

UNIVERSITE LIBRE DE BRUXELLES
FACULTE DES SCIENCES



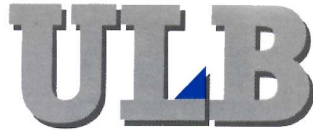
**Mesure de la diffusion Compton
à haute virtualité à HERA II**

**Dissertation présentée en vue
de l'obtention du titre de
Docteur en Sciences**

Benoît ROLAND

31 Juillet 2008

UNIVERSITE LIBRE DE BRUXELLES
FACULTE DES SCIENCES



**Mesure de la diffusion Compton
à haute virtualité à HERA II**

**Dissertation présentée en vue
de l'obtention du titre de
Docteur en Sciences**

Benoît ROLAND

31 Juillet 2008

Résumé

La thèse présentée dans ce travail a été réalisée au sein du service de physique des particules élémentaires de l'I.I.H.E. à l'ULB et porte sur l'analyse des données enregistrées par l'expérience H1 située auprès du collisionneur électron-proton HERA sur le site du laboratoire DESY à Hambourg.

L'analyse présentée concerne l'étude d'un processus diffractif exclusif particulier, le processus de diffusion Compton à haute virtualité ou DVCS (Deeply Virtual Compton Scattering), $ep \rightarrow ep\gamma$, qui correspond à la diffusion $\gamma^* p \rightarrow \gamma p$ d'un photon hautement virtuel par le proton, dans le domaine cinématique $6.5 < Q^2 < 80 \text{ GeV}^2$, $30 < W < 140 \text{ GeV}$ et $|t| < 1 \text{ GeV}^2$, Q^2 désignant la virtualité du photon échangé, W l'énergie dans le référentiel du centre de masse du système $\gamma^* p$ et t le carré du transfert de quadri-impulsion au vertex du proton. Les données utilisées ont été enregistrées au cours des années 2004 et 2005 et correspondent à une luminosité intégrée de 134.8 pb^{-1} .

L'étude du processus DVCS dans le domaine cinématique envisagé permet de tester avec précision les prédictions que fournit la chromodynamique quantique perturbative (pQCD) pour la description de cette interaction diffractive et de contraindre la paramétrisation des distributions partoniques généralisées (GPD) qui interviennent dans l'expression de la section efficace du processus DVCS.

Les mesures présentent la section efficace du processus DVCS élastique au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$ de manière simplement différentielle en Q^2 , W et t et de manière doublement différentielle en $Q^2 - W$, $Q^2 - t$ et $W - t$. Les expressions de la section efficace réduite au niveau $\gamma^* p \rightarrow \gamma p$ sont ensuite extraites en fonction des variables Q^2 , W et t pour l'ensemble des données, en fonction de W en différentes valeurs de la virtualité Q^2 et en fonction de t en différentes valeurs de Q^2 et W . On présente également la mesure des différents paramètres n , δ et b caractérisant le comportement de la section efficace réduite du processus DVCS élastique vis-à-vis des invariants Q^2 , W et t . Les résultats obtenus pour les paramètres δ et b confirment que le régime perturbatif est pleinement atteint dans le domaine en Q^2 au sein duquel on réalise la mesure.

Les mesures de la section efficace réduite du processus DVCS élastique en fonction des variables Q^2 et W sont finalement comparées aux prédictions de la QCD perturbative à l'ordre sous-dominant basées sur le formalisme des GPD. Un très bon accord est observé entre les résultats obtenus et les prédictions théoriques, tant au niveau des dépendances cinématiques qu'au niveau de la normalisation de la section efficace. La comparaison entre les mesures et les prédictions théoriques permet de contraindre la paramétrisation utilisée pour les distributions partoniques généralisées à l'échelle initiale Q_0^2 et de conclure à l'absence d'une corrélation d'impulsion intrinsèque entre les partons participant à l'interaction dure.

Abstract

The present PhD has been carried out within the Inter-university Institute for High Energies at ULB and covers the analysis of the data accumulated by the H1 experiment at the HERA electron-proton collider located at the DESY laboratory in Hamburg.

The analysis consists in the study of a particular exclusive diffractive process, the Deeply Virtual Compton Scattering (DVCS), $ep \rightarrow ep\gamma$, which corresponds to the scattering $\gamma^*p \rightarrow \gamma p$ of a virtual photon off a proton. The study covers the kinematic range $6.5 < Q^2 < 80 \text{ GeV}^2$, $30 < W < 140 \text{ GeV}$ and $|t| < 1 \text{ GeV}^2$, where Q^2 is the γ^* virtuality, W the γ^*p centre of mass energy and t the squared momentum transfer at the proton vertex. The data were collected during the years 2004 and 2005 and correspond to an integrated luminosity of 134.8 pb^{-1} .

The study of the DVCS process in the given kinematic range allows one to test precisely the pQCD description of this diffractive process and to constrain the parametrisation of the Generalised Parton Distributions (GPD) present in the expression of the DVCS cross section.

The measurements of the elastic DVCS differential cross section in Q^2 , W and t and double differential cross section in $Q^2 - W$, $Q^2 - t$ and $W - t$ are first presented. The reduced DVCS cross section is then extracted as a function of Q^2 , W and t for all the data set, as a function of W for different values of the virtuality Q^2 and as a function of t for different values of Q^2 and W . The extraction of the parameters n , δ and b related to the dependences of the cross section on Q^2 , W and t is also presented. The results obtained for the parameters δ and b show that the perturbative regime is fully reached in the Q^2 range of the measurement.

Finally the measurements of the reduced DVCS cross section as a function of Q^2 and W are compared to the NLO pQCD predictions based on the GPD. The results are found to be in very good agreement with theoretical predictions, for the kinematical dependences as well as for the normalisation of the cross section. These comparisons allow to constrain the parametrisation of the GPD at the input scale and show no need for intrinsic skewness.

Table des matières

Introduction	7
1 Les interactions forte et électromagnétique	11
1.1 L'invariance de Jauge	11
1.2 L'électrodynamique quantique	11
1.3 Identité de Ward et unitarité en électrodynamique quantique	12
1.4 La chromodynamique quantique	13
1.5 Unitarité en chromodynamique quantique	18
1.6 Renormalisation et constante de couplage effective	19
1.6.1 Motivation	19
1.6.2 Renormalisation des champs	20
1.6.3 Le propagateur du gluon	21
1.6.4 L'équation du groupe de renormalisation	24
2 Interactions électron - proton à haute énergie	28
2.1 La diffusion profondément inélastique	28
2.1.1 Cinématique de la diffusion profondément inélastique	29
2.1.2 Sections efficaces et fonctions de structure du proton	31
2.1.3 Description spatio-temporelle de la diffusion profondément inélastique	39
2.2 Le modèle des partons libres	44
2.3 Le théorème de factorisation	49
2.4 Développement à l'ordre α_s	50
2.4.1 Contribution des émissions de gluons réels	51
2.4.2 Contribution des émissions de gluons virtuels	51
2.4.3 Somme des contributions des émissions réelles et virtuelles	52
2.4.4 Densités de partons nues et habillées, équation d'évolution DGLAP	53
2.4.5 Ensemble des contributions à l'ordre α_s	55
2.5 Mesures de la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ du proton	57
2.6 Les fonctions de distribution partonique MRST2001	61
2.6.1 Lots de données utilisés	61
2.6.2 Paramétrisations des densités de partons	62
2.7 Les fonctions de distribution partonique CTEQ6M	63
2.7.1 Lots de données utilisés et traitement des erreurs expérimentales	63
2.7.2 Paramétrisations des densités de partons	64
2.7.3 Comparaison des densités de partons CTEQ6M et MRST2001	66
3 Le processus DVCS	69
3.1 Motivation : de l'inclusif au diffractif exclusif	69
3.2 Le théorème de factorisation du processus DVCS	71
3.3 Le processus DVCS à l'ordre dominant	75

3.4	Distributions généralisées des gluons et propriétés des GPD	83
3.5	Les différents formalismes des GPD	91
3.6	Le processus DVCS à l'ordre sous-dominant	95
4	Le dispositif de l'expérience H1	101
4.1	Le collisionneur HERA	101
4.2	La transition HERA I - HERA II	103
4.3	Le détecteur H1	104
4.4	Les trajectographes du détecteur H1	106
4.4.1	Les chambres à dérive centrales CJC1 et CJC2	108
4.4.2	La chambre proportionnelle interne CIP2k	108
4.4.3	Le détecteur central au silicium CST	109
4.4.4	La chambre à dérive externe en z COZ	109
4.4.5	La chambre proportionnelle externe COP	109
4.4.6	Le trajectographe avant	110
4.4.7	Le détecteur arrière au silicium BST	110
4.4.8	La chambre proportionnelle arrière BPC	110
4.5	La calorimétrie du détecteur H1	111
4.5.1	Le calorimètre à argon liquide LAr	115
4.5.2	Le calorimètre SpaCal	118
4.6	Le spectromètre à muons avant FMD	122
4.7	Les systèmes de mesure du temps de vol	123
4.8	Le système de mesure de la luminosité	123
4.8.1	Les identificateurs de l'électron et du photon	123
4.8.2	Mesure de la luminosité en ligne par la méthode de détection en coïncidence	124
4.8.3	Mesure de la luminosité en différé par la méthode de détection du photon.	125
4.9	Le système de déclenchement de l'acquisition des données	126
4.9.1	Le premier niveau de déclenchement	128
4.9.2	Le deuxième niveau de déclenchement	130
4.9.3	Le troisième niveau de déclenchement	137
4.9.4	Le quatrième niveau de déclenchement	137
5	Principaux générateurs et simulation	139
5.1	Le générateur COMPTON	139
5.1.1	Les différents régimes du processus Compton $ep \rightarrow eX\gamma$	139
5.1.2	Expression de la section efficace de la diffusion Compton	141
5.1.3	Expressions des sections efficaces du processus inclusif $\gamma^*p \rightarrow X$	143
5.1.4	Implémentation du générateur COMPTON	145
5.1.5	Traitement des corrections radiatives	146
5.2	Le générateur MILOU	147
5.2.1	Expression de la section efficace de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$	148
5.2.2	Implémentation du générateur MILOU	149
5.2.3	Traitement des corrections radiatives	150
5.2.4	Traitement des événements DVCS avec dissociation du proton	150
5.2.5	Simulation et Reconstruction	151
6	Alignement des détecteurs SpaCal et BPC	153
6.1	Détermination des angles de diffusion par les différents détecteurs	153
6.1.1	Détermination des angles de diffusion par le calorimètre SpaCal	153
6.1.2	Détermination des angles de diffusion par la chambre proportionnelle BPC	154
6.1.3	Détermination des angles de diffusion par le trajectographe central CJC	154

6.2	Méthode employée pour réaliser l'alignement	154
6.3	Comportement des décalages angulaires en θ et en ϕ	155
6.4	Critères définissant les échantillons DIS utilisés pour l'alignement	156
6.5	Alignement des détecteurs SpaCal et BPC pour l'année 2004	158
6.6	Alignement des détecteurs SpaCal et BPC pour l'année 2005	161
7	Calibration du calorimètre SpaCal	166
7.1	Introduction	166
7.2	Calibration par la méthode des électrons du pic cinématique	167
7.3	Calibration par la méthode double angle	168
7.3.1	Reconstruction de la cinématique par la méthode double angle	169
7.3.2	Reconstruction de la cinématique par la méthode hadronique	170
7.3.3	Procédure itérative réalisant la calibration par la méthode double angle	171
7.4	Critères définissant les échantillons DIS pour la calibration	172
7.5	Résultats de la calibration pour l'année 2004	173
7.6	Résultats de la calibration pour l'année 2005	175
8	Analyse des événements DVCS	178
8.1	Stratégie d'analyse	178
8.2	Présélection des données	179
8.3	Critères de sélection des particules électromagnétiques	180
8.3.1	Recherche d'une particule électromagnétique dans le calorimètre LAr	180
8.3.2	Recherche d'une particule électromagnétique dans le calorimètre SpaCal	182
8.4	Critères de sélection des échantillons	183
8.5	Calibration du calorimètre LAr	184
8.5.1	Calibration du calorimètre LAr pour la simulation de l'année 2004.	185
8.5.2	Calibration du calorimètre LAr pour les données de l'année 2004.	186
8.5.3	Calibration du calorimètre LAr pour la simulation de l'année 2005.	186
8.5.4	Calibration du calorimètre LAr pour les données de l'année 2005.	187
8.6	Le système de déclenchement du processus DVCS	188
8.6.1	Le premier niveau de déclenchement	188
8.6.2	Le deuxième niveau de déclenchement	191
8.6.3	Le quatrième niveau de déclenchement	199
8.7	Détermination de l'efficacité de déclenchement et erreur associée	200
8.7.1	Efficacité des éléments L1 fournis par le SpaCal pour l'année 2004	201
8.7.2	Efficacité des éléments L1 fournis par le SpaCal pour l'année 2005	206
8.7.3	Efficacité de l'élément L1 fourni par le système FTT pendant l'année 2005	207
8.7.4	Efficacité des éléments de déclenchement L2 pour l'année 2004	209
8.7.5	Efficacité des éléments de déclenchement L2 pour l'année 2005	214
8.7.6	Efficacité de la classe 13 au niveau L4 pour l'année 2004	217
8.7.7	Efficacité de la classe 13 au niveau L4 pour l'année 2005	218
8.8	Etude du spectromètre à muons avant FMD	219
8.8.1	Etude du spectromètre à muons FMD pour l'année 2004	219
8.8.2	Etude du spectromètre à muons FMD pour l'année 2005	222
8.9	Bruits de fonds présents dans l'échantillon de contrôle	224
8.9.1	Les événements d'électroproduction diffractive $ep \rightarrow ep\rho$	224
8.9.2	Les événements de production d'une paire de leptons $ep \rightarrow ep e^+ e^-$	225
8.10	Bruits de fonds présents dans l'échantillon enrichi en DVCS	226
8.10.1	Les événements des productions diffractives $ep \rightarrow ep\omega$ et $ep \rightarrow ep\phi$	226
8.10.2	Les événements DIS de faible masse hadronique invariante	227
8.11	Pondération des distributions du vertex	229

8.11.1	Présence d'un vertex reconstruit	229
8.11.2	Absence d'un vertex reconstruit	230
8.12	Etude du bruit présent dans la chambre proportionnelle CIP2k	233
8.13	Détermination de l'efficacité du trajectographe central CJC	234
8.13.1	Distributions de contrôle pour les échantillons de référence	235
8.13.2	Distributions de contrôle pour l'année 2004	235
8.13.3	Distributions de contrôle pour l'année 2005	238
8.13.4	Efficacité du trajectographe central CJC au cours de l'année 2004	240
8.13.5	Efficacité du trajectographe central CJC au cours de l'année 2005	242
8.14	Reconstruction de la cinématique par la méthode double angle	244
8.15	Distributions de contrôle pour les bruits de fonds ρ et dileptons	247
8.16	Distributions de contrôle pour l'échantillon de contrôle	252
8.17	Distributions de contrôle pour l'échantillon enrichi en DVCS	258
8.18	Distributions de contrôle pour la sélection anti FMD	262
9	Sections efficaces DVCS	267
9.1	Sections efficaces DVCS élastiques au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$	267
9.1.1	Estimation des corrections d'acceptance	270
9.1.2	Estimation des puretés et des stabilités	272
9.1.3	Détermination des corrections radiatives	274
9.1.4	Détermination des sections efficaces I	275
9.1.5	Estimation des erreurs systématiques	277
9.1.6	Détermination des sections efficaces II	286
9.2	Sections efficaces réduites du processus DVCS élastique	288
9.2.1	Principe de la méthode d'extraction des sections efficaces réduites	288
9.2.2	Détermination des sections efficaces réduites	291
9.3	Détermination des paramètres n , δ et b	296
9.4	Erreurs systématiques liées à la procédure d'extraction	300
9.5	Comparaison des résultats aux prédictions QCD NLO	301
	Conclusions	304
	A Contribution des émissions de gluons réels	307
	B Incertitudes sur les densités de partons	317
	C Le modèle de fragmentation de Lund	319
	D Erreurs systématiques au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$	321
	E Erreurs systématiques sur les paramètres	328
	F Erreurs dues à la procédure d'extraction	332
	G Section efficace réduite DVCS élastique	335
	Bibliographie	337
	Remerciements	344

Introduction

Le travail présenté dans cette thèse se situe dans le cadre de l'expérience H1 du collisionneur électron-proton HERA situé sur le site du laboratoire DESY à Hambourg. Le but principal de l'expérience H1 est d'étudier la structure du proton et de comprendre sa dynamique interne dans le cadre de la chromodynamique quantique ou QCD (Quantum Chromodynamics) qui décrit l'interaction forte entre les quarks constituant le proton au travers de l'échange de gluons virtuels. Le collisionneur HERA permet d'étudier la composition du proton, en terme des particules élémentaires que sont les quarks et les gluons, en prenant avantage de la nature ponctuelle de l'électron. Ce dernier est utilisé comme une source de rayonnement d'un photon virtuel venant sonder le proton à des échelles de distance d'autant plus petites que sa virtualité Q^2 , donnée par l'opposé du carré de sa quadri-impulsion, est grande.

Les énergies des faisceaux d'électrons et de protons, respectivement de 27.5 GeV et 920 GeV, fournissent une énergie dans le référentiel du centre de masse de l'ordre de 300 GeV. Cette valeur permet d'engendrer des réactions de diffusion profondément inélastique ou DIS (Deep Inelastic Scattering), $ep \rightarrow eX$, pour lesquelles l'interaction entre le proton et le photon virtuel engendre la formation d'un état hadronique final X . L'étude des événements DIS permet de déterminer les fonctions de structure du proton et d'extraire les fonctions de distribution partonique ou pdf (parton distribution functions) qui décrivent la structure du proton dans le cadre de la QCD. Les pdf dépendent de la virtualité Q^2 du photon échangé et de la variable x de Björken qui représente la fraction de l'impulsion longitudinale du proton emportée par le quark interagissant avec le photon virtuel. La QCD prédit l'évolution des fonctions de distribution partonique en la virtualité Q^2 , leur dépendance en la variable x étant une caractéristique intrinsèque au proton qui doit être mesurée expérimentalement. L'énergie importante disponible dans le référentiel du centre de masse de la collision a permis l'exploration par l'expérience H1 d'un domaine cinématique en x et Q^2 ($x \geq 10^{-5}$, $5 \leq Q^2 \leq 5 \cdot 10^4$ GeV²) beaucoup plus étendu que celui auquel ont précédemment permis d'accéder les expériences sur cible fixe du Fermilab et du CERN ($x \geq 10^{-3}$, $Q^2 \leq 10^2$ GeV²). L'accès aux grandes valeurs de la virtualité Q^2 a permis de tester les prédictions de la QCD dans le domaine où cette théorie possède un développement perturbatif et l'accès aux petites valeurs de la variable x de Björken a quant à lui permis d'extraire les fonctions de distribution partonique dans le domaine où les densités de partons sont élevées. En plus des mesures de grande précision relatives aux fonctions de structure du proton déterminées dans des interactions à courant neutre, l'expérience H1 a entre autre réalisé la mesure de la section efficace du processus DIS à courant chargé, l'étude de l'état hadronique final X et la mesure de la constante de couplage de l'interaction forte α_s avec une précision expérimentale inférieure au %.

L'énergie disponible dans le référentiel du centre de masse de la collision permet également d'engendrer des réactions dites diffractives, $ep \rightarrow epX$, caractérisées par la diffusion élastique du proton et par la présence d'un large intervalle de l'espace des phases entre le proton diffusé et l'état hadronique final X au sein duquel aucune production de particules n'est observée. Cette topologie nécessite un échange particulier entre le proton et le photon virtuel, appelé échange diffractif, qui est caractérisé par les nombres quantiques du vide. Les valeurs élevées de la virtualité auxquelles le collisionneur HERA donne accès permettent d'étudier la nature de cet échange diffractif dans le cadre de la QCD.

Le travail d'analyse présenté dans cette thèse porte plus particulièrement sur l'étude d'un processus diffractif exclusif, le processus de diffusion Compton à haute virtualité ou DVCS (Deeply Virtual Compton Scattering), $ep \rightarrow ep\gamma$, qui correspond à la diffusion $\gamma^*p \rightarrow \gamma p$ d'un photon hautement virtuel par le proton, dans le domaine cinématique $6.5 < Q^2 < 80 \text{ GeV}^2$, $30 < W < 140 \text{ GeV}$ et $|t| < 1 \text{ GeV}^2$, Q^2 désignant la virtualité du photon échangé, W l'énergie dans le référentiel du centre de masse du système γ^*p et t le carré du transfert de quadri-impulsion au vertex du proton. Les données utilisées ont été enregistrées au cours des années 2004 et 2005 et correspondent à une luminosité intégrée de 134.8 pb^{-1} , soit une luminosité près de trois fois supérieure à celle correspondant aux mesures du processus DVCS réalisées au cours de la phase HERA I. D'un point de vue théorique, la présence d'un transfert non-nul dans la voie t ainsi que l'asymétrie qui existe entre les fractions de l'impulsion longitudinale du proton emportées par les quarks ou les gluons participant à l'échange diffractif nécessitent l'introduction d'une nouvelle classe de fonctions, les distributions partoniques généralisées ou GPD (Generalized Parton Distributions), pour décrire la dynamique non-perturbative qui gouverne la structure interne du proton dans la formulation du théorème de factorisation relatif au processus DVCS. Contrairement aux fonctions de distribution partonique classiques qui sont accessibles au travers de la mesure d'événements DIS $ep \rightarrow eX$ et qui fournissent uniquement les distributions des partons en fonction de leur fraction d'impulsion longitudinale x , les distributions partoniques généralisées donnent également accès aux distributions des partons dans le plan transverse à la direction de propagation du proton. Les GPD constituent en outre de véritables fonctions de corrélation à deux particules qui permettent d'accéder à l'influence dynamique d'un parton sur un autre au cours du processus de collision. Le processus DVCS est actuellement le seul processus diffractif exclusif totalement calculable dans le cadre de la QCD perturbative. Sa description théorique précise d'une part et sa signature expérimentale simple d'autre part permettent de réaliser un test précis de la description que fournit la QCD de l'échange diffractif et de contraindre les paramétrisations des GPD qui interviennent dans l'expression de sa section efficace.

Le chapitre 1 présente un rappel théorique portant sur les interactions forte et électromagnétique qui gouvernent la dynamique du processus DVCS. On décrit les propriétés de symétrie de ces interactions et les expressions respectives des Lagrangiens qui leur sont associés. La QCD est abordée au travers de l'introduction des principes de renormalisation et de constante de couplage renormalisée qui autorisent le développement perturbatif de la théorie en puissances de la constante de couplage effective lorsque l'interaction qu'elle décrit est caractérisée par la présence d'une échelle dure.

Le chapitre 2 est consacré aux interactions électron-proton à haute énergie que l'on aborde au travers de la description du processus DIS inclusif à courant neutre $ep \rightarrow eX$. On présente d'abord sa section efficace à l'ordre α^2 de la QED perturbative dans le cadre du régime asymptotique de Björken et introduit les fonctions de structure du proton qui renferment l'information relative à sa structure interne. On donne ensuite une description spatio-temporelle des événements $ep \rightarrow eX$ qui permet d'introduire le modèle des partons libres et le théorème de factorisation qui affirme que la partie non-perturbative du processus de diffusion peut être factorisée et décrite par des fonctions de distribution partonique qui dépendent de la fraction d'impulsion longitudinale x emportée par le quark participant au processus dur et de la virtualité Q^2 à laquelle a lieu ce dernier. Les densités de partons sont alors discutées en considérant les corrections à la section efficace du processus DIS à l'ordre α_s de la QCD perturbative. La prise en considération de ces dernières entraîne l'existence de l'équation DGLAP qui gouverne l'évolution des densités de partons avec des valeurs croissantes de la virtualité Q^2 . On présente ensuite les résultats de la mesure de la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ du proton réalisée par la Collaboration H1 et on aborde finalement les paramétrisations CTEQ6M et MRST2001 des fonctions de distribution partonique.

Le chapitre 3 présente le processus DVCS. On aborde tout d'abord le théorème de factorisation du processus DVCS dans la limite colinéaire ainsi que l'expression de la section efficace de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ à l'ordre dominant du développement perturbatif. Le processus DVCS donnant lieu à un état final identique à celui du processus purement électromagnétique de Bethe-Heitler ou BH dans lequel le photon est émis par la ligne de courant électronique, la section efficace de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ reçoit les contributions directes des processus DVCS et BH ainsi que celle de leurs termes d'interférence. On aborde ensuite les principales propriétés des distributions partoniques généralisées présentes dans les expressions du théorème de factorisation et de la section efficace de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ ainsi que leurs équations d'évolution dans les domaines DGLAP et ERL dans lesquels les GPD généralisent respectivement les distributions partoniques classiques et les distributions d'amplitude des mésons vecteurs. On présente alors le processus DVCS à l'ordre sous-dominant du développement perturbatif dont les prédictions sont d'une part à la base du générateur utilisé dans cette analyse pour réaliser la génération des événements DVCS et d'autre part finalement comparées à certains des résultats obtenus dans le dernier chapitre. On présente finalement la paramétrisation des GPD proposée par Freund et al. pour décrire les observables relatives au processus DVCS.

Le chapitre 4 est dédié à la description du collisionneur électron-proton HERA et du détecteur de l'expérience H1, l'accent étant mis sur les différents modules de détection utilisés dans la présente analyse ainsi que sur les modifications du détecteur H1 qui ont accompagné la transition vers la phase de haute luminosité HERA II. On présente également le dispositif du système de déclenchement permettant l'enregistrement des événements associés aux différents processus étudiés par l'expérience H1.

Le chapitre 5 présente les deux principaux générateurs MILOU et COMPTON auxquels on recourt dans cette analyse pour réaliser la simulation respective des événements DVCS et Bethe-Heitler.

Le chapitre 6 expose la procédure et les résultats de l'alignement du calorimètre SpaCal dédié à la mesure de l'énergie et des angles de diffusion de l'électron dans la région arrière du détecteur H1 correspondant à des virtualités Q^2 du photon échangé comprises entre 4 et 150 GeV². On présente également les résultats de l'alignement de la chambre proportionnelle arrière BPC située devant le calorimètre SpaCal et dédiée à la mesure des angles de diffusion de l'électron. Les constantes d'alignement des détecteurs SpaCal et BPC sont successivement déterminées pour les données et pour la simulation par la méthode de MonteCarlo. On note que la détermination précise de l'angle de diffusion de l'électron est essentielle à la reconstruction des invariants cinématiques du processus DVCS.

Le chapitre 7 est consacré à la calibration de la partie électromagnétique du calorimètre SpaCal. On présente d'abord la procédure de calibration basée sur la méthode des électrons du pic cinématique qui permet de réaliser une première calibration du calorimètre SpaCal systématiquement appliquée à l'ensemble des données enregistrées par le détecteur H1. On introduit alors la procédure de calibration par la méthode double angle qui utilise la mesure des angles polaires de l'électron diffusé dans le SpaCal et de l'état hadronique final diffusé dans la partie avant du détecteur H1 dans des événements DIS pour déterminer l'énergie de l'électron diffusé indépendamment de sa mesure dans le SpaCal. Cette procédure est appliquée aux données préalablement calibrées par la méthode du pic cinématique et aux événements simulés par la méthode de MonteCarlo au travers d'une méthode itérative déterminant les constantes de calibration à appliquer aux différentes cellules de la partie électromagnétique du SpaCal.

Le chapitre 8 présente les aspects techniques relatifs à l'analyse du processus DVCS. On définit d'abord la stratégie adoptée pour obtenir un échantillon d'événements enrichi en DVCS et un échantillon de contrôle dominé par le processus de Bethe-Heitler, ce dernier étant utilisé pour étudier la réponse du détecteur dans le domaine de l'espace des phases correspondant à celui du processus DVCS. Après avoir introduit les critères de sélection permettant l'identification d'un dépôt d'énergie

électromagnétique, on définit les coupures effectuées pour obtenir les échantillons respectivement enrichi en DVCS et dominé par le processus BH. On vérifie alors à ce stade la calibration de la partie électromagnétique du calorimètre principal LAr. On présente ensuite en détails les différents niveaux du système de déclenchement associé au processus DVCS en mettant l'accent sur les améliorations successives qui leur ont été apportées et détermine après cela les efficacités qui leur sont associées. On identifie alors les différents bruits de fonds présents dans l'échantillon enrichi en DVCS et dans l'échantillon de contrôle. On réalise ensuite la reconstruction de la cinématique du processus DVCS par la méthode double angle en comparant les précisions et les résolutions que fournit cette dernière à celles qui caractérisent les reconstructions par la méthode hadronique et par celle de l'électron. Les distributions de différentes variables énergétiques et angulaires associées aux données sont finalement comparées à la somme des contributions des différents processus générés par la méthode de Monte-Carlo, pour l'échantillon de contrôle et l'échantillon enrichi en DVCS.

Le chapitre 9 est consacré à la détermination de la section efficace du processus DVCS élastique et à la comparaison des résultats obtenus aux prédictions de la QCD perturbative basées sur le formalisme des distributions partoniques généralisées. On détermine d'abord les puretés et les stabilités de chacun des intervalles de mesure, les corrections d'acceptance et les corrections radiatives. On présente ensuite les sections efficaces au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$ simplement différentielles en Q^2 , W et t et doublement différentielles en $Q^2 - W$, $Q^2 - t$ et $W - t$ et estime les différentes erreurs systématiques qui affectent les mesures. On détermine alors les sections efficaces réduites du processus DVCS élastique au niveau $\gamma^* p \rightarrow \gamma p$ ainsi que les valeurs des différents paramètres caractérisant le comportement de la section efficace réduite en fonction des invariants Q^2 , W et t . On compare finalement les résultats obtenus pour les dépendances de la section efficace réduite en Q^2 et en W aux prédictions de la QCD perturbative à l'ordre sous-dominant basées sur le formalisme des GPD. La paramétrisation de ces dernières est fournie par celle proposée par Freund et al. et les distributions partoniques classiques utilisées pour formuler la dépendance fonctionnelle des GPD en l'échelle initiale Q_0^2 dans le domaine DGLAP sont données par les paramétrisations CTEQ6M et MRST2001.

1. Les interactions forte et électromagnétique

1.1 L'invariance de Jauge

Le modèle standard de la physique des particules repose sur une théorie quantique des champs respectant une invariance de jauge locale. Celle-ci traduit le fait que les équations du mouvement d'une particule, et donc le Lagrangien dont découlent ces dernières, doivent rester invariants sous une transformation de symétrie locale des champs. L'invariance de jauge locale généralise les symétries de l'espace-temps, telles les rotations et translations spatiales, à des symétries de la fonction d'onde qui opèrent dans un espace interne. La fonction d'onde acquiert des degrés de liberté supplémentaires dans cet espace et la symétrie locale associe dès lors de nouveaux nombres quantiques aux particules. Cette requête d'invariance sous une transformation locale des champs ne peut être satisfaite pour une particule libre et seule l'interaction entre la particule et un champ externe permet d'obéir à ce principe, le champ définissant l'interaction étant celui dont les transformations de jauge compensent exactement celles encourues par le champ de matière. D'un point de vue physique, cela équivaut au remplacement de la dérivée partielle apparaissant dans la théorie libre par la dérivée covariante dont la connexion est définie par le champ décrivant l'interaction. D'une certaine façon, l'invariance de jauge peut être interprétée comme la traduction de l'impossibilité expérimentale de distinguer les effets résultant d'une transformation de symétrie locale appliquée au champ de matière de ceux introduits par une redéfinition du champ porteur de l'interaction. La connaissance du groupe de symétrie auquel satisfait un champ de matière et sous lequel le Lagrangien décrivant son interaction doit demeurer invariant permet finalement de déterminer les propriétés du champ porteur de l'interaction ainsi que la forme que revêt son couplage à la matière à partir des générateurs et des constantes de structure de l'algèbre de Lie associée au groupe de symétrie en question. Si l'on considère une transformation de phase globale du champ de matière, la nouvelle définition que l'on donne de ce dernier affecte instantanément le champ sur l'ensemble de l'espace-temps, mettant ainsi en défaut le principe de causalité que la requête d'une transformation locale permet de restaurer. Historiquement, le principe d'invariance de jauge est issu de l'étude de l'électrodynamique quantique, sa présence particulière dans les équations décrivant l'interaction d'une particule chargée avec le champ électromagnétique ayant été érigée en principe général que doit satisfaire toute théorie quantique des champs. On va à présent décrire succinctement les interactions présentes à l'échelle de la physique des particules [1–3].

1.2 L'électrodynamique quantique

Les équations du mouvement d'une particule chargée libre de spin 1/2 découlent de la densité Lagrangienne :

$$\mathcal{L}_0 = \bar{\psi}(x) (i \gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi(x), \quad (1.1)$$

où $\psi(x)$ représente le quadri-spineur décrivant la particule. Le champ de matière satisfait à la symétrie $U(1)_Q$ attachée à la conservation de la charge électrique et correspondant à un changement de phase local du quadri-spineur $\psi(x)$ donné par la relation, la fonction $\alpha(x)$ étant réelle :

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{-ie\alpha(x)} \psi(x). \quad (1.2)$$

La transformation du champ ainsi définie ne modifiant en rien la mesure des observables qui en découlent, il s'agit bien d'une transformation de symétrie locale de la fonction d'onde $\psi(x)$. Le principe d'invariance de jauge sous ce groupe de symétrie impose alors le remplacement de la dérivée partielle présente dans la théorie libre par la dérivée covariante :

$$\partial^\mu \rightarrow D^\mu = \partial^\mu - i e A^\mu(x). \quad (1.3)$$

Celle-ci satisfait à la condition d'invariance sous le changement de phase locale :

$$D^{\mu'} \psi'(x) = e^{-i e \alpha(x)} D^\mu \psi(x) \quad (1.4)$$

qui définit les lois de transformation du champ $A^\mu(x)$ associées à celle du quadri-spineur $\psi(x)$:

$$A^\mu(x) \rightarrow A^{\mu'}(x) = A^\mu(x) - \partial^\mu \alpha(x). \quad (1.5)$$

Cette dernière relation correspond à une transformation de jauge du champ électromagnétique auquel on identifie dès lors le champ $A^\mu(x)$ présent dans la dérivée covariante. La densité Lagrangienne de la théorie en interaction s'écrit maintenant :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \bar{\psi}(x) (i \gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi(x) + e \bar{\psi}(x) \gamma^\mu A_\mu \psi(x) - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} \\ &= \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_{int} + \mathcal{L}_{jauge}. \end{aligned} \quad (1.6)$$

Le terme \mathcal{L}_0 correspond à la densité Lagrangienne d'une particule libre de spin 1/2, le terme \mathcal{L}_{int} traduit l'interaction entre le champ de matière et le champ électromagnétique et le terme \mathcal{L}_{jauge} représente l'énergie cinétique contenue dans ce dernier, le tenseur de Maxwell étant défini par la relation :

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu. \quad (1.7)$$

Il est intéressant pour la suite de l'exposé relatif à la chromodynamique quantique de remarquer que l'application du commutateur des dérivées covariantes à un quadri-spineur $\psi(x)$ fournit :

$$[D^\mu, D^\nu] \psi(x) = -i e F^{\mu\nu} \psi(x). \quad (1.8)$$

L'application du théorème de Noether indique que le courant électromagnétique $j^\mu(x) = e \bar{\psi}(x) \gamma^\mu \psi(x)$ satisfait à l'équation de continuité :

$$\partial_\mu j^\mu(x) = 0 \quad (1.9)$$

dont l'intégration sur l'ensemble de l'espace montre que la charge $Q = \int j^0(x) d^3x$ est une constante du mouvement :

$$\frac{dQ}{dt} = 0. \quad (1.10)$$

La conservation de la charge électrique est donc une conséquence, via le théorème de Noether, de l'invariance de la densité Lagrangienne 1.6 sous la transformation de jauge $U(1)_Q$.

1.3 Identité de Ward et unitarité en électrodynamique quantique

L'amplitude \mathcal{M} associée à un processus général à deux corps dans lequel un photon de quadri-impulsion q et de vecteur de polarisation ε est présent dans l'une des lignes externes étant linéaire en le vecteur de polarisation du photon, elle peut s'écrire sous la forme :

$$\mathcal{M} = \varepsilon \cdot T, \quad (1.11)$$

le quadrivecteur T étant fonction du processus particulier que l'on considère. Si l'on se place dans la jauge de Lorentz, la condition $\partial^\mu A_\mu(x) = 0$ implique que le vecteur de polarisation du photon est orthogonal à sa quadri-impulsion q :

$$\varepsilon \cdot q = 0, \quad (1.12)$$

le quadrivecteur ε ne possédant dès lors que 3 composantes indépendantes à q fixé. L'application d'une transformation de jauge dans le cadre de la jauge de Lorentz permet de remplacer le vecteur de polarisation ε d'un photon réel par un nouveau vecteur de polarisation ε' donné par la relation :

$$\varepsilon \rightarrow \varepsilon' = \varepsilon + \beta q. \quad (1.13)$$

Puisqu'elle découle d'un changement de jauge, la transformation 1.13 n'affecte en rien la mesure des observables physiques et l'amplitude \mathcal{M} peut dès lors également s'écrire :

$$\mathcal{M} = \varepsilon' \cdot T. \quad (1.14)$$

La comparaison des expressions 1.11 et 1.14 fournit alors la condition :

$$q \cdot T = 0. \quad (1.15)$$

Cette identité connue sous le nom d'identité de Ward exprime le principe d'invariance de jauge de l'électrodynamique quantique au niveau de l'amplitude d'un processus possédant un photon réel dans les états initial ou final.

Abordons à présent l'unitarité. On verra au chapitre 3 que l'unitarité de la matrice S permet de déterminer la partie imaginaire de l'amplitude \mathcal{M} d'un processus $i \rightarrow f$ au travers de la relation :

$$2 \operatorname{Im} \langle f | \mathcal{M} | i \rangle = \sum_n \int \langle f | \mathcal{M} | n \rangle \langle n | \mathcal{M}^+ | i \rangle d\Pi_n \quad (1.16)$$

dans laquelle la somme sur n porte sur l'ensemble complet des états intermédiaires physiques $\{|n\rangle\}$ autorisés par les lois de conservation, $d\Pi_n$ représentant l'élément de l'espace des phases disponible pour l'état intermédiaire physique $|n\rangle$. On peut montrer que le respect de la condition d'unitarité de la matrice S que traduit l'expression 1.16 est assuré en électrodynamique quantique par l'existence de l'identité de Ward, c'est-à-dire par l'invariance de jauge. L'existence de l'identité de Ward assure en effet que les contributions non physiques à la partie imaginaire de l'amplitude $i \rightarrow f$, qui résultent des degrés de liberté temporel et longitudinal des vecteurs de polarisation des photons présents en nombre arbitraire dans l'état intermédiaire, sont effectivement nulles. En d'autres termes, les règles de Feynman à l'ordre des arbres obtenues par développement perturbatif du Lagrangien 1.6 peuvent être directement utilisées pour construire des diagrammes d'ordre supérieur présentant un certain nombre de boucles sans qu'il soit nécessaire d'introduire des degrés de liberté supplémentaires venant contrebalancer les états de polarisation non physiques des photons internes. On verra qu'il n'en est pas de même en chromodynamique quantique en raison du caractère non abélien de cette théorie.

1.4 La chromodynamique quantique

L'observation de symétries sous-jacentes dans les spectres hadroniques a conduit à établir le modèle des quarks, fermions de spin 1/2 initialement distingués par leur charge électrique et leur nombre quantique de saveur. Le spectre des mésons était alors expliqué en considérant ces derniers comme formés d'une paire quark-antiquark, celui des baryons comme résultant de la combinaison de 3 quarks. Dans le cadre d'un modèle non-relativiste du spectre hadronique, la fonction d'onde d'un hadron donné ψ_h était donc constituée de 3 facteurs respectivement attachés aux degrés de liberté d'espace, de spin et de saveur :

$$\psi_h = \psi_h^{espace} \psi_h^{spin} \psi_h^{saveur}. \quad (1.17)$$

La découverte du baryon Δ^{++} constitué de 3 quarks u mit en défaut ce modèle. Les fonctions d'onde spatiale ($l = 0$), de spin ($s = 3/2$) et de saveur (uuu) du Δ^{++} sont en effet symétriques sous la permutation de deux des quarks qui le constituent, en désaccord avec le principe d'exclusion de Pauli

postulant que deux fermions identiques ne peuvent occuper le même état quantique, la fonction d'onde du Δ^{++} devant dès lors être antisymétrique sous la permutation de deux des quarks u qui le composent. Afin de restaurer le lien entre le spin et la statistique, on a donc été amené à introduire un nombre quantique supplémentaire attaché à chacune des saveurs des quarks, le nombre quantique de couleur, possédant 3 états de charge respectivement désignés par les symboles r , g et b pour *red* (rouge), *green* (vert) et *blue* (bleu). La fonction d'onde de couleur attachée au Δ^{++} doit posséder un caractère antisymétrique sous la permutation de deux des quarks qui le composent. De manière générale, cette propriété doit être vérifiée pour un baryon quelconque, et la fonction d'onde de couleur d'un système baryonique s'écrit dès lors :

$$\psi_{q_1 q_2 q_3}^{couleur} = \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} \psi_{q_1}^\alpha \psi_{q_2}^\beta \psi_{q_3}^\gamma \quad (\alpha, \beta, \gamma = 1, 2, 3 = r, g, b), \quad (1.18)$$

où ψ_q^α désigne la fonction d'onde de couleur associée au quark de saveur q . Pour un méson, la fonction d'onde de couleur est donnée par l'expression :

$$\psi_{\bar{q}_1 q_2}^{couleur} = \frac{1}{\sqrt{3}} \psi_{\bar{q}_1}^\alpha \psi_{q_2}^\alpha. \quad (1.19)$$

Expérimentalement, on n'observe pas de multiplicité dans les spectres baryoniques et mésoniques en fonction du degré de liberté de couleur, et les expressions 1.18 et 1.19 doivent dès lors représenter des quantités neutres pour la charge de couleur, c'est-à-dire des représentations singulets du groupe de symétrie associé à la conservation de cette dernière. La charge de l'interaction forte constitue donc une variable cachée qui se manifeste uniquement de manière sous-jacente en introduisant une multiplicité due aux différents états de couleur dans tout processus pouvant être décrit comme le résultat de la création et de l'annihilation de quarks. Historiquement, le rapport entre les sections efficaces totales à haute énergie $\sigma(e^+ e^- \rightarrow \text{hadrons})$ et $\sigma(e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ ainsi que le processus inclusif de Drell-Yan $pp \rightarrow \mu^+ \mu^- X$ ont validé d'un point de vue observationnel l'introduction du degré de liberté de couleur. Comme nous n'observons aucune structure fine liée à la présence de la charge de couleur dans les niveaux d'énergie des hadrons, cette dernière doit constituer une symétrie exacte du Hamiltonien gouvernant la dynamique des quarks. Autrement dit, les trois états de couleur ψ_q^r , ψ_q^g et ψ_q^b associés à une saveur q donnée sont dégénérés d'un point de vue de l'interaction forte pour laquelle toute combinaison linéaire des trois états de couleur ψ_q^r , ψ_q^g et ψ_q^b est donc équivalente aux trois états ψ_q^r , ψ_q^g et ψ_q^b considérés individuellement. La loi de transformation :

$$\begin{pmatrix} \psi_q^r \\ \psi_q^g \\ \psi_q^b \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \psi_q^{r'} \\ \psi_q^{g'} \\ \psi_q^{b'} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{rr} & U_{rg} & U_{rb} \\ U_{gr} & U_{gg} & U_{gb} \\ U_{br} & U_{bg} & U_{bb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_q^r \\ \psi_q^g \\ \psi_q^b \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

doit dès lors constituer une opération de symétrie pour le Lagrangien dont découlent les équations du mouvement caractérisant la dynamique de l'interaction forte. Dans la relation 1.20, la fonction d'onde de couleur associée à un quark de saveur q :

$$\psi_q^c = \begin{pmatrix} \psi_q^r \\ \psi_q^g \\ \psi_q^b \end{pmatrix} \quad (1.21)$$

constitue un triplet de la représentation du groupe de symétrie associé dont la loi de transformation s'écrit sous forme matricielle :

$$\psi_q^c \rightarrow \psi_q^{c'} = U \psi_q^c, \quad (1.22)$$

la matrice carrée U de dimension 3 étant unitaire par conservation de la probabilité et de déterminant égal à 1 afin d'assurer un mélange entre les différents états de couleur et ne pas se limiter à une transformation qui multiplierait chaque état par le même facteur de phase globale. Une matrice de

déterminant unitaire est dite spéciale et la matrice U appartient dès lors au groupe de symétrie $SU(n)_c$ pour lequel la dimension n reste à déterminer, l'indice c rappelant qu'il s'agit d'une symétrie associée à la conservation de la charge de couleur. La fonction d'onde de couleur associée à un antiquark est donnée par l'adjoint de la fonction d'onde de couleur associée au quark de saveur correspondante :

$$\psi_{\bar{q}}^c = \psi_q^{c+}. \quad (1.23)$$

La loi de transformation de la fonction d'onde de couleur attachée à un antiquark s'écrit donc :

$$\psi_{\bar{q}}^c \rightarrow \psi_{\bar{q}}^{c'} = \psi_q^{c+} U^+. \quad (1.24)$$

On peut à présent observer que la fonction d'onde de couleur associée à un méson demeure invariante sous les transformations de symétrie 1.22 et 1.24 :

$$\begin{aligned} \psi_{\bar{q}_1 q_2}^{couleur} &= \frac{1}{\sqrt{3}} \psi_{\bar{q}_1}^c \psi_{q_2}^c \rightarrow \psi_{\bar{q}_1 q_2}^{couleur'} = \frac{1}{\sqrt{3}} \psi_{\bar{q}_1}^{c'} \psi_{q_2}^{c'} = \frac{1}{\sqrt{3}} \psi_{\bar{q}_1}^{c+} U^+ U \psi_{q_2}^c \\ &= \frac{1}{\sqrt{3}} \psi_{\bar{q}_1}^{c+} \psi_{q_2}^c = \frac{1}{\sqrt{3}} \psi_{\bar{q}_1}^c \psi_{q_2}^c \\ &= \psi_{\bar{q}_1 q_2}^{couleur} \end{aligned} \quad (1.25)$$

et constitue donc bien un singulet de couleur de la représentation du groupe de symétrie considéré. Si l'on envisage pour ce dernier le groupe de symétrie $SU(2)_c$, on peut montrer qu'une représentation tridimensionnelle de ce groupe possède la propriété que la matrice U décrivant les transformations 1.22 et 1.24 peut être choisie réelle. En choisissant réelle également la fonction d'onde de couleur associée à un quark, toute distinction entre les fonctions d'onde de couleur attachées à un quark et un antiquark ainsi qu'entre leurs lois de transformation respectives disparaît alors :

$$\begin{aligned} \psi_q^c &= \psi_{\bar{q}}^c, \\ \psi_q^{c'} &= \psi_{\bar{q}}^{c'}. \end{aligned} \quad (1.26)$$

Dans ces conditions, les combinaisons qq et $\bar{q}\bar{q}$ constituent également des singulets de couleur pour la représentation tridimensionnelle du groupe de symétrie $SU(2)_c$. Elles devraient donc pouvoir être observées dans la nature, ce qui n'est pas le cas. On est ainsi naturellement amené à considérer le groupe $SU(3)_c$ comme celui décrivant la symétrie du Lagrangien de la chromodynamique quantique ou QCD (Quantum ChromoDynamics). On peut en effet montrer que pour ce groupe, il est impossible de trouver une matrice U purement réelle et seule la combinaison $q\bar{q}$ décrivant les mésons constitue pour ce groupe un singulet de couleur parmi l'ensemble des combinaisons à deux corps. On démontre de même que l'expression 1.18 associée au baryon est bien la seule à définir un singulet de couleur sous le groupe $SU(3)_c$ parmi l'ensemble de toutes les combinaisons possibles à 3 corps. Si l'on considère à présent une transformation infinitésimale sous le groupe $SU(3)_c$, l'expression 1.22 peut se réécrire sous la forme :

$$\psi_q^c \rightarrow \psi_q^{c'} = (\mathbb{I} + i\xi)\psi_q^c \quad (1.27)$$

dans laquelle la matrice carrée ξ de dimension 3 est caractérisée par des éléments négligeables au second ordre. L'unitarité de la matrice U implique que la matrice ξ est hermitienne :

$$\xi = \xi^\dagger \quad (1.28)$$

et la condition imposant le déterminant de U égal à 1 entraîne que la matrice ξ est de trace nulle :

$$tr(\xi) = 0. \quad (1.29)$$

Les deux contraintes 1.28 et 1.29 réduisent à huit le nombre de paramètres distincts nécessaires pour définir la matrice ξ et l'on choisit conventionnellement de l'écrire sous la forme :

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \frac{\xi_8}{\sqrt{3}} + \xi_3 & \xi_1 - i\xi_2 & \xi_4 - i\xi_5 \\ \xi_1 + i\xi_2 & \frac{\xi_8}{\sqrt{3}} - \xi_3 & \xi_6 - i\xi_7 \\ \xi_4 + i\xi_5 & \xi_6 + i\xi_7 & -\frac{2}{\sqrt{3}}\xi_8 \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{2} \sum_{a=1}^8 \xi_a \lambda_a \\ &= \frac{\vec{\lambda}}{2} \cdot \vec{\xi}, \end{aligned} \quad (1.30)$$

le vecteur $\vec{\xi}$ ayant pour composante a le coefficient ξ_a et le vecteur $\vec{\lambda}$ la matrice carrée λ_a de dimension 3, hermitienne et de trace nulle. Les matrices λ_a ($a = 1, \dots, 8$) ainsi définies constituent une représentation à trois dimensions des générateurs du groupe de symétrie $SU(3)_c$, la relation de fermeture de l'algèbre de Lie qui leur est associée définissant les constantes de structure f_{abc} du groupe :

$$\left[\frac{\lambda_a}{2}, \frac{\lambda_b}{2} \right] = if_{abc} \frac{\lambda_c}{2}. \quad (1.31)$$

On a par exemple $f_{123} = 1$ et un tel groupe dont les générateurs ne commutent pas entre eux est dit non-abélien. En utilisant la décomposition 1.30 de la matrice ξ sur la base $\{\lambda_a\}$ des générateurs de $SU(3)_c$, la transformation infinitésimale considérée s'écrit à présent :

$$U(\vec{\xi}) = \mathbb{I} + i \frac{\vec{\lambda}}{2} \cdot \vec{\xi}. \quad (1.32)$$

L'existence d'une algèbre de Lie associée aux transformations de symétrie du Lagrangien de l'interaction forte permet de considérer une rotation de valeur finie dans l'espace du degré de liberté de couleur comme résultant de la succession d'un nombre arbitrairement élevé de transformations proches de l'identité. En désignant par $\vec{\alpha}$ le vecteur des paramètres caractérisant une transformation de valeur finie, on a dès lors :

$$\begin{aligned} U(\vec{\alpha}) &= \lim_{n \rightarrow \infty} \left[U \left(\frac{\vec{\alpha}}{n} \right) \right]^n \\ &= \lim_{n \rightarrow \infty} \left(\mathbb{I} + i \frac{\vec{\lambda}}{2} \cdot \frac{\vec{\alpha}}{n} \right)^n \\ &= e^{i \frac{\vec{\lambda}}{2} \cdot \vec{\alpha}}. \end{aligned} \quad (1.33)$$

De manière à faire apparaître explicitement la constante de couplage g de l'interaction forte, on réécrit cette dernière relation sous la forme :

$$U(\vec{\alpha}) = e^{ig \frac{\vec{\lambda}}{2} \cdot \vec{\alpha}}. \quad (1.34)$$

Le principe d'invariance de jauge locale sous une transformation de symétrie du groupe $SU(3)_c$ impose maintenant que le Lagrangien de la chromodynamique quantique soit invariant sous la loi de transformation de la fonction d'onde de couleur :

$$\psi_q^c(x) \rightarrow \psi_q^{c'}(x) = e^{ig \frac{\vec{\lambda}}{2} \cdot \vec{\alpha}(x)} \psi_q^c(x). \quad (1.35)$$

Cette requête est satisfaite en remplaçant la dérivée partielle apparaissant dans l'expression du Lagrangien de la théorie libre :

$$\mathcal{L}_0 = \sum_{q=1}^{nf} \bar{\psi}_q^c(x) (i \gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi_q^c(x) \quad (1.36)$$

par la dérivée covariante dont la connexion définit le champ porteur de l'interaction :

$$\begin{aligned}\partial_\mu \rightarrow D_\mu &= \partial_\mu + i g \frac{\vec{\lambda}}{2} \cdot \vec{A}_\mu(x) \\ &= \partial_\mu + i g \sum_{a=1}^8 \frac{\lambda^a}{2} A_\mu^a(x).\end{aligned}\quad (1.37)$$

