \qquad (1.25)
\end{aligned}$$

avec

$$\sigma_{Mott} = \frac{\alpha^2 \cos^2\frac{\theta}{2}}{4E_0^2 \sin^4\frac{\theta}{2}} \qquad (1.26)$$

Une expression similaire de la section efficace peut être obtenue en faisant intervenir le flux de photons virtuels Γ et la proportion de photons polarisés longitudinalement ε :

$$\frac{d^6\sigma}{de' d\Omega_{e'} dE_{p'} d\Omega_{p'}} = p' E_{p'} \frac{2\pi^2\alpha}{q}\, \Gamma \left(\sigma_T + \varepsilon\sigma_L + \sqrt{\varepsilon(\varepsilon+1)}\sigma_{TL} \cos\Phi + \varepsilon\sigma_{TT} \cos 2\Phi\right) \qquad (1.27)$$

avec

$$\Gamma = \frac{\alpha}{2\pi^2}\frac{\mathrm{e}'}{\mathrm{E}_0}\frac{|\vec{\mathrm{q}}|}{\mathrm{Q}^2}\frac{1}{1-\varepsilon} \tag{1.28}$$

$$\varepsilon = \left(1 + 2\frac{\vec{\mathrm{q}}^2}{\mathrm{Q}^2}\tan^2\frac{\theta}{2}\right)^{-1} \tag{1.29}$$

La correspondance entre ces deux formulations est donnée par :

$$\sigma_{\mathrm{L}} = 2\frac{\mathrm{Q}^2}{\vec{\mathrm{q}}^2}\mathrm{R}_{\mathrm{L}} \tag{1.30}$$

$$\sigma_{\mathrm{T}} = \mathrm{R}_{\mathrm{T}} \tag{1.31}$$

$$\sigma_{\mathrm{LT}} = \frac{\sqrt{2\mathrm{Q}^2}}{\mathrm{q}}\mathrm{R}_{\mathrm{LT}} \tag{1.32}$$

$$\sigma_{\mathrm{TT}} = \mathrm{R}_{\mathrm{TT}} \tag{1.33}$$

1.2.3 Mesure des composantes longitudinale et transverse

En cinématique parallèle, dans laquelle le proton est éjecté parallèlement au photon virtuel ($\vec{\mathrm{p}'}//\vec{\mathrm{q}}$), les termes d'interférence σ_{TL} et σ_{TT} disparaissent : ces deux termes sont en effet proportionnels respectivement à $\sin\theta_{\mathrm{pq}}$ et $\sin^2\theta_{\mathrm{pq}}$ [40], où θ_{pq} est l'angle entre le proton éjecté et le photon virtuel. La section efficace de désintégration à 2 corps s'écrit alors :

$$\frac{\mathrm{d}^5\sigma}{\mathrm{d}\mathrm{e}'\mathrm{d}\Omega_{\mathrm{e}'}\mathrm{d}\Omega_{\mathrm{p}'}} = \Gamma\left(\sigma_{\mathrm{T}} + \varepsilon\sigma_{\mathrm{L}}\right) \tag{1.34}$$

Dans cette formulation de la section efficace (e,e'p), les fonctions de structure σ_{T} et σ_{L} dépendent uniquement des variables cinématiques du vertex hadronique (ω, $\vec{\mathrm{q}}$, $\vec{\mathrm{p}'}$) tandis que les coefficients Γ et ε dépendent des variables du vertex leptonique (ω, $\vec{\mathrm{q}}$). Deux mesures de section efficace pour des cinématiques parallèles ayant un même vertex hadronique mais des valeurs de Γ et ε différentes sont effectuées pour obtenir ces fonctions de structure :

- Une première mesure est réalisée "aux angles avant", pour laquelle l'électron est détecté à un petit angle θ_{e} c'est-à-dire pour ε proche de 1.
- Une mesure complémentaire "aux angles arrières" (θ_{e} proche de 180°), pour un même transfert d'énergie (ω, $\vec{\mathrm{q}}$) donne accès à une valeur de ε proche de 0.

La différence entre les polarisations avant ε_{AV} et arrière ε_{AR}, appelée bras de levier, détermine la précision de la mesure des fonctions de structure :

$$\sigma_{\mathrm{AV}} = \Gamma_{\mathrm{AV}}\left(\sigma_{\mathrm{T}} + \varepsilon_{\mathrm{AV}}\sigma_{\mathrm{L}}\right)) \tag{1.35}$$

$$\sigma_{\mathrm{AR}} = \Gamma_{\mathrm{AR}}\left(\sigma_{\mathrm{T}} + \varepsilon_{\mathrm{AR}}\sigma_{\mathrm{L}}\right) \tag{1.36}$$

1.3 Les expériences précédentes

Seuls les résultats relatifs au canal de désintégration ^{3}He(e,e'p)d étudié dans cette thèse sont présentés.

La fonction spectrale de l'^{3}He a été mesurée au cours de plusieurs expériences de diffusion quasi-élastique : à Saclay [23, 24] et à Mayence [26, 27]. En revanche, une seule séparation des composantes longitudinale et transverse de diffusion exclusive a été effectuée (à Saclay [25]).

1.3.1 Fonction spectrale de l'^{3}He

La figure 1.6 montre les résultats de mesures de fonctions spectrales obtenus par E. Jans [23] et C. Marchand [24] à Saclay et R. Florizone [26] à Mayence. Ces distributions d'impulsion ont été obtenues en divisant la section efficace expérimentale par la section efficace σ_{cc1} d'interaction électron-proton : elles correspondent donc à une fonction spectrale distordue.

Un bon accord général est obtenu entre les résultats expérimentaux et les modèles

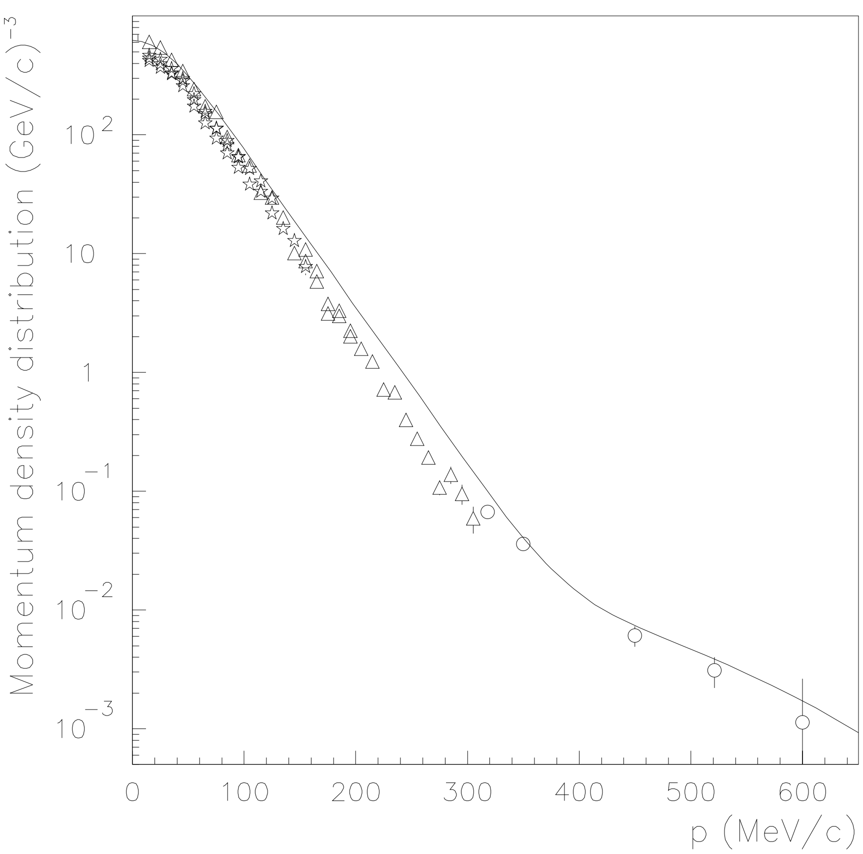

FIG. 1.6 – Fonction spectrale expérimentale de l'^{3}He mesurée à Saclay (triangles ouverts [23] et cercles ouverts [24]) et à Mayence (étoiles [26]). Les résultats sont comparés au modèle de Salme [79].

théoriques. Au niveau des mesures de R. Florizone, la cohérence entre les fonctions spectrales obtenues pour différentes valeurs de la polarisations (mesures avant, arrière et à angle électron intermédiaire) permet de conclure à une assez bonne modélisation de la décomposition longitudinale-transverse obtenue à partir de la prescription de De Forest σ_{cc1}. L'écart de 10% environ persistant néanmoins entre les données et le modèle pourrait en partie être expliqué par la prise en compte des FSI (la fonction spectrale distordue expérimentale est ici comparée à une fonction spectrale théorique).

1.3.2 Décomposition longitudinale-transverse

Une décomposition longitudinale-transverse de la section efficace ^{3}He(e,e$'$p)d a été mise en œuvre à Saclay [25] pour des impulsions manquantes voisines de 250 MeV/c. Ces mesures ont permis d'extraire les composantes longitudinale et transverse de la fonction spectrale expérimentale (figure 1.7) à partir du modèle σ_{cc1} de la section efficace électron-proton.

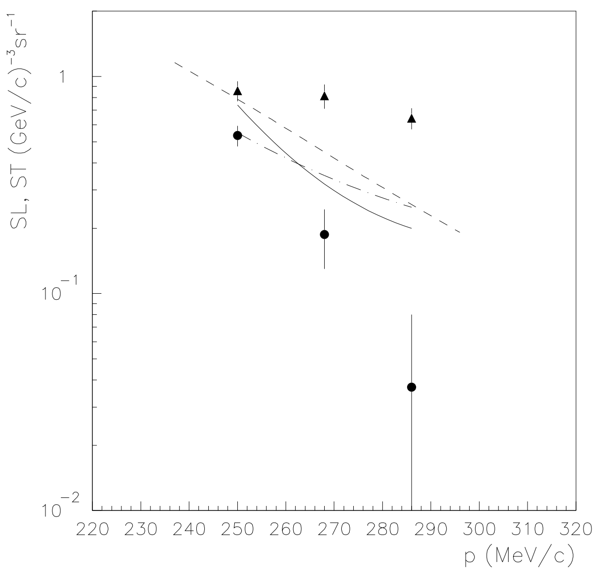

FIG. 1.7 – Fonction spectrale longitudinale (cercles) et transverse (triangles) pour la réaction ^{3}He(e,e$'$p)d [25]. Les tirets correspondent à la fonction spectrale de Salme [79] ; les deux autres courbes correspondent à un calcul complet de la section efficace par Laget [81] (PWIA+FSI+MEC) divisé par σ_{cc1} : trait plein, fonction spectrale longitudinale et points-tiretés fonction spectrale transverse.

La comparaison au modèle complet comprenant un calcul des effets d'interaction dans l'état final (FSI) ainsi que des courants d'échange (MEC) [80, 81] conduit aux mêmes conclusions qu'en diffusion inclusive : un excès de la partie transverse de la fonction spectrale et un déficit de la partie longitudinale.

1.4 Cinématiques étudiées

L'expérience E89-044 comporte des données en cinématique perpendiculaire à $Q^2 = 1.5$ GeV^2 pour des impulsions manquantes de 0 à 1 GeV/c pour lesquelles les canaux de désintégration ^{3}He(e,e$'$p)d et ^{3}He(e,e$'$p)pn ont été analysés [43, 44]. Le travail de cette thèse a porté sur l'analyse du canal de désintégration à deux corps ^{3}He(e,e$'$p)d des données en cinématique parallèle pour des Q^2 variant de 0.8 à 4.0 GeV^2 et des impulsions manquantes de 0 à 300 MeV/c.

Comme expliqué précédemment, l'intérêt des sections efficaces en cinématiques parallèles est la suppression des termes d'interférence de leur décomposition transverse longitudinale : deux mesures (aux angles avant et arrière) suffisent donc à déterminer les termes σ_{L} et σ_{T}. Afin de pouvoir étudier la dépendance en Q^2 de la section efficace ^{3}He(e,e$'$p)[3], un premier ensemble de mesures a été pris autour de $p_{\mathrm{miss}} = 0$ MeV/c où les mécanismes de réaction contribuent peu à la section efficace et la fonction spectrale est maximale. Une deuxième série de mesures a été prise autour de $p_{\mathrm{miss}} = \pm 300$ MeV/c[4] afin de se placer dans une configuration davantage hors-couche de masse pour le nucléon du noyau sur lequel a lieu la diffusion, tout en conservant une fonction spectrale suffisamment élevée pour garantir une bonne statistique.

Les 14 cinématiques parallèles étudiées dans ce mémoire sont présentées dans le tableau 1.4.

[3] La dépendance en fonction de l'impulsion manquante est étudiée en cinématique perpendiculaire sur une large gamme en p_{miss}.

[4] Par convention, le signe de p_{miss} correspond au signe de sa projection sur l'axe du photon virtuel : $p_{\mathrm{miss}} < 0$ lorsque le système de recul est éjecté dans la direction inverse du photon virtuel.

# cin.	p_{miss} (MeV/c)	Q^2 (GeV^2)	ω (GeV)	q (MeV/c)	E_0 (MeV)	ε	Pe (MeV/c)	θ_e (°)	Ph (MeV/c)	θ_h (°)
16	0	0.80	0.421	0.991	4035.9	0.966	3614.8	13.48	1004.8	57.39
17	0	0.79	0.418	0.982	842.6	0.247	424.4	95.92	984.0	25.21
01	0	1.54	0.841	1.500	4806.8	0.943	3966.0	16.36	1480.0	48.31
03	0	1.55	0.838	1.500	1255.0	0.200	417.0	118.67	1480.0	14.16
18	0	2.26	1.225	1.940	4806.8	0.899	3581.0	20.88	1915.0	41.28
19	0	2.28	1.223	1.942	1954.8	0.314	731.0	78.13	1915.0	21.68
20	0	4.09	2.214	2.998	4806.8	0.719	2593.0	33.28	2999.0	28.42
21	0	4.12	2.212	3.002	2906.3	0.180	694.0	91.15	2999.0	13.40
22	-300	0.52	0.703	1.007	2906.3	0.924	2203.0	16.39	1295.0	38.30
23	-300	0.52	0.701	1.008	1255.3	0.523	554.0	51.45	1295.0	25.52
24	-300	1.44	1.524	1.940	4806.8	0.891	3283.0	17.38	2229.0	30.51
25	-300	1.45	1.522	1.941	1954.8	0.204	433.0	81.85	2229.0	12.82
26	+300	0.93	0.244	0.996	4035.9	0.968	3791.7	14.18	683.7	67.80
27	+300	0.94	0.259	1.003	842.6	0.338	583.2	87.38	683.7	35.38

Chapitre 2

Le hall A du Jefferson Laboratory

Le laboratoire Jefferson [45] (JLab[1]) est situé à Newport-News, en Virginie aux Etats-Unis (figure 2.1). Son accélérateur CEBAF (*Continuous Electron Beam Accelerator Facility*) est en fonctionnement depuis 1994 et le premier faisceau d'électrons de 4 GeV a été délivré en 1995. Dès 1997, les 3 halls expérimentaux ont pu bénéficier simultanément de ce faisceau.

L'objet de la recherche menée à JLab est l'étude de la structure des noyaux et des hadrons, ainsi que des interactions mises en jeu à l'intérieur de ceux-ci, dans un domaine d'énergie intermédiaire en deçà de la région dite de liberté asymptotique. Comme nous allons le voir, le faisceau de CEBAF est l'instrument idéal pour étudier ce domaine non perturbatif de la QCD.
Après la présentation de l'accélérateur et des halls expérimentaux, le dispositif expérimental

FIG. 2.1 – Localisation du Jefferson Laboratory.

du hall A, dans lequel s'est déroulée l'expérience E89-044, sera détaillé.

[1] JLab est un laboratoire de SURA (South Universities Research Association) soutenu par le U.S. DOE (Department of Energy)

2.1 L'accélérateur CEBAF

2.1.1 Caractéristiques du faisceau

L'accélérateur CEBAF délivre un faisceau d'électrons dont les caractéristiques actuelles sont résumées dans le tableau 2.1. Parmi les accélérateurs délivrant des faisceaux

Cycle utile	100 %
Energie minimale	0.8 GeV
Energie maximale	6 GeV
Dispersion en énergie	$2.5 \cdot 10^{-5}$
Emittance	$2 \cdot 10^{-9}$ mrad
Intensité maximale	200 μA

TAB. 2.1 – Principales caractéristiques du faisceau délivré par CEBAF.

d'électrons de plus de 1 GeV sur cibles fixes (tels que Bates (MIT), ELSA (Bonn) et SLAC (Stanford)), CEBAF est le seul accélérateur réunissant les caractéristiques définies dans le cahier des charges fixé par l'expérience :

- un courant quasi-continu permettant de minimiser le taux de coïncidences fortuites ;
- une grande intensité pour la mesure de processus rares ;
- une faible dispersion en énergie et une faible émittance pour la précision requise par l'identification des processus nucléaires (2 MeV dans notre expérience) et la mesure de sections efficaces absolues ;
- une large gamme d'énergie permettant de disposer d'un important bras de levier (entre les cinématiques avant et arrière) sur la polarisation ε du photon virtuel, pour la séparation des composantes longitudinale et transverse des sections efficaces.

2.1.2 Principe de fonctionnement de l'accélérateur

CEBAF fonctionne sur le principe de la recirculation : les électrons, injectés initialement à une énergie de 45 MeV, circulent dans deux accélérateurs linéaires (linac), constitués de cavités supraconductrices. Selon l'énergie du faisceau, variant entre 0.8 et 6 GeV, les électrons peuvent effectuer jusqu'à 5 passages dans les linacs qui sont reliés par des arcs de recirculation (figure 2.2).

Pour pouvoir alimenter les trois halls simultanément avec des intensités et des énergies différentes, et un cycle utile de 100 %, le faisceau est pulsé à une fréquence de 1497 MHz : chaque hall reçoit un paquet d'électrons sur trois (de durée 700 ps), à une fréquence de 499 MHz correspondant à une période de 2 ns.

Les différents éléments de l'accélérateur permettant la distribution d'un tel faisceau sont détaillés ci-après [46].

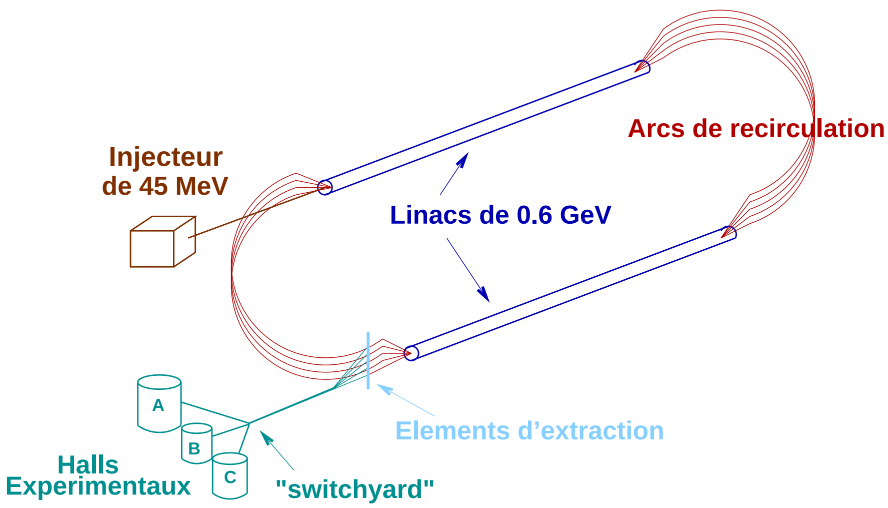

FIG. 2.2 – Représentation schématique de l'accélérateur CEBAF.

La source d'électrons et l'injecteur

Le principe de la source polarisée d'électrons de CEBAF repose sur le pompage optique d'une photocathode d'arsénure de gallium (GaAs). Trois lasers (un pour chaque hall) envoient à une fréquence de 499 MHz des photons polarisés d'énergie 1.59 eV sur un cristal de GaAs contraint, provoquant l'excitation des électrons de la bande de valence vers la bande de conduction et leur émission dans le vide. Le changement de polarisation des photons intervenant toutes les 30 ms, le faisceau d'électrons issus de la source peut être vu comme globalement non polarisé.
Le réglage de l'intensité du courant pour chaque hall est effectué à l'aide d'obturateurs permettant de réduire le nombre d'électrons par paquet. Pour cela, les paquets d'électrons sont séparés spatialement selon le hall auquel ils sont destinés, passent par leur obturateur puis sont recombinés avec les paquets des autres halls (figure 2.3).
Les électrons sont accélérés à une énergie de 100 keV puis déviés vers l'injecteur. Celui-ci

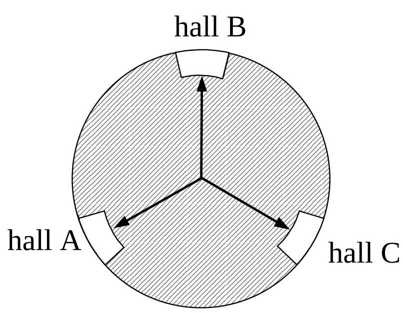

FIG. 2.3 – Réglage de l'intensité du faisceau dans les 3 halls par utilisation d'obturateurs.

consiste en 18 cavités accélératrices supraconductrices radiofréquences qui introduisent les électrons dans l'accélérateur à une énergie de 45 MeV. A cette énergie, les électrons, ultra-relativistes, ont une vitesse β=0.99994 proche de celle des électrons circulant dans l'accélérateur : cette condition est nécessaire pour éviter un étalement spatial des paquets (et un éventuel mélange) lors de l'accélération.

La circulation des électrons dans l'accélérateur

Chaque accélérateur linéaire est constitué de 160 cavités supraconductrices radiofréquences réglées sur 1497 MHz permettant actuellement d'atteindre une accélération proche de 600 MeV par linac (480 MeV lors de l'expérience E89-044). Les cavités accélératrices sont reliées à une haute tension de fréquence 1497 MHz, générant en leur sein un champ électrique sinusoïdal stationnaire (en raison de la géométrie des cavités). Elles sont utilisées en mode supraconducteur, ce qui permet de réduire considérablement la puissance dissipée par effet Joule, d'atteindre des champs accélérateurs de l'ordre de 9 MeV/m et d'obtenir un cycle utile de 100%.
Afin d'assurer la circulation des électrons dont l'énergie peut prendre différentes valeurs, les linacs sont reliés par des arcs de recirculation (5 à la sortie du premier linac, 4 à la sortie du deuxième). L'extraction du faisceau d'un linac vers les arcs de recirculation s'effectue à l'aide d'un champ magnétique (horizontal) constant permettant d'obtenir des courbures différentes selon les énergies de faisceau : les électrons de grande énergie seront déviés vers les arcs inférieurs. En revanche, les champs magnétiques (verticaux) utilisés dans les arcs de recirculation varient d'un arc à un autre afin d'assurer une courbure constante quelque soit l'énergie des particules.
L'extraction du faisceau s'effectue à la sortie du deuxième linac, juste après déviation du faisceau vers les arcs de recirculation. Des cavités radiofréquences situées au niveau de chaque arc et réglées sur 499 MHz permettent d'extraire pour chaque hall les paquets d'électrons ayant atteint l'énergie désirée ; le faisceau est ensuite séparé spatialement au niveau du *switchyard* et dirigé vers chacun des halls.

2.2 Les halls expérimentaux

JLab est doté de trois halls expérimentaux équipés d'appareils de mesure spécifiques.

Le hall B [47] est dédié à la mesure de réactions exclusives pour lesquelles l'état final est composé de plus de deux particules, ou qui requièrent une bonne maîtrise du bruit de fond.
Il est muni d'un détecteur 4π, appelé CLAS (Cebaf Large Acceptance Spectrometer), comprenant un ensemble de 6 bobines supraconductrices générant un champ toroïdal autour du faisceau ainsi qu'un ensemble de chambres à fils, scintillateurs, calorimètres et détecteurs Čerenkov. En raison de sa très grande acceptance, CLAS fonctionne avec de très faibles courants (inférieurs à 100 nA).
Le hall B est aussi équipé d'un dispositif (radiateur + aimant d'analyse) permettant la production par Bremsstrahlung de photons réels d'énergie définie.
Cet équipement rend le hall B particulièrement approprié à l'étude de la structure et des états excités du nucléon, avec des expériences telles que la photoproduction ou l'électroproduction

de mésons (π, ρ_0, Δ, Φ, ω, η, ..) ou la recherche de résonances manquantes... Le hall B est aussi dédié à la production d'hypérons (Λ, Ω, Σ et Ξ) : c'est dans ce cadre qu'a été observé récemment le pentaquark étrange θ^+ [48].

Le hall C [49] a la particularité de pouvoir accueillir des expériences nécessitant un appareillage spécifique dédié à leurs mesures.
C'est dans ce hall que s'est déroulée l'expérience t_{20} (observables de polarisation et facteurs de forme du deuton) et que se déroule actuellement l'expérience G0, dans lesquelles le groupe de physique hadronique de Grenoble est fortement impliqué.
Le hall C est aussi doté de deux spectromètres : SOS (*Short Orbit Spectrometer*) utilisé pour la détection des particules à faible temps de vie, et HMS (*High Momentum Spectrometer*) pour la détection des particules de grande impulsion.

Le hall A [50] est dédié aux expériences qui requièrent de hautes résolutions et une grande luminosité : il est ainsi bien adapté à la mesure des réactions de diffusion (e,e′p) et ($\vec{e}$,e′$\vec{p}$).
Ce hall est équipé de deux bras de détection munis chacun d'un Spectromètre Haute Résolution (HRS *High Resolution Spectrometer*) ; associés à un ensemble de détecteurs de plan focal, ces spectromètres donnent accès à une mesure très précise des impulsions de l'électron et du hadron diffusés. Des mesures de polarisation sont également possibles grâce au polarimètre du bras hadron.
A ce jour de nombreuses expériences ont pu être réalisées dans ce hall [51], que ce soit par exemple au niveau de l'étude du nucléon (mesure des facteurs de forme électrique et magnétique, diffusion Compton réelle et virtuelle, test de la règle de somme de GDH...), au niveau de l'étude du milieu nucléaire (diffusion (e,e′p) pour l'étude des fonctions d'onde, des corrélations à courte portée) ou au niveau des expériences de violation de parité (mesure des facteurs de forme faibles du proton par l'expérience HAPPEX, rayon d'étrangeté de ^{4}He).

La figure 2.4 montre une représentation schématique tridimensionnelle du hall A. La suite de ce chapitre s'attache à décrire le dispositif expérimental, qui fait l'objet de la référence [52]. Les équipements de la ligne de faisceau, la cible cryogénique puis les spectromètres et leurs détecteurs sont détaillés avant de présenter la chaîne d'acquisition.

2.3 La ligne de faisceau du hall A

En amont de la cible, la ligne de faisceau est équipée d'appareils de mesure (figure 2.5) permettant la détermination de l'énergie, l'intensité, la position et la polarisation du faisceau d'électrons. Le chapitre 1.4 a montré la nécessité de connaître ces paramètres avec la plus grande précision possible afin de minimiser l'erreur sur la section efficace expérimentale. Cette contrainte de précision intervient au niveau de la production du faisceau (résolution et dispersion) mais aussi au niveau des mesures de ses caractéristiques.

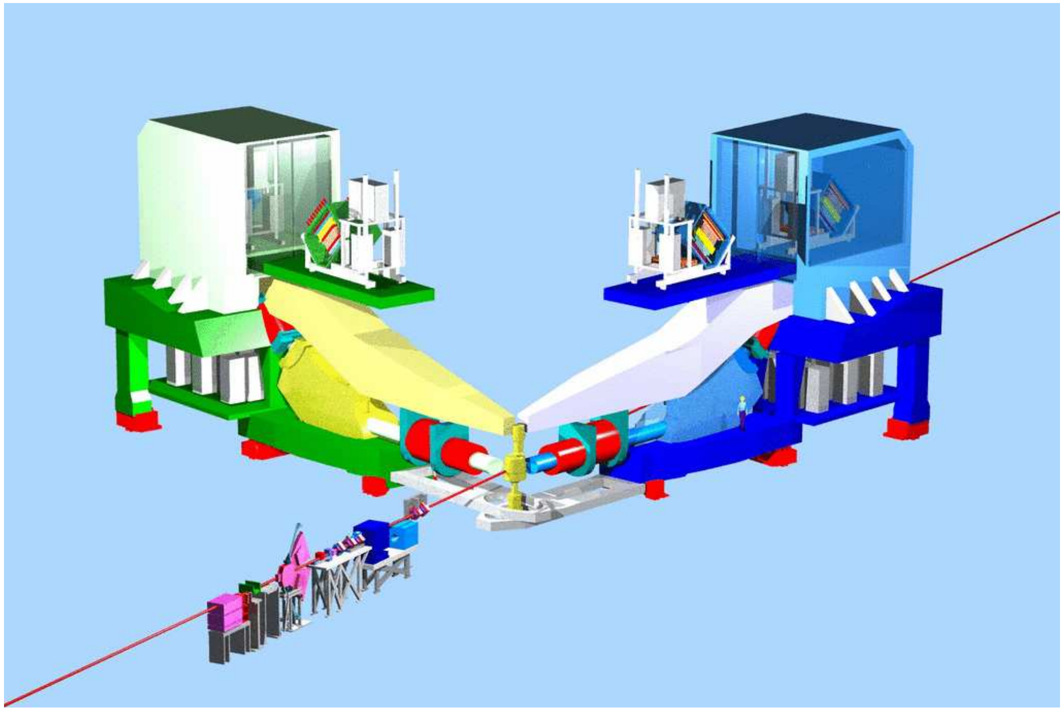

FIG. 2.4 – Représentation schématique des équipements du hall A.

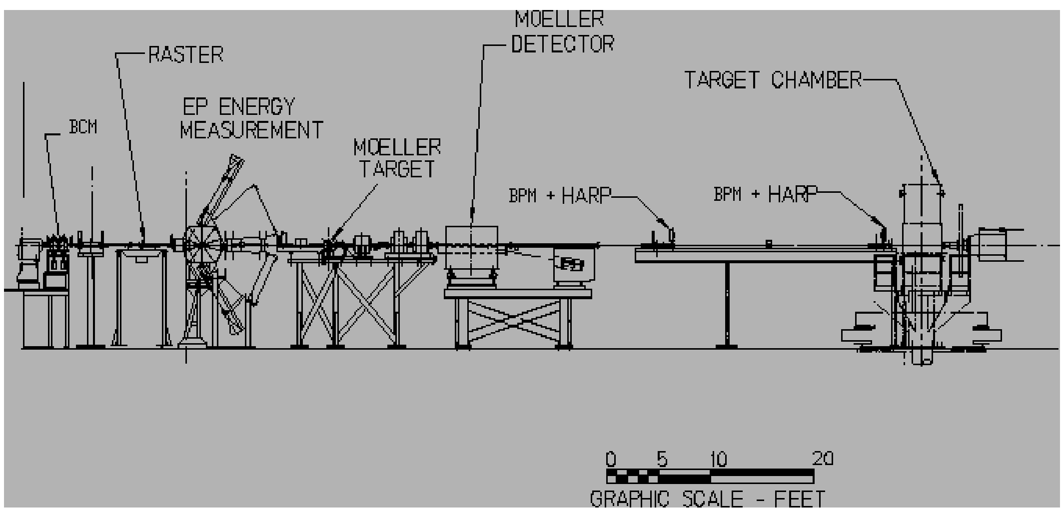

FIG. 2.5 – Vue schématique de la ligne de faisceau du Hall A

2.3.1 Mesure de la position du faisceau

Les éléments optiques de focalisation et de positionnement permettent d'obtenir une tache de faisceau dont l'extension spatiale est de l'ordre de 100 μm (rms).
La ligne de faisceau est aussi dotée d'un système de balayage bidirectionnel en position, d'une amplitude de plusieurs mm, appelé *raster*, dont le but est d'une part, d'éviter une

surchauffe de la cible et d'autre part, de protéger le *beam dump* lorsque l'intensité du faisceau est élevée. Placé 23 m en amont de la cible, le *raster* est constitué de dipôles horizontaux et verticaux qui dévient le faisceau et lui font décrire une trajectoire dont l'enveloppe est de forme rectangulaire (figure 2.6).
La ligne de faisceau est équipée de deux éléments de diagnostic concernant la position

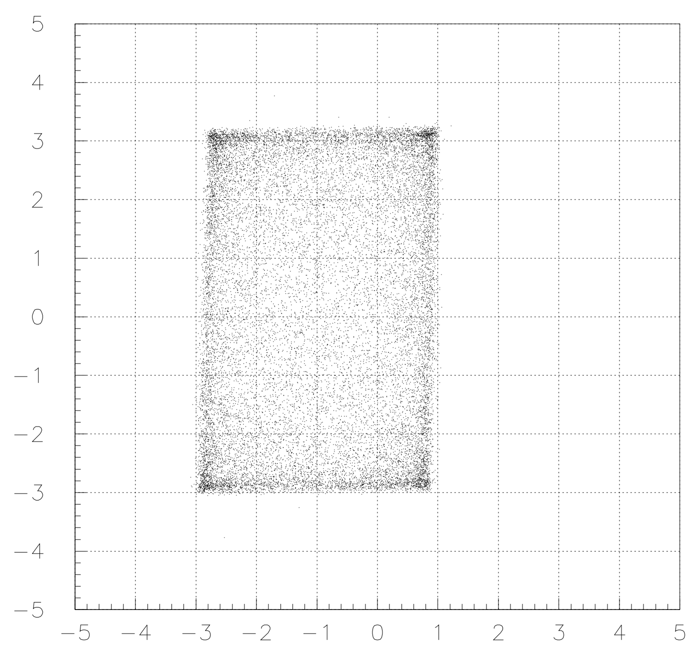

FIG. 2.6 – Distribution spatiale du faisceau à la cible avec le balayage du *raster* (axe Y vertical, axe X horizontal).

du faisceau : des moniteurs de position (*Beam Position Monitors* BPM) et des profileurs à fils (*superharps*).

Les deux moniteurs de position [54] situés le long de la ligne de faisceau (à 1.286 m et 7.524 m en amont de la cible) autorisent une mesure non destructive de la position relative du faisceau avec une précision de 100 μm. Chaque BPM est constitué de 4 antennes qui détectent le signal électromagnétique induit par le faisceau : 2 antennes dans la direction X et 2 dans la direction Y, à partir desquelles la position du faisceau est calculée.

Les profileurs à fils (*harps*), effectuant une mesure destructive de la position absolue du faisceau, sont utilisés afin de calibrer de manière absolue les moniteurs de position : une mesure simultanée de la position du faisceau avec les BPM et les profileurs est effectuée à intervalles réguliers au cours de l'expérience. Les profileurs sont situés à proximité des moniteurs de position et leur position absolue dans le Hall est mesurée précisément lors de

campagnes de visées optiques (*surveys*). Le principe de la mesure de position du faisceau par les profileurs est donné ci-dessous [57].
Lorsqu'un fil métallique traverse un faisceau d'électrons relativistes, il se développe une gerbe électromagnétique (électrons, positrons, photons). Lors de la translation de ce fil métallique dans un plan orthogonal au faisceau, la détection de la gerbe, couplée à la mesure de position du fil permet de déterminer la position à laquelle le fil rencontre le faisceau et de calculer le barycentre de la distribution spatiale du faisceau.
Afin de déterminer les positions horizontale et verticale du faisceau, tout en n'utilisant qu'un seul système de translation, une série de 3 fils orthogonaux traverse le faisceau.
La mesure faite par les profileurs permet d'accéder à plusieurs informations :
- la position absolue du faisceau au niveau des profileurs,
- la largeur du faisceau au niveau des profileurs,
- la position absolue du faisceau au niveau de la cible,
- l'orientation angulaire du faisceau au niveau de la cible.

La précision obtenue à l'aide des BPM et des profileurs sur la position absolue du faisceau est de 140 μm. La calibration des moniteurs de position sera abordée dans le chapitre 3.1.

2.3.2 Mesure de l'énergie du faisceau

Dans le hall A, deux appareillages effectuent une mesure indépendante de l'énergie du faisceau avec une précision de 2. 10^{-4} : il s'agit des dispositifs Arc et ep.

Mesure de l'énergie du faisceau par diffusion H(e,e′p) [56]

Cette mesure destructive repose sur la mesure des angles de diffusion de l'électron et du proton lors de la diffusion élastique des électrons du faisceau sur les protons d'une cible de polyéthylène $(CH_2)^n$. En négligeant la masse de l'électron devant son impulsion, on obtient en effet la relation suivante :

$$E = M_p \cdot \frac{\cos\theta_e + \sin\theta_e / \tan\theta_p - 1}{1 - \cos\theta_e} \tag{2.1}$$

avec
- E : énergie de l'électron incident
- M_p : masse du proton
- θ_e, θ_p : angles de diffusion de l'électron et du proton.

La détection du proton s'effectue dans un plan vertical à un angle fixe de 60°. Pour une énergie de faisceau comprise entre 0.5 GeV et 6 GeV, l'angle de diffusion de l'électron varie entre 9° et 41°. Afin de s'affranchir (au premier ordre) des incertitudes sur l'orientation du faisceau, deux mesures symétriques par rapport à l'axe du faisceau sont utilisées.
La mesure des angles de diffusion de l'électron et du proton est réalisée à partir de détecteurs silicium micropistes (SDD), afin d'obtenir une précision angulaire de quelques μrad ; l'identification des particules et le déclenchement de l'acquisition sont effectués :
- au niveau du détecteur proton, grâce à deux scintillateurs permettant une mesure de temps de vol ;
- au niveau du détecteur électron, grâce à un détecteur Čerenkov permettant d'éliminer le bruit de fond.

Le système de mesure ep est représenté sur la figure 2.7. Il a été conçu et réalisé par le LPC de Clermont-Ferrand et le SPhN du CEA de Saclay.

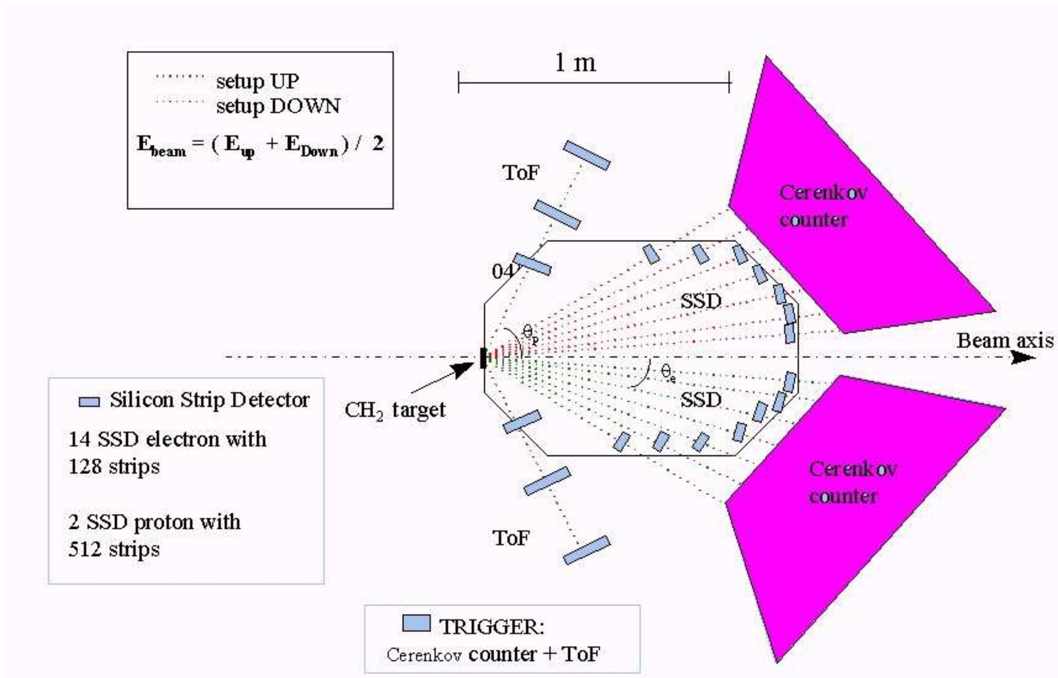

FIG. 2.7 – Schéma du dispositif ep de mesure d'énergie du faisceau du hall A [56].

Mesure de l'énergie du faisceau par le dispositif Arc [57]

La détermination de l'énergie repose sur la mesure de la déviation horizontale d'un électron en mouvement dans un champ magnétique, illustrée par la formule :

$$\mathrm{E} = |\mathrm{e}|\ \mathrm{c}\ \mathrm{B}_\perp\ \rho \tag{2.2}$$

avec
- E : énergie de l'électron incident
- |e| : charge élémentaire $|\mathrm{e}| = 1.6 \cdot 10^{-19}$
- c : vitesse de la lumière
- $\mathrm{B}_\perp$: composante verticale du champ magnétique
- ρ : rayon de courbure de la trajectoire.

L'intégrale de cette formule le long de la trajectoire amène à la relation suivante :

$$\mathrm{E} = |\mathrm{e}|\ \mathrm{c}\ \frac{\int_0^l \mathrm{B}_\perp\ \mathrm{dl}}{\theta} \tag{2.3}$$

avec θ l'angle de déviation (figure 2.8).

L'angle de déviation du faisceau est mesuré en relatif par rapport à un angle de référence de 34.3° (lui-même mesuré en l'absence de faisceau par une méthode optique). L'angle

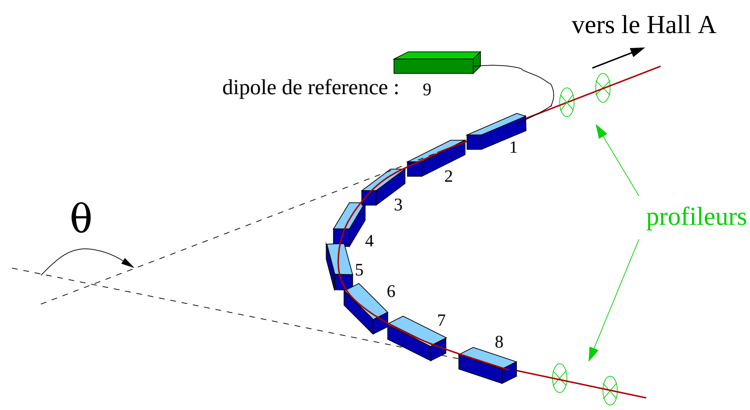

FIG. 2.8 – Principe de mesure de la méthode Arc [57].

relatif de déviation s'obtient en amont et en aval de l'arc grâce à quatre profileurs à fils qui mesurent la position du faisceau dans le plan transverse à sa trajectoire. Afin d'obtenir une précision de 10^{-4} sur l'énergie du faisceau, les angles doivent être mesurés à quelques μrad près.
L'intégrale de champ magnétique $\int_0^l \mathrm{B}_\perp \, \mathrm{dl}$ s'obtient également à partir d'une intégrale de référence et une intégrale relative. L'intégrale de référence est mesurée sur un dipôle identique aux 8 dipôles permettant la courbure de la trajectoire et alimenté en série avec ceux-ci ; l'intégrale relative correspond à la différence entre l'intégrale de champ dans les huit dipôles et celle dans le dipôle de référence et a été mesurée antérieurement.
L'énergie absolue du faisceau s'obtient donc par la mesure simultanée de l'intégrale de champ de référence et des angles relatifs de déviation. Le dispositif Arc a été conçu et réalisé par le SPhN du CEA de Saclay.

Mesure de la dispersion en énergie

La mesure de dispersion est effectuée via une mesure de position du faisceau au niveau du point de plus grande dispersion du faisceau dans l'arc du hall A. La mesure de position [53] repose sur le rayonnement de transition optique (OTR *Optic Transition Radiation*) émis à de très faibles angles avant par le faisceau lors de son passage à travers une feuille mince de carbone (d'épaisseur 0.25 μm). Ce rayonnement est réfléchi par un miroir vers une caméra sensible à tout le spectre optique qui permet la visualisation du profil et de la position du faisceau. La figure 2.9 montre le spectre obtenu : la coordonnée selon x est reliée à la dispersion en énergie par la relation suivante : une largeur de 0.2 mm correspond à une dispersion en énergie de $5 \cdot 10^{-5}$.

2.3.3 Mesure de l'intensité du faisceau

L'intensité du faisceau est mesurée avec une précision meilleure que 5. 10^{-3} grâce à deux cavités radio-fréquences (*Beam Cavity Monitor* BCM) placées 24.5 m en amont de

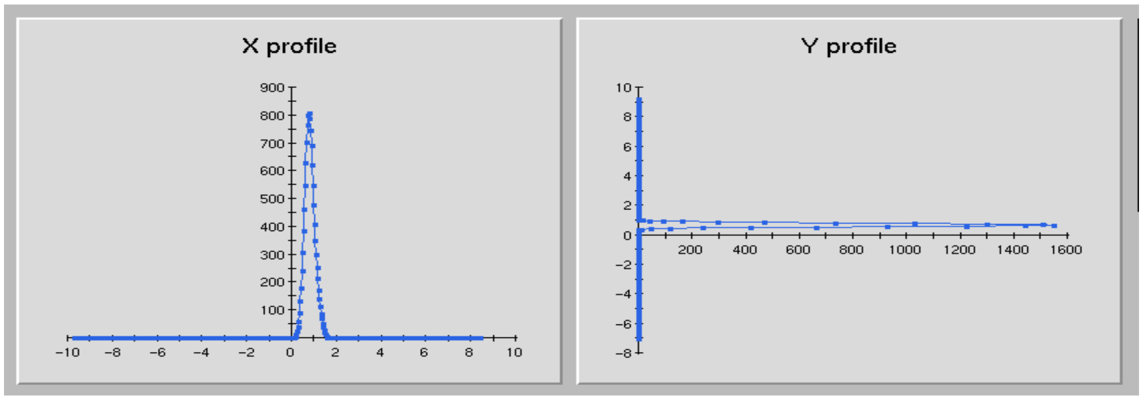

FIG. 2.9 – Visualisation de la position et du profil du faisceau dans l'arc par OTR : la largeur de la distribution en x vaut 0.226 mm (Halog entry 31876).

la cible. Réglées à la fréquence du faisceau (1497 MHz), ces cavités délivrent un signal proportionnel à l'intensité du faisceau. Les BCM sont calibrés grâce à un transformateur de courant (*Unser monitor*) placé entre les deux cavités et calibré en simulant le faisceau par un fil traversé par un courant d'intensité connue précisément.
Le signal issu du BCM est dupliqué afin d'être enregistré sous deux formes :

- un signal est échantillonné puis moyenné sur 1 seconde : il donne accès à un courant quasi-instantané ;
- l'autre signal est intégré au moyen d'un convertisseur V-to-F (*Voltage to Frequency*) ; le comptage des échelles durant la prise de données permet ensuite de connaître la charge totale accumulée durant le *run*.

2.4 La cible cryogénique

La cible gazeuse d'^{3}He utilisée dans l'expérience a été conçue et réalisée par l'Université de CalState L.A. et le laboratoire Jefferson. Elle est placée dans des conditions nominales de température et de pression de 6.3 K et 11 atm, conduisant à une densité de 0.07 g/cm^3 proche de celle de l'^{3}He liquide : le choix de cet état gazeux à haute pression permet d'éviter les éventuels problèmes d'ébullition d'une cible liquide, tout en ayant une densité la plus grande possible.
Le gaz est enfermé dans un cylindre vertical d'aluminium de diamètre 10.1 cm, dont les parois ont une épaisseur de 0.33 mm (13 mil). Il est placé dans une chambre de réaction sous vide de diamètre 1 m doté de part et d'autre du faisceau (sur toute la gamme angulaire de diffusion $12.5° < \theta < 165°$) de fenêtres en titane d'épaisseur 0.40 mm (16 mil) et d'ouvertures pour le passage du faisceau. La cible est positionnée avec une précision d'environ 0.5 mm et sa position fait l'objet de mesures absolues que l'on corrige des déplacements occasionnés par la mise sous vide de la chambre et le refroidissement de l'^{3}He [58].
Le gaz circule à l'intérieur d'une boucle cryogénique afin de limiter les échauffements au niveau du passage du faisceau et de permettre le refroidissement au niveau d'un échangeur

de chaleur : le système cryogénique est représenté sur la figure 2.10. Le fluide utilisé pour le refroidissement de la cible est de l'^{4}He à 4.5 K fourni par la centrale réfrigérante de CEBAF commune aux 3 halls (ESR).

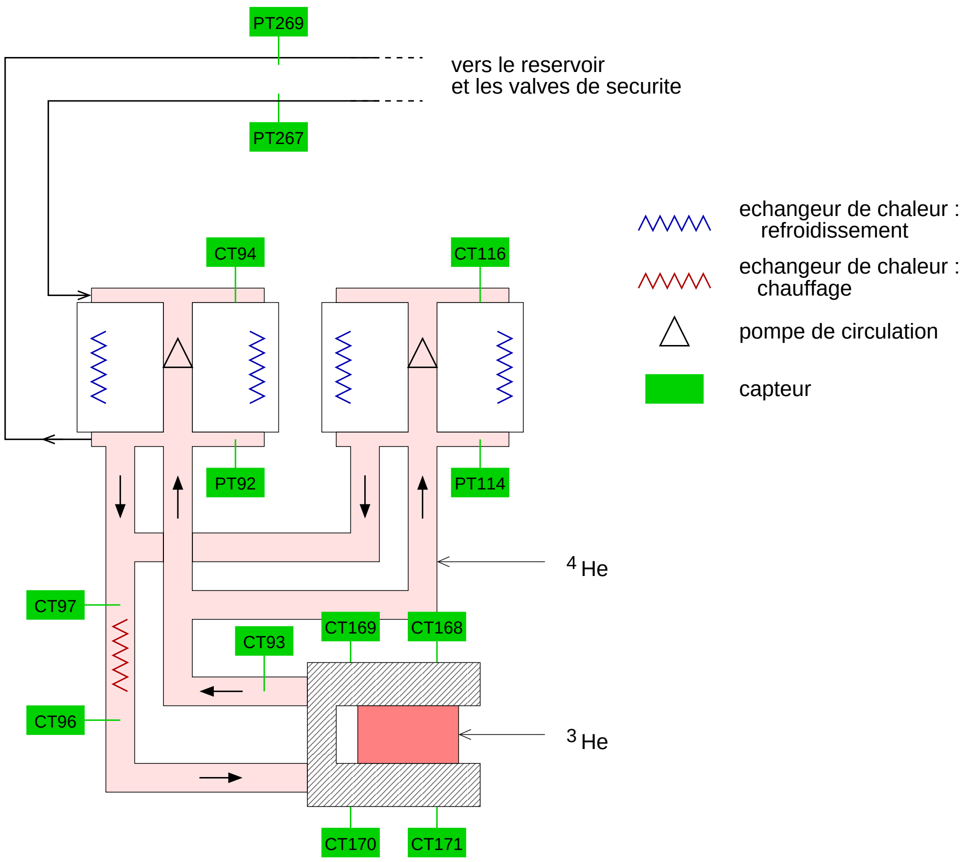

FIG. 2.10 – Schéma du système cryogénique de la cible d'^{3}He.

Les mesures de température et de pression sont effectuées grâce à des capteurs situés à plusieurs endroits dans la boucle de cryogénie. Certains de ces capteurs peuvent être dégradés par le rayonnement du faisceau d'électrons et d'autres présentaient une dérive dans le temps : les capteurs utilisés dans l'analyse sont CT93, CT96 et CT97 pour la mesure de température et PT267 pour la mesure de pression.
Malheureusement, l'équation d'état de l'^{3}He dans ces conditions de température et de pression est mal connue et ne permet pas de déterminer la densité de la cible avec suffisamment de précision ; les capteurs ne sont donc normalement utilisés que pour la surveillance de la densité du gaz. La détermination précise de la densité est effectuée grâce à des mesures en diffusion élastique sur l'^{3}He, détaillées dans le chapitre 4.4. Néanmoins, l'analyse des données élastiques enregistrées lors de l'expérience n'ayant pas encore été achevée, les résultats préliminaires présentés dans cette thèse ont été normalisées par des densités de cible obtenues à partir des informations des capteurs de température et de pression.

2.5 Les spectromètres haute résolution HRS

2.5.1 Description des spectromètres

Les deux spectromètres du hall A ont été conçus dans le but :
- de sélectionner la gamme d'impulsion et la charge des particules à détecter et de les transporter jusqu'aux détecteurs, éloignés et hors de la vue directe de la cible, permettant notamment de réduire le bruit de fond ;
- de disperser selon leur impulsion les trajectoires au niveau du plan focal, autorisant une mesure précise de l'impulsion à partir de la reconstruction des trajectoires dans les chambres à fils.

Cahier des charges

Les caractéristiques requises pour ces spectromètres sont les suivantes :
- large dynamique en impulsion et en angle pour pouvoir étudier une large gamme de cinématiques ;
- grande acceptance en impulsion et en angle afin de rendre indépendantes des effets d'acceptance les observables angulaires et d'impulsion, de couvrir largement la cinématique étudiée (forts taux de comptage) et d'accepter les évènements issus de tout point de la cible étendue ;
- résolution en impulsion de 10^{-4} ;
- bonne résolution au niveau du positionnement des spectromètres (pour la reconstitution des variables à la cible).

Caractéristiques

Les principales caractéristiques des spectromètres du Hall A sont rassemblées dans le tableau 2.2.

Caractéristique	attendue	mesurée
Angle de déflexion	45°	
Longueur optique	23.4 m	
Couverture en impulsion	0.3 - 4.0 GeV/c	
Acceptance en impulsion	± 5%	
Résolution en impulsion (FWHM)	$1 \cdot 10^{-4}$	$2.5 \cdot 10^{-4}$
Couverture angulaire	12.5° - 165°	
Acceptance angulaire horizontale	± 30 mrad	
Résolution angulaire horizontale (FWHM)	0.5 mrad	2.0 mrad
Acceptance angulaire verticale	± 65 mrad	
Résolution angulaire verticale (FWHM)	1.0 mrad	6.0 mrad
Résolution en position transverse (FWHM)	1.0 mm	3.0 mm

TAB. 2.2 – Principales caractéristiques attendues [59] et mesurées [60] des spectromètres du hall A.

Afin de respecter le cahier des charges et d'obtenir de telles caractéristiques, le choix s'est porté sur deux spectromètres identiques constitués d'aimants supraconducteurs, de type QQDQ (Q : quadripôle, D : dipôle) [59].

