



Thèse présentée pour obtenir le grade de
Docteur de l'Université Louis Pasteur
Strasbourg I

Discipline : Physique nucléaire
par François-Xavier Girod

Diffusion Compton profondément virtuelle avec le détecteur CLAS pour une étude des distributions de partons généralisées.

Soutenue publiquement le 20 décembre 2006

Membres du jury

Directeur de thèse : Daniel HUSS,	Professeur, directeur de l'IPHC
Responsable de thèse : Michel GARÇON,	Physicien au CEA-Saclay
Rapporteur interne : Fouad RAMI,	Chargé de recherches à l'IPHC
Rapporteur externe : Latifa ELOUADRHIRI,	Physicienne au Laboratoire Jefferson
Rapporteur externe : Bernard PIRE,	Directeur de recherches à l'École Polytechnique
Examineur : Enzo DE SANCTIS,	Directeur de recherches à l'INFN-Frascati

Pour E.

Remerciements

Mes premiers remerciements s'adressent à Daniel Huss, pour avoir accepté d'être mon directeur de thèse pour l'Université de Strasbourg, malgré ses nombreuses responsabilités administratives. Son expertise en matière d'instrumentation, que j'avais déjà pu constater lorsqu'il était mon professeur, lui a permis de faire de nombreuses suggestions intéressantes. Bernard Pire a accepté le rôle de président du jury, ainsi que celui de rapporteur externe pour l'université. J'ai beaucoup apprécié ses conseils et ses remarques, ainsi que les discussions stimulantes autour de la thématiques. J'exprime à Fouad Rami une sincère gratitude, pour avoir accepté d'être rapporteur interne pour l'université, pour la lecture détaillée du manuscrit, et pour les nombreuses remarques qu'il a faites. Merci encore à Enzo De Sanctis pour m'avoir fait l'honneur d'être membre du jury malgré un emploi du temps chargé.

Je remercie Nicolas Alamanos, chef du SPhN, et son adjointe Françoise Auger pour m'avoir accueilli au sein de leur service. Je tiens également à témoigner de ma gratitude envers Danielle Coret, Isabelle Richard et Valérie Poyeton pour leur disponibilité et leur efficacité en matière d'administration.

Je ne pourrai pas, en ces quelques lignes, rendre un hommage digne de ce que m'a apporté Michel Garçon. C'est un privilège immense que d'avoir bénéficié de son expérience. Par la rigueur de sa démarche scientifique, l'étendue de ses connaissances, sa bienveillance à mon égard, son intuition physique, son esprit de synthèse, il restera pour moi le meilleur exemple à suivre pour devenir physicien. Je le remercie du fond du cœur.

Latifa Elouadrhiri a accepté d'apporter son expertise de spécialiste pour remplir la tâche de rapporteur externe. Elle a notamment organisé le groupe de travail pendant toutes les phases du projet, avec efficacité et enthousiasme. J'ai hâte de travailler à nouveau à ses côtés.

Mes collègues proches au SPhN m'ont beaucoup apporté, scientifiquement et humainement. Je tiens à faire part ici de ma sincère reconnaissance envers Franck Sabatié, pour m'avoir supporté pendant plusieurs mois dans son bureau en répondant patiemment et systématiquement à tous les tracassés que j'ai rencontrés en me confrontant au travail quotidien du chercheur en physique. Ses connaissances et son expérience, notamment en informatique et pour l'analyse des données, ont très largement contribué à mon travail

de thèse. J'ai également beaucoup apprécié les traits d'esprits, la bonne humeur et la culture immense de Jacques Ball. A Carlos Muñoz Camacho et Rita De Masi, je voudrais témoigner une amitié véritable, et souhaiter réussite dans la continuation de leurs projets.

La collaboration française travaillant dans la thématique comporte de nombreux membres. Parmi ceux qui sont proches de mon travail, je tiens à remercier : Michel Guidal, Hyonsuk Jo, Silvia Niccolai et Marion Mac Cormick de l'IPN d'Orsay, Eric Voutier et Malek Mazouz au LPSC Grenoble, et Alexandre Camsonne ainsi que, *last but not least*, Pierre-Yves Bertin du LPC Clermont.

Merci encore à mes collaborateurs et futurs collègues au laboratoire Jefferson, notamment Harut Avakian, Volker Burkert, Rustam Niyazov et Stepan Stepanyan.

Bien entendu, je n'oublie pas tous ceux qui m'ont accompagné et soutenu humainement au cours de ces trois années. Mes parents et ma famille, Fred et Cate, Johanna, Lucile, Manue, Clairon, je souhaite une longue vie à toute la famille Berrebi ☸.

068 111 117 099 101 032 065 110 097
 115 116 097 115 115 105 097 044 032
 106 101 032 110 101 032 116 101 032
 114 101 109 101 114 099 105 101 032
 112 097 115 032 100 101 032 109 039
 097 118 111 105 114 032 112 097 115
 032 108 097 105 115 115 233 032 233
 099 114 105 114 101 032 099 101 115
 032 114 101 109 101 114 099 105 101
 109 101 110 116 115 044 032 109 097
 105 115 032 106 101 032 116 101 032
 114 101 109 101 114 099 105 101 032
 112 111 117 114 032 116 111 117 116
 032 108 101 032 114 101 115 116 101

Table des matières

Remerciements	v
Invitation	1
1 Motivations physiques	5
1.1 Les distributions de Wigner	7
1.1.1 Définition	7
1.1.2 Distribution quantique de partons dans l'espace de phase	7
1.2 Projections des distributions de Wigner et GPDs	8
1.3 Contenu physique des GPDs	9
1.3.1 Facteurs de forme du nucléon et leur interprétation	10
1.3.2 Contenu partonique	12
1.3.3 Le tenseur énergie-impulsion et la règle de somme de Ji	13
1.3.4 Distribution de partons dans le plan transverse	13
1.4 Diffusion Compton profondément virtuelle	15
1.4.1 Le régime de Bjorken et la dominance du cône de lumière	16
1.4.2 La réaction $ep \rightarrow ep\gamma$	19
1.4.3 Asymétrie de spin du faisceau	22
1.5 Données existantes	23
1.6 L'expérience CLAS/DVCS	26
2 Dispositif expérimental	29
2.1 L'accélérateur CEBAF et le détecteur CLAS	29
2.2 Modifications apportées au dispositif expérimental	32
2.2.1 Le solénoïde	35
2.2.2 Le calorimètre interne (IC)	39
2.3 Système de monitoring	42
3 Programmes de simulation et de reconstruction	47
3.1 Simulation	48
3.2 Reconstruction	49
3.2.1 Architecture	49
3.2.2 Partie spécifique au calorimètre IC	50

4	Prise de données et calibration des détecteurs	59
4.1	Electronique de déclenchement et d'acquisition	59
4.1.1	Système de déclenchement	59
4.1.2	Système d'acquisition	60
4.2	Chronologie, déroulement et conditions de faisceau	60
4.3	Calibration	62
4.3.1	Calibration du détecteur CLAS	62
4.3.2	Calibration du calorimètre IC	65
4.4	Monitoring du calorimètre IC	72
4.4.1	Empilement et dommages aux radiations	72
4.4.2	Historique des gains	74
5	Analyse des données	79
5.1	Identification des particules	79
5.1.1	Identification de l'électron diffusé	80
5.1.2	Identification du proton diffusé	81
5.1.3	Identification du photon diffusé	86
5.2	Corrections	89
5.2.1	Particules chargées	89
5.2.2	Photons	89
5.3	Sélection des événements $ep \rightarrow ep\gamma X$	90
5.4	Découpage du domaine cinématique : intervalles choisis	93
5.5	Asymétries des événements $ep\gamma X$	93
5.6	Soustraction de la contribution des événements π^0	99
5.6.1	Principe	99
5.6.2	Modélisation	100
5.6.3	Sélection des événements π^0	111
5.6.4	Evaluation du nombre d'événements π^0 sous le pic DVCS	112
5.6.5	Distributions simulées des d'événements π^0 sous le pic DVCS	112
5.7	Effets de taille finie des intervalles	119
5.8	Evaluation des erreurs	119
5.8.1	Erreurs statistiques	119
5.8.2	Erreurs systématiques	120
5.9	Résultats : asymétries obtenues	122
5.10	Vérification de cohérence	130
6	Un début d'interprétation	133
6.1	Description du modèle	134
6.1.1	Les Doubles Distributions	134
6.1.2	Paramétrisation des DDs \mathfrak{h}_V^q et \mathfrak{h}_A^q à $t = 0$	136
6.1.3	Dépendance en t pour H^q : modèle de type Regge	137
6.1.4	Dépendance en t pour \tilde{H}^q : paramétrisation factorisée	137
6.1.5	Paramétrisations des GPDs E^q et \tilde{E}^q	137

6.1.6	Le terme D	138
6.1.7	Contribution du twist-3	138
6.1.8	Résumé des caractéristiques du modèle de base	139
6.2	Confrontation du modèle aux données	139
6.2.1	Asymétries à 90° en fonction de $ t $	140
6.2.2	Influences des différents ingrédients du modèle	142
6.3	Perspectives	145
6.3.1	Corrélations (x, ξ)	145
6.3.2	Corrélations (x, t)	147
Conclusion		149
Bibliographie		153
Annexes		158
A	Conventions et variables cinématiques	159
A 1	Conventions générales	159
A 2	Variables cinématiques	159
A 3	Domaine cinématique couvert	162
B	Asymétries de la réaction $ep \rightarrow ep\pi^0$	165

Liste des figures

1.1	<i>Diagramme associé à l'élément de matrice $F_{\Gamma}^q(x, \xi, t)$.</i>	9
1.2	<i>Localisation du nucléon par un paquet d'onde (d'après [11]).</i>	12
1.3	<i>GPDs dans l'espace paramètre d'impact. Figure extraite de [21].</i>	15
1.4	<i>Diagramme en "sac à main" pour le processus DVCS.</i>	16
1.5	<i>Diagrammes d'ordre α_s intervenant dans la diffusion "dure" $\gamma^*q \rightarrow \gamma q$.</i>	18
1.6	<i>La réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ comprend deux processus : DVCS et BH.</i>	19
1.7	<i>HERA : dépendances en Q^2 de la section efficace de $\gamma^*p \rightarrow \gamma p$.</i>	24
1.8	<i>H1 : dépendances en t et en W de la section efficace de $\gamma^*p \rightarrow \gamma p$.</i>	25
1.9	<i>Premières observations de l'asymétrie de spin du faisceau du DVCS.</i>	26
1.10	<i>Hall A : $d^4\Sigma = \Delta\sigma_{LU}$ et $d^4\sigma(x_B = 0.35, Q^2 = 2.3 \text{ GeV}^2, -t = 0.28 \text{ GeV}^2)$.</i>	27
2.1	<i>Haut : schéma de CEBAF. Bas : une cavité supraconductrice en Niobium pur.</i>	30
2.2	<i>Illustration du choix pseudo-aléatoire de polarisation du faisceau.</i>	31
2.3	<i>Schéma de CLAS.</i>	33
2.4	<i>En haut : les compteurs Čerenkov. En bas, le calorimètre EC : à gauche, une vue éclatée d'un module; à droite, un événement avec 2 impacts dans le secteur 1, et un seul dans les secteurs 2, 3, 4 et 5.</i>	34
2.5	<i>Cinématique des événements DVCS (simulation).</i>	36
2.6	<i>Adjonctions au détecteur CLAS.</i>	37
2.7	<i>Vue en coupe du solénoïde, avec la cible sur l'axe du faisceau.</i>	38
2.8	<i>Intensité du champ du solénoïde selon l'axe du faisceau.</i>	38
2.9	<i>Schéma de l'électronique d'acquisition.</i>	40
2.10	<i>Numérotation des 424 cristaux, une vue de la face avant de IC.</i>	41
2.11	<i>Histogrammes des transmissions (unités arbitraires) des fibres des 2 harnais.</i>	42
2.12	<i>Schéma du dispositif de monitoring laser.</i>	43
2.13	<i>Interface graphique homme/machine pour le contrôle de la roue porte-filtres.</i>	44
2.14	<i>Vérification de la linéarité de chaque voie, pour tout le calorimètre.</i>	45
3.1	<i>Schéma de l'architecture des programmes.</i>	47
3.2	<i>Organigramme du programme de reconstruction.</i>	51
3.3	<i>Résolutions estimées par la simulation [59], en fonction de l'énergie (GeV).</i>	54
3.4	<i>Effets simulés de bord (interne).</i>	57

3.5	<i>Effets simulés de bord (externe).</i>	58
4.1	<i>Polarisation du faisceau au cours du temps.</i>	61
4.2	<i>Masse invariante de 2 photons dans IC. Les deux pics correspondent aux π^0 (135 MeV) et aux η (547 MeV).</i>	66
4.3	<i>Détail de la procédure d'ajustement.</i>	69
4.4	<i>Illustration de la procédure d'ajustement : spectres temps vs ADC. Pour des raisons de lisibilité, l'illustration ne porte que sur un seul quadrant (inférieur gauche) de IC.</i>	70
4.5	<i>Evolution de la largeur du pic de coïncidence avec l'énergie déposée.</i>	71
4.6	<i>Illustration de l'ajustement des spectres pour évaluer l'empilement : Spectres ADC des runs de piédestaux avec faisceau, l'échelle verticale est logarithmique.</i>	75
4.7	<i>Doses de rayonnement reçues (en rad) par les cristaux en 30 jours. Noter la forte décroissance en fonction de l'angle. Chaque carré correspond à un cristal.</i>	76
4.8	<i>Historique des variations des gains pendant la durée de l'expérience, déduites des mesures laser (quadrant supérieur droit de IC). L'échelle verticale va de -25 à +25 %. La voie la plus à droite dans la rangée supérieure est la voie de référence. Noter la légère baisse de gain uniquement sur la couronne interne.</i>	77
5.1	<i>Distribution en impulsion des électrons diffusés. La ligne rouge indique la valeur minimale requise.</i>	82
5.2	<i>Distribution du vertex de l'électron le long de l'axe z. Les lignes rouges donnent l'extension maximale des coupures appliquées selon chaque secteur.</i>	82
5.3	<i>Coupures fiducielles pour EC.</i>	83
5.4	<i>Energies déposées dans EC : E_{out} vs E_{in} (GeV).</i>	84
5.5	<i>Coupure $\frac{E_{tot}}{p}$ en fonction de p à 2.5σ.</i>	84
5.6	<i>Coupure sur le nombre de photo-électrons collectés dans les compteurs Čerenkov.</i>	85
5.7	<i>Coupure sur le temps de vol via $\Delta\beta$.</i>	86
5.8	<i>Distributions des vitesses (β) pour les particules neutres détectées dans EC.</i>	87
5.9	<i>Illustration des coupures sur (θ, ϕ).</i>	88
5.10	<i>$v_{z_{proton}}$ en fonction de $v_{z_{electron}}$ (cm).</i>	90
5.11	<i>Coupure sur $v_{z_{proton}} - v_{z_{electron}}$</i>	91
5.12	<i>Effets des coupures sur la sélection des événements avec photon dans IC.</i>	94
5.13	<i>Effets des coupures sur la sélection des événements, photon dans EC.</i>	95
5.14	<i>Distributions cinématiques et découpage en bins des données : à gauche (Q^2, x_B) intégré en t et ϕ, à droite $(-t, x_B)$ intégré en Q^2 et ϕ (sur cette dernière, pour plus de clarté, les pixels avec moins que 5 événements ne sont pas représentés).</i>	96

5.15	<i>Asymétries des événements $ep\gamma X$ pour la coupure E_X de référence, intégrées sur t. Pour chacun des 15 bins en (x_B, Q^2), la distribution en ϕ est montrée, ainsi que le résultat d'un ajustement par l'équation (1.89). Le cadre en haut à gauche est un agrandi du premier bin en (x_B, Q^2), pour la lisibilité des échelles communes à tous les bins.</i>	97
5.16	<i>Asymétries à $\phi = 90^\circ$ des événements $ep\gamma X$ fonction du jeu de coupures sur E_X.</i>	98
5.17	<i>Comparaison des résolutions, sélection d'événements $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \in (IC, IC)$.</i>	104
5.18	<i>Comparaison des résolutions, sélection d'événements $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \in (IC, EC)$.</i>	105
5.19	<i>Comparaison des résolutions, sélection d'événements $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \in (EC, EC)$.</i>	106
5.20	<i>Comparaison des résolutions pour les événements $ep\gamma$ avec $\gamma \in IC$.</i>	107
5.21	<i>Comparaisons des résolutions pour les événements $ep\gamma$ avec $\gamma \in EC$.</i>	108
5.22	<i>Rapport r d'acceptances pour les π^0 à un et deux photons en fonction de ϕ, pour $0.4 < t < 0.6 \text{ GeV}^2$.</i>	109
5.23	<i>Rapport r d'acceptances pour les π^0 à un et deux photons en fonction de t, intégré en ϕ.</i>	110
5.24	<i>Fraction d'événements π^0 à 2 photons détectés rapportés aux événements $ep\gamma X$ en fonction de ϕ, pour $0.4 < t < 0.6 \text{ GeV}^2$.</i>	113
5.25	<i>Fraction d'événements π^0 à 2 photons détectés rapportés aux événements $ep\gamma X$ en fonction de t, intégré en ϕ.</i>	114
5.26	<i>Taux de contamination π^0 à 1 photon détecté sous le pic $ep\gamma X$ en fonction de ϕ pour $0.4 < t < 0.6 \text{ GeV}^2$.</i>	115
5.27	<i>Taux de contamination π^0 à 1 photon détecté sous le pic $ep\gamma X$ en fonction de t, intégré en ϕ.</i>	116
5.28	<i>Distributions des événements π^0 passant les coupures $ep \rightarrow ep\gamma$.</i>	117
5.29	<i>Distributions des événements π^0 passant les coupures $ep \rightarrow ep\gamma$.</i>	118
5.30	<i>Asymétries en fonction de ϕ, pour $0.09 < t < 0.2 \text{ GeV}^2$.</i>	123
5.31	<i>Asymétries en fonction de ϕ, pour $0.2 < t < 0.4 \text{ GeV}^2$.</i>	124
5.32	<i>Asymétrie en fonction de ϕ, pour $0.4 < t < 0.6 \text{ GeV}^2$.</i>	125
5.33	<i>Asymétries en fonction de ϕ, pour $0.6 < t < 1 \text{ GeV}^2$.</i>	126
5.34	<i>Asymétries en fonction de ϕ, pour $1. < t < 1.8 \text{ GeV}^2$.</i>	127
5.35	<i>Asymétries à 90° en fonction de t.</i>	128
5.36	<i>Coefficient β de l'ajustement en fonction de t.</i>	129
5.37	<i>Coefficient α en fonction de t obtenu de 3 manières différentes.</i>	131
6.1	<i>Paramétrisation de F_Γ^q, défini dans l'équation (1.11), en termes de DDs.</i>	135
6.2	<i>Asymétries à 90°, ou $\alpha(t)$. Les courbes en bleu correspondent au modèle de base.</i>	141
6.3	<i>Contribution du twist-3 dans l'approximation WW : en traits pleins, le modèle de base; en traits tiretés, l'ajustement aux données et en pointillés le modèle de base avec twist-3. Dans cette figure, $0.3 < x_B < 0.4$ et $2 < Q^2 < 2.5 \text{ GeV}^2$ sont fixés, et t varie de gauche à droite entre les intervalles $0.09 < t_1 < 0.2 < t_2 < 0.4 < t_3 < 0.6 < t_4 < 1 \text{ GeV}^2$.</i>	142

6.4	<i>Influence des paramètres b, pour la valence en haut, pour la mer en bas. On prend $0.4 < t < 0.6 \text{ GeV}^2$ fixé, et les 4 intervalles en x_B et Q^2 sont définis dans le tableau 6.1. En trait plein, $b = 1$, en dessous $b = 0.5$ et en dessus $b = 5$.</i>	143
6.5	<i>Asymétries $A(\phi)$ et influence du terme D (traits pointillés).</i>	144
6.6	<i>$H^u(x, \xi, t = 0)$ obtenue avec $b_{val} = b_{mer} = 1$ et l'inclusion du terme D (figure extraite de [72]).</i>	146
6.7	<i>Distribution $u(x, \vec{b}_\perp)$ obtenue avec notre modèle de base (figure extraite de [14]).</i>	147
A.1	<i>Quadrivecteurs utilisés pour décrire la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$.</i>	160
A.2	<i>L'angle ϕ entre les plans leptonique et hadronique.</i>	161
A.3	<i>Domaine cinématique accessible pour une énergie incidente de 5.776 GeV.</i>	163
A.4	<i>Asymétries à $\phi = 90^\circ$ des événements $ep \rightarrow ep\pi^0$ en fonction de t.</i>	165

Liste des tableaux

1.1	<i>Expériences DVCS. Voir le texte pour les notations utilisées. Extrait de [29].</i>	24
3.1	<i>Seuils utilisés dans la reconstruction.</i>	53
4.1	<i>Pertes de transparence prévues selon les doses reçues [57].</i>	72
5.1	<i>Valeurs des coupures appliquées, selon le calorimètre dans lequel le photon a été détecté.</i>	93
5.2	<i>Valeurs des coupures sur l'énergie manquante, selon le calorimètre dans lequel le photon a été détecté.</i>	96
5.3	<i>Valeurs des paramètres pour la section efficace.</i>	101
5.4	<i>Valeurs des coupures appliquées, selon les calorimètres dans lesquels les photons ont été détectés.</i>	111
5.5	<i>Asymétries à 90°, résultant de l'ajustement de $A(\phi)$ avec l'équation (1.89), après (A) et avant ($A_{ep\gamma X}$) soustraction de fond. Voir annexe B pour $A_{\pi^0}(90^\circ)$. La fraction f (section 5.6.4) est prise en moyenne autour de $\phi = 90^\circ$. Les trois types d'erreurs discutées dans cette section sont données.</i>	121
6.1	<i>Intervalles en x_B et Q^2 utilisés dans la figure 6.4, donnés de gauche à droite.</i>	143
1.1	<i>Variables utilisées dans les définitions des GPDs</i>	161

Invitation

*In the late 1970's, one could say "QED is 30 years old".
In 2002 we cannot but state that "QCD is 30 years young".*¹

Le modèle standard décrit avec succès trois des quatre interactions fondamentales de la Nature. Les prédictions dans le secteur électrofaible sont relativement précises, des mesures étant toutefois encore nécessaires pour finaliser la détermination de ses paramètres. La découverte du boson de Higgs est très attendue, et avec elle viendront sans doute également de nouveaux phénomènes à ces énergies inexplorées, un vaste territoire vierge et prometteur pour l'avenir. D'ores et déjà, le modèle standard pose de nombreuses questions relatives à sa propre structure et son grand nombre de paramètres. En outre, l'inclusion de la gravité dans un cadre unificateur semble conceptuellement nécessaire. Néanmoins au sein même du modèle standard, le secteur fort, décrit par la *chromodynamique quantique* (Quantum ChromoDynamics, QCD), est beaucoup moins bien maîtrisé que le secteur électrofaible. S'il est possible de faire des calculs perturbatifs à haute énergie, grâce à la propriété de *liberté asymptotique*, le régime non-perturbatif à basse énergie recèle des énigmes à notre compréhension d'une importance considérable.

La première des ces énigmes concerne l'état du vide de QCD dont nous ne connaissons pas la structure. Une construction rigoureuse d'un état lié hadronique devrait se faire à partir du vide qui constitue l'état fondamental. A très basses énergies, les méthodes de théorie des perturbations chirales fournissent pourtant des moyens de calculs effectifs très puissants. Plus précisément, c'est le régime de transition entre les deux domaines à basses et hautes énergies, là où la constante de couplage fort $\alpha_s \sim 1$, qui donne l'échelle $\Lambda_{\text{QCD}} \approx 200$ MeV à laquelle se trouvent les structures hadroniques. Le très fameux problème du *confinement*, le fait que l'on n'observe que des états libres singulets de couleur et en particulier pas de quark libre, trouve très probablement son explication à cette échelle. Le confinement est une observation expérimentale mais reste aujourd'hui une hypothèse théorique, dont la recherche de la preuve a commencé avec l'avènement de QCD en tant que modèle valide des phénomènes hadroniques.

Il existe en QCD un problème dont les ramifications et la difficulté sont telles qu'un million de dollars ont été mis en jeu par l'institut américain Clay pour qui en trouvera la réponse mathématiquement rigoureuse : le problème du *mass-gap*. Le principe fondateur d'invariance de jauge demande que toutes les particules soient sans masse. A travers un

¹Yu.L. Dokshitzer, *QCD phenomenology*, Lectures at the CERN-Dubna School, Pylos, August 2002.

mécanisme très élégant de rupture de symétrie, le couplage au boson de Higgs génère dans le lagrangien les termes de masse. Mais plus pragmatiquement, il s'agit de moins que 1% de la masse (ordinaire) de objets que l'on observe dans la Nature. Si le boson de Higgs constitue la pierre angulaire manquant encore au secteur électrofaible du modèle standard, le spectre et la structure des hadrons représente la pierre de Rosette du secteur fort. La quasi-totalité de la masse des objets ordinaires est stockée sous forme d'énergie dans le champ de glue qui confine les quarks au sein des nucléons constituant les noyaux atomiques. Cette situation est tout à fait unique et remarquable : un système lié présente habituellement un défaut de masse dû à son énergie de liaison. En QCD, même si les quarks étaient véritablement sans masse, il est aujourd'hui admis que les systèmes liés hadroniques auraient tout de même une masse non-nulle. Ainsi les pions, qui sont les bosons de Goldstone de la brisure de symétrie chirale, ont une masse grande devant la masse de Higgs de leur deux quarks constituants. Si les boules de glue existent, elles aussi ont probablement une masse élevée. Une compréhension satisfaisante de QCD passe par la résolution du problème du mass-gap.

Le problème dit de la *crise du spin* donne un aperçu des difficultés rencontrées historiquement pour aboutir à un modèle cohérent de la structure des hadrons. La dynamique complexe des constituants du proton doit toujours respecter exactement une règle de somme pour le moment angulaire total correspondant au fait que le proton porte un spin 1/2. Les premiers modèles de quarks constituants prévoient que celui-ci est entièrement porté par le spin des quarks. Mais le rapport des constantes des couplages vectoriel et axial vaut dans ces modèles : $g_A/g_V = 5/3$ à comparer à la valeur expérimentale $g_A/g_V \approx 1.267 \pm 0.004$. L'introduction d'effets relativistes permet de corriger cette prédiction de façon satisfaisante. Les modèles relativistes de quarks constituants passent ainsi un test crucial. Leurs succès, notamment pour décrire les masses et les moments magnétiques du spectre hadronique, leur ont conféré une grande crédibilité. Ce fût alors un résultat retentissant dans la communauté lorsque les collaborations EMC et SMC au CERN, et E142 et E143 au SLAC annoncèrent que seul un tiers environ du spin du proton était porté par le spin des quarks, une valeur incompatible avec celle (≈ 0.6) prévue par la règle de somme d'Ellis-Jaffe dans les modèles relativistes de quarks constituants. Depuis cette "crise du spin" notre compréhension du problème a beaucoup évolué. Le moment angulaire total du proton peut s'écrire :

$$\frac{1}{2} = \sum_{i=u,d,\dots} J^i + J^g = \sum_{i=u,d,\dots} (L^i + S^i) + L^g + S^g = L^q + \frac{1}{2}\Delta\Sigma + L_g + \Delta G$$

où la contribution des quarks en hélicité et moment orbital $\frac{1}{2}\Delta\Sigma + L^q$ est séparée de la contribution $L_g + \Delta G$ des gluons. Il est important de noter qu'une séparation en hélicité et moment orbital pour les gluons n'est pas invariante de jauge. Toutes ces contributions évoluent sous les équations de renormalisation, et dépendent donc de l'échelle d'observation. Les contributions totales des quarks et des gluons vont asymptotiquement dans le rapport $16/n_f$ où n_f est le nombre de saveurs de quarks actives (le même rapport que pour les fractions d'impulsions). Le moment angulaire généré par le mouvement orbital des quarks reflète leur dynamique dans le plan transverse, et c'est une quantité

difficile à déterminer directement par une mesure expérimentale. Le nouveau formalisme étudié dans cette thèse permet en principe de répondre à cette énigme.

Les calculs sur réseau offrent aujourd’hui des perspectives très prometteuses pour résoudre QCD à partir des principes premiers des théories de jauge. Néanmoins, la puissance des calculateurs n’est pas encore suffisante à l’heure actuelle. De plus, quand bien même nous saurions résoudre QCD, il nous faut tout de même confronter les résultats de nos calculs à l’expérience, dont on sait qu’elle a toujours réservé des surprises inattendues.

Un nouvel outil théorique construit au cours de la dernière décennie permet d’unifier les différentes approches expérimentales à la structure des hadrons. C’est le formalisme des *distributions de partons généralisées* (GPDs). Les intenses recherches théoriques à leur sujet ont mené à de nombreux résultats, dont certains semblaient inconcevables il y a seulement quelques années. Nous pouvons ainsi aujourd’hui entrevoir une véritable femto-photographie des hadrons, ou calculer rigoureusement des distributions de masses et de forces subies par les partons au sein du hadron. La richesse phénoménologique contenue dans les GPDs vient avec une forte complexité analytique de ces fonctions de 3 variables, qui dépendent en outre de l’échelle d’observation. Pour le proton, il y a 8 GPDs pour chaque saveur de quark et pour les gluons, dont 4 qui nous intéressent plus particulièrement ont une chiralité paire, et 4 GPDs transverses ont une chiralité impaire. Une véritable extraction expérimentale des GPDs constitue un vaste programme d’étude de plusieurs réactions et d’ajustement global à partir de tous les résultats obtenus.

Le processus le plus simple pour accéder aux GPDs est la *diffusion Compton profondément virtuelle* (DVCS), au cours de laquelle un nucléon absorbe un photon virtuel et recule en émettant un photon réel. On note ce processus $\gamma^*p \rightarrow \gamma p$. Le photon virtuel est formé par la diffusion d’un lepton chargé, dans notre cas un électron. Nous utilisons ainsi le haut degré de précision avec lequel nous maîtrisons l’interaction électromagnétique pour sonder le hadron. Dans une limite dite de Bjorken un seul quark actif participe à la diffusion Compton $\gamma^*q \rightarrow \gamma q$, et le système hadronique est décrit en termes de GPDs.

Plusieurs complications interviennent dans la mesure expérimentale du processus DVCS. D’abord, il existe un processus indiscernable participant à la réaction mesurée $ep \rightarrow ep\gamma$: c’est le processus Bethe-Heitler pour lequel le photon réel est émis par l’électron, avant ou après interaction avec le proton. La section efficace totale est, dans une grande partie de l’espace de phase à notre énergie, dominée par la contribution du processus Bethe-Heitler. Nous pouvons lever cette difficulté en mesurant l’asymétrie de spin du faisceau :

$$A = \frac{\sigma^\uparrow - \sigma^\downarrow}{\sigma^\uparrow + \sigma^\downarrow}$$

où \uparrow et \downarrow indiquent l’état d’hélicité droit ou gauche de l’électron. Pour le numérateur, dans la différence de sections efficaces $\sigma^\uparrow - \sigma^\downarrow$, seule subsiste la contribution provenant du terme d’interférence, qui est linéaire en fonction de chacune des amplitudes et donc linéaire en fonction des GPDs. Le dénominateur $\sigma^\uparrow + \sigma^\downarrow$ est quant à lui dominé par le processus Bethe-Heitler, que nous pouvons calculer exactement à partir des facteurs de forme vectoriels électromagnétiques. Toutes ces considérations sont approximatives, et sont discutées plus en détail dans le corps de ce manuscrit. Une autre difficulté provient de la contamination

des événements provenant de la production de pions neutres $ep \rightarrow ep\pi^0 \rightarrow ep\gamma\gamma$ pour lesquels un des deux photons de désintégration du pion est perdu.

Les premiers résultats théoriques ont rapidement motivé la recherche de la signature du processus DVCS et plusieurs observations de l'asymétrie de spin du faisceau dans la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ ont été publiés. Une première expérience dédiée a eu lieu dans le Hall-A du laboratoire Jefferson, montrant avec précision que la limite de Bjorken est atteinte dans la cinématique disponible avec le faisceau CEBAF. Ce travail de thèse consiste en la préparation, la prise de données et l'analyse d'une seconde expérience dédiée, auprès du détecteur CLAS dans le Hall-B du laboratoire Jefferson.

Afin de détecter le photon réel DVCS émis principalement à petit angle par rapport au faisceau, un nouveau calorimètre en tungstate de plomb a été construit et ajouté au détecteur CLAS. Inspiré des techniques adoptées par la collaboration CMS, un système de monitoring laser par fibres optiques équipe chacun des 424 cristaux, permettant un suivi en ligne des performances ainsi qu'une première calibration en énergie. En outre, le fort taux de diffusion Møller à ces petits angles produit un bruit de fond important et des forts dommages aux radiations faisant perdre leur transparence aux cristaux. Afin de limiter ces dommages et de réduire le bruit associé, un solénoïde supraconducteur a été ajouté autour de la cible, agissant comme un bouclier magnétique sur les électrons Møller de basse énergie. Ceux-ci spiralent le long des lignes de champ et se retrouvent piégés le long du faisceau.

Grâce au grand domaine cinématique auquel CLAS a accès et à la forte luminosité fournie par le faisceau CEBAF, cette seconde expérience dédiée vise à fournir des contraintes expérimentales pour les modèles disponibles de GPDs, *via* leurs prédictions pour l'asymétrie de spin du faisceau, et s'inscrit dans le programme nécessaire à leur extraction finale.

Ce manuscrit est organisé de la façon suivante :

- Le premier chapitre fournit le contexte théorique de cette expérience et présente les autres observations du processus DVCS.
- Le deuxième chapitre décrit le dispositif expérimental et les nouveaux équipements dont nous avons assuré la construction et la mise en œuvre.
- Le troisième chapitre présente les programmes de simulation et de reconstruction, ainsi que leurs modifications nécessaires pour prendre en compte les nouveaux équipements.
- Le quatrième chapitre résume la prise de données et la calibration des instruments.
- Le cinquième chapitre montre les détails de l'analyse de la réaction et l'extraction de notre observable.
- Le sixième chapitre est une première confrontation aux modèles, et une étude de la sensibilité de notre observable aux différents ingrédients physiques de ceux-ci.

Chapitre 1

Motivations physiques

Le seul état lié stable (à l'état libre) du spectre hadronique est le proton, qui est aussi le plus léger des baryons. Deux approches complémentaires ont historiquement permis d'étudier sa structure : la diffusion élastique menant à la détermination des facteurs de forme, et la diffusion profondément inélastique (Deep Inelastic Scattering, DIS) menant à celle de fonctions de structure des constituants du proton. Ces deux techniques utilisent des leptons pour sonder le hadron, exploitant le haut degré de précision avec lequel on connaît le secteur électrofaible, notamment aux énergies modérées auxquelles se manifeste la structure du proton. Les facteurs de forme (FFs) peuvent être interprétés comme les transformées de Fourier des distributions de charges dans l'objet sondé. Les fonctions de structure correspondent quant à elles à des distributions de partons en fonction de la fraction d'impulsion portée par le parton (Parton Distribution Functions, PDFs). Notons que l'identification possible entre le concept de quark (permettant d'interpréter les propriétés de symétrie des hadrons) et le concept de parton (permettant d'interpréter les collisions sur diffuseurs quasi-ponctuels apparaissant dans le DIS) a représenté un progrès majeur. L'activité expérimentale s'est rapidement concentrée sur l'analyse des phénomènes où l'on peut étudier une réaction au niveau des quarks et non plus au niveau global du hadron, mettant ainsi directement à jour ce nouveau niveau de structure, via les PDFs. On distingue par exemple :

- les collisions lepton-hadron à grands transferts d'impulsion;
- les annihilations e^+e^- à grande énergie;
- la production de paires de leptons de grande masse dans les collisions hadroniques;
- les phénomènes de production hadronique à grande impulsion transverse, ceci incluant les photons directs à grande impulsion transverse.

Le modèle des partons de Feynman [1] a longtemps permis de relier ces phénomènes *a priori* très distincts, en interprétant ces réactions comme résultant toutes de l'interaction incohérente de constituants quasi-ponctuels des hadrons : les partons; la condition requise pour l'absence de cohérence correspond à une impulsion transférée grande par

rapport à l'énergie propre du système hadronique (~ 1 GeV). L'apparition de mécanismes incohérents à grands transferts lorsqu'une structure sous-jacente existe est en fait un phénomène très naturel dont l'analogie optique est évidente. L'absence de seuil pour l'apparition des éléments de la structure sous-jacente est cependant longtemps restée un problème majeur. Si les expériences précédentes ont permis d'identifier les propriétés des partons à celles avancées indépendamment pour les quarks, la recherche des quarks libres est restée vaine.

C'est alors qu'est apparue la chromodynamique quantique, dont le nom est dû à Gell-Mann. Cette théorie met en jeu un degré de liberté interne que l'on appelle la "couleur", les transformations de couleur correspondant à un groupe de symétrie pour les interactions fortes et la fonction d'onde de couleur étant entièrement antisymétrique. Dès lors, les hadrons se comportent comme des singulets du groupe de couleur ($SU(3)$). En particulier, le champ de couleur ne peut pas pénétrer le vide à des distances supérieures à celles caractéristiques des dimensions hadroniques ($r \sim 1$ fm). Cette propriété peut être vue comme la conséquence du fait qu'il existe un couplage direct entre les quanta du champ de couleur (les gluons), ce qui est lié au caractère non-abélien de la chromodynamique quantique (QCD).

La constante de couplage effective de cette théorie augmente ainsi à faibles transferts et diminue à grands transferts, ce qui constitue une propriété caractéristique des théories de jauge non-abéliennes, que l'on appelle la liberté asymptotique.

On comprend par exemple comment, à grands transferts, on peut décrire une réaction comme résultant d'une interaction avec des quarks libres : c'est le cas des quatre réactions déjà présentées, alors que les hadrons réagissent de façon globale à faibles transferts, toute idée perturbative semblant alors vouée à l'échec.

Le formalisme des distributions de partons généralisées (Generalized Parton Distributions, GPDs) s'inscrit naturellement dans cette suite. Les GPDs contiennent en effet l'ensemble des informations liées au PDFs, ainsi que celles associées aux FFs, comme nous le montrons par la suite. Les GPDs comprennent également d'avantage : la règle de somme de J_i par exemple, qui donne la contribution du moment angulaire total de quarks au spin du nucléon. D'autres règles de somme permettent de reconstruire les facteurs de forme du tenseur énergie-impulsion, liés aux distributions de forces subies par les partons dans le nucléon, une information inconcevable il y a seulement quelques années. Il est possible de présenter les GPDs de plusieurs façons. Nous adoptons dans notre présentation le point de vue de J_i [2]. Cette approche n'est pas celle des premiers travaux sur les GPDs [3, 4, 5, 6, 7] et n'est pas universellement adoptée. Partant du concept de distribution de Wigner, contenant toute l'information sur la structure du proton (comme sa fonction d'onde décomposée en états de quarks et gluons), nous présentons les projections successives permettant de définir les GPDs. Bien que des distributions de Wigner aient déjà été mesurées pour des systèmes simples, tels que l'état quantique d'un mode de lumière (une impulsion laser de fréquence déterminée), aucun processus n'est connu à l'heure actuelle permettant de la mesurer pour les partons dans le proton. Cette approche répond par anticipation à la question "les GPDs ne constituent-elles qu'une nouvelle étape dans un formalisme toujours plus complexe ?".

Le but de ce travail de thèse est d'explorer la validité du formalisme des GPDs sur un vaste domaine de l'espace de phase. L'observable utilisée dans ce but est l'asymétrie de spin du faisceau dans le processus de diffusion Compton profondément virtuelle (Deeply Virtual Compton Scattering, DVCS), qui est l'électroproduction de photons dans le régime de Bjorken, à grand 4-moment de la sonde Q^2 et ν , et petit transfert t ¹. Il existe déjà plusieurs observations sur un domaine cinématique restreint, que nous discuterons à la fin de ce chapitre. L'accès à un domaine plus vaste de l'espace de phase permet de contraindre fortement les paramétrisations disponibles pour les GPDs. Nous confronterons ultimement nos observations à un modèle présenté dans la section 6.1.

1.1 Les distributions de Wigner

S'il est possible en mécanique classique de définir une densité de probabilité dans l'espace de phase, le principe d'indétermination de Heisenberg interdit une telle construction au niveau quantique. Pourtant, Wigner a introduit en 1932 [8] une distribution de quasi-probabilité dont la connaissance équivaut à celle de la fonction d'onde, et se réduisant à la distribution classique dans l'espace de phase (lorsque celle-ci existe) pour $\hbar \rightarrow 0$.

1.1.1 Définition

Considérons un système quantique unidimensionnel de fonction d'onde $\psi(x)$. La distribution de Wigner

$$W(x, p) = \int d\eta e^{ip\eta} \psi^*(x - \eta/2) \psi(x + \eta/2) \quad (1.1)$$

permet de calculer la valeur moyenne d'une observable en prenant simplement la moyenne selon cette distribution :

$$\langle \hat{\mathcal{O}}(x, p) \rangle = \int dx dp W(x, p) \mathcal{O}(x, p) \quad (1.2)$$

où le symbole \mathcal{O} de l'opérateur est défini par l'ordonnancement de Weyl des symboles x et p . Les distributions en x et p sont simplement données par les projections :

$$\int dp W(x, p) = 2\pi |\psi(x)|^2 \quad , \quad \int dx W(x, p) = 2\pi |\psi(p)|^2 \quad (1.3)$$

1.1.2 Distribution quantique de partons dans l'espace de phase

Les quarks et les gluons dans le nucléon sont des objets relativistes, pour lesquels la notion de fonction d'onde est remplacée par celle de champ. On définit l'opérateur de Wigner par analogie avec l'équation (1.1) :

$$\hat{\mathcal{W}}_F^q(\vec{r}, k) = \int d^4\eta e^{ik \cdot \eta} \bar{\Psi}^q(r - \eta/2) \Gamma \Psi^q(r + \eta/2) \quad (1.4)$$

¹voir Annexe A pour la définition des variables cinématiques.

où r spécifie la position spatiale \vec{r} du quark de saveur q , et k est le 4-vecteur conjugué de la séparation spatio-temporelle η . Les quarks ayant un spin 1/2, Γ est un opérateur de Dirac spécifiant la nature vectorielle, axiale ou tensorielle de la densité obtenue.

Afin d'obtenir une interprétation spatiale des distributions, on se place pour un système non-relativiste dans le référentiel de centre de masse. Pour un système ultra-relativiste, une telle procédure n'est pas possible [9, 10]. Nous aurons l'occasion de reparler plus concrètement de ces difficultés dans la section 1.3.1. Elles proviennent du fait que, contrairement au cas non-relativiste, la masse de la cible n'est plus grande devant le transfert d'impulsion, et le recul ne peut plus être négligé. Les états initiaux et finaux de l'objet sondé deviennent distincts. Pour palier à ces difficultés, nous voulons nous placer dans le référentiel de Breit, dans lequel le proton reçoit un transfert nul d'énergie. Expérimentalement, c'est le référentiel au repos du système sonde-proton. On oriente le repère de Breit de sorte que le transfert d'impulsion soit le long de l'axe z . Avant de pouvoir se placer dans ce référentiel, on prend donc la moyenne sur tous les transferts d'impulsion :

$$W_{\Gamma}^q(\vec{r}, k) = \frac{1}{2M_N} \int \frac{d^3\vec{q}}{(2\pi)^3} \langle \vec{q}/2 | \hat{\mathcal{W}}_{\Gamma}^q(\vec{r}, k) | -\vec{q}/2 \rangle \quad (1.5)$$

$$= \frac{1}{2M_N} \int \frac{d^3\vec{q}}{(2\pi)^3} e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}} \langle \vec{q}/2 | \hat{\mathcal{W}}_{\Gamma}^q(\vec{0}, k) | -\vec{q}/2 \rangle. \quad (1.6)$$

Il n'existe malheureusement aucun processus connu permettant de mesurer la distribution de Wigner selon ses 7 variables. Lors des processus à haute énergie utilisés pour sonder le nucléon, au cours desquels le parton se trouve sur le cône de lumière, la composante $k^- = (k^0 - k^z)/\sqrt{2}$ est difficilement mesurable. En outre, les principales observables dans ces processus sont associées aux "bonnes" composantes dans le sens de la quantification sur le cône de lumière, sélectionnées par $\Gamma = \gamma^+, \gamma^+ \gamma_5$, ou $\sigma^{+\perp}$ [11]. En conséquence, on intègre d'abord sur k^- :

$$W_{\Gamma}^q(\vec{r}, \vec{k}) = \int \frac{dk^-}{(2\pi)^2} W_{\Gamma}^q(\vec{r}, k) \quad (1.7)$$

obtenant une distribution à 6 dimensions, parfois appelée "distribution mère" [10].

1.2 Projections des distributions de Wigner et GPDs

Nous ne savons pas non plus mesurer la distribution mère. Une projection supplémentaire de l'impulsion transverse

$$f_{\Gamma}^q(\vec{r}, k^+) = \int \frac{d^2\vec{k}_{\perp}}{(2\pi)^2} W_{\Gamma}^q(\vec{r}, \vec{k}) \quad (1.8)$$

$$= \frac{1}{2M_N} \int \frac{d^3\vec{q}}{(2\pi)^3} e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}} \int \frac{d\eta^-}{2\pi} e^{i\eta^- k^+} \langle \frac{\vec{q}}{2} | \bar{\Psi}^q(-\frac{\eta^-}{2}) \Gamma \Psi^q(\frac{\eta^-}{2}) | -\frac{\vec{q}}{2} \rangle \quad (1.9)$$

fait apparaître les éléments de matrice définissant les distributions de partons généralisées. En notations traditionnelles

$$f_{\Gamma}^q(\vec{r}, x) = \frac{1}{2M_N} \int \frac{d^3\vec{q}}{(2\pi)^3} e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}} F_{\Gamma}^q(x, \xi, t) \quad (1.10)$$

où les nouvelles variables s'expriment dans le référentiel de Breit par

$$x = k^+/p^+ \text{ avec } p^+ = E/\sqrt{2} = \sqrt{M_N^2/2 + \vec{q}^2/8}, \quad \xi = q^z/2E \text{ et } t = -\vec{q}^2.$$

Il y a deux GPDS vectorielles H^q et E^q indépendantes de l'hélicité des quarks, sélectionnées par $\Gamma = \gamma^+$:

$$\begin{aligned} F_{\gamma^+}^q(x, \xi, t) &= \int \frac{d\lambda}{2\pi} e^{-i\lambda x} \langle \frac{\vec{q}}{2} | \bar{\Psi}^q(-\frac{\lambda n}{2}) \gamma^+ \Psi^q(\frac{\lambda n}{2}) | -\frac{\vec{q}}{2} \rangle \\ &= \bar{U}(\frac{\vec{q}}{2}) \left[H^q(x, \xi, t) \gamma^+ + E^q(x, \xi, t) \frac{i\sigma^{+i} q_i}{2M_N} \right] U(-\frac{\vec{q}}{2}) \end{aligned} \quad (1.11)$$

avec $n = (1, 0, 0, -1)/p^+\sqrt{2}$, et la normalisation $\bar{U}(p)U(p) = 2M_N$ pour le spineur du nucléon. Deux autres GPDS axiales \tilde{H}^q et \tilde{E}^q dépendantes de l'hélicité des quarks sont sélectionnées par $\Gamma = \gamma^+\gamma_5$:

$$F_{\gamma^+\gamma_5}^q(x, \xi, t) = \bar{U}(\frac{\vec{q}}{2}) \left[\tilde{H}^q(x, \xi, t) \gamma^+\gamma_5 + \tilde{E}^q(x, \xi, t) \frac{\gamma_5 q^+}{2M_N} \right] U(-\frac{\vec{q}}{2}), \quad (1.12)$$

une expression tout à fait similaire à la partie vectorielle. Enfin, la partie tensorielle $\Gamma = \sigma^{+\perp}\gamma_5$ fait apparaître 4 GPDS transverses supplémentaires. Les expressions correspondantes peuvent être trouvées dans la littérature. Ces GPDS transverses sont supprimées par un facteur $1/Q$ dans le processus qui nous concerne, pour lequel l'hélicité des quarks est conservée. Le nombre total de GPDS correspond aux 8 combinaisons possibles d'amplitudes indépendantes selon les polarisations respectives du quark actif et du proton dans les états initiaux et finaux.

Afin d'interpréter physiquement les variables, visualisons le diagramme en "sac à main" associé à $F_{\Gamma}^q(x, \xi, t)$, représenté sur la figure 1.1. La variable x correspond à la fraction d'impulsion moyenne portée par le quark entre les états initiaux et finaux, la variable ξ paramétrise l'asymétrie entre les deux fractions d'impulsions, et t est le transfert d'impulsion.

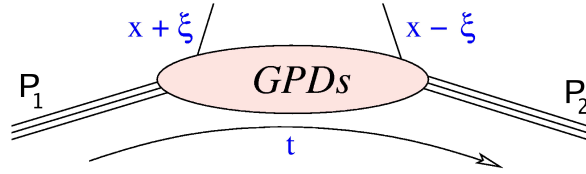


Figure 1.1: Diagramme associé à l'élément de matrice $F_{\Gamma}^q(x, \xi, t)$.

1.3 Contenu physique des GPDS

Dans cette partie, on montre comment retrouver les facteurs de forme et les fonctions de structure. On développe également les difficultés liées au caractère relativiste de ces mesures. On expose ensuite certaines nouvelles informations auxquelles le formalisme des GPDS donne accès.

1.3.1 Facteurs de forme du nucléon et leur interprétation

Commençons par rappeler la définition des facteurs de forme F_1 de Dirac et F_2 de Pauli, paramétrisant le vertex électromagnétique d'une particule de spin 1/2. Le courant électromagnétique des quarks s'exprime pour chaque saveur par :

$$j_q^\mu(x) = Q_q \bar{\Psi}^q(x) \gamma^\mu \Psi^q(x). \quad (1.13)$$

Les facteurs de forme électromagnétiques sont définis comme les éléments de matrice du courant électromagnétique entre deux états du nucléon d'impulsions différentes :

$$\langle p_2 | j_q^\mu(0) | p_1 \rangle = \bar{U}(p_2) \left\{ F_1^q(q^2) \gamma_\mu + F_2^q(q^2) \frac{i\sigma^{\mu\nu} q_\nu}{2M_N} \right\} U(p_1), \quad (1.14)$$

et

$$F_i = \sum_{i=u,d,s} Q_q F_i^q \quad (1.15)$$

En intégrant en x l'équation (1.11), et en utilisant $\int \frac{d\lambda}{2\pi} \int_{-1}^1 dx e^{-i\lambda x} = \int d\lambda \delta(\lambda)$,

$$\langle \frac{\vec{q}}{2} | \bar{\Psi}^q(0) \gamma^+ \Psi^q(0) | -\frac{\vec{q}}{2} \rangle = \bar{U}(\frac{\vec{q}}{2}) \int_{-1}^1 dx \left[H^q(x, \xi, t) \gamma^+ + E^q(x, \xi, t) \frac{i\sigma^{+i} q_i}{2M_N} \right] U(-\frac{\vec{q}}{2}). \quad (1.16)$$

Comparant avec l'équation (1.14), on peut identifier²

$$\int_{-1}^1 dx H^q(x, \xi, t) = F_1^q(t) \quad \int_{-1}^1 dx E^q(x, \xi, t) = F_2^q(t) \quad \forall \xi, \quad (1.17)$$

$$\text{et de même} \quad \int_{-1}^1 dx \tilde{H}^q(x, \xi, t) = g_A^q(t) \quad \int_{-1}^1 dx \tilde{E}^q(x, \xi, t) = h_A^q(t) \quad \forall \xi. \quad (1.18)$$

Il est remarquable que ces intégrales soient indépendantes de ξ . Ceci est une conséquence de l'invariance de Lorentz. L'intégration en x de l'équation (1.11) fait disparaître toute référence à la direction du genre lumière le long de laquelle se fait le transfert d'impulsion dans le référentiel de Breit. Une explication alternative est que dans cette intégrale, les deux quarks dans l'état initial et l'état final couvrent tout leur domaine cinématique accessible, rendant muette cette variable d'asymétrie.

Les effets relativistes compliquent l'interprétation physique des facteurs de forme. Considérons un système de masse M et de taille R . En théorie quantique relativiste, la meilleure précision avec laquelle on peut localiser un objet est de l'ordre de sa longueur d'onde de Compton $1/M$. Pour l'atome d'hydrogène par exemple, $RM_H \approx \frac{M_H}{m_e \alpha_e} \approx 10^5$. En revanche pour le nucléon, $M_N R_N \approx 4$, et la fenêtre de validité d'une interprétation est beaucoup plus étroite. Les conclusions que l'on peut tirer sur la taille du nucléon peuvent alors différer les unes des autres de $1/[M_N(M_N R_N)] \approx 0.06$ fm. Ainsi, les pentes des

²Les facteurs de forme axiaux g_A et h_A ont une définition qui ne diffère des facteurs de forme vectoriels F_1 et F_2 que par la présence supplémentaire de γ_5 , comme pour les GPDs

facteurs de forme électrique de Sachs G_E et de Dirac indiquent pour la taille du nucléon respectivement 0.86 et 0.79 fm [10, 11].

Voyons concrètement comment on introduit les contraintes nécessaires à une interprétation physique des facteurs de forme. Un proton localisé en \vec{R} peut être représenté par un paquet d'ondes en impulsion

$$|\vec{R}\rangle = \int \frac{d^3\vec{p}}{(2\pi)^3} e^{i\vec{p}\cdot\vec{R}} \psi(\vec{p}) |\vec{p}\rangle. \quad (1.19)$$

La densité de charge électrique se calcule par la composante temporelle du courant électromagnétique

$$\rho(\vec{r}) = \langle \vec{R} = \vec{0} | j_0(\vec{r}) | \vec{R} = \vec{0} \rangle. \quad (1.20)$$

Prenant la transformée de Fourier de celle-ci

$$F(\vec{q}) = \int d^3\vec{r} e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} \rho(\vec{r}) \quad (1.21)$$

$$= \int \frac{d^3\vec{p}}{(2\pi)^3} \psi^*(\vec{p} + \vec{q}/2) \psi(\vec{p} - \vec{q}/2) \langle \vec{p} + \vec{q}/2 | j_0(\vec{0}) | \vec{p} - \vec{q}/2 \rangle \quad (1.22)$$

$$\approx \int \frac{d^3\vec{p}}{(2\pi)^3} |\psi(\vec{p})|^2 \langle \vec{p} + \vec{q}/2 | j_0(\vec{0}) | \vec{p} - \vec{q}/2 \rangle, \quad (1.23)$$

où l'on a utilisé la taille du paquet d'ondes $\delta|\vec{r}| \sim 1/|\vec{p}| \ll 1/|\vec{q}|$ qui permet de négliger les variations de ψ selon \vec{q} . Si l'on suppose encore que $|\vec{p}| \ll M_N$, alors

$$|\psi(\vec{p})|^2 = \frac{(2\pi)^3}{2M_N} \delta^3(\vec{p}), \quad (1.24)$$

d'où finalement :

$$2M_N F(\vec{q}) = \langle \vec{q}/2 | j_0(0) | \vec{q}/2 \rangle. \quad (1.25)$$

La figure 1.2 illustre cette localisation d'un nucléon par un paquet d'onde. Le facteur de forme électrique de Sachs est donné par :

$$G_E(t) = F_1(t) + \frac{t}{4M_N^2} F_2(t). \quad (1.26)$$

De façon similaire, le facteur de forme magnétique de Sachs est donné par

$$G_M(t) = F_1(t) + F_2(t) \quad (1.27)$$

obtenu par l'élément de matrice du courant électromagnétique

$$\langle \vec{q}/2 | \vec{j}(0) | \vec{q}/2 \rangle = 2i [\vec{s} \wedge \vec{q}] \quad (1.28)$$

où \vec{s} est le vecteur de spin du nucléon (voir [10, 11] pour plus de détails).

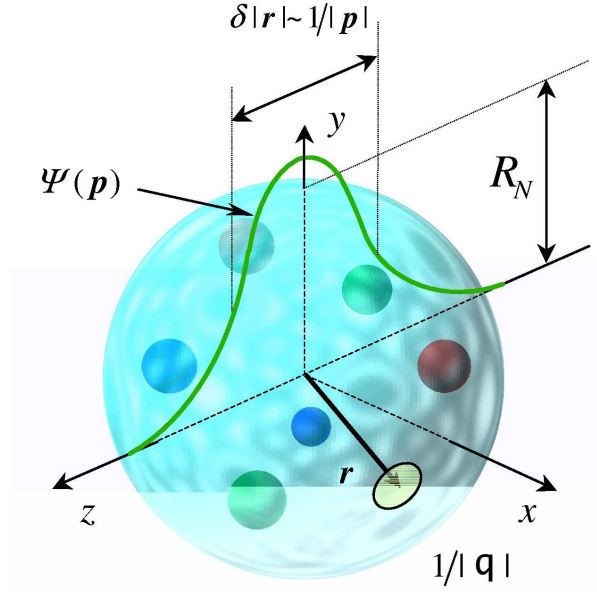


Figure 1.2: Localisation du nucléon par un paquet d'onde (d'après [11]).

1.3.2 Contenu partonique

Les distributions introduites par Feynman [1] pour décrire les amplitudes en DIS et que l'on interprète comme des densités en fonction de la fraction d'impulsion x dans le repère de moment infini (PDFs), sont définies pour la saveur q par :

$$q(x) = \frac{1}{2} \int \frac{d\lambda}{2\pi} e^{i\lambda x} \langle p | \bar{\Psi}^q(0) \gamma_n \Psi^q(\lambda n) | p \rangle \quad (1.29)$$

pour la densité de partons, et

$$\Delta q(x) = \frac{1}{2} \int \frac{d\lambda}{2\pi} e^{i\lambda x} \langle p | \bar{\Psi}^q(0) \gamma_n \gamma_5 \Psi^q(\lambda n) | p \rangle \quad (1.30)$$

pour la densité d'hélicité. Le point important est que l'on retrouve ces expressions en prenant la limite $\xi = 0$ et $t \rightarrow 0$ dans les équations (1.11) et (1.12). On en déduit les relations :

$$H^q(x, 0, 0) = q(x), \quad \tilde{H}^q(x, 0, 0) = \Delta q(x) \quad \text{pour } x \in [0, 1] \quad (1.31)$$

$$H^q(x, 0, 0) = -\bar{q}(-x), \quad \tilde{H}^q(x, 0, 0) = \Delta \bar{q}(-x) \quad \text{pour } -x \in [0, 1] \quad (1.32)$$

Bien entendu, il n'est pas question de mesurer les GPDs pour obtenir une connaissance plus précise des PDFs. La limite $t \rightarrow 0$ n'est de toute manière pas physique (*i.e.* inaccessible expérimentalement). Une extrapolation est nécessaire pour y accéder.

1.3.3 Le tenseur énergie-impulsion et la règle de somme de Ji

Les facteurs de forme gravitationnels apparaissent en principe pour paramétriser le vertex de diffusion élastique du graviton. Un tel processus n'est évidemment pas mesurable. Les GPDS nous permettent pourtant d'y accéder [12]. Notons $\hat{T}_{\mu\nu}^q$ la partie du tenseur énergie-impulsion due aux quarks de saveurs q , et $\hat{T}_{\mu\nu}^g$ la partie due aux gluons. Les facteurs de forme gravitationnels sont définis par :

$$\begin{aligned} \langle p_2 | \hat{T}_{\mu\nu}^{q,g} | p_1 \rangle &= \bar{U}(p_2) \left[M_2^{q,g}(t) \frac{P_\mu P_\nu}{M_N} + J^{q,g}(t) \frac{i(P_\mu \sigma_{\nu\rho} + P_\nu \sigma_{\mu\rho}) \Delta^\rho}{2M_N} + \right. \\ &\quad \left. d_1^{q,g}(t) \frac{\Delta_\mu \Delta_\nu - g_{\mu\nu} \Delta^2}{5M_N} \pm c(t) g_{\mu\nu} \right] U(p_1) \end{aligned} \quad (1.33)$$

où $P = (p_1 + p_2)/2$, $\Delta = (p_2 - p_1)$ et $t = \Delta^2$. Le terme c est responsable de la non-conservation locale de $\hat{T}_{\mu\nu}^q$ et $\hat{T}_{\mu\nu}^g$ séparément. L'accès à ces facteurs de forme grâce aux GPDS s'exprime par les relations

$$J^q(t) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 dx x [H^q(x, \xi, t) + E^q(x, \xi, t)], \quad (1.34)$$

$$M_2^q(t) + \frac{4}{5} d_1^q(t) \xi^2 = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 dx x H^q(x, \xi, t). \quad (1.35)$$

L'équation (1.34) est appelée règle de somme de Ji [5].

L'interprétation physique de ces facteurs de forme est la suivante :

- $M_2(t)$, relié à la composante T_{00} , mesure la distribution de masse dans le hadron;
- $J(t)$, relié aux composantes T_{0i} , donne accès à la distribution de moment angulaire;
- $d_1(t)$ est relié aux composantes spatiales, et permet de calculer les distributions de forces et de pression.

Toutes ces distributions ont été évaluées pour le proton dans le modèle du quark-soliton chiral [13]. On trouve par exemple que la pression est positive dans le coeur, indiquant une répulsion, et négative à la périphérie, interprétée alors comme la manifestation d'une force attractive due au nuage de pion (avec la condition de stabilité $\int_0^\infty dr r^2 p(r) = 0$).

1.3.4 Distribution de partons dans le plan transverse

Les travaux originaux de Burkardt [14], généralisés par Diehl [15] à $\xi \neq 0$, ont fourni une nouvelle interprétation des GPDS, mixte en terme de fraction d'impulsion longitudinale et de position dans le plan transverse. Ralston et Pire [16] ont souligné l'analogie avec les techniques d'imagerie, et l'holographie en particulier. La structure du groupe de Lorentz est telle que les complications relativistes dont nous avons parlé au sujet des facteurs de forme n'existent plus, grâce à l'existence d'un sous-groupe galiléen de boosts transverses [17, 18, 19, 20].

L'invariance de Lorentz implique que les GPDs ne peuvent dépendre des composantes transverses du proton dans les états initiaux et finaux que *via* une combinaison de la forme

$$\vec{D}_\perp = \frac{\vec{p}_{2\perp}}{1-\xi} - \frac{\vec{p}_{1\perp}}{1+\xi}. \quad (1.36)$$

Notons que dans le référentiel de Breit, où $\vec{p}_2 = -\vec{p}_1 = \vec{\Delta}/2$, on a $\vec{D}_\perp = (1-\xi^2)^{-1}\vec{\Delta}_\perp$, et dans le référentiel au repos du proton initial pour lequel $\vec{p}_1 = 0$, on a $\vec{D}_\perp = (1-\xi)^{-1}\vec{\Delta}_\perp$. Commençons par construire un paquet d'onde représentant un état hadronique avec une impulsion p^+ sur le cône de lumière et une position \vec{b}_\perp dans le plan transverse définies :

$$|p^+, \vec{b}_\perp\rangle = \int \frac{d^2\vec{p}_\perp}{(2\pi)^2} e^{-i\vec{p}_\perp \cdot \vec{b}_\perp} \psi(\vec{p}_\perp) |p^+, \vec{p}_\perp\rangle \quad (1.37)$$

avec la normalisation relativiste

$$\langle p_2^+, \vec{b}_\perp | p_1^+, \vec{b}_\perp \rangle = 2p_1^+ (2\pi) \delta(p_1^+ - p_2^+) \quad \text{et} \quad \int \frac{d^2\vec{p}_\perp}{(2\pi)^2} |\psi(\vec{p}_\perp)|^2 = 1. \quad (1.38)$$

On montre alors que les distributions de partons qui comportent une composante spatiale dans le plan transverse \vec{b}_\perp s'expriment en fonction de la transformée de Fourier des GPDs dans la variable de transfert d'impulsion au vertex du proton. Une étude partonique de l'élément de matrice

$$\langle p_2^+, -\frac{\xi\vec{b}_\perp}{1-\xi} | \hat{\mathcal{O}}^q(\vec{b}_\perp) | p_1^+, \frac{\xi\vec{b}_\perp}{1+\xi} \rangle = \int \frac{d^2\vec{D}_\perp}{(2\pi)^2} e^{i\vec{D}_\perp \cdot \vec{b}_\perp} F_{\gamma^+}^q \left(x, \xi, -|\vec{D}_\perp|^2 \right) \quad (1.39)$$

où

$$\hat{\mathcal{O}}^q(\vec{b}_\perp) = \int \frac{d\lambda}{2\pi} e^{-i\lambda x} \bar{\Psi}^q \left(-\frac{\lambda n}{2}, \vec{b}_\perp \right) \gamma^+ \Psi \left(\frac{\lambda n}{2}, \vec{b}_\perp \right) \quad (1.40)$$

mène à cette nouvelle interprétation des GPDs, illustrée sur la figure 1.3. C'est une information importante contenue dans les GPDs et absente des PDFs standards, qui permet en particulier d'étudier la structure dans le plan transverse du proton, *via* la mesure de la dépendance en t de certains processus exclusifs. Dans la région $x \in [\xi, 1]$ (dite DGLAP³), les GPDs correspondent à l'émission d'un quark de fraction d'impulsion longitudinale $x + \xi$, suivi de sa réabsorption avec une fraction d'impulsion $x - \xi$ (illustré en (a) dans la figure 1.3). Pour $x \in [-1, -\xi]$, le parton actif dans le processus est un anti-quark. Enfin, dans la région $x \in [-\xi, \xi]$ (ERBL⁴) les GPDs décrivent l'émission d'une paire quark/anti-quark (illustré en (b) dans la figure 1.3), ce qui s'interprète comme un processus de création de méson.