On identifie alors les 8 potentiels-vecteurs $A_\mu^a(x)$ aux 8 gluons vecteurs de l'interaction forte. Chacun d'eux est associé à l'un des 8 générateurs λ^a du groupe de symétrie $SU(3)_c$ et les champs de gluons déterminent par conséquent l'amplitude de chacune des 8 rotations indépendantes qu'il est possible de réaliser dans l'espace du degré de liberté de couleur. La dérivée covariante introduite en 1.37 satisfait à la condition d'invariance de jauge locale :

$$D'_\mu \psi_q^{c'}(x) = e^{i g \frac{\vec{\lambda}}{2} \cdot \vec{\alpha}(x)} D_\mu \psi_q^c(x) \quad (1.38)$$

qui impose la loi de transformation pour les champs de gluons. En se limitant à une transformation infinitésimale $\vec{\xi}(x)$ de la fonction d'onde de couleur caractérisant le champ de matière :

$$\psi_q^{c'}(x) = \left[\mathbb{1} + i g \frac{\vec{\lambda}}{2} \cdot \vec{\xi}(x) \right] \psi_q^c(x), \quad (1.39)$$

$$\vec{A}'_\mu(x) = \vec{A}_\mu(x) + \delta \vec{A}_\mu(x) \quad (1.40)$$

et en négligeant dès lors le terme proportionnel à $\delta A_\mu \xi$, on obtient l'expression :

$$i g \frac{\vec{\lambda}}{2} \cdot \delta \vec{A}_\mu(x) = -i g \frac{\vec{\lambda}}{2} \cdot \left[\partial_\mu \vec{\xi}(x) \right] + g^2 \left[\frac{\vec{\lambda}}{2} \cdot \vec{A}_\mu(x) \frac{\vec{\lambda}}{2} \cdot \vec{\xi}(x) - \frac{\vec{\lambda}}{2} \cdot \vec{\xi}(x) \frac{\vec{\lambda}}{2} \cdot \vec{A}_\mu(x) \right]. \quad (1.41)$$

En recourant à l'identité :

$$\vec{\lambda} \cdot \vec{a} \quad \vec{\lambda} \cdot \vec{b} = \vec{a} \cdot \vec{b} - i f_{abc} \lambda_a b_b a_c, \quad (1.42)$$

on obtient finalement la transformation du champ de gluons $A_\mu^a(x)$ sous un changement de jauge infinitésimal $\vec{\xi}(x)$:

$$A_\mu^a(x) \rightarrow A_\mu^{a'}(x) = A_\mu^a(x) - \partial_\mu \xi^a(x) - g f_{abc} \xi^b(x) A_\mu^c(x). \quad (1.43)$$

Cette relation indique que les champs de jauge se transforment selon la représentation régulière du groupe de symétrie $SU(3)_c$, ce qui signifie que les coefficients de leurs lois de transformation sont précisément donnés par les constantes de structure du groupe. Afin de déterminer à présent l'énergie cinétique contenue dans le champ de gluons, on considère l'application du commutateur des dérivées covariantes à un champ $\psi(x)$:

$$[D_\mu, D_\nu] \psi(x) = i g \frac{\lambda^a}{2} \left[\partial_\mu A_\nu^a(x) - \partial_\nu A_\mu^a(x) - g f_{abc} A_\mu^b(x) A_\nu^c(x) \right] \psi(x). \quad (1.44)$$

La comparaison de cette expression à celle fournie par la relation 1.8 dont on peut démontrer qu'elle peut être généralisée au groupe de symétrie $SU(3)_c$ fournit alors pour expression du tenseur de force associé à l'interaction de couleur :

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a(x) - \partial_\nu A_\mu^a(x) - g f_{abc} A_\mu^b(x) A_\nu^c(x). \quad (1.45)$$

Cette relation fait apparaître la propriété essentielle que possède le champ de jauge d'interagir avec lui-même, les gluons vecteurs de l'interaction forte étant porteurs d'une charge de couleur. La conservation de cette dernière implique que chacun des 8 gluons corresponde à une combinaison linéaire de deux états

colorés respectivement attachés à une couleur et une anti-couleur. On dispose à présent de l'ensemble des contributions du Lagrangien de la chromodynamique quantique et celui-ci s'écrit en sous-entendant les sommations sur les différentes saveurs de quark présentes q et sur les indices de couleur répétés a :

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= \bar{\psi}_q^c(x) \left[i \gamma^\mu \partial_\mu - g \gamma^\mu A_\mu^a(x) \frac{\lambda^a}{2} - m \right] \psi_q^c(x) - \frac{1}{4} G_a^{\mu\nu} G_{\mu\nu}^a \\ &= \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_{int},\end{aligned}\quad (1.46)$$

les contributions \mathcal{L}_0 et \mathcal{L}_{int} étant respectivement données par :

$$\mathcal{L}_0 = \bar{\psi}_q^c(x) \left[i \gamma^\mu \partial_\mu - m \right] \psi_q^c(x) - \frac{1}{4} \left[\partial^\mu A_\nu^a(x) - \partial^\nu A_\mu^a(x) \right] \left[\partial_\mu A_\nu^a(x) - \partial_\nu A_\mu^a(x) \right], \quad (1.47)$$

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{int} &= -g \bar{\psi}_q^c(x) \gamma^\mu A_\mu^a(x) \frac{\lambda^a}{2} \psi_q^c(x) + \frac{g}{2} f_{abd} \left[\partial_\mu A_\nu^a(x) - \partial_\nu A_\mu^a(x) \right] A_b^\mu(x) A_d^\nu(x) \\ &\quad - \frac{g^2}{4} f_{cab} f_{cdf} A_a^\mu(x) A_b^\nu(x) A_\mu^d(x) A_\nu^f(x).\end{aligned}\quad (1.48)$$

Le premier terme de la contribution \mathcal{L}_{int} constitue le couplage entre le champ de matière et le champ de gluons. Les deux derniers termes représentent respectivement l'interaction entre 3 gluons et 4 gluons, la première étant proportionnelle à g et la seconde d'ordre g^2 . Ces couplages du champ de couleur avec lui-même engendrent le fait qu'il est impossible d'envisager le gluon comme une particule libre et le vide de la chromodynamique quantique est en lui-même le siège d'interactions. Si l'on observe expérimentalement un rayonnement de fonds de photons, on n'en observe par contre aucun pour les gluons. Cette propriété particulière engendrée par le caractère non-abélien de la symétrie de couleur entraîne que l'interaction entre quarks est importante lorsque la virtualité Q^2 du gluon qu'ils échangent est de l'ordre de grandeur du carré de la masse du proton et devient de plus en plus faible à mesure que la virtualité du boson échangé augmente. Ce comportement du couplage aux faibles valeurs de Q^2 est à la base du confinement des quarks en objets non colorés, le comportement aux grandes valeurs de Q^2 étant à l'origine de la propriété de liberté asymptotique qui permet le développement perturbatif de la théorie QCD lorsque l'échelle d'énergie du processus étudié est suffisamment élevée. Notons finalement que la constante de couplage de l'interaction forte est conventionnellement écrite sous la forme :

$$\alpha_s = \frac{g^2}{4\pi}. \quad (1.49)$$

1.5 Unitarité en chromodynamique quantique

L'existence de l'interaction gluon-gluon issue du caractère non-abélien du groupe de symétrie attaché à la couleur entraîne la violation des identités de Ward et du principe d'unitarité par les amplitudes présentant des boucles de gluons dont les expressions sont obtenues en appliquant aux ordres supérieurs les règles de Feynman à l'ordre des arbres découlant du Lagrangien 1.46. La suppression des contributions non physiques engendrées par les degrés de liberté temporel et longitudinal du vecteur de polarisation du gluon nécessite dans le cas de la chromodynamique quantique l'introduction de champs supplémentaires connus sous le nom de champs de ghost. La démonstration rigoureuse de leur présence et de leur expression mathématique a été établie par Faddeev et Popov en appliquant le formalisme des intégrales de chemin à la théorie QCD. On dira simplement ici que les champs de ghost satisfont à une algèbre anticommutative tout en se comportant comme une quantité scalaire sous l'action d'une transformation de Lorentz. Les particules issues de leurs excitations sont donc par essence non physiques puisqu'elles violent la relation entre spin et statistique. Les contributions des champs de ghost n'apparaissent dès lors qu'au sein de boucles au niveau desquelles elles viennent exactement contrebalancer à tout ordre du développement perturbatif celles issues des composantes non physiques du vecteur de polarisation des gluons, rétablissant ainsi le respect de l'identité de Ward et du principe d'unitarité dans le cadre non-abélien de la chromodynamique quantique. Le Lagrangien 1.46

possède donc en réalité une contribution associée aux champs de ghost c^a ($a = r, g, b$) et son expression complète s'écrit finalement :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_{int} + \mathcal{L}_{ghost}, \quad (1.50)$$

la composante \mathcal{L}_{ghost} assurant le respect de l'unitarité étant fournie par la relation :

$$\mathcal{L}_{ghost} = -\bar{c}^a(x) \partial^2 c^a(x) - g f_{abc} \bar{c}^a(x) \partial^\mu A_\mu^b(x) c^c(x) \quad (1.51)$$

dans laquelle on distingue le propagateur du champ de ghost et un terme d'interaction ghost-gluon proportionnel à la constante de couplage g .

1.6 Renormalisation et constante de couplage effective

1.6.1 Motivation

On peut montrer qu'à un ordre donné du développement perturbatif les divergences infrarouges apparaissant dans les contributions à courte portée que sont les corrections au vertex quark-gluon et aux propagateurs de ces derniers sont exactement compensées par celles que génèrent les contributions à longue portée d'émissions de gluons réels. Demeurent les divergences ultraviolettes issues des intégrations sur les quadri-impulsions des boucles pour lesquelles le principe d'invariance de jauge nécessite des valeurs arbitrairement grandes. Le recours à une procédure de régularisation permet dans un premier temps de donner un sens à ces quantités dans la région où la quadri-impulsion indéterminée de la boucle tend vers l'infini. Les différentes procédures qui existent ont en commun l'introduction d'un paramètre additionnel telle une masse ultraviolette Λ dans le schéma de Pauli-Villars et le passage à un espace de dimension $4 + \varepsilon$ dans le cadre de la régularisation dimensionnelle. Les fluctuations caractérisées par une échelle de temps $\Delta t > 1/\Lambda$ ($\Delta t > \varepsilon$) peuvent alors être calculées à un ordre donné du développement perturbatif, mais les singularités des contributions qui se situent aux échelles de temps inférieures ne peuvent par contre être éliminées à ce stade. Il est néanmoins possible de les réexprimer de manière bien posée et définie en isolant l'origine de la divergence dans le comportement asymptotique des paramètres Λ ou ε . Dans un second temps, le recours à une procédure de renormalisation des champs permet enfin de supprimer ces divergences régularisées en les réabsorbant dans les contre-termes que la méthode permet d'introduire et par suite dans la définition des quantités physiques. Il existe ici aussi différents schémas de renormalisation, chacun d'eux ayant en commun l'introduction d'un nouveau paramètre d'échelle. Ce dernier ne constitue pas une grandeur intrinsèque à la théorie et indique simplement de quelle façon la renormalisation est effectuée. Dans le schéma de renormalisation \overline{MS} (Minimal Subtraction), les contre-termes compensent simultanément les singularités ultraviolettes et les termes constants des diagrammes divergents, tandis que dans le schéma MS , les contre-termes réabsorbent uniquement la partie divergente des diagrammes. La chromodynamique quantique est ainsi redéfinie à une certaine échelle μ possédant les dimensions d'une énergie et de laquelle les quantités renormalisées, telle la constante de couplage effective, dépendront explicitement. Une manière intéressante bien qu'approximative de percevoir l'échelle de renormalisation μ est d'envisager les contributions physiques qui apparaissent à une échelle de temps $\Delta t < 1/\mu$ comme absentes du développement perturbatif, la prise en considération de ces interactions s'effectuant alors au travers de l'ajustement de la constante de couplage effective $\alpha_s(\mu)$. La figure 1.1 illustre cette interprétation.

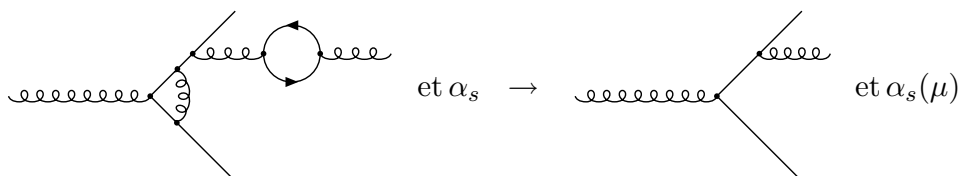


FIG. 1.1 – Les interactions dont l'échelle de temps caractéristique est inférieure à $1/\mu$ sont prises en considération au travers de l'ajustement de la constante de couplage effective $\alpha_s(\mu)$.

1.6.2 Renormalisation des champs

La procédure de renormalisation consiste à définir des champs renormalisés $A_{\mu r}^a$, ψ_{qr}^c et c_r^a pour les gluons, les quarks et les ghosts respectivement au travers de relations préservant les symétries de la théorie tout en permettant de la soustraire de ses contributions ultraviolettes :

$$A_{\mu}^a = \sqrt{Z_3} A_{\mu r}^a, \quad (1.52)$$

$$\psi_q^c = \sqrt{Z_2} \psi_{qr}^c, \quad (1.53)$$

$$c^a = \sqrt{Z_2^c} c_r^a. \quad (1.54)$$

Les nouvelles quantités Z_i ainsi définies sont connues sous le nom de facteurs de renormalisation et portent en elles la possibilité de réabsorber à tout ordre du développement perturbatif les infinis générés par les intégrations sur les boucles sans que l'on rencontre à un ordre donné une contribution divergente qui ne s'inscrive pas dans la redéfinition 1.52 des champs de la théorie. La substitution de ces derniers dans le Lagrangien de la QCD permet de réécrire les contributions \mathcal{L}_0 , \mathcal{L}_{int} et \mathcal{L}_{ghost} sous la forme :

$$\mathcal{L}_0 = Z_2 \bar{\psi}_{qr}^c \left[i \gamma^\mu \partial_\mu - m \right] \psi_{qr}^c - \frac{Z_3}{4} \left[\partial^\mu A_{ar}^\nu - \partial^\nu A_{ar}^\mu \right] \left[\partial_\mu A_{\nu r}^a - \partial_\nu A_{\mu r}^a \right], \quad (1.55)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{int} = & -g_r Z_1 \bar{\psi}_{qr}^c \gamma^\mu A_{\mu r}^a \frac{\lambda^a}{2} \psi_{qr}^c + \frac{g_r}{2} Z_1^{3g} f_{abc} \left[\partial_\mu A_{\nu r}^a - \partial_\nu A_{\mu r}^a \right] A_{br}^\mu A_{cr}^\nu \\ & - \frac{g_r^2}{4} Z_1^{4g} f_{cab} f_{ecd} A_{ar}^\mu A_{br}^\nu A_{\mu r}^c A_{\nu r}^d, \end{aligned} \quad (1.56)$$

$$\mathcal{L}_{ghost} = -Z_2^c \bar{c}_r^a \partial^2 c_r^a - g_r Z_1^c f_{abc} \bar{c}_r^a \partial^\mu A_{\mu r}^b c_r^c, \quad (1.57)$$

la constante de couplage renormalisée g_r et les facteurs Z_1 , Z_1^{3g} , Z_1^{4g} et Z_1^c étant définis par les relations :

$$Z_1 = \frac{g}{g_r} Z_2 \sqrt{Z_3}, \quad (1.58)$$

$$Z_1^{3g} = \frac{g}{g_r} Z_3^{\frac{3}{2}}, \quad (1.59)$$

$$Z_1^{4g} = \frac{g^2}{g_r^2} Z_3^2, \quad (1.60)$$

$$Z_1^c = \frac{g}{g_r} Z_2^c \sqrt{Z_3}. \quad (1.61)$$

La définition des contre-termes δ_i et de la masse physique des quarks m_r :

$$Z_i = 1 + \delta_i, \quad (1.62)$$

$$m Z_2 = m_r + \delta_m \quad (1.63)$$

permet de reformuler le Lagrangien de la chromodynamique comme la somme de deux contributions :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_r + \mathcal{L}_{ct}. \quad (1.64)$$

La partie renormalisée \mathcal{L}_r est identique au Lagrangien de la théorie initiale dans lequel on aurait remplacé chacun des champs par leurs correspondants renormalisés et substitué aux paramètres g et m la constante de couplage renormalisée g_r et la masse physique des quarks m_r . La seconde partie regroupe l'ensemble des contre-termes issus de la renormalisation des champs dont les contributions vont permettre de réabsorber les divergences ultraviolettes en redéfinissant l'interaction à l'échelle μ :

$$\mathcal{L}_{ct} = \mathcal{L}_{ct}^0 + \mathcal{L}_{ct}^{int} + \mathcal{L}_{ct}^{ghost}, \quad (1.65)$$

les contre-termes associés à la partie libre, à l'interaction et aux champs de ghost étant donnés par :

$$\mathcal{L}_{ct}^0 = \bar{\psi}_{qr}^c \left[i \delta_2 \gamma^\mu \partial_\mu - \delta_m \right] \psi_{qr}^c - \frac{\delta_3}{4} \left[\partial^\mu A_{ar}^\nu - \partial^\nu A_{ar}^\mu \right] \left[\partial_\mu A_{\nu r}^a - \partial_\nu A_{\mu r}^a \right], \quad (1.66)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{ct}^{int} &= -g_r \delta_1 \bar{\psi}_{qr}^c \gamma^\mu A_{\mu r}^a \frac{\lambda^a}{2} \psi_{qr}^c + \frac{g_r}{2} \delta_1^{3g} f_{abc} \left[\partial_\mu A_{\nu r}^a - \partial_\nu A_{\mu r}^a \right] A_{br}^\mu A_{cr}^\nu \\ &\quad - \frac{g_r^2}{4} \delta_1^{4g} f_{eab} f_{ecd} A_{ar}^\mu A_{br}^\nu A_{\mu r}^c A_{\nu r}^d, \end{aligned} \quad (1.67)$$

$$\mathcal{L}_{ct}^{ghost} = -\delta_2^c \bar{c}_r^a \partial^2 c_r^a - g_r \delta_1^c f_{abc} \bar{c}_r^a \partial^\mu A_{\mu r}^b c_r^c. \quad (1.68)$$

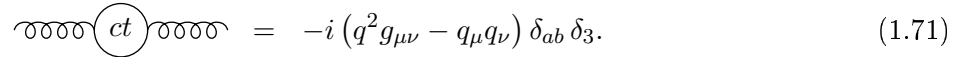
La procédure décrite contient cinq paramètres fondamentaux que sont les facteurs de renormalisation des champs de matière, de gluons et de ghosts, la constante de couplage renormalisée g_r et la masse physique des quarks m_r et il doit donc être possible d'exprimer en terme de ces grandeurs l'ensemble des huit facteurs de renormalisation introduits. Cette requête est assurée par l'existence de trois contraintes connues sous le nom d'identités de Slavnov-Taylor et dont le respect garantit l'universalité de la constante de couplage renormalisée g_r :

$$\frac{Z_1}{Z_2} = \frac{Z_1^c}{Z_2^c} = \sqrt{\frac{Z_1^{4g}}{Z_3}} = \frac{Z_1^{3g}}{Z_3}. \quad (1.69)$$

Exprimées pour les contre-termes et en négligeant les contributions d'ordre δ_i^2 , ces relations fournissent :

$$\delta_1 - \delta_2 = \delta_1^c - \delta_2^c = \frac{1}{2} \left(\delta_1^{4g} - \delta_3 \right) = \delta_1^{3g} - \delta_3. \quad (1.70)$$

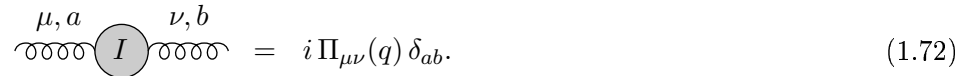
Le Lagrangien 1.65 engendre de nouvelles règles de Feynman relatives aux contre-termes et venant s'ajouter à celles définies à l'ordre des arbres. On s'intéresse dans la suite au propagateur renormalisé du gluon pour lequel le contre-terme s'écrit, en désignant par q la quadri-impulsion du gluon :



$$\text{Diagram} = -i (q^2 g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu) \delta_{ab} \delta_3. \quad (1.71)$$

1.6.3 Le propagateur du gluon

On désigne par $i \Pi_{\mu\nu}(q) \delta_{ab}$ la somme de toutes les corrections au propagateur du gluon de quadri-impulsion q irréductibles à des diagrammes à une seule particule :



$$\text{Diagram} = i \Pi_{\mu\nu}(q) \delta_{ab}. \quad (1.72)$$

Il s'agit d'un tenseur de rang deux qui doit pouvoir s'écrire en terme de la métrique $g_{\mu\nu}$ et du tenseur $q_\mu q_\nu$ construit à partir de la quadri-impulsion du gluon :

$$\Pi_{\mu\nu}(q) = A(q^2) g_{\mu\nu} + B(q^2) q_\mu q_\nu, \quad (1.73)$$

les scalaires A et B étant fonction du seul invariant q^2 qu'est la virtualité du gluon. L'utilisation de l'identité de Ward $q^\mu \Pi_{\mu\nu}(q) = 0$ montre que ces deux coefficients ne sont pas indépendants et permet d'écrire le tenseur du diagramme 1.72 sous la forme :

$$\Pi_{\mu\nu}(q) = \Pi(q^2) (q^2 g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu). \quad (1.74)$$

Le propagateur exact du gluon est donné par la série des insertions irréductibles à une seule particule et s'écrit dès lors :

$$\begin{aligned}
 \begin{array}{c} \mu, a \\ \text{oooo} \end{array} \bullet \begin{array}{c} \nu, b \\ \text{oooo} \end{array} &= \text{oooo} + \text{oooo} \textcircled{I} \text{oooo} + \text{oooo} \textcircled{I} \text{oooo} \textcircled{I} \text{oooo} + \dots \\
 &= \frac{-i g_{\mu\nu}}{q^2} \delta_{ab} + \frac{-i g_{\mu\rho}}{q^2} \delta_{ac} \cdot i \Pi^{\rho\sigma}(q) \delta_{cd} \cdot \frac{-i g_{\sigma\nu}}{q^2} \delta_{db} \\
 &+ \frac{-i g_{\mu\rho}}{q^2} \delta_{ac} \cdot i \Pi^{\rho\sigma}(q) \delta_{cd} \cdot \frac{-i g_{\sigma\lambda}}{q^2} \delta_{de} \cdot i \Pi^{\lambda\eta}(q) \delta_{ef} \cdot \frac{-i g_{\eta\nu}}{q^2} \delta_{fb} + \dots \quad (1.75)
 \end{aligned}$$

En utilisant l'expression 1.74 et en regroupant les puissances successives de $\Pi(q^2)$, on obtient :

$$\begin{aligned}
 \begin{array}{c} \mu, a \\ \text{oooo} \end{array} \bullet \begin{array}{c} \nu, b \\ \text{oooo} \end{array} &= -\frac{i}{q^2} [1 + \Pi(q^2) + \Pi^2(q^2) + \dots] \left[g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right] \delta_{ab} - i \frac{q_\mu q_\nu}{q^4} \delta_{ab} \\
 &= -\frac{i}{q^2} \frac{1}{1 - \Pi(q^2)} \left[g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right] \delta_{ab} - i \frac{q_\mu q_\nu}{q^4} \delta_{ab}. \quad (1.76)
 \end{aligned}$$

Lors du calcul d'une amplitude invariante les termes proportionnels à $q_\mu q_\nu$ disparaissent en raison de l'identité de Ward. On peut donc faire abstraction de ces derniers dans l'expression exacte du propagateur du gluon qui s'écrit finalement :

$$\begin{array}{c} \mu, a \\ \text{oooo} \end{array} \bullet \begin{array}{c} \nu, b \\ \text{oooo} \end{array} = -i Z_3 \frac{g_{\mu\nu}}{q^2} \delta_{ab}, \quad (1.77)$$

le facteur de renormalisation Z_3 introduit dans l'expression 1.52 étant donné par la relation :

$$Z_3 = \frac{1}{1 - \Pi(q^2)}. \quad (1.78)$$

On s'intéresse à présent aux corrections au propagateur du gluon en se limitant à l'ordre α_s pour lequel les différentes contributions irréductibles à des diagrammes à une seule particule correspondent à la polarisation du vide en une paire quark-antiquark, à la fluctuation en une paire de gluons où l'interaction s'effectue respectivement au niveau d'un vertex à trois et quatre corps, à la création d'une paire ghost-antighost et au contre-terme défini en 1.71. On peut donc écrire :

$$\begin{aligned}
 \begin{array}{c} \mu, a \\ \text{oooo} \end{array} \textcircled{I} \begin{array}{c} \nu, b \\ \text{oooo} \end{array} &= \text{oooo} \textcircled{\text{quark}} \text{oooo} + \text{oooo} \textcircled{\text{gluon}} \text{oooo} + \text{oooo} \textcircled{\text{ghost}} \text{oooo} + \text{oooo} \textcircled{\text{ct}} \text{oooo} \\
 &= i \Pi_{\mu\nu}^{(2)}(q) \delta_{ab} - i [q^2 g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu] \delta_{ab} \delta_3 \\
 &= i \Pi^{(2)}(q^2) [q^2 g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu] \delta_{ab} - i [q^2 g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu] \delta_{ab} \delta_3 \\
 &= i [\Pi^{(2)}(q^2) - \delta_3] [q^2 g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu] \delta_{ab} \\
 &= i \Pi'^{(2)}(q^2) [q^2 g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu] \delta_{ab}. \quad (1.79)
 \end{aligned}$$

Le propagateur du gluon à l'ordre α_s est par conséquent donné par l'expression :

$$\begin{array}{c} \mu, a \\ \text{oooo} \end{array} \bullet \begin{array}{c} \nu, b \\ \text{oooo} \end{array} = -i Z_3^{(2)} \frac{g_{\mu\nu}}{q^2} \delta_{ab}, \quad (1.80)$$

le facteur de renormalisation $Z_3^{(2)}$ s'écrivant sous la forme :

$$Z_3^{(2)} = \frac{1}{1 - \Pi'^{(2)}(q^2)} \simeq 1 + \Pi'^{(2)}(q^2). \quad (1.81)$$

En se plaçant dans la jauge de Landau où l'on pose $Q^2 = -q^2$ et en choisissant le schéma de régularisation de Pauli-Villars qui introduit une coupure ultraviolette Λ , on montre que les quatre corrections au propagateur du gluon à l'ordre α_s sont données par la relation :

$$\Pi^{(2)}(Q^2) = \left(\frac{11}{3} n_c - \frac{2}{3} n_f \right) \frac{g^2}{16\pi^2} \ln \left(\frac{\Lambda^2}{Q^2} \right) \quad (1.82)$$

dans laquelle les coefficients n_c et n_f représentant le nombre de couleurs et le nombre de saveurs sont respectivement issus des contributions des boucles de gluons et de ghosts et des contributions des boucles de quarks. Le contre-terme δ_3 est alors fixé en imposant une condition dite de renormalisation qui consiste ici en la redéfinition du propagateur libre du gluon à une certaine échelle μ^2 :

$$\Pi'^{(2)}(Q^2 = \mu^2) = 0. \quad (1.83)$$

L'expression renormalisée du propagateur du gluon de laquelle la condition 1.83 soustrait les divergences ultraviolettes s'écrit donc finalement à l'ordre α_s :

$$\begin{aligned} \text{---} \mu, a \text{---} \bullet \text{---} \nu, b \text{---} &= i Z_3^{(2)} \frac{g_{\mu\nu}}{Q^2} \delta_{ab} \\ &= i \left[1 - \left(\frac{11}{3} n_c - \frac{2}{3} n_f \right) \frac{\alpha_s}{4\pi} \ln \left(\frac{Q^2}{\mu^2} \right) \right] \frac{g_{\mu\nu}}{Q^2} \delta_{ab}. \end{aligned} \quad (1.84)$$

On peut à présent introduire de manière intuitive la notion de constante de couplage effective. La différence entre le propagateur exact du gluon et celui utilisé à l'ordre des arbres réside dans la présence du coefficient $Z_3^{(2)}$ à l'ordre α_s :

$$-i \frac{g_{\mu\nu}}{q^2} \delta_{ab} \rightarrow -i Z_3^{(2)} \frac{g_{\mu\nu}}{q^2} \delta_{ab}. \quad (1.85)$$

L'amplitude invariante associée à un processus physique régi par l'interaction forte est par conséquent modifiée selon la relation :

$$\mathcal{M} \propto g^2 \frac{g_{\mu\nu}}{q^2} \rightarrow \mathcal{M} \propto Z_3^{(2)} g^2 \frac{g_{\mu\nu}}{q^2}. \quad (1.86)$$

On peut alors décider de conserver pour expression du propagateur du gluon celle définie à l'ordre des arbres et introduire une constante de couplage fonction de sa virtualité au travers de la substitution :

$$\alpha_s \rightarrow \alpha_s(Q^2) = Z_3^{(2)}(Q^2) \alpha_s. \quad (1.87)$$

En remplaçant le facteur de renormalisation $Z_3^{(2)}$ par sa valeur et en considérant le nombre physique de couleur $n_c = 3$, on obtient alors pour expression de la constante de couplage effective à l'ordre α_s :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi \alpha_s(\mu^2)}{12\pi + (33 - 2n_f) \alpha_s(\mu^2) \ln \left(\frac{Q^2}{\mu^2} \right)}. \quad (1.88)$$

Il est important de rappeler que la démarche suivie ici est évidemment heuristique, l'existence de la constante de couplage effective ne découlant pas d'un choix mais de la nécessité de conserver l'indépendance de la théorie et par suite des observables qu'elle permet d'évaluer vis-à-vis de la définition arbitraire de l'échelle de renormalisation μ . Cette requête entraîne l'existence d'une équation dite du groupe de renormalisation que l'on va maintenant aborder.

1.6.4 L'équation du groupe de renormalisation

Le propagateur du gluon régularisé dans le schéma de Pauli-Villars dépend de la constante de couplage α_s , de la coupure ultraviolette Λ et de la virtualité Q^2 du boson de jauge. Dans ce qui suit, il est désigné par la fonction :

$$\Gamma = \Gamma(\alpha_s, \Lambda^2/Q^2). \quad (1.89)$$

Le propagateur du gluon renormalisé est quant à lui fonction de la virtualité Q^2 , de la constante de couplage renormalisée $\alpha_s(\mu^2)$ et de l'échelle de renormalisation μ^2 à laquelle cette dernière est définie. On le note dès lors :

$$\Gamma_R = \Gamma_R(\alpha_s(\mu^2), Q^2/\mu^2). \quad (1.90)$$

Ces deux quantités sont reliées par le facteur de renormalisation Z_3 qui réabsorbe les divergences ultraviolettes présentes dans l'expression 1.89 au travers de la relation :

$$\Gamma_R(\alpha_s(\mu^2), Q^2/\mu^2) = Z_3(\alpha_s, \Lambda^2/\mu^2) \Gamma(\alpha_s, \Lambda^2/Q^2). \quad (1.91)$$

Pour imposer l'indépendance de la théorie vis-à-vis du choix de l'échelle de renormalisation μ^2 , on se base sur le fait que le propagateur régularisé ne dépend pas de cette grandeur pour écrire :

$$\mu^2 \frac{d}{d\mu^2} [Z_3^{-1}(\alpha_s, \Lambda^2/\mu^2) \Gamma_R(\alpha_s(\mu^2), Q^2/\mu^2)] = 0. \quad (1.92)$$

Le développement de cette équation fournit l'égalité :

$$\left[\mu^2 \partial_{\mu^2} + \mu^2 \partial_{\mu^2} \alpha_s(\mu^2) \partial_{\alpha_s(\mu^2)} - \frac{\mu^2}{Z_3} \partial_{\mu^2} Z_3(\alpha_s, \Lambda^2/\mu^2) \right] \Gamma_R(\alpha_s(\mu^2), Q^2/\mu^2) = 0. \quad (1.93)$$

En introduisant les fonctions $\beta(\alpha_s(\mu^2))$ et $\gamma_g(\alpha_s(\mu^2))$ définies par :

$$\beta(\alpha_s(\mu^2)) = \mu^2 \partial_{\mu^2} \alpha_s(\mu^2), \quad (1.94)$$

$$\gamma_g(\alpha_s(\mu^2)) = -\frac{\mu^2}{Z_3} \partial_{\mu^2} Z_3(\alpha_s, \Lambda^2/\mu^2), \quad (1.95)$$

la relation exprimant l'indépendance du propagateur renormalisé du gluon par rapport à l'échelle de renormalisation μ^2 s'écrit finalement :

$$[\mu^2 \partial_{\mu^2} + \beta(\alpha_s(\mu^2)) \partial_{\alpha_s(\mu^2)} + \gamma_g(\alpha_s(\mu^2))] \Gamma_R(\alpha_s(\mu^2), Q^2/\mu^2) = 0. \quad (1.96)$$

Dans cette dernière expression initialement établie par Callan et Symanzik, la fonction $\beta(\alpha_s(\mu^2))$ possède un caractère universel tandis que la fonction $\gamma_g(\alpha_s(\mu^2))$ dépend de la fonction de Green que l'on renormalise, le propagateur du gluon dans le cas considéré ici. L'introduction de la variable :

$$t = \ln \left(\frac{Q^2}{\mu^2} \right) \quad (1.97)$$

permet encore d'écrire l'équation de Callan-Symanzik sous la forme :

$$[-\partial_t + \beta(\alpha_s(t)) \partial_{\alpha_s(t)} + \gamma_g(\alpha_s(t))] \Gamma_R(\alpha_s(t), t) = 0. \quad (1.98)$$

Sa résolution repose sur l'identification de la quantité $\alpha_s(t)$ à une constante de couplage effective vérifiant la relation :

$$\frac{d\alpha_s(t)}{dt} = \beta(\alpha_s(t)). \quad (1.99)$$

Celle-ci constitue l'équation du groupe de renormalisation dont l'unicité de la solution est assurée en redéfinissant la constante de couplage de la théorie à l'échelle μ^2 au travers de la condition :

$$\alpha_s(t = 0) = \alpha_s. \quad (1.100)$$

Le propagateur renormalisé du gluon défini par l'équation de Callan-Symanzik :

$$\left[-\partial_t + \frac{d\alpha_s(t)}{dt} \partial_{\alpha_s(t)} + \gamma_g(\alpha_s(t)) \right] \Gamma_R(\alpha_s(t), t) = 0 \quad (1.101)$$

s'obtient alors par la méthode de séparation des variables en supposant l'égalité :

$$\Gamma_R(\alpha_s(t), t) = \Gamma_a(t) \Gamma_b(\alpha_s(t)). \quad (1.102)$$

On obtient ainsi une identité dont le premier membre est fonction uniquement de t , le second de $\alpha_s(t)$, l'égalité n'étant dès lors possible que si les deux membres sont égaux à une même constante c_1 :

$$\frac{1}{\Gamma_a(t)} \frac{d\Gamma_a(t)}{dt} = c_1 \quad (1.103)$$

$$\frac{d\alpha_s(t)}{dt} \frac{1}{\Gamma_b(\alpha_s(t))} \frac{d\Gamma_b(\alpha_s(t))}{d\alpha_s(t)} + \gamma_g(\alpha_s(t)) = c_1. \quad (1.104)$$

La première équation admet pour solution :

$$\Gamma_a(t) = \Gamma_a(0) \exp(c_1 t). \quad (1.105)$$

En supposant que la solution de la seconde équation est de la forme :

$$\Gamma_b(\alpha_s(t)) = \Gamma_b(\alpha_s(0)) \exp(c_1 t) A(\alpha_s(t)), \quad (1.106)$$

on trouve pour expression du facteur $A(\alpha_s(t))$:

$$A(\alpha_s(t)) = A(\alpha_s(0)) \exp \left[- \int_{\alpha_s(0)}^{\alpha_s(t)} \frac{\gamma_g(\alpha_s(t'))}{\beta(\alpha_s(t'))} d\alpha_s(t') \right] \quad (1.107)$$

et le propagateur renormalisé du gluon s'écrit donc finalement :

$$\Gamma_R(\alpha_s(t), t) = \Gamma_R(\alpha_s(0), 0) \exp(2c_1 t) \exp \left[- \int_{\alpha_s(0)}^{\alpha_s(t)} \frac{\gamma_g(\alpha_s(t'))}{\beta(\alpha_s(t'))} d\alpha_s(t') \right] \quad (1.108)$$

En considérant en particulier les expressions suivantes :

$$\Gamma_R(\alpha_s(0), t) = \Gamma_R(\alpha_s(0), 0) \exp(c_1 t), \quad (1.109)$$

$$\Gamma_R(\alpha_s(t), 0) = \Gamma_R(\alpha_s(0), 0) \exp(c_1 t) \exp \left[- \int_{\alpha_s(0)}^{\alpha_s(t)} \frac{\gamma_g(\alpha_s(t'))}{\beta(\alpha_s(t'))} d\alpha_s(t') \right], \quad (1.110)$$

on voit que toute la dépendance en t du propagateur du gluon renormalisé apparaît bien uniquement au travers de la constante de couplage effective $\alpha_s(t)$:

$$\Gamma_R(\alpha_s(0), t) = \Gamma_R(\alpha_s(t), 0) \exp \left[\int_{\alpha_s(0)}^{\alpha_s(t)} \frac{\gamma_g(\alpha_s(t'))}{\beta(\alpha_s(t'))} d\alpha_s(t') \right]. \quad (1.111)$$

On peut à présent déterminer l'expression de cette dernière en recourant à l'équation du groupe de renormalisation 1.99. La fonction $\beta(\alpha_s(t))$ qui définit l'évolution de la constante de couplage effective en fonction de la virtualité du gluon peut être développée perturbativement :

$$\beta(\alpha_s(t)) = -\beta_0 \alpha_s^2(t) - \beta_1 \alpha_s^3(t) + \dots \quad (1.112)$$

Le coefficient β_0 du premier terme du développement correspond aux corrections au propagateur du gluon envisagées précédemment et est donné par la relation :

$$4\pi \beta_0 = \frac{11 n_c - 2n_f}{3}. \quad (1.113)$$

Bien que la fonction $\beta(\alpha_s(t))$ dépende du choix du schéma de renormalisation et de la jauge dans laquelle on se place, on peut cependant montrer que les coefficients β_0 et β_1 obtenus dans les différents cadres possibles sont identiques. L'approximation à l'ordre le plus bas ou approximation à une boucle est alors donnée par l'équation :

$$\frac{d\alpha_s(t)}{dt} = -\beta_0 \alpha_s^2(t). \quad (1.114)$$

Son intégration entre la valeur $t = 0$ à laquelle on redéfinit la constante de couplage de la théorie et la valeur de t à laquelle on désire connaître le couplage effectif fournit l'expression :

$$\alpha_s(t) = \frac{\alpha_s(0)}{1 + \alpha_s(0) \beta_0 t}. \quad (1.115)$$

En remplaçant la variable t par la définition 1.97 et en considérant le nombre physique de couleurs dans l'expression de β_0 , la constante de couplage effective s'écrit finalement à l'ordre le plus bas :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi \alpha_s(\mu^2)}{12\pi + (33 - 2n_f) \alpha_s(\mu^2) \ln\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right)}. \quad (1.116)$$

Un quark de masse m contribue à l'expression de $\alpha_s(Q^2)$ lorsque son seuil de production est atteint, c'est-à-dire lorsque $Q^2 \geq 4m^2$. Le nombre de saveurs n_f étant d'au maximum 6, les contributions des boucles de gluons et de ghosts assurent la positivité du coefficient β_0 sur l'ensemble du domaine en Q^2 en réalisant un anti-écranage de la charge de couleur. Le caractère non-abélien du groupe de symétrie attaché à cette dernière implique donc que la constante de couplage effective diminue lorsque la virtualité caractérisant le gluon échangé augmente :

$$\lim_{Q^2 \rightarrow \infty} \alpha_s(Q^2) = 0. \quad (1.117)$$

Cette propriété désignée par le terme de liberté asymptotique justifie le développement perturbatif du Lagrangien de la chromodynamique quantique lorsque l'échelle d'énergie est suffisamment élevée. Elle montre également que les constituants des hadrons fortement liés par l'interaction forte à l'échelle d'énergie de la masse du proton peuvent cependant être considérés comme libres lorsqu'ils participent à un processus dur caractérisé par la présence d'une échelle d'énergie nettement supérieure à la précédente. L'utilisation de la relation 1.116 pour obtenir la valeur de la constante de couplage effective en un Q^2 donné nécessite évidemment une première mesure de cette dernière à une certaine échelle d'énergie μ^2 . On choisit conventionnellement de redéfinir le couplage pour un échange s'effectuant à la masse du Z_0 pour lequel on a :

$$\alpha_s(M_Z^2) \simeq 0.118. \quad (1.118)$$

Il est encore intéressant de reformuler l'expression de la constante de couplage effective en terme d'un paramètre naturel de la théorie QCD désigné par Λ et donné à l'ordre des boucles par l'expression :

$$\Lambda = \mu \exp\left(-\frac{1}{2\beta_0 \alpha_s(\mu^2)}\right). \quad (1.119)$$

Sa substitution dans les relations 1.115 et 1.116 permet de les réécrire sous la forme :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{\beta_0 \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)} = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)}. \quad (1.120)$$

La mesure de Λ à la masse du Z^0 fournit $\Lambda \sim 200$ MeV et ce paramètre introduit dès lors une échelle d'énergie caractéristique de l'ordre de la masse des hadrons. La figure 1.2 illustre une mesure de la constante de couplage effective $\alpha_s(Q^2)$ réalisée par la collaboration H1 [4] sur base de l'analyse d'événements de diffusion profondément inélastique électron-proton dont on parlera au chapitre suivant. Les barres d'erreur représentent l'ensemble des incertitudes expérimentales. Les valeurs de $\alpha_s(Q^2)$ sont obtenues en étudiant les distributions de différentes variables de forme de l'ensemble hadronique caractérisant les événements et en les comparant aux prédictions de la chromodynamique quantique. Celles-ci contiennent une partie perturbative ainsi que des corrections non-perturbatives en $1/Q$ associées au processus d'hadronisation. Le calcul perturbatif est effectué jusqu'à l'ordre sous-dominant ou NLO (Next-to-Leading-Order) en la constante de couplage renormalisée et resomme les logarithmes à tous les ordres en α_s dans le cadre de l'approximation des logarithmes sous-dominant ou NLL (Next-to-Leading-Logarithm). Cette resommation est indispensable pour décrire les variables de forme de l'ensemble hadronique pour des événements de diffusion profondément inélastique dans lesquels il y a émission de gluons de faible virtualité désignés par le terme de gluons mous ou colinéaires au parton parent, ces configurations de l'espace des phases entraînant en effet la présence de coefficients importants dans l'expression de la série perturbative. La valeur de $\alpha_s(M_Z^2)$ indiquée sur la figure est ensuite déterminée par une procédure d'ajustement de l'équation du groupe de renormalisation aux valeurs de $\alpha_s(Q^2)$ obtenues. La courbe qui en résulte est entourée d'une première bande d'erreur issue de la propagation des incertitudes expérimentales au résultat de la procédure d'ajustement et d'une deuxième bande correspondant à la variation de l'échelle de renormalisation.

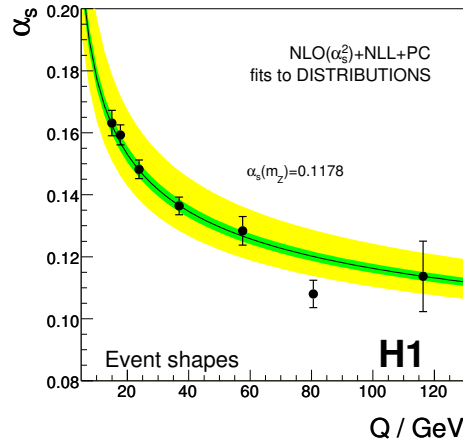


FIG. 1.2 – Comportement de la constante de couplage effective $\alpha_s(Q^2)$ mesuré par la collaboration H1 et comparaison aux prédictions QCD [4].

2. Interactions électron - proton à haute énergie

Dans ce chapitre, on aborde la diffusion profondément inélastique électron-proton ou DIS (Deep Inelastic Scattering), un processus au cours duquel la sonde utilisée pour résoudre la structure du proton engendre sa dissociation au profit de la création d'un état final composé d'un grand nombre de hadrons. Dans l'étude de la diffusion profondément inélastique [5–10], on ne s'intéresse pas à la production d'un état final spécifique et on s'attache plutôt à décrire le processus inclusif en considérant l'ensemble des états hadroniques finaux autorisés par les lois de conservation. Après avoir défini la cinématique de la diffusion profondément inélastique, on établit sa section efficace et introduit les fonctions de structure du proton. On donne alors une description spatio-temporelle des événements DIS permettant d'introduire le modèle des partons libres et le théorème de factorisation. On aborde ensuite le développement à l'ordre α_s de la section efficace DIS et l'équation DGLAP qui dicte l'évolution de la dynamique interne du proton. On présente alors des résultats expérimentaux relatifs à la mesure de la fonction de structure F_2 du proton et on conclut en donnant une description des paramétrisations MRST2001 et CTEQ6M des densités de partons, ces dernières étant utilisées ultérieurement lors de la confrontation des mesures de la section efficace DVCS aux prédictions fournies par la QCD perturbative.

2.1 La diffusion profondément inélastique

La diffusion profondément inélastique électron proton résulte de l'échange entre ces deux particules d'un boson électrofaible de haute virtualité. Si le boson échangé ne transporte pas de charge électrique, ce qui est le cas pour le photon γ et le boson Z^0 , on parle de diffusion à courant neutre et l'interaction donne lieu à un état final constitué de l'électron diffusé et d'un système hadronique X , $ep \rightarrow eX$. Lorsque le boson échangé est chargé, l'interaction correspondant dans ce cas à l'échange d'un W , on parle de diffusion à courant chargé et l'état final est alors constitué d'un neutrino et de l'état hadronique X , $ep \rightarrow \nu X$. Des événements enregistrés dans le détecteur H1 correspondant à ces deux processus sont respectivement illustrés sur les figures 2.1(a) et 2.1(b) qui représentent leurs signatures expérimentales au sein du détecteur. Dans ce qui suit, on s'intéressera uniquement aux événements DIS à courant neutre $ep \rightarrow eX$.

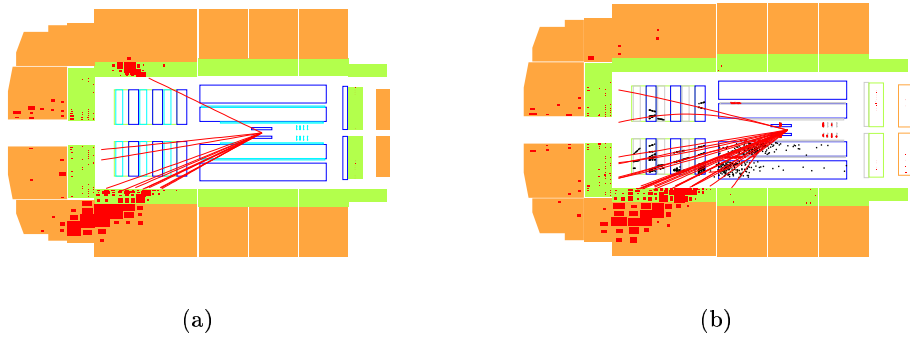


FIG. 2.1 – Événements de diffusion profondément inélastique à courant neutre $ep \rightarrow eX$ (a) et à courant chargé $ep \rightarrow \nu X$ (b) enregistrés par le détecteur H1.

2.1.1 Cinématique de la diffusion profondément inélastique

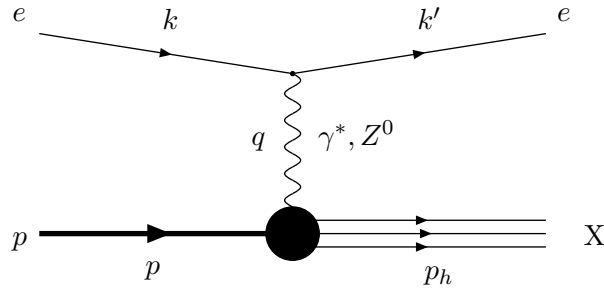


FIG. 2.2 – Amplitude de la diffusion profondément inélastique $ep \rightarrow eX$ à l'ordre α .

L'amplitude de la diffusion profondément inélastique $ep \rightarrow eX$ est représentée à l'ordre α par le diagramme de la figure 2.2, où k, k', p et p_h désignent respectivement les quadri-impulsions de l'électron incident, de l'électron diffusé, du proton et de l'état hadronique final X , $q = k - k'$ représentant la quadri-impulsion transportée par le boson virtuel γ^* ou Z^0 . A partir des quadri-impulsions p et q caractérisant l'interaction entre le proton et le courant neutre, il est possible de construire deux invariants non contraints q^2 et $p \cdot q$. En se plaçant dans le référentiel où le proton est au repos et en y désignant respectivement par E et E' les énergies des électrons incident et diffusé et par θ l'angle de diffusion de l'électron, on montre que la variable q^2 est négative :

$$q^2 = -4EE' \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (2.1)$$

et on préfère alors définir la virtualité Q^2 du boson échangé par le scalaire strictement positif :

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 > 0. \quad (2.2)$$

Cette grandeur reflète le pouvoir de résolution transverse du boson interagissant avec le proton, la relation d'incertitude permettant d'écrire, en désignant par λ la longueur d'onde du boson virtuel :

$$\lambda = \frac{\hbar c}{2Q[\text{GeV}]} \simeq \frac{0.1}{Q[\text{GeV}]} [\text{fm}]. \quad (2.3)$$

De faibles valeurs de $Q^2 \leq 1 \text{ GeV}^2$ correspondent à des longueurs d'onde $\lambda \geq 0.1 \text{ fm}$ qui interagissent avec le proton comme avec un objet étendu, des valeurs croissantes de Q^2 permettant de résoudre sa structure interne à une échelle de plus en plus petite. La valeur maximale de Q^2 qui caractérise les événements de diffusion profondément inélastique enregistrés par H1 étant de l'ordre de 10^4 GeV^2 , la résolution limite atteinte par le détecteur est de l'ordre de 0.001 fm . A l'aide du produit $p \cdot q$, on définit ensuite l'invariant ν par la relation :

$$\nu = \frac{p \cdot q}{M}, \quad (2.4)$$

M désignant la masse du proton. Dans le référentiel où ce dernier est au repos, cette variable s'identifie à l'énergie transférée par l'électron au système hadronique :

$$\nu = E - E'. \quad (2.5)$$

La conservation du nombre baryonique impliquant que la masse invariante W de l'état hadronique final est au-moins égale à la masse du proton, on peut écrire :

$$W^2 = p_h^2 = (p + q)^2 \geq M^2, \quad (2.6)$$

cette relation se traduisant par la condition suivante entre les variables Q^2 et ν :

$$Q^2 \leq 2 M \nu. \quad (2.7)$$

L'égalité correspond à la diffusion élastique $ep \rightarrow ep$ pour laquelle $W = M$, l'inégalité aux diffusions inélastiques $ep \rightarrow eX$ pour lesquelles $W > M$. A partir des deux invariants Q^2 et ν , il est utile de définir la variable sans dimension x , initialement introduite par Björken :

$$x = \frac{Q^2}{2 M \nu} = \frac{Q^2}{2 p \cdot q}. \quad (2.8)$$

Les inégalités 2.2 et 2.7 permettent de déterminer le domaine cinématique de la quantité x , et l'on a :

$$0 \leq x \leq 1. \quad (2.9)$$

Lorsque l'on abordera le modèle des partons libres, on verra que la variable de Björken peut être interprétée dans le référentiel de Breit, où le boson échangé possède une énergie nulle, comme la fraction d'impulsion longitudinale du proton emportée par le parton qui interagit avec la sonde. On peut maintenant exprimer la masse invariante de l'état hadronique final à l'aide des quantités x et Q^2 :

$$W^2 = M^2 + \frac{1-x}{x} Q^2. \quad (2.10)$$

En recourant à la quadri-impulsion k de l'électron incident, on peut encore définir un nouvel invariant y par la relation :

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k}. \quad (2.11)$$

Dans le référentiel où le proton est au repos, celui-ci s'identifie au rapport entre le transfert d'énergie et sa valeur maximale :

$$y = \frac{E - E'}{E}, \quad (2.12)$$

la variable y représentant dès lors une mesure de l'inélasticité du processus de diffusion. Dans le référentiel considéré, $E' \leq E$, ce qui fournit pour domaine de valeurs de y :

$$0 \leq y \leq 1. \quad (2.13)$$

Il est également intéressant d'introduire les variables de Mandelstam s, t et u définies en négligeant les masses au travers des égalités :

$$\begin{aligned} s &= (k + p)^2 = 2 p \cdot k, \\ t &= (k - k')^2 = q^2 = -2 k \cdot k', \\ u &= (k - p_h)^2 = (k' - p)^2 = -2 p \cdot k' \end{aligned} \quad (2.14)$$

et de noter que les invariants Q^2, x, y et s sont reliés par l'identité :

$$Q^2 = x y s. \quad (2.15)$$

L'énergie \sqrt{s} dans le référentiel du centre de masse de l'interaction électron-proton étant fixée par les conditions des faisceaux, la connaissance de deux des grandeurs x, Q^2 et y fixe dès lors la valeur de la troisième. Dans l'étude expérimentale de la diffusion électron-proton, on se place dans le cadre du régime de Björken dont les conditions sont définies asymptotiquement par :

$$\begin{aligned} Q^2 &\rightarrow \infty, \\ \nu &\rightarrow \infty, \\ x &\text{ fixé } , \end{aligned} \quad (2.16)$$

la requête $\nu \rightarrow \infty$ étant équivalente à $s \rightarrow \infty$. Lorsque les hypothèses du régime de Björken sont réalisées, l'expression 2.10 du carré de la masse invariante de l'état hadronique final montre que $W \gg M$ et la diffusion est alors qualifiée de profondément inélastique.