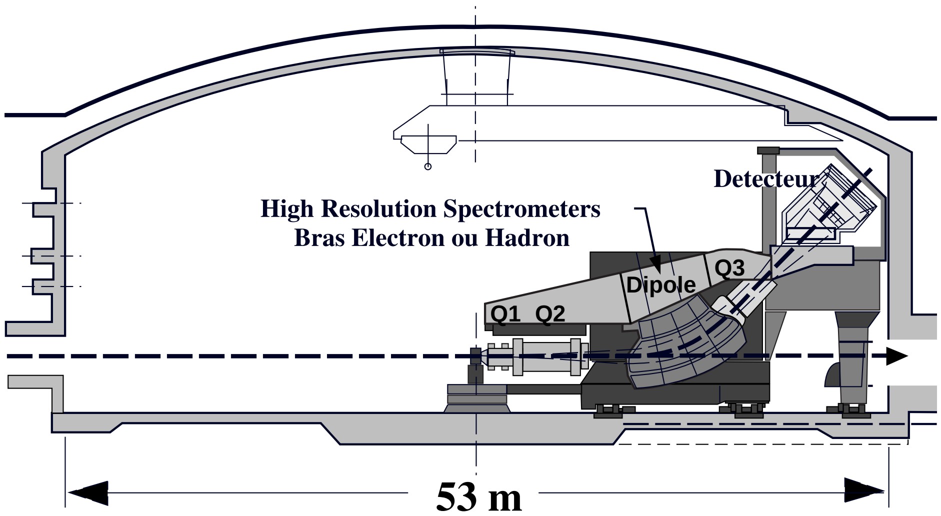

Fig. 2.11 – Vue de profil d'un des spectromètres HRS du Hall A.

Pour atteindre une résolution en impulsion de 10^{-4} et obtenir une bonne résolution en position et en angle, l'optique des aimants répond à diverses exigences :
- dispersion en impulsion la plus grande possible au niveau du dipôle ;
- optique point à point dans la direction dispersive (verticale) : quelque soit l'angle de diffusion vertical au niveau de la cible, les trajectoires de même impulsion se retrouvent en un seul point au niveau du plan focal (pour permettre une détermination de l'impulsion à partir de la position dans le plan focal) ;
- dispersion maximale des trajectoires dans le plan focal (pour la précision de la reconstruction des trajectoires) ;
- compromis au niveau de la focalisation dans le plan transverse (horizontal) entre les variables angulaires et de position.

La focalisation est assurée par les trois quadripôles ainsi que par le dipôle dont le champ comporte une composante quadripôlaire. Pour chaque spectromètre, les trois quadripôles ont été réalisés à partir de bobines supraconductrices dont la répartition spatiale de courant suit une loi en $\cos 2\theta$; un cylindre de fer doux entoure les bobines afin de canaliser les lignes de champ externes. Le premier quadripôle Q1 est convergent dans le plan dispersif (pour optimiser l'angle solide à l'entrée du second quadripôle) ; Q2 et Q3 permettent l'obtention d'une bonne résolution en position et en angle dans la direction transverse par leur focalisation convergente dans ce plan (et divergente dans le plan dispersif).
Le dipôle est doté de faces inclinées et d'un champ magnétique indexé (entrefer variable en raison d'une section trapézoïdale d'où un champ radial variable), ce qui a permis de limiter le nombre de quadripôles nécessaires à la focalisation et donc réduit le coût total et la longueur des spectromètres. Son angle de déflexion de 45° résulte d'un compromis entre une bonne résolution en impulsion (grand angle) et le coût du dipôle (d'autant plus

cher que l'angle de déflexion est grand). Enfin, la direction verticale choisie pour la dispersion des particules permet de séparer au premier ordre la résolution en impulsion (plan dispersif) de la résolution en position au niveau du vertex (plan transverse) ; elle permet aussi de limiter l'encombrement des spectromètres afin d'atteindre un angle minimal de détection de 12.5° par rapport au faisceau.

Collimateurs

Chaque spectromètre est équipé de trois collimateurs positionnés au niveau de leur face d'entrée : un collimateur permettant de sélectionner l'acceptance totale (6 msr), un collimateur plus petit conduisant à une acceptance d'environ 1 msr et un collimateur à trous (appelé *sieve slit*) comportant 49 trous cylindriques répartis sur sa face d'entrée (figure 3.12). Ce dernier collimateur est utilisé pour la calibration de l'optique des spectromètres (détaillée dans la partie 3.2.3).

2.5.2 Dispositifs de mesure

Mesure des champs magnétiques

Une cartographie du champ des aimants a été effectuée entre 1995 et 1997 [61] : le champ du dipôle dans le plan de symétrie a été mesuré à l'aide de sondes de Hall ; le champ des quadripôles a été mesuré dans tout leur volume à l'aide de bobines tournantes.

Au niveau du dipôle, la précision de la mesure du champ n'était pas suffisante pour accéder aux propriétés optiques du spectromètre ; les résultats ont toutefois permis d'obtenir l'indice n du dipôle caractérisant les variations du champ magnétique B autour de la trajectoire centrale :

$$\mathrm{B}(\Delta \mathrm{r}) = \frac{\mathrm{B}_0}{1 + \mathrm{n}(\mathrm{B}_0)\frac{\Delta \mathrm{r}}{\rho}} \tag{2.4}$$

- B_0 : champ magnétique sur la trajectoire centrale ($\mathrm{B}_{0\,\max} = 1.7$ T)
- $\Delta\mathrm{r}$: écart par rapport à la trajectoire centrale
- ρ : rayon de la trajectoire centrale.

L'indice obtenu $\mathrm{n} \simeq -1.25$ présente de faibles variations en fonction du champ B_0 sur la trajectoire centrale (figure 2.12). Ces variations peuvent néanmoins conduire à des fluctuations des propriétés optiques des spectromètres en fonction de leur impulsion centrale nécessitant la mise au point de plusieurs tenseurs optiques (partie 3.2.3). Aucun effet notoire d'hystérésis dans le dipôle n'a été mis en évidence.

Dans les quadripôles, le champ magnétique est nul au niveau de la trajectoire centrale et non nul dans le reste de l'entrefer ; les quadripôles ayant un rôle dispersif dans un plan et focalisant dans l'autre, la valeur du champ en dehors de la trajectoire centrale a une grande influence sur les propriétés optiques des spectromètres. Le champ de ces quadripôles étant principalement défini par la géométrie des bobinages, sa valeur ne dépend a priori que du courant d'excitation. Néanmoins, la cartographie du champ des quadripôles

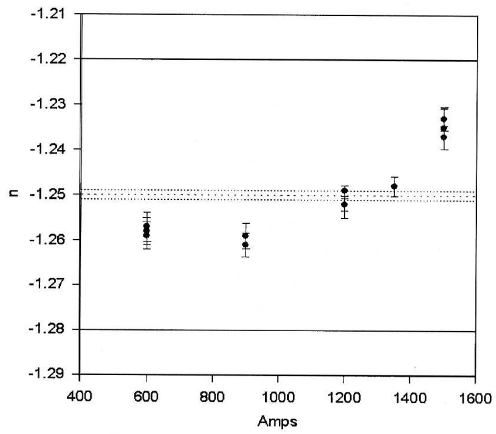

FIG. 2.12 – Mesures de l'indice n du dipôle en fonction de son courant d'excitation [61].

(mesure de la composante quadrupolaire et des autres harmoniques) a mis en évidence des phénomènes d'hystérésis (figure 2.13) non négligeables dans Q2 (et Q3, identique à Q2). Pour s'affranchir de cet effet, il est donc nécessaire de cycler ces quadripôles à l'intensité maximale I=1600 A à chaque augmentation du champ dans les aimants (et de travailler ainsi sur la branche descendante du cycle)[2].

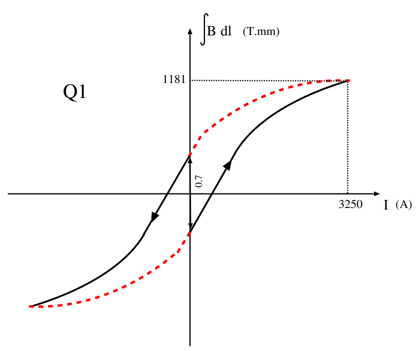

FIG. 2.13 – Cycle d'hysteresis $\int$ B dl(I) pour le quadripôle Q1 (échelle non linéaire) [62].

En cours d'expérience, le champ magnétique des dipôles est mesuré à l'aide d'une sonde à résonance magnétique NMR placée à l'intérieur de l'aimant et reliée à un teslamètre ; cette mesure donne des résultats à une précision relative de 10^{-5}. Les sondes de Hall positionnées à côté de ces sondes NMR et reliées à des gaussmètres ne sont utilisées que pour les mesures de faibles champs.
Les champs des quadripôles étant quant à eux évalués à l'aide de ces mêmes sondes de Hall, leur mesure est peu fiable et leur réglage s'effectue plutôt à partir de l'intensité du

[2]Le cycle d'hystérésis a été mesuré pour une intensité maximale de 1850 A : le cyclage des quadripôles étant effectué à 1600 A, il reste une indétermination de la valeur du champ à partir de la connaissance du courant, nécessitant une optimisation de l'optique des spectromètres à chaque impulsion centrale.

courant dans leurs bobines.

Mesure de la position

Trois mesures sont nécessaires pour déterminer la position absolue des spectromètres dans le hall :

- les angles de pivotement horizontal (*roll* et *pitch*) sont mesurés à partir d'un inclinomètre bi-axial situé sur le dipôle ayant une résolution de 1 μrad ;
- la position angulaire par rapport au faisceau (angle de diffusion pour la trajectoire centrale) est déterminée grâce au marquage au sol dont la résolution est de l'ordre de 50 μrad ;
- la distance du spectromètre par rapport à la cible pouvant varier de $\pm$ 4 mm est mesurée avec les LVDT (*Linear Variable Differential Transformer*) ; cet appareil est néanmoins sensible aux radiations et la mesure dépend des moindres travaux de maintenance effectués dans la zone centrale.

Ces mesures sont en accord à $\pm$ 0.14 mrad pour les angles et $\pm$ 0.4 mm pour la distance cible-spectromètre avec les campagnes de visées optiques effectuées périodiquement dans le hall.

2.6 Les détecteurs

Chaque bras est muni d'un ensemble de détecteurs (figure 2.14), situé au niveau du plan focal des spectromètres et protégé par une enceinte de béton, d'acier et de plomb. Les bras électron et hadron possèdent tous deux :

- un ensemble de chambres à fils situé dans le plan focal, permettant de remonter aux variables cinématiques du vertex ;
- des scintillateurs chargés de déclencher l'acquisition.

En outre, le bras électron est équipé de détecteurs Čerenkov et de calorimètres pour discriminer un électron d'un pion de même impulsion ; le bras hadron possède quant à lui un polarimètre, un plan de scintillateur supplémentaire et des détecteurs Čerenkov. Seuls les détecteurs utilisés durant l'expérience E89-044 seront décrits dans cette partie.

2.6.1 Les chambres à fils

Les chambres à fils à dérive (*Vertical Drift Chamber* VDC) permettent la détermination du point d'impact des particules et de leur direction : pour cela, deux chambres à fils munies chacune de deux plans de fils sont nécessaires. Les résolutions en position et en angle obtenues sont respectivement de l'ordre de 100 μm et 0.5 mrad.
Les chambres à fils du Hall A ont été réalisées par le MIT (*Massachussets Institute of Technology*) et les détails de la mise en oeuvre peuvent être trouvés en référence [63].

Un plan de chambre à fils est constitué d'un plan de cathode porté à une haute tension négative et d'un plan de fils parallèles reliés au potentiel 0 V. Le champ induit par cette configuration est représenté schématiquement sur la figure 2.15 : au voisinage d'un fil, le champ est radial et son intensité varie en 1/r ; en dehors, le champ est uniforme et

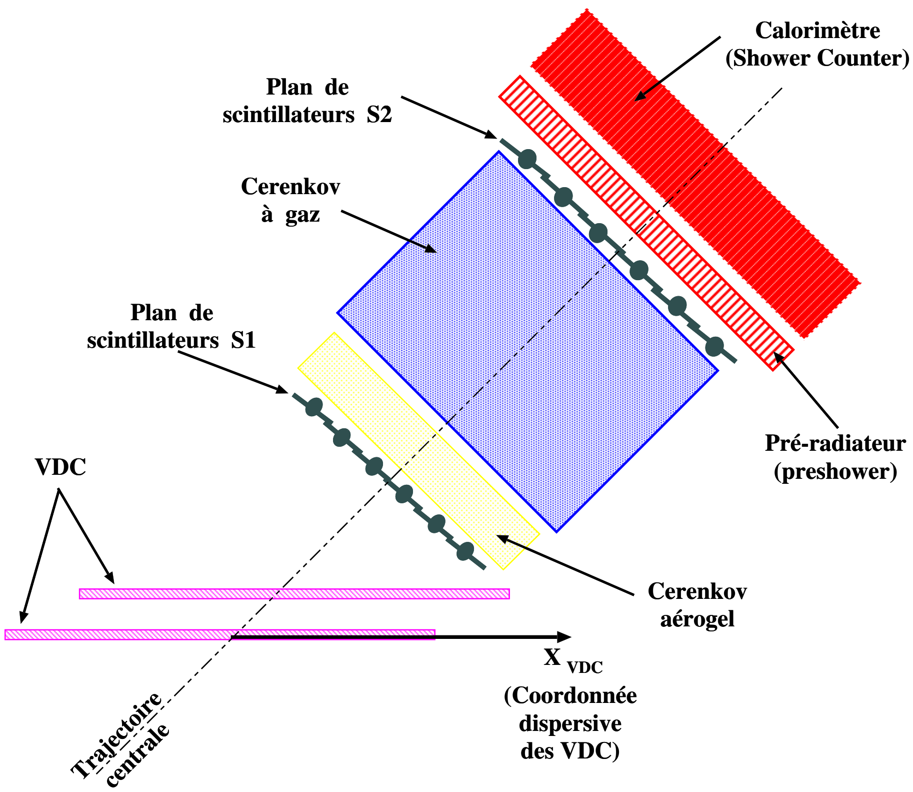

FIG. 2.14 – Représentation de l'ensemble des détecteurs du bras électron.

perpendiculaire à la cathode. Lorsqu'une particule chargée traverse la chambre, elle ionise le gaz, créant ainsi des paires électrons-ions. Les électrons sont accélérés vers le fil d'anode le plus proche ; dans la zone radiale, ils acquièrent suffisamment d'énergie entre deux collisions pour pouvoir ioniser les atomes. Il se crée alors une avalanche : les électrons dérivent vers l'anode, les ions positifs vers la cathode, générant un signal négatif dans le fil et positif au niveau de la cathode. Le temps entre la première ionisation et la génération de ce signal est appelé temps de dérive et donne accès à la distance au fil de la particule incidente.

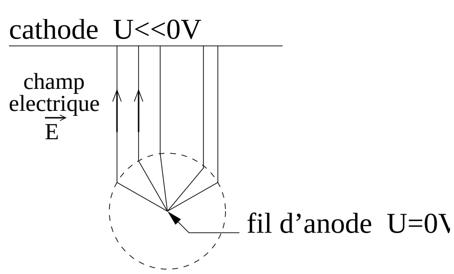

FIG. 2.15 – Schéma simplifié du champ électrique au voisinage d'un fil d'anode

Les chambres à fils du hall A sont représentées figure 2.16. Dans chaque chambre, les deux plans sont orientés à ± 45° par rapport à la trajectoire centrale et les fils du plan supérieur (plan V) sont orientés à 90° par rapport à ceux du plan inférieur (plan U). Les deux plans étant distants de 26 mm, les fils (368 par plan) sont séparés par 4.24 mm afin qu'une particule induise un signal dans au moins cinq fils (figure 2.17). Les deux chambres sont distantes de 50 cm et présentent une surface utile de 240 cm × 40 cm. Les plans de cathode sont portés à un potentiel de -4 kV. Pour absorber les photons issus par exemple d'une recombinaison électron-ion, et qui peuvent ioniser le gaz, de l'éthane (38%) est ajouté à l'argon (62%) de la chambre.

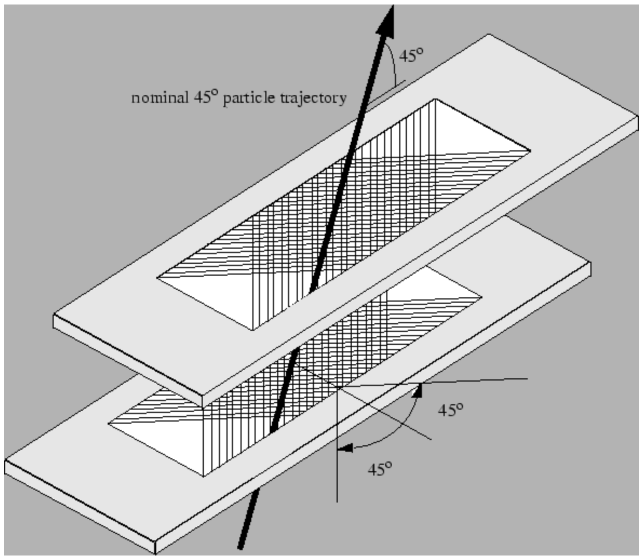

Fig. 2.16 – Représentation tridimensionnelle de l'ensemble des 2 chambres à fils des spectromètres du hall A.

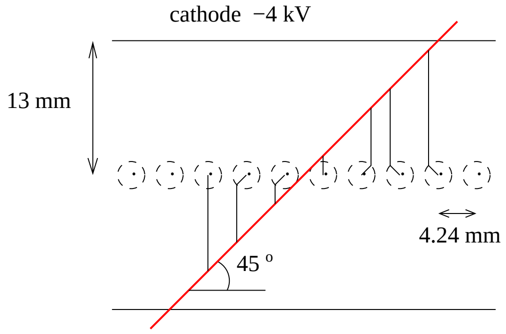

Fig. 2.17 – Schématisation du passage d'une particule dans un plan de chambre à fils.

2.6.2 Les scintillateurs

Dans chacun des bras, deux plans de scintillateurs sont utilisés pour déclencher l'électronique d'acquisition.

Les deux plans de scintillateurs S1 et S2 sont orientés perpendiculairement à la trajectoire centrale et sont situés de part et d'autre des détecteurs Čerenkov. Chaque plan est constitué de 6 lattes de plastique scintillant positionnées perpendiculairement à la direction dispersive avec un recouvrement de 5 mm entre chaque latte afin d'assurer une couverture complète du plan de détection. La collection de la lumière est assurée à chaque extrêmité par un guide de lumière reliant le scintillateur à un photomultiplicateur : une coïncidence entre les deux photomultiplicateurs d'une barre de scintillateur est requise pour signer le passage d'une particule.
Dans le bras hadron, un troisième plan de scintillateur S0 a été installé pour les expériences nécessitant une grande efficacité de déclenchement : ce plan S0 est constitué d'une unique latte de plastique scintillant reliée à trois photomultiplicateurs.

2.6.3 Le détecteur Čerenkov

Afin de permettre l'identification d'un électron par rapport à un π^-, le bras électron est équipé d'un détecteur Čerenkov à gaz [64].

Une particule dont la vitesse devient supérieure à celle de la lumière dans le matériau qu'elle traverse émet un rayonnement dit de Čerenkov couvrant tout le spectre optique. A partir de l'indice de réflexion n du matériau, on peut déterminer le seuil de vitesse β=1/n à partir de laquelle la particule incidente émet de la lumière Čerenkov et utiliser ce seuil pour discriminer les particules selon leur vitesse.

Le détecteur Čerenkov à gaz du bras électron (figure 2.18) est une chambre rectangulaire remplie de CO_2 à la pression atmosphérique d'indice de réflexion 1.00041. Cet indice conduit à un seuil d'emission de lumière Čerenkov de 17 MeV/c pour les électrons et de 4.8 GeV/c pour les π^-. La collection de la lumière Čerenkov s'effectue grâce à une batterie de 10 miroirs sphériques auxquels sont associés des photomultiplicateurs : en moyenne une particule émet 23 photo-électrons.

2.6.4 Les calorimètres

Le bras électron est de plus équipé d'un détecteur de pieds de gerbes (préradiateur ou *preshower*) et d'un détecteur de gerbes (*shower*). Ceux-ci permettent de distinguer un électron d'un π^- grâce à l'analyse du dépôt d'énergie dans chaque calorimètre.
Ces détecteurs sont composés de blocs de verre au plomb (figure 2.19) : 48 blocs pour le détecteur de pieds de gerbes (35 cm $\times$ 10 cm $\times$ 10 cm) et 96 blocs pour le détecteur de gerbes (15 cm $\times$ 15 cm $\times$ 35 cm), reliés à l'électronique d'acquisition via leurs photomultiplicateurs et ADC (*Analog to Digital Converter*) respectifs.

Lorsqu'un électron de grande énergie traverse un matériau dense, il génère une cascade électromagnétique d'électrons, positrons et photons (production de photons, par Brem-

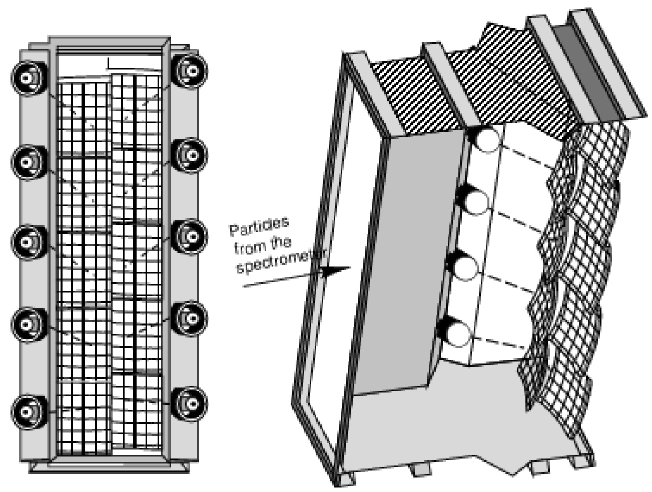

FIG. 2.18 – Schéma du détecteur Čerenkov à gaz du bras électron.

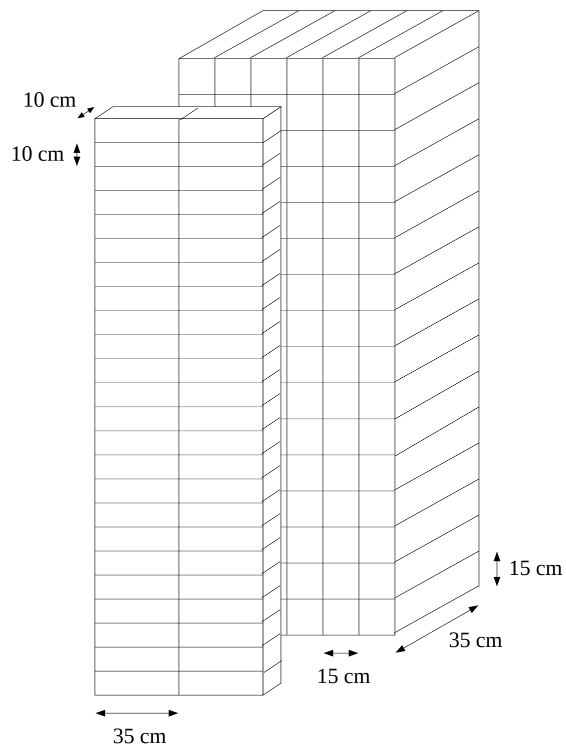

FIG. 2.19 – Géométrie des calorimètres électromagnétiques : au premier plan, le détecteur de pieds de gerbes ; en arrière plan, le détecteur de gerbes

sstrahlung majoritairement, et production de paires e^+e^- par les photons). Quand les particules de la gerbe atteignent l'énergie critique (énergie pour laquelle les pertes par ionisation et Bremsstrahlung sont égales), elles dissipent leur énergie principalement par

ionisation et excitation et ne participent donc plus à la gerbe électromagnétique. L'énergie critique pour le verre au plomb étant de 11.8 MeV, la majeure partie de l'énergie perdue par la particule initiale se retrouve donc sous forme de lumière. C'est la collection de cette lumière qui permet de déterminer l'énergie de la particule incidente.
Dans le détecteur de pieds de gerbes, l'électron amorce une gerbe électromagnétique mais la longueur du calorimètre est insuffisante pour que l'électron dépose toute son énergie et pour qu'un π^- génère une gerbe hadronique. En revanche, dans le détecteur de gerbes, l'électron est entièrement absorbé et le π^- dépose une partie de son énergie. Les calorimètres permettent de distinguer ces deux particules si leur résolution en énergie est suffisante, ce qui est le cas à haute énergie puisque la résolution d'un calorimètre est proportionnelle à $1/\sqrt{\mathrm{E}}$ où E est l'énergie de la particule incidente.

2.7 La chaîne d'acquisition et d'analyse

2.7.1 L'électronique de déclenchement

Dans chaque bras de détection, le déclenchement est assuré par les deux plans de scintillateurs S1 et S2. Pour être valable, un évènement détecté dans une latte de scintillateur doit donner lieu à un signal dans chacun des photomultiplicateurs situés aux deux extrêmités de la latte.
Un schéma de principe est présenté sur la figure 2.20. On trouvera un schéma plus détaillé de l'électronique d'acquisition en Annexe A.

On définit un événement simple S1 dans le bras électron (resp. S3 dans le bras hadron) comme la coïncidence entre les deux plans de scintillateur S1 <u>et</u> S2, compatible avec une trajectoire à 45°, c'est-à-dire que le numéro de la latte touchée dans le plan S2 doit être égal au numéro de la latte touchée dans le plan S1 ± 1. Une MLU (*Memory Look-up Unit*) permet la mise en coïncidence des deux plans de scintillateurs et la vérification de la compatibilité avec une trace à 45°.
On définit un événement en coïncidence S5 comme un évènement S1 <u>et</u> S3. Les signaux S1, S3 et S5 sont envoyés sur des échelles afin de comptabiliser le nombre d'événements de chaque type.
Enfin, le *trigger supervisor* permet d'effectuer deux opérations : le *prescaling* qui consiste à ne traiter qu'un événement sur ps où ps est un facteur de réduction fixé précédemment par l'expérimentateur. Le but de cette opération est de limiter le taux d'acquisition et de le rendre compatible avec le temps mort de l'acquisition en aval. Le *trigger supervisor* a donc aussi pour fonction de vérifier avant toute acquisition que le système en aval est prêt à traiter un événement : chaque acquisition implique en effet un temps mort d'environ 300 μs. A la sortie du *trigger supervisor* on trouve des évènements de type T1, T3 ou T5.
L'électronique d'acquisition permet aussi la définition d'événements S2 (resp. S4) qui sont des événements du bras électron (resp. hadron) ayant touché soit les deux plans de scintillateurs (mais sans la condition de compatibilité avec une trace à 45°), soit un plan de scintillateur et le détecteur Čerenkov (resp. le scintillateur S0). Les évènements de type T2 et T4 issus du *trigger supervisor* permettent de calculer l'efficacité des scintillateurs (partie 4.1.4). Ils ne sont pas représentés sur le schéma de la figure 2.20.

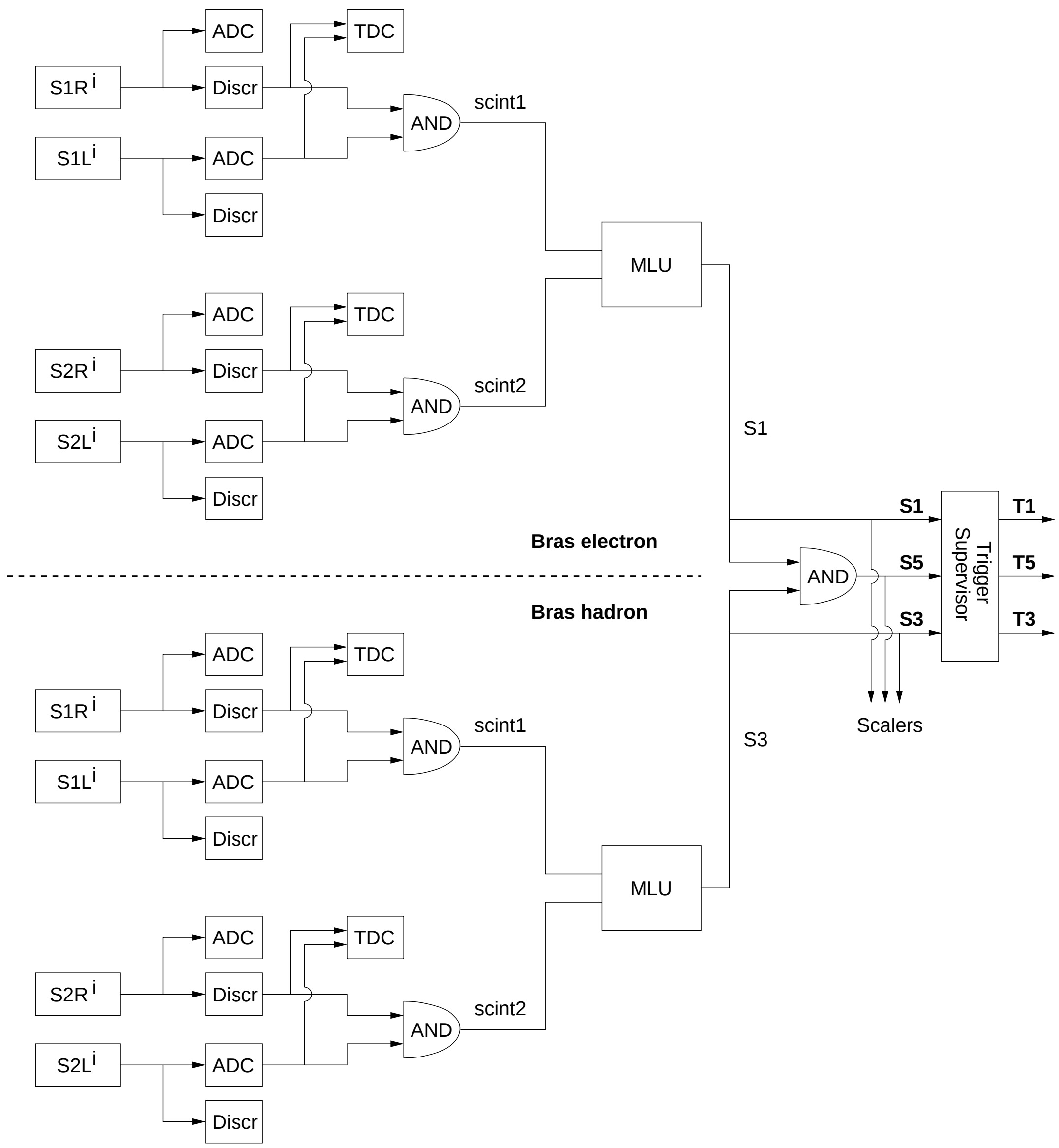

FIG. 2.20 – Principe de déclenchement de l'acquisition et définition des différents *triggers* (les retards ne sont pas représentés) : S1R(L)^i (resp. S2R(L)^i) correspond au photomultiplicateur droit (gauche) du scintillateur i du plan S1 (resp. S2).

2.7.2 Le système d'acquisition

Le principe du système d'acquisition est représenté sur le schéma de la figure 2.21. Diverses données sont enregistrées lors de l'expérience :

– Les ADC et TDC des détecteurs sont connectés à un système d'électronique *Fastbus* tandis que l'acquisition des données relatives aux BPM et au *raster* s'effectue via une électronique VME. Ces données sont collectées par trois processeurs appelés *Read Out Controller* : ROC1 pour le bras électron, ROC2 pour le bras hadron et ROC14 pour les BPM et le *raster*.

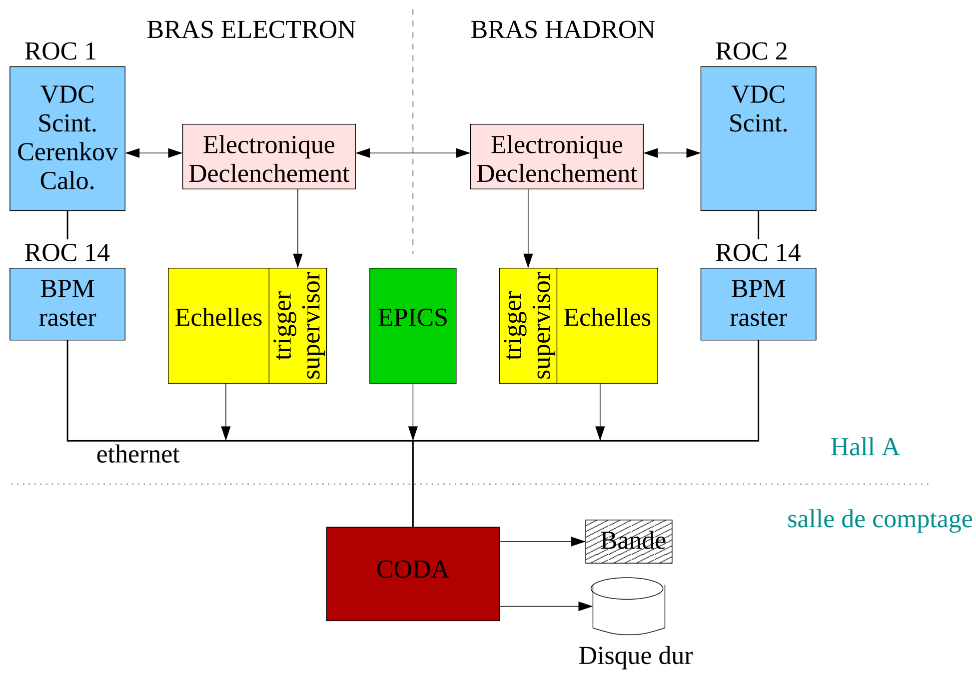

FIG. 2.21 – Schéma de principe du système d'acquisition.

- Les échelles (*scalers*) enregistrent diverses données telles que le nombre d'événements de chaque type (S1, S2, ...), le nombre de coups sur chaque détecteur ou encore la charge accumulée. Les échelles sont envoyées dans le flux de données toutes les 10 secondes.
- Un système de contrôle appelé EPICS (*Experimental Physics and Industrial Control System*) surveille le fonctionnement des appareils du hall. Il permet de collecter les données concernant le faisceau (position, énergie, intensité), la cible (température, pression) ou les éléments optiques du spectromètre (champ dans les dipôles et quadripôles, collimateurs...). Les principales informations sont envoyées dans le flux de données toutes les 5 secondes sous la forme d'un évènement de type 131 ; la liste complète des données EPICS est enregistrée dans le flux de données toutes les 30 secondes.

Toutes ces données sont ensuite traitées grâce au système d'acquisition CODA (*CEBAF On-line Data Acquisition*) qui :
- sert d'interface entre les détecteurs et les ROC ;
- collecte les données des ROC ;
- construit les évènements à partir des données ;
- filtre les données et les stocke sur des disques.

2.7.3 Le logiciel d'analyse

Un logiciel d'analyse a été mis au point pour les expériences du hall A : ESPACE (*Event Scanning Program for hall A Collaboration Experiments*) [65]. A partir des données enregistrées, ce logiciel reconstruit la cinématique de chaque évènement en différents points du spectromètre et au vertex.

Ses variables de sortie donnent accès aux différentes quantités et positions associées aux détecteurs (dépôt d'énergie, temps de dérive, position de l'impact...) ; les programmes de reconstruction de traces permettent le transport inverse de la particule des chambres à fil (plan focal) à l'entrée du spectromètre puis au vertex. Ce transport inverse fait appel à une matrice de transport (ou tenseur optique) reliant les coordonnées à l'entrée du spectromètre aux coordonnées au plan focal et qui a été élaborée initialement à partir d'un logiciel de tracé de trajectoires incluant une modélisation des aimants.
Pour effectuer ce travail de reconstruction, le logiciel requiert deux fichiers de données :

- un fichier contenant les informations relatives aux détecteurs et aux spectromètres : positions relatives, données de calibration et caractéristiques des détecteurs (piédestal, gain, vitesse de propagation, vitesse de dérive...), tenseur optique des spectromètres. Ce fichier (*database*) est détaillé en annexe B et son obtention fait l'objet du chapitre suivant.
- un fichier contenant les données spécifiques de l'expérience : énergie de faisceau, valeur centrale de l'impulsion et position absolue des spectromètres, description de la cible (atome, densité, longueur, pertes d'énergie ...) et options de reconstruction. Les explications concernant l'élaboration de ce fichier (*header file*) sont données dans le chapitre 5.

Chapitre 3

Calibration

Ce chapitre détaille toutes les étapes nécessaires à la reconstruction des variables cinématiques au vertex à partir des informations des détecteurs.
Le premier travail consiste en la calibration des détecteurs, puis dans un deuxième temps en l'optimisation de l'optique des spectromètres. Le principe de la reconstruction des évènements, effectuée par le logiciel d'analyse ESPACE, sera donc abordé afin de mieux comprendre la nécessité de l'optimisation de l'optique des spectromètres ainsi que sa réalisation.

C'est par ce travail de calibration qu'a débuté l'analyse des données de l'expérience E89-044. La calibration des détecteurs ainsi que celle des spectromètres s'est étalée sur une année environ. Deux principaux outils informatiques ont été utilisés : le logiciel d'analyse ESPACE ainsi qu'un programme d'optimisation en C^{++} mis au point par N. Liyanage [66].

3.1 Calibration des détecteurs

Passer des informations "brutes", délivrées par l'électronique d'acquisition, aux informations physiques (type de particule, position, énergie...) laissées par la particule dans le détecteur, nécessite la connaissance des caractéristiques de chaque détecteur (milieu de détection, électronique de lecture : gains, décalages ...) et la position de ceux-ci par rapport au corps du spectromètre.
A moins d'une modification des détecteurs en cours d'expérience (variation des hautes tensions, déplacement, remplacement d'un de leurs éléments), les coefficients de calibration ne varient pas et leur optimisation est effectuée une fois pour toutes.

Les détecteurs concernés par la calibration se situent à la fois au niveau du contrôle du faisceau (position) et au niveau de la détection des particules (chambres à fils, scintillateurs, détecteur Čerenkov, calorimètres).

3.1.1 Les moniteurs de position

Comme détaillé dans le chapitre précédent, la ligne de faisceau du Hall A est dotée de trois systèmes de mesure de position du faisceau :
- Des profileurs effectuent une mesure destructive et absolue de la position, de l'étalement et de l'orientation du faisceau.
- Les moniteurs de position (BPM) permettent une mesure non destructive ; ils sont calibrés en amplitude par une mesure simultanée de la position du faisceau avec les profileurs.
- Enfin, la lecture du courant dans les bobines du *raster*, 23 m en amont de la cible, permet de connaître la déviation du faisceau.

La tension de sortie du *raster* présente l'avantage d'être en phase avec le courant de déflection des bobines et donc avec la position du faisceau [54]. Néanmoins, déterminer la position du faisceau au niveau de la cible à partir des informations du *raster* nécessiterait une connaissance précise de l'optique du faisceau (focalisation, déviation) entre le *raster* et la cible. A l'inverse, les moniteurs de position permettent une mesure de la position à la cible mais leur information est déphasée par rapport à la position instantanée du faisceau. Le choix s'est porté sur l'utilisation des informations des moniteurs de position, que l'on corrige de leur phase par rapport aux données du *raster*.

Procédure de calibration

La position relative $\mathrm{x_{BPM}}$ du faisceau par rapport au moniteur de position est calculée à partir des signaux des deux antennes ($\mathrm{x_p}$, $\mathrm{x_m}$) dont est muni le moniteur de position pour chaque coordonnée :

$$\mathrm{x_{BPM}} = \kappa_{\mathrm{x}} \cdot \frac{(\mathrm{x_p} - \mathrm{x_{p0}}) - \alpha_{\mathrm{x}}(\mathrm{x_m} - \mathrm{x_{m0}})}{(\mathrm{x_p} - \mathrm{x_{p0}}) + \alpha_{\mathrm{x}}(\mathrm{x_m} - \mathrm{x_{m0}})} \quad \text{(idem pour } \mathrm{y_{BPM}})$$

- κ_{x} : gain absolu
- $\mathrm{x_{p0}}$, $\mathrm{x_{m0}}$: piédestaux des antennes
- α_{x} : gain relatif des deux antennes.

La calibration consiste à déterminer les gains (κ_{x}, κ_{y}) des antennes ainsi que la position absolue des moniteurs de position ($\mathrm{x_{pos}}$, $\mathrm{y_{pos}}$) en comparant les informations des BPM (issues de CODA) avec les données corrigées des profileurs.
Pour cela, une série d'au moins cinq mesures de la position du faisceau est effectuée simultanément par les profileurs et les moniteurs de position (sans balayage de faisceau donc sans la cible) ; au cours de ces mesures, le faisceau est positionné :
- au centre (position idéale $\mathrm{x} = \mathrm{y} = 0$),
- 2 mm au dessus du centre,
- 2 mm en dessous du centre,
- 2 mm à droite du centre,
- 2 mm à gauche du centre.

Une première analyse des données des BPM est effectuée avec $\mathrm{x_{pos}} = \mathrm{y_{pos}} = 0$ et $\kappa_{\mathrm{x}} = \kappa_{\mathrm{y}} = 1$.
La représentation bidimensionnelle des données des profileurs en fonction des données des BPM permet d'extraire le gain des antennes κ_{x}, κ_{y} (pente de la droite) et la position des

BPM x_{pos}, y_{pos} (ordonnée à l'origine).
La figure 3.1 illustre la procédure de calibration qui a été effectuée pour le moniteur de position A ; les résultats sont donnés en Annexe B.

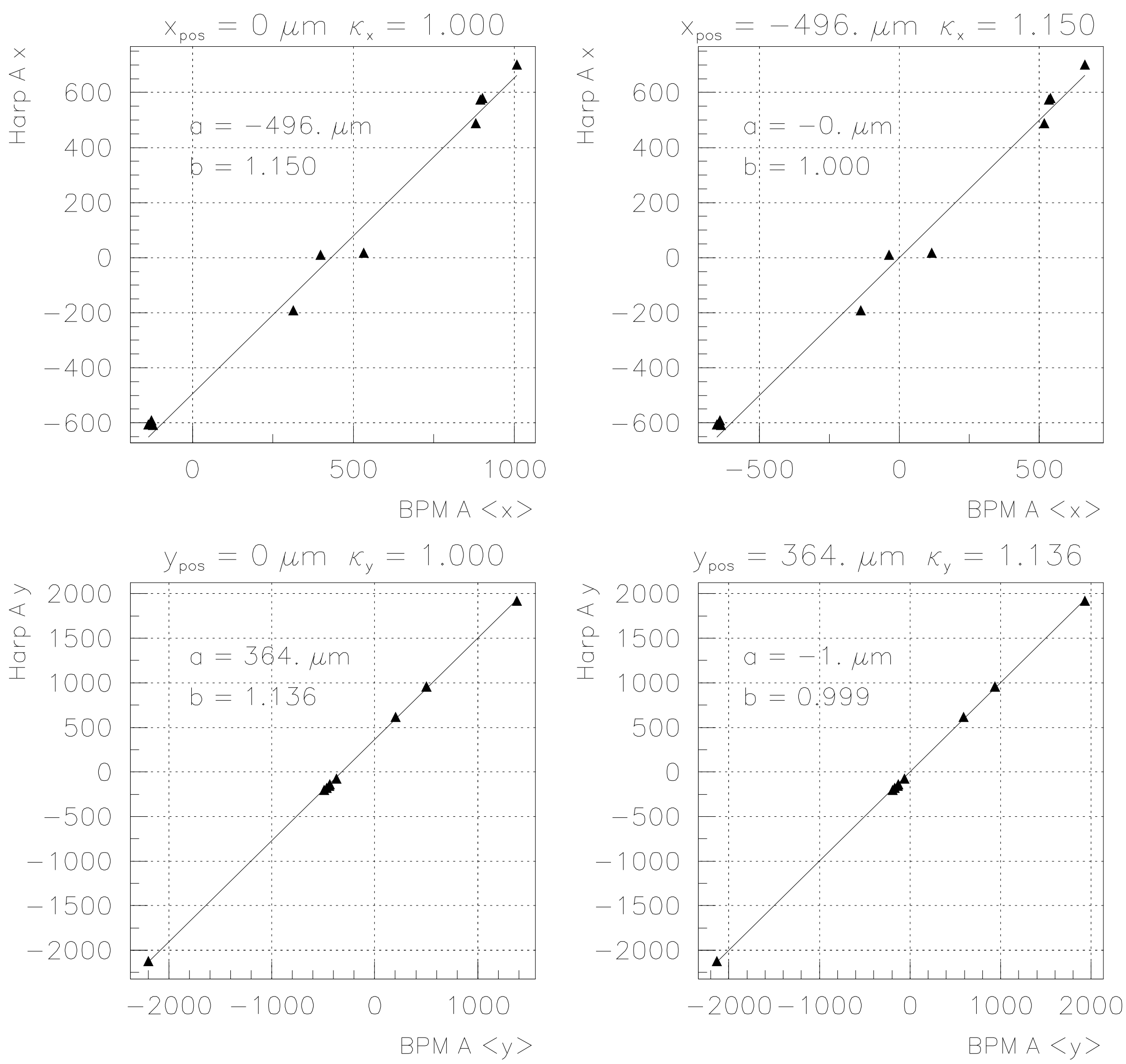

FIG. 3.1 – Calibration du BPM A : données du profileur A (μm) en fonction de la moyenne sur un *run* des données du BPM A (μm). A gauche avec $x_{pos} = y_{pos} = 0$ et $\kappa_x = \kappa_y = 1$; à droite avec des coefficients optimisés.

Détermination du déphasage

Pour toutes les données de l'expérience, la lecture des BPM et du *raster* est effectuée en mode "Burst" [65] : les valeurs des ADC sont lues 6 fois (toutes les 4 μs) pour chaque événement. Pour chaque coordonnée de position du faisceau on peut écrire :

$$\mathrm{x_{raster}(t)} = \mathrm{X_{amp}} \cos(\omega \mathrm{t}) \tag{3.1}$$

$$\mathrm{x_{BPM}(t)} = \mathrm{X_0} + \mathrm{A_0} \cos(\omega \mathrm{t} + \Phi) \tag{3.2}$$

où ω est la fréquence de balayage du *raster* (18.3 kHz horizontalement et 24.62 kHz verticalement) et $\mathrm{X_{amp}}$ son amplitude : la lecture du *raster* donne accès à ωt. Le décalage $\mathrm{X_0}$, le gain $\mathrm{A_0}$ et le déphasage Φ du BPM sont alors déterminés pour chaque évènement par minimisation du χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{6} (\mathrm{x_{BPM}}^i - \mathrm{x_{BPM}}(\mathrm{t}_i))^2 \tag{3.3}$$

où $\mathrm{x_{BPM}}^i$ sont les 6 valeurs réelles de l'ADC du moniteur de position (lues en mode *Burst*) et $\mathrm{x_{BPM}}(\mathrm{t}_i)$ sont les 6 valeurs calculées à partir du modèle de l'équation 3.2 et dont on cherche à ajuster les paramètres.

3.1.2 Les paramètres de temps

La reconstruction des trajectoires dans les chambres à fils repose sur l'obtention de la distance au fil de la particule ionisante qui a été détectée (voir paragraphe 3.2.1) : il est nécessaire de connaître la vitesse ainsi que le temps de dérive des particules issues de l'ionisation du gaz.
Seule l'obtention du temps de dérive est détaillée ci-dessous ; la vitesse de dérive obtenue après calibration est $\simeq 4.9 \cdot 10^4$ m/s [43].

Obtention du temps de dérive

Le temps de dérive est obtenu à partir d'un TDC dont le signal de départ est issu du plan de chambre à fils et le signal d'arrêt est donné par un des photomultiplicateurs du côté droit du scintillateur S2. En prenant comme référence de temps l'ionisation du gaz dans le plan de chambre à fils considéré,

- le temps de départ $\mathrm{t_{start}}$ équivaut au temps de dérive $\mathrm{t_{drift}}$ et au retard électronique et de propagation du signal $\mathrm{t_{VDCdelay}}$;
- le temps d'arrêt $\mathrm{t_{stop}}$ équivaut au temps de vol du plan de chambre à fils jusqu'au scintillateur S2 $\mathrm{t_{flight}}$, au temps de propagation de la lumière dans le scintillateur jusqu'au photomultiplicateur $\mathrm{t_{prop}}$ et au retard électronique et de propagation du signal $\mathrm{t_{scint.delay}}$ (notamment le *timewalk*[1]).

[1]Le signal issu du photomultiplicateur d'un scintillateur passe dans un discriminateur avant d'être redirigé vers le TDC. Ce discriminateur génère un signal de type "porte", de durée réglable, dès que le

On obtient donc :

$$\mathrm{t_{stop}} - \mathrm{t_{start}} = \mathrm{t_{flight}} + \mathrm{t_{prop}} + \mathrm{t_{scint.delay}} - \mathrm{t_{drift}} - \mathrm{t_{VDCdelay}} \quad (3.4)$$

$$\text{soit} \quad \mathrm{t_{drift}} = \mathrm{t_{flight}} - \underbrace{(\mathrm{t_{stop}} - \mathrm{t_{start}})}_{\mathrm{TDC}} + \mathrm{t_{prop}} + \mathrm{t_{scint.delay}} - \mathrm{t_{VDCdelay}} \quad (3.5)$$

La calibration du temps de dérive nécessite dans un premier temps la connaissance des piédestaux des TDC, obtenus par des *runs* spécifiques en cours d'expérience. Les paramètres propres aux chambres à fils ont été correctement calibrés lors de précédentes expériences et en cours d'expérience, ceux relatifs aux scintillateurs ont été calibrés par N. Liyanage [66] via la variable β.

Calibration de la variable β

Le temps de vol $\mathrm{t_{flight}}$ entre le plan de chambre à fils et le scintillateur S2 est déterminé à partir de la distance entre les deux détecteurs et de la vitesse β. Celle-ci est obtenue à partir du temps de vol entre les deux plans de scintillateur S1 et S2 : son calcul fait intervenir les retards de propagation à l'intérieur des scintillateurs ($\mathrm{t_{prop}}$), les retards électroniques des signaux issus de S1 et S2 ($\mathrm{t_{scint.delay}}$) ainsi que les gains des TDC des photomultiplicateurs. La calibration de β permet donc d'optimiser ces paramètres de temps, intervenant dans l'obtention du temps de dérive.

Si la calibration est correctement réalisée, la vitesse β reconstruite doit être égale au rapport de l'impulsion de la particule sur son énergie p/E (figure 3.2).

3.1.3 Les ADC des scintillateurs et du détecteur Čerenkov

Le principe de calibration de ces deux détecteurs (gains et piédestaux) est identique. Il ne s'agit pas d'effectuer une calibration absolue mais d'ajuster le gain des ADC de ces détecteurs les uns par rapport aux autres (ADC des photomultiplicateurs des miroirs pour le Čerenkov et ADC des lattes de plastique scintillant pour les scintillateurs) ; cet ajustement est effectué par le logiciel ESPACE.

Les piédestaux des ADC sont déterminés à partir de prises de données spécifiques (*runs* de piédestaux) par calcul de la valeur moyenne de chaque ADC lorsqu'il n'y a aucun signal dans le scintillateur (respectivement dans le Čerenkov).
Pour chaque latte (resp. miroir), le gain est alors calculé de telle sorte que la valeur moyenne de l'ADC (corrigée du piédestal) sur tous les événements coïncide avec le canal numéro 1000. On peut voir le résultat d'une telle calibration pour le scintillateur S1 du bras hadron sur la figure 3.3.
A l'intérieur de chaque latte de scintillateur, le dépôt d'énergie est ensuite corrigé de

signal d'entrée dépasse un certain seuil. Ceci implique une dépendance entre le début du signal généré (qui sera numérisé dans le TDC) et l'amplitude du signal d'entrée (qui est numérisée par l'ADC) : la valeur du signal TDC est corrigée d'une durée proportionnelle à $\frac{1}{\sqrt{ADC}}$.

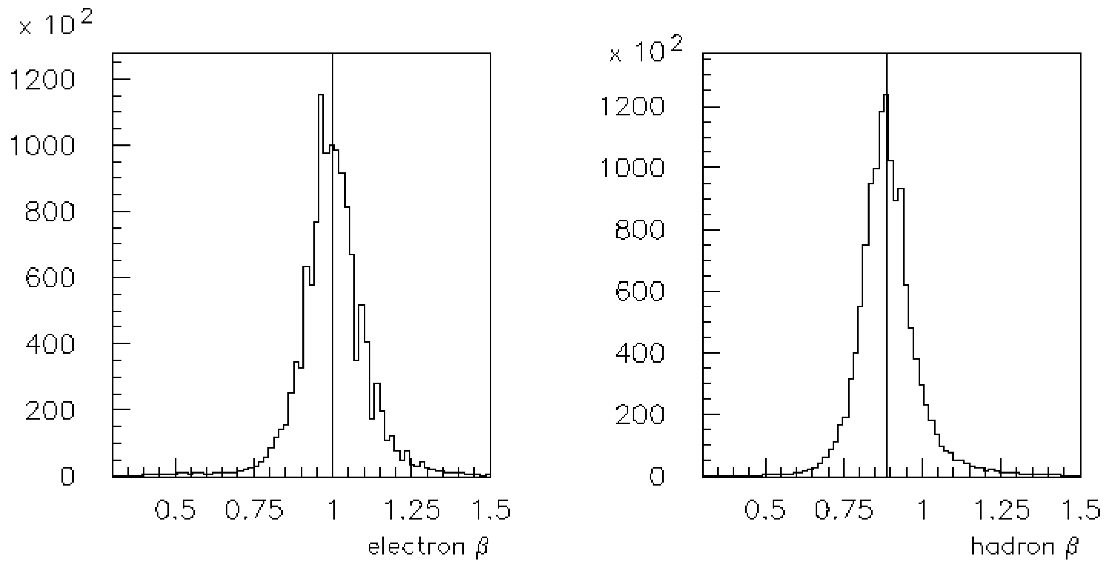

FIG. 3.2 – Spectre de la vitesse β pour les bras électron et hadron après calibration. La ligne en traits pleins permet de visualiser la valeur théorique de β issue du rapport p/E.

l'atténuation de la lumière dans le matériau scintillant par une loi exponentielle : la longueur d'atténuation utilisée λ est donnée par $1/\lambda = 0.7\ \mathrm{m}^{-1}$ pour les scintillateurs S1 et $1/\lambda = 0.6\ \mathrm{m}^{-1}$ pour les scintillateurs S2 et S0.

3.1.4 Les calorimètres électromagnétiques

La calibration des calorimètres a pour but d'évaluer les gains et les piédestaux de chaque bloc de verre au plomb afin d'obtenir une détermination absolue de l'énergie déposée dans chaque calorimètre.
Le programme d'optimisation d'ESPACE permet la sélection d'évènements dans le bras électron à partir desquels l'optimisation des coefficients des calorimètres sera réalisée [67] :
- sélection d'un électron par détection d'un signal d'amplitude suffisante dans le Čerenkov ;
- sélection d'un évènement associé à un seul coup dans les scintillateurs, et une seule trace reconstruite dans les chambres à fils ;
- sélection d'un évènement "propre" dans les calorimètres : un seul *cluster* (groupe de blocs touchés contigüs), compatible avec la trace reconstruite dans les chambres à fils.