Tous ces processus ont lieu sur le cône de lumière, et les positions respectives des quarks et du centre de masse du proton ne dépendent que de ξ . La séparation des deux hadrons augmente avec ξ . L'application de ces considérations à des modèles permet d'obtenir des

³Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli et Parisi

⁴Efremov, Radyushkin, Brodsky et Lepage

interprétations intéressantes, avec par exemple le mouvement orbital des quarks dans un proton polarisé. On constate dans [14] que les quarks u et d tournent en sens inverse autour de la direction de polarisation du proton, ce fait s'interprétant comme une conséquence de leur charge opposée.

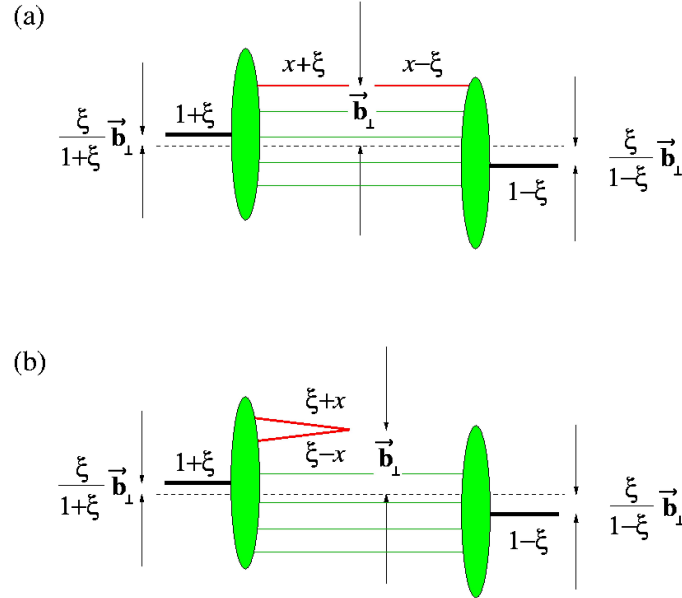


Figure 1.3: GPDs dans l'espace paramètre d'impact. Figure extraite de [21].
La figure (a) correspond à la région $x \in [\xi, 1]$ (DGLAP), la figure (b) à $x \in [-\xi, \xi]$ (ERBL)

1.4 Diffusion Compton profondément virtuelle

Ayant introduit le formalisme théorique des GPDs, nous présentons maintenant la stratégie adoptée pour y accéder expérimentalement. La diffusion Compton profondément virtuelle

$$\gamma^* p \rightarrow \gamma p' \quad (1.41)$$

est décrite dans la limite de Bjorken en termes de GPDs. Le processus expérimentalement mesuré est l'électroproduction du photon sur le proton

$$ep \rightarrow e' p' \gamma. \quad (1.42)$$

Les variables utilisées pour décrire cette réaction sont données dans l'annexe A. Le processus Bethe-Heitler y participe également. L'observable mesurée dans notre expérience est l'asymétrie de spin du faisceau.

1.4.1 Le régime de Bjorken et la dominance du cône de lumière

Le régime de Bjorken est défini par $Q^2 \rightarrow \infty$ et $\nu \rightarrow \infty$ de telle sorte que leur rapport, $x_B = Q^2/(2M_N\nu)$ appelé variable de Bjorken, soit fixé. Dans ce régime, l'amplitude pour le DVCS (1.41) factorise en une partie dite molle que l'on peut paramétrer par des fonctions universelles (dans notre cas les GPDs), et une partie dure calculable indépendamment avec les techniques de perturbations. Le diagramme "en sac à main", premier terme de la série résultante de cette factorisation, est illustré sur la figure 1.4. La factorisation pour le processus DVCS a été démontrée indépendamment par plusieurs auteurs dans les références [6, 22, 23, 24]⁵.

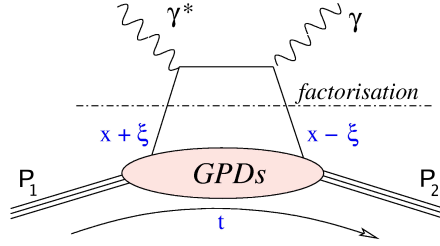


Figure 1.4: Diagramme en "sac à main" pour le processus DVCS.

Le fait que le photon diffuse sur un seul quark dans le proton peut se comprendre qualitativement de la façon suivante. La distance transverse à laquelle le photon est sensible est de l'ordre de $|\delta z_\perp| \sim 1/Q$. La probabilité de diffusion cohérente sur une configuration à n partons est supprimée par la n -ième puissance de Q^2 :

$$\mathcal{P}_n \sim \left(\frac{|\delta z_\perp|^2}{\pi R_N^2} \right)^n \sim \frac{1}{(Q^2 \pi R_N^2)^n}, \quad (1.43)$$

où πR_N^2 est la surface transverse du proton. Plus rigoureusement, on peut écrire l'amplitude pour le processus DVCS sans supposer la factorisation valide comme

$$\mathcal{T}_{\text{DVCS}}^{\mu\nu} = i \int d^4z e^{iq \cdot z} \langle p_2 | T j^\mu(z) j^\nu(0) | p_1 \rangle \quad (1.44)$$

où les indices μ et ν spécifient les états de polarisation des photons. On établit d'abord les régions contribuant à l'amplitude par un calcul explicite dans la limite de Bjorken. Les vecteurs de Sudakov

$$\tilde{p} = \frac{P^+}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad n = \frac{1}{P^+ \sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}$$

⁵Si le photon émis a une virtualité non nulle $q_2^2 > 0$, la factorisation est valide dans la limite généralisée $Q^2 + q_2^2 \rightarrow \infty$ à Q^2/s , q_2^2/s et t fixés. Le processus de création de paires de leptons $ep \rightarrow epl^+l^-$ est particulièrement intéressant. On l'appelle Diffusion Compton Doublement Virtuelle (Double DVCS, DDVCS). Ce processus, d'ordre α_e par rapport au DVCS, n'a pas encore été mesuré.

permettent une décomposition sur le cône de lumière de la forme $q^\mu = q^+ \tilde{p}^\mu + q^- n^\mu + q_\perp^\mu$. Dans le référentiel de Breit, où $q_\perp^\mu = 0$ et $P_\perp^\mu = 0$, on peut montrer que :

$$P^\mu = \tilde{p}^\mu + \frac{\bar{m}^2}{2} n^\mu, \quad (1.45)$$

$$q^\mu = -(2\xi') \tilde{p}^\mu + \left(\frac{Q^2}{4\xi'} \right) n^\mu, \quad (1.46)$$

$$\Delta^\mu = -(2\xi) \tilde{p}^\mu + (\xi) \bar{m}^2 n^\mu + \Delta_\perp^\mu \text{ et} \quad (1.47)$$

$$q'^\mu = q^\mu - \Delta^\mu = 2(\xi' - \xi) \tilde{p}^\mu + \left(\frac{Q^2}{4\xi'} - \xi \bar{m}^2 \right) n^\mu - \Delta_\perp^\mu \quad (1.48)$$

avec

$$\bar{m}^2 = M_N^2 - \frac{\Delta^2}{4} \quad (1.49)$$

$$2\xi' = \frac{P \cdot q}{\bar{m}^2} \left[-1 + \sqrt{1 + \frac{Q^2 \bar{m}^2}{(P \cdot q)^2}} \right] \xrightarrow{Bj} \frac{x_B}{1 - \frac{x_B}{2}} \quad (1.50)$$

$$2\xi = 2\xi' \frac{Q^2 - \Delta^2}{Q^2 + \bar{m}^2 (2\xi')^2} \xrightarrow{Bj} \frac{x_B}{1 - \frac{x_B}{2}} \quad (1.51)$$

et le facteur $e^{iq \cdot z} = e^{i(q^+ z^- + q^- z^+)}$ sélectionne la région

$$z^- \sim 1/(2\xi'), \quad (1.52)$$

$$z^+ \sim 4\xi'/Q^2. \quad (1.53)$$

La causalité impliquant $z^2 > 0$, on obtient $z_\perp < 2z^+ z^- \sim 1/Q^2$. Donc dans la limite de Bjorken, seul le cône de lumière contribue à l'amplitude. Celui-ci étant de mesure nul, il nous faut donc trouver les singularités de l'intégrand.

La clef de l'application de QCD aux réactions factorisables est l'expansion en produits d'opérateurs. Wilson [25] a émis l'hypothèse que la partie singulière d'un produit $\hat{A}(x)\hat{B}(y)$ est donnée lorsque $x \rightarrow y$ par une somme d'opérateur locaux⁶ :

$$\hat{A}(x)\hat{B}(y) \xrightarrow{x \rightarrow y} \sum_C F_C^{AB}(x-y) \hat{C} \left(\frac{x+y}{2} \right). \quad (1.54)$$

Généralisant cette idée aux produits d'opérateurs sur le cône de lumière⁷, et l'appliquant aux corrélateurs de courants électromagnétiques :

$$T j^\mu(z) j^\nu(0) \xrightarrow{z^2 \rightarrow 0} \sum_{\tau=2}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} C_{\tau,n}(z^2) z^{(\mu_1 \mu_2 \dots \mu_n)} \hat{O}_{\mu_1 \mu_2 \dots \mu_n}^\tau(0), \quad (1.55)$$

⁶Dans cette version, on l'appelle développement à courte distance (Short Distance Expansion, SDE).

⁷Pour $(x-y)^2 \rightarrow 0$ on parle du développement sur le cône de lumière (Light Cone Expansion, LCE) [26]

où les $\hat{O}_{\mu_1\mu_2\dots\mu_n}^\tau$ forment une base complète d'opérateurs locaux, les $z^{(\mu_1} z^{\mu_2} \dots z^{\mu_n)}$ sont des polynômes homogènes et sans trace, et les coefficients $C_{\tau,n}(z^2)$ varient en

$$C_{\tau,n}(z^2) \stackrel{z^2 \rightarrow 0}{\sim} \left(\frac{1}{z^2} \right)^{(n-d_{\mathcal{O}}-2d_j)/2} \quad (1.56)$$

avec $d_{\mathcal{O}}$ la dimension (en masse) de l'opérateur non-singulier $\hat{O}_{\mu_1\mu_2\dots\mu_n}^\tau$, n la dimension de sa représentation du groupe de Lorentz, ou spin, et $d_j = 3$ la dimension du courant. Les opérateurs dominants sont ceux pour lesquels l'intégrand est le plus singulier, et donc la quantité $\tau = d_{\mathcal{O}} - n$ est la plus petite. On appelle *twist* la quantité $\tau = d_{\mathcal{O}} - n$. Au twist-2, on trouve les deux opérateurs

$$\hat{O}_{V,q}^\mu = \bar{\Psi}_q \gamma^\mu \Psi_q \quad \text{et} \quad \hat{O}_{V,q}^\mu = \bar{\Psi}_q \gamma^\mu \gamma_5 \Psi_q \quad (1.57)$$

correspondant à la figure 1.1. L'étape cruciale permettant de passer à la figure 1.4 est le développement des coefficients $C_{\tau,n}(z^2)$ en puissance de α_s au cours duquel apparaissent des diagrammes du types de ceux présentés dans la figure 1.5 qui sont divergents pour les régions de basses impulsions du quark actif (infrarouge). On montre que la partie divergente est factorisable dans la partie non-perturbative paramétrée par les GPDs. La partie restante correspond au développement perturbatif de la partie dure apparaissant dans les coefficients $C_{\tau,n}(z^2)$.

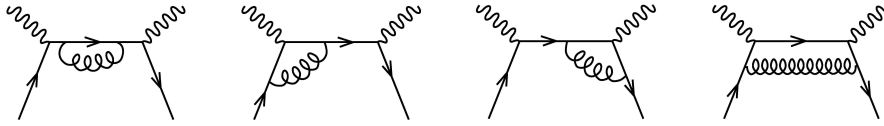


Figure 1.5: Diagrammes d'ordre α_s intervenant dans la diffusion "dure" $\gamma^* q \rightarrow \gamma q$.

Le processus de factorisation permet de réécrire l'équation (1.44) sous la forme :

$$i \int d^4 z e^{iq \cdot z} \langle p_2 | T j^\mu(z) j^\nu(0) | p_1 \rangle = \sum_{q=u,d,s} \int dx F_\Gamma(x, \xi, t, Q^2) C_q(x, \xi, Q^2) \quad (1.58)$$

où $F_\Gamma(x, \xi, t, Q^2)$ est défini dans l'équation (1.11)⁸ pour $\Gamma = \gamma^+$ et dans l'équation (1.12) pour $\Gamma = \gamma^+ \gamma_5$. Les coefficients $C_q(x, \xi, Q^2)$, calculables perturbativement, sont donnés explicitement dans la section 1.4.2

⁸Pour simplifier l'exposition, nous n'avons pas mentionné dans 1.11 la dépendance en Q^2 de F_{γ^+} , n'ayant pas parlé de la renormalisation des opérateurs dans le paragraphe 1.2.

1.4.2 La réaction $ep \rightarrow ep\gamma$

Deux processus participent à l'électroproduction de photons sur l'hydrogène dans notre domaine cinématique : le processus DVCS qui nous intéresse, ainsi que le processus Bethe-Heitler (BH) pour lequel le photon dans l'état final est émis par l'électron, avant ou après interaction avec la cible (figure 1.6). Le premier s'exprime en termes de GPDs du nucléon (vertex $\gamma^*p \rightarrow \gamma p$) tandis que le deuxième est calculable en termes de facteurs de forme (vertex $\gamma^*p \rightarrow p$). Un des premiers calcul des observables DVCS se trouve dans [27]. Nous adoptons les conventions de l'article [28], mis à part $\phi_{\text{ce travail}} = \pi - \phi_{[28]}$. Notant $e(k, \lambda)N(p_1, s_1) \rightarrow e(k', \lambda')N(p_2, s_2)\gamma(q_2, \Lambda)$, la section efficace s'écrit

$$d\sigma = \frac{1}{4k \cdot p_1} |\mathcal{T}(\lambda, s_1)|^2 (2\pi)^4 \delta^4(k + p_1 - k' - p_2 - q_2) \frac{d^3 \vec{k}'}{2E'(2\pi^3)} \frac{d^3 \vec{p}_2}{2E_2(2\pi^3)} \frac{d^3 \vec{q}_2}{2\nu(2\pi^3)} \quad (1.59)$$

avec $|\mathcal{T}|^2$ le module au carré de la somme cohérente des amplitudes pour DVCS et BH

$$|\mathcal{T}(\lambda, s_1)|^2 = \sum_{\lambda', S_2, \Lambda} |\mathcal{T}_{\text{DVCS}}|^2 + |\mathcal{T}_{\text{BH}}|^2 + \mathcal{I} \quad (1.60)$$

$$\mathcal{I} = \mathcal{T}_{\text{DVCS}} \mathcal{T}_{\text{BH}}^* + \mathcal{T}_{\text{DVCS}}^* \mathcal{T}_{\text{BH}} \quad (1.61)$$

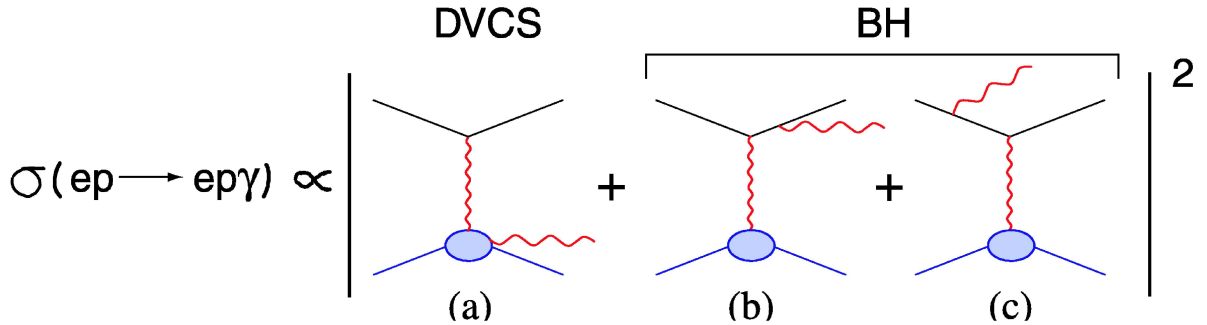


Figure 1.6: La réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ comprend deux processus : DVCS et BH.

La section efficace différentielle s'exprime en termes des variables usuelles (et $\epsilon = 2x_B \frac{M_N}{Q}$)

$$\frac{d^4\sigma}{dx_B dQ^2 dt d\phi} = \frac{\alpha^3 x_B y^2}{8\pi \sqrt{1 + \epsilon^2}} \left| \frac{\mathcal{T}}{e^3} \right|^2 \quad (1.62)$$

Il nous sera utile de décomposer la section efficace en harmoniques selon l'angle ϕ , chacun des termes ayant son origine dans l'hélicité du photon virtuel γ^* . Cette décomposition

s'écrit :

$$|\mathcal{T}_{\text{BH}}|^2 = \frac{e^6}{x_B^2 y^2 t (1 + \epsilon^2)^2 \mathcal{P}_1(\phi) \mathcal{P}_2(\phi)} \left\{ s_1^{\text{BH}} \sin \phi + \sum_{n=0}^{n=2} c_n^{\text{BH}} \cos n\phi \right\}, \quad (1.63)$$

$$|\mathcal{T}_{\text{DVCS}}|^2 = \frac{e^6}{y^2 Q^2} \sum_{n=0}^{n=2} \left\{ c_n^{\text{DVCS}} \cos n\phi + s_n^{\text{DVCS}} \sin n\phi \right\}, \quad (1.64)$$

$$\mathcal{I} = \frac{e^6}{x_B y^3 t \mathcal{P}_1(\phi) \mathcal{P}_2(\phi)} \sum_{n=0}^{n=3} \left\{ c_n^{\mathcal{I}} \cos n\phi + s_n^{\mathcal{I}} \sin n\phi \right\}. \quad (1.65)$$

Les coefficients $c_0^{\mathcal{I}}$, $c_1^{\mathcal{I}}$, $s_1^{\mathcal{I}}$ et c_0^{DVCS} apparaissent au twist-2, c_1^{DVCS} , s_1^{DVCS} , $c_2^{\mathcal{I}}$ et $s_2^{\mathcal{I}}$ appartiennent au twist-3. Enfin, $c_3^{\mathcal{I}}$, $s_3^{\mathcal{I}}$, c_2^{DVCS} et s_2^{DVCS} proviennent des GPDs transverses gluoniques de twist-2. $s_3^{\mathcal{I}}$ et s_2^{DVCS} s'annulent en l'absence de polarisation de la cible. Notons que la notion de twist n'intervient pas pour le processus BH, calculable exactement en termes de facteurs de forme.

Les propagateurs de la ligne virtuelle de l'électron BH contiennent eux aussi une dépendance angulaire.

$$Q^2 \mathcal{P}_1 = (k - q_2)^2 = Q^2 + 2k \cdot \Delta, \quad \mathcal{P}_1 = -\frac{1}{y(1 + \epsilon^2)} (J + 2K \cos \phi), \quad (1.66)$$

$$Q^2 \mathcal{P}_2 = (k - \Delta)^2 = -2k \cdot \Delta + t, \quad \mathcal{P}_2 = \frac{1}{y(1 + \epsilon^2)} \left\{ 1 + J + \frac{t}{Q^2} + 2K \cos \phi \right\}, \quad (1.67)$$

où

$$K^2 = -\frac{t}{Q^2} (1 - x_B) \left(1 - y - \frac{y^2 \epsilon^2}{4} \right) \left(1 - \frac{t_{\min}}{t} \right) \times \left(\sqrt{1 + \epsilon^2} + \frac{4(1 - x_B) + \epsilon^2 t - t_{\min}}{4x_B(1 - x_B) Q^2} \right), \quad (1.68)$$

$$-t_{\min} = Q^2 \frac{2(1 - x_B)(1 - \sqrt{1 + \epsilon^2}) + \epsilon^2}{4(1 - x_B) + \epsilon^2} \approx \frac{M_N^2 x_B^2}{1 - x_B + x_B M_N^2 / Q^2}, \quad (1.69)$$

$$\text{et } J = \left(1 - y - \frac{y\epsilon^2}{2} \right) \left(1 + \frac{t}{Q^2} \right) - (1 - x_B)(2 - y) \frac{t}{Q^2}. \quad (1.70)$$

Pour procéder à un calcul complet, il faut connaître les expressions des différents coefficients dans les décompositions harmoniques (1.63), (1.64) et (1.65). Celles-ci peuvent être trouvées dans [28]. Seuls les coefficients en $\sin(n\phi)$ dépendent de l'hélicité $\lambda = \pm 1$ de l'électron. Nous présentons ici les seules expressions nécessaires à notre argumentation.

$$s_1^{\mathcal{I}} = 8K\lambda y(2 - y) \Im \mathcal{C}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F}), \quad (1.71)$$

$$c_0^{\mathcal{I}} = -8(2 - y) \Re \left\{ \frac{(2 - y)^2}{1 - y} K^2 \mathcal{C}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F}) + \frac{t}{Q^2} (1 - y)(1 - x_B) (\mathcal{C}^{\mathcal{I}} + \Delta \mathcal{C}^{\mathcal{I}})(\mathcal{F}) \right\}, \quad (1.72)$$

$$c_1^{\mathcal{I}} = -8K(2y - y^2 - 2) \Re \mathcal{C}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F}). \quad (1.73)$$

Nous n'aurons pas besoin des coefficients de $|\mathcal{T}_{\text{DVCS}}|^2$, que nous négligerons dans la suite.

$$\mathcal{C}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F}) = F_1 \mathcal{H} + \frac{x_B}{2-x_B}(F_1 + F_2) \tilde{\mathcal{H}} - \frac{t}{4M_N^2} F_2 \mathcal{E} \quad (1.74)$$

$$\Delta \mathcal{C}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F}) = -\frac{x_B}{2-x_B}(F_1 + F_2) \left\{ \frac{x_B}{2-x_B}(\mathcal{H} + \mathcal{E}) + \tilde{\mathcal{H}} \right\} \quad (1.75)$$

où les facteurs de forme de Compton (Compton Form Factors, CFFs) s'expriment (à l'approximation $\xi = \xi'$ près)

$$\mathcal{H}(\xi, t) = \sum_q \int_{-1}^1 dx C^-(\xi, x) Q_q^2 H^q(x, \xi, t), \quad (1.76)$$

$$\tilde{\mathcal{H}}(\xi, t) = \sum_q \int_{-1}^1 dx C^+(\xi, x) Q_q^2 \tilde{H}^q(x, \xi, t), \quad (1.77)$$

$$\mathcal{E}(\xi, t) = \sum_q \int_{-1}^1 dx C^-(\xi, x) Q_q^2 E^q(x, \xi, t). \quad (1.78)$$

Les noyaux de ces intégrales sont calculables en pQCD et valent à l'ordre 0 en α_s

$$\xi C^\mp(\xi, x) = \frac{1}{1-x/\xi-0i} \mp \frac{1}{1+x/\xi-0i}. \quad (1.79)$$

Les intégrales (1.76), (1.77) et (1.78) donnent au même ordre⁹

$$\mathcal{H}(\xi, t) = \sum_q Q_q^2 \mathcal{P} \int_{-1}^1 dx H^q(x, \xi, t) C^-(\xi, x) + i\pi \sum_q Q_q^2 \{H^q(\xi, \xi, t) - H^q(-\xi, \xi, t)\} \quad (1.80)$$

$$\tilde{\mathcal{H}}(\xi, t) = \sum_q Q_q^2 \mathcal{P} \int_{-1}^1 dx \tilde{H}^q(x, \xi, t) C^+(\xi, x) + i\pi \sum_q Q_q^2 \{\tilde{H}^q(\xi, \xi, t) + \tilde{H}^q(-\xi, \xi, t)\} \quad (1.81)$$

$$\mathcal{E}(\xi, t) = \sum_q Q_q^2 \mathcal{P} \int_{-1}^1 dx E^q(x, \xi, t) C^-(\xi, x) + i\pi \sum_q Q_q^2 \{E^q(\xi, \xi, t) - E^q(-\xi, \xi, t)\} \quad (1.82)$$

Les coefficients de twist-3 $s_2^{\mathcal{I}}$ et $c_2^{\mathcal{I}}$ présentent des expressions similaires. Les GPDs de twist-3 peuvent s'écrire comme une somme de dérivées des GPDs de twist-2, et d'autres termes comprenant des corrélations antiquark-gluon-quark, que l'on néglige dans l'approximation de Wandzura-Wilczek (WW).

⁹Pour les parties réelles, \mathcal{P} devant les intégrales indique qu'il faut prendre la valeur principale au sens de Cauchy.

Comme annoncé précédemment, les coefficients de la décomposition harmonique du terme BH pur sont calculables exactement en termes des facteurs de forme de Dirac et Pauli :

$$\begin{aligned}
c_0^{\text{BH}} = & 8K^2 \left\{ \frac{Q^2}{t} (2 + 3\epsilon^2) \left(F_1^2 - \frac{t}{4M_N^2} F_2^2 \right) + 2x_B^2 (F_1 + F_2)^2 \right\} \\
& + (2 - y)^2 \left\{ (2 + \epsilon^2) \left[\frac{4x_B^2 M_N^2}{t} \left(1 + \frac{t}{Q^2} \right)^2 + 4(1 - x_B) \left(1 + x_B \frac{t}{Q^2} \right) \right] \left(F_1^2 - \frac{t}{4M_N^2} F_2^2 \right) \right. \\
& + 4x_B^2 \left[x_B + \left(1 - x_B + \frac{\epsilon^2}{2} \right) \left(1 - \frac{t}{Q^2} \right)^2 - x_B(1 - 2x_B) \frac{t^2}{Q^4} \right] (F_1 + F_2)^2 \left. \right\} \\
& + 8(1 + \epsilon^2) \left(1 - y - \frac{\epsilon^2 y^2}{4} \right) \left\{ 2\epsilon^2 \left(1 - \frac{t}{4M_N^2} \right) \left(F_1^2 - \frac{t}{4M_N^2} F_2^2 \right) \right. \\
& \quad \left. - x_B^2 \left(1 + \frac{t}{Q^2} \right)^2 (F_1 + F_2)^2 \right\}, \tag{1.83}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
c_1^{\text{BH}} = & -8K(2 - y) \left\{ \left(\frac{4x_B^2 M_N^2}{t} - 2x_B - \epsilon^2 \right) \left(F_1^2 - \frac{t}{4M_N^2} F_2^2 \right) \right. \\
& \quad \left. + 2x_B^2 \left(1 - (1 - 2x_B) \frac{t}{Q^2} \right) (F_1 + F_2)^2 \right\}, \tag{1.84}
\end{aligned}$$

$$c_2^{\text{BH}} = -8x_B^2 K^2 \left\{ \frac{4M_N^2}{t} \left(F_1^2 - \frac{t}{4M_N^2} F_2^2 \right) + 2(F_1 + F_2)^2 \right\}. \tag{1.85}$$

1.4.3 Asymétrie de spin du faisceau

Dans le régime cinématique accessible à notre expérience, le processus BH domine sur le processus DVCS. Cela rend la mesure de sections efficaces DVCS difficile. La situation est beaucoup plus favorable pour l'asymétrie de spin du faisceau, définie par:

$$A = \frac{d^4\sigma^\uparrow - d^4\sigma^\downarrow}{d^4\sigma^\uparrow + d^4\sigma^\downarrow}. \tag{1.86}$$

Les asymétries sont généralement beaucoup plus faciles à mesurer que les sections efficaces, car les acceptances se simplifient dans cette observable, par conséquent directement accessible par les taux de comptage. A une énergie de 6 GeV, on s'attend à ce que le terme $|\mathcal{T}_{\text{DVCS}}|^2$ soit petit devant $|\mathcal{T}_{\text{BH}}|^2$. Ceci permet d'ignorer les complications dues à la dépendance angulaire des propagateurs de la ligne virtuelle de l'électron, présents à la fois dans $|\mathcal{T}_{\text{BH}}|^2$ et \mathcal{I} et qui se simplifient donc dans (1.86). Les mesures précédentes, discutées dans la section 1.5, indiquent que les termes de twist-3 sont petits devant les termes de twist-2. Nous adopterons donc cette seconde approximation. Prenant en compte ces deux approximations, et les dépendances angulaires en fonction de l'hélicité de l'électron des différents

termes, nous pouvons alors exprimer notre observable simplement

$$A = \frac{s_1^{\mathcal{I}} \sin \phi}{\kappa [c_0^{\text{BH}} + c_1^{\text{BH}} \cos \phi + c_2^{\text{BH}} \cos 2\phi] + [c_0^{\mathcal{I}} + c_1^{\mathcal{I}} \cos \phi]}, \quad (1.87)$$

$$\kappa = \frac{y}{x_B(1 + \epsilon^2)^2}. \quad (1.88)$$

Prenant encore en compte $c_{n+1}^{\text{BH}}/c_n^{\text{BH}} \sim \mathcal{O}(\sqrt{-t/Q^2})$, notre dernière approximation consiste à négliger c_2^{BH} . Nous pouvons enfin paramétriser directement l'asymétrie de spin du faisceau à l'aide de seulement deux coefficients α et β :

$$A = \frac{\alpha \sin \phi}{1 + \beta \cos \phi}, \quad \text{avec} \quad (1.89)$$

$$\alpha = \frac{s_1^{\mathcal{I}}}{\kappa c_0^{\text{BH}} + c_0^{\mathcal{I}}} \quad \text{et} \quad (1.90)$$

$$\beta = \frac{\kappa c_1^{\text{BH}} + c_1^{\mathcal{I}}}{\kappa c_0^{\text{BH}} + c_0^{\mathcal{I}}}. \quad (1.91)$$

Les coefficients α et β seront ajustés sur les asymétries mesurées.

Les approximations successives utilisées pour aboutir aux équations (1.89), (1.90) et (1.91) sont justifiées (à un certain degré de précision encore à déterminer) par les premiers résultats expérimentaux (voir ci-dessous) et les modèles théoriques. Elles ont l'avantage de faire apparaître que l'asymétrie mesurée est directement proportionnelle à une combinaison linéaire de GPDs bien déterminée ((1.71),(1.74) et (1.80)-(1.81)-(1.82)).

1.5 Données existantes

Le tableau 1.1 énumère les expériences ayant à ce jour fourni des données concernant DVCS. Les observables indiquées dans ce tableau suivent les notations traditionnelles : σ est une section efficace, BSA et TSA signifient respectivement asymétrie de spin du faisceau et de la cible ("Beam/Target Spin Asymmetry"). BCA est l'acronyme anglais d'asymétrie de charge du faisceau (Beam Charge Asymmetry). La notation par indice dans A_{BT} spécifie s'il s'agit d'une asymétrie longitudinale (L) ou transverse (T), et la place de ces indices se rapporte au faisceau (B) ou à la cible (T). L'indice U correspond à une polarisation indéfinie (absence de polarisation). De façon similaire, $\Delta\sigma_{\text{BT}}$ est une différence de sections efficaces. La plupart des données disponibles provient de runs non dédiés, avec une statistique insuffisante pour extraire les GPDs et des résultats intégrés sur un grand domaine cinématique, mais indiquent néanmoins un accord avec les prévisions théoriques.

Les expériences H1 et ZEUS à HERA/DESY sont effectuées à très haute énergie, à petit x_B , et sont sensibles principalement aux GPDs gluoniques. Les sections efficaces pour le DVCS y sont extraites à partir du processus $ep \rightarrow e\gamma X$, où X représente le proton diffusé ou un état faiblement excité de ce dernier (avec $M_X < 2$ GeV). Les contributions

Tableau 1.1: *Expériences DVCS. Voir le texte pour les notations utilisées. Extrait de [29].*

Expérience	Observable	Runs non dédiés	Runs dédiés
H1	σ	[30, 31]	-
ZEUS	σ	[32]	-
HERMES	BSA/ A_{LU}	[33]	2006-2007
	BCA	[34]	2006-2007
CLAS	TSA/ A_{UL} & A_{UT}	préliminaire	-
	BSA/ A_{LU}	[35]	ce travail
	TSA/ A_{UL}	[36]	
Hall A	σ & $\Delta\sigma_{LU}$	-	2004 [37]
	sur le neutron	-	2004

BH et inclusif sont soustraits ainsi que celle de proton dissocié (lorsque $X \neq p$) pour accéder à la section efficace DVCS (élastique)[30, 31, 32]. Les erreurs totales (statistiques et systématiques ajoutées en quadrature) sont de l'ordre de 25%. Les dépendances en Q^2 , W et t ainsi obtenues sont illustrées dans les figures 1.7 et 1.8. Ces résultats sont de plus en bon accord avec les modèles de GPDs élaborés par Freund *et al.* [31].

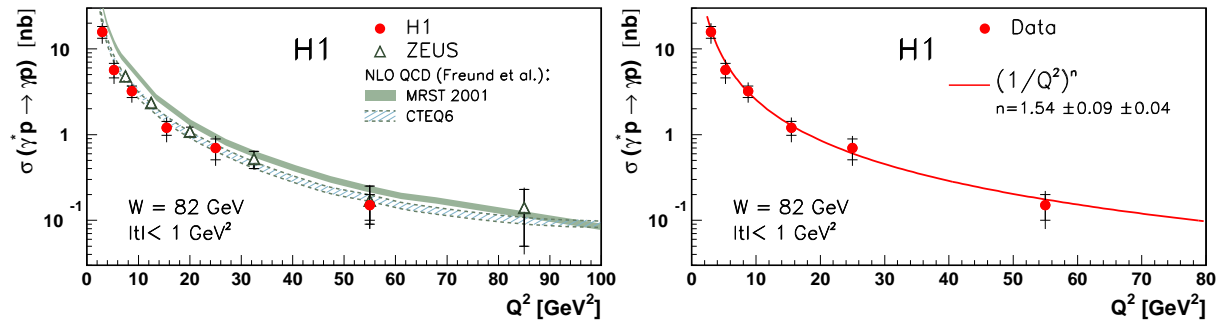


Figure 1.7: *HERA : dépendances en Q^2 de la section efficace de $\gamma^*p \rightarrow \gamma p$.
H1 et ZEUS : la dépendance en Q^2 est compatible avec le modèle de Freund et al.
H1 : la dépendance en Q^2 (à gauche) est ajustée avec une forme en $(1/Q^2)^n$.*

HERMES à DESY dispose de faisceaux d'électrons et de positons polarisés, ainsi que d'une cible polarisable longitudinalement et transversalement. Elle est ainsi la seule expérience au monde ayant accès à toutes les combinaisons d'asymétries. Travaillant à 27.6 GeV, le processus DVCS est identifié par l'analyse de la réaction $ep \rightarrow e\gamma X$. Les observables sont étudiées en fonction d'une coupure d'exclusivité, mise au point en évaluant la contribution inélastique par Monte-Carlo. La faible luminosité disponible restreint malheureusement la statistique. Plusieurs observables DVCS ont déjà été et sont encore étudiées. Elles résultent toutes de l'interférence BH/DVCS :

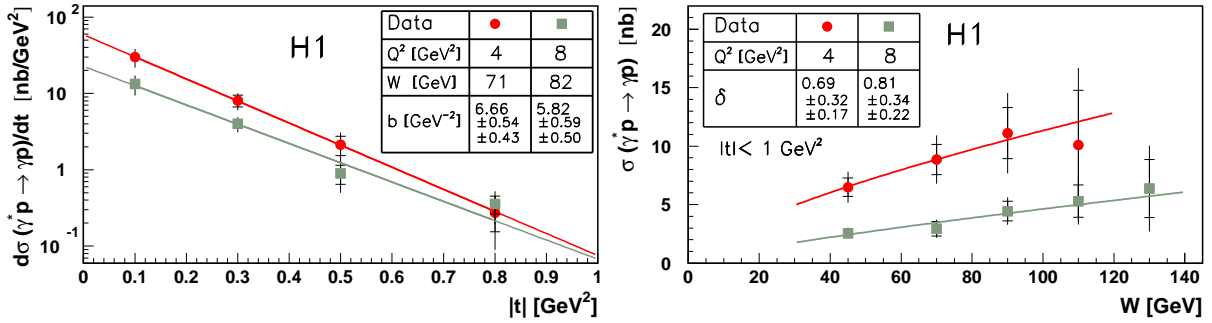


Figure 1.8: H1 : dépendances en $|t|$ et en W de la section efficace de $\gamma^*p \rightarrow \gamma p$.
 La dépendance en $|t|$ (à gauche) est ajustée avec une forme en $e^{-b|t|}$.
 La dépendance en W (à droite) est ajustée avec une forme en W^δ .

- l'asymétrie de spin de faisceau (BSA) [33] présente une forme en $\sin \phi$, un résultat illustré dans la figure 1.9 à gauche;
- des résultats pour l'asymétrie de charge du faisceau (BCA) ont récemment été présentés [34]. Sensibles à l'intégrale sur x de la GPD H , ils suggèrent eux-aussi le comportement attendu, en $\cos \phi$;
- les asymétries de polarisation transverse de la cible, sensibles à la GPD E , ont été utilisées pour mettre au point une stratégie d'extraction du moment angulaire des quarks. Cette méthode a été appliquée pour extraire $J_u + J_d/2.9 = 0.42 \pm 0.21_{\text{exp}} \pm 0.06_{\text{th}}$ [39], un résultat qui souffre pour l'instant d'une dépendance au modèle utilisé, ainsi que de grandes incertitudes, statistiques et systématiques. L'intérêt n'en est pas moins grand vis-à-vis des promesses pour le futur.

Deux observations avec CLAS à JLab ont déjà été publiées. L'asymétrie de spin du faisceau (BSA ou A_{LU}) a été extraite à 4.2 GeV [35] (figure 1.9 à droite) en analysant le spectre en masse manquante $ep \rightarrow epX$ pour soustraire la contamination $ep \rightarrow ep\pi^0$. D'autres analyses des asymétries de spin DVCS à partir des réactions $ep \rightarrow epX$ sont en cours à CLAS [40, 41]. L'asymétrie de spin sur cible polarisée longitudinalement (A_{UL}), plus sensible à la GPD \tilde{H} que BSA, a été extraite plus récemment [36]. La soustraction du bruit de fond associé repose pour cette analyse sur la simulation, bin par bin, du rapport des nombres d'événements $ep \rightarrow ep\pi^0$ faussement identifiés à ceux proprement identifiés, et la normalisation est faite sur les données. Cette stratégie indépendante de modèles est similaire à celle adoptée dans ce travail de thèse, présentée en détail dans la section 5.6.

A l'automne 2004, la première expérience dédiée a pris des données dans le Hall-A à JLab. Travaillant à une luminosité de $10^{37} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, trois dispositions du détecteur ont permis d'explorer avec précision la dépendance en Q^2 , à x_B fixé [37]. Les événements sont identifiés à partir du spectre $ep \rightarrow e\gamma X$, la forme des spectres étant calibrée sur les événements exclusifs $ep \rightarrow ep\gamma$. La résolution sur l'électron diffusé dans cette expérience est

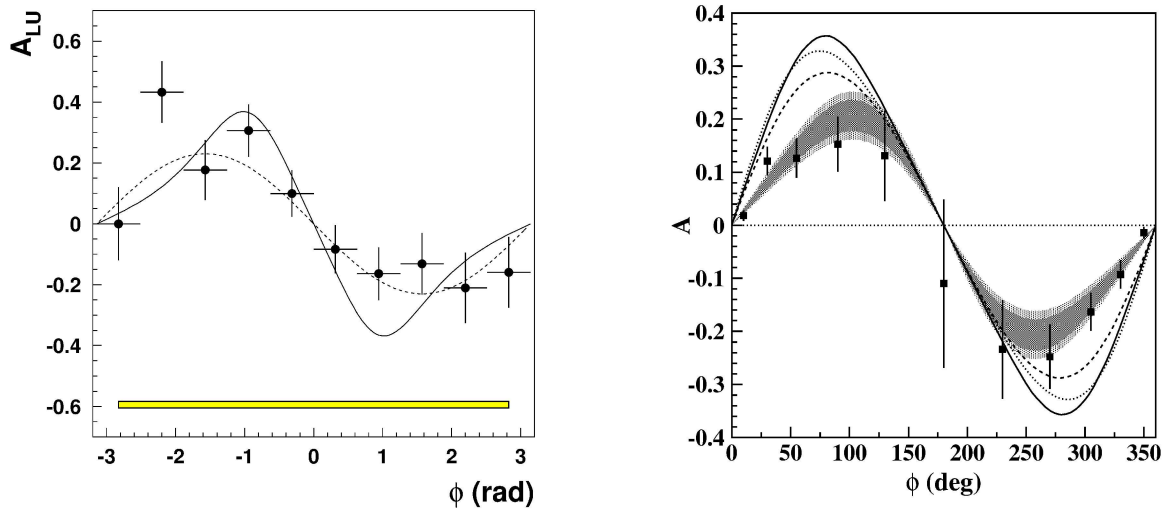


Figure 1.9: Premières observations de l'asymétrie de spin du faisceau du DVCS. A gauche, le résultat d'HERMES [33]; à droite, le résultat de CLAS [35].

telle que la détection du proton n'est pas indispensable à l'exclusivité. Les spectres étant calibrés, la non-détection de ce dernier permet d'augmenter grandement la statistique. Le numérateur $\Delta\sigma_{LU}$ ($= d^4\Sigma$ dans l'illustration 1.10) et le dénominateur σ de l'asymétrie de spin du faisceau BSA ont été mesurés séparément. Cette expérience montre très précisément que les lois d'échelle en Q^2 sont respectées, impliquant la dominance du twist-2 aux énergies accessibles à JLab. Les expériences à venir, dont la nôtre, peuvent s'appuyer sur cette observation.

Durant cette même expérience dans le Hall-A, une disposition légèrement modifiée a pris des données sur le deutérium, visant à extraire le DVCS sur le neutron. L'asymétrie BSA, et la différence de sections efficaces $\Delta\sigma_{LU}$ sont alors particulièrement sensibles à la GPD E . Les résultats préliminaires [42] montrent une asymétrie de signe opposée à celle du proton, comme prévu pour cette sensibilité à E .

1.6 L'expérience CLAS/DVCS

L'expérience CLAS/DVCS décrite dans ce travail, et dont nous obtenons les premiers résultats, s'inscrit donc dans un contexte de recherches intensives sur le sujet des GPDs. Si les expériences non dédiées présentées sommairement ci-dessus ont fourni des indications encourageantes de la validité du formalisme des GPDs, seules à présent les expériences dédiées effectuées à Jefferson Lab (Hall-A [37] et CLAS) permettent d'obtenir la précision et la couverture cinématique nécessaires à l'extraction (future) des GPDs.

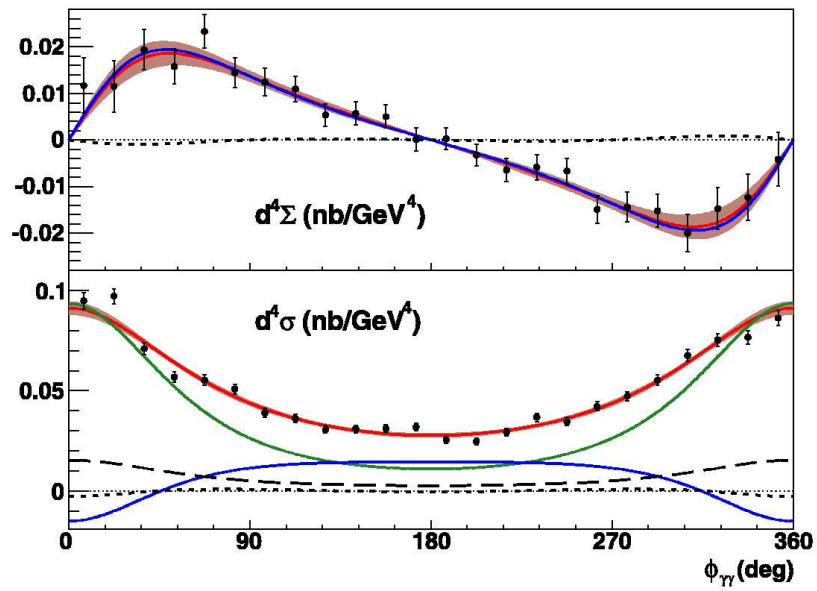


Figure 1.10: *Hall A* : $d^4\Sigma = \Delta\sigma_{LU}$ et $d^4\sigma(x_B = 0.35, Q^2 = 2.3 \text{ GeV}^2, -t = 0.28 \text{ GeV}^2)$.
 Les courbes sont les différentes contributions à un ajustement, décrit dans [37].

Chapitre 2

Dispositif expérimental

2.1 L'accélérateur CEBAF et le détecteur CLAS

CEBAF

L'accélérateur du laboratoire Jefferson est nommé *Continuous Electron Beam Facility* [43]. Une vue schématique de CEBAF est représentée figure 2.1 (en haut). CEBAF délivre un faisceau d'électrons polarisés avec un cycle utile de 100% et une intensité maximum de 200 μA . Plusieurs arcs de recirculation permettent de réinjecter le faisceau dans deux portions accélératrices linéaires. Les cavités radiofréquences supraconductrices en niobium (Nb) fonctionnent à 1497 MHz. Ces cavités supraconductrices pour l'accélération constituent l'originalité de CEBAF, qui lui permet d'avoir une grande intensité de faisceau. Après cinq tours complets, les électrons atteignent une énergie de 6 GeV et sont délivrés dans les trois halls expérimentaux.

C'est avant leur injection dans l'accélérateur que les électrons sont polarisés. La source ou cathode est un cristal semi-conducteur d'arséniure de gallium (GaAs) contraint¹, et la modification de la structure électronique du cristal ainsi obtenue lève les dégénérescences en moment angulaire des niveaux $S_{1/2}$ et $P_{3/2}$. Les dépôts d'une couche d'alcalin, puis d'une couche d'oxyde, provoquent une activation de la surface et permettent de rendre l'affinité électronique négative². La surface active de cette cathode est un disque de 6 mm de diamètre, soit 30 mm² sur une épaisseur de 100 nm. Le temps de vie d'une telle cathode est seulement de quelques jours, sous un ultra-vide de 10^{-11} torr (de l'ordre de 1 nPa). Trois lasers pulsés (un pour chaque hall), accordés sur une subharmonique de la fréquence RF de l'accélérateur, permettent d'extraire les électrons de la cathode. Il est nécessaire d'utiliser une source lumineuse pour chaque hall afin de contrôler l'intensité délivrée séparément avec précision. Comme le hall B utilise un détecteur de grande acceptance, l'intensité y est régulièrement deux ou trois ordres de grandeur plus petite que dans les halls A et C. Les

¹Le cristal GaAs croît sur un substrat de maille légèrement différente, tel que le GaAsP par exemple.

²L'affinité électronique est l'énergie qui sépare la bande de conduction du vide. Les électrons de la bande de valence excités par des photons d'énergie supérieure au gap diffusent alors vers la surface où ils sont libérés.

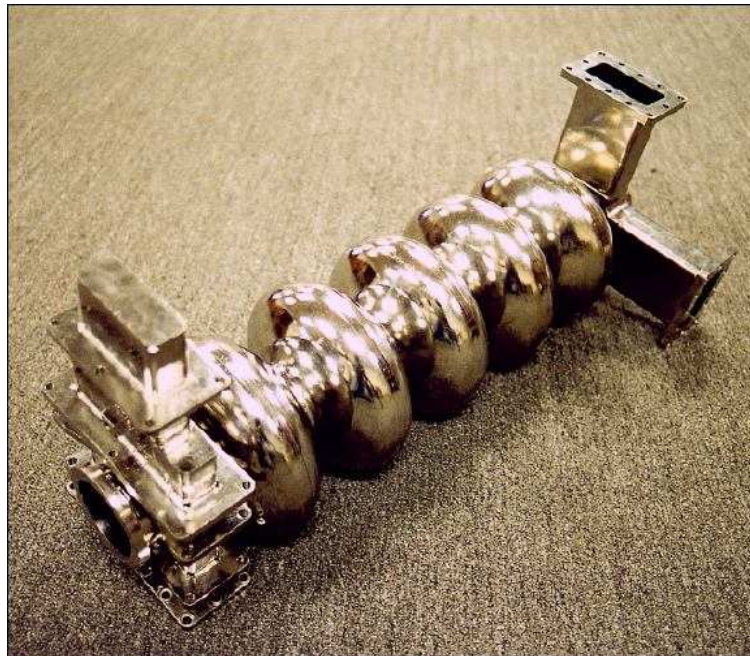
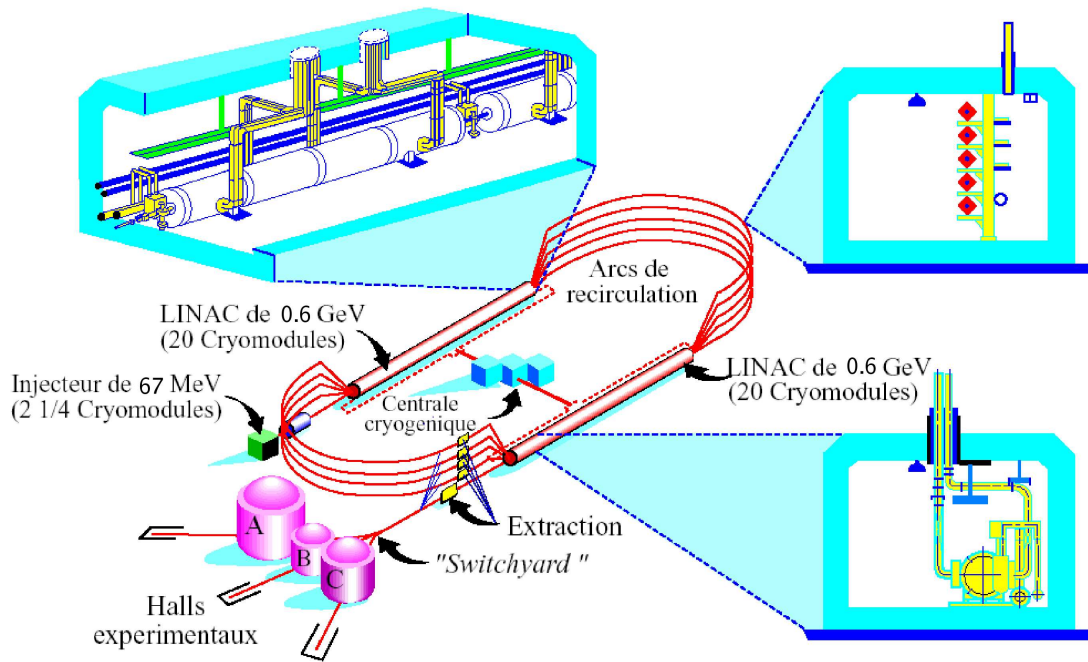


Figure 2.1: *Haut* : schéma de CEBAF. *Bas* : une cavité supraconductrice en Niobium pur.

lasers sont des diodes monomodes fonctionnant par commutation de gain (“Q-switch”) de la cavité. Une impulsion dure 55 ps à une fréquence de répétition de 499 MHz (1/3 de la fréquence RF), avec une puissance de 5 mW. Pour le hall B, la longueur d’onde utilisée est 850 nm. La lumière laser, polarisée linéairement à la sortie des diodes, est ensuite polarisée circulairement à l’aide d’une cellule de Pockels, et la meilleure polarisation de faisceau ainsi obtenue est de 86%. Cette cellule est un cristal KDP (phosphate dihydrogéné de potassium). Un renversement de polarisation a lieu à une fréquence de 30 Hz. Afin de s’affranchir d’effets systématiques, le choix de polarisation est fait pour une paire telle que la première polarisation est pseudo-aléatoire, la seconde polarisation de la paire est opposée à la première. Ce choix pseudo-aléatoire est illustré figure 2.2. Les impulsions des trois lasers, et les paquets d’électrons, sont séparés de 670 ps. C’est à cette approximation près que le faisceau est déclaré continu.

L’injecteur pré-accélère les électrons à 67 MeV. L’architecture adoptée consiste en deux portions accélératrices linéaires reliées par 9 arcs de recirculation, permettant 5 tours complets, ou “passes”. Chaque portion linéaire de CEBAF fournit jusqu’à 600 MeV aux électrons en 80 m utiles (moins de 300 m) *via* 180 cavités de niobium maintenues à 2 K dans un bain d’hélium liquide. Il est donc possible d’atteindre plus de 6 GeV au maximum après les 5 tours. Le refroidissement nécessite la plus grande usine de liquéfaction d’hélium en service aujourd’hui. D’une longueur de 0.5 m, le gradient d’accélération des cavités vaut 7.5 MeV/m en moyenne. La structure en cinq cellules des cavités est visible sur la figure 2.1 (en bas). La fréquence de 1497 MHz est accordée sur celle des klystrons de l’injecteur, et un paquet est envoyé à chaque période, utilisant ainsi 100% du cycle utile, soit un paquet toutes les 2/3 ns, toutes les 2 ns pour chaque Hall.

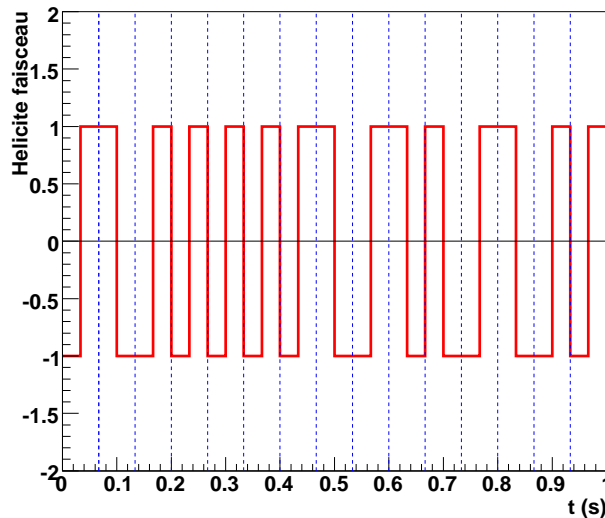


Figure 2.2: *Illustration du choix pseudo-aléatoire de polarisation du faisceau.*

CLAS

CLAS (*CEBAF Large Acceptance Spectrometer*) a été à l'origine conçu pour rechercher les résonances manquantes, des états excités du nucléon prévus par les modèles de quarks constituants [44, 45]. Le programme de physique mené à CLAS est en fait assez vaste, comprenant notamment la compréhension de la structure du nucléon par la mesure de sa structure en spin, la spectroscopie des états excités et la mesure des facteurs de forme de transition, mais aussi la matière nucléaire dans son ensemble, avec des problématiques telles que la modification de la propagation des mésons ou les corrélations nucléon-nucléon à courte échelle dans les noyaux. Le détecteur CLAS, installé dans le hall B de CEBAF (voir figure 2.1 en haut), répond aux exigences de ces programmes en permettant la détection de plusieurs particules dans l'état final. D'un diamètre d'environ 6 m, CLAS couvre approximativement 3π sr. Une vue schématique de CLAS est représentée figure 2.3.

Le champ magnétique de ce spectromètre a la particularité d'être toroïdal, de sorte que les particules chargées conservent leur angle azimuthal le long de leur trajectoire : celle-ci est dans un plan contenant l'axe du faisceau. Ce champ est créé par 6 bobines supraconductrices (en jaune), en alliage de niobium, titane et cuivre (NbTi/Cu), dont la forme en haricot a été choisie de sorte que le champ d'analyse soit plus important à petit angle par rapport à la direction du faisceau, là où l'impulsion est typiquement la plus grande. Le refroidissement de ces bobines est assuré par circulation d'hélium super-critique. Les forces électromagnétiques et gravitationnelles atteignent 1.4×10^6 N et sont transmises *via* des contrefiches à la structure portante. Ce sont ces efforts mécaniques internes qui limitent le champ maximum accessible. Avec un courant de 3375 A, l'intégrale de champ atteint 2.5 Tm vers l'avant et 0.6 Tm à 90° .

Les 6 bobines partagent naturellement CLAS en 6 secteurs identiques. En partant de la cible, une particule traverse successivement 3 régions de chambres à fils (DC, en bleu dans la figure 2.3) pour mesurer les trajectoires des particules chargées dans le champ toroïdal, des compteurs Čerenkov (CC, en violet) participant à l'identification et la discrimination entre particules de même charge, des lattes de scintillateurs (SC, en rouge) pour la mesure du temps de vol, et enfin des calorimètres électromagnétiques (EC, en vert) pour la mesure en énergie et la détection de particules neutres.

Les compteurs Čerenkov ont pour gaz radiateur du perfluorobutane C_4F_{10} d'indice $n = 1.00153$. Leur géométrie particulière, illustrée sur la figure 2.4 (en haut), comprend deux jeux de miroirs guidant la lumière vers les photomultiplicateurs placés dans l'ombre des bobines. Le calorimètre EC dont on donne deux vues sur la figure 2.4 (en bas) est un empilement triangulaire en "sandwich" de scintillateurs et de feuilles de plomb. Pour reconstruire la position d'un hit, trois directions notées U, V et W parallèles au cotés du triangle fournissent l'information stéréoscopique nécessaire.

2.2 Modifications apportées au dispositif expérimental

La géométrie de CLAS a été conçue pour un fonctionnement jusqu'à 4 GeV. Lorsque l'énergie augmente, une partie importante de l'espace des phases des réactions devient

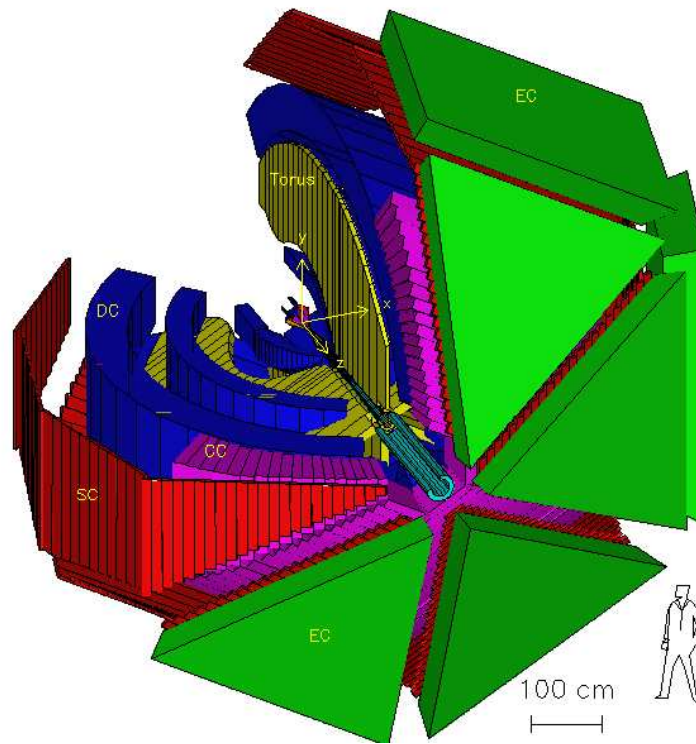


Figure 2.3: *Schéma de CLAS.*

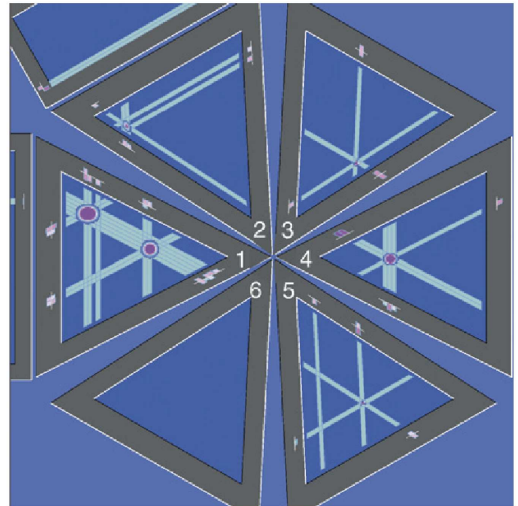
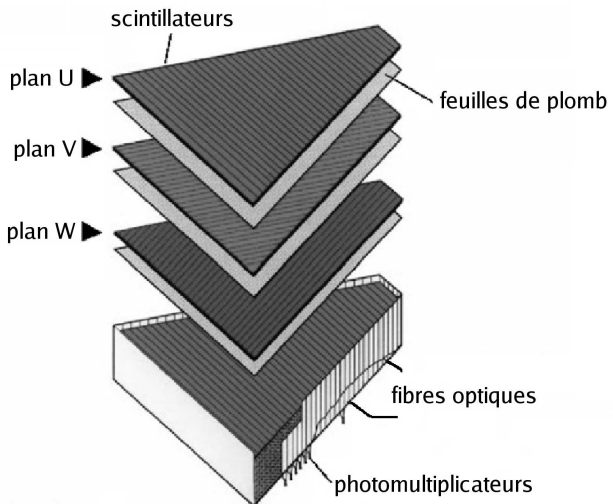
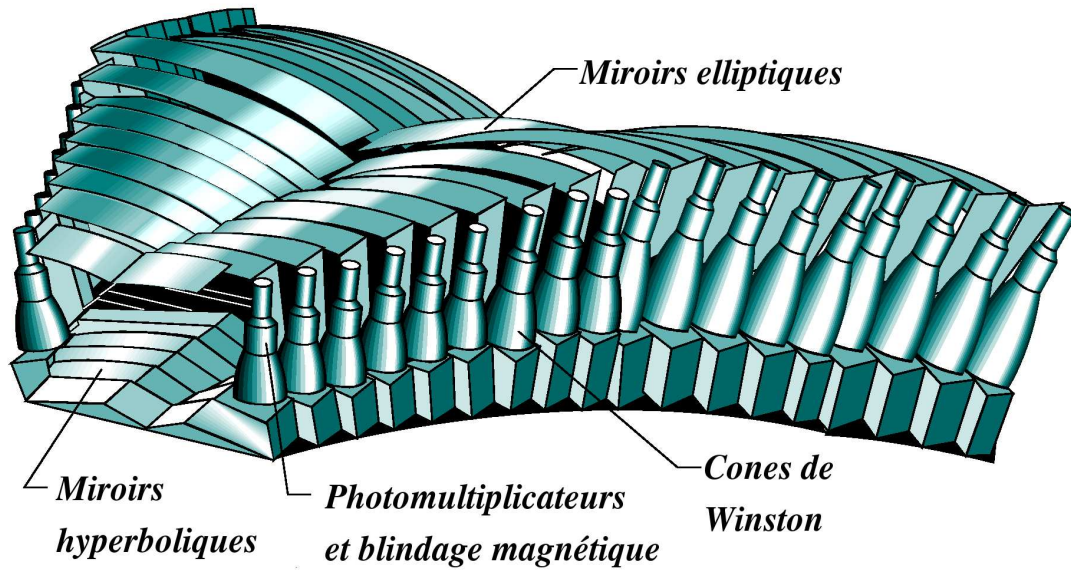


Figure 2.4: *En haut : les compteurs Čerenkov. En bas, le calorimètre EC : à gauche, une vue éclatée d'un module; à droite, un événement avec 2 impacts dans le secteur 1, et un seul dans les secteurs 2, 3, 4 et 5.*

inaccessible. L'étude de réactions exclusives dans le domaine profondément inélastique à grand Q^2 et pour des petits transferts t nécessite la détection des particules vers les angles avant. Avec la configuration d'origine, l'angle minimum de détection des particules chargées et des photons est approximativement 10° . En particulier, les limitations d'acceptance à petits angles impliquent une perte importante des photons pour le processus DVCS. La figure 2.5 donne une représentation de la distribution cinématique des trois particules.

Les changements apportés à la configuration nominale de CLAS ont pour but d'augmenter la couverture cinématique pour la détection des photons vers l'avant, à la fois pour mesurer le processus DVCS de façon exclusive et pour l'identification des π^0 de haute énergie. Les modifications pour réaliser ces améliorations sont les suivantes (figure 2.6):

- installation d'un nouveau calorimètre vers le centre de CLAS, pour la détection des photons de haute énergie, couvrant les angles de 5° à 15° ,
- déplacement de la position cible en amont du centre de CLAS (nécessaire pour l'ajout du calorimètre),
- ajout d'un solénoïde agissant comme un "bouclier magnétique", pour protéger le calorimètre et la première région des chambres à fils de l'émission de particules dont le taux très élevé vers l'avant peut diminuer l'efficacité des détecteurs et éventuellement causer des dommages permanents. Notamment la diffusion électron/électron dans le cortège électronique de la cible (diffusion Møller) est très importante à l'énergie et aux angles où se trouve le nouveau calorimètre. Les électrons Møller étant eux-mêmes principalement de basse énergie (quelques MeV), le blindage magnétique sera efficace.