2.1.2 Sections efficaces et fonctions de structure du proton

Dans la suite, on se limitera à l'étude de l'échange d'un photon pour la diffusion profondément inélastique à courant neutre. Cette approximation est valable lorsque la virtualité du boson échangé est négligeable devant le carré de la masse du Z^0 , ainsi qu'on peut le voir en examinant les différentes contributions à la section efficace DIS $ep \rightarrow eX$. En se limitant à la prise en considération de l'ordre de grandeur des vertex d'interaction et au comportement des propagateurs des bosons échangés, on a :

$$\begin{aligned}\sigma(\gamma) &\sim \frac{\alpha^2}{Q^4}, \\ \sigma(Z^0) &\sim \frac{G_F^2 M_Z^4}{(Q^2 + M_Z^2)^2}, \\ \sigma(\gamma Z^0) &\sim \frac{\alpha G_F M_Z^2}{Q^2(Q^2 + M_Z^2)},\end{aligned}\tag{2.17}$$

$\sigma(\gamma)$, $\sigma(Z^0)$ et $\sigma(\gamma Z^0)$ représentant respectivement la contribution de l'échange d'un photon, d'un Z^0 et du terme d'interférence à la section efficace $ep \rightarrow eX$. La variable Q^2 désigne la virtualité du boson médiateur de l'interaction, G_F est la constante de Fermi et M_Z la masse du Z^0 . Les contributions relatives de l'échange d'un Z^0 et du terme d'interférence par rapport à l'échange d'un photon seul s'écrivent dès lors :

$$\frac{\sigma(Z^0)}{\sigma(\gamma)} \sim \left(\frac{G_F M_Z^2}{\alpha} \right)^2 \left(\frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2} \right)^2,\tag{2.18}$$

$$\frac{\sigma(\gamma Z^0)}{\sigma(\gamma)} \sim \frac{G_F M_Z^2}{\alpha} \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2}.\tag{2.19}$$

En pratique, les corrections apportées par la contribution du Z^0 , essentiellement au travers du terme d'interférence, ne contribuent à la section efficace de manière significative qu'à partir de valeurs de la virtualité $Q^2 > 5 \cdot 10^3 \text{ GeV}^2$ pour la diffusion électron-proton. Pour déterminer l'amplitude de la diffusion profondément inélastique, on explicite dans un premier temps le diagramme de la figure 2.2 en y mentionnant les différentes grandeurs présentes, ainsi que réalisé sur la figure 2.3.

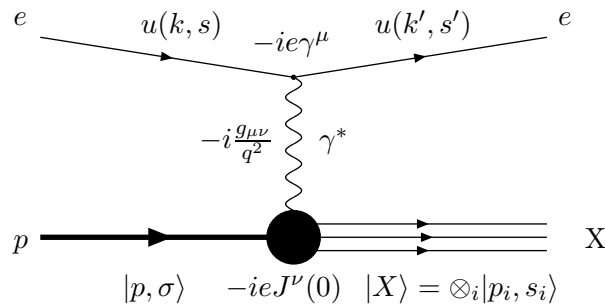


FIG. 2.3 – Amplitude de la diffusion profondément inélastique $ep \rightarrow eX$ à l'ordre α .

Les quantités $u(k, s)$ et $u(k', s')$ désignent les spineurs des électrons incident et diffusé dont les états de spin sont respectivement notés s et s' . Le vecteur $|p, \sigma\rangle$ décrit le proton incident dont l'état de spin a pour valeur σ et le vecteur $|X\rangle$, représentant la configuration dans laquelle se trouve l'état hadronique final, est le produit des vecteurs $|p_i, s_i\rangle$ attachés à chacune des n particules qui le composent, le hadron i ayant pour quadri-impulsion p_i et pour spin s_i . L'amplitude \mathcal{M} de la diffusion s'écrit dès lors :

$$\mathcal{M} = \frac{e^2}{q^2} \bar{u}(k', s') \gamma^\mu u(k, s) \langle X | J_\mu(0) | p, \sigma \rangle,\tag{2.20}$$

l'amplitude conjuguée ayant pour expression :

$$\mathcal{M}^* = \frac{e^2}{q^2} \langle p, \sigma | J_\nu^+(0) | X \rangle \bar{u}(k, s) \gamma^\nu u(k', s'). \quad (2.21)$$

Le carré de l'amplitude invariante moyenné sur les états de spin de l'état initial et sommé sur les états de spin de l'état final s'écrit à présent :

$$\overline{|\mathcal{M}|^2} = \frac{1}{4} \sum_{s, s'} \sum_{\sigma, s_i} |\mathcal{M}|^2 = \frac{e^4}{q^4} L^{\mu\nu} W_{\mu\nu}^X, \quad (2.22)$$

les tenseurs leptonique $L^{\mu\nu}$ et hadronique $W_{\mu\nu}^X$ étant respectivement donnés par :

$$L^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \text{tr}(\not{k}' \gamma^\mu \not{k} \gamma^\nu), \quad (2.23)$$

$$W_{\mu\nu}^X = \frac{1}{2} \sum_{\sigma, s_i} \langle p, \sigma | J_\mu^+(0) | X \rangle \langle X | J_\nu(0) | p, \sigma \rangle. \quad (2.24)$$

L'expression de la section efficace différentielle s'obtient à partir du carré de l'amplitude invariante en prenant en considération le facteur de flux et les éléments de l'espace des phases disponibles pour l'électron diffusé et l'état hadronique final. S'intéressant au processus inclusif, on somme sur l'ensemble des configurations hadroniques autorisées par les lois de conservation et on intègre l'espace des phases disponible pour chacune des particules dans une configuration donnée. On peut donc écrire :

$$d^3\sigma = \frac{1}{F} \sum_X \overline{|\mathcal{M}|^2} \frac{d\vec{k}'}{2k'^0 (2\pi)^3} \prod_{i=1}^n \int \frac{d\vec{p}_i}{2p_i^0 (2\pi)^3} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p + q - p_h). \quad (2.25)$$

En notant que le facteur de flux $F = 2s$ et en introduisant la constante de couplage électromagnétique $\alpha = e^2/4\pi$, on obtient l'expression :

$$d^3\sigma = \frac{\alpha^2}{2\pi s} \frac{1}{q^4} L^{\mu\nu} W_{\mu\nu} \frac{d\vec{k}'}{k'^0}, \quad (2.26)$$

le tenseur hadronique inclusif $W_{\mu\nu}$ étant défini par la relation :

$$W_{\mu\nu} = \sum_X W_{\mu\nu}^X \prod_{i=1}^n \int \frac{d\vec{p}_i}{2p_i^0 (2\pi)^3} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p + q - p_h). \quad (2.27)$$

En recourant à la relation de complétude pour un continuum d'états physiques :

$$\sum_X \prod_{i=1}^n \int \frac{d\vec{p}_i}{2p_i^0 (2\pi)^3} |X\rangle \langle X| = \mathbb{I}, \quad (2.28)$$

on peut simplifier l'expression du tenseur hadronique et l'on obtient :

$$W_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \sum_\sigma \langle p, \sigma | J_\mu^+(0) J_\nu(0) | p, \sigma \rangle (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p + q - p_h). \quad (2.29)$$

L'utilisation de la représentation de la fonction δ :

$$(2\pi)^4 \delta^{(4)}(p + q - p_h) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i(p+q-p_h)\cdot x} dx \quad (2.30)$$

et l'application de la conservation du courant au vertex du proton, $\partial^\mu J_\mu = 0$, qui fournit :

$$J_\mu(x) = J_\mu(0) e^{iq\cdot x} \text{ avec } q^\mu J_\mu(x) = 0 \quad (2.31)$$

permettent finalement d'écrire le tenseur hadronique inclusif $W_{\mu\nu}$ sous la forme :

$$W_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \sum_\sigma \int_{-\infty}^{+\infty} dx e^{iq\cdot x} \langle p, \sigma | J_\mu^+(x) J_\nu(0) | p, \sigma \rangle. \quad (2.32)$$

Le Théorème optique

A ce stade du développement, il est utile d'introduire un résultat fondamental de la théorie quantique connu sous le nom de théorème optique. Considérons pour cela un ensemble d'états initiaux $\{|\alpha^i\rangle\}$ et l'ensemble d'états finaux $\{|\beta^i\rangle\}$ auquel il donne naissance après interaction ($i = 1, \dots, N$). Ces ensembles sont supposés orthonormés et complets :

$$\sum_{i=1}^N |\alpha^i\rangle\langle\alpha^i| = \sum_{i=1}^N |\beta^i\rangle\langle\beta^i| = \mathbb{I}, \quad (2.33)$$

$$\langle\alpha^i|\alpha^j\rangle = \langle\beta^i|\beta^j\rangle = \delta_{ij} \quad \forall i, j = 1, \dots, N. \quad (2.34)$$

La matrice de diffusion S relie un état final $|\beta^i\rangle$ à l'état initial $|\alpha^i\rangle$ qui lui correspond avant interaction au travers de l'identité :

$$|\beta^i\rangle = S|\alpha^i\rangle. \quad (2.35)$$

Les relations de complétude 2.33 nous permettent de décomposer un état final $|\beta^i\rangle$ sur la base $\{|\alpha^i\rangle\}$ des états initiaux, et l'on a :

$$|\beta^i\rangle = \sum_{k=1}^N \langle\alpha^k|\beta^i\rangle |\alpha^k\rangle. \quad (2.36)$$

En introduisant la définition de la matrice S dans cette dernière égalité, on obtient :

$$|\beta^i\rangle = \sum_{k=1}^N \langle\alpha^k|S|\alpha^i\rangle |\alpha^k\rangle = \sum_{k=1}^N S_{ki} |\alpha^k\rangle, \quad (2.37)$$

l'élément S_{ki} désignant la composante ki de la matrice S développée sur la base des états initiaux. En recourant aux relations d'orthonormalité 2.34, on peut écrire :

$$\langle\beta^i|\beta^j\rangle = \langle\alpha^i|S^+S|\alpha^j\rangle = \delta_{ij}, \quad (2.38)$$

et la matrice S satisfait dès lors à la condition d'unitarité :

$$S^+S = \mathbb{I}. \quad (2.39)$$

En utilisant ce résultat et en faisant à nouveau usage de la relation 2.34, on a également :

$$\langle\alpha^i|\alpha^j\rangle = \langle\beta^i|SS^+|\beta^j\rangle = \delta_{ij}, \quad (2.40)$$

et la matrice de diffusion S vérifie donc finalement :

$$S^+S = \mathbb{I} = SS^+. \quad (2.41)$$

La probabilité $\mathcal{P}(|\alpha^i\rangle \rightarrow |\beta^j\rangle)$ que l'état initial $|\alpha^i\rangle$ donne naissance à l'état final $|\beta^j\rangle$ après interaction est donnée par :

$$\mathcal{P}(|\alpha^i\rangle \rightarrow |\beta^j\rangle) = \langle\alpha^i|\beta^j\rangle\langle\beta^j|\alpha^i\rangle = S_{ij}S_{ji}^+. \quad (2.42)$$

La probabilité qu'un état initial donné se retrouve dans un état final quelconque s'obtient en sommant les différentes probabilités associées à chacune des diffusions :

$$\sum_{j=1}^N \mathcal{P}(|\alpha^i\rangle \rightarrow |\beta^j\rangle) = \sum_{j=1}^N S_{ij}S_{ji}^+ = (SS^+)_{ii} = 1, \quad (2.43)$$

et l'on voit que la condition d'unitarité de la matrice S est intimement liée à la conservation de la probabilité totale. Si le processus de diffusion considéré ne donne pas lieu à une interaction, les états

initiaux et finaux décrivent le même ensemble de particules dont les quadri-impulsions individuelles ne sont pas modifiées, c'est-à-dire que l'on a :

$$|\beta^i\rangle = |\alpha^i\rangle \quad \forall i = 1, \dots, N. \quad (2.44)$$

La matrice S caractérisant de tels processus sera donc donnée par l'identité et l'on est dès lors naturellement amené à l'écrire sous la forme générale :

$$S = \mathbb{I} + iT, \quad (2.45)$$

la matrice de transfert T ainsi définie apportant une contribution non nulle à la matrice S dès qu'une partie des particules incidentes participe à un processus de diffusion entraînant l'existence d'une interaction. La condition 2.41 d'unitarité de la matrice S implique que la matrice de transfert vérifie l'identité :

$$TT^+ = T^+T = 2\text{Im} T. \quad (2.46)$$

Cette relation constitue le théorème optique. Les processus présentant un intérêt physique étant ceux pour lesquels il y a interaction, on écrira pour ces derniers :

$$|\beta^i\rangle = iT|\alpha^i\rangle \quad \text{avec} \quad |\beta^i\rangle \neq |\alpha^i\rangle. \quad (2.47)$$

Dans le calcul des sections efficaces, on préfère définir l'amplitude invariante \mathcal{M} associée à une interaction donnée en extrayant la conservation de l'énergie de l'expression de la matrice de transfert :

$$T \propto (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_{\alpha^i} - p_{\beta^i}) \mathcal{M}(p_{\alpha^i}, p_{\beta^i}), \quad (2.48)$$

et l'on reformule alors le théorème optique sous la forme :

$$\mathcal{M}\mathcal{M}^+ = \mathcal{M}^+\mathcal{M} = 2\text{Im} \mathcal{M}. \quad (2.49)$$

Si l'on s'intéresse à présent à l'expression de la section efficace inclusive du processus $|\alpha^i\rangle \rightarrow |\beta^j\rangle$ pour lequel on considère l'ensemble X de tous les états finaux $|\beta^j\rangle$ auxquels il est possible que l'état initial donne naissance, on peut écrire :

$$\sigma(|\alpha^i\rangle \rightarrow X) \propto \sum_{j=1}^N \langle \alpha^i | \beta^j \rangle \langle \beta^j | \alpha^i \rangle = \sum_{j=1}^N \mathcal{M}_{ij} \mathcal{M}_{ji}^+ = \sum_{j=1}^N \mathcal{M}_{ij} \mathcal{M}_{ij}^* = (\mathcal{M}\mathcal{M}^+)_{ii}. \quad (2.50)$$

L'utilisation de l'identité 2.49 exprimant le théorème optique pour l'amplitude invariante \mathcal{M} nous permet de reformuler cette expression, et l'on obtient finalement :

$$\sigma(|\alpha^i\rangle \rightarrow X) \propto 2\text{Im} \mathcal{M}_{ii} = 2\text{Im} \langle \alpha^i | \mathcal{M} | \alpha^i \rangle. \quad (2.51)$$

Théorème optique et section efficace DIS réduite

Ayant factorisé les contributions des courants leptonique et hadronique décrivant la section efficace inclusive $ep \rightarrow eX$, on peut maintenant appliquer le résultat 2.51 à la section efficace réduite associée au processus $\gamma^* p \rightarrow X$ pour laquelle on obtient :

$$\begin{aligned} \sigma(\gamma^* p \rightarrow X) &\propto \sum_X \langle \gamma^* p | X \rangle \langle X | \gamma^* p \rangle \\ &= 2\text{Im} \langle \gamma^* p | \mathcal{M} | \gamma^* p \rangle, \end{aligned} \quad (2.52)$$

et la section efficace réduite du processus $\gamma^* p \rightarrow X$ est donc proportionnelle à la partie imaginaire de l'amplitude du processus $\gamma^* p \rightarrow \gamma^* p$ connu sous le nom de diffusion Compton à l'avant :

$$\sigma(\gamma^* p \rightarrow X) \propto \sum_X \mathcal{M}(\gamma^* p \rightarrow X) \mathcal{M}^*(\gamma^* p \rightarrow X) = 2\text{Im} \mathcal{M}(\gamma^* p \rightarrow \gamma^* p). \quad (2.53)$$

Cette relation est illustrée sur le diagramme de la figure 2.4 où le carré de l'amplitude invariante est représenté par le graphe de \mathcal{M} relié au travers de l'état hadronique final au graphe de \mathcal{M}^* inversé. Une telle représentation porte le nom de diagramme coupé. Le terme coupure fait ici référence à un état final particulier, une coupure donnée étant schématisée par une ligne verticale qui intersecte les particules de l'état final considéré et divise le graphe en deux contributions respectivement issues de \mathcal{M} et \mathcal{M}^* .

$$\sigma(\gamma^* p \rightarrow X) \propto \sum_c p \text{---} \text{---} \text{---} p = 2 \text{Im} p \text{---} \text{---} p$$

FIG. 2.4 – Représentation graphique de l'expression 2.53 montrant la relation de proportionnalité entre la section efficace inclusive $\gamma^* p \rightarrow X$ et la partie imaginaire de l'amplitude de la diffusion Compton à l'avant.

La relation 2.53 permet donc de relier le tenseur hadronique inclusif $W_{\mu\nu}$ à la partie imaginaire de l'amplitude de la diffusion Compton à l'avant :

$$W_{\mu\nu} = 2 \text{Im} T_{\mu\nu}, \quad (2.54)$$

et l'amplitude $T_{\mu\nu}$ du processus $\gamma^* p \rightarrow \gamma^* p$ peut dès lors s'écrire :

$$T_{\mu\nu} = \frac{i}{4} \int_{-\infty}^{+\infty} dx e^{iq \cdot x} \sum_{\sigma} \langle p, \sigma | T [J_{\mu}(x) J_{\nu}(0)] | p, \sigma \rangle, \quad (2.55)$$

le produit chronologique des opérateurs $J(x)$ et $J(0)$ étant défini par la relation :

$$T [J_{\mu}(x) J_{\nu}(0)] = J_{\mu}^{+}(x) J_{\nu}(0) \Theta(x^0) + J_{\mu}^{+}(0) J_{\nu}(x) \Theta(-x^0). \quad (2.56)$$

L'expression 2.55 pour l'amplitude $T_{\mu\nu}$ du processus de diffusion Compton à l'avant $\gamma^* p \rightarrow \gamma^* p$ sera utilisée par la suite lors de la description théorique du processus DVCS dans le chapitre 3.

Expression du tenseur hadronique $W_{\mu\nu}$ et fonctions de structure

On va maintenant chercher à formuler l'expression du tenseur hadronique $W_{\mu\nu}$ en recourant aux symétries de la théorie. On sait que $W_{\mu\nu}$ est un tenseur hermitien dont la forme la plus générale est fonction de la métrique $g_{\mu\nu}$, des quadri-impulsions p et q caractérisant l'interaction $\gamma^* p$ et des invariants Q^2 et x construits à partir de ces dernières. En outre, $W_{\mu\nu}$ impliquant dans sa définition une moyenne sur les états de spin du proton incident et une somme sur les états de spin des particules constituant l'état hadronique final, le vecteur γ^{μ} n'intervient pas dans sa formulation et $W_{\mu\nu}$ peut donc s'écrire :

$$W_{\mu\nu} = -W_1 g_{\mu\nu} + \frac{W_2}{M^2} p_{\mu} p_{\nu} + \frac{W_3}{M^2} q_{\mu} q_{\nu} + \frac{W_4}{M^2} (p_{\mu} q_{\nu} + q_{\mu} p_{\nu}) + i W_5 \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p^{\rho} q^{\sigma}, \quad (2.57)$$

les scalaires W_i ($i = 1, \dots, 5$) étant fonction des seuls invariants Q^2 et x et $\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}$ désignant le tenseur totalement antisymétrique de Levi-Civita. On a omis dans l'expression 2.57 la contribution antisymétrique $p_{\mu} q_{\nu} - q_{\mu} p_{\nu}$ qui disparaîtrait en effet lors du calcul de la section efficace, le tenseur leptonique $L^{\mu\nu}$ étant symétrique. De plus, comme l'on se limite ici à l'étude de l'échange d'un photon virtuel, la conservation de la parité par les interactions électromagnétiques n'autorise pas la présence d'un terme de parité impair dans le tenseur $W_{\mu\nu}$ et le scalaire W_5 est donc identiquement nul. Un nouveau recours à la conservation du courant au vertex du proton indique que $W_{\mu\nu}$ satisfait à la condition :

$$q^{\mu} W_{\mu\nu} = q^{\nu} W_{\mu\nu} = 0 \quad (2.58)$$

dont l'application à la relation 2.57 permet de réduire le nombre de scalaires W_i indépendants en fournissant les égalités :

$$W_4 = -\frac{p \cdot q}{q^2} W_2, \quad (2.59)$$

$$W_3 = \frac{M^2}{q^2} W_1 + \frac{(p \cdot q)^2}{q^4} W_2. \quad (2.60)$$

En introduisant ces dernières dans l'expression de $W_{\mu\nu}$, on obtient l'expression finale du tenseur hadronique inclusif dans le cas envisagé de l'échange d'un photon :

$$W_{\mu\nu} = \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) W_1(x, Q^2) + \left(p_\mu - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\mu \right) \left(p_\nu - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\nu \right) \frac{W_2(x, Q^2)}{M^2}. \quad (2.61)$$

Pour déterminer le tenseur leptonique $L^{\mu\nu}$, on utilise la propriété :

$$\text{tr}(\gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\rho \gamma^\sigma) = 4(g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} - g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} + g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho}) \quad (2.62)$$

et l'expression 2.23 s'écrit alors sous la forme :

$$L^{\mu\nu} = 2(k'^\mu k^\nu - k \cdot k' g^{\mu\nu} + k^\mu k'^\nu). \quad (2.63)$$

On peut à présent effectuer le produit tensoriel $L^{\mu\nu} W_{\mu\nu}$ et l'on trouve dans la limite du régime asymptotique de Björken :

$$\begin{aligned} L^{\mu\nu} W_{\mu\nu} &= 4k \cdot k' W_1(x, Q^2) + (4p \cdot k p \cdot k' - 2M^2 k \cdot k') \frac{W_2(x, Q^2)}{M^2} \\ &= 2Q^2 W_1(x, Q^2) - (u s + M^2 Q^2) \frac{W_2(x, Q^2)}{M^2}. \end{aligned} \quad (2.64)$$

Afin de déterminer la section efficace de la diffusion profondément inélastique, on se place maintenant dans le référentiel où le proton est au repos et dans lequel on peut écrire :

$$\begin{aligned} p \cdot k &= M E, \\ p \cdot k' &= M E', \\ k \cdot k' &= E E' (1 - \cos \theta). \end{aligned} \quad (2.65)$$

En notant que l'élément de l'espace des phases disponible pour l'électron diffusé y est donné par :

$$\frac{d\vec{k}'}{2k'^0 (2\pi)^3} = \frac{E' dE' d\cos \theta}{8\pi^2}, \quad (2.66)$$

l'expression 2.26 de la section efficace différentielle inclusive s'écrit désormais :

$$\frac{d^2\sigma}{dE' d\cos \theta} = \frac{\alpha^2}{Q^4} \frac{2}{M} E'^2 [2 \sin^2(\theta/2) W_1(x, Q^2) + \cos^2(\theta/2) W_2(x, Q^2)]. \quad (2.67)$$

En effectuant le changement de variables $(E', \cos \theta) \rightarrow (x, Q^2)$ pour lequel on a :

$$dx dQ^2 = \frac{2x E'}{y} dE' d\cos \theta, \quad (2.68)$$

la section efficace 2.67 peut encore s'écrire sous la forme :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{\alpha^2}{x Q^4} \frac{y E'}{M} [2 \sin^2(\theta/2) W_1(x, Q^2) + \cos^2(\theta/2) W_2(x, Q^2)]. \quad (2.69)$$

En utilisant l'égalité :

$$y E' \sin^2(\theta/2) = \frac{M x y^2}{2} \quad (2.70)$$

et en définissant les quantités $F_1(x, Q^2)$ et $F_2(x, Q^2)$ au travers des relations :

$$4 \pi F_1(x, Q^2) = W_1(x, Q^2), \quad (2.71)$$

$$4 \pi M F_2(x, Q^2) = \nu W_2(x, Q^2), \quad (2.72)$$

on obtient à présent pour la section efficace :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4 \pi \alpha^2}{x Q^4} \left\{ x y^2 \left[F_1(x, Q^2) - \frac{M}{2\nu} F_2(x, Q^2) \right] + (1 - y) F_2(x, Q^2) \right\}. \quad (2.73)$$

En se plaçant alors dans les conditions du régime asymptotique de Björken, la section efficace différentielle inclusive de la diffusion $ep \rightarrow eX$ s'écrit finalement :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4 \pi \alpha^2}{x Q^4} [x y^2 F_1(x, Q^2) + (1 - y) F_2(x, Q^2)]. \quad (2.74)$$

Les grandeurs $F_1(x, Q^2)$ et $F_2(x, Q^2)$ portent le nom de fonctions de structure. Elles contiennent l'ensemble de l'information relative à la dynamique de la partie hadronique du processus de diffusion, leurs déterminations expérimentales permettant dès lors de caractériser la structure interne du proton.

Sections efficaces réduites longitudinale et transverse

Afin de comprendre la nature profonde de ces fonctions et la relation qui existe entre ces dernières et la polarisation du photon virtuel qui vient sonder la matière, on va à présent considérer la section efficace totale de l'interaction proton - photon en débutant par la situation pour laquelle le photon incident est réel. La section efficace totale du processus $\gamma p \rightarrow X$ est donnée par l'expression :

$$\sigma(\gamma p \rightarrow X) = \sum_{\lambda=\pm 1} \frac{e^2}{F} \varepsilon^{\mu*}(\lambda) \varepsilon^\nu(\lambda) W_{\mu\nu}, \quad (2.75)$$

dans laquelle $\varepsilon(\lambda)$ représente le quadri-vecteur de polarisation du photon et $W_{\mu\nu}$ le tenseur hadronique inclusif défini par la relation 2.27. Le photon incident étant réel, la somme porte uniquement sur les polarisations transverses d'hélicité gauche et droite $\lambda = \pm 1$ et le facteur de flux F associé au processus considéré s'écrit :

$$F = 2(p + q)^2 = 2M^2 + 4p \cdot q = 2M^2 + 4M\nu \equiv 2M^2 + 4MK, \quad (2.76)$$

la masse invariante W de l'état hadronique final X étant quant à elle fournie par l'égalité :

$$W^2 = (p + q)^2 = M^2 + 2p \cdot q = M^2 + 2M\nu \equiv M^2 + 2MK. \quad (2.77)$$

Le facteur K défini dans les relations 2.76 et 2.77 est introduit de manière à pouvoir étendre l'expression du facteur de flux à la situation où le photon incident n'est plus une particule physique. Dans le cas présent d'un photon réel, on a simplement $K = \nu$. Abordons maintenant l'interaction entre un proton et un photon virtuel pour laquelle la section efficace totale $\gamma^* p \rightarrow X$ est donnée par l'expression :

$$\sigma(\gamma^* p \rightarrow X) = \sum_{\lambda=\pm 1, 0} \frac{e^2}{F} \varepsilon^{\mu*}(\lambda) \varepsilon^\nu(\lambda) W_{\mu\nu} \quad (2.78)$$

dans laquelle la somme porte désormais sur l'ensemble des polarisations longitudinale et transverses du photon virtuel. La masse invariante W de l'état hadronique final X s'écrit à présent :

$$W^2 = (p + q)^2 = M^2 - Q^2 + 2p \cdot q = M^2 - Q^2 + 2M\nu. \quad (2.79)$$

On choisit de continuer à définir le facteur de flux du processus $\gamma^* p \rightarrow X$ par la relation :

$$F \equiv 2 M^2 + 4 M K \quad (2.80)$$

dans laquelle le facteur K satisfait aux égalités :

$$K \equiv \frac{W^2 - M^2}{2 M} = \nu - \frac{Q^2}{2 M}. \quad (2.81)$$

On définit alors les sections efficaces transverse et longitudinale au travers des expressions :

$$\sigma_T(\gamma^* p \rightarrow X) = \frac{1}{2} \sum_{\lambda=\pm 1} \frac{e^2}{4 M K} \varepsilon^{\mu*}(\lambda) \varepsilon^\nu(\lambda) W_{\mu\nu} = \frac{e^2}{4 M K} \Gamma_T^{\mu\nu} W_{\mu\nu}, \quad (2.82)$$

$$\sigma_L(\gamma^* p \rightarrow X) = \frac{e^2}{4 M K} \varepsilon^{\mu*}(\lambda=0) \varepsilon^\nu(\lambda=0) W_{\mu\nu} = \frac{e^2}{4 M K} \Gamma_L^{\mu\nu} W_{\mu\nu}. \quad (2.83)$$

Afin de déterminer ces dernières, on se place à nouveau dans le référentiel où le proton est au repos en choisissant l'axe z dans la direction du mouvement du photon virtuel. Les quadri-impulsions p et q s'écrivent :

$$p = (M, 0, 0, 0), \quad (2.84)$$

$$q = (q^0, 0, 0, q^3) = (\nu, 0, 0, \sqrt{Q^2 + \nu^2}) \quad (2.85)$$

et les vecteurs de polarisation transverse et longitudinale sont respectivement donnés par :

$$\varepsilon(\lambda = 1) = \frac{1}{\sqrt{2}}(0, -1, -i, 0),$$

$$\varepsilon(\lambda = -1) = \frac{1}{\sqrt{2}}(0, 1, -i, 0), \quad (2.86)$$

$$\varepsilon(\lambda = 0) = \frac{1}{Q}(q^3, 0, 0, q^0) = \frac{1}{Q}(\sqrt{Q^2 + \nu^2}, 0, 0, \nu).$$

Les seules composantes non nulles du tenseur Γ_T étant $\Gamma_T^{11} = \Gamma_T^{22} = 1/2$, la section efficace transverse du processus $\gamma^* p \rightarrow X$ est fournie par l'expression :

$$\begin{aligned} \sigma_T(\gamma^* p \rightarrow X) &= \frac{e^2}{8 M K} (W_{11} + W_{22}) \\ &= \frac{e^2}{4 M K} W_1(x, Q^2) \\ &= \frac{4 \pi^2 \alpha}{M K} F_1(x, Q^2) \end{aligned} \quad (2.87)$$

qui montre que la fonction de structure $F_1(x, Q^2)$ caractérise directement l'interaction entre un proton et un photon virtuel transversalement polarisé. Pour obtenir la section efficace longitudinale, on note que les composantes non nulles du tenseur Γ_L ont pour valeur :

$$\begin{aligned} \Gamma_L^{00} &= \frac{Q^2 + \nu^2}{Q^2}, \\ \Gamma_L^{33} &= \frac{\nu^2}{Q^2}, \\ \Gamma_L^{30} &= \Gamma_L^{03} = \frac{\nu \sqrt{Q^2 + \nu^2}}{Q^2}, \end{aligned} \quad (2.88)$$

lesquelles fournissent pour expression de la section efficace recherchée :

$$\begin{aligned}
 \sigma_L(\gamma^* p \rightarrow X) &= \frac{e^2}{4MK} \left[\left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2}\right) W_2(x, Q^2) - W_1(x, Q^2) \right] \\
 &= \frac{4\pi^2 \alpha}{MK} \frac{F_2(x, Q^2) - 2x F_1(x, Q^2)}{2x} \\
 &= \frac{4\pi^2 \alpha}{MK} \frac{F_L(x, Q^2)}{2x},
 \end{aligned} \tag{2.89}$$

où l'on a négligé le terme en $F_2(x, Q^2)/\nu$ en se plaçant dans le cadre du régime asymptotique de Björken et défini la fonction de structure longitudinale $F_L(x, Q^2)$ par :

$$F_L(x, Q^2) = F_2(x, Q^2) - 2x F_1(x, Q^2). \tag{2.90}$$

Ces considérations permettent de réécrire la section efficace différentielle inclusive de la diffusion profondément inélastique $ep \rightarrow eX$ sous la forme :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} \left\{ \left[1 + (1-y)^2\right] F_2(x, Q^2) - y^2 F_L(x, Q^2) \right\} \tag{2.91}$$

$$= \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[1 + (1-y)^2 - y^2 \frac{R}{1+R} \right] F_2(x, Q^2), \tag{2.92}$$

le coefficient R désignant le rapport entre les sections efficaces longitudinale et transverse de l'interaction proton - photon virtuel $\gamma^* p \rightarrow X$:

$$R = \frac{\sigma_L(\gamma^* p \rightarrow X)}{\sigma_T(\gamma^* p \rightarrow X)} = \frac{F_L(x, Q^2)}{2x F_1(x, Q^2)}. \tag{2.93}$$

On va à présent déterminer la région de l'espace-temps qui apporte la contribution principale au tenseur hadronique inclusif $W_{\mu\nu}$ dans le cadre du régime asymptotique de Björken et donner une description spatio-temporelle de la diffusion profondément inélastique afin d'introduire de manière intuitive le modèle des partons libres.

2.1.3 Description spatio-temporelle de la diffusion profondément inélastique

Pour déterminer la région de l'espace-temps apportant la contribution principale au tenseur hadronique inclusif $W_{\mu\nu}$ défini par l'expression 2.32, on remarque premièrement que la contribution de la région de l'espace-temps dans laquelle $|q \cdot x| \rightarrow +\infty$ dans le cadre du régime asymptotique de Björken tend vers zéro. On peut dès lors se limiter, dans le cadre de ce régime, à la région de l'espace-temps dans laquelle la quantité $|q \cdot x|$ est finie. En se plaçant dans le référentiel où le proton est au repos et en orientant l'axe z dans la direction de mouvement du photon virtuel, on a :

$$\begin{aligned}
 q &= (q^0, \vec{q}) = (q^0, 0, 0, q^3) = (\nu, 0, 0, \sqrt{Q^2 + \nu^2}), \\
 x &= (x^0, \vec{x})
 \end{aligned} \tag{2.94}$$

et le produit scalaire $q \cdot x$ est dès lors donné par :

$$q \cdot x = \nu \left(x^0 - r \sqrt{1 + \frac{Q^2}{\nu^2}} \right) = \nu \left(x^0 - r \sqrt{1 + \frac{2Mx}{\nu}} \right), \tag{2.95}$$

le facteur r désignant la projection du vecteur position \vec{x} dans la direction de l'impulsion \vec{q} :

$$r = \frac{\vec{x} \cdot \vec{q}}{|\vec{q}|} \leq |\vec{x}|. \tag{2.96}$$

Dans le cadre du régime asymptotique de Björken, l'expression 2.95 peut encore s'écrire :

$$q \cdot x = \nu \left[x^0 - r \left(1 + \frac{Mx}{\nu} \right) \right] = \nu (x^0 - r) - M r x. \quad (2.97)$$

Pour que le produit scalaire $q \cdot x$ soit fini dans le cadre du régime asymptotique de Björken, il est donc nécessaire que les conditions suivantes soient satisfaites :

$$\begin{aligned} |x^0 - r| &\leq \frac{C_1}{\nu}, \\ r &\leq \frac{C_2}{x}, \end{aligned} \quad (2.98)$$

C_1 et C_2 désignant deux constantes réelles. En élevant la première de ces inégalités au carré et en utilisant la seconde ainsi que l'inégalité 2.96, on obtient successivement dans la limite de Björken :

$$(x^0)^2 \leq r^2 + 2C_1 \frac{r}{\nu} \leq |\vec{x}|^2 + \frac{2C_1 C_2}{x\nu} \quad (2.99)$$

et l'on obtient donc finalement la condition :

$$0 \leq x^2 \leq \frac{4M C_1 C_2}{Q^2} \quad (2.100)$$

qui montre que dans la limite du régime de Björken, seule la région de l'espace-temps $x^2 \sim 0$ contribue de manière significative à la section efficace inclusive de la diffusion profondément inélastique.

Les coordonnées du cône de lumière

On va maintenant donner une description spatio-temporelle du processus DIS en commençant par introduire le système de coordonnées du cône de lumière. Dans ce dernier, la quadri-impulsion p d'une particule est écrite sous la forme :

$$p = (p^+, p^-, \vec{p}_T), \quad (2.101)$$

les composantes p^\pm et l'impulsion transversale \vec{p}_T étant définies par les relations :

$$p^\pm = \frac{p^0 \pm p^3}{\sqrt{2}}, \quad (2.102)$$

$$\vec{p}_T = (p^1, p^2). \quad (2.103)$$

Une particule pour laquelle la composante p^3 de l'impulsion dans la direction z est élevée et dont l'impulsion transversale \vec{p}_T est négligeable est caractérisée par une composante p^+ importante et une composante p^- faible. On peut en effet écrire pour une particule située sur sa couche de masse :

$$p^0 = p^3 \left(1 + \frac{|\vec{p}_T|^2}{2(p^3)^2} \right) \text{ pour } |\vec{p}_T| \ll p^3 \quad (2.104)$$

et les composantes p^+ et p^- satisfont dès lors aux relations :

$$\begin{aligned} p^+ &\simeq \sqrt{2} p^3 \\ p^- &\simeq \frac{|\vec{p}_T|^2}{2\sqrt{2} p^3}. \end{aligned} \quad (2.105)$$

Le carré de la quadri-impulsion d'une particule s'écrit en terme des coordonnées du cône de lumière :

$$p^2 = 2p^+ p^- - |\vec{p}_T|^2 \quad (2.106)$$

et les composantes p^+ et p^- d'une particule de masse m vérifient par conséquent :

$$p^- = \frac{|\vec{p}_T|^2 + m^2}{2p^+}, \quad (2.107)$$

$$p^\pm > 0. \quad (2.108)$$

Ces relations indiquent que la trajectoire d'une particule se réduit à une hyperbole équilatère dans le système de coordonnées (p^+, p^-) du cône de lumière ainsi que représenté sur la figure 2.5. On peut également définir le quadri-vecteur position x en terme des coordonnées du cône de lumière :

$$x = (x^+, x^-, \vec{x}_T), \quad (2.109)$$

les composantes x^\pm et la position transversale \vec{x}_T de la particule étant données par :

$$x^\pm = \frac{x^0 \pm x^3}{\sqrt{2}}, \quad (2.110)$$

$$\vec{x}_T = (x^1, x^2). \quad (2.111)$$

La composante x^+ d'une particule se déplaçant selon la direction z à une vitesse proche de celle de la lumière peut être identifiée à un paramètre d'évolution temporelle car l'on a dans ce cas :

$$x^+ \simeq \sqrt{2}x^0, \quad (2.112)$$

$$x^- \simeq 0 \quad (2.113)$$

et la trajectoire de la particule se réduit alors d'un point de vue classique à une parallèle à l'axe x^+ . De manière générale, le produit scalaire de deux quadri-vecteurs a et b de composantes :

$$\begin{aligned} a &= (a^+, a^-, \vec{a}_T), \\ b &= (b^+, b^-, \vec{b}_T) \end{aligned} \quad (2.114)$$

est donné par la relation :

$$a \cdot b = a^+ b^- + a^- b^+ - \vec{a}_T \cdot \vec{b}_T. \quad (2.115)$$

L'exponentielle apparaissant dans la définition 2.32 du tenseur hadronique inclusif $W_{\mu\nu}$ peut donc se réécrire sous la forme :

$$e^{iq \cdot x} = e^{i(q^+ x^- + q^- x^+ - \vec{q}_T \cdot \vec{x}_T)} \quad (2.116)$$

qui montre que les variables (q^+, q^-, \vec{q}_T) et (x^-, x^+, \vec{x}_T) sont deux à deux conjuguées.

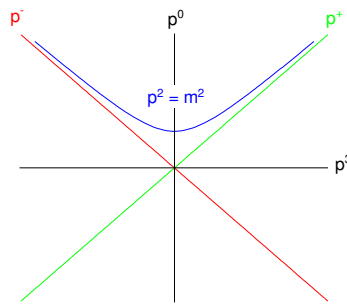


FIG. 2.5 – Trajectoire d'une particule dans le système de coordonnées (p^+, p^-) du cône de lumière.

Analyse temporelle du processus de collision

Ces définitions étant posées, on peut aborder le développement temporel du processus de collision en se plaçant dans le référentiel de Breit dans lequel le photon virtuel possède une énergie et une impulsion transversale nulles et se déplace dans la direction $-z$, sa quadri-impulsion s'écrivant :

$$q = (q^+, q^-, \vec{q}_T) = \frac{1}{\sqrt{2}}(-Q, Q, \vec{0}). \quad (2.117)$$

Dans ce référentiel, la composante transversale de l'impulsion du proton s'annule également et l'on a :

$$p = (p^+, p^-, \vec{p}_T) = (p^+, p^-, \vec{0}), \quad (2.118)$$

les composantes p^\pm pouvant être déterminées en développant le carré de la masse invariante de l'état hadronique final X en terme des coordonnées du cône de lumière. On peut en effet écrire :

$$\begin{aligned} W^2 = (p + q)^2 &= 2(p^+ + q^+)(p^- + q^-) \\ &= 2\left(p^+ - \frac{Q}{\sqrt{2}}\right)\left(\frac{M^2}{2p^+} + \frac{Q}{\sqrt{2}}\right). \end{aligned} \quad (2.119)$$

La comparaison de cette égalité avec celle donnée par la relation 2.10 fournit alors l'équation :

$$2(p^+)^2 - \sqrt{2}\frac{Q}{x}p^+ - M^2 = 0 \quad (2.120)$$

qui admet pour solution en rejetant $p^+ = 0$:

$$p^+ = \frac{Q}{\sqrt{2}x}. \quad (2.121)$$

La quadri-impulsion du proton s'écrit donc finalement dans le référentiel de Breit :

$$p = (p^+, p^-, \vec{p}_T) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{Q}{x}, \frac{M^2 x}{Q}, \vec{0}\right). \quad (2.122)$$

Dans le cadre du régime asymptotique de Björken, les composantes p^\pm satisfont aux conditions :

$$\begin{aligned} p^+ &\rightarrow +\infty, \\ p^- &\rightarrow 0 \end{aligned} \quad (2.123)$$

et l'énergie du proton dans le référentiel de Breit tend dans la limite du régime de Björken vers l'infini :

$$p_0 \simeq p_3 \simeq \frac{Q}{2x}. \quad (2.124)$$

La figure 2.6 représente les quadri-impulsions p et q du proton et du photon virtuel dans ce référentiel lorsque l'on se place dans la limite de Björken.

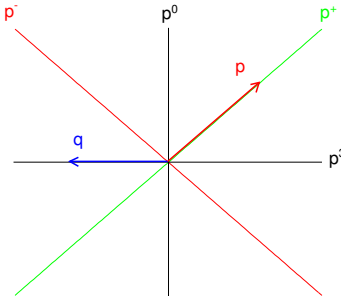


FIG. 2.6 – Quadri-impulsions p et q du proton et du photon virtuel dans le référentiel de Breit dans la limite du régime asymptotique de Björken.

Pour établir l'analyse temporelle du processus de collision, on considère que le proton est uniquement constitué de fermions de spin 1/2 appelés partons. Historiquement, le modèle des partons a constitué la première approche théorique pour décrire la diffusion profondément inélastique avant l'établissement définitif de la chromodynamique quantique, les partons introduits ayant par la suite été identifiés aux quarks. La description des interactions entre les partons du proton incident est réalisée en utilisant la variable x^+ de ces derniers comme paramètre d'évolution temporelle. En recourant à la relation de conjugaison entre les variables x^+ et p^- et en désignant par m la masse de chacun des partons, on a dans le référentiel où le proton est au repos :

$$\Delta x_{partons}^+ (\text{réf. proton au repos}) \simeq \frac{1}{m}. \quad (2.125)$$

La transformation de Lorentz reliant le référentiel propre du proton au référentiel de Breit introduit une dilatation de l'échelle de temps caractéristique de l'interaction entre partons. En désignant par E l'énergie d'un parton dans le référentiel de Breit, cette dilatation est donnée par le facteur :

$$\gamma = \frac{E}{m} \simeq \frac{p^+}{\sqrt{2}m} \simeq \frac{Q}{2mx} \quad (2.126)$$

et l'échelle de temps des interactions entre partons s'écrit donc dans le référentiel de Breit :

$$\Delta x_{partons}^+ (\text{réf. de Breit}) \simeq \frac{\gamma}{m} \simeq \frac{Q}{2m^2 x}. \quad (2.127)$$

En identifiant la durée typique d'une interaction entre partons $\Delta x_{partons}^+$ à l'intervalle de temps séparant deux vertex d'interaction attachés à la dynamique interne du proton, on voit que dans la limite du régime asymptotique de Björken ces vertex sont fortement distants selon x^+ et fortement regroupés selon x^- . Pour décrire la diffusion profondément inélastique, on doit maintenant considérer l'échelle de temps caractéristique de l'interaction entre le proton et le photon virtuel $\Delta x_{p\gamma^*}^+$. Dans le référentiel de Breit, cet intervalle de temps est donné par l'expression :

$$\Delta x_{p\gamma^*}^+ (\text{réf. de Breit}) \simeq \frac{1}{q^-} \simeq \frac{1}{Q}. \quad (2.128)$$

La comparaison des échelles de temps caractéristiques 2.127 et 2.128 respectivement attachées à la dynamique interne régnant au sein du proton en mouvement et à l'interaction entre le proton et le photon virtuel pour un observateur situé dans le référentiel de Breit montre que dans la limite asymptotique du régime de Björken la dynamique au sein du proton peut être considérée comme gelée pendant l'intervalle de temps que dure son interaction avec le photon virtuel :

$$\Delta x_{p\gamma^*}^+ (\text{réf. de Breit}) \ll \Delta x_{partons}^+ (\text{réf. de Breit}). \quad (2.129)$$

Dans le référentiel de Breit, les partons peuvent donc être considérés comme libres pendant l'échelle de temps caractéristique de l'interaction proton - photon, l'échelle de temps associée à leurs interactions mutuelles étant beaucoup plus élevée. La description de la diffusion profondément inélastique basée sur cette analyse porte dès lors le nom de modèle des partons libres. Une analogie peut être faite avec l'étude d'un cristal à l'aide de rayons X , les ions du réseau cristallin étant dans ce cas considérés au repos sur leur site pendant la durée du trajet du rayon X dans la matière. Le mouvement de point zéro correspondant à une oscillation harmonique des atomes autour de leur position d'équilibre est négligé. Dans le cas de la diffusion profondément inélastique, cette image équivaut à supposer nulles les composantes transverses de l'impulsion des partons résultant de leur confinement au sein du proton. A l'instant de la diffusion, on peut donc se représenter ce dernier comme constitué de i partons indépendants transportant chacun une quadri-impulsion p_i égale à une certaine fraction ξ_i de la quadri-impulsion p du proton :

$$p_i = \xi_i p, \quad 0 \leq \xi_i \leq 1. \quad (2.130)$$

Disposant d'une analyse temporelle du déroulement du processus de collision, on va à présent déterminer l'expression de la section efficace inclusive du processus DIS dans le cadre de ce modèle approché.

2.2 Le modèle des partons libres

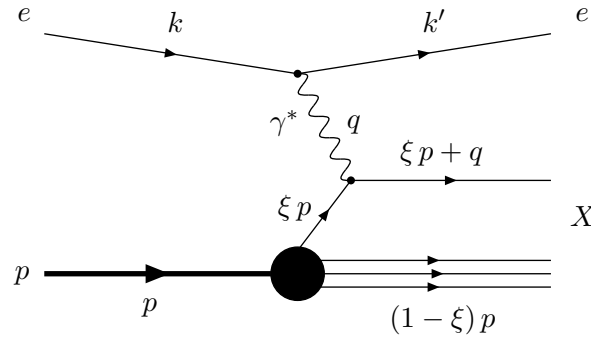


FIG. 2.7 – Amplitude de la diffusion profondément inélastique $e p \rightarrow e X$ dans le cadre du modèle des partons libres.

Dans le cadre du modèle des partons libres, on se place dans le référentiel de Breit pour calculer la section efficace de la diffusion profondément inélastique $e p \rightarrow e X$. Le diagramme de la figure 2.2 décrivant l'amplitude du processus DIS est alors remplacé par celui de la figure 2.7 dans lequel l'un des partons transportant une fraction ξ de la quadri-impulsion du proton interagit avec l'électron. L'hypothèse principale consiste à négliger l'impulsion transverse que possède le parton incident ou que pourrait acquérir le parton diffusé, le terme parton faisant dans le cadre du présent modèle référence à un quark ou un antiquark de saveur donnée. Le vertex γ^* -parton représente une interaction dont l'échelle de temps caractéristique est de l'ordre de $1/Q$ et qui est dès lors supposée instantanée vis-à-vis des interactions internes au proton dans la limite du régime de Björken. Ce développement temporel de la collision suggère d'envisager le processus de diffusion comme résultant de la somme d'un nombre élevé de diffusions incohérentes du photon virtuel sur les partons considérés comme libres, la contribution de chacun des partons étant pondérée par un facteur $f_q(\xi)$ portant le nom de fonction de distribution partonique ou pdf (parton distribution function) et exprimant la probabilité de présence au sein du proton du parton de saveur q transportant une fraction d'impulsion longitudinale comprise entre ξ et $\xi + d\xi$. La section efficace différentielle inclusive du processus DIS est alors donnée par l'expression :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \int_0^1 d\xi \sum_q f_q(\xi) \frac{d^2\hat{\sigma}_q}{dx dQ^2}(\xi) \quad (2.131)$$

dans laquelle la quantité $\hat{\sigma}_q(\xi)$ est associée à l'interaction au niveau partonique et représente la section efficace de diffusion de l'électron par un parton de saveur q transportant une fraction ξ de la quadri-impulsion du proton. Pour déterminer son expression, on est donc amené à évaluer l'amplitude représentée par le diagramme de la figure 2.8 et associée au processus de diffusion de l'électron incident par un quark ou un antiquark au travers de l'échange d'un photon virtuel.

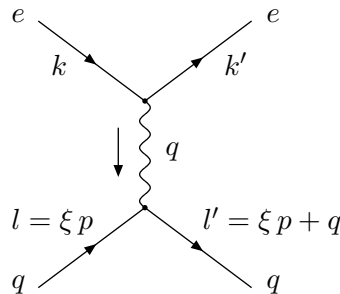


FIG. 2.8 – Amplitude associée au processus de diffusion $e q \rightarrow e q$ à l'ordre α .