A partir de ce lot d'évènements, les gains $\mathrm{C_i}$ de chaque bloc sont calculés par minimisation du χ^2 entre l'énergie totale déposée dans les deux calorimètres et l'impulsion de l'électron correspondant Pe (l'électron déposant toute son énergie dans les calorimètres) :

$$\chi^2 = \sum_{n=1}^{\mathrm{N_{events}}} (\underbrace{\sum_{i=1}^{48} \mathrm{C_i}.(\mathrm{ADC_i^n} - \mathrm{P_i})}_{\text{preshower}} + \underbrace{\sum_{j=1}^{96} \mathrm{C_j}.(\mathrm{ADC_j^n} - \mathrm{P_j})}_{\text{shower}} - \mathrm{P_e^n})^2 \qquad (3.6)$$

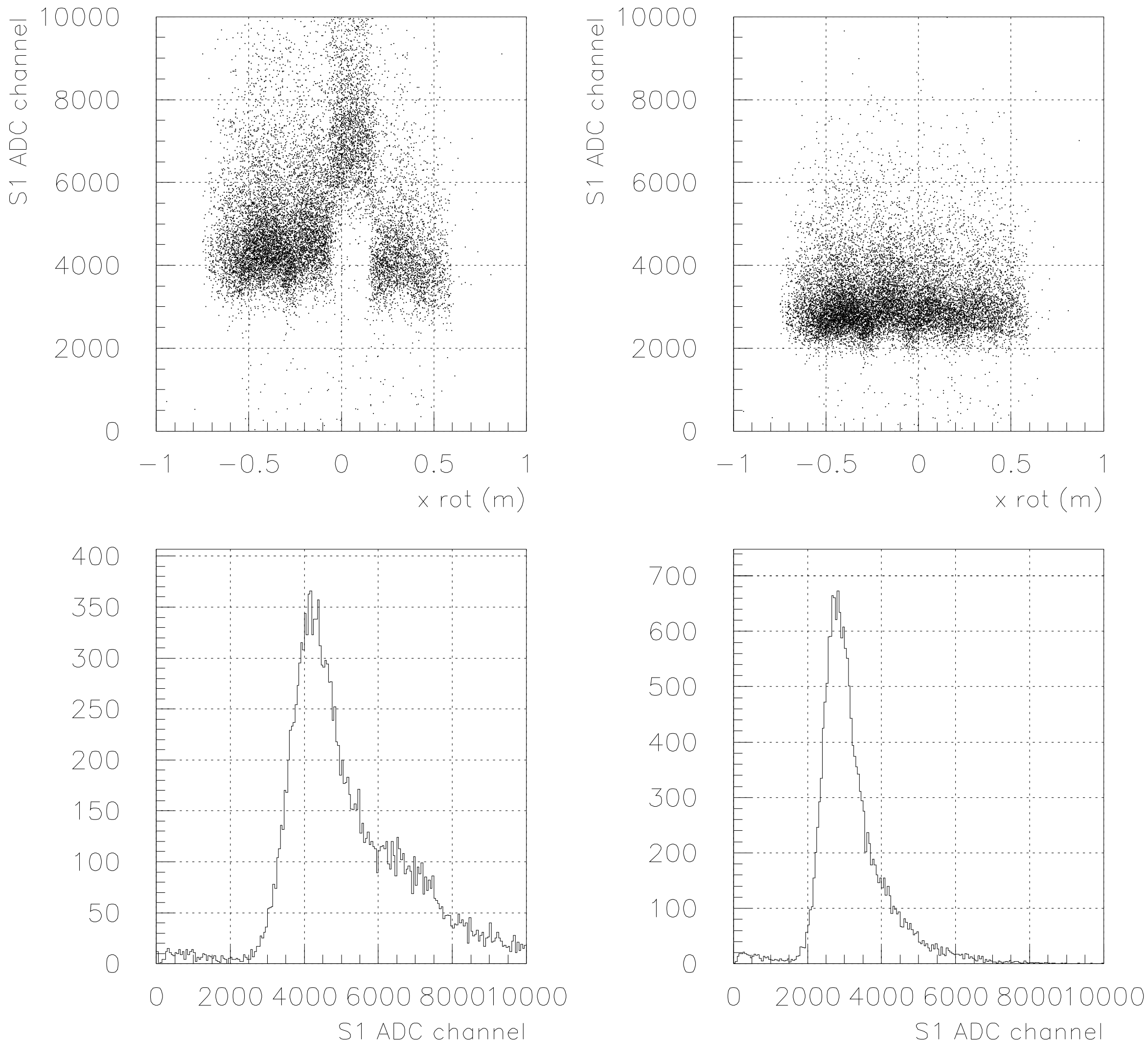

FIG. 3.3 – Energie déposée dans les scintillateurs S1 et S2 du bras hadron (numéro de canal) en fonction de leur position selon x (coordonnée dispersive le long de laquelle se succèdent les 6 lattes de scintillateur). A gauche : avant calibration ; à droite : après calibration.

où $\mathrm{P_i}$ est le piédestal de l'ADC du bloc i.
La figure 3.4 illustre le résultat d'une telle calibration pour la cinématique 18.

NB : Par la suite, on entendra par énergie déposée dans un calorimètre l'énergie du *cluster* principal c'est-à-dire le *cluster* ayant le dépôt d'énergie le plus grand et une distance à la trace reconstruite par les chambres à fils inférieure à un certain seuil.

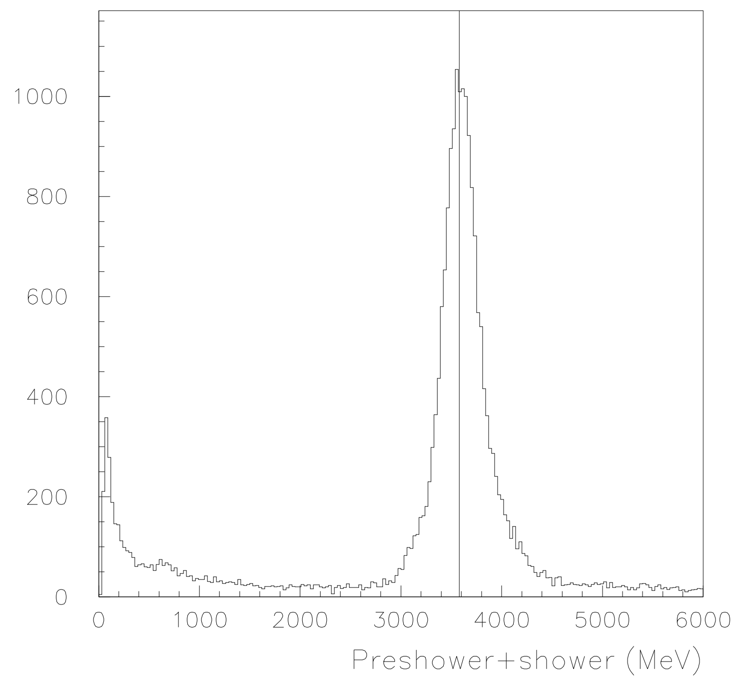

FIG. 3.4 – Energie déposée dans les calorimètres pour la cinématique 18. La ligne en trait plein représente la valeur de l'impulsion centrale du bras électron.

3.2 Optique des spectromètres

L'utilisation de spectromètres impose une connaissance très précise de leur optique afin de propager les trajectoires en sens inverse pour reconstruire la cinématique au vertex. Les modes de calcul des trajectoires et de la position des spectromètres sont détaillés avant d'introduire les tenseurs optiques des spectromètres et la façon dont ils ont été optimisés.

3.2.1 Reconstruction des trajectoires à la cible

Systèmes de coordonnées

Trois principaux systèmes de coordonnées sont présentés dans ce paragraphe, parmi les cinq systèmes de coordonnées utilisés par le logiciel ESPACE [65, 66].

Référentiel du laboratoire :
Son origine est définie par l'intersection de la ligne de faisceau (définie par les deux derniers BPM) et de l'axe de rotation de la cible (figure 3.5). L'axe $\hat{z}_{\rm lab}$ pointe vers le *beam dump*, tandis que l'axe $\hat{y}_{\rm lab}$ pointe verticalement vers le haut.
Il est à noter que le centre de la cible n'est pas forcément à l'origine du référentiel du laboratoire, tout comme le faisceau n'est pas forcément le long de l'axe $\hat{z}_{\rm lab}$.

C'est dans ce référentiel qu'est exprimée la position du vertex reconstruite ; la variable reactz correspond à la position du vertex projetée sur l'axe $\hat{z}_{\rm lab}$.

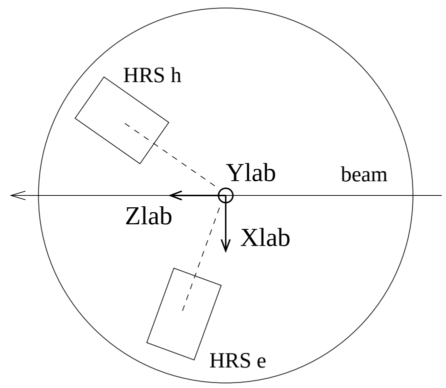

FIG. 3.5 – Définition des coordonnées dans le référentiel du laboratoire.

Référentiel à la cible :
A chaque spectromètre est attaché un référentiel spécifique (figure 3.6) défini à partir de son collimateur à trous (*sieve slit collimator*). L'axe $\hat{z}_{\rm tg}$ est défini comme la ligne perpendiculaire à la surface du collimateur et passant par son trou central ; dans le cas idéal d'un positionnement parfait des spectromètres (et de leur collimateur), cet axe passe par l'origine du laboratoire : le collimateur est alors à une distance Z_0[2] du centre du hall. L'origine du référentiel à la cible est située sur l'axe $\hat{z}_{\rm tg}$ à une distance Z_0 du collimateur. L'axe $\hat{x}_{\rm tg}$ est parallèle à la droite passant par les trous centraux du collimateur et pointe vers le bas.
Les angles associés à ce référentiel sont des angles géographiques : $\theta_{\rm tg}$ est défini dans le plan dispersif ($\hat{x}_{\rm tg}$,$\hat{z}_{\rm tg}$) et $\Phi_{\rm tg}$ dans le plan horizontal ($\hat{y}_{\rm tg}$,$\hat{z}_{\rm tg}$). Les variables θ_tg et Φ_tg désignent les tangentes de ces angles.

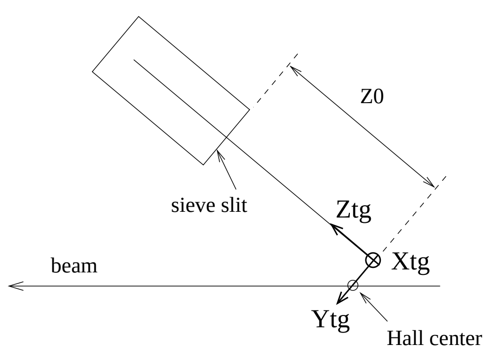

FIG. 3.6 – Définition des coordonnées dans le référentiel à la cible.

[2] $Z_0 = 1.109$ m pour le bras électron, $Z_0 = 1.100$ m pour le bras hadron

Référentiel du plan focal :
L'origine du référentiel du plan focal est située au centre du premier plan U1 de chambres à fils (figure3.7). L'axe $\hat{z}_{fp}$ est un axe tournant, fonction de l'impulsion relative de la particule $\delta = \delta p/p$: $\hat{z}_{fp}$ est parallèle à la trajectoire centrale locale (trajectoire définie par $\delta = \delta p/p$, $\theta_{tg} = 0$, $\Phi_{tg} = 0$). L'axe $\hat{y}_{fp}$ est parallèle au petit axe de symmétrie du plan U1 (direction transverse).
Les angles θ_{fp} et Φ_{fp} sont définis dans les plans dispersif et transverse et les variables associées θ_fp et Φ_fp correspondent aux tangentes de ces angles.

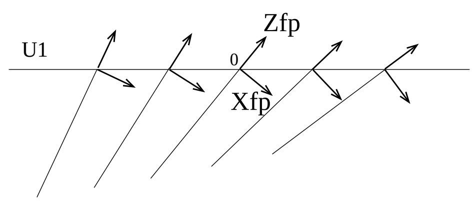

FIG. 3.7 – Définitions des coordonnées dans le référentiel du plan focal.

Reconstruction des trajectoires

Le calcul des coordonnées d'une trajectoire au plan focal à partir des informations délivrées par les chambres à fils est détaillé dans la référence [66]. Il permet d'obtenir les quatre coordonnées x_{fp}, y_{fp}, θ_{fp} et Φ_{fp}.

Ces quatre coordonnées au plan focal doivent permettre d'obtenir les quatre coordonnées à la cible x_{tg}, y_{tg}, θ_{tg}, Φ_{tg} et l'impulsion relative δ à partir d'un tenseur optique défini au premier ordre par :

$$\begin{pmatrix} \mathrm{x} \\ \tan\theta \\ \mathrm{y} \\ \tan\phi \\ \delta \end{pmatrix}_{\mathrm{tg}} = \begin{pmatrix} <x|x> & <x|\theta> & 0 & 0 & <x|\delta> \\ <\theta|x> & <\theta|\theta> & 0 & 0 & <\theta|\delta> \\ 0 & 0 & <y|y> & <y|\phi> & 0 \\ 0 & 0 & <\phi|y> & <\phi|\phi> & <\phi|\delta> \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathrm{x} \\ \tan\theta \\ \mathrm{y} \\ \tan\phi \\ \delta \end{pmatrix}_{\mathrm{fp}}$$

Pour réduire le nombre d'inconnues à la cible, la variable x_tg est déterminée à partir de la position du faisceau et de la relation 3.7 au premier ordre, et utilisée pour corriger les variables au plan focal, afin qu'elles correspondent à la configuration $x_{tg} = 0$. Les nouvelles coordonnées au plan focal sont reliées aux variables à la cible par le tenseur optique suivant :

$$\begin{pmatrix} \delta \\ \tan\theta \\ \mathrm{y} \\ \tan\phi \end{pmatrix}_{\mathrm{tg}} = \begin{pmatrix} <\delta|x> & <\delta|\theta> & 0 & 0 \\ <\theta|x> & <\theta|\theta> & 0 & 0 \\ 0 & 0 & <y|y> & <y|\phi> \\ 0 & 0 & <\phi|y> & <\phi|\phi> \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathrm{x} \\ \tan\theta \\ \mathrm{y} \\ \tan\phi \end{pmatrix}_{\mathrm{fp}}$$

En pratique, le tenseur optique est défini jusqu'à l'ordre 5 et les variables à la cible s'expriment en fonction des coordonnées dans le plan focal suivant les relations [66] :

$$\mathrm{y_{tg}} = \sum_{\mathrm{j,k,l}} \mathrm{Y_{jkl}} \ \tan^{\mathrm{j}}\theta_{\mathrm{fp}} \ \mathrm{y_{fp}^{k}} \ \tan^{\mathrm{l}}\Phi_{\mathrm{fp}} \tag{3.7}$$

$$\tan\theta_{\mathrm{tg}} = \sum_{\mathrm{j,k,l}} \mathrm{T_{jkl}} \ \tan^{\mathrm{j}}\theta_{\mathrm{fp}} \ \mathrm{y_{fp}^{k}} \ \tan^{\mathrm{l}}\Phi_{\mathrm{fp}} \tag{3.8}$$

$$\tan\Phi_{\mathrm{tg}} = \sum_{\mathrm{j,k,l}} \mathrm{P_{jkl}} \ \tan^{\mathrm{j}}\theta_{\mathrm{fp}} \ \mathrm{y_{fp}^{k}} \ \tan^{\mathrm{l}}\Phi_{\mathrm{fp}}^{\mathrm{j}} \tag{3.9}$$

$$\delta = \sum_{\mathrm{j,k,l}} \mathrm{D_{jkl}} \ \tan^{\mathrm{j}}\theta_{\mathrm{fp}}^{\mathrm{i}} \ \mathrm{y_{fp}^{k}} \ \tan^{\mathrm{l}}\Phi_{\mathrm{fp}}^{\mathrm{j}} \tag{3.10}$$

où les coefficients $\mathrm{Y_{jkl}}$, $\mathrm{T_{jkl}}$, $\mathrm{P_{jkl}}$ et $\mathrm{D_{jkl}}$ sont des polynômes en $\mathrm{x_{fp}}$. Par exemple, pour la variable $\mathrm{y_{tg}}$:

$$\mathrm{Y_{jkl}} = \sum_{\mathrm{i}} \mathrm{C_{i}^{jkl}} \ \mathrm{x_{fp}^{i}} \tag{3.11}$$

d'où

$$\mathrm{y_{tg}} = \sum_{\mathrm{j,k,l}} \sum_{\mathrm{i}} \mathrm{C_{i}^{jkl}} \ \mathrm{x_{fp}^{i}} \ \tan^{\mathrm{j}}\theta_{\mathrm{fp}} \ \mathrm{y_{fp}^{k}} \ \tan^{\mathrm{l}}\Phi_{\mathrm{fp}} \tag{3.12}$$

avec $\mathrm{i + j + k + l} \leq 5$.
Les coefficients des polynômes ont été déterminés initialement à partir d'un logiciel de tracé de trajectoires (SNAKE) et font l'objet d'une procédure d'optimisation détaillée en partie 3.2.3.

Dans une dernière étape, le passage des coordonnées dans le référentiel de la cible aux coordonnées au vertex (dans le référentiel du laboratoire) fait intervenir le positionnement absolu des spectromètres dans le hall.

3.2.2 Positionnement des spectromètres

Définition des variables de position du spectromètre

Pour définir la position du spectromètre, plusieurs variables sont introduites (figure 3.8) :
- Spec_off : décalage du spectromètre par rapport à l'origine du référentiel du laboratoire (positif lorsque le spectromètre pointe en aval du faisceau)
- x_off : décalage du spectromètre selon l'axe $\hat{\mathrm{x}}_{\mathrm{lab}}$, dans le référentiel du laboratoire
- y_off : décalage du spectromètre selon l'axe $\hat{\mathrm{y}}_{\mathrm{lab}}$, dans le référentiel du laboratoire
- z_off : décalage du spectromètre selon l'axe $\hat{\mathrm{z}}_{\mathrm{lab}}$, dans le référentiel du laboratoire
- θ_{s} : angle horizontal central du spectromètre
- θ_0 : angle horizontal du spectromètre indiqué par le vernier.
  NB : l'angle considéré pour le bras hadron est positif.

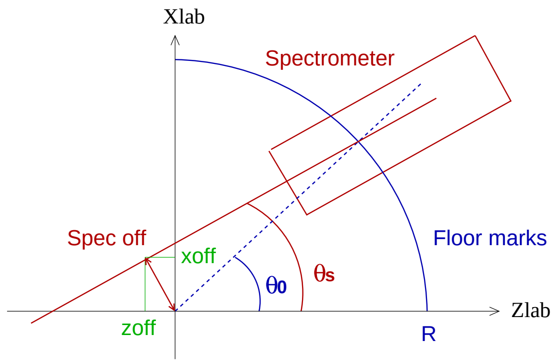

FIG. 3.8 – Définition des variables utilisées pour le calcul du positionnement du spectromètre.

Les relations entre les différentes variables sont présentées ci-dessous.

<u>Obtention de l'angle du vernier θ_0 :</u>

$$\theta_0 = \theta_{\rm floor} + \frac{\rm vernier}{\rm calibre} + \theta_{\rm 0off} \tag{3.13}$$

- $\theta_{\rm floor}$: angle horizontal ($\in \mathbb{N}$) donné par le marquage au sol en degré
- vernier : indication du vernier (mm)
- calibre = 173.5 mm/deg
- $\theta_{\rm 0off}$ = -0.179 deg pour le bras électron
  0.197 deg pour le bras hadron.

<u>Obtention de l'angle central du spectromètre θ_s :</u>

$$\theta_s = \theta_0 + \frac{\rm Spec\_off}{\rm R} * \frac{180}{\pi} \tag{3.14}$$

avec R = 8.458 m, distance du centre du hall A au *front jack* du dipôle.

<u>Décalage du spectromètre :</u>

$$\rm x\_off = -\varepsilon\ Spec\_off \cdot cos\theta_s \tag{3.15}$$
$$\rm z\_off = Spec\_off \cdot sin\theta_s \tag{3.16}$$

où $\varepsilon = 1$ pour le bras électron et $\varepsilon = -1$ pour le bras hadron.

La position du spectromètre se calcule donc à partir de la connaissance de Spec_off et de l'angle central θ_s. La détermination précise de ces variables peut s'effectuer de deux manières, à partir des relevés de position (*surveys*) réalisés tout au long de l'expérience ou des prises de données effectuées sur une cible mince de carbone.

Relevés de position des spectromètres

Le tableau 3.1 présente les résultats obtenus lors des 7 relevés réalisés au cours de l'expérience. La précision sur les décalages mesurés est de 0.5 mm et de 0.003° pour les angles [69].

Date	Bras électron	Bras hadron	cinématique correspondante
02-03/12/99	θ_e = 16.522 ° Spec_off = -2.56 mm	θ_h = 16.553 ° Spec_off = 2.92 mm	optics commissioning
22-24/02/00	θ_e = 16.383 ° Spec_off = -2.74 mm	θ_h = 69.793 ° Spec_off = 0.15 mm	cin. 13 (perp. Σ_1)
13-15/03/00	θ_e = 118.704 ° Spec_off = -2.34 mm	θ_h = 30.580 ° Spec_off = -0.51 mm	cin. 12 (perp. Σ_3)
		θ_h = 25.484 ° Spec_off = 3.30 mm	cin. 15 (perp. Σ_3)

TAB. 3.1 – Décalage Spec_off et angle central θ_s des spectromètres obtenus au cours des relevés de position.

Prises de données sur cible mince de carbone (*pointing*)

La mesure de la position du spectromètre faisant ici intervenir la cible (feuille de carbone), il est nécessaire de connaître la position de celle-ci, pour laquelle nous utiliserons les relevés figurant dans le tableau 3.2. Une fois la position de la cible définie, il est possible de déduire le décalage Spec_off du spectromètre de la mesure de la variable y_tg.
La formule suivante se déduit des figures 3.9 et 3.10 :

$$\text{Spec\_off} = \varepsilon \; < \text{y\_tg} > + \, \text{target}_{\text{off}} \, \sin\theta_s \tag{3.17}$$

- $<$ y_tg $>$: valeur moyenne de la variable y_tg
- $\text{target}_{\text{off}}$: décalage de la cible par rapport à l'origine.

En première approximation, on considèrera que θ_s est égal à θ_0, l'angle du spectromètre donné par le vernier.

A partir de Spec_off, on peut alors calculer θ_s par la formule 3.14, puis x_off et z_off par les formules 3.15 et 3.16. Le tableau 3.3 présente les résultats du *pointing* pour les cinématiques parallèles.
Une étude comparative avec les relevés du tableau 3.1 a été effectuée par F. Benmokhtar [69] à partir de l'analyse des données sur cible de carbone des cinématiques 12, 13 et 15. Cette comparaison a permis de conclure à une incertitude de 0.5 mm pour la mesure du décalage et de 0.015° pour les angles. Au niveau des mesures en cinématiques parallèles (tableau 3.3), seuls les résultats du décalage du bras électron des cinématiques 01 et 03 peuvent être utilisés en vue d'une comparaison avec les relevés de position. En effet, en ce qui concerne la prise de données, les cinématiques 01 et 03 font partie des données

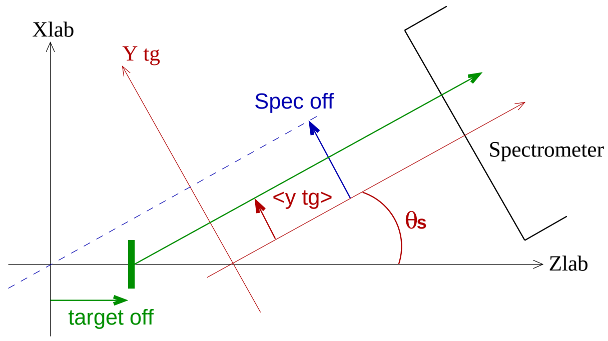

FIG. 3.9 – Définition des variables de *pointing* pour le bras électron.

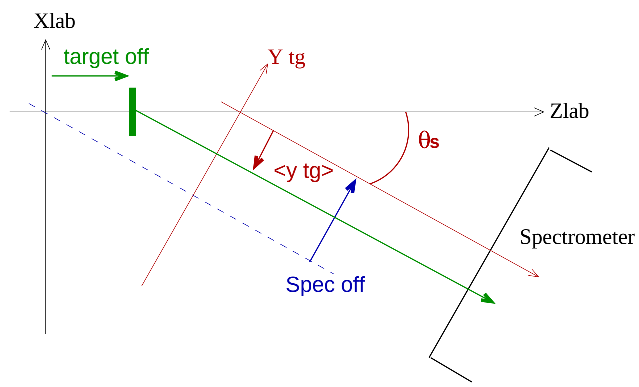

FIG. 3.10 – Définition des variables de *pointing* pour le bras hadron.

perpendiculaires de l'expérience (ces cinématiques à $p_{miss} = 0$ MeV/c comprennent à la fois des événements en cinématique parallèle et perpendiculaire) ; la cinématique 01 fait partie du même ensemble de mesures Σ_1 que la cinématique 13 (mesures aux angles avant) pour lesquelles le bras électron est resté fixe ; de même, la cinématique 03 fait partie du même ensemble de mesures Σ_3 à bras électron fixe que les cinématiques 12 et 15. A l'intérieur des barres d'erreur, les décalages obtenus à partir des relevés et des mesures sur cible de carbone sont compatibles.

période	position de la cible
.. - 10 déc.	-1.2 mm
11 déc. - 13 déc.	+0.66 mm
13 déc. - 23 déc.	-0.8 mm
.. - 18 fév.	-0.86 mm
25 fév. - ..	-0.23 mm

TAB. 3.2 – Relevés de position de la cible de carbone.

	Bras électron				Bras hadron			
# cin.	Spec_off	θ_s	x_off	z_off	Spec_off	θ_s	x_off	z_off
16	-2.327	13.484°	2.263	-0.543	-0.547	57.397°	-0.295	-0.461
17	-2.081	95.925°	-0.215	-2.070	1.017	25.214°	0.920	0.433
01	-2.106	16.356°	2.021	-0.593	-0.106	48.309°	-0.070	-0.079
03	-3.165	118.672°	-1.518	-2.777	2.514	14.164°	2.437	0.615
18	-2.057	20.876°	1.922	-0.733	2.809	41.279°	2.111	1.853
19	-2.899	78.131°	0.596	-2.837	3.270	21.682°	3.038	1.208
20	-2.175	33.285°	1.818	-1.194	3.550	28.424°	3.122	1.690
21	-2.346	91.147°	-0.047	-2.346	2.608	13.404°	2.537	0.605
22	-0.813	16.395°	0.780	-0.230	-0.147	38.299°	-0.115	-0.091
23	-1.566	51.440°	0.976	-1.224	2.951	25.540°	2.663	1.272
24	-0.921	17.394°	0.878	-0.275	0.758	30.505°	0.653	0.385
25	-2.584	81.853°	0.366	-2.558	2.797	12.819°	2.727	0.620
26	-2.728	14.176°	2.645	-0.668	0.558	67.836°	0.210	0.516
27	-1.298	87.379°	0.059	-1.297	-0.238	35.379°	-0.194	-0.138

TAB. 3.3 – Mesures du décalage des spectromètres pour les cinématiques parallèles obtenues à partir des données sur cible de carbone (en mm).

3.2.3 Procédure d'optimisation de l'optique des spectromètres

En prenant en compte les principales motivations mentionnées au cours de la description des spectromètres (partie 2.5.2) pour l'optimisation du tenseur optique, les coefficients optiques ont été déterminés pour quatre domaines cinématiques, donnant lieu à quatre *databases* :

	$0.4 < Pe < 1.5$ GeV/c	$1.5 < Pe < 4.$ GeV/c
$0.8 < Ph < 1.5$ GeV/c	db_840_840	db_4000_840
$1.5 < Ph < 2.2$ GeV/c	db_840_2000	db_4000_2000

De nombreux tenseurs optiques ayant été mis au point durant les prises de données ainsi que par d'autres expériences ultérieures à E89-044, le premier travail a consisté à rassembler les données existantes et à les tester vis-à-vis des cinématiques parallèles à analyser. Cette vérification a permis de conserver certains coefficients du tenseur optique.

Optimisation de la reconstruction de la position y_{tg}

Les coefficients Y_{ijkl} sont déterminés à partir de la reconstruction de la position du vertex[3] avec des cibles minces : feuille de carbone théoriquement positionnée en $z_{lab} = 0$ et feuilles d'aluminium positionnées à $z_{lab} = \pm 2$ cm, $z_{lab} = \pm 5$ cm et $z_{lab} = \pm 7.5$ cm. Ainsi,

[3]La variable y_{tg} dépend en effet de Φ_{tg} lorsque la cible n'est pas positionnée au centre du hall (cas des cibles minces d'aluminium), ce qui rend son ajustement par rapport à une valeur de référence difficile.

pour chaque cinématique, des données ont été prises sur chacune de ces cibles et permettent la vérification ou l'optimisation des coefficients Y_{ijkl} ; celle-ci est effectuée par minimisation de l'écart entre la position du vertex reconstruite selon $\hat{z}_{lab}$ reactz et les positions réelles des cibles (obtenues par les relevés du tableau 3.2). A partir des différents tenseurs optiques existants, les coefficients du bras électron à 4 GeV/c et ceux du bras hadron à 840 MeV/c ont été conservés. Les deux autres gammes d'impulsion ont été optimisées sur les données d'optique comme le montre la figure 3.11.

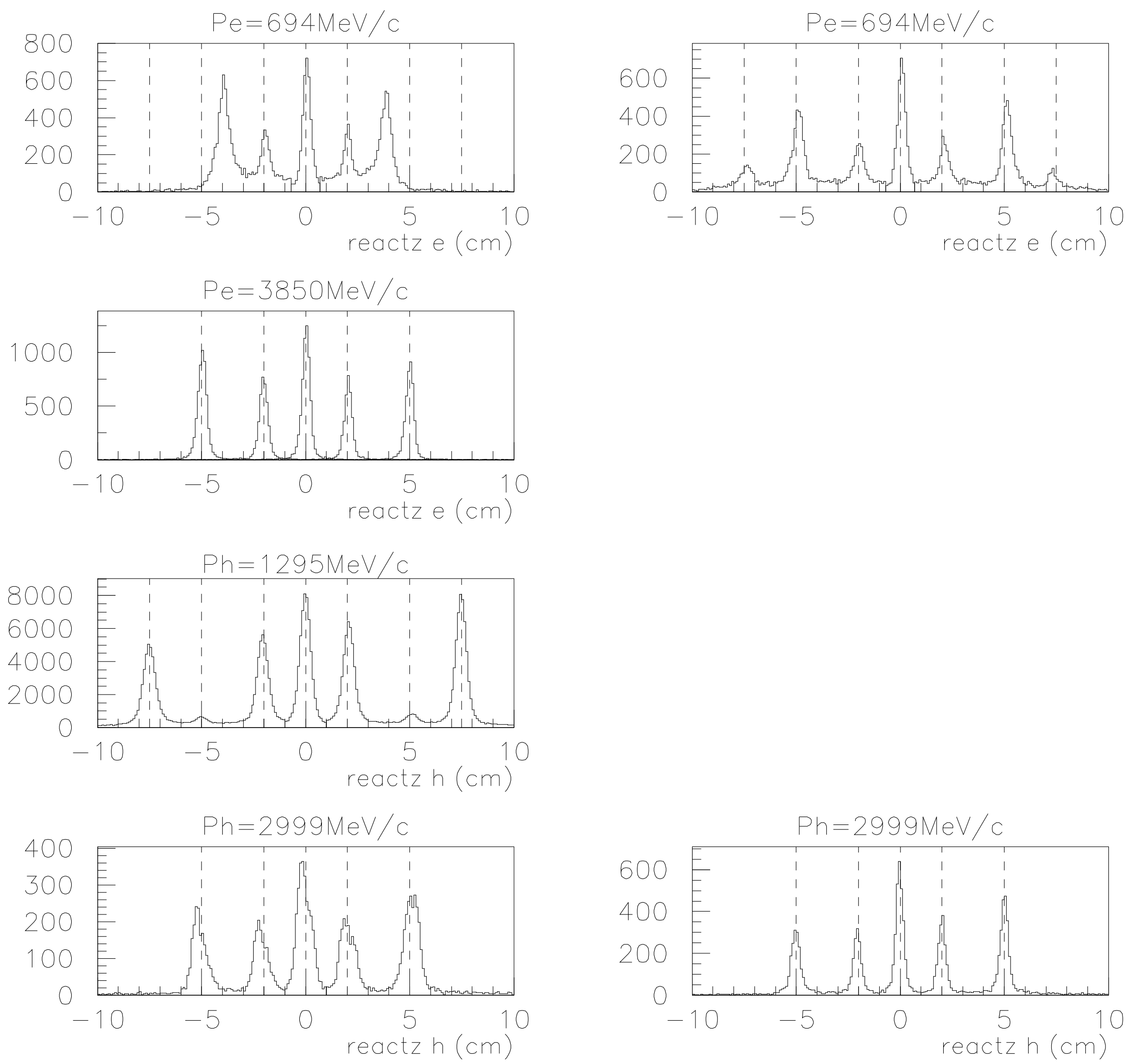

FIG. 3.11 – Reconstruction de la position du vertex pour les quatre domaines en impulsion. A droite : résultats avec une database optimisée.

Optimisation de la reconstruction des angles θ_{tg} et Φ_{tg}

Le collimateur à trous utilisé pour calibrer les paramètres angulaires est représenté schématiquement sur la figure 3.12. Les protons ayant une énergie suffisante pour traver-

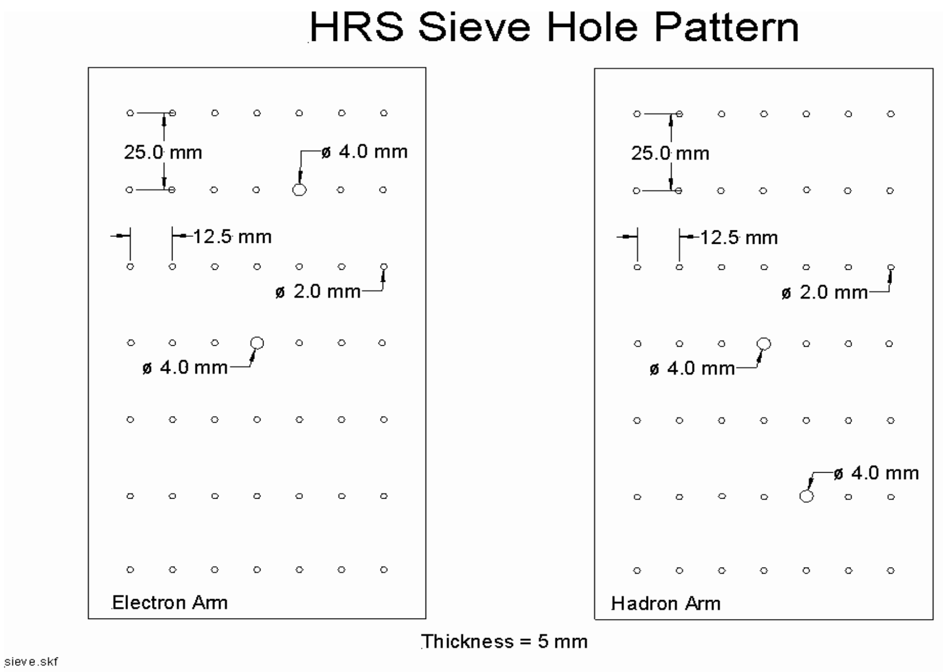

FIG. 3.12 – Schéma du collimateur à trous.

ser ce collimateur, il est nécessaire d'étudier la reconstruction des angles sur des électrons : la polarité du dipôle a été inversée dans le bras hadron pour sélectionner des particules chargées négativement. Des données ont éte prises en diffusion élastique sur différentes cibles : feuille de ^{12}C, feuilles d'^{27}Al et cible d'^{3}He. En disposant les spectromètres à un même angle de part et d'autre de la trajectoire du faisceau, et en les réglant à une même valeur de champ, on obtient deux ensembles de données identiques dans chacun des bras. Ces données n'ayant été prises qu'à une impulsion de 840 MeV/c, le tenseur optique pour θ_{tg} et Φ_{tg} est commun aux quatre *databases*.

Les coordonnées spatiales (x_{sieve}, y_{sieve}) dans le plan du collimateur sont obtenues à partir des coordonnées à la cible (x_{tg}, y_{tg}, θ_{tg}, Φ_{tg}) :

$$y_{sieve} = y_{tg} + Z_0 \cdot \Phi_{tg} \tag{3.18}$$
$$x_{sieve} = x_{tg} + Z_0 \cdot \theta_{tg} \tag{3.19}$$

où Z_0 est la distance du collimateur par rapport à l'origine du référentiel à la cible (voir paragraphe 3.2.1).
L'obtention des coefficients T_{ijkl} et P_{ijkl} s'effectue donc par minimisation de l'écart entre les positions x_{sieve} et y_{sieve} reconstruites et les positions absolues des trous du collimateur. La figure 3.13 présente le résultat de l'optimisation qui a été effectuée par N. Liyanage

et Z. Chai [68] sur des données de diffusion élastique sur du carbone (E89-044) et de l'hydrogène (E91-011).

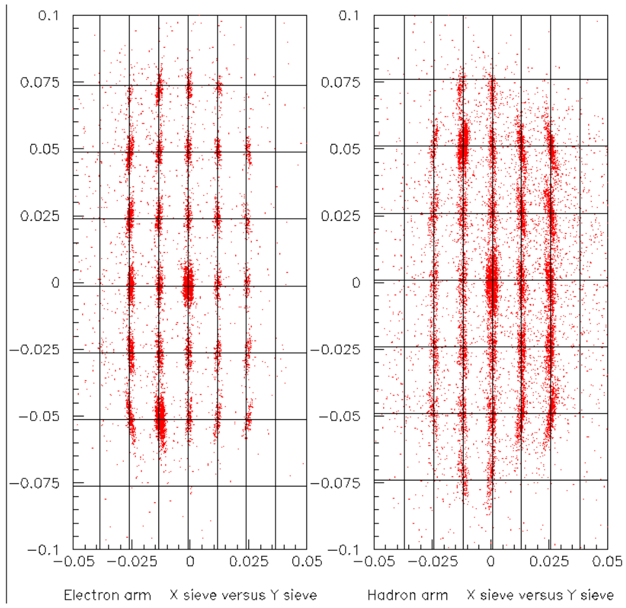

FIG. 3.13 – Reconstruction de la position des particules dans le plan du collimateur : bras électron et bras hadron.

3.2.3.1 Optimisation de la reconstruction de l'impulsion relative δ

L'optimisation de l'impulsion relative δ peut s'effectuer sur deux types de données :

- Une première détermination des coefficients D_{ijkl} est obtenue sur des données de diffusion élastique, au cours desquelles l'impulsion centrale du spectromètre varie de telle sorte que le pic élastique soit centré à -4%, -2%, 0%, +2% et +4% de l'impulsion centrale (balayage en impulsion). L'analyse simultanée de ces données permet de disposer de 5 valeurs de référence pour δ sur lesquelles on va chercher à positionner l'impulsion relative reconstruite δ_{tg}. Afin d'optimiser le bras hadron de la même manière, le champ dans son dipôle a été inversé pour pouvoir détecter les électrons diffusés élastiquement. Comme pour les données du collimateur à trous, l'impulsion moyenne était de 840 MeV/c.
- Pour les autres impulsions, on utilise les données de diffusion quasi-élastique sur l'^{3}He et le principe est de positionner le pic en énergie manquante à 5.5 MeV/c quelle que soit la position de la particule dans les chambres à fils. Le bras ayant l'impulsion centrale la plus élevée aura une influence dominante sur l'énergie manquante : on fixe alors les coefficients D_{ijkl} du bras de faible impulsion et l'optimisation porte sur l'optique du bras de grande impulsion.

Les coefficients D_{ijkl} du bras hadron optimisés par N. Liyanage ont permis de couvrir toute la gamme en impulsion du bras hadron.
Deux ensembles de coefficients ont en revanche été nécessaires pour couvrir le domaine

en impulsion du bras électron : le domaine de basse impulsion a été optimisé à partir des données en balayage d'impulsion puis un second ensemble de coefficients D_{ijkl} a été élaboré pour les impulsions du bras électron de l'ordre de 3.5 GeV/c à partir des spectres en énergie manquante.
Les figures 3.14 et 3.15 illustrent l'adéquation des coefficients pour les différents domaines en impulsion.

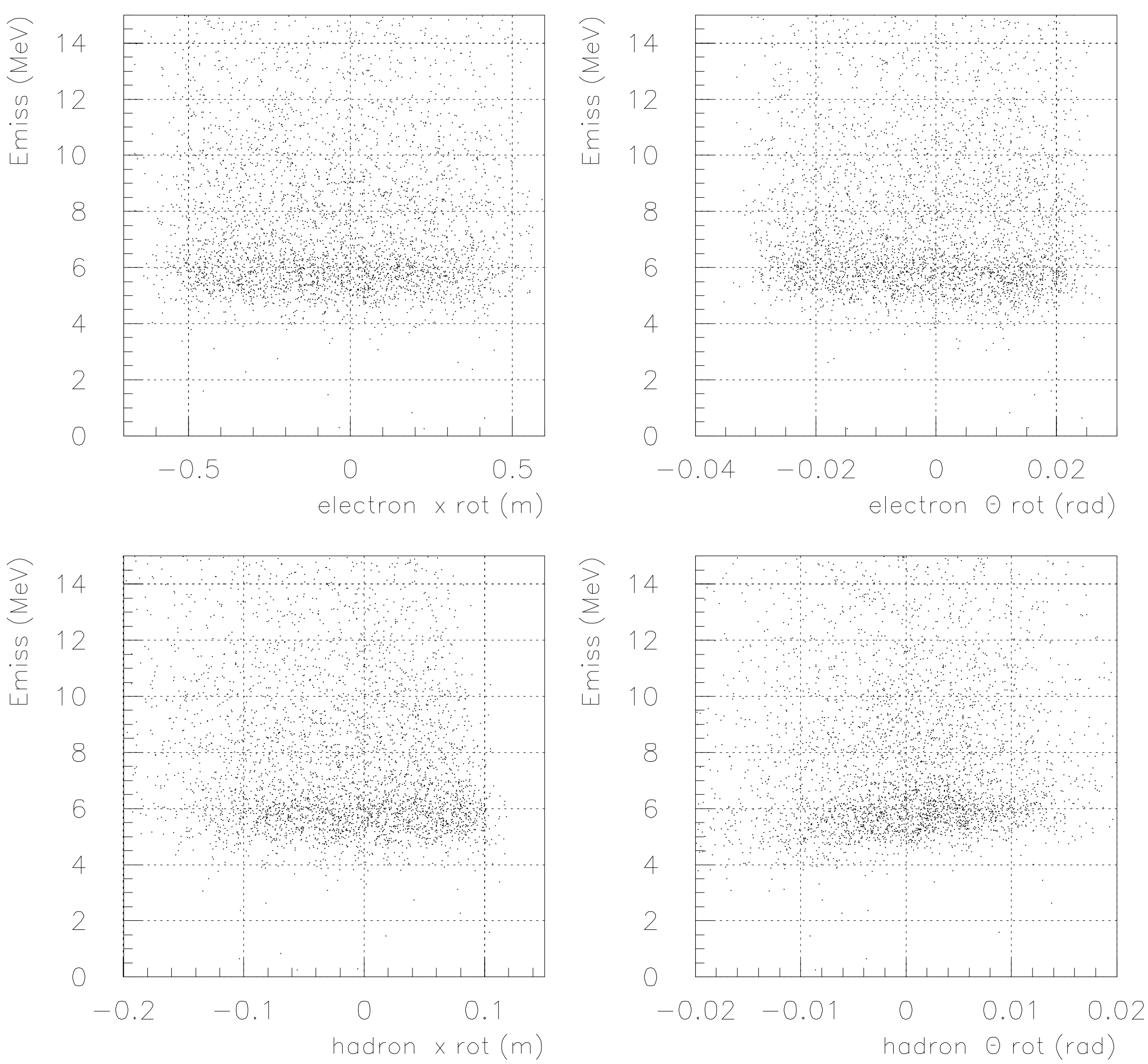

FIG. 3.14 – Distribution de l'énergie manquante Emiss en fonction de la position x_rot et de l'orientation θ_rot dans le plan dispersif pour les bras électron et hadron : cinématique 21 avec Pe=694 MeV/c et Ph=2999 MeV/c

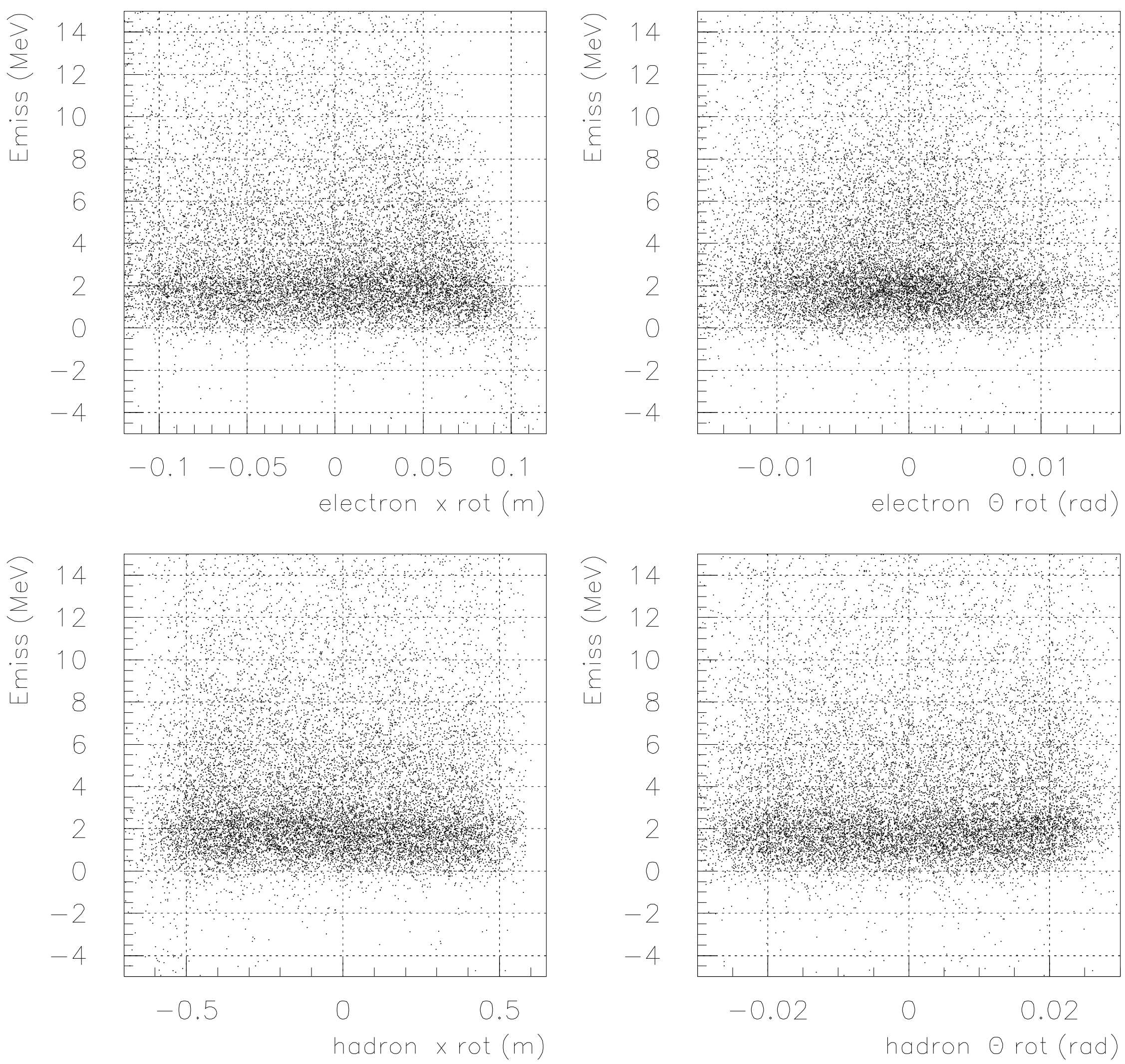

FIG. 3.15 – Distribution de l'énergie manquante Emiss en fonction de la position x_rot et de l'orientation θ_rot dans le plan dispersif pour les bras électron et hadron : cinématique 16 avec Pe=3614 MeV/c et Ph=1005 MeV/c

La calibration du dispositif expérimental est une part importante de l'analyse des données de l'expérience E89-044 ; les résultats obtenus sont satisfaisants dans la plupart des cas mais il reste des zones d'ombre concernant la qualité de l'optique des spectromètres, notamment au niveau de la reconstruction des angles (figure 3.13) ou de l'impulsion de certaines cinématiques.

Chapitre 4

Normalisation

Une fois l'étape de calibration terminée et avant d'extraire les sections efficaces, il est nécessaire d'étudier les différentes corrections qui seront appliquées aux données : efficacité des détecteurs et de la procédure de reconstruction des traces, corrections de temps mort. La normalisation est ensuite effectuée par calcul de la luminosité à partir de la densité de la cible, dont l'obtention fait l'objet de mesures en diffusion élastique et de taux d'événements en simples.

4.1 Efficacité des détecteurs

4.1.1 Efficacité des calorimètres et du détecteur Čerenkov

Le bras électron est équipé d'un détecteur Čerenkov à gaz et de deux calorimètres permettant l'identification entre les pions π^- et les électrons. Lors de l'analyse des données, la sélection des électrons impose l'existence d'un signal dans ces détecteurs : ceci implique donc de connaître l'efficacité de détection de ces appareils afin de corriger du nombre d'électrons éventuellement rejetés par cette coupure sur les détecteurs.

Le principe du calcul de l'efficacité de détection est identique pour le détecteur Čerenkov et les calorimètres : il s'agit de comparer le nombre d'évènements (T5) avec ou sans coupure sur le détecteur concerné, à partir d'un lot d'électrons sélectionnés grâce aux détecteurs autres que celui dont on cherche à déterminer l'efficacité.
Pour le calcul d'efficacité du détecteur Čerenkov, les électrons sont sélectionnés en imposant un signal dans les calorimètres et un dépôt d'énergie minimal dans le pré-radiateur (*preshower*) et dans les deux calorimètres (figure 4.1). Dans le cas des cinématiques fortement contaminées par les pions, cette coupure se révèle insuffisante pour sélectionner un lot pur d'électrons : le rejet des pions s'effectue grâce à des coupures sur le temps de coïncidence (détaillées en 5.1.2) et sur l'énergie manquante Emiss :

- fenêtre de coïncidence de $\pm$ 6 ns
- $0<\mathsf{Emiss}<10$ MeV.

Pour le calcul d'efficacité des calorimètres, les électrons sont sélectionnés grâce au détecteur Čerenkov par une coupure basse sur l'énergie déposée (figure 4.2) afin d'éliminer les pions

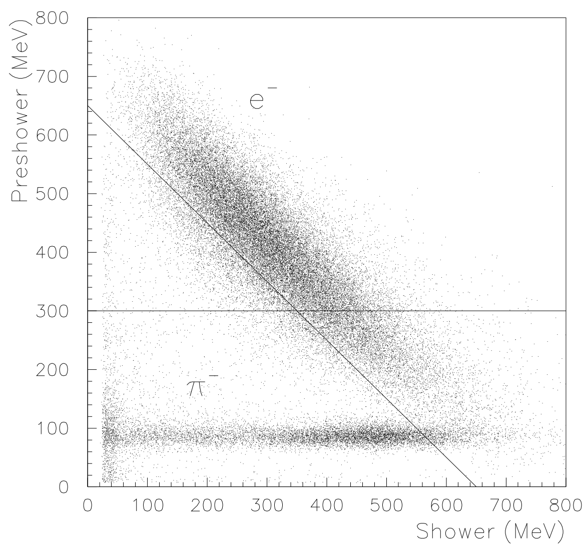

FIG. 4.1 – Sélection des électrons à partir des calorimètres pour le calcul d'efficacité du détecteur Čerenkov : définition des coupures preshower>300 MeV et preshower+shower>650 MeV pour la cinématique 19.

ayant provoqué une émission de lumière Čerenkov par ionisation des atomes de CO_2 ; pour améliorer le rejet des π^-, les mêmes coupures que dans le calcul d'efficacité du détecteur Čerenkov ont été imposées au niveau du temps de coïncidence et de l'énergie manquante.

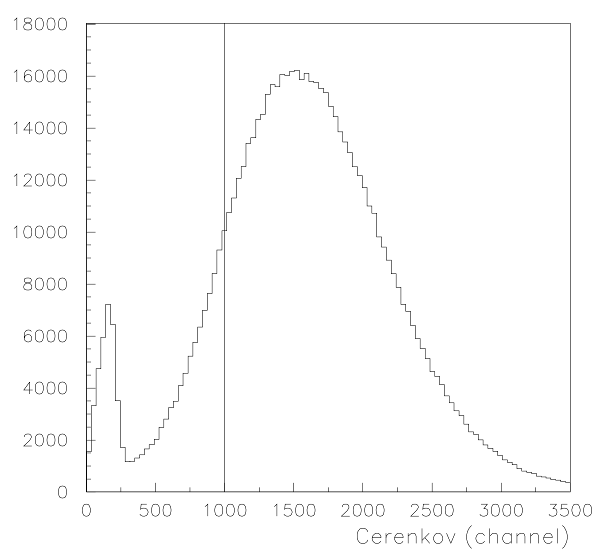

FIG. 4.2 – Dépôt d'énergie dans le détecteur Čerenkov pour la cinématique 23 : définition de la coupure basse à 1000 canaux pour le rejet des π^-.

Le calcul d'efficacité est effectué pour chaque *run* afin de disposer d'un suivi du fonctionnement des détecteurs ; les valeurs moyennes de l'efficacité pour chaque cinématique sont regroupés dans le tableau 4.1. Les résultats montrent la difficulté de sélectionner pour certaines cinématiques un lot d'électrons sur lequel effectuer le calcul d'efficacité : le choix a été fait d'utiliser une même efficacité pour toutes les cinématiques, calculée sur une cinématique non bruitée (cinématique 16). Les valeurs retenues sont donc de 99.94 ± 0.08 % pour l'efficacité du détecteur Čerenkov et 99.98 ± 0.08 % pour l'efficacité des calorimètres.