Ces nouveaux équipements ont nécessité des développements techniques importants. Le tout a été conçu spécialement pour l'expérience DVCS mais d'autres expériences ont déjà utilisé ou utiliseront plus tard ce nouveau calorimètre ou le solénoïde.

2.2.1 Le solénoïde

Le solénoïde supraconducteur réalisant le blindage magnétique a été conçu et réalisé à Saclay. Le champ important au niveau de la cible est dirigé suivant l'axe du faisceau, de sorte que les électrons de basse énergie sont piégés le long des lignes de champ, autour desquelles ils spiralent. Une spécification essentielle pour cet aimant était son angle polaire d'ouverture en acceptance pour le proton dans la cinématique DVCS (figure 2.5). La forme trapézoïdale de la bobine a donc été choisie pour offrir une inclinaison maximum sur le faisceau de 60° . Une vue en coupe du solénoïde est proposée figure 2.7. Les bobines supraconductrices (Cu + Nb/Ti) apparaissent en rouge sur cette figure. Une autre contrainte essentielle est l'interaction électromagnétique avec les 6 bobines principales de CLAS. Ainsi, pour limiter le champ de fuite, une seconde bobine concentrique montée en série conduit le courant en sens inverse autour de la bobine interne. La distribution de

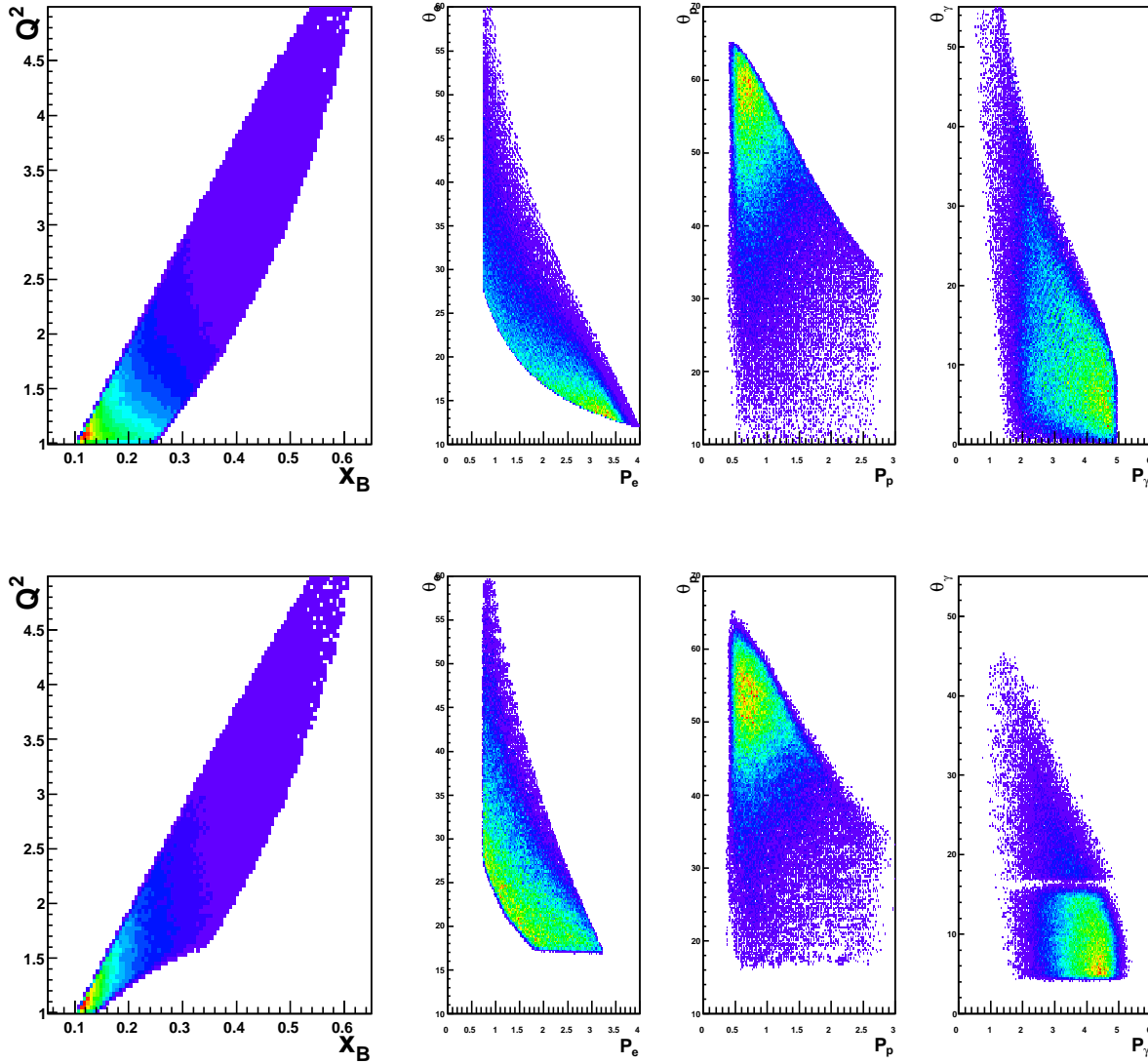


Figure 2.5: Cinématique des événements DVCS (simulation).

La première rangée présente les distributions obtenues par simulation (avec le fast-MC décrit dans la section 5.6). La seconde donne les distributions expérimentales obtenues après sélection des événements (section 5.1). La colonne de gauche montre la distribution Q^2 (GeV²) en fonction de x_B . Les colonnes suivantes montrent θ (°) en fonction de p (GeV/c) de gauche à droite pour l'électron, le proton et le photon respectivement.

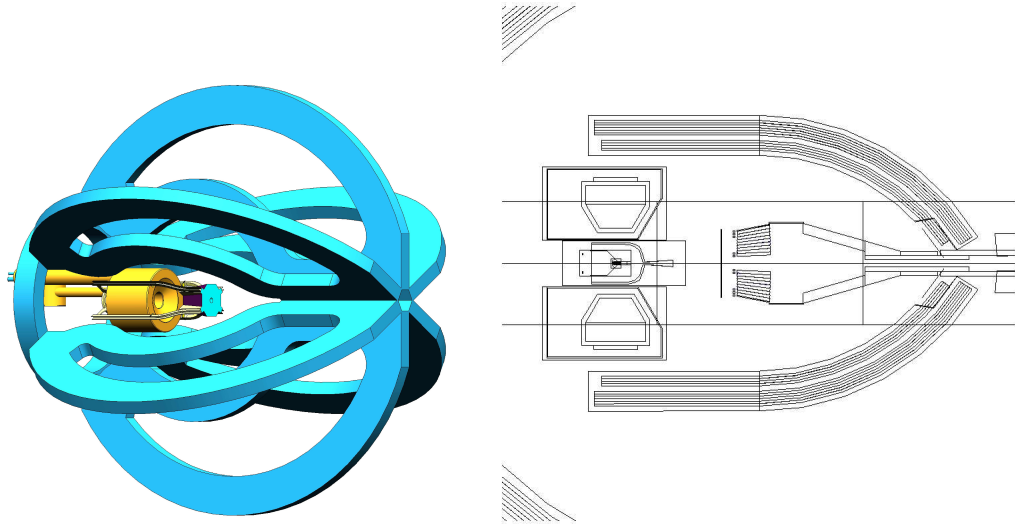


Figure 2.6: *Adjonctions au détecteur CLAS.*

A gauche, une vue en 3 dimensions de l'ensemble tore, solénoïde et calorimètre.

A droite, une vue en coupe du solénoïde, de la cible et du calorimètre, avec la première région des chambres à fils.

l'intensité du champ du solénoïde selon l'axe du faisceau est donnée figure 2.8 [46]. Le montage en série assure un contrôle fiable en cas de quench.

Le refroidissement de l'aimant [47] est assuré par un bain de 70 l d'hélium liquide, à une température comprise entre 4.2 et 4.4 K. La bobine principale, la plus critique avec un champ de 6.9 T au niveau du bobinage, est entièrement immergée, alors que la bobine de compensation est immergée au 4/5. Pour maintenir les conditions normales de fonctionnement, environ 30 W sont nécessaires, avec une circulation de 40 l/h et une consommation minimale de 15 l/h. En cas de quench, la chaleur évacuée représente 690 kJ en quelques secondes. Un système original permet de récupérer dans un réservoir tampon une moitié de l'hélium liquide évacué en cas de quench. Ceci permet une remise en route rapide (~ 1 h). La pire situation envisageable est la rupture du vide d'isolation thermique, avec une puissance atteignant 2 W/cm^2 .

Pour créer le champ requis de 4.5 T au niveau de la cible, 534 A doivent circuler dans les bobines. Après une courte période dite de "training" au cours de laquelle les efforts mécaniques importants provoquent des petits déplacements et peuvent déclencher des quenches, la stabilité du solénoïde est rapidement devenue excellente, les rares incidents subis résultant de problèmes cryogéniques liés à la centrale de liquéfaction et non à l'aimant lui-même ou son dispositif de refroidissement. En accord avec les prévisions, nous avons trouvé que le courant dans le tore pouvait atteindre 2099 A, soit 62% de sa valeur maximale, tout en limitant les efforts mécaniques à un niveau acceptable. La luminosité à laquelle nous avons pu travailler, $2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, était limitée par l'occupation des chambres à fils de la première région, et non par celle des cristaux.

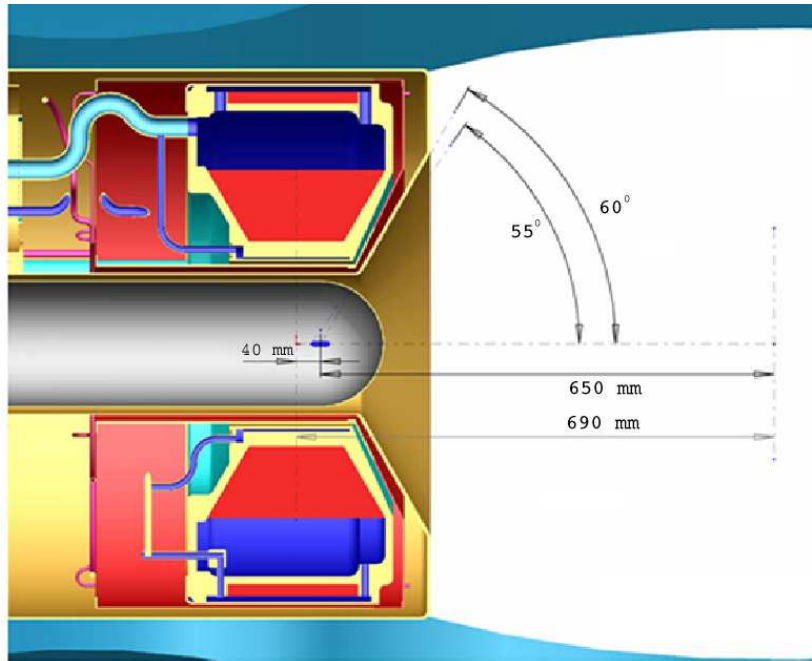


Figure 2.7: *Vue en coupe du solénoïde, avec la cible sur l'axe du faisceau. Le positionnement longitudinal est donné par rapport au centre nominal de CLAS.*

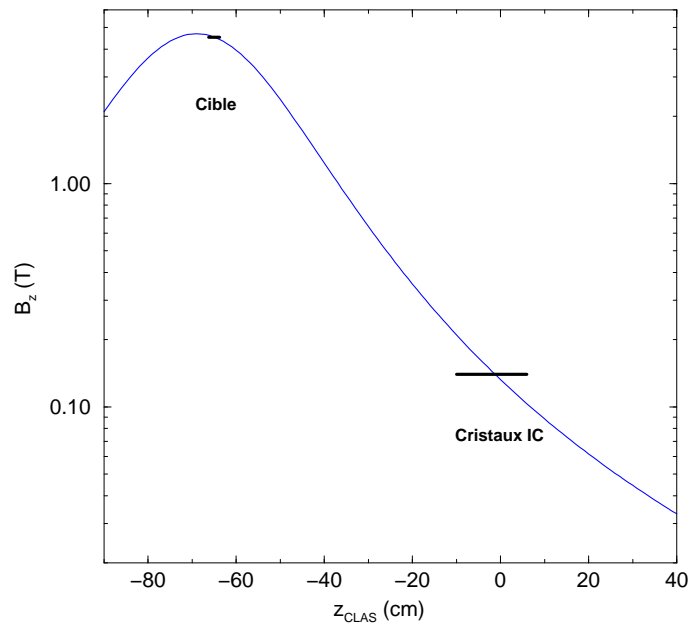


Figure 2.8: *Intensité du champ du solénoïde selon l'axe du faisceau.*

2.2.2 Le calorimètre interne (IC)

L'acronyme d'usage pour notre nouveau "petit" calorimètre provient de l'anglais : IC pour *Inner Calorimeter* par opposition à EC pour *Electromagnetic Calorimeter*, qui est l'acronyme anglais du grand calorimètre de CLAS. IC a vu le jour grâce à la collaboration de 4 instituts : ITEP (Moscou), Orsay, Saclay et JLab. ITEP était plus précisément en charge de la préparation des cristaux, Orsay de la conception et de la réalisation mécanique de l'assemblage ainsi que de l'électronique, et Saclay fournissait le système de monitoring laser. La conception de IC à très largement été inspirée de celle du calorimètre de CMS [48], un dispositif prévu pour le LHC au CERN. IC est un empilement quasi-pyramidal de 424 cristaux de tungstate de plomb (PbWO_4). Le tungstate de plomb possède une densité de 8.3 g/cm^3 , présente l'avantage de ne pas être hygroscopique, mais l'inconvénient de perdre 2% de taux de scintillation par °C. IC est donc muni d'un dispositif de stabilisation en température, dont les performances sont encore meilleures que le but initial de 0.1 °C .

IC présente une géométrie quasi-pyramidale, dont le sommet approximatif se trouve à 75 cm en amont de la face avant. Afin de limiter les pertes dans les espaces entre les cristaux, il est préférable de ne pas placer la cible exactement à ce pseudo-point focal. Un compromis doit être fait afin de garder les performances de reconstruction acceptables. Les cristaux eux-mêmes ont une forme tronc-conique à base carrée : d'une longueur de 16 cm (soit un peu plus que 17 longueurs de radiation), la face avant a pour surface $1.3 \times 1.3 \text{ cm}^2$, et la face arrière $1.6 \times 1.6 \text{ cm}^2$. Cela correspond à peu près à 1.4 ° par cristal. On peut voir sur la figure 2.10 le trou central par lequel passe le faisceau après interaction avec la cible. Chaque cristal est enveloppé dans un matériel particulièrement réfléchissant, le VM2000.

La collection de lumière est opérée par des photo-diodes à avalanche (APDs). Les APDs ont été choisies notamment car les cristaux se trouvent dans un fort champ magnétique, rendant impossible la collection de lumière par tubes photomultiplicateurs. Ces APDs sont plaquées directement sur la face arrière des cristaux, avec une colle optique spéciale (MeltMount). Elles ont une surface active de $5 \times 5 \text{ mm}^2$ et une efficacité quantique de 75%. Polarisées à 375 V, leur gain vaut environ 50 mais dépend de la température (diminuant de 2% par degré). Les cristaux sont groupés par dix pour l'alimentation en haute tension.

Les cristaux ont été classés selon leur taux de scintillation, fourni par le constructeur. De même les APDs ont été classées selon leur efficacité quantique, également fournie par le constructeur. Afin d'équilibrer les gains, les cristaux à forte scintillation ont été associés aux APDs à faible efficacité. La collection de lumière par les APDs est immédiatement suivie d'un étage de pré-amplification. Nous avons deux principales options pour l'amplification, en mode base commune (CB) ou émetteur-suiveur (EF). Les deux ont été testées, et nous avons conclu que le mode CB était plus rapide (20 ns de temps de montée), avec un seuil en énergie plus bas. L'étage de pré-amplification est suivi d'un "splitter" partageant le signal en deux. Une copie est envoyée aux convertisseurs analogique/digital (ADCs)³, qui mesurent une charge accumulée pendant une certaine

³Modules FASTBUS LeCroy 1881, 13 bits, 50 fC/canal.

fenêtre temporelle de 180 ns. L'autre copie est envoyée vers des discriminateurs⁴. Les signaux fournis par les discriminateurs codent l'instant auquel le signal est passé au-dessus d'un certain seuil. Ces signaux sont envoyés vers des échelles qui mesurent en temps réel l'occupation de chaque voie. Ils sont aussi envoyés *via* des cables rapides, courts et plats, vers les convertisseurs temps/digital (TDCs)⁵. Enfin, les discriminateurs sont encore munis d'une sortie spéciale, qui compte le nombre de voies ayant passé le seuil. Cette sortie est envoyée vers le superviseur de déclenchement, pour l'acquisition de runs spécialement dédiés à la calibration en énergie de IC. L'ensemble de cette électronique est schématisé figure 2.9.

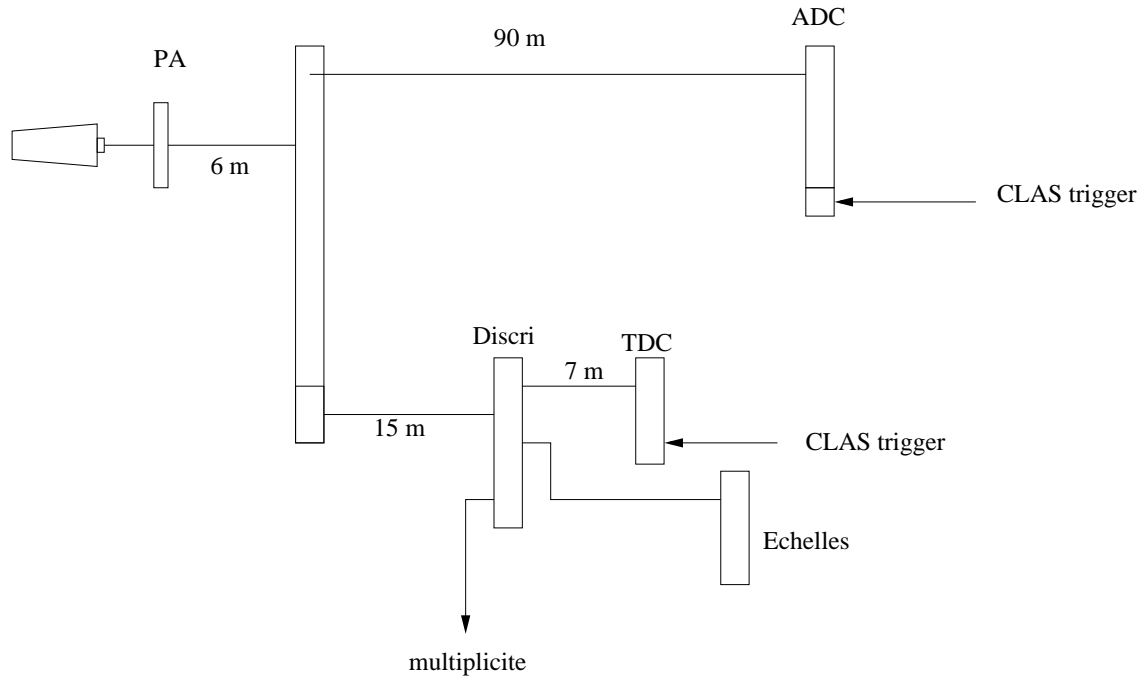


Figure 2.9: Schéma de l'électronique d'acquisition.

La face avant du calorimètre est représentée sur la figure 2.10. Chaque voie est repérée par un couple d'entiers $(i_x, i_y) \in [1, 23]$. Le numéro d'identification associé est $i_x + 23 \times (i_y - 1)$.

⁴Modules CAMAC LeCroy 4413, seuil minimal correspondant à environ 120 MeV d'énergie déposée.

⁵Modules FASTBUS LeCroy 1877, multihit, 0.5 ns/canal

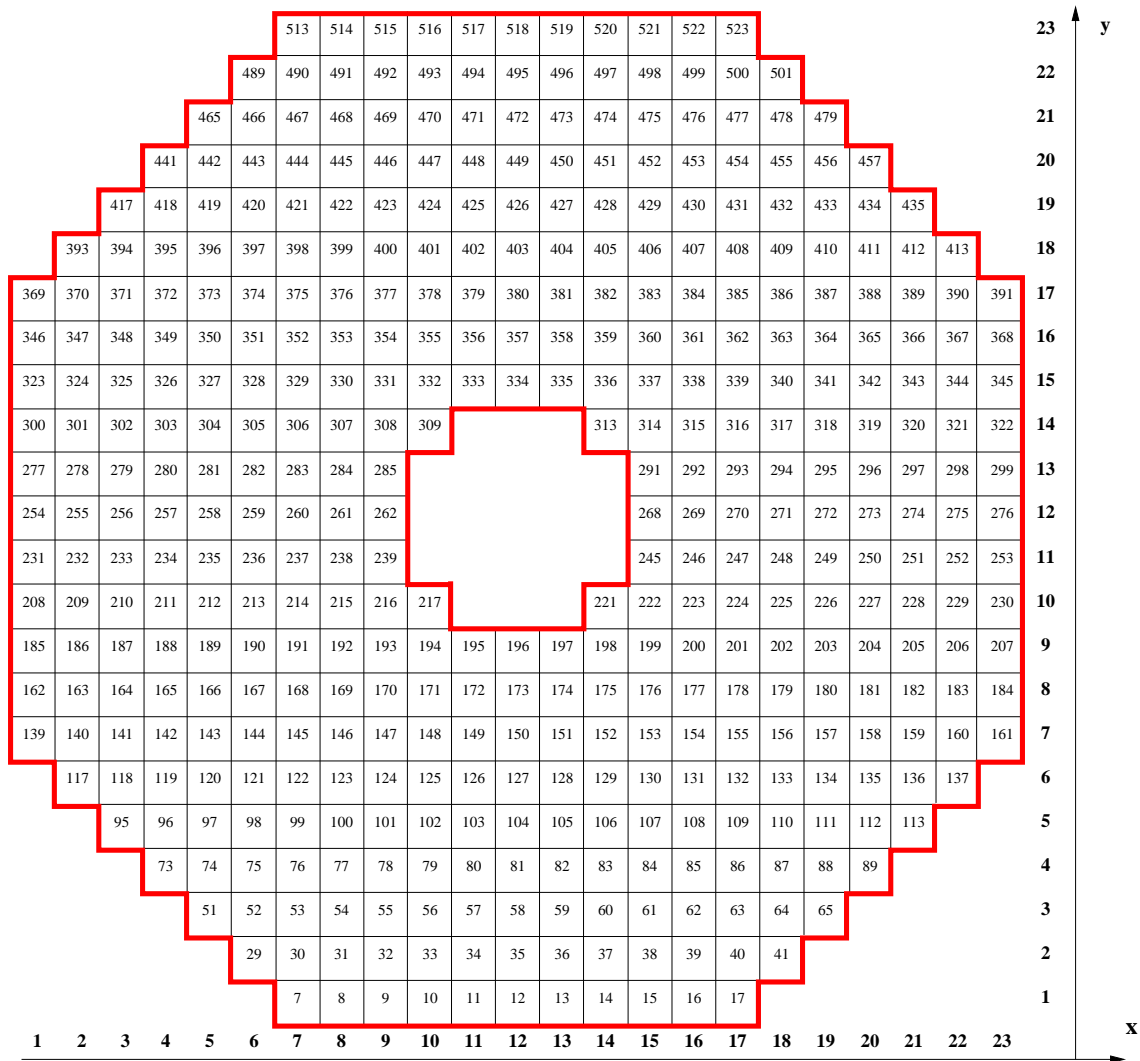


Figure 2.10: Numérotation des 424 cristaux, une vue de la face avant de IC. L'axe x sur cette figure est opposé à l'axe conventionnel de CLAS.

2.3 Système de monitoring

Nous détaillons ici le principe et la mise en œuvre du système de monitoring de IC, dont le DAPNIA-Saclay était responsable.

L'analyse des signaux enregistrés dans le calorimètre suppose la connaissance du gain de chaque voie, en fonction du temps si nécessaire. L'analyse d'événements physiques simples, tels ceux résultant de la détection de deux photons issus de la désintégration d'un pion neutre $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ permet un tel étalonnage. Cependant, en phase de développement du détecteur et en phase d'acquisition de l'expérience, il est fortement souhaitable de disposer d'un système de monitoring pour :

- déterminer un premier étalonnage relatif des voies entre elles.
- mesurer les variations, en fonction du temps, du gain de chaque voie cristal+APD. Celles-ci peuvent être causées par une instabilité de l'APD, ou par les dommages par rayonnement par exemple.
- vérifier la linéarité de la réponse de chaque voie sur toute la dynamique couverte (50 MeV-5 GeV).

Le principe du système de monitoring est illustré figure 2.12. Un laser pulsé émettant dans le vert (532 nm) est distribué uniformément dans deux harnais de 240 fibres optiques SiSi chacun, et le signal transporté par chaque fibre est amené jusqu'au calorimètre. Chaque cristal composant le calorimètre est illuminé par une des fibres du harnais, fixée à l'aide d'un porte-fêrule collé sur la face avant. Ce système permet une homogénéité de lumière de $\pm 2\%$ sur toutes les fibres d'un harnais, et ceci est vérifié en laboratoire pour chaque harnais [53]. Sur la figure 2.11 on peut voir la distribution des transmissions de toutes les fibres des deux harnais.

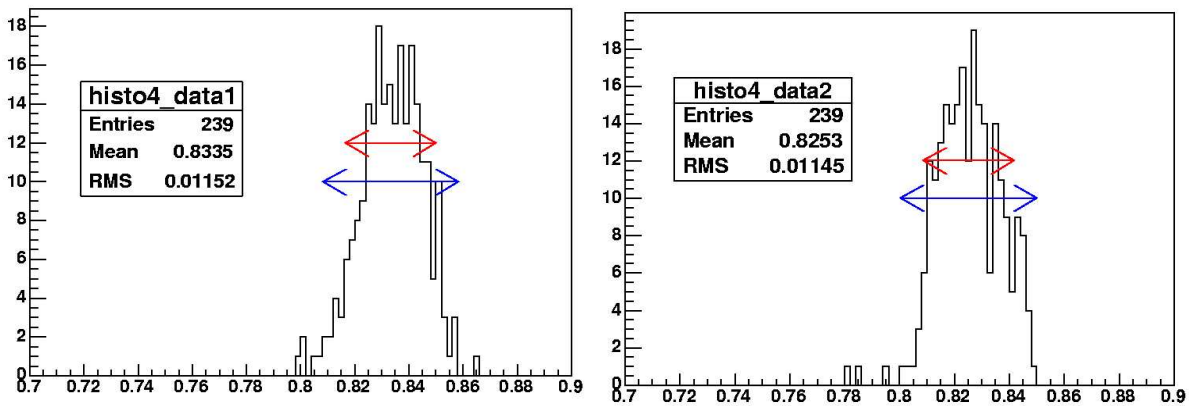


Figure 2.11: *Histogrammes des transmissions (unités arbitraires) des fibres des 2 harnais. Le repère rouge indique la dispersion à 2%, en bleu à 3%.*

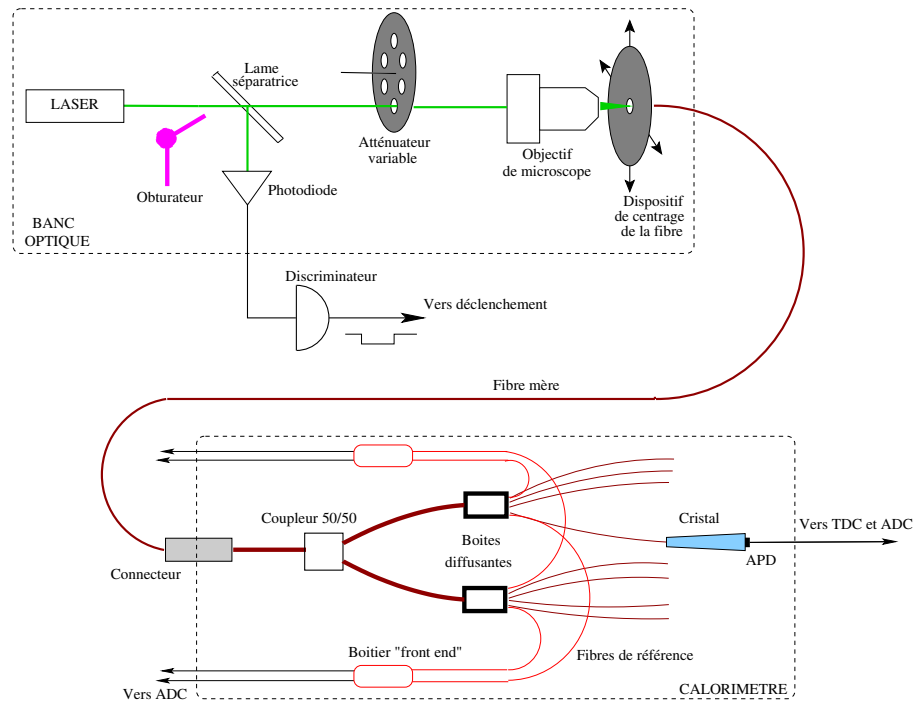


Figure 2.12: Schéma du dispositif de monitoring laser.

Le dispositif de monitoring est représenté sur la figure 2.12. Notre laser [49] est du type très commun “Nd YAG” : il s’agit d’un cristal semi-conducteur, grenat d’Yttrium Aluminium ($Y_3Al_5O_{12}$), doppé au néodine (Nd). Lui-même pompé par une diode laser, la longueur d’onde primaire se trouve dans l’infrarouge (1064 nm), et la fréquence est doublée en utilisant les propriétés optiques non-linéaires du cristal KTP (potassium titanyle phosphate, $KTiOPO_4$). La lumière verte obtenue ne correspond pas exactement au pic spectre d’émission du $PbWO_4$ qui se trouve plutôt dans le bleu. Une commutation de gain (Q-switch) transforme l’émission continue en émission pulsée. Il n’est pas possible de commander le déclenchement de cette commutation; il faut donc garder un signal de référence pour synchroniser l’acquisition au cours des runs laser. Le laser délivre 5 mW (classe 3B) dans le mode TE_{00} , la fréquence et la durée des impulsions sont ajustables *via* un signal TTL. A la sortie du laser, une moitié du faisceau lumineux est envoyée vers une photodiode par l’intermédiaire d’une lame séparatrice afin de produire le signal de synchronisation. L’autre moitié du signal passe à travers un filtre atténuateur, que l’on peut choisir entre atténuation totale (0% de transmission) et pas d’atténuation (100%) par pas de 20%, par l’intermédiaire d’une roue porte-filtre commandée à distance. Un objectif de microscope permet ensuite d’injecter le faisceau dans une fibre mère principale, qui achemine la lumière jusqu’au cœur de CLAS où se trouve IC. La fibre mère est connectée à IC et partagée en deux par un coupleur 50/50. Chaque moitié est ensuite distribuée uniformément dans chaque fibre de deux harnais grâce à deux boîtes diffusantes. Pour chaque harnais, deux fibres de référence sont envoyées à deux boîtiers “front-end” dont la fonction est de vérifier la stabilité de la puissance délivrée. En effet, non-seulement le

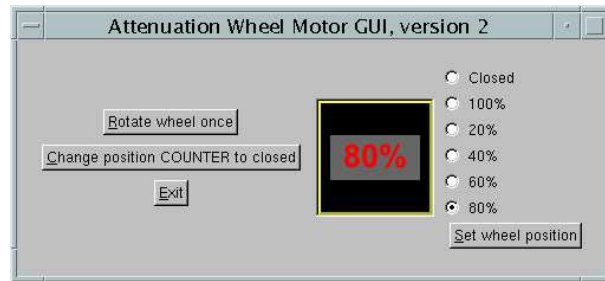


Figure 2.13: Interface graphique homme/machine pour le contrôle de la roue porte-filtres.

laser peut fluctuer, mais en outre les fibres recevant de fortes doses peuvent perdre leur transparence au cours du temps.

La figure 2.13 présente l'interface graphique homme/machine (GUI) que j'ai développée avec l'environnement CINT de ROOT afin de contrôler la roue porte-filtre. Cette interface permet de se connecter à l'ordinateur de contrôle situé dans le Hall expérimental, et d'appeler les routines bas-niveau d'ouverture de ports et de communication avec le moteur de la roue.

Nous avons rencontré des difficultés considérables à stabiliser la fréquence de répétition et l'intensité du signal en mode pulsé. Nous avons d'abord attribué ces difficultés à un problème de stabilisation en température, car le laser se trouvait dans une zone fortement refroidie du hall. Mais après plusieurs tentatives, nous avons conclu que le problème n'était pas lié à la température. En outre, la puissance délivrée par le laser est beaucoup plus faible que pour CMS dont les cristaux sont significativement plus gros, et les boîtiers "front-end" se sont révélés trop bruités pour notre intensité lumineuse.

Nous n'avons donc pas pu directement obtenir une calibration absolue de chaque voie, car nous ne contrôlions pas la puissance absolue délivrée par le laser. Néanmoins, notre système de monitoring s'est avéré indispensable à la vérification de la linéarité de chaque voie et l'ajustement des tensions des pré-amplificateurs. Nous avons augmenté cette tension jusqu'à observer la saturation. Les gains ont ensuite pu être ajustés afin d'utiliser la plage ADC la plus grande possible, adaptée aux énergies déposées dans nos cristaux. De plus, nous avons pu avoir une première approximation des gains *relatifs* de chaque voie. Ayant également d'autres moyens pour estimer grossièrement le nombre de MeV par canal, nous avons ainsi pu partir d'une calibration valide à 5% près. Notre algorithme de calibration en énergie reposant sur une méthode itérative dont la convergence dépend des valeurs initiales des gains, ce premier étalonnage s'est avéré très utile.

Le résultat de la vérification de linéarité est donné pour toutes les voies sur la figure 2.14. La proportionalité du signal mesuré à la quantité de lumière est vérifiée à 1-2% près sur l'ensemble des voies. En bonne partie à cause de l'instabilité du laser, mais aussi de par les erreurs systématiques dans la détermination de la transmission des filtres atténuateurs, il est difficile d'obtenir une précision bien meilleure sur cette vérification de linéarité.

La stabilité des gains dans le temps sera discutée dans la section 4.4.2.

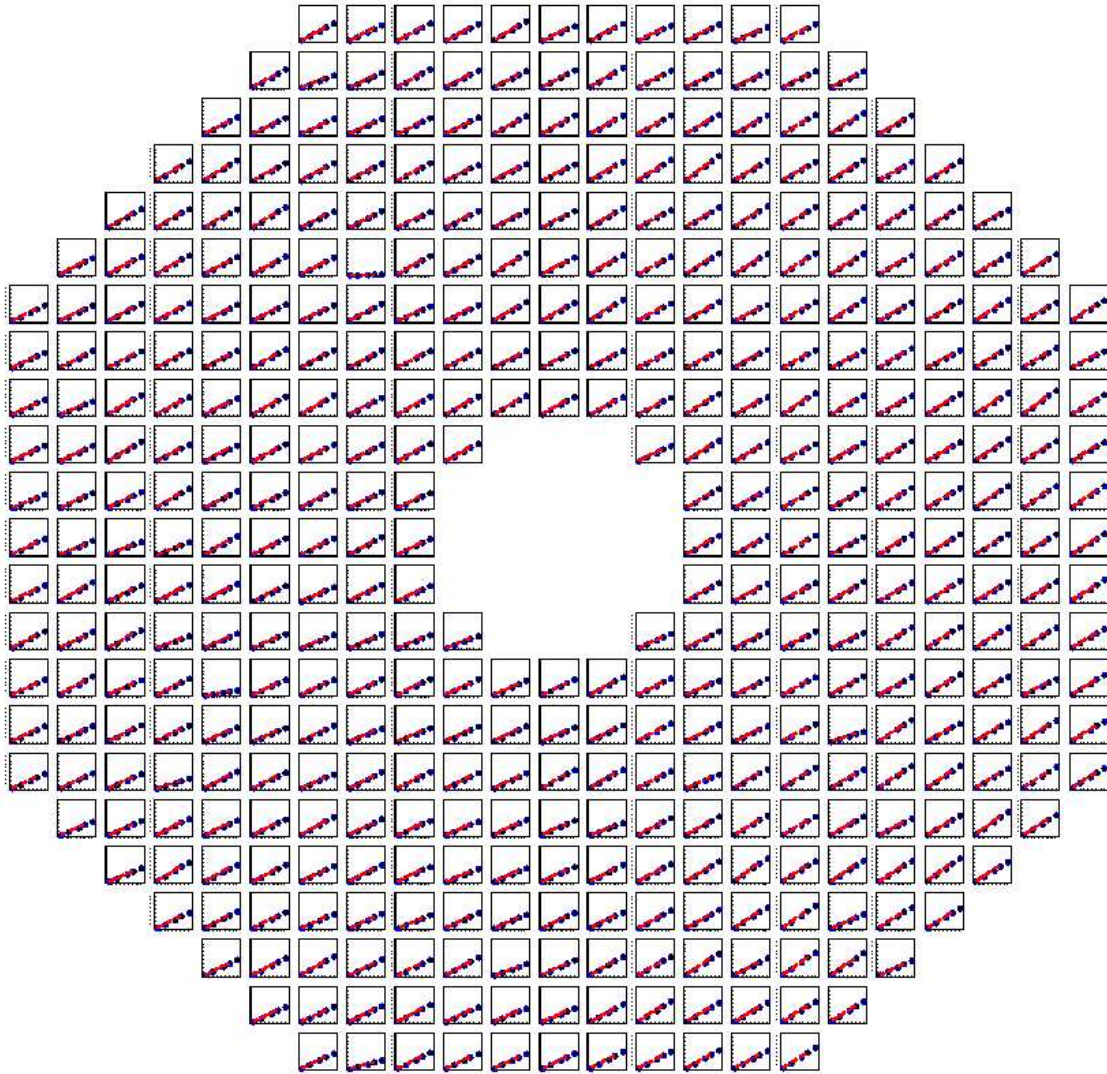


Figure 2.14: *Vérification de la linéarité de chaque voie, pour tout le calorimètre.*

Chapitre 3

Programmes de simulation et de reconstruction

L'architecture simulation/reconstruction est assez simple : un générateur d'événements remplit un fichier au format BOS, avec des distributions réalistes. Le programme de simulation prend ce fichier en entrée, et produit en sortie un autre fichier BOS, contenant les réponses de tous les sous-détecteurs pour chaque événement. Le programme de simulation ayant une description idéalisée du détecteur, un programme intermédiaire se charge de dégrader les résolutions pour les rendre plus réalistes. Enfin, le fichier BOS ainsi obtenu est passé au programme de reconstruction. Ce dernier se charge de la tâche cruciale qui consiste à extraire une information physique à partir des informations fournies par l'électronique d'acquisition. Ce même programme est utilisé pour les données réelles. Un petit schéma de l'ensemble est donné figure 3.1.

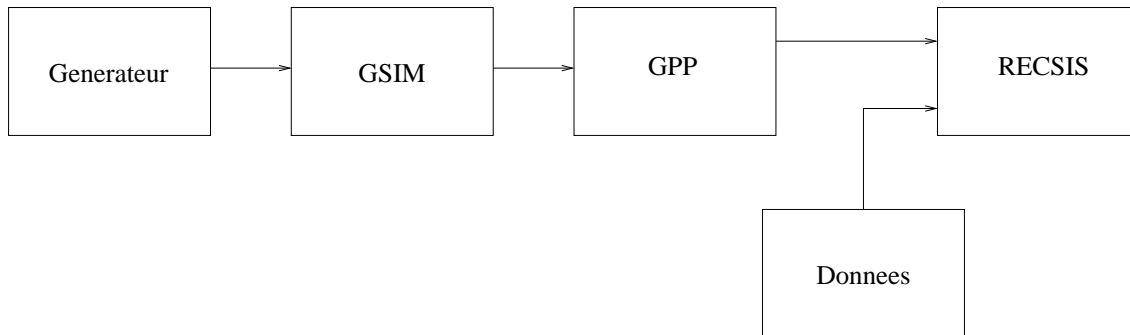


Figure 3.1: *Schéma de l'architecture des programmes.*

Étant donnée la longueur des codes nécessaires à de tels calculs, et notamment le développement en parallèle de parties indépendantes par plusieurs collaborateurs, la mise à jour se fait par l'intermédiaire de CVS (Concurrent Versioning System). Le développeur possède une copie locale d'une partie du code, le restant du code étant disponible pour la compilation dans des bibliothèques partagées remise à jour à chaque nouvelle version. Ce

système très commode demande une organisation rigoureuse de l'architecture du code.

L'essentiel du code est écrit en FORTRAN. Ce choix a été motivé à l'origine par le fait que les bibliothèques du CERN étaient principalement écrites en FORTRAN. Il n'est pas possible en FORTRAN77 d'allouer dynamiquement la mémoire. Reprenant un format développé pour H1 (DESY), la mémoire est allouée en blocs communs statiques sous forme de banques : les fichiers BOS (Bank Organisation System) sont décrits dans des simples fichiers ASCII nommés DDL (Data Description Language), ce qui permet en quelque sorte une auto-documentation du code, et permet stratégiquement de garder l'utilisateur à l'abri des problèmes de gestion de la mémoire. Inévitablement, ce système n'est pas optimisé en espace mémoire.

3.1 Simulation

Le programme de simulation du détecteur CLAS a été écrit avec GEANT3 [50] et s'appelle GSIM [51]. Il s'agit d'un code Monte-Carlo classique contenant une description suffisamment fine de la géométrie du détecteur et une modélisation des différents phénomènes physiques y ayant lieu. Ainsi il n'est par exemple pas possible de simuler toute la complexité d'une cascade électromagnétique dans un calorimètre. GSIM modélise donc la réponse d'un tel détecteur en tirant au hasard une énergie déposée et un parcours dans chaque volume géométrique individuel (par exemple un cristal), suivant des distributions dont les paramètres ne dépendent que des matériaux et sont connus, et continue ainsi dans le volume suivant le long de la trajectoire. Néanmoins, si l'énergie incidente est inférieure à un certain seuil, GSIM considère que toute l'énergie a été déposée dans le volume correspondant. Cette limitation donne lieu à une mauvaise description des cascades électromagnétiques vers les bords, à moins d'augmenter considérablement le temps de calcul en utilisant des seuils plus bas. De même, la géométrie des miroirs Čerenkov est trop complexe et n'est pas décrite avec suffisamment de précision dans GSIM, de sorte que les distributions en nombre de photo-électrons simulées ne sont pas réalistes.

La géométrie est décrite dans GEANT sous forme d'un graphe arborescent: la racine de cette arborescence correspond à un volume "mère" qui contient tous les autres volumes. Le volume mère à la racine de l'arbre n'est généralement pas un volume physique, mais un volume fictif. Au contraire, une feuille de l'arbre est nécessairement un volume physique. Cette arborescence doit permettre en particulier de résoudre les problèmes suivants qui apparaissent dans les calculs de trajectoires ("tracking"):

- dans quel volume se trouve un point donné?
- quelle est la distance le long de la trajectoire d'une particule au prochain volume traversé?
- un point de la trajectoire se trouve-t-il toujours dans le volume courant?

D'autres problèmes peuvent survenir lorsque les volumes géométriques n'ont pas une forme simple. Notamment, il est souvent plus simple de déclarer plusieurs volumes se

chevauchant, et un système de priorité d'un volume par rapport à un autre doit être mis en place lorsque les déclarations ont lieu au même niveau dans l'arborescence. Ce dernier problème peut se révéler critique, et provoquer des erreurs dans la phase de simulation.

La déclaration d'un volume se fait en deux étapes : la définition du volume géométrique puis son positionnement par rapport aux volumes existant (sauf pour le volume mère!). Il est possible de définir 16 formes élémentaires dans GEANT, du simple parallélépipède ou de la sphère, au trapézoïde scalène le plus quelconque. Les volumes plus élaborés n'ont pas un nombre de paramètres de définition fixé, ce qui offre une grande souplesse. Le positionnement implique notamment de déclarer quel est le volume mère dans l'arborescence du volume fils à positionner, et de donner les coordonnées et l'orientation du fils *relativement à son volume mère*. C'est également dans la phase de positionnement que l'on déclare la priorité affectée à un volume à un niveau de l'arborescence.

Notons encore une fonctionnalité importante d'un programme utilisant le logiciel GEANT: il peut lire un fichier (d'extension `.ffread`) dans lequel l'utilisateur donne des valeurs à un certain nombre de paramètres. Les paramètres non spécifiés ont toujours une valeur par défaut. Ces paramètres peuvent avoir n'importe quel type, et spécifient la géométrie utilisée ou les cotes pour les volumes. Cependant, la mise en place de cette fonctionnalité est délicate.

3.2 Reconstruction

Prenant en entrée les données brutes issues des détecteurs, le programme de reconstruction remplit la tâche cruciale consistant à retrouver les particules dans l'état final. Le programme de reconstruction ne fait *pas* d'analyse des événements. C'est à cette nuance près que le programme de reconstruction n'effectue pas complètement le travail inverse de GSIM.

3.2.1 Architecture

L'organisation est visible dans l'arborescence de fichiers sources. Chaque sous-détecteur de CLAS possède un répertoire indépendant pour lequel une librairie partagée est créée à la compilation et chargée dynamiquement à l'exécution. Cette division répond à une logique assez claire d'encapsulation (les codes de CLAS12 seront écrits en langage orientés objet). Le programme principal d'où sont appelées successivement les différentes étapes à chaque événement s'appelle RECSIS. L'organigramme de la figure 3.2 donne en détails les différentes étapes gérées par RECSIS. On remarque en particulier qu'à chaque étape, l'utilisateur a la possibilité d'appeler des routines particulières. L'utilisateur fournit les instructions initiales par l'intermédiaire d'un fichier Tcl. En interactif, il a la possibilité d'intervenir à tout moment directement par la ligne de commande (tous les 10 événements). Les événements sont de trois types :

- les événements de contrôle du processus, tels que ceux en début et fin de run;

- les événements “ordinaires” de physique;
- les événements de type “échelle” (scalers).

Pour chaque type d'événement, la lecture du format BOS et la gestion de la mémoire est différente.

Dans le cas d'événements physiques, RECSIS commence par reconstruire l'information RF venant de l'accélérateur, qui sert de base de temporelle pour tous les autres détecteurs en définissant le temps au vertex primaire. Il traite ensuite dans l'ordre suivant :

- la reconstruction dans le calorimètre EC, puis dans le calorimètre à grand angle;
- la reconstruction dans le nouveau petit calorimètre IC;
- le cas échéant (run photon) : le tagger;
- une première reconstruction des trajectoires dans les chambres à dérive (DC), dite “hit-based ”. Dans chacune des trois régions, des segments sont construits à partir des positions des fils ayant produit un signal. Les différents segments sont ensuite associés;
- la reconstruction du temps de vol par les scintillateur (SC);
- le calcul du nombre de photoélectrons Čerenkov (CC);
- une première identification des particules en associant les différents détecteurs (SEB);
- une seconde reconstruction des trajectoires dans les chambres à dérive , dite “time-based ”. Cette étape plus précise utilise une correction sur le temps de dérive grâce à l'information sur le temps de vol;
- la reconstruction complète de l'événement (“event builder”);
- l'écriture des données reconstruites dans les banques BOS (notamment GPID et PART), ainsi que la mise à jour des histogrammes.

3.2.2 Partie spécifique au calorimètre IC

Reconstruction de la position

Pour l'expérience CLAS/DVCS, un algorithme de reconstruction dans le petit calorimètre IC a été implémenté. Il s'agit de répartir les énergies déposées dans chaque cristal en différents groupes correspondant aux particules incidentes sur le calorimètre, puis de reconstruire la position et l'énergie de chaque impact. L'énergie déposée dans le cristal i est donnée par la formule :

$$E_i = G_i \cdot (\text{ADC}_i - \text{PED}_i) \quad (3.1)$$

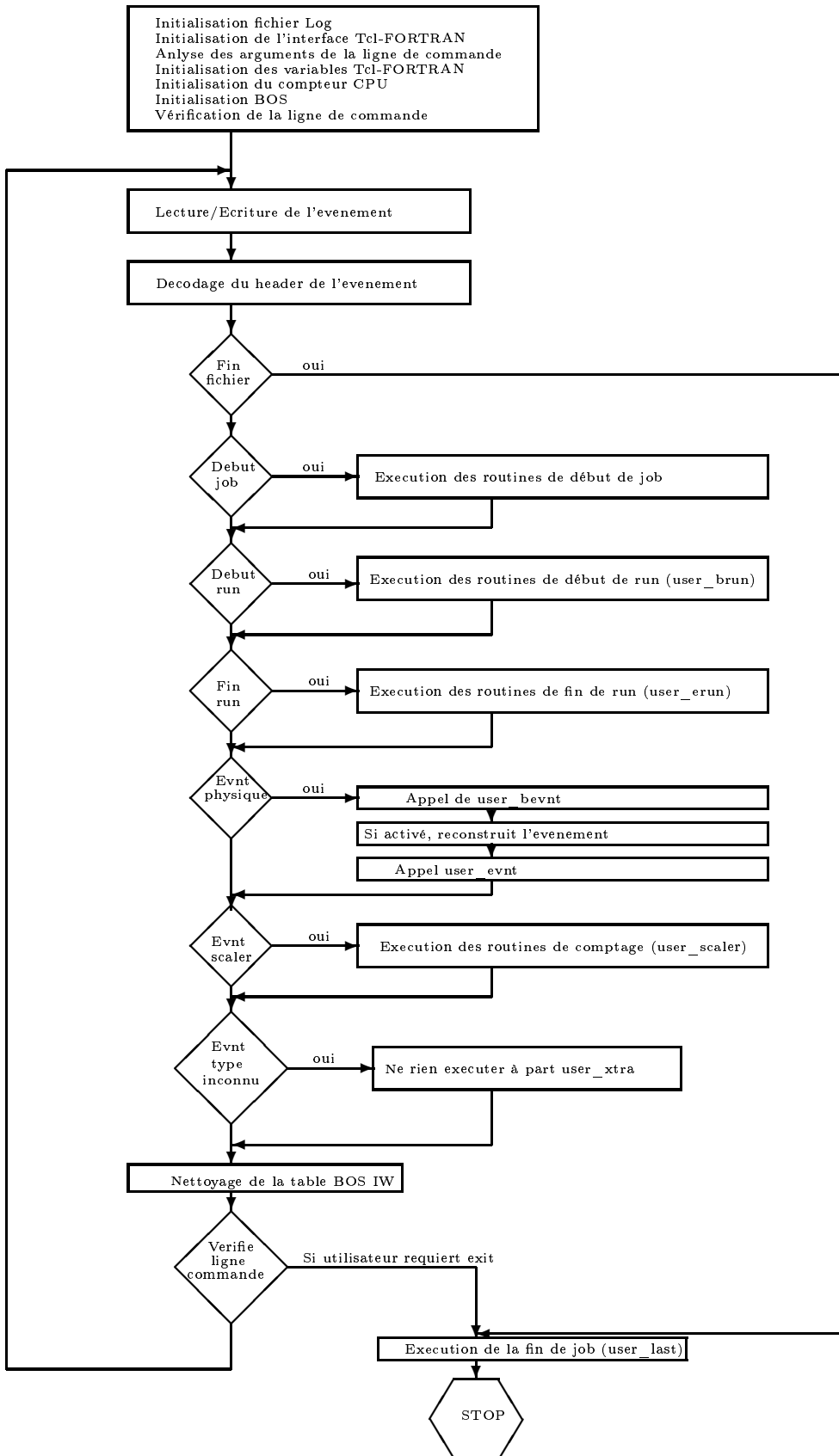


Figure 3.2: Organigramme du programme de reconstruction.

où ADC_i est le canal ADC correspondant à la charge totale collectée au cours de l'événement, PED_i est le canal ADC correspondant au centre du piédestal correspondant à la charge moyenne collectée due au bruit électronique, et G_i est le gain de la voie permettant la conversion en énergie, dont la valeur est ajustée par calibration et stockée dans la base de données. Les cristaux dont l'énergie est inférieure à un seuil ne sont pas pris en compte (tableau 3.1). Quant à la position du hit, elle est donnée par la position du centre du cristal (également lue dans la banque de données). Une fois que l'énergie et la position de chaque hit connues, la répartition en différents groupes parmi les cristaux restant procède récursivement. On commence par classer les hits par énergies décroissantes puis :

1. on prend le hit de plus haute énergie dans la liste des cristaux non encore affectés à un groupe. Si ce cristal a reçu une énergie supérieure à un second seuil, un nouveau groupe est formé autour de ce cristal central;
2. parmi tous les voisins du cristal central, on affecte au nouveau groupe tous les cristaux adjacents. L'énergie du groupe est mise à jour simplement en additionnant les énergies de chaque nouveau cristal affecté au groupe;
3. on continue la procédure tant qu'il existe des cristaux adjacents au groupe;
4. à chaque étape, si l'un des cristaux adjacents à déjà été affecté à un groupe précédent, alors une ambiguïté se produit. Dans ce cas, un drapeau spécial est déclaré afin de répartir l'énergie de ce cristal entre les deux groupes à la fin de la procédure;
5. on essaie enfin de former un nouveau groupe en recommençant en 1.

Cette procédure permet de résoudre deux gerbes dont les points d'impact n'étaient pas adjacents. Ensuite, on termine la répartition des énergies déposées dans les cristaux en commun à deux groupes. La répartition se fait proportionnellement aux énergies déjà collectées avec les cristaux non-ambigus. Un dernier seuil en énergie permet de rejeter les groupes dont l'énergie totale est trop faible. L'énergie ainsi reconstruite est bien l'énergie déposée dans le détecteur, et non l'énergie incidente de la particule. Une fonction de correction [60, 59] est appliquée ensuite pour tenir compte des différentes pertes. Finalement, l'énergie du groupe est la simple somme des énergies individuelles de toutes les énergies déposées dans les cristaux le composant. L'énergie de la particule incidente est égale à l'énergie du groupe corrigée d'un facteur f calculé par simulation; ce facteur dépend en particulier du seuil par hit (15 MeV) ainsi que de la position de l'impact.

$$E_{\text{groupe}} = \sum_{E_i > 15 \text{ MeV}} E_i, \quad E = E_{\text{groupe}}/f \quad (3.2)$$

La reconstruction de la position [59] a été implémentée à partir d'un algorithme décrit dans [62], faisant référence à [63]. Le centre de la gerbe est le barycentre des centres des

Description du seuil	Valeur du seuil
Énergie minimum par hit individuel	15 MeV
Énergie minimum pour le hit central	40 MeV
Énergie minimum par groupe	150 MeV

Tableau 3.1: *Seuils utilisés dans la reconstruction.*

cristaux (sur la face d'entrée) du groupe avec des poids w_i appropriés. Par exemple dans la direction horizontale :

$$x_{\text{groupe}} = \frac{\sum w_i x_i}{\sum w_i} \quad (3.3)$$

la somme portant sur l'indice $i \in \text{groupe}$. Il existe plusieurs choix possibles pour w_i . Il est bien connu que le choix naïf $w_i = E_i$ produit des effets géométriques dus aux problèmes de bords, sous la forme d'oscillations de la résolution en fonction de la position du point d'impact sur la face du cristal. Un moyen de s'en affranchir consiste à adopter un barycentre logarithmique $w_i = \ln(E_i/E_0)$. Une meilleure résolution peut encore être obtenue en imposant un seuil sur la fraction d'énergie minimum à prendre en compte. Cela se traduit par :

$$w_i = \max(0, w_0 + \ln(E_i/E_{\text{groupe}})) \quad (3.4)$$

La particule pénètre une certaine distance avant que ne débute la gerbe électromagnétique. A cause de la géométrie pyramidale, et de l'angle entre la trajectoire incidente et l'axe des cristaux, la position transverse n'est pas reconstruite au niveau de la face avant. Afin de corriger cet effet constaté dans la simulation [59], on introduit un facteur de correction sur la position transverse de la gerbe. Soit D la distance cible/face d'entrée du calorimètre interne et d ce paramètre de correction. On a alors :

$$\Delta x = x - x_{\text{groupe}} = -d \sin \theta \cos \phi, \quad (3.5)$$

avec

$$\sin \theta = \sqrt{\frac{x_{\text{groupe}}^2 + y_{\text{groupe}}^2}{x_{\text{groupe}}^2 + y_{\text{groupe}}^2 + (D + d \cos \theta)^2}} \simeq \sqrt{\frac{x_{\text{groupe}}^2 + y_{\text{groupe}}^2}{x_{\text{groupe}}^2 + y_{\text{groupe}}^2 + (D + d)^2}} \quad (3.6)$$

et

$$\phi = \arctan(y_{\text{groupe}}/x_{\text{groupe}}). \quad (3.7)$$

De par la géométrie quasi-projective, il semblerait plus élégant de travailler avec des angles directement plutôt que de recalculer ces derniers à partir de x et y . Néanmoins, les positions x et y sont commodes pour comparer les performances et résolutions obtenues, et de plus ces variables sont naturelles pour définir des coupures fiduciaires (voir plus loin dans cette section).

Les variables w_0 et d ont été optimisées par simulations [59]. En comparant les performances de reconstruction à différentes énergies, différentes distances cible/IC, nous avons

obtenu des résolutions optimales avec $w_0 = 3.1$, ce qui correspond à une fraction d'énergie de $e^{-3.1} = 4.5\%$. De même, le facteur de correction $d = 1.5$ cm pour une distance cible/IC de 55 cm. Par exemple, on vérifie que d s'annule lorsque la cible se trouve au quasi-sommet de l'empilement pyramidal, puis devient négatif si l'on place la cible encore plus en amont sur la ligne de faisceau.

Résolutions

Nous avons procédé à une estimation des résolutions en énergie et en position obtenues avec notre calorimètre muni de son algorithme optimisé. Nous nous attendons à trois contributions pour la résolution en énergie :

- un terme constant dû au bruit électronique dans les préamplificateurs;
- un terme $\propto \sqrt{E}$ dû aux fluctuations de l'extension latérale de la cascade électromagnétique (les fluctuations photostatistiques ne sont pas incluses dans cette simulation);
- un terme de fuites linéaire dû aux pertes à l'arrière du calorimètre.

Nous utilisons ces trois termes pour ajuster la résolution en énergie en fonction de l'énergie elle-même. Le résultat est illustré figure 3.3 à gauche. Pour la résolution en position nous avons adopté une forme quadratique, et le résultat est donné sur la même figure 3.3 à droite.

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.034}{E} \oplus \frac{0.021}{\sqrt{E}} \oplus 0.019 \quad (3.8)$$

$$\sigma_x = \sigma_y = \frac{0.18}{\sqrt{E}} \text{ (cm)} \quad (3.9)$$

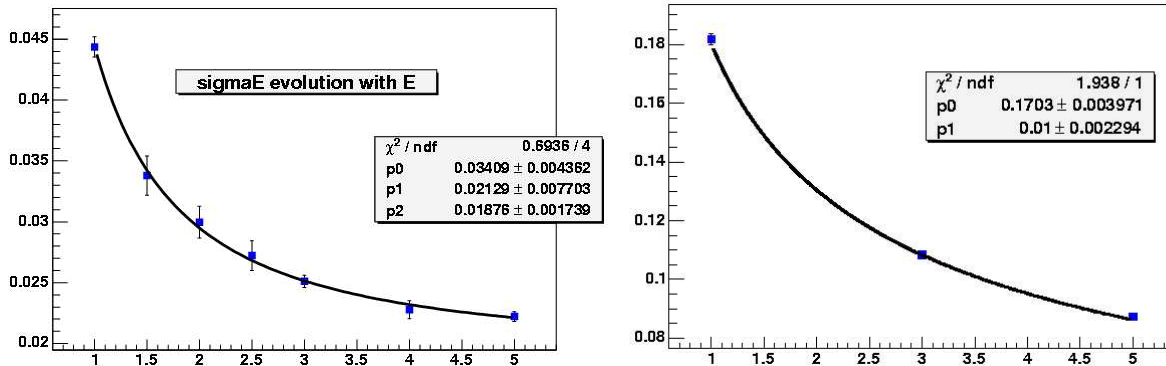


Figure 3.3: Résolutions estimées par la simulation [59], en fonction de l'énergie (GeV).
A gauche $\frac{\sigma_E}{E}$, à droite σ_x (cm).

Nous serons amenés à ajuster les paramètres de l'équation 3.8 au chapitre 5 après la prise en compte des résultats expérimentaux.

Détermination de coupures fiducielles

Nous avons utilisé la simulation [59] pour déterminer un jeu de coupures fiducielles pour IC. Etant donné un cluster reconstruit, ces coupures nous servent à décider si l'on peut faire confiance à l'algorithme et accepter l'événement. En particulier, les fuites de la cascade électromagnétique près des bords dégradent les reconstructions en énergie et en position. Nous utilisons deux critères : l'un porte sur la qualité de la reconstruction de l'énergie et l'autre sur la qualité de la reconstruction de la position. Nous évaluons ces deux critères en fonction de notre paramètre de coupure afin d'optimiser ce dernier.

Pour le premier critère, nous évaluons le rapport du nombre d'événements pour lesquels la fraction d'énergie reconstruite $f = \frac{E_{\text{déposée}}}{E_{\text{vraie}}} < 0.7$ au nombre d'événements pour lesquels $f > 0.7$. Pour le second critère, nous formons le rapport du nombre d'événements pour lesquels $\Delta_{\text{POS}} = \sqrt{(x_{\text{Rec}} - x_{\text{Gen}})^2 + (y_{\text{Rec}} - y_{\text{Gen}})^2} > 0.4$ cm au nombre d'événements pour lesquels $\Delta_{\text{POS}} < 0.4$ cm.

Nous avons essayé plusieurs types de coupures en faisant un compromis entre la précision de celles-ci et leur temps de calcul. En particulier, la meilleure coupure en terme de sélection d'événement porte sur la distance du centre reconstruit du cluster au bord le plus proche du calorimètre. Néanmoins, nous n'avons pas adopté cette coupure car elle nécessite trop de tests et son temps d'exécution ralentit l'algorithme considérablement. La coupure que nous avons adoptée est de type octogonale, modélisant la forme du calorimètre de façon satisfaisante tout en nécessitant un temps de calcul raisonnable. La forme explicite de cette coupure est donnée pour le bord interne par :

$$\left\{ \begin{array}{l} 1 : \quad \frac{|x|}{\text{step}X} \geq n \\ 2 : \quad \frac{|y|}{\text{step}Y} \geq n \\ 3 : \quad \left| \frac{x}{\text{step}X} - \frac{y}{\text{step}Y} \right| \geq n \times \sqrt{2} \\ 4 : \quad \left| \frac{x}{\text{step}X} + \frac{y}{\text{step}Y} \right| \geq n \times \sqrt{2} \end{array} \right.$$

où n correspond à un nombre de cristaux et $\text{step}X$ ($\text{step}Y$) désigne la distance entre deux centres de cristaux selon x (y) au niveau de la face avant. Similairement pour le bord externe, avec un autre paramètre n et toutes les inégalités prises en sens inverse.

Nous avons étudié les bords internes et externes séparément et sur un quart du calorimètre afin de limiter la statistique nécessaire. Dans un premier temps, nous avons généré 40000 photons sur le bord interne avec $E \in [1, 5]$ GeV. Les résultats sont illustrés figure 3.4. La partie haute de cette figure présente 9 histogrammes en 2 dimensions. Dans la première ligne figurent de gauche à droite $y_{\text{Génééré}}$ en fonction de $x_{\text{Génééré}}$ au niveau de la face d'entrée du calorimètre, pour tous les photons, pour les photons rejetés par la condition $f > 0.7$ et pour les photons rejetés par la coupure. La comparaison des distributions au centre et à droite permet d'apprécier l'efficacité de notre coupure. Dans la ligne du mi-

lieu figurent les distributions en fonction du rayon normalisé $R = \sqrt{\left(\frac{x}{stepX}\right)^2 + \left(\frac{y}{stepY}\right)^2}$ pour la fraction d'énergie reconstruite f , ainsi que pour les erreurs en position $x_{Rec} - x_{Gen}$ et $y_{Rec} - y_{Gen}$ *avant coupure octogonale*. Enfin dans la dernière ligne figurent les mêmes distributions que dans la ligne du milieu, *après coupure octogonale*. La partie basse de cette figure 3.4 présente les rapports des nombres d'événements $\frac{f < 0.7}{f > 0.7}$ à gauche, et des nombres d'événements $\frac{\Delta_{POS > 0.4 \text{ cm}}}{\Delta_{POS < 0.4 \text{ cm}}}$ à droite en fonction du paramètre de coupure n . On note en particulier que les deux critères coïncident et indiquent le même paramètre de coupure : nous avons choisi $n = 3.25$. On interprète ce résultat de la façon suivante : on peut faire confiance à un événement si celui-ci a été reconstruit $\frac{3}{4}$ de cristal à l'intérieur du calorimètre. (En effet, le bord interne du calorimètre est situé à 2.5 cristaux de l'axe du faisceau.)