Les quadri-impulsions des électrons incident et diffusé sont désignées par k et k' , celles des quarks par l et l' . En notant q la quadri-impulsion du photon virtuel et p celle du proton, on peut écrire en négligeant les masses des partons :

$$\begin{aligned} l &= \xi p, \\ l' &= \xi p + q. \end{aligned} \quad (2.132)$$

Dans le cadre du présent modèle, le quark est supposé libre avant et après la collision. Il se situe donc sur sa couche de masse avant et après l'interaction et on a par conséquent l'égalité :

$$l^2 = l'^2 = 0 \quad (2.133)$$

qui fournit immédiatement la condition :

$$\xi = \frac{Q^2}{2p \cdot q} = x. \quad (2.134)$$

La contribution à l'ordre dominant à la section efficace au niveau partonique $\hat{\sigma}_q(\xi)$ contiendra donc une fonction $\delta(\xi - x)$. S'il est possible d'interpréter des événements DIS en se limitant à cet ordre, on peut par conséquent en extraire les fonctions de distribution partonique associées à une fraction d'impulsion ξ égale à x . Pour calculer l'amplitude invariante de la figure 2.8, il est intéressant d'introduire les variables de Mandelstam \hat{s} , \hat{t} , \hat{u} définies au niveau partonique en négligeant les masses de l'électron et des partons :

$$\begin{aligned} \hat{s} &= (k + l)^2 = 2k \cdot l = 2\xi p \cdot k = \xi s, \\ \hat{t} &= (k - k')^2 = q^2 = -Q^2, \\ \hat{u} &= (k - l')^2. \end{aligned} \quad (2.135)$$

En désignant par $u(k, s)$ et $u(k', s')$ les spineurs des électrons incident et diffusé et en notant $u(l, r)$ et $u(l', r')$ ceux associés aux quarks, les états de spin étant respectivement donnés par s , s' , r et r' , l'amplitude invariante considérée s'écrit sous la forme :

$$\mathcal{M} = \frac{e_q e^2}{q^2} \bar{u}(k', s') \gamma^\mu u(k, s) \bar{u}(l', r') \gamma_\mu u(l, r) \quad (2.136)$$

dans laquelle e_q représente la charge fractionnaire du quark de saveur q en unité de la charge électronique. L'amplitude conjuguée est quant à elle fournie par la relation :

$$\mathcal{M}^* = \frac{e_q e^2}{q^2} \bar{u}(l, r) \gamma^\nu u(l', r') \bar{u}(k, s) \gamma_\nu u(k', s'). \quad (2.137)$$

Le carré de l'amplitude invariante moyenné sur les spins et les couleurs de l'état initial et sommé sur les spins et les couleurs de l'état final est alors donné par :

$$\overline{|\mathcal{M}|^2} = \frac{1}{4} \sum_{s, s'} \sum_{r, r'} |\mathcal{M}|^2 = \frac{e_q^2 e^4}{q^4} L^{\mu\nu} Q_{\mu\nu}, \quad (2.138)$$

les tenseurs $L^{\mu\nu}$ et $Q_{\mu\nu}$ respectivement associés aux lignes de courant des électrons et des quarks ayant pour expression :

$$L^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \text{tr}(\not{k}' \gamma^\mu \not{k} \gamma^\nu), \quad (2.139)$$

$$Q_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \text{tr}(\not{l}' \gamma_\mu \not{l} \gamma_\nu). \quad (2.140)$$

L'utilisation de la propriété 2.62 des matrices de Dirac permet encore d'écrire :

$$L^{\mu\nu} = 2(k'^\mu k^\nu - k \cdot k' g^{\mu\nu} + k^\mu k'^\nu), \quad (2.141)$$

$$Q_{\mu\nu} = 2(l'_\mu l_\nu - l \cdot l' g_{\mu\nu} + l_\mu l'_\nu) \quad (2.142)$$

et le carré de l'amplitude invariante s'écrit à présent sous la forme :

$$\overline{|\mathcal{M}|^2} = 8 \frac{e_q^2 e^4}{q^4} (k \cdot l \ k' \cdot l' + k \cdot l' \ k' \cdot l). \quad (2.143)$$

En recourant maintenant aux variables de Mandelstam définies en 2.135, on obtient l'expression :

$$\overline{|\mathcal{M}|^2} = 2 e_q^2 e^4 \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2}. \quad (2.144)$$

La section efficace différentielle de la diffusion $e q \rightarrow e q$ est alors donnée par la relation :

$$d\hat{\sigma}_q(\xi) = \frac{1}{F} \overline{|\mathcal{M}|^2} d\Pi_2 \quad (2.145)$$

dans laquelle le facteur de flux F et l'élément de l'espace de phase à deux corps $d\Pi_2$ disponible pour l'électron et le quark diffusés ont pour expression :

$$F = 2\hat{s}, \quad (2.146)$$

$$d\Pi_2 = \frac{1}{16\pi} d\cos\theta^*, \quad (2.147)$$

la variable θ^* représentant l'angle de diffusion de l'électron dans le référentiel du centre de masse du processus partonique. En exprimant la variable \hat{t} en fonction de l'angle θ^* :

$$\hat{t} = -\frac{\hat{s}}{2}(1 - \cos\theta^*), \quad (2.148)$$

on obtient pour la section efficace différentielle en \hat{t} du processus partonique :

$$\frac{d\hat{\sigma}_q}{d\hat{t}}(\xi) = \frac{2\pi e_q^2 \alpha^2}{\hat{t}^2} \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2}. \quad (2.149)$$

En considérant le fait qu'à haute énergie les variables de Mandelstam satisfont à l'identité :

$$\hat{s} + \hat{t} + \hat{u} = 0, \quad (2.150)$$

on peut exprimer le second facteur de l'expression 2.149 en fonction de l'angle θ^* :

$$\frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2} = 1 + \frac{(1 + \cos\theta^*)^2}{4}. \quad (2.151)$$

En notant que dans le référentiel du centre de masse du processus partonique l'inélasticité y est donnée par l'expression :

$$y = \frac{1 - \cos\theta^*}{2} \quad (2.152)$$

et en utilisant l'égalité entre la fraction d'impulsion ξ et la variable x de Björken, on obtient alors l'expression de la section efficace différentielle en x et Q^2 associée à la diffusion électron-parton :

$$\frac{d^2\hat{\sigma}_q}{dx dQ^2}(\xi) = \frac{2\pi e_q^2 \alpha^2}{Q^4} \left[1 + (1 - y)^2 \right] \delta(x - \xi). \quad (2.153)$$

La comparaison de cette dernière relation à celle fournie par l'égalité 2.74 conduit naturellement à réécrire la section efficace différentielle 2.153 sous la forme :

$$\frac{d^2\hat{\sigma}_q}{dx dQ^2}(\xi) = \frac{4\pi \alpha^2}{x Q^4} \left[x y^2 \hat{F}_1^q(\xi, Q^2) + (1 - y) \hat{F}_2^q(\xi, Q^2) \right]. \quad (2.154)$$

Les fonctions $\hat{F}_1^q(\xi, Q^2)$ et $\hat{F}_2^q(\xi, Q^2)$ constituent les équivalents au niveau partonique des fonctions de structure $F_1(x, Q^2)$ et $F_2(x, Q^2)$ précédemment introduites à l'échelle du proton. Elles sont définies pour chacune des saveurs de quark q par les relations :

$$\hat{F}_1^q(\xi, Q^2) = \frac{1}{2} e_q^2 \delta(x - \xi), \quad (2.155)$$

$$\hat{F}_2^q(\xi, Q^2) = e_q^2 x \delta(x - \xi). \quad (2.156)$$

La section efficace différentielle inclusive de la diffusion profondément inélastique $e p \rightarrow e X$ s'obtient alors à l'ordre le plus bas dans le cadre du modèle des partons libres en recourant à l'expression 2.131 :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \int_0^1 d\xi \sum_q f_q(\xi) \left[x y^2 \hat{F}_1^q(\xi, Q^2) + (1-y) \hat{F}_2^q(\xi, Q^2) \right]. \quad (2.157)$$

La comparaison des expressions 2.74 et 2.157 de la section efficace inclusive du processus DIS permet de formuler les fonctions de structure $F_1(x, Q^2)$ et $F_2(x, Q^2)$ en terme de leurs équivalents partoniques :

$$F_{1,2}(x, Q^2) = \int_0^1 d\xi \sum_q f_q(\xi) \hat{F}_{1,2}^q(\xi, Q^2). \quad (2.158)$$

En recourant aux définitions 2.155 et 2.156 et en tenant compte du fait que les fonctions de distribution partonique sont associées à celles des quarks et antiquarks au sein du proton, on voit que les fonctions de structure de ce dernier s'écrivent finalement dans le cadre du modèle des partons libres :

$$F_1(x, Q^2) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 f_q(x) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 [q(x) + \bar{q}(x)] = F_1(x), \quad (2.159)$$

$$F_2(x, Q^2) = \sum_q e_q^2 x f_q(x) = \sum_q e_q^2 x [q(x) + \bar{q}(x)] = F_2(x). \quad (2.160)$$

Ces deux relations montrent que dans le cadre du modèle des partons libres, les fonctions de structure du proton sont indépendantes de la virtualité Q^2 du photon et dépendent uniquement de la variable de Björken x . En d'autres termes les fonctions de structure demeurent identiques pour une valeur donnée de x quelle que soit la résolution avec laquelle le photon virtuel employé comme sonde vient explorer le proton, ce phénomène d'invariance d'échelle étant connu sous le nom de scaling de Björken. On note également que dans le cadre du modèle des partons libres, les fonctions de structure vérifient :

$$F_2(x) = 2x F_1(x). \quad (2.161)$$

Connue sous le nom de relation de Callan-Gross, cette identité exprime le fait que les partons du modèle envisagé sont uniquement constitués de fermions de spin 1/2. Cette propriété implique l'annulation de la fonction de structure longitudinale $F_L(x)$ définie par la relation 2.90 :

$$F_L(x) = F_2(x) - 2x F_1(x) = 0 \quad (2.162)$$

et seuls les photons virtuels de polarisation transverse contribuent par conséquent à la section efficace inclusive du processus DIS au travers de la fonction de structure $F_1(x)$ dans le cadre du modèle des partons libres :

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} &= \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[1 + (1-y)^2 \right] F_2(x), \\ &= \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \left[1 + (1-y)^2 \right] F_1(x). \end{aligned} \quad (2.163)$$

L'impossibilité pour le parton participant au processus de diffusion d'absorber des photons virtuels de polarisation longitudinale peut être envisagée comme une conséquence de la conservation de l'hélicité dans le référentiel de Breit dans lequel on se place pour déterminer la section efficace inclusive dans le cadre du modèle des partons libres. Dans ce référentiel, les quadri-impulsions du photon virtuel, du proton et du parton avant et après collision sont données par les relations :

$$q = (q_0, \vec{q}_T, q_3) = (0, \vec{0}, -Q), \quad (2.164)$$

$$p = (p_0, \vec{p}_T, p_3) = \left(\frac{Q}{2x}, \vec{0}, \frac{Q}{2x}\right),$$

$$l = (l_0, \vec{l}_T, l_3) = \xi p = x p = \left(\frac{Q}{2}, \vec{0}, \frac{Q}{2}\right), \quad (2.165)$$

$$l' = (l'_0, \vec{l}'_T, l'_3) = l + q = \left(\frac{Q}{2}, \vec{0}, -\frac{Q}{2}\right).$$

Les hélicités λ et λ' du parton ont donc pour valeur avant et après la diffusion :

$$\lambda = \frac{\vec{S} \cdot \vec{l}}{|\vec{l}|} = S_3 = \pm \frac{1}{2}, \quad (2.166)$$

$$\lambda' = \frac{\vec{S}' \cdot \vec{l}'}{|\vec{l}'|} = -S'_3 = \mp \frac{1}{2}. \quad (2.167)$$

La conservation de l'hélicité par les interactions électromagnétiques implique alors que seuls des photons virtuels d'hélicité $\lambda = \pm 1$ peuvent être absorbés par le parton lors du processus de diffusion. Le facteur R défini par la relation 2.93 et égal au rapport entre les sections efficaces longitudinale et transverse de l'interaction proton - photon virtuel $\gamma^* p \rightarrow X$ est donc également nul :

$$R = \frac{\sigma_L(\gamma^* p \rightarrow X)}{\sigma_T(\gamma^* p \rightarrow X)} = \frac{F_L(x, Q^2)}{2x F_1(x, Q^2)} = 0. \quad (2.168)$$

L'ensemble de ces propriétés résulte du fait que le modèle des partons libres identifie ces derniers à des fermions de spin 1/2 et considère uniquement l'impulsion longitudinale des partons participant au processus de diffusion en négligeant devant elle l'impulsion transverse qu'ils peuvent posséder avant ou après l'interaction. On peut en effet montrer que la prise en considération des composantes transverses de l'impulsion des partons résultant de leur confinement au sein du proton implique un facteur R différent de zéro. En notant $\langle |\vec{k}_T| \rangle$ la valeur moyenne de l'impulsion transverse des partons liée à leur mouvement de Fermi, on a ainsi :

$$R \propto \frac{\langle |\vec{k}_T| \rangle}{Q}. \quad (2.169)$$

Le modèle des partons libres est également limité par la mesure de la fraction d'impulsion longitudinale emportée par les quarks au sein du proton, celle-ci ne représentant qu'approximativement 50 % de l'impulsion totale de ce dernier. En outre, bien que l'invariance d'échelle soit vérifiée dans le domaine des grandes valeurs de x pour des valeurs intermédiaires de Q^2 , elle est nettement violée aux valeurs inférieures de la fraction d'impulsion longitudinale et/ou aux grandes valeurs de la virtualité Q^2 . Cette violation de l'invariance d'échelle est illustrée sur la figure 2.15 du paragraphe 2.5 consacré à la mesure de la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ du proton, cette dernière étant représentée sur la figure 2.15 en fonction de la virtualité Q^2 pour différentes valeurs de la variable x .

Cela étant, on va à présent aborder le théorème de factorisation qui autorise la description du processus DIS dans le cadre de la chromodynamique quantique perturbative et montrer par la suite que cette théorie répond bien aux insuffisances du modèle des partons libres.

2.3 Le théorème de factorisation

On peut montrer que dans le cadre du régime asymptotique de Björken la section efficace différentielle inclusive de la diffusion profondément inélastique $e p \rightarrow e X$ satisfait à tout ordre du développement perturbatif en la constante de couplage renormalisée $\alpha_s(\mu^2)$ au théorème de factorisation [11] :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} \sum_q f_q(\xi, \mu_F^2, \alpha_s(\mu^2)) \frac{d^2\hat{\sigma}_q}{dx dQ^2} \left(\frac{x}{\xi}, \frac{Q^2}{\mu^2}, \frac{\mu_F^2}{\mu^2}, \alpha_s(\mu^2) \right) + \mathcal{O} \left(\frac{M}{Q} \right), \quad (2.170)$$

valable à des corrections en puissance de M/Q près, M désignant la masse du proton. Le diagramme de la figure 2.9 illustre cette propriété qui permet d'utiliser la théorie QCD pour décrire la dynamique du processus de collision entre le photon virtuel et les partons au sein du proton, ces derniers désignant à présent aussi bien les quarks que les gluons. En présence de l'échelle dure Q^2 qu'est la virtualité élevée de la sonde, la section efficace du processus DIS se factorise en une contribution uniquement contrôlée par la physique à courte portée ($\Delta x_{p\gamma^*}^+ \sim 1/Q$) correspondant à l'ensemble des processus de diffusion au niveau partonique dont les sections efficaces $\hat{\sigma}_q$ peuvent donc être déterminées dans le cadre de la théorie perturbative et en une contribution soumise à la physique à longue portée ($\Delta x_{partons}^+ \sim Q/x$) qui ne peut dès lors être déterminée perturbativement et que l'on paramétrise au travers des fonctions de distribution partonique f_q . On notera que l'interprétation probabiliste de ces dernières est uniquement valable dans le référentiel de Breit dans lequel le proton possède une quadri-impulsion infinie et où la quantité $f_q(\xi)d\xi$ représente la probabilité de trouver en son sein un parton de saveur q emportant une fraction de son impulsion longitudinale comprise entre ξ et $\xi + d\xi$. En notant $\Psi [p(p) \rightarrow q(\xi p) + X((1 - \xi)p)]$ l'amplitude de probabilité associée au processus $p \rightarrow q X$ dans lequel un parton de saveur q emportant une fraction ξ de l'impulsion longitudinale du proton est diffusé par le photon virtuel, l'ensemble des autres partons X transportant une fraction d'impulsion longitudinale $1 - \xi$ n'étant que spectateurs du processus dur, on peut interpréter les fonctions de distribution partonique au travers de l'expression :

$$f_q(\xi) \sim \sum_X |\Psi [p(p) \rightarrow q(\xi p) + X((1 - \xi)p)]|^2. \quad (2.171)$$

La somme qui porte ici sur l'ensemble des configurations X de partons spectateurs autorisées par les lois de conservation reflète la nature inclusive de la description de la structure interne du proton que fournissent les fonctions de distribution $f_q(\xi)$.

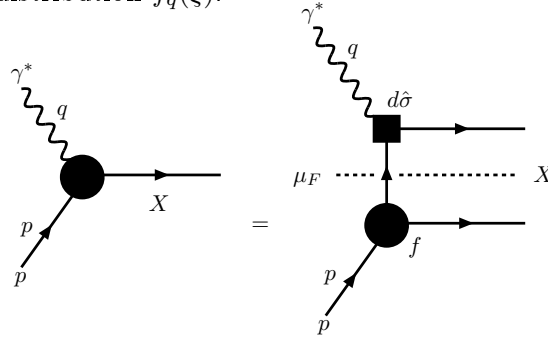


FIG. 2.9 – Diagramme illustrant le théorème de factorisation qui permet de séparer à une certaine échelle d'énergie μ_F la physique perturbative associée à l'interaction au niveau partonique du régime non perturbatif caractérisant la dynamique interne régnant au sein du proton .

La séparation entre le régime dur de la diffusion au niveau partonique caractérisé par l'échelle Q^2 et le régime mou de la dynamique interne du proton caractérisé par l'échelle M^2 nécessite l'introduction d'une échelle de factorisation μ_F dont la présence permet de réorganiser le développement perturbatif et se retrouve dans chacun des facteurs de l'expression 2.170. Une interprétation possible de l'échelle

de factorisation consiste à considérer qu'un processus dont l'échelle de temps caractéristique est inférieure à $1/\mu_F$ contribue à la diffusion profondément inélastique au travers de la section efficace au niveau partonique alors qu'un processus caractérisé par une échelle de temps supérieure à $1/\mu_F$ voit sa contribution réabsorbée dans la définition des fonctions de distribution partonique. Comme pour l'échelle de renormalisation μ , le paramètre μ_F ne constitue pas une grandeur intrinsèque à la théorie. La section efficace du processus DIS ne doit donc pas en dépendre et son indépendance vis-à-vis de l'échelle de factorisation μ_F impose une condition du type :

$$\mu_F^2 \partial_{\mu_F^2} \sigma_{DIS} = 0 \quad (2.172)$$

qui est d'autant mieux satisfaite que le développement perturbatif est poursuivi à un ordre élevé. Dans la pratique, on fixe en général les échelles de renormalisation et de factorisation à la virtualité du photon :

$$\mu^2 = \mu_F^2 = Q^2. \quad (2.173)$$

Il est important de remarquer que le théorème de factorisation est valable à des corrections en puissance de M/Q près désignées par le terme générique de higher twists, la partie factorisée constituant quant à elle ce que l'on appelle le leading twist. Cela étant, on va maintenant évaluer la section efficace de la diffusion profondément inélastique à l'ordre $\alpha_s(\mu^2)$ de la QCD perturbative.

2.4 Développement à l'ordre α_s

Pour déterminer les corrections à l'ordre α_s aux fonctions de structure du proton, on commence par envisager la possibilité que possède le quark participant au processus dur d'émettre un gluon avant ou après son interaction avec le photon, le gluon émis pouvant être virtuel ou réel selon qu'il est réabsorbé ou non par le quark auquel il est apparenté. Les émissions virtuelles sont données par les trois premières amplitudes de la figure 2.10 qui correspondent respectivement aux corrections au vertex et au propagateur. Elles présentent des divergences ultraviolettes engendrées par les valeurs arbitrairement grandes que peuvent posséder les quadri-impulsions circulant dans les boucles et des divergences infrarouges dans la région de l'espace des phases où la quadri-impulsion de la boucle tend vers zéro. Les émissions réelles sont données par les deux derniers diagrammes de la figure 2.10 correspondant respectivement à l'émission d'un gluon par le quark incident et par le quark diffusé. Elles présentent des divergences colinéaires lorsque le gluon est émis parallèlement au quark qui lui donne naissance et des divergences infrarouges associées à l'émission de gluons d'énergie nulle.

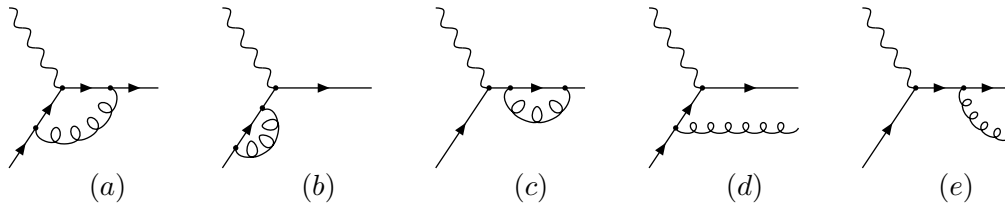


FIG. 2.10 – Amplitudes associées à la diffusion au niveau partonique à l'ordre α_s . Les trois premiers diagrammes correspondent à l'émission d'un gluon virtuel suivie de sa réabsorption et constituent les corrections au vertex (a) et au propagateur (b) et (c). Les deux derniers diagrammes sont respectivement associés à l'émission d'un gluon réel par le quark participant au processus dur avant (d) et après (e) son interaction avec le photon virtuel.

On peut montrer que les divergences ultraviolettes des corrections au vertex et au propagateur s'annulent entre diagrammes virtuels tandis que les divergences infrarouges des émissions réelles et virtuelles se compensent mutuellement, assurant ainsi l'indépendance de la section efficace inclusive

de la diffusion profondément inélastique vis-à-vis des contributions à longue portée. Cette dernière propriété est une conséquence du théorème KLN (Kinoshita-Lee-Nauenberg) qui affirme que les amplitudes de transition QCD sont exemptes de divergences infrarouges si l'on resomme l'ensemble des états dégénérés initiaux et finaux. Cela étant, l'émission d'un gluon par le quark participant au processus dur ne présente finalement qu'une divergence colinéaire qu'il est possible de régulariser en recourant à l'introduction d'une coupure κ^2 , l'absence d'une telle singularité dans le résultat final traduisant l'impossibilité expérimentale de distinguer un quark d'un quark accompagné d'un gluon colinéaire. Le calcul exact des corrections à l'ordre α_s s'effectue en recourant à la méthode de régularisation dimensionnelle, ce schéma assurant le respect des identités de Ward en QCD. Dans la suite, on détermine dans un premier temps les contributions des émissions réelles et estime ensuite les contributions virtuelles en recourant à la conservation du nombre baryonique.

2.4.1 Contribution des émissions de gluons réels

Le calcul explicite de la contribution des émissions de gluons réels correspondant aux deux derniers diagrammes de la figure 2.10 est développé dans l'appendice A et on aborde directement dans ce qui suit le résultat final. Dans la limite du régime asymptotique de Björken, la contribution des émissions de gluons réels $\hat{F}_2^{gr}(x, Q^2)$ à la fonction de structure du proton $\hat{F}_2(x, Q^2)$ définie au niveau partonique est fournie par la relation :

$$\hat{F}_2^{gr}(x, Q^2) = \frac{\alpha_s}{2\pi} e_q^2 x P_{qq}(x) \ln\left(\frac{Q^2}{\kappa^2}\right). \quad (2.174)$$

La fonction $P_{qq}(x)$ présente dans cette expression porte le nom de fonction de splitting ou fonction de séparation et est donnée par la relation :

$$P_{qq}(x) = \frac{4}{3} \frac{1+x^2}{1-x}. \quad (2.175)$$

Cette fonction possède une interprétation probabiliste qui permet de la considérer comme la probabilité de trouver au sein du quark participant à l'interaction dure un quark transportant une fraction x de l'impulsion longitudinale du quark initial. La quantité κ^2 désigne quant à elle une coupure infrarouge introduite pour régulariser le calcul d'une intégrale divergente sur le carré de la quadri-impulsion du quark intermédiaire dans le domaine de l'espace des phases où l'émission du gluon s'effectue parallèlement au quark qui lui donne naissance.

2.4.2 Contribution des émissions de gluons virtuels

Pour déterminer les contributions des émissions virtuelles correspondant aux trois premiers diagrammes de la figure 2.10, on note que les divergences ultraviolettes que présentent les corrections au vertex et au propagateur s'annulent entre diagrammes virtuels et que la contribution principale de ces derniers, dans le cadre du régime asymptotique de Björken, est proportionnelle au facteur $\ln(Q^2/\kappa^2)$ que génère la région de l'espace des phases dans laquelle la quadri-impulsion des boucles tend vers zéro. En remarquant également que chacune des émissions virtuelles est proportionnelle au facteur :

$$\delta(\hat{s}) = \delta(2M\nu(1-x)) = \frac{1}{2M\nu} \delta(1-x), \quad (2.176)$$

on admettra que la contribution des émissions de gluons virtuels est donnée par la relation :

$$\hat{F}_2^{gv}(x, Q^2) = c \frac{\alpha_s}{2\pi} e_q^2 x \delta(1-x) \ln\left(\frac{Q^2}{\kappa^2}\right) \quad (2.177)$$

dans laquelle le facteur c représente une constante à déterminer.

2.4.3 Somme des contributions des émissions réelles et virtuelles

On dispose à présent des corrections associées aux émissions de gluons réels et virtuels. Cela étant, la fonction de structure $\hat{F}_2(x, Q^2)$ définie au niveau partonique est fournie par la somme des contributions 2.156, 2.174 et 2.177 et l'on a, en tenant compte du fait que la prise en considération des corrections virtuelles nécessite l'utilisation de la constante de couplage effective $\alpha_s(Q^2)$ en lieu et place de la constante de couplage non renormalisée α_s :

$$\begin{aligned} \hat{F}_2(x, Q^2) &= \hat{F}_2^q(x, Q^2) + \hat{F}_2^{g r}(x, Q^2) + \hat{F}_2^{g v}(x, Q^2) \\ &= e_q^2 x \left[\delta(x - \xi) + \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} [P_{qq}(x) + c \delta(1 - x)] \ln \left(\frac{Q^2}{\kappa^2} \right) \right] \\ &= e_q^2 x \mathcal{P}_{qq}(x, Q^2). \end{aligned} \quad (2.178)$$

L'interprétation probabiliste de la fonction $\mathcal{P}_{qq}(x, Q^2)$ définie au travers des deux dernières égalités découle de celle que possède la fonction de séparation $P_{qq}(x)$ et permet de la considérer comme la densité de probabilité par unité de $\ln(Q^2/\kappa^2)$ de trouver au sein du quark participant à l'interaction dure un quark transportant une fraction x de l'impulsion longitudinale du quark initial.

On sait que les divergences infrarouges des émissions réelles et virtuelles se compensent mutuellement. En remarquant que cette divergence correspond à la singularité de la fonction de splitting $P_{qq}(x)$ pour une fraction x de l'impulsion longitudinale tendant vers un, on admettra que les contributions des corrections virtuelles permettent de la compenser en considérant la quantité $1/(1-x)$ au sens d'une distribution appelée distribution $+$ et définie pour une fonction test $f(x)$ par les relations :

$$\frac{1}{(1-x)_+} = \frac{1}{1-x} \quad \forall 0 \leq x < 1, \quad (2.179)$$

$$\int_0^1 \frac{dx f(x)}{(1-x)_+} = \int_0^1 dx \frac{f(x) - f(1)}{1-x}. \quad (2.180)$$

La conservation du nombre de quarks permet alors de fixer la constante c en imposant que la probabilité de présence soit conservée quelle que soit la virtualité à laquelle le proton est sondé :

$$\int_0^1 dx \mathcal{P}_{qq}(x, Q^2) = 1 \quad \forall Q^2 \rightarrow c = 2. \quad (2.181)$$

Dans la pratique, on réabsorbe ensuite la contribution des émissions virtuelles dans la fonction de séparation qui s'écrit à présent en continuant à désigner par $P_{qq}(x)$ la nouvelle fonction :

$$P_{qq}(x) = \frac{4}{3} \left[\frac{1+x^2}{(1-x)_+} + \frac{3}{2} \delta(1-x) \right]. \quad (2.182)$$

La fonction de structure $\hat{F}_2(x, Q^2)$ définie au niveau partonique est alors donnée par l'expression :

$$\begin{aligned} \hat{F}_2(x, Q^2) &= \hat{F}_2^q(x, Q^2) + \hat{F}_2^g(x, Q^2) \\ &= e_q^2 x \left[\delta(x - \xi) + \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} P_{qq}(x) \ln \left(\frac{Q^2}{\kappa^2} \right) \right] \\ &= e_q^2 x \mathcal{P}_{qq}(x, Q^2). \end{aligned} \quad (2.183)$$

On a supposé jusqu'à présent pour établir la fonction de structure $\hat{F}_2(x, Q^2)$ définie au niveau partonique que l'impulsion longitudinale du quark émettant le gluon et participant au processus dur était égale à celle du proton. Le passage à la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ définie à l'échelle du proton

nécessite la prise en considération du fait que le quark interagissant avec le photon virtuel emporte initialement une fraction ξ de l'impulsion longitudinale du proton avant d'interagir avec la sonde avec une fraction d'impulsion longitudinale $z\xi$ suite à l'émission du gluon ainsi que représenté sur la figure 2.11.

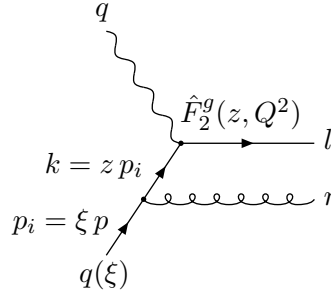


FIG. 2.11 – Le quark participant au processus dur emporte une fraction ξ de l'impulsion longitudinale du proton et interagit avec le photon virtuel avec une fraction d'impulsion longitudinale $z\xi$.

L'obtention de la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ définie à l'échelle du proton à partir du produit de son équivalent partonique par les fonctions de distribution des partons donne par conséquent lieu à une double intégration sur les fractions d'impulsion ξ et z . En remarquant alors que dans la limite du régime asymptotique de Björken, le produit des fractions ξ et z est égal à la variable x , la fonction de structure recherchée est donnée par la relation :

$$\begin{aligned} F_2(x, Q^2) &= \sum_{q, \bar{q}} \int_0^1 d\xi q(\xi) \hat{F}_2^q(\xi, Q^2) + \sum_{q, \bar{q}} \int_0^1 d\xi \int_0^1 dz q(\xi) \hat{F}_2^g(z, Q^2) \delta(z\xi - x), \\ &= x \sum_{q, \bar{q}} e_q^2 \left[q(x) + \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} q(\xi) P_{qq} \left(\frac{x}{\xi} \right) \ln \left(\frac{Q^2}{\kappa^2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (2.184)$$

L'invariance d'échelle obtenue dans le cadre du modèle des partons libres est logarithmiquement brisée par la possibilité qu'a le quark participant à la diffusion au niveau partonique d'émettre un gluon pendant l'intervalle de temps caractérisant l'interaction dure. La description de la structure du proton en terme des fonctions de distribution partonique dépend par conséquent de la virtualité du photon qui sonde la matière, des valeurs croissantes de cette dernière permettant de résoudre d'autant mieux le vertex attaché à l'interaction dure. Lorsque Q^2 augmente, on va donc observer une augmentation du nombre de partons transportant une faible fraction ξ de la quadri-impulsion du proton et par conservation de l'énergie-impulsion une diminution du nombre de partons caractérisés par une fraction ξ plus importante. Pour des valeurs croissantes de la virtualité du photon, la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ va dès lors augmenter dans le domaine des x faibles et diminuer dans la région des x plus élevés, ainsi qu'on peut le voir sur la figure 2.14 du paragraphe 2.5.

Ces considérations étant faites, il reste encore à supprimer la dépendance de la contribution associée aux émissions de gluons vis-à-vis de la coupure infrarouge κ^2 . Cette tâche est abordée dans ce qui suit au travers d'une redéfinition de la notion de fonction de distribution partonique en terme de densités de partons nues et habillées. On limitera ici la constante de couplage effective au premier ordre de son développement perturbatif.

2.4.4 Densités de partons nues et habillées, équation d'évolution DGLAP

La prise en considération des émissions de gluons réels et virtuels que résumant la figure 2.11 et l'équation 2.184 montre que la fonction de distribution partonique $q(x)$ envisagée jusqu'alors ne constitue pas l'observable physique à laquelle donne accès la mesure. Ce caractère non mesurable est mis en évidence en désignant à présent cette fonction sous le nom de densité de partons nue $q_b(x)$ et

en réécrivant la relation 2.184 sous la forme :

$$F_2(x, Q^2) = x \sum_{q, \bar{q}} e_q^2 \left[q_b(x) + \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} q_b(\xi) P_{qq} \left(\frac{x}{\xi} \right) \ln \left(\frac{Q^2}{\kappa^2} \right) \right]. \quad (2.185)$$

La fonction de distribution partonique effectivement sondée au niveau du vertex de l'interaction et qui constitue par conséquent l'observable physique que permet de déterminer la mesure est quant à elle fonction de la virtualité Q^2 à laquelle le proton est observé. Cette fonction est à présent désignée sous le nom de densité de partons habillée $q(x, Q^2)$ et définie par la relation :

$$F_2(x, Q^2) = x \sum_{q, \bar{q}} e_q^2 q(x, Q^2). \quad (2.186)$$

Il est alors possible de réabsorber les singularités colinéaires que traduit la coupure infrarouge κ^2 dans les densités de partons nues en recourant au théorème de factorisation introduit au paragraphe 2.3 et en définissant la densité de partons habillée à une certaine échelle de factorisation μ^2 :

$$q(x, \mu^2) = q_b(x) + \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} q_b(\xi) P_{qq} \left(\frac{x}{\xi} \right) \ln \left(\frac{\mu^2}{\kappa^2} \right). \quad (2.187)$$

L'introduction de cette expression dans celle définissant la densité de partons habillée $q(x, Q^2)$ permet d'en supprimer les dépendances vis-à-vis de la densité de partons nue $q_b(x)$ et de la coupure infrarouge κ^2 , et l'on obtient à présent :

$$q(x, Q^2) = q_b(x) + \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} q_b(\xi) P_{qq} \left(\frac{x}{\xi} \right) \ln \left(\frac{Q^2}{\kappa^2} \right) \quad (2.188)$$

$$= q(x, \mu^2) + \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} q_b(\xi) P_{qq} \left(\frac{x}{\xi} \right) \ln \left(\frac{Q^2}{\mu^2} \right) \quad (2.189)$$

$$= q(x, \mu^2) + \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} q(\xi, \mu^2) P_{qq} \left(\frac{x}{\xi} \right) \ln \left(\frac{Q^2}{\mu^2} \right) + \mathcal{O}(\alpha_s^2). \quad (2.190)$$

La procédure de factorisation permet ainsi de remplacer la densité de partons nue, divergente, par la densité de partons habillée, finie, en réabsorbant les émissions de gluons dont la virtualité est inférieure à l'échelle de factorisation μ^2 au sein de la dynamique interne du proton, seuls les gluons dont la virtualité est supérieure à l'échelle de factorisation μ^2 contribuant aux éléments de matrice de la diffusion au niveau partonique en présence de l'échelle dure Q^2 . L'unique relation singulière dans la limite infrarouge est désormais celle qui relie la valeur de la densité de partons habillée à l'échelle de factorisation μ^2 avec la densité de partons nue $q_b(x)$ non observable. La fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ s'écrit maintenant quant à elle :

$$F_2(x, Q^2) = x \sum_{q, \bar{q}} e_q^2 \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} \left[\delta \left(1 - \frac{x}{\xi} \right) + \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{qq} \left(\frac{x}{\xi} \right) \ln \left(\frac{Q^2}{\mu^2} \right) \right] q(\xi, \mu^2) \quad (2.191)$$

$$= x \sum_{q, \bar{q}} e_q^2 \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} C \left(\frac{x}{\xi}, \frac{Q^2}{\mu^2} \right) q(\xi, \mu^2), \quad (2.192)$$

les fonctions $C(x/\xi, Q^2/\mu^2)$ portant le nom de coefficients de Wilson. Ainsi que mentionné précédemment, le traitement exact des singularités colinéaires rencontrées est réalisé dans la pratique en recourant à la régularisation dimensionnelle, l'attribution des contributions finies des diagrammes divergents aux coefficients de Wilson ou aux fonctions de distribution partonique définissant ce que l'on appelle le schéma de factorisation. Dans le schéma de soustraction minimale MS (Minimal Subtraction scheme), seules les contributions divergentes sont réabsorbées dans la définition des densités de

partons, la réabsorption de certains termes constants au sein de ces dernières définissant le schéma de soustraction minimale modifié $\overline{\text{MS}}$ (Modified Minimal Subtraction scheme). Les fonctions de distribution partonique définies dans un schéma de factorisation donné possèdent un caractère universel, en ce sens qu'elles sont indépendantes du processus étudié pour sonder la matière et uniquement fonction du hadron investigué. Les coefficients de Wilson, calculables perturbativement, sont quant à eux uniquement fixés par l'interaction dure et indépendants de la dynamique interne du proton. La densité de partons habillée $q(x, Q^2)$ constituant une observable physique, elle ne peut dépendre explicitement de l'échelle de factorisation μ^2 introduite. Son indépendance par rapport à cette dernière se traduit par la relation :

$$\partial_{\mu^2} q(x, Q^2) = 0 \quad (2.193)$$

qui donne lieu après dérivation à l'équation intégro-différentielle :

$$\mu^2 \partial_{\mu^2} q(x, \mu^2) = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} q(\xi, \mu^2) P_{qq} \left(\frac{x}{\xi} \right) \quad (2.194)$$

connue sous le nom d'équation de Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi ou équation d'évolution DGLAP [12–14]. On note que la procédure présentement utilisée pour l'établir n'est qu'approchée, la constante de couplage effective ayant été assimilée à la constante de couplage α_s lors de la détermination de la relation 2.194, et l'équation exacte s'écrit, en identifiant l'échelle de factorisation μ^2 à la virtualité Q^2 de la sonde :

$$Q^2 \partial_{Q^2} q(x, Q^2) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} q(\xi, Q^2) P_{qq} \left(\frac{x}{\xi} \right). \quad (2.195)$$

Cette équation relie l'évolution en fonction de Q^2 de la densité de quarks à un x donné aux quarks de même saveur possédant une fraction ξ de l'impulsion longitudinale du proton supérieure à x , ces derniers étant susceptibles d'acquérir une fraction d'impulsion x au travers du rayonnement de gluons et ce avec une probabilité proportionnelle à α_s et à la valeur de la fonction de séparation en x/ξ . Cela étant, il reste à présent à aborder le second processus contribuant à la diffusion au niveau partonique à l'ordre α_s ainsi que les processus contribuant à l'évolution de la densité de gluons à cet ordre.

2.4.5 Ensemble des contributions à l'ordre α_s

La seconde contribution à la diffusion au niveau partonique à l'ordre α_s est fournie par le processus de fusion gluon-photon $g\gamma^* \rightarrow q\bar{q}$ dont l'amplitude est représentée par la somme des deux diagrammes de la figure 2.12 et qui correspond à l'interaction entre le photon virtuel sondant le proton et la densité de gluons présente dans ce dernier au travers de la fluctuation du gluon en une paire quark-antiquark.



FIG. 2.12 – Diagrammes associés au processus de fusion gluon-photon $g\gamma^* \rightarrow q\bar{q}$ contribuant à la diffusion au niveau partonique à l'ordre α_s .

Le calcul du carré de l'amplitude invariante correspondant à ce processus et de l'élément de l'espace des phases à deux corps associé à la paire quark-antiquark montre que la contribution de la densité de gluons $g(x, \mu^2)$ définie à une certaine échelle de factorisation μ^2 à la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ du proton a pour expression :

$$F_2(x, Q^2) = \frac{\alpha_s}{2\pi} x \sum_{q, \bar{q}} e_q^2 \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} g(\xi, Q^2) P_{qg} \left(\frac{x}{\xi} \right) \ln \left(\frac{Q^2}{\mu^2} \right) \quad (2.196)$$

dans laquelle la somme porte sur les paires quark-antiquark de même saveur, la fonction de séparation $P_{qg}(z)$ étant quant à elle donnée par la relation :

$$P_{qg}(z) = \frac{1}{2} [z^2 + (1-z)^2]. \quad (2.197)$$

Cette dernière possède une interprétation probabiliste qui permet de la considérer comme la probabilité qu'un gluon produise une paire quark-antiquark dont l'un des membres transporte une fraction z de l'impulsion longitudinale du gluon initial.

L'ensemble des contributions à l'ordre α_s s'obtient alors en remarquant que l'évolution de la densité de gluons est dictée à cet ordre par les deux diagrammes de la figure 2.13 correspondant respectivement à l'émission d'un gluon par la densité de quarks ou la densité de gluons.



FIG. 2.13 – Diagrammes associés à l'émission d'un gluon par un quark (a) et un gluon (b) contribuant à l'évolution de la densité de gluons à l'ordre α_s .

Ces deux processus définissent respectivement les fonctions de séparation $P_{gq}(z)$ et $P_{gg}(z)$ qui peuvent s'interpréter comme les probabilités d'émission, par un quark ou un gluon, d'un gluon transportant une fraction z de l'impulsion longitudinale du parton initial et qui sont données par les relations, en désignant par n_f le nombre de saveurs actives dans l'évolution de la densité de gluons :

$$P_{gq}(z) = \frac{4}{3} \left[\frac{1 + (1-z)^2}{z} \right], \quad (2.198)$$

$$P_{gg}(z) = 6 \left[\frac{z}{(1-z)_+} + (1-z) \left(z + \frac{1}{z} \right) \right] + \frac{33 - 2n_f}{6} \delta(1-z). \quad (2.199)$$

Les évolutions des densités de quarks $q_i(x, Q^2)$, l'indice i désignant la saveur, d'antiquarks $\bar{q}_i(x, Q^2)$ et de gluons $g(x, Q^2)$ apparaissent à présent couplées par l'intermédiaire des différentes fonctions de splitting et l'ensemble complet des équations DGLAP s'écrit alors sous la forme :

$$Q^2 \partial_{Q^2} \begin{pmatrix} q_i(x, Q^2) \\ \bar{q}_i(x, Q^2) \\ g(x, Q^2) \end{pmatrix} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \sum_{j=1}^{n_f} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} \begin{pmatrix} P_{q_i q_j} \left(\frac{x}{\xi} \right) & P_{q_i \bar{q}_j} \left(\frac{x}{\xi} \right) & P_{q_i g} \left(\frac{x}{\xi} \right) \\ P_{\bar{q}_i q_j} \left(\frac{x}{\xi} \right) & P_{\bar{q}_i \bar{q}_j} \left(\frac{x}{\xi} \right) & P_{\bar{q}_i g} \left(\frac{x}{\xi} \right) \\ P_{g q_j} \left(\frac{x}{\xi} \right) & P_{g \bar{q}_j} \left(\frac{x}{\xi} \right) & P_{g g} \left(\frac{x}{\xi} \right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} q_j(\xi, Q^2) \\ \bar{q}_j(\xi, Q^2) \\ g(\xi, Q^2) \end{pmatrix}. \quad (2.200)$$

En notant que la probabilité de présence d'un quark dans un antiquark est nulle à l'ordre α_s , que celle d'un quark de saveur i dans un quark de saveur différente j l'est également à cet ordre :

$$P_{q_i \bar{q}_j}(z) = P_{\bar{q}_i q_j}(z) = 0, \quad (2.201)$$

$$P_{q_i q_j}(z) = P_{\bar{q}_i \bar{q}_j}(z) = P_{qg}(z) \delta_{ij} \quad (2.202)$$

et que l'émission d'un gluon ou sa fluctuation en une paire $q\bar{q}$ sont indépendantes de la saveur, les quarks étant supposés de masse nulle :

$$P_{g q_i}(z) = P_{g \bar{q}_i}(z) = P_{gq}(z), \quad (2.203)$$

$$P_{q_i g}(z) = P_{\bar{q}_i g}(z) = P_{qg}(z), \quad (2.204)$$

l'ensemble complet des équations DGLAP s'écrit finalement au premier ordre en α_s :

$$Q^2 \partial_{Q^2} \begin{pmatrix} q_i(x, Q^2) \\ \bar{q}_i(x, Q^2) \\ g(x, Q^2) \end{pmatrix} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \sum_{j=1}^{n_f} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} \begin{pmatrix} P_{qq}\left(\frac{x}{\xi}\right) \delta_{ij} & 0 & P_{qg}\left(\frac{x}{\xi}\right) \\ 0 & P_{qq}\left(\frac{x}{\xi}\right) \delta_{ij} & P_{qg}\left(\frac{x}{\xi}\right) \\ P_{gq}\left(\frac{x}{\xi}\right) & P_{gq}\left(\frac{x}{\xi}\right) & P_{gg}\left(\frac{x}{\xi}\right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} q_j(\xi, Q^2) \\ \bar{q}_j(\xi, Q^2) \\ g(\xi, Q^2) \end{pmatrix}. \quad (2.205)$$

Il est alors pertinent de considérer l'évolution, non des densités de quarks et d'antiquarks séparément envisagées, mais de combinaisons linéaires de ces dernières, $q_i^{NS}(x, Q^2)$ et $\Sigma(x, Q^2)$, définissant respectivement les densités de quarks non-singulets et singulet de saveur présentes dans le proton :

$$q_i^{NS}(x, Q^2) = q_i(x, Q^2) - \bar{q}_i(x, Q^2), \quad (2.206)$$

$$\Sigma(x, Q^2) = \sum_{i=1}^{n_f} [q_i(x, Q^2) + \bar{q}_i(x, Q^2)]. \quad (2.207)$$

Chacune des densités de quarks non-singulets évolue indépendamment des autres :

$$Q^2 \partial_{Q^2} q_i^{NS}(x, Q^2) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} P_{qq}\left(\frac{x}{\xi}\right) q_i^{NS}(\xi, Q^2), \quad (2.208)$$

la densité de quarks singulet de saveur étant quant à elle couplée à la densité de gluons au travers des équations d'évolution :

$$Q^2 \partial_{Q^2} \begin{pmatrix} \Sigma(x, Q^2) \\ g(x, Q^2) \end{pmatrix} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} \begin{pmatrix} P_{qq}\left(\frac{x}{\xi}\right) & 2n_f P_{qg}\left(\frac{x}{\xi}\right) \\ P_{gq}\left(\frac{x}{\xi}\right) & P_{gg}\left(\frac{x}{\xi}\right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Sigma(\xi, Q^2) \\ g(\xi, Q^2) \end{pmatrix}. \quad (2.209)$$

Ceci clôture le développement à l'ordre α_s des contributions à la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ du proton et l'on aborde à présent l'examen de résultats expérimentaux relatifs à la mesure de $F_2(x, Q^2)$ ainsi que la description de deux des paramétrisations des densités de partons que sont les fonctions de distribution partonique MRST2001 et CTEQ6M, ces dernières étant utilisées ultérieurement dans le cadre de la prédiction théorique du processus DVCS.

2.5 Mesures de la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ du proton

La fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ du proton peut être déterminée expérimentalement en inversant la relation 2.91 définissant la section efficace doublement différentielle en x et Q^2 de la diffusion profondément inélastique $ep \rightarrow eX$. En introduisant la notation $Y_+ = 1 + (1-y)^2$ et en définissant la section efficace réduite de la diffusion profondément inélastique, $\sigma_r(x, Q^2)$, au travers de la relation :

$$\sigma_r(x, Q^2) = \frac{1}{Y_+} \frac{x Q^4}{2\pi \alpha^2} \frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} \quad (2.210)$$

l'expression de la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ du proton s'écrit sous la forme :

$$F_2(x, Q^2) = \sigma_r(x, Q^2) + \frac{y^2}{Y_+} F_L(x, Q^2). \quad (2.211)$$

Dans la région de l'espace des phases en x et Q^2 correspondant à de petites valeurs de l'inélasticité y , la contribution associée à la fonction de structure longitudinale $F_L(x, Q^2)$ peut être négligée par rapport à celle que fournit $F_2(x, Q^2)$ et la détermination de la section efficace réduite $\sigma_r(x, Q^2)$ constitue alors dans cette région une détermination directe de la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$:

$$F_2(x, Q^2) \simeq \sigma_r(x, Q^2) \text{ dans le domaine des petites valeurs de } y. \quad (2.212)$$

Dans la région de l'espace des phases en x et Q^2 correspondant à des valeurs de l'inélasticité y plus élevées, la contribution associée à la fonction de structure longitudinale $F_L(x, Q^2)$ devient plus importante et sa prise en considération est alors nécessaire pour réaliser la mesure de la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$. La mesure simultanée des deux fonctions $F_L(x, Q^2)$ et $F_2(x, Q^2)$ en un même point (x, Q^2) de l'espace des phases n'étant réalisable qu'à condition de disposer de deux échantillons d'événements DIS produits à des énergies de faisceau différentes, l'extraction de la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ n'est possible qu'en émettant une hypothèse de paramétrisation pour la fonction $F_L(x, Q^2)$ que l'on formule dans la pratique au travers d'une paramétrisation du rapport R entre les sections efficaces longitudinale et transverse de l'interaction proton - photon virtuel $\gamma^* p \rightarrow X$ [15]. L'expression de la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ du proton s'obtient alors en inversant la relation 2.92 et l'on a :

$$F_2(x, Q^2) = \left[1 - \frac{y^2}{Y_+} \frac{R}{1+R} \right]^{-1} \sigma_r(x, Q^2). \quad (2.213)$$

Des traitements détaillés de la mesure de la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ peuvent être trouvés par exemple dans les références [15–17]. Les mesures présentées sur la figure 2.14, qui constituent des résultats préliminaires des collaborations H1 et ZEUS [18] obtenus par combinaison des mesures précédemment effectuées par chacune des collaborations sur base des données $e^+ p$ enregistrées pendant la phase HERA I, illustrent le comportement de la section efficace réduite $\sigma_r(x, Q^2)$ en fonction de la variable x de Björken pour différentes valeurs de la virtualité Q^2 , les domaines couverts en x et Q^2 étant définis par les intervalles $6 \cdot 10^{-5} < x < 0.65$ et $1.5 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 30000 \text{ GeV}^2$ qui correspondent à une inélasticité y située dans le domaine $0.007 < y < 0.8$. Les courbes H1 2000 PDF [19] et ZEUS-JETS [20] correspondent à une description de la section efficace réduite $\sigma_r(x, Q^2)$ en terme de deux ensembles de fonctions de distribution partonique déterminés par une procédure d'ajustement aux données respectives de chacune des collaborations. Chacune des densités de partons $f(x, Q^2)$ prises en considération pour décrire la dynamique interne du proton est paramétrisée à une certaine valeur initiale de la virtualité $Q^2 = Q_0^2$ par une fonctionnelle de la forme :

$$x f(x, Q_0^2) = A x^B (1-x)^C P(x) \quad (2.214)$$

et ensuite déterminée aux valeurs supérieures de la virtualité $Q^2 > Q_0^2$ en recourant à l'équation d'évolution DGLAP dont les fonctions de séparation sont calculées à l'ordre sous-dominant de la QCD perturbative. Dans l'équation 2.214, le paramètre A représente un facteur global de normalisation, les coefficients B et C gouvernent respectivement le comportement des densités partoniques aux petites valeurs et aux grandes valeurs de la variable x et le polynôme $P(x)$ détermine quant à lui la modélisation des densités entre ces deux régions. Les résultats présentés sur la figure 2.14 illustrent la violation de l'invariance d'échelle obtenue dans le cadre du modèle des partons libres, cette dernière étant logarithmiquement brisée par la possibilité que possède le parton interagissant avec la sonde d'interagir au sein du proton pendant l'intervalle de temps caractérisant l'interaction dure. Lorsque l'échelle à laquelle est résolu le vertex de l'interaction dure diminue, on observe une augmentation de la section efficace réduite dans le domaine des x faibles et une diminution dans le domaine des x plus élevés, ce que l'on peut à présent comprendre en considérant le comportement asymptotique des fonctions de séparation dans la limite de ces deux régimes ainsi que présenté sur le tableau 2.1. On se restreint dans l'explication donnée à la région de l'espace des phases dans laquelle la contribution de $F_L(x, Q^2)$ est négligeable par rapport à celle de $F_2(x, Q^2)$, la section efficace réduite s'identifiant alors à cette dernière. Aux grandes valeurs de x , la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ est dominée par la contribution des quarks de valence u et d du proton, quand aux petites valeurs de x , ce sont les gluons et les paires quarks-antiquarks de la mer qui sont responsables de la montée de la fonction de structure. Lorsque la virtualité Q^2 augmente, la diminution de l'échelle de résolution permet d'observer le rayonnement de gluons par la densité de quarks située à grand x avec une probabilité $P_{qq}(x) \propto 1/(1-x)$, les gluons émis transportant une faible fraction $1-x$ de l'impulsion longitudinale des quarks dont ils sont issus.