			Meilleure sélection e^-	
# cin.	efficacité Čerenkov	efficacité calorimètres	efficacité Čerenkov	efficacité calorimètres
16	99.92 ± 0.06	99.93 ± 0.06	99.94 ± 0.08	99.98 ± 0.08
17	99.83 ± 0.22	97.93 ± 0.20	99.87 ± 0.28	98.24 ± 0.26
01	99.94 ± 0.06	99.85 ± 0.06	99.95 ± 0.09	99.98 ± 0.09
03	99.61 ± 0.46	97.20 ± 0.42	99.89 ± 0.65	97.72 ± 0.60
18	99.95 ± 0.13	99.87 ± 0.12	99.95 ± 0.23	99.99 ± 0.22
19	99.82 ± 0.61	99.20 ± 0.60	99.93 ± 0.87	99.85 ± 0.87
20	99.91 ± 0.28	99.70 ± 0.29	99.96 ± 0.49	99.98 ± 0.51
21	99.64 ± 1.04	99.12 ± 0.91	99.88 ± 1.55	99.88 ± 1.36
22	99.46 ± 0.04	99.18 ± 0.03	99.82 ± 0.46	99.95 ± 0.32
23	99.33 ± 0.22	98.85 ± 0.19	99.76 ± 1.26	99.58 ± 1.09
24	99.90 ± 0.10	99.04 ± 0.10	99.94 ± 0.63	99.97 ± 0.62
25	88.12 ± 1.66	95.90 ± 1.56	99.78 ± 6.58	97.52 ± 5.99
26	99.83 ± 0.05	99.10 ± 0.04	99.97 ± 0.55	99.95 ± 0.55
27	98.97 ± 0.88	98.33 ± 0.84	99.78 ± 2.71	99.63 ± 2.71

TAB. 4.1 – Efficacités de détection du détecteur Čerenkov et des calorimètres, moyennées sur chaque cinématique : les deux premières colonnes sont issues d'une sélection des électrons n'utilisant que les calorimètres ou le détecteur Čerenkov ; les dernières colonnes sont obtenues en rejetant les pions restants à partir du temps de coïncidence et de l'énergie manquante.

4.1.2 Efficacité des chambres à fils

Toute la difficulté du calcul de l'efficacité des chambres à fils réside dans la sélection du lot d'événements de départ et dans la définition du critère retenu pour un "bon" fonctionnement d'un plan de fils. Ce critère est caractérisé par le nombre de fils touchés (multiplicité mult) lors du passage de la particule dans le plan considéré : les chambres à fils ont été conçues de telle sorte qu'une particule provenant de la cible (c'est-à-dire traversant un plan de chambre à fils avec une orientation de 45°) déclenche une avalanche au niveau de 5 fils.

L'efficacité intrinsèque des chambres à fils est accessible à travers l'analyse en ligne lors de la prise de données : les efficacités par fil affichent des valeurs voisines de 98 %. L'efficacité d'un fil représente la probabilité qu'un signal ait été détecté sur ce fil lorsque les deux fils adjacents ont été touchés [43] : l'efficacité réelle de fonctionnement est donc plus élevée, les fil adjacents pouvant avoir été touchés par deux particules différentes.

L'efficacité par plan de chambre à fils a été vérifiée dans l'analyse, en utilisant comme critère pour un "bon" fonctionnement d'un plan de chambre à fils un minimum de 3 fils touchés. Le calcul d'efficacité est conduit à partir d'événements ayant déposé un signal significatif dans les autres détecteurs (calorimètres, Čerenkov et scintillateurs) et ayant touché au moins 3 fils dans les 3 autres plans de chambre à fils. L'efficacité par plan de chambre à fils obtenue avoisine les 100 %.

4.1.3 Efficacité de la reconstruction des traces

A partir des informations de chaque plan de chambre (numéro et nombre de fils touchés, temps de dérive associés), le programme de reconstruction de traces d'ESPACE définit deux variables utilisées par la suite pour évaluer la qualité de la détection de l'événement :

- le nombre de *clusters* de chaque plan (cluster) : un *cluster* correspond à un ensemble de fils touchés contigüs.
- le nombre de traces reconstruites (track) : le programme reconstruit une trace à partir des informations d'au moins un plan U et un plan V.

Les informations des chambres à fils ne permettent pas toujours de reconstruire sans ambigité la trace de la particule ayant déclenché le système d'acquisition, en particulier dans le cas des traces multiples. Une première sélection des événements est donc réalisée, suivant les conditions suivantes :

- nombre de fils touchés par plan : $3 < \mathsf{mult} < 9$
- nombre de clusters par plan : $\mathsf{cluster} = 1$
- nombre de trace reconstruite : $\mathsf{track} = 1$.

Il devient alors nécessaire d'évaluer le taux d'événements conservés par l'application de ces coupures : ce taux sera dans la suite appelé efficacité de reconstruction. L'efficacité de reconstruction est évaluée sur deux lots d'événements différents :

- une efficacité globale de reconstruction est calculée sur des événements de coïncidence T5 et permettra de corriger le nombre d'événements 2-bbu final ;
- les efficacités de reconstruction des deux bras de détection (électron et hadron) sont calculées séparément sur des événements simples (T1+T5 ou T3+T5) et seront utilsées lors de la procédure de contrôle de luminosité (partie 4.4).

Une fois de plus, la difficulté réside dans la sélection du lot d'événements initiaux utilisé pour le calcul d'efficacité. Ce lot d'événements de départ doit représenter le plus fidèlement possible les événements sur lesquels sera appliqué le facteur d'efficacité de reconstruction :

- pour l'efficacité globale appliquée sur les événements de type ^{3}He(e,e'p) : rejet des π^- du bras électron par l'utilisation des calorimètres et du détecteur Čerenkov ;
- pour l'efficacité par bras, appliquée sur les événements simples lors du contrôle de luminosité : la seule condition imposée sur ces événements est leur provenance de la

	Efficacités bras électron		Efficacités bras hadron		Efficacité globale
# cin.	ε_e^{track}(T1)	ε_e^{track}(T5)	ε_h^{track}(T3)	ε_h^{track}(T5)	ε^{track}(T5)
16	82.82 ± 0.33	87.06 ± 0.14	89.68 ± 0.31	89.83 ± 0.14	79.38 ± 0.14
17	91.37 ± 0.51	91.50 ± 0.39	87.11 ± 0.17	88.00 ± 0.36	81.12 ± 0.42
01	82.51 ± 4.50	88.58 ± 0.22	88.75 ± 0.38	89.78 ± 0.21	
03	91.01 ± 0.86	91.69 ± 0.74	86.92 ± 0.22	88.40 ± 0.61	81.51 ± 0.83
18	80.81 ± 0.30	89.65 ± 0.19	87.44 ± 0.28	90.24 ± 0.19	82.12 ± 0.22
19	89.75 ± 2.45	91.13 ± 1.29	88.71 ± 0.47	90.84 ± 1.12	83.77 ± 1.37
20	73.05 ± 0.45	88.68 ± 0.86	71.13 ± 0.35	90.51 ± 0.85	82.75 ± 0.92
21	86.88 ± 1.56	91.40 ± 2.25	69.28 ± 0.17	88.82 ± 1.50	83.35 ± 2.68
22	73.74 ± 0.49	73.75 ± 0.14		87.40 ± 0.15	67.55 ± 0.21
23	88.43 ± 0.52	88.58 ± 0.63	87.19 ± 0.35	87.23 ± 0.34	78.75 ± 0.82
24	80.18 ± 0.29	80.46 ± 0.37		88.53 ± 0.38	77.79 ± 0.45
25	90.40 ± 1.10	91.28 ± 5.60		78.02 ± 1.31	78.16 ± 6.72
26	69.78 ± 0.22	70.50 ± 0.17		86.01 ± 0.19	74.95 ± 0.24
27	88.01 ± 0.66	89.28 ± 5.53		84.10 ± 3.12	77.67 ± 5.88

TAB. 4.2 – Efficacités de reconstruction de traces (%) pour les bras électron et hadron calculées sur un lot d'événements simples (ε_e^{track}(T1), ε_h^{track}(T3)) ou en coïncidence (ε_e^{track}(T5), ε_h^{track}(T5)) ; la dernière colonne représente l'efficacité de reconstruction conjuguée des deux bras (ε^{track}(T5)).

cible ; cette coupure n'étant pas indépendante des chambres à fils, aucune contrainte n'est appliquée sur les événements utilisés pour l'efficacité en simple.

Afin de calculer l'efficacité de reconstruction sur des événements ayant déposé un signal dans les chambres, la coupure `track`>0 est appliquée sur tous les événements de départ. A partir de ce lot d'événements, l'efficacité de reconstruction des traces est calculée par la formule suivante :

$$\varepsilon^{track}(\mathrm{Ti}) = \frac{\mathrm{N}^{\mathrm{VDC}}(\mathrm{Ti})}{\mathrm{N}^0(\mathrm{Ti})} \tag{4.1}$$

où ε^{track}(Ti) représente l'efficacité de reconstruction de traces pour les événements de type Ti (i = 1, 3, 5) ; $\mathrm{N}^{\mathrm{VDC}}$(Ti) et N^0(Ti) sont les nombres d'événements de type Ti avec ou sans les coupures de reconstruction définies ci-dessus.

L'efficacité de reconstruction est dans un premier temps calculée pour chaque bras, sur des événements simples T1 ou T3 et de coïncidence T5, donnant lieu à quatre efficacités de reconstruction utilisées lors du suivi des taux en simples (partie 4.4.1) : ε_e^{track}(T1) et ε_e^{track}(T5) pour le bras électron et ε_h^{track}(T3), ε_h^{track}(T5) pour le bras hadron.

L'efficacité globale de reconstruction ε^{track}(T5) appliquée aux données finales est calculée par application des coupures sur les deux bras (après suppression des π^-).

Les résultats figurent dans le tableau 4.2. Les différences entre les efficacités par bras calculées sur des événements simples ou en coïncidence reflètent la qualité des événements sur lesquels seront appliquées ces efficacités : les événements en coïncidence contiennent moins de bruit de fond que les simples. A l'inverse du détecteur Čerenkov et des calorimètres, pour lesquels l'efficacité a été moyennée sur chaque cinématique, l'efficacité de reconstruction correspond à une proportion d'événements conservés par les coupures sur les chambres à fils et cette correction doit être appliquée *run* par *run* aux données concernées : le calcul de l'efficacité de reconstruction est calculée pour chaque *run*, le tableau 4.2 représente l'efficacité obtenue pour le premier *run* de chaque cinématique.

4.1.4 Efficacité du déclenchement de l'acquisition

Ce calcul d'efficacité utilise les événements de type T2 et T4 : ces événements correspondent à des particules ayant déposé un signal soit dans les deux plans de scintillateurs S1 et S2 mais sans la compatibilité avec une trace à 45°, soit dans un scintillateur (S1 ou S2) et dans le détecteur Čerenkov (T2) ou le scintillateur S0 (T4). La sélection des événements de type T2 (resp. T4) qui auraient dû être enregistrés sous forme d'un T1 (resp. T3) ou d'un T5 donne donc accès à l'inefficacité du déclenchement de l'acquisition. Les conditions requises pour déclencher l'acquisition d'un T1 (resp. T3) sont imposées à tous les types d'événements de la manière suivante :

- le passage par les scintillateurs S1 et S2 est imposé par une coupure géométrique sur les positions de la trace reconstruite dans S1 et S2 ;
- la compatibilité avec une trajectoire à 45° est vérifiée en sélectionnant un événement "propre" dans les chambres à fils (coupures définies dans le paragraphe précédent), provenant de la cible (|reactz| <4 cm) ;
- les π^- (resp. π^+, deutons) sont rejetés en utilisant le détecteur Čerenkov et les calorimètres comme détaillés en 4.1.1 (resp. le dépôt d'énergie dans le scintillateur S0).

L'efficacité de déclenchement de l'acquisition est alors définie comme :

$$\varepsilon_{\mathrm{e}}^{\mathrm{trig}} = \frac{\mathrm{S1}^{\mathrm{T1cuts}}}{\mathrm{S1}^{\mathrm{T1cuts}} + \mathrm{S2}^{\mathrm{T1cuts}}} \tag{4.2}$$

$$\varepsilon_{\mathrm{h}}^{\mathrm{trig}} = \frac{\mathrm{S3}^{\mathrm{T3cuts}}}{\mathrm{S3}^{\mathrm{T3cuts}} + \mathrm{S4}^{\mathrm{T3cuts}}} \tag{4.3}$$

où $\mathrm{S1}^{\mathrm{T1cuts}}$ et $\mathrm{S2}^{\mathrm{T1cuts}}$ (resp. $\mathrm{S3}^{\mathrm{T3cuts}}$ et $\mathrm{S4}^{\mathrm{T3cuts}}$) sont les nombres d'événements physiques du bras électron (resp. hadron) de type S1 et S2 (resp. S3 et S4) ayant passé les coupures définies ci-dessus. Ces nombres d'événements physiques sont reliés aux nombres d'événements acquis par les formules suivantes :

$$\varepsilon_{\mathrm{e}}^{\mathrm{trig}} = \frac{\frac{\mathrm{ps1}\cdot\mathrm{T1}^{\mathrm{T1cuts}}}{1-\mathrm{DT(T1)}} + \frac{\mathrm{ps5}\cdot\mathrm{T5}^{\mathrm{T1cuts}}}{1-\mathrm{DT(T5)}}}{\frac{\mathrm{ps1}\cdot\mathrm{T1}^{\mathrm{T1cuts}}}{1-\mathrm{DT(T1)}} + \frac{\mathrm{ps5}\cdot\mathrm{T5}^{\mathrm{T1cuts}}}{1-\mathrm{DT(T5)}} + \frac{\mathrm{ps2}\cdot\mathrm{T2}^{\mathrm{T1cuts}}}{1-\mathrm{DT(T2)}}} \tag{4.4}$$

$$\varepsilon_{\mathrm{h}}^{\mathrm{trig}} = \frac{\frac{\mathrm{ps3}\cdot\mathrm{T3}^{\mathrm{T3cuts}}}{1-\mathrm{DT(T3)}} + \frac{\mathrm{ps5}\cdot\mathrm{T5}^{\mathrm{T3cuts}}}{1-\mathrm{DT(T5)}}}{\frac{\mathrm{ps3}\cdot\mathrm{T3}^{\mathrm{T3cuts}}}{1-\mathrm{DT(T3)}} + \frac{\mathrm{ps5}\cdot\mathrm{T5}^{\mathrm{T3cuts}}}{1-\mathrm{DT(T5)}} + \frac{\mathrm{ps4}\cdot\mathrm{T4}^{\mathrm{T3cuts}}}{1-\mathrm{DT(T4)}}} \tag{4.5}$$

Les ps$i$ sont les facteurs de réduction utilisés lors de l'acquisition, DT(Ti) est le temps mort total associé aux événements de type Ti.

Le calcul d'efficacité est mené pour chaque *run* puis moyenné sur la cinématique : les résultats figurent dans le tableau 4.3. Pour la même raison invoquée pour le calcul d'efficacité des calorimètres et du détecteur Čerenkov (lot d'électrons ou de protons contaminé par du bruit de fond), la solution retenue a été de considérer une seule efficacité de déclenchement pour toutes les cinématiques : les valeurs retenues ont été calculées sur la cinématique 16 : efficacité du bras électron de 99.90 ± 0.16 %, efficacité du bras hadron de 99.73 ± 0.19 %.

# cin.	bras électron	bras hadron
16	99.90 ± 0.16	99.73 ± 0.19
17	99.71 ± 0.26	73.20 ± 0.18
01	99.69 ± 0.17	99.33 ± 0.20
03	99.63 ± 0.42	98.40 ± 0.17
18	99.80 ± 0.23	99.28 ± 0.22
19	99.94 ± 1.86	99.41 ± 0.60
20	99.71 ± 0.20	99.18 ± 0.21
21	99.81 ± 1.08	98.67 ± 0.15
22	99.60 ± 0.21	99.10 ± 0.18
23	99.70 ± 0.19	98.25 ± 0.15
24	99.81 ± 0.10	99.12 ± 0.10
25	99.68 ± 0.38	98.60 ± 0.11
26	99.80 ± 0.07	99.38 ± 0.09
27	99.78 ± 0.14	98.72 ± 0.09

TAB. 4.3 – Efficacité du déclenchement de l'acquisition pour les bras électron et hadron, moyennée sur chaque cinématique.

4.2 Corrections de temps mort

Les temps morts pris en compte dans l'analyse sont de deux types : temps mort électronique (edt) et temps mort de l'acquisition (cdt). Ce sont des laps de temps pendant lesquels l'électronique ou le système d'acquisition ne sont plus en mesure de traiter les évènements entrants.

4.2.1 Temps mort de l'acquisition

Le temps mort de l'acquisition se calcule, pour chaque type d'événements i (i = 1, 5), à partir du nombre d'événements enregistrés Ti, du facteur de réduction psi et des échelles Si associées à ces événements, comme détaillé sur le schéma 4.3.
Le temps mort d'acquisition pour un événement de type i se définit comme :

$$\mathrm{cdt}_i = 1 - \frac{\text{nombre d'événements acquis}}{\text{nombre d'acquisitions potentielles}} \qquad i = 1, 5$$

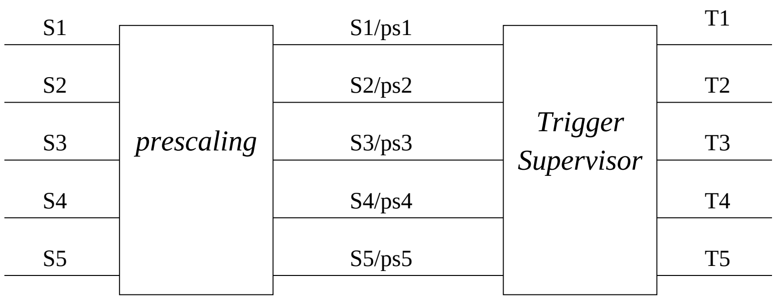

FIG. 4.3 – Définition des notations pour le calcul du temps mort de l'acquisition.

Pour les événements de type T2, T4 et T5, on obtient donc :

$$\mathrm{cdt_i} = 1 - \frac{\mathrm{Ti}}{\frac{\mathrm{Si}}{\mathrm{psi}}} = 1 - \frac{\mathrm{psi\ Ti}}{\mathrm{Si}} \qquad \mathrm{i} = 2, 4, 5 \tag{4.6}$$

Un événement de coïncidence S5 est aussi un événement S1 et S3 (figure 2.20) ; le nombre d'acquisitions potentielles de type S1 ou S3 doit donc être corrigé du nombre d'acquisitions potentielles de type S5. Or, en raison du *prescaling*, le nombre de S1 se présentant au *trigger supervisor* en même temps qu'un S5 (donc enregistré sous forme d'un T5 et non d'un T1) est égal à :

$$\mathrm{S5} \cdot \frac{1}{\mathrm{ps5}} \cdot \frac{1}{\mathrm{ps1}}$$

D'où la formule pour le temps mort d'acquisition :

$$\mathrm{cdt_i} = 1 - \frac{\mathrm{Ti}}{\frac{\mathrm{Si}}{\mathrm{psi}} - \frac{\mathrm{S5}}{\mathrm{ps5 \cdot psi}}} \quad \mathrm{i} = 1, 3 \tag{4.7}$$

$$\mathrm{cdt_i} = 1 - \frac{\mathrm{psi \cdot Ti}}{\mathrm{Si} - \frac{\mathrm{S5}}{\mathrm{ps5}}} \quad \mathrm{i} = 1, 3 \tag{4.8}$$

4.2.2 Temps mort de l'électronique

Le temps mort de l'électronique est dû à la superposition de deux (ou plusieurs) signaux lorsque le taux d'acquisition est trop élevé : un seul signal étant pris en compte, il en résulte une diminution du nombre d'événements enregistrés. La principale source de temps mort est liée à la première MLU permettant de générer le signal logique S-ray caractérisant une trajectoire à 45° (figure 2.20) ; son taux de déclenchement est donc déterminé par la somme des signaux des photomultiplicateurs droits des scintillateurs S1 et S2. Ce temps mort électronique a été étudié par M. Jones et R. Michaels [70] lors de l'expérience suivante E91011 : un pulseur générant un signal de type scintillateur a été introduit dans la chaîne électronique grâce à une porte logique OU avec les lattes 1 des scintillateurs S1 et S2 de chaque bras. Le temps mort a ensuite été calculé à partir du nombre d'événements de type pulseur enregistrés, corrigé du temps mort de l'acquisition et du *prescaling*. L'étude a été menée pour différents taux d'acquisition, modifiés en déplaçant l'un ou l'autre bras : les résultats sont représentés sur la figure 4.4. Une paramétrisation linéaire a ensuite permis d'obtenir la relation suivante :

$$\mathrm{edt}^{\mathrm{i}} = 1.9 \cdot 10^{-4} \cdot \mathrm{R}^{\mathrm{i}} \qquad \mathrm{i} = 1,5 \tag{4.9}$$

où R^1 est le taux de déclenchement (en kHz) du spectromètre électron, R^3 le taux de déclenchement du spectromètre hadron et R^5 est défini comme $\mathrm{R}^5 = \mathrm{R}^1 + \mathrm{R}^3$. Ces taux sont obtenus en sommant les taux d'événements au niveau des 6 lattes des scintillateurs S1 et S2 :

$$\mathrm{R}^1 = 0.613 \cdot \sum_{\mathrm{i}=1,6} (\mathrm{R}_{\mathrm{i}}^{\mathrm{S1e}} + \mathrm{R}_{\mathrm{i}}^{\mathrm{S2e}}) \tag{4.10}$$

$$\mathrm{R}^3 = 0.620 \cdot \sum_{\mathrm{i}=1,6} (\mathrm{R}_{\mathrm{i}}^{\mathrm{S1h}} + \mathrm{R}_{\mathrm{i}}^{\mathrm{S2h}}) - 5.1 \cdot 10^{-5} \cdot (\sum_{\mathrm{i}=1,6} (\mathrm{R}_{\mathrm{i}}^{\mathrm{S1h}} + \mathrm{R}_{\mathrm{i}}^{\mathrm{S2h}}))^2 \tag{4.11}$$

avec $\mathrm{R}_{\mathrm{i}}^{\mathrm{S1e}}$ et $\mathrm{R}_{\mathrm{i}}^{\mathrm{S2e}}$ (resp. $\mathrm{R}_{\mathrm{i}}^{\mathrm{S1h}}$ et $\mathrm{R}_{\mathrm{i}}^{\mathrm{S2h}}$) les taux d'événements en kHz dans le photomultiplicateur droit de la latte i des scintillateurs S1 et S2 du bras électron (resp. hadron).

4.2.3 Temps mort total

Après calcul des temps morts d'acquisition et électronique, le temps mort total DT est défini par :

$$\mathrm{DT} = 1 - (1 - \mathrm{edt}) \cdot (1 - \mathrm{cdt}) \tag{4.12}$$

La correction totale de temps mort à appliquer aux données s'exprime $\frac{1}{1-\mathrm{DT}}$.
Le temps mort a varié entre 3 % et 26 % selon les taux d'acquisitions caractéristiques des différentes cinématiques (tableau 4.4).

4.3 Calcul de la luminosité

Pour chaque cinématique, la luminosité est calculée à partir de la densité, la longueur de la cible et de la charge accumulée. La formule permettant d'obtenir une luminosité intégrée (en cm^{-2}) est donnée ci-dessous :

$$\int \mathcal{L}\,\mathrm{dt} = \sum_{\mathrm{runs}} \frac{\mathrm{Q}}{\mathrm{e}} \cdot \frac{\mathcal{N}_{\mathrm{A}}\,\rho}{\mathrm{A}} \cdot \Delta\mathrm{l}$$

Q : charge totale déposée en Coulomb
$\mathrm{e} = 1.602 \cdot 10^{-19}$ C : charge de l'électron
ρ : densité de la cible en $\mathrm{g} \cdot \mathrm{cm}^{-3}$ (voir 4.4)
$\mathcal{N}_{\mathrm{A}} = 6.022 \cdot 10^{23}$: nombre d'Avogadro
A = 3.016 g : masse atomique de l'^{3}He
Δl : longueur de cible considérée en cm.
L'obtention de la charge et de la densité de la cible est détaillée par la suite ; la longueur de cible est fixée par les coupures faites lors de l'analyse des données et vaut 8 cm.

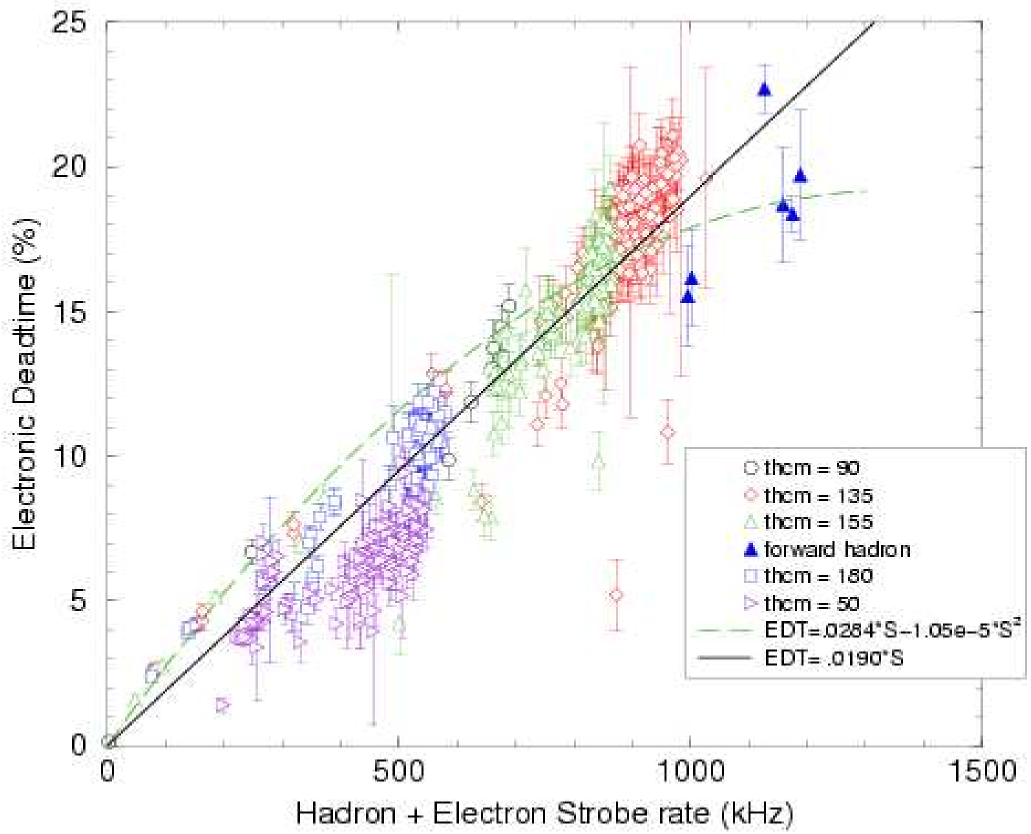

FIG. 4.4 – Temps mort électronique (en %) en fonction du taux global de déclenchement [70].

Calcul de la charge déposée

Le calcul de la charge déposée (en C) est effectué à partir des deux moniteurs de courant (BCM) dont les signaux (signal *upstream* u et signal *downstream* d) sont intégrés à l'aide d'un V-to-F (*Voltage to Frequency*). Celui-ci n'étant pas linéaire sur toute la gamme de courant, les signaux issus des BCM sont amplifiés d'un facteur 3 pour les faibles courants avant d'être dirigés vers les V-to-F.
Pour les intensités $< 80\ \mu A$, on utilise les signaux amplifiés u3 et d3 :

$$Q = \frac{1}{2} \cdot (\frac{u3}{4139} + \frac{d3}{4141}) \cdot 10^{-6} \tag{4.13}$$

Pour les intensités $> 110\ \mu A$, on utilise les signaux non amplifiés u1 et d1 :

$$Q = \frac{1}{2} \cdot (\frac{u1}{1348} + \frac{d1}{1341}) \cdot 10^{-6} \tag{4.14}$$

Pour les intensités intermédiaires, on moyenne sur les deux types de signaux :

$$Q = \frac{1}{4} \cdot (\frac{u3}{4139} + \frac{d3}{4141} + \frac{u1}{1348} + \frac{d1}{1341}) \cdot 10^{-6} \tag{4.15}$$

# cin.	DT(T1)	DT(T3)	DT(T5)
16	17.6 %	16.7 %	20.2 %
17	8.0 %	7.3 %	9.8 %
01	13.1 %	12.6 %	15.0 %
03	5.7 %	7.4 %	10.4 %
18	7.1 %	7.0 %	9.3 %
19	2.3 %	2.4 %	3.3 %
20	3.5 %	4.7 %	6.4 %
21	5.2 %	6.3 %	8.0 %
22	24.2 %	19.3 %	26.5 %
23	8.0 %	9.5 %	11.3 %
24	6.2 %	5.3 %	8.0 %
25	2.8 %	4.6 %	5.2 %
26	14.7 %	15.0 %	18.6 %
27	4.7 %	7.8 %	26.6 %

TAB. 4.4 – Temps mort total (électronique et acquisition) pour les événements simples de type T1 et T3, et de coïncidence de type T5).

Le calcul du courant moyen (en μA) s'effectue à partir du signal `u1` :

$$\mathrm{I} = \frac{\mathrm{u1}}{1348} \cdot \frac{1024}{\mathrm{clock}} \tag{4.16}$$

4.4 Obtention de la densité de la cible

Comme expliqué dans le 2.4, les capteurs de pression et de température disposés le long de la boucle de cryogénie de la cible d'^{3}He ne permettent pas d'obtenir avec suffisamment de précision la densité du gaz (imprécision des capteurs, associée à une méconnaissance de l'équation d'état du gaz dans ces conditions).
Des mesures de section efficace en diffusion élastique $^3\mathrm{He}(\mathrm{e},\mathrm{e}')$ ont donc été prises pour chaque énergie de faisceau quand les spectromètres le permettaient, afin d'extraire la densité de la cible, en se référant à la paramétrisation de la section efficace élastique par A. Amroun *et al* [71]. Ces mesures ont été associées à un contrôle de luminosité basé sur la mesure des taux d'acquisition en simple, afin de surveiller la densité de la cible à l'intérieur d'une cinématique ou lors du passage d'une cinématique à une autre pour des énergies de faisceau identiques.

4.4.1 Définition du taux en simple

Le taux en simple se définit comme le rapport du nombre d'évènements simples provenant de la cible sur la charge accumulée pendant le *run*, corrigé du temps mort et des efficacités.
Les simples correspondent à l'ensemble des évènements détectés dans un spectromètre : évènements T1 <u>et</u> T5 pour les simples du bras électron, évènements T3 <u>et</u> T5 pour les

simples du bras hadron.
Pour sélectionner des évènements provenant de la cible, une coupure sur la position du vertex est appliquée afin de rejeter les évènements issus des parois en aluminium :

- pour les simples du bras électron : |reactz_e| <4 cm
- pour les simples du bras hadron : |reactz_h| <4 cm

Cette coupure impose une bonne reconstruction des évènements et implique donc d'appliquer les coupures usuelles sur les chambres à fils :

- nombre de fils touchés par plan : 3 < mult < 9
- nombre de clusters par plan : cluster = 1
- nombre de trace reconstruite : track = 1

Il est donc nécessaire d'imposer un signal dans les calorimètres et le détecteur Čerenkov, condition liée au calcul d'efficacité de la reconstruction des traces (voir 4.1.3).

La formule utilisée pour le calcul du taux en simples est alors la suivante :

$$\mathrm{Re} = \frac{\mathrm{ps1}\cdot\mathrm{T1}}{\mathrm{Q}\cdot(1-\mathrm{DT}_1)\cdot\varepsilon_{\mathrm{e}}^{\mathrm{track}}(\mathrm{T1})} + \frac{\mathrm{T5}}{\mathrm{Q}\cdot(1-\mathrm{DT}_5)\cdot\varepsilon_{\mathrm{e}}^{\mathrm{track}}(\mathrm{T5})} \tag{4.17}$$

$$\mathrm{Rh} = \frac{\mathrm{ps3}\cdot\mathrm{T3}}{\mathrm{Q}\cdot(1-\mathrm{DT}_3)\cdot\varepsilon_{\mathrm{h}}^{\mathrm{track}}(\mathrm{T3})} + \frac{\mathrm{T5}}{\mathrm{Q}\cdot(1-\mathrm{DT}_5)\cdot\varepsilon_{\mathrm{h}}^{\mathrm{track}}(\mathrm{T5})} \tag{4.18}$$

NB : Les efficacités des détecteurs étant proches de 100 % et considérées comme constantes le long des cinématiques, elles ne sont pas prises en compte dans la définition du taux en simple, celui-ci n'intervenant par ailleurs dans la normalisation qu'en relatif.

4.4.2 Contrôle de luminosité

Le tableau 4.5 présente la succession des cinématiques ayant permis le contrôle de la densité de la cible : 7 cinématiques élastiques ont été nécessaires pour couvrir les 6 énergies de faisceau des 14 cinématiques parallèles. Dans le cas des cinématiques ayant une énergie de faisceau de 4.8 GeV, le spectromètre électron n'a pas permis d'effectuer de mesures en diffusion élastique : sa limitation à 4 GeV/c était incompatible avec une mesure élastique à petit angle de diffusion θ_e (c'est-à-dire dans un domaine en Q^2 où les facteurs de forme sont connus avec suffisamment de précision). Des données élastiques ont donc été prises juste après les cinématiques à 4.8 GeV, à une énergie de faisceau plus faible (644 MeV) et il a été admis qu'à intensité de faisceau égale, la densité à la fin des cinématiques à 4.8 GeV était égale à celle du début des cinématiques élastiques à 644 MeV.

Kin #	Experimental Settings	
Elastic	$E_0 = 842.$	
	Pe = 712.	Ph = 984.
	$\theta_e = 68.42$	$\theta_h = 25.20$
Kin 17	$E_0 = 842.$	
	Pe = 421.	Ph = 984.
	$\theta_e = 95.94$	$\theta_h = 25.20$
...		

Kin #	Experimental Settings	
Kin 17-27	$E_0 = 842.$	
	$Pe = 583.$	$Ph = 984.$
	$\theta_e = 87.39$	$\theta_h = 25.20$
Kin 27	$E_0 = 842.$	
	$Pe = 583.$	$Ph = 683.$
	$\theta_e = 87.39$	$\theta_h = 35.38$
Elastic	$E_0 = 4044.$	
	$Pe = 3919.$	$Ph = 1004.8$
	$\theta_e = 12.56$	$\theta_h = 57.42$
Kin 16	$E_0 = 4044.$	
	$Pe = 3615.$	$Ph = 1004.8$
	$\theta_e = 13.52$	$\theta_h = 57.42$
Kin 16-26	$E_0 = 4044.$	
	$Pe = 3792.$	$Ph = 1004.8$
	$\theta_e = 14.19$	$\theta_h = 57.42$
Kin 26	$E_0 = 4033.$	
	$Pe = 3792.$	$Ph = 684.$
	$\theta_e = 14.19$	$\theta_h = 67.83$
Elastic	$E_0 = 2903.$	
	$Pe = 2856.$	$Ph = 2999.$
	$\theta_e = 15.37$	$\theta_h = 13.39$
Kin 21	$E_0 = 2903.$	
	$Pe = 694.$	$Ph = 2999.$
	$\theta_e = 91.16$	$\theta_h = 13.39$
Kin 21-22	$E_0 = 2903.$	
	$Pe = 2203.$	$Ph = 2999.$
	$\theta_e = 16.44$	$\theta_h = 13.39$
Kin 22	$E_0 = 2903.$	
	$Pe = 2203.$	$Ph = 1295.$
	$\theta_e = 16.44$	$\theta_h = 38.29$
Elastic	$E_0 = 1953.$	
	$Pe = 1944.$	$Ph = 1915.$
	$\theta_e = 13.06$	$\theta_h = 21.66$
Kin 19	$E_0 = 1953.$	
	$Pe = 731.$	$Ph = 1915.$
	$\theta_e = 78.15$	$\theta_h = 21.66$
Kin 19-25	$E_0 = 1953.$	
	$Pe = 433.$	$Ph = 1915.$
	$\theta_e = 81.87$	$\theta_h = 21.66$
Kin 25	$E_0 = 1953.$	
	$Pe = 433.$	$Ph = 2229.$
...		

Kin #	Experimental Settings	
	θ_e = 81.87	θ_h = 12.8
Kin 13	E_0 = 4803.	
	Pe = 3966.	Ph = 1373.
	θ_e = 16.37	θ_h = 69.79
Kin 13-18	E_0 = 4803.	
	Pe = 3581.	Ph = 1373.
	θ_e = 20.89	θ_h = 69.79
Kin 18	E_0 = 4803.	
	Pe = 3851.	Ph = 1915.
	θ_e = 20.89	θ_h = 41.26
Kin 18-20	E_0 = 4803.	
	Pe = 2593.	Ph = 1915.
	θ_e = 33.30	θ_h = 41.26
Kin 20	E_0 = 4803.	
	Pe = 2593.	Ph = 2999.
	θ_e = 33.30	θ_h = 28.44
Kin 20-24	E_0 = 4803.	
	Pe = 3283.	Ph = 2999.
	θ_e = 17.41	θ_h = 28.44
Kin 24	E_0 = 4803.	
	Pe = 3283.	Ph = 2229.
	θ_e = 17.41	θ_h = 30.86
Elastic	E_0 = 649.	
	Pe = 621.5	Ph = 1089.
	θ_e = 41.20	θ_h = 19.89
Elastic	E_0 = 644.	
	Pe = 630.9	Ph = 1089.
	θ_e = 24.5	θ_h = 19.89
Elastic	E_0 = 1257.	
	Pe = 1144.	Ph = 1473.
	θ_e = 42.46	θ_h = 19.89
Kin 6	E_0 = 1257.	
	Pe = 417.	Ph = 1473.
	θ_e = 118.7	θ_h = 19.89
Kin 3	E_0 = 1257.	
	Pe = 417.	Ph = 1480.
	θ_e = 118.7	θ_h = 14.13
Kin 23	E_0 = 1254.	
	Pe = 554.	Ph = 1295.
	θ_e = 51.45	θ_h = 25.52
Elastic	E_0 = 1254.	
...		

Kin #	Experimental Settings	
	Pe = 1243.	Ph = 1295.
	$\theta_e = 20.57$	$\theta_h = 25.52$

TAB. 4.5: Succession des cinématiques permettant le contrôle de la luminosité des cinématiques parallèles de l'expérience E89-044.

Le passage entre une cinématique notée k01 et une cinématique notée k02 est réalisé en trois étapes :
- réglage des bras électron et hadron sur la cinématique k01, mesure du taux en simples du bras hadron Rh_1^{01} ;
- réglage du bras électron sur la cinématique k02 et du bras hadron sur la cinématique k01, mesure du taux en simples dans le bras électron Re_1^{02} et le bras hadron Rh_2^{01}
- réglage du bras hadron sur la cinématique k02 et du bras électron sur la cinématique k02, mesure du taux en simples du bras électron Re_2^{02}.

La densité ρ^{02} de la cible pour la cinématique k02 se déduit de la densité ρ^{01} pour la cinématique k01 par la relation :

$$\rho^{02} = \frac{\mathrm{Re}_2^{02}}{\mathrm{Re}_1^{02}} \cdot \frac{\mathrm{Rh}_2^{01}}{\mathrm{Rh}_1^{01}} \cdot \rho^{01} \tag{4.19}$$

A l'intérieur d'une même cinématique, le contrôle de densité s'effectue par l'intermédiaire du bras électron.

4.4.3 Densité de la cible

A ce jour, l'analyse des cinématiques élastiques n'a pas encore été réalisée et les densités utilisées pour normaliser les sections efficaces quasi-élastiques en cinématique parallèle sont issues d'un calcul à partir des capteurs de température et de pression. Différentes comparaisons à des densités issues du contrôle de luminosité ont toutefois été menées, quand cela était possible, afin d'évaluer la précision de la densité issue des capteurs.

Densités issues des capteurs de température et de pression

Le tableau 4.6 rassemble les densités obtenues à partir des données des capteurs de température et de pression pour les premiers *runs* de chaque cinématique. La température de la cible retenue correspond à la moyenne des capteurs CT96 et CT97, la pression est donnée par le capteur PT267. Au cours du mois de décembre 1999, pendant lequel ont été prises les données des cinématiques 16, 17, 26 et 27, le capteur de pression présentait une dérive en temps : la valeur de la pression a été fixée à 112 psi soit 7.6 atm.

Densités issues du contrôle de luminosité

A partir du tableau 4.5, on peut remarquer que la densité de la cible de certaines cinématiques parallèles se déduit de la densité de la cible de la cinématique précédente. C'est le cas pour les cinématiques de même énergie de faisceau :

# cin.	# run	T (K)	P (atm)	densité (g.cm^{-3})
16	1546	6.298	7.621	0.05536
17	1349	6.293	7.621.	0.05542
01	2120	6.291	8.032	0.05764
03	2666	6.294	11.350	0.07067
18	2420	6.297	10.841	0.06904
19	1961	6.315	11.258	0.07019
20	2429	6.294	10.843	0.06908
21	1851	6.294	11.360	0.07071
22	1872	6.294	11.342	0.07065
23	3012	6.288	11.204	0.07028
24	2452	6.286	10.796	0.06902
25	1974	6.293	11.314	0.07057
26	1570	6.293	7.621	0.05543
27	1435	6.293	7.621	0.05542

TAB. 4.6 – Température, pression et densité de la cible d'^{3}He du premier *run* de chaque cinématique.

- 17 et 27
- 16 et 26
- 21 et 22
- 19 et 25
- 18, 20 et 24

Il est possible d'étudier la fidélité des capteurs de température et de pression en comparant la densité de la cible obtenue à partir des capteurs à celle obtenue par le contrôle de luminosité à partir de la cinématique précédente. Le tableau 4.7 présente les résultats d'une telle étude comparative, menée sur les 6 cinématiques citées ci-dessus (les notations font référence à la formule 4.19).
Ces résultats permettent d'évaluer l'erreur systématique attribuée aux densités issues des capteurs de température et de pression : une erreur absolue de 7 % est retenue.

k01	k02	ρ^{02}_{lum}	ρ^{02}_{PT}	$\lvert 1-\rho_{\mathrm{lum}}/\rho_{\mathrm{PT}}\rvert$
17	27	0.05555	0.05542	0.2 %
16	26	0.05355	0.05543	3.4 %
21	22	0.06607	0.07065	6.5 %
19	25	0.07836	0.07057	11.0 %
18	20	0.06535	0.06908	5.4 %
20	24	0.06951	0.06902	0.7 %

TAB. 4.7 – Tableau comparatif de la densité de la cible (g.cm^{-3}) obtenue en utilisant le contrôle de luminosité (ρ^{02}_{lum}) ou les capteurs de pression et de température (ρ^{02}_{PT}) ; la dernière colonne représente l'écart relatif (en %) entre les deux densités.

Stabilité de la densité de la cible

A l'intérieur d'une cinématique, la densité de la cible est obtenue par le contrôle du taux en simples du bras électron. La figure 4.5 illustre l'obtention de la densité de la cible pour tous les *runs* de la cinématique 26 en normalisant le premier *run* à l'aide des capteurs de température et de pression.
Le tableau 4.8 montre les variations maximales de densité enregistrées à l'intérieur de chaque cinématique par rapport à la densitḿoyenne. La deuxième colonne donne l'écart maximal par rapport à la densité obtenue à partir des capteurs de température et de pression.

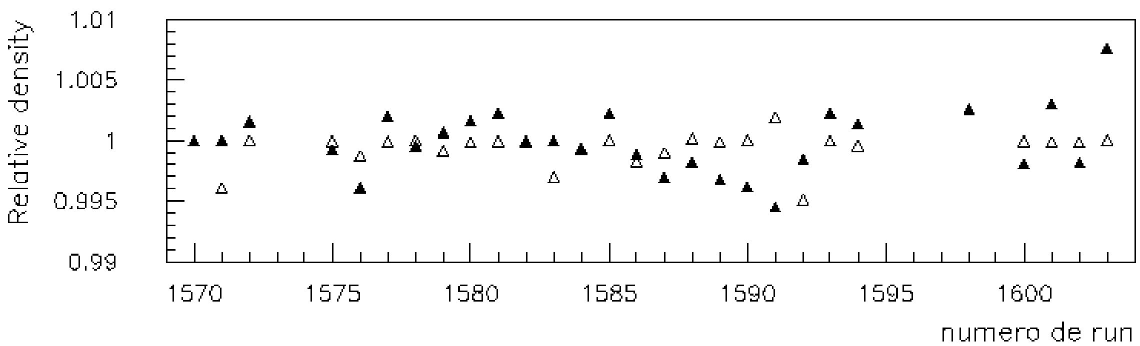

FIG. 4.5 – Densité de la cible pour les *runs* de la cinématique 26, divisée par la densité du premier *run* obtenue par les capteurs de température et de pression. Les triangles noirs représentent la densité relative issue du contrôle des taux en simples du bras électron, les triangles ouverts représentent la densité obtenue à partir des capteurs de température et de pression.

4.5 Procédure de normalisation des données

En résumé, la procédure de normalisation de la section efficace requiert, pour chaque *run*, les étapes suivantes :

- calcul des efficacités des détecteurs pour les événements de type T5 (afin de vérifier le bon fonctionnement des détecteurs) : $\varepsilon_{\mathrm{e}}^{\mathrm{trig}}$, $\varepsilon_{\mathrm{h}}^{\mathrm{trig}}$, $\varepsilon^{\mathrm{Cer}}$ et $\varepsilon^{\mathrm{shower}}$.
  L'efficacité retenue pour l'ensemble des détecteurs vaut : $\varepsilon^{\mathrm{det}} = 99.55 \pm 0.27$ %.
- calcul de l'efficacité de la reconstruction de traces pour les événements de type T1, T3 et T5 : $\varepsilon_{\mathrm{e}}^{\mathrm{track}}(\mathrm{T1})$, $\varepsilon_{\mathrm{e}}^{\mathrm{track}}(\mathrm{T5})$, $\varepsilon_{\mathrm{h}}^{\mathrm{track}}(\mathrm{T3})$, $\varepsilon_{\mathrm{h}}^{\mathrm{track}}(\mathrm{T5})$, $\varepsilon^{\mathrm{track}}(\mathrm{T5})$.
- calcul du temps mort total pour les événements de type T1, T3 et T5 : DT(T1), DT(T3), DT(T5)
- calcul de la charge Q
- calcul du taux en simple Re du bras électron :

# cin.	fluctuation maximale	écart max.par rapport ρ_{PT}
16	0.6 ± 0.6 %	0.7 ± 0.4%
17	2.2 ± 0.5 %	2.9 ± 0.2 %
01	0.5 ± 0.4 %	0.8 ± 0.4 %
03	0.2 ± 0.7 %	0.5 ± 0.7 %
18	0.4 ± 0.3 %	0.6 ± 0.3 %
19	0.6 ± 3.1 %	1.2 ± 1.1 %
20	1.5 ± 1.0 %	3.0 ± 0.3 %
21	3.0 ± 1.4 %	3.4 ± 1.4 %
22	2.5 ± 2.3 %	2.1 ± 2.3 %
23	1.0 ± 0.5 %	1.0 ± 0.4 %
24	0.8 ± 0.6 %	6.3 ± 0.6 %
25	3.6 ± 1.0 %	4.0 ± 1.0 %
26	0.8 ± 0.7 %	1.8 ± 0.3 %
27	2.3 ± 1.6 %	5.3 ± 0.6 %

TAB. 4.8 – Fluctuation maximale de la densité de la cible et écart maximal par rapport à la densité issue des capteurs ρ_{PT}, à l'intérieur de chaque cinématique parallèle .

$$\mathrm{Re} = \frac{\mathrm{ps1}\cdot\mathrm{T1}}{\mathrm{Q}\cdot(1-\mathrm{DT}_1)\cdot\varepsilon_{\mathrm{e}}^{\mathrm{track}}(\mathrm{T1})} + \frac{\mathrm{T5}}{\mathrm{Q}\cdot(1-\mathrm{DT}_5)\cdot\varepsilon_{\mathrm{e}}^{\mathrm{track}}(\mathrm{T5})} \tag{4.20}$$

$$\tag{4.21}$$

Il est alors possible de calculer le coefficient de normalisation de la cinématique :

$$\mathcal{N}\mathrm{orm} = \sum_{\mathrm{i}=1}^{\mathrm{Nruns}} \frac{\mathrm{Q_i}}{\mathrm{e}}\cdot\Delta\mathrm{l}\cdot(1-\mathrm{DT_i}(\mathrm{T5}))\cdot\varepsilon^{\mathrm{det}}\cdot\varepsilon_{\mathrm{i}}^{\mathrm{track}}(\mathrm{T5})\cdot\frac{\mathcal{N}_{\mathrm{A}}}{\mathrm{A}}\cdot\frac{\mathrm{Re_i}}{\mathrm{Re_{ref}}}\rho_{\mathrm{ref}} \tag{4.22}$$

où la longueur de cible $\Delta\mathrm{l}$ considérée vaut 8 cm, $\mathrm{Re_{ref}}$ et ρ_{ref} sont le taux en simple et la densité du premier *run* de la cinématique issus de la normalisation des données élastiques. Les coefficients de normalisation utilisés pour la simulation sont donnés dans le tableau 4.9.

# cin.	$\mathcal{N}$orm
16	$1.03 \cdot 10^{41}$
17	$3.03 \cdot 10^{41}$
01	$4.79 \cdot 10^{41}$
03	$4.85 \cdot 10^{41}$
18	$4.82 \cdot 10^{41}$
19	$3.18 \cdot 10^{41}$
20	$12.67 \cdot 10^{41}$
21	$9.35 \cdot 10^{41}$
22	$20.16 \cdot 10^{41}$
23	$23.72 \cdot 10^{41}$
24	$38.13 \cdot 10^{41}$
25	$35.26 \cdot 10^{41}$
26	$9.68 \cdot 10^{41}$
27	$37.06 \cdot 10^{41}$

TAB. 4.9 – Coefficients de normalisation (cm^{-2}) des cinématiques parallèles.

Chapitre 5

Analyse des données et simulation

Ce chapitre détaille toutes les étapes de l'analyse des données puis de la simulation Monte-Carlo mises en œuvre dans l'étude de la désintégration à deux corps ^{3}He(e,e′p)d des cinématiques parallèles.
L'obtention des sections efficaces et la présentation des résultats seront abordés dans le chapitre 6.

5.1 Analyse des données expérimentales

5.1.1 Préliminaires

Les données enregistrées pendant l'expérience de décembre 1999 à avril 2000 ont été copiées au Jefferson Laboratory sur bandes magnétiques afin d'être rapatriées au laboratoire de Grenoble. Les données relatives aux cinématiques parallèles et aux cinématiques élastiques ont alors été stockées sur les disques durs : l'ensemble de ces données représente 450 Go. Un site internet a été réalisé [72], permettant d'associer à chaque cinématique ses principales variables (énergie de faisceau, réglages des spectromètres, transfert d'énergie...), ses numéros de runs, l'emplacement des données sur les bandes magnétiques et les commentaires relevés en cours d'expérience.

Après avoir calibré les détecteurs et optimisé les tenseurs optiques des spectromètres (voir chapitre 3), tous les fichiers d'entrée du logiciel d'analyse (*header files*) ont été complétés. Les paragraphes ci-dessous détaillent la façon dont ont été obtenus leurs principaux paramètres : énergie de faisceau et pertes d'énergie.

Energie de faisceau

Le tableau 5.1 rassemble tous les résultats de mesures de l'énergie de faisceau réalisées avec les dispositifs Arc et ep pendant la prise de données : les deux dispositifs ont donné des résultats compatibles à l'intérieur des barres d'erreur avec des écarts inférieurs à 10^{-3}. Il a été décidé de prendre pour énergie de faisceau les mesures du dispositif Arc en raison de mesures défaillantes pour le dispositif ep à 4 GeV.

# cin.	Arc (MeV)	ep (MeV)
16	4035.9 ±0.8	
17	842.6 ±0.2	843.1 ±0.2
01	4806.8 ±9	4807.9 ±2.7
03	1255.0 ±2	1255.45 ±29
18	4806.8 ±9	4807.9 ±2.7
19	1954.8 ±4	1955.58 ±43
20	4806.8 ±9	4807.9 ±2.7
21	2906.3 ±6	2902.19 ±46
22	2906.3 ±6	2902.19 ±46
23	1255.3 ±2	1255.31 ±49
24	4806.8 ±9	4807.9 ±2.7
25	1954.8 ±4	1955.58 ±43
26	4035.9 ±0.8	
27	842.6 ±0.2	843.1 ±0.2

TAB. 5.1 – Energies de faisceau (MeV) mesurées par les dispositifs Arc et ep au cours de l'expérience E89-044.

Pertes d'énergie

Le logiciel ESPACE calcule événement par événement les pertes d'énergie dans l'^{3}He et dans les murs de la cible (0.33 mm d'aluminium) [73, 74] : celles-ci dépendent effectivement de la position du vertex et des angles de diffusion des particules. La densité de la cible extraite des capteurs de température et de pression est suffisamment précise pour ce calcul de pertes d'énergie et les petites variations de densité éventuelles à l'intérieur d'une cinématique peuvent être négligées. La densité de la cible a donc été calculée à partir des données des capteurs du premier *run* de chaque cinématique.

La chambre de diffusion ayant un diamètre élevé par rapport à la longueur de la cible (1 m), on peut en revanche considérer que les pertes d'énergie dans ses parois et au-delà sont identiques pour tous les évènements de la cinématique : leur valeur figure dans le *header file*. Cette approximation est d'autant plus valable que les particules sortantes ont des impulsions définies à ±5% autour de l'impulsion centrale des spectromètres. Pour le faisceau, débouchant directement à l'intérieur de la chambre de réaction, aucune perte d'énergie n'est à prendre en compte. Les pertes d'énergie des particules diffusées dépendent du type de particule (électron ou proton) et sont calculées pour les matériaux suivants :

– fenêtre de la chambre de réaction : 0.40 mm d'aluminium
– couche d'air entre la chambre de réaction et le spectromètre : 29 cm
– fenêtre d'entrée du spectromètre : 0.18 mm de kapton.

Les pertes d'énergie de l'électron diffusé sont de l'ordre de 0.35 MeV et celles du proton varient de 0.25 à 0.55 MeV selon l'impulsion du nucléon.

Après vérification de l'adéquation de la *database* pour la cinématique considérée et le positionnement absolu des spectromètres à partir des runs de carbone (*pointing*), les données sont analysées par le logiciel ESPACE.

5.1.2 Rejet du bruit de fond

La première étape de l'analyse proprement dite des données consiste à rejeter les événements constituant le bruit de fond afin de sélectionner les coïncidences de type $^3\mathrm{He}(\mathrm{e},\mathrm{e}'\mathrm{p})$.