Nous avons adopté la même stratégie pour le bord externe, et les résultats sont illustrés sur la figure 3.5. La fiabilité de la reconstruction est la même : pour le bord externe situé à 11.5 cristaux du centre de CLAS, notre étude indique qu'un photon doit être reconstruit dans l'octogone externe de paramètre $n = 10.75$.

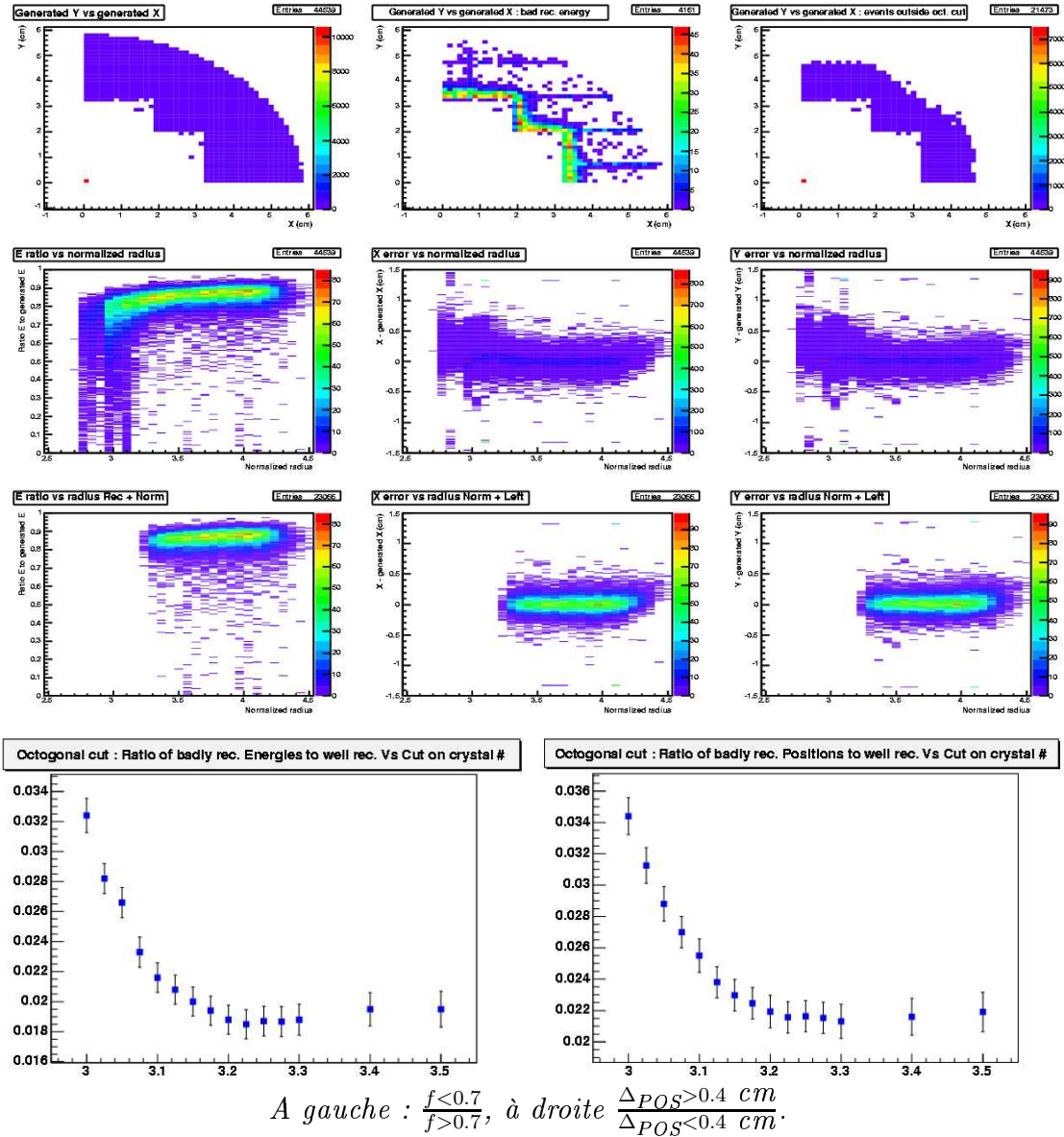


Figure 3.4: Effets simulés de bord (interne).
(voir le texte pour les descriptions).

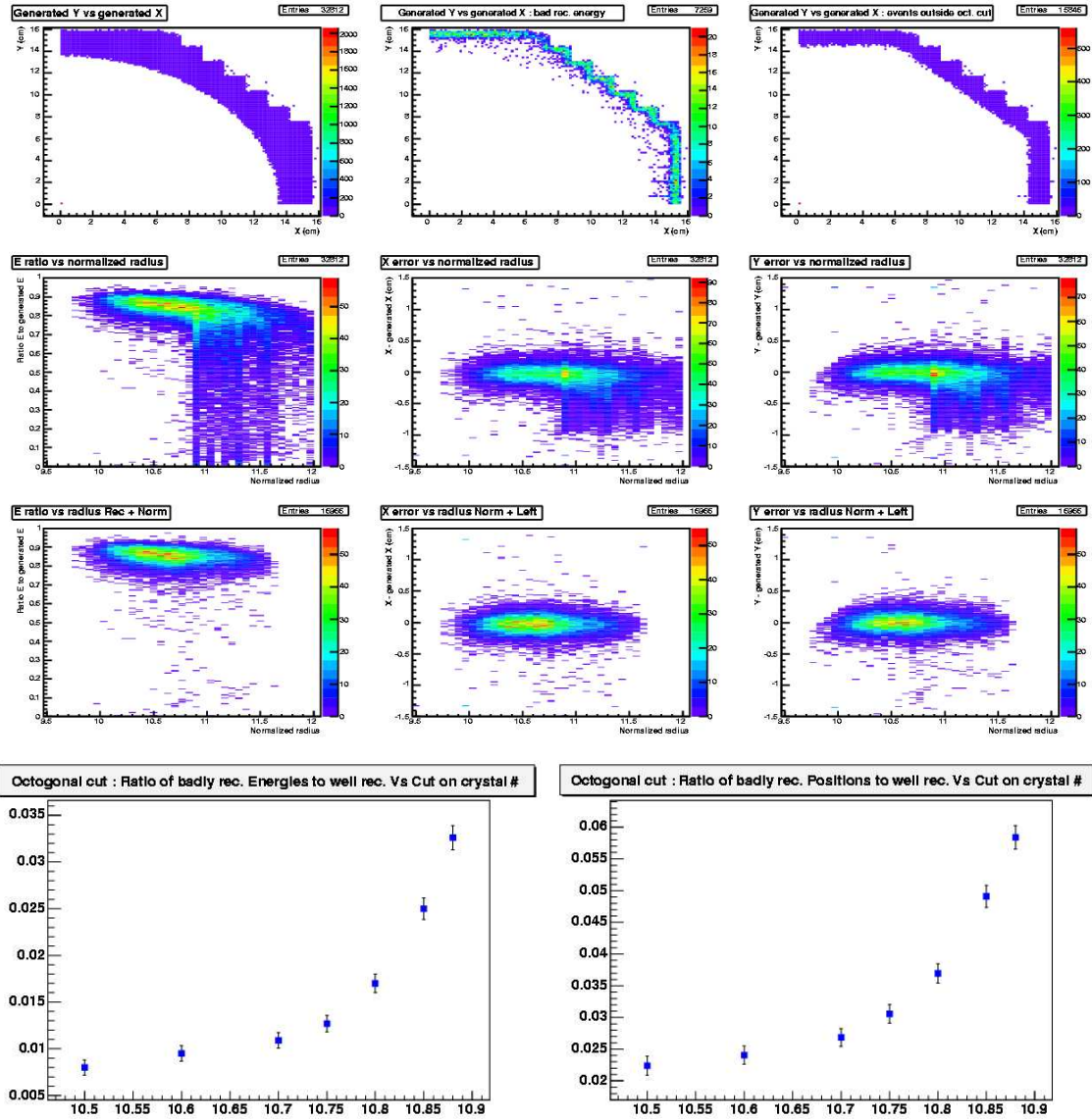


Figure 3.5: *Effets simulés de bord (externe).*
 (voir le texte pour les descriptions).

Chapitre 4

Prise de données et calibration des détecteurs

4.1 Electronique de déclenchement et d'acquisition

4.1.1 Système de déclenchement

Le déclenchement de l'acquisition utilise en temps réel les informations des différents détecteurs pour décider si un événement intéressant vient de se produire. La philosophie dans CLAS est de garder un trigger très ouvert. Cela signifie que les critères de déclenchement ne sont pas très contraignants, et que donc une partie significative des événements ne passera pas la sélection finale. Par exemple, le trigger ne cherche pas la présence d'un proton dans les particules détectées. L'avantage consiste dans la possibilité d'étudier des réactions alternatives, telles que $ep \rightarrow en\pi^+$, et ainsi de procéder à des vérifications, voire de disposer de plusieurs méthodes de calibration alternatives. Notre système de déclenchement recherche la signature d'un électron dans l'état final. Les critères de déclenchement portent notamment sur les amplitudes de signaux dans les compteurs Čerenkov, dans la partie *inner* dans les calorimètres électromagnétiques, ainsi que sur la totalité (*inner* + *outer*).

Afin de minimiser le temps mort, l'architecture du système de déclenchement analyse les données en deux niveaux :

- Le niveau 1 de déclenchement ne provoque pas de temps mort. Les signaux rapides fournis par les tubes photomultiplicateurs (PMTs) sont comparés à des schémas de bits chargés en mémoire dans des tables ("lookup tables") pour tous les sous-détecteurs de CLAS sauf les chambres à dérive (*i.e.* pour EC, CC et SC). Ce niveau de déclenchement est lui-même divisé en trois étapes. La première étape analyse les seuils CC et EC, et recherche des corrélations spatiales dans un sous-détecteur à la fois. Ainsi, le seuil en énergie déposée dans la partie *inner* de EC doit correspondre à un hit dans la partie *outer* ce qui élimine un grand nombre de pions. La deuxième étape recherche des corrélations spatiales entre les hits des différents sous-détecteurs, dans des bins angulaires assez larges. La troisième étape permet de

faire des corrélations entre différents secteurs. Par exemple on peut rechercher la présence d'un candidat proton dans le secteur opposé à l'électron de déclenchement. Pour notre expérience, cette dernière étape consistait en un simple OU logique, demandant simplement la présence d'un électron dans l'un des secteurs. L'ensemble du processus au niveau 1 dure en moyenne moins de 100 ns.

- Le niveau 1 de déclenchement peut être provoqué par des événements cosmiques. Pour s'en affranchir, il existe un niveau 2 de déclenchement, recherchant des trajectoires "vraisemblables" dans les chambres à dérive par des cartes électroniques dédiées de type FPGA (Field Programmable Gate Array). N'étant pas limités par le taux d'acquisition, nous n'avons pas utilisé ce niveau 2.

L'information du système de déclenchement est traitée par le "Trigger Supervisor" (TS) une carte électronique produisant tous les signaux nécessaires à l'électronique de détection tels que les signaux communs de stop pour les TDCs, les portes pour les ADCs et les signaux de "reset" ou de "fast clear".

4.1.2 Système d'acquisition

Le système d'acquisition gère la tâche de formatage et de stockage de l'information fournie par l'électronique de lecture des détecteurs. Plusieurs spécificités compliquent notablement cette tâche. D'une part, le flot de données est important : de l'ordre de 25 Mo/s, ce flot est proche de la limite du système de fichiers UNIX. D'autre part, ces données doivent être contrôlées en ligne afin de prévenir les nombreux problèmes électroniques qui surviennent dans un dispositif de la taille du détecteur CLAS.

L'acquisition est basée sur le système modulable CODA (Cebaf Online Data Acquisition) [54] organisé autour d'un module central en temps réel ROC (Read Out Controller utilisant le système d'exploitation VxWorks). Les 24 ROCs sont installés dans le hall et permettent l'interface avec les différents modules électroniques (FASTBUS, VME, CAMAC). Le système UNIX communique avec les ROCs par l'intermédiaire d'un réseau ethernet rapide. Trois processus primaires sont gérés par CODA : EB (event builder), ET (event transport) et ER (event recorder).

Les événements sont temporairement stockés sur deux disques RAID (Redundant Array of Inexpensive Disk) d'une capacité de 32 Go chacun puis sont stockés de façon permanente sur des bandes magnétiques dans un silo. Le taux d'acquisition atteint 1.2 kHz, avec un temps mort de l'ordre de 10%. Un événement occupe sur disque environ 20 ko.

4.2 Chronologie, déroulement et conditions de faisceau

Notre expérience avait été acceptée par le PAC (Program Advisory Committee) pour 60 jours de faisceau. Après une période de commissioning d'un mois, en février 2005, relativement longue pour mettre au point le nouvel équipement, la prise de données s'est déroulée de début mars à fin mai 2005. Nous avons obtenu l'équivalent de 35.6 jours

de faisceau à pleine efficacité et luminosité, à une énergie de 5.776 GeV. Néanmoins, la polarisation dont nous avons disposé était légèrement meilleure que la polarisation attendue : nous avons prévu 75% de polarisation, et l'utilisation d'une cathode dite "super lattice" a permis d'atteindre 76 à 83% de polarisation.

L'historique de la polarisation de faisceau est illustré sur la figure 4.1 donnant la polarisation, mesurée à chaque changement par le polarimètre Møller [44], en fonction du numéro de run sur toute la durée de l'expérience.

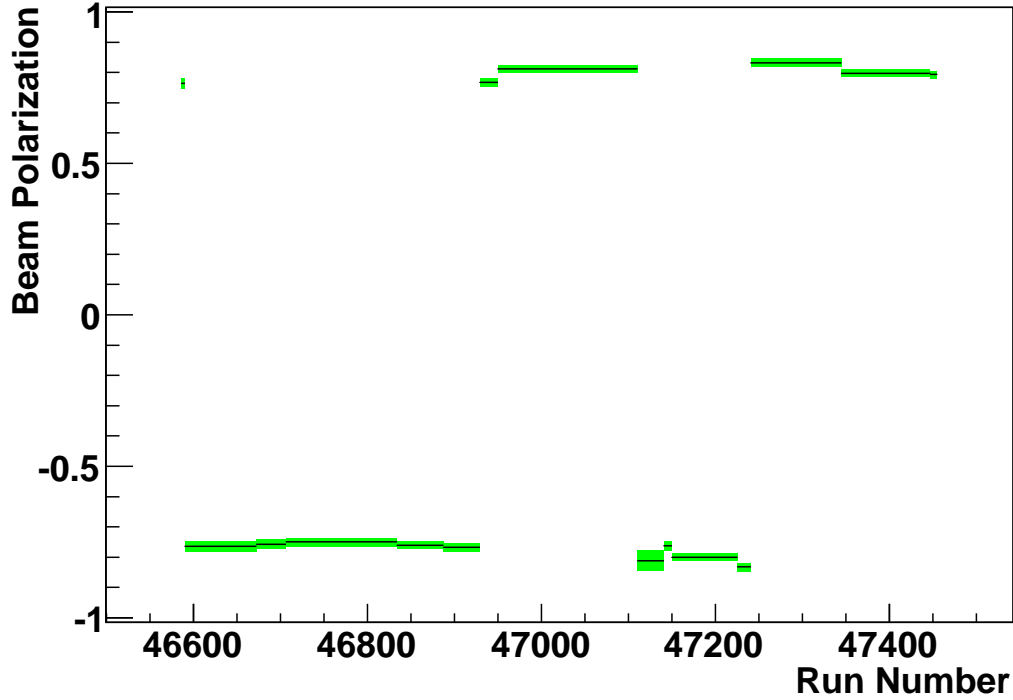


Figure 4.1: Polarisation du faisceau au cours du temps.

Dans l'analyse du chapitre 5, suivant le numéro de run indiqué figure 4.1, les différences de comptage $N^+ - N^-$ seront pondérées par l'inverse de la polarisation mesurée sur la période correspondante. Dans le calcul d'erreurs, nous utiliserons une hypothèse simplificatrice et la polarisation absolue moyenne $\bar{P} = 0.794$.

Notre courant maximal était limité par le courant de fuite dans les chambres à fils de la première région. Nous avons pu travailler à un courant de faisceau de $I = 27$ nA. Sur une cible de longueur $l = 2.5$ cm, d'hydrogène liquide dont la densité vaut $d_{H_2} = 0.0838$ g cm $^{-3}$, cela correspond à une luminosité de

$$\mathcal{L} = \frac{I d_{H_2} l}{e A_{H_2}} \mathcal{N}_A = 2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (4.1)$$

où l'on a utilisé la charge élémentaire $e = 1.6 \times 10^{-19}$ C, la masse atomique de l'hydrogène

$A_{H_2} = 1.0079 \text{ g mol}^{-1}$, et le nombre d'Avogadro $\mathcal{N}_A = 6 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$. La luminosité intégrée sur l'ensemble de la période de prise de données est d'environ 45 fb^{-1} .

4.3 Calibration

On présente dans cette section de façon succincte la calibration générale du détecteur CLAS. Plus de détails sur l'étalonnage de cet instrument peuvent être trouvés par exemple dans [55]. On présente ensuite les nouvelles procédures pour la calibration en énergie et en temps du calorimètre IC. Une page web [56] (en accès restreint) contient les comptes-rendus de la calibration pour notre expérience donnés par les personnes en charge de leur réalisations respectives.

4.3.1 Calibration du détecteur CLAS

Cette discussion fait apparaître le caractère nécessairement itératif de l'étalonnage des différents éléments de CLAS. Notamment, la calibration d'un de ces éléments utilise souvent les informations d'autres éléments.

Chambres à dérive

Les particules chargées ionisent le gaz des chambres à dérive. Les ions ainsi créés dérivent vers les fils de lecture où ils sont collectés. La connaissance du temps de dérive permet de calculer la distance de la trajectoire de la particule au fil touché, notée traditionnellement DIST. Pour chaque hit de la trajectoire, DIST définit un cercle équi-temps autour du fil touché. Le programme de reconstruction calcule alors par ajustement une trajectoire reposant sur tous les cercles équi-temps, puis peut recalculer la même distance de la particule à chaque fil. Cette distance, appelée DOCA (Distance Of Closest Approach), représente physiquement la même quantité que DIST. Le principe de la calibration des chambres à dérive repose sur une minimisation des résidus DOCA–DIST pour tous les hits.

Etalonnage en temps

Le calcul du temps de dérive $t_{\text{dérive}}$ pour chaque hit comprend 6 termes :

$$t_{\text{dérive}} = t_0 - (t_{\text{TDC}} + t_{\text{propag}} + t_{\text{time-walk}}) - (t_{\text{start}} + t_{\text{vol}}) \quad (4.2)$$

avec :

- t_0 un temps de retard fixé pour chaque fil;
- t_{TDC} le temps mesuré du signal électrique, digitalisé par les TDC;
- t_{propag} le temps de propagation du signal le long du fil;

- $t_{\text{time-walk}}$ une correction due à la dépendance en amplitude de la mesure du temps du signal;
- t_{start} le temps correspondant au déclenchement de l'acquisition;
- et t_{vol} le temps de vol de la particule entre le vertex et la cellule des chambres à dérive.

La relation permettant de calculer DIST, prend la forme

$$\text{DIST}(t) = v_0 t + \eta \left(\frac{t}{t_{\text{MAX}}} \right)^p + \kappa \left(\frac{t}{t_{\text{MAX}}} \right)^q \quad (4.3)$$

avec

- v_0 la vitesse de dérive des ions;
- t_{MAX} le temps mis par les ions les plus rapides pour aller des fils de potentiels aux fils actifs;
- η , κ , p et q les paramètres à ajuster.

Etalonnage de la géométrie

Une procédure dite d'alignement permet de corriger les positions théoriques de fils. Cette correction utilise 6 paramètres, trois translations et trois rotations définies par rapport à la position théorique des chambres. Afin de s'affranchir des problèmes de méconnaissance du champ magnétique, on prend des données sur cible vide sans courant dans le tore de CLAS, de sorte que les trajectoires sont rectilignes.

La forme explicite du χ^2 à minimiser s'exprime par

$$\chi^2 = \sum_{\text{traces}} \sum_{\text{hits}} \frac{(\text{DOCA}_{\text{trace, hit}} - \text{DIST}_{\text{hit}})^2}{\sigma_{\text{hits, hit}}^2 + \sigma_{\text{hits, hit}}^2} \quad (4.4)$$

Scintillateurs de temps de vol

Trois sources de données sont nécessaires pour cette calibration : lumière laser (par voie), muons cosmiques au minimum d'ionisation, et faisceau. Des photomultiplicateurs (PM) réalisent la collection de lumière, des ADC et des TDC digitalisent respectivement les charges collectées A et les temps d'arrivée T des signaux électriques recueillis. On réalise les étapes de la procédure dans un ordre précis.

- Mesure de piédestaux des ADC : le bruit électronique produit ces pics à ajuster lorsque l'acquisition est déclenchée aléatoirement.
- Ajustement des gains des ADC : le pic du minimum d'ionisation des muons cosmiques est placé au canal 600 en ajustant la haute tension des PM.

- Conversion de A en énergie déposée : on soustrait le piédestal, et l'on normalise le résultat par le dépôt connu au minimum d'ionisation.
- Conversion de T en unité de temps : on utilise pour chaque voie la source laser, en modifiant la fréquence de répétition du signal.
- Détermination de la correction de *time-walk* : on utilise à nouveau le laser, en modifiant cette fois l'amplitude du signal.
- Alignement des décalages relatifs des TDC des différentes voies : cet alignement est réalisé sur le temps RF, par le temps de vol des électrons et des pions. Les électrons à cette étape sont identifiés par les compteurs Čerenkov et le calorimètre EC, et les pions sont identifiés par l'impulsion et la distance de vol mesurées par les chambres à dérive.

Signal RF

Le signal radio-fréquence délivré par CEBAF sert de référence à toutes les mesures de temps dans CLAS. On paramétrise le temps RF corrigé par un polynôme d'ordre 3 en fonction du temps RF mesuré, dans le but de minimiser la différence entre celui-ci et le temps au vertex calculé à partir de l'électron diffusé et son temps de vol mesuré par les scintillateurs. La calibration de ce dernier utilisant le temps RF, on constate le caractère itératif de cette procédure.

Compteurs Čerenkov

Similairement aux scintillateurs de temps de vol, les signaux collectés par les PM sont digitalisés par des ADC et des TDC. L'étalonnage en amplitude des ADC utilise le bruit intrinsèque des PM, qui génère des signaux à un photo-électron, dont on effectue la conversion par soustraction du piédestal. Nous n'avons pas utilisé le temps mesuré par les compteurs Čerenkov dans notre expérience.

Calorimètres électromagnétiques EC

Notre expérience utilise l'information de ces détecteurs pour identifier les photons. Là encore, la lumière est collectée par des PM, dont les signaux sont digitalisés par des ADC et des TDC.

Etalonnage en amplitude

L'énergie déposée constitue une fraction f de l'énergie incidente. Elle se calcule *via* le gain G de chaque voie, la longueur d'atténuation λ de chaque bande de scintillateur :

$$E_{\text{totale}} = \sum_s^2 \sum_v^3 \sum_n^N \frac{E_n^{s,v}}{f} \quad (4.5)$$

$$E_n^{s,v} = \frac{G(A - P)}{e^{-x/\lambda}} \quad (4.6)$$

- la somme s'effectue sur s désignant les parties *Inner* et *Outer*, les vues v indiquant les directions U, V et W, ainsi que les numéros de bandes n pour les N bandes touchées par la gerbe.
- P est la valeur du piédestal, et A la charge collectée dans la voie concernée.
- x est la distance de l'impact au PM, connue par les trois vues.

On détermine d'abord G et λ par les muons cosmiques au minimum d'ionisation. Il faut environ 12 heures d'acquisition pour obtenir une centaine d'événements dans chaque cellule (u, v, w) . Puis l'on utilise les électrons dont on connaît l'énergie par l'impulsion donnée par les chambres à dérive, pour déterminer f et confirmer les valeurs de G et λ . Cette dernière étape est approximative, et suffisante seulement lorsqu'on ne cherche pas à mesurer l'énergie des neutres avec précisions. Nous calculerons explicitement cette fraction pour les électrons dans la section 5.1.1, et pour les photons dans la section 5.2.2.

Étalonnage en temps

La conversion en unité de temps, la correction de *time-walk* et le décalage global sont effectués pour chaque voie en utilisant le temps de référence mesuré par les scintillateurs de temps de vol, et les électrons diffusés. Cette calibration est cruciale pour l'identification des particules neutres (séparation neutron- γ).

4.3.2 Calibration du calorimètre IC

IC étant une addition nouvelle à CLAS, des procédures originales ont été mises au point.

Calibration en énergie

La calibration en énergie consiste en une méthode permettant de calculer les gains de chaque voie, *i.e.* les coefficients G_i dans :

$$E_i = G_i \cdot (\text{ADC}_i - \text{PED}_i) \quad (4.7)$$

Plusieurs stratégies avaient été envisagées et testées. Le choix de la réaction utilisée est en particulier crucial. Nous avons d'abord espéré pouvoir utiliser les événements $ep \rightarrow ep$ élastiques, qui doivent donner un pic assez fin et dont la position est bien connue puisqu'elle ne dépend que de l'angle de diffusion. Nous avons constaté que ce pic ne ressortait pas suffisamment du fond. Cette même réaction définissant la fin du spectre en énergie déposée, nous avons tenté de retrouver les fins de spectre obtenues par simulation, mais la procédure d'ajustement de l'épaule droite du spectre s'est révélée insuffisamment robuste pour être automatisée, notamment aux grands angles où la statistique est trop faible. Finalement, la réaction $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ s'est révélée très efficace. La procédure est décrite en détail dans [60].

A partir d'une estimation initiale des gains, la calibration en énergie du calorimètre IC procède en deux étapes dont la seconde est itérative. Au cours de la première étape, on trie

les événements à deux photons (qui proviennent majoritairement de la désintégration d'un pion neutre $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) en les associant au cristal sur lequel le photon de plus haute énergie était incident. On ne garde que les événements pour lesquels plus de 50% de l'énergie du photon a été déposée dans la voie centrale associée. Ainsi pour chaque voie on construit un spectre de masse invariante avec une certaine position et une certaine largeur de pic déterminée par ajustement. La seconde étape itérative consiste en une boucle sur toutes les voies au cours de laquelle on fait varier le gain de chaque voie. A chaque itération et pour chaque voie, on obtient un pic dans le spectre de masse invariante correspondant à une certaine masse pour les pions neutres. Cette masse est déterminée par ajustement (fit) pour chaque voie (i_x, i_y) . A la fin de la boucle sur toutes les voies, on dispose donc d'un tableau $M_{\text{fit}}(i_x, i_y)$, on corrige les gains par un facteur $\frac{M_{\pi^0}}{M_{\text{fit}}}$ et on itère la procédure. Le critère d'arrêt de cette itération est que la variation des gains soit négligeable.

Le spectre final de masse invariante de deux photons après cette procédure de calibration est donnée figure 4.2. La résolution en masse obtenue (~ 7 MeV à 135 MeV) est compatible avec une résolution en énergie du photon de 4.5% à 1 GeV. Cette observation, liée à celle des simulations, à la prise en compte de la photostatistique et à la mesure *in situ* des bruits des préamplificateurs par la largeur des piédestaux, nous a menés à modifier l'équation 3.8. Notre meilleure estimation de la dépendance en énergie de la résolution de IC est :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.019}{E} \oplus \frac{0.033}{\sqrt{E}} \oplus 0.024 \quad (4.8)$$

Sur ce même spectre, on peut également voir nettement un pic correspondant au méson η , très proche de sa masse établie $m_\eta \approx 547$ MeV.

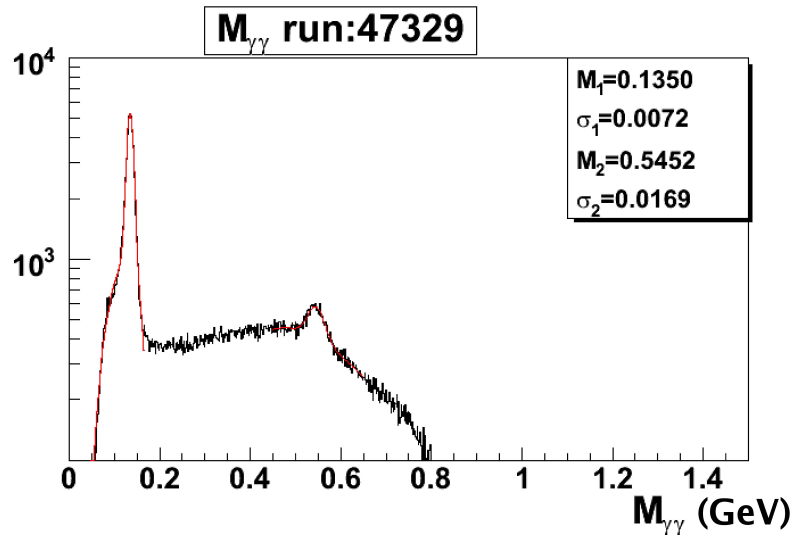


Figure 4.2: Masse invariante de 2 photons dans IC. Les deux pics correspondent aux π^0 (135 MeV) et aux η (547 MeV).

Calibration en temps : principes

Une partie de mon travail a consisté à mettre au point une procédure de calibration en temps pour IC [61]. Il s'agit d'avoir une méthode permettant de calculer le temps mesuré par les TDCs, de calibrer les valeurs des paramètres associés, de mettre ces paramètres dans la base de données de calibration, et de mettre à jour le code de reconstruction en incluant à la fois la lecture des coefficients dans la base de données et l'implémentation du calcul du temps mesuré. De plus, nos TDCs étant multihits, il est aussi nécessaire de disposer d'une méthode pour choisir le bon hit lorsque plusieurs ont été enregistrés. On s'attend à 4 termes correctifs intervenant dans la formule permettant de calculer le temps mesuré dans IC :

- Un terme constant T_0 pour chaque voie correspondant principalement au retard des signaux dans les cables. Bien que ce terme soit en principe différent pour chaque voie, on s'attend à ce que ces corrections soient similaires puisque le montage est le même et les longueurs de cables sont presque égales.
- Un terme de correction du temps au vertex t_v , donné par le temps d'interaction de l'électron au niveau de la cible et mesuré par rapport à la référence RF du faisceau.
- Un terme proportionnel à la valeur du hit TDC. Le fabricant fournit la valeur $c = 0.5$ ns par canal TDC. On suppose que la linéarité est valide sur toute la gamme.
- Enfin il y a un terme dit de "time-walk" correspondant à une dépendance en énergie du temps mesuré, car les signaux de grande amplitude passent le seuil du discriminateur plus tôt (le temps de montée étant fixé). En principe il est possible de déterminer cette dépendance à partir de la forme du signal. Néanmoins il est suffisant pour nos besoins d'utiliser une paramétrisation phénoménologique. Après plusieurs tentatives, le meilleur choix pour la forme de cette dépendance se trouve être une forme hyperbolique.

La formule résumant ces différents termes est donnée par :

$$t_{\text{IC}} = T_0 + t_v + c \times \text{TDC} + \frac{\beta}{\text{ADC} - \text{PED} - \alpha} \quad (4.9)$$

où α correspond au seuil du discriminateur et β permet d'ajuster la courbure de l'hyperbole pour le time-walk. Il est plus judicieux d'utiliser $\text{ADC} - \text{PED}$ que l'énergie E_i comme variable pour la paramétrisation du time-walk, car la calibration en énergie est susceptible de changer avec le temps. Cette évolution est notamment due aux pertes de transparence des cristaux avec l'augmentation des doses reçues. Néanmoins, le time-walk est lié à l'amplitude du signal, que l'on suppose proportionnelle à la charge totale collectée, *i.e.* exactement $\text{ADC} - \text{PED}$.

Les deux principales difficultés rencontrées au cours de la mise au point de la procédure automatique permettant le calcul pour chaque voie des triplets (T_0, α, β) sont :

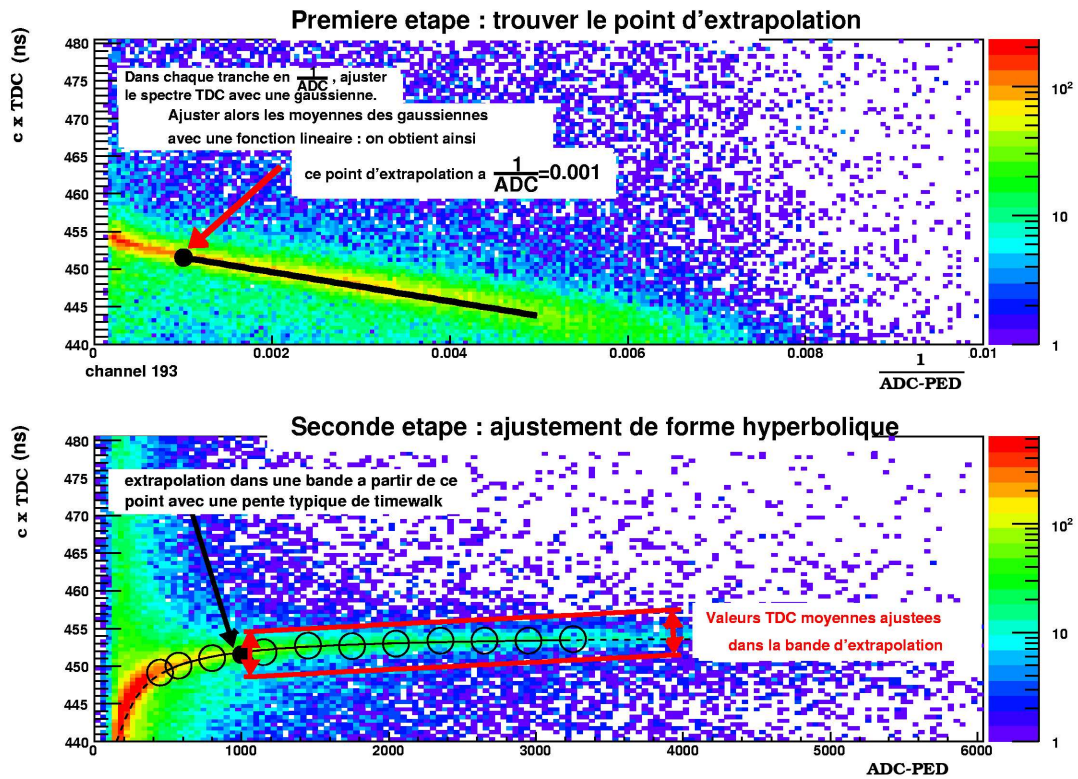
- Un bruit de fond important à basse énergie et près du faisceau.
- Une statistique limitée à haute énergie dans le domaine d'intérêt pour la physique.

Calibration en temps : mise en œuvre et résultats

Afin de lever les difficultés présentées précédemment, nous avons procédé de la façon suivante :

- Pour chaque voie, on construit l'histogramme du temps enregistré en fonction de l'inverse de la charge collectée, *i.e.* $c \times \text{TDC}$ en fonction de $\frac{1}{\text{ADC}-\text{PED}}$. Ainsi la grande statistique à basse énergie se trouve déployée sur une large gamme. Nous restreignons alors l'histogramme à une bande de largeur 40 ns autour du pic de coïncidence, et négligeons les bins dont le contenu est moindre qu'un centième du bin de contenu maximum. Ceci permet de travailler avec des histogrammes propres. Alors pour chaque bin en $\frac{1}{\text{ADC}-\text{PED}}$ la distribution en $c \times \text{TDC}$ est ajustée avec une gaussienne. Ainsi nous obtenons la position du pic de coïncidence (valeur moyenne de la gaussienne) en fonction de $\frac{1}{\text{ADC}-\text{PED}}$. Ce dernier histogramme est ajusté avec une droite afin d'obtenir la position du pic de coïncidence pour $\text{ADC} = 1000$. Nous n'avons pas trouvé de procédure suffisamment robuste pour trouver cette position depuis la partie à haute énergie du spectre. Cette procédure est illustrée figure 4.3 (haut).
- Un autre histogramme est alors créé, de $c \times \text{TDC}$ en fonction de $\text{ADC} - \text{PED}$. Cet histogramme restreint est sélectionné à partir du pic de coïncidence trouvé à l'étape précédente, dans une bande de largeur ± 3 ns et avec une pente typique du time-walk, fixée pour toutes les voies. Cette seconde partie est illustrée figure 4.3 (bas). Dans ce nouvel histogramme, nous prenons la moyenne dans chaque bin en $\text{ADC} - \text{PED}$ et obtenons ainsi un profil de time-walk dans la partie haute énergie. C'est à partir de ce profil que la calibration est obtenue.

On peut voir la forme des histogrammes temps en fonction de ADC pour un quart du calorimètre sur la figure 4.4. La courbe en trait plein correspond à la partie ajustée, la partie courbe en pointillée est une extrapolation. On vérifie notamment que la forme $\sim \frac{1}{\text{ADC}-\text{PED}-\alpha}$ réalise un bon ajustement phénoménologique. On peut également voir sur cette figure la structure RF en paquet du faisceau, qui se manifeste vers le centre sous la forme de bandes dans les spectres. On notera également que la procédure automatique échoue de temps en temps, comme on peut le voir pour la voie numéro 8. Il est alors nécessaire de faire un ajustement "à la main". On peut voir sur la figure 4.5 la dépendance de la largeur du pic de coïncidence en fonction de l'énergie déposée dans le cristal. Sur cette même figure, la structure RF du faisceau à 2 ns par paquet est clairement visible à partir de 1 GeV.

Figure 4.3: *Détail de la procédure d'ajustement.*

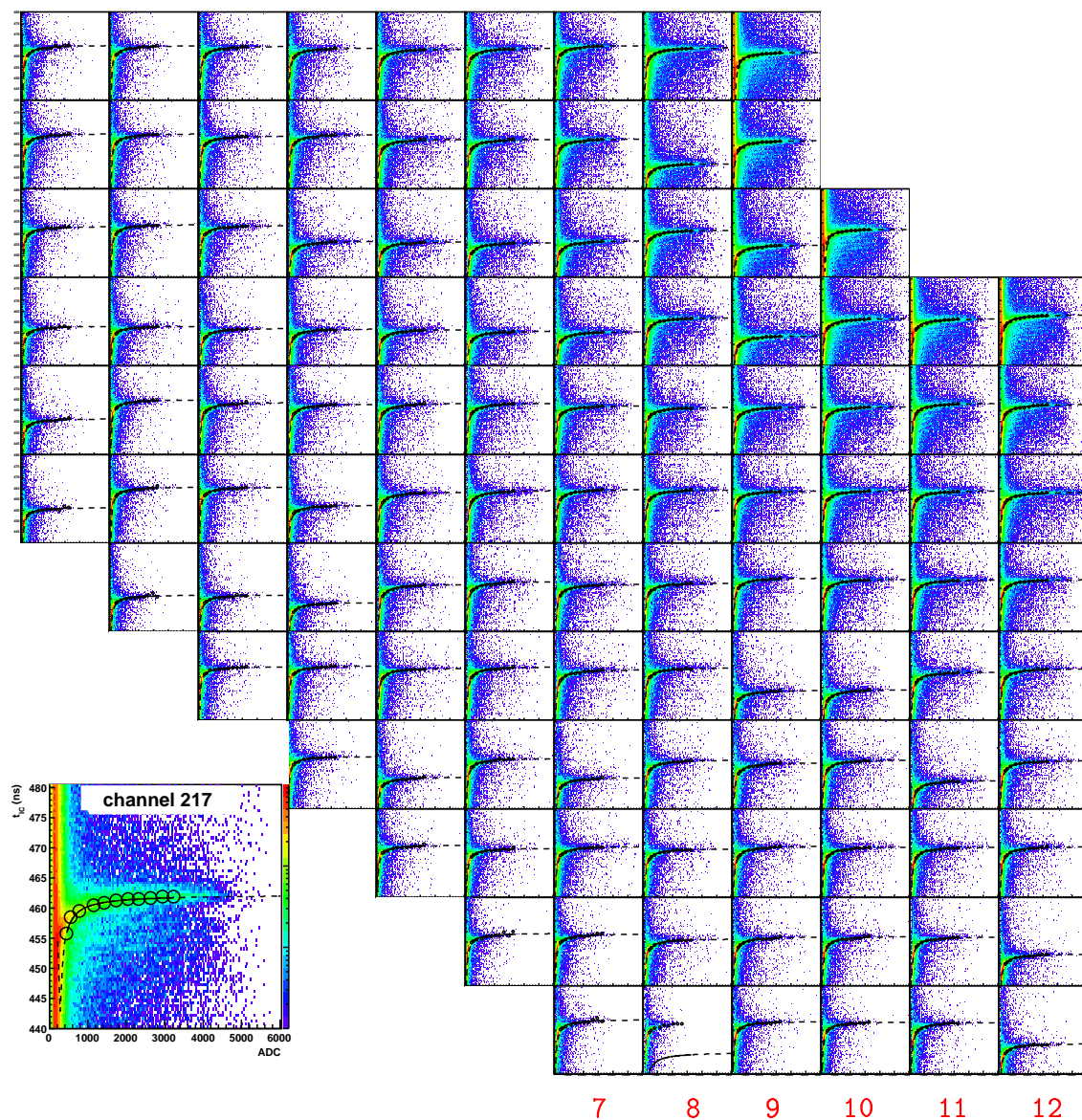


Figure 4.4: Illustration de la procédure d'ajustement : spectres temps vs ADC. Pour des raisons de lisibilité, l'illustration ne porte que sur un seul quadrant (inférieur gauche) de IC.

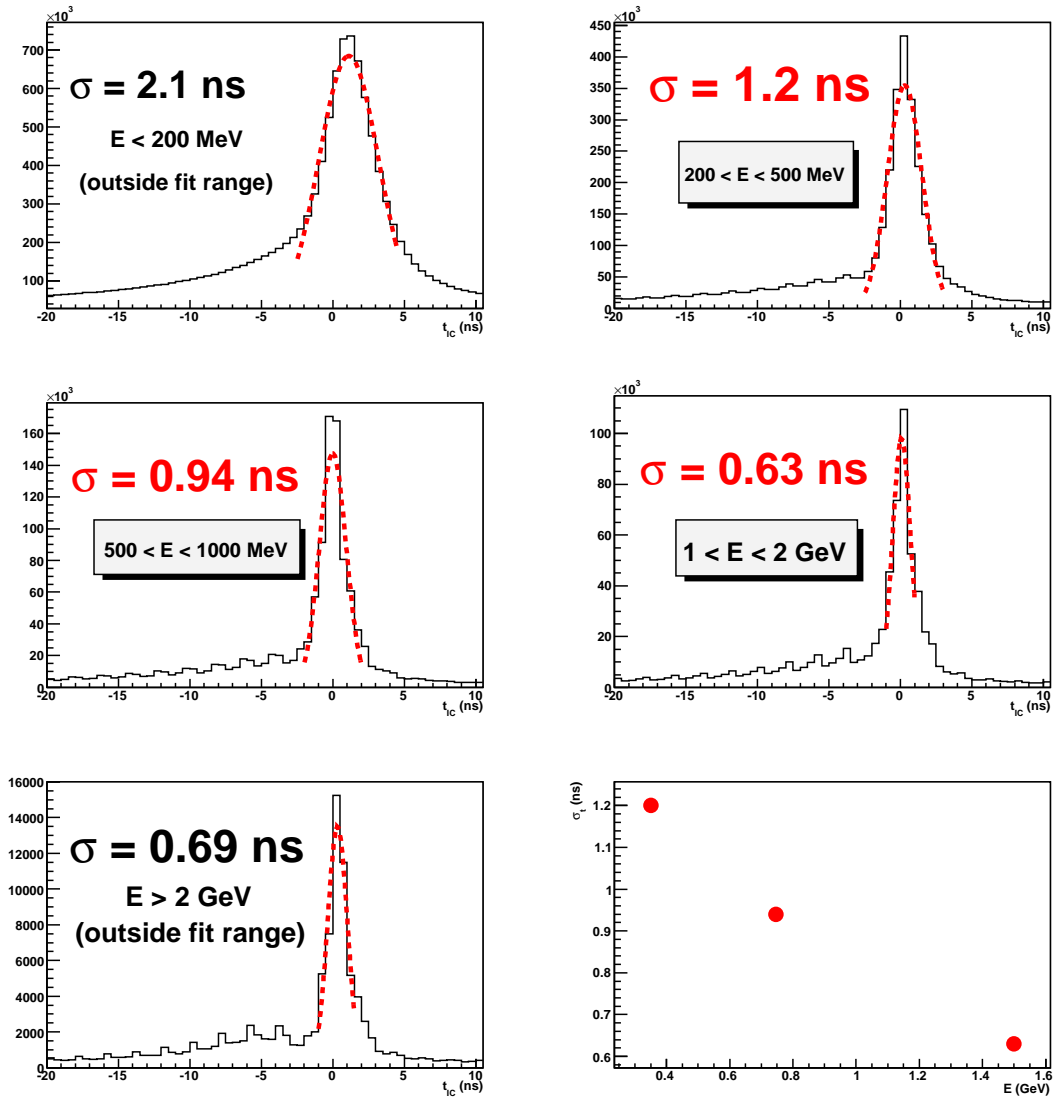


Figure 4.5: Evolution de la largeur du pic de coïncidence avec l'énergie déposée. (tous cristaux confondus)

4.4 Monitoring du calorimètre IC

Durant la prise de données, j'étais plus particulièrement responsable du monitoring du nouveau calorimètre IC. Les doses induites par les radiations incidentes sur la couronne interne de cristaux et à la luminosité à laquelle opère IC sont similaires à celles reçues par le calorimètre électromagnétique de CMS, de l'ordre de 1 à 2 Gy/an [48]. De telles doses provoquent des pertes de transparence, mais leur effet sur les coefficients de calibration en énergie n'est pas facile à estimer. En effet, ces pertes de transparence ont typiquement lieu vers la surface du cristal, alors que la cascade électromagnétique commence à une certaine profondeur dans le matériau. Afin d'estimer les doses reçues par IC, des simulations ont été effectuées [57]. En utilisant par ailleurs des mesures de pertes de transparence prises sur des cristaux de tungstate de plomb ayant été soumis à divers type de radiations [58], il a été prévu que seuls les cristaux les plus proches du faisceau seraient susceptibles d'éventuelles pertes de transparence. Les pertes de transparence prévues selon les doses reçues sont données dans le tableau 4.1.

Doses reçues (rad/heure)	Perte de transparence après 2 krad
< 1	Aucune perte observée
10-25	8%
30-60	20%
500	30%

Tableau 4.1: *Pertes de transparence prévues selon les doses reçues [57].*

4.4.1 Empilement et dommages aux radiations

Afin de vérifier ces prédictions avec les données, nous avons estimé les doses reçues par nos cristaux en mesurant des piédestaux avec faisceau, de la façon suivante. Nous supposons d'abord que l'essentiel des doses reçues par les cristaux provient du bruit de fond physique. Nous supposons également que le spectre en énergie de ce bruit de fond est bien modélisé par une forme exponentielle. Cette seconde hypothèse est supportée par d'autres simulations, ainsi que par les données elles-mêmes. Notons α la probabilité d'empilement durant la porte ADC, et λ le paramètre décroissance exponentielle en énergie du bruit de fond. Nous pouvons alors écrire pour le bruit de fond dû à l'empilement pendant la porte ADC :

$$n(E) = (1 - \alpha)\delta(E) + \alpha\theta(E)\frac{e^{-E/\lambda}}{\lambda} \quad (4.10)$$

où $\theta(E)$ est la fonction seuil de Heaviside, dont la dérivée est la fonction delta de Dirac $\delta(E)$. Nous savons par ailleurs que les piédestaux ont une forme gaussienne, dont les positions μ et largeurs σ sont connues :

$$G(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}e^{-(E-\mu)^2/2\sigma^2}. \quad (4.11)$$

Le spectre observé dans un run de piédestal avec faisceau correspond alors à la convolution entre ces deux distributions, ce qui traduit mathématiquement que la charge collectée par l'ADC, ou encore l'énergie mesurée, peut se partager de toutes les façons possibles comme la somme de chaque contribution $E = E_1 + E_2$:

$$S(E) = \int \int dE_1 dE_2 G(E_1) n(E_2) \delta(E_1 + E_2 - E), \quad (4.12)$$

$$\text{d'où } S(E) = (1 - \alpha) \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-(E-\mu)^2/2\sigma^2} \quad (4.13)$$

$$+ \frac{\alpha}{2\lambda} \left[1 - \operatorname{erf} \left(-\frac{E - \mu - \sigma^2/\lambda}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right] e^{-(E-\mu-\frac{\sigma^2}{2\lambda})/\lambda}, \quad (4.14)$$

cette expression faisant intervenir la fonction d'erreur $\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x dt e^{-t^2}$. Le résultat de la procédure est illustré figure 4.6 pour 41 voies proches du faisceau dans le quadrant en haut à droite. On peut apprécier pour les voies les plus éloignées du faisceau sur cette figure que la signification statistique des résultats est critique. Avec une telle statistique, il n'est pas possible de mesurer les doses reçues avec cette méthode au-delà du quatrième "anneau".

La probabilité d'empilement durant la porte ADC atteint 60% dans les cristaux les plus proches du faisceau et décroît rapidement à 20, 4, 2, ... % dans les couronnes suivantes. Le paramètre λ quant à lui vaut au plus 80 MeV, une faible valeur traduisant la décroissance rapide du spectre en énergie incident compensant en quelque sorte les fortes probabilités d'empilement au centre. Notons les limites de cette procédure : les voies en bleu sur la figure 4.6 sont des voies pour lesquels le centre du piédestal ajusté n'est pas le même que lorsque l'on prend un run sans faisceau. Pour ces voies à fort taux d'empilement, le piédestal lorsqu'on le mesure avec faisceau se trouve toujours plus bas, cependant déplacé très légèrement, de l'ordre d'un ou deux canaux. Afin de comprendre ce phénomène nous avons observé les signaux en sortie de ces cristaux, et constaté un "overshoot". Alors que le signal devrait toujours rester négatif, une saturation du préamplificateur peut induire de tels signaux positifs. Lorsque l'ADC intègre la charge du signal, une compensation artificielle apparaît dans ces situations. Ce mécanisme est à l'origine du léger déplacement des piédestaux lorsqu'on les mesure avec faisceau, pour les voies les plus au centre. C'est à l'approximation où l'on néglige cet effet que notre analyse des doses reçues est valable.

On peut alors calculer l'énergie moyenne déposée pendant la porte ADC de 180 ns, et extrapoler cette valeur à 30 jours de faisceau effectifs. Les doses correspondantes peuvent être calculées en connaissant le volume et la densité du cristal, ainsi que le facteur de conversion en rad : $1 \text{ rad} = 6.24 \times 10^7 \text{ MeV/g}$. La densité du tungstate de plomb vaut $d = 8.3 \text{ g/cm}^3$ [64]. Le volume du cristal est donné par la formule $v_{\text{cone}} = \frac{h}{3} \times (B_1 + B_2 + \sqrt{B_1 B_2})$ utilisant les aires des bases, B_1 et B_2 ainsi que la hauteur du tronc de cône h . La moyenne de l'énergie déposée pendant la porte ADC est donnée par $\alpha\lambda \text{ MeV}$, la dose correspondante est donc $\text{dose}_{\text{porte}} = 6.24 \times 10^7 \times d \times v \times \alpha\lambda$. Enfin, la dose reçue en 30 jours vaut :

$$\text{dose}_{30 \text{ jours}} = 30 \text{ jours} \times 24 \text{ heures/jour} \times 3600 \text{ s/heure} \times \frac{\text{dose}_{\text{porte}}}{180 \text{ ns}} \quad (4.15)$$

Les résultats de cette estimation sont donnés figure 4.7.

4.4.2 Historique des gains

Ce que l'on appelle gain déterminé par le système de monitoring est la pente de la droite ajustée dans l'évaluation de la linéarité (figures 2.14) pour une voie donnée. Nous n'avons pas pu stabiliser la puissance en sortie du laser de manière fiable. Pour vérifier l'historique des gains du laser, nous avons donc décidé de choisir une voie particulière, et de rapporter les gains calculés avec le laser à cette voie spécifique. Nous avons choisi une voie la plus éloignée du faisceau possible, *a priori* recevant le moins de doses au cours de l'expérience. Cette voie spécifique, ainsi que les résultats pour un quart du calorimètre, sont visibles sur la figure 4.8.

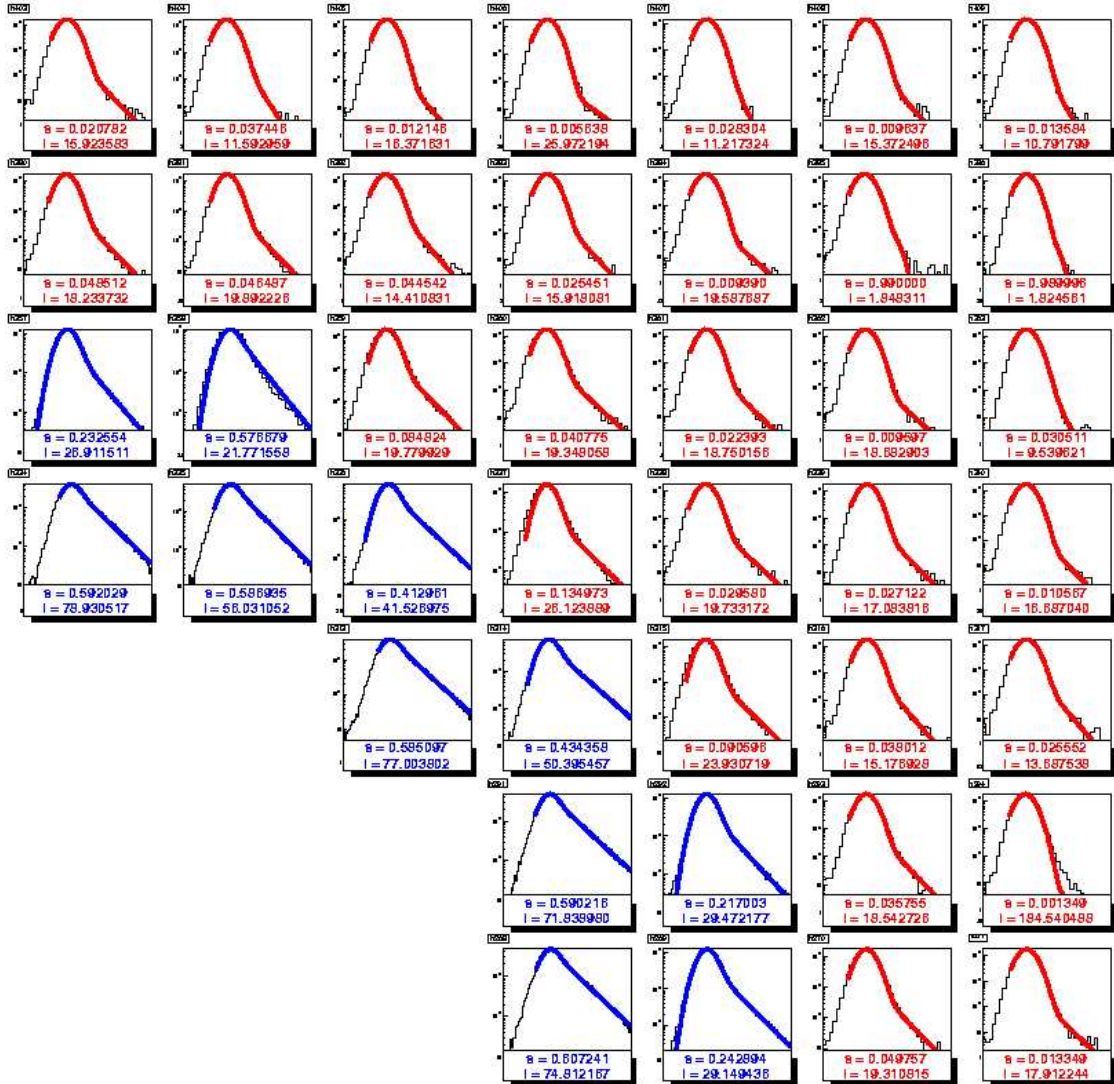


Figure 4.6: Illustration de l'ajustement des spectres pour évaluer l'empilement : Spectres ADC des runs de piédestaux avec faisceau, l'échelle verticale est logarithmique.

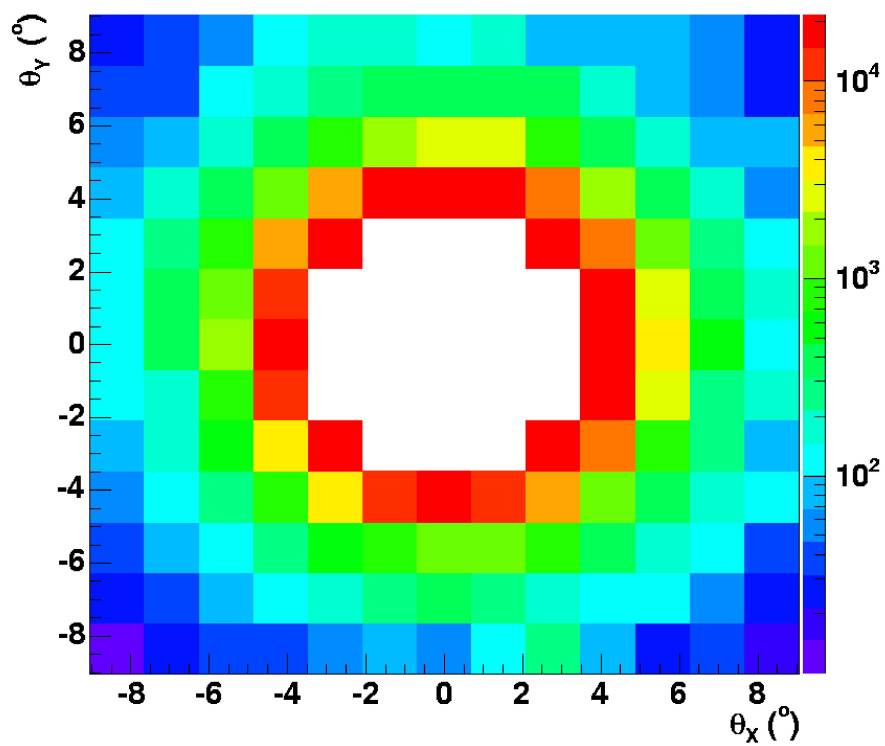


Figure 4.7: Doses de rayonnement reçues (en rad) par les cristaux en 30 jours. Noter la forte décroissance en fonction de l'angle. Chaque carré correspond à un cristal.



Figure 4.8: *Historique des variations des gains pendant la durée de l'expérience, déduites des mesures laser (quadrant supérieur droit de IC). L'échelle verticale va de -25 à +25 %. La voie la plus à droite dans la rangée supérieure est la voie de référence. Noter la légère baisse de gain uniquement sur la couronne interne.*

Chapitre 5

Analyse des données

Nous nous proposons d'étudier le processus de diffusion Compton profondément virtuelle par électroproduction de photon sur une cible d'hydrogène. Les données accumulées grâce au détecteur CLAS et à l'accélérateur CEBAF étant disponibles et la calibration terminée, une phase de réduction des données dite de "cooking" a ensuite lieu. Cette phase consiste principalement à reconstruire les trajectoires à partir des données brutes des chambres à dérive. Pour les autres détecteurs, une première analyse est effectuée, mais la plupart des informations brutes sont gardées pour l'analyse finale. La phase de cooking dure environ deux mois. Cette phase terminée, il s'agit ensuite d'extraire l'information physique qui nous intéresse à partir des données.

Il nous faut tout d'abord identifier l'électron, le proton et le photon dans l'état final. Bien qu'une identification préliminaire ait déjà été effectuée par le cooking, une sélection plus précise doit être faite car chaque expérience possède ses spécificités. La première identification du cooking sert à vérifier la qualité des données, ainsi qu'à une analyse physique préliminaire. Puis, les trois particules dans l'état final ayant été identifiées, nous étudions les différentes coupures de sélection des événements. Certaines coupures servent à assurer l'exclusivité du processus, d'autres à nous placer dans le bon régime cinématique où le formalisme des GPDs est justifié, notamment où la factorisation devrait être valide. Malgré les coupures d'exclusivité, il reste toujours un bruit de fond physique à soustraire. Dans notre cas, ce bruit provient très largement du processus d'électroproduction de pion neutre $ep \rightarrow ep\pi^0 \rightarrow ep\gamma\gamma$ pour lequel un des deux photons de décroissance du pion est perdu, soit par l'acceptance géométrique, soit parce qu'il possédait trop peu d'énergie. Une procédure simple nous assure une soustraction efficace de ce bruit de fond physique.

Enfin, tout résultat numérique doit être accompagné d'une évaluation de son erreur estimant les incertitudes de mesures. Les erreurs statistiques et les erreurs systématiques sont à prendre en compte.

5.1 Identification des particules

Les procédures décrites dans cette section sont standards. Une différence notable par rapport aux expériences précédentes est la présence du champ magnétique du solénoïde,

qui entre autres induit un décalage azimuthal des trajectoires.

5.1.1 Identification de l'électron diffusé

La première particule à identifier est l'électron, car celui-ci sert au déclenchement de l'acquisition et par suite de temps de référence pour les autres particules. L'identification grossière du cooking donne un numéro d'identification égal à 11 aux candidats électrons. Notre stratégie consistant à affiner la sélection du cooking, la première coupure que l'on impose lorsqu'on cherche l'électron de déclenchement est que la première trace ait eu ce numéro d'identification affecté.

Nous sélectionnons ensuite les candidats ayant passé les critères suivants, donnés dans l'ordre dans lequel ils sont appliqués :

- “Time-Based tracking” (TBT) : ce critère correspond au second niveau de reconstruction dans les chambres à dérive, pour lequel la résolution en impulsion est meilleure (que dans le cas où la particule n'a passé que “Hit-Based tracking”).
- *un seuil minimum en impulsion*, fixé dans notre analyse à 800 MeV/c. Ce seuil élimine les basses impulsions où la séparation d'avec les pions par les compteurs Čerenkov perd en efficacité et les processus radiatifs sont de plus en plus importants. D'autre part, le déclenchement impose un seuil en énergie déposée dans EC directement lié à un seuil en impulsion. La résolution en impulsion étant meilleure, une coupure sur cette variable est plus franche. La distribution en impulsion des électrons est donnée par la figure 5.1, où l'on peut également voir en rouge le seuil en impulsion d'identification en bord d'acceptance. Cette coupure équivaut à $y < 0.86$.
- *coupure au vertex* sur la position longitudinale reconstruite. On peut voir la distribution de cette position v_z sur la figure 5.2. La cible d'une longueur de 2.5 cm est centrée en -66.5 cm. Sur cette même figure on distingue nettement un second pic en aval, autour de -57.5 cm : il correspond à la fenêtre de sortie de la chambre à cible. On utilise une coupure à ± 2.5 cm autour du centre des distributions en fonction du secteur, car le celui-ci en dépend légèrement, avec des variations de quelques mm, dues au décentrement du faisceau par rapport à CLAS. L'illustration 5.2 présente les extensions maximales des coupures appliquées selon chaque secteur.
- *coupures fiduciales EC*. Les coordonnées perpendiculaires aux bords de EC sont traditionnellement notées U, V et W. On peut voir les distributions en fonction de ces variables dans la figure 5.3, ainsi que les coupures associées. On y a également illustré les distributions avant (en noir) et après (en rouge) coupures.
- *un seuil minimum d'énergie déposée dans EC* servant à éliminer les pions mal identifiés. Cette coupure est illustrée figure 5.4 avec la distribution (E_{in}, E_{out}) des énergies déposées dans les parties *inner* et *outer* de EC. Celles-ci ont pour épaisseurs respectives 15 et 24 cm. Les pions négatifs mal identifiés en électrons sont au minimum d'ionisation et déposent une énergie constante, proportionnelle à ces épaisseurs,

$E_{in} \approx 30$ MeV et $E_{out} \approx 50$ MeV. Afin d'éliminer la contamination de pions, on impose $E_{in} > 60$ MeV.