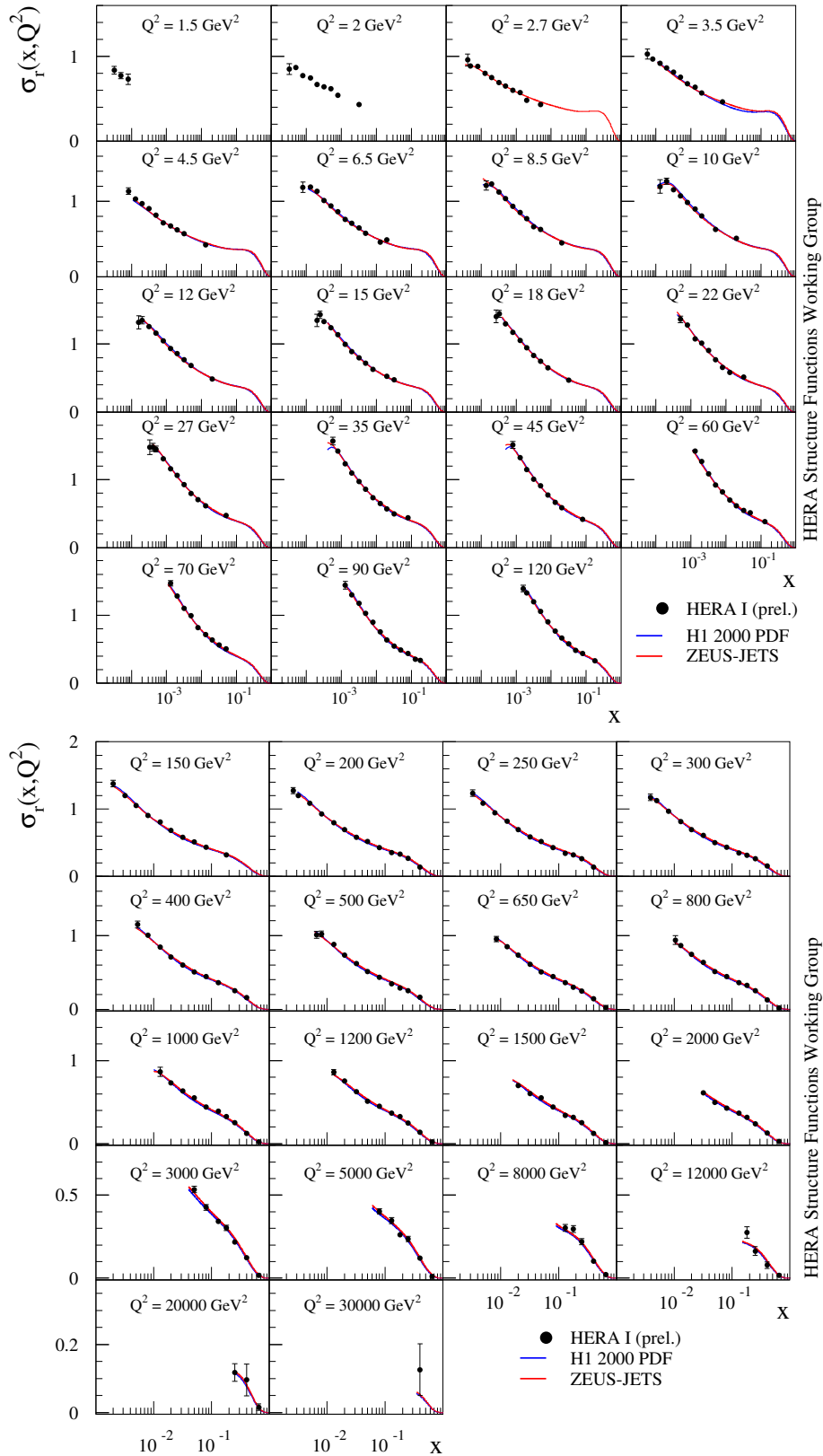


FIG. 2.14 – Section efficace réduite $\sigma_r(x, Q^2)$ de la diffusion profondément inélastique à courant neutre $e^+ p \rightarrow e^+ X$ en fonction de la variable x de Björken pour différentes valeurs de la virtualité Q^2 comprises dans le domaine $1.5 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 30000 \text{ GeV}^2$, obtenue par combinaison des mesures effectuées par chacune des collaborations H1 et ZEUS sur base des données $e^+ p$ enregistrées pendant la phase HERA I [18]. Les courbes H1 2000 PDF [19] et ZEUS-JETS [20] correspondent à des ajustements réalisés à l'ordre sous-dominant de la QCD perturbative par chacune des collaborations H1 et ZEUS sur leur échantillon de données respectif.

La répétition de ce processus tend par conséquent à diminuer progressivement la valeur de $F_2(x, Q^2)$ à grand x et à l'augmenter à petit x . Dans le domaine des petits x , la diminution de l'échelle de résolution permet d'observer le rayonnement de gluons par la densité de gluons avec une probabilité $P_{gg}(x) \propto 1/x$, cette augmentation de la densité de gluons par elle-même et la production subséquente de paires quarks-antiquarks avec une probabilité $P_{qg}(x)$ constante à petit x expliquant le caractère d'autant plus prononcé de la violation de l'invariance d'échelle que l'on se situe à des valeurs de x faibles. Ce comportement de la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ à petit x est avantageusement illustré par les mesures présentées sur la figure 2.15 qui illustrent le comportement de la section efficace réduite $\sigma_r(x, Q^2)$ en fonction de la virtualité Q^2 pour différentes valeurs de la variable x de Björken.

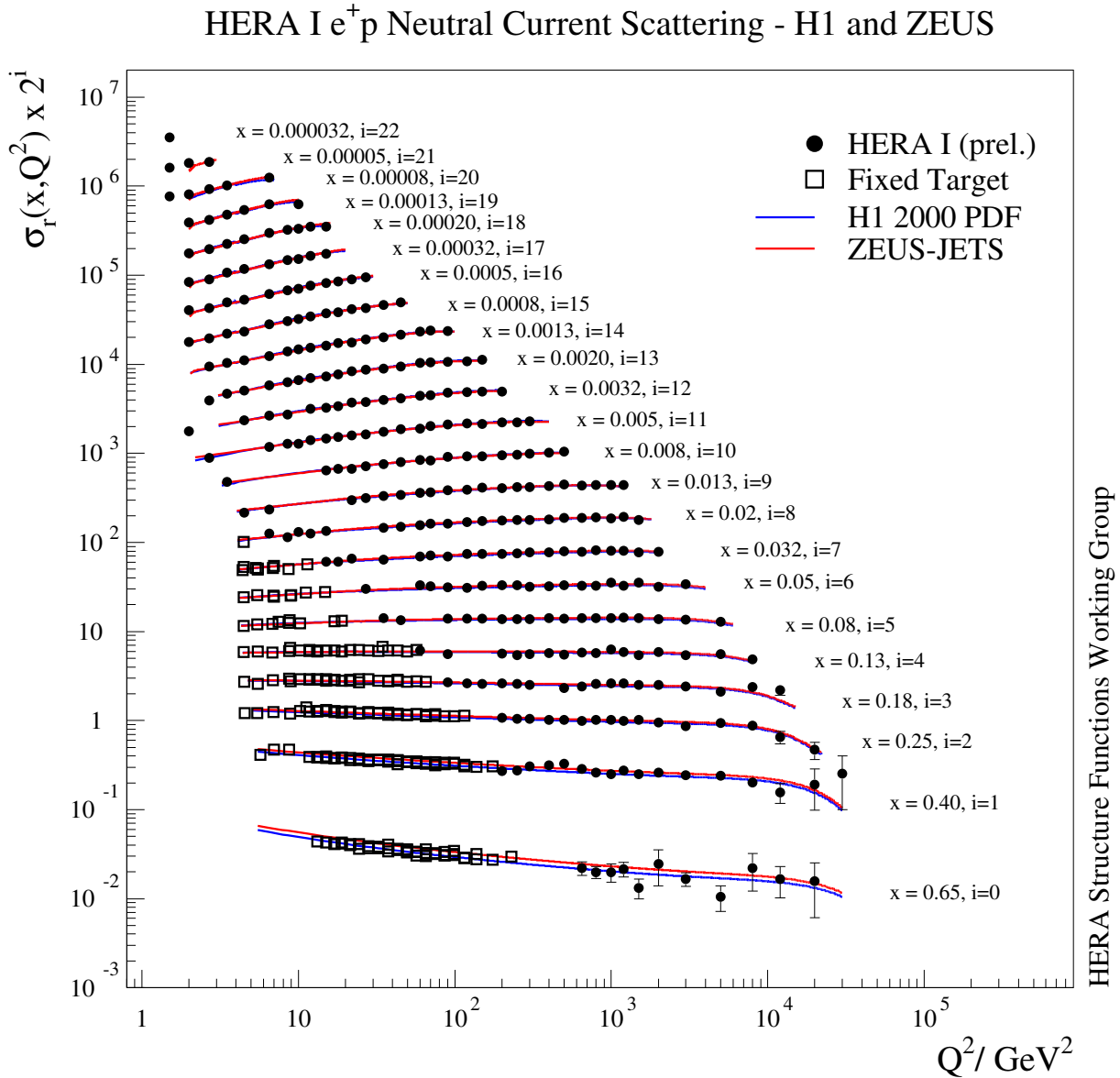






FIG. 2.15 – Section efficace réduite $\sigma_r(x, Q^2)$ de la diffusion profondément inélastique à courant neutre $e^+p \rightarrow e^+X$ en fonction de la virtualité Q^2 pour différentes valeurs de la variable x de Björken, obtenue par combinaison des mesures effectuées par les collaborations H1 et ZEUS sur base des données e^+p enregistrées pendant la phase HERA I [18]. Les courbes H1 2000 PDF [19] et ZEUS-JETS [20] correspondent à des ajustements réalisés à l'ordre sous-dominant de la QCD perturbative par chacune des collaborations H1 et ZEUS sur leur échantillon de données respectif. Les résultats des expériences sur cible fixe BCDMS et NMC sont également présentés sur la figure.

Fonctions de séparation	Limite à petit x	Limite à grand x
	$P_{qq}(x) \propto \text{constante}$	$P_{qq}(x) \propto \frac{1}{1-x}$
	$P_{qg}(x) \propto \text{constante}$	$P_{qg}(x) \propto \text{constante}$
	$P_{gq}(x) \propto \frac{1}{x}$	$P_{gq}(x) \propto \text{constante}$
	$P_{gg}(x) \propto \frac{1}{x}$	$P_{gg}(x) \propto \frac{1}{1-x}$

 TAB. 2.1 – Comportements asymptotiques des fonctions de séparation calculées à l'ordre α_s .

Ceci termine la présentation des résultats expérimentaux relatifs à la mesure de la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ du proton et l'on aborde à présent la description des paramétrisations des fonctions de distribution partonique MRST2001 et CTEQ6M.

2.6 Les fonctions de distribution partonique MRST2001

La paramétrisation MRST2001 [21] des fonctions de distribution partonique - du nom de ses auteurs Martin, Roberts, Stirling et Thorne - détermine les densités de partons sur base d'une procédure d'ajustement globale aux données d'un grand nombre de collaborations réalisée à l'ordre sous-dominant de la QCD perturbative. Les mesures fournies par les différentes expériences fournissent des contraintes complémentaires les unes des autres sur la paramétrisation, les énergies disponibles dans le référentiel du centre de masse des collisions, la nature des faisceaux ou des cibles utilisés et les différents états finaux étudiés permettant de sonder les contributions des différentes densités de partons dans différentes régions de l'espace des phases en x et Q^2 . On renvoie le lecteur aux références citées dans l'article [21] pour l'énumération complète des lots de données utilisés ainsi que pour la définition exacte des observables mesurées et des régions étudiées de l'espace des phases. On se contente dans ce qui suit de mettre l'accent sur les différents domaines en x et Q^2 dans lesquels les mesures utilisées pour déterminer la paramétrisation MRST2001 sont les plus contraignantes.

2.6.1 Lots de données utilisés

Les données de HERA fournies par les collaborations H1 et ZEUS correspondent à la mesure de la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ du proton dans des événements DIS à courant neutre $ep \rightarrow eX$ et chargé $ep \rightarrow \nu X$ réalisés à une énergie $\sqrt{s} \sim 320$ GeV. Ceux-ci permettent particulièrement de contraindre la densité de gluons $g(x, Q^2)$ aux petites valeurs de x ($5 \cdot 10^{-5} < x < 5 \cdot 10^{-3}$) dans un large domaine en Q^2 compris entre 2 et 100 GeV². Les données du Tevatron fournies par les collaborations D0 et CDF correspondent à l'étude inclusive de la production de jets à grande énergie transverse E_T dans des collisions $p\bar{p}$ à une énergie $\sqrt{s} \sim 1.8$ TeV. Ces événements permettent particulièrement de contraindre la densité de gluons $g(x, Q^2)$ aux grandes valeurs de $x \geq 10^{-1}$ dans un large domaine en E_T compris entre 50 et 450 GeV, le carré de l'énergie transverse des jets constituant l'échelle dure pour les données du Tevatron. Les données fournies par les expériences sur cible fixe NMC (CERN) et E665 (FNAL) correspondent essentiellement à des événements DIS muon - proton, l'énergie du faisceau de muons étant comprise entre 90 et 280 GeV pour les données NMC et égale à 470 GeV pour les données E665. Ces événements permettent particulièrement de contraindre la densité de gluons $g(x, Q^2)$ aux valeurs intermédiaires de la variable x ($1 \cdot 10^{-2} < x < 7 \cdot 10^{-2}$) pour des valeurs de Q^2 comprises entre 2 et 20 GeV². Les données fournies par les expériences sur cible fixe BCDMS et SLAC correspondent à des événements DIS sur proton p et deuteron d donnant accès à la mesure des fonctions

de structure $F_2^p(x, Q^2)$ et $F_2^d(x, Q^2)$. Ces événements permettent particulièrement de contraindre la contribution des quarks de valence u_v et d_v à grande valeur de la variable x . Les données fournies par la collaboration E866 (FNAL) correspondent à des événements Drell-Yan $pp \rightarrow l\bar{l}X$ et $pn \rightarrow l\bar{l}X$ permettant particulièrement de contraindre l'asymétrie de la mer légère $\bar{u} - \bar{d}$. Les principaux lots de données étant précisés, on aborde à présent la description de la paramétrisation utilisée.

2.6.2 Paramétrisations des densités de partons

Les densités de partons sont paramétrisées à une valeur initiale de la virtualité $Q_0^2 = 1 \text{ GeV}^2$ et ensuite déterminées aux valeurs supérieures de $Q^2 > 2 \text{ GeV}^2$ en recourant aux équations DGLAP dont les noyaux d'évolution sont déterminés à l'ordre α_s^2 , les coefficients de Wilson étant déterminés dans le schéma de factorisation $\overline{\text{MS}}$. A l'échelle de départ Q_0^2 , seule la mer légère constituée des quarks u, \bar{u}, d, \bar{d} et s, \bar{s} considérés comme non-massifs est prise en compte dans l'évolution et le nombre de saveurs actives $n_f = 3$. Aux valeurs supérieures de Q^2 , le schéma du nombre de saveur variable de Thorne et Roberts [22] est utilisé pour déterminer les coefficients de Wilson et réaliser l'évolution au-delà des seuils de production des quarks lourds c et b dont les masses sont fixées aux valeurs $m_c = 1.43 \text{ GeV}$ et $m_b = 4.3 \text{ GeV}$. Une coupure en W est également introduite et seules les données DIS satisfaisant à la condition $W^2 > 12.5 \text{ GeV}^2$ sont considérées dans la procédure d'ajustement, ce afin d'exclure les régions dans lesquelles les corrections de higher twists en puissance de $1/Q$ sont susceptibles de briser la factorisation. La structure en saveur de la mer légère à la valeur initiale de la virtualité Q_0^2 satisfait en outre aux hypothèses [21] :

$$s(x, Q_0^2) = \bar{s}(x, Q_0^2) = \frac{\bar{u}(x, Q_0^2) + \bar{d}(x, Q_0^2)}{4} \quad (2.215)$$

et la densité singulet de saveur $\Sigma(x, Q_0^2)$ est donnée par la relation :

$$\Sigma(x, Q_0^2) = u(x, Q_0^2) + \bar{u}(x, Q_0^2) + d(x, Q_0^2) + \bar{d}(x, Q_0^2) + s(x, Q_0^2) + \bar{s}(x, Q_0^2). \quad (2.216)$$

En introduisant la densité $S = 2[\bar{u} + \bar{d} + \bar{s}]$ et en désignant par u_v et d_v les densités des quarks de valence, la densité singulet de saveur $\Sigma(x, Q_0^2)$ peut encore s'écrire sous la forme :

$$\Sigma(x, Q_0^2) = u_v(x, Q_0^2) + d_v(x, Q_0^2) + S(x, Q_0^2). \quad (2.217)$$

En désignant par $\Delta = \bar{d} - \bar{u}$ l'asymétrie de la mer légère, les paramétrisations des densités $u_v(x, Q^2)$, $d_v(x, Q^2)$, $S(x, Q^2)$, $g(x, Q^2)$ et $\Delta(x, Q^2)$ correspondant au meilleur ajustement à l'ensemble des données s'écrivent alors à l'échelle initiale Q_0^2 [21] :

$$x u_v(x, Q_0^2) = 0.158 x^{0.25} (1-x)^{3.33} (1 + 5.61 \sqrt{x} + 55.49 x), \quad (2.218)$$

$$x d_v(x, Q_0^2) = 0.040 x^{0.27} (1-x)^{3.88} (1 + 52.73 \sqrt{x} + 30.65 x), \quad (2.219)$$

$$x S(x, Q_0^2) = 0.222 x^{-0.26} (1-x)^{7.10} (1 + 3.42 \sqrt{x} + 10.30 x), \quad (2.220)$$

$$x g(x, Q_0^2) = 1.90 x^{0.09} (1-x)^{3.70} (1 + 1.26 \sqrt{x} - 1.43 x) - 0.21 x^{-0.33} (1-x)^{10}, \quad (2.221)$$

$$x \Delta(x, Q_0^2) = 1.195 x^{1.24} (1-x)^{9.10} (1 + 14.05 x - 45.52 x^2). \quad (2.222)$$

On note que la constante de couplage effective α_s est traitée comme un paramètre libre dans la procédure d'ajustement, le meilleur ajustement à l'ensemble des données correspondant à la valeur $\alpha_s(M_Z^2) = 0.119 \pm 0.002 \pm 0.003$, la première erreur étant expérimentale et la seconde théorique. On remarque que la densité de gluons $g(x, Q_0^2)$ est la somme de deux contributions. La première possède une dépendance fonctionnelle similaire à celle des quarks de valence $u_v(x, Q^2)$ et $d_v(x, Q^2)$, la seconde est dictée par le comportement de la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ mesurée par les collaborations H1 et ZEUS dans le domaine des x faibles. D'un point de vue de la procédure d'ajustement, l'absence de ce terme supplémentaire conduit à un accroissement important de la valeur du χ^2 . D'un point de vue

physique, sa présence donne lieu à la possibilité d'une densité de gluons négative lorsque l'on se déplace vers le domaine des x faibles. Pour une valeur de $x \sim 10^{-5}$, la densité de gluons n'est ainsi positive qu'à partir d'une valeur de la virtualité $Q^2 > 5 \text{ GeV}^2$. L'argumentation des auteurs quant à ce comportement particulier de la densité de gluons aux faibles valeurs de x et de Q^2 repose essentiellement sur deux points. Ils affirment premièrement que la densité de gluons ne constitue pas une observable physique, en particulier dans le schéma de factorisation $\overline{\text{MS}}$, son caractère négatif ne devant dès lors pas être perçu comme un problème en soi. Ils affirment deuxièmement que ce comportement montre les limites d'un développement à l'ordre α_s^2 des équations d'évolution DGLAP dans le domaine des x et des Q^2 faibles. Cet argument est renforcé par la prédiction que fournit la densité de gluons pour le comportement de la fonction de structure longitudinale $F_L(x, Q^2)$ dans le domaine des x et des Q^2 faibles, cette dernière pouvant adopter dans cette région des valeurs négatives et par conséquent non-physiques. Cela étant, on conclut cette description de la paramétrisation MRST2001 des fonctions de distribution partonique en présentant sur la figure 2.16 les densités de partons qu'elle fournit pour deux valeurs de la virtualité à laquelle est sondé le proton, $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ et $Q^2 = 10^4 \text{ GeV}^2$ [21].

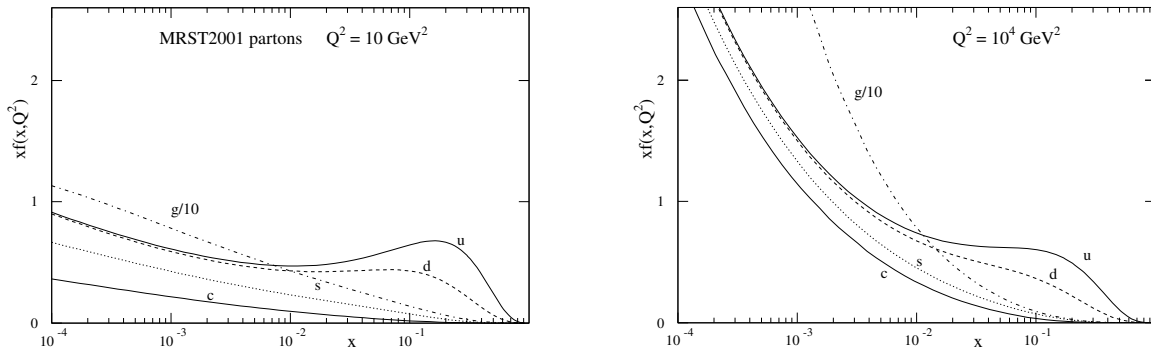


FIG. 2.16 – Densités de partons dans le proton fournies par la paramétrisation MRST2001 [21] pour deux valeurs de la virtualité $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ et $Q^2 = 10^4 \text{ GeV}^2$.

2.7 Les fonctions de distribution partonique CTEQ6M

La paramétrisation CTEQ6M [23] des fonctions de distribution partonique détermine également les densités de partons sur base d'une procédure d'ajustement globale aux données d'un grand nombre de collaborations réalisée à l'ordre sous-dominant de la QCD perturbative. On va à nouveau succinctement décrire les principaux lots de données utilisés pour réaliser l'ajustement ainsi que la paramétrisation choisie pour les densités de partons à l'échelle $Q^2 = Q_0^2$. On va également mettre l'accent sur les différences qui existent entre les paramétrisations MRST2001 et CTEQ6M, d'un point de vue des données utilisées, du traitement des erreurs expérimentales associées, de la méthodologie sous-tendant la procédure d'ajustement et des résultats obtenus pour les fonctions de distribution partonique.

2.7.1 Lots de données utilisés et traitement des erreurs expérimentales

Bien que les données utilisées pour déterminer la paramétrisation CTEQ6M soient essentiellement identiques à celles utilisées pour déterminer la paramétrisation MRST2001, on note cependant les différences suivantes. La paramétrisation CTEQ6M utilise les lots de données des expériences BCDMS et NMC à la valeur réelle de l'énergie à laquelle ils ont été produits, les erreurs systématiques corrélées étant dans ce cas disponibles. La paramétrisation MRST2001 utilise quant à elle pour ces mêmes expériences les lots de données combinés en énergie pour lesquels les fluctuations dues aux erreurs systématiques corrélées sont adoucies par la combinaison des mesures effectuées à différentes énergies. Ces choix différents trouvent leurs origines dans les faits suivants. Le groupe CTEQ prend systématiquement en compte l'ensemble des erreurs systématiques corrélées dans sa procédure de minimisation

du χ^2 en recourant à la technique d'optimisation décrite dans la référence [24]. Le groupe MRST quant à lui ne prend en considération les erreurs systématiques corrélées que dans sa procédure d'ajustement aux données du Tevatron. La deuxième différence entre les lots de données est la non-utilisation par le groupe CTEQ des résultats du SLAC relatifs à la mesure des fonctions de structure $F_2^p(x, Q^2)$ et $F_2^d(x, Q^2)$ du proton et du deutéron, ce choix étant justifié par l'argument selon lequel ces données sont situées dans un domaine à trop bas Q^2 . La troisième différence consiste en la non-utilisation par le groupe CTEQ des résultats de HERA relatifs à la mesure de la contribution $F_2^c(x, Q^2)$ du charme à la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ du proton. Ce choix est dicté par le fait que le groupe CTEQ détermine les coefficients de Wilson et les éléments de matrice des sections efficaces dures dans le schéma conventionnel d'absence de masse pour les partons. La considération des données $F_2^c(x, Q^2)$ dans la procédure d'ajustement nécessiterait la prise en compte des effets induits par la masse du charme dans les coefficients de Wilson et les éléments de matrice, ce qui n'est pas fait. Pour rappel, le groupe MRST2001 se place quant à lui dans la version de Thorne et Roberts [22] du schéma du nombre de saveur variable pour réaliser l'évolution au-delà du seuil de production du charme. Le refus du groupe CTEQ de recourir à ce schéma sera expliqué plus en détails dans la suite. Les différences entre les lots de données étant passées en revue, on aborde à présent la description de la paramétrisation du groupe CTEQ.

2.7.2 Paramétrisations des densités de partons

Les densités de partons sont paramétrisées à une valeur initiale de la virtualité $Q_0 = 1.3$ GeV supérieure à celle fixée par le groupe MRST ($Q_0 = 1$ GeV) et ensuite déterminées aux valeurs supérieures de $Q^2 > 2$ GeV² en recourant aux équations DGLAP dont les noyaux d'évolution sont déterminés à l'ordre α_s^2 , les coefficients de Wilson étant déterminés dans le schéma de factorisation $\overline{\text{MS}}$. A l'échelle de départ Q_0^2 , seule la mer légère constituée des quarks u, \bar{u}, d, \bar{d} et s, \bar{s} considérés comme non-massifs est prise en compte dans l'évolution et le nombre de saveurs actives $n_f = 3$. Aux valeurs supérieures de Q^2 , la prise en considération des quarks lourds c et b au-delà de leurs seuils de production continue à s'effectuer dans le schéma de factorisation $\overline{\text{MS}}$ sans recourir au schéma du nombre de saveur variable. Les noyaux d'évolution étant indépendants des masses dans le schéma de factorisation $\overline{\text{MS}}$, les masses des quarks c et b fixées aux valeurs $m_c = 1.3$ GeV et $m_b = 4.5$ GeV définissent uniquement dans le cadre de ce schéma les échelles à partir desquelles la présence de la mer lourde intervient dans l'évolution. Les coefficients de Wilson et les éléments de matrice des sections efficaces partoniques dures continuent à être déterminés dans le schéma conventionnel d'absence de masse pour les partons et demeurent indépendants des masses des quarks lourds tout au long de l'évolution. La non-utilisation du schéma du nombre de saveur variable pour prendre en compte les effets induits par la masse des quarks lourds dans les coefficients de Wilson et les éléments de matrice dures repose essentiellement sur le fait que l'utilisation de ce schéma introduit une dépendance d'échelle supplémentaire dont l'implémentation non-univoque réduit la portée d'utilisation des densités de partons obtenues. Une coupure en W^2 est également introduite et seules les données DIS satisfaisant à la condition $W^2 > 12.25$ GeV² équivalente à celle fixée par le groupe MRST sont considérées dans la procédure d'ajustement. On note que le groupe CTEQ a réalisé une étude relative à l'inclusion de termes de higher twists dans la paramétrisation de la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ et que la réduction de la valeur du χ^2 qui en découle ne justifie pas la prise en compte de ces termes dans leur analyse globale. La structure en saveur de la mer légère à la valeur initiale Q_0^2 satisfait en outre aux hypothèses [23] :

$$s(x, Q_0^2) = \bar{s}(x, Q_0^2) = \frac{\bar{u}(x, Q_0^2) + \bar{d}(x, Q_0^2)}{5} \quad (2.223)$$

et la densité singulet de saveur $\Sigma(x, Q_0^2)$ est donnée par la relation :

$$\Sigma(x, Q_0^2) = u(x, Q_0^2) + \bar{u}(x, Q_0^2) + d(x, Q_0^2) + \bar{d}(x, Q_0^2) + s(x, Q_0^2) + \bar{s}(x, Q_0^2). \quad (2.224)$$

Les paramétrisations des densités de partons $u_v(x, Q^2)$, $d_v(x, Q^2)$, $g(x, Q^2)$, $\bar{u}(x, Q^2)$ et $\bar{d}(x, Q^2)$ correspondant au meilleur ajustement à l'ensemble des données s'écrivent alors à l'échelle initiale Q_0^2 [23] :

$$x u_v(x, Q_0^2) = 1.720 x^{0.553} (1-x)^{2.901} e^{-2.350 x} (1 + e^{1.612 x})^{1.592}, \quad (2.225)$$

$$x d_v(x, Q_0^2) = 1.447 x^{0.616} (1-x)^{4.967} e^{-0.841 x} (1 + e^{0.403 x})^{3.000}, \quad (2.226)$$

$$x g(x, Q_0^2) = 30.457 x^{0.510} (1-x)^{2.382} e^{4.395 x} (1 + e^{2.355 x})^{-3.000}, \quad (2.227)$$

$$x [\bar{u}(x, Q_0^2) + \bar{d}(x, Q_0^2)] = 0.062 x^{-0.299} (1-x)^{7.717} e^{-0.528 x} (1 + e^{4.754 x})^{0.614}, \quad (2.228)$$

$$\bar{d}(x, Q_0^2)/\bar{u}(x, Q_0^2) = 33657.8 x^{4.277} (1-x)^{14.859} + (1 + 17.000 x) (1-x)^{8.641}. \quad (2.229)$$

On note que contrairement au groupe MRST, le groupe CTEQ ne traite pas la constante de couplage effective α_s comme un paramètre libre dans la procédure d'ajustement mais fixe sa valeur à sa moyenne mondiale $\alpha_s(M_Z^2) = 0.118$. Le groupe CTEQ vérifie a posteriori que le choix de cette valeur est consistant avec les résultats de leur analyse globale en répétant cette dernière pour différentes valeurs de α_s . La valeur de α_s correspondant au minimum de leur fonction χ^2 est donnée par $\alpha_s(M_Z^2) = 0.1165 \pm 0.0065$, l'erreur mentionnée étant de nature expérimentale et correspondant à une variation du χ^2 au voisinage de sa valeur minimale d'une quantité $\Delta\chi^2 = T^2 = 100$. La quantité introduite T porte le nom de tolérance et sa valeur est déterminée de telle sorte que l'inégalité $\Delta\chi^2 < T^2$ corresponde à un ensemble de densités partoniques donnant lieu à une description des données statistiquement satisfaisante. L'écart entre la valeur de α_s a posteriori déterminée par le groupe CTEQ et la valeur de α_s donnée par la moyenne mondiale et utilisée dans leur analyse globale correspondant à une variation du χ^2 négligeable par rapport à la tolérance que supportent les données, $\Delta\chi^2 \sim 5 \ll 100$, on peut conclure à un accord entre ces deux valeurs et à la consistance de la procédure d'ajustement réalisée.

Deux remarques importantes peuvent être formulées du point de vue de la paramétrisation choisie par CTEQ par rapport à celle utilisée par MRST. La paramétrisation CTEQ6M possède une flexibilité plus importante que la paramétrisation MRST2001 et possède de ce fait une plus grande aptitude à reproduire le comportement des densités de partons aussi bien dans le domaine des x faibles que des x élevés. La paramétrisation CTEQ6M de la densité de gluons possède une dépendance fonctionnelle similaire à celle des quarks de valence $u_v(x, Q^2)$ et $d_v(x, Q^2)$ alors que la paramétrisation MRST2001 s'en distingue par la présence d'une seconde contribution à l'origine du caractère négatif de la densité de gluons MRST2001 à petit x et petit Q^2 . Si ce caractère négatif n'est pas un problème en soi, aucune contrainte théorique n'imposant aux densités de partons d'être définies positives, les conclusions que les deux groupes formulent à propos de ce comportement sont quant à elles sensiblement distinctes. Pour le groupe MRST, ce comportement montre les limites d'un développement à l'ordre α_s^2 des équations DGLAP dans le domaine des x et des Q^2 faibles. Pour le groupe CTEQ, aucune indication révélant la nécessité d'un développement à l'ordre supérieur n'apparaît à la comparaison des données et des résultats de la procédure d'ajustement et le comportement de la densité de gluons MRST2001 dans le domaine des x et des Q^2 faibles est d'après leur étude fortement conditionné au choix de l'échelle initiale Q_0^2 . En répétant leur procédure d'ajustement pour des paramétrisations définies à une échelle initiale inférieure $Q_0 = 1$ GeV, le groupe CTEQ a montré que des paramétrisations autorisant le caractère négatif de la densité de gluons à petit x et petit Q^2 peuvent en effet engendrer des valeurs du χ^2 sensiblement inférieures à celles que fournissent des paramétrisations dans lesquelles la densité de gluons est contrainte à être définie positive. La différence entre les densités de gluons obtenues est cependant non significative devant l'incertitude qui affecte la densité de gluons dans ce domaine [23]. On présente sur la figure 2.17 les densités de partons que fournit la paramétrisation CTEQ6M pour deux valeurs de la virtualité $Q^2 = 4$ GeV² et $Q^2 = 10^4$ GeV² [23]. Cela étant, on va à présent aborder la comparaison des densités de partons CTEQ6M et MRST2001 en se basant sur la méthodologie utilisée par le groupe CTEQ et présentée dans l'appendice B pour déterminer les incertitudes d'origine expérimentale sur les paramétrisations des fonctions de distribution partonique.

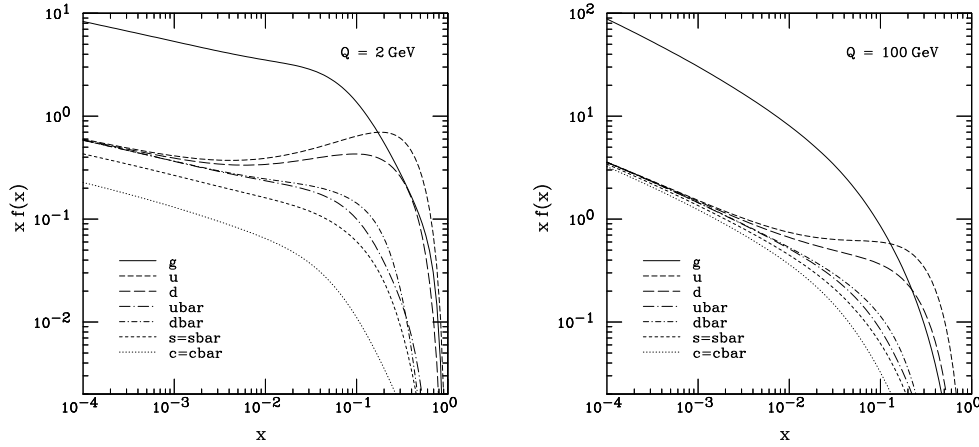


FIG. 2.17 – Densités de partons dans le proton fournies par la paramétrisation CTEQ6M [23] pour deux valeurs de la virtualité $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$ et $Q^2 = 10^4 \text{ GeV}^2$.

2.7.3 Comparaison des densités de partons CTEQ6M et MRST2001

La figure 2.18 (a) présente une comparaison entre les paramétrisations CTEQ6M et MRST2001 des densités de partons à une valeur de la virtualité $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$. Les 4 courbes inférieures non-nommées sur la figure correspondent respectivement aux densités de partons \bar{u} et $s = \bar{s}$. La figure 2.18 (b) montre le rapport entre la densité de gluons MRST2001 et la densité de gluons CTEQ6M à une valeur de la virtualité $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ ainsi que l'enveloppe de la densité de gluons CTEQ6M représentée par la zone hachurée et définie en chacun des points (x, Q^2) par le rapport entre les densités de gluons extrêmes $g^\pm(x, Q^2)$ et la densité de gluons optimale $g(x, Q^2)$ correspondant à la paramétrisation CTEQ6M standard. La figure 2.18 (c) illustre le rapport entre la densité de quarks u de la paramétrisation MRST2001 et la densité de quarks u de la paramétrisation CTEQ6M à une valeur de la virtualité $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ ainsi que l'enveloppe de la densité de quarks u CTEQ6M représentée par la zone hachurée et définie comme en (b). La figure 2.18 (d) montre finalement le rapport entre la paramétrisation MRST2001 de la densité de quarks d et la paramétrisation CTEQ6M de la densité de quarks d à une valeur de la virtualité $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ ainsi que l'enveloppe de la densité de quarks d de la paramétrisation CTEQ6M représentée par la zone hachurée et définie comme en (b). La différence la plus significative entre les paramétrisations des deux groupes apparaît dans celle de la densité de gluons. A très petit $x \leq 2 \cdot 10^{-4}$, l'incertitude sur la densité de gluons CTEQ6M est de l'ordre de 20 %. Dans le domaine des x intermédiaires jusqu'à des valeurs de $x < 0.3$, l'incertitude est de l'ordre de 15 %. A grand $x > 0.3$, les contraintes expérimentales sur la densité de gluons diminuent et l'incertitude sur la paramétrisation CTEQ6M de la densité de gluons croît rapidement dans cette région pour atteindre une valeur de l'ordre de 200 % en $x \sim 0.5$. A très petit $x \leq 2 \cdot 10^{-4}$, la paramétrisation MRST2001 de la densité de gluons fournit des valeurs inférieures à celles de la paramétrisation CTEQ6M et se situe à l'extérieur du domaine d'incertitudes affectant cette dernière, $g \text{ MRST2001} \leq g^{(-)} \text{ CTEQ6M}$. Dans le domaine des grands $x > 0.3$, la paramétrisation MRST2001 de la densité de gluons fournit également des valeurs inférieures à celles de la paramétrisation CTEQ6M et se situe à la limite inférieure du domaine d'incertitudes affectant cette dernière, $g \text{ MRST2001} \sim g^{(-)} \text{ CTEQ6M}$. Deux études réalisées par les groupes CTEQ et MRST montrent que le fait que la densité de gluons CTEQ6M soit plus dure que la densité de gluons MRST2001 à grand x est essentiellement dû aux différentes paramétrisations que les deux groupes considèrent pour $g(x, Q^2)$ et à la description des événements de jets du Tevatron à grand x (grand E_T et grand η) que celles-ci permettent de donner dans le cadre de la procédure d'ajustement global à l'ensemble des données. La paramétrisation choisie par le groupe MRST pour la densité de gluons est telle qu'elle donne lieu à une compétition entre les données de jets du Tevatron à grand x et les données Drell-Yan de l'expérience E605 à grand x , les premières étant individuellement mieux décrites par une densité de gluons à grand x plus élevée que celle de la paramétrisation

MRST2001, les secondes étant individuellement mieux décrites par une densité de gluons à grand x plus faible que celle de la paramétrisation MRST2001. Ces requêtes antagonistes des données de jets et des données Drell-Yan vis-à-vis du comportement de la densité de gluons à grand x sont absentes de la paramétrisation CTEQ6M qui fournit en conséquence une densité de gluons à grand x plus dure que la densité de gluons MRST2001. Dans le domaine des x intermédiaires, le comportement de la densité de gluons MRST2001 est globalement en accord avec celui de la densité de gluons CTEQ6M.

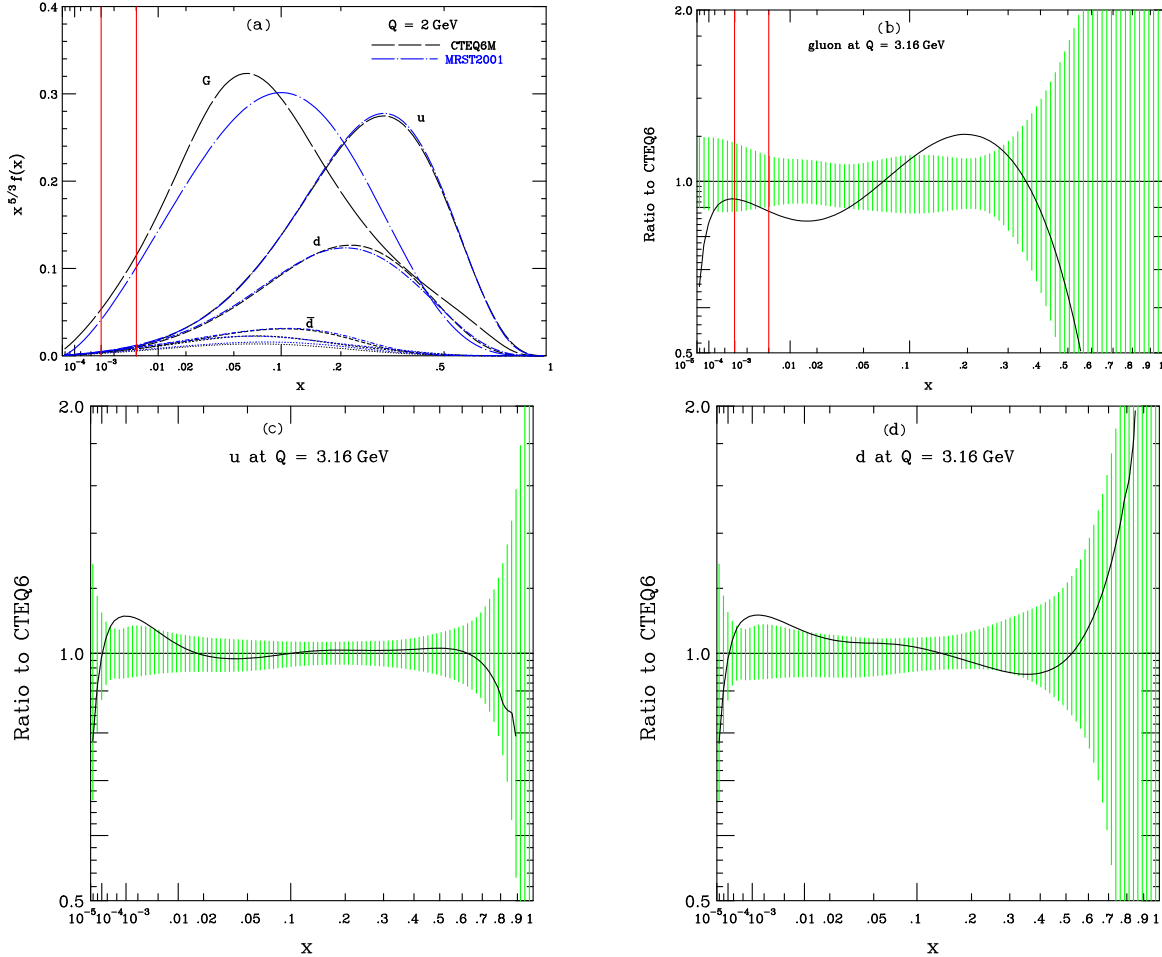


FIG. 2.18 – (a) Comparaison entre les densités de partons CTEQ6M et MRST2001 à une valeur de la virtualité $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$. Les 4 courbes non-nommées correspondent respectivement aux densités de partons \bar{u} et $s = \bar{s}$. (b) La courbe en trait continu représente le rapport entre la densité de gluons MRST2001 et la densité de gluons CTEQ6M à une valeur de la virtualité $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$. La zone hachurée correspond à l’enveloppe de la densité de gluons CTEQ6M définie par le rapport en chacun des points (x, Q^2) entre les densités de gluons extrêmes $g^\pm(x, Q^2)$ et la densité de gluons CTEQ6M standard. (c) La courbe en trait continu représente le rapport entre la densité de quarks u MRST2001 et la densité de quarks u CTEQ6M à une valeur de la virtualité $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$. La zone hachurée correspond à l’enveloppe de la densité de quarks u CTEQ6M. (d) La courbe en trait continu représente le rapport entre la densité de quarks d MRST2001 et la densité de quarks d CTEQ6M à une virtualité $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$. La zone hachurée correspond à l’enveloppe de la densité de quarks d CTEQ6M.

Les deux paramétrisations étant utilisées par la suite lors de la confrontation des mesures de la section efficace DVCS aux prédictions théoriques, il est important de comparer le comportement des densités de partons CTEQ6M et MRST2001 dans le domaine en x au sein duquel a lieu la mesure du processus DVCS. Les deux traits verticaux présents sur les figures 2.18 (a) et 2.18 (b) délimitent ce domaine qui correspond sensiblement à l’intervalle $1 \cdot 10^{-3} < x < 5 \cdot 10^{-3}$. La figure 2.18 (a) montre

que la densité de gluons $g(x, Q^2)$ fournit la principale contribution aux densités de partons dans cette région et la figure 2.18 (b) que les densités de gluons des paramétrisations CTEQ6M et MRST2001 sont globalement en accord dans ce domaine en x . La paramétrisation MRST2001 de la densité de gluons est située dans la zone d'incertitudes affectant la densité de gluons CTEQ6M à ces valeurs de x et on a sensiblement $g_{\text{MRST2001}} \sim 0.9 g_{\text{CTEQ6M}}$. Les figures 2.18 (c) et 2.18 (d) montrent que les paramétrisations MRST2001 et CTEQ6M des densités de quarks u et d sont globalement en accord sur l'ensemble du domaine en x , les différences les plus marquées étant à nouveau présentes dans les régions des très petits x et des grands x . Ceci clôture la comparaison des paramétrisations MRST2001 et CTEQ6M des densités de partons ainsi que le chapitre dédié aux interactions électron - proton à haute énergie et on aborde à présent l'étude du processus DVCS sur base des connaissances présentées dans ce qui précède.

3. Le processus DVCS

On aborde dans ce chapitre la description du processus de diffusion Compton à haute virtualité ou DVCS (Deeply Virtual Compton Scattering), $\gamma^* p \rightarrow \gamma p$, qui consiste en la diffusion élastique d'un photon hautement virtuel par un proton. Après avoir motivé l'étude de ce processus par le complément d'informations auquel il nous permet d'accéder dans notre connaissance de la structure du proton, on aborde le théorème de factorisation qui permet sa description théorique dans le cadre de la QCD perturbative. Ce dernier repose sur l'introduction d'une nouvelle classe de fonctions de distribution partonique, les distributions partoniques généralisées ou GPD (Generalized Parton Distribution), qui constituent une extension des fonctions de distribution partonique classiques ou pdf (parton distribution function) à la dynamique interne des processus exclusifs. On présente alors les GPD au travers de la description du processus DVCS à l'ordre dominant de la QCD perturbative. On donne ensuite les principales propriétés des GPD et aborde les équations qui gouvernent leur évolution en la virtualité Q^2 à laquelle est sondé le proton. On discute également les différents formalismes utilisés pour définir les GPD et on conclut en abordant la description théorique à l'ordre sous-dominant de la QCD perturbative à la base de la simulation MonteCarlo du processus DVCS élastique utilisée dans ce travail et dont les prédictions sont finalement comparées aux résultats obtenus dans le dernier chapitre.

3.1 Motivation : de l'inclusif au diffractif exclusif

Ainsi qu'on l'a vu au chapitre 2 consacré aux interactions électron - proton à haute énergie, l'étude de la diffusion profondément inélastique ou DIS, $ep \rightarrow eX$, permet d'étudier la structure du proton au travers de l'extraction des fonctions de distribution partonique $q(\xi, Q^2)$ et $g(\xi, Q^2)$ respectivement associées aux quarks ou aux antiquarks et aux gluons. Ces fonctions caractérisent la distribution des partons au sein du proton en fonction de leur fraction d'impulsion longitudinale ξ à une certaine échelle Q^2 définissant la résolution dans le plan transverse à la direction de propagation. Elles ne nous renseignent cependant pas sur la valeur du paramètre d'impact \vec{b}_T à laquelle se situe dans le plan transverse le parton participant au processus dur et ne nous permettent dès lors d'obtenir qu'une description unidimensionnelle de la structure du proton dans la direction correspondant à celle de sa propagation. Les pdfs constituent en outre des fonctions de distribution à une seule particule. En notant $\Psi [p(p) \rightarrow q(\xi p) + X((1 - \xi)p)]$ l'amplitude de probabilité associée au processus $p \rightarrow qX$ dans lequel un parton q emportant une fraction d'impulsion longitudinale ξ participe au processus dur, les autres partons X transportant une fraction d'impulsion longitudinale $1 - \xi$ n'étant que spectateurs de ce dernier, on peut en effet interpréter les fonctions de distribution partonique au travers de l'expression :

$$pdf(\xi) \sim \sum_X |\Psi [p(p) \rightarrow q(\xi p) + X((1 - \xi)p)]|^2 \quad (3.1)$$

dans laquelle p désigne la quadri-impulsion du proton et où la somme porte sur l'ensemble des configurations de partons X et reflète la nature inclusive de la description que fournissent les pdfs de la structure du proton. Cette nature inclusive qui est synonyme de destruction du proton au terme de l'interaction ne nous permet donc pas d'accéder à la mesure de fonctions de corrélation entre partons, c'est-à-dire à une détermination de l'influence dynamique que possède un parton dans un état donné sur un autre parton dans un autre état durant le temps que dure l'interaction entre le proton et le

photon virtuel, ou encore à une mesure de l'interférence entre les états dans lesquels se trouve un parton donné avant et après sa participation au processus dur [26]. En notant $\Psi [q(\xi p)]$ et $\Psi [q((\xi + \Delta \xi) p)]$ les amplitudes de probabilité associées au parton participant au processus dur et caractérisant respectivement son état avant et après l'interaction, une telle mesure de la corrélation entre différents états partoniques est donnée par la fonction :

$$GPD(\xi, \Delta \xi) \sim \bar{\Psi} [q(\xi p)] \Psi [q((\xi + \Delta \xi) p)] \quad (3.2)$$

qui généralise la relation précédente aux processus pour lesquels le proton demeure intact après la collision et est caractérisé par une quadri-impulsion p' différente de p donnant lieu à un échange non nul dans la voie t et à un transfert d'impulsion longitudinale $\Delta \xi$. Cette nouvelle classe de fonctions $GPD(\xi, \Delta \xi, t)$ correspond aux distributions partoniques généralisées que l'on définit ultérieurement de manière plus rigoureuse. On souligne qu'une telle mesure de la corrélation entre états partoniques n'est possible que si le proton survit à l'interaction ou se retrouve dans un état excité, la relation dynamique entre les partons au sein de l'état lié étant sinon détruite. Ceci n'est possible que si les échanges de couleur qui ont lieu pendant l'interaction sont tels qu'ils n'entraînent pas la destruction de l'état lié et nécessite donc que ces échanges correspondent à un état singulet de couleur. Il en résulte que les particules créées dans l'état final sont séparées du proton par un large intervalle en la pseudorapidité η ($\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$) où θ désigne l'angle polaire de la particule produite dans la direction la plus proche de celle du proton) duquel est absent toute activité hadronique. De tels processus caractérisés par un échange neutre de couleur dans la voie t sont appelés diffractifs en raison de l'analogie qui existe entre le comportement de leur section efficace différentielle en t aux petites valeurs de t et le comportement en optique de l'intensité de la lumière diffractée en fonction de l'angle de diffusion θ aux petites valeurs de ce dernier [27]. Si l'état final auquel donne naissance le processus diffractif est de nature inclusive, $ep \rightarrow epX$, l'état hadronique X étant séparé du proton par un large intervalle en la pseudorapidité η , on parle de diffusion diffractive profondément inélastique ou DDIS (Diffractive Deep Inelastic Scattering) [28]. Ce processus diffractif étant de nature inclusive, le cadre de sa description théorique est sensiblement identique à celui de la diffusion profondément inélastique [30], et bien que la nature diffractive des processus DDIS $ep \rightarrow epX$ nous permette d'obtenir une connaissance approfondie de la structure interne du proton en terme d'un nombre accru d'invariants physiques, sa nature inclusive ne permet cependant toujours pas d'accéder à la corrélation recherchée entre différents états partoniques. L'accès à cette dernière au travers des distributions partoniques généralisées ne peut alors s'envisager qu'en recourant à l'étude de processus diffractifs exclusifs pour lesquels l'état hadronique final X se limite à une seule particule, comme c'est le cas pour l'électroproduction diffractive de mésons vecteurs $\gamma^* p \rightarrow VMp$ [31, 32] et le processus de diffusion Compton à haute virtualité $\gamma^* p \rightarrow \gamma p$.

Le recours au formalisme des GPD pour rigoureusement décrire ces processus peut être compris intuitivement. La mise sur sa couche de masse du photon dans le cas du processus DVCS et de la paire $q\bar{q}$ dans le cas de l'électroproduction d'un méson vecteur nécessite une différence entre les fractions d'impulsion longitudinale transportées par l'échange diffractif entrant et sortant du proton. Cette différence se traduit par l'existence d'une corrélation entre états partoniques distincts au sein de l'état lié qui est, de par la nature exclusive de l'état final envisagé, conservée après interaction. Le choix du processus DVCS pour accéder à l'information contenue dans les GPD présente différents avantages sur la production diffractive de mésons vecteurs. On note premièrement que les prédictions théoriques relatives à cette dernière sont entachées par l'incertitude sur la paramétrisation de la fonction d'onde non-perturbative du méson vecteur alors que dans le cas du processus DVCS, la contribution associée à la partie non-ponctuelle de la fonction d'onde du photon final réel, semblable à la fonction d'onde décrivant un méson vecteur, est sous-dominante dans le cadre du régime asymptotique de Björken. On note deuxièmement que le processus DVCS donne lieu à un état final identique à celui du processus purement électromagnétique de Bethe-Heitler pour lequel le photon est émis par l'électron incident ou diffusé. Les deux processus donnent par conséquent lieu à un terme d'interférence dans la section efficace

de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ qui permet d'accéder aux parties réelle et imaginaire de l'amplitude DVCS plutôt qu'à son module. Ces deux avantages brièvement introduits ici seront précisés ultérieurement. Cela étant, on aborde à présent le théorème de factorisation qui autorise la description du processus DVCS dans le cadre de la QCD perturbative en discutant la différence existant entre ce dernier et celui relatif à la production diffractive de mésons vecteurs.