Les événements en coïncidence sont sélectionnés par l'intermédiaire du type d'événements : seuls les T5 sont conservés. La coïncidence est étudiée à partir de la variable tc_cor définie comme le temps écoulé entre l'arrivée de la particule du bras électron et celle de la particule du bras hadron dans les scintillateurs S2. Ce temps de coïncidence est corrigé des retards liés à l'électronique ainsi que de la dispersion en temps due à la gamme d'impulsion des particules : ces corrections permettent d'obtenir une résolution temporelle de l'ordre de 1 ns, comme illustré sur la figure 5.1. La coïncidence est alors limitée à une fenêtre en temps de ± 6 ns autour de la valeur centrale du pic de coïncidence, ce qui est un bon compromis entre un rejet des coïncidences fortuites et la prise en compte d'une résolution finie (voir figure 5.2). Le taux d'évènements conservés par cette coupure varie de 1 % à 4 % pour les cinématiques à $p_{miss} = 0$ MeV/c et de 67 % à 87 % pour les cinématiques à $p_{miss} = 300$ MeV/c. La suppression des coïncidences fortuites encore présentes sous le pic à l'intérieur de la fenêtre en coïncidence sélectionnée est détaillée dans la partie 5.1.5.

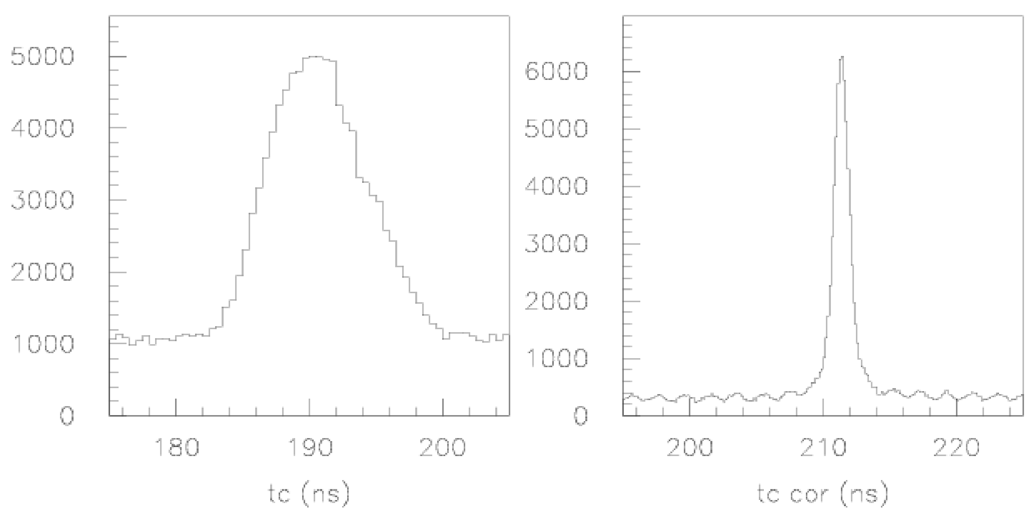

FIG. 5.1 – Spectres du temps de coïncidence brut tc et corrigé tc_cor pour la cinématique 24. Les corrections de dispersion permettent d'obtenir une résolution de 0.6 ns sur tc_cor à partir du spectre brut tc présentant une résolution de 3.7 ns : cette amélioration de la résolution permet aussi de distinguer la structure du faisceau avec des paquets d'électrons distants de 2 ns.

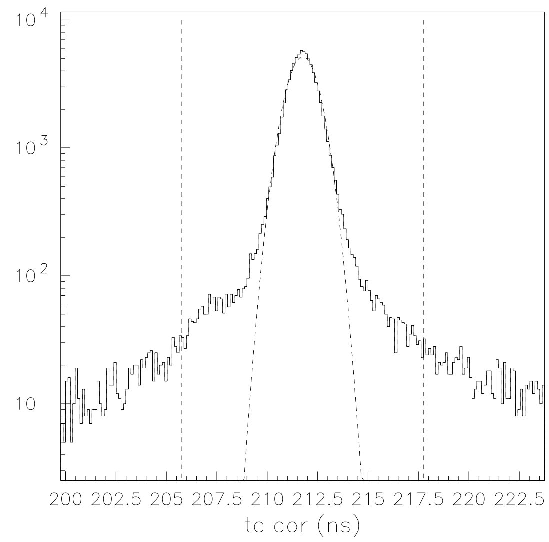

FIG. 5.2 – Définition de la coupure sur le spectre en temps de coïncidence corrigé tc_cor pour la cinématique 18 : le fit gaussien permet de juger de la valeur de la résolution ($\sigma = 0.6$ ns) et de vérifier que la largeur de la fenêtre est suffisante par rapport à cette résolution.

La sélection des électrons utilise les deux calorimètres et le détecteur Čerenkov ; en imposant la présence d'un signal dans ces détecteurs, les pions π^- sont rejetés. Dans le logiciel ESPACE, cette contrainte se traduit par les coupures suivantes :
- preshower + shower < 100 GeV
- Cerenkov < 100000 canaux.

Les figures 5.3 et 5.4 illustrent cette sélection des électrons en montrant l'effet du détecteur Čerenkov sur un spectre des calorimètres et l'effet conjugué des trois détecteurs sur un spectre de temps de coïncidence.

Pour s'assurer que les événements proviennent bien d'une diffusion sur l'^{3}He, une coupure est effectuée sur la position du vertex d'interaction : la variable (reactz) reconstruite dans le bras permettant la meilleure résolution en position est limitée à ± 4 cm. Une cohérence au niveau de la reconstruction du vertex est aussi requise entre les deux bras, afin de s'assurer que les deux vertices reconstruits indépendamment correspondent à la même réaction ; cette coupure permet donc d'éliminer des coïncidences fortuites (figure 5.6) :
- |reactz| < 4 cm
- |reactz_e - reactz_h| < 2 cm.

La figure 5.5 représente les trois variables reactz_e, reactz_e - reactz_h et reactz_h pour la cinématique 23 dans laquelle la coupure sur la position du vertex est faite au niveau du bras hadron. Elle permet de vérifier que la résolution obtenue sur reactz_e - reactz_h est bien supérieure à l'exigence de cohérence à ± 2 cm.

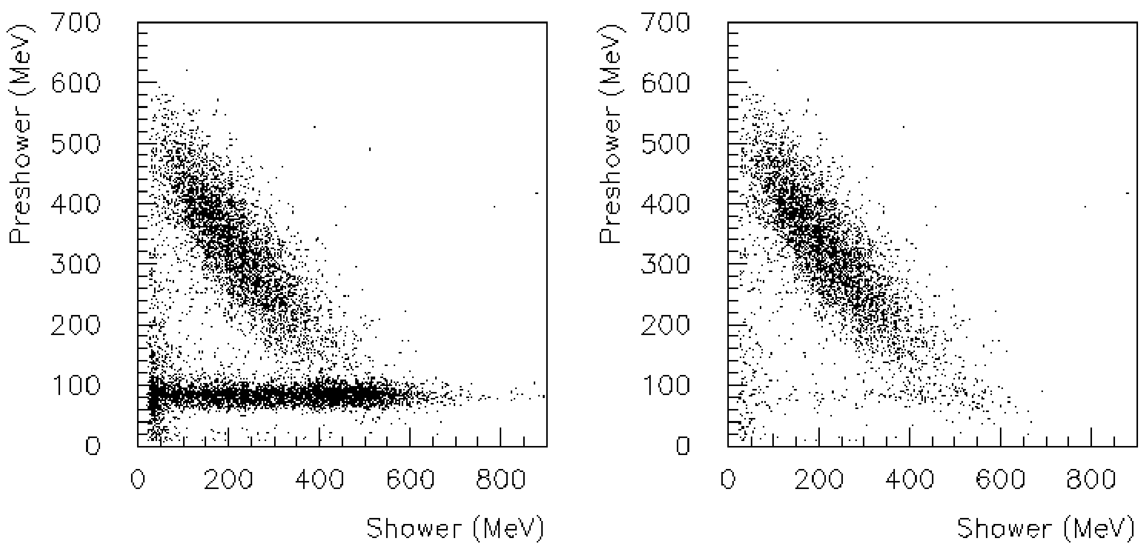

FIG. 5.3 – Effet de l'exigence d'un signal dans le détecteur Čerenkov sur le spectre bidimensionnel preshower fonction de shower pour la cinématique 23.

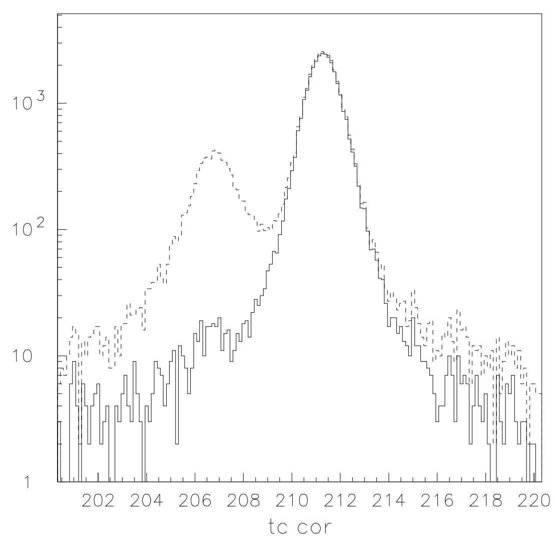

FIG. 5.4 – Sélection des électrons par l'intermédiaire du détecteur Cerenkov et des calorimètres : spectre en temps de coïncidence tc_cor pour la cinématique 03 avant et après réjection des π^-.

Ces coupures au niveau de variables reconstruites à partir des trajectoires dans les chambres à fils sont faites sur des événements propres au niveau des chambres : les coupures définies en 4.1.3 et permettant la sélection de tels évènements sont donc préalablement appliquées dans chaque bras :

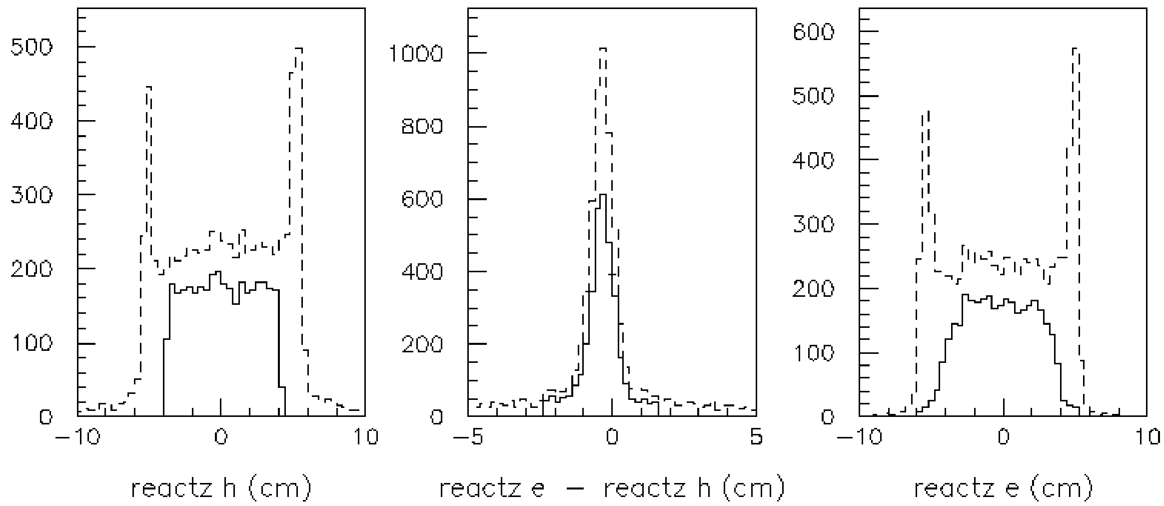

FIG. 5.5 – Spectres des variables reactz_e, reactz_e - reactz_h et reactz_h, avant et après les coupures : |reactz_h| < 4 cm et |reactz_e - reactz_h| < 2 cm pour la cinématique 23.

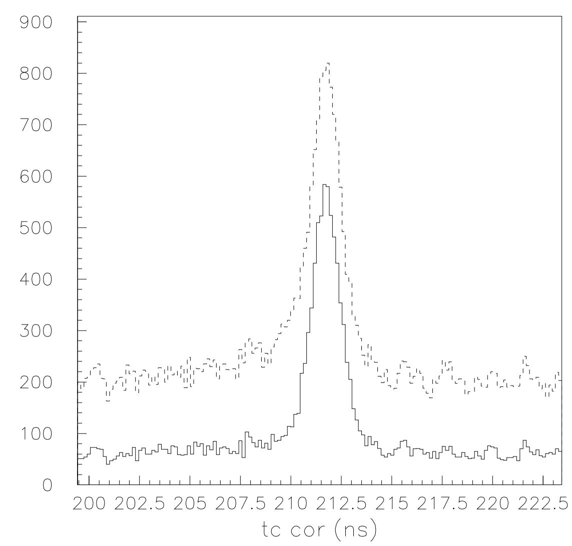

FIG. 5.6 – Mise en évidence sur un spectre en temps de coïncidence tc_cor de la suppression d'une partie des fortuites par coupure sur la différence des vertices reconstruits dans chacun des bras : |reactz_e - reactz_h| < 2 cm (cinématique 26).

- nombre de fils touchés : 3 < mult < 9
- nombre de cluster : clus = 1
- nombre de traces : track = 1.

5.1.3 Sélection de la cinématique parallèle

Définition

Les notations sont définies sur la figure 5.7.
La cinématique parallèle implique un deuton de recul parallèle (ou anti-parallèle) au photon virtuel : $\overrightarrow{\mathrm{p_{miss}}}//\vec{\mathrm{q}}$. Or, l'élément de l'espace de phase $\mathrm{d}\Omega_{\mathrm{p}}$ exprimé en coordonnées sphériques autour de l'axe défini par le photon virtuel peut s'écrire : $\sin\theta_{\mathrm{pq}}\ \mathrm{d}\theta_{\mathrm{pq}}\ \mathrm{d}\Phi$, c'est-à-dire qu'il tend vers 0 en configuration parallèle.
Pour pouvoir mesurer une section efficace en cinématique parallèle, il est donc nécessaire d'ouvrir l'acceptance en définissant pour le vecteur $\overrightarrow{\mathrm{p_{miss}}}$ un cône d'ouverture donnée autour du photon virtuel. En raison de l'expression de l'espace de phase, un compromis est à trouver entre une configuration la plus parallèle possible (ouverture du cône inférieure à 60°) et une statistique la plus élevée possible (grande ouverture du cône conduisant à un grand espace de phase : $\theta_{\mathrm{bq}} > 30°$). L'angle d'ouverture choisi est de 45° :

– configuration parallèle : $\overrightarrow{\mathrm{p_{miss}}}$ est orienté dans le même sens que $\vec{\mathrm{q}}$.

$$\theta_{\mathrm{bq}} < 45° \Rightarrow \mathrm{p_{miss}} > 0$$

– configuration anti-parallèle : $\overrightarrow{\mathrm{p_{miss}}}$ est orienté dans le sens opposé à $\vec{\mathrm{q}}$.

$$\theta_{\mathrm{bq}} > 135° \Rightarrow \mathrm{p_{miss}} < 0$$

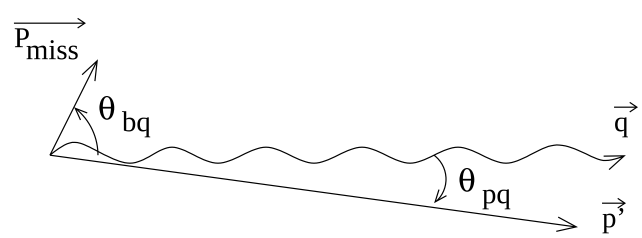

FIG. 5.7 – Définition des angles polaires θ_{pq} et θ_{bq} dans le plan hadronique.

Pour les cinématiques à $\mathrm{p_{miss}} = 0$ MeV/c, où toutes les configurations (parallèles et perpendiculaires) sont possibles (figure 5.8), une coupure à 45 ou 135° est placée sur l'angle θ_{bq} ; pour les cinématiques à $\mathrm{p_{miss}} = \pm 300$ MeV/c, l'acceptance des spectromètres limite naturellement le domaine de θ_{bq} autour de la configuration parallèle sélectionnée par le réglage des spectromètres : aucune coupure n'est nécessaire.

Contribution des termes d'interférence

L'intérêt d'une cinématique parallèle est de s'affranchir des termes d'interférence σ_{LT} et σ_{TT} ; mais en ouvrant l'espace de phase à des configurations non parallèles, ces termes d'interférence réapparaissent, proportionnellement à $\sin\theta_{\mathrm{pq}}$ et $\sin^2\theta_{\mathrm{pq}}$.
L'expression de $\sin\theta_{\mathrm{pq}}$ peut se mettre sous la forme :

$$\sin\theta_{\mathrm{pq}} = \sin\theta_{\mathrm{bq}} \cdot \frac{\mathrm{p_{miss}}}{\mathrm{p'}} \tag{5.1}$$

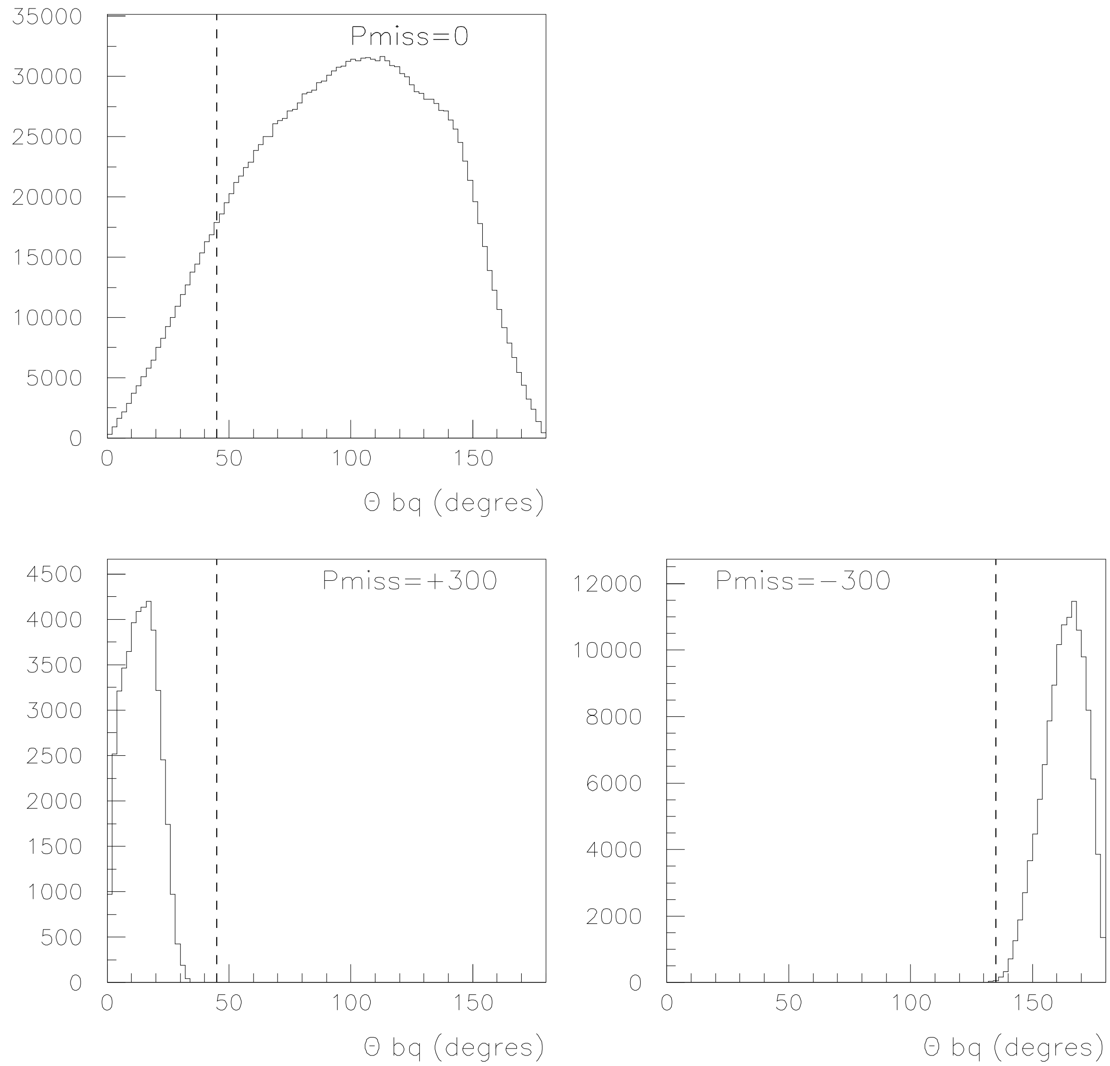

FIG. 5.8 – Distribution de l'angle polaire θ_{bq} entre le deuton de recul et le photon virtuel pour les cinématiques 16 et 22.

Pour les données en cinématique parallèle à $\mathrm{p_{miss}} = 0$ MeV/c, $\mathrm{p_{miss}}$ étant inférieur à 120 MeV/c et le proton diffusé ayant une impulsion $\mathrm{p'}$ supérieure à 1 GeV/c, on peut écrire que $\mathrm{p_{miss}} \ll \mathrm{p'}$. Pour les données à $\mathrm{p_{miss}} = 300$ MeV/c, l'angle de recul θ_{bq} est limité à 15° et $\mathrm{p'}$ est toujours deux fois supérieur à $\mathrm{p_{miss}}$, d'où $\sin\theta_{\mathrm{pq}} \ll 1$. Les distributions de θ_{pq} affichent en effet des valeurs maximales inférieures à 10° (figure 5.9). Les termes d'interférence sont donc petits mais non négligeables. En revanche, l'intégration de la section efficace sur l'angle hors plan Φ permet de faire disparaître la contribution des termes

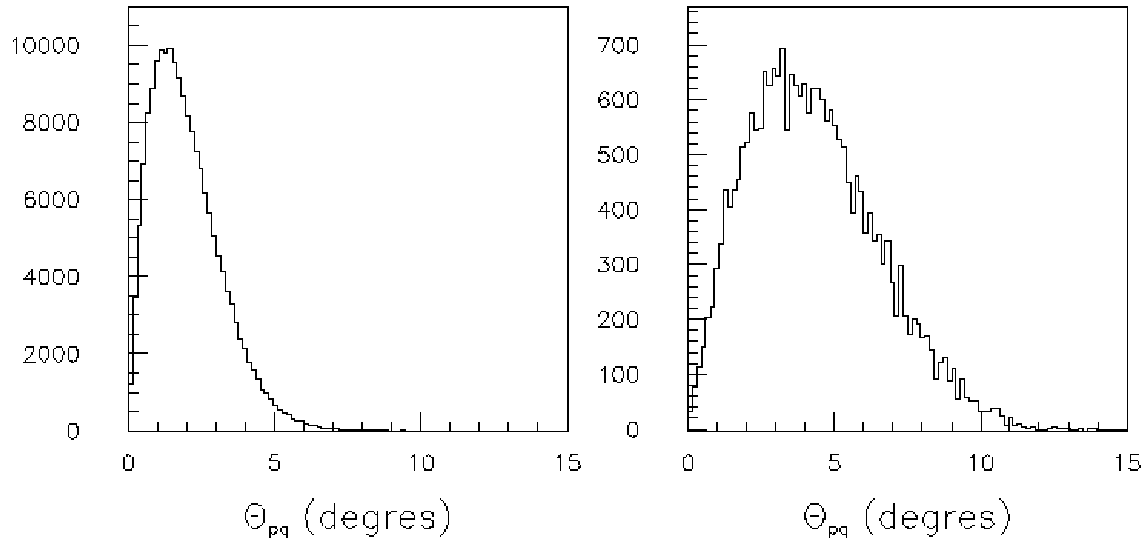

FIG. 5.9 – Distribution de l'angle polaire θ_{pq} entre le proton diffusé et le photon virtuel pour les cinématiques 16 et 22.

d'interférence, pondérés par les coefficients cinématiques cosΦ et cos2Φ :

$$\sigma = \Gamma \cdot (\sigma_{\mathrm{T}} + \varepsilon\ \sigma_{\mathrm{L}} + \varepsilon\ \sigma_{\mathrm{TT}}\ \cos 2\Phi + \sqrt{\varepsilon(\varepsilon+1)}\ \sigma_{\mathrm{LT}}\ \cos\Phi) \tag{5.2}$$

La sélection rigoureuse d'une cinématique parallèle doit donc s'accompagner d'une acceptance homogène en Φ.

Pour les cinématiques à $\mathrm{p_{miss}} = 0$ MeV/c, les événements de grande impulsion manquante poussent en configuration perpendiculaire uniquement (en parallèle, $\mathrm{p_{miss}}$ est limitée par l'acceptance en impulsion des spectromètres : $\mathrm{p_{miss}} \sim \mathrm{q} - \mathrm{p}'$) ; l'acceptance angulaire des spectromètres (faces d'entrée rectangulaires et verticales) favorise l'existence de tels événements pour des angles hors-plan Φ de ±90°. La coupure en θ_{bq} venant supprimer les événements de configuration perpendiculaire, seuls les premiers intervalles en impulsion manquante (< 50 MeV/c) présentent une distribution plate en Φ (suppression des grandes impulsions manquantes peuplant les intervalles en Φ autour de ±90°, comme illustré sur la figure 5.10).

Pour les cinématiques à $\mathrm{p_{miss}} = \pm 300$ MeV/c, toutes les impulsions manquantes autorisées par l'acceptance en impulsion des spectromètres sont en configuration parallèle : les événements d'angle $\Phi = \pm 90°$ sont alors majoritaires (figure 5.11).

La section efficace ne peut alors plus être interprétée sous la forme

$$\sigma = \Gamma \cdot (\sigma_{\mathrm{T}} + \varepsilon\ \sigma_{\mathrm{L}}). \tag{5.3}$$

5.1.4 Distribution en impulsion manquante

La grande acceptance en impulsion des spectromètres (±4.5 %) autorise une large gamme de transfert d'énergie ainsi qu'une couverture en impulsion manquante élevée

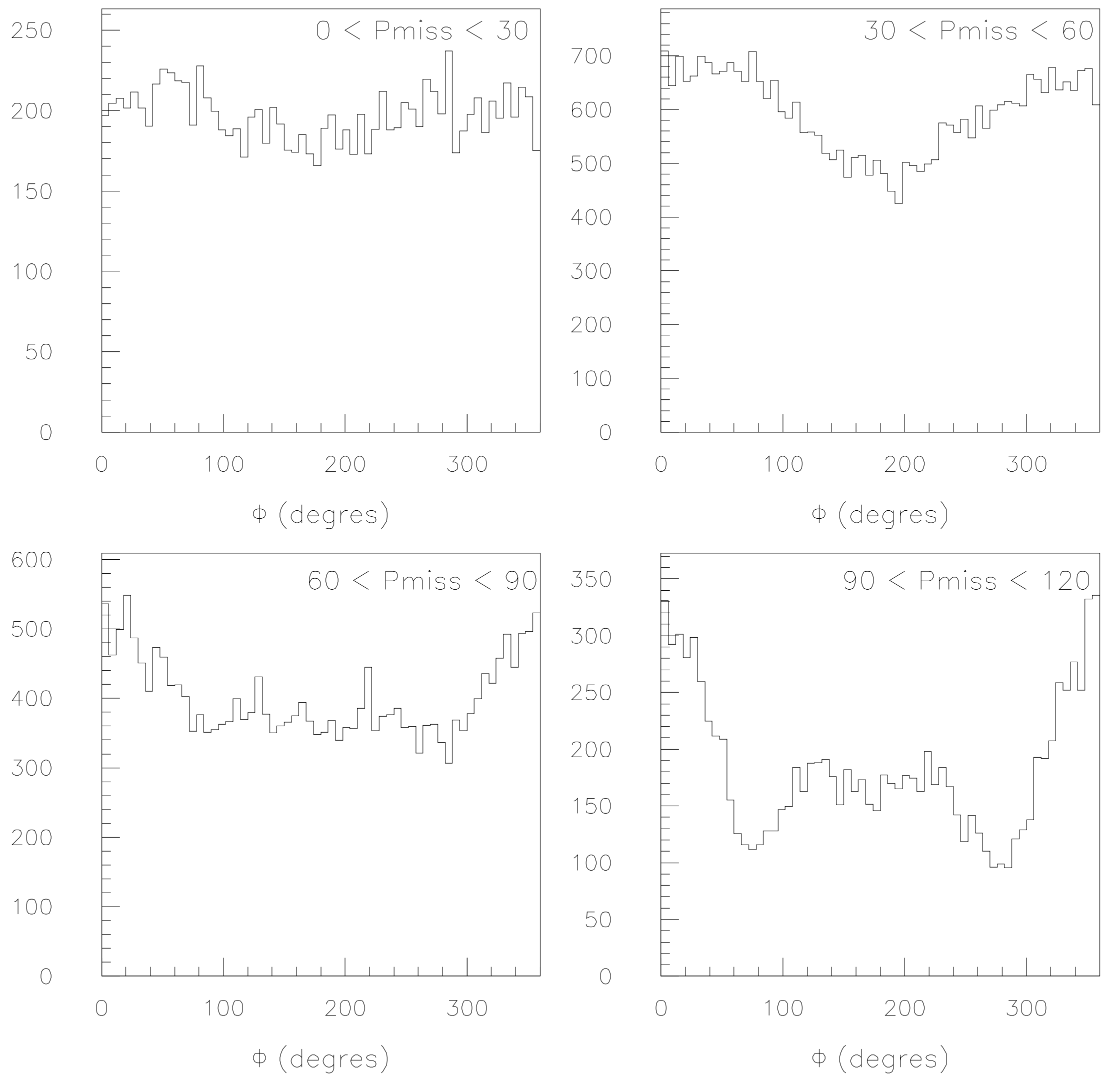

FIG. 5.10 – Distribution de l'angle hors-plan Φ pour la cinématique 18.

pour toutes les cinématiques (environ 150 MeV/c à $p_{miss} = 0$ MeV/c et 200 MeV/c à $p_{miss} = 300$ MeV/c : voir la figure 5.12). Il devient alors nécessaire pour ne pas trop moyenner l'information contenue dans nos données de sélectionner des intervalles en impulsion manquante les plus petits possibles tout en conservant suffisamment de statistique à l'intérieur de ceux-ci.
Le choix s'est porté sur des intervalles de 20 MeV/c, excepté pour les cinématiques avant à $p_{miss} = 0$ MeV/c (cinématiques 16, 01 et 18) où la statistique élevée autorise des canaux de 10 MeV/c. Ce découpage en impulsion manquante se répercute au niveau des distributions en ω et q, en raison de la configuration parallèle (figure 5.13) et permet d'obtenir des gammes de transfert d'énergie plus réduites permettant l'extraction de sections efficaces

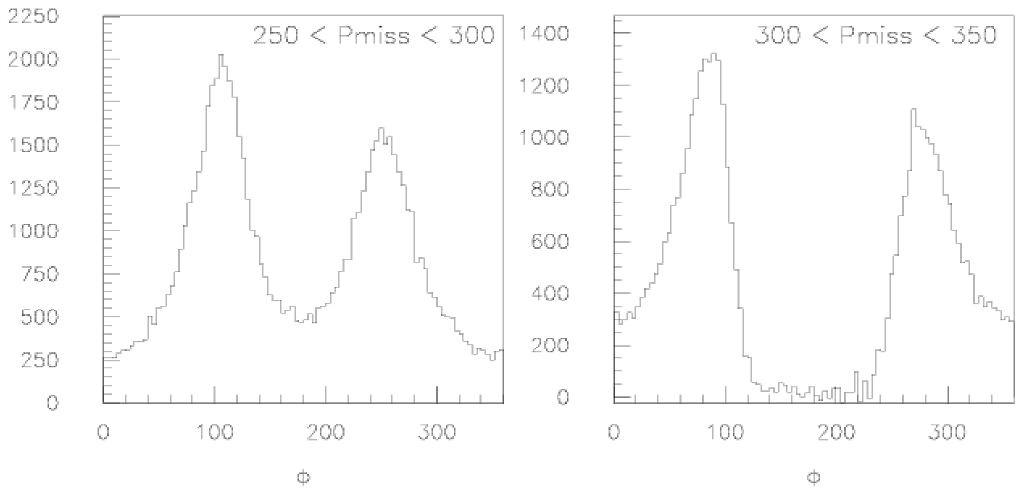

FIG. 5.11 – Distribution de l'angle hors-plan Φ pour la cinématique 24.

moyennées sur une petite acceptance.

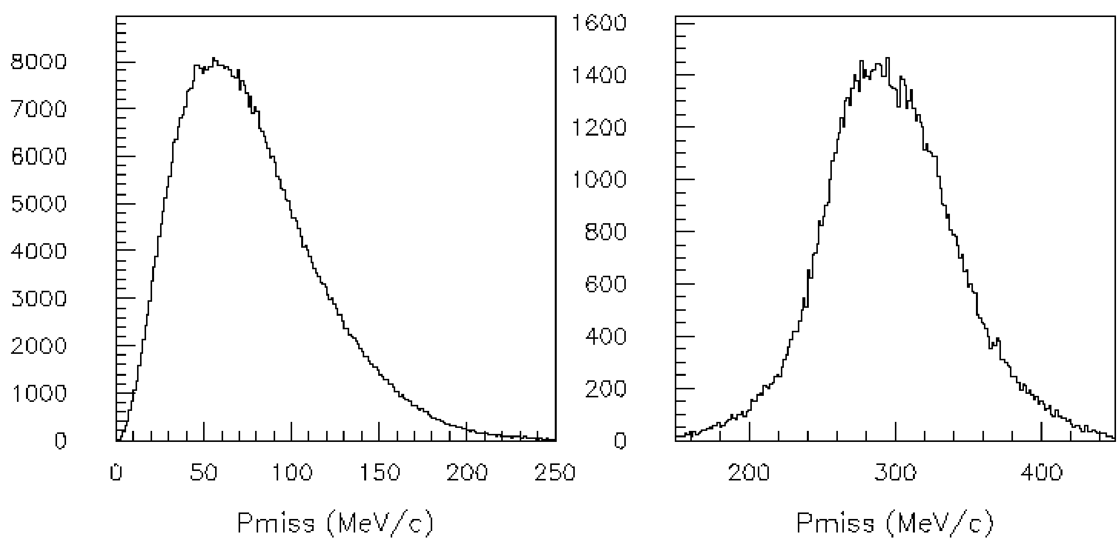

FIG. 5.12 – Spectres en impulsion manquante Pmiss pour les cinématiques 16 et 22.

5.1.5 Energie manquante

Obtention des spectres en énergie manquante

Le rejet du bruit de fond détaillé ci-dessus ne permet pas d'éliminer totalement les coïncidences fortuites. En effet les spectres en temps de coïncidence obtenus après les différentes coupures sur les détecteurs et la longueur de cible (figure 5.6) font encore apparaître des évènements sous le pic de coïncidence ne s'apparentant pas à la réaction

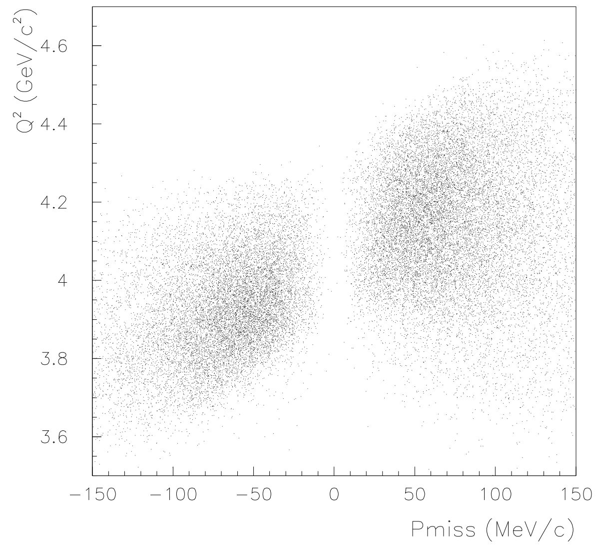

FIG. 5.13 – Distribution de l'impulsion manquante Pmiss en fonction du moment transféré Q^2 pour la cinématique 01.

^{3}He(e, e′p) et présentant au contraire une distribution uniforme.
Cette distribution uniforme des événements fortuits de part et d'autre du pic de coïncidence est utilisée pour évaluer la proportion des fortuites sous le pic de coïncidence (à l'intérieur de la fenêtre de ± 6 ns) et les soustraire du spectre en énergie manquante. Pour cela, un premier spectre en énergie manquante est élaboré avec des événements fortuits sélectionnés par la coupure en tc_cor suivante (figure 5.14) :
180 ns < tc_cor < 200 ns ou 220 ns < tc_cor < 250 ns.
Ce spectre est pondéré par un facteur de proportionnalité entre la largeur des fenêtres en temps de coïncidence des fortuites $\Delta t_f = 20 + 30 = 50$ ns (spectre $\mathcal{S}_1$) et celle des événements 2bbu $\Delta t_{2bbu} = 12$ ns (spectre $\mathcal{S}_2$) ; ce spectre de fortuites $\mathcal{S}_1$ est ensuite soustrait du spectre en énergie manquante $\mathcal{S}_2$:

$$\mathcal{S}=\mathcal{S}_2 - \frac{\Delta t_{2bbu}}{\Delta t_f} \cdot \mathcal{S}_1$$

La figure 5.15 illustre la procédure pour la cinématique 22 et montre le spectre en énergie manquante avant et après soustraction des fortuites situées sous le pic de coïncidence. La qualité de la méthode du rejet des coïncidences fortuites est assurée par l'absence d'événements à Emiss < 0 MeV.

Les figures 5.16 présentent les spectres en énergie manquante corrigés des fortuites de différentes cinématiques : l'importance du continuum varie selon les cinématiques mais la résolution n'est pas suffisante pour séparer la désintégration à trois corps, qui apparaît dès 7.7 MeV, de la désintégration à deux corps. La séparation du continuum sera abordée dans le paragraphe 6.1.

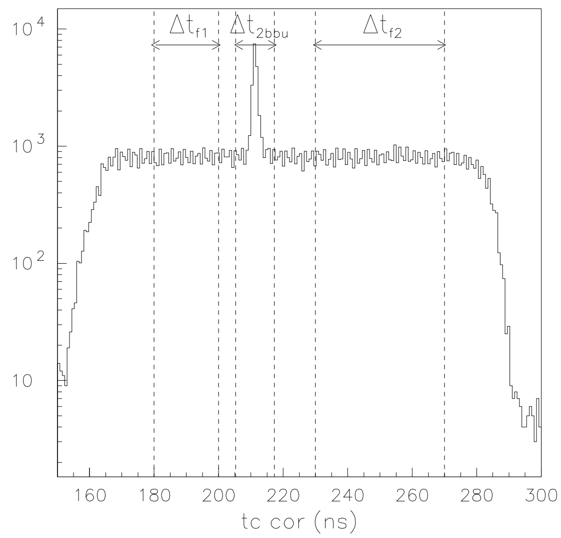

FIG. 5.14 – Définition des fenêtres Δt_f et Δt_{2bbu} de sélection des fortuites et des événements 2bbu sur un spectre en temps de coïncidence tc_cor pour la cinématique 22 (après application des coupures de rejet du bruit de fond).

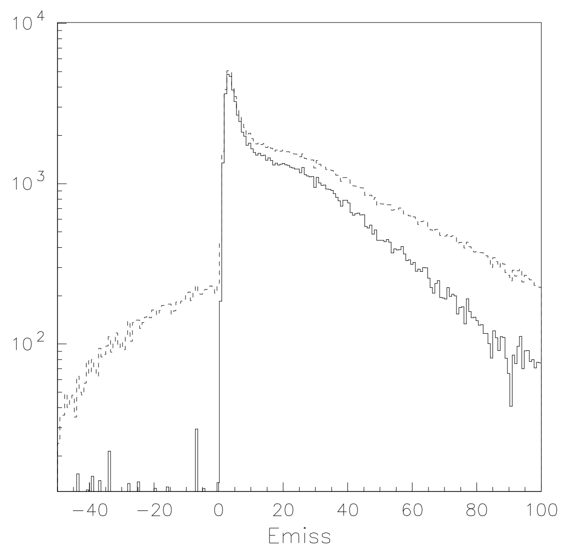

FIG. 5.15 – Spectre en énergie manquante pour la cinématique 22 avant (pointillés) et après (traits pleins) suppression des coïncidences fortuites situées sous le pic de coïncidence.

Ajustement de la position du pic en énergie manquante

La réaction de désintégration ^{3}He(e,e$'$p)d a une énergie manquante de 5.49 MeV. Cependant, le logiciel d'analyse reconstruit une énergie manquante Emiss à des énergies

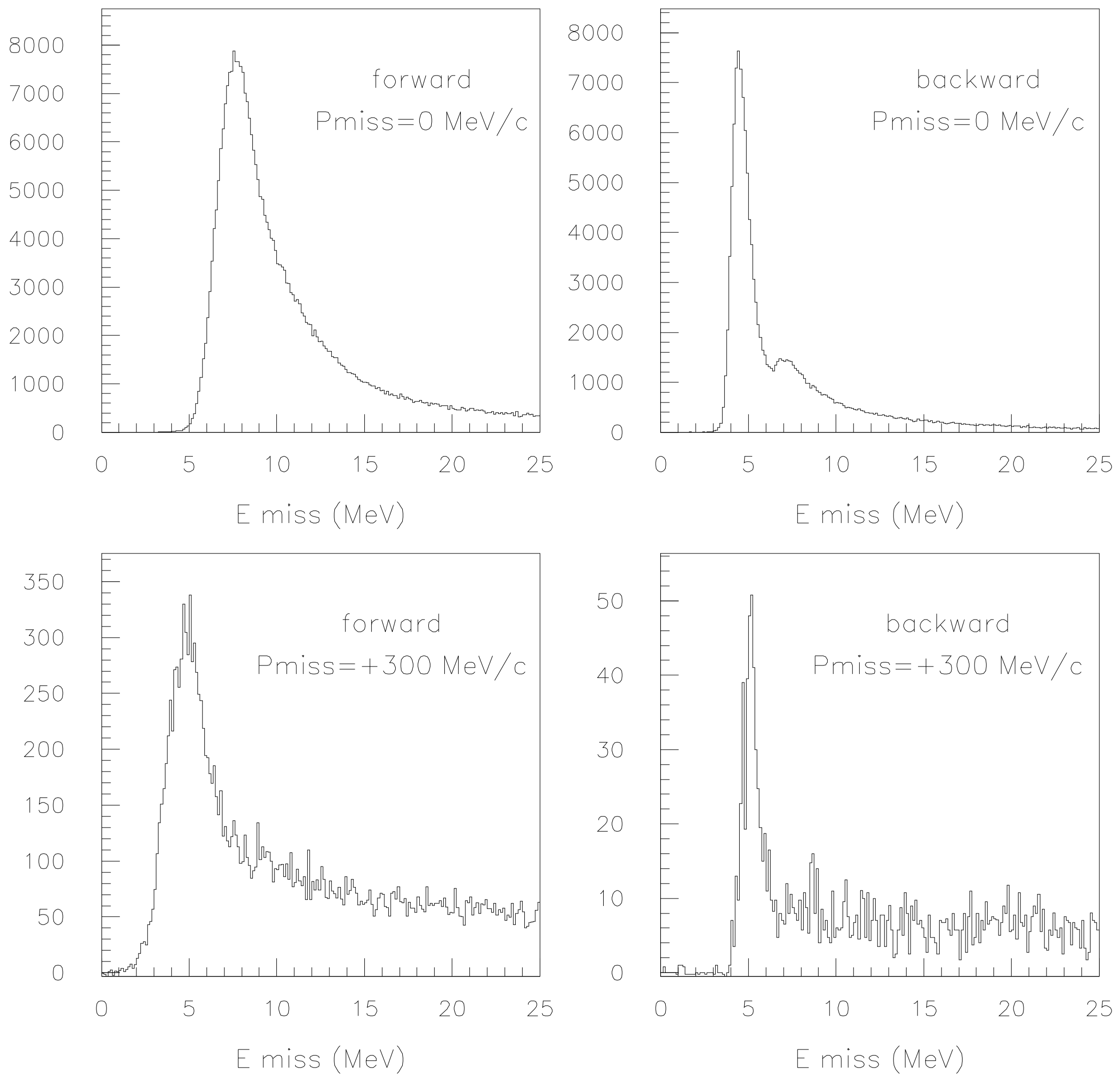

FIG. 5.16 – Spectres finaux en énergie manquante pour quatre cinématiques : 18, 17, 26 et 27.

variant entre 1.6 et 7.5 MeV environ selon nos cinématiques. Les raisons de ces décalages sur l'énergie manquante reconstruite n'ont pas encore été élucidées : imprécision de la détermination du coefficient Γ permettant de relier l'impulsion centrale du spectromètre à son champ magnétique $p_0 = \Gamma B$, décalage angulaire des spectromètres (lié à une détermination imprécise de la position du collimateur à trous lors de la prise de données de calibration des coefficients angulaires du tenseur optique)...

La sélection de la réaction ^{3}He(e,e$'$p)d étant effectuée à l'aide d'une coupure sur Emiss, il est indispensable de positionner correctement le pic en énergie manquante à 5.5 MeV ou de connaître avec précision sa position exacte. Le décalage en énergie manquante est donc évalué en effectuant un ajustement gaussien de l'aile gauche du pic de désintégration à deux corps (figure 5.17) en considérant toutes les données de la cinématique (rejet du bruit de fond mais pas de coupure en θ_{bq}) afin d'augmenter la statistique. Cet ajustement se révèle très sensible aux paramètres initiaux de la gaussienne, notamment sa valeur centrale et le domaine en énergie manquante considéré : les erreurs systématique et statistique sur la position du pic sont donc évaluées, ce qui permet de déduire ensuite une erreur systématique sur le nombre d'événements 2bbu liée à la position du pic en énergie manquante (partie 6.2.2). L'erreur systématique relative à la position du pic à l'issue de l'ajustement gaussien est évaluée à ± 0.1 MeV.

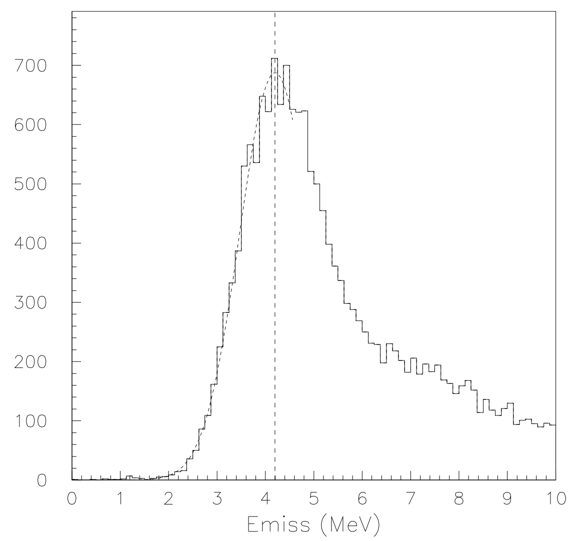

FIG. 5.17 – Ajustement gaussien de l'aile gauche du pic 2-bbu en énergie manquante Emiss pour la cinématique 01 : intervalle en impulsion manquante $-70 < \mathrm{p_{miss}} < -60$ MeV/c.

Les résultats montrent que le décalage de Emiss varie linéairement en fonction des intervalles d'impulsion manquante Pmiss considérés comme l'illustre la figure 5.18. La position du pic 2-bbu est donc déterminée par régression linéaire sur les intervalles en Pmiss pour chaque cinématique : la valeur utilisée ultérieurement pour placer les coupures en énergie manquante est calculée à partir de la valeur centrale de l'intervalle en Pmiss. En prenant en compte les erreurs systématique et statistique de l'ajustement gaussien, l'erreur totale maximale sur la position du pic en énergie manquante après la régression linéaire est évaluée à 0.3 MeV.

5.2 Simulation Monte Carlo

Le hall A s'est doté d'un logiciel de simulation appelé MCEEP (**M**onte **C**arlo for (**e**,**e**'**p**) experiments) [75] incluant une modélisation paramétrée des spectromètres, de

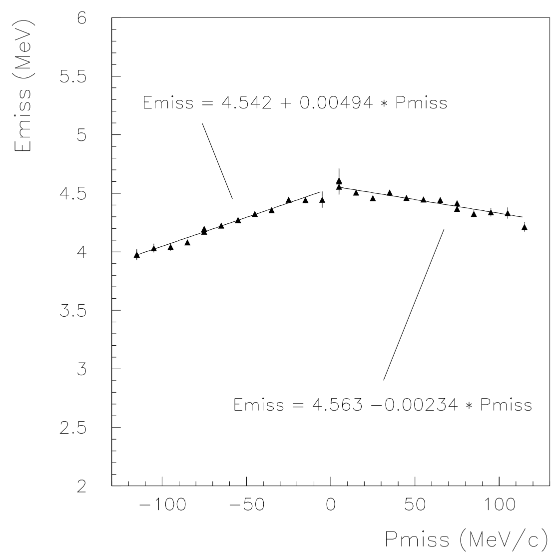

FIG. 5.18 – Position du pic en énergie manquante en fonction de la valeur centrale du canal en impulsion manquante pour la cinématique 01. Les barres d'erreur représentent l'erreur statistique uniquement.

nombreux modèles théoriques de section efficace de diffusions élastiques et quasi-élastiques sur plusieurs noyaux (hydrogène, deutérium, hélium, carbone...) ainsi que le calcul des pertes d'énergie et des effets radiatifs dans la cible. Il permet de simuler des expériences de coïncidence de type (e,e′p) en moyennant les sections efficaces théoriques sur l'acceptance expérimentale.

5.2.1 Présentation des étapes de la simulation

Les étapes du tirage statistique des variables cinématiques ainsi que le traitement des différentes corrections (pertes d'énergie, effets radiatifs, dispersions...) effectués lors de la simulation par le code MCEEP sont détaillées en annexe C. A l'issue de cette simulation les variables cinématiques nécessaires à la comparaison aux données sont regroupées dans un *ntuple* ; parmi les variables enregistrées pour chaque événement figurent notamment :
- la section efficace théorique non rayonnée (c'est-à-dire ponctuelle et sans effets radiatifs)
- certaines variables cinématiques au vertex correspondant à la cinématique au vertex décorrélée des effets radiatifs, pertes d'énergie... : ces variables (par opposition aux variables asymptotiques au niveau des spectromètres) sont suivies du suffixe _v (Emiss_v Pmiss_v ...)
- le poids weight accordé à chaque événement statistique et correspondant au produit de la section efficace théorique par la luminosité, l'espace de phase moyen par événement statistique et les corrections radiatives.

La simulation est effectuée successivement pour les réactions de désintégration à deux corps ^{3}He(e,e′p)d et à trois corps ^{3}He(e,e′p)pn, puis les fichiers *hbook* contenant les résultats de ces simulations sont chaînés et traités conjointement. Afin de s'affranchir des erreurs statistiques de la simulation, le nombre d'événements 2bbu et 3bbu simulés est au minimum 50 fois supérieur au nombre d'événements enregistrés dans les données (après soustraction du bruit de fond).

La simulation Monte Carlo permet le calcul de l'espace de phase à cinq dimensions de la réaction. Elle comprend donc habituellement une modélisation précise du transport des particules dans les spectromètres ainsi que des détecteurs, et une évaluation de leur résolution intrinsèque. La comparaison des spectres obtenus dans le cadre de processus physiques définis (diffusion élastique par exemple) entre la simulation et des données réelles permet alors de valider cette modélisation.
Une telle étude a été menée sur des données en diffusions élastique et quasi-élastique sur l'^{3}He [43] et a montré l'inadéquation de la modélisation de l'acceptance du spectromètre et de ses résolutions. L'acceptance est en effet définie dans le logiciel MCEEP par le transport des particules à l'intérieur du spectromètre et la vérification de leur passage à travers cinq ouvertures correspondant aux faces d'entrée/sortie des quatre aimants ; cette définition de l'acceptance dépend donc de la précision de la connaissance de la position des aimants ainsi que de l'optique de transport des particules. La résolution tient compte de la résolution en position des chambres à fils mais aussi de la diffusion multiple dans les fenêtres de sortie du spectromètre et la couche d'air traversée : elle néglige la résolution non nulle induite par le transport des particules dans le spectromètre (de la cible au plan focal) et liée à l'imprécision du tenseur optique (l'erreur au niveau du transport inverse étant elle identique à celle d'ESPACE).
Afin de s'affranchir de cette imprécision de la connaissance de l'optique des spectromètres, aucun transport des particules n'a été effectué : l'acceptance a été calculée après application de coupures identiques sur des variables à la cible entre les données et la simulation ; la résolution a elle aussi été définie de manière effective à partir de la comparaison des variables reconstruites entre les données et la simulation.

Les choix pris lors des simulations effectuées avec MCEEP pour l'analyse des cinématiques parallèles doivent beaucoup aux études préalables de M. Rvachev [43] notamment la définition de l'acceptance et la prise en compte de résolutions effectives (et non intrinsèques).

5.2.2 Définition de l'espace de phase

Principe

Le but de cette étape de la simulation est de définir l'ensemble des trajectoires à la cible (définies par les variables x_{tg}, y_{tg}, θ_{tg}, Φ_{tg}, δ) qui seraient inclues dans le plan focal après transport dans le spectromètre. Aucun transport des particules n'étant effectué dans la simulation, il s'agit donc de limiter le domaine des trajectoires possibles à la cible à celui de l'expérience : le spectromètre est en fait modélisé par un "collimateur d'entrée" défini dans un espace à cinq dimensions.

Une première idée consiste à définir ce collimateur à partir de coupures unidimensionnelles sur les variables de transport y_{tg}, θ_{tg}, Φ_{tg} et δ, la variable de position verticale x_{tg} étant naturellement limitée par le balayage vertical du faisceau. Malheureusement, les coupures nécessaires à la définition d'une acceptance identique entre expérience et simulation réduisent fortement la statistique : seulement 20 à 30 % des événements sont conservés selon les cinématiques.

L'idée a alors été [43] d'appliquer des coupures multidimensionnelles dans cet espace à quatre dimensions afin d'élargir l'acceptance ainsi sélectionnée.

Application aux spectromètres du hall A

Onze coupures bidimensionnelles sur les couples (δ, θ_{tg}), (δ, Φ_{tg}), (y_{tg}, Φ_{tg}) et (Φ_{tg}, θ_{tg}) ont été nécessaires (figures 5.19 et 5.20) ; ces coupures ont été définies sur les données quasi-élastiques en se basant sur des considérations géométriques au niveau des spectromètres :

<u>Dans le plan (δ, θ_{tg}) :</u> ($\theta_{tg} < 0$ vers le haut)
Les particules de petites impulsions (δ très < 0) sont fortement déviées dans le dipôle : les particules entrant avec un angle θ_{tg} trop < 0 (vers le haut) heurtent les parois du spectromètre et n'atteignent pas le plan focal. Il en est de même avec les particules de grandes impulsions (peu déviées) dont l'orientation vers le bas est limitée (un δ très > 0 interdit un θ_{tg} très > 0).