- *coupure sur E_{tot}/p en fonction de l'impulsion.* L'énergie déposée par les électrons dans les parties actives de EC représente une fraction d'environ un quart de leur énergie totale. Le reste de l'énergie est perdue dans les parties passives en plomb. On peut voir plus précisément la fraction E_{tot}/p en fonction de p dans la figure 5.5. La coupure est déterminée en ajustant la moyenne μ et la largeur σ de la distribution E_{tot}/p dans chaque bin en p . On obtient ainsi deux fonctions, $\mu(p)$ et $\sigma(p)$ à partir desquelles on peut construire la coupure $|E_{tot}/p - \mu(p)| < 2.5\sigma(p)$. La forme paramétrisée de ces fonctions est :

$$\mu(p) = 0.3216 - 0.115p + 4.55 \times 10^{-2}p^2 \quad (5.1)$$

$$\sigma(p) = 1.819 \times 10^{-2} \oplus \frac{2.155 \times 10^{-2}}{\sqrt{p}} \quad (5.2)$$

- *coupure sur le nombre de photo-électrons N_{phe} collectés dans les compteurs Čerenkov.* La distribution de $N_{phe} \times 10$ est donnée figure 5.6. N_{phe} pour les électrons suit une distribution de Poisson centrée autour de 9 photo-électrons. Les pions quant à eux sont censés produire, au-delà de 2.5 GeV/c, une distribution de Poisson centrée autour de 5 photo-électrons. Néanmoins, les pions peuvent également produire des électrons dans le gaz Čerenkov, dits δ -électrons. Ceux-ci, de faible énergie, produisent le pic observé autour de 1-2 photo-électrons. Pour s'affranchir de cette contamination de pions, on impose la coupure $N_{phe} \times 10 > 25$.
- *coupures fiducielles θ et (θ, ϕ) en fonction de l'impulsion.* Une particularité de notre expérience est la présence du champ magnétique du solénoïde. Les particules chargées subissent une déflexion azimuthale de sorte que leur angle ϕ n'est plus conservé. Cette déflexion étant plus importante à basse impulsion, la fonction de coupure dépend des trois variables (p, θ, ϕ) . Afin d'appliquer cette coupure, on calcule les trois quantités $\theta_{cut}(p)$, $\phi_0(p)$ et $\sigma_\phi(p, \theta)$, puis l'électron est accepté pourvu que les deux conditions $\theta \geq \theta_{cut}(p)$ et $|\phi_{sector} - \phi_0(p)| \leq \sigma_\phi(p, \theta)$ soient vérifiées. Ces quantités sont données en degrés par :

$$\theta_{cut}(p) = 16.8 + \frac{0.93}{p - 0.52} \quad (5.3)$$

$$\phi_0(p) = 1.012 + \frac{6.632}{p} \quad (5.4)$$

$$\sigma_\phi(p, \theta) = 27 \times (\sin[\theta - \theta_{cut}(p)])^{0.195} \quad (5.5)$$

5.1.2 Identification du proton diffusé

Dans le cas du proton, nous n'utilisons pas la première identification du cooking. Parmi les traces ayant passé le TBT et de charge unité positive, nous cherchons celles dont le temps

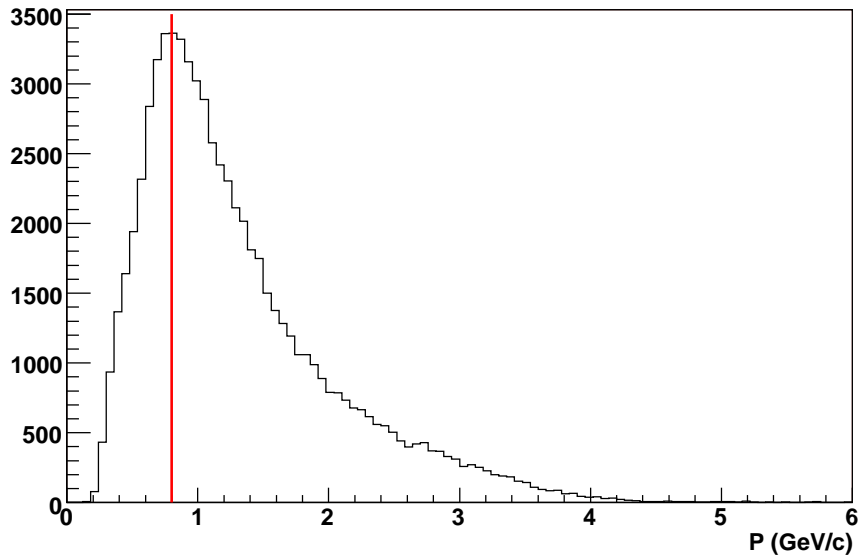


Figure 5.1: *Distribution en impulsion des électrons diffusés. La ligne rouge indique la valeur minimale requise.*

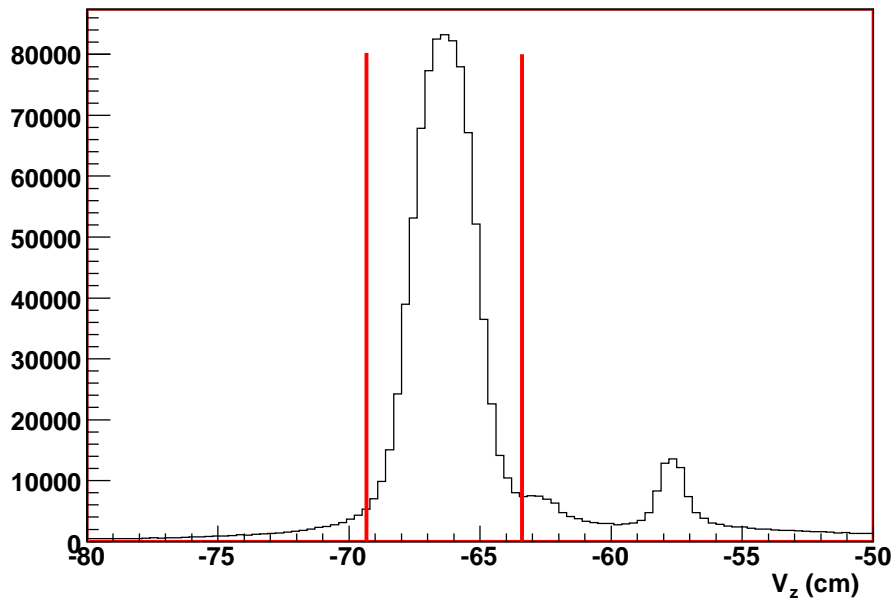


Figure 5.2: *Distribution du vertex de l'électron le long de l'axe z . Les lignes rouges donnent l'extension maximale des coupures appliquées selon chaque secteur.*

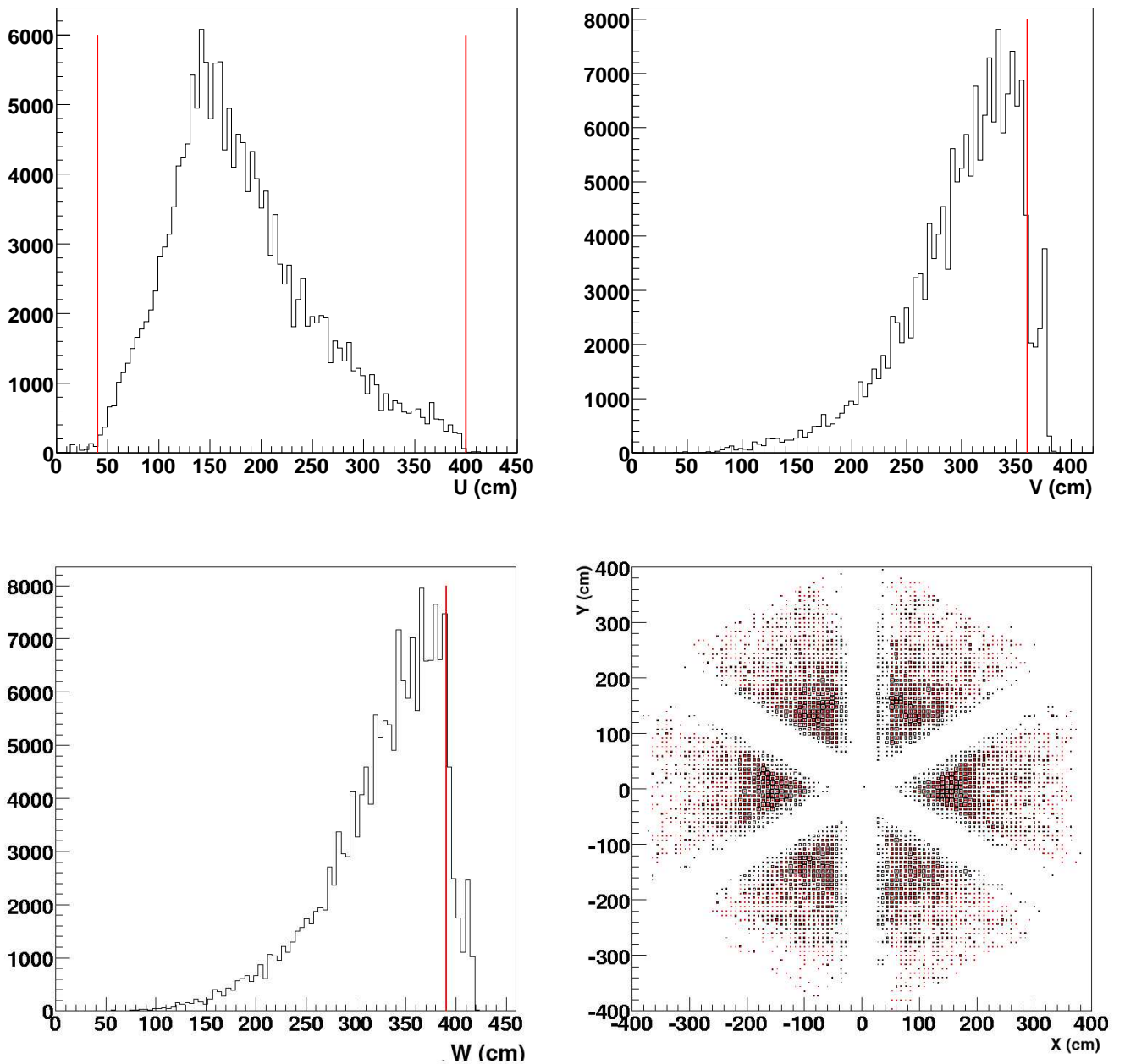


Figure 5.3: Coupures fiducielles pour EC.

Les distributions en U , V et W sont données en haut à gauche, droite et en bas à gauche. La distribution en (x, y) est donnée en bas à droite (en rouge après coupures).

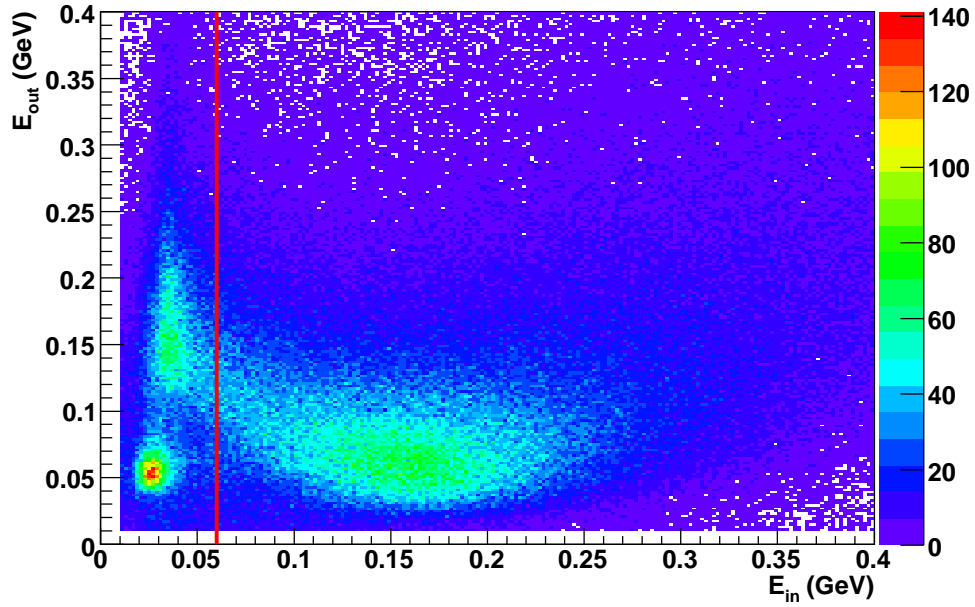


Figure 5.4: *Energies déposées dans EC : E_{out} vs E_{in} (GeV).*
Cette coupure élimine les π^- , dont on sait qu'ils sont au minimum d'ionisation.

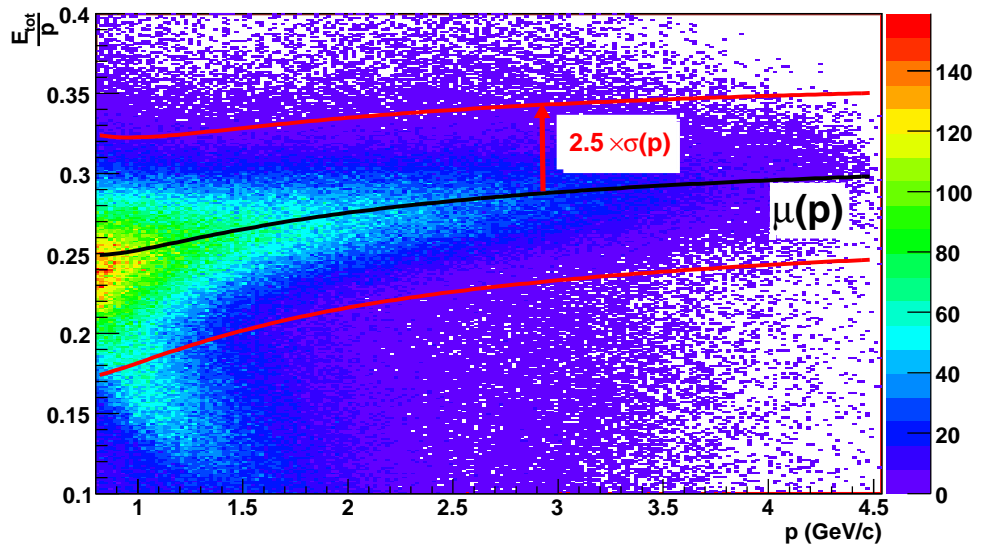


Figure 5.5: *Coupure $\frac{E_{tot}}{p}$ en fonction de p à 2.5σ .*

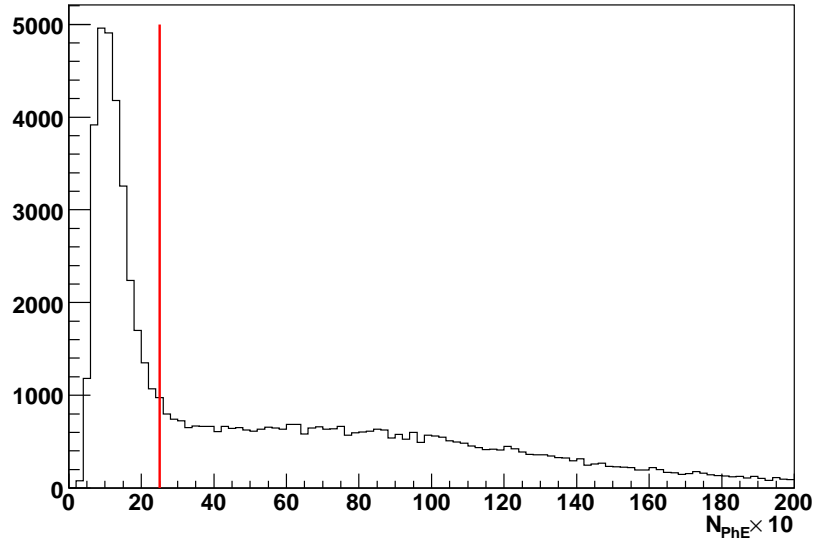


Figure 5.6: *Coupe sur le nombre de photo-électrons collectés dans les compteurs Čerenkov.*

de vol et l'impulsion indiquent un proton. Concrètement, on calcule β de deux façons différentes : avec l'impulsion déterminée par les chambres à dérive, en faisant l'hypothèse que la particule est un proton pour calculer son énergie totale; en utilisant le temps de vol et la longueur de la trace telle que calculée par l'algorithme de tracking. On évalue $\Delta\beta = \frac{l_{\text{track}}}{ct_{\text{track}}} - \frac{p}{\sqrt{p^2 + M_N^2}}$. Le résultat est présenté sur la figure 5.7. Une coupe à environ 5σ est utilisée : $|\Delta\beta| < 0.05$. Sur la même figure on peut vérifier que cette largeur ne dépend pas de l'impulsion du proton, et que la séparation d'avec les pions positifs est effective jusqu'à 2.5 GeV/c environ. Ceci est suffisant pour étudier le processus DVCS dans notre cinématique.

Des coupures fiducielles ont également été développées en θ et (θ, ϕ) . On applique d'abord la condition $\theta > 16.8^\circ$, puis de façon similaire à l'électron une coupe en ϕ de largeur constante : $|\phi_{\text{sector}} - \phi_0(p, \theta)| \leq 27^\circ$ avec cette fois

$$\phi_0(p, \theta) = -1.4 - \frac{10.5}{p} + \frac{\sin(\theta)}{0.66} \quad (5.6)$$

Les distributions correspondantes sont illustrées figure 5.9 dans la colonne du milieu pour le proton, avant coupures dans la ligne du haut, après coupures dans la ligne du bas. On remarque notamment que le décalage en ϕ , dû au champ du solénoïde, est en sens inverse pour le proton et pour l'électron (colonne de gauche). Les séparations entre secteurs ne sont pas aussi marquées que dans le cas de l'électron, car les décalages azimuthaux des protons dépendent beaucoup plus de leur impulsion.

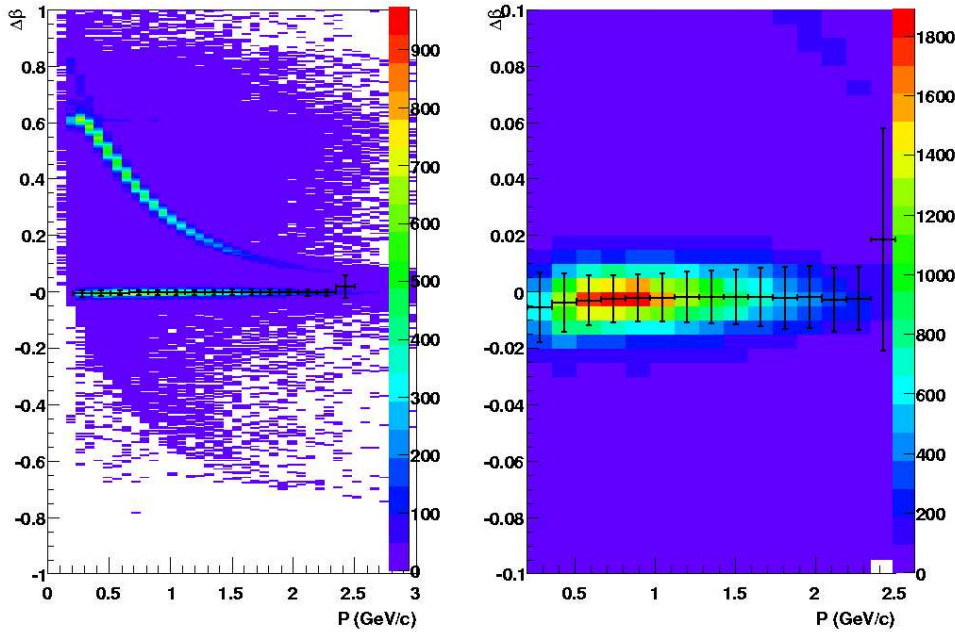


Figure 5.7: Coupure sur le temps de vol via $\Delta\beta$.

Sur la figure de gauche, on voit la séparation proton/pion jusqu'à environ 2.5 GeV/c. Sur la figure de droite, on peut voir la constance de la largeur en fonction de l'impulsion.

5.1.3 Identification du photon diffusé

Les photons sont détectés par les calorimètres, EC ou IC. Les distributions en (θ, ϕ) pour les photons sont illustrées figure 5.9 dans la colonne de droite, avant coupures dans la ligne du haut, après coupures dans la ligne du bas. Dans le cas de IC, nous considérons que tous les clusters reconstruits correspondent à des photons. Cette hypothèse peut sembler dangereuse, et il est en l'occurrence possible d'avoir dans IC un électron Møller ou de diffusion ep . Néanmoins, nous considérons que les coupures de sélection des événements, imposant comme nous le verrons d'avoir un photon de haute énergie dans une cinématique exclusive contrainte, nous permettent d'exclure avec suffisamment d'efficacité ces configurations contaminantes. Un seuil en énergie déposée à 150 MeV est imposé à ce stade. En outre, les coupures fiducielles IC (décrites dans la section 3.2.2) sont appliquées, afin de s'assurer que la position et l'énergie sont correctement reconstruites.

Pour EC, on recherche parmi les traces de charge nulle celles auxquelles correspondent un hit reconstruit dans ce calorimètre. Nous appliquons alors les mêmes coupures fiducielles que pour l'électron afin de s'affranchir des zones inefficaces près des bords. Le même seuil à 150 MeV en énergie déposée est appliqué. Enfin, une coupure sur le temps de vol t_{EC} élimine les éventuels neutrons restant dans l'échantillon. Cette coupure utilise la distance l du point d'impact sur EC à la cible, et correspond à un $\beta = l/ct_{EC} > 0.92$. Notons qu'une valeur plus restrictive de 0.95 est usuellement utilisée dans CLAS. Nous avons préféré prendre une coupure plus lâche à 5σ , les coupures suivantes de sélection des

événements exclusifs étant suffisamment restrictives. Ceci est illustré sur la figure 5.8. La discontinuité à $\beta = 0.95$ est due à la procédure de cooking, où les particules pré-identifiées comme neutrons ($\beta < 0.95$) ne sont pas soumises aux mêmes coupures géométriques que les photons.

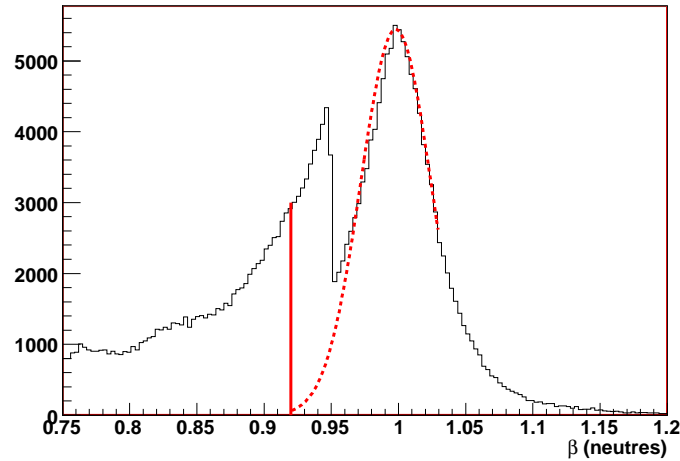


Figure 5.8: *Distributions des vitesses (β) pour les particules neutres détectées dans EC. Une gaussienne ajustée sur le pic des photons ($\beta = 1$) a été prolongée jusqu'à la coupure $\beta = 0.92$ adoptée pour notre analyse.*

En conclusion de cette section sur l'identification des particules, la figure 5.9 montre les domaines angulaires couverts pour les électrons, protons et photons, avant et après coupures fiducielles respectives. Noter vers $\theta = 17^\circ$ la transition entre la couverture de IC et celle de CLAS.

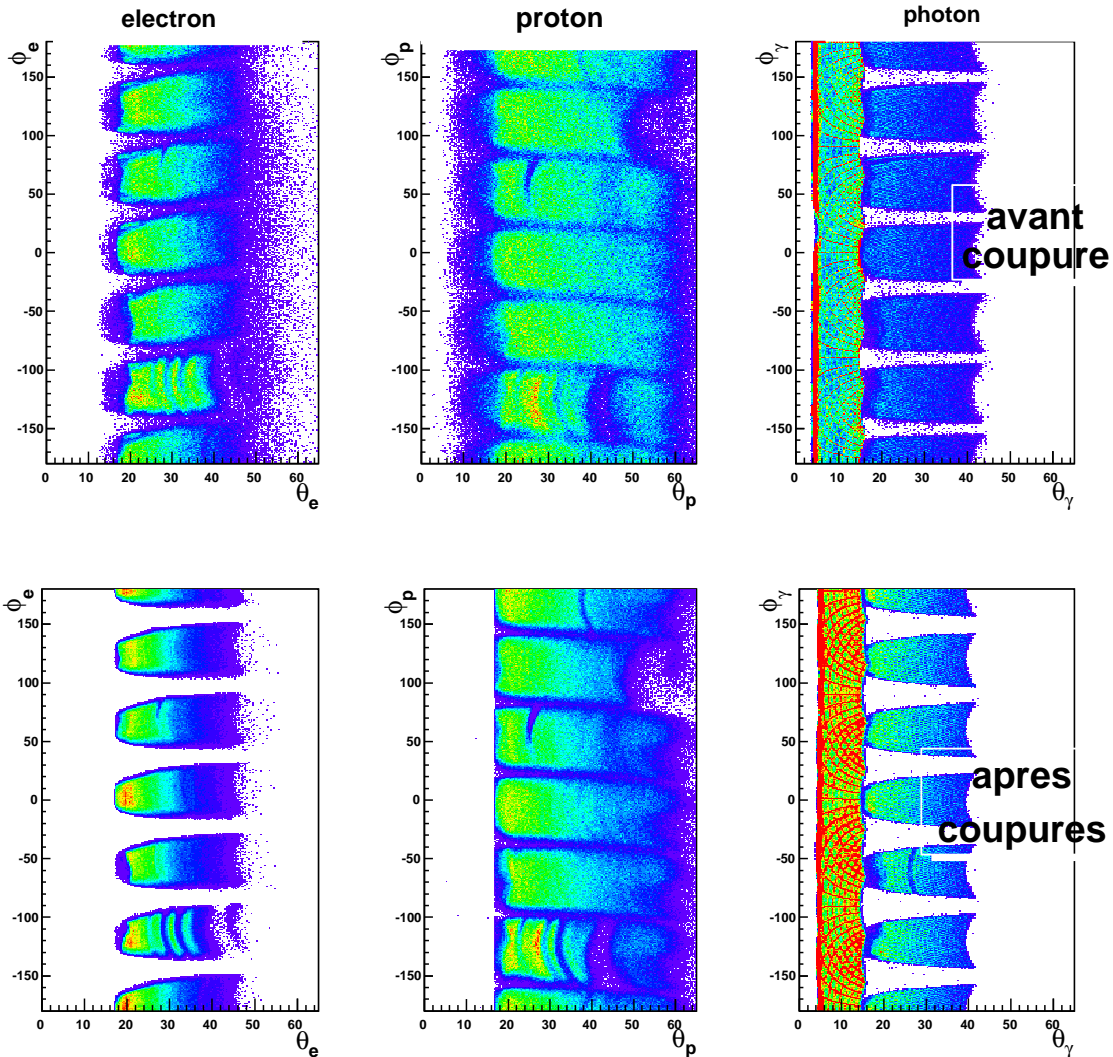


Figure 5.9: Illustration des coupures sur (θ, ϕ) .

La ligne du haut montre les distributions avant coupures, celle du bas après. Les colonnes de gauche à droite correspondent respectivement à l'électron, au proton et au photon.

5.2 Corrections

Certaines corrections sont appliquées aux impulsions ou angles des particules.

5.2.1 Particules chargées

Pour les particules chargées, il a été constaté par simulation [66] que la reconstruction de l'impulsion et des angles dans l'ensemble solénoïde + tore n'est pas parfaite. Pour procéder à cette vérification, il suffit de générer par simulation les particules auxquelles on s'intéresse et de comparer les résultats de la reconstruction à la cinématique générée. Nous citons ici les résultats obtenus pour le proton et l'électron, les deux particules chargées qui nous concernent. Pour l'électron

$$\theta \text{ (rad)} \rightarrow \theta + \frac{0.0005 + 0.0011\theta}{p^{1.8\theta}} - 0.0005, \quad (5.7)$$

$$\phi \text{ (rad)} \rightarrow \phi - \frac{0.003\sqrt{\theta}}{p} - 0.0001 + 0.0003\theta. \quad (5.8)$$

Pour le proton

$$p \text{ (GeV/c)} \rightarrow p + \frac{0.0004}{p^{3.5}} + 0.0024, \quad (5.9)$$

$$\theta \text{ (rad)} \rightarrow \theta + \frac{0.0005 + 0.001\theta}{p^{1.8\theta}} - 0.0008 + \frac{0.000074 - 0.0014\theta}{p^5}, \quad (5.10)$$

$$\phi \text{ (rad)} \rightarrow \phi + \frac{0.001\sqrt{\theta}}{p^{2.5}} - 0.00022 + 0.00169\theta. \quad (5.11)$$

5.2.2 Photons

Nous avons déjà présenté une détermination de la fraction d'énergie déposée dans EC dans la section 4.3.1. Nous avons également calculé la fraction d'énergie déposée par les électrons dans la section 5.1.1. Les corrections pour les photons ont été mises au point directement à partir des données, pour le calorimètre EC [67]. Dans cette section, on note donc $E = E_{\text{dép}}/0.273$. La méthode consiste à sélectionner des événements à deux photons dans EC, et le pic π^0 de masse invariante de ces deux photons, facilement identifiable dans le spectre, se calcule *via* :

$$m_{\pi^0 \text{ mesurée}}^2 = 4E_1E_2 \sin^2 \frac{\theta_{\gamma\gamma}}{2} \quad (5.12)$$

où $\theta_{\gamma\gamma}$ est l'angle entre les deux photons. Les énergies des photons sont corrigées de façon que ce pic soit exactement aligné à la masse du π^0 :

$$m_{\pi^0 \text{ vraie}}^2 = 4 \frac{E_1}{\text{corr}(E_1)} \frac{E_2}{\text{corr}(E_2)} \sin^2 \frac{\theta_{\gamma\gamma}}{2} \quad (5.13)$$

d'où l'on déduit facilement :

$$\frac{m_{\pi^0\text{mesurée}}^2}{m_{\pi^0\text{vraie}}^2} = \text{corr}(E_1)\text{corr}(E_2) \quad (5.14)$$

La correction phénoménologique ainsi obtenue est ajustée avec un polynôme en $1/E$ Numériquement :

$$\text{corr}(E) = 1.00619 - \frac{0.0185037}{E} - \frac{0.00547721}{E^2} \quad (5.15)$$

5.3 Sélection des événements $ep \rightarrow ep\gamma X$

Nous avons identifié les trois particules qui nous intéressent : électron, proton et photon. Après une étude ayant montré le peu d'incidence de ce choix, nous sélectionnons les événements pour lesquels un et un seul photon a été détecté, que ce soit dans IC ou dans EC. Une coupure $E_\gamma > 1$ GeV est imposée, mais elle est très peu sélective (voir figure 2.5).

Si notre événement est proprement reconstruit, on s'attend à ce que les positions au vertex de l'électron et du proton soient les mêmes. Or on peut voir sur la figure 5.10 où est représentée la distribution de la position longitudinale du proton au vertex en fonction de la même distribution pour l'électron que ces deux positions sont effectivement corrélées. Ceci nous indique qu'une fois la coupure sur la position de l'électron effectuée, il est préférable de couper sur la différence $vz_{\text{proton}} - vz_{\text{électron}}$ que sur la position du proton seule.

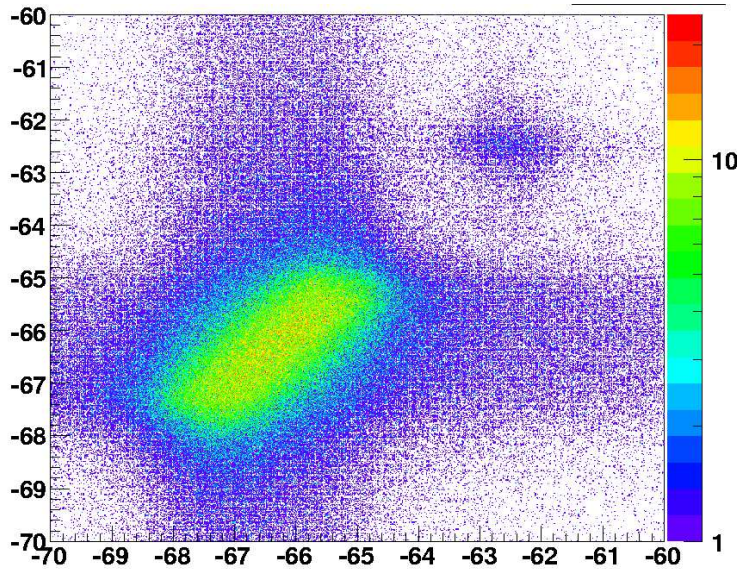


Figure 5.10: vz_{proton} en fonction de $vz_{\text{électron}}$ (cm).
Cette figure a été obtenue avant coupure sur le vertex de l'électron.

La figure 5.11 (en haut) donne cette différence en fonction de l'impulsion du proton. On s'attend effectivement à ce que la position reconstruite du proton ait une moins bonne résolution à basse impulsion. La largeur de notre coupure est donc une fonction de l'impulsion du proton. Le résultat obtenu est :

$$|vz_{\text{proton}} - vz_{\text{électron}}| < 3\sigma_{vz_{\text{proton}} - vz_{\text{électron}}} \quad (5.16)$$

$$\sigma_{vz_{\text{proton}} - vz_{\text{électron}}} = 1 + \frac{0.18}{p_{\text{proton}}} \quad (5.17)$$

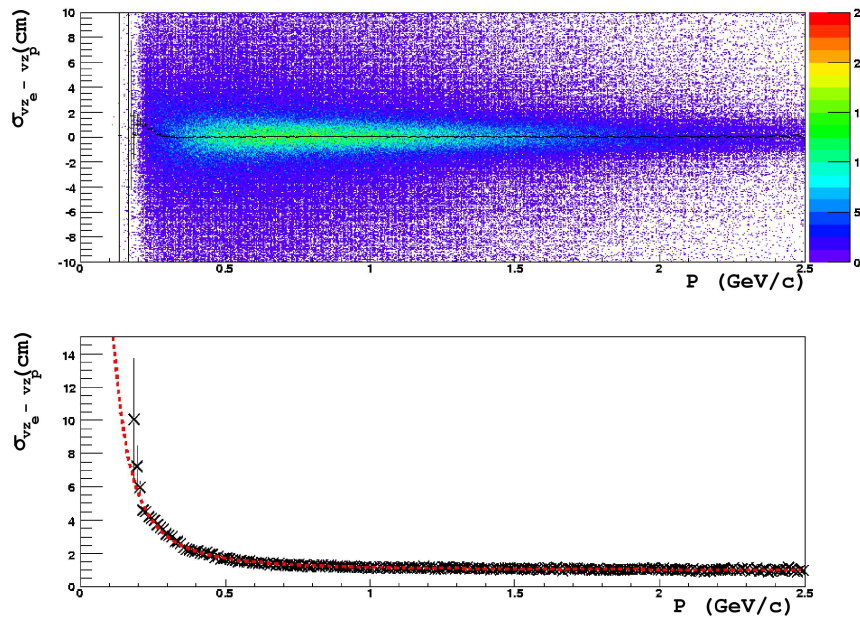


Figure 5.11: *Coupure sur $vz_{\text{proton}} - vz_{\text{électron}}$*

En haut : différence $vz_{\text{proton}} - vz_{\text{électron}}$ en fonction de l'impulsion du proton. En bas : largeur de $vz_{\text{proton}} - vz_{\text{électron}}$ en fonction de l'impulsion du proton.

Afin de nous placer dans le régime de Bjorken où la factorisation est valable, nous imposons dans la sélection des événements $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$. Nous demandons également $W > 2 \text{ GeV}/c^2$ pour nous placer loin du secteur des résonances. Nous obtenons un échantillon d'événements pour lesquels un électron, un proton et un photon ont été détectés, dans le régime cinématique où le formalisme des GPDs est justifié mathématiquement.

Nous aurons à résoudre le problème de la contamination de pions neutres dans ces événements. L'électroproduction de pions neutres constitue notre seul véritable bruit

physique, comme on peut le voir facilement en considérant le spectre de masse manquante $ep \rightarrow ep\gamma X$. Nous savons qu'une partie de ce spectre contient des événements d'électroproduction de photons exclusifs, ce sont ceux qui nous concernent ici. Mais si dans X se trouve un photon perdu (soit hors d'acceptance géométrique, soit en dessous du seuil de 150 MeV), alors on peut avoir mal identifié un événement d'électroproduction de pion neutre $ep \rightarrow ep\pi^0 \rightarrow ep\gamma(\gamma)$. En revanche, les autres réactions physiques qui pourraient intervenir dans $ep \rightarrow ep\gamma X$ présentent un seuil suffisant pour que notre résolution nous mette à l'abri de leur contamination, comme par exemple $ep \rightarrow ep\eta \rightarrow ep\gamma(\gamma)$, ou font intervenir un facteur $\alpha_e \sim 1/137$ comme $ep \rightarrow ep\gamma\pi^0$.

Afin de s'assurer de l'exclusivité, nous avons adopté la stratégie suivante : nous considérons la "particule" X dans $ep \rightarrow ep\gamma X$ et nous imposons que cette particule ait une faible impulsion transverse. Nous utilisons encore deux angles : l'angle entre le photon détecté et le photon calculé dans $ep \rightarrow epX'$, qui est appelé désormais "angle du cône", et un angle de coplanarité entre les plans (γ^*, p) et (γ, p) , les trois particules γ^* , γ et p devant être coplanaires pour la réaction exclusive. Les valeurs des coupures utilisées sont données dans le tableau 5.1.

On montre l'effet de la sélection des événements sur les figures 5.12 et 5.13, respectivement pour les cas où le photon a été détecté dans IC¹ et dans EC². En noir, on peut voir les distributions avant coupure et en rouge après (toutes les) coupures. En haut, on voit les impulsions manquantes dans le plan transverse, à gauche selon x et à droite selon y . Au centre, on voit les deux distributions des angles, à gauche pour l'angle du cône, et à droite pour la coplanarité. Enfin, en bas on voit la distribution en énergie manquante.

Ces variables ont été choisies parce qu'elles présentent un pic assez net dans leur distribution, sur lequel on peut effectuer avec confiance une coupure. De plus, le nombre de coupures indépendantes que l'on peut effectuer sur nos données afin de s'assurer de l'exclusivité se calcule comme suit : nous avons 3 particules détectées avec lesquelles on construit 3 quadrivecteurs, soit 12 variables au total. Un angle azimuthal est arbitraire autour du faisceau, réduisant ce nombre à 11 variables indépendantes. Les 4 lois de conservation de l'énergie impulsion réduisent le nombre de variables libres à 7. De plus, la connaissance des masses des 3 particules diminue encore ce nombre, soit finalement 4 variables libres indépendantes. En coupant sur 4 variables, nous n'avons pas artificiellement contraint l'espace des phases.

La qualité des données lorsque le photon est détecté dans EC semble moindre que lorsque le photon est détecté dans IC. Notons cependant que les pics visibles dans la figure 5.13 sont significativement plus propres si l'on omet la coupure en W . Cette coupure permettant de nous placer loin du secteur des résonnances nous fait en effet perdre une bonne partie des événements $ep\gamma$ lorsque le photon est détecté dans EC. De fait, avec notre sélection $W > 2$ GeV, seuls 10% des événements $ep\gamma$ proviennent de EC. En admettant que

¹Les spectres en E_X des "bons" événements $ep\gamma$, pour IC, ont dû être décalés d'environ 100 MeV. Ce défaut de calibration n'a pas été élucidé à ce jour.

²Les spectres en P_x , P_y et E_X dans le cas de EC sont moins "propres" qu'attendus, même en tenant compte de la résolution moindre par rapport à IC. Ceci pourrait être dû à une contamination plus grande de π^0 .

Coupures	IC	EC
$P_{X\perp} = \sqrt{P_{Xx}^2 + P_{Xy}^2}$	90 MeV/c	150 MeV/c
Angle du cône (γ, X')	1.2°	2.7°
Angle de coplanarité	$\pm 1.5^\circ$	$\pm 3^\circ$

Tableau 5.1: Valeurs des coupures appliquées, selon le calorimètre dans lequel le photon a été détecté.

les spectres obtenus montrent bien le pic exclusif que nous cherchons, nous étudierons dans la section 5.5 la dépendance de nos résultats en fonction d'une coupure supplémentaire sur l'énergie manquante E_X . En effet, on s'attend à ce que les événements π^0 que nous devons soustraire demandent un surplus d'énergie minimum pour le second photon perdu³.

5.4 Découpage du domaine cinématique : intervalles choisis

Idéalement, nous voudrions fixer précisément nos variables cinématiques (x_B, Q^2, t, ϕ). En pratique, nous sommes obligés de choisir un découpage des données suivant un certain nombre d'intervalles (ou bins) de largeurs finies. Ce choix est fixé par la distribution des événements. Lorsque nous présenterons des résultats en fonction d'une certaine variable, les abscisses correspondront à la valeur moyenne de cette variable dans l'intervalle considéré. Les corrections dues aux tailles finies de bin sont discutées dans la section 5.7. La figure 5.14 illustre notre choix de découpage. Les distributions en ϕ sont découpées en 12 intervalles de 30°.

5.5 Asymétries des événements $ep\gamma X$

Les asymétries sont obtenues par

$$A = \frac{\sum_{\text{runs}} \frac{1}{P} (N^+ - N^-)}{\sum_{\text{runs}} (N^+ + N^-)} \quad (5.18)$$

où la polarisation P dépend (légèrement) du run (voir section 4.2).

Notons f la fraction de nos événements $ep\gamma X$ provenant de la décroissance de π^0 . Il est clair que cette fraction dépend de notre coupure E_X en énergie manquante. L'asymétrie brute des événements $ep\gamma X$ peut s'écrire :

$$A_{ep\gamma X} = (1 - f)A_{ep\gamma} + fA_{ep\pi^0}. \quad (5.19)$$

³Nous montrons les distributions simulées des photons issus de décroissances de π^0 pour les événements identifiés $ep\gamma$ dans la section 5.6.5.

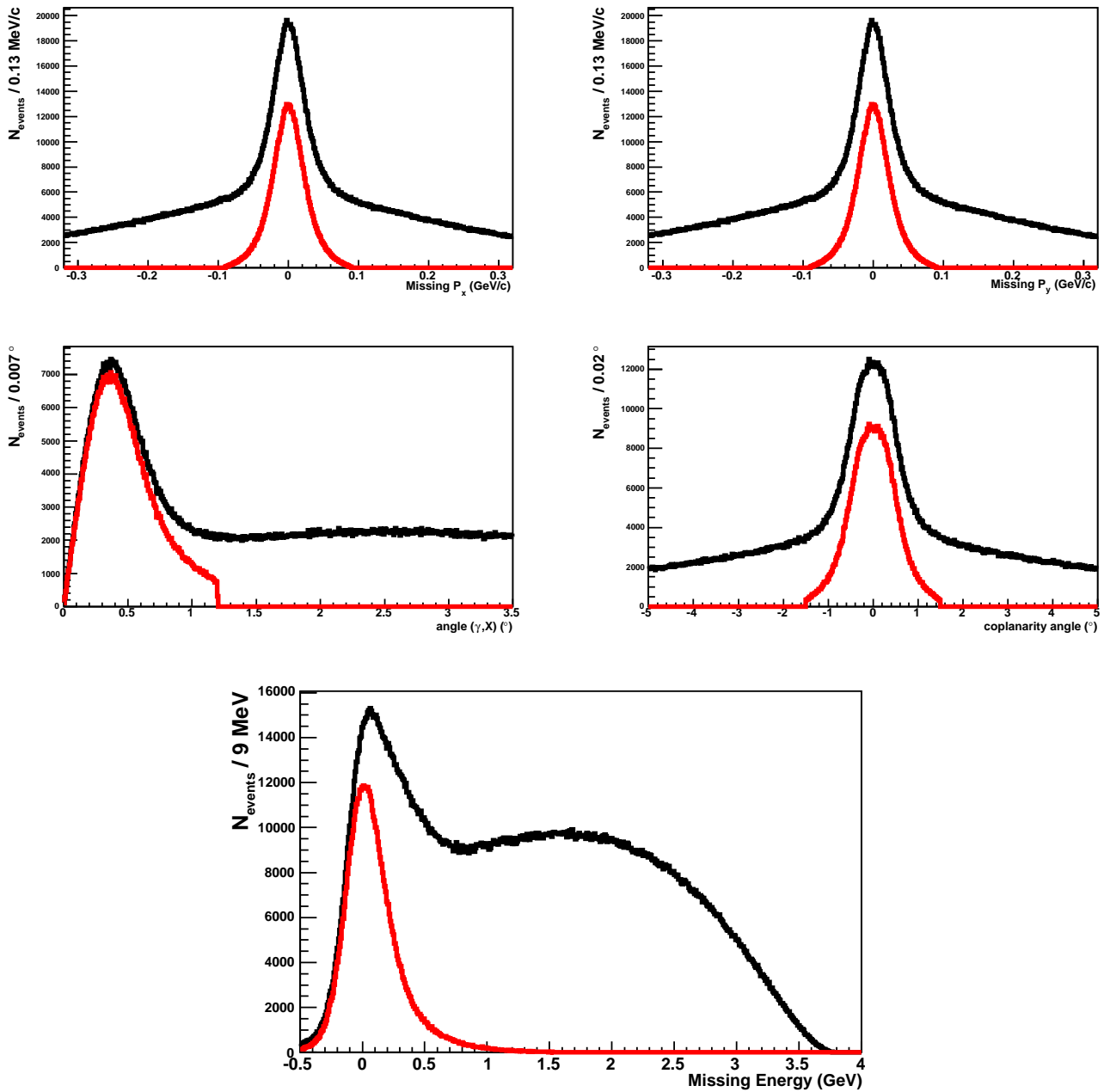


Figure 5.12: *Effets des coupures sur la sélection des événements avec photon dans IC.*

En noir, les spectres avant coupures, en rouge après coupures (sauf en énergie manquante). En haut l'impulsion manquante dans le plan transverse : à gauche, selon x , à droite selon y (en GeV/c). Au milieu, les angles : à gauche, l'angle du cône (γ, X'), à droite l'angle de coplanarité en degrés. En bas, effet sur l'énergie manquante (en GeV).

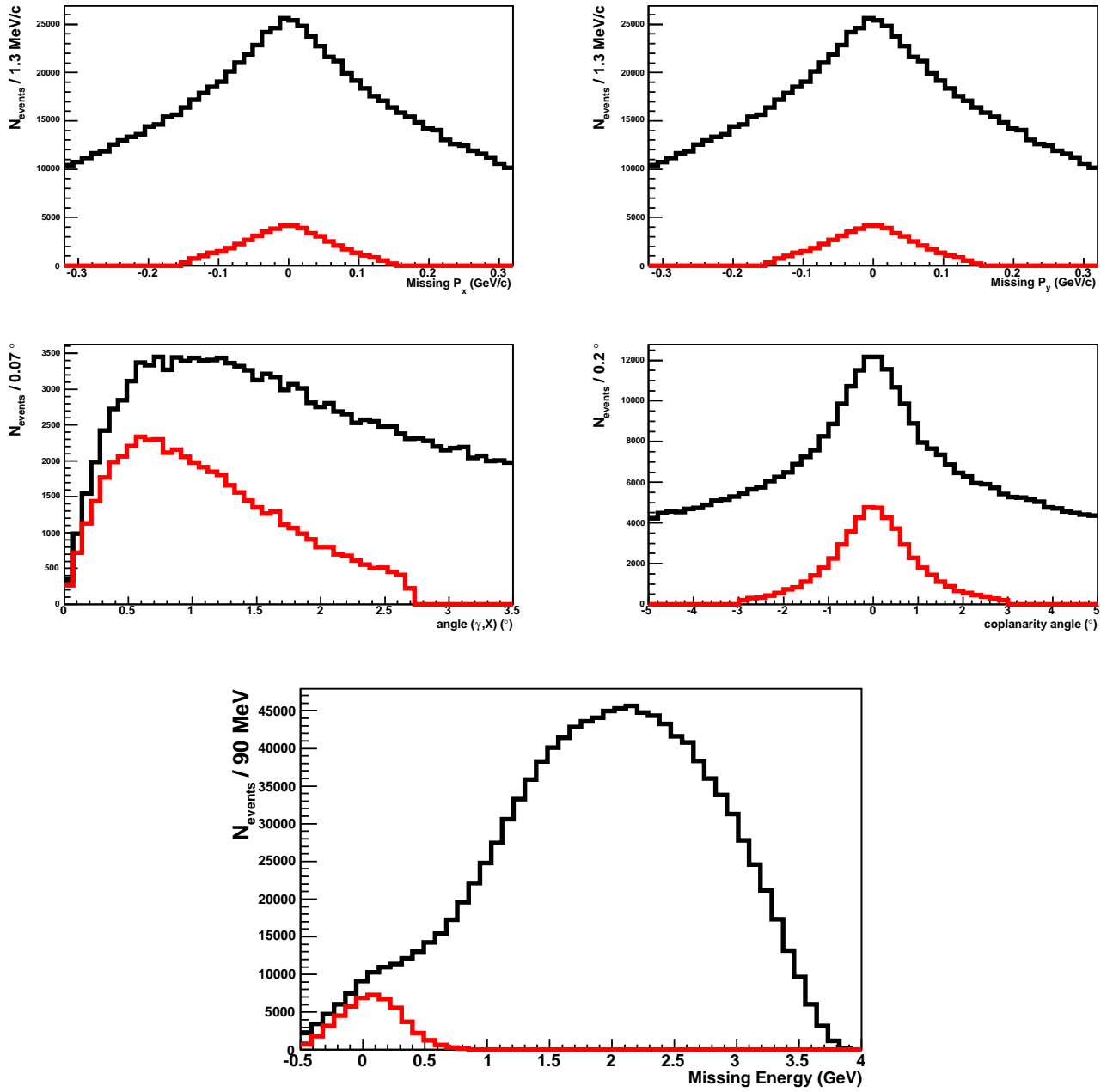


Figure 5.13: *Effets des coupures sur la sélection des événements, photon dans EC.*
Les spectres sont les mêmes que dans la figure 5.12.

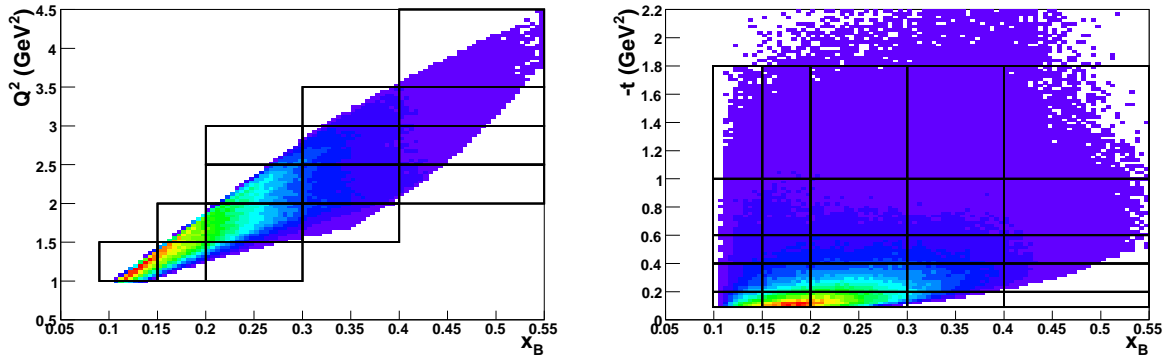


Figure 5.14: *Distributions cinématiques et découpage en bins des données : à gauche (Q^2, x_B) intégré en t et ϕ , à droite $(-t, x_B)$ intégré en Q^2 et ϕ (sur cette dernière, pour plus de clarté, les pixels avec moins que 5 événements ne sont pas représentés).*

Une variation de l'énergie manquante E_X induisant une variation monotone de f , cette équation montre le fait intuitif que, lorsque la fraction f de contamination varie de 0 à 1, l'asymétrie observée $A_{ep\gamma X}$ varie de $A_{ep\gamma}$ à $A_{ep\pi^0}$.

On utilise trois jeux de coupures en énergie manquante, dont les valeurs dépendent du calorimètre dans lequel le photon a été détecté. Celles-ci sont données dans le tableau 5.2.

Coupures	IC	EC
référence	$E_X < 300$ MeV	$E_X < 500$ MeV
moitié	$E_X < 150$ MeV	$E_X < 250$ MeV
serrée	$E_X < 0$ MeV	$E_X < 0$ MeV

Tableau 5.2: *Valeurs des coupures sur l'énergie manquante, selon le calorimètre dans lequel le photon a été détecté.*

On présente dans la figure 5.15 les asymétries intégrées en t en fonction de ϕ pour les coupures de référence sur E_X . La figure 5.16 montre une légère augmentation, en moyenne, des asymétries lorsque la coupure sur E_X est de plus en plus restrictive. Ceci est dû à l'élimination progressive de la contamination des événements $ep \rightarrow ep\pi^0$. Pour conserver le maximum de bons événements $ep\gamma$ (coupure E_X de référence), il est donc nécessaire de procéder à une évaluation et à une soustraction des événements π^0 .

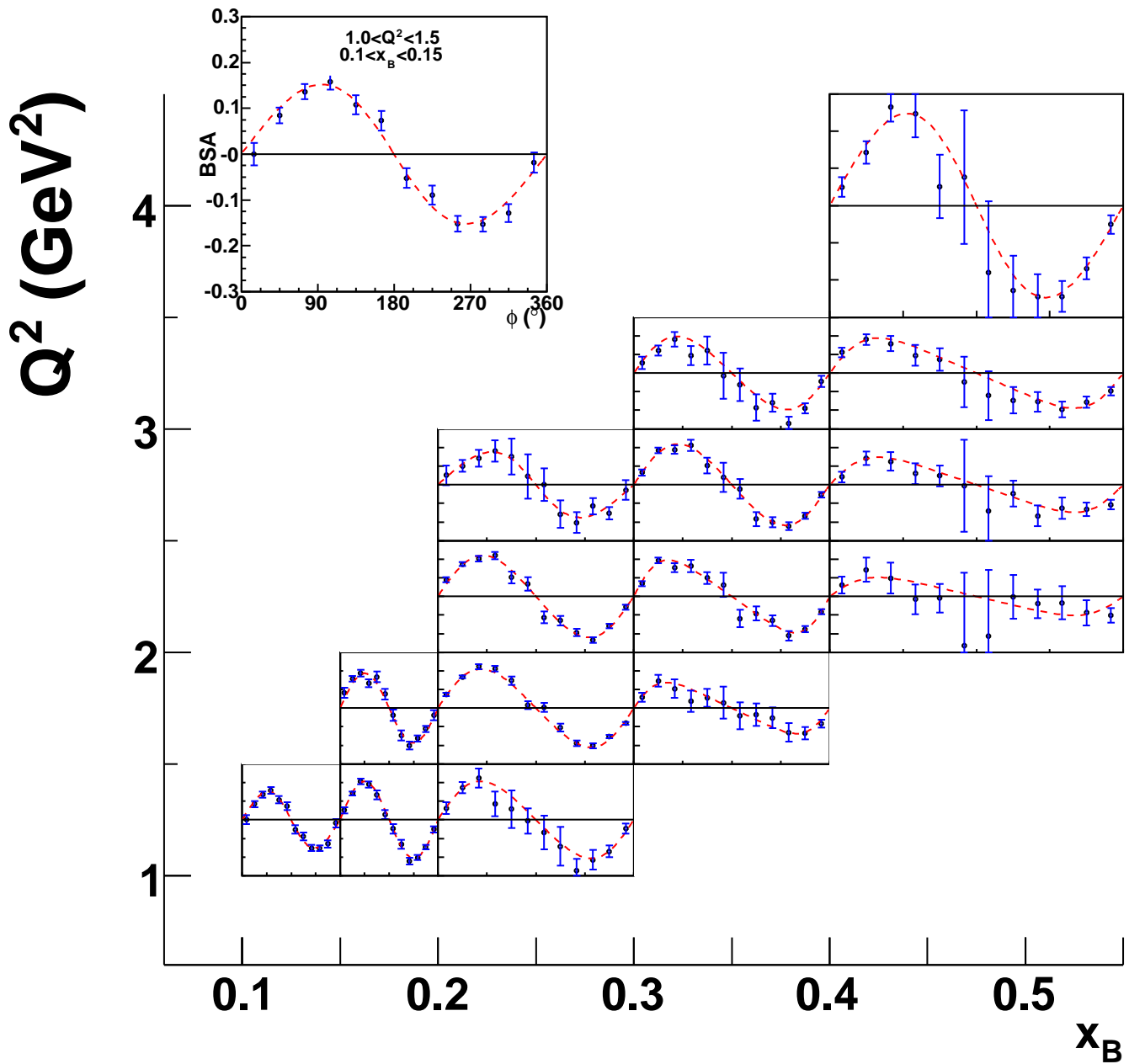


Figure 5.15: Asymétries des événements $ep\gamma X$ pour la coupure E_X de référence, intégrées sur t . Pour chacun des 15 bins en (x_B, Q^2) , la distribution en ϕ est montrée, ainsi que le résultat d'un ajustement par l'équation (1.89). Le cadre en haut à gauche est un agrandi du premier bin en (x_B, Q^2) , pour la lisibilité des échelles communes à tous les bins.

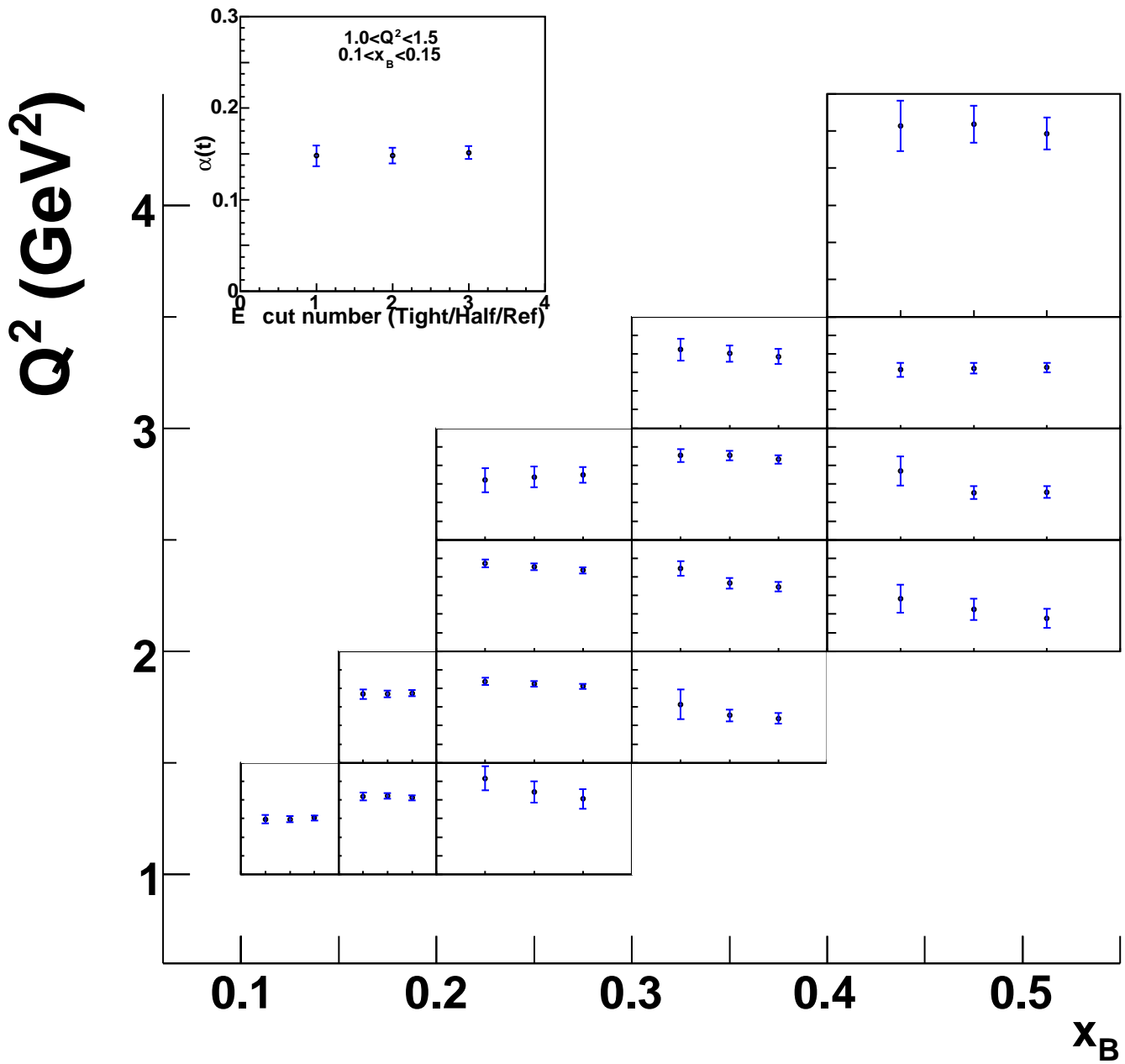


Figure 5.16: *Asymétries à $\phi = 90^\circ$ des événements $ep\gamma X$ fonction du jeu de coupures sur E_X .*

5.6 Soustraction de la contribution des événements π^0

Comme indiqué dans la section 5.3, les coupures d'exclusivité pour la sélection des événements DVCS ne peuvent pas complètement supprimer le bruit de fond provenant de l'électroproduction de pion neutres, à cause des événements pour lesquels la décroissance $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ était très asymétrique de sorte que l'un des photons, à faible énergie, est perdu. En conséquence, dans l'échantillon "exclusif" que nous avons collecté, le nombre d'événements dont la configuration a été sélectionné par nos coupures est la somme de deux termes, l'un correspondant aux vrais événements $ep \rightarrow ep\gamma$, l'autre correspondant aux configurations asymétriques de décroissance de pions neutres :

$$N_{ep \rightarrow ep\gamma X} = N_{ep\gamma} + N_{\pi^0}^{1\gamma} \quad (5.20)$$

et notre but dans cette section est de soustraire le nombre $N_{\pi^0}^{1\gamma}$.

5.6.1 Principe

Afin d'évaluer cette contamination, nous avons adopté la stratégie suivante. D'une part, nous pouvons compter le nombre $N_{\pi^0}^{2\gamma}(x_B, Q^2, t, \phi)$ de π^0 à 2 photons détectés, produits dans chaque bin cinématique. Ces événements ont une signature très propre. On a alors :

$$\sigma_{ep \rightarrow ep\pi^0} \propto \frac{N_{\pi^0}^{2\gamma}}{\text{Acc}_{\pi^0}^{2\gamma}} \quad (5.21)$$

où $\text{Acc}_{\pi^0}^{2\gamma}$ représente l'acceptance pour les événements π^0 à 2 photons détectés (pour des raisons de lisibilité, nous avons omis la dépendance en fonction des différentes variables cinématiques x_B, Q^2, t et ϕ). Nous pouvons encore utiliser les événements à un seul photon détecté,

$$\sigma_{ep \rightarrow ep\pi^0} \propto \frac{N_{\pi^0}^{1\gamma}}{\text{Acc}_{\pi^0}^{1\gamma}} \quad (5.22)$$

pour lesquels la décroissance asymétrique du π^0 a permis à l'événement de passer les coupures de sélection de la configuration $ep \rightarrow ep\gamma$. En particulier, $\text{Acc}_{\pi^0}^{1\gamma}$ est l'acceptance des événements π^0 pour les coupures sélectionnant la configuration $ep \rightarrow ep\gamma$. On déduit alors de ces équations que :

$$N_{\pi^0}^{1\gamma} = N_{\pi^0}^{2\gamma} \frac{\text{Acc}_{\pi^0}^{1\gamma}}{\text{Acc}_{\pi^0}^{2\gamma}} \quad (5.23)$$

qui est une formule fort commode : $N_{\pi^0}^{2\gamma}$ est mesurable, et le rapport d'acceptance $\text{Acc}_{\pi^0}^{1\gamma}/\text{Acc}_{\pi^0}^{2\gamma}$ n'est dû essentiellement qu'à des effets géométriques et de seuils. Pourvu que nous maîtrisons bien la résolution de notre dispositif, il est possible d'évaluer ce rapport d'acceptances à un (mimant les événements DVCS) et deux photons (proprement identifiables) issus des π^0 , via

$$\frac{\text{Acc}_{\pi^0}^{1\gamma}}{\text{Acc}_{\pi^0}^{2\gamma}} = \frac{N_{\pi^0}^{1\gamma \text{simu}}}{N_{\pi^0}^{2\gamma \text{simu}}} \quad (5.24)$$

Pour ce faire, j'ai écrit un programme de simulation Monte-Carlo rapide, dont le principe est le suivant : on génère un état final (DVCS ou π^0) avec une section efficace différentielle typique, puis l'on modifie les angles et les énergies des particules en accord avec la résolution du détecteur. Notons qu'il est nécessaire de produire, outre des événements π^0 , également des événements DVCS, afin de vérifier que les résolutions simulées sont bien conformes aux résolutions obtenues dans les données. Le programme contient une description analytique de l'acceptance géométrique du détecteur, reproduisant la réalité avec une précision suffisante pour évaluer un rapport d'acceptance. Ainsi, le programme est dit rapide (fast-MC) car il ne reproduit pas tous les processus dans chaque matériau traversé, ni ne contient une description détaillée de tous ces matériaux, mais ne s'attache qu'à reproduire les résolutions supposées connues. Grâce à une grande statistique, il est alors possible d'appliquer exactement les mêmes coupures que pour la sélection d'événements physiques, soit DVCS soit π^0 . En partant d'un échantillon de π^0 , on peut alors former le rapport du nombre d'événements $N_{\pi^0}^{1\gamma}/N_{\pi^0}^{2\gamma}|_{\text{simu}}$ égal au rapport d'acceptances que l'on cherche.