3.2 Le théorème de factorisation du processus DVCS

Le théorème de factorisation du processus DVCS [33,34], tout comme celui relatif à l'électroproduction diffractive de mésons vecteurs [35,36] produits par un photon virtuel longitudinalement polarisé, est démontré dans l'approximation colinéaire, valable lorsque la physique située au voisinage du cône de lumière fournit la contribution la plus importante à l'amplitude de diffusion et que les contributions dans les directions transverses peuvent être négligées. Le cadre de travail permettant d'établir la factorisation de ces deux processus est donc identique à celui utilisé pour établir la factorisation du processus DIS, à cette différence près que la factorisation du processus DIS est définie au niveau de la section efficace inclusive tandis que celle relative au processus DVCS et à la production diffractive de mésons vecteurs est définie au niveau de l'amplitude de diffusion. Le diagramme du membre de gauche de l'égalité présentée sur la figure 3.1 illustre l'amplitude du processus DVCS $\gamma^* p \rightarrow \gamma p$ dans laquelle on désigne respectivement par p et p' les quadri-impulsions des protons incident et diffusé et par q et q' celles du photon virtuel incident et du photon final réel.

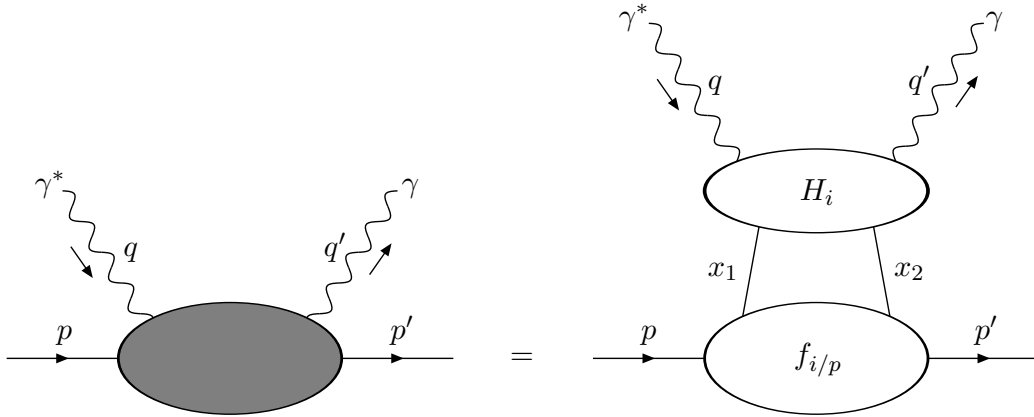


FIG. 3.1 – Illustration du théorème de factorisation de l'amplitude du processus DVCS $\gamma^* p \rightarrow \gamma p$.

La virtualité du photon incident est donnée par $Q^2 = -q^2$, la masse du proton est notée M et la variable x_b de Björken est définie comme précédemment au travers de la relation :

$$x_b = \frac{Q^2}{2p \cdot q} = \frac{Q^2}{2M\nu}. \quad (3.3)$$

Le carré du transfert de quadri-impulsion au vertex du proton, t , est quant à lui fourni par l'expression :

$$t = (p' - p)^2 = \Delta^2. \quad (3.4)$$

La région de l'espace des phases dans laquelle l'approximation colinéaire est satisfaite correspond au régime asymptotique de Björken défini par les conditions suivantes sur les invariants Q^2 , ν , x_b et t :

$$\begin{aligned} Q^2 &\rightarrow \infty, \\ \nu &\rightarrow \infty, \\ x_b &\text{ fixé}, \\ -t &\ll Q^2. \end{aligned} \quad (3.5)$$

Le domaine de validité du théorème de factorisation du processus DVCS est donc identique à celui du processus DIS, l'énergie et la virtualité caractérisant l'interaction devant croître à un même rythme vers des valeurs arbitrairement grandes, à l'exception de la condition sur la variable t , absente de la cinématique du processus DIS, qui requiert que le carré du transfert de quadri-impulsion au vertex du proton demeure faible devant la virtualité du photon échangé. On note que la démonstration formulée dans la référence [33] s'applique aussi bien au processus DVCS $\gamma^* p \rightarrow \gamma p$ pour lequel le photon final est réel ($q'^2 = 0$) qu'au processus de double diffusion Compton à haute virtualité ou DDVCS (Double Deeply Virtual Compton Scattering), $\gamma^* p \rightarrow \gamma^* p$, pour lequel le photon diffusé est de genre temps ($q'^2 > 0$) et donne naissance à une paire de leptons dans l'état final, le DDVCS contribuant ainsi à la réaction $ep \rightarrow epl^+l^-$. L'étude de ce processus ne faisant pas l'objet de ce travail, on limite ici les résultats présentés dans la référence [33] au cas d'un photon final réel. On note encore que le théorème de factorisation demeure valable lorsque l'état final contient un état excité de faible masse invariante en lieu et place du proton diffusé. En se plaçant dans le référentiel de Breit dont la direction de l'axe z est définie par l'axe de la collision $\gamma^* p$ et le sens par celui de la propagation du proton, les quadri-impulsions p, q, q' et Δ décrivant la cinématique du processus DVCS s'écrivent, en terme des coordonnées du cône de lumière et en négligeant les termes d'ordre M/Q :

$$p = (p^+, p^-, \vec{p}_T) = (p^+, \frac{M^2}{2p^+}, \vec{0}), \quad (3.6)$$

$$q = (q^+, q^-, \vec{q}_T) = (-x_b p^+, \frac{Q^2}{2x_b p^+}, \vec{0}), \quad (3.7)$$

$$q' = (q'^+, q'^-, \vec{q}'_T) = (x_b p^+ \frac{\Delta_T^2}{Q^2}, \frac{Q^2}{2x_b p^+}, \vec{\Delta}_T), \quad (3.8)$$

$$\Delta = (\Delta^+, \Delta^-, \vec{\Delta}_T) = (-x_b p^+, \frac{\Delta_T^2 + M^2 x_b}{2(1-x_b)p^+}, \vec{\Delta}_T). \quad (3.9)$$

Dans ce référentiel, les composantes $+$ des quadri-impulsions sont élevées ($p^+ \propto Q$) tandis que les composantes $-$ sont faibles. La variable x_b de Björken s'identifie quant à elle à la fraction d'impulsion longitudinale transférée du proton au photon diffusé, $\Delta^+ = -x_b p^+$. Le théorème de factorisation de l'amplitude du processus DVCS, \mathcal{T}_{DVCS} , qu'illustre la figure 3.1 s'énonce alors au travers de la relation :

$$\mathcal{T}_{DVCS} = \sum_i \int_{-1+x_b}^1 dx_1 f_{i/p}(x_1, x_2, t, \mu) H_i \left(\frac{x_1}{x_b}, \frac{x_2}{x_b}, \mu \right) + \mathcal{O} \left(\left(\frac{M}{Q} \right)^n, \left(\frac{\sqrt{-t}}{Q} \right)^n \right) \quad (n \geq 3) \quad (3.10)$$

dans laquelle les quantités $f_{i/p}$ constituent des distributions partoniques généralisées ou GPD encore appelées fonctions de distribution partonique non-diagonales tandis que les quantités H_i correspondent aux coefficients de diffusion associés à l'interaction dure entre le photon virtuel et le parton de type i . La variable x_1 représente la fraction d'impulsion longitudinale transportée par le parton sortant du proton, la variable x_2 représentant quant à elle la fraction d'impulsion longitudinale transportée par le parton entrant. La différence entre les fractions x_1 et x_2 s'identifie à la variable x_b de Björken, $x_b = x_1 - x_2$, dont la valeur fournit dès lors une mesure de l'asymétrie d'impulsion ou skewing existant entre les partons sortant et entrant. La quantité μ désigne l'échelle de factorisation dont l'introduction permet de réorganiser le développement perturbatif en séparant le régime dur de l'interaction au niveau partonique caractérisé par l'échelle Q^2 du régime mou des interactions internes au proton caractérisé par l'échelle M^2 . Les coefficients H_i regroupent les contributions associées à la diffusion au niveau partonique qui sont uniquement soumises à la physique à courte portée et sont dès lors calculables à tout ordre du développement perturbatif. Les distributions partoniques généralisées $f_{i/p}$ contiennent quant à elles l'ensemble des contributions soumises à la physique à longue portée et décrivent ainsi la dynamique non-perturbative régnant au sein du proton dans le régime cinématique du DVCS caractérisé par des valeurs de t et de $x_1 - x_2$ non nulles. Ces distributions correspondent d'un point de vue formel à la transformée de Fourier des éléments de matrice d'opérateurs bilocaux renormalisés de

twist 2, un opérateur de twist 2 étant un opérateur faisant uniquement intervenir dans sa définition deux champs élémentaires de la théorie. Le caractère bilocal résulte du fait que les champs sont séparés l'un de l'autre par une distance y^- sur le cône de lumière au voisinage duquel ils sont définis. Les éléments de matrice sont en outre non-diagonaux puisque définis entre des états du proton $|p\rangle$ et $|p'\rangle$ de quadri-impulsions différentes.

Pour définir les distributions partoniques généralisées, on désigne par $\psi(y)$ la fonction d'onde d'un quark et par $G_{\mu\nu}(y)$ le tenseur de force associé à l'interaction de couleur et défini par la relation 1.45, le quadri-vecteur position y étant exprimé en terme de ses composantes (y^+, y^-, \vec{y}_T) sur le cône de lumière. On introduit le vecteur de genre lumière $n = (1, 0, 0, -1)/\sqrt{2}$ à partir duquel on définit les composantes $+$ de la matrice γ et du tenseur $G_{\mu\nu}$:

$$\gamma^+ = n_\mu \gamma^\mu, \quad (3.11)$$

$$G_\mu^+ = G_{\mu\nu} n^\nu. \quad (3.12)$$

Les distributions partoniques généralisées $f_{q/p}$ et $f_{g/p}$ respectivement associées aux distributions de quarks et de gluons indépendantes de l'hélicité sont alors données par les relations [33] :

$$f_{q/p}(x_1, x_2, t, \mu) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dy^-}{4\pi} e^{-ix_2 p^+ y^-} \langle p | \bar{\psi}(0, y^-, \vec{0}) \gamma^+ \mathcal{P} \psi(0) | p' \rangle, \quad (3.13)$$

$$f_{g/p}(x_1, x_2, t, \mu) = - \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dy^-}{2\pi} \frac{1}{x_1 x_2 p^+} e^{-ix_2 p^+ y^-} \langle p | G^{+\mu}(0, y^-, \vec{0}) \mathcal{P} G_\mu^+(0) | p' \rangle \quad (3.14)$$

dans lesquelles l'invariance de jauge des produits d'opérateurs est assurée par la connexion \mathcal{P} définie par l'intégrale de chemin ordonnée du champ de couleur le long d'une courbe \mathcal{C} joignant les positions des deux opérateurs :

$$\mathcal{P} = P \left(e^{-i \int_{\mathcal{C}} A \cdot dl} \right). \quad (3.15)$$

Les équations d'évolution des GPD en fonction de l'échelle de factorisation μ seront précisées ultérieurement. On formule maintenant deux remarques avant de clôturer cette section. Le théorème de factorisation relatif à la production diffractive de mésons vecteurs [35, 36] est similaire à celui du processus DVCS, à cette différence près que la fonction d'onde $\phi_{VM}(z, \mu)$ caractérisant le méson vecteur apparaît explicitement dans le théorème de factorisation. La variable z désigne ici la fraction d'impulsion longitudinale emportée par l'un des quarks de la paire qui forme le méson vecteur et l'échelle de factorisation μ permet de séparer le régime dur de la diffusion au niveau partonique du régime non-perturbatif caractérisant la dynamique interne du méson vecteur. La fonction d'onde $\phi_{VM}(z, \mu)$ est généralement paramétrisée par une fonction gaussienne [31, 32], son évolution en fonction de l'échelle μ étant ensuite fournie par une équation de type DGLAP. L'existence de cette deuxième grandeur non-perturbative au sein du théorème de factorisation engendre des incertitudes supplémentaires sur les prédictions théoriques absentes dans le cas du processus DVCS. La contribution associée à la partie non-ponctuelle de la fonction d'onde du photon final réel est en effet d'ordre M/Q par rapport à la contribution associée au photon direct [33] qui est dès lors la seule à subsister dans l'expression du théorème de factorisation présenté sur la figure 3.1.

La deuxième remarque consiste à mettre l'accent sur la différence existant entre les théorèmes de factorisation des processus DIS et DVCS. Le théorème de factorisation du processus DIS est défini au niveau de la section efficace réduite inclusive $\sigma(\gamma^* p \rightarrow X)$ qui est reliée au travers du théorème optique, ainsi qu'on l'a vu dans la section 2.1.2, à la partie imaginaire de l'amplitude du processus $\gamma^* p \rightarrow \gamma^* p$ connu sous le nom de diffusion Compton à l'avant :

$$\sigma(\gamma^* p \rightarrow X) \propto \text{Im} \mathcal{T}(\gamma^* p \rightarrow \gamma^* p). \quad (3.16)$$

Le théorème de factorisation du processus DVCS est quant à lui défini au niveau de l'amplitude de diffusion, la section efficace du processus DVCS étant proportionnelle au carré de cette dernière :

$$\sigma(\gamma^* p \rightarrow \gamma p) \propto |\mathcal{T}(\gamma^* p \rightarrow \gamma p)|^2. \quad (3.17)$$

Il en résulte que si le processus DIS permet d'accéder directement à la mesure de la partie imaginaire de l'amplitude Compton à l'avant, le processus DVCS ne permet quant à lui de déterminer que le module de l'amplitude $\gamma^* p \rightarrow \gamma p$. On note également que la section efficace du processus DVCS fait par conséquent intervenir des combinaisons de produits des GPD alors que la section efficace du processus DIS est directement proportionnelle aux densités de partons des fonctions de distribution partonique classiques. L'accès aux parties réelle et imaginaire de l'amplitude du processus DVCS est néanmoins possible au travers de la mesure du terme d'interférence entre les processus DVCS et BH présent dans la section efficace de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$. En désignant par \mathcal{T}_{DVCS} et \mathcal{T}_{BH} les amplitudes de diffusion associées aux processus DVCS et BH, la section efficace σ de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ est proportionnelle au carré de l'amplitude $\mathcal{T} = \mathcal{T}_{DVCS} + \mathcal{T}_{BH}$ et donnée par la relation :

$$\sigma \propto |\mathcal{T}_{DVCS}|^2 + |\mathcal{T}_{BH}|^2 + \mathcal{T}_{DVCS}^* \mathcal{T}_{BH} + \mathcal{T}_{DVCS} \mathcal{T}_{BH}^*, \quad (3.18)$$

$$\propto |\mathcal{T}_{DVCS}|^2 + |\mathcal{T}_{BH}|^2 + \mathcal{I} \quad (3.19)$$

dans laquelle la grandeur \mathcal{I} désigne le terme d'interférence entre les deux processus. La stratégie suivie pour déterminer la quantité \mathcal{I} consiste alors à réaliser la mesure d'observables dans lesquelles les contributions directes des processus DVCS et BH sont identiques et où seule diffère la contribution du terme d'interférence. De telles observables sont par exemple données par les asymétries de charge [37] et d'hélicité [38] de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$. En se plaçant dans le référentiel où le proton incident est au repos et dont la direction et le sens négatif de l'axe z sont définis par l'impulsion du photon virtuel et en notant ϕ l'angle formé dans ce référentiel par le plan contenant les électrons incident et diffusé et celui contenant le proton diffusé et le photon final réel, on définit l'asymétrie de spin ou SSA (Single Spin Asymmetry) au travers de la relation [40] :

$$SSA = \frac{2 \int_0^{2\pi} d\phi \sin(\phi) (d\sigma^\uparrow - d\sigma^\downarrow)}{\int_0^{2\pi} d\phi (d\sigma^\uparrow + d\sigma^\downarrow)} \quad (3.20)$$

dans laquelle les quantités $d\sigma^\uparrow$ et $d\sigma^\downarrow$ font référence aux sections efficaces de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ pour lesquelles la polarisation longitudinale du faisceau de leptons incidents est respectivement orientée dans le sens de leur propagation ou opposée à ce dernier. On définit également dans ce référentiel l'asymétrie de charge ou CA (Charge Asymmetry) au travers de la relation [40] :

$$CA = \frac{2 \int_0^{2\pi} d\phi \cos(\phi) (d\sigma^+ - d\sigma^-)}{\int_0^{2\pi} d\phi (d\sigma^+ + d\sigma^-)} \quad (3.21)$$

dans laquelle les quantités $d\sigma^+$ et $d\sigma^-$ font référence aux sections efficaces non polarisées de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ respectivement associées à un faisceau de positons et d'électrons incidents. On montre [40] que les deux observables CA et SSA permettent respectivement d'accéder aux parties réelle et imaginaire de l'amplitude de diffusion du processus DVCS :

$$SSA \propto \text{Im } \mathcal{T}_{DVCS}, \quad (3.22)$$

$$CA \propto \text{Re } \mathcal{T}_{DVCS}. \quad (3.23)$$

Ces deux grandeurs ont été initialement mesurées par des expériences sur cible fixe telles CLAS et HERMES [37, 38] et ce n'est que récemment que la mesure préliminaire de l'asymétrie de charge CA a été réalisée par l'expérience H1 [39], permettant ainsi d'accéder au comportement de la partie réelle de l'amplitude du processus DVCS dans un domaine cinématique correspondant à des énergies et des

virtualités plus élevées. On note que le passage du référentiel de H1 à celui dans lequel le proton est au repos est cependant source d'incertitude sur la détermination de l'angle ϕ absente des mesures réalisées par CLAS ou HERMES, le référentiel de la collision coïncidant dans leur cas au référentiel où le proton est au repos.

Ces deux remarques relatives à la comparaison des théorèmes de factorisation et à la mesure de l'amplitude du processus DVCS étant formulées, on aborde à présent le processus DVCS à l'ordre dominant du développement perturbatif.

3.3 Le processus DVCS à l'ordre dominant

L'amplitude du processus DVCS à l'ordre dominant du développement perturbatif est représentée par la somme des deux diagrammes de la figure 3.2 dans lesquels l'interaction dure au niveau partonique correspond à la diffusion d'un photon virtuel par le quark au travers du processus $\gamma^*q \rightarrow \gamma q$. On désigne respectivement par p et p' les quadri-impulsions des protons incident et diffusé et par q et q' les quadri-impulsions du photon virtuel incident et du photon final réel. La cinématique du processus de diffusion est alors décrite en adoptant la convention de Ji [41] qui consiste à formuler le transfert de quadri-impulsion au vertex du proton d'un point de vue symétrique. On introduit pour cela la quadri-impulsion P définie comme la moyenne des quadri-impulsions p et p' , $P = (p + p')/2$. En désignant comme précédemment par Δ le transfert de quadri-impulsion au vertex du proton, $\Delta = p' - p$, les quadri-impulsions p et p' peuvent être réécrites sous la forme $p = P - \Delta/2$ et $p' = P + \Delta/2$. Les quadri-impulsions transportées par les quarks sortant et rentrant sont alors notées $k - \Delta/2$ et $k + \Delta/2$.

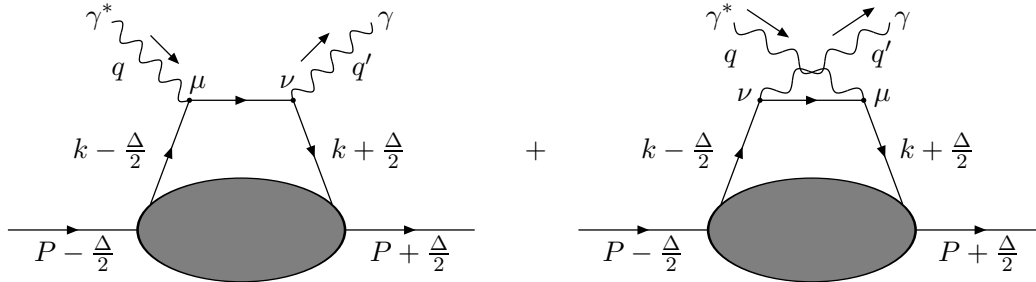


FIG. 3.2 – Amplitude du processus DVCS à l'ordre dominant du développement perturbatif.

Il est ensuite intéressant pour exprimer la cinématique de se placer dans un référentiel dont la direction de l'axe z est parallèle à l'impulsion du photon virtuel ainsi qu'à celle transportée par la quadri-impulsion moyenne P , son sens étant défini par celui de l'impulsion transportée par P :

$$P = (P_0, \vec{0}, P_3), \quad (3.24)$$

$$q = (q_0, \vec{0}, q_3). \quad (3.25)$$

Dans ce référentiel, les impulsions transverses des protons incident et diffusé vérifient la relation :

$$\vec{p}_T = -\vec{p}'_T. \quad (3.26)$$

On introduit alors deux quadri-vecteurs de genre lumière \tilde{p} et n respectivement orientés dans le sens des z positifs et des z négatifs et que l'on choisit d'écrire sous la forme :

$$\tilde{p} = \frac{P^+}{\sqrt{2}}(1, \vec{0}, 1), \quad (3.27)$$

$$n = \frac{1}{\sqrt{2}P^+}(1, \vec{0}, -1). \quad (3.28)$$

Ces derniers vérifient les conditions $n^2 = \tilde{p}^2 = 0$ et $n \cdot \tilde{p} = 1$ et sont utilisés pour décomposer un quadri-vecteur v donné au travers de la relation :

$$v = (v \cdot n) \tilde{p} + (v \cdot \tilde{p}) n + \vec{v}_T. \quad (3.29)$$

En se plaçant dans le cadre du régime de Björken défini par les relations 3.5, les quadri-impulsions P , q , Δ et q' définissant la cinématique du processus DVCS s'écrivent alors dans le référentiel choisi [42] :

$$P = \tilde{p} + \frac{\bar{m}^2}{2} n, \quad (3.30)$$

$$q = -2\xi \tilde{p} + \frac{Q^2}{4\xi} n, \quad (3.31)$$

$$\Delta = -2\xi \tilde{p} + \xi \bar{m}^2 n + \vec{\Delta}_T, \quad (3.32)$$

$$q' = \left(\frac{Q^2}{4\xi} - \xi \bar{m}^2 \right) n - \vec{\Delta}_T, \quad (3.33)$$

les grandeurs \bar{m}^2 et ξ intervenant dans ces expressions étant fournies par les relations :

$$\bar{m}^2 = M^2 - \frac{t}{4}, \quad (3.34)$$

$$\xi = \frac{x_b}{2 - x_b}, \quad (3.35)$$

dans lesquelles $t = \Delta^2$ définit comme précédemment le carré du transfert de quadri-impulsion au vertex du proton. On constate que la variable ξ remplit un rôle sensiblement identique, dans le cadre de la description du processus DVCS, à celui que remplit la variable x_b de Björken dans le cadre de la description du processus DIS. En remarquant que $\Delta \cdot n = -2\xi = \Delta^+/P^+$, elle s'interprète comme la fraction d'impulsion longitudinale moyenne transportée par le transfert de quadri-impulsion Δ :

$$\Delta^+ = -2\xi P^+ \simeq -x_b P^+, \quad (3.36)$$

la dernière égalité étant satisfaite dans le domaine des faibles valeurs de la variable de Björken. On montre en outre que la fraction d'impulsion longitudinale ξ est comprise dans l'intervalle [42] :

$$0 < \xi < \frac{\sqrt{-t}}{2\bar{m}} < 1. \quad (3.37)$$

On introduit à ce stade la fraction d'impulsion longitudinale x transportée par la quadri-impulsion indéterminée de la boucle, k , au travers de la relation :

$$k^+ = x P^+. \quad (3.38)$$

Les quadri-impulsions des quarks sortant et rentrant peuvent alors se réécrire en terme des fractions d'impulsion longitudinale x et ξ . On obtient respectivement :

$$k^+ - \frac{\Delta^+}{2} = (x + \xi) P^+, \quad (3.39)$$

$$k^+ + \frac{\Delta^+}{2} = (x - \xi) P^+. \quad (3.40)$$

La quantité $2\xi \simeq x_b$ apparaît dès lors comme une mesure de l'asymétrie d'impulsion ou skewing existant entre les partons sortant et rentrant. On note encore que la fraction d'impulsion longitudinale x caractérisant la quadri-impulsion indéterminée k est comprise dans l'intervalle :

$$-1 < x < 1. \quad (3.41)$$

La cinématique étant précisée, on peut maintenant aborder l'expression du tenseur $H_{DVCS}^{\mu\nu}$ représenté par la somme des deux diagrammes de la figure 3.2 et caractérisant l'amplitude de diffusion. En désignant respectivement par μ et par ν les indices de polarisation du photon virtuel incident et du photon final réel, on obtient [43] en recourant aux règles de Feynman :

$$H_{DVCS}^{\mu\nu} = i \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \text{tr} \left[\left[\gamma^\nu \frac{i}{(x+\xi) \not{p} + \not{q} + i\varepsilon} \gamma^\mu + \gamma^\mu \frac{i}{(x-\xi) \not{p} - \not{q} + i\varepsilon} \gamma^\nu \right] M^q(x, \xi, t) \right]. \quad (3.42)$$

La matrice de densité de quarks $M^q(x, \xi, t)$ apparaissant dans cette relation contient l'ensemble de l'information relative à la partie non-perturbative du processus de diffusion et décrit par conséquent la dynamique interne du proton dans le régime cinématique caractérisé par des valeurs non nulles de ξ et de t . Elle correspond à la transformée de Fourier des éléments de matrice non-diagonaux du produit des champs $\psi^q(\frac{y}{2})$ et $\bar{\psi}^q(-\frac{y}{2})$ associés aux quarks sortant et rentrant, ces derniers étant situés sur le cône de lumière dans la direction définie par le quadri-vecteur n ($\vec{y}_T = \vec{0}$, $y^+ = 0$). En désignant par α et β ses indices de Dirac et en se plaçant dans une jauge axiale ($A^+ = 0$) dans laquelle la connexion de Wilson est égale à l'unité, la matrice $M^q(x, \xi, t)$ est alors donnée par l'expression [34] :

$$M_{\alpha\beta}^q(x, \xi, t) = P^+ \int \frac{dy^-}{2\pi} e^{ixP^+y^-} \langle p' | \bar{\psi}_\beta^q \left(-\frac{y}{2} \right) \psi_\alpha^q \left(\frac{y}{2} \right) | p \rangle \Big|_{y^+=0, \vec{y}_T=\vec{0}}. \quad (3.43)$$

L'étape suivante consiste à décomposer la matrice de densité de quarks en négligeant les termes correspondant à des contributions de twist supérieur dans le calcul de l'amplitude de diffusion, les seules matrices intervenant dans la décomposition étant alors \not{p} et $\gamma_5 \not{p}$ [34] :

$$M_{\alpha\beta}^q(x, \xi, t) = \frac{1}{2} F^q(x, \xi, t) \not{p}_{\alpha\beta} + \frac{1}{2} \tilde{F}^q(x, \xi, t) (\gamma_5 \not{p})_{\alpha\beta}. \quad (3.44)$$

Le problème consiste à présent à déterminer les coefficients $F^q(x, \xi, t)$ et $\tilde{F}^q(x, \xi, t)$. La fonction $F^q(x, \xi, t)$ s'obtient en multipliant les relations 3.43 et 3.44 par la quantité $\not{p}_{\beta\alpha}$ et en sommant sur les indices de Dirac α et β . En remarquant que $\not{p} = \gamma^+ / P^+$, on obtient ainsi pour l'expression 3.43 :

$$\sum_{\alpha, \beta} \not{p}_{\beta\alpha} M_{\alpha\beta}^q(x, \xi, t) = \int \frac{dy^-}{2\pi} e^{ixP^+y^-} \langle p' | \bar{\psi}^q \left(-\frac{y}{2} \right) \gamma^+ \psi^q \left(\frac{y}{2} \right) | p \rangle \Big|_{y^+=0, \vec{y}_T=\vec{0}}. \quad (3.45)$$

Pour l'égalité 3.44, on utilise les propriétés des traces des matrices de Dirac $\text{tr}(\gamma_\mu \gamma_\nu) = 4g_{\mu\nu}$ et $\text{tr}(\gamma_\mu \gamma_5 \gamma_\nu) = 0$ ainsi que la relation $n \cdot \not{p} = 1$. On obtient ainsi successivement :

$$\begin{aligned} \sum_{\alpha, \beta} \not{p}_{\beta\alpha} M_{\alpha\beta}^q(x, \xi, t) &= \frac{1}{2} F^q(x, \xi, t) \sum_{\alpha, \beta} \not{p}_{\beta\alpha} \not{p}_{\alpha\beta} + \frac{1}{2} \tilde{F}^q(x, \xi, t) \sum_{\alpha, \beta} \not{p}_{\beta\alpha} (\gamma_5 \not{p})_{\alpha\beta}, \\ &= \frac{1}{2} F^q(x, \xi, t) n^\mu \not{p}^\nu \text{tr}(\gamma_\mu \gamma_\nu) + \frac{1}{2} \tilde{F}^q(x, \xi, t) n^\mu \not{p}^\nu \text{tr}(\gamma_\mu \gamma_5 \gamma_\nu), \\ &= 2 F^q(x, \xi, t). \end{aligned} \quad (3.46)$$

La comparaison des égalités 3.45 et 3.46 fournit l'expression de la fonction $F^q(x, \xi, t)$ et l'on a :

$$F^q(x, \xi, t) = \frac{1}{2} \int \frac{dy^-}{2\pi} e^{ixP^+y^-} \langle p' | \bar{\psi}^q \left(-\frac{y}{2} \right) \gamma^+ \psi^q \left(\frac{y}{2} \right) | p \rangle \Big|_{y^+=0, \vec{y}_T=\vec{0}}. \quad (3.47)$$

Cette forme bilinéaire définie par les éléments de matrice de la matrice γ de Dirac prise entre les deux champs spinoriels ψ^q et $\bar{\psi}^q$ respectivement associés aux quarks sortant et rentrant peut être décomposée en recourant aux identités de Fierz [44] en une combinaison linéaire de produits des deux spineurs $u(p)$ et $\bar{u}(p')$ respectivement associés aux protons incident et diffusé. En négligeant comme précédemment les

termes correspondant à des contributions de twist supérieur dans le calcul de l'amplitude de diffusion, la fonction $F^q(x, \xi, t)$ est alors finalement donnée par la relation [45] :

$$F^q(x, \xi, t) = \frac{1}{2P^+} \left[H^q(x, \xi, t) \bar{u}(p') \gamma^+ u(p) + E^q(x, \xi, t) \bar{u}(p') \frac{i\sigma^{+\alpha} \Delta_\alpha}{2M} u(p) \right] \quad (3.48)$$

dans laquelle $\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$ et $\sigma^{+\nu} = \frac{i}{2}[\gamma^+, \gamma^\nu] = P^+ n_\mu \sigma^{\mu\nu}$. Les fonctions $H^q(x, \xi, t)$ et $E^q(x, \xi, t)$ apparaissant dans cette expression constituent les distributions partoniques généralisées dans le formalisme de Ji [41], encore appelées distributions partoniques dans le régime non à l'avant ou OFPD (Off-Forward Parton Distributions). Elles correspondent aux distributions de quarks non-polarisées, c'est-à-dire moyennées sur les hélicités. La contribution de la fonction $H^q(x, \xi, t)$ à l'amplitude de diffusion correspond à une interaction dans laquelle l'hélicité du proton est conservée, tandis que la contribution de la fonction $E^q(x, \xi, t)$ autorise une modification de l'hélicité du proton suite à l'échange de quadri-impulsion Δ . Les variables x et ξ en lesquelles ces fonctions dépendent sont reliées aux variables x_1 et x_2 des distributions partoniques généralisées dans le formalisme de Collins et Freund - précédemment introduites dans le théorème de factorisation [33] - au travers des transformations :

$$x_1 = \frac{x + \xi}{1 + \xi}, \quad x_2 = \frac{x - \xi}{1 + \xi}. \quad (3.49)$$

La relation existant entre les fonctions $f_{q/p}(x_1, x_2, t)$ et $F^q(x, \xi, t)$ est alors simplement donnée par [41] :

$$F^q(x, \xi, t) = f_{q/p} \left(x_1 = \frac{x + \xi}{1 + \xi}, x_2 = \frac{x - \xi}{1 + \xi}, t \right). \quad (3.50)$$

Il reste maintenant à déterminer la fonction $\tilde{F}^q(x, \xi, t)$ intervenant dans le développement de la matrice de densité de quarks. Le raisonnement qui le permet est similaire à celui utilisé ci-dessus et la fonction $\tilde{F}^q(x, \xi, t)$ s'obtient à présent en multipliant les relations 3.43 et 3.44 par la quantité $(\not{n}\gamma_5)_{\beta\alpha}$ et en sommant sur les indices de Dirac α et β . En recourant aux mêmes propriétés des traces que précédemment et en notant que $\gamma_5^2 = \mathbb{I}$, on obtient aisément pour l'expression de la fonction recherchée [34] :

$$\tilde{F}^q(x, \xi, t) = \frac{1}{2} \int \frac{dy^-}{2\pi} e^{ixP^+y^-} \langle p' | \bar{\psi}^q \left(-\frac{y}{2} \right) \gamma^+ \gamma_5 \psi^q \left(\frac{y}{2} \right) | p \rangle \Big|_{y^+=0, \vec{y}_T=\vec{0}}. \quad (3.51)$$

Cette forme bilinéaire peut à nouveau être décomposée en recourant aux identités de Fierz en une combinaison linéaire de produits des deux spineurs $u(p)$ et $\bar{u}(p')$. En continuant à négliger les termes donnant lieu à des contributions de twist supérieur dans le calcul de l'amplitude de diffusion, la fonction $\tilde{F}^q(x, \xi, t)$ est alors donnée par la relation [45] :

$$\tilde{F}^q(x, \xi, t) = \frac{1}{2P^+} \left[\tilde{H}^q(x, \xi, t) \bar{u}(p') \gamma^+ \gamma_5 u(p) + \tilde{E}^q(x, \xi, t) \bar{u}(p') \frac{\gamma_5 \Delta^+}{2M} u(p) \right]. \quad (3.52)$$

Les fonctions $\tilde{H}^q(x, \xi, t)$ et $\tilde{E}^q(x, \xi, t)$ apparaissant dans cette expression constituent les distributions partoniques généralisées correspondant aux distributions de quarks polarisées, c'est-à-dire faisant intervenir dans leurs définitions une différence entre les états d'hélicité gauche et droite. La contribution de la fonction $\tilde{H}^q(x, \xi, t)$ à l'amplitude de diffusion correspond comme précédemment à une interaction dans laquelle l'hélicité du proton est conservée, tandis que la contribution de la fonction $\tilde{E}^q(x, \xi, t)$ autorise à nouveau une modification de l'hélicité du proton. On dispose à présent de l'ensemble des ingrédients permettant de formuler l'expression de la matrice de densité de quarks en se basant uniquement sur les symétries de la théorie. En notant que $\not{\beta} = P^+ \gamma^-$, la relation exprimant la matrice $M^q(x, \xi, t)$ en terme des quatre distributions partoniques généralisées est ainsi finalement donnée par [42] :

$$\begin{aligned} M_{\alpha\beta}^q(x, \xi, t) &= \frac{1}{4} \left[(\gamma^-)_{\alpha\beta} \left[H^q(x, \xi, t) \bar{u}(p') \gamma^+ u(p) + E^q(x, \xi, t) \bar{u}(p') \frac{i\sigma^{+\alpha} \Delta_\alpha}{2M} u(p) \right] \right. \\ &\quad \left. + (\gamma_5 \gamma^-)_{\alpha\beta} \left[\tilde{H}^q(x, \xi, t) \bar{u}(p') \gamma^+ \gamma_5 u(p) + \tilde{E}^q(x, \xi, t) \bar{u}(p') \frac{\gamma_5 \Delta^+}{2M} u(p) \right] \right]. \end{aligned} \quad (3.53)$$

L'introduction de la relation 3.44 dans l'expression 3.42 du tenseur $H_{DVCS}^{\mu\nu}$ associé à l'amplitude de diffusion fournit pour ce dernier l'expression :

$$H_{DVCS}^{\mu\nu} = -g_T^{\mu\nu} \int_{-1}^{+1} dx C(x, \xi) F^q(x, \xi, t) - i \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \tilde{p}_\alpha n_\beta \int_{-1}^{+1} dx \tilde{C}(x, \xi) \tilde{F}^q(x, \xi, t) \quad (3.54)$$

dans laquelle les composantes $g_T^{\mu\nu}$ du tenseur métrique transverse sont définies par la relation :

$$g_T^{\mu\nu} = g^{\mu\nu} - \tilde{p}^\mu n^\nu - n^\mu \tilde{p}^\nu = \text{diag}(0, -1, -1, 0)^{\mu\nu}, \quad (3.55)$$

les noyaux $C(x, \xi)$ et $\tilde{C}(x, \xi)$ associés à la diffusion dure au niveau partonique étant donnés par :

$$C(x, \xi) = \frac{1}{x - \xi + i\varepsilon} + \frac{1}{x + \xi - i\varepsilon}, \quad (3.56)$$

$$\tilde{C}(x, \xi) = \frac{1}{x - \xi + i\varepsilon} - \frac{1}{x + \xi - i\varepsilon}. \quad (3.57)$$

En remplaçant ensuite les fonctions $F^q(x, \xi, t)$ et $\tilde{F}^q(x, \xi, t)$ par leurs expressions respectives, on obtient finalement pour l'expression du tenseur $H_{DVCS}^{\mu\nu}$ [41–43] :

$$\begin{aligned} H_{DVCS}^{\mu\nu} = & - \frac{1}{2} g_T^{\mu\nu} \int_{-1}^{+1} dx C(x, \xi) \left[H^q(x, \xi, t) \bar{u}(p') \not{n} u(p) + E^q(x, \xi, t) \bar{u}(p') \frac{i\sigma^{\alpha\beta} n_\alpha \Delta_\beta}{2M} u(p) \right] \\ & - \frac{i}{2} \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \tilde{p}_\alpha n_\beta \int_{-1}^{+1} dx \tilde{C}(x, \xi) \left[\tilde{H}^q(x, \xi, t) \bar{u}(p') \not{\gamma}_5 u(p) + \tilde{E}^q(x, \xi, t) \bar{u}(p') \gamma_5 \frac{\Delta \cdot n}{2M} u(p) \right]. \end{aligned} \quad (3.58)$$

On formule trois remarques à propos de l'expression obtenue. Premièrement, si le tenseur $H_{DVCS}^{\mu\nu}$ ainsi déterminé à l'ordre dominant du développement perturbatif respecte l'invariance de jauge vis-à-vis du photon virtuel incident, il la viole cependant vis-à-vis du photon final réel [42] :

$$q_\nu H_{DVCS}^{\mu\nu} = 0, \quad (3.59)$$

$$q'_\mu H_{DVCS}^{\mu\nu} \simeq \Delta_T. \quad (3.60)$$

L'effet que cette violation entraîne sur la détermination de l'amplitude de diffusion correspond à une correction de twist supérieur se comportant en $1/Q^2$ par rapport à la contribution dominante fournie par le tenseur $H_{DVCS}^{\mu\nu}$. Les auteurs de la référence [42] la prennent cependant en considération au travers d'une redéfinition du tenseur $H_{DVCS}^{\mu\nu}$ invariante de jauge par rapport au photon final réel.

On examine deuxièmement le comportement typique des intégrales apparaissant dans l'expression du tenseur $H_{DVCS}^{\mu\nu}$ en recourant au théorème de Cauchy. La relation 3.54 se réécrit alors sous la forme, en désignant par le symbole $\mathcal{P} \int$ la partie principale de l'intégrale de Cauchy [45] :

$$\begin{aligned} H_{DVCS}^{\mu\nu} = & - g_T^{\mu\nu} \left[\mathcal{P} \int_{-1}^{+1} dx \left[\frac{1}{x - \xi} + \frac{1}{x + \xi} \right] F^q(x, \xi, t) - i\pi [F^q(\xi, \xi, t) + F^q(-\xi, \xi, t)] \right] \\ & - i \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \tilde{p}_\alpha n_\beta \left[\mathcal{P} \int_{-1}^{+1} dx \left[\frac{1}{x - \xi} - \frac{1}{x + \xi} \right] \tilde{F}^q(x, \xi, t) - i\pi [\tilde{F}^q(\xi, \xi, t) - \tilde{F}^q(-\xi, \xi, t)] \right]. \end{aligned} \quad (3.61)$$

Cette expression montre que les valeurs des GPD en $x = \pm\xi$ occupent un rôle particulier dans la contribution du tenseur $H_{DVCS}^{\mu\nu}$ à l'amplitude de diffusion. Du point de vue du quark participant au processus dur, le point $x = \xi$ correspond à un quark sortant transportant une fraction d'impulsion longitudinale moyenne égale à 2ξ et à un quark rentrant transportant une fraction d'impulsion longitudinale nulle, le point $x = -\xi$ correspondant quant à lui à un quark sortant transportant une fraction

d'impulsion longitudinale nulle et à un quark rentrant caractérisé par une fraction d'impulsion longitudinale égale à -2ξ .

On s'intéresse troisièmement à l'expression de la contribution principale au tenseur $H_{DVCS}^{\mu\nu}$ dans la limite des faibles valeurs du transfert de quadri-impulsion Δ au vertex du proton. Dans ces conditions, les contributions associées aux distributions partoniques généralisées $E^q(\xi, \xi, t)$ et $\tilde{E}^q(\xi, \xi, t)$ qui autorisent une modification de l'hélicité du proton suite à l'échange de quadri-impulsion Δ peuvent être négligées. La contribution de la GPD $\tilde{H}^q(\xi, \xi, t)$ associée à la distribution de quarks polarisée pouvant être négligée devant celle de la GPD $H^q(\xi, \xi, t)$, l'expression 3.61 du tenseur $H_{DVCS}^{\mu\nu}$ s'écrit alors :

$$H_{DVCS}^{\mu\nu} = -\frac{1}{2} g_T^{\mu\nu} \left[\mathcal{P} \int_{-1}^{+1} dx \left[\frac{1}{x-\xi} + \frac{1}{x+\xi} \right] H^q(x, \xi, t) - i\pi [H^q(\xi, \xi, t) + H^q(-\xi, \xi, t)] \right] \bar{u}(p') \not{n} u(p). \quad (3.62)$$

En remarquant que les GPD sont des fonctions réelles et en admettant que la contribution principale à l'amplitude de diffusion est fournie par la partie imaginaire du tenseur $H_{DVCS}^{\mu\nu}$ [26], on obtient finalement pour l'expression de la contribution principale à l'amplitude du processus DVCS :

$$\text{Im } H_{DVCS}^{\mu\nu} \propto H^q(\xi, \xi, t) + H^q(-\xi, \xi, t). \quad (3.63)$$

Les valeurs de la GPD $H^q(x, \xi, t)$ en $x = \pm\xi$ apportent dès lors la contribution principale à l'amplitude de diffusion du processus DVCS. Pour déterminer l'expression de cette dernière au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$, on désigne respectivement par $u(k)$ et $u(k')$ les spineurs associés aux électrons incident et diffusé de quadri-impulsions k et k' . En notant $\varepsilon(q')$ le quadri-vecteur de polarisation du photon final réel, l'amplitude \mathcal{T}_{DVCS} au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$ est alors donnée par la relation [43] :

$$\mathcal{T}_{DVCS} = \frac{e^3}{Q^2} \bar{u}(k') \gamma^\mu u(k) H_{\mu\nu}^{DVCS} \varepsilon^{\nu*}(q'). \quad (3.64)$$

Amplitude de diffusion du processus de Bethe-Heitler

Pour obtenir l'amplitude de diffusion de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$, il faut maintenant prendre en considération le processus purement électromagnétique de Bethe-Heitler (BH) dans lequel le photon est émis par l'électron incident ou l'électron diffusé. L'amplitude du processus BH à l'ordre dominant du développement perturbatif est représentée par la somme des deux diagrammes de la figure 3.3.

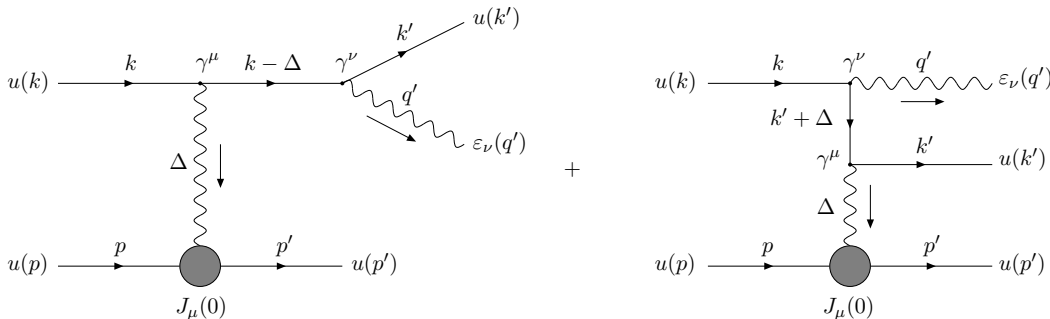


FIG. 3.3 – Amplitude du processus de Bethe-Heitler à l'ordre dominant du développement perturbatif.

Les spineurs associés aux électrons incident et diffusé de quadri-impulsion k et k' sont respectivement notés $u(k)$ et $u(k')$, ceux associés aux protons incident et diffusé de quadri-impulsion p et p' étant respectivement notés $u(p)$ et $u(p')$. La quadri-impulsion du photon virtuel est désignée par $\Delta = p' - p$ et non par q , la quadri-impulsion $q = k - k'$ étant donnée comme précédemment par la différence

entre les quadri-impulsions des électrons incident et diffusé. La quadri-impulsion du photon final réel est désignée par q' , son quadri-vecteur de polarisation étant noté $\varepsilon(q')$. Le quadri-vecteur $J^\mu = \bar{\psi} \gamma^\mu \psi$ où ψ est la fonction d'onde décrivant le proton est quant à lui associé au courant électromagnétique au vertex hadronique. En désignant par m_e la masse de l'électron et en recourant à l'application des règles de Feynman, l'amplitude de diffusion \mathcal{T}_{BH} associée au processus purement électromagnétique de Bethe-Heitler est alors fournie par la relation :

$$\mathcal{T}_{BH} = -e^3 \bar{u}(k') \left[\not{\varepsilon}^*(q') \frac{1}{\not{k} - \not{\Delta} - m_e + i\varepsilon} \gamma^\mu + \gamma^\mu \frac{1}{\not{k}' + \not{\Delta} - m_e + i\varepsilon} \not{\varepsilon}^*(q') \right] u(k) \frac{1}{\Delta^2} \langle p' | J_\mu(0) | p \rangle. \quad (3.65)$$

L'expression de l'élément de matrice $\langle p' | J_\mu(0) | p \rangle$ caractérisant le vertex associé à la diffusion élastique du proton est déterminée en recourant à l'identité de Gordon et donnée par la relation :

$$\langle p' | J_\mu(0) | p \rangle = \bar{u}(p') \left[\gamma_\mu F_1(\Delta^2) + F_2(\Delta^2) \frac{i \sigma_{\mu\nu} \Delta^\nu}{2M} \right] u(p) \quad (3.66)$$

dans laquelle les grandeurs $F_1(\Delta^2)$ et $F_2(\Delta^2)$ désignent respectivement les facteurs de forme électromagnétiques de Dirac et de Pauli associés au proton. La contribution du facteur de forme $F_1(\Delta^2)$ à l'amplitude de diffusion correspond à une interaction dans laquelle l'hélicité du proton est conservée tandis que la contribution du facteur de forme $F_2(\Delta^2)$ autorise une modification de l'hélicité du proton. Les facteurs de forme $F_1(\Delta^2)$ et $F_2(\Delta^2)$ sont reliés aux facteurs de forme électrique et magnétique du proton, $G_E(\Delta^2)$ et $G_M(\Delta^2)$, au travers des relations [46] :

$$G_E(\Delta^2) = F_1(\Delta^2) - \tau F_2(\Delta^2), \quad (3.67)$$

$$G_M(\Delta^2) = F_1(\Delta^2) + F_2(\Delta^2) \quad (3.68)$$

dans lesquelles $\tau = \Delta^2/4M^2$. On montre que dans la limite non-relativiste [47] les densités de charge et de magnétisation du proton sont reliées aux facteurs de forme $G_E(\Delta^2)$ et $G_M(\Delta^2)$. En exprimant les relations 3.67 et 3.68 pour $F_1(\Delta^2)$ et $F_2(\Delta^2)$ et en utilisant l'approximation $G_M(\Delta^2) \simeq \mu_p G_E(\Delta^2)$ dans laquelle $\mu_p = 1 + \kappa_p$ désigne le moment magnétique du proton, on obtient alors pour le rapport entre les facteurs de forme de Pauli et de Dirac l'expression :

$$\frac{F_2(\Delta^2)}{F_1(\Delta^2)} \sim \frac{\kappa_p}{1 + \tau \mu_p} \sim \frac{1.8}{1 + 0.7 \Delta^2}. \quad (3.69)$$

Section efficace de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$

Les amplitudes de diffusion associées aux processus DVCS et BH étant définies, l'amplitude \mathcal{T} associée à la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ est alors donnée par la relation :

$$\mathcal{T} = \mathcal{T}_{DVCS} + \mathcal{T}_{BH} \quad (3.70)$$

et le carré de l'amplitude invariante intervenant dans le calcul de la section efficace s'écrit dès lors :

$$\begin{aligned} |\mathcal{T}|^2 &= |\mathcal{T}_{DVCS}|^2 + |\mathcal{T}_{BH}|^2 + \mathcal{T}_{DVCS}^* \mathcal{T}_{BH} + \mathcal{T}_{DVCS} \mathcal{T}_{BH}^*, \\ &= |\mathcal{T}_{DVCS}|^2 + |\mathcal{T}_{BH}|^2 + \mathcal{I}, \end{aligned} \quad (3.71)$$

la quantité \mathcal{I} dans la dernière égalité désignant le terme d'interférence entre les processus DVCS et Bethe-Heitler. Le calcul explicite de la section efficace non polarisée de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ est réalisé dans la référence [43], les résultats finaux relatifs à la contribution directe du processus DVCS et à la contribution du terme d'interférence étant exprimés en terme d'une convolution des GPD par les noyaux $C(x, \xi)$ et $\tilde{C}(x, \xi)$ associés à la diffusion dure au niveau partonique. Le but de cette section étant avant tout de mettre en évidence la manière avec laquelle les GPD font leur apparition dans la paramétrisation

du tenseur $H_{DVCS}^{\mu\nu}$, on n'aborde pas ces calculs en détails et on s'intéresse directement au résultat final qui est présenté dans la référence [45]. En désignant par ϕ l'angle formé par le plan contenant les électrons incident et diffusé et celui contenant les protons incident et diffusé dans le référentiel du centre de masse du proton diffusé et du photon final réel et en introduisant comme précédemment lors de l'étude du processus DIS l'inélasticité y au travers de la relation $y = p \cdot q/p \cdot k$, la section efficace différentielle non polarisée de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ est alors donnée par l'expression [45] :

$$\frac{d^4\sigma^{ep \rightarrow ep\gamma}}{dx_b dQ^2 dt d\phi} = \frac{\alpha^3}{8\pi} \frac{x_b y^2}{Q^4} \frac{1}{e^6} \sum_{spin} |\mathcal{T}_{DVCS} + \mathcal{T}_{BH}|^2 \quad (3.72)$$

dans laquelle le symbole de sommation désigne une somme sur les états d'hélicité du proton diffusé et du photon final réel ainsi qu'une moyenne sur les hélicités du proton incident.

L'expression exacte de la contribution directe du processus de Bethe-Heitler fournie par le carré de l'amplitude 3.65 peut être trouvée dans la référence [48]. L'expression donnée ici est déterminée dans le domaine cinématique du processus DVCS défini par les conditions du régime asymptotique de Björken. Elle correspond dès lors à un développement en $1/Q$ du carré de l'amplitude du processus BH pour des valeurs fixées de x_b et de t qui fournit la relation :

$$\frac{1}{e^6} \sum_{spin} |\mathcal{T}_{BH}|^2 = \frac{1}{|t|} \frac{2[1 + (1-y)^2]}{1-y} \left[\frac{1-\xi^2}{\xi^2} \left(F_1^2(t) + \frac{|t|}{4M^2} F_2^2(t) \right) + 2(F_1(t) + F_2(t))^2 \right] \quad (3.73)$$

dans laquelle le comportement des facteurs de forme $F_1(t)$ et $F_2(t)$ aux faibles valeurs de $|t|$ est connu avec précision aussi bien d'un point de vue expérimental que théorique [49].