<u>Dans le plan (δ, Φ_{tg}) :</u>
La section du dipôle étant trapézoïdale, les particules de grandes impulsions, peu déviées (vers la petite base du trapèze) doivent présenter un petit angle horizontal ($|\Phi_{tg}|$ faible).

<u>Dans le plan (y_{tg}, Φ_{tg}) :</u>
Si Φ_{tg} augmente, y_{tg} doit diminuer pour que la particule ne sorte pas latéralement du spectromètre.

<u>Dans le plan (Φ_{tg}, θ_{tg}) :</u>
La forme de l'acceptance est vraisemblablement due à la présence de sondes NMR dans le dipôle dont on s'affranchit par une coupure sur θ_{tg}.

Pour simplifier le modèle, les mêmes coupures ont été utilisées pour les deux spectromètres : l'espace de phase est donc défini à partir de 22 coupures dans un espace à 8 dimensions.

Dans cet espace, les 22 coupures définissent la surface de l'hypervolume à l'intérieur duquel se trouvent les trajectoires autorisées. En calculant pour chaque événement sa distance normalisée à la surface, on peut définir une fonction $\mathcal{R}$, dite R-fonction [76, 77, 78] :

- $\mathcal{R}$ est nulle sur la surface
- $\mathcal{R}$ est positive à l'intérieur de l'hypervolume et représente la distance minimale à la surface
- $\mathcal{R}$ est négative à l'extérieur de l'hypervolume.

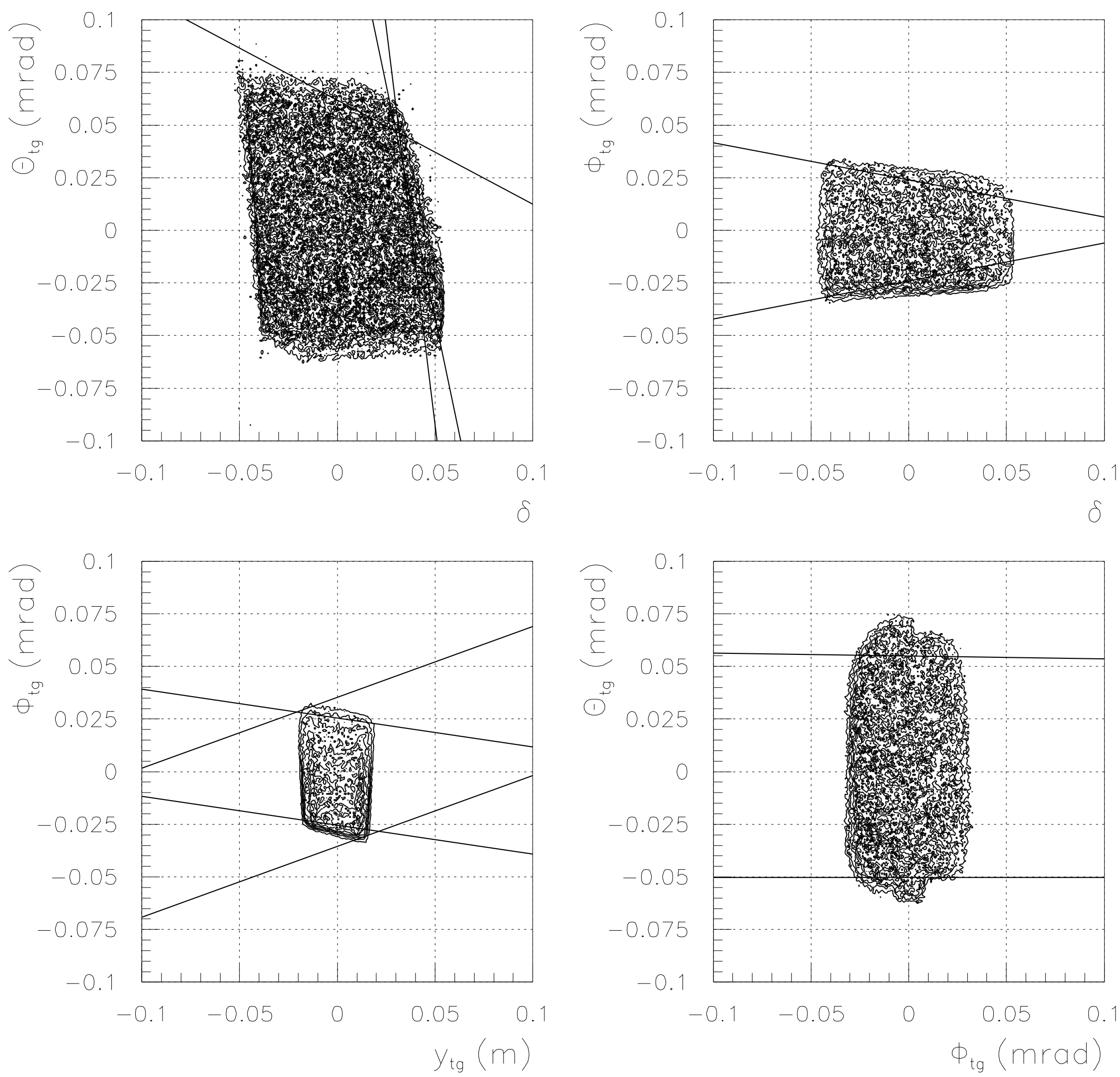

FIG. 5.19 – Représentation des coupures définissant l'espace de phase dans les plans (δ, θ_{tg}), (δ, Φ_{tg}), (y_{tg}, Φ_{tg}) et (Φ_{tg}, θ_{tg}) pour le bras électron (cinématique 22).

La R-fonction permet donc de sélectionner, au niveau des données et de la simulation, les trajectoires inclues dans le "collimateur d'entrée" et définissant l'acceptance : il suffit pour cela d'appliquer la condition $\mathcal{R} > 0$.

Pour chaque événement, on calcule donc la distance aux 22 hyperplans qui définissent la surface, puis on prend le minimum de ces 22 distances. Les équations des plans ainsi que les distances associées sont regroupées dans l'annexe D. Le spectre de la R-fonction ainsi obtenue est représenté figure 5.21 :

– pour $\mathcal{R} \gtrsim 0$ (à l'intérieur de l'acceptance), la simulation et les données sont en accord ;

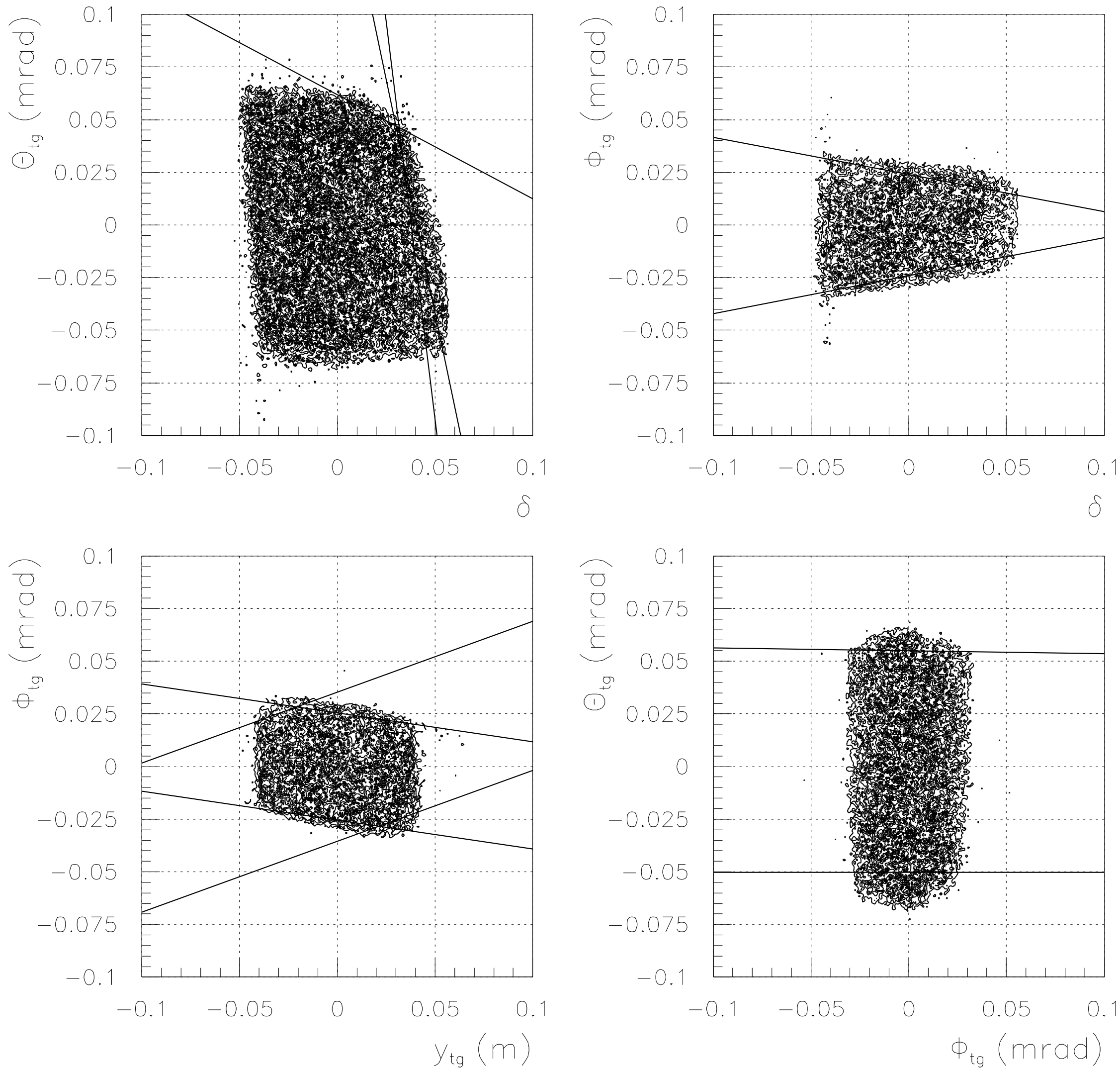

Fig. 5.20 – Représentation des coupures définissant l'espace de phase dans les plans (δ, $\theta_{\rm tg}$), (δ, $\Phi_{\rm tg}$), ($\rm y_{tg}$, $\Phi_{\rm tg}$) et ($\Phi_{\rm tg}$, $\theta_{\rm tg}$) pour le bras hadron (cinématique 01).

– pour $\mathcal{R}\lesssim 0$, la diminution de l'acceptance du spectromètre s'aperçoit au niveau du spectre des données.

Toutefois, la définition des coupures n'est pas parfaite et montre un petit désaccord sur les bords de l'acceptance ($\mathcal{R}$ voisine de 0) entre données et simulation : la coupure retenue sur la R-fonction est : $\mathcal{R} > 0.002$, ce qui réduit uniformément l'acceptance.

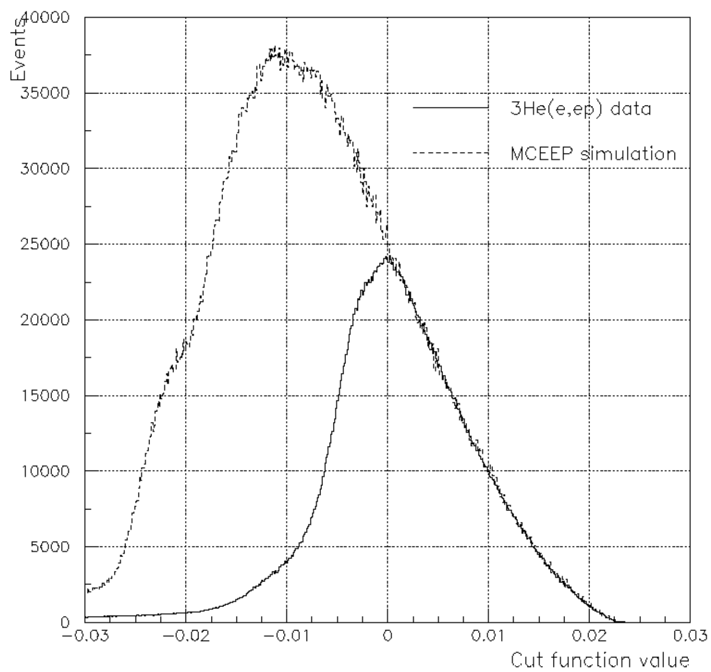

FIG. 5.21 – Spectre de la R-fonction pour les données en trait plein et la simulation ajustée (voir paragraphe 6.1.1) en tirets pour la cinématique 01 (figure de M. Rvachev [43]).

5.2.3 Résolutions effectives

Sans transport des particules dans le spectromètre, les résolutions ne peuvent s'appliquer que sur des variables à la cible ; elles reflètent alors la résolution des chambres à fils ainsi que l'élargissement dû à la diffusion multiple, après transport inverse dans le spectromètre.
Les résolutions des variables de transport à la cible de la simulation ($\theta_{\rm tg}$, $\Phi_{\rm tg}$, $\rm y_{tg}$ et δ) ont donc été rendues gaussiennes, avec des largeurs issues d'études préalables ou obtenues à partir des données de l'expérience.

Résolutions angulaires

Ne disposant pas, dans les données quasi-élastiques, de variables angulaires présentant un pic gaussien permettant l'étude des résolutions en $\theta_{\rm tg}$ et $\Phi_{\rm tg}$, le choix des résolutions angulaires s'est basé sur des études préalables effectuées lors du commissioning des spectromètres [60] ainsi que par Z. Chai [68].
Les largeurs à mi-hauteur utilisées, identiques pour les deux bras, sont de :
- 2 mrad pour l'angle horizontal $\Phi_{\rm tg}$
- 4 mrad pour l'angle vertical $\theta_{\rm tg}$.

Résolution en position

Afin d'étudier pour chaque cinématique la résolution en position obtenue à la cible, les données en simples de diffusion sur une feuille de carbone sont utilisées. Les largeurs du pic gaussien en y_{tg} des bras électron et hadron permettent en effet d'obtenir des résolutions approchées pour une diffusion sur l'^{3}He (figure 5.22). Les valeurs obtenues selon les cinématiques reflètent surtout la qualité du tenseur optique ; elles sont regroupées dans le tableau 5.2.

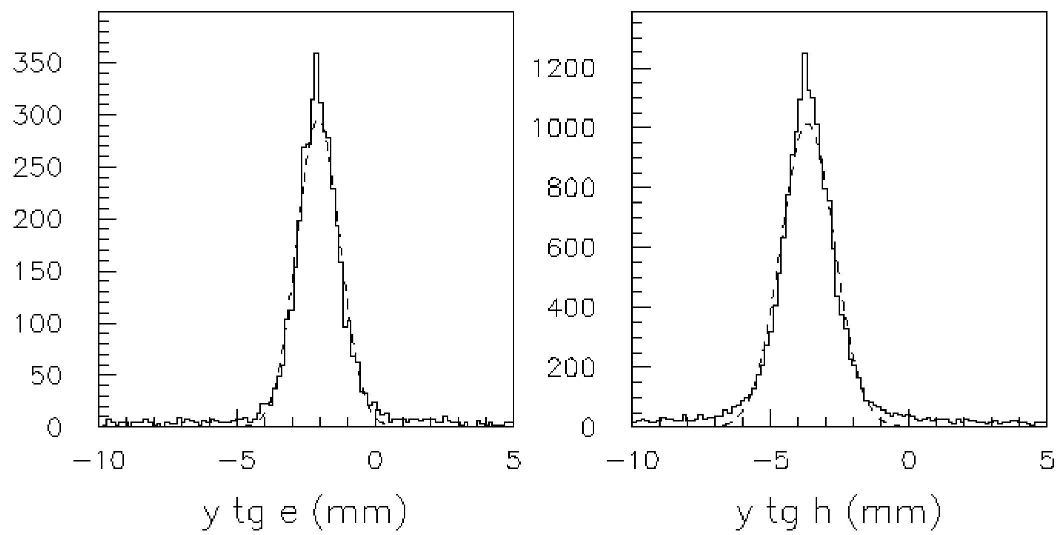

FIG. 5.22 – Distribution en y_tg_e et y_tg_h pour une diffusion sur une feuille de carbone (cinématique 20).

La justesse des résolutions obtenues est vérifiée en comparant la distribution en reactz_e - reactz_h sur les données $^3\mathrm{He}(\mathrm{e},\mathrm{e}'\mathrm{p})$ et la simulation, comme illustré figure 5.23 ; les largeurs (écart-type σ) mesurées pour les données et la simulation sont présentées dans le tableau 5.3 : cette méthode permet de retrouver l'ordre de grandeur de la résolution sur reactz_e - reactz_h, tout en partant de données réelles et en différenciant les résolutions des bras électron et hadron qui reflètent l'adéquation de leur tenseur optique.

Résolution en impulsion

La résolution en impulsion est ajustée à partir de la largeur du spectre en énergie manquante des données ; ceci ne permet donc pas de différencier les résolutions des bras électron et hadron : une même résolution est appliquée aux deux bras.
La résolution en impulsion est ajustée dans la simulation Monte Carlo jusqu'à obtention d'un accord entre les largeurs des spectres en énergie manquante Emiss des données et de la simulation (figure 5.24). Le tableau 5.4 récapitule les largeurs à mi-hauteur qu'il est nécessaire d'introduire dans la simulation au niveau de la variable δ ; le tableau 5.5

# cin.	FWHM y_{tg}^{e}	FWHM y_{tg}^{h}
16	1.4	6.1
17	8.2	6.1
01	1.9	3.8
03	8.0	3.5
18	1.6	2.8
19	5.2	2.8
20	1.9	2.3
21	5.6	2.3
22	2.0	4.3
23	6.1	4.3
24	1.6	2.5
25	7.9	2.6
26	1.5	9.7
27	6.0	9.6

TAB. 5.2 – Résolutions (largeurs à mi-hauteur) de la variable y_{tg} (mm) pour les bras électron et hadron introduites dans la simulation et issues des mesures expérimentales en diffusion sur une feuille de carbone.

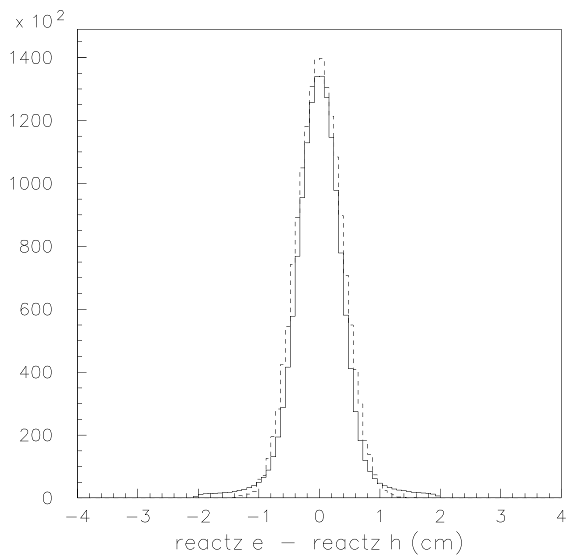

FIG. 5.23 – Distribution de la variable reactz_e - reactz_h en diffusion quasi-élastique sur l'^{3}He (cinématique 01) : comparaison entre données (traits pleins) et simulation (pointillés).

compare les résolutions en énergie manquante obtenues entre les données et la simulation (mesurées sur l'aile gauche du pic 2bbu du spectre en Emiss). Les résolutions en impulsion relative δ varient de $4.0 \cdot 10^{-4}$ à $8.0 \cdot 10^{-4}$.

# cin.	données	simulation
16	0.41	0.47
17	0.63	0.78
01	0.36	0.38
03	0.61	0.85
18	0.27	0.29
19	0.34	0.44
20	0.24	0.29
21	0.43	0.56
22	0.57	0.52
23	0.63	0.66
24	0.36	0.37
25	0.58	0.84
26	0.67	0.58
27	0.74	0.78

TAB. 5.3 – Ecarts-types (cm) de la variable reactz_e - reactz_h en diffusion quasi-élastique sur l'^{3}He : comparaison entre données et simulation.

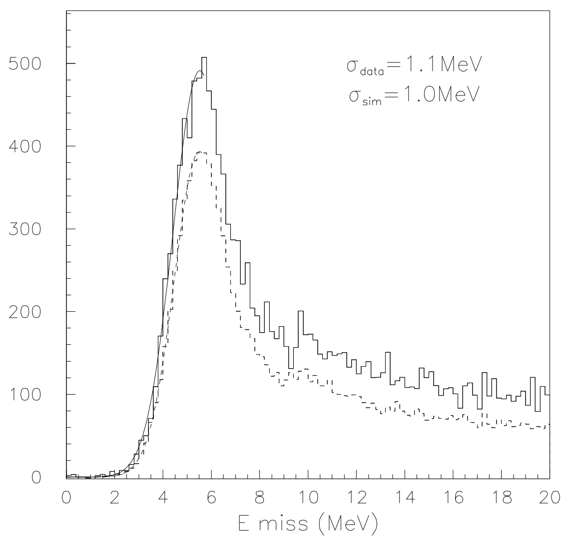

FIG. 5.24 – Spectres en énergie manquante Emiss pour la cinématique 26 : comparaison entre données (traits pleins) et simulation (tirets).

L'étude des résolutions expérimentales et de l'espace de phase de l'expérience E89-044 au moyen d'une simluation Monte Carlo a mis à jour certaines incomplétudes au niveau de la connaissance des spectromètres du hall A.
Au niveau de l'espace de phase, il reste des difficultés de modélisation des acceptances angulaires et en impulsion des spectromètres.
Au niveau de l'optique des spectromètres :

# cin.	FWHM δ
16	$4.8 \cdot 10^{-4}$
17	$6.5 \cdot 10^{-4}$
01	$4.0 \cdot 10^{-4}$
03	$6.3 \cdot 10^{-4}$
18	$4.8 \cdot 10^{-4}$
19	$5.8 \cdot 10^{-4}$
20	$5.2 \cdot 10^{-4}$
21	$4.4 \cdot 10^{-4}$
22	$6.2 \cdot 10^{-4}$
23	$7.0 \cdot 10^{-4}$
24	$5.2 \cdot 10^{-4}$
25	$6.5 \cdot 10^{-4}$
26	$4.3 \cdot 10^{-4}$
27	$8.0 \cdot 10^{-4}$

TAB. 5.4 – Résolution (largeur à mi hauteur) de l'impulsion relative δ introduite dans la simulation et permettant de reproduire l'écart-type du pic 2-bbu en énergie manquante Emiss mesuré expérimentalement.

# cin.	données	simulation
16	0.82	0.87
17	0.38	0.31
01	0.86	0.85
03	0.44	0.44
18	0.92	0.96
19	0.56	0.57
20	1.03	1.00
21	0.69	0.68
22	0.90	0.89
23	0.63	0.40
24	1.21	1.19
25	0.80	0.81
26	1.06	1.02
27	0.45	0.36

TAB. 5.5 – Ecarts-types (MeV) du pic 2bbu en énergie manquante Emiss : comparaison entre données et simulation.

- les difficultés rencontrées lors de la calibration des coefficients du tenseur optique ne permettent pas d'accéder à une maîtrise suffisante de la reconstruction de toutes les variables de transport (problème de calibration des angles et de certains domaines en impulsion) ;
- le comportement de certaines variables cinématiques se révèle alors difficilement reproductible par la simulation (cas de la position du pic de désintégration à deux

corps $E_{miss} = 5.5$ MeV) ;
- certaines variables de transport ou variables à la cible théoriquement indépendantes semblent corrélées après la reconstruction effectuée dans le logiciel ESPACE (la résolution en y_{tg} semble dépendre de l'impulsion δ, la position du pic 2bbu en Emiss dépend de l'impulsion manquante Pmiss).

Ces constatations incitent donc à utiliser une méthode effective d'obtention de l'espace de phase et des résolutions (comme détaillé dans les paragraphes précédents : R-fonction et ajustement des résolutions à la cible) qui simplifie la modélisation mais amène dans notre cas à probablement gonfler artificiellement la résolution en impulsion relative δ pour prendre en compte des effets situés ailleurs (au niveau de la résolution angulaire notamment).

Néanmoins, l'ajustement cinématique effectué sur les données est relativement satisfaisant et devrait permettre une extraction des sections efficaces par comparaison des données expérimentales aux modèles théoriques intégrés sur l'acceptance à l'aide de la simulation.

Chapitre 6

Résultats expérimentaux

Les sections efficaces étudiées dans cette thèse concernent la réaction de désintégration à deux corps ^{3}He(e,e$'$p)d en cinématique parallèle.
Ce chapitre détaille le principe des différentes méthodes d'extraction des sections efficaces qui ont été élaborées ainsi que l'obtention des barres d'erreurs.
Les résultats sont ensuite présentés, après une comparaison des différentes méthodes, et une discussion autour des modèles théoriques est proposée.

6.1 Extraction des sections efficaces

A partir de la simulation Monte-Carlo et des données de diffusion $^3\mathrm{He}(\mathrm{e},\mathrm{e}'\mathrm{p})$, deux méthodes d'analyse peuvent être mises en oeuvre pour la détermination de la section efficace.

La première, qualifiée dans la suite de "traditionnelle", consiste à extraire des données expérimentales le nombre d'événements associés au processus $^3\mathrm{He}(\mathrm{e},\mathrm{e}'\mathrm{p})\mathrm{d}$, à calculer l'espace de phase grâce à la simulation et à faire le rapport de ce nombre d'événements par le produit de la luminosité intégrée et de l'espace de phase. Plus précisément, cette méthode d'analyse requiert les étapes suivantes :

- appliquer une coupure en énergie manquante permettant de sélectionner le processus quasi-élastique $^3\mathrm{He}(\mathrm{e},\mathrm{e}'\mathrm{p})\mathrm{d}$: $\mathrm{E_{miss}} < 5.5 + \Delta\mathrm{E}$ MeV , le paramètre $\Delta\mathrm{E} = 1.2$ MeV résultant d'un compromis entre la résolution en énergie manquante et la séparation du continuum ;
- séparer les événements $^3\mathrm{He}(\mathrm{e},\mathrm{e}'\mathrm{p})\mathrm{pn}$ du processus $^3\mathrm{He}(\mathrm{e},\mathrm{e}'\mathrm{p})\mathrm{d}$: ceci exige donc soit d'avoir une résolution en énergie manquante suffisante afin de séparer nettement les deux processus (distants de 2.2 MeV), soit de corriger le nombre d'événements obtenus après coupure en énergie manquante du nombre d'événements 3-bbu inclus sous la coupure. La résolution obtenue dans les données étant comprise entre 0.4 et 1.2 MeV, elle ne permet pas la séparation des deux processus, il est donc nécessaire de soustraire la queue de résolution du continuum sous la coupure à 6.7 MeV.
- corriger la section efficace obtenue des effets radiatifs, afin d'obtenir un nombre d'événements correspondant au diagramme sans rayonnement : des formules dites

de corrections radiatives sont alors utilisées.
La limite de cette méthode réside dans la soustraction du processus $^3\mathrm{He}(\mathrm{e},\mathrm{e}'\mathrm{p})\mathrm{pn}$: Comment évaluer le nombre d'événements du continuum présents sous la coupure en énergie manquante sans présupposer d'un modèle théorique ?
L'extraction des sections efficaces a tout de même été menée, sans soustraction du continuum, et a permis de disposer d'un élément de comparaison pour la méthode d'ajustement de la simulation finalement utilisée. La comparaison des résultats de la méthode traditionnelle aux sections efficaces finales sera discutée dans la partie 6.3.1.

La deuxième méthode s'inspire d'une technique déjà utilisée dans d'autres expériences [?], et mise en oeuvre avec succès lors de l'analyse des données en cinématique perpendiculaire [43] : l'extraction des sections efficaces a finalement été réalisée en ajustant les sections efficaces ($^3\mathrm{He}(\mathrm{e},\mathrm{e}'\mathrm{p})\mathrm{d}$ et $^3\mathrm{He}(\mathrm{e},\mathrm{e}'\mathrm{p})\mathrm{pn}$) de la simulation Monte Carlo, afin d'obtenir des spectres en énergie manquante identiques aux spectres expérimentaux : la simulation est utilisée pour s'affranchir des effets radiatifs, des pertes d'énergie, de la diffusion multiple et de la résolution finie des spectromètres et détecteurs, ainsi que pour calculer le volume d'espace de phase.

6.1.1 Principe de la procédure d'ajustement

Généralités

L'objectif est de corriger la section efficace 2-bbu utilisée dans la simulation, afin d'obtenir un nombre d'événements similaire entre données et simulation, à l'intérieur du canal en énergie manquante considéré comme définissant la réaction ^{3}He(e,e'p)d : $0 < \mathrm{E}_{\mathrm{miss}} < 7.7$ MeV (seuil en énergie pour la désintégration à 3 corps). En bénéficiant du calcul des effets radiatifs intégré au code de MCEEP, l'intérêt est d'accéder à la section efficace non rayonnée, tout en travaillant sur un spectre en énergie manquante simulé comparable au spectre expérimental et pour lequel les effets radiatifs ont été statistiquement reproduits.
Or, dans cet intervalle en énergie manquante coexistent des événements 2-bbu et des événements de la queue de résolution du 3-bbu : il faut donc aussi ajuster la section efficace du continuum, qui est, elle, continue en fonction de la variable $\mathrm{E}_{\mathrm{miss}}$. Cet ajustement est effectué grâce aux bins en énergie manquante au-delà de 7.7 MeV ; ces bins sont malheureusement contaminés par la queue radiative du 2-bbu et dépendent donc de la section efficace 2-bbu.
Une solution simple consiste à construire un spectre en énergie manquante simulé par superposition de plusieurs spectres, correspondant chacun à une physique donnée (sélection du 2-bbu ou des différents intervalles pour le continuum par l'énergie manquante au vertex) et auxquels on attribue une section efficace moyenne à ajuster. La comparaison de ce spectre au spectre expérimental conduit à un système d'équations dont la résolution permet d'obtenir les sections efficaces du 2-bbu et des différents canaux du continuum.

Elaboration des spectres en énergie manquante

Le spectre en énergie manquante expérimental est élaboré par application des différentes coupures définies dans la partie 5.1 ayant permis d'éliminer le bruit de fond et de sélectionner la cinématique parallèle ; les coupures de la R-fonction sont aussi appliquées pour définir l'acceptance. Le pic du 2-bbu est repositionné à 5.5 MeV comme expliqué dans la partie 5.1.5.

Le spectre en énergie manquante simulé est élaboré par superposition des spectres en énergie manquante asymptotique (avec effets radiatifs) pour les processus suivants (figure 6.1) :

- $^{3}\mathrm{He}(e, e'p)d$: 0 <Emiss_v< 7.7 MeV (spectre numéro 1)
- $^{3}\mathrm{He}(e, e'p)pn$: sélection du continuum par canaux de 2 MeV :

  7.7 <Emiss_v< 9.7 MeV (spectre numéro 2)
  9.7 <Emiss_v< 11.7 MeV (spectre numéro 3)
  ... etc ...

  Selon les cinématiques, la contribution du continuum est élaborée à partir de 3 ou 5 canaux c'est-à-dire jusqu'à une énergie manquante de 13.7 ou 17.7 MeV. Cette limitation au niveau de la prise en compte du continuum est statistique : au-delà, le nombre d'événements est trop faible et la soustraction de la queue radiative du 2-bbu conduit parfois à un nombre d'événements négatif.

Les mêmes coupures que celles définies pour les données sont appliquées sur les événements de simulation :

- |reactz | < 4 cm
- |reactz_e - reactz_h| < 2 cm
- $\theta_{bq} < 45$ ° ou $\theta_{bq} > 135$ ° pour les cinématiques à $p_{miss} = 0$ MeV/c.
- $\mathcal{R}$ >0.002

La procédure d'ajustement est effectuée pour chaque intervalle en p_{miss}.
Les spectres en énergie manquante sont divisés en intervalles afin de comparer les nombres d'événements obtenus entre les données et la simulation et en déduire les sections efficaces 2-bbu et 3-bbu. Par souci de simplification, les intervalles utilisés sont les mêmes que ceux ayant permis de définir le processus 2-bbu et les canaux en continuum, à savoir $\mathcal{N}$ intervalles ($\mathcal{N} = 4$ ou $\mathcal{N} = 6$ selon les cinématiques) :
bin numéro 1 : 0 < Emiss < 7.7 MeV
bin numéro 2 : 7.7 < Emiss < 9.7 MeV
bin numéro 3 : 9.7 < Emiss < 11.7 MeV
... etc ...
On détermine alors :

- pour les données expérimentales, le nombre d'événements N_i^{data} du *bin* i (i= $1, \mathcal{N}$) ;
- pour les données Monte Carlo, le nombre d'événements N_{ij}^{sim} du *bin* i (i,j= $1, \mathcal{N}$), avec N_{ij}^{sim} la contribution du processus j (spectre numéro j) dans le bin en énergie manquante rayonnée i.

On associe enfin à chaque spectre j de la simulation un coefficient C_j permettant d'ajuster sa section efficace.

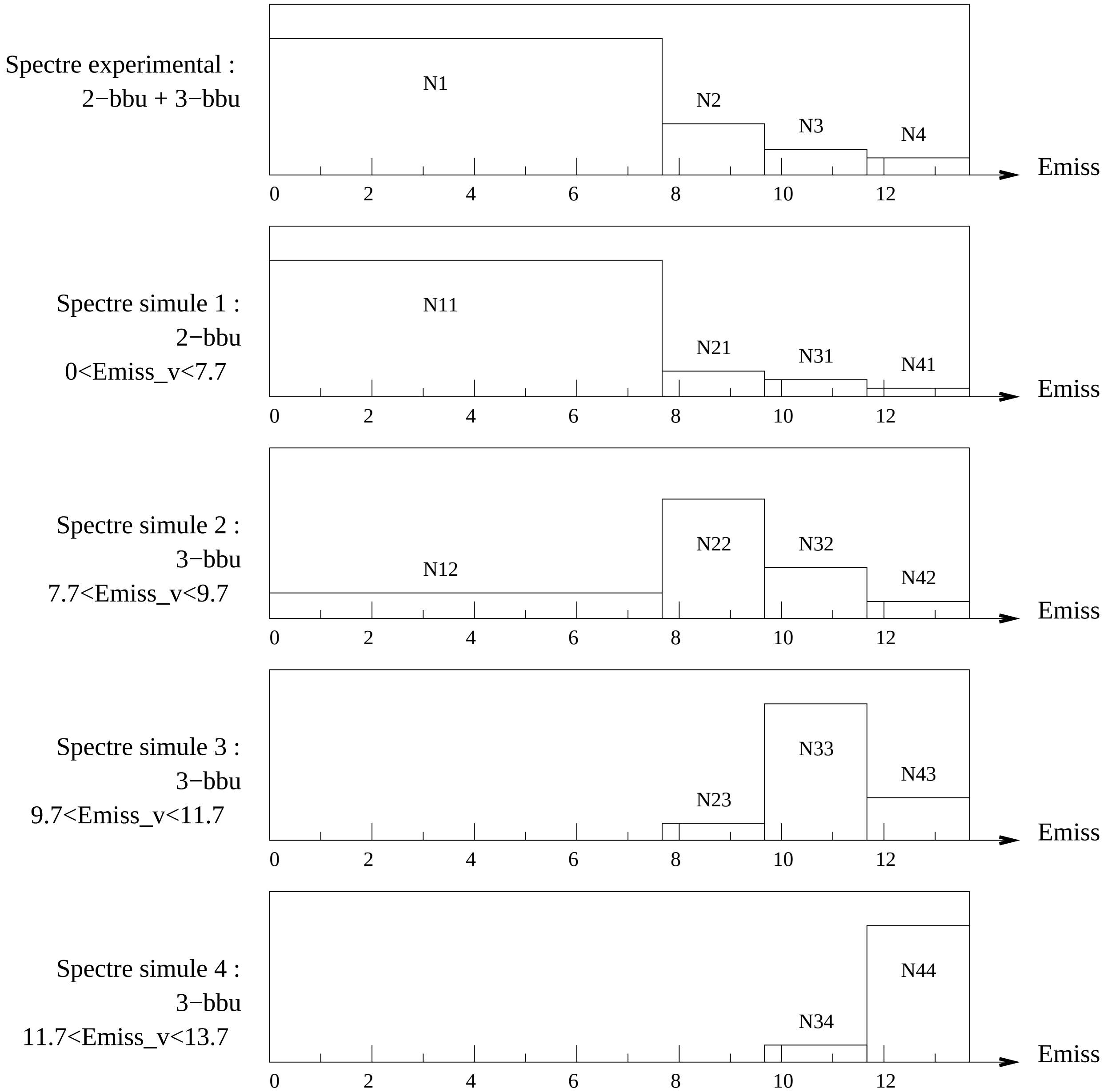

Fig. 6.1 – Schéma de la décomposition des spectres en énergie manquante Emiss selon le processus concerné : définition des notations pour les nombres d'événements.

En écrivant l'égalité :

$$\mathrm{N_i^{data}} = \mathrm{N_i^{sim}} = \sum_{j=1}^{\mathcal{N}} \mathrm{C_j} \cdot \mathrm{N_{ij}^{sim}} \tag{6.1}$$

on obtient $\mathcal{N}$ équations pour résoudre nos $\mathcal{N}$ inconnues $\mathrm{C_j}$.

Ajustement des sections efficaces du Monte Carlo

L'égalité peut aussi s'écrire :

$$\mathrm{N_i^{data}} = \mathrm{N_i^{sim}} + \mathrm{C_i} \cdot \mathrm{N_{ii}^{sim}} - \mathrm{C_i} \cdot \mathrm{N_{ii}^{sim}} \tag{6.2}$$

soit un système de $\mathcal{N}$ équations que l'on résout par itération en partant de $\mathrm{C_i} = 1$ (i$= 1, \mathcal{N}$)

$$\mathrm{C_i} = \frac{\mathrm{N_i^{data}} - \sum_{\mathrm{j=1}}^{\mathcal{N}} (\mathrm{C_j} \cdot \mathrm{N_{ij}^{sim}}) + \mathrm{C_i} \cdot \mathrm{N_{ii}^{sim}}}{\mathrm{N_{ii}^{sim}}} \tag{6.3}$$

A chaque nouvelle itération, le nombre total d'événements simulés dans le bin en énergie manquante i $\mathrm{N_i^{sim}}$ est recalculé à partir des nouveaux coefficients $\mathrm{C_i}$ (tandis que $\mathrm{N_i^{data}}$ et $\mathrm{N_{ii}^{sim}}$ sont indépendants des coefficients et issus une fois pour toutes des données et de la simulation). L'itération s'arrête lorsque pour chaque coefficient $\mathrm{C_i}$ la différence entre deux itérations successives est nulle.
Les coefficients $\mathrm{C_i}$ obtenus sont des facteurs correctifs à la section efficace théorique initiale moyennée dans l'intervalle *i*. En fin d'itération, la section efficace obtenue qui reproduit les taux de comptage observés peut être qualifiée de section efficace expérimentale.

6.1.2 Application à 2 modèles

Deux modèles théoriques ont été testés et ont permis d'aboutir à des résultats identiques : le modèle d'onde plane décrit dans le chapitre 1 et un modèle dit de section efficace unité.

Modèle en ondes planes (PWIA)

La simulation a été effectuée en partant d'un modèle d'onde plane utilisant la formulation suivante :

$$\frac{\mathrm{d}^5\sigma}{\mathrm{de}'\,\mathrm{d}\Omega_\mathrm{e}\,\mathrm{d}\Omega_\mathrm{p}} = \mathrm{K} \cdot \sigma_{\mathrm{cc1}} \cdot \mathrm{S(Em, Pm)} \tag{6.4}$$

avec σ_{cc1} la prescription de De Forest pour la section efficace de diffusion élastique électron-proton hors couche de masse [40], et S(Em, Pm) la fonction spectrale de Salme pour l'^{3}He [79].
L'intégration de cette section efficace théorique pour les événements ^{3}He(e,e'p)d sur l'intervalle en énergie manquante $0 < \mathsf{Emiss} < 7.7$ MeV à l'aide de la simulation, nous donne accès à une section efficace moyenne que l'on multiplie ensuite par le coefficient correcteur $\mathrm{C_1}$ obtenu par la procédure d'ajustement détaillée ci-dessus : on obtient ainsi une section efficace expérimentale non rayonnée, intégrée sur l'acceptance et corrigée de la contribution du continuum.

6.1.2.1 Modèle indépendant : section efficace unité

Afin de vérifier l'indépendance de notre méthode du modèle théorique de départ, la même procédure d'ajustement a été conduite en utilisant dans les données de simulation une section efficace égale à 1. Pour cela, les mêmes données de simulation ont été utilisées, mais lors de l'élaboration des spectres en énergie manquante de la simulation, le poids weight de chaque événement a été divisé par sa section efficace théorique soit un poids égal à

$$\text{weight} \cdot \left(\frac{\mathrm{d}^5\sigma}{\mathrm{d}e'\ \mathrm{d}\Omega_\mathrm{e}\ \mathrm{d}\Omega_\mathrm{p}}\right)^{-1}.$$

Les coefficients $\mathrm{C_i}$ obtenus après ajustement représentent alors directement la section efficace expérimentale moyenne.

6.1.2.2 Spectres comparatifs entre les données et les simulations ajustées

Pour chaque modèle, la qualité de l'ajustement aux données a été évaluée sur les spectres en énergie manquante Emiss mais aussi en énergie et en impulsion transférées ω et $|\vec{q}|$. Un exemple est donné sur les figures 6.2 à 6.7.

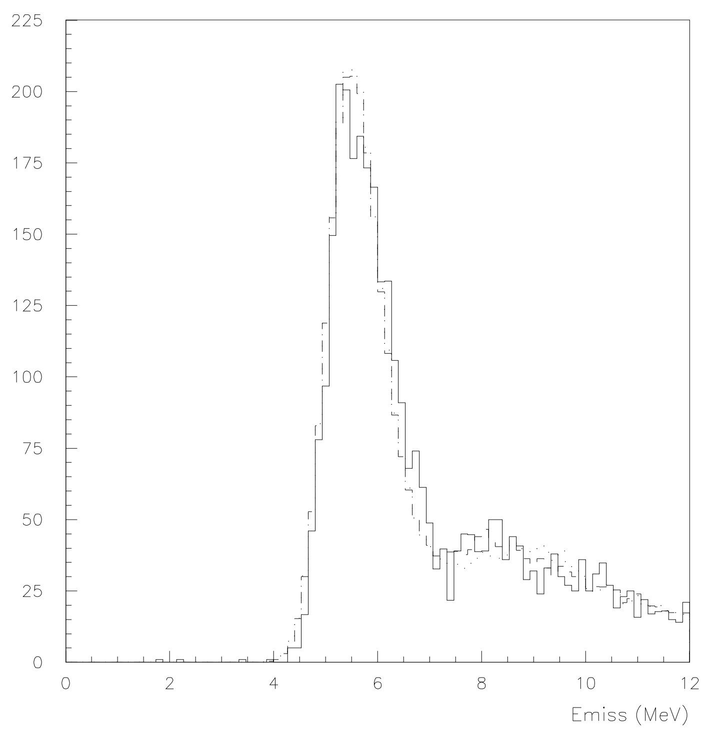

FIG. 6.2 – Spectres en énergie manquante Emiss pour la cinématique 03 ; les données sont en traits pleins, la simulation ajustée à partir du modèle onde plane en tirets et la simulation ajustée à partir d'un modèle unité en pointillés.

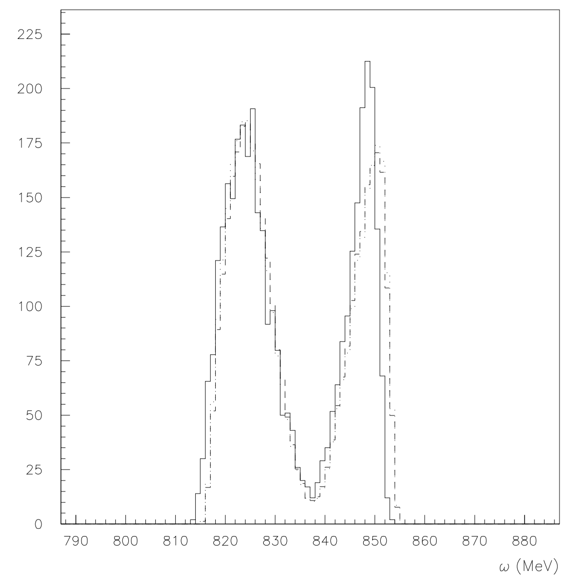

FIG. 6.3 – Spectre en énergie transférée ω pour la cinématique 03 ; les données sont en traits pleins, la simulation ajustée à partir du modèle onde plane en tirets et la simulation ajustée à partir d'un modèle unité en pointillés.

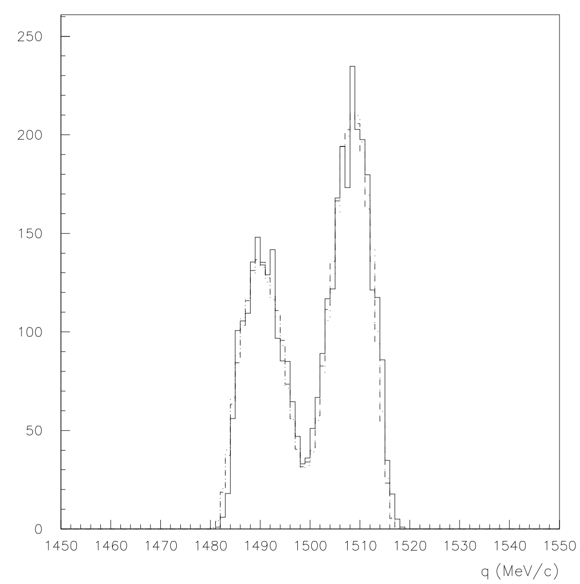

FIG. 6.4 – Spectres en impulsion transférée q pour la cinématique 03 ; les données sont en traits pleins, la simulation ajustée à partir du modèle onde plane en tirets et la simulation ajustée à partir d'un modèle unité en pointillés.

6.2 Calcul des erreurs

6.2.1 Erreur statistique

L'erreur statistique est calculée à partir du nombre d'événements de désintégration à deux corps utilisé pour l'obtention de la section efficace expérimentale. L'erreur statistique

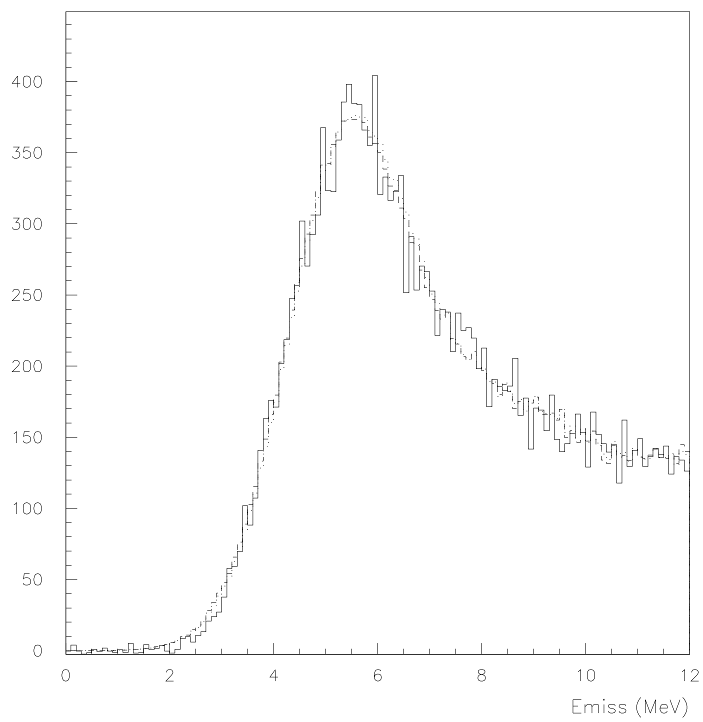

FIG. 6.5 – Spectres en énergie manquante Emiss pour la cinématique 24 ; les données sont en traits pleins, la simulation ajustée à partir du modèle onde plane en tirets et la simulation ajustée à partir d'un modèle unité en pointillés.

liée à la simulation est négligée puisque la statistique de la simulation est toujours 50 fois plus élevée que dans les données.

En se référant aux notations de la figure 6.1, il s'agit donc d'évaluer le nombre d'événements expérimentaux $\mathrm{N^{2bbu}}$ de désintégration à deux corps contenus dans le premier canal en énergie manquante $0 < \mathsf{Emiss} < 7.7$ MeV, c'est-à-dire soustraire au nombre $\mathrm{N_1^{data}}$ d'événements expérimentaux le nombre d'événements 3-bbu inclus dans ce canal : ce nombre d'événements serait donné par les contributions $\mathrm{N_{1j}^{sim}}$ des spectres simulés du 3-bbu ($\mathrm{j} \geq 2$) si la simulation était déjà ajustée aux données. Or, à l'intérieur d'un spectre simulé j, la proportion entre les nombres d'événements des différents intervalles est régie par les queues radiative et de résolution : elle est indépendante de la section efficace attribuée au processus j. En ajustant approximativement aux données expérimentales chaque spectre simulé j par le facteur $\mathrm{N_j^{data}/N_{jj}^{sim}}$, il est possible d'écrire :

$$\mathrm{N^{2bbu}} = \mathrm{N_1^{data}} - \sum_{\mathrm{j}=2}^{\mathcal{N}} \mathrm{N_{1j}^{sim}} \cdot \frac{\mathrm{N_j^{data}}}{\mathrm{N_{jj}^{sim}}} = \mathrm{N_{11}^{sim}} \cdot \frac{\mathrm{N_1^{data}}}{\mathrm{N_{11}^{sim}}} - \sum_{\mathrm{j}=2}^{\mathcal{N}} \mathrm{N_{1j}^{sim}} \cdot \frac{\mathrm{N_j^{data}}}{\mathrm{N_{jj}^{sim}}} \tag{6.5}$$

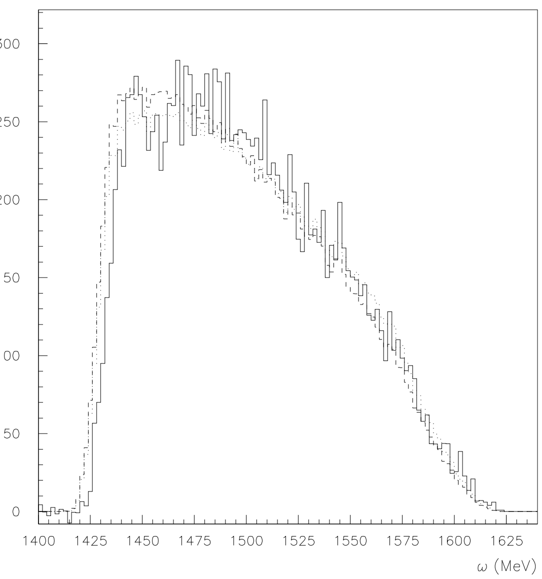

FIG. 6.6 – Spectres en énergie transférée ω pour la cinématique 24 ; les données sont en traits pleins, la simulation ajustée à partir du modèle onde plane en tirets et la simulation ajustée à partir d'un modèle unité en pointillés.

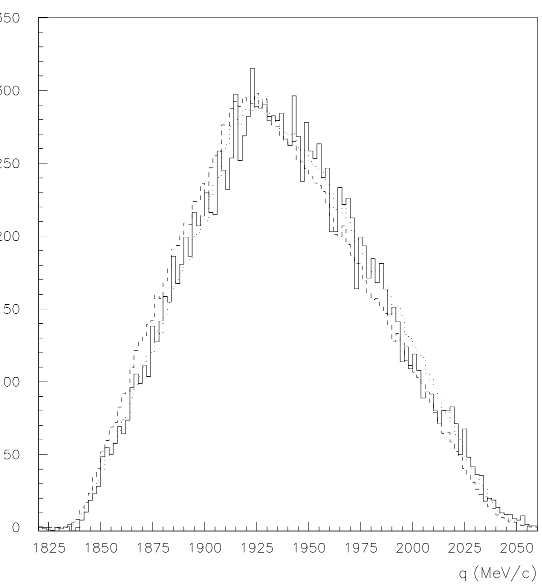

FIG. 6.7 – Spectres en impulsion transférée q pour la cinématique 24 ; les données sont en traits pleins, la simulation ajustée à partir du modèle onde plane en tirets et la simulation ajustée à partir d'un modèle unité en pointillés.

D'où, en négligeant les erreurs sur les nombres d'événements de la simulation, l'expression de l'erreur statistique :

$$\text{erreur} = \left(\sum_{\mathrm{j}=1}^{\mathcal{N}} \left(\frac{\mathrm{N}_{1\mathrm{j}}^{\mathrm{sim}}}{\mathrm{N}_{\mathrm{jj}}^{\mathrm{sim}}} \cdot \sqrt{\mathrm{N}_{\mathrm{j}}^{\mathrm{data}}} \right)^2 \right)^{1/2} \tag{6.6}$$

6.2.2 Erreur systématique

Une étude des erreurs systématiques de l'expérience E89-044 a été réalisée par M. Rvachev [43] lors de l'analyse des données perpendiculaires.
Le tableau 6.1 présente la liste des erreurs systématiques considérées dans l'analyse des données perpendiculaires et parallèles :

- Les erreurs liées à l'évaluation de l'angle solide, aux coupures en reactz_z et Emiss et à la sensibilité de la section efficace aux variables cinématiques (impulsion et angles des particules entrante et sortantes) ont été obtenues à partir de la simulation. L'erreur due aux sensibilités cinématiques a été majorée à partir des résultats obtenus en configuration perpendiculaire pour les cinématiques 01 et 03 : une évaluation plus précise de cette erreur à l'aide de la simulation serait souhaitable pour prendre en compte la spécificité des cinématiques parallèles.
- L'erreur relative à la soustraction de la contribution du 3bbu dans le canal de 2bbu (0 <Emiss< 7.7 MeV) a évaluée à partir de l'observation des figures 6.8 et 6.9 : la méthode d'ajustement à partir d'un modèle en onde plane reproduisant mieux les données expérimentales au niveau de la séparation 2bbu/3bbu que la simulation à partir d'une section efficace unité, l'erreur sur la soustraction du *continuum* est supposée inférieure aux désaccords observés entre les deux méthodes.
- L'erreur systématique liée à la densité de normalisation des données est fixée à 7 % d'après l'étude effectuée dans la partie 4.4.3. Cette erreur provisoire devrait diminuer après la normalisation des données par la densité issue de l'étude des cinématiques élastiques (environ 3 % pour l'analyse des données perpendiculaires).