5.6.2 Modélisation

On commence par construire un événement tiré au hasard de façon uniforme à l'intérieur de tout notre domaine cinématique. Puis l'on choisit de garder l'événement par la méthode d'acceptation-réjection de Von Neumann décrite par exemple dans la partie *Monte Carlo Techniques* de [64].

Génération des événements

La section efficace approximative que nous avons utilisée peut se mettre sous la forme :

$$\frac{d^4\sigma}{dQ^2 dx_B dt d\phi} \propto \left(\frac{Q_0^2}{Q^2}\right)^\alpha \times \frac{1}{(1+bt)^\beta} \times \frac{1}{1 + \left(\frac{x_B - 0.3}{c}\right)^2} \times (1 - d \times [1 - \cos\phi]) \quad (5.25)$$

Cette paramétrisation se justifie comme suit. La dépendance :

- en Q^2 reproduit le comportement asymptotique dans le régime de Bjorken (*scaling*);
- en t correspond à la paramétrisation dipolaire des facteurs de forme du proton;
- en x_B permet de tenir compte des distributions de partons;
- en ϕ doit être faible pour les π^0 et sert à reproduire grossièrement la forme attendue dans le cas DVCS.

Les valeurs des paramètres que nous avons utilisées pour cette section efficace approximative sont données dans le tableau 5.3 pour les configurations DVCS et π^0 . Dans la suite de cette section, nous n'utilisons que les événements $ep \rightarrow ep\pi^0$ simulés.

Les acceptances calculées sont, à la limite de bins élémentaires en (x_B, Q^2, t, ϕ) petits, indépendantes des distributions d'événements générés. Ceci est encore plus vrai pour un rapport d'acceptances, et justifie donc la modélisation "simpliste" de l'équation (5.25).

Paramètres	DVCS	π^0
Q_0^2	1 GeV ²	1 GeV ²
α	2	3
b	$-\frac{1}{0.71}$ GeV ²	$-\frac{1}{0.71}$ GeV ²
β	4	4
c	0.3	0.3
d	0.4	0

Tableau 5.3: Valeurs des paramètres pour la section efficace.

Résolutions des détecteurs

Les résolutions utilisées pour CLAS ont été tirées de l'article de référence [44]. Pour les résolutions des chambres à dérive :

$$\frac{\sigma_p}{p} = f_1 \times \left[\frac{\theta}{35^\circ} \right]^{0.7} \times \left[0.0018p \oplus \frac{0.0033}{\beta} \right] \times \frac{3375 \text{ A}}{I} \quad (5.26)$$

$$\sigma_\theta^{\text{mrad}} = f_2 \times \left[0.55 \oplus \frac{1.39}{p\beta} \right] \quad (5.27)$$

$$\sigma_\phi^{\text{mrad}} = f_3 \times \left[3.73 \oplus \frac{3.14}{p\beta} \right] \quad (5.28)$$

$$(5.29)$$

Nous avons introduit 3 facteurs permettant d'ajuster ces résolutions, f_1 en impulsion, f_2 et f_3 respectivement en angles polaire et azimuthal. $I = 2099 \text{ A}$ est le courant dans le tore de CLAS (voir section 2.2.1) et tient en compte la perte de résolution par rapport au courant maximal. La dépendance en θ dans l'équation 5.26 a été introduite par nous pour tenir compte de la variation angulaire de l'intégrale de champ. Les incertitudes d'alignement des différents éléments (détecteurs et aimants) peuvent également dégrader ces résolutions. Enfin, rappelons encore le fait que nous avons reculé la cible en amont du centre de CLAS par rapport à la configuration décrite dans [44] (voir la section 2.2).

Pour les résolutions du calorimètre EC :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.116}{\sqrt{E}} \quad (5.30)$$

$$\sigma_\theta \approx \sigma_\phi \approx \frac{2.3 \text{ cm}}{580 \text{ cm}} = 4 \text{ mrad} \quad (5.31)$$

Les résolutions pour le calorimètre EC sont standards, et n'ont pas de raison particulière d'être dégradées. Nous n'avons donc pas ajouté de facteur d'ajustement pour celles-ci.

Enfin, pour les résolutions du calorimètre IC :

$$\frac{\sigma_E}{E} = 0.024 \oplus \frac{0.033}{\sqrt{E}} \oplus \frac{0.019}{E} \quad (5.32)$$

$$\sigma_\theta^{\text{rad}} = f_{\text{pos}} \left[\frac{0.003}{\sqrt{E}} \oplus 0.013 \times \theta \right] \quad (5.33)$$

$$\sigma_\phi^{\text{rad}} = f_{\text{pos}} \times \frac{0.003}{\sqrt{E}} \quad (5.34)$$

$$(5.35)$$

Nous avons une bonne confiance dans la résolution en énergie que nous avons évaluée, notamment *via* la largeur du pic π^0 de calibration. La résolution en position n'étant en revanche évaluée qu'à partir de la simulation, nous introduisons un coefficient supplémentaire f_{pos} pour ajuster cette résolution. Le second terme dans l'équation 5.33 permet de tenir compte de la longueur de la cible.

Le but initial de notre programme fast-MC est la soustraction des événements π^0 passant les coupures de sélection DVCS. Pour évaluer ce nombre, nous avons obtenu le rapport d'acceptances $\text{Acc}_{\pi^0}^{1\gamma}/\text{Acc}_{\pi^0}^{2\gamma}$ dans chaque bin cinématique (x_B, Q^2, t, ϕ) . Nous avons généré environ 100 fois plus d'événements π^0 que d'événements $ep\gamma$ attendus, soit 10^8 contre 10^6 [52].

Afin de calculer les coefficients f_1, f_2, f_3 et f_{pos} , nous comparons les largeurs obtenues par notre programme fast-MC aux résolutions expérimentales. L'ajustement de ces coefficients procède de façon itérative. Nous avons choisi d'utiliser les largeurs simulées sur les largeurs des événements sélectionnés π^0 à deux photons, car le bruit de fond physique associé n'influe pas sur les largeurs mesurées. En effet, ce bruit de fond non résonnant a une distribution uniforme sous les pics observés. En revanche, dans le cas des événements sélectionnés DVCS, les événements π^0 asymétriques peuvent élargir les pics observés.

Les spectres observés d'événements π^0 présentent des largeurs distinctes selon leurs topologies. Nous classons ces événements selon le calorimètre dans lequel chacun des deux photons a été détecté. Les spectres sont donnés sur les figures 5.17, 5.18 et 5.19 respectivement dans les cas où les deux photons ont été détectés dans IC, un photon dans IC et un dans EC, et enfin les deux photons dans EC. En bleu sur ces spectres on peut voir les spectres expérimentaux, et en rouge les spectres simulés. Les coefficients d'ajustement des résolutions que nous avons utilisés sont : $f_1 = 3.4, f_2 = 2.5, f_3 = 4$ et $f_{\text{pos}} = 1.2$. Les valeurs élevées de ces facteurs correctifs confirment que la résolution de l'ensemble CLAS+solénoïde n'est pas celle attendue. Ce problème doit être éclairci avant la continuation de l'expérience en 2008, et l'upgrade à 12 GeV, mais il n'affecte pas la validité de nos résultats. L'accord entre données et simulations est correct pour la configuration IC, et moins satisfaisant dans le cas où au moins un photon est détecté dans EC. Cependant, la grand majorité des événements qui nous intéressent concerne IC.

Nous comparons également les spectres obtenus avec les événements DVCS. Ces spectres sont donnés dans les figures 5.20 et 5.21 pour le cas où le photon est détecté respectivement dans les calorimètres IC et EC. Le bon accord entre les spectres expérimentaux

et les spectres simulés indique que la contamination sous le pic exclusif DVCS doit être faible, surtout pour la majorité des événements pour lesquels le photon est détecté dans IC. Cette conclusion qualitative doit bien entendu être confirmée quantitativement par notre étude.

Résultats

La procédure est très simple : une fois produits les fichiers de simulation avec la statistique suffisante, nous reproduisons la même analyse que pour les événements sélectionnés DVCS (présentée dans la section 5.3), et nous obtenons ainsi le nombre $N_{\pi^0}^{1\gamma}$ de π^0 “asymétriques” (à un photon) nous contaminant. Simultanément, nous reproduisons également la même analyse que pour la sélection π^0 à deux photons (présentée dans la section 5.6.3), obtenant corrélativement le nombre $N_{\pi^0}^{2\gamma}$ de π^0 passant les coupures à deux photons détectés. Enfin, nous utilisons l’équation

$$r = \frac{\text{Acc}_{\pi^0}^{1\gamma}}{\text{Acc}_{\pi^0}^{2\gamma}} = \frac{N_{\pi^0}^{1\gamma}}{N_{\pi^0}^{2\gamma}} \Big|_{\text{simu}} \quad (5.36)$$

pour trouver le rapport d’acceptances. Ces résultats sont illustrés figures 5.22 et 5.23, montrant l’évolution du rapport d’acceptances r en fonction respectivement de ϕ pour $0.4 < |t| < 0.6$, et en fonction de t intégré en ϕ , pour les bins en (x_B, Q^2) que nous avons choisis. Ce rapport est faible, entre 10 et 20% pour la plupart des bins, ce qui signifie que nos coupures de sélection DVCS sont assez contraignantes. On peut néanmoins voir sur la figure 5.23 qu’il augmente avec t .

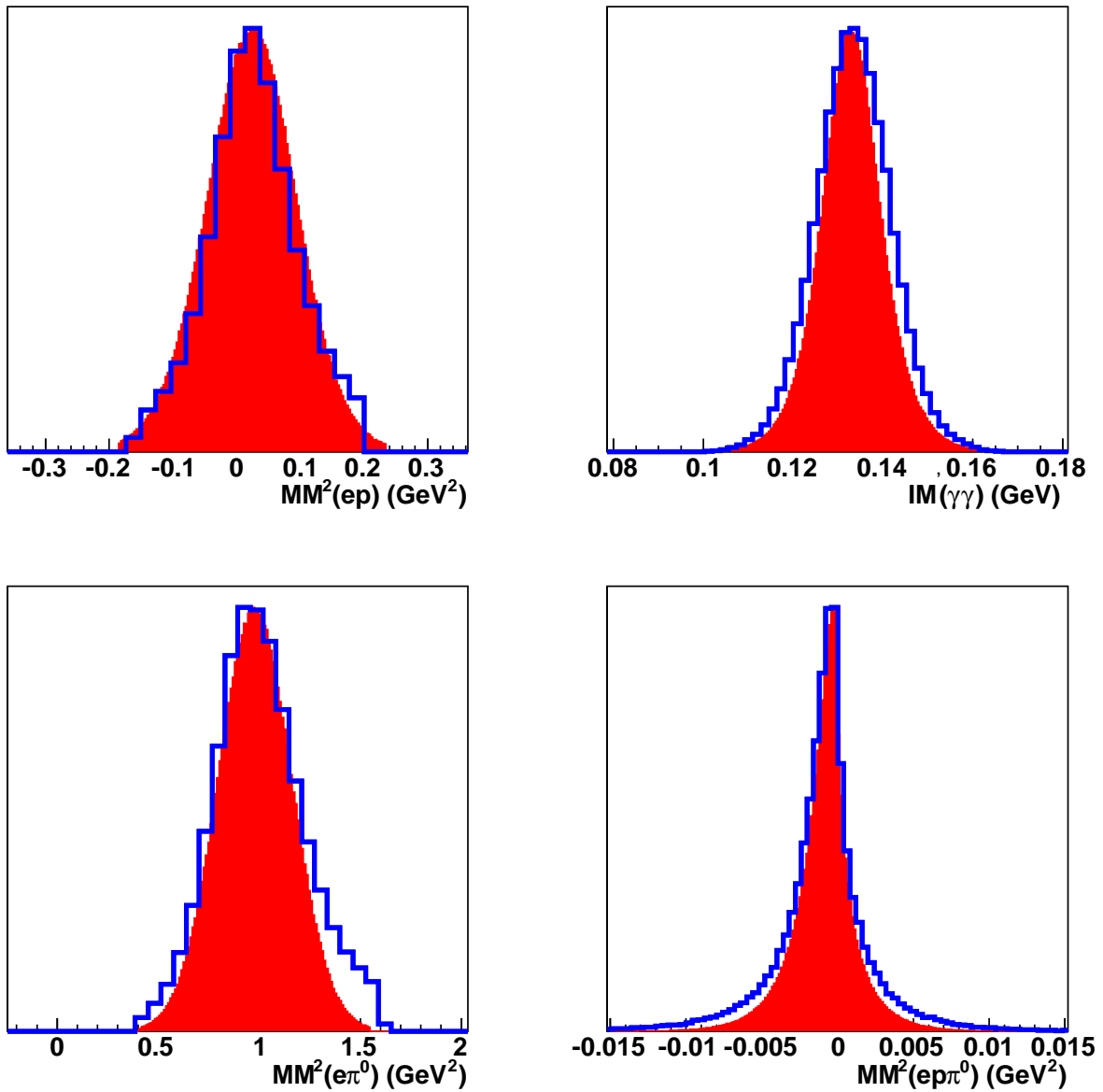


Figure 5.17: Comparaison des résolutions, sélection d'événements $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \in (IC, IC)$. En bleu, les spectres expérimentaux, en rouge les spectres simulés, normalisés. En haut à gauche, la masse manquante carrée $ep \rightarrow epX$. En haut à droite, la masse invariante $\gamma\gamma$. En bas à gauche, la masse manquante carrée $ep \rightarrow e\pi^0X$. En bas à droite, la masse manquante carrée $ep \rightarrow e\pi^0X$.

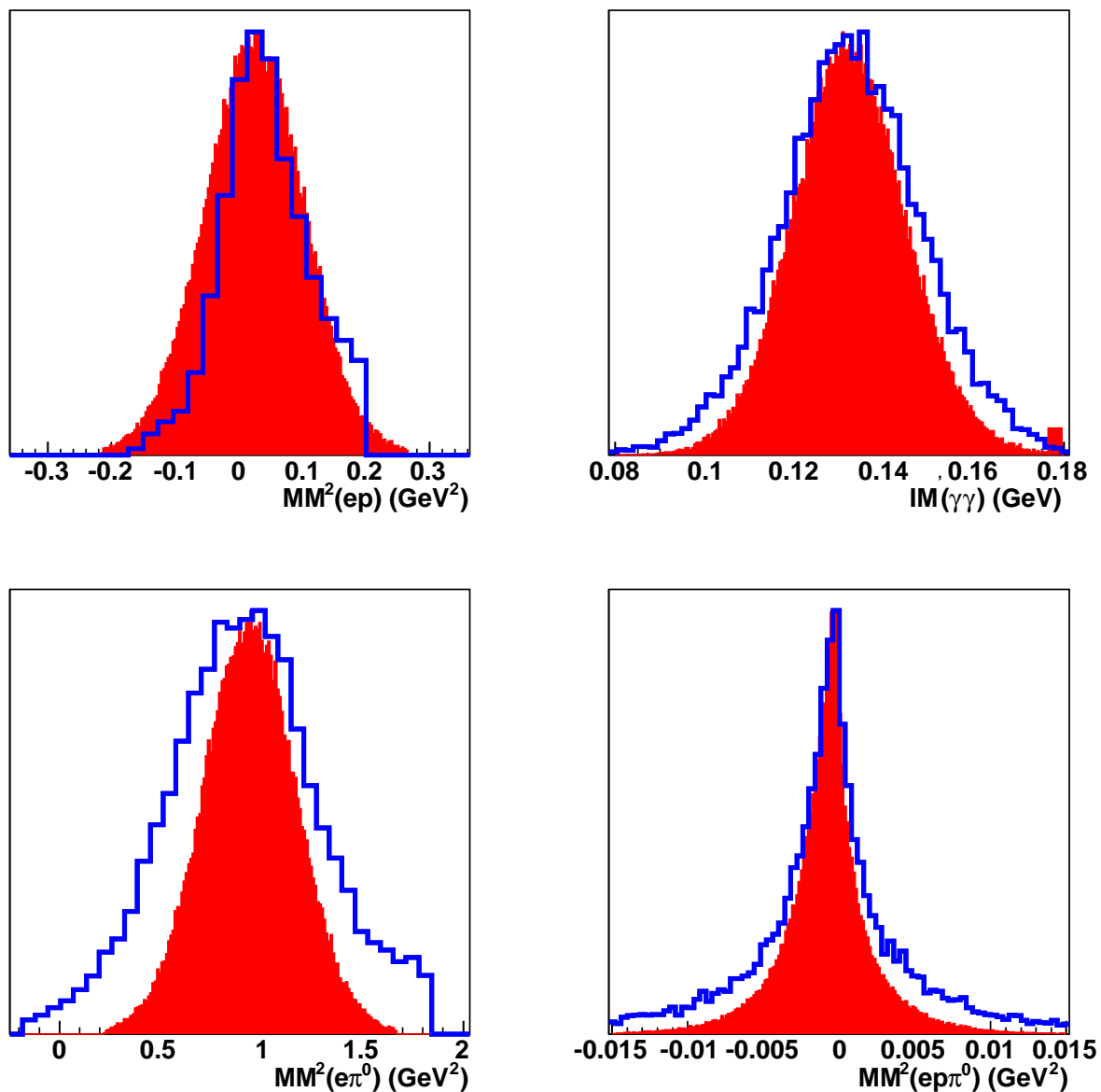


Figure 5.18: *Comparaison des résolutions, sélection d'événements $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \in (IC, EC)$.
Les spectres sont les mêmes que dans la figure 5.17.*

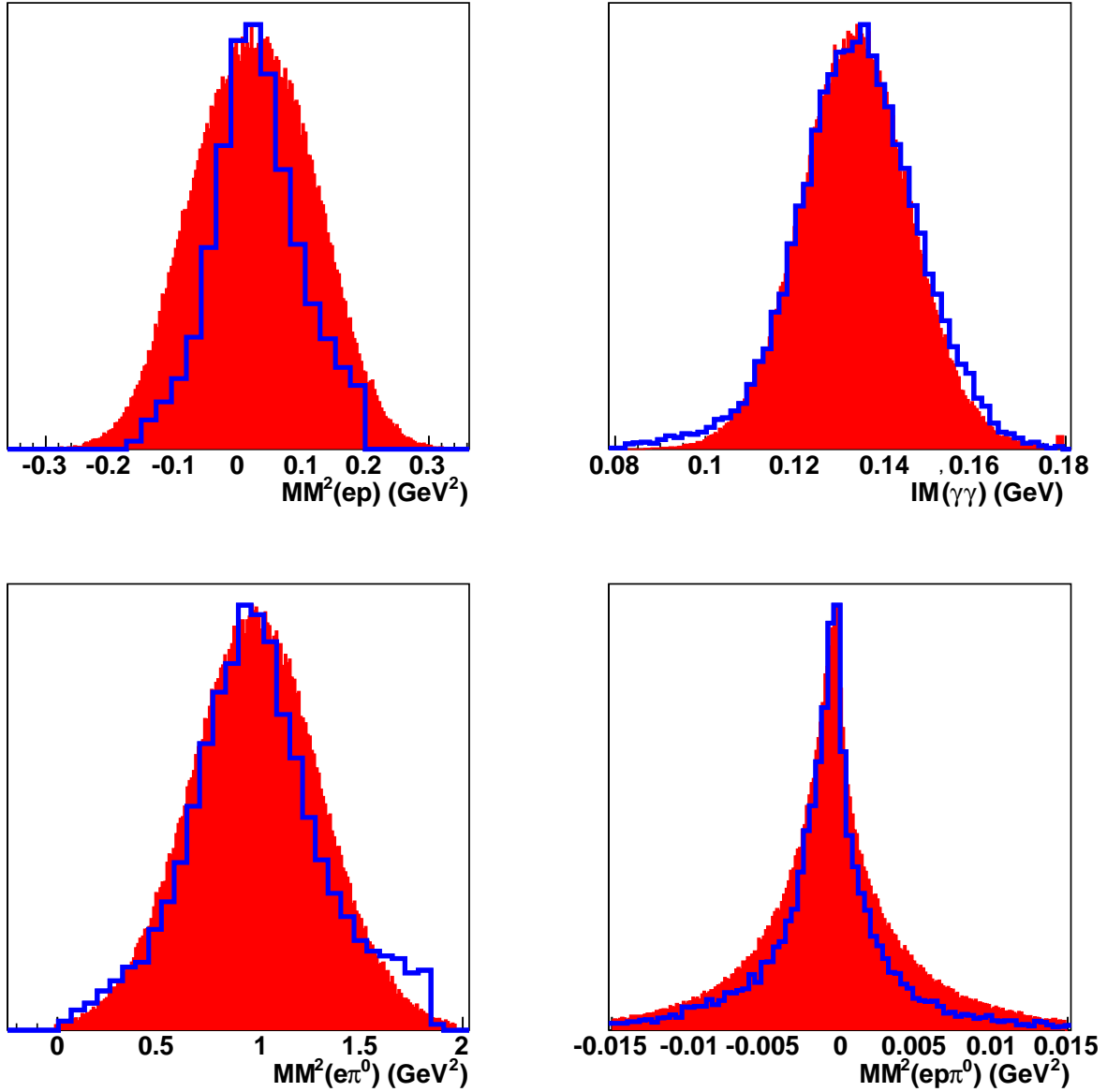


Figure 5.19: *Comparaison des résolutions, sélection d'événements $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \in (EC, EC)$.
 Les spectres sont les mêmes que dans la figure 5.17.*

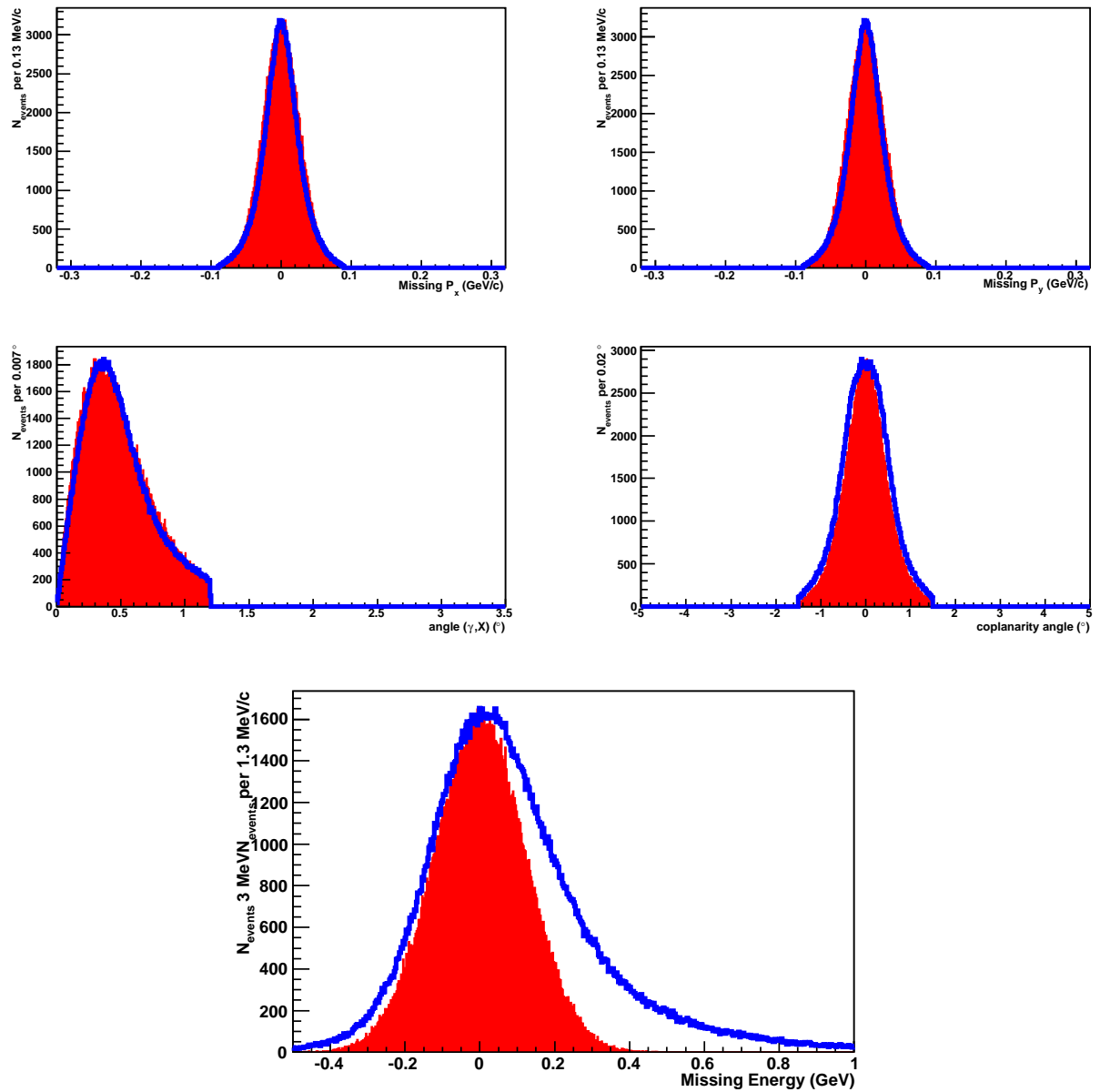


Figure 5.20: *Comparaison des résolutions pour les événements $e\gamma$ avec $\gamma \in IC$. Les spectres sont les mêmes que dans la figure 5.12*

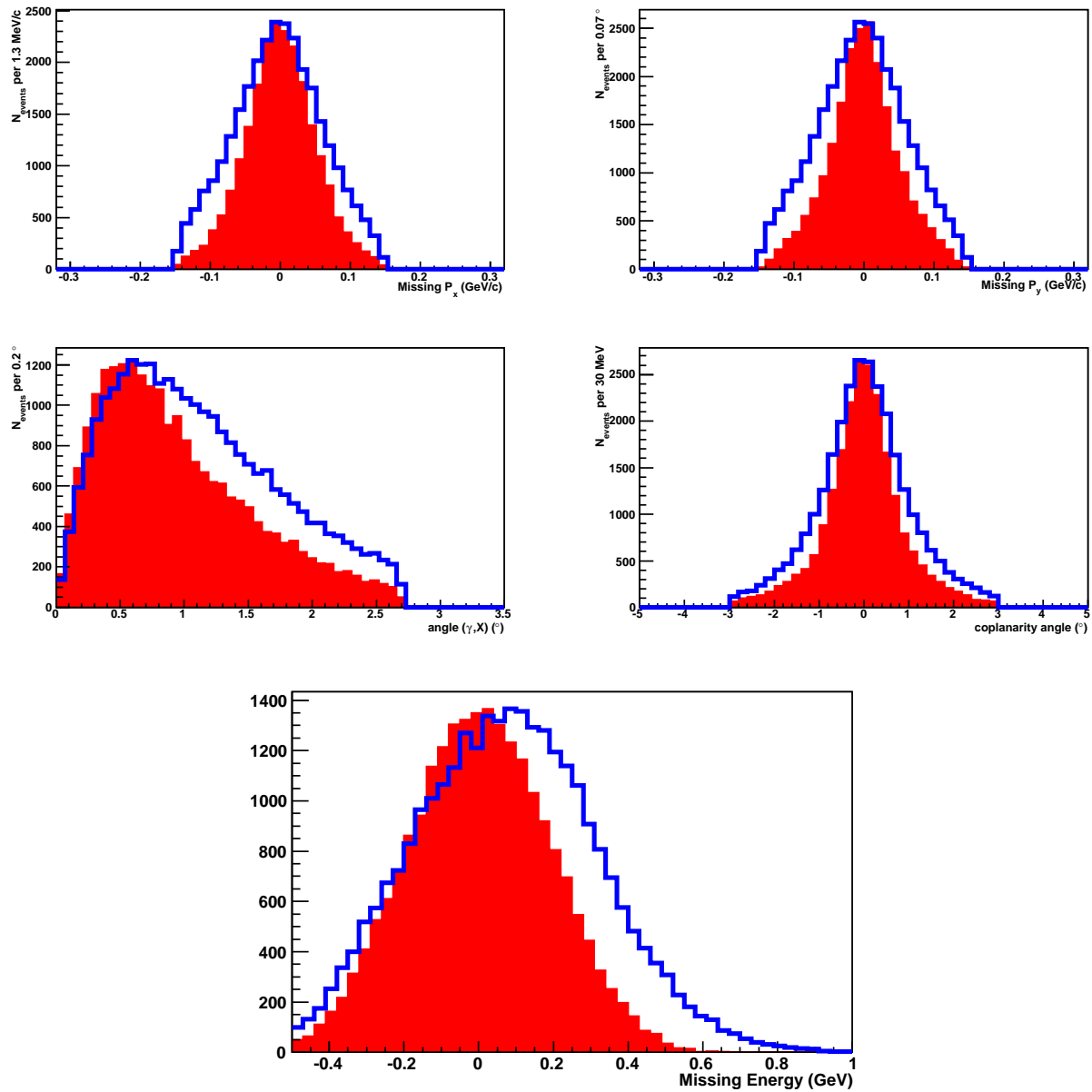


Figure 5.21: Comparisons des résolutions pour les événements $e\gamma\gamma$ avec $\gamma \in EC$.
Les spectres sont les mêmes que dans la figure 5.20.

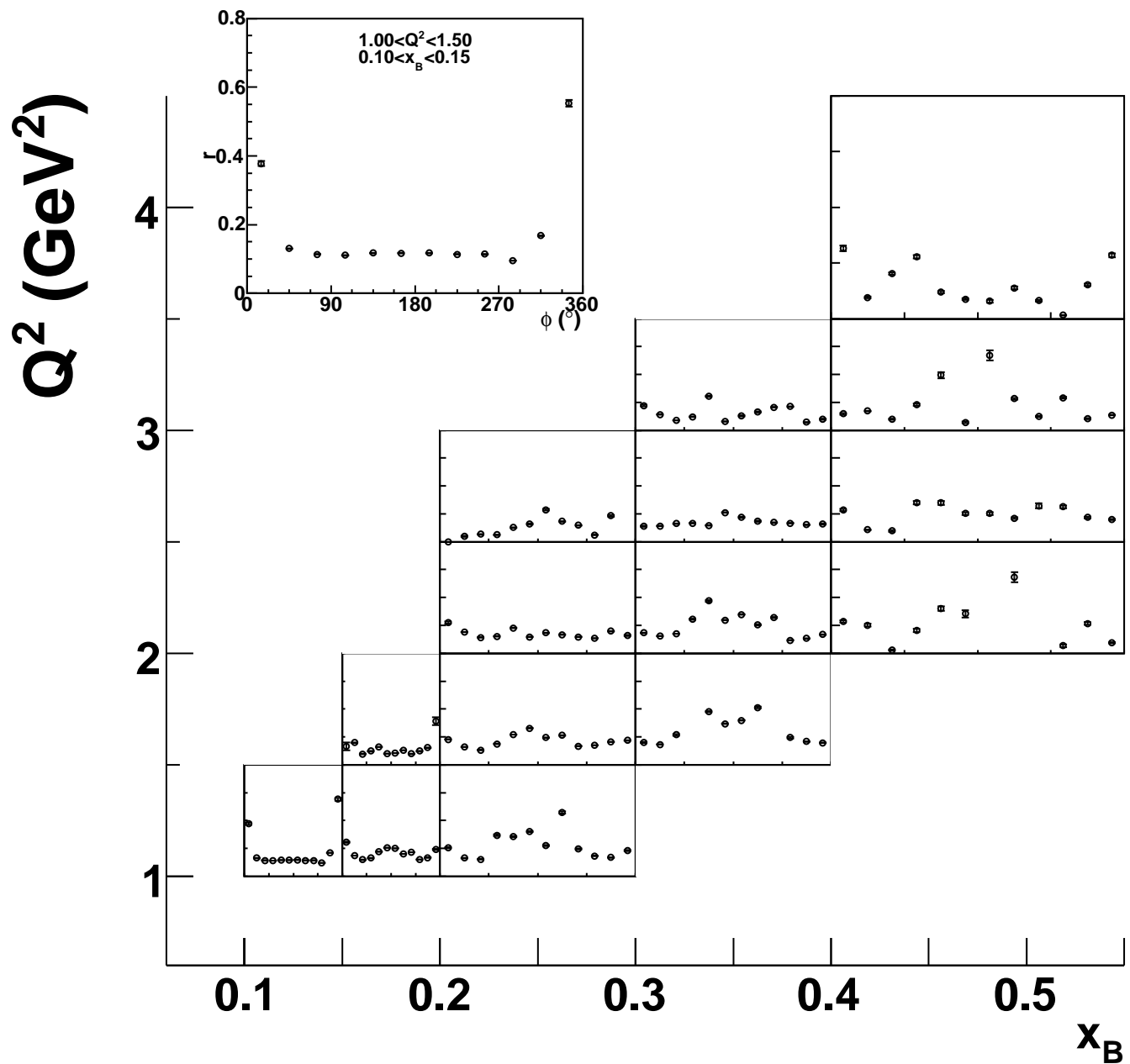


Figure 5.22: Rapport r d'acceptances pour les π^0 à un et deux photons en fonction de ϕ , pour $0.4 < |t| < 0.6$ GeV².

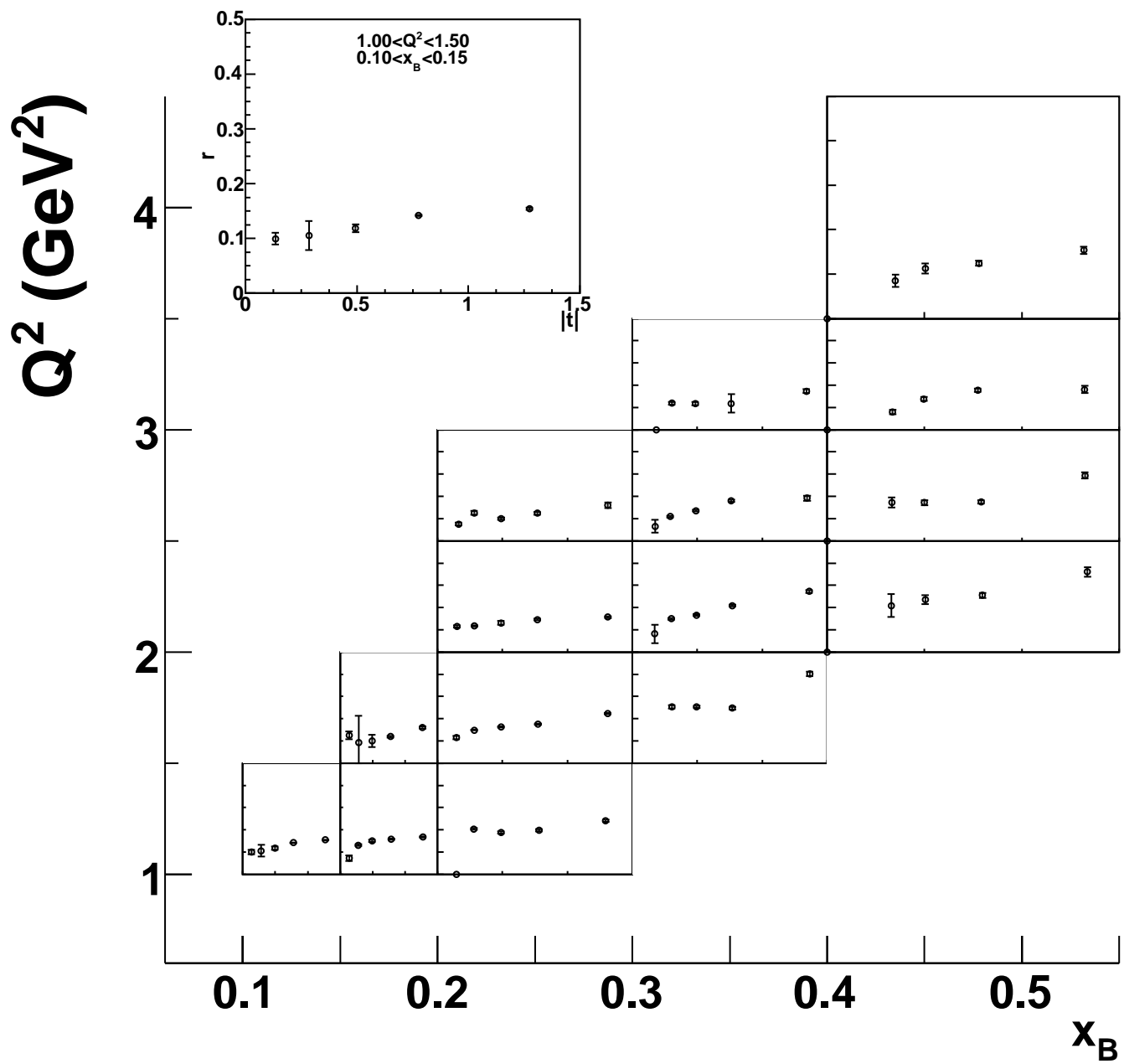


Figure 5.23: Rapport r d'acceptances pour les π^0 à un et deux photons en fonction de t , intégré en ϕ .

5.6.3 Sélection des événements π^0

Nous résumons ici la sélection des événements π^0 , avec décroissance du pion en 2 photons. Ceux-ci interviennent dans le calcul du bruit de fond physique par l'équation (5.23).

Certains spectres de l'identification des événements π^0 ont déjà été présentés dans les figures 5.17 à 5.19. Pour tous les événements, on ne garde que ceux pour lesquels [65] :

- exactement 2 photons ont été détectés
- $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$
- $W > 2 \text{ GeV}$
- $p_e > 0.8 \text{ GeV}/c$
- $-3 < t < -0.09 \text{ GeV}^2$
- pour l'angle entre le π^0 détecté et X dans $ep \rightarrow epX$, on impose que $\theta_{\pi^0, X} < 1.5^\circ$
- pour les photons dans EC, on impose pour l'angle polaire : $\theta_\gamma > 16.8^\circ$, et pour l'angle d'ouverture entre les deux photons : $\theta_{\gamma\gamma} > 4.5^\circ$
- la première coupure de sélection des événements ne porte que sur l'électron et le proton, dont la masse manquante doit être proche de la masse du π^0 , à 3σ près : $|\text{MM}_{ep \rightarrow epX}^2 - 0.02| < 3 * 0.06$.

Les coupures suivantes de sélection des événements impliquent les deux photons. On impose que la masse manquante de l'électron et du pion $\text{MM}_{ep \rightarrow e\pi^0 X}^2$ soit proche de la masse du proton. Afin d'éliminer le bruit de fond, on impose encore que la masse invariante des deux photons $\text{IM}_{\gamma\gamma}$ prennent la valeur attendue⁴. Les résolutions correspondantes dépendent des calorimètres impliqués. On note γ_1 le photon le plus énergétique et γ_2 le second photon détecté. Le tableau 5.4 résume les valeurs numériques pour ces coupures.

	$ \text{MM}_{ep \rightarrow e\pi^0 X}^2 - \mu < 3 * \sigma$	$ \text{IM}_{\gamma_1\gamma_2} - \mu < 3 * \sigma$
$(\gamma_1, \gamma_2) \in (\text{IC}, \text{IC})$	$\mu = 1.00$ et $\sigma = 0.20$	$\mu = 0.136$ et $\sigma = 0.007$
$(\gamma_1, \gamma_2) \in (\text{EC}, \text{EC})$	$\mu = 0.85$ et $\sigma = 0.30$	$\mu = 0.133$ et $\sigma = 0.011$
$(\gamma_1, \gamma_2) \in (\text{IC}, \text{EC})$	$\mu = 1.00$ et $\sigma = 0.22$	$\mu = 0.137$ et $\sigma = 0.011$
$(\gamma_1, \gamma_2) \in (\text{EC}, \text{IC})$	$\mu = 0.80$ et $\sigma = 0.30$	$\mu = 0.134$ et $\sigma = 0.010$

Tableau 5.4: Valeurs des coupures appliquées, selon les calorimètres dans lesquels les photons ont été détectés.

⁴Il existe une corrélation cinématique entre $\text{IM}_{\gamma_1\gamma_2}$ et $\text{MM}_{ep \rightarrow e\pi^0 X}^2$, prise en compte dans l'analyse des données. Dans la simulation, il n'est pas nécessaire d'appliquer cette coupure car il n'y a pas de bruit de fond.

Bien que nous ne fassions pas usage explicite de cette quantité, il est utile de connaître les asymétries pour la réaction $ep \rightarrow ep\pi^0$. Celles-ci sont illustrées dans l'appendice B. Nous verrons qu'elles sont de l'ordre du tiers des asymétries pour la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$, et de même signe.

Le rapport du nombre $N_{\pi^0}^{2\gamma}$ d'événements π^0 à deux photons détectés aux nombres $N_{ep\gamma X}$ est noté ρ . Il est représenté en fonction de ϕ pour le bin $0.4 < |t| < 0.6 \text{ GeV}^2$ sur la figure 5.24, et en fonction de t , intégré en ϕ , sur la figure 5.25.

5.6.4 Evaluation du nombre d'événements π^0 sous le pic DVCS

Nous avons réuni tous les ingrédients pour évaluer le nombre de nos événements faussement identifiés $ep\gamma$, provenant de la contamination π^0 à décroissance asymétrique et un seul photon détecté. Ce nombre, donné par l'équation 5.23 doit être calculé dans chaque bin cinématique élémentaire (x_B, Q^2, t, ϕ) . C'est ce nombre qui est soustrait, pour chaque état de polarisation du faisceau et pour tous les bins en (x_B, Q^2, t, ϕ) , du nombre d'événements $N_{ep\gamma X}$ obtenu en section 5.3. Pour illustrer son importance relative, la figure 5.26 donne le produit $r\rho = N_{\pi^0}^{1\gamma}/N_{ep\gamma X}$ en fonction de ϕ pour $0.4 < |t| < 0.6 \text{ GeV}^2$, et la figure 5.27 illustre la dépendance en t , intégrée en ϕ . Noter que certaines oscillations observées séparément dans les quantités r et ρ , dues à la géométrie de CLAS en six secteurs, disparaissent dans le produit $r\rho$, qui peut être identifié à la fraction f dans l'équation 5.19.

5.6.5 Distributions simulées des d'événements π^0 sous le pic DVCS

Les figures 5.28 et 5.29 illustrent les distributions simulées des événements π^0 identifiés comme $ep \rightarrow ep\gamma$ respectivement pour le cas où le photon a été détecté dans IC et dans EC, en fonction des variables de sélection $ep\gamma$, comme dans les figures 5.12 et 5.13 pour les données. On a porté sur les distributions en énergie manquante deux lignes bleues indiquant les jeux de coupure de référence et serrée (tableau 5.5). Conformément à nos attentes, les coupures serrées rejettent la plupart des événements de contamination π^0 , réduisant la fraction f d'un facteur 4 pour IC et 3 pour EC.

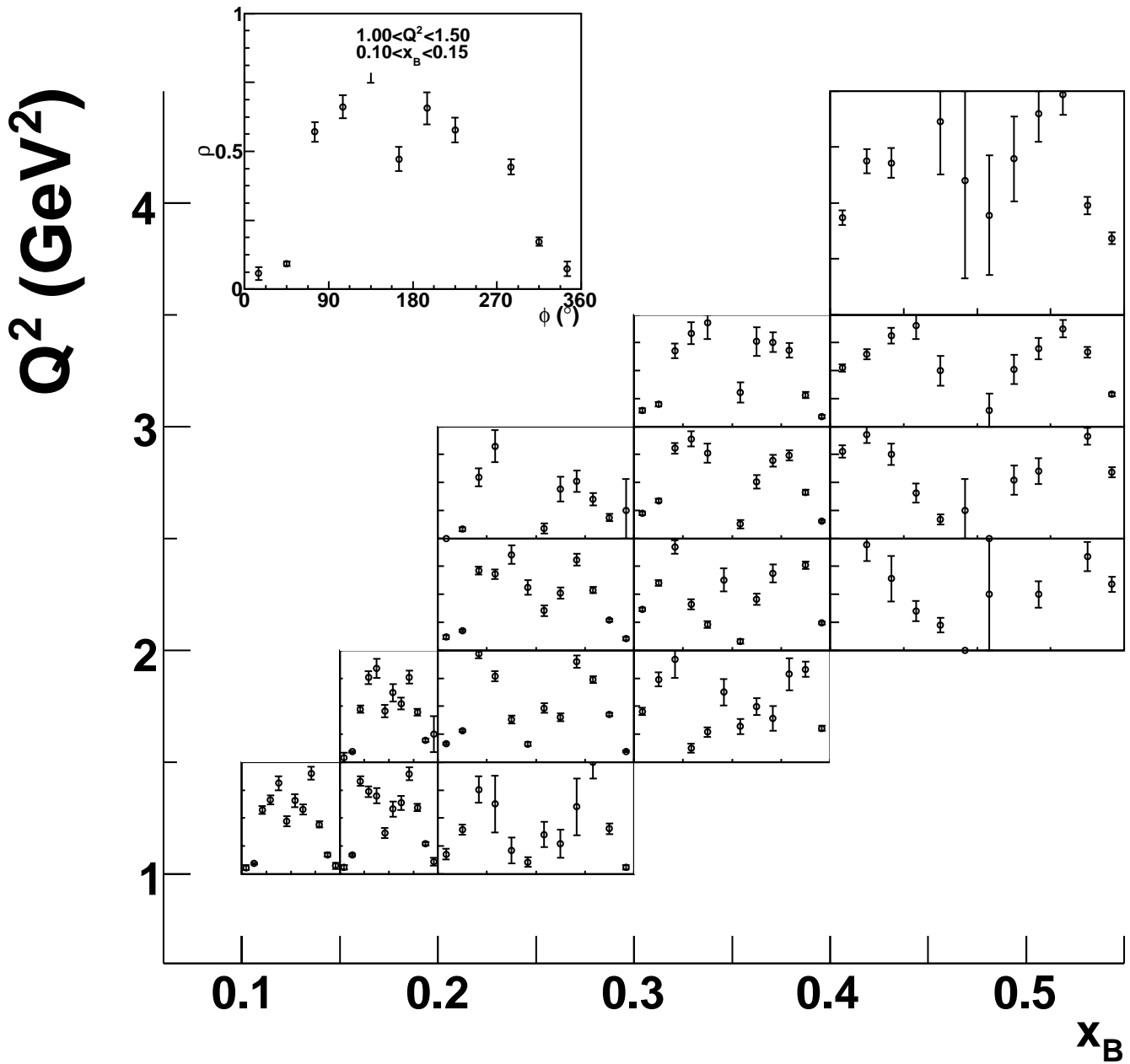


Figure 5.24: Fraction d'événements π^0 à 2 photons détectés rapportés aux événements $e\gamma X$ en fonction de ϕ , pour $0.4 < |t| < 0.6 \text{ GeV}^2$.

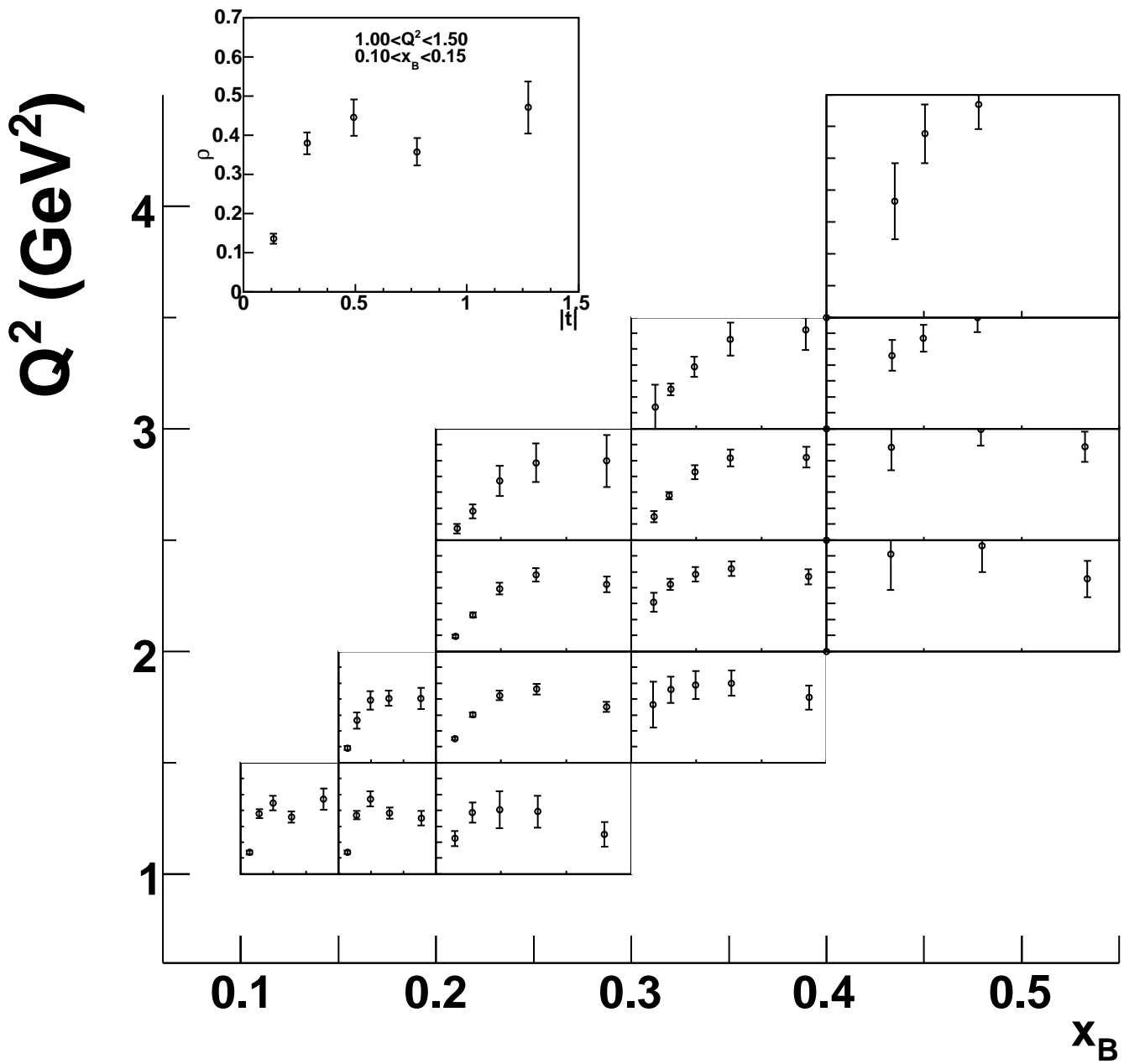


Figure 5.25: Fraction d'événements π^0 à 2 photons détectés rapportés aux événements $ep\gamma X$ en fonction de t , intégré en ϕ .

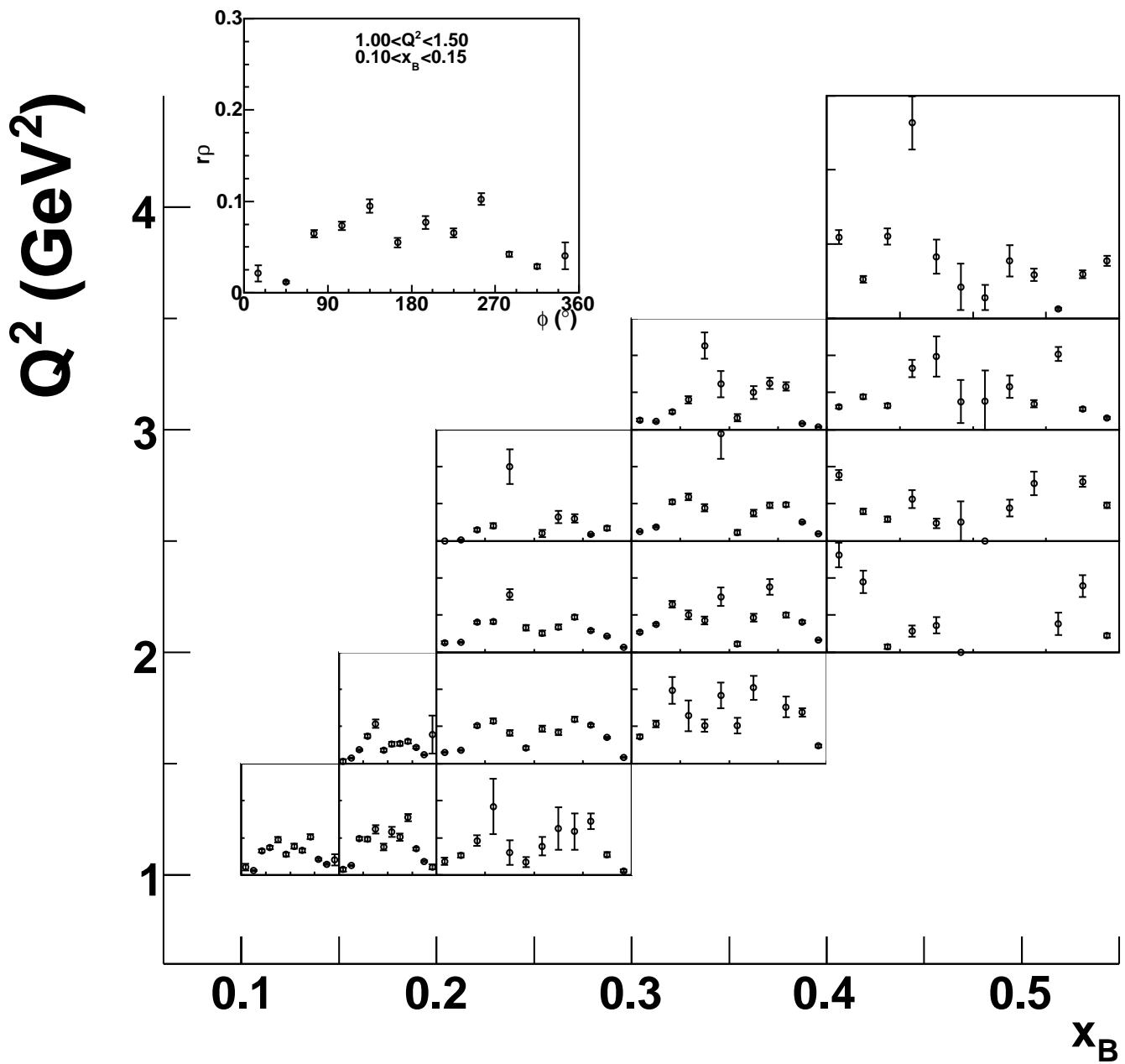


Figure 5.26: Taux de contamination π^0 à 1 photon détecté sous le pic $e\gamma X$ en fonction de ϕ pour $0.4 < |t| < 0.6 \text{ GeV}^2$.

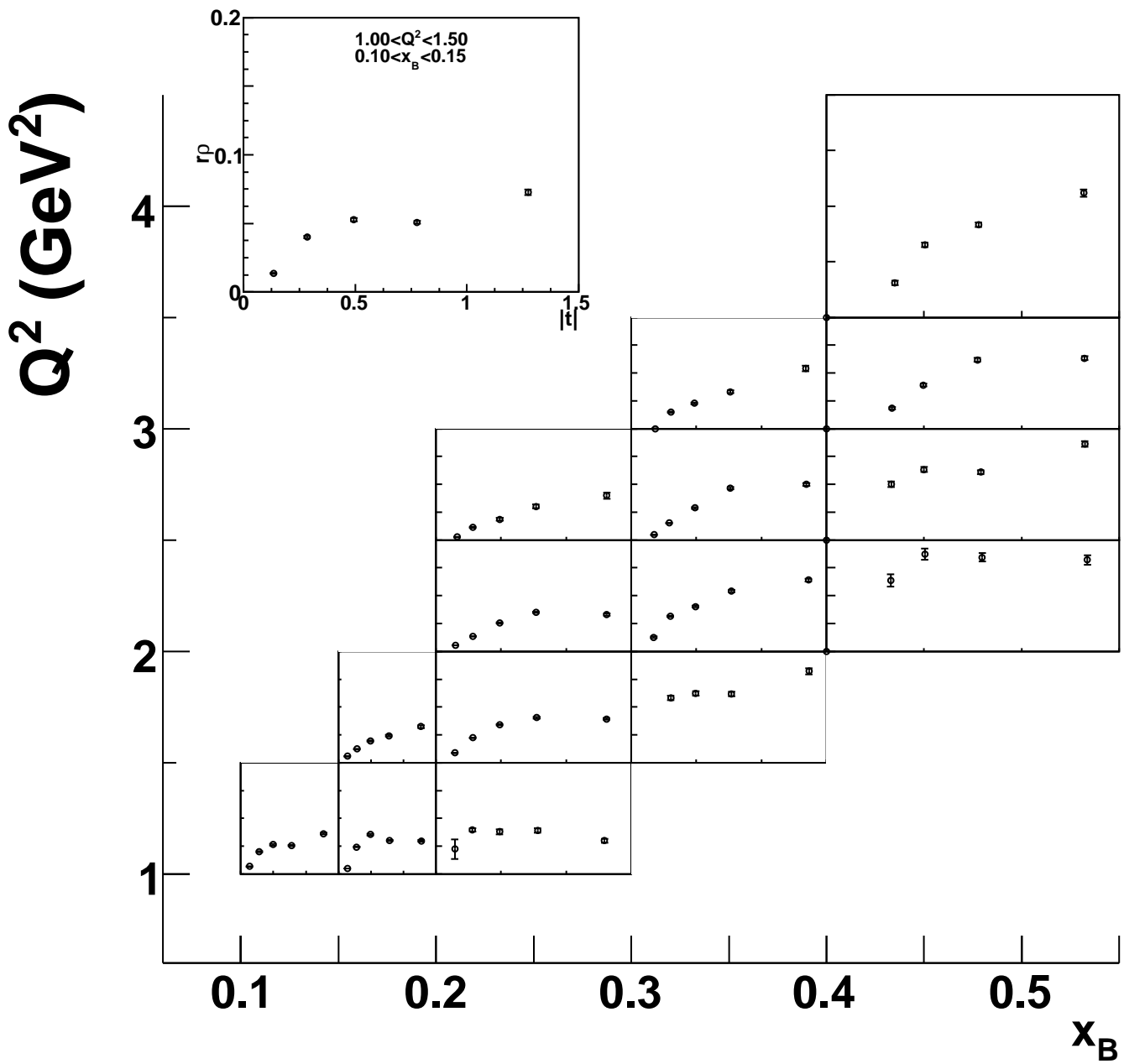


Figure 5.27: Taux de contamination π^0 à 1 photon détecté sous le pic $ep\gamma X$ en fonction de t , intégré en ϕ

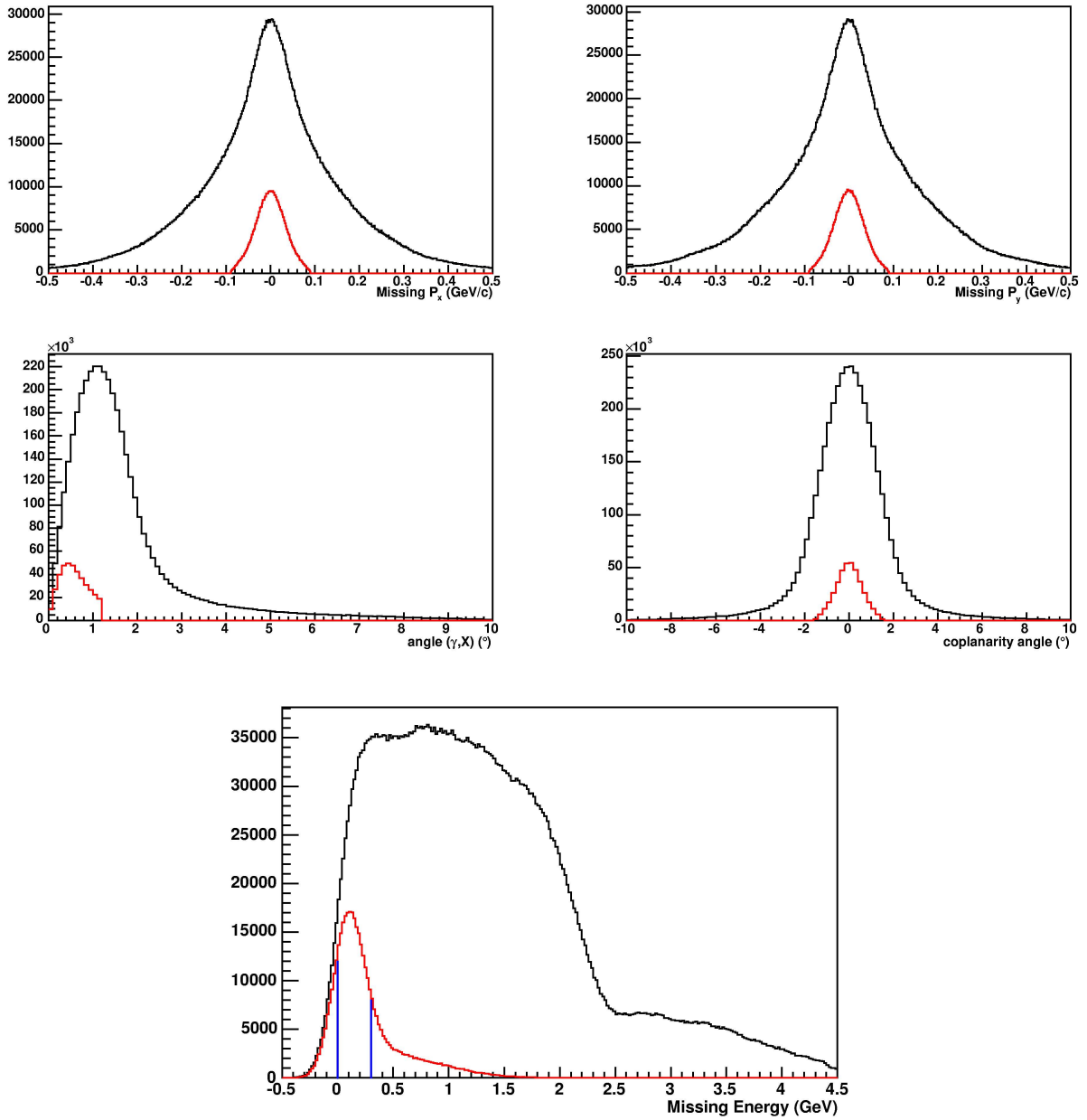


Figure 5.28: Distributions des événements π^0 passant les coupures $ep \rightarrow ep\gamma$. Pour cette figure, le photon a été détecté dans IC. Les spectres sont les mêmes que dans la figure 5.12. En noir, les distributions avant les coupures d'exclusivité données dans le tableau 5.3, en rouge après toutes les coupures. Les lignes bleues indiquent les coupures en énergie manquante dites de référence ($E_X < 0.3$ GeV) et serrée ($E_X < 0$).