En ne conservant que les termes dominants associés aux GPD $H^q(x, \xi, t)$ ou $\tilde{H}^q(x, \xi, t)$ et en négligeant ceux qui disparaîtront lors de l'intégration sur l'angle ϕ , la section efficace mesurée dans ce travail étant intégrée sur cette variable, on montre alors que la contribution directe du processus DVCS est fournie par la relation [45] :

$$\frac{1}{e^6} \sum_{spin} |\mathcal{T}_{DVCS}|^2 = \frac{2[1 + (1-y)^2]}{y^2 Q^2} (1-\xi^2) \left(\mathcal{H}_q^2 + \tilde{\mathcal{H}}_q^2 \right) \quad (3.74)$$

dans laquelle les notations \mathcal{H}_q et $\tilde{\mathcal{H}}_q$ désignent une convolution des distributions partoniques généralisées H^q et \tilde{H}^q par les noyaux $C(x, \xi)$ et $\tilde{C}(x, \xi)$ associés à la diffusion dure au niveau partonique :

$$\mathcal{H}_q = \int_{-1}^{+1} dx C(x, \xi) H^q(x, \xi, t), \quad (3.75)$$

$$\tilde{\mathcal{H}}_q = \int_{-1}^{+1} dx \tilde{C}(x, \xi) \tilde{H}^q(x, \xi, t), \quad (3.76)$$

$$\mathcal{H}_q^2 = \int_{-1}^{+1} dx C(x, \xi) \int_{-1}^{+1} dx' C^*(x', \xi) H^q(x, \xi, t) H^q(x', \xi, t), \quad (3.77)$$

$$\tilde{\mathcal{H}}_q^2 = \int_{-1}^{+1} dx \tilde{C}(x, \xi) \int_{-1}^{+1} dx' \tilde{C}^*(x', \xi) \tilde{H}^q(x, \xi, t) \tilde{H}^q(x', \xi, t). \quad (3.78)$$

En ne conservant à nouveau que les termes dominants associés aux GPD $H^q(x, \xi, t)$ ou $\tilde{H}^q(x, \xi, t)$, on montre ensuite que la contribution du terme d'interférence entre les processus DVCS et BH est

quant à elle fournie par la relation [45] :

$$\frac{1}{e^6} \sum_{spin} \mathcal{I} = -4e_l \frac{1}{\sqrt{|t|}Q} \frac{\sqrt{2(1-\xi^2)}}{\xi} \left[\cos \phi \frac{1}{\sqrt{\varepsilon(1-\varepsilon)}} \operatorname{Re} \left[F_1 \mathcal{H}_q + \xi (F_1 + F_2) \tilde{\mathcal{H}}_q \right] + P_l \sin \phi \sqrt{\frac{1+\varepsilon}{\varepsilon}} \operatorname{Im} \left[F_1 \mathcal{H}_q + \xi (F_1 + F_2) \tilde{\mathcal{H}}_q \right] \right] \quad (3.79)$$

dans laquelle $e_l = \pm 1$ désigne le signe de la charge du faisceau de leptons tandis que P_l désigne son état de polarisation, $-1 \leq P_l \leq 1$. La quantité ε représente finalement pour le processus DVCS le rapport entre les contributions des polarisations longitudinale et transverse du photon virtuel :

$$\varepsilon \simeq \frac{1-y}{1-y+\frac{y^2}{2}}. \quad (3.80)$$

La section efficace mesurée dans ce travail étant intégrée sur l'angle ϕ , la contribution du terme d'interférence proportionnelle à $\cos \phi$ ou $\sin \phi$ s'annule. On remarque par contre qu'une mesure de l'asymétrie de charge CA précédemment introduite permet bien d'accéder à la partie réelle de l'amplitude de diffusion, tandis qu'une mesure de l'asymétrie de spin ou SSA permet d'accéder à sa partie imaginaire.

Il est intéressant d'examiner le comportement relatif des contributions DVCS et BH donné par :

$$\frac{|\mathcal{T}_{DVCS}|^2}{|\mathcal{T}_{BH}|^2} \sim \frac{|t|}{Q^2} \frac{1-y}{y^2}. \quad (3.81)$$

On constate que la condition $|t| \ll Q^2$ permettant le calcul perturbatif de l'amplitude du processus DVCS dans le cadre du régime asymptotique de Björken favorise le processus de Bethe-Heitler par rapport au processus DVCS. On observe qu'il est cependant possible de compenser ce comportement en se plaçant dans le domaine des faibles valeurs de l'inélasticité y qui favorisent le processus DVCS face au processus BH. Ceci clôture la section relative à l'étude du processus DVCS à l'ordre dominant du développement perturbatif et on aborde alors à présent les GPD associées aux gluons ainsi que les propriétés et les équations d'évolution des distributions partoniques généralisées.

3.4 Distributions généralisées des gluons et propriétés des GPD

On débute cette section en rappelant que la description du processus DVCS à l'ordre dominant du développement perturbatif nécessite l'introduction des quatre distributions partoniques généralisées H^q , E^q , \tilde{H}^q et \tilde{E}^q qui dépendent des variables x , ξ et t . Les fonctions H^q et E^q sont associées aux distributions de quarks non-polarisées tandis que les fonctions \tilde{H}^q et \tilde{E}^q correspondent aux distributions de quarks polarisées. Les contributions associées aux fonctions H^q et \tilde{H}^q décrivent une interaction dans laquelle l'hélicité du proton est conservée tandis que les contributions associées aux fonctions E^q et \tilde{E}^q autorisent une modification de l'hélicité du proton. Avant d'aborder les propriétés et les équations d'évolution des GPD, on va à présent définir les distributions partoniques généralisées associées aux gluons dans le formalisme de Ji [41], les contributions de ces dernières à l'amplitude de diffusion du processus DVCS faisant leur apparition à l'ordre suivant du développement perturbatif. La matrice de densité de gluons $M^g(x, \xi, t)$ peut être, comme précédemment la matrice de densité de quarks, décomposée en une somme de deux contributions $F^g(x, \xi, t)$ et $\tilde{F}^g(x, \xi, t)$ définies par les relations [41] :

$$F^g(x, \xi, t) = \frac{1}{2x} \int \frac{dy^-}{2\pi} e^{ixP^+y^-} \langle p' | G^{+\mu} \left(-\frac{y}{2} \right) G_\mu + \left(\frac{y}{2} \right) | p \rangle \Big|_{y^+=0, \vec{y}_T=\vec{0}}, \quad (3.82)$$

$$\tilde{F}^g(x, \xi, t) = -\frac{i}{2x} \int \frac{dy^-}{2\pi} e^{ixP^+y^-} \langle p' | G^{+\mu} \left(-\frac{y}{2} \right) \tilde{G}_\mu + \left(\frac{y}{2} \right) | p \rangle \Big|_{y^+=0, \vec{y}_T=\vec{0}} \quad (3.83)$$

dans lesquelles la quantité $G^{\mu\nu}$ désigne le tenseur de force associé à l'interaction de couleur dont la composante + est donnée par $G_\mu^+ = G_{\mu\nu} n^\nu$ avec $n = (1, 0, 0, -1)/\sqrt{2}$. La distribution partonique généralisée $F^g(x, \xi, t)$ dans le formalisme de Ji est alors reliée à la distribution partonique généralisée $f_{g/p}(x_1, x_2, t)$ dans le formalisme de Collins et Freund au travers de la relation [41] :

$$2x F^g(x, \xi, t) = x_1 x_2 f_{g/p} \left(x_1 = \frac{x + \xi}{1 + \xi}, x_2 = \frac{x - \xi}{1 + \xi}, t \right). \quad (3.84)$$

Les deux fonctions $F^g(x, \xi, t)$ et $\tilde{F}^g(x, \xi, t)$ introduites peuvent à nouveau être décomposées en une combinaison linéaire de produits des deux spineurs $u(p)$ et $\bar{u}(p')$ respectivement associés aux protons incident et diffusé. En négligeant comme précédemment les termes correspondant à des contributions de twist supérieur dans le calcul des amplitudes de diffusion, on montre alors que les distributions $F^g(x, \xi, t)$ et $\tilde{F}^g(x, \xi, t)$ sont données par les relations [45] :

$$F^g(x, \xi, t) = \frac{1}{2P^+} \left[H^g(x, \xi, t) \bar{u}(p') \gamma^+ u(p) + E^g(x, \xi, t) \bar{u}(p') \frac{i\sigma^{+\alpha} \Delta_\alpha}{2M} u(p) \right], \quad (3.85)$$

$$\tilde{F}^g(x, \xi, t) = \frac{1}{2P^+} \left[\tilde{H}^g(x, \xi, t) \bar{u}(p') \gamma^+ \gamma_5 u(p) + \tilde{E}^g(x, \xi, t) \bar{u}(p') \frac{\gamma_5 \Delta^+}{2M} u(p) \right] \quad (3.86)$$

dans lesquelles les fonctions H^g , E^g , \tilde{H}^g et \tilde{E}^g qui dépendent des variables x , ξ et t constituent les distributions partoniques généralisées associées à la densité de gluons. Les fonctions H^g et E^g sont associées aux distributions de gluons non-polarisées tandis que les fonctions \tilde{H}^g et \tilde{E}^g correspondent aux distributions de gluons polarisées. Les contributions associées aux fonctions H^g et \tilde{H}^g décrivent une interaction dans laquelle l'hélicité du proton est conservée tandis que les contributions associées aux fonctions E^g et \tilde{E}^g autorisent une modification de l'hélicité du proton.

Les définitions de l'ensemble des distributions partoniques généralisées étant données, on aborde maintenant leurs principales propriétés. Dans la limite d'une diffusion à l'avant correspondant aux conditions $\xi \rightarrow 0$ et $t \rightarrow 0$, les distributions partoniques généralisées associées à des interactions conservant l'hélicité du proton se réduisent aux fonctions de distribution partonique classiques intervenant dans la description du processus DIS. On a ainsi les relations [41, 45] :

$$H^q(x, 0, 0) = q(x), \quad \tilde{H}^q(x, 0, 0) = \Delta q(x) \quad \text{pour } x > 0 \quad (3.87)$$

pour la limite avant des distributions partoniques généralisées associées aux quarks transportant une fraction d'impulsion longitudinale $x > 0$. Les fonctions $q(x)$ et $\Delta q(x)$ correspondent respectivement à la densité de quarks moyennée sur les hélicités du proton incident participant au processus DIS et à la densité de quarks polarisée définies par les relations [42] :

$$q(x) = \frac{p^+}{2} \int \frac{dy^-}{2\pi} e^{ixp^+ y^-} \langle p | \bar{\psi}(0) \gamma^+ \psi(y) | p \rangle \Big|_{y^+=0, \vec{y}_T=\vec{0}}, \quad (3.88)$$

$$\Delta q(x) = \frac{p^+}{2} \int \frac{dy^-}{2\pi} e^{ixp^+ y^-} \langle p S_{\parallel} | \bar{\psi}(0) \gamma^+ \gamma_5 \psi(y) | p S_{\parallel} \rangle \Big|_{y^+=0, \vec{y}_T=\vec{0}} \quad (3.89)$$

dans lesquelles p désigne la quadri-impulsion du proton incident et S_{\parallel} la projection de son spin dans la direction longitudinale. Les égalités 3.88 et 3.89 montrent que les fonctions de distribution partonique classiques associées à un quark transportant une fraction d'impulsion longitudinale $x < 0$ sont reliées aux fonctions correspondantes associées à l'antiquark transportant une fraction d'impulsion longitudinale $-x > 0$ au travers des relations $q(x) = -\bar{q}(-x)$ et $\Delta q(x) = \Delta \bar{q}(-x)$. Ces dernières permettent dès lors d'identifier dans la limite avant les distributions partoniques généralisées associées à un quark de fraction d'impulsion longitudinale $x < 0$ aux fonctions de distribution partonique classiques associées à l'antiquark de fraction d'impulsion longitudinale $-x > 0$ et l'on a par conséquent les relations [41, 45] :

$$H^q(x, 0, 0) = -\bar{q}(-x), \quad \tilde{H}^q(x, 0, 0) = \Delta \bar{q}(-x) \quad \text{pour } x < 0. \quad (3.90)$$

Les propriétés 3.87 et 3.90 peuvent encore se résumer aux expressions :

$$H^g(x, 0, 0) = q(x) \theta(x) - \bar{q}(-x) \theta(-x), \quad (3.91)$$

$$\tilde{H}^g(x, 0, 0) = \Delta q(x) \theta(x) + \Delta \bar{q}(-x) \theta(-x). \quad (3.92)$$

Des relations similaires existent également pour les distributions partoniques généralisées H^g et \tilde{H}^g associées aux gluons qui satisfont dans la limite d'une diffusion à l'avant aux égalités [50] :

$$\begin{aligned} H^g(x, 0, 0) &= x g(x), & \tilde{H}^g(x, 0, 0) &= x \Delta g(x) & \text{pour } x < 0, \\ H^g(x, 0, 0) &= -x g(-x), & \tilde{H}^g(x, 0, 0) &= x \Delta g(-x) & \text{pour } x > 0 \end{aligned} \quad (3.93)$$

dans lesquelles les fonctions $g(x)$ et $\Delta g(x)$ correspondent respectivement à la densité de gluons moyennée sur les hélicités du proton incident participant au processus DIS et à la densité de gluons polarisée. En désignant comme précédemment par p la quadri-impulsion du proton incident et par S_{\parallel} la projection de son spin dans la direction longitudinale, ces dernières sont définies par les relations [50] :

$$g(x) = \frac{p^+}{2x} \int \frac{dy^-}{2\pi} e^{ixp^+y^-} \langle p | G^{+\mu}(0) G_{\mu}^+(y) | p \rangle \Big|_{y^+=0, \vec{y}_T=\vec{0}}, \quad (3.94)$$

$$\Delta g(x) = \frac{-ip^+}{2x} \int \frac{dy^-}{2\pi} e^{ixp^+y^-} \langle p S_{\parallel} | G^{+\mu}(0) \tilde{G}_{\mu}^+(y) | p S_{\parallel} \rangle \Big|_{y^+=0, \vec{y}_T=\vec{0}} \quad (3.95)$$

qui permettent à nouveau d'identifier dans la limite avant les distributions partoniques généralisées associées à un gluon de fraction d'impulsion longitudinale $x < 0$ aux fonctions de distribution partonique classiques associées à un gluon de fraction d'impulsion longitudinale $-x > 0$, le gluon étant sa propre antiparticule. Les égalités présentées en 3.93 peuvent encore se résumer sous la forme :

$$H^g(x, 0, 0) = x g(x) \theta(x) - x g(-x) \theta(-x), \quad (3.96)$$

$$\tilde{H}^g(x, 0, 0) = x \Delta g(x) \theta(x) + x \Delta g(-x) \theta(-x). \quad (3.97)$$

Si les distributions partoniques généralisées $H^{q,g}$ et $\tilde{H}^{q,g}$ associées à des interactions conservant l'hélicité du proton se réduisent aux fonctions de distribution partonique classiques dans la limite avant, les distributions partoniques généralisées $E^{q,g}$ et $\tilde{E}^{q,g}$ associées à des interactions autorisant une modification de l'hélicité du proton ne possèdent quant à elles aucune équivalence dans la limite d'une diffusion à l'avant, les éléments de matrice diagonaux qui définissent les fonctions de distribution partonique classiques étant déterminés pour des protons initial et final de quadri-impulsion et d'hélicité identiques.

Ayant présenté le comportement des GPD dans la limite avant, on aborde à présent les propriétés des moments des distributions partoniques généralisées par rapport à la variable x . L'intégration sur x des éléments de matrice $F^q(x, \xi, t)$ définis par la relation 3.47 fournit les éléments de matrice du produit local des champs ψ^q et $\bar{\psi}^q$ associés aux quarks sortant et rentrant au travers de la relation [45] :

$$\int_{-1}^{+1} dx F^q(x, \xi, t) = \frac{1}{2P^+} \langle p' | \bar{\psi}^q(0) \gamma^+ \psi^q(0) | p \rangle, \quad (3.98)$$

$$= \frac{1}{2P^+} \bar{u}(p') \left[F_1^q(t) \gamma^+ + F_2^q(t) \frac{i\sigma^{+\alpha} \Delta_{\alpha}}{2M} \right] u(p) \quad (3.99)$$

dans laquelle les quantités $F_1^q(t)$ et $F_2^q(t)$ intervenant dans la décomposition du courant local désignent la contribution des quarks aux facteurs de forme de Dirac et de Pauli précédemment introduits. La comparaison de la dernière égalité à l'intégrale sur x de la relation 3.48 fournit alors les expressions [45] :

$$\int_{-1}^{+1} dx H^q(x, \xi, t) = F_1^q(t), \quad (3.100)$$

$$\int_{-1}^{+1} dx E^q(x, \xi, t) = F_2^q(t) \quad (3.101)$$

qui montrent que les moments d'ordre zéro des distributions partoniques généralisées H^q et E^q par rapport à x fournissent respectivement les contributions des quarks aux facteurs de forme de Dirac et de Pauli. Des relations similaires existent pour les GPD associées aux gluons et les contributions $F_1^g(t)$ et $F_2^g(t)$ de ces derniers aux facteurs de forme de Dirac et de Pauli sont données par les expressions :

$$\int_{-1}^{+1} dx H^g(x, \xi, t) = F_1^g(t), \quad (3.102)$$

$$\int_{-1}^{+1} dx E^g(x, \xi, t) = F_2^g(t). \quad (3.103)$$

L'intégration sur x des éléments de matrice $\tilde{F}^q(x, \xi, t)$ définis par la relation 3.51 fournit également les éléments de matrice du produit local des champs ψ^q et $\bar{\psi}^q$ au travers de la relation [45] :

$$\int_{-1}^{+1} dx \tilde{F}^q(x, \xi, t) = \frac{1}{2P^+} \langle p' | \bar{\psi}^q(0) \gamma^+ \gamma_5 \psi^q(0) | p \rangle, \quad (3.104)$$

$$= \frac{1}{2P^+} \bar{u}(p') \left[G_a^q(t) \gamma^+ \gamma_5 + G_p^q(t) \frac{\gamma_5 \Delta^+}{2M} \right] u(p) \quad (3.105)$$

dans laquelle les quantités $G_a^q(t)$ et $G_p^q(t)$ désignent respectivement la contribution des quarks aux facteurs de forme axial et pseudoscalaire du proton [51]. La comparaison de la dernière égalité à l'intégrale sur x de la relation 3.52 fournit alors les expressions [45] :

$$\int_{-1}^{+1} dx \tilde{H}^q(x, \xi, t) = G_a^q(t), \quad (3.106)$$

$$\int_{-1}^{+1} dx \tilde{E}^q(x, \xi, t) = G_p^q(t) \quad (3.107)$$

qui montrent que les moments d'ordre zéro des distributions partoniques généralisées \tilde{H}^q et \tilde{E}^q par rapport à x fournissent les contributions des quarks aux facteurs de forme axial et pseudoscalaire du proton. Les contributions $G_a^g(t)$ et $G_p^g(t)$ des gluons aux facteurs de forme axial et pseudoscalaire sont données par des expressions similaires :

$$\int_{-1}^{+1} dx \tilde{H}^g(x, \xi, t) = G_a^g(t), \quad (3.108)$$

$$\int_{-1}^{+1} dx \tilde{E}^g(x, \xi, t) = G_p^g(t). \quad (3.109)$$

On peut naturellement s'interroger sur le fait que les intégrales sur x des distributions partoniques généralisées soient indépendantes de ξ . Sans entrer dans les détails, on note que cette propriété découle du respect par les GPD de l'invariance de Lorentz. L'intégration sur x supprime toute référence à la direction particulière n dans laquelle la fraction ξ est définie sur le cône de lumière, le résultat de l'intégration devant par conséquent être indépendant de ξ . On fait aussi remarquer à ce stade que les GPD constituent davantage que de simples extensions des fonctions de distribution partonique classiques au domaine cinématique défini par des valeurs non nulles de ξ et de t . Les propriétés présentées montrent que les GPD permettent de décrire la structure interne du proton dans le cadre d'un formalisme unique au sein duquel s'inscrivent les fonctions de distribution partonique classiques et les facteurs de forme élastiques. Cela étant, on aborde à présent les conditions de polynomialité respectées par les GPD.

On peut montrer que les moments d'ordre n des distributions partoniques généralisées H^q et E^q par rapport à la fraction d'impulsion longitudinale x constituent des polynômes en ξ de degré $n + 1$.

En désignant par $\text{mod}(n, 2)$ le reste de la division entière de n par 2, on a en effet les relations [41, 45] :

$$\int_{-1}^{+1} dx x^n H^q(x, \xi, t) = \sum_{i(\text{pair})=0}^n (2\xi)^i A_{n+1,i}^q(t) + \text{mod}(n, 2) (2\xi)^{n+1} C_{n+1}^q(t), \quad (3.110)$$

$$\int_{-1}^{+1} dx x^n E^q(x, \xi, t) = \sum_{i(\text{pair})=0}^n (2\xi)^i B_{n+1,i}^q(t) - \text{mod}(n, 2) (2\xi)^{n+1} C_{n+1}^q(t). \quad (3.111)$$

Ces dernières montrent que les coefficients du terme ξ^{n+1} de degré le plus élevé diffèrent uniquement par leur signe dans les expressions des moments des GPD H^q et E^q , si bien que le moment d'ordre n de la combinaison $H^q + E^q$ constitue seulement un polynôme en ξ de degré n . On note en particulier que le moment d'ordre un de la combinaison $H^q + E^q$ est donné par l'expression :

$$\int_{-1}^{+1} dx x [H^q(x, \xi, t) + E^q(x, \xi, t)] = A_{2,0}^q(t) + B_{2,0}^q(t) \quad (3.112)$$

dont l'utilité apparaîtra lorsqu'on abordera la relation entre les GPD et le moment angulaire total du proton. On montre de même que les moments d'ordre n des distributions partoniques généralisées \tilde{H}^q et \tilde{E}^q constituent quant à eux des polynômes en ξ de degré n fournis par les relations [41, 45] :

$$\int_{-1}^{+1} dx x^n \tilde{H}^q(x, \xi, t) = \sum_{i(\text{pair})=0}^n (2\xi)^i \tilde{A}_{n+1,i}^q(t), \quad (3.113)$$

$$\int_{-1}^{+1} dx x^n \tilde{E}^q(x, \xi, t) = \sum_{i(\text{pair})=0}^n (2\xi)^i \tilde{B}_{n+1,i}^q(t). \quad (3.114)$$

Les moments des distributions partoniques généralisées associées aux gluons vérifient des conditions de polynomialité similaires. Le gluon étant sa propre antiparticule, les GPD H^g et E^g sont des fonctions paires en la variable x tandis que les GPD \tilde{H}^g et \tilde{E}^g sont des fonctions impaires par rapport à x . En tenant compte de cette propriété, on montre alors que les moments successifs des GPD H^g et E^g associées aux gluons satisfont pour n impair aux relations [41, 45] :

$$\int_0^1 dx x^{n-1} H^g(x, \xi, t) = \sum_{i(\text{pair})=0}^n (2\xi)^i A_{n+1,i}^g(t) + \text{mod}(n, 2) (2\xi)^{n+1} C_{n+1}^g(t), \quad (3.115)$$

$$\int_0^1 dx x^{n-1} E^g(x, \xi, t) = \sum_{i(\text{pair})=0}^n (2\xi)^i B_{n+1,i}^g(t) - \text{mod}(n, 2) (2\xi)^{n+1} C_{n+1}^g(t) \quad (3.116)$$

tandis que les moments successifs des GPD \tilde{H}^g et \tilde{E}^g satisfont pour n pair aux conditions [41, 45] :

$$\int_0^1 dx x^{n-1} \tilde{H}^g(x, \xi, t) = \sum_{i(\text{pair})=0}^n (2\xi)^i \tilde{A}_{n+1,i}^g(t), \quad (3.117)$$

$$\int_0^1 dx x^{n-1} \tilde{E}^g(x, \xi, t) = \sum_{i(\text{pair})=0}^n (2\xi)^i \tilde{B}_{n+1,i}^g(t). \quad (3.118)$$

Les moments d'ordre n des distributions partoniques généralisées H^g et E^g constituent donc des polynômes en ξ de degré $n + 2$, les moments d'ordre n des distributions partoniques généralisées \tilde{H}^g et \tilde{E}^g constituant quant à eux des polynômes en ξ de degré $n + 1$. On note en particulier que le moment d'ordre zéro de la combinaison $H^g + E^g$ est donné par l'expression :

$$\int_0^1 dx [H^g(x, \xi, t) + E^g(x, \xi, t)] = A_{2,0}^g(t) + B_{2,0}^g(t). \quad (3.119)$$

Cela étant, on aborde à présent la relation entre les GPD $H^{q,g}$ et $E^{q,g}$ associées aux quarks et aux gluons et la contribution de ces derniers au moment angulaire total du proton. La composante i de l'opérateur \vec{J} associé au moment angulaire total du proton est donnée par l'expression [52] :

$$J^i = \frac{1}{2} \varepsilon^{ijk} \int d^3x M^{0jk} \quad (3.120)$$

dans laquelle la densité de moment angulaire M^{0ij} peut être exprimée en terme du tenseur énergie-impulsion $T^{\mu\nu}$ du proton au travers de la relation :

$$M^{\alpha\mu\nu} = T^{\alpha\nu} x^\mu - T^{\alpha\mu} x^\nu. \quad (3.121)$$

Le tenseur $T^{\mu\nu}$ est symétrique, invariant de jauge et conservé. Il peut en outre être décomposé en deux contributions invariantes de jauge respectivement associées aux quarks et aux gluons :

$$T^{\mu\nu} = T_q^{\mu\nu} + T_g^{\mu\nu}, \quad (3.122)$$

les contributions individuelles $T_q^{\mu\nu}$ et $T_g^{\mu\nu}$ étant données par les relations [52] :

$$T_q^{\mu\nu} = \bar{\psi}^q \gamma^{(\mu} i \overleftrightarrow{D}^{\nu)} \psi^q, \quad (3.123)$$

$$T_g^{\mu\nu} = \frac{1}{4} g^{\mu\nu} G^{\alpha\beta} G_{\alpha\beta} + G^{\mu\alpha} G_\alpha^\nu \quad (3.124)$$

dans lesquelles $\overleftrightarrow{D} = \overrightarrow{D} + \overleftarrow{D}$ et $t^{(\mu\nu)} = \frac{1}{2}(t^{\mu\nu} + t^{\nu\mu})$ pour un tenseur donné t . La composante i de l'opérateur \vec{J} associé au moment angulaire total du proton peut par conséquent être décomposée en deux contributions invariantes de jauge respectivement associées aux quarks et aux gluons :

$$J^i = J_q^i + J_g^i, \quad (3.125)$$

les contributions individuelles des quarks et des gluons étant données par les relations :

$$J_{q,g}^i = \frac{1}{2} \varepsilon^{ijk} \int d^3x \left(T_{q,g}^{0k} x^j - T_{q,g}^{0j} x^k \right). \quad (3.126)$$

L'espace du spin des gluons coïncidant avec l'espace-temps ordinaire, les représentations du groupe de Lorentz associées à son moment angulaire orbital et à son spin se mélangent sous l'action d'une rotation spatiale. Il est dès lors impossible de poursuivre la décomposition de la contribution \vec{J}_g des gluons au moment angulaire total du proton de manière invariante de jauge. Cela est par contre possible pour la contribution \vec{J}_q des quarks qui peut encore se décomposer de manière invariante de jauge au travers de la relation :

$$\vec{J}_q = \frac{1}{2} \Delta \vec{\Sigma} + \vec{L}_q \quad (3.127)$$

dans laquelle $\Delta \vec{\Sigma}/2$ et \vec{L}_q désignent respectivement la contribution de spin associée aux quarks et le moment angulaire orbital de ces derniers. En recourant aux relations 3.125 et 3.127, on obtient finalement pour l'expression du moment angulaire total du proton selon z :

$$\langle J^3 \rangle = \langle J_g^3 \rangle + \langle J_q^3 \rangle = \langle J_g^3 \rangle + \frac{1}{2} \langle \Delta \Sigma^3 \rangle + \langle L_q^3 \rangle = \frac{1}{2}. \quad (3.128)$$

Les contributions $\langle J_{q,g}^3 \rangle$ sont déterminées en recourant à la relation 3.126 au travers de l'expression :

$$\langle J_{q,g}^3 \rangle = \int d^3x \left[\langle p' | T_{q,g}^{02} | p \rangle x^1 - \langle p' | T_{q,g}^{01} | p \rangle x^2 \right] \quad (3.129)$$

dans laquelle la valeur moyenne des opérateurs est déterminée entre les états associés aux protons incident et diffusé. On montre alors que les éléments de matrice $\langle p' | T_{q,g}^{\mu\nu} | p \rangle$ des tenseurs énergie-impulsion respectivement associés aux quarks et aux gluons peuvent être décomposés en facteurs de forme au travers de la relation [52] :

$$\begin{aligned} \langle p' | T_{q,g}^{\mu\nu} | p \rangle &= A_{q,g}(t) \bar{u}(p') P^{(\mu} \gamma^{\nu)} u(p) + B_{q,g}(t) \bar{u}(p') \frac{P^{(\mu} i \sigma^{\nu)\alpha} \Delta_\alpha}{2M} u(p) \\ &+ C_{q,g}(t) \frac{\Delta^\mu \Delta^\nu - g^{\mu\nu} \Delta^2}{M} \bar{u}(p') u(p) + \bar{C}_{q,g}(t) M g^{\mu\nu} \bar{u}(p') u(p). \end{aligned} \quad (3.130)$$

On montre ensuite que les facteurs de forme $A_{q,g}(t)$ et $B_{q,g}(t)$ coïncident avec les facteurs $A_{2,0}^{q,g}(t)$ et $B_{2,0}^{q,g}(t)$ intervenant dans l'expression du moment d'ordre un de la combinaison $H^q + E^q$ et dans celle du moment d'ordre zéro de la combinaison $H^g + E^g$. L'introduction de la relation 3.130 dans l'expression 3.129 permet alors d'exprimer les contributions des quarks et des gluons au moment angulaire total du proton en terme des facteurs de forme des tenseurs énergie-impulsion et on obtient [52] :

$$\langle J_{q,g}^3 \rangle = \frac{1}{2} [A_{q,g}(0) + B_{q,g}(0)]. \quad (3.131)$$

La comparaison de cette dernière égalité aux relations 3.112 et 3.119 montre finalement que les contributions des quarks et des gluons au moment angulaire total du proton sont reliées aux moments des distributions partoniques généralisées $H^{q,g}$ et $E^{q,g}$ au travers des relations [41, 52] :

$$\langle J_q^3 \rangle = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} dx x [H^q(x, \xi, t) + E^q(x, \xi, t)] \Big|_{t=0}, \quad (3.132)$$

$$\langle J_g^3 \rangle = \frac{1}{2} \int_0^1 dx [H^g(x, \xi, t) + E^g(x, \xi, t)] \Big|_{t=0}. \quad (3.133)$$

On précise que les contributions J_q et J_g des quarks et des gluons au moment angulaire du proton dépendent de la virtualité Q^2 du photon échangé, c'est-à-dire de l'échelle de distance à laquelle le proton est sondé. Les équations d'évolution des contributions J_q et J_g peuvent être déterminées dans le cadre de la théorie perturbative [41, 52, 53] et on obtient pour la valeur asymptotique de la contribution des gluons $J_g(\mu \rightarrow \infty) = 0.32$ pour un nombre de saveurs $n_f = 3$, la contribution des gluons représentant dans cette limite de l'ordre de 65 % du moment angulaire du proton [41]. Aux faibles valeurs de l'échelle d'énergie, on trouve la valeur $J_g(\mu \sim 1\text{GeV}) \simeq 0.25$, la contribution des gluons au moment angulaire du proton étant dans ce domaine de l'ordre de 50 % [41]. La contribution de spin associée aux quarks $\Delta \Sigma / 2$ peut quant à elle être déterminée expérimentalement en recourant à l'étude d'événements de diffusion profondément inélastique polarisée [51, 54]. La mesure de la fonction de structure polarisée $g_1(x, Q^2)$ permet en effet d'extraire la contribution de spin des quarks au travers de la relation [45] :

$$\frac{1}{2} \langle \Delta \Sigma^3 \rangle = \frac{1}{2} \int dx [\Delta q(x, Q^2) + \Delta \bar{q}(x, Q^2)] = \int dx g_1(x, Q^2). \quad (3.134)$$

Les mesures présentées dans la référence [54] de la collaboration HERMES montrent que la contribution de spin associée aux quarks a pour valeur $\Delta \Sigma / 2 \sim 0.12$ en des valeurs de la virtualité Q^2 égales à 2.5 et 5 GeV^2 , cette dernière représentant dès lors de l'ordre de 20 % du moment angulaire du proton dans ce domaine. La contribution de spin associée aux quarks étant connue, une détermination expérimentale de la relation 3.132 permettrait d'accéder à la contribution L_q associée au moment angulaire orbital des quarks ainsi qu'à la contribution J_g associée au moment angulaire total des gluons. On note cependant qu'une mesure de la relation 3.132 est expérimentalement exigeante. Elle requiert en effet l'extraction de la combinaison $H^q + E^q$ en fonction de x pour au moins une valeur fixée de ξ et de t pour chacune des saveurs de quark ainsi que son extrapolation en $t = 0$. Cette remarque clôture la présentation des principales propriétés des distributions partoniques généralisées et on aborde à présent les équations qui régissent leur évolution en fonction de la virtualité Q^2 .

Equations d'évolution des GPD

On introduit les équations d'évolution des GPD dans le formalisme de Ji [41] en considérant le cas de la distribution partonique généralisée $H^q(x, \xi, t)$ caractérisant la densité de quarks pour illustrer les différents domaines associés à l'évolution. On rappelle que les fractions d'impulsion longitudinale transportées par les quarks sortant et rentrant sont respectivement données par $x + \xi$ et $x - \xi$, les variables x et ξ étant définies dans les intervalles $-1 < x < 1$ et $0 < \xi < 1$. L'identification d'un quark transportant une fraction d'impulsion longitudinale $x < 0$ à l'antiquark transportant une fraction d'impulsion longitudinale $-x > 0$ permet alors de séparer le domaine en x en deux régions distinctes selon que $|x| > \xi$ ou que $|x| < \xi$ ainsi qu'illustré sur la figure 3.4 [42, 43, 45].

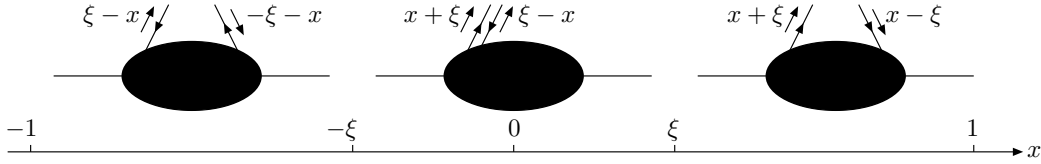


FIG. 3.4 – Interprétation des GPD dans les trois intervalles $-1 < x < -\xi$, $-\xi < x < \xi$ et $\xi < x < 1$.

Dans le domaine $x > \xi$, les deux fractions $x + \xi$ et $x - \xi$ sont positives et la distribution partonique généralisée $H^q(x, \xi, t)$ décrit par conséquent l'émission et la réabsorption d'un quark transportant respectivement des fractions d'impulsion longitudinale $x + \xi$ et $x - \xi$. Dans le domaine $x < -\xi$, les deux fractions $x + \xi$ et $x - \xi$ sont négatives et la distribution partonique généralisée $H^q(x, \xi, t)$ décrit dans ce cas l'émission et la réabsorption d'un antiquark transportant respectivement des fractions d'impulsion longitudinale $\xi - x$ et $-\xi - x$. L'évolution des distributions partoniques généralisées dans ces deux domaines associés à la région $|x| > \xi$ est décrite par une équation de type DGLAP introduite dans la section 2.4.4. On définit comme précédemment pour les distributions partoniques classiques des distributions non-singulet et singulet pour chacune des saveurs de quark q_i . Pour la GPD H^q choisie comme exemple, les distributions non-singulet $H_{NS}^{q_i}$ et singulet $H_S^{q_i}$ sont données par les relations :

$$H_{NS}^{q_i}(x, \xi, t) = H^{q_i}(x, \xi, t) - H^{\bar{q}_i}(x, \xi, t), \quad (3.135)$$

$$H_S^{q_i}(x, \xi, t) = H^{q_i}(x, \xi, t) + H^{\bar{q}_i}(x, \xi, t), \quad (3.136)$$

la distribution singulet H_S sommée sur le nombre de saveurs n_f étant définie par :

$$H_S(x, \xi, t) = \sum_{i=1}^{n_f} H_S^{q_i}(x, \xi, t) = \sum_{i=1}^{n_f} [H^{q_i}(x, \xi, t) + H^{\bar{q}_i}(x, \xi, t)]. \quad (3.137)$$

La distribution $H_{val}^{q_i}$ des quarks de valence s'identifie alors à la distribution non-singulet, $H_{val}^{q_i} = H_{NS}^{q_i}$, tandis que la distribution $H_{sea}^{q_i}$ des quarks de la mer est donnée par l'expression :

$$H_{sea}^{q_i}(x, \xi, t) = \frac{1}{2} [H_S^{q_i}(x, \xi, t) - H_{NS}^{q_i}(x, \xi, t)]. \quad (3.138)$$

L'évolution de la GPD singulet de saveur H_S est couplée à celle de la GPD H^g associée aux gluons, les distributions partoniques généralisées non-singulets $H_{NS}^{q_i}$ évoluant quant à elles indépendamment les unes des autres. On illustre alors l'évolution des GPD dans le domaine $x > \xi$ au travers des distributions généralisées non-singulets $H_{NS}^{q_i}$ dont l'équation d'évolution est donnée par l'expression [43] :

$$\frac{D_Q}{D \ln Q^2} H_{NS}^{q_i}(x, \xi, Q^2) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} P_{NS} \left(\frac{x}{y}, \frac{\xi}{y} \right) H_{NS}^{q_i}(y, \xi, Q^2) \quad (3.139)$$

dans laquelle la notation $D_Q/D \ln Q^2$ désigne l'opérateur :

$$\frac{D_Q}{D \ln Q^2} = \frac{d}{d \ln Q^2} - \frac{4}{3} \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \left[\int_{\xi}^x \frac{dy}{y-x-i\varepsilon} + \int_{-\xi}^x \frac{dy}{y-x-i\varepsilon} \right], \quad (3.140)$$

la fonction de séparation $P_{NS}(x, \xi)$ étant fournie par la relation :

$$P_{NS}(x, \xi) = \frac{4}{3} \left[\frac{1+x^2-\xi^2/2}{(1-x)_+ (1-\xi^2/4)} + \frac{3}{2} \delta(1-x) \right]. \quad (3.141)$$

Cette dernière se réduit dans la limite avant $\xi = 0$ à la fonction de séparation $P_{qq}(x)$ de la relation 2.182 qui intervient dans l'équation d'évolution DGLAP des fonctions de distribution partonique classiques. L'évolution des distributions H_{NS}^{qi} dans le domaine $x < -\xi$ est également décrite par l'équation 3.139 de type DGLAP dans laquelle l'intégrale de x à 1 est à présent remplacée par une intégrale de -1 à x .

Dans le domaine $-\xi < x < \xi$, la fraction $x + \xi$ est positive et la fraction $x - \xi$ est négative. La distribution partonique généralisée $H^q(x, \xi, t)$ décrit par conséquent l'émission d'une paire quark-antiquark de même saveur transportant respectivement des fractions d'impulsion longitudinale $x + \xi$ et $\xi - x$. L'évolution des distributions partoniques généralisées dans ce domaine associé à la région $|x| < \xi$ est décrite par une équation de type ERBL [55, 56] dans laquelle les distributions associées aux quarks et aux antiquarks n'évoluent plus indépendamment. On présente à nouveau l'évolution des GPD dans le domaine $-\xi < x < \xi$ au travers de l'exemple des distributions généralisées non-singulets H_{NS}^{qi} dont l'équation d'évolution est donnée par l'expression [43] :

$$\frac{D_Q}{D \ln Q^2} H_{NS}^{qi}(x, \xi, Q^2) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \left[\int_x^1 \frac{dy}{y} P'_{NS} \left(\frac{x}{y}, \frac{\xi}{y} \right) - \int_{-1}^x \frac{dy}{y} P'_{NS} \left(\frac{x}{y}, -\frac{\xi}{y} \right) \right] H_{NS}^{qi}(y, \xi, Q^2) \quad (3.142)$$

dans laquelle la fonction de séparation $P'_{NS}(x, \xi)$ est fournie par la relation :

$$P'_{NS}(x, \xi) = \frac{4}{3} \left[\frac{x + \xi/2}{\xi(1 + \xi/2)} \frac{1 - x + \xi}{(1 - x)_+} + \frac{3}{2} \delta(1 - x) \right]. \quad (3.143)$$

Dans le cas $\xi = 1$ et en remplaçant la variable x par $x' = 2(x - 1)$, l'équation d'évolution 3.142 se réduit à l'équation de Brodsky-Lepage décrivant l'évolution de la fonction d'onde du pion [56]. On observe donc que l'évolution des GPD dans les différents domaines en x généralise celle des fonctions de distribution partonique classiques ainsi que celle des distributions d'amplitude des mésons en les unifiant au sein d'un formalisme unique. Ceci conclut la présentation des principales propriétés des GPD et de leurs équations d'évolution. On aborde à présent un résumé des différents formalismes dans lequel on introduit les GPD dans la notation de Radyushkin, cette dernière étant celle qui est employée dans la description théorique du processus DVCS à la base de la simulation MonteCarlo utilisée dans cette analyse et à laquelle on compare par la suite les résultats obtenus dans ce travail.

3.5 Les différents formalismes des GPD

Les distributions partoniques généralisées ont été jusqu'à présent introduites dans les notations de Collins et Freund [33] et dans celles de Ji [41]. Dans le formalisme de Collins et Freund représenté par le premier diagramme de la figure 3.5, les quadri-impulsions p_1 et p_2 respectivement associées aux quarks sortant et rentrant sont définies par rapport à la quadri-impulsion p du proton incident au travers des relations $p_1^+ = x_1 p^+$ et $p_2^+ = x_2 p^+$. La quadri-impulsion du proton diffusé étant désignée par p' , le transfert de quadri-impulsion au vertex du proton $\Delta = p' - p$ satisfait dans la limite du régime asymptotique de Björken à la relation $\Delta^+ = -x_b p^+$. La variable x_b de Björken s'identifie alors à la différence entre les fractions x_1 et x_2 , $x_b = x_1 - x_2$, et fournit une mesure de

l'asymétrie d'impulsion longitudinale ou skewing existant entre les partons sortant et entrant. Les GPD $f_{q/p}(x_1, x_2, t)$ et $f_{g/p}(x_1, x_2, t)$ respectivement associées dans ce formalisme aux distributions de quarks et de gluons indépendantes de l'hélicité sont quant à elles données par les relations 3.13 et 3.14.

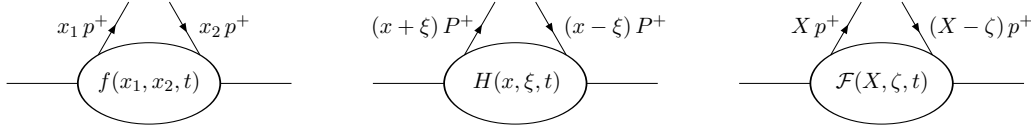


FIG. 3.5 – Les différents formalismes des distributions généralisées, $f(x_1, x_2, t)$ dans les notations de Collins et Freund [33], $H(x, \xi, t)$ dans celles de Ji [41] et $\mathcal{F}(X, \zeta, t)$ dans celles de Radyushkin [57].

Dans le formalisme de Ji représenté par le deuxième diagramme de la figure 3.5, les quadri-impulsions p_1 et p_2 respectivement associées aux quarks sortant et rentrant sont définies par rapport à la quadri-impulsion P correspondant à la moyenne des quadri-impulsions p et p' , $P = (p + p')/2$, au travers des relations $p_1^+ = (x + \xi) P^+$ et $p_2^+ = (x - \xi) P^+$. La variable x définie dans l'intervalle $-1 < x < 1$ représente la fraction d'impulsion longitudinale transportée par la quadri-impulsion indéterminée de la boucle, la variable ξ définie dans l'intervalle $0 < \xi < 1$ au travers de la relation $\Delta^+ = -2\xi P^+$ s'interprétant quant à elle comme la fraction d'impulsion longitudinale moyenne transportée par le transfert de quadri-impulsion Δ . La variable ξ est en outre reliée à la variable x_b de Björken au travers de la relation $\xi = x_b/(2 - x_b)$ et la quantité $2\xi \simeq x_b$ apparaît à nouveau comme une mesure de l'asymétrie d'impulsion existant entre les partons sortant et rentrant. Les distributions partoniques généralisées $F^q(x, \xi, t)$ et $F^g(x, \xi, t)$ respectivement associées dans ce formalisme aux distributions de quarks et de gluons moyennées sur les hélicités sont données par les relations 3.48 et 3.85, les distributions partoniques généralisées $\tilde{F}^q(x, \xi, t)$ et $\tilde{F}^g(x, \xi, t)$ respectivement associées aux distributions de quarks et de gluons polarisées étant quant à elles fournies par les relations 3.52 et 3.86. Les variables x et ξ du formalisme de Ji sont reliées aux variables x_1 et x_2 du formalisme de Collins et Freund par les transformations :

$$x_1 = \frac{x + \xi}{1 + \xi}, \quad x_2 = \frac{x - \xi}{1 + \xi}. \quad (3.144)$$

Les distributions partoniques généralisées associées dans chacun des deux formalismes aux distributions de quarks et de gluons moyennées sur les hélicités sont quant à elles reliées par les expressions :

$$F^q(x, \xi, t) = f_{q/p} \left(x_1 = \frac{x + \xi}{1 + \xi}, x_2 = \frac{x - \xi}{1 + \xi}, t \right), \quad (3.145)$$

$$2x F^g(x, \xi, t) = x_1 x_2 f_{g/p} \left(x_1 = \frac{x + \xi}{1 + \xi}, x_2 = \frac{x - \xi}{1 + \xi}, t \right). \quad (3.146)$$

Dans le formalisme de Radyushkin [57] que l'on introduit à présent et qui est représenté par le troisième diagramme de la figure 3.5, les quadri-impulsions p_1 et p_2 respectivement associées aux quarks sortant et rentrant sont définies par rapport à la quadri-impulsion p du proton incident au travers des relations $p_1^+ = X p^+$ et $p_2^+ = (X - \zeta) p^+$. La variable X définie dans l'intervalle $0 < X < 1$ représente la fraction d'impulsion longitudinale transportée par le quark sortant, la variable ζ définie dans l'intervalle $0 < \zeta < 1$ au travers de la relation $\Delta^+ = -\zeta p^+$ constituant quant à elle la mesure de l'asymétrie d'impulsion existant entre les partons sortant et rentrant. Cette variable s'identifie à la variable x_b , $\zeta = x_b$, dans la limite du régime asymptotique de Björken. Les distributions partoniques généralisées $\mathcal{F}^q(X, \zeta, t)$ et $\mathcal{F}^g(X, \zeta, t)$ associées dans ce formalisme aux distributions de quarks et de

gluons moyennées sur les hélicités sont définies par les expressions [26] :

$$\mathcal{F}^q(X, \zeta, t) = \int \frac{dy^-}{4\pi} e^{-i(X-\zeta)p^+ y^-} \langle p | \bar{\psi}^q(y^-) \gamma^+ \mathcal{P} \psi^q(0) | p' \rangle \Big|_{y^2=0}, \quad (3.147)$$

$$\mathcal{F}^g(X, \zeta, t) = \int \frac{dy^-}{2\pi X p^+} e^{-i(X-\zeta)p^+ y^-} \langle p | G^{+\mu}(y^-) \mathcal{P} G_{\mu}^+(0) | p' \rangle \Big|_{y^2=0} \quad (3.148)$$

dans lesquelles le symbole \mathcal{P} désigne la connexion de Wilson assurant l'invariance de jauge des produits d'opérateurs. Les variables x et ξ du formalisme de Ji et X et ζ du formalisme de Radyushkin sont reliées par deux lois de transformation distinctes selon la valeur de la variable x . Dans le domaine $x > \xi$ au sein duquel la distribution $H^q(x, \xi, t)$ obéit à une équation d'évolution de type DGLAP et décrit l'émission et la réabsorption d'un quark transportant des fractions d'impulsion longitudinale respectivement données par $x + \xi$ et $x - \xi$, les deux formalismes fournissent les relations :

$$(x + \xi) P^+ = X p^+, \quad (3.149)$$

$$(x - \xi) P^+ = (X - \zeta) p^+ \quad (3.150)$$

qui montrent que les couples de variables (x, ξ) et (X, ζ) sont reliés par les lois de transformation [58] :

$$X = \frac{x + \xi}{1 + \xi}, \quad x = \frac{X - \zeta/2}{1 - \zeta/2}, \quad (3.151)$$

$$\zeta = \frac{2\xi}{1 + \xi}, \quad \xi = \frac{\zeta}{2 - \zeta} \quad (3.152)$$

appliquant l'intervalle $-\xi < x < 1$ sur l'intervalle $0 < X < 1$. Dans le domaine $x < -\xi$ au sein duquel la distribution $H^q(x, \xi, t)$ obéit à une équation d'évolution de type DGLAP et décrit l'émission et la réabsorption d'un antiquark transportant des fractions d'impulsion longitudinale respectivement données par $\xi - x$ et $-\xi - x$, les deux formalismes fournissent les relations :

$$(\xi - x) P^+ = X p^+, \quad (3.153)$$

$$-(\xi + x) P^+ = (X - \zeta) p^+ \quad (3.154)$$

qui montrent que les couples de variables (x, ξ) et (X, ζ) sont reliés par les lois de transformation [58] :

$$X = \frac{\xi - x}{1 + \xi}, \quad x = \frac{\zeta/2 - X}{1 - \zeta/2}, \quad (3.155)$$

$$\zeta = \frac{2\xi}{1 + \xi}, \quad \xi = \frac{\zeta}{2 - \zeta} \quad (3.156)$$

appliquant l'intervalle $-1 < x < \xi$ sur l'intervalle $0 < X < 1$. Il s'en suit que les distributions partoniques généralisées $H^q(x, \xi, t)$ et $\mathcal{F}^q(X, \zeta, t)$ respectivement associées aux distributions de quarks non-polarisées dans les formalismes de Ji et de Radyushkin sont également reliées par deux lois de transformation distinctes en fonction de la valeur de la variable x . En remarquant que le passage de la mesure dx à la mesure dX engendre la présence d'un facteur $\pm 1/(1 - \zeta/2)$ selon le domaine en x considéré, on montre alors que les relations entre les distributions partoniques généralisées exprimées dans les deux formalismes sont données par les expressions [26, 58] :

$$\mathcal{F}^q(X, \zeta, t) = \frac{1}{1 - \zeta/2} H^q \left(x = \frac{X - \zeta/2}{1 - \zeta/2}, \xi, t \right) \quad \text{pour } -\xi < x < 1, \quad (3.157)$$

$$\mathcal{F}^{\bar{q}}(X, \zeta, t) = -\frac{1}{1 - \zeta/2} H^q \left(x = \frac{\zeta/2 - X}{1 - \zeta/2}, \xi, t \right) \quad \text{pour } -1 < x < \xi. \quad (3.158)$$

L'association des fonctions \mathcal{F}^q et $\mathcal{F}^{\bar{q}}$ aux densités de quarks et d'antiquarks dans les différents domaines en x se justifie naturellement lorsque l'on considère la limite d'une diffusion à l'avant correspondant

aux conditions $\xi \rightarrow 0$, $\zeta \rightarrow 0$ et $t \rightarrow 0$. Le recours aux expressions 3.87 et 3.90 montre en effet que les distributions généralisées dans le formalisme de Radyushkin satisfont dans ce cas aux relations [58] :

$$\mathcal{F}^q(X, 0, 0) = H^q(X, 0, 0) = q(X), \quad (3.159)$$

$$\mathcal{F}^{\bar{q}}(X, 0, 0) = -H^q(-X, 0, 0) = \bar{q}(X). \quad (3.160)$$

Le gluon étant sa propre antiparticule, la GPD $H^g(x, \xi, t)$ dans le formalisme de Ji satisfait à la relation $H^g(x, \xi, t) = H^g(-x, \xi, t)$. La GPD $\mathcal{F}^g(X, \zeta, t)$ associée dans le formalisme de Radyushkin à la distribution de gluons non-polarisée peut par conséquent être définie dans l'intervalle $0 < X < 1$ à partir de l'une ou l'autre des transformations 3.157 et 3.158 au travers des égalités [58] :

$$\mathcal{F}^g(X, \zeta, t) = \frac{1}{1 - \zeta/2} H^g\left(x = \frac{X - \zeta/2}{1 - \zeta/2}, \xi, t\right) = \frac{1}{1 - \zeta/2} H^g\left(x = \frac{\zeta/2 - X}{1 - \zeta/2}, \xi, t\right). \quad (3.161)$$

On a vu que dans la région $x > \xi$ ou $x < -\xi$ au sein de laquelle les distributions partoniques généralisées dans le formalisme de Ji obéissent à une équation d'évolution de type DGLAP, la GPD $H^q(x, \xi, t)$ se transforme respectivement en deux fonctions indépendantes $\mathcal{F}^q(X, \zeta, t)$ et $\mathcal{F}^{\bar{q}}(X, \zeta, t)$. Les lois de transformation entre les variables de Ji et de Radyushkin montrant en outre que les conditions $x > \xi$ ou $x < -\xi$ se traduisent pour la variable X par la condition $X > \zeta$, les distributions partoniques généralisées $\mathcal{F}^q(X, \zeta, t)$ et $\mathcal{F}^{\bar{q}}(X, \zeta, t)$ dans le formalisme de Radyushkin obéissent dès lors dans le domaine $X > \zeta$ à une équation d'évolution de type DGLAP. Dans la région $-\xi < x < \xi$ au sein de laquelle les distributions partoniques généralisées dans le formalisme de Ji obéissent à une équation d'évolution de type ERBL, la GPD $H^q(x, \xi, t)$ se transforme à présent en deux fonctions non-indépendantes $\mathcal{F}^q(X, \zeta, t)$ et $\mathcal{F}^{\bar{q}}(X, \zeta, t)$ pour lesquelles la variable X satisfait à la relation $X < \zeta$. Dans le domaine $X < \zeta$ au sein duquel elles obéissent à une équation d'évolution de type ERBL, les fonctions $\mathcal{F}^q(X, \zeta, t)$ et $\mathcal{F}^{\bar{q}}(X, \zeta, t)$ dans le formalisme de Radyushkin sont en effet reliées par la relation [58] :

$$\begin{aligned} \mathcal{F}^q(\zeta - X, \zeta, t) &= \frac{1}{1 - \zeta/2} H^q\left(\frac{\zeta - X - \zeta/2}{1 - \zeta/2}, \xi, t\right) = \frac{1}{1 - \zeta/2} H^q\left(\frac{\zeta/2 - X}{1 - \zeta/2}, \xi, t\right), \\ &= -\mathcal{F}^{\bar{q}}(X, \zeta, t). \end{aligned} \quad (3.162)$$

La distribution partonique généralisée $\mathcal{F}^g(X, \zeta, t)$ associée à la densité de gluons obéit également à une équation d'évolution de type DGLAP dans le domaine $X > \zeta$ et à une équation d'évolution de type ERBL dans le domaine $X < \zeta$ au sein duquel elle satisfait à une relation similaire à celle que respectent les distributions partoniques généralisées associées à la densité de quarks [58] :

$$\mathcal{F}^g(\zeta - X, \zeta, t) = \mathcal{F}^g(X, \zeta, t). \quad (3.163)$$

La relation entre les distributions généralisées $H^q(x, \xi, t)$, $\mathcal{F}^q(X, \zeta, t)$ et $\mathcal{F}^{\bar{q}}(X, \zeta, t)$ dans les formalismes de Ji et de Radyushkin est alors avantageusement représentée par le schéma de la figure 3.6 [26, 58].