L'erreur systématique totale à considérer est donc de 8.8 %

Source d'erreur systématique	Erreur (données $\perp$)	Erreur (données //)
Temps mort	1%	1%
Angle solide	2%	2%
Coupure sur reactz	1.4%	1.4%
Coupure sur Emiss	1.5%	1.5%
Soustraction du 3bbu	0.3%	1%
Efficacité de reconstruction	1 %	1%
Corrections radiatives	1 %	1%
Densité ^{3}He	2.94%	7%
Sensibilités cinématiques	0.3-7.8%	4%
Somme quadratique		8.8%

TAB. 6.1 – Erreurs systématiques associés à la mesure de la réaction ^{3}He(e,e'p)d en cinématique perpendiculaire [43] : la deuxième colonne correspond à l'évaluation de ces erreurs pour les cinématiques parallèles à partir de l'étude menée par M. Rvachev.

6.3 Résultats expérimentaux

Les résultats expérimentaux sont présentés sur les figures 6.12 à 6.17. Avant de discuter ces résultats, une étude comparative est menée entre les deux méthodes exposées précédemment.

6.3.1 Etudes comparatives

Evaluation de la contamination du *continuum*

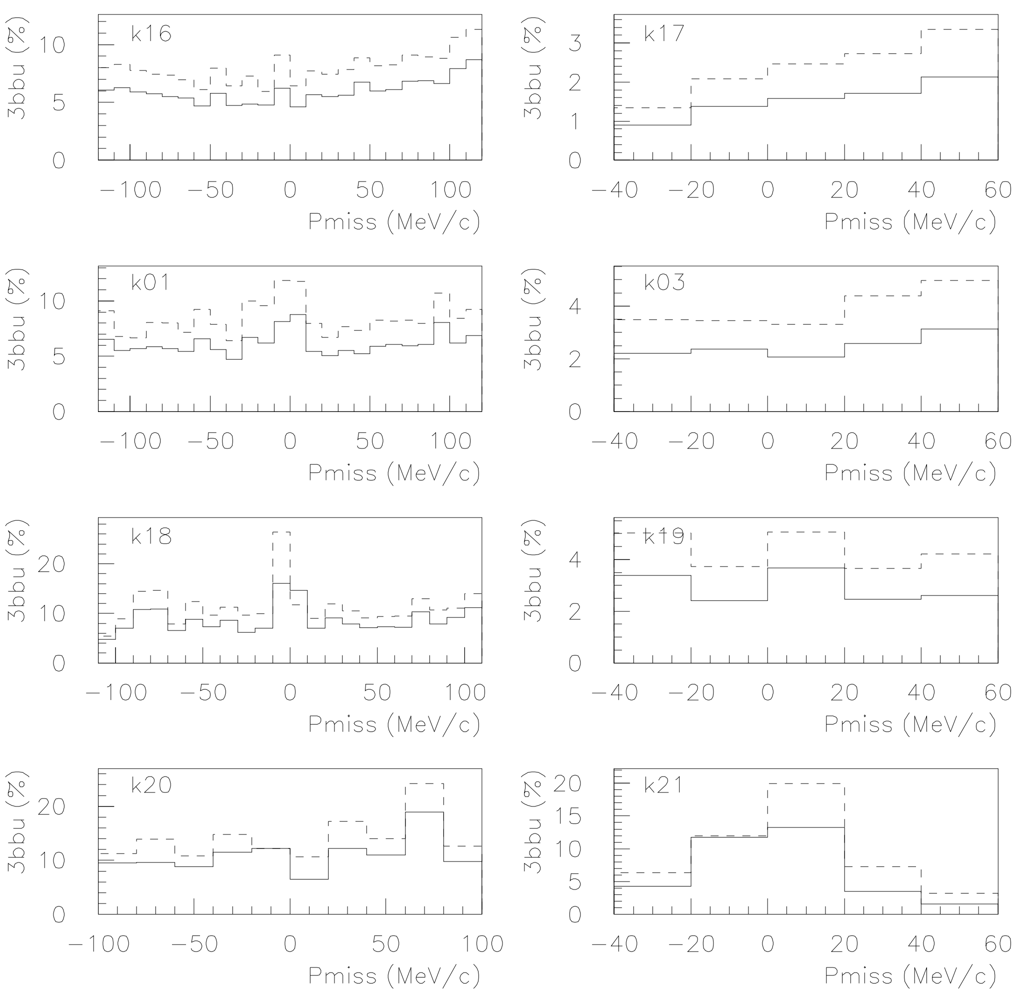

FIG. 6.8 – Proportion d'événements de 3-bbu issus de la queue de résolution inclus dans le canal en énergie manquante 0 <Emiss<7.7 MeV par rapport au nombre total d'événements dans cet intervalle (cinématiques à $p_{miss} = 0$ MeV/c) : les traits pleins correspondent aux résultats avec le modèle indépendant, les tirets aux résultats avec le modèle onde plane.

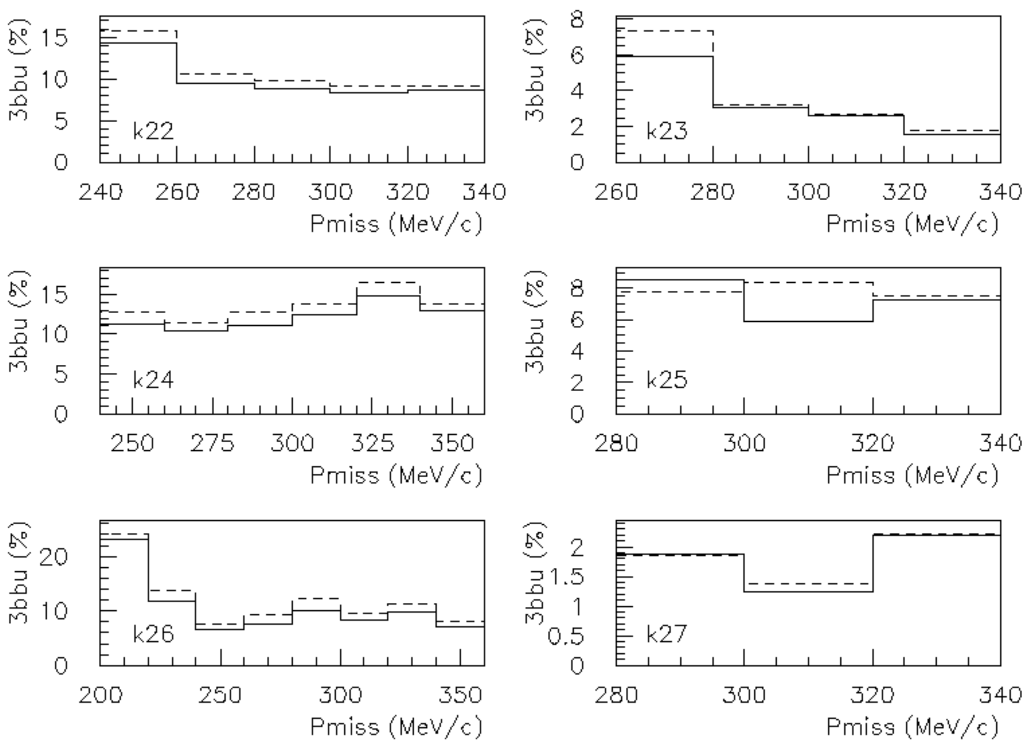

FIG. 6.9 – Proportion d'événements de 3-bbu issus de la queue de résolution inclus dans le canal en énergie manquante 0 <Emiss<7.7 MeV par rapport au nombre total d'événements dans cet intervalle (cinématiques à $p_{miss} = \pm 300$ MeV/c) : les traits pleins correspondent aux résultats avec le modèle indépendant, les tirets aux résultats avec le modèle onde plane.

Un des critères retenu pour la comparaison des deux méthodes d'ajustement est la proportion d'événements de désintégration à 3 corps obtenue à l'intérieur du canal en énergie manquante 0 <Emiss< 7.7 MeV. Cette contamination du *continuum* est représentée sur les figures 6.8 et 6.9.
Un écart absolu de 2 % en moyenne sur l'évaluation de cette proportion d'événements 3-bbu est mis en évidence sur ces figures ; pour les cinématiques où cet écart se révèle important en relatif, l'étude des spectres comparatifs en énergie manquante (figure 6.5) permet de conclure à une meilleure modélisation de la section efficace par l'ajustement à partir du modèle PWIA.

Comparaison des sections efficaces

Les deux méthodes mises en œuvre sont comparées sur les cinématiques avant à $p_{miss} = 0$ MeV/c et $p_{miss} = +300$ MeV/c sur les figures 6.10 et 6.11. Aucune soustraction des événements de désintégration à 3 corps n'étant effectuée dans la méthode traditionnelle, les méthodes d'ajustement sont mises en œuvre en ne considérant que le premier canal en énergie manquante 0 <Emiss<7.7 MeV : la méthode se réduit alors à une simple "renormalisation"

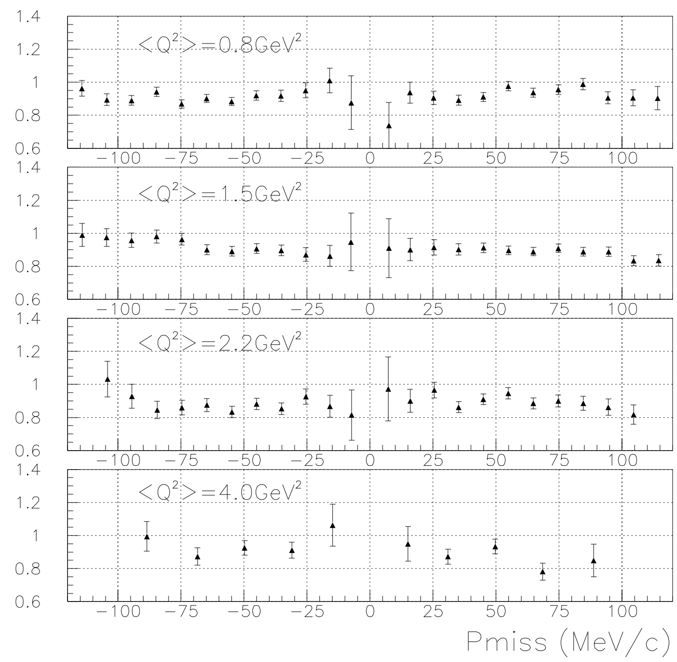

FIG. 6.10 – Rapport des sections efficaces obtenues par la méthode de fit et la méthode traditionnelle, sans soustraction du *continuum*, pour les cinématiques avant à $p_{miss} = 0$ MeV/c (16, 01, 18 et 20).

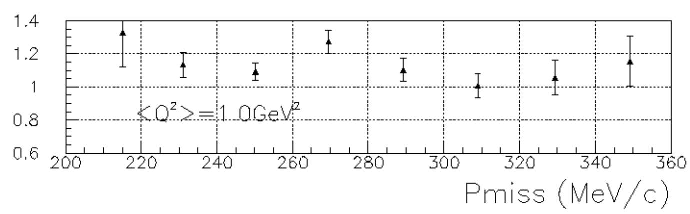

FIG. 6.11 – Rapport des sections efficaces obtenues par la méthode de fit et la méthode traditionnelle, sans soustraction du *continuum*, pour la cinématique avant à $p_{miss} = +300$ MeV/c (26).

de la section efficace obtenue dans la simulation par le rapport des nombres d'événements entre les données et la simulation dans ce premier intervalle en Emiss. Les deux méthodes d'ajustement donnent par conséquent des résultats identiques.

6.3.2 Interprétation des résultats

Sections efficaces expérimentales

Les sections efficaces expérimentales sont présentées sur les figures 6.12 à 6.17 : ce sont des sections efficaces moyennées sur l'acceptance à l'intérieur de chaque intervalle en impulsion manquante Pmiss, corrigées des effets radiatifs et issues d'une méthode d'ajustement de la simulation Monte Carlo à partir d'un modèle théorique d'onde plane.
L'impulsion manquante associée à chaque section efficace correspond à l'impulsion manquante au vertex (issue de la simulation) moyennée sur l'acceptance du *bin*. Comme précisé en 5.1.4, il existe une forte corrélation entre $\overrightarrow{\mathrm{p_{miss}}}$ et $\vec{\mathrm{q}}$: pour les cinématiques à $\mathrm{p_{miss}} = 0$ MeV/c ceci se traduit par une dissymétrie entre les données à $\mathrm{p_{miss}} < 0$ MeV/c et à $\mathrm{p_{miss}} > 0$ MeV/c (les intervalles en $\mathrm{p_{miss}} < 0$ MeV/c étant à plus petit Q^2 que ceux à $\mathrm{p_{miss}} > 0$ MeV/c) (figure 5.13).
Les tableaux 6.2 à 6.15 contiennent les valeurs des sections efficaces expérimentales et leur erreur statistique ainsi que les valeurs moyennes intégrées sur l'acceptance des variables cinématiques au vertex $\mathrm{p_{miss}}$, ω et q définissant la cinématique de chaque intervalle.
Les résultats expérimentaux sont comparés à deux modèles théoriques : un modèle de section efficace factorisée (Eq. 6.4) utilisant la prescription σ_{cc1} de De Forest [40] et la fonction spectrale $\mathrm{S(E_{miss}, P_{miss})}$ de Salme [79] appelé dans la suite modèle De Forest/Salme et deux calculs de J.M. Laget [80] : un calcul en onde plane et un calcul complet prenant en compte les interactions dans l'état final et les courants d'échanges mésoniques et isobariques à 2 et 3 corps.

Evaluation des effets d'acceptance

Le modèle De Forest/Salme étant déjà implémenté dans le code de MCEEP, les effets d'acceptance peuvent être évalués en comparant la section efficace théorique ponctuelle $\mathrm{S^{PWIA}}$ calculée en $\mathrm{p_{miss}}$, ω et q moyens (pour un angle hors-plan $\Phi = 0$) et celle moyennée sur l'acceptance $< \mathrm{S^{PWIA}} >_\Omega$ grâce à la simulation :

$$\mathrm{C_{acc}} = \frac{< \mathrm{S^{PWIA}} >_\Omega}{\mathrm{S^{PWIA}}}. \tag{6.7}$$

Les deux modèles d'ondes planes présentés dans le paragraphe précédent donnant des résultats approchés, il est alors possible d'appliquer le même coefficient correcteur des effets d'acceptance $\mathrm{C_{acc}}$ sur ces deux modèles afin d'obtenir une évaluation des effets d'acceptance pour les calculs de J.M. Laget.
La figure 6.18 montre le comportement du modèle en onde plane ponctuel ou intégré sur l'acceptance pour toutes les cinématiques parallèles. Les effets d'acceptance les plus importants apparaissent sur les cinématiques avant, notamment à $\mathrm{p_{miss}} = -300$ MeV/c où des effets de l'ordre de +50 % sont à noter ; sur les cinématiques avant à $\mathrm{p_{miss}} = 0$ MeV/c, ces effets croissent avec l'impulsion manquante et atteignent environ ±20 % à $\mathrm{p_{miss}} = \pm 120$ MeV/c.

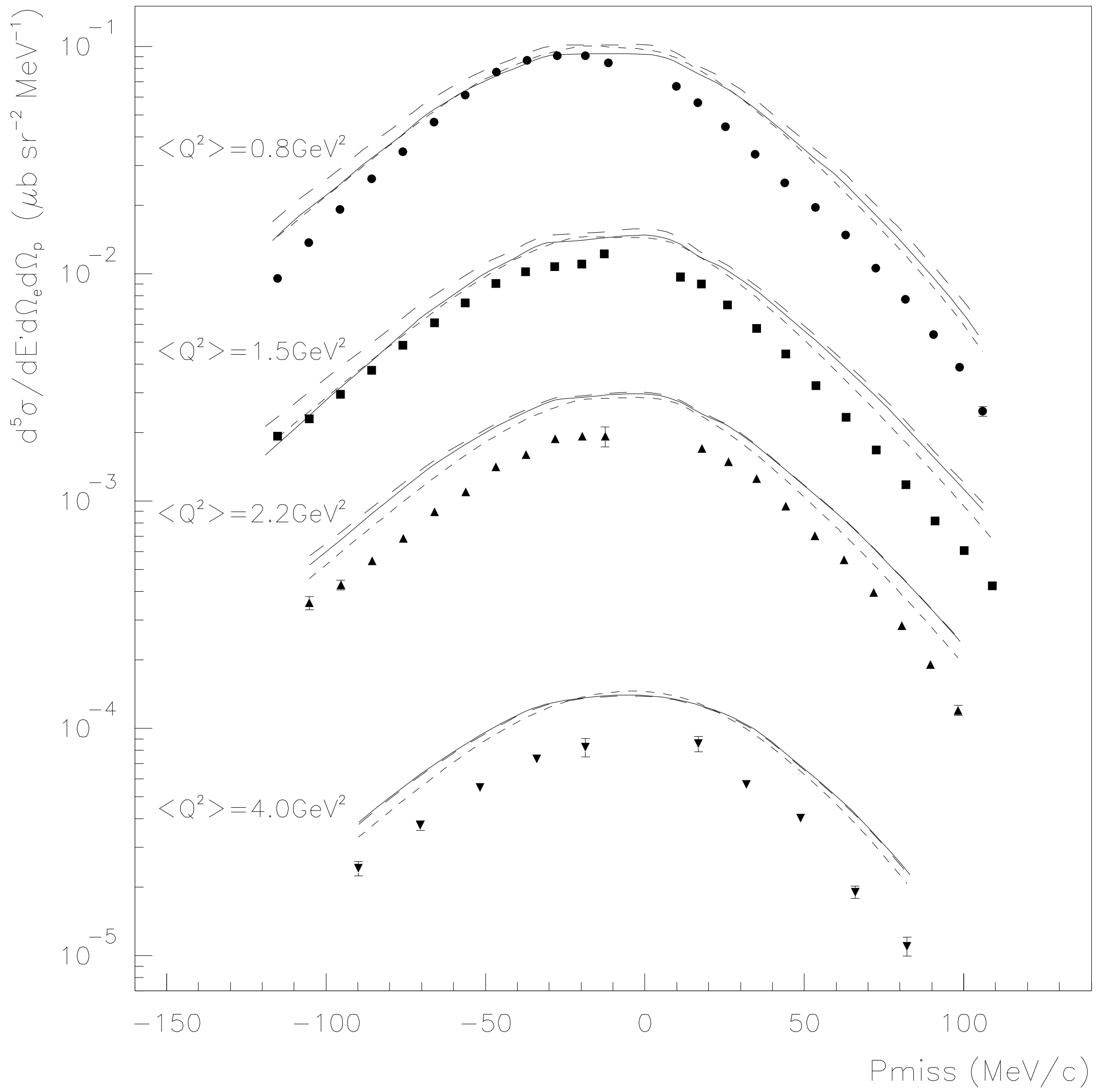

FIG. 6.12 – Sections efficaces expérimentales pour la réaction ^{3}He(e,e'p)d : cinématiques avant à $p_{miss} = 0$ MeV/c. Les modèles théoriques sont intégrés sur l'acceptance : la courbe en tirets courts correspond au modèle De Forest/Salme, la courbe en tirets longs est issue d'un calcul en onde plane par J.M. Laget [80], les traits pleins représentent le calcul complet (FSI + MEC3) de J.M. Laget.

Discussion

Sur les figures 6.12 à 6.17, les résultats sont comparés aux modèles de De Forest/Salme et de Laget auxquels on a appliqué le coefficient dû aux effets d'acceptance.

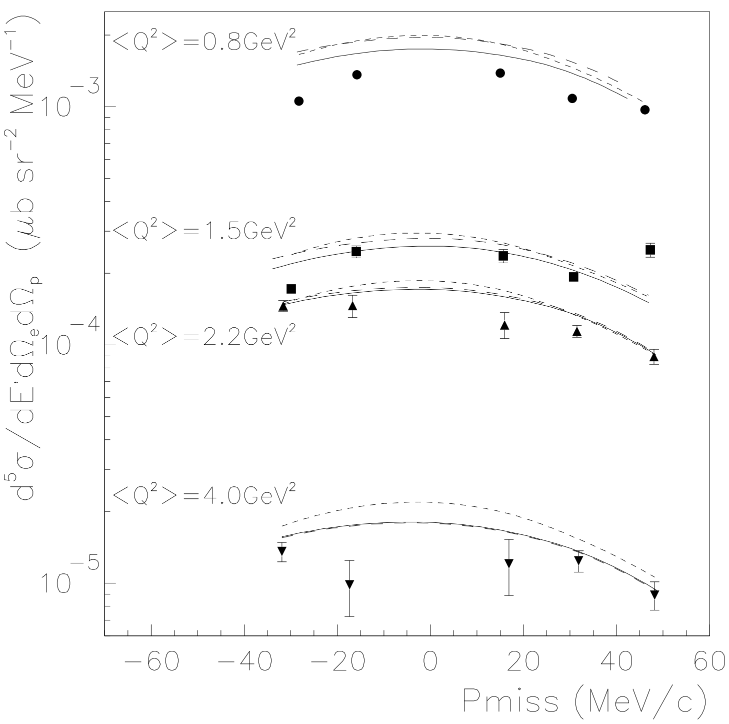

FIG. 6.13 – Sections efficaces expérimentales pour la réaction ^{3}He(e,e'p)d : cinématiques arrières à $p_{miss} = 0$ MeV/c. Les modèles théoriques sont intégrés sur l'acceptance : la courbe en tirets courts correspond au modèle De Forest/Salme, la courbe en tirets longs est issue d'un calcul en onde plane par J.M. Laget [80], les traits pleins représentent le calcul complet (FSI + MEC3) de J.M. Laget.

<u>Cinématiques avant à $p_{miss} = 0$ MeV/c :</u>
Le calcul complet de J.M. Laget ne montre pratiquement pas d'effets au-delà de l'onde plane (comme prévu lors de la préparation de l'expérience) : l'écart entre les résultats expérimentaux et les modèles semble croître avec le quadri-moment transféré Q^2, que ce soit entre les quatre cinématiques, de Q^2=0.8 GeV^2 à Q^2=4.0 GeV^2, ou à l'intérieur de chaque cinématique (Q^2 augmentant avec l'impulsion manquante). Ces effets ne semblent pas venir des facteurs de forme utilisés dans les modèles, ceux-ci provenant (pour le modèle $\sigma = \mathrm{K} \cdot \sigma_{cc1} \cdot \mathrm{S(Em, Pm)}$) de mesures récentes à grand Q^2 [82] dans le hall A du Jefferson Lab. Les effets relativistes de la fonction d'onde devraient se manifester plutôt à grande impulsion manquante ; ces effets en Q^2 pourraient être liés à la section efficace de diffusion électron-proton hors couche de masse.

<u>Cinématiques arrière à $p_{miss} = 0$ MeV/c :</u>
Les effets liés à la valeur de Q^2 observés en cinématique avant ne se retrouvent pas sur les mesures aux angles arrières : la partie transverse de la section efficace semble assez bien modélisée par les modèles disponibles. Des incohérences sont toutefois visibles sur certains points en bordure d'acceptance (Q^2 = 0.8 et 1.5 GeV^2) ; les intervalles à $p_{miss} = 0$ MeV/c

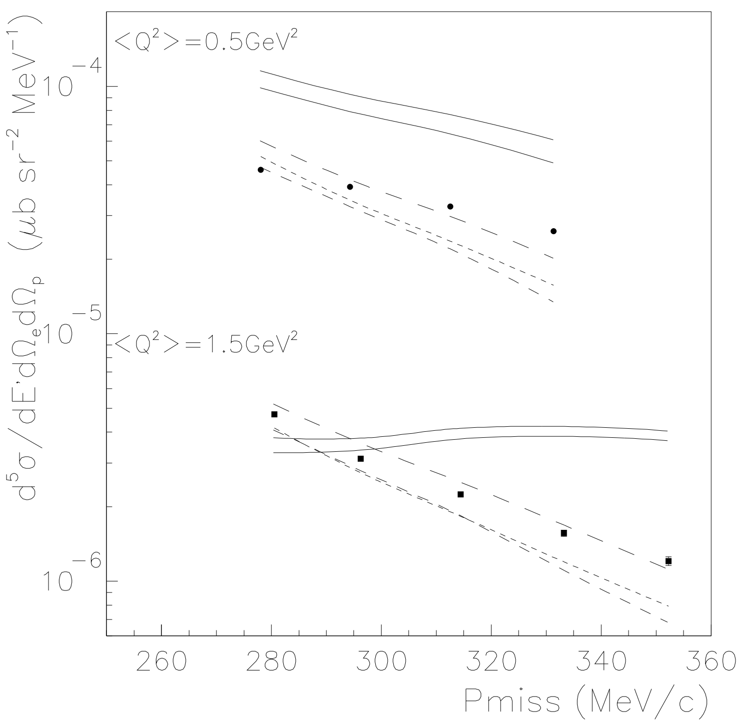

FIG. 6.14 – Sections efficaces expérimentales pour la réaction ^{3}He(e,e'p)d : cinématiques avant à $p_{miss} = -300$ MeV/c. Les modèles théoriques sont intégrés sur l'acceptance : la courbe en tirets courts correspond au modèle De Forest/Salme, la courbe en tirets longs (resp. moyens) est issue d'un calcul en onde plane par J.M. Laget [80] avec une fonction d'onde d'Urbana (resp. de Paris), les traits pleins représentent les calculs complets (FSI + MEC3) de J.M. Laget associés à chaque fonction d'onde.

où l'espace de phase tend vers 0 semblent peu fiables pour certaines cinématiques à plus faible statistique (grand Q^2).

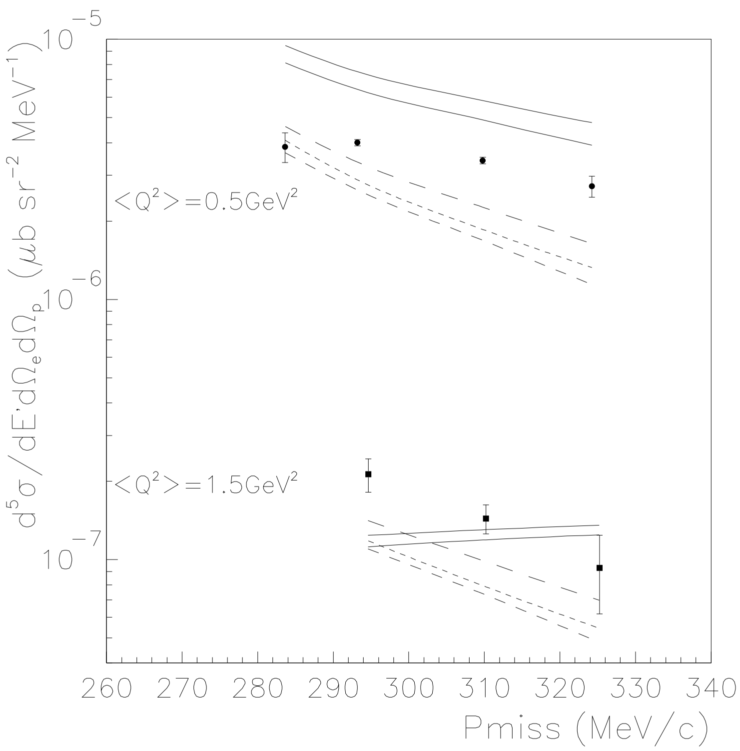

FIG. 6.15 – Sections efficaces expérimentales pour la réaction ^{3}He(e,e'p)d : cinématiques arrières à $p_{miss} = -300$ MeV/c. Les modèles théoriques sont intégrés sur l'acceptance : la courbe en tirets courts correspond au modèle De Forest/Salme, la courbe en tirets longs (resp. moyens) est issue d'un calcul en onde plane par J.M. Laget [80] avec une fonction d'onde d'Urbana (resp. de Paris), les traits pleins représentent les calculs complets (FSI + MEC3) de J.M. Laget associés à chaque fonction d'onde.

Cinématiques à $p_{miss} = -300$ MeV/c :
Ces cinématiques font apparaître une grande sensibilité à la fonction d'onde, ce qui pourrait être intéressant en vue de comparer différents modèles. Le calcul complet de J.M. Laget révèle aussi une sensibilité du calcul des effets d'interaction dans l'état final aux conditions cinématiques : une vérification des courbes théoriques représentées sur les figures 6.14 et 6.15 est en cours.

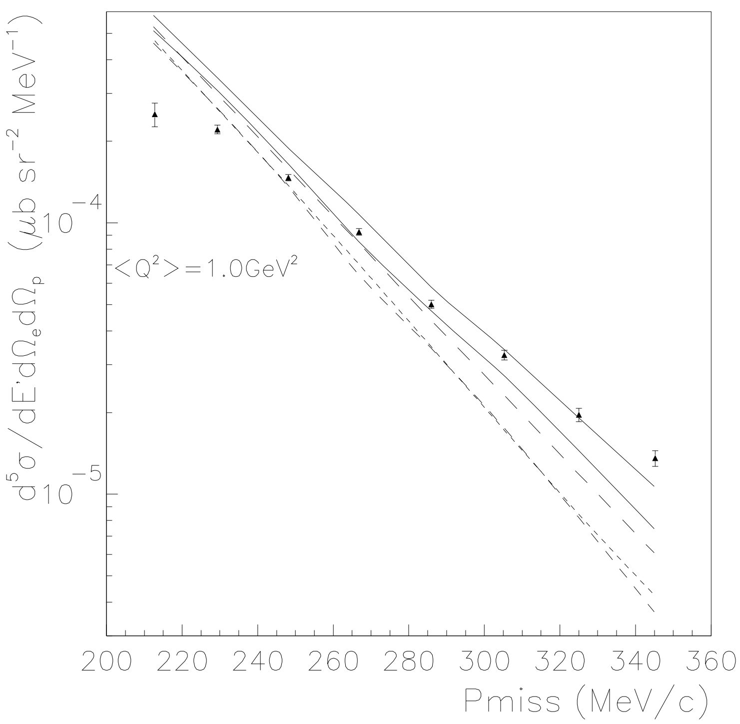

Fig. 6.16 – Sections efficaces expérimentales pour la réaction ^{3}He(e,e'p)d : cinématique avant à p_{miss} = +300 MeV/c. Les modèles théoriques sont intégrés sur l'acceptance : la courbe en tirets courts correspond au modèle De Forest/Salme, la courbe en tirets longs (resp. moyens) est issue d'un calcul en onde plane par J.M. Laget [80] avec une fonction d'onde d'Urbana (resp. de Paris), les traits pleins représentent les calculs complets (FSI + MEC3) de J.M. Laget associés à chaque fonction d'onde.

Cinématiques à p_{miss} = +300 MeV/c :

En plus d'une sensibilité à la fonction d'onde, les résultats obtenus sur ces cinématiques semblent prédire un effet supplémentaire par rapport au modèle complet qui tendrait à diminuer encore la dépendance en impulsion manquante de la section efficace (courbe moins pentue).

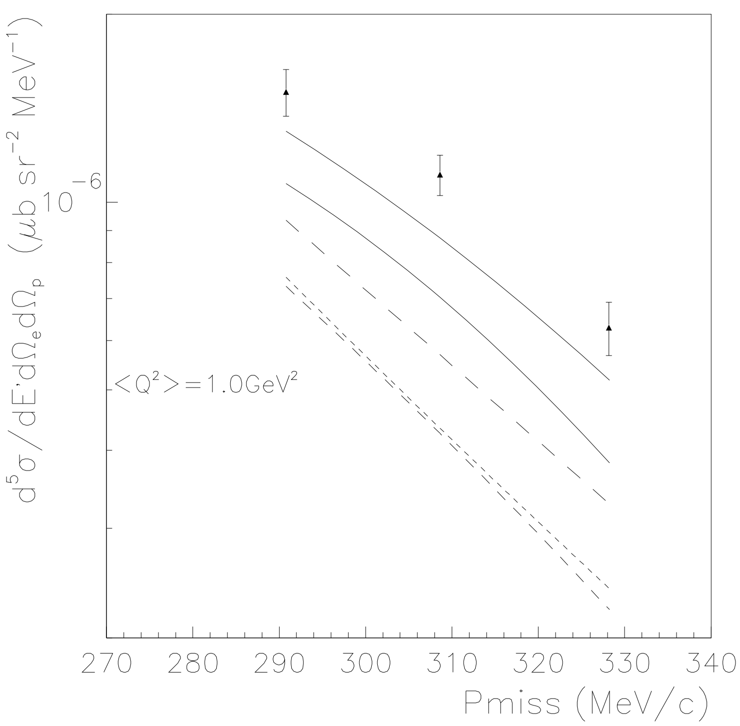

FIG. 6.17 – Sections efficaces expérimentales pour la réaction ^{3}He(e,e'p)d : cinématique arrière à p_{miss} = +300 MeV/c. Les modèles théoriques sont intégrés sur l'acceptance : la courbe en tirets courts correspond au modèle De Forest/Salme, la courbe en tirets longs (resp. moyens) est issue d'un calcul en onde plane par J.M. Laget [80] avec une fonction d'onde d'Urbana (resp. de Paris), les traits pleins représentent les calculs complets (FSI + MEC3) de J.M. Laget associés à chaque fonction d'onde.

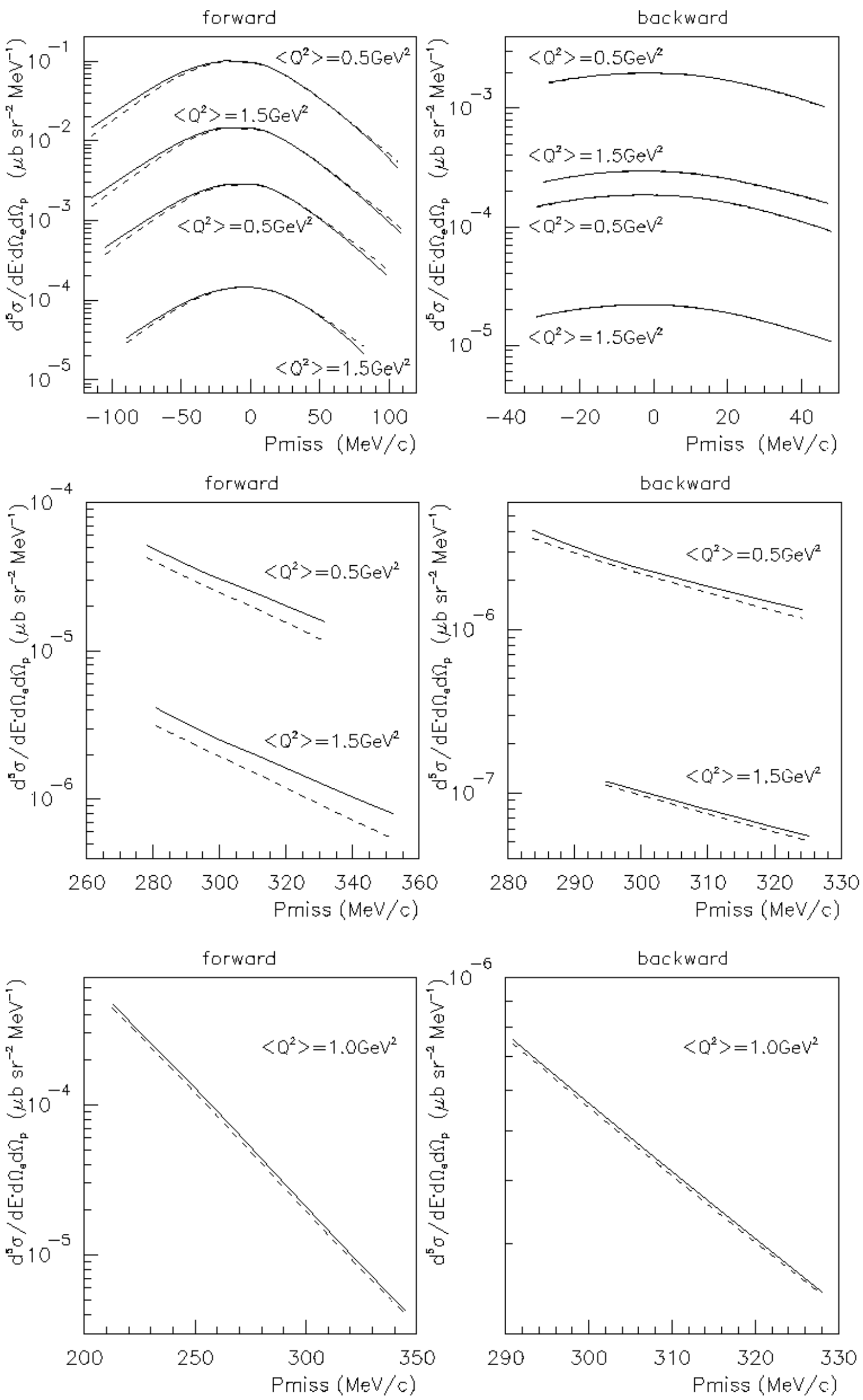

FIG. 6.18 – Mise en évidence des effets d'acceptance par comparaison des sections efficaces du modèle De Forest/Salme ponctuelles (en pointillés) ou intégrées sur l'acceptance au moyen de la simulation (en traits pleins).

E_0 MeV	p_{miss} MeV/c	ω MeV	$\lvert\vec{q}\rvert$ MeV/c	$\sigma_{\text{mod. PWIA}}$ $\mu b \cdot sr^{-2} \cdot MeV^{-1}$	erreur statistique	$\sigma_{\text{mod. ind.}}$ $\mu b \cdot sr^{-2} \cdot MeV^{-1}$	erreur
4032.3	-115.263	465.862	938.897	0.9606E-02	0.2087E-03	0.9626E-02	0.2062E-03
4032.3	-105.475	461.014	940.177	0.1359E-01	0.2107E-03	0.1369E-01	0.2068E-03
4032.3	-95.6274	456.096	941.557	0.1910E-01	0.2169E-03	0.1921E-01	0.2139E-03
4032.3	-85.7507	451.204	943.086	0.2609E-01	0.2349E-03	0.2621E-01	0.2317E-03
4032.3	-75.9118	446.169	944.368	0.3427E-01	0.2569E-03	0.3451E-01	0.2531E-03
4032.3	-66.1029	441.366	945.939	0.4612E-01	0.2956E-03	0.4653E-01	0.2913E-03
4032.3	-56.3809	437.936	949.393	0.6063E-01	0.3510E-03	0.6107E-01	0.3471E-03
4032.3	-46.6372	436.478	956.091	0.7549E-01	0.4540E-03	0.7686E-01	0.4449E-03
4032.3	-36.9751	435.523	963.581	0.8451E-01	0.5423E-03	0.8722E-01	0.5508E-03
4032.3	-27.5475	435.474	972.177	0.8409E-01	0.6927E-03	0.9120E-01	0.7271E-03
4032.3	-18.597	435.876	981.105	0.8222E-01	0.1039E-02	0.9098E-01	0.1130E-02
4032.3	-11.4126	436.903	989.752	0.7575E-01	0.2622E-02	0.8345E-01	0.2821E-02
4032.3	9.88491	440.09	1006.95	0.6201E-01	0.2301E-02	0.6585E-01	0.2356E-02
4032.3	16.5928	441.077	1015.37	0.5646E-01	0.8445E-03	0.5691E-01	0.8355E-03
4032.3	25.2534	442.409	1025.09	0.4460E-01	0.4806E-03	0.4430E-01	0.4647E-03
4032.3	34.5199	443.476	1034.65	0.3413E-01	0.3234E-03	0.3362E-01	0.3108E-03
4032.3	43.9199	443.019	1042.01	0.2585E-01	0.2462E-03	0.2518E-01	0.2337E-03
4032.3	53.409	440.904	1046.71	0.2023E-01	0.2040E-03	0.1950E-01	0.1899E-03
4032.3	62.9067	437.911	1049.79	0.1572E-01	0.1755E-03	0.1481E-01	0.1610E-03
4032.3	72.3254	434.842	1052.42	0.1141E-01	0.1568E-03	0.1053E-01	0.1395E-03
4032.3	81.6304	432.062	1054.95	0.8753E-02	0.1466E-03	0.7717E-02	0.1256E-03
4032.3	90.5451	429.731	1057.12	0.6519E-02	0.1445E-03	0.5397E-02	0.1159E-03
4032.3	98.7417	428.38	1058.81	0.5222E-02	0.1665E-03	0.3873E-02	0.1194E-03
4032.3	105.94	427.768	1059.87	0.4061E-02	0.2039E-03	0.2507E-02	0.1230E-03

TAB. 6.2 – Sections efficaces expérimentales pour la cinématique 16.

E_0 MeV	p_{miss} MeV/c	ω MeV	$\lvert\vec{q}\rvert$ MeV/c	$\sigma_{\text{mod. PWIA}}$ $\mu b \cdot sr^{-2} \cdot MeV^{-1}$	erreur statistique	$\sigma_{\text{mod. ind.}}$ $\mu b \cdot sr^{-2} \cdot MeV^{-1}$	erreur
4806.9	-115.131	864.704	1439.08	0.1893E-02	0.6198E-04	0.1932E-02	0.6121E-04
4806.9	-105.299	858.838	1439.33	0.2266E-02	0.5437E-04	0.2301E-02	0.5201E-04
4806.9	-95.5336	853.077	1439.91	0.2851E-02	0.5277E-04	0.2912E-02	0.5081E-04
4806.9	-85.7026	847.15	1440.46	0.3767E-02	0.5212E-04	0.3786E-02	0.5062E-04
4806.9	-75.8744	841.152	1441.03	0.4868E-02	0.5512E-04	0.4836E-02	0.5416E-04
4806.9	-66.0132	834.837	1441.35	0.5961E-02	0.6001E-04	0.6104E-02	0.5722E-04
4806.9	-56.2816	828.168	1441.41	0.7523E-02	0.6285E-04	0.7507E-02	0.6183E-04
4806.9	-46.6933	822.082	1442.46	0.8927E-02	0.7098E-04	0.9121E-02	0.6895E-04
4806.9	-37.3566	817.978	1445.91	0.9819E-02	0.8466E-04	0.1021E-01	0.8072E-04
4806.9	-28.2437	815.58	1451.37	0.1078E-01	0.1079E-03	0.1075E-01	0.1081E-03
4806.9	-19.7488	816.352	1460.3	0.1122E-01	0.1794E-03	0.1115E-01	0.1684E-03
4806.9	-12.7947	818.339	1469.94	0.1301E-01	0.4673E-03	0.1000E-19	0.1000E-19
4806.9	11.2261	822.177	1487.08	0.1072E-01	0.4283E-03	0.1018E-01	0.4067E-03
4806.9	17.6504	824.447	1496.61	0.9032E-02	0.1649E-03	0.9132E-02	0.1581E-03
4806.9	25.9675	826.294	1506.55	0.7486E-02	0.9624E-04	0.7287E-02	0.9213E-04
4806.9	34.9917	828.032	1516.38	0.6051E-02	0.6709E-04	0.5790E-02	0.6204E-04
4806.9	44.2321	828.001	1524.08	0.4663E-02	0.4955E-04	0.4409E-02	0.4620E-04
4806.9	53.6574	827.139	1530.7	0.3418E-02	0.3859E-04	0.3219E-02	0.3472E-04
4806.9	63.0606	824.778	1535.01	0.2576E-02	0.3066E-04	0.2330E-02	0.2731E-04
4806.9	72.4979	820.954	1537.09	0.1881E-02	0.2584E-04	0.1671E-02	0.2187E-04
4806.9	81.8038	816.492	1538.	0.1399E-02	0.2177E-04	0.1175E-02	0.1823E-04
4806.9	91.0662	811.827	1538.47	0.1028E-02	0.1940E-04	0.8136E-03	0.1554E-04
4806.9	100.166	807.384	1538.8	0.7932E-03	0.1881E-04	0.6046E-03	0.1347E-04
4806.9	109.035	803.452	1539.35	0.6300E-03	0.1786E-04	0.4226E-03	0.1191E-04

TAB. 6.3 – Sections efficaces expérimentales pour la cinématique 01.

E_0 MeV	p_{miss} MeV/c	ω MeV	$\lvert\vec{q}\rvert$ MeV/c	$\sigma_{\text{mod. PWIA}}$ $\mu b \cdot sr^{-2} \cdot MeV^{-1}$	erreur statistique	$\sigma_{\text{mod. ind.}}$ $\mu b \cdot sr^{-2} \cdot MeV^{-1}$	erreur
4806.8	-105.175	1257.23	1893.67	0.3335E-03	0.2423E-04	0.3606E-03	0.2323E-04
4806.8	-95.3254	1250.23	1893.01	0.4295E-03	0.2184E-04	0.4299E-03	0.2112E-04
4806.8	-85.5654	1243.55	1892.75	0.5023E-03	0.2295E-04	0.5319E-03	0.2182E-04
4806.8	-75.7522	1236.62	1892.42	0.7040E-03	0.2136E-04	0.6770E-03	0.2216E-04
4806.8	-65.8973	1229.28	1891.81	0.8865E-03	0.2274E-04	0.9076E-03	0.2197E-04
4806.8	-56.2368	1221.45	1890.79	0.1070E-02	0.2412E-04	0.1126E-02	0.2329E-04
4806.8	-46.6675	1214.85	1891.51	0.1374E-02	0.2712E-04	0.1400E-02	0.2712E-04
4806.8	-37.3069	1210.08	1894.47	0.1511E-02	0.3369E-04	0.1584E-02	0.3246E-04
4806.8	-28.204	1206.83	1899.06	0.1785E-02	0.4465E-04	0.1888E-02	0.4283E-04
4806.8	-19.6116	1204.05	1904.08	0.1923E-02	0.6851E-04	0.2832E-02	0.9828E-04
4806.8	-12.4573	1204.18	1911.47	0.2005E-02	0.1603E-03	0.1693E-02	0.5682E-03
4806.8	11.4827	1203.61	1922.74	0.2056E-02	0.1662E-03	0.1000E-19	0.1000E-19
4806.8	17.9078	1206.9	1933.26	0.1685E-02	0.6618E-04	0.1745E-02	0.6124E-04
4806.8	26.204	1209.67	1943.96	0.1544E-02	0.3882E-04	0.1472E-02	0.3813E-04
4806.8	35.1207	1211.62	1953.88	0.1329E-02	0.2710E-04	0.1255E-02	0.2539E-04
4806.8	44.2231	1212.12	1961.94	0.9890E-03	0.1999E-04	0.9597E-03	0.1799E-04
4806.8	53.3966	1209.15	1965.77	0.7425E-03	0.1644E-04	0.7029E-03	0.1433E-04
4806.8	62.5381	1202.67	1964.83	0.6044E-03	0.1429E-04	0.5572E-03	0.1213E-04
4806.8	71.6836	1196.	1963.26	0.4688E-03	0.1304E-04	0.3972E-03	0.1065E-04
4806.8	80.6488	1189.34	1961.37	0.3468E-03	0.1167E-04	0.2874E-03	0.8841E-05
4806.8	89.6257	1183.23	1959.91	0.2558E-03	0.1050E-04	0.1934E-03	0.7517E-05
4806.8	98.2731	1177.73	1958.61	0.1711E-03	0.1011E-04	0.1190E-03	0.6378E-05

TAB. 6.4 – Sections efficaces expérimentales pour la cinématique 18.

E_0 MeV	p_{miss} MeV/c	ω MeV	$\|\vec{q}\|$ MeV/c	$\sigma_{\text{mod. PWIA}}$ $\mu b \cdot sr^{-2} \cdot MeV^{-1}$	erreur statistique	$\sigma_{\text{mod. ind.}}$ $\mu b \cdot sr^{-2} \cdot MeV^{-1}$	erreur
4806.8	-89.8	2271.	2989.74	0.1130E-04	0.1341E-05	0.2281E-04	0.1831E-05
4806.8	-70.435	2253.97	2986.17	0.3727E-04	0.1719E-05	0.3828E-04	0.1756E-05
4806.8	-51.6969	2237.11	2983.46	0.5423E-04	0.1976E-05	0.5537E-04	0.1945E-05
4806.8	-33.8914	2227.22	2988.63	0.7796E-04	0.2853E-05	0.7000E-04	0.3149E-05
4806.8	-18.6348	2221.73	2996.9	0.7829E-04	0.6953E-05	0.1000E-19	0.1000E-19
4806.8	16.7886	2201.41	2999.96	0.9031E-04	0.6548E-05	0.9138E-04	0.6562E-05
4806.8	31.7846	2188.56	2999.02	0.5307E-04	0.2590E-05	0.5573E-04	0.2295E-05
4806.8	48.8443	2175.73	2998.27	0.4178E-04	0.1588E-05	0.4070E-04	0.1486E-05
4806.8	65.9643	2160.09	2991.92	0.2327E-04	0.1377E-05	0.2020E-04	0.1123E-05
4806.8	82.2039	2145.82	2983.33	0.1601E-04	0.1573E-05	0.1076E-04	0.1027E-05

TAB. 6.5 – Sections efficaces expérimentales pour la cinématique 20.

E_0 MeV	p_{miss} MeV/c	ω MeV	$\lvert\vec{q}\rvert$ MeV/c	$\sigma_{\text{mod. PWIA}}$ $\mu b \cdot sr^{-2} \cdot MeV^{-1}$	erreur statistique	$\sigma_{\text{mod. ind.}}$ $\mu b \cdot sr^{-2} \cdot MeV^{-1}$	erreur
842.6	-28.223	433.235	968.862	0.1058E-02	0.1799E-04	0.1059E-02	0.1786E-04
842.6	-15.7818	429.074	973.541	0.1359E-02	0.2960E-04	0.1367E-02	0.2954E-04
842.6	15.0169	415.796	980.281	0.1374E-02	0.3094E-04	0.1379E-02	0.3058E-04
842.6	30.5389	409.156	984.117	0.1082E-02	0.1296E-04	0.1083E-02	0.1281E-04
842.6	46.1431	404.304	987.988	0.9656E-03	0.1677E-04	0.9734E-03	0.1666E-04

TAB. 6.6 – Sections efficaces expérimentales pour la cinématique 17.

E_0 MeV	p_{miss} MeV/c	ω MeV	$\lvert\vec{q}\rvert$ MeV/c	$\sigma_{\text{mod. PWIA}}$ $\mu b \cdot sr^{-2} \cdot MeV^{-1}$	erreur statistique	$\sigma_{\text{mod. ind.}}$ $\mu b \cdot sr^{-2} \cdot MeV^{-1}$	erreur
1255.	-29.8616	848.698	1489.14	0.1708E-03	0.6073E-05	0.1703E-03	0.6110E-05
1255.	-15.9333	842.842	1494.18	0.2415E-03	0.1439E-04	0.2446E-03	0.1453E-04
1255.	15.6593	828.726	1502.68	0.2392E-03	0.1541E-04	0.2310E-03	0.1527E-04
1255.	30.779	821.329	1505.98	0.1905E-03	0.7053E-05	0.1928E-03	0.7052E-05
1255.	47.2654	808.376	1499.57	0.2604E-03	0.1843E-04	0.2483E-03	0.1707E-04

TAB. 6.7 – Sections efficaces expérimentales pour la cinématique 03.

E_0 MeV	p_{miss} MeV/c	ω MeV	$\vert\vec{q}\vert$ MeV/c	$\sigma_{\text{mod. PWIA}}$ $\mu b \cdot sr^{-2} \cdot MeV^{-1}$	erreur statistique	$\sigma_{\text{mod. ind.}}$ $\mu b \cdot sr^{-2} \cdot MeV^{-1}$	erreur
1954.8	-31.6345	1239.43	1931.94	0.1439E-03	0.7533E-05	0.1460E-03	0.7467E-05
1954.8	-16.6945	1232.29	1937.33	0.1437E-03	0.1576E-04	0.1463E-03	0.1569E-04
1954.8	15.9615	1212.98	1940.88	0.1219E-03	0.1494E-04	0.1234E-03	0.1505E-04
1954.8	31.4899	1203.17	1942.71	0.1132E-03	0.6553E-05	0.1139E-03	0.6480E-05
1954.8	48.0976	1192.56	1941.58	0.9336E-04	0.6782E-05	0.8944E-04	0.6480E-05

TAB. 6.8 – Sections efficaces expérimentales pour la cinématique 19.

E_0 MeV	p_{miss} MeV/c	ω MeV	$\vert\vec{q}\vert$ MeV/c	$\sigma_{\text{mod. PWIA}}$ $\mu b \cdot sr^{-2} \cdot MeV^{-1}$	erreur statistique	$\sigma_{\text{mod. ind.}}$ $\mu b \cdot sr^{-2} \cdot MeV^{-1}$	erreur
2906.3	-31.9118	2228.32	2991.8	0.1337E-04	0.1279E-05	0.1357E-04	0.1263E-05
2906.3	-17.3811	2220.64	2996.7	0.9744E-05	0.2582E-05	0.9843E-05	0.2601E-05
2906.3	16.9147	2201.19	3001.51	0.1147E-04	0.3411E-05	0.1206E-04	0.3199E-05
2906.3	31.8976	2191.14	3003.49	0.1216E-04	0.1325E-05	0.1240E-04	0.1289E-05
2906.3	48.1973	2180.35	3002.04	0.9284E-05	0.1292E-05	0.8914E-05	0.1217E-05

TAB. 6.9 – Sections efficaces expérimentales pour la cinématique 21.

E_0 MeV	p_{miss} MeV/c	ω MeV	$\|\vec{q}\|$ MeV/c	$\sigma_{mod.\,PWIA}$ $\mu b \cdot sr^{-2} \cdot MeV^{-1}$	erreur statistique	$\sigma_{mod.\,ind.}$ $\mu b \cdot sr^{-2} \cdot MeV^{-1}$	erreur
2906.3	272.69	665.636	1006.67	0.3645E-04	0.1807E-05	0.3804E-04	0.2029E-05
2906.3	278.062	673.944	1010.74	0.5233E-04	0.8440E-06	0.4618E-04	0.7252E-06
2906.3	294.335	684.869	1005.6	0.4657E-04	0.6355E-06	0.3921E-04	0.5243E-06
2906.3	312.532	693.409	995.354	0.3945E-04	0.6137E-06	0.3279E-04	0.4985E-06
2906.3	331.368	707.86	992.471	0.3166E-04	0.7054E-06	0.2592E-04	0.5713E-06

TAB. 6.10 – Sections efficaces expérimentales pour la cinématique 22.

E_0 MeV	p_{miss} MeV/c	ω MeV	$\|\vec{q}\|$ MeV/c	$\sigma_{mod.\,PWIA}$ $\mu b \cdot sr^{-2} \cdot MeV^{-1}$	erreur statistique	$\sigma_{mod.\,ind.}$ $\mu b \cdot sr^{-2} \cdot MeV^{-1}$	erreur
1255.	283.639	674.373	997.941	0.3538E-05	0.4507E-06	0.3823E-05	0.5065E-06
1255.	293.213	689.701	1005.12	0.3926E-05	0.1122E-06	0.4006E-05	0.1134E-06
1255.	309.79	706.921	1006.67	0.3402E-05	0.1007E-06	0.3425E-05	0.1011E-06

TAB. 6.11 – Sections efficaces expérimentales pour la cinématique 23.