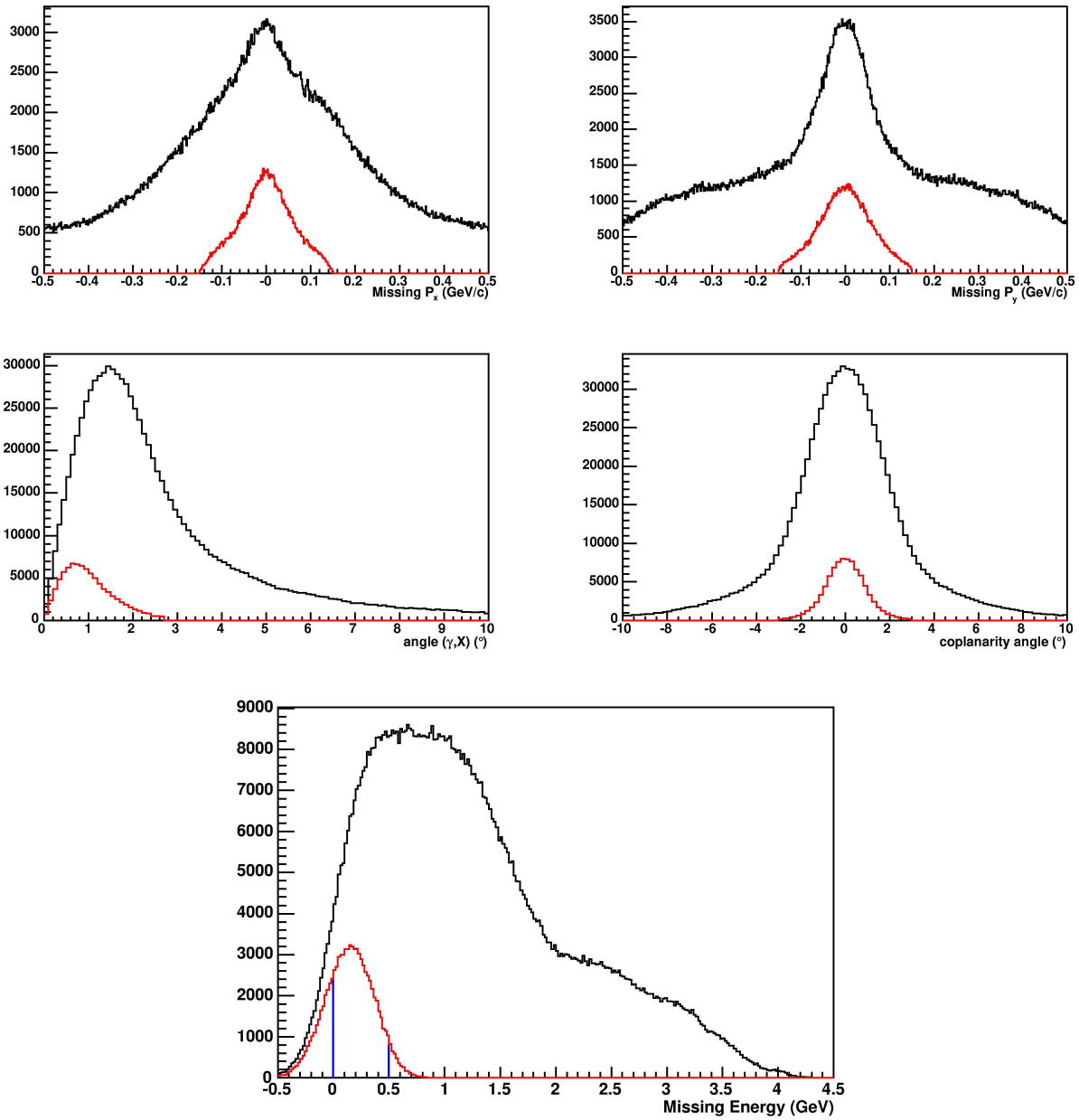


Figure 5.29: Distributions des événements π^0 passant les coupures $ep \rightarrow e\gamma$. Pour cette figure, le photon a été détecté dans EC. Les spectres sont les mêmes que dans la figure 5.13. En noir, les distributions avant les coupures d'exclusivité données dans le tableau 5.3, en rouge après toutes les coupures. Les lignes bleues indiquent les coupures en énergie manquante dites de référence ($E_X < 0.5$ GeV) et serrée ($E_X < 0$).

5.7 Effets de taille finie des intervalles

Les distributions des événements ne sont pas constantes sur un intervalle élémentaire $\Delta x = \{\Delta x_B, \Delta Q^2, \Delta t, \Delta \phi\}$. Elles varient comme le produit de la section efficace par l'acceptance, que nous dénotons par $S(x)$. Si l'asymétrie physique est $A(x)$, l'asymétrie brute des comptages est $a(x) = PA(x)$. Dans un intervalle donné, les comptages seront donc:

$$N^\pm = \int_{\Delta x} dx S(x)[1 \pm a(x)] \quad (5.37)$$

Notre analyse détermine une asymétrie intégrée sur la largeur de l'intervalle:

$$a_{\text{mes}} = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} \quad (5.38)$$

Prendre en compte cet effet de taille finie des intervalles revient à déterminer l'abscisse x_0 telle que $a_{\text{mes}} = a(x_0)$. Développons $a(x) = a(x_0) + a'(x_0)(x - x_0) + \dots$, avec x_0 a priori arbitraire. On obtient

$$a_{\text{mes}} = \frac{\int_{\Delta x} dx S(x)a(x)}{\int_{\Delta x} dx S(x)} = a(x_0) + a'(x_0) \frac{\int_{\Delta x} dx S(x)(x - x_0)}{\int_{\Delta x} dx S(x)} + \dots \quad (5.39)$$

Le deuxième terme s'annule pour $\int_{\Delta x} dx S(x)(x - x_0) = 0$, soit

$$x_0 = \frac{\int_{\Delta x} dx x S(x)}{\int_{\Delta x} dx S(x)} \equiv \langle x \rangle \quad (5.40)$$

Donc, si l'on choisit pour x_0 la moyenne pondérée de x sur la distribution des événements, on s'affranchit, au premier ordre, des effets de taille finie. C'est la procédure que nous avons adoptée, pour les quatre variables $\{x_B, Q^2, t, \phi\}$.

Une itération ultérieure, hors du cadre de ce travail, devra examiner les effets d'ordre supérieur. Cela ne pourra se faire qu'en supposant une forme connue pour $a(x)$. Si l'on se limite à la dépendance en ϕ , prise comme celle déterminée par l'équation (1.89) par ajustement sur nos résultats initiaux, la correction sera

$$\Delta A(\langle \phi \rangle) = \frac{\int_{\Delta \phi} d\phi S(\phi) \frac{\alpha \sin \phi}{1 + \beta \cos \phi}}{\int_{\Delta \phi} d\phi S(\phi)} - \frac{\alpha \sin \langle \phi \rangle}{1 + \beta \cos \langle \phi \rangle} \quad (5.41)$$

Quelques applications numériques montrent que cette correction est au maximum de l'ordre de 2% sur A .

5.8 Evaluation des erreurs

5.8.1 Erreurs statistiques

Afin de calculer l'erreur statistique sur l'asymétrie mesurée (équation 5.18), nous négligeons (ici seulement) les variations de polarisation au cours de la période de prise de

données (voir section 4.2). Cela simplifie considérablement l'estimation de l'erreur, et n'introduit pas d'incertitude significative sur cette erreur statistique.

$$A = \frac{1}{\bar{P}} \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} \quad (5.42)$$

d'où l'on déduit :

$$(\Delta A)^2 = \frac{1}{\bar{P}^2} \frac{(2N^-)^2 (\Delta N^+)^2 + (2N^+)^2 (\Delta N^-)^2}{(N^+ + N^-)^4} \quad (5.43)$$

$$\Delta A = \frac{1}{\bar{P}} \frac{2\sqrt{(N^- \Delta N^+)^2 + (N^+ \Delta N^-)^2}}{(N^+ + N^-)^2} \quad (5.44)$$

Les incertitudes sur les taux de comptage se calculent identiquement pour chaque état de polarisation. Notons génériquement $x = (x_B, Q^2, t, \phi)$ un bin cinématique élémentaire. Pour chaque état de polarisation :

$$N^\pm(x) = N_{ep\gamma}^\pm(x) - r(x) \cdot N_{\pi^0}^{\pm,2\gamma}, \text{ avec } r(x) = \frac{N_{\pi^0}^{1\gamma, \text{simu}}}{N_{\pi^0}^{2\gamma, \text{simu}}} \quad (5.45)$$

L'incertitude sur le rapport d'acceptance r est donnée par

$$(\Delta r)^2 = \frac{r(1+r)}{N_{\pi^0}^{2\gamma, \text{simu}}} \quad (5.46)$$

et

$$(\Delta N^\pm)^2 = N_{ep\gamma}^\pm + r^2 N_{\pi^0}^{\pm,2\gamma} + (N_{\pi^0}^{\pm,2\gamma})^2 (\Delta r)^2. \quad (5.47)$$

5.8.2 Erreurs systématiques

Les deux principales sources d'erreurs systématiques proviennent de la polarisation du faisceau et de la soustraction de π^0 .

Les mesures de polarisation ont une erreur systématique estimée à 1.4% [44]. Compte tenu des changements intervenus à la source pendant l'expérience (Figure 4.1) nous adoptons ici une estimation prudente de 2%. Elle induit sur A une erreur systématique

$$\Delta A_{\text{syst}}^P = \frac{\Delta P}{P} A. \quad (5.48)$$

Ceci est une erreur de normalisation globale de toutes nos données.

La soustraction de fond induit une erreur estimée à partir de l'équation (5.19) que nous réécrivons sous la forme

$$A = \frac{A_{ep\gamma X} - f A_{\pi^0}}{1 - f}. \quad (5.49)$$

x_B	Q^2 (GeV ²)	$-t$ (GeV ²)	A	$A_{ep\gamma X}$	A_{π^0}	f	ΔA_{syst}^P	ΔA_{syst}^f	ΔA_{stat}
0.2 à 0.3	1.5 à 2.0	0.2 à 0.4	0.267	0.254	0.070	0.10	0.007	0.007	0.012
0.3 à 0.4	2.0 à 2.5	0.2 à 0.4	0.283	0.263	0.075	0.13	0.007	0.009	0.025
0.3 à 0.4	2.5 à 3.0	0.4 à 0.6	0.248	0.235	0.080	0.12	0.006	0.009	0.028

Tableau 5.5: Asymétries à 90°, résultant de l'ajustement de $A(\phi)$ avec l'équation (1.89), après (A) et avant ($A_{ep\gamma X}$) soustraction de fond. Voir annexe B pour $A_{\pi^0}(90^\circ)$. La fraction f (section 5.6.4) est prise en moyenne autour de $\phi = 90^\circ$. Les trois types d'erreurs discutées dans cette section sont données.

Une erreur Δf sur la fraction calculée d'événements π^0 induit donc une erreur

$$\Delta A_{\text{syst}}^f = \frac{A_{ep\gamma X} - A_{\pi^0}}{(1 - f)^2} \Delta f. \quad (5.50)$$

Nous estimons l'erreur relative maximale sur le bruit de fond soustrait de l'ordre de $\Delta f/f \approx 30\%$. Pour exemple, on donne une évaluation des erreurs systématiques dans le tableau 5.5. Les asymétries sont données à $\phi = 90^\circ$, telles qu'évaluées par l'ajustement de $A(\phi)$ avec la forme (1.89). Pour les asymétries des π^0 , voir l'annexe B. Pour la fraction f de contamination, donnée également vers $\phi = 90^\circ$, voir la section 5.6.4. Les erreurs systématiques sont donc inférieures aux erreurs statistiques.

Une étude ultérieure devra affiner l'estimation de $\Delta f/f$, bin par bin.

5.9 Résultats : asymétries obtenues

L'ensemble des résultats est donné par les figures 5.30 à 5.34. L'équation (1.89) semble bien décrire la forme de ces distributions. nous pouvons donc réduire l'information aux paramètres $\alpha = A(90^\circ)$ et β . Voir les figures 5.35 et 5.36. Nous avons porté, pour comparaison, les seuls résultats publiés jusqu'à présent : ceux de CLAS [35] et du Hall-A [37]. Le résultat [35] a été obtenu à une énergie légèrement inférieure, ce qui pourrait altérer la comparaison. Pour les résultats du Hall-A [37], les valeurs de l'asymétrie (et donc de α) proviennent d'un ajustement [68] et celles de β ont été extraites par nous, sans estimation d'erreur. Notons que le point à $t = -0.33 \text{ GeV}^2$ est "atypique" par rapport aux autres points de la même expérience (α semble trop grand et β trop petit) et que le point à $t = -0.37 \text{ GeV}^2$ n'est pas inclus dans la publication originale.

Malgré ces réserves l'accord entre ces deux premières expériences dédiées est remarquable.

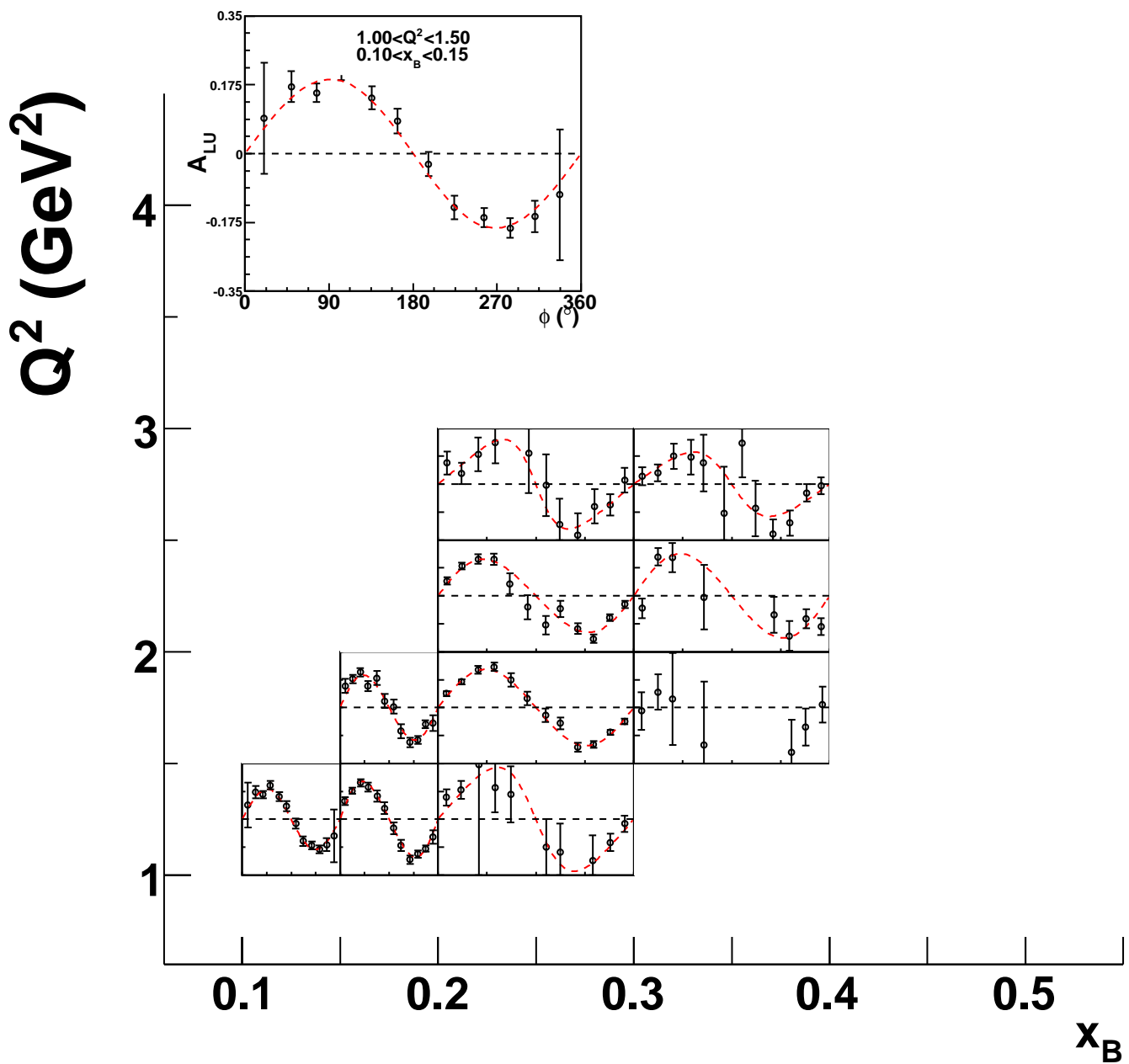


Figure 5.30: Asymétries en fonction de ϕ , pour $0.09 < |t| < 0.2$ GeV².
 Les courbes en pointillés rouges résultent de l'ajustement par l'équation 1.89.

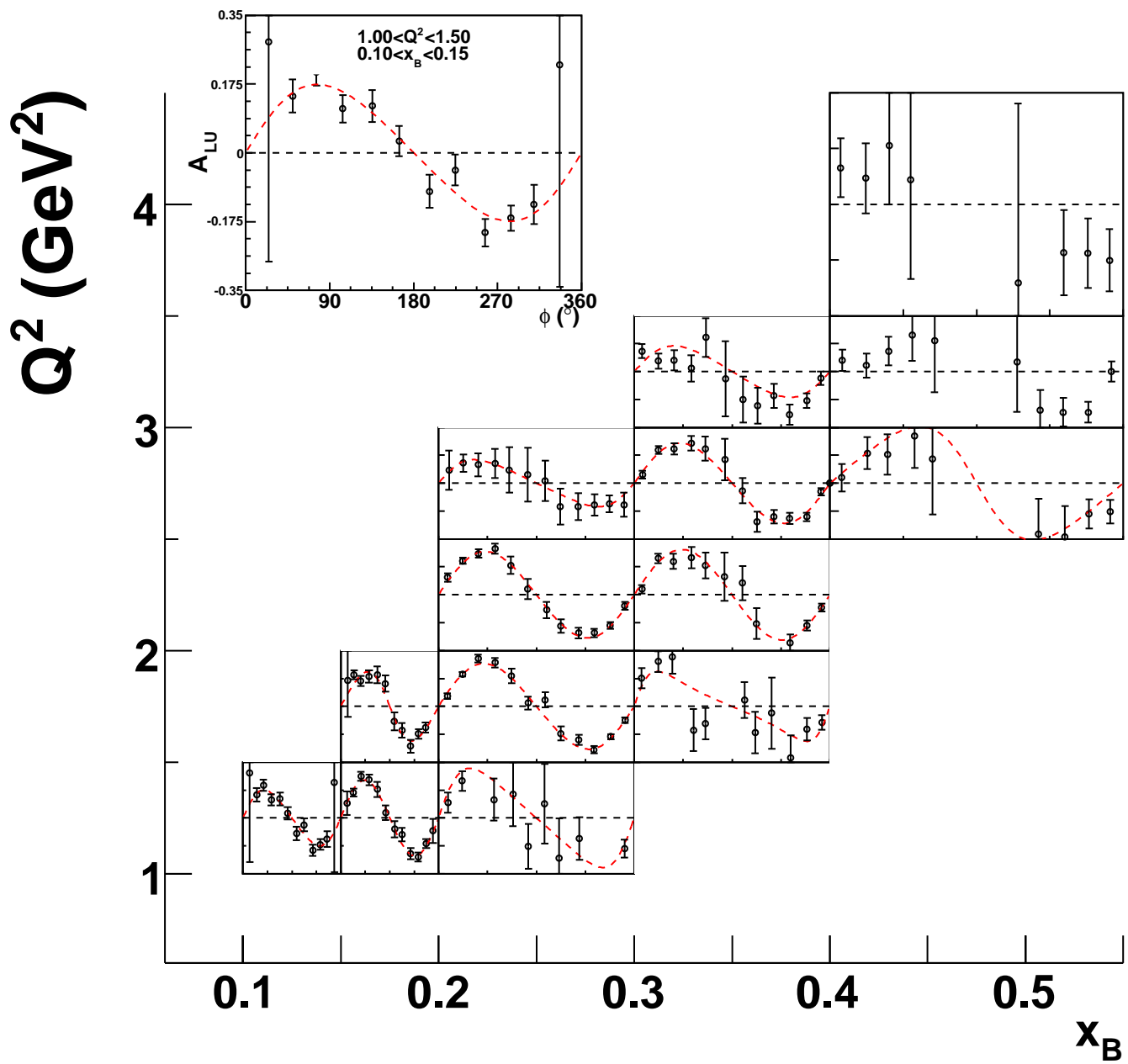


Figure 5.31: *Asymétries en fonction de ϕ , pour $0.2 < |t| < 0.4$ GeV².*

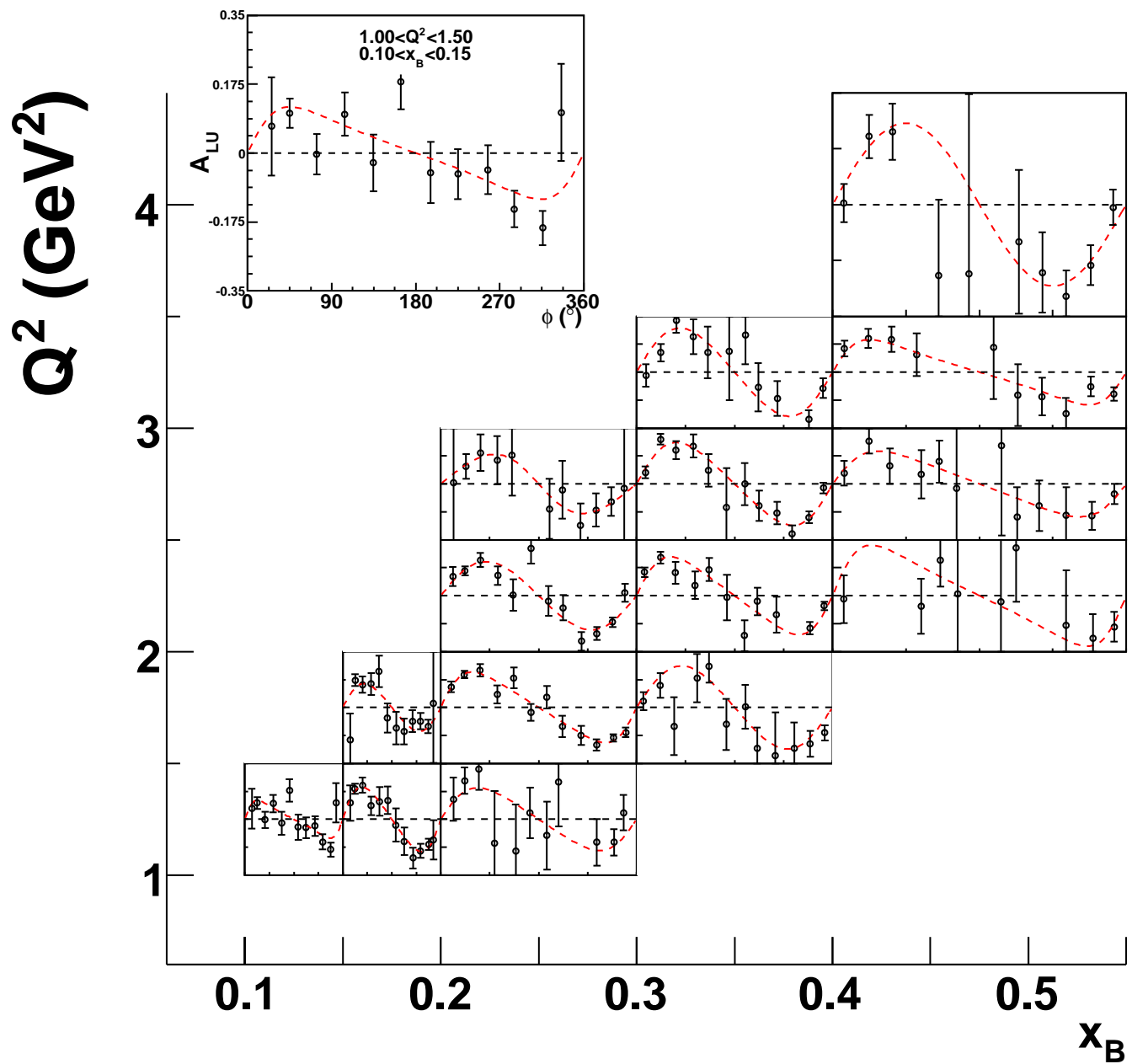


Figure 5.32: Asymétrie en fonction de ϕ , pour $0.4 < |t| < 0.6$ GeV².

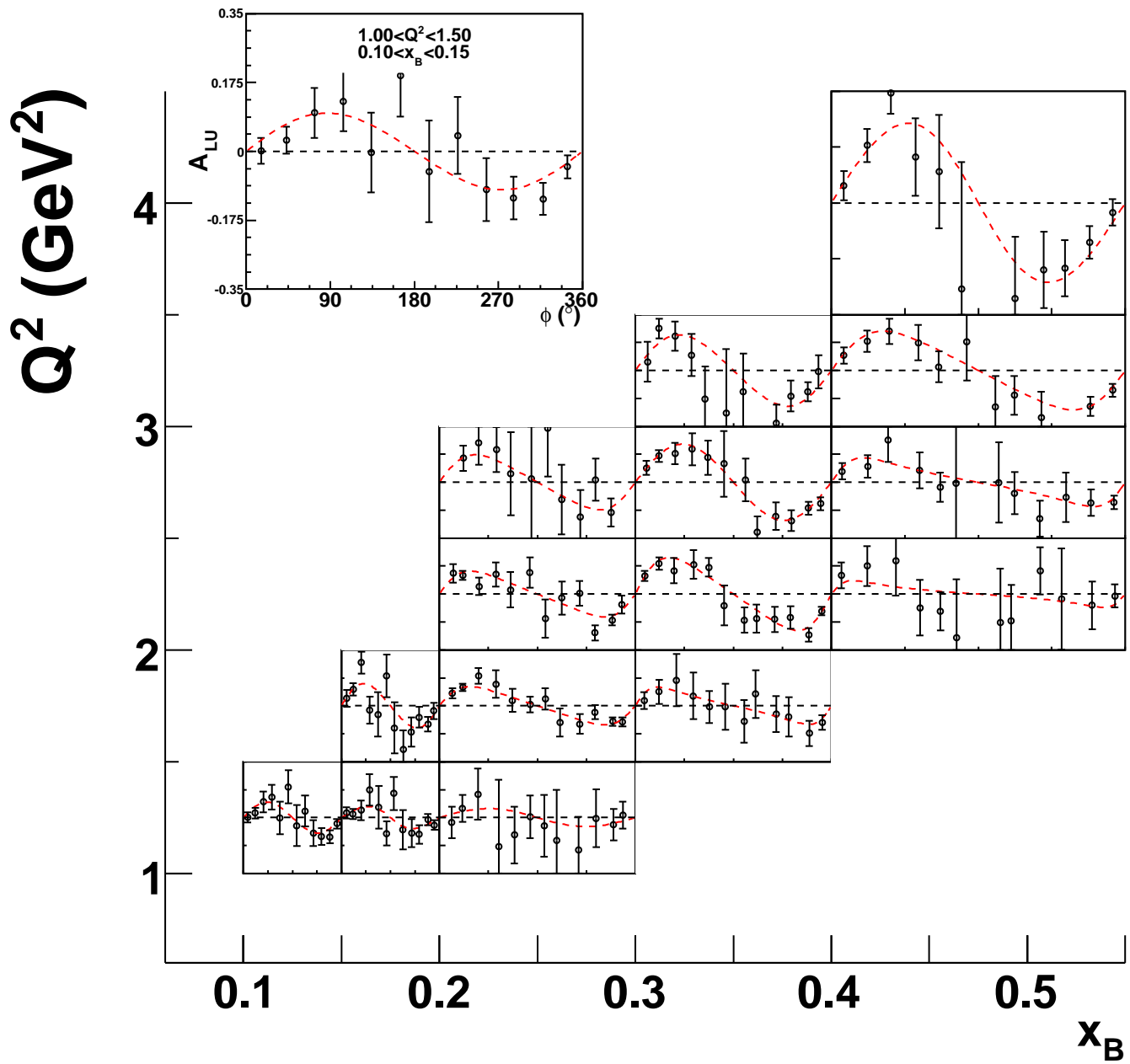


Figure 5.33: *Asymétries en fonction de ϕ , pour $0.6 < |t| < 1$ GeV².*

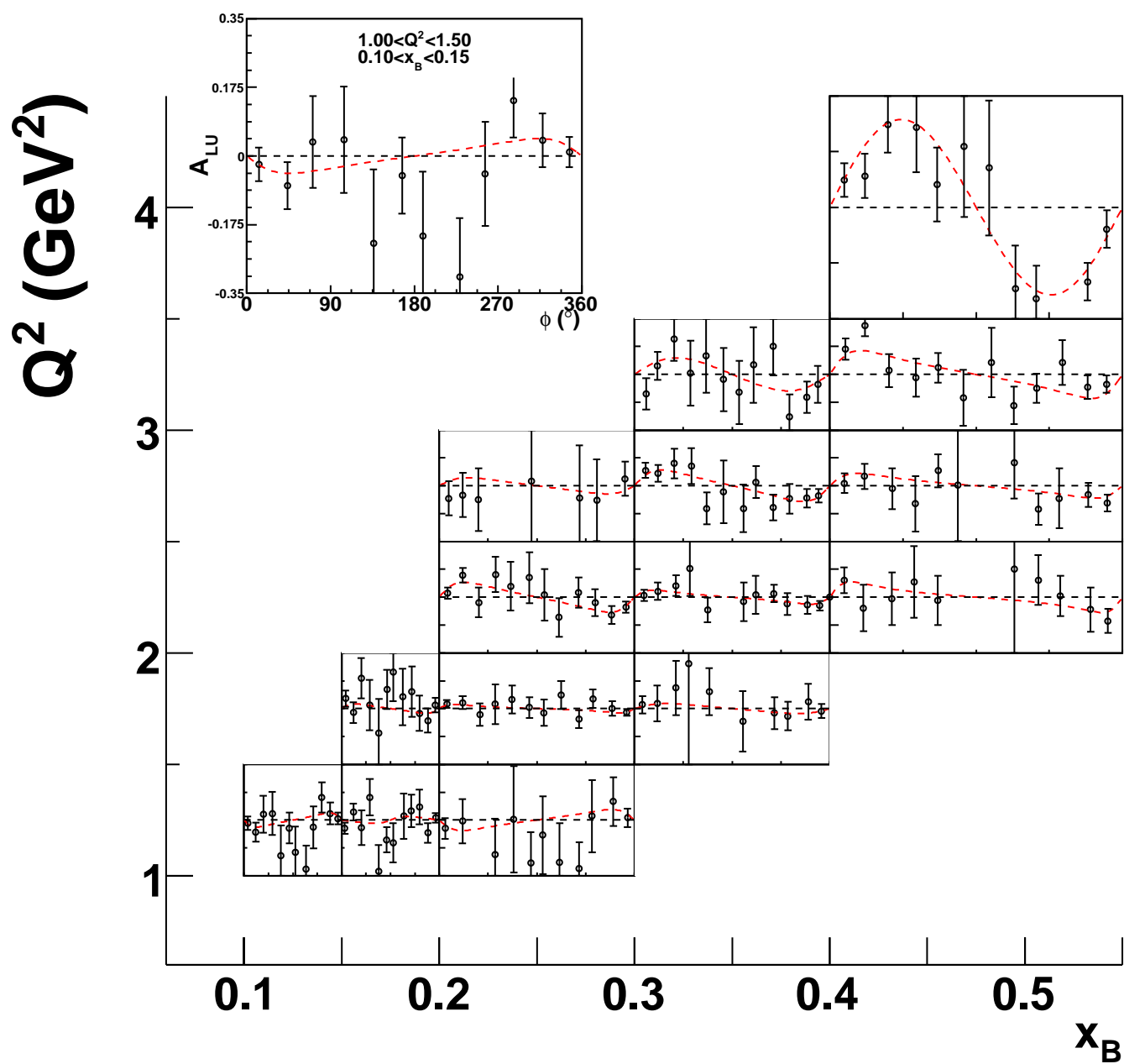


Figure 5.34: Asymétries en fonction de ϕ , pour $1. < |t| < 1.8 \text{ GeV}^2$.

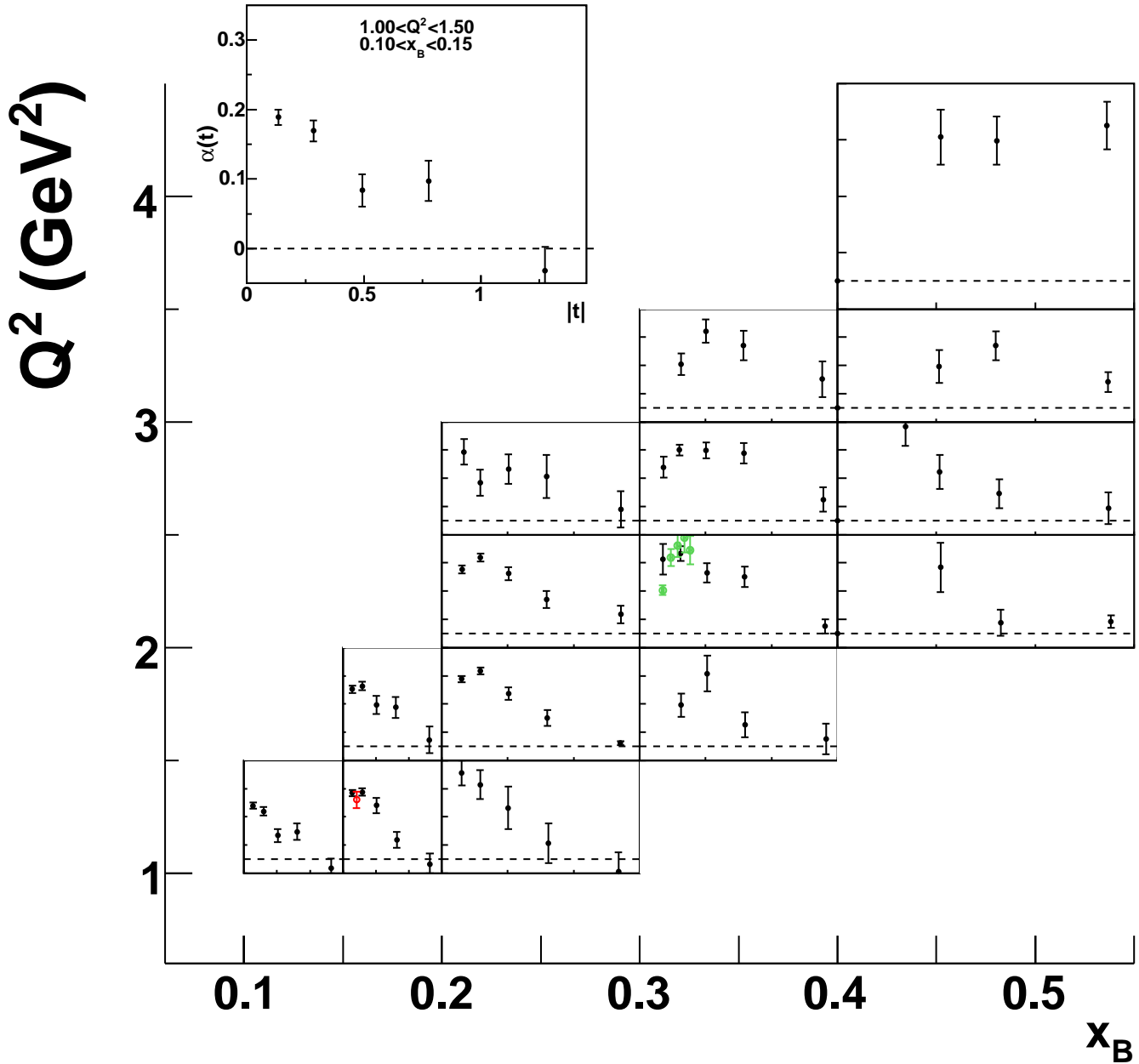


Figure 5.35: Asymétries à 90° en fonction de $|t|$.

Dans l'intervalle $0.15 < x_B < 0.2$ et $1 < Q^2 < 1.5$ GeV^2 , un point supplémentaire vers $|t| \approx 0.21$ GeV^2 correspond à la première observation à *CLAS* [35]. Dans l'intervalle $0.3 < x_B < 0.4$ et $2 < Q^2 < 2.5$ GeV^2 , 5 points supplémentaires correspondent aux résultats de la première expérience dédiée dans le *Hall-A* [37, 68]

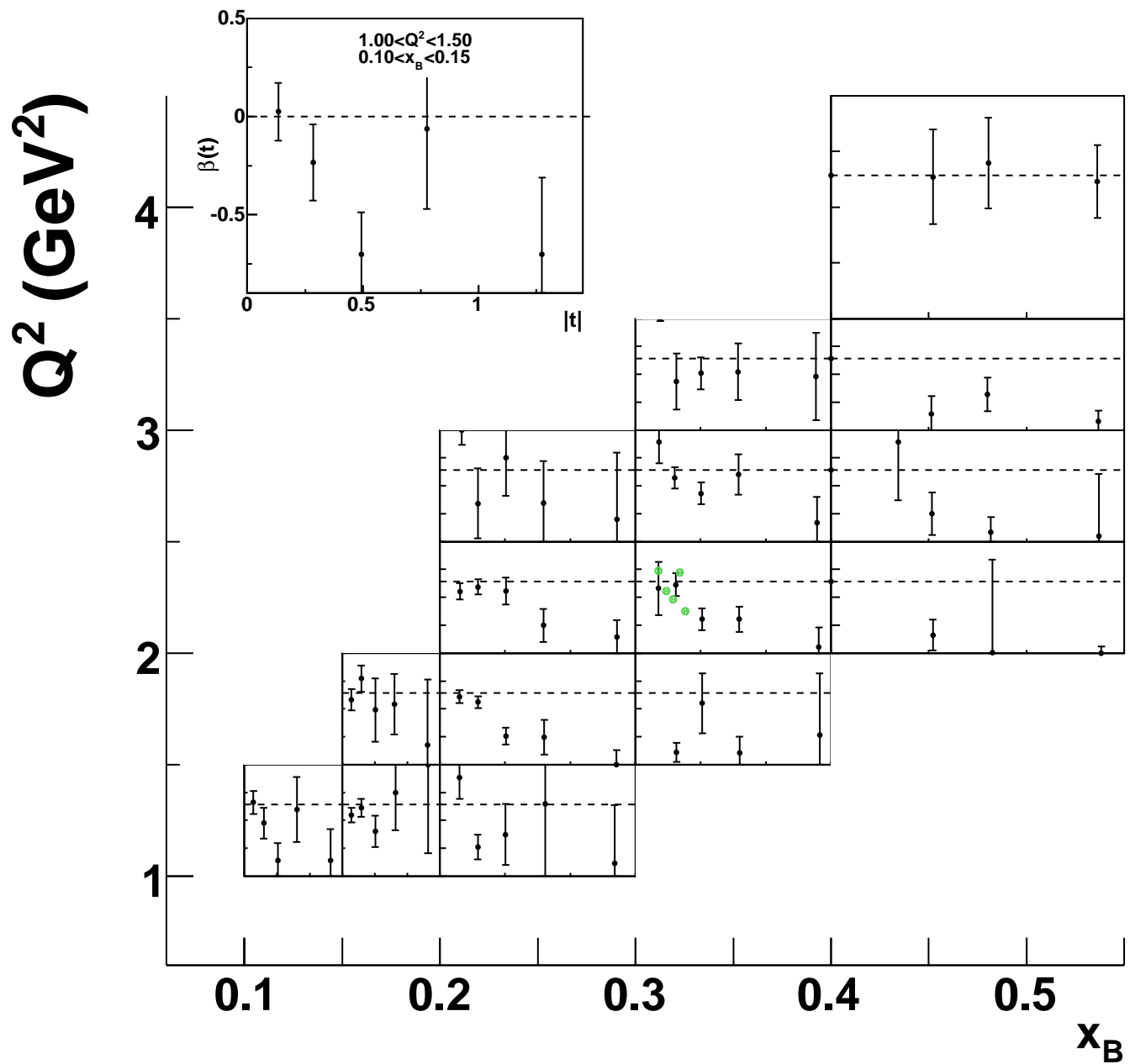


Figure 5.36: Coefficient β de l'ajustement en fonction de $|t|$.

Dans l'intervalle $0.3 < x_B < 0.4$ et $2 < Q^2 < 2.5$ GeV², 5 points supplémentaires correspondent aux résultats de la première expérience dédiée dans le *Hall-A* [37, 68]

5.10 Vérification de cohérence

Nous comparons dans la figure 5.37 les résultats obtenus de trois manières différentes⁵ pour le coefficient α :

1. avant soustraction de fond pour le jeu de coupures de référence sur l'énergie manquante,
2. avant soustraction de fond pour le jeu de coupures "serrées",
3. après soustraction de fond pour le jeu de coupures de référence.

Les points ont été légèrement décalés en t pour plus de clarté, et apparaissent dans le même ordre que celui donné ci-dessus. Les points⁶ cités en 3 sont donc les mêmes que sur la figure 5.35. On vérifie d'abord en comparant les points 1 aux points 3 que les asymétries sont moins grandes avant la procédure de soustraction. Une comparaison détaillée montre que l'augmentation est compatible avec la fraction de contamination f et l'asymétrie des π^0 , *via* l'équation (5.19), comme on peut le vérifier dans trois bins avec les valeurs données dans le tableau 5.5. On vérifie en outre avec les points 2 que les asymétries obtenues avec notre procédure sont compatibles avec celles obtenues avec le jeu de coupures serrées $E_X < 0$, pour lequel la contamination doit être moindre, conformément aux figures 5.28 et figures 5.29. Les barres d'erreurs 2 sont néanmoins significativement plus grandes, la statistique étant réduite pour cette sélection.

⁵Voir le tableau 5.5 pour la définition des jeux de coupures de référence et "serrées" sur E_X .

⁶apparaissant les plus à droite dans chaque groupe sur la figure 5.37

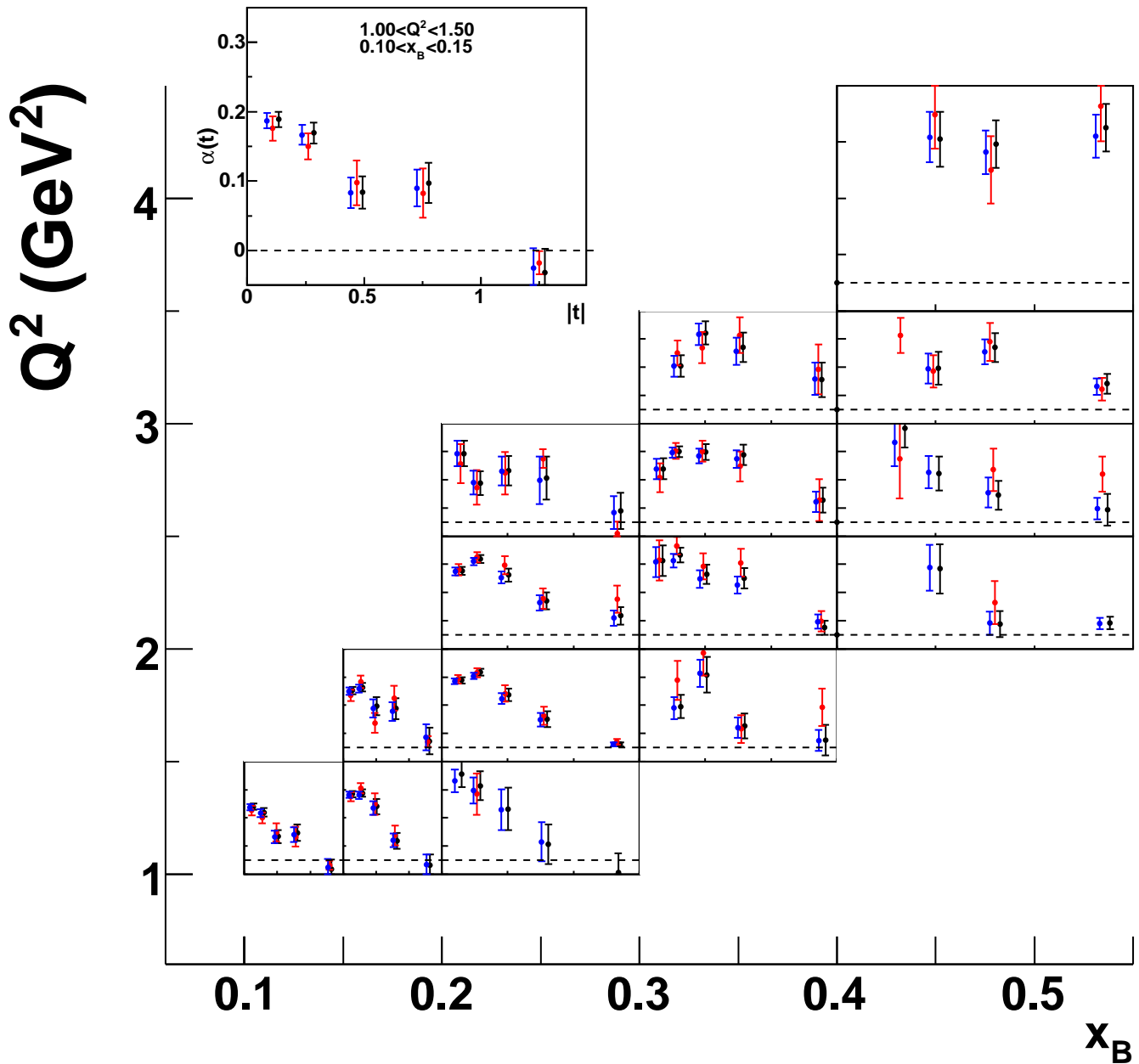


Figure 5.37: Coefficient α en fonction de $|t|$ obtenu de 3 manières différentes. A droite dans chaque groupe, les points de référence sont les mêmes que dans la figure 5.35. *Au centre dans chaque groupe*, les points correspondent à l'asymétrie non soustraite avec les coupures dites "serrées" sur l'énergie manquante ($E_X < 0$) et sont légèrement décalés vers la gauche pour plus de clarté. *A gauche dans chaque groupe*, les points correspondent à l'asymétrie non soustraite avec les coupures de référence.

Chapitre 6

Un début d'interprétation

Il existe plusieurs modèles pour les GPDs, correspondant à différentes approches de la structure hadronique :

- le modèle du sac du MIT;
- les modèles de quarks constituants;
- les techniques liées aux instantons;
- le modèle du quark-soliton chirale;
- les calculs sur réseau des moments des GPDs;
- les paramétrisations contraintes.

On consultera [11] pour trouver de nombreuses références à ces différentes approches (ainsi qu'à d'autres) de modélisations des GPDs. Comme nous avons pu entrevoir dans les sections 1.4.2 et 1.4.3, le chemin à parcourir entre les modèles de GPDs et les observables n'est pas trivial¹. Ceci peut expliquer que peu d'auteurs de ces modèles fournissent des prédictions pour les observables expérimentales. De ce point de vue, il serait souhaitable de travailler dans un cadre d'approximation défini, tel que le twist-3, et d'écrire un programme capable de confronter les prédictions des nombreux modèles de GPDs sur des observables expérimentales. En l'absence, pour l'instant, d'un programme aussi général, nous utiliserons ici les prédictions du modèle proposé par Vanderhaegen, Guichon et Guidal (VGG) [71, 72, 73].

Un commentaire général au sujet de la paramétrisation des modèles en physique hadronique s'impose. Déjà pour les distributions de partons (PDFs), une véritable extraction de ces fonctions requiert un choix de paramétrisation ajusté globalement sur toutes les données mondiales disponibles. Les équations de renormalisation donnent l'évolution de ces distributions en fonction de l'échelle Q^2 d'observation. Ce processus d'extraction,

¹Encore y avons-nous à peine mentionné l'évolution selon l'échelle Q^2 des GPDs et de l'amplitude de diffusion dure (développement perturbatif en α_s)

assez lourd pour les distributions de partons, devient essentiel pour les GPDs qui sont des fonctions que nous ne mesurons pas directement (en particulier, la déconvolution des CFFs, équation (1.76) pour la GPD H , reste un problème à résoudre). Le processus de modélisation des GPDs procède en deux étapes. Il s'agit d'abord d'identifier les ingrédients physiques du modèle ainsi que les formes satisfaisant les contraintes mathématiques connues, puis de choisir ensuite les paramètres à ajuster. Le choix de la paramétrisation, quelque peu secondaire pour les PDFs, détermine crucialement la robustesse de la description des GPDs.

Enfin, avant d'aborder la description du modèle utilisé pour la comparaison avec nos résultats, mentionnons une approche de type Regge pour le processus DVCS. Sans référence au diagramme de sac à main et aux GPDs, la section efficace et les asymétries de polarisation du faisceau dans la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ ont été calculées [69]. Ces dernières sont sensiblement plus petites que celles que nous observons, mais des améliorations au modèle sont en cours [70].

6.1 Description du modèle

Nous présentons dans cette section la version que nous avons utilisée de la paramétrisation contrainte des GPDs proposée dans [71, 72, 73]. La motivation principale dans cette approche provient d'une condition dite de "polynomialité". Elle porte sur les moments de Mellin des GPDs par rapport à la variable x , qui s'écrivent comme des polynômes de degré déterminé en fonction de la variable ξ . Par exemple pour les GPDs H^q et E^q :

$$\int_{-1}^1 dx x^n H^q(x, \xi, t) = \sum_{\substack{i=n \\ i=0 \\ \text{pair}}}^{i=n} \xi^i A_{n+1,i}^q(t) + \text{mod}(n, 2) \xi^{n+1} C_{n+1}^q(t), \quad (6.1)$$

$$\int_{-1}^1 dx x^n E^q(x, \xi, t) = \sum_{\substack{i=n \\ i=0 \\ \text{pair}}}^{i=n} \xi^i B_{n+1,i}^q(t) - \text{mod}(n, 2) \xi^{n+1} C_{n+1}^q(t). \quad (6.2)$$

L'égalité des coefficients C_{n+1}^q pour H^q et E^q provient du spin 1/2 du proton [5]. Nous avons présenté plusieurs règles de somme exhibant cette propriété. Cette contrainte analytique forte découle de la structure de Lorentz des opérateurs de twist-2 dans l'expansion de Wilson. S'il est difficile de la respecter en paramétrisant directement les GPDs, elle est automatiquement satisfaite en termes de *double distributions* (DDs).

6.1.1 Les Doubles Distributions

Les doubles distributions (DDs) sont une paramétrisation des éléments de matrices définissant les GPDs, introduite par Müller *et al.* [4], qui les appelèrent alors "fonctions spectrales", puis redécouverte et étudiée en détail par Radyushkin, qui en a écrit une revue [74]. Les flots d'impulsion dans les voies s et t sont traités séparément, en prenant une transformée de Fourier bidimensionnelle dans les deux variables indépendantes P et Δ , avec

des fractions β et α portées par le quark actif, comme illustré dans la figure 6.1. Il est important de réaliser que cette figure n'est qu'un guide (voir [21], section 3.9). Bien que $t = \Delta^2 = (p_1 - p_2)^2$ soit fixé, les impulsions p_1 et p_2 sont considérées comme indépendantes. Contrairement aux GPDs, la définition des DDs ne peut donc pas s'exprimer comme une transformée de Fourier unidimensionnelle. Cela leur permet de ne pas dépendre explicitement de la fraction d'impulsion ξ , et donc à la polynomialité d'être automatiquement respectée, mais complique notablement leur interprétation physique. Contrairement aux GPDs, les DDs n'ont à ce jour pas été représentées en termes de composantes de Fock de la fonction d'onde hadronique, et ne possèdent pas d'interprétation spatiale en termes de paramètre d'impact.

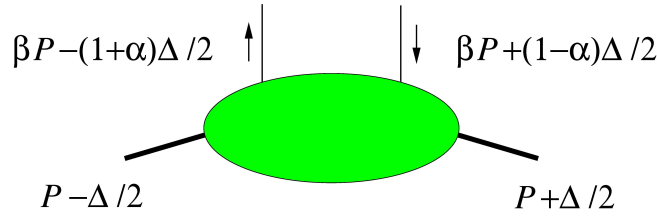


Figure 6.1: Paramétrisation de F_Γ^q , défini dans l'équation (1.11), en termes de DDs.

La partie vectorielle de l'élément de matrice non-diagonal s'écrit de 2 façons équivalentes dans les formalismes des GPDs et des DDs comme :

$$\begin{aligned}
\langle p_2 | \bar{\Psi}^q(-z^-) \gamma^+ \Psi^q(z^-) | p_1 \rangle &= \int_{-1}^1 dx e^{-ixz^- P^+} \{ h^+ H^q(x, \xi, t) + e^+ E^q(x, \xi, t) \} \\
&= \int_{-1}^1 d\beta \int_{-1+|\beta|}^{1-|\beta|} d\alpha e^{-iz^-(\beta P^+ + \alpha \Delta^+)} \{ h^+ \mathfrak{h}_V^q(\beta, \alpha, t) + e^+ \mathfrak{e}_V^q(\beta, \alpha, t) \} \\
&\quad + \frac{a \Delta^+}{2M_N} \int_{-1}^1 d\alpha e^{iz^-\alpha \Delta} D(\alpha, t) \quad (6.3)
\end{aligned}$$

où

$$a = \bar{U}(p_2) U(p_1) \quad h^\mu = \bar{U}(p_2) \gamma^\mu U(p_1) \quad e^\mu = \bar{U}(p_2) \frac{i\sigma^{\mu\nu} \Delta_\nu}{2M_N} U(p_1). \quad (6.4)$$

Avec ces conventions, nous pouvons écrire la transformation permettant de trouver les GPDs à partir des DDs. Ainsi :

$$H^q(x, \xi, t) = \int_{-1}^1 d\beta \int_{-1+|\beta|}^{1-|\beta|} d\alpha \delta(x - \beta - \xi\alpha) \mathfrak{h}_V^q(\beta, \alpha, t) + \theta(1 - \frac{x^2}{\xi^2}) D^q\left(\frac{x}{\xi}, t\right) \quad (6.5)$$

$$E^q(x, \xi, t) = \int_{-1}^1 d\beta \int_{-1+|\beta|}^{1-|\beta|} d\alpha \delta(x - \beta - \xi\alpha) \mathfrak{e}_V^q(\beta, \alpha, t) - \theta(1 - \frac{x^2}{\xi^2}) D^q\left(\frac{x}{\xi}, t\right) \quad (6.6)$$

La présence du terme D est une correction assurant que la polynomialité est respectée [75], spécifiquement pour le terme C_{n+1}^q dans les équations (6.1) et (6.2) :

$$C_{n+1}^q(t) = \int_{-1}^1 dz z^n D^q(z, t). \quad (6.7)$$

Il représente l'échange d'un nombre quantique 0^+ entre le photon et le nucléon, et s'interprète donc comme l'échange de 2 pions. Son support étant restreint à la région ERBL $x \in [-\xi, \xi]$, c'est un exemple d'information inaccessible en DIS. De plus, il ne contribue pas à la partie axiale :

$$\begin{aligned} \langle p_2 | \bar{\Psi}^q(-z^-) \gamma^+ \gamma_5 \Psi^q(z^-) | p_1 \rangle &= \int_{-1}^1 dx e^{-ixz^- P^+} \left\{ h^+ \tilde{H}^q(x, \xi, t) + e^+ \tilde{E}^q(x, \xi, t) \right\} \\ &= \int_{-1}^1 d\beta \int_{-1+|\beta|}^{1-|\beta|} d\alpha e^{-iz^-(\beta P^+ + \alpha \Delta^+)} \left\{ \tilde{h}^+ \mathfrak{h}_A^q(\beta, \alpha, t) + \tilde{e}^+ \mathfrak{e}_A^q(\beta, \alpha, t) \right\} \end{aligned} \quad (6.8)$$

où

$$\tilde{h}^\mu = \bar{U}(p_2) \gamma^\mu \gamma_5 U(p_1) \quad \tilde{e}^\mu = \bar{U}(p_2) \frac{\gamma_5 \Delta^\mu}{2M_N} \gamma_5 U(p_1) \quad (6.9)$$

De manière tout à fait similaire :

$$\tilde{H}^q(x, \xi, t) = \int_{-1}^1 d\beta \int_{-1+|\beta|}^{1-|\beta|} d\alpha \delta(x - \beta - \xi\alpha) \mathfrak{h}_A^q(\beta, \alpha, t) \quad (6.10)$$

$$\tilde{E}^q(x, \xi, t) = \int_{-1}^1 d\beta \int_{-1+|\beta|}^{1-|\beta|} d\alpha \delta(x - \beta - \xi\alpha) \mathfrak{e}_A^q(\beta, \alpha, t) \quad (6.11)$$

Les équations (6.5) et (6.6) pour la partie vectorielle, (6.10) et (6.11) pour la partie axiale expriment les GPDs en fonction des DDs.

6.1.2 Paramétrisation des DDs \mathfrak{h}_V^q et \mathfrak{h}_A^q à $t = 0$

Les corrélations (x, ξ) des GPDs à $t = 0$ sont obtenues à partir d'une paramétrisation des DDs. La stratégie généralement adoptée pour paramétrer les DDs \mathfrak{h}_V^q et \mathfrak{h}_A^q consiste à utiliser les contraintes phénoménologiques grâce à leur caractère "double" : celui-ci s'exprime par les dépendances en β ressemblant aux densités de partons, et α ressemblant aux amplitudes de distributions de mesons (DAs). Ainsi, les DDs se factorisent sous la forme :

$$\mathfrak{h}_V^q(\beta, \alpha, t = 0) = q(\beta) \pi_b(\beta, \alpha) \quad (6.12)$$

$$\mathfrak{h}_A^q(\beta, \alpha, t = 0) = \Delta q(\beta) \pi_b(\beta, \alpha) \quad (6.13)$$

avec les densités de partons $q(\beta)$ et d'hélicité $\Delta q(\beta)$. En ce qui concerne le profil des DAs, VGG ont adopté la suggestion de Radyushkin dans [74] :

$$\pi_b(\beta, \alpha) = \frac{\Gamma(2b+2)}{2^{2b+1} \Gamma^2(b+1)} \frac{[(1-\beta)^2 - \alpha^2]^b}{(1-\beta)^{2b+1}}, \quad \int_{-1+|\beta|}^{1-|\beta|} d\alpha \pi_b(\beta, \alpha) = 1. \quad (6.14)$$

Le paramètre b dans (6.14) contrôle la sensibilité à la variable ξ des GPDs. Dans la limite $b \rightarrow \infty$, $\pi_b(\beta, \alpha) \rightarrow \delta(\alpha)$ et la dépendance en ξ disparaît. Les contributions des quarks de la mer de ceux de la valence sont introduites indépendamment l'une de l'autre, avec $\mathfrak{h}_V^q = \mathfrak{h}_V^{q_{\text{val}}} + \mathfrak{h}_V^{q_{\text{mer}}}$ par exemple. Les distributions q_{val} , q_{mer} , Δq_{val} et Δq_{mer} proviennent des paramétrisations MRST02 [76] prises à l'échelle $Q^2 = 1 \text{ GeV}^2$. Les paramètres b_{val} et b_{mer} sont pris égaux à 1 dans le modèle de base².

Nous retrouvons alors les GPDs à $t = 0$ *via* les équations (6.5) et (6.6).

6.1.3 Dépendance en t pour H^q : modèle de type Regge

Les corrélations (x, t) proviennent des contraintes issues des facteurs de forme élastiques présentés dans la section 1.3.1. Une première idée est de prendre

$$H^q(x, \xi, t) = H^q(x, \xi, t = 0)F_1^q(t)/F_1^q(0) \quad (6.15)$$

indépendamment de x . Plusieurs arguments indiquent que la distribution transverse des partons doit dépendre de leur fraction d'impulsion, menant ainsi à chercher une dépendance non factorisée en (x, t) . Le modèle du quark soliton chiral, la phénoménologie issue des théories de type Regge, ainsi que la condition de Drell-Yan-West, selon laquelle $q(x) \stackrel{x \rightarrow 1}{\sim} (1-x)^\nu$, impliquant $F(t) \stackrel{t \rightarrow \infty}{\sim} 1/t^{(\nu+1)/2}$, suggèrent [73] :

$$\mathfrak{h}_V^q(\beta, \alpha, t) = \mathfrak{h}_V^q(\beta, \alpha, t = 0)\beta^{-\alpha'_1(1-\beta)t} \quad (6.16)$$

où α'_1 est un paramètre³ à ajuster, correspondant à la pente de la principale trajectoire de Regge pour le facteur de forme F_1 de Dirac. On retrouve alors H à $t \neq 0$ *via* l'équation (6.5).

6.1.4 Dépendance en t pour \tilde{H}^q : paramétrisation factorisée

Pour \tilde{H} , bien que rien n'empêche en principe une stratégie de type Regge comme pour H , le manque de contraintes expérimentales sur g_A ne permet pas d'appliquer une telle stratégie. Dans la version du modèle que nous avons utilisée, nous avons donc pris

$$\tilde{H}^q(x, \xi, t) = \tilde{H}^q(x, \xi, t = 0)g_A^q(t)/g_A^q(0). \quad (6.17)$$

6.1.5 Paramétrisations des GPDs E^q et \tilde{E}^q

Les paramétrisations des DDs ϵ_V^q et ϵ_A^q , ou des GPDs E et \tilde{E} , sont plus délicates, puisque nous ne disposons pas de contraintes du DIS à $t \rightarrow 0$ pour ces distributions. Une tentative

²Nous montrerons les influences des variations de ces 2 paramètres lorsque nous comparerons les prédictions pour l'asymétrie aux données dans la section 6.2.2.

³Attention à ne pas confondre avec la seconde variable des DDs. La notation est celle habituelle en phénoménologie de Regge.

est de procéder par analogie avec les modèles pour H et \tilde{H} :

$$\epsilon_V^q(\beta, \alpha, t) = \mathfrak{h}_V^q(\beta, \alpha, t=0)\beta^{-\alpha'_2(1-\beta)t} \quad (6.18)$$

$$\tilde{E}^q(x, \xi, t) = \tilde{H}^q(x, \xi, t=0)h_A^q(t)/h_A^q(0). \quad (6.19)$$

où α'_2 , correspondant à la pente de la principale trajectoire de Regge pour le facteur de forme F_2 de Pauli, doit également être ajusté. Nous n'avons pas inclus les calculs pour \tilde{E} dans notre modèle. En effet, cette GPD n'intervient pas dans notre observable. La GPD E , que l'on retrouve à partir de la DD ϵ_V^q via l'équation (6.6), est aussi négligée dans la version de base de notre modèle, supprimée par un facteur t/M_N^2 comme nous pouvons le voir dans l'équation (1.74).

6.1.6 Le terme D

Le support du terme D est restreint à la région ERBL. On le développe donc en série de polynômes de Gegenbauer, qui sont les fonctions propres de l'équation d'évolution ERBL à l'ordre dominant :

$$D(z, t=0) = \frac{1}{2}(1-z^2) \left[d_1 C_1^{3/2}(z) + d_3 C_3^{3/2}(z) + d_5 C_5^{3/2}(z) + \dots \right] \quad (6.20)$$

Les coefficients d_i ont été évalués dans le cadre du modèle du quark-soliton chiral [72] via l'équation (6.7) et sont compatibles avec les résultats issus de calculs sur réseau. On trouve que la combinaison isovectorielle $D^u - D^d$ est compatible avec zéro, et la combinaison isoscalaire donne :

$$D^u(z, t=0) + D^d(z, t=0) = (1-z^2) \left[-4.0 C_1^{3/2}(z) - 1.2 C_3^{3/2}(z) - 0.4 C_5^{3/2}(z) + \dots \right] \quad (6.21)$$

La dépendance en t est factorisée :

$$D^q(z, t) = D^q(z, t=0)F^q(t) \quad (6.22)$$

Ces résultats ont été obtenus à l'échelle $\mu = 0.6$ GeV. La dépendance logarithmique en μ produit certaines incertitudes supplémentaires.

6.1.7 Contribution du twist-3

Les contributions de twist-3 sont calculées dans l'approximation dite de Wandzura-Wilzek (WW) que nous avons déjà mentionnée. Une présentation, fût-elle sommaire, des techniques menant à cette approximation est hors du cadre de ce travail. Une description ainsi que des références peuvent être trouvées dans [72]. Notons ici les motivations pour cette approximation. La première provient des mesures en DIS des fonctions de structure en spin g_1 et g_2 . La fonction de structure en spin transverse g_2 s'écrit comme une somme de deux termes, dont l'un est calculable à partir de g_1 par la relation de WW, et l'autre, formellement de twist-3, implique des éléments de matrices d'opérateurs contenant des

corrélations quark-gluon-antiquark. Ce que l'on appelle approximation de WW pour g_2 consiste à négliger ce second terme, en ne gardant que le terme calculable à partir de g_1 . Les résultats expérimentaux sont compatibles avec cette approximation [77, 78]. D'autres motivations nous sont fournies par des évaluations de g_2 sur réseau [79], ou encore par les indications du modèle des instantons du vide de QCD [80, 81]. Dans ce modèle, la faible contribution du twist-3 par rapport au twist-2 provient de la petitesse de la compacité⁴ des instantons. Quantitativement, le rapport des contributions de twist-3 aux contributions de twist-2 est donné par

$$\frac{\text{twist-3}}{\text{twist-2}} \sim \left(\frac{\rho}{R}\right)^4 \ln\left(\frac{\rho}{R}\right)^2 \approx -2.71 \times 10^{-2} \quad (6.23)$$

où $\rho \approx 1/3$ fm est la taille moyenne des instantons et $R \approx 1$ fm correspond à leur distance mutuelle moyenne.

6.1.8 Résumé des caractéristiques du modèle de base

Avant de passer à la confrontation des prédictions du modèle utilisé aux données, nous résumons ici les caractéristiques de la version de ce modèle pour chaque GPD. Dans la suite, lorsque nous comparerons les sensibilités de notre observable aux différentes contributions que nous pouvons ajuster, cette version de référence de la paramétrisation sera appelée "modèle de base".

- H est implémentée dans la version la plus élaborée et la plus récente : les corrélations (x, ξ) sont générées à partir des DDs, et les corrélations (x, t) à partir du modèle de type Regge. Le terme D n'est pas inclus dans le modèle de base.
- \tilde{H} est prise en compte, la dépendance en t est factorisée car les données disponibles sur g_A ne sont pas suffisantes.
- E n'est pas incluse dans le modèle de base, étant supprimée par un facteur t/M_N^2 comme l'indique l'équation (1.74).
- \tilde{E} n'est pas incluse puisqu'elle n'intervient pas dans notre observable comme nous pouvons voir dans les équations (1.74) et (1.75).