E_0 MeV	p_{miss} MeV/c	ω MeV	$\lvert\vec{q}\rvert$ MeV/c	$\sigma_{mod.\,PWIA}$ $\mu b \cdot sr^{-2} \cdot MeV^{-1}$	erreur statistique	$\sigma_{mod.\,ind.}$ $\mu b \cdot sr^{-2} \cdot MeV^{-1}$	erreur
4806.8	276.38	1473.43	1932.67	0.5246E-05	0.1930E-06	0.8133E-05	0.3197E-06
4806.8	280.555	1486.47	1942.87	0.3981E-05	0.8950E-07	0.4642E-05	0.9793E-07
4806.8	296.275	1497.02	1937.98	0.2826E-05	0.5916E-07	0.3147E-05	0.6317E-07
4806.8	314.446	1504.73	1928.61	0.2072E-05	0.4992E-07	0.2257E-05	0.5161E-07
4806.8	333.216	1518.68	1927.59	0.1523E-05	0.4515E-07	0.1545E-05	0.4797E-07
4806.8	352.261	1535.59	1930.04	0.1126E-05	0.4713E-07	0.1191E-05	0.4948E-07

TAB. 6.12 – Sections efficaces expérimentales pour la cinématique 24.

E_0 MeV	p_{miss} MeV/c	ω MeV	$\lvert\vec{q}\rvert$ MeV/c	$\sigma_{mod.\,PWIA}$ $\mu b \cdot sr^{-2} \cdot MeV^{-1}$	erreur statistique	$\sigma_{mod.\,ind.}$ $\mu b \cdot sr^{-2} \cdot MeV^{-1}$	erreur
1954.8	294.649	1509.14	1940.34	0.2120E-06	0.3084E-07	0.2127E-06	0.3124E-07
1954.8	310.222	1522.96	1939.04	0.1385E-06	0.1822E-07	0.1438E-06	0.1831E-07
1954.8	325.24	1531.77	1935.15	0.9336E-07	0.3140E-07	0.9300E-07	0.3119E-07

TAB. 6.13 – Sections efficaces expérimentales pour la cinématique 25.

E_0 MeV	p_{miss} MeV/c	ω MeV	$\lvert\vec{q}\rvert$ MeV/c	$\sigma_{\mathrm{mod.\,PWIA}}$ $\mu\mathrm{b}\cdot\mathrm{sr}^{-2}\cdot\mathrm{MeV}^{-1}$	erreur statistique	$\sigma_{\mathrm{mod.\,ind.}}$ $\mu\mathrm{b}\cdot\mathrm{sr}^{-2}\cdot\mathrm{MeV}^{-1}$	erreur
4035.6	212.754	254.939	918.738	0.3223E-03	0.2839E-04	0.3007E-03	0.2222E-04
4035.6	229.36	251.947	924.92	0.2365E-03	0.8427E-05	0.2305E-03	0.8032E-05
4035.6	248.108	249.536	932.892	0.1592E-03	0.4686E-05	0.1440E-03	0.4110E-05
4035.6	266.811	249.409	943.764	0.1023E-03	0.2969E-05	0.9408E-04	0.2543E-05
4035.6	285.943	251.008	957.692	0.5940E-04	0.2240E-05	0.4918E-04	0.1776E-05
4035.6	305.314	253.423	974.634	0.4104E-04	0.1788E-05	0.3234E-04	0.1375E-05
4035.6	325.034	256.46	994.62	0.2395E-04	0.1459E-05	0.1990E-04	0.1073E-05
4035.6	345.213	259.965	1015.95	0.1659E-04	0.1113E-05	0.1355E-04	0.8839E-06

TAB. 6.14 – Sections efficaces expérimentales pour la cinématique 26.

E_0 MeV	p_{miss} MeV/c	ω MeV	$\lvert\vec{q}\rvert$ MeV/c	$\sigma_{\mathrm{mod.\,PWIA}}$ $\mu\mathrm{b}\cdot\mathrm{sr}^{-2}\cdot\mathrm{MeV}^{-1}$	erreur statistique	$\sigma_{\mathrm{mod.\,ind.}}$ $\mu\mathrm{b}\cdot\mathrm{sr}^{-2}\cdot\mathrm{MeV}^{-1}$	erreur
842.6	290.78	263.526	994.92	0.1555E-05	0.1334E-06	0.1502E-05	0.1289E-06
842.6	308.597	258.6	999.707	0.1137E-05	0.8464E-07	0.1107E-05	0.8232E-07
842.6	328.157	252.508	1003.38	0.6493E-06	0.6362E-07	0.6290E-06	0.6163E-07

TAB. 6.15 – Sections efficaces expérimentales pour la cinématique 27.

Conclusion

Le travail de cette thèse a porté sur l'analyse des données en cinématique parallèle de l'expérience E89-044 qui s'est déroulée de décembre 1999 à mai 2000 au Jefferson Laboratory. L'extraction des sections efficaces a nécessité une connaissance approfondie du dispositif expérimental du hall A (caractéristiques des détecteurs, propriétés des spectromètres à haute résolution et prise en main des outils d'analyse) afin de calibrer les détecteurs et d'optimiser les tenseurs optiques des spectromètres pour les différentes gammes d'impulsion de l'expérience. Cette étape importante de l'analyse des données a mis à jour certaines difficultés de modélisation des spectromètres et laisse apparaître de grandes imperfections dans la connaissance de leur optique : une meilleure optimisation du tenseur optique au niveau de la reconstruction des angles serait souhaitable.
Le traitement des données expérimentales a ensuite permis de sélectionner le canal ^{3}He(e,e$'$p) de manière très satisfaisante. Une simulation de l'expérience a pu être effectuée en ajustant l'espace de phase et les résolutions aux données expérimentales : ce travail a permis de reproduire de manière assez satisfaisante les principales variables cinématiques expérimentales. Des améliorations pourraient être apportées au niveau de la prise en compte des queues de distribution (sur la position du vertex), de l'élimination de certains décalages en énergie transférée et de l'obtention de résolution en énergie manquante plus proche de celle des données pour quelques cinématiques. La simulation pourrait aussi être utilisée pour reproduire les corrélations entre variables cinématiques (telles $\mathrm{E_{miss}}(\mathrm{p_{miss}})$).
La normalisation des sections efficaces a fait appel à l'étude des efficacités des détecteurs et à un contrôle de luminosité par l'intérmédiaire du suivi des taux en simples dans le bras électron. Malheureusement, l'étude des cinématiques élastiques n'a pas encore été réalisée et les sections efficaces présentées ne sont par conséquent que provisoires. La normalisation par les densités extraites des sections efficaces élastiques devrait permettre de réduire l'erreur systématique et de finaliser les résultats.

Les résultats présentés dans cette thèse montrent certains désaccords avec les prédictions théoriques disponibles et devraient permettre de contraindre ces modèles sur trois fronts :
- le déficit de la section efficace vis-à-vis des modèles théoriques pour les cinématiques à $\mathrm{p_{miss}} = 0$ MeV/c aux angles avant semble croître avec le quadrimoment transféré Q^2 et pourrait être lié à la section efficace de diffusion électron-proton hors-couche de masse ;
- l'étude de la fonction d'onde de l'^{3}He pourait être contrainte à partir des données à $\mathrm{p_{miss}} = +300$MeV/c qui présentent une grande sensibilité aux fonctions d'ondes utilisées dans les modèles ;

– enfin, l'existence d'une forte contribution à la section efficace des effets d'interactions dans l'état final au niveau des cinématiques à $p_{miss} = -300$MeV/c devrait apporter de nouveaux éléments à l'étude de ces mécanismes de ŕeaction.

Les données de l'expérience E89-044 ont été collectées en cinématique parallèle dans le but d'extraire les fonctions de réponse longitudinale et transverse de la désintégration à deux corps de l'^{3}He. En raison du manque de normalisation absolue des données et de la présence de termes d'interférence non négligeables (possibilité d'intégration de ces termes sur un domaine en impulsion manquante très restreint), les résultats très préliminaires obtenus dans la séparation des fonctions de réponse (annexe E) ne permettent pas une interprétation physique des processus mesurés : la faiblesse des sections efficaces mesurées en cinématique avant à $p_{miss} = 0$ MeV/c conduit notamment à l'obtention d'une réponse longitudinale incohérente. Néanmoins cette décomposition préliminaire semble trè prometteuse et devrait éclairer davantage la compréhension des sections efficaces expérimentales exposées dans cette thèse.

Les améliorations possibles citées ci-dessus à l'analyse déjà effectuée sur les données en cinématique parallèle permettraient l'extraction de section efficaces absolues finales. Une séparation des composante longitudinale et transverse serait alors de grand intérêt, moyennant une prise en compte (par la simulation par exemple) de la contribution des termes d'interférence et la sélection d'intervalles judicieux en impulsion manquante, énergie et impulsion transférées.

Annexe A

Electronique d'acquisition

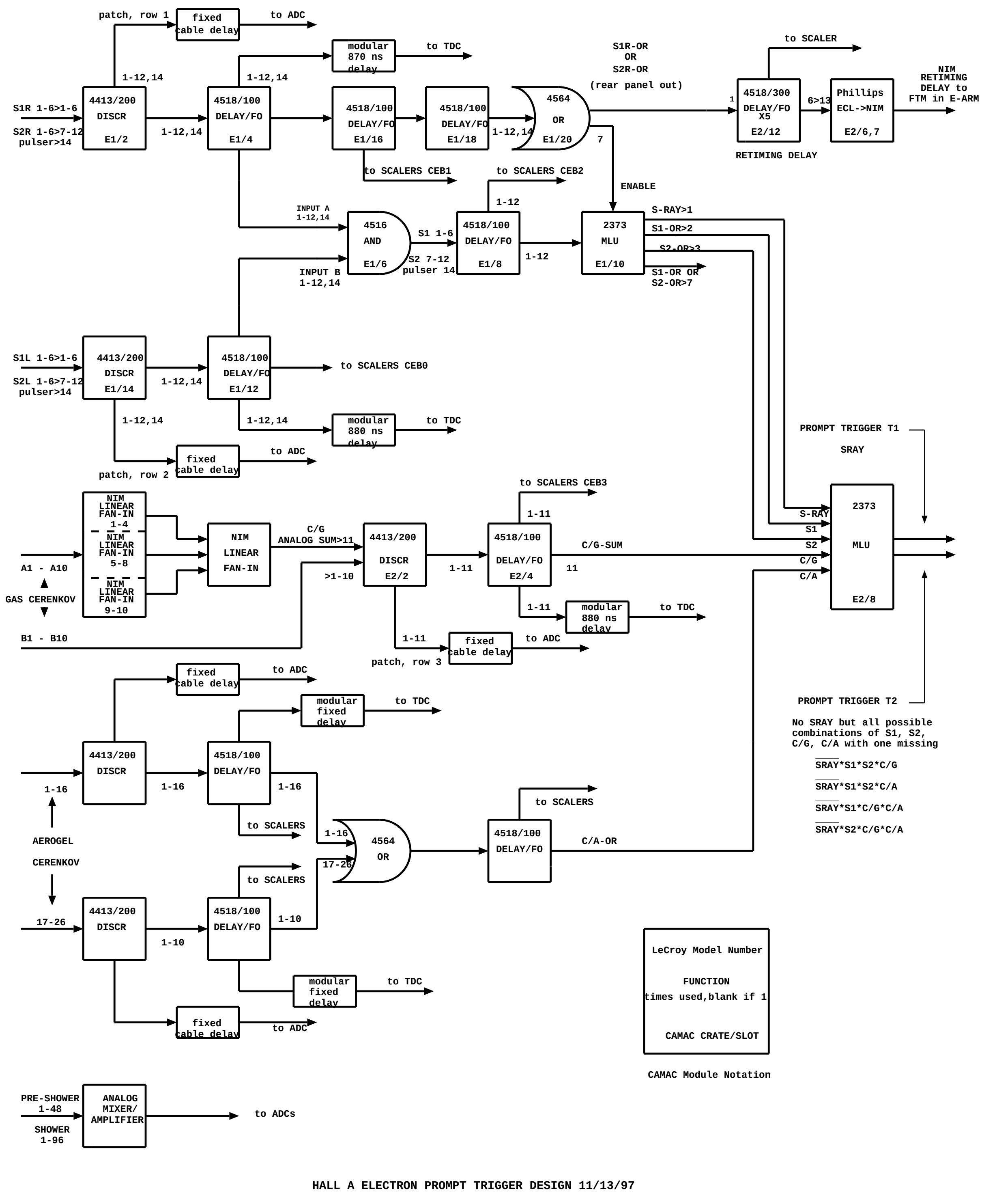

Fig. A.1 – Schéma détaillé de l'électronique d'acquisition du bras électron

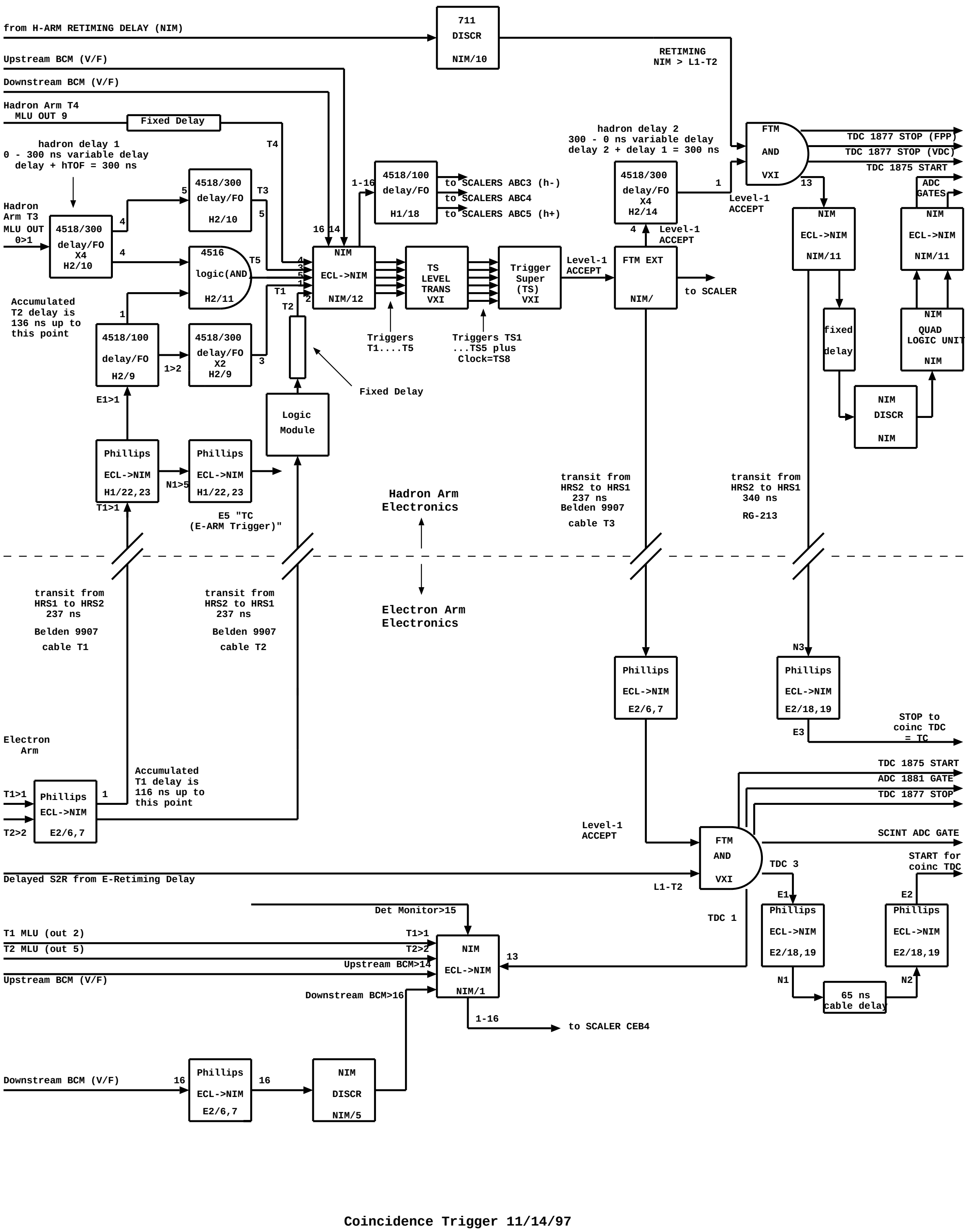

FIG. A.2 – Schéma détaillé de l'électronique d'acquisition pour la coïncidence

Annexe B

Description de la *database*

Lors de l'analyse des évènements, le logiciel ESPACE requiert un fichier d'entrée (*database*) contenant de nombreux renseignements relatifs aux détecteurs et à leur électronique (position, décalages et gains des TDC et ADC ...) ainsi que les coefficients des tenseurs optiques des deux spectromètres. Une connaissance détaillée de la *database* [83] est nécessaire lors de la calibration des détecteurs et l'optimisation de l'optique des spectromètres afin de pouvoir remplacer les coefficients par leur nouvelle valeur optimisée.

Raster et BPM

```
raster 0.0 0.0 -23.0 18.3 22.6 2065 2054 1.6e-6 1.1e-6
bpma -0.495E-03 3.64e-4 -7.607 2105 2104 2098 2098 1.0 1.0 0.01887 1.15 1.1369
1.1 1.35
bpmb -0.574E-03 0.0 -1.370 2090 2085 2085 2086 1.0 1.0 0.01887 1.0249 1.0520
1.1 1.35
```

Les trois premières lignes concernent le *raster* et les deux moniteurs de position (BPM A et BPM B).

Paramètres du *raster* :

pos_x	pos_y	pos_z	ν_x	ν_y	X_{ped}	Y_{ped}	κ_x	κ_y
(m)	(m)	(m)	(kHz)	(kHz)			(m/canal)	(m/canal)

pos_x, pos_y, pos_z : position du raster (dans le référentiel du laboratoire)
ν_x, ν_y : fréquence du raster
X_{ped}, Y_{ped} : piédestaux des ADC
κ_x, κ_y : gain des ADC

Paramètres de chaque BPM :

pos_x	pos_y	pos_z	$X_{p,ped}$	$X_{m,ped}$	$Y_{p,ped}$	$Y_{m,ped}$	α_x	α_y	κ	κ_x	κ_y	ϕ_x	ϕ_y
(m)	(m)	(m)							(m/canal)			(rad)	(rad)

pos_x, pos_y, pos_z : position du BPM
α_x, α_y : gain relatif des deux antennes
κ : le gain des ADC
κ_x, κ_y : atténuation du signal (dûe au filtrage à 30 kHz)
ϕ_x, ϕ_y : déphasage du signal par rapport au *trigger*.

La database est ensuite divisée en deux parties, la première correspondant aux informations du bras électron et la deuxième à celles du bras hadron. Seules les variables se rapportant au bras électron sont détaillées ici.

Géométrie des détecteurs

On trouve tout d'abord des informations générales relatives à la géométrie des détecteurs : leur position et orientation angulaire, leurs dimensions et la description de leurs sous-éléments éventuels.

`dét.`	`pos_x`$_{fp}$	`pos_y`$_{fp}$	`pos_z`$_{fp}$	`angle`	`dim_x`	`dim_y`	`dim_z`	`distance`	`sous-`
	(m)	(m)	(m)	(deg)	(m)	(m)	(m)	`entre plans`	`dét.`

Vient ensuite la description précise de la géométrie de chaque élément de détecteur : leur position, leurs dimensions et les positions et dispositions angulaires des fils des VDC.

`sous-`	`pos_x`$_{fp}$	`pos_y`$_{fp}$	`pos_z`$_{fp}$	`dim_x`	`dim_y`	`dim_z`	`nb.fils`	`angles`	`dist.`
`dét.`	(m)	(m)	(m)	(m)	(m)	(m)		`fils`	`fils` (mm)

Après l'indication `spece`, on aborde les caractéristiques physiques et électroniques des détecteurs ainsi que le tenseur optique.

Chambres à fils

```
8.900E+00 8.900E+00 8.900E+00 8.900E+00
4.912E+04 4.905E+04 4.922E+04 4.900E+04
4096 4096 4096 4096
5.000E-10 5.000E-10 5.000E-10 5.000E-10
2.12E-03 0.00E+00 0.00E+00 0.00E+00 -4.20E-04 1.30E-03 1.06E-04 0.00E+00
```

Pour chaque plan,
1$^{\text{ère}}$ ligne : estimation du temps de dérive des électrons (en nombre de canaux)
2$^{\text{ème}}$ ligne : vitesse de dérive des électrons (en m/s)
3$^{\text{ème}}$ ligne : nombre de canaux des TDC
4$^{\text{ème}}$ ligne : gain des TDC (en s/canal)
5$^{\text{ème}}$ ligne : coefficients polynômiaux utilisés pour la correction de la relation temps-distance de dérive (en m)

46 lignes suivantes : numéro du fil et piédestal de son TDC pour le plan U1 (8 fils par ligne soit 46 lignes pour les 368 fils)
46 lignes suivantes : numéro du fil et piédestal de son TDC pour le plan V1
46 lignes suivantes : numéro du fil et piédestal de son TDC pour le plan U2
46 lignes suivantes : numéro du fil et piédestal de son TDC pour le plan V2
`NB` : Si le numero du fil est négatif, ce fil ne sera pas utilisé lors de l'analyse.

74 lignes suivantes : numéro du fil et sa position pour le plan U1 (5 fils par ligne soit 74 lignes pour les 368 fils)
74 lignes suivantes : numéro du fil et sa position pour le plan V1
74 lignes suivantes : numéro du fil et sa position pour le plan U2

74 lignes suivantes : numéro du fil et sa position pour le plan V2

Čerenkov à gaz

```
5.110E+02 4.430E+02 3.060E+02 3.220E+02 4.420E+02 5.520E+02 4.380E+02 4.590E+02
4.820E+02 5.480E+02
9.714E-01 1.070E+00 1.301E+00 1.134E+00 1.180E+00 1.284E+00 1.043E+00 1.070E+00
1.044E+00 1.061E+00
```

1ère ligne : piédestaux des ADC des 10 mirroirs
2ème ligne : gains des ADC des 10 mirroirs.

Čerenkov à aerogel

```
0.000E+00 0.000E+00 5.700E+02 2.800E+02 3.660E+02 4.950E+02 4.620E+02 5.050E+02
-3.630E+02 3.020E+02 2.590E+02 2.480E+02 5.000E+02 0.000E+00 3.440E+02 2.91E+02
3.660E+02 0.000E+00 3.870E+02 4.520E+02 3.550E+02 3.980E+02 4.090E+02 3.340E+02
3.340E+02 5.000E+02
1.000E+00 1.000E+00 1.066E+00 0.790E+00 1.085E+00 1.965E+00 4.435E+00 1.828E+00
4.902E+00 2.786E+00 1.567E+00 2.743E+00 0.862E+00 1.000E+00 1.392E+00 1.759E+00
1.227E+00 1.000E+00 1.268E+00 1.260E+00 1.188E+00 1.066E+00 1.681E+00 2.121E+00
0.749E+00 1.672E+00
```

1ère ligne : piédestaux des ADC des 26 mirroirs
2ème ligne : gains des ADC des 26 mirroirs.

Scintillateur S1

```
0.700
1.658E+08
1.000E-10
-1.0002E+03 -9.6537E+02 -1.0716E+03 -1.1336E+03 -1.0516E+03 -1.0833E+03
-9.5436E+02 -1.1079E+03 -1.0111E+03 -9.9193E+02 -9.0844E+02 -8.7661E+02
6.7277E+02 6.7277E+02 6.7277E+02 6.7277E+02 6.7277E+02 6.7277E+02
3.70E+02 4.17E-01 3.89E+02 4.74E-01 4.67E+02 4.67E-01 4.72E+02 4.50E-01 4.53E+02
4.38E-01 6.02E+02 4.62E-01
4.10E+02 4.99E-01 4.79E+02 3.94E-01 8.71E+02 5.14E-01 3.95E+02 4.49E-01 6.31E+02
5.77E-01 4.10E+02 4.66E-01
```

1ère ligne : inverse de la longueur d'atténuation de la lumière dans le scintillateur
2ème ligne : vitesse de la lumière dans le scintillateur (en m/s)
3ème ligne : gain des TDC (en s/canal)
4ème ligne : piédestaux des TDC des PM droits pour les 6 lattes
5ème ligne : piédestaux des TDC des PM gauches pour les 6 lattes
6ème ligne : coefficient de correction du *timewalk* pour les 6 lattes
7ème ligne : piédestal suivi du gain des ADC des PM droits pour les 6 lattes
8ème ligne : piédestal suivi du gain des ADC des PM gauches pour les 6 lattes.

Scintillateur S2

```
0.600
1.609E+08
1.000E-10
-9.7915E+02 -1.0263E+03 -7.6032E+02 -9.7125E+02 -9.7693E+02 -9.1205E+02
-9.5625E+02 -8.6788E+02 -9.2723E+02 -1.0306E+03 -9.8808E+02 -9.0468E+02
-3.4428E+01 -2.2667E+01 -7.1877E+01 -5.9464E+01 -4.6085E+01 -4.8920E+01
8.9254E+02 8.9254E+02 8.9254E+02 8.9254E+02 8.9254E+02 8.9254E+02
5.19E+02 4.76E-01 6.67E+02 4.82E-01 3.42E+02 4.32E-01 4.87E+02 5.03E-01 2.75E+02
4.71E-01 4.66E+02 4.55E-01
4.64E+02 5.22E-01 7.81E+02 3.72E-01 4.56E+02 3.97E-01 4.86E+02 4.09E-01 4.63E+02
6.03E-01 7.68E+02 4.32E-01
```

Mêmes coefficients que pour S1.

Optique du spectromètre

```
8.400
0.0000E-01 2.702E+02 0.0000E-01 -1.57E-03
8.5784E-02 1.0270E-02 0.0000E-01 0.0000E-01 0.0000E-01 0.0000E-01 0.0000E-01
1
0 0 0 0 -1.0031E+00 -3.3327E-01 -4.3415E-02 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
0.0000E+00 t000
0 0 0 0 -7.7802E-03 1.7403E-03 1.8771E-03 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
0.0000E+00 y000
0 0 0 0 -2.3298E-03 -2.7975E-03 -1.3022E-04 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
0.0000E+00 p000
```

1$^{\text{ère}}$ ligne : rayon de la trajectoire centrale dans le dipôle
2$^{\text{ème}}$ ligne : coefficients polynômiaux utilisés pour le calcul de Γ ($\Gamma = \sum_{\mathrm{i}=0}^{3} \Gamma_{\mathrm{i}}\ \mathrm{B}_{\mathrm{i}}$)
3$^{\text{ème}}$ ligne : coefficients polynômiaux utilisés pour le calcul de p ($\mathrm{p} = \Gamma \cdot (\sum_{\mathrm{i}=0}^{6} \mathrm{d}_{\mathrm{i}}\ \mathrm{x}_{\mathrm{fp}}^{\mathrm{i}})$)
3 lignes suivantes : coefficients des polynômes t000, y000 et p000 permettant de prendre en compte les décalages de positionnement des détecteurs par rapport au plan focal réel du spectromètre.

```
0 0 0 0 0.0000E+00 8.3831E-02 1.0320E-02 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
D000
0 1 0 0 -5.0100E-03 2.4306E-01 1.5912E-02 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
0.0000E+00 D100
0 2 0 0 -1.0088E-00 1.0400E+00 4.0717E-01 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
0.0000E+00 D200
0 0 0 2 -1.2537E-01 6.4795E-01 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
0.0000E+00 D002
0 0 2 0 6.8620E-02 -1.0922E-01 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
0.0000E+00 D020
0 0 1 1 9.8321E-01 1.6114E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
```

```
D011
0 1 0 2 -1.7765E+01 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
0.0000E+00 D102
0 1 1 1 -3.9851E+01 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
0.0000E+00 D111
0 2 0 2 -1.0188E+03 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
0.0000E+00 D202
0 2 1 1 -1.6538E+03 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
0.0000E+00 D211
0 0 2 2 5.3578E+02 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
D022
4 1 0 0 -2.3427E+00 6.0230E-01 1.2252E-01 -8.5444E-02 0.0000E+00 0.0000E+00
0.0000E+00 T100
3 2 0 0 -3.9319E+00 -8.7557E-01 1.2270E+01 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
0.0000E+00 T200
2 1 0 2 8.3781E+01 -1.0086E+02 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
0.0000E+00 T102
2 3 0 0 4.1392E+01 -3.7070E+02 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
0.0000E+00 T300
4 0 0 1 -6.5380E-01 -9.7331E-02 1.4350E-01 -1.9313E-02 0.0000E+00 0.0000E+00
0.0000E+00 P001
2 0 0 3 6.0409E+00 -7.7950E+01 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
0.0000E+00 P003
4 0 1 0 -3.5366E-01 2.9185E-01 -4.7389E-02 1.5419E-01 0.0000E+00 0.0000E+00
0.0000E+00 P010
2 0 1 2 -6.1321E+00 1.4877E+01 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
0.0000E+00 P012
2 0 2 1 -5.5248E+01 -9.8969E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
0.0000E+00 P021
2 0 3 0 2.6034E+01 1.6507E+01 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
P030
3 1 0 1 4.4915E+00 1.8355E+00 5.4845E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
P101
1 1 0 3 4.7409E+01 6.5451E+01 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
P103
3 1 1 0 4.2693E+00 1.4865E+00 -1.5805E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
0.0000E+00 P110
1 1 1 2 -1.3311E+03 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
0.0000E+00 P112
1 1 2 1 -9.4341E+02 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
0.0000E+00 P121
1 1 3 0 1.0310E+03 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
P130
2 2 0 1 3.6884E+00 -1.5865E+02 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
```

```
0.0000E+00 P201
2 2 1 0 -8.1345E+01 6.8379E+01 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
0.0000E+00 P210
1 3 0 1 -8.9098E+02 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
0.0000E+00 P301
1 3 1 0 -2.5745E+03 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
0.0000E+00 P310
0 0 0 0 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
Y000
4 0 0 1 7.5637E-01 -1.1773E+00 -7.8326E-01 -5.5725E-01 0.0000E+00 0.0000E+00
0.0000E+00 Y001
4 0 1 0 -1.0603E+00 -1.0225E+00 -4.5437E-01 -6.0066E-01 0.0000E+00 0.0000E+00
0.0000E+00 Y010
3 1 0 1 -5.4884E+00 -2.8819E+00 2.6268E+01 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
0.0000E+00 Y101
3 1 1 0 -1.3707E+01 7.6218E+00 1.4711E+01 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
0.0000E+00 Y110
2 2 1 0 2.7728E+02 8.6802E+01 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
Y210
2 0 3 0 -9.5796E+00 2.1261E+02 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
0.0000E+00 Y030
2 2 0 1 4.5818E+02 1.7493E+02 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
Y201
1 3 0 1 5.1298E+03 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
Y301
1 3 1 0 2.2634E+03 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
Y310
```

11 lignes suivantes : coefficients des polynômes en x_{fp} définissant le polynôme Dijk du tenseur optique, permettant d'obtenir δ à la cible à partir des variables du plan focal
4 lignes suivantes : coefficients des polynômes en x_{fp} définissant le polynôme Tijk du tenseur optique, permettant d'obtenir θ_{tg} à la cible à partir des variables du plan focal
16 lignes suivantes : coefficients des polynômes en x_{fp} définissant le polynôme Pijk du tenseur optique, permettant d'obtenir ϕ_{tg} à la cible à partir des variables du plan focal
10 lignes suivantes : coefficients des polynômes en x_{fp} définissant le polynôme Yijk du tenseur optique, permettant d'obtenir y_{tg} à la cible à partir des variables du plan focal.

Longueur de parcours

```
1 1 0 0 0 1.234E+09 L1000
1 2 0 0 0 5.034E+09 L2000
1 0 1 0 0 -1.025E+11 L0100
1 0 2 0 0 3.248E+11 L0200
1 0 0 1 0 -1.238E+10 L0010
1 0 0 2 0 -4.672E+10 L0020
1 0 0 0 1 1.066E+10 L0001
```

```
1 0 0 0 2 2.013E+11 L0002
```

Elle est utilisée pour la correction du temps de coïncidence et fait intervenir un polynôme en x_{fp}, y_{fp}, θ_{fp} et ϕ_{fp} :

$$\text{path length} = \sum_{i,j,k,l} L_{ijkl} x_{fp}^{i} \theta_{fp}^{j} y_{fp}^{k} \phi_{fp}^{l}$$

Le premier chiffre a pour valeur 1 lors de l'optimisation et 0 sinon.
Les 4 chiffres suivants désignent respectivement la puissance de x_{fp}, θ_{fp}, y_{fp} et ϕ_{fp}.
Suit alors la valeur et le nom du coefficient associé.

Matrice inverse

```
1 0 0 0 0 -2.181E+00 XF10000
0 1 0 0 0 -1.980E-01 XF01000
0 0 0 0 1 1.191E+01 XF00001
1 0 0 0 0 -1.000E-01 TF10000
0 1 0 0 0 -4.690E-01 TF01000
0 0 0 0 1 1.967E+00 TF00001
0 0 1 0 0 3.630E-01 PF00100
0 0 0 1 0 -0.902E+00 PF00010
0 0 1 0 0 -5.950E-01 YF00100
0 0 0 1 0 -1.274E+00 YF00010
```

Enfin, le dernier bloc contient les coefficients du tenseur inverse permettant de passer des coordonnées à la cible à celles au plan focal (pour la prise en compte de $x_{tg} \neq 0$ au premier ordre).
Les 5 premiers chiffres désignent respectivement la puissance de x_{tg}, δ, θ_{tg}, ϕ_{tg} et y_{tg}. Suit ensuite la valeur et le nom du coefficient associé.

Annexe C

Simulation Monte Carlo

Les étapes de la simulation Monte Carlo du logiciel MCEEP sont présentées sommairement dans les paragraphes ci-dessous. Cette partie requiert une certaine connaissance du logiciel MCEEP [75].

Beam

Choose beam-target interaction point :
– choose Z_react randomly within target lenght
– choose Y_beam randomly within vertical beam dispersion
– appply energy, angles and position offsets
– apply energy and angles smearing
– choose x and y due to raster randomly
– calculate vertex point coordinates from the intersection with the plane z=Z_react

Mispointing

Apply mispointing effects

Beam eloss

Apply energy loss and multiple scattering effects (*ext_bremss.f*, *eloss_e.f*, *multi_scang.f*)

Nominal electron angles

Choose angles within collimator acceptance (from x, y position inside the collimator for a central target interaction point)

Actual electron angles

Get actual electron angles from nominal angles and interaction point.

Nominal proton angles

Choose angles within collimator acceptance (from x, y position inside the collimator for a central target interaction point)

Scattered electron energy

Choose e'
Increment N_ACC = number of events accepted

Actual proton angles

<u>If radiation ON and 1st loop (radiative tail) :</u>
- Photon momentum : get photon angle in peaking approximation ; choose photon energy k (cutoff<k<k_max=e'_min)
- Proton momentum : get proton momentum and number of solutions for p'(root)
- Pre/post radiation : select pre or post radiation. If one has a failed kinematics for p', choose the other one and apply a weight rad_wt= 1 ; else (2 solutions for p') choose pre or post radiation by toss coin and apply a weight rad_wt= 2
- Sampling weight : rad_wt=rad_wt/(1/k)
- Vertex/asymptotic kinematical variables : calculate vertex and asymptotic variables with respect to pre or post radiation previous choice

<u>If radiation OFF or radiation ON 2nd loop (peak correction) :</u>
- Proton momentum : get proton momentum and number of solutions for p' (root)
- rad_wt=1

Phase-space weight

Get phase-space weighting factor from vertex variables
phase_space=root×jacob_e×jacob_p×rad_wt×rad_norm×Nloop
<u>If radiation OFF :</u>
rad_wt=1
rad_norm=1
Nloop=1
<u>If radiation ON and 1st loop (radiative tail) :</u>
rad_wt=$\frac{1 \text{ or } 2}{1/k}$
rad_norm=$\log \frac{\text{k\_max}}{\text{cutoff}}$
Nloop=2
<u>If radiation ON and 2nd loop (peak) :</u>
rad_wt=1
rad_norm=1
Nloop=2
jacob_e et jacob_p are jacobians to account for actual to nominal angles (cross-section is differential in nominal angles).

Total weight

Apply radiative corrections factors : borie_drechsel for radiative tail, schwinger for virtual correction
If radiation OFF :
Total_wt = phase_space
If radiation ON and 1st loop (radiative tail) :
Total_wt = phase_space ×borie_drechsel ×multi-photon
If radiation ON and 2nd loop (peak) :
Total_wt = phase_space ×schwinger

Cross-section

Get theoretical cross-section σ_{EEP}

Energy loss, multiple scattering

Apply energy loss and multiple scattering effects to scattered particles

Transport coordinates

Get target variables from laboratory variables

Spectrometer analysis

Get focal plane variables, apply spectrometer analysis, get target variables

Laboratory coordinates

Get laboratory coordinates from target variables

dE/dx corrections

Correct for dE/dx the asymptotic variables

Acceptance check

If eloss calculation was performed, check that variables lie within the apertures in angles and momenta.

Cuts

Apply cuts on variables

Histograms

Write ntuples and histograms

WEIGHTS

numer_wt(0) = Alum $\times \frac{\mathcal{N}_{\mathrm{A}}}{\mathrm{Q_e \cdot A}} \times$ beamtime $\times 10^{10} \times \frac{\Delta\Omega\mathrm{e}\Delta\Omega\mathrm{p}\Delta\mathrm{e}'}{\mathrm{N\_ACC}} \times$ phase_space
numer_wt(1) = Alum $\times \frac{\mathcal{N}_{\mathrm{A}}}{\mathrm{Q_e \cdot A}} \times$ beamtime $10^{10} \times \frac{\Delta\Omega\mathrm{e}\Delta\Omega\mathrm{p}\Delta\mathrm{e}'}{\mathrm{N\_ACC}} \times \sigma_{\mathrm{EEP}} \times$ total_wt
numer_wt(-1)= $\sigma_{\mathrm{EEP}} \times$ total_wt / N_ACC
denom_wt(-1)= phase_space / N_ACC

Annexe D

Equations de la R-fonction

Les coupures définissant l'acceptance ont été mises au point par M. Rvachev [43]. Elles ont donné lieu à la définition d'une R-fonction $\mathcal{R}$ calculée à partir des données expérimentales et de simulation à partir du code suivant :

```
REAL FUNCTION R()
include ?
REAL F1,F2
REAL cut
F1=cut(y_tg_e,ph_tg_e,th_tg_e,dpe)
F2=cut(y_tg_h,ph_tg_h,th_tg_h,dph)
R=MIN(F1,F2)
END

REAL FUNCTION cut(y_tg,ph_tg,th_tg,dp)
REAL C1,C2,C3,C4,C5,C6,C7,C8,C9,C10,C11
REAL D1,D2,D3,D4,D5
REAL E1,E2
REAL y_tg,ph_tg,th_tg,dp
C1=-0.0137*ph_tg+0.055-th_tg
C2=0.0502+th_tg
C3=-0.136*y_tg+0.02518-0.991*ph_tg
C4=y_tg*0.136+0.02518+0.991*ph_tg
C5=-0.975*dp+0.0396-0.220*th_tg
C6=dp+0.0409+0.068*th_tg
C9=-0.421*dp-0.907*th_tg+0.0561
C7=-dp*0.1776+0.984*ph_tg+0.0237
C8=-dp*0.1738+0.0236-0.985*ph_tg
C10=0.319* y_tg-0.948*ph_tg+0.0336
C11=-0.319*y_tg+0.948*ph_tg+0.0336
D1=MIN(C1,C2)
D2=MIN(C3,C4)
D3=MIN(C5,C6)
```

```
D3=MIN(C9,D3)
D4=MIN(C7,C8)
D5=MIN(C10,C11)
E1=MIN(D1,D2)
E2=MIN(D3,D4)
E2=MIN(E2,D5)
cut=MIN(E1,E2)
END
```

Annexe E

Etude préliminaire de la séparation des composantes longitudinale et transverse

Une première séparation des composantes σ_L et σ_T des sections efficaces expérimentales a été réalisée pour toutes les données en cinématique parallèle. La méthode d'extraction de ces fonctions de réponse est détaillée dans une première partie avant de présenter les résultats obtenus pour les cinématiques à -300 MeV/c.

Principe d'obtention des fonctions de réponse longitudinale et transverse

Afin d'obtenir des sections efficaces expérimentales "avant" et "arrière" moyennées sur des domaines identiques en énergie et impulsion transférées ainsi qu'en impulsion manquante, des coupures similaires entre la cinématique aux angles avant et celle aux angles arrière sont effectuées sur les variables ω, q et p_{miss} : celles-ci sont généralement appliquées sur la cinématique avant qui présente une acceptance plus grande au niveau des variables ω et q du photon virtuel.
De nouvelles sections efficaces expérimentales sont alors obtenues par la méthode d'ajustement de la simulation. La simulation est aussi utilisée pour obtenir les valeurs moyennes sur l'acceptance des variables cinématiques ω, q et p_{miss} : celles-ci sont en théorie identiques pour la cinématique avant et la cinématique arrière mais présentent dans les faits de légères différences ($< 3 - 4\ MeV$) ; les valeurs moyennes retenues pour ω, q et p_{miss} sont donc égales à la moitié de la somme de la valeur moyenne pour la cinématique avant et de celle pour la cinématique arrière.

Le calcul des fonctions de réponse longitudinale et transverse est ensuite effectué à partir de la formule 1.35. Pour chaque cinématique (avant et arrière), les variables ε et Γ sont calculées à partir de l'énergie de faisceau et des valeurs moyennes (définies ci-dessus) de l'énergie ω et de l'impulsion q transférées.

Séparation des composantes longitudinale et transverse pour les cinématiques à p_{miss}=-300 MeV/c

Les figures E.1 et E.2 montrent les résultats obtenus pour les cinématiques à -300 MeV/c ainsi que les prédictions théoriques en ondes planes issues du modèle de De Forest/Salme : $K \cdot \sigma_L^{cc1} \cdot S(Pm)$ pour la partie longitudinale et $K \cdot \sigma_T^{cc1} \cdot S(Pm)$ pour la partie transverse. N'ayant pas, pour l'instant, la possibilité d'intégrer ces fonctions de réponse théoriques sur l'acceptance, les résultats présentés correspondent à des valeurs ponctuelles et ont été obtenus à partir de sections efficaces expérimentales ponctuelles (division de la section efficace expérimentale par le facteur d'acceptance) : ceci permet de comparer les résultats à des courbes théoriques ponctuelles (calculées au point cinématique moyen défini par les valeurs moyennes de ω, q et p_{miss}).

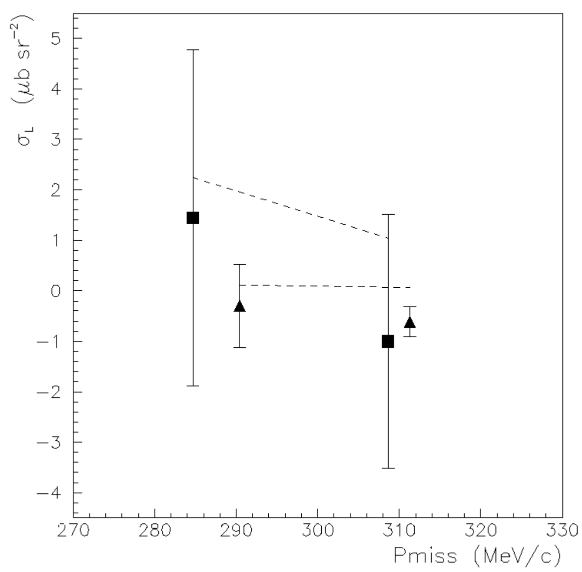

FIG. E.1 – Fonctions de réponses longitudinales pour les cinématiques à $p_{miss} = -300$ MeV/c : à $Q^2 = 0.8$ GeV^2 (carrés noirs) et $Q^2 = 1.5$ GeV^2 (triangles noirs). Les résultats ponctuels sont comparés aux prédictions théoriques du modèle en ondes planes de De Forest/Salme (tirets) calculées au point cinématique défini par les valeurs moyennes de ω, q et p_{miss}.

Une étude menée au niveau du modèle théorique de De Forest/Salme a permis d'aboutir à deux constats :
– Le calcul des fonctions de réponse à partir de la décomposition longitudinale-transverse de σ_{cc1} ne donne pas les mêmes résultats que leur extraction avec la formule 1.35 à partir des sections efficaces théoriques avant et arrière : cette différence signe la contribution non négligeable de termes d'interférence.
– Le calcul des fonctions de réponse à partir de la décomposition longitudinale-transverse

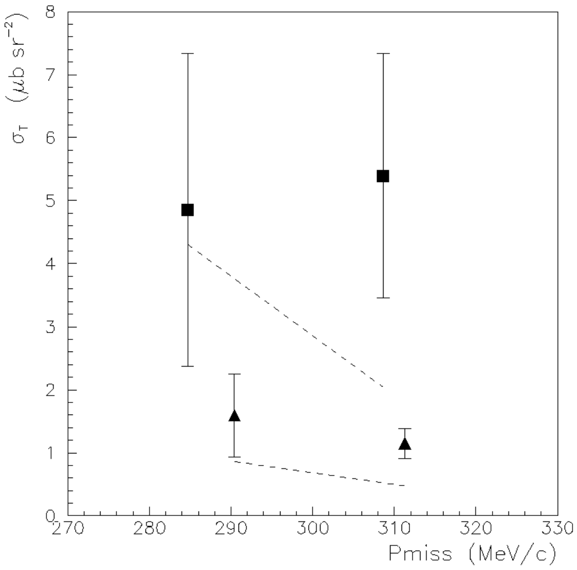

FIG. E.2 – Fonctions de réponses transverses pour les cinématiques à $p_{miss} = -300$ MeV/c : à $Q^2 = 0.8$ GeV^2 (carrés noirs) et $Q^2 = 1.5$ GeV^2 (triangles noirs). Les résultats ponctuels sont comparés aux prédictions théoriques du modèle en ondes planes de De Forest/Salme (tirets) calculées au point cinématique défini par les valeurs moyennes de ω, q et p_{miss}.

de σ_{cc1} montre des différences selon que l'on utilise les valeurs de ω et q de la cinématique avant, arrière ou moyennées sur les deux cinématiques.

Deux améliorations sont donc à envisager au niveau de la séparation des composantes longitudinale et transverse :

– prise en compte des termes d'interférence, soit par soustraction de leur contribution au niveau des sections efficaces expérimentales avant et arrière (à l'aide du modèle en ondes planes et de la simulation), soit par analyse de la dépendance en Φ (angle hors-plan) des sections efficaces expérimentales avant et arrière ;
– restriction des acceptances en ω et q de chaque cinématique afin d'obtenir un meilleur accord au niveau des valeurs moyennes sur l'acceptance de ces deux variables entre les cinématiques avant et arrière.

Bibliographie

[1] T.R. Witten et al., Nucl. Phys. **A254** (1975) 269

[2] M. Bernheim et al., Nucl. Phys. **A365** (1981) 349

[3] B. Frois et C.N. Papanicolas, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **37** (1987) 133

[4] E.J. Moniz et al., Phys. Rev. Lett. **26** (1971) 445

[5] J. Mougey et al., Phys. Rev. Lett. **48** (1978) 1645

[6] S. Frullani, J. Mougey, Adv. Nucl. Phys. **14** (1984) 1

[7] C. Marchand et al., Phys. Lett. **B153** (1985) 29

[8] P. Barreau et al., Nucl. Phys. **A402** (1983) 515

[9] Z.E. Meziani et al., Phys. Rev. Lett. **52** 24 (1984) 2130

[10] B.P. Quinn et al., Phys. Rev. **C37** 4 (1988) 1609

[11] S.A. Dytman et al., Phys. Rev. **C38** 2 (1988) 800

[12] K.F. von Reden et al., Phys. Rev. **C41** 3 (1990) 1084

[13] M. Deady et al., Phys. Rev. **C33** 6 (1986) 1897

[14] R. Altemus et al., Phys. Rev. Lett. **44** 15 (1980) 965

[15] C.C. Blatchley et al., Phys. Rev. **C34** 4 (1986) 1243

[16] Z.E. Meziani, J.P. Chen et al., Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 41

[17] J.P. Chen, Z.E. Meziani et al., Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 1283

[18] R. Schiavilla et al., *preprint Ill-(NU)-86-60*

[19] S. Fantoni, V. Pandharipande, *preprint Ill-(NU)-86-52*

[20] J. Morgenstern, Z.E. Meziani, Phys. Lett. **B515** (2001) 269

[21] J.V. Noble, Phys. Rev. Lett. **46** 6 (1981) 412

[22] S. Turck-Chieze et al., Phys. Lett. **B142** 3 (1984) 145

[23] E. Jans et al., Phys. Rev. Lett. **49** 14 (1982) 974

[24] C. Marchand et al., Phys. Rev. Lett. **60** 17 (1988) 1703

[25] J.M. Le Goff et al., Phys. Rev. **C55** 3 (1997) 1600

[26] R. Florizone et al., Phys. Rev. Lett. **83** 12 (1999) 2308

[27] A. Kozlov et al., Phys. Rev. Lett. **83** 12 (1999) 2308

[28] A. Magnon et al., Phys. Lett. **B222** 3 (1989) 352

[29] J.E. Ducret et al., Nucl. Phys. **A556** (1993) 373

[30] J.M. Le Goff et al., Phys. Rev. **C50** 5 (1994) 2278

[31] G. van der Steenhoven et al., Phys. Rev. Lett. **57** 2 (1986) 182

[32] R.W. Lourie et al., Phys. Rev. Lett. **56** 22 (1986) 2364

[33] P.E. Ulmer et al., Phys. Rev. Lett. **59** 20 (1987) 2259

[34] J. Morgenstern, Nucl. Phys. **A446** (1985) 315c

[35] D. Reffay-Pikeroen et al., Phys. Rev. Lett. **60** 9 (1988) 776

[36] L.S. Celenza et al., Phys. Rev. **C31** (1985) 946

[37] T. De Forest, Phys. Rev. Lett. **53** (1984) 895

[38] J.M. Le Goff, Thèse du DAPNIA/SPhN CEA de Saclay, (1991).

[39] J.J. Kelly, Adv. Nucl. Phys. **23** (1996) 75

[40] T. de Forest, Nucl. Phys. **A392** (1983) 232

[41] M.L. Goldberger, K.M. Watson, *Collision theory*, John Wiley and sons, New York (1964).

[42] Thèse de J.E. Ducret, DAPNIA/SPhN, CEA de Saclay (1992).

[43] Thèse de M. Rvachev, MIT (USA) (2003)

[44] Thèse de F. Benmokthar, Rutgers University (USA) en préparation

[45] page web du Jefferson Lab http :\\www.jlab.org

[46] Thèse de L. Eyraud, Université Joseph Fourier, (1992)

[47] page web du hall B http :\\www.jlab.org\Hall-B

[48] S. Stepanyan et al., Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 252001

[49] page web du hall C http :\\www.jlab.org\Hall-C

[50] page web du hall A http :\\www.hallaweb.jlab.org

[51] http :\\hallaweb.jlab.org\physics\experiment_index.html

[52] J. Alcorn et al., NIM **A522** (2004) 294-346

[53] P. Piot et al., *High Current CW Beam Profile Monitors Using Transition Radiation at CEBAF*, CEBAF-PR-96-08 (1996)

[54] C. Hyde-Wright, L. Todor, G. Laveissiere, *Beam Position Studies for E93050*, JLab-TN-01-001 (2001)

[55] P.E. Ulmer, W. Bertozzi, J.M. Finn, R.W. Lourie, J. Mougey, A. Saha, *Physics Requirements on the Determination and Stability of the Parameters of the Beam*, CEBAF-TN-90s-255 (1990)

[56] Thèse de O. Ravel, Université Blaise Pascal, **DU951** (1997)

[57] Thèse de D. Marchand, CEA/Saclay DAPNIA/SPhN, (1998)

[58] D. Meekins, Hall A Analysis Workshop 2002 http :/halla-web.jlab.org/data_reduc/AnaWork2002

[59] *Conceptual Design Report CEBAF Basic Experimental Equipment* (Revised) (1990)

[60] N. Liyanage et al., *Optics commissioning of the Hall A HRS*, MIT-LNS IR #04/98 (1998).

[61] P. Vernin *et al.*, NIM **A449** (2000) 505-527

[62] Thèse de G. Quemener, Université Blaise Pascal, **DU978** (1997)

[63] K.G. Fissum et al., NIM **A474** (2001) 108

[64] M. Iodice et al., NIM **A411** (1998) 223

[65] E. Offerman et al., *ESPACE : Event Scanning Program for Hall A Collaboration Experiments* version 2.8.5 : http ://hallaweb.jlab.org/espace/index.html

[66] N. Liyanage *Optics calibration of the hall A HRS using the C Optimizer*, JLab-TN-02-012 (2002)

[67] Page web de A. Ketikyan http ://www.jlab.org/ armen/sh_web_page/sh_page_init.html

[68] Thèse de Z. Chai, MIT (USA) (2003)

[69] F. Benmokhtar, *Spectrometer Setups*, E89-044 internal report.

[70] M. Jones, *Report on Electronic Deadtime* (2000)
http ://www.jlab.org/ jones/e91011/report_on_deadtime.ps

[71] A. Amroun et al., Nucl. Phys. **A579** (1994) 596

[72] page web d'analyse http ://lpscwww.in2p3.fr/hadrons/helium3/Anal/AnaPag.html

[73] J. Mougey, *Espace Energy Loss Corrections Revisited* (2000)
http ://lpscwww.in2p3.fr/hadrons/helium3/Anal/Publ/Repo/IntRep.html

[74] http ://lpscwww.in2p3.fr/hadrons/helium3/Anal/Libr/Util/Utilit.html

[75] P. Ulmer, *MCEEP : Monte Carlo for Electro-Nuclear Coincidence Experiments* v3.4 :
http ://www.physics.odu.edu/ ulmer/mceep/mceep.html

[76] V.L. Rvachev et T.I. Sheiko, Appl. Mech. Rev. **48**(4) (1995) 151

[77] M. Rvachev, *Effective use of Hall A HRS acceptance with R-functions*, JLab-TN-01-155 (2001)

[78] M. Rvachev, Hall A analysis workshop
http ://hallaweb.jlab.org/data_reduc/AnaWork2001/marat_rfunc.html

[79] A. Kievsky, E. Pace, G. Salme, M. Viviani, Phys. Rev. **C56** (1997) 64

[80] J.M. Laget, Nucl. Phys. **A579** (1994) 333-368

[81] J.M. Laget, Phys. Lett. **B151** vol. 5,6 (1985) 325

[82] Thèse d'Olivier Gayou, Université Blaise Pascal / Jefferson Lab **DU1343** (2002)

[83] L. Todor, *E93050 experiment : Hall A Detector Database Calibration* (1998)
http ://hallaweb.jlab.org/physics/experiments/E93-050/vcs.html