6.2 Confrontation du modèle aux données

Dans cette section, nous commençons par comparer les prédictions du modèle de base pour $\alpha = A(90^\circ)$ en fonction de $|t|$. Nous explorons ensuite l'influence des différents paramètres :

⁴Le terme compacité parfois utilisé dans ce contexte est quelque peu abusif : la structure du vide dans ce modèle ressemble plutôt à un fluide d'instantons qu'à un cristal, et le terme compacité est utilisé par analogie.

1. les contributions de twist-3 telles qu'évaluées dans l'approximation WW;
2. les valeurs choisies pour b_{val} et b_{mer} ;
3. l'inclusion du terme D .

Nous avons également exploré d'autres possibilités que nous ne présentons pas en détail ici, notamment les contributions de \tilde{H} et E . Ainsi, la suppression de \tilde{H} dans le modèle de base provoque des changements de l'ordre du pourcent, indépendants de t mais légèrement plus visibles à grand x_B , comme nous nous y attendons conformément à l'équation (1.74). Nous avons également inclus E dans le modèle de base pour chercher une sensibilité à cette GPD. Les variations obtenues sont de l'ordre du pourcent, mais peuvent atteindre 10% à grand t . La précision de nos données, notamment à grand t , ne nous permet cependant pas de conclure à une amélioration du modèle.

6.2.1 Asymétries à 90° en fonction de $|t|$.

La figure 6.2 constitue notre résultat principal. Elle montre que les prédictions du modèle de base sont en accord raisonnable avec les données. Notamment, le changement de la pente en t lorsque x_B augmente est bien reproduit. A t proche de t_{min} , le modèle de base surestime néanmoins les asymétries.

Rappelons que la variable x_B dans notre réaction reflète la variable ξ , et le lien entre les deux est donné par l'équation (1.51). Néanmoins, les équations (1.80) à (1.82) montrent que $x = \xi$ pour notre observable. Ainsi, la figure 6.2 indique que le modèle VGG reproduit de façon satisfaisante les corrélations (x, t) . Nous présenterons dans la section 6.3.2 les résultats prédits pour la physique dans le plan transverse.

Il est assez surprenant que l'accord entre le modèle et les données s'améliore lorsque t augmente. Les paramètres α_1 et α_2 ont été ajustés simultanément, à partir des données sur les facteurs de formes G_E et G_M de Sachs :

$$G_E(t) = F_1(t) + \frac{t}{4M_N^2} F_2(t), \quad (6.24)$$

$$G_M(t) = F_1(t) + F_2(t). \quad (6.25)$$

Afin d'obtenir les saveurs u et d de quarks, l'ajustement est réalisé pour le proton et le neutron. Les plus grandes incertitudes expérimentales sont celles du facteur de forme électrique du neutron, notamment en dessous de $-t = 0.5 \text{ GeV}^2$. De plus, l'ansatz de Regge (6.16) que nous utilisons a été motivée par le comportement à grand t (voir [73]). Ces deux éléments interviennent dans le désaccord que nous observons à petit t .

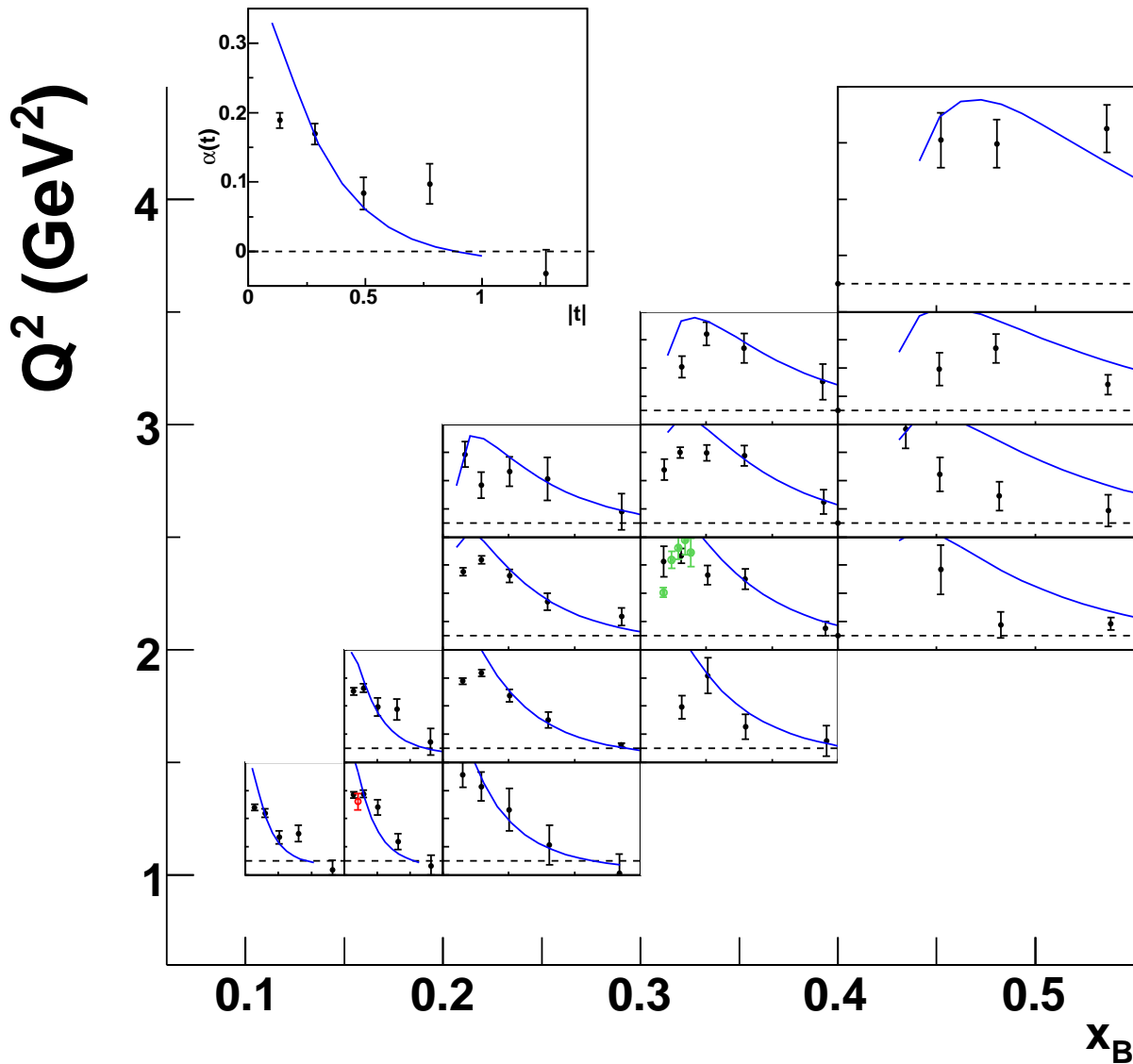


Figure 6.2: *Asymétries à 90° , ou $\alpha(t)$. Les courbes en bleu correspondent au modèle de base.*

6.2.2 Influences des différents ingrédients du modèle

Influence des termes de twist-3

La première modification au modèle de base que nous discutons est l'inclusion du twist-3 dans l'approximation dite de WW. La figure 6.3 montre les 4 premiers intervalles en t pour $0.3 < x_B < 0.4$ et $2 < Q^2 < 2.5 \text{ GeV}^2$ fixés. Les courbes en traits pleins correspondent toujours au modèle de base, les courbes pointillées résultent de l'inclusion du twist-3.

De façon surprenante, la contribution du twist-3 n'est pas négligeable et change significativement la forme des asymétries en fonction de ϕ à grand t , menant dans plusieurs bins (que nous ne présentons pas tous ici) à une incompatibilité qualitative avec les formes observées. Ces résultats sont néanmoins beaucoup trop préliminaires, et nos barres d'erreurs à grand t (là où le désaccord est plus marqué) donnent des incertitudes trop grandes, pour pouvoir conclure à une invalidation de l'approximation WW pour les GPDs de twist-3. Une telle invalidation pourrait indiquer la chose suivante : la relation WW est mathématiquement exacte et l'approximation dite de WW consiste à ne retenir pour les GPDs de twist-3 que la partie calculable à partir des GPDs de twist-2. Si nous surestimons la contribution de twist-3 dans cette approximation, cela signifie que la partie que nous avons omise n'est en fait pas négligeable, et de signe opposé à la contribution WW. Ainsi, nous entrevoyons la possibilité de tester les corrélations quark-gluon-antiquark contenues dans ce terme de twist-3.

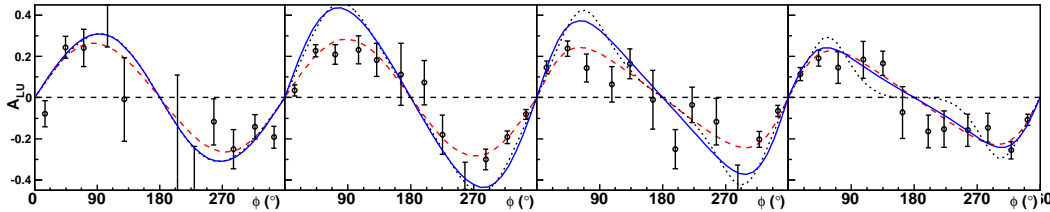


Figure 6.3: Contribution du twist-3 dans l'approximation WW : en *traits pleins*, le modèle de base; en *traits tiretés*, l'ajustement aux données et en *pointillés* le modèle de base avec twist-3. Dans cette figure, $0.3 < x_B < 0.4$ et $2 < Q^2 < 2.5 \text{ GeV}^2$ sont fixés, et t varie de gauche à droite entre les intervalles $0.09 < |t_1| < 0.2 < |t_2| < 0.4 < |t_3| < 0.6 < |t_4| < 1 \text{ GeV}^2$.

Influence des paramètres b_{val} et b_{mer}

Nous avons fait varier les paramètres b pour la mer et pour la valence séparément. Nous présentons ici les résultats obtenus pour les valeurs modérées $b = 0.5$ et $b = 5$, dans la figure 6.4, en haut pour la valence et en bas pour la mer. Cette figure montre 4 intervalles en x_B et Q^2 donnés dans le tableau 6.1, et $0.4 < |t| < 0.6 \text{ GeV}^2$ est fixé. Lorsque b

x_B	0.15 à 0.20	0.20 à 0.30	0.30 à 0.40	0.40 à 0.55
$Q^2(\text{ GeV}^2)$	1.0 à 1.5	1.5 à 2.0	2.0 à 2.5	2.5 à 3.0

Tableau 6.1: Intervalles en x_B et Q^2 utilisés dans la figure 6.4, donnés de gauche à droite.

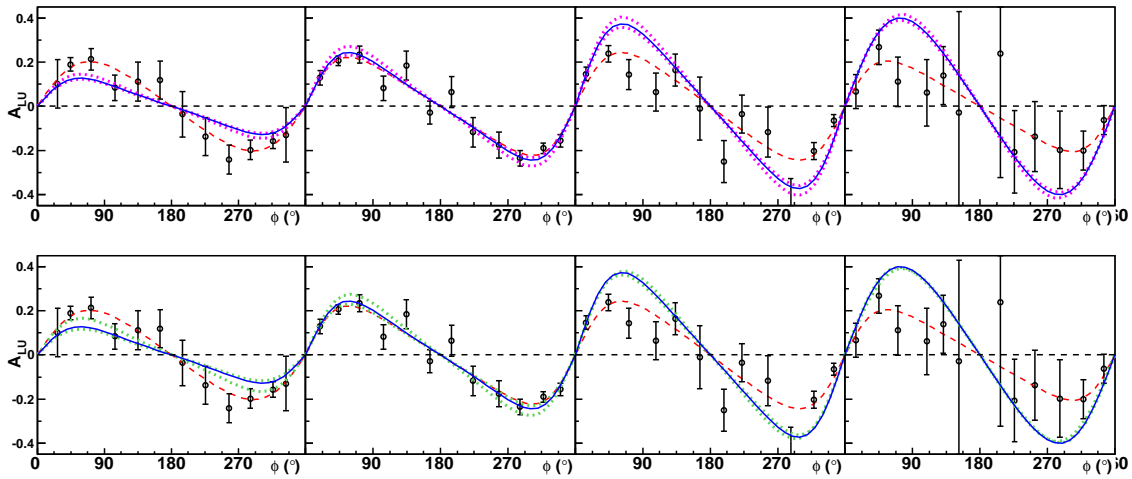


Figure 6.4: Influence des paramètres b , pour la *valence* en haut, pour la *mer* en bas. On prend $0.4 < |t| < 0.6 \text{ GeV}^2$ fixé, et les 4 intervalles en x_B et Q^2 sont définis dans le tableau 6.1. En trait plein, $b = 1$, en dessous $b = 0.5$ et en dessus $b = 5$.

augmente, l'asymétrie augmente aussi, ce qui est compatible avec nos valeurs modérées de x_B . Ces changements sont néanmoins très faibles. Les variations sont plus grandes aux x_B intermédiaires pour la valence, et aux petits x_B pour la mer, ce qui reflète les PDFs utilisées dans la paramétrisation.

Influence du terme D

La figure 6.5 pour laquelle $0.2 < |t| < 0.4 \text{ GeV}^2$ montre l'influence de l'inclusion du terme D au modèle de base. On constate que cette influence est grande, et de façon satisfaisante améliore significativement l'accord quantitatif en amplitude. On s'attend également à ce que l'influence du terme D diminue lorsque Q^2 augmente, ce qui est approximativement vérifié dans chaque intervalle en x_B . Cependant, le traitement préliminaire du terme D tel que présenté ici inclut des effets de twist-4 ($\xi \neq \xi'$, cf section 1.4.1) qui sont contestables. Nous ne pouvons pas à ce stade tirer de conclusion physique de cette comparaison.

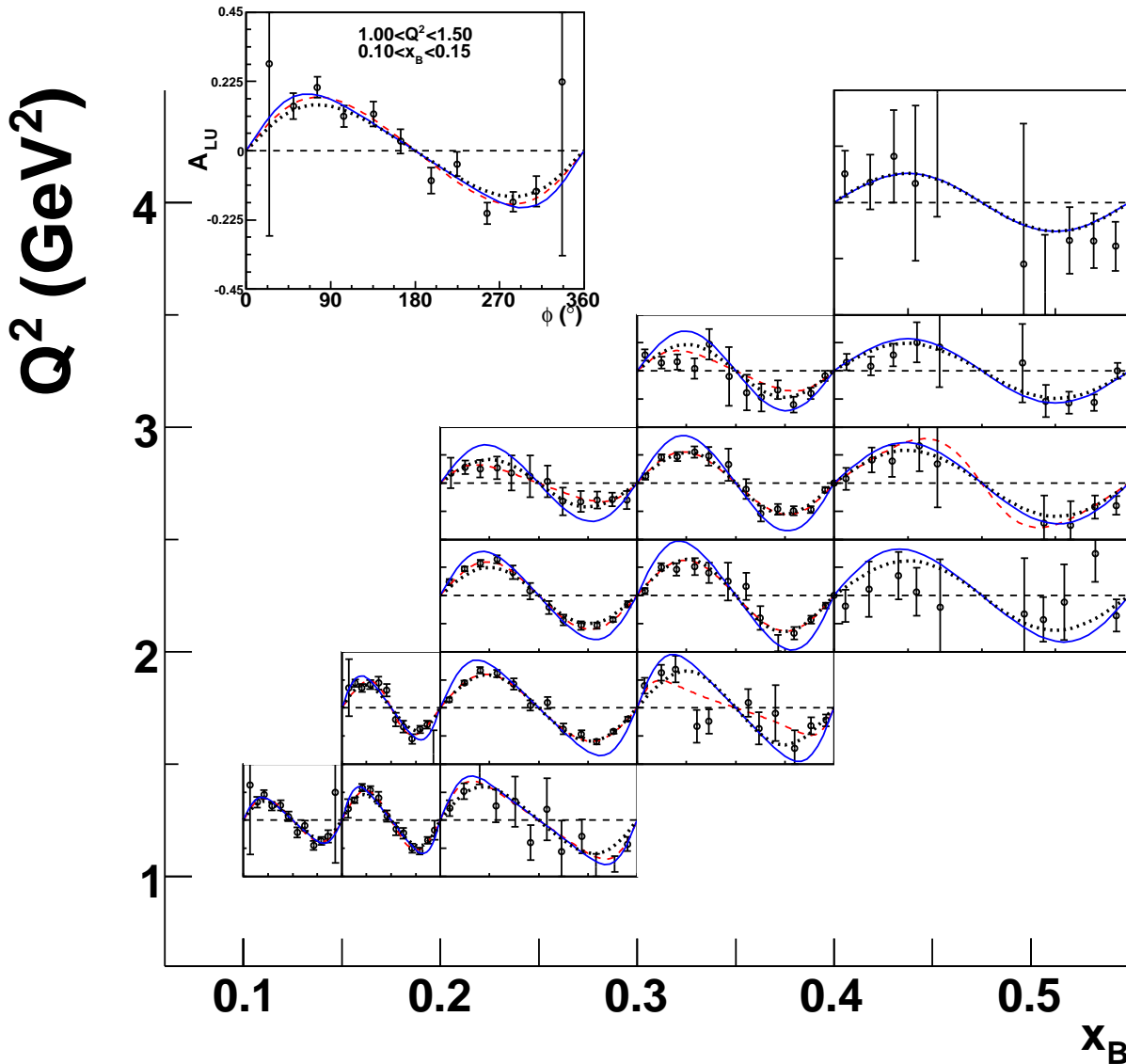


Figure 6.5: Asymétries $A(\phi)$ et influence du terme D (traits pointillés).
 Pour cette figure, $0.2 < |t| < 0.4 \text{ GeV}^2$.

6.3 Perspectives

Les résultats obtenus dans ce chapitre montrent que le modèle de base de GPDs, paramétrisées à l'aide des PDFs et des facteurs de forme, donne un bon accord avec les données, reproduisant d'abord qualitativement les formes observées, et prédisant en outre quantitativement les asymétries expérimentales. Ils montrent de plus la sensibilité de notre observable aux différents paramètres du modèle. Bien que ces résultats soient trop préliminaires pour que l'on puisse tirer des conclusions physiques sur la structure du nucléon, il apparaît clairement que nos données fournissent des contraintes importantes pour les modèles de GPDs, sur un large domaine cinématique.

Ayant montré un bon accord de notre modèle aux données expérimentales, nous concluons cette section en montrant certaines informations physiques contenues dans les GPDs, telles que nous les avons extraites par la paramétrisation VGG. Bien que nous ne soyons pas encore en mesure d'accéder à ces informations et aux détails de la dynamique avec précision, nous pouvons déjà illustrer les caractéristiques générales, et les tendances globales des formes. La phénoménologie contenue dans les GPDs est beaucoup plus vaste que ce que nous avons choisi ici pour illustration. Nous montrons simplement les corrélations en (x, ξ) et en (x, t) . Notons d'ailleurs qu'aucune interprétation des corrélations (ξ, t) n'est connue à ce jour.

6.3.1 Corrélations (x, ξ)

Les travaux originaux sur les GPDs mettaient l'accent sur les informations nouvelles contenues dans les corrélations (x, ξ) . La figure 6.6 montre la GPD $H(x, \xi, t = 0)$ dans notre modèle avec terme D inclus. On retrouve à $\xi = 0$ les PDFs prises comme contraintes, singulières à $x = 0$. Les régions $\xi < x$ et $x < -\xi$ (dites DGLAP) entourent la région $-\xi < x < \xi$ (dite ERBL). Lorsque ξ augmente, les corrélations antiquark-quark augmentent, menant à une amplitude de distribution mésonique à $\xi = 1$, qui est une fonction à faibles variations sur tout le domaine en x . L'interpolation lisse entre ces deux régimes illustre la richesse de la physique contenue dans les GPDs.

Notre observable est sensible aux GPDs principalement à $x = \pm\xi$, comme nous pouvons le voir dans les équations (1.80), (1.81) et (1.82) pour H , \tilde{H} et E respectivement, au numérateur de l'asymétrie (parties imaginaires des facteurs de forme de Compton) et au dénominateur de l'asymétrie (parties réelles des CFFs). Nous voyons aussi dans ces équations que nous sommes principalement sensibles à la GPD H . Ainsi nous explorons la surface visible dans la figure 6.6 le long d'une droite⁵. Le processus DDVCS, au cours duquel le photon en voie de sortie est virtuel et produit une paire de leptons, permet d'explorer complètement cette surface.

⁵définie par $x = \xi$

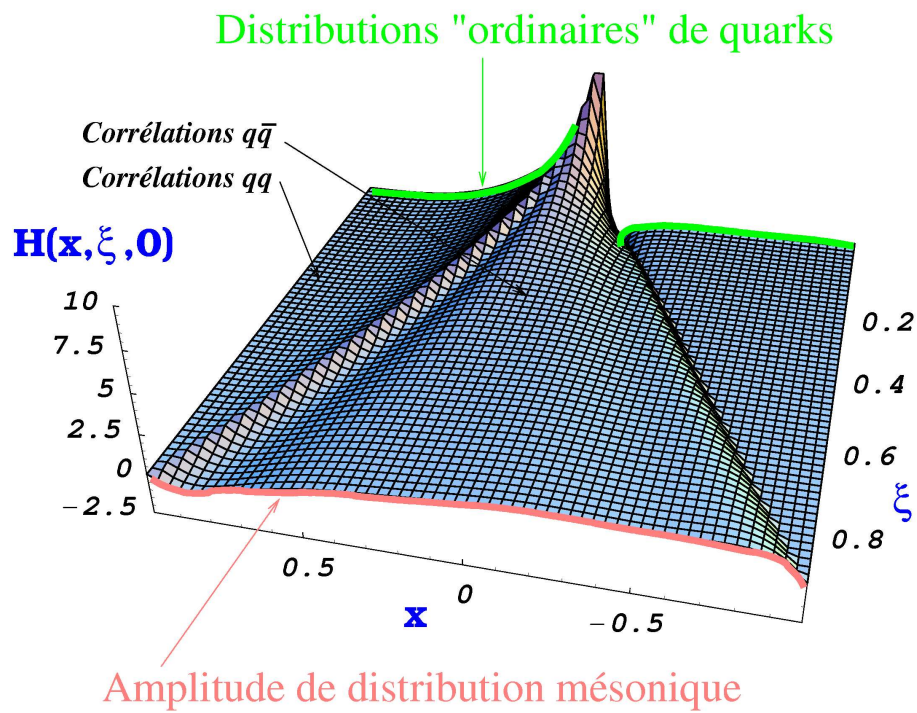


Figure 6.6: $H^u(x, \xi, t = 0)$ obtenue avec $b_{val} = b_{mer} = 1$ et l'inclusion du terme D (figure extraite de [72]).

6.3.2 Corrélations (x, t)

Les travaux récents de Burkardt [14] ont permis de donner un sens physique aux corrélations (x, t) . Nous avons décrit dans la section 1.3.4 la physique de le plan transverse issue de ces travaux. Reprenons l'équation (1.39), et imposons $\xi = 0$. Nous aboutissons alors à $q(x, \vec{b}_\perp)$, la distribution des quarks portant une fraction d'impulsion x sur le cône de lumière, à une position \vec{b}_\perp dans le plan transverse :

$$q(x, \vec{b}_\perp) = \langle p_2^+ | \int \frac{d\lambda}{2\pi} e^{-i\lambda x} \bar{\Psi}^q(-\frac{\lambda n}{2}, \vec{b}_\perp) \gamma^+ \Psi(\frac{\lambda n}{2}, \vec{b}_\perp) | p_1^+ \rangle \quad (6.26)$$

$$= \int \frac{d^2 \vec{\Delta}_\perp}{(2\pi)^2} e^{i\vec{\Delta}_\perp \cdot \vec{b}_\perp} H^q \left(x, \xi = 0, -|\vec{\Delta}_\perp|^2 \right) \quad (6.27)$$

Il est possible de calculer analytiquement cette distribution dans notre modèle. Nous trouvons alors :

$$q(x, \vec{b}_\perp) = q(x) \frac{1}{4\pi\alpha_1(1-x)\ln(1/x)} e^{-\frac{b_\perp^2}{4\pi\alpha_1(1-x)\ln(1/x)}} \quad (6.28)$$

Cette distribution est illustrée par la figure 6.7. Si la décroissance lorsque x augmente est essentiellement due au facteur $q(x)$, le résultat important visible sur cette figure est une décroissance de la taille transverse du nucléon en fonction de x . Ainsi, les quarks de la mer (à petit x) sont présents à la périphérie (nuage de pions), alors que les quarks de valence se trouvent essentiellement au cœur du nucléon. Dans la limite $x \rightarrow 1$, l'extension transverse s'annule : un quark portant toute l'impulsion du proton se trouve nécessairement au centre de masse dans le plan transverse.

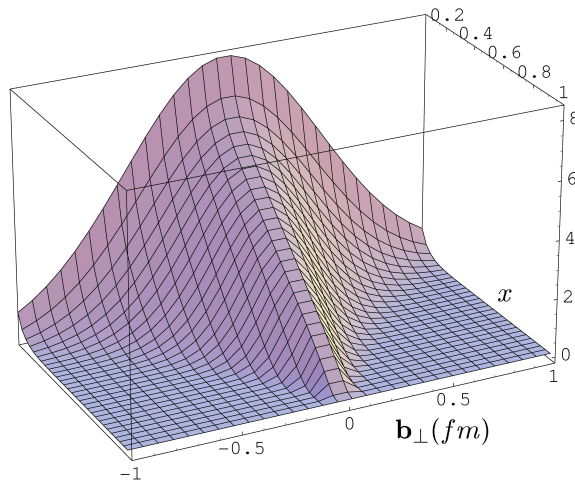


Figure 6.7: Distribution $u(x, \vec{b}_\perp)$ obtenue avec notre modèle de base (figure extraite de [14]).

Conclusion

La chromodynamique quantique décrit en principe de façon exacte le spectre des hadrons observés, leur structure et la dynamique de leurs interactions. Le formalisme des Distributions de Partons Généralisées permet de décrire les réactions exclusives dures dans la limite de Bjorken, et unifie les différentes approches historiques au problème de la structure des hadrons. Une connaissance de toutes les GPDs du proton, pour toutes les saveurs de quarks et pour les gluons, nous permettrait de calculer les moments du tenseur énergie-impulsion des partons, ainsi que d'extraire une femto-photographie du proton dans les différentes configurations possibles d'états de spin du proton et des partons.

L'extraction des GPDs à partir des données constitue un vaste programme expérimental, nécessitant l'étude de plusieurs réactions pour séparer les contributions des différentes saveurs de quarks et des gluons, procédant par un ajustement global sur toutes les données disponibles. Dans ce travail, nous avons fourni des premières contraintes sur un vaste espace de phase, sensibles principalement à la GPD H . Le modèle de GPDs que nous avons utilisé prouve qu'il est capable à la fois de fournir un bon accord qualitatif en reproduisant les formes et leurs tendances, ainsi qu'un accord quantitatif raisonnable avec les données. La mise en œuvre de ce modèle pour extraire des informations physiques sur la structure du proton offre des perspectives encourageantes, stimulant la continuation du programme d'extraction global.

Les techniques d'analyse des données pour extraire cette observable répondent de façon satisfaisante aux difficultés de soustraction de bruit de fond, assurant ainsi l'exclusivité de la réaction. Nos erreurs sont dominées par la statistique disponible. Les performances des nouveaux équipements construits pour accéder à cette mesure ont été satisfaisantes. Ceux-ci seront réutilisés dans plusieurs expériences à venir.

Pour terminer complètement ce travail, il sera nécessaire d'évaluer les erreurs systématiques bin par bin, comme indiqué dans la section 5.8.2. Un ajustement global des paramètres des modèles sur toutes les données devra utiliser comme poids les erreurs estimées précisément dans chaque bin. Eventuellement, ces poids devront également prendre en compte les χ^2 de nos ajustements avec la forme (1.89). Si nous avons vérifié la qualité des ajustements à nos données bin par bin par un examen visuel systématique des fits et des valeurs des χ^2 associées, nous ne les avons pas utilisés par la suite.

Les légers décalages que nous avons observés dans nos pics exclusifs (et que nous avons mentionnés dans la section 5.3) n'ont pas encore été complètement compris à ce jour. Ces problèmes pourraient provenir d'un mauvais alignement des sous-détecteurs et du solénoïde, ou de l'algorithme de reconstruction appliqué à la superposition des champs

du tore et du solénoïde, ou encore de la calibration du calorimètre IC. Ils pourraient avoir des petits effets systématiques sur les valeurs moyennes des variables x_B , Q^2 , t et ϕ dans chaque intervalle. Bien que ces effets soient probablement inférieurs aux résolutions correspondantes, il serait fortement souhaitable d'en comprendre l'origine, si possible d'implémenter des corrections, et au moins d'avoir une estimation des possibles effets systématiques qui peuvent en résulter avant de publier définitivement nos résultats.

Enfin, une autre amélioration possible pour la seconde partie de prise de données serait la suivante. Nous étions limités en luminosité non par le taux d'acquisition ou le temps mort, mais par le bruit de fond dans les chambres à dérive de la région 1. L'ajout d'un blindage par une feuille métallique assez fine tendue entre le solénoïde et le calorimètre IC pourrait limiter significativement ce bruit de fond sans pour autant altérer les particules produites dans notre réaction. Un compromis entre l'efficacité du blindage et son influence sur la résolution obtenue doit être étudié par simulations pour déterminer la bonne épaisseur et la composition de cette feuille métallique.

Nous pourrions également étudier les variations des résultats sur l'asymétrie lorsqu'on l'évalue par d'autres techniques, telles que celle des moments par rapport à $\sin \phi$ (une technique adoptée dans [28]). Bien entendu, les résultats obtenus par différentes techniques d'extraction d'une observable physique doivent être compatibles. Cela nécessite que l'on ait bien sous contrôle tous les effets systématiques, rendant une telle vérification intéressante. Dans le même ordre d'idées, nous pourrions également utiliser des paramétrisations alternatives des GPDs. Le formalisme proposé récemment par Müller et Schäfer [84] présente un certain nombre d'attraits. Basé sur une décomposition en ondes partielles de spin conforme, et une représentation en terme d'intégrales de Mellin-Barnes, il satisfait explicitement les équations d'évolution, et les différentes contraintes analytiques connues sont automatiquement respectées.

Nous n'avons obtenu que la moitié de la statistique qui avait été allouée à notre expérience par le comité d'évaluation des programmes suite à la proposition [52]. Le doublement de la statistique correspond à une réduction d'un facteur $\sqrt{2}$ des barres d'erreurs statistiques. Nous avons vu dans le chapitre d'interprétation que pour certaines dépendances aux paramètres de notre modèle, nous sommes en limite de signification statistique. L'affinement possible des paramétrisations qui peut résulter de nos données, et le doublement de la statistique disponible permettront une connaissance encore plus précise des formes des GPDs. Dans cette optique, il faudra également pousser plus loin l'étude de l'influence de chacun de ingrédients du modèle VGG. Les informations obtenues par cette étude pourront aussi avoir des répercussions sur les ingrédients d'autres modèles et paramétrisations, si nous confirmons par exemple que l'influence du terme D est si importante. La forme choisie pour ce terme, développé en polynômes de Gegenbauer, est bien justifiée, mais la normalisation, issue des prédictions du modèle du quark-soliton chiral, est en partie arbitraire.

Les résultats attendus du Hall-A pour le DVCS sur le neutron [42] seront sensibles principalement à la GPD E . *In fine*, une connaissance plus précise des GPDs H et E permettra d'obtenir des contraintes sur la règle de somme de Ji, dont l'extrapolation à $t = 0$ permet d'évaluer directement le moment angulaire total porté par les quarks.

L'expérience CLAS avec cible polarisée apportera des contraintes sur \tilde{H} .

Au-delà, l'étude d'autres réactions, notamment la production de mésons dans le régime profondément virtuel, permettra de procéder à une séparation des différents saveurs de quarks. En effet, selon les nombres quantiques des particules produites, les combinaisons linéaires de GPDs accessibles ne sont pas les mêmes. La mesure de la production exclusive de mésons ρ^0 à CLAS [82] montre que la partie longitudinale de la section efficace est compatible avec les prédictions des modèles de GPDs, et la partie transverse est bien reproduite par un modèle de type Regge. En revanche pour l'électroproduction de mésons ω [83] l'hélicité n'est pas conservée ce qui rend impossible la séparation des composantes transverse et longitudinale. Le passage ("upgrade") à 12 GeV de la machine CEBAF donnera accès à des transferts d'impulsion plus grands, où l'on espère qu'une telle séparation pour les mésons ω sera possible. Enfin, l'accès au processus double DVCS (DDVCS) pour lequel le photon virtuel dans l'état final se désintègre en une paire de leptons permettrait une mesure directe des corrélations (x, ξ) .

La richesse phénoménologique des GPDs a soulevé une intense activité expérimentale. HERMES à DESY a installé un détecteur de recul pour la proton assurant directement l'exclusivité de la réaction et la prise de données est en cours. Encore à DESY, le dispositif de collision H1 a installé un détecteur à petit angle dans le même but. La collaboration COMPASS au CERN a construit un prototype de détecteur de recul pour le proton, des tests sont en cours, et la prise de données dédiées aux GPDs pourrait commencer aux alentours de 2010. Toutes ces expériences explorent différentes régions cinématiques en (x_B, Q^2) , différentes réactions, combinaisons de spins de cible et de faisceau, ou encore de charge du faisceau. Au laboratoire Jefferson, la seconde partie de la prise de données pour l'asymétrie de spin du faisceau DVCS aura lieu en 2008, ainsi que celles dédiées à la mesure de l'asymétrie de spin de la cible DVCS. Prévu au début des années 2010, l'upgrade de CEBAF à 12 GeV permettra d'élargir encore le domaine cinématique vers les petits et les grands x_B . La mesure des GPDs est l'un des objectifs prioritaires de cet upgrade. Le nouveau laboratoire FAIR avec le dispositif PANDA contribuerait également au programme d'extraction des GPDs, ou plus généralement à l'étude du nucléon. Enfin à plus long terme, ces recherches pourront continuer auprès d'un nouvel accélérateur à 24 GeV au laboratoire Jefferson, ainsi qu'auprès du collisionneur EIC (Electron Ion Collider), soit au laboratoire Jefferson soit au laboratoire BNL.

Bibliographie

1. R.P. Feynman, *Photon-Hadron Interactions*, New York : Benjamin (1972).
2. X.D. Ji, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **54** (2004), 413.
3. F. M. Dittes, D. Müller, D. Robaschik, B. Geyer et J. Hořejši, Phys. Lett. **B209** (1988) 325.
4. D. Müller, D. Robaschik, B. Geyer, F. M. Dittes et J. Hořejši, Fortschr. Phys. **42** (1994) 101.
5. X.D. Ji, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 610; X.D. Ji, Phys. Rev. **D55** (1997) 7114.
6. A.V. Radyushkin, Phys. Rev. **D56** (1997) 5524.
7. J. C. Collins, L. L. Frankfurt, M. Strikman, Phys. Rev. **D56** (1997) 2982.
8. E.P. Wigner, Phys. Rev. **40** (1932) 749.
9. E.J. Ernst, R.G. Sachs et K.C. Wali, Phys. Rev. **119** (1960) 1105; R.G. Sachs, Phys. Rev. **126** (1962) 2256.
10. A.V. Belitsky, X.D. Ji et F. Yuan Phys. Rev. **D69** (2004) 074014.
11. A.V. Belitsky et A. Radyushkin, Phys. Rep. **418** (2005) 1.
12. M.V. Polyakov, Phys. Lett. **B555** (1997) 57.
13. P. Schweitzer, GPDs 2006 Workshop, ECT* Trento, 5-9 June 2006.
14. M. Burkardt, Phys. Rev. **D62** (2000) 071503 ; *Erratum-ibid.* **D66** (2002) 119903; M. Burkardt, Int. J. Mod. Phys. **A18** (2003) 173.
15. M. Diehl, Eur. Phys. J. **C25** (2002) 223.
16. J.P. Ralston et B. Pire, Phys. Rev. **D66** (2002) 111501.
17. J.B. Kogut and D.E. Soper, Phys. Rev. **D1** (1970) 2901.
18. J.B. Kogut and L. Susskind, Phys. Rev. **D9** (1974) 3391.

19. D.E. Soper, Phys. Rev. **D15** (1977) 1141.
20. S.J. Brodsky et G.P. Lepage, dans A.H. Mueller (Ed.) *Perturbative Quantum Chromodynamics*, World Scientific, Singapore, 1989.
21. M. Diehl, Phys. Rep. **388** (2003) 41.
22. X.D. Ji et J. Osborne, Phys. Rev. **D58** (1998) 094018.
23. J.C. Collins et A. Freund, Phys. Rev. **D59** 074009.
24. C.W. Bauer, S. Fleming, D. Pirjol, I.Z. Rothstein et I.W. Stewart Phys. Rev. **D66** (2002) 014017.
25. K. Wilson, Phys. Rev. **179** (1969) 1499.
26. F.J. Ynduráin, *The Theory of Quark and Gluon Interactions*, 3^{ième} édition, Springer Texts and Monographs in Physics.
27. M. Diehl, T. Gousset, B. Pire et J.P. Ralston, Phys. Lett. **B411** (1997) 193.
28. A.V. Belitsky, D. Müller et A. Kirchner, Nucl. Phys. **B629** (2002) 323.
29. M. Garçon, Rapport DAPNIA-06-203, *Intersection between Particle and Nuclear Physics*, Puerto Rico, Mai 2006, à paraître dans A. I. P. Conf. Proc.
30. C. Adloff *et al.* (H1 collaboration), Phys. Lett. **B517** (2001) 47.
31. A. Aktas *et al.* (H1 collaboration), Eur. Phys. J. **C44** (2005) 1.
32. S. Chekanov *et al.* (ZEUS collaboration), Phys. Lett. **B573** (2003) 46.
33. A. Airapetian *et al.* (HERMES collaboration), Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 182001.
34. A. Airapetian *et al.* (HERMES collaboration), hep-ex/0605108, soumis à Phys. Rev. Lett.
35. S. Stepanyan *et al.* (CLAS collaboration), Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 182002.
36. S. Chen *et al.* (CLAS collaboration), Phys. Rev. Lett. **77** (2006) 072002.
37. C. Muñoz Camacho *et al.* (Jefferson Lab Hall A collaboration), nucl-ex/0607029, à paraître dans Phys. Rev. Lett.
38. B. Roland (pour la collaboration H1), hep-ex/0605096, à paraître dans Proc. of 14th Int. Workshop on Deep Inelastic Scattering (DIS 2006), Tsukuba, Japan, April 2006.
39. F. Ellinghaus (pour la collaboration HERMES), *Intersection between Particle and Nuclear Physics*, Puerto Rico, Mai 2006, à paraître dans A. I. P. Conf. Proc.

40. G. Gavalian *et al.*, communication privée.
41. H. Avakian *et al.*, communication privée.
42. M. Mazouz *et al.*, communication privée, analyse en cours.
43. C. W. Leemann, D. R. Douglas and G. A. Krafft, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **51** (2001) 413.
44. B.A. Mecking *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. A.* Vol. 503, Issue 3 (2003), 513.
45. Southern University Research Association (SURA) *Conceptual Design Report, CEBAF Basic Experimental Equipment*, CEBAF, NewportNews, Virginia, 1993.
46. M.-L. Giacri, Rapport de stage de fin d'études de l'école d'ingénieur ISMRA de Caen et de DEA Matière et Rayonnement à l'université de Caen, Juin 2002.
47. B. Hervieu, *CLAS-DVCS magnet safety manual*, Note interne à l'usage des utilisateurs pour CLAS-DVCS, 20 Oct. 2005.
48. <http://cmsdoc.cern.ch/cms/TRIDAS/caltrig/html/CalTrig.html>, <http://cmsinfo.cern.ch/Welcome.html/CMSdocuments/CMSposters/PDF/ECALncol.pdf>
49. Site internet du constructeur : <http://www.cnilaser.com>
50. "GEometry ANd Tracking" User's Guide : <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/>
51. GSIM User's Guide : <http://www.jlab.org/Hall-B/document/gsim/userguide.html>
52. V. Burkert, L. Elouadrhiri, M. Garçon, S. Stepanyan *et al.*, JLab experiment **01-113**.
53. F.X. Girod, Mémoire de stage d'école d'ingénieur ENSPS Strasbourg, Juillet 2003.
54. CEBAF On-line Data Acquisition User's Manual, JLab internal report, 1997.
55. L. Morand, Thèse de doctorat de l'université Paris 7 - Denis Diderot, soutenue le 19 décembre 2003.
56. <http://www.jlab.org/Hall-B/secure/e1-dvcs/calibration/calibration.html>
57. V. Kubarovsky, Rapport interne. Accès restreint : http://www.jlab.org/Hall-B/secure/e1-dvcs/valery/rad_hardness/
58. V. Batarin *et al.* (BTeV electromagnetic calorimeter group), *Nucl. Instr. Meth.* **A512** (2003) 488.

59. F.-X. Girod et M. Garçon, *Simulation of CLAS/DVCS Inner Calorimeter : optimization of position reconstruction, edge effects and fiducial cuts, photon energy reconstruction, neutral pion events*, CLAS-Note **2005-001**.
60. R. Niyazov et S. Stepanyan, *DVCS Calorimeter Prototype Reconstruction and calibration procedures*, CLAS-Note **2005-007**.
61. F.-X. Girod, *TDC calibration for inner calorimeter (IC)*, CLAS-Note **2005-023**.
62. ALICE technical design report, CERN/LHCC 99-4 ALICE TDR 2, March 5th 1999.
63. W. van Loo, Phys. Status Solidi (a) **27** (1979) 565; **28** (1979) 227.
64. Particle Data Group, Review of Particle Physics, J. Phys. **G33** (2006) 1.
65. R. De Masi *et al.*, communication privée, *Beam spin asymmetry in the $ep \rightarrow ep\pi^0$ reaction from the $e1$ -dvcs experiment*, CLAS Analysis-Note en préparation.
66. R. De Masi, <http://www.jlab.org/Hall-B/secure/e1-dvcs/rita/corrections/corrections.html>
67. R. De Masi *et al.*, *Photon energy corrections in EC (from data)*, CLAS-Note **2006-015**.
68. C. Muñoz Camacho, communication privée.
69. F. Cano et J.-M. Laget, Phys. Lett. **B551** (2003) 317.
70. J.-M. Laget, communication privée.
71. M. Vanderhaegen, P.A.M. Guichon et M. Guidal, Phys. Rev. **D60** (1999) 094017.
72. M. Goeke, M.V. Polyakov et M. Vanderhaegen, Prog. Part. Nucl. Phys. **47** (2001) 401.
73. M. Guidal, M.V. Polyakov, A. V. Radyushkin et M. Vanderhaegen, Phys. Rev. **D72** (2005) 054013.
74. A.V. Radyushkin dans *At the frontiers of Particle Physics / handbook of QCD*, Boris Ioffe Festschrift, édité par M. Shifman, World Scientific Singapore (2001).
75. M.V. Polyakov et M. Weiss, Phys. Rev. **D60** (1999) 114017.
76. A.D. Martin, R.G. Roberts, W.J. Stirling et R.S. Thorne, Phys. Lett. **B531** (2002) 216; Voir également <http://durpdg.dur.ac.uk/hepdata/mrs.html>
77. P. Bosted *et al.* (Collaboration E155x), Nucl. Phys. **A663** (2000) 297.
78. P.L. Anthony *et al.* (Collaboration E155), Phys. Lett. **B553** (2003) 18.

79. M. Göckeler, R. Horsley, W. Kürzinger, H. Oelrich, D. Pleiter, P.E.L. Rakow, A. Schäfer, et G. Schierholz, Phys. Rev. **D63** (2001) 074506.
80. J. Balla, M.V. Polyakov et C. Weiss, Nucl. Phys. **B529** (1998) 323.
81. B. Dressler et M.V. Polyakov, Phys. Rev. **D61** (2000) 097501.
82. C. Hadjidakis *et al.* (CLAS collaboration), Phys. Lett. **B605** (2005) 256.
83. L. Morand *et al.* (CLAS collaboration), Eur. Phys. J. **A24** (2005) 445.
84. D. Müller et A. Schäfer, Nucl. Phys. **B739** (2006) 1.

A Conventions et variables cinématiques

A 1 Conventions générales

Nous prenons par convention pour la métrique $g^{\mu\nu}$ la trace $(+, -, -, -)$. Les matrices de Dirac γ^μ , qui satisfont l'algèbre de Dirac $\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu}$, permettent de définir le tenseur $\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2} [\gamma^\mu, \gamma^\nu]$ intervenant dans les décompositions de Lorentz d'éléments de matrices.

Pour interpréter les distributions de partons, nous nous plaçons dans un référentiel dans lequel le proton a une impulsion infinie selon la direction z , qui est alors privilégiée par rapport aux directions transverses x et y . Dans ce contexte, nous sommes souvent amenés à utiliser les coordonnées sur le cône de lumière. Pour un vecteur a^μ quelconque, le passage des coordonnées cartésiennes $\mu \in [t, x, y, z]$ aux coordonnées sur le cône de lumière $\mu \in [+, x, y, -]$ s'opère par :

$$a^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(a^t \pm a^z) \quad (\text{A.1})$$

les coordonnées transverses a^x et a^y restant les mêmes. Il est souvent utile de travailler avec les vecteurs de Sudakov¹ $n_+ = (1, 0, 0, 1)/\sqrt{2}$ et $n_- = (1, 0, 0, -1)/\sqrt{2}$ en termes desquels :

$$a^\mu = a^+ n_+^\mu + a^- n_-^\mu + \vec{a}_\perp \quad (\text{A.2})$$

où $v^+ = v \cdot n_-$, $v^- = v \cdot n_+$ et $\vec{a}_\perp = (0, a^x, a^y, 0)$. Le produit scalaire de deux quadrivecteurs a^μ et b^μ est donné par :

$$a \cdot b = a^t b^t - \vec{a} \cdot \vec{b} = a^+ b^- + a^- b^+ - \vec{a}_\perp \cdot \vec{b}_\perp \quad (\text{A.3})$$

A 2 Variables cinématiques

Considérons la réaction d'électroproduction d'un photon sur le proton, illustrée par la figure A.1. Les composantes temporelles et spatiales des quadrivecteurs, lorsqu'on les nomme explicitement, sont prises dans le référentiel du laboratoire. Nous adoptons les notations de [28] : $e(k, \lambda)N(p_1, s_1) \rightarrow e(k', \lambda')N(p_2, s_2)\gamma(q_2, \Lambda)$.

¹On utilise parfois un facteur multiplicatif $n_+ = (1, 0, 0, 1)\Lambda/\sqrt{2}$ et $n_- = (1, 0, 0, -1)/\Lambda\sqrt{2}$ de telle sorte que $n_+ n_- = 1$.

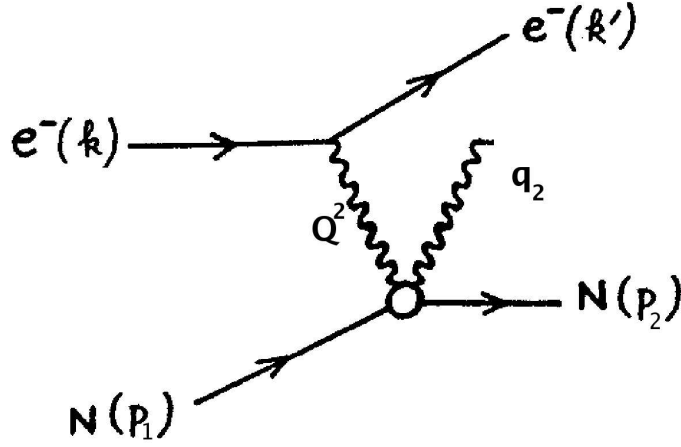


Figure A.1: *Quadrivecteurs utilisés pour décrire la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$.*

La seule hélicité intervenant dans notre analyse est celle λ de l'électron du faisceau. Pour l'électron du faisceau et l'électron diffusé, les quadrivecteurs prennent respectivement les formes $k \stackrel{\text{labo}}{=} (E, \vec{k})$ et $k' \stackrel{\text{labo}}{=} (E', \vec{k}')$. On note $\nu = E - E'$ la perte d'énergie de l'électron dans le laboratoire. Pour le photon virtuel γ^* , de quadrivecteur $q = k - k' \stackrel{\text{labo}}{=} (\nu, \vec{q})$, forcément du genre espace, on définit l'invariant de Lorentz $Q^2 = -q^2 > 0$. L'échelle Q^2 joue un rôle central. On peut se représenter $1/Q$ comme la distance à laquelle le photon est sensible dans le processus. Le proton, de masse M_N , a pour quadrivecteur initial $p_1 \stackrel{\text{labo}}{=} (M_N, \vec{0})$. Les spineurs décrivant le proton obéissent à la normalisation $\bar{U}(p)U(p) = 2M_N$.

L'électron permet de définir la variable d'échelle de Bjorken (sans dimension) :

$$x_B = -\frac{q^2}{2p_1 \cdot q} = \frac{Q^2}{2M_N\nu} \in [0, 1] \quad (\text{A.4})$$

qui en DIS s'interprète dans le référentiel dans lequel le proton a une impulsion infinie selon z comme la fraction d'impulsion (sur le cône de lumière) portée par le parton actif. Dans le cadre des GPDs, il s'agit de la fraction d'impulsion transférée. Une autre variable sans dimension utile pour exprimer les amplitudes est la fraction d'énergie perdue de l'électron :

$$y = \frac{q \cdot p_1}{k \cdot p_1} \stackrel{\text{labo}}{=} \frac{\nu}{E} \in [0, 1] \quad (\text{A.5})$$

Le processus $\gamma^*p \rightarrow \gamma p$ est caractérisé par le transfert t (voir tableau A.1) et l'angle ϕ du plan hadronique ($\gamma^*\gamma p$) avec le plan leptonique ($ee'\gamma^*$), voir la figure A.2. Comme nous détectons les trois particules dans l'état final, il existe plusieurs façons de calculer t et ϕ . Nous avons adopté la seule qui puisse être commune aux réactions $ep \rightarrow ep\gamma$ et $ep \rightarrow ep\pi^0$, c'est à dire en n'utilisant que les quadrivecteurs q et p_2 .

On a alors :

$$t = (p_1 - p_2)^2 = -2M_N T_p \quad (\text{A.6})$$

avec T_p l'énergie cinétique du proton, et

$$\cos \phi = \frac{\vec{k} \wedge \vec{k}'}{|\vec{k} \wedge \vec{k}'|} \cdot \frac{\vec{q} \wedge \vec{p}_2}{|\vec{q} \wedge \vec{p}_2|} \quad (\text{A.7})$$

avec la convention :

$$\phi \in [0, \pi] \quad \text{si} \quad (\vec{k} \wedge \vec{k}') \cdot \vec{q}_2 > 0 \quad (\text{A.8})$$

$$\phi \in [\pi, 2\pi] \quad \text{si} \quad (\vec{k} \wedge \vec{k}') \cdot \vec{q}_2 < 0 \quad (\text{A.9})$$

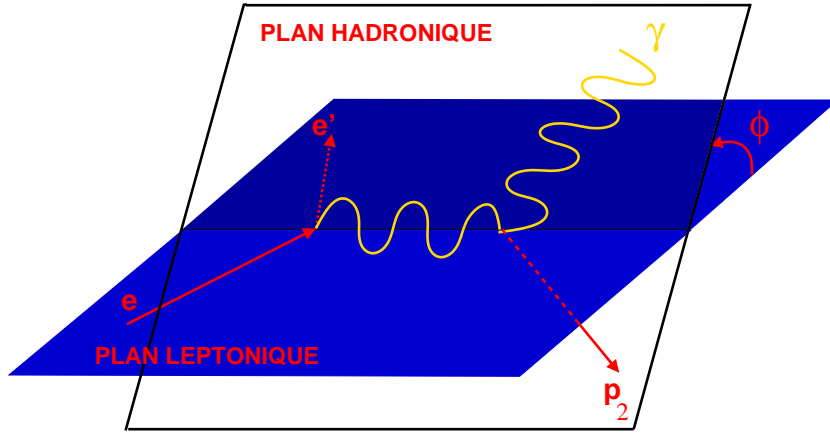


Figure A.2: L'angle ϕ entre les plans leptonique et hadronique.

Les autres invariants impliqués dans les définitions des GPDs sont réunis dans le tableau A.1.

Variables décrivant le nucléon dans les états initial et final	
impulsion moyenne du nucléon	$\bar{P} = (p_1 + p_2)/2$
4-transfert d'impulsion au nucléon	$\Delta = q_2 - q = p_2 - p_1$
transfert d'impulsion (Mandelstam)	$t = \Delta^2 < 0$
énergie totale du système (γ^*p) (Mandelstam)	$s = W^2 = (q + p_1)^2$
Variables décrivant le quark actif	
fraction x d'impulsion longitudinale moyenne	$x\bar{P}^+$
variable d'asymétrie ξ	$\Delta^+ = -2\xi\bar{P}^+$

Tableau 1.1: Variables utilisées dans les définitions des GPDs

A 3 Domaine cinématique couvert

La figure A.3 présente le domaine cinématique couvert en Q^2 et x_B pour différentes valeurs d'un troisième paramètre cinématique : l'énergie E' (*courbes pleines*) ou l'angle polaire θ (*courbes pointillées*) de l'électron diffusé, et la masse invariante W du système hadronique (*courbes tiretées*), qui est aussi l'énergie totale du système γ^*p . Pour CLAS, on a $8^\circ < \theta \lesssim 60^\circ$, mais la présence du calorimètre IC impose $\theta \gtrsim 17^\circ$. Pour DVCS, on sélectionne $W > 2 \text{ GeV}/c^2$ (au-dessus de la région de résonnances) et $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ (régime de Bjorken). On a requis aussi $E' > 0.8 \text{ GeV}$, soit $y \lesssim 0.86$

Pour construire cette figure, nous avons utilisé les relations :

$$Q^2 = 4EE' \sin^2(\theta/2) \quad (\text{A.10})$$

$$W^2 = M_N^2 + 2M_N\nu - Q^2 \quad (\text{A.11})$$

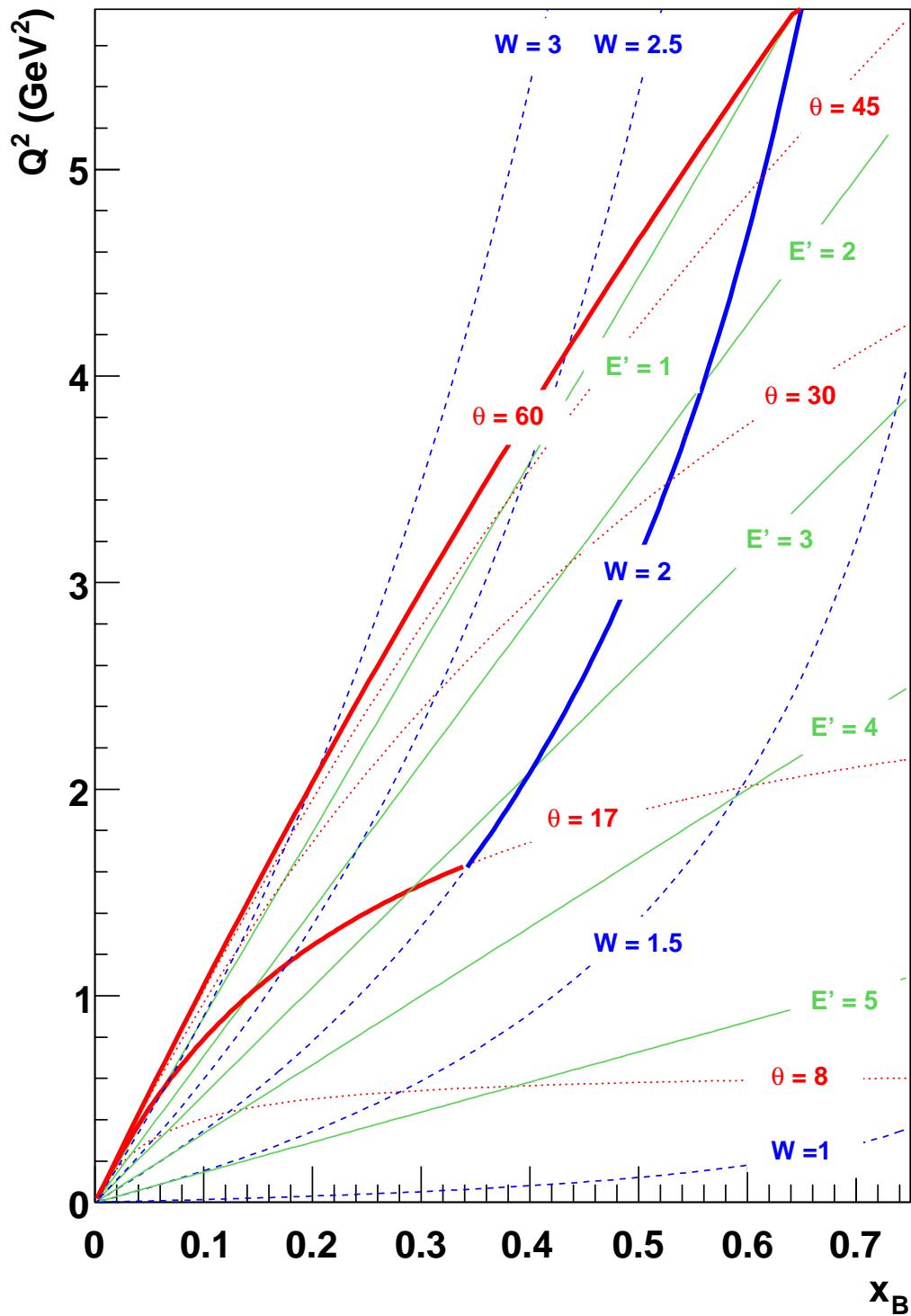


Figure A.3: *Domaine cinématique accessible pour une énergie incidente de 5.776 GeV.*

Courbes en traits gras : limites (approximatives) du domaine accessible pour notre expérience. Lignes continues : E' (GeV) constante; lignes pointillées : θ (°) constant; lignes tiretées : W (GeV) constante.

B Asymétries de la réaction $ep \rightarrow ep\pi^0$

La sélection des événements $ep \rightarrow ep\pi^0$ a été décrite dans la section 5.6.3. Pour chaque bin en (x_B, Q^2, t) , la distribution en ϕ de l'asymétrie de spin de faisceau est ajustée avec une forme en $\alpha \sin(\phi)$. La statistique limitée ne permet pas d'ajuster une forme avec plus de paramètres. Les résultats de cette analyse sont illustrés par la figure A.4. Plus de détails peuvent être trouvés dans [65].

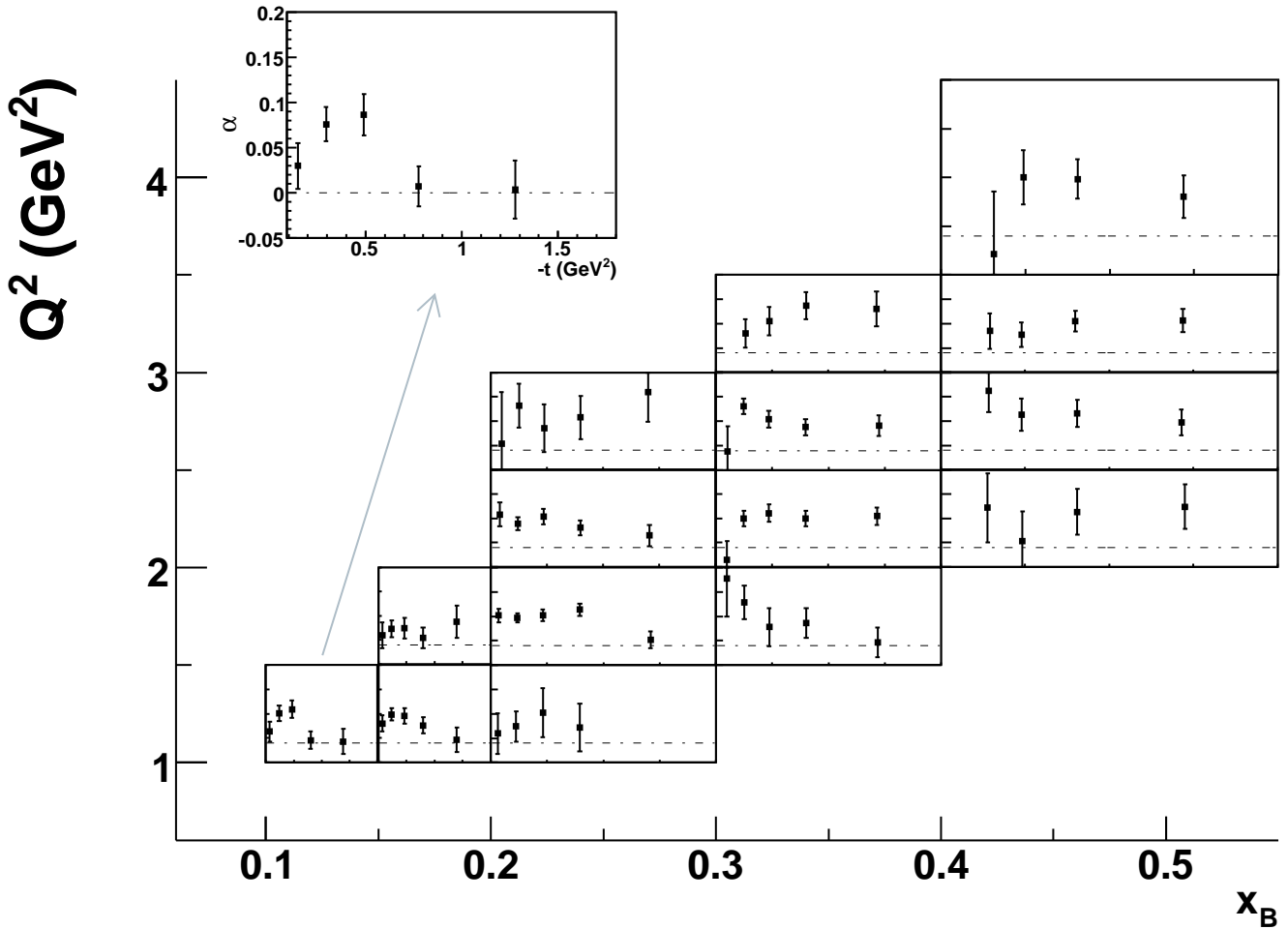


Figure A.4: Asymétries à $\phi = 90^\circ$ des événements $ep \rightarrow ep\pi^0$ en fonction de $|t|$.

Résumé

Une des premières problématiques en physique hadronique, celle de la structure du nucléon est le sujet d'un intérêt renouvelé. Historiquement, l'état baryonique le plus léger a été abordé de deux points de vue : à travers la diffusion élastique mesurant des facteurs de forme qui fournissent une information sur la répartition spatiale des charges du nucléon, et à travers la diffusion profondément inélastique fournissant des distributions de partons qui encodent une information en impulsion. Un formalisme récent, celui des distributions de partons généralisées (GPD), permet d'unifier ces deux approches ainsi que d'accéder à des informations nouvelles. Le processus le plus propre sensible aux GPDs est la diffusion Compton profondément virtuelle (DVCS) contribuant à la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$. Ce travail porte sur une expérience dédiée réalisée avec le détecteur CLAS de grande acceptance, auquel ont été ajoutés deux équipements spécifiques : un calorimètre en tungstate de plomb pour compléter la couverture angulaire des photons et un solénoïde supraconducteur pour le blindage électromagnétique du bruit de fond. Le projet dans son ensemble est abordé : la préparation à la modification du dispositif expérimental, la mise à jour des codes de simulation, la prise de données, leur analyse, et enfin une première confrontation de l'asymétrie de polarisation de faisceau aux modèles sont présentées.

Summary

The structure of the nucleon, among the first fundamental problems in hadronic physics, is the subject of a renewed interest. The lightest baryonic state has historically been described in two complementary approaches : through elastic scattering, measuring form factors which reflect the spatial shape of charge distributions, and through deep inelastic scattering, providing access to parton distribution functions which encode the momentum content carried by the constituents. The recently developed formalism of Generalized Parton Distributions unifies those approaches and provides access to new informations. The cleanest process sensitive to GPDs is the deeply virtual Compton scattering (DVCS) contributing to the $ep \rightarrow ep\gamma$ reaction. This work deals with a dedicated experiment accomplished with the CLAS detector, completed with two specific equipments : a lead tungstate calorimeter covering photon detection at small angles, and a superconducting solenoid actively shielding the electromagnetic background. The entire project is covered : from the upgrade of the experimental setup, through the update of the software, data taking and analysis, up to a first comparison of the beam spin asymmetry to model predictions.