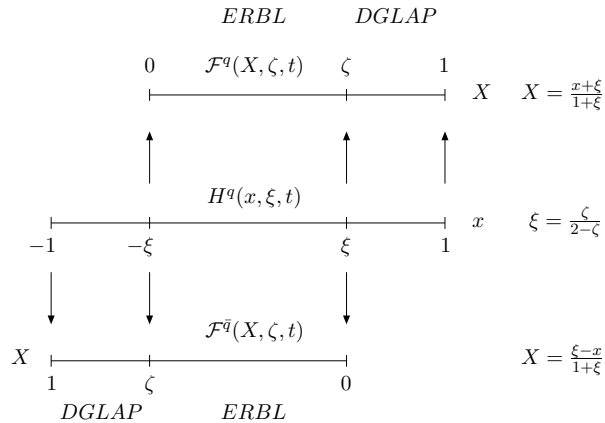


FIG. 3.6 – Relation entre les distributions partoniques généralisées $H^q(x, \xi, t)$, $\mathcal{F}^q(X, \zeta, t)$ et $\mathcal{F}^{\bar{q}}(X, \zeta, t)$ respectivement exprimées dans les formalismes de Ji et de Radyushkin [26, 58].

On peut alors introduire comme précédemment pour les fonctions $H^q(x, \xi, t)$ des distributions non-singulet et singulet de saveur $\mathcal{F}_{NS}^{q_i}(X, \zeta, t)$ et $\mathcal{F}_S^{q_i}(X, \zeta, t)$ définies au travers des relations [58] :

$$\mathcal{F}_{NS}^{q_i}(X, \zeta, t) = \mathcal{F}^{q_i}(X, \zeta, t) - \mathcal{F}^{\bar{q}_i}(X, \zeta, t), \quad (3.164)$$

$$\mathcal{F}_S^{q_i}(X, \zeta, t) = \mathcal{F}^{q_i}(X, \zeta, t) + \mathcal{F}^{\bar{q}_i}(X, \zeta, t). \quad (3.165)$$

En remarquant que la GPD $H^q(x, \xi, t)$ vérifie la propriété $H^q(x, \xi, t) = -H^{\bar{q}}(-x, \xi, t)$ et en recourant aux relations 3.157 et 3.158 reliant les fonctions $H^q(x, \xi, t)$, $\mathcal{F}^q(X, \zeta, t)$ et $\mathcal{F}^{\bar{q}}(X, \zeta, t)$ ainsi qu'aux égalités 3.135 et 3.136 définissant les distributions non-singulet et singulet de saveur de la fonction $H^q(x, \xi, t)$, on montre alors que les distributions $\mathcal{F}_{NS}^{q_i}(X, \zeta, t)$ et $\mathcal{F}_S^{q_i}(X, \zeta, t)$ sont reliées à leurs homologues $H_{NS}^{q_i}(x, \xi, t)$ et $H_S^{q_i}(x, \xi, t)$ au travers des expressions [58] :

$$\mathcal{F}_{NS}^{q_i}(X, \zeta, t) = \frac{1}{1 - \zeta/2} H_{NS}^{q_i} \left(\frac{X - \zeta/2}{1 - \zeta/2}, \xi, t \right), \quad (3.166)$$

$$\mathcal{F}_S^{q_i}(X, \zeta, t) = \frac{1}{1 - \zeta/2} H_S^{q_i} \left(\frac{X - \zeta/2}{1 - \zeta/2}, \xi, t \right), \quad (3.167)$$

les distributions $\mathcal{F}_{NS}^{q_i}$ et $\mathcal{F}_S^{q_i}$ introduites vérifiant en outre les propriétés de symétrie [58] :

$$\mathcal{F}_{NS}^{q_i}(\zeta - X, \zeta, t) = \mathcal{F}_{NS}^{q_i}(X, \zeta, t), \quad (3.168)$$

$$\mathcal{F}_S^{q_i}(\zeta - X, \zeta, t) = -\mathcal{F}_S^{q_i}(X, \zeta, t). \quad (3.169)$$

On introduit encore la distribution singulet \mathcal{F}_S sommée sur le nombre de saveurs n_f :

$$\mathcal{F}_S(X, \zeta, t) = \sum_{i=1}^{n_f} \mathcal{F}_S^{q_i}(X, \zeta, t) = \frac{1}{1 - \zeta/2} \sum_{i=1}^{n_f} H_S^{q_i} \left(\frac{X - \zeta/2}{1 - \zeta/2}, \xi, t \right). \quad (3.170)$$

On renvoie alors à la référence [58] pour l'expression des équations d'évolution dans le formalisme de Radyushkin à l'ordre dominant du développement perturbatif et à la référence [59] pour l'expression des équations d'évolution à l'ordre sous-dominant. On se contente ici de faire simplement remarquer que l'évolution de la GPD singulet de saveur \mathcal{F}_S est couplée à celle de la GPD \mathcal{F}^g associée à la densité de gluons tandis que les distributions partoniques généralisées non-singulets $\mathcal{F}_{NS}^{q_i}$ évoluent quant à elles indépendamment les unes des autres. Cela étant, on aborde à présent le processus DVCS à l'ordre sous-dominant du développement perturbatif en se basant sur les prédictions obtenues par Freund [40], ces dernières étant à la base de la simulation MonteCarlo du processus DVCS élastique utilisée dans ce travail et finalement comparées aux résultats obtenus dans le dernier chapitre.

3.6 Le processus DVCS à l'ordre sous-dominant

Les prédictions relatives au processus DVCS à l'ordre sous-dominant du développement perturbatif ou NLO (Next-to-Leading Order) présentées par Freund dans la référence [40] sont essentiellement basées sur les résultats présentés dans l'article [50] de Belitsky, Mueller et Kirchner en ce qui concerne le calcul de la section efficace de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ à l'ordre sous-dominant du développement perturbatif. La contribution essentielle de Freund consiste en l'établissement d'une paramétrisation des distributions partoniques généralisées intervenant dans le développement NLO de la section efficace $ep \rightarrow ep\gamma$ capable de décrire l'ensemble des données relatives au processus DVCS disponibles à l'époque et respectivement fournies par les collaborations H1 [60], ZEUS [61], CLAS [62] et HERMES [63]. Cette paramétrisation des GPD initialement proposée par Freund, McDermott et Strikman dans la référence [64] s'inspire du modèle AJM (Aligned Jet Model) [65] et de l'extension de ce dernier au cadre de la QCD [66, 67] pour formuler la dépendance fonctionnelle des distributions partoniques généralisées à l'échelle initiale Q_0^2 . On présente dans un premier temps les résultats obtenus

par Belitsky et al. pour l'expression NLO de la section efficace de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$. On expose ensuite la paramétrisation des GPD développée par Freund et al. en vue de décrire la mesure des différentes observables associées au processus DVCS. On se contente dans ce qui suit de donner une synthèse des résultats obtenus et renvoie le lecteur aux références précitées pour obtenir une vision plus détaillée.

La section efficace de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ est présentée dans la référence [50] à l'ordre sous-dominant ou NLO du développement perturbatif pour la contribution du twist dominant d'ordre 2 et à l'ordre dominant ou LO (Leading Order) pour la contribution du premier twist supérieur d'ordre 3. La contribution NLO à l'amplitude du twist dominant correspond aux diagrammes du type de celui de la figure 3.7 dans lequel l'interaction entre le proton et le photon virtuel s'effectue au travers de l'échange d'une paire de gluons. Pour aborder la contribution du twist d'ordre 3 à l'ordre dominant du développement perturbatif, on rappelle dans un premier temps que le théorème de factorisation 3.10 affirme que l'amplitude du processus DVCS limitée au twist dominant correspond à tout ordre du développement perturbatif à la convolution de coefficients de diffusion H_{2i} associés à l'interaction dure au niveau partonique par des distributions partoniques généralisées GPD_{2i} renfermant l'information non-perturbative, les coefficients de diffusion et les distributions partoniques étant définis au niveau du twist dominant d'ordre 2. En désignant le produit de convolution par le symbole \otimes , les contributions LO et NLO à l'amplitude \mathcal{T}_2 du twist dominant s'écrivent dès lors sous la forme :

$$\mathcal{T}_2(LO) = \sum_i H_{2i}(LO) \otimes GPD_{2i}, \quad (3.171)$$

$$\mathcal{T}_2(NLO) = \sum_i H_{2i}(NLO) \otimes GPD_{2i}. \quad (3.172)$$

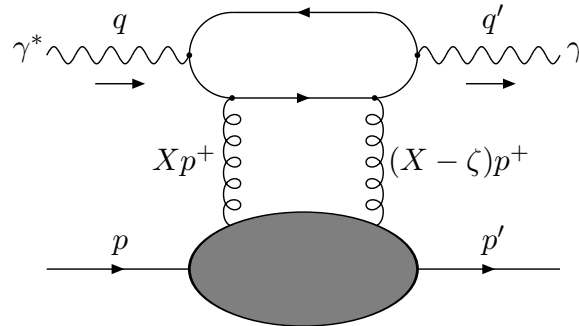


FIG. 3.7 – Amplitude du processus DVCS à l'ordre sous-dominant. Seule l'une des configurations caractérisant l'interaction entre les gluons et la paire quark-antiquark est représentée sur la figure.

Ce résultat valable pour l'amplitude du twist dominant conduit alors naturellement à formuler deux questions quant à l'expression que possède l'amplitude du twist d'ordre 3. Existe-t-il pour cette dernière un théorème de factorisation similaire? Le cas échéant, les distributions partoniques généralisées qui y interviennent sont-elles définies de manière identique à celles rencontrées jusqu'à présent? On montre en fait que l'amplitude du twist d'ordre 3 se factorise [68] à l'ordre dominant du développement perturbatif - la factorisation à tout ordre du développement perturbatif est non démontrée - dans l'approximation de Wandzura-Wilczek [68] en la convolution de coefficients de diffusion H_{3i} particuliers au twist d'ordre 3 par des distributions partoniques généralisées GPD_{2i} identiques à celles définies pour la contribution du twist dominant d'ordre 2, la contribution à l'amplitude \mathcal{T}_3 du twist d'ordre 3 à l'ordre dominant du développement perturbatif s'écrivant dès lors sous la forme :

$$\mathcal{T}_3(LO) = \sum_i H_{3i}(LO) \otimes GPD_{2i}. \quad (3.173)$$

On ne présente pas plus en avant l'expression exacte de l'amplitude \mathcal{T}_3 et on formule simplement les deux remarques suivantes. On constate premièrement que la prise en considération du premier terme

de twist supérieur à l'ordre dominant du développement perturbatif n'introduit pas d'ambiguïtés dans l'interprétation des données en terme des distributions partoniques généralisées intervenant dans le théorème de factorisation 3.10 relatif à l'amplitude du twist dominant. On fait deuxièmement remarquer que l'amplitude du twist d'ordre 3 représente une correction négligeable à l'amplitude du processus DVCS dans le domaine cinématique des expériences H1 et ZEUS associé à des collisions ep à haute énergie et ne constitue une contribution importante que pour les expériences sur cible fixe HERMES et Jefferson Lab qui opèrent à plus basse énergie. Cela étant, on aborde à présent l'expression de la section efficace de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ dans le formalisme de la référence [50].

On désigne respectivement par p et p' les quadri-impulsions des protons incident et diffusé, par k et k' celles des électrons incident et diffusé et par q et q' celles du photon virtuel incident et du photon final réel. On introduit également les quadri-impulsions moyennes P et \bar{q} au travers des relations $P = (p + p')/2$ et $\bar{q} = (q + q')/2$. Les invariants de Lorentz utilisés pour décrire la cinématique du processus DVCS sont la virtualité du photon incident $Q^2 = -q^2$, la virtualité moyenne $\bar{Q}^2 = -\bar{q}^2$, le carré du transfert de quadri-impulsion au vertex du proton, t , la fraction d'impulsion longitudinale moyenne ξ transportée par le transfert de quadri-impulsion au vertex du proton et l'inélasticité y :

$$t = \Delta^2 = (p' - p)^2, \quad (3.174)$$

$$\xi = \frac{Q^2}{2P \cdot \bar{q}}, \quad (3.175)$$

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k}. \quad (3.176)$$

Les relations entre les variables Q^2 , \bar{Q}^2 , ξ et $\zeta = x_b = Q^2/(2p \cdot q)$ sont données par les expressions :

$$\bar{Q}^2 = \frac{Q^2}{2} \left(1 + \frac{t}{Q^2} \right) \simeq \frac{Q^2}{2}, \quad (3.177)$$

$$\xi = \frac{\zeta \left(1 + \frac{t}{2Q^2} \right)}{2 - \zeta \left(1 - \frac{t}{Q^2} \right)} \simeq \frac{\zeta}{2 - \zeta}, \quad (3.178)$$

les dernières approximations étant valables dans le cadre du régime asymptotique de Björken qui limite l'amplitude au twist dominant. Le référentiel choisi pour déterminer la section efficace de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ est celui dans lequel le proton incident est au repos et dont la direction et le sens négatif de l'axe z sont définis par l'impulsion du photon virtuel. En désignant par ϕ l'angle dans ce référentiel entre le plan contenant les électrons incident et diffusé et celui contenant le proton diffusé et le photon final réel et en notant φ l'angle entre le vecteur de polarisation transverse du proton incident et l'impulsion du proton diffusé, la section efficace de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ quintuplement différentielle en x_b , y , t , ϕ et φ est alors donnée par la relation [50] :

$$\frac{d^5\sigma}{dx_b dy dt |d\phi d\varphi} = \frac{\alpha^3 x_b y}{16 \pi^2 \bar{Q}^2 \sqrt{1 + \varepsilon^2}} \frac{|\mathcal{T}|^2}{e^6}. \quad (3.179)$$

La quantité $\varepsilon = 2x_b M/\bar{Q}$ apparaissant dans cette expression est négligée lorsque l'on considère uniquement la contribution du twist dominant. Le carré du module de l'amplitude invariante \mathcal{T} associée à la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ est quant à lui défini comme précédemment au travers de la relation :

$$\begin{aligned} |\mathcal{T}|^2 &= |\mathcal{T}_{DVCS}|^2 + |\mathcal{T}_{BH}|^2 + \mathcal{T}_{DVCS}^* \mathcal{T}_{BH} + \mathcal{T}_{DVCS} \mathcal{T}_{BH}^* \\ &= |\mathcal{T}_{DVCS}|^2 + |\mathcal{T}_{BH}|^2 + \mathcal{I} \end{aligned} \quad (3.180)$$

dans laquelle la grandeur \mathcal{I} désigne le terme d'interférence entre les processus DVCS et BH. Les contributions individuelles associées aux processus DVCS et BH et au terme d'interférence sont alors présentées en terme d'un développement en série de Fourier dont les coefficients c_n et s_n sont respectivement

associés aux termes $\cos(n\phi)$ et $\sin(n\phi)$ et dont les expressions sont données par les relations [50] :

$$|\mathcal{I}_{BH}|^2 = \frac{e^6}{x_b^2 y^2 (1 + \varepsilon^2)^2 t \mathcal{P}_1(\phi) \mathcal{P}_2(\phi)} \left[c_0^{BH} + \sum_{n=1}^2 c_n^{BH} \cos(n\phi) + s_1^{BH} \sin(n\phi) \right], \quad (3.181)$$

$$|\mathcal{I}_{DVCS}|^2 = \frac{e^6}{y^2 \bar{Q}^2} \left[c_0^{DVCS} + \sum_{n=1}^2 [c_n^{DVCS} \cos(n\phi) + s_n^{DVCS} \sin(n\phi)] \right], \quad (3.182)$$

$$\mathcal{I} = \frac{\pm e^6}{x_b y^3 t \mathcal{P}_1(\phi) \mathcal{P}_2(\phi)} \left[c_0^{\mathcal{I}} + \sum_{n=1}^3 [c_n^{\mathcal{I}} \cos(n\phi) + s_n^{\mathcal{I}} \sin(n\phi)] \right] \quad (3.183)$$

dans lesquelles le signe + ou - du terme d'interférence correspond respectivement à un faisceau d'électrons et de positons. Les expressions exactes des propagateurs $\mathcal{P}_1(\phi)$ et $\mathcal{P}_2(\phi)$ associés à l'électron virtuel du processus BH sont données dans la référence [50] et on se limite ici à en fournir des expressions approchées permettant d'appréhender leurs comportements respectifs. Les propagateurs $\mathcal{P}_1(\phi)$ et $\mathcal{P}_2(\phi)$ associés à l'électron virtuel s'écrivent au travers des relations [50] :

$$\mathcal{P}_1(\phi) = \frac{\bar{Q}^2 + 2k \cdot \Delta}{\bar{Q}^2} \simeq -\frac{J + 2K \cos(\phi)}{y} + \mathcal{O}\left(\frac{M^2}{\bar{Q}^2}\right), \quad (3.184)$$

$$\mathcal{P}_2(\phi) = \frac{\Delta^2 - 2k \cdot \Delta}{\bar{Q}^2} \simeq 1 + \frac{J + 2K \cos(\phi)}{y} + \mathcal{O}\left(\frac{M^2}{\bar{Q}^2}, \frac{\Delta^2}{\bar{Q}^2}\right) \quad (3.185)$$

dans lesquelles les coefficients J et K sont respectivement donnés par les expressions approchées :

$$J \simeq 1 - y + \mathcal{O}\left(\frac{M^2}{\bar{Q}^2}, \frac{\Delta^2}{\bar{Q}^2}\right), \quad (3.186)$$

$$K \simeq \frac{\sqrt{-t}}{\bar{Q}} \sqrt{(1 - x_b)(1 - y)} + \mathcal{O}\left(\frac{M^2}{\bar{Q}^2}, \frac{\Delta^2}{\bar{Q}^2}\right). \quad (3.187)$$

Les expressions des coefficients de Fourier c_n et s_n sont également données dans la référence [50] pour les sections efficaces de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ respectivement associées à un faisceau de protons non-polarisé, longitudinalement polarisé et transversalement polarisé. On se contente dès lors dans ce qui suit de décrire succinctement les coefficients obtenus en se limitant au cas d'une cible non-polarisée. Pour la contribution directe du processus BH, le coefficient s_1^{BH} est nul et les coefficients c_0^{BH} , c_1^{BH} et c_2^{BH} font essentiellement intervenir des combinaisons des quantités $F_1^2(t) + \frac{|t|}{4M^2} F_2^2(t)$ et $(F_1(t) + F_2(t))^2$. Pour la contribution directe du processus DVCS et pour celle du terme d'interférence, on note tout d'abord que les coefficients c_0^{DVCS} , $c_0^{\mathcal{I}}$, $c_1^{\mathcal{I}}$ et $s_1^{\mathcal{I}}$ sont associés à l'amplitude du twist dominant d'ordre 2 déterminée aux ordres LO et NLO du développement perturbatif. Les coefficients c_1^{DVCS} , s_1^{DVCS} , $c_2^{\mathcal{I}}$ et $s_2^{\mathcal{I}}$ sont quant à eux associés à l'amplitude du twist d'ordre 3 déterminée à l'ordre LO du développement perturbatif. Les coefficients c_2^{DVCS} , s_2^{DVCS} , $c_3^{\mathcal{I}}$ et $s_3^{\mathcal{I}}$ proviennent pour leur part de la contribution des gluons à l'amplitude du twist dominant d'ordre 2 entraînant une modification de deux unités de l'hélicité du proton. Dans le cas d'une cible non-polarisée, les coefficients s_2^{DVCS} et $s_3^{\mathcal{I}}$ sont nuls. On note ensuite que les coefficients c_n^{DVCS} et s_n^{DVCS} associés à la contribution directe du processus DVCS sont donnés par des combinaisons des carrés des amplitudes \mathcal{H} , $\tilde{\mathcal{H}}$, \mathcal{E} et $\tilde{\mathcal{E}}$ définies de manière similaire aux relations 3.75 et 3.76 par la convolution des GPD H , \tilde{H} , E et \tilde{E} par les noyaux C et \tilde{C} associés à la diffusion dure au niveau partonique. Les coefficients $c_n^{\mathcal{I}}$ et $s_n^{\mathcal{I}}$ associés à la contribution du terme d'interférence sont quant à eux donnés par des combinaisons des parties réelle et imaginaire des amplitudes \mathcal{H} , $\tilde{\mathcal{H}}$, \mathcal{E} et $\tilde{\mathcal{E}}$. Ceci clôture la présentation de la section efficace de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ utilisée par Freund pour établir ses prédictions relatives au processus DVCS. On fait cependant remarquer que la section efficace à laquelle Freund recourt dans l'article [40] est intégrée

sur les angles azimutaux ϕ et φ ainsi que sur le carré du transfert de quadri-impulsion au vertex du proton, t . L'intégration sur l'angle ϕ entraîne l'annulation du terme d'interférence, la contribution du coefficient c_0^T étant négligeable dans le domaine cinématique des expériences H1 ou ZEUS. Cela étant, on aborde à présent la paramétrisation des GPD développée par Freund et al. en vue de décrire la mesure des différentes observables associées au processus DVCS.

Paramétrisation des GPD de Freund et al.

La paramétrisation des GPD proposée par Freund dans la référence [40] s'inspire du modèle AJM (Aligned Jet Model) [65] et de l'extension de ce dernier au cadre de la QCD [66, 67] pour formuler la dépendance fonctionnelle des GPD à l'échelle initiale Q_0^2 . Bien que la paramétrisation proposée concerne l'ensemble des quatre GPD intervenant dans l'expression de la section efficace de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$, on se limite dans ce qui suit à décrire la paramétrisation de la distribution partonique généralisée H , celle-ci fournissant la contribution dominante à l'amplitude du processus DVCS dans le domaine cinématique de l'expérience H1 associé à des collisions ep à haute énergie. On montre en fait que la mise explicite à zéro des contributions associées aux GPD \tilde{H} , E et \tilde{E} introduit une modification négligeable dans la prédiction relative à la section efficace du processus DVCS pour les expériences H1 et ZEUS, la modification étant de l'ordre de quelques pourcents pour la prédiction relative à l'asymétrie de spin ou SSA dans le domaine cinématique de l'expérience HERMES [40]. Cela étant, la principale hypothèse du modèle de Freund consiste à supposer qu'aux faibles valeurs de la virtualité Q^2 de l'ordre de 1 à 2 GeV², le comportement des densités de partons dans le proton est essentiellement dicté par la physique à longue portée, et ce dans un large intervalle en la variable x_b de Björken. Les effets de l'asymétrie d'impulsion ou skewing caractérisant la cinématique d'une interaction à courte portée peuvent dans ce cas être négligés aux faibles valeurs de la variable x_b et la dépendance fonctionnelle des distributions partoniques généralisées dans le domaine DGLAP est par conséquent donnée en bonne approximation par celle des distributions partoniques classiques auxquelles elles correspondent, les GPD et les distributions partoniques classiques étant définies à l'échelle initiale Q_0^2 en une même fraction d'impulsion longitudinale X quelque soit la valeur de l'asymétrie d'impulsion ζ . Dans le formalisme de Radyushkin au sein duquel Freund continue à désigner par H^q et H^g les distributions partoniques généralisées respectivement associées aux densités de quarks et de gluons non-polarisées, cette hypothèse se traduit par la relation [40] :

$$H^{S,NS,g}(X, \zeta, Q_0^2) = \frac{1}{1 - \zeta/2} q^{S,NS,g} \left(\frac{X - \zeta/2}{1 - \zeta/2}, Q_0^2 \right) \quad \text{pour } X > \zeta \quad (3.188)$$

dans laquelle $q(x, Q_0^2)$ désigne une paramétrisation quelconque des fonctions de distributions partonique classiques à l'échelle initiale Q_0^2 . Dans la pratique, les paramétrisations MRST2001 [21] et CTEQ6M [23] des fonctions de distribution partonique classiques sont utilisées pour établir les prédictions relatives à la section efficace du processus DVCS. Ces paramétrisations ont été présentées précédemment dans les sections 2.6 et 2.7. Pour établir ensuite la dépendance fonctionnelle des GPD dans la région $X < \zeta$ dans laquelle leur équation d'évolution est de type ERBL, Freund considère les éléments suivants. Les GPD doivent premièrement être continues en le point $X = \zeta$ qui constitue la limite entre les domaines DGLAP et ERBL. Elles doivent également posséder la symétrie correcte par rapport au point $X = \zeta/2$ situé au centre de la région ERBL - voir les relations 3.163, 3.168 et 3.169 - et satisfaire à la condition de polynomialité exprimée dans le formalisme de Radyushkin au travers de l'expression [40] :

$$\begin{aligned} M_n(\zeta) &= \int_{\zeta}^1 dX \frac{\tilde{X}^{n-1}}{2 - \zeta} \left[H^q(X, \zeta) - (-1)^{n-1} H^{\bar{q}}(X, \zeta) + \frac{(-1)^n + 1}{2} \tilde{X} H^g(X, \zeta) \right] \\ &\quad + (-1)^n \int_0^{\zeta} dX \frac{\tilde{X}^{n-1}}{2 - \zeta} \left[H^{\bar{q}}(X, \zeta) + \tilde{X} H^g(X, \zeta) \right], \\ &= \sum_{k=0}^{n/2} \left(\frac{\zeta}{2 - \zeta} \right)^{2k} C_{2k,n} \end{aligned} \quad (3.189)$$

dans laquelle $\tilde{X} = (X - \zeta/2)/(1 - \zeta/2)$. En pratique, la requête de polynomialité est uniquement requise pour les deux premiers moments $M_1(\zeta) = 3$ et $M_2(\zeta) = 1 - 3.2\zeta^2/(2 - \zeta)^2$. L'ensemble de ces considérations a alors conduit Freund à proposer la dépendance fonctionnelle suivante pour la paramétrisation de la distribution partonique généralisée H dans le domaine ERBL [40] :

$$H^{NS,g}(X, \zeta, Q_0^2) = H^{NS,g}(\zeta, \zeta, Q_0^2) [1 + A^{NS,g}(\zeta) C^{NS,g}(X, \zeta)] \quad \text{pour } X < \zeta, \quad (3.190)$$

$$H^S(X, \zeta, Q_0^2) = H^S(\zeta, \zeta, Q_0^2) \frac{X - \zeta/2}{\zeta/2} [1 + A^S(\zeta) C^S(X, \zeta)] \quad \text{pour } X < \zeta, \quad (3.191)$$

les fonctions $C^{S,NS,g}(X, \zeta)$ intervenant dans ces relations étant données par les expressions [40] :

$$C^{NS,g}(X, \zeta) = \frac{3}{2} \frac{2 - \zeta}{\zeta} \left[1 - \left(\frac{X - \zeta/2}{\zeta/2} \right)^2 \right], \quad (3.192)$$

$$C^S(X, \zeta) = \frac{15}{2} \left(\frac{2 - \zeta}{\zeta} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{X - \zeta/2}{\zeta/2} \right)^2 \right]. \quad (3.193)$$

Les coefficients $A^{S,NS,g}(\zeta)$ sont alors déterminés pour chacune des valeurs de ζ en imposant que les conditions de polynomialité soient explicitement satisfaites pour les deux premiers moments $M_1(\zeta)$ et $M_2(\zeta)$. Les distributions partoniques généralisées $H^{S,NS,g}(X, \zeta)$ étant connues à l'échelle initiale Q_0^2 , leur détermination aux valeurs supérieures de la virtualité Q^2 est ensuite obtenue en recourant aux équations d'évolution dans le formalisme de Radyushkin développées à l'ordre sous-dominant du développement perturbatif dans la référence [59]. Cela étant, il reste encore à aborder la paramétrisation de la dépendance en t des distributions partoniques généralisées. Cette dernière possède une forme exponentielle qui reflète la nature diffractive du processus DVCS, la dépendance en t des GPD étant totalement factorisée des dépendances en X et ζ au travers de l'expression [40] :

$$H^{S,NS,g}(X, \zeta, t, Q_0^2) = H^{S,NS,g}(X, \zeta, Q_0^2) e^{-b|t|}. \quad (3.194)$$

Des contraintes expérimentales issues de la mesure de la production diffractive du méson vecteur ρ par les collaborations H1 [69] et ZEUS ainsi que la nécessité de décrire les mesures de la section efficace du processus DVCS obtenues par la collaboration ZEUS [61] ont conduit Freund à envisager une dépendance en Q^2 de la pente exponentielle en t donnée au travers de la relation [40] :

$$b(Q^2) = b_0 \left[1 - a \log \left(\frac{Q^2}{Q_0^2} \right) \right] \quad (3.195)$$

dans laquelle les valeurs des différents paramètres sont respectivement données par $b_0 = 8 \text{ GeV}^{-2}$, $a = 0.15$ et $Q_0^2 = 2 \text{ GeV}^2$ [40]. La dépendance fonctionnelle des distributions partoniques généralisées en l'échelle initiale Q_0^2 est dès lors finalement donnée par la relation [40] :

$$H^{S,NS,g}(X, \zeta, t, Q_0^2) = H^{S,NS,g}(X, \zeta, Q_0^2) e^{-b(Q^2)|t|} \quad (3.196)$$

dans laquelle la dépendance en Q^2 de la pente exponentielle en t signale une brisure de la factorisation de cette variable des dépendances en X et ζ . Pour tenter de motiver la dépendance en Q^2 du paramètre b , on suppose qu'en l'échelle initiale Q_0^2 la dépendance en t se factorise totalement des dépendances en X et ζ et que le paramètre b reçoit des contributions différentes des quarks de valence, des quarks de la mer et de la densité de gluons. Cette différence de normalisation entre les quarks et les gluons va cependant évoluer avec des valeurs croissantes de Q^2 , l'évolution de la GPD singulet de saveur H^S étant couplée à celle de la GPD H^g associée aux gluons. La valeur de la pente exponentielle en t va dès lors être modifiée en conséquence et sa dépendance en Q^2 peut être perçue comme résultant de l'évolution, cette dernière resommant des logarithmes de Q^2 .

4. Le dispositif de l'expérience H1

On aborde dans ce chapitre la description du collisionneur HERA ainsi que celles du détecteur et du système de déclenchement de l'expérience H1, en mettant en évidence les modifications et les évolutions qui ont accompagné la transition vers la phase de haute luminosité HERA II.

4.1 Le collisionneur HERA

Le collisionneur HERA (Hadron Elektron Ring Anlage) est un collisionneur électron-proton situé sur le site du laboratoire DESY (Deutsches Elektronen SYNchrotron) à Hambourg en Allemagne. Les deux faisceaux de particules sont accélérés par leur propre machine et circulent en sens inverse dans un même tunnel ainsi qu'illustré sur la figure 4.1(a). L'anneau principal est situé à une trentaine de mètres de profondeur et possède une circonférence de l'ordre de 6.3 km. Il est constitué de quatre sections droites de 360 m de longueur chacune au sein desquelles sont placés les détecteurs des différentes collaborations et de 4 sections courbes dont le rayon est de 779 m. Les données analysées dans ce travail ont été collectées au cours des années 2004 et 2005 pendant lesquelles HERA a respectivement produit des collisions positons-protons et électrons-protons. Pour les deux années considérées, les énergies des faisceaux sont respectivement de 27.5 GeV pour le faisceau d'électrons ou de positons et de 920 GeV pour le faisceau de protons et l'énergie dans le référentiel du centre de masse de la collision est dès lors de l'ordre de 320 GeV.

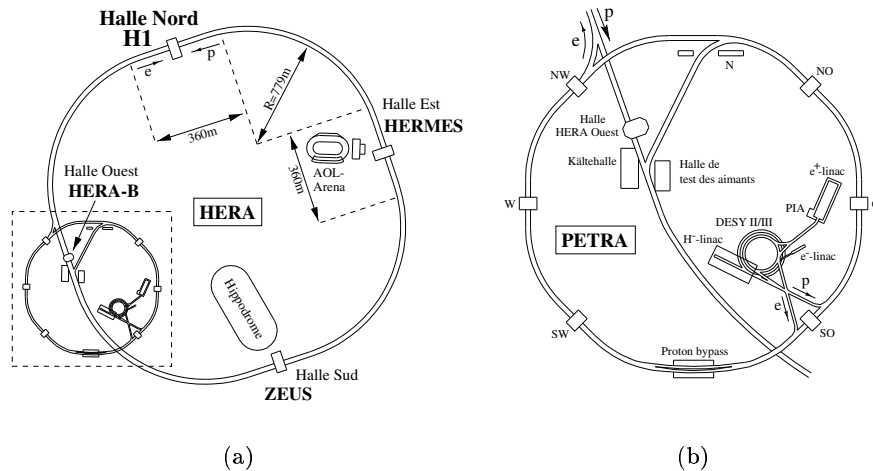


FIG. 4.1 – (a) Schéma illustrant le complexe du collisionneur HERA. (b) Agrandissement de la zone de préaccélération et d'injection encadrée dans la figure de gauche.

Pour atteindre ces énergies, les faisceaux de particules transitent par une série de préaccélérateurs illustrés sur la figure 4.1(b). Des accélérateurs linéaires fournissent dans un premier temps des électrons (e^- linac ou e^+ linac) et des protons (H^- linac) dont les énergies valent respectivement 500 MeV et 50 MeV. Les électrons sont ensuite accélérés jusqu'à une énergie de 7.5 GeV par l'accélérateur circulaire DESY II au sein duquel un nombre maximum de 60 paquets d'électrons peuvent être formés. Ces

derniers passent alors dans la machine PETRA II qui les accélère jusqu'à une énergie de 12 GeV avant d'être finalement injectés dans le collisionneur HERA qui les accélère jusqu'à leur énergie nominale de 27.5 GeV. Les protons sont quant à eux accélérés jusqu'à une énergie de 7.5 GeV par l'accélérateur circulaire DESY III au sein duquel un nombre maximum de 70 paquets de protons peuvent être accumulés. Ceux-ci transitent alors par la machine PETRA III qui les accélère jusqu'à une énergie de 40 GeV avant d'être injectés dans le collisionneur HERA qui porte leur énergie jusqu'à la valeur nominale de 920 GeV.

L'énergie du faisceau d'électrons est limitée par la puissance des cavités accélératrices qui permettent de compenser la perte d'énergie élevée qu'ils subissent au travers de l'émission d'un rayonnement synchrotron. Dans le cas du faisceau de protons, l'émission d'un rayonnement synchrotron constitue une perte d'énergie négligeable et la limitation trouve ici son origine dans le champ magnétique intense des aimants dipolaires de guidage.

Chacun des faisceaux d'électrons et de protons est constitué de 220 paquets qui se croisent toutes les 96 ns en deux points d'interaction situés dans les halles nord et sud, la fréquence des collisions étant dès lors de l'ordre de 10.4 MHz. Parmi ces 220 paquets, seuls 175 sont effectivement appariés et remplis chacun de 10^{10} à 10^{11} particules. Les autres paquets appelés paquets pilotes sont remplis d'électrons ou de protons non appariés avec des paquets de l'autre faisceau, ce afin d'étudier les événements de bruit de fonds générés par le rayonnement synchrotron du faisceau d'électrons ou par les interactions de chacun des faisceaux avec les ions du gaz résiduel présent dans le tube à vide. Des paquets vides pour lesquels les courants d'électrons et de protons sont inférieurs à quelques μA sont également appariés entre les deux types de faisceaux de manière à pouvoir étudier le bruit de fonds associé au rayonnement cosmique et à l'électronique du détecteur. Les paquets d'électrons sont caractérisés par une extension longitudinale de l'ordre de 2 cm et une taille transverse de $0.25 \times 0.02 \text{ mm}^2$ au niveau des points d'interaction. Les paquets de protons possèdent quant à eux une taille transverse de $0.3 \times 0.06 \text{ mm}^2$ au niveau des points d'interaction et une extension longitudinale plus élevée de l'ordre de 11 cm engendrée par la présence de deux paquets satellites formés lors de la phase d'accélération et situés à 5 ns de part et d'autre du paquet central. Les valeurs moyennes des courants d'électrons et de protons ainsi que celles des luminosités spécifique et instantanée sont représentées sur le tableau 4.1 pour les années de prise de données 2004 et 2005.

caractéristiques du faisceau	valeur en 2004	valeur en 2005
Intensité moyenne du faisceau de protons $\langle I_p \rangle$	80 mA	78 mA
Intensité moyenne du faisceau d'électrons $\langle I_e \rangle$	25 mA	22 mA
Luminosité spécifique moyenne $\langle L_{sp} \rangle$	$1.1 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ mA}^{-2}$	$1.6 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ mA}^{-2}$
Luminosité instantanée moyenne $\langle L \rangle$	$1.3 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$1.7 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

TAB. 4.1 – Valeurs moyennes des courants et des luminosités pour les années 2004 et 2005.

En plus des détecteurs H1 et ZEUS respectivement situés dans les halles Nord et Sud au niveau des points d'interaction des faisceaux d'électrons et de protons, le halle Est abrite le détecteur de l'expérience sur cible fixe de la collaboration HERMES dont le spectromètre étudie les interactions du faisceau d'électrons longitudinalement polarisé avec une cible de gaz polarisé constitué d'hélium, d'hydrogène ou de deutérium. Le but principal de cette expérience est la mesure des contributions du spin et du moment angulaire des quarks et des gluons au spin total du nucléon. La cible étant au repos, le détecteur HERMES est capable de réaliser des mesures de précision des asymétries de charge et d'hélicité pour le processus DVCS à bas Q^2 . Le halle Ouest abrite quant à lui le spectromètre de l'expérience HERA-B qui a étudié entre les années 2000 et 2003 les interactions entre les protons situés à la périphérie du faisceau de protons et une cible constituée de fils tendus à l'intérieur du tube à vide. Cette expérience qui avait pour but l'étude de la violation CP dans le secteur du b n'a pas pu achever son programme.

4.2 La transition HERA I - HERA II

La première phase d'opération du collisionneur HERA ou phase HERA I a débuté au cours de l'année 1992 pour se terminer en octobre 2000. La prise de données a alors été arrêtée afin de procéder à des modifications importantes du collisionneur HERA et des différents détecteurs présents, les deux principaux objectifs étant la mise à disposition d'un faisceau d'électrons longitudinalement polarisés pour chacune des expériences H1 et ZEUS et l'augmentation de la luminosité délivrée à chacun des détecteurs. L'émission d'un rayonnement synchrotron par le faisceau d'électrons plaçant ce dernier dans un état naturel de polarisation transverse, l'obtention d'un faisceau d'électrons longitudinalement polarisés au niveau des points d'interaction a été réalisée en installant des rotateurs de spin à l'entrée et à la sortie des détecteurs H1 et ZEUS ainsi qu'illustré sur la figure 4.2.

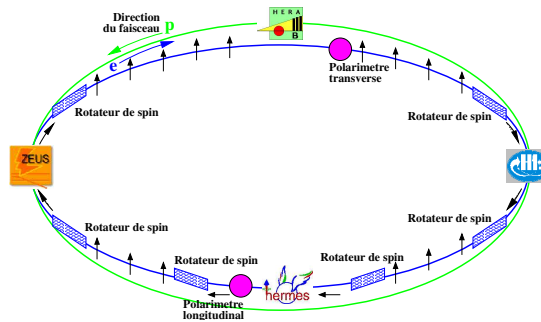


FIG. 4.2 – Schéma illustrant les états de polarisation du faisceau d'électrons dans la phase HERA II.

La luminosité instantanée \mathcal{L} étant liée aux paramètres des faisceaux au travers de l'expression :

$$\mathcal{L} = f \frac{n_e n_p}{4 \pi \sigma_x \sigma_y} \quad (4.1)$$

dans laquelle f désigne la fréquence des collisions, n_e et n_p le nombre d'électrons et de protons par paquet et σ_x, σ_y les largeurs des profils des faisceaux dans le plan transverse, on voit qu'une augmentation de sa valeur peut être obtenue en augmentant l'intensité des courants et en diminuant la section transverse des faisceaux au niveau du point d'interaction. Une meilleure focalisation des faisceaux a dès lors été réalisée en introduisant au sein même du détecteur H1 deux aimants supraconducteurs quadrupolaires GO et GG de part et d'autre de la région d'interaction nominale. La mise en place de ces aimants et la nouvelle optique de faisceau qui en résulte ont augmenté l'émission de rayonnement synchrotron par le faisceau d'électrons au niveau de la zone d'interaction. Ce rayonnement est partiellement rétrodiffusé vers la région d'interaction par des plaques d'absorbeur situées en amont et son absorption par les parois du tube à vide libère alors des ions dont les interactions avec le faisceau de protons induisent des montées de courant importantes (spikes) proportionnelles au carré du courant électronique dans le trajectographe central CJC. Il a donc été nécessaire que HERA fonctionne dans un premier temps à courant réduit avant qu'une période de fermeture du collisionneur pendant l'été 2003 ne permette la mise en place de nouveaux blindages et de nouvelles pompes à vide afin de limiter le bruit de fonds induit par l'optique des aimants GO et GG. On peut ainsi situer à octobre 2003 le démarrage effectif de la phase HERA II pour laquelle la luminosité instantanée est de l'ordre de deux fois supérieure à celle disponible pendant la phase HERA I.

La transition HERA I - HERA II a également induit un nombre important de modifications au sein du détecteur H1 consistant en le remplacement ou l'amélioration de certains sous-détecteurs et la mise en place d'un système de déclenchement en adéquation avec la phase de haute luminosité. L'installation de la nouvelle optique des faisceaux et des aimants de focalisation GO et GG a également nécessité certaines modifications du détecteur dans le voisinage de la zone d'interaction nominale. Dans ce qui

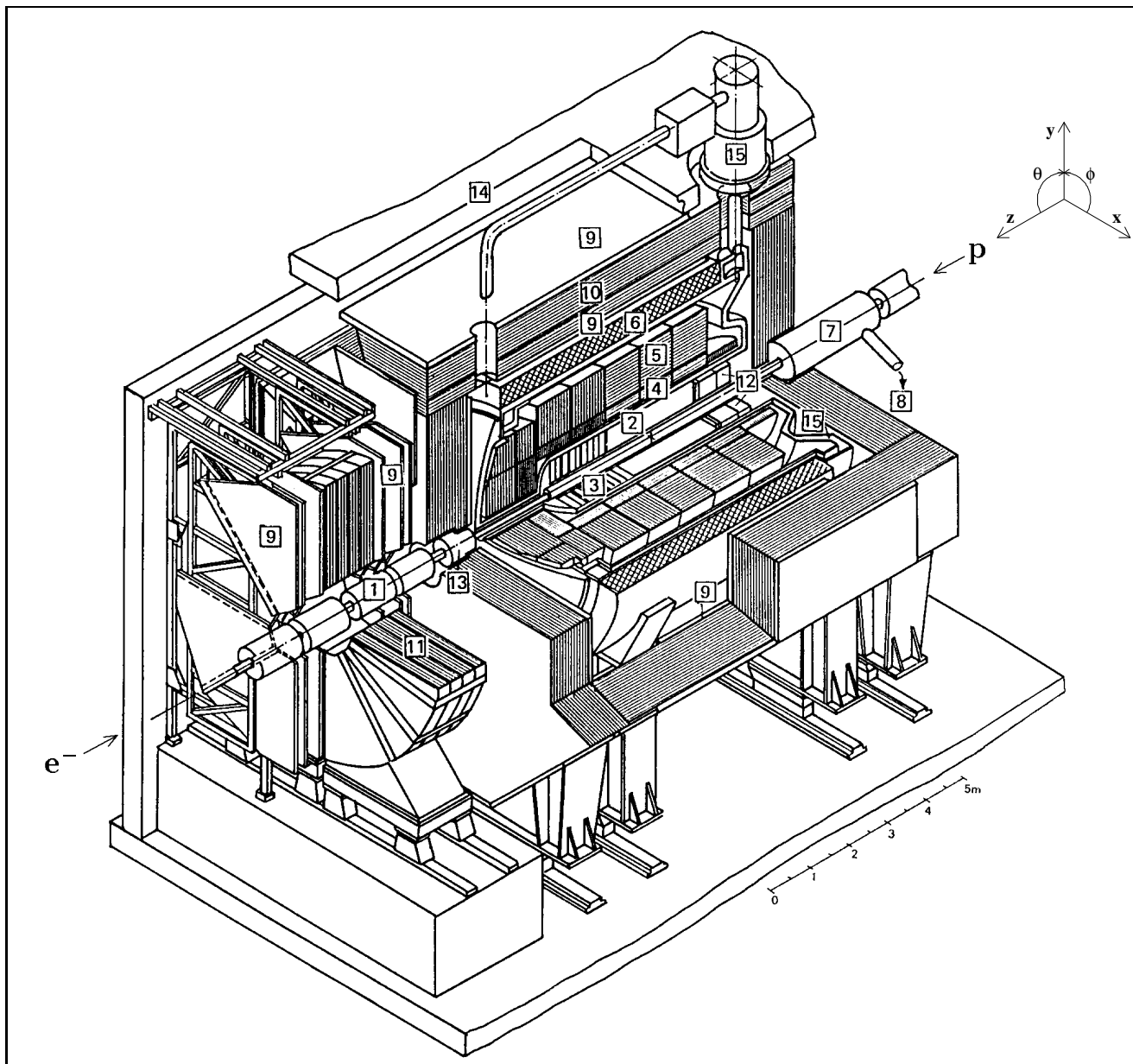
suit, seuls les différents modules de détection utiles à l'analyse du processus DVCS sont successivement abordés, une description complète du détecteur H1 pouvant être trouvée dans la référence [70, 71].

4.3 Le détecteur H1

Le détecteur H1 ayant pour mission d'investiguer au mieux l'ensemble des processus physiques générés par les interactions électron-proton à haute énergie, il doit remplir un vaste ensemble de fonctionnalités différentes. L'identification de l'électron diffusé et les mesures précises de son énergie et de son angle polaire θ sont de toute première importance, la cinématique des événements de diffusion profondément inélastique à courant neutre $ep \rightarrow eX$ étant reconstruite à partir de ces variables. Une bonne herméticité est en outre nécessaire pour pouvoir utiliser la conservation de l'impulsion dans le plan transverse et déterminer l'énergie transverse manquante dans le cas des événements de diffusion profondément inélastique à courant chargé $ep \rightarrow \nu X$. La reconstruction des traces des particules chargées à l'aide de trajectographes placés dans un champ magnétique ainsi qu'une fine granularité calorimétrique sont également impératives afin de permettre l'étude des états hadroniques finaux. La détection des muons par des détecteurs situés dans les régions externes de H1 est aussi nécessaire pour l'étude de la physique des quarks lourds et la recherche de processus exotiques. Finalement les particules émises à très petit angle par rapport à la direction des faisceaux doivent pouvoir être détectées, ce qui est réalisé en recourant à des systèmes situés à l'extérieur du détecteur principal.

Le détecteur H1 possède une symétrie cylindrique et une organisation en couches caractéristiques des expériences sur collisionneur ainsi qu'une configuration asymétrique entre ses parties arrière et avant due à la différence d'énergie importante entre les faisceaux d'électrons et de protons. Son volume est d'approximativement $12 \times 10 \times 15 \text{ m}^3$ et sa masse d'environ 2800 tonnes. La figure 4.3 représente le détecteur dans sa configuration HERA I et définit le système de coordonnées auquel on se réfère pour la reconstruction des événements. Le référentiel utilisé est centré sur le point d'interaction nominal, l'axe z étant de direction parallèle à celle des faisceaux et de sens donné par celui du faisceau de protons. La zone du détecteur par laquelle les protons s'échappent correspond donc à la région des z positifs encore appelée région avant tandis que la région des z négatifs ou région arrière est définie par la zone de sortie du faisceau d'électrons. Les variables x et y définissent les coordonnées dans le plan transverse, l'axe x étant horizontal et orienté vers le centre de l'accélérateur, l'axe y vertical et dirigé vers le haut. L'angle polaire θ est défini par rapport à la direction des z positifs et l'angle azimutal ϕ par rapport à celle des x positifs. En se déplaçant de la région entourant le tube à vide vers l'extérieur du détecteur, on traverse successivement les trajectographes, les calorimètres électromagnétique et hadronique, l'aimant supraconducteur, les chambres à muons et le fer instrumenté.

Au voisinage immédiat du tube à vide 1 se trouvent des trajectographes constitués de détecteurs semiconducteurs au silicium non représentés sur la figure 4.3. Le détecteur central au silicium CST (Central Silicon Tracker) permet une mesure précise de la position du vertex dans la région centrale du détecteur H1. Le détecteur arrière au silicium BST (Backward Silicon Tracker) couvre la région arrière avec une acceptation angulaire s'étendant jusqu'à 176° . L'installation de l'aimant de focalisation GG pour la phase HERA II a nécessité une diminution de la taille de ce détecteur et les matériaux nouvellement disponibles ont alors permis de réaliser le détecteur avant au silicium FST (Forward Silicon Tracker) qui couvre la région avant du détecteur dans le domaine angulaire $8^\circ < \theta < 15.5^\circ$. Son rôle est d'étendre les capacités du trajectographe dans cette région afin de pouvoir réaliser la mesure d'événements de diffusion profondément inélastique à très grand Q^2 ainsi que celle d'événements de physique des quarks lourds.



- | | |
|--|--|
| 1 Beam pipe and beam magnets | 9 Muon chambers |
| 2 Central tracking device | 10 Instrumented iron yoke |
| 3 Forward tracking device | 11 Forward muon toroid |
| 4 Electromagnetic LAr calorimeter | 12 Backw. electromagn. calorimeter (SpaCal) |
| 5 Hadronic LAr calorimeter | 13 PLUG calorimeter |
| 6 Superconducting coil (1.15 T) | 14 Concrete shielding |
| 7 Compensating magnet | 15 Liquid argon cryostat |
| 8 Helium supply for 7 | |

FIG. 4.3 – Schéma illustrant le détecteur H1 dans sa configuration HERA I.

Viennent ensuite en s'éloignant du tube à vide les trajectographes centraux CJC (Central Jet Chambers) [2] et avant FTD (Forward Tracking Device) [3] qui sont plongés dans un champ magnétique homogène de 1.15 T orienté selon la direction des faisceaux et délivré par l'aimant supraconducteur [6] situé à l'extérieur des calorimètres. Ces détecteurs de traces permettent la mesure de l'impulsion des particules chargées ainsi que la détermination de leur perte d'énergie spécifique. On rencontre ensuite dans les régions centrale et avant du détecteur le calorimètre à argon liquide LAr dont les parties électromagnétique [4] et hadronique [5] réalisent une mesure de l'énergie et de la position des particules chargées et neutres. Le calorimètre LAr est situé dans un cryostat [15] qui maintient l'argon liquide à une température de 90 °K. Le calorimètre SpaCal [12] assure la mesure de l'énergie des particules dans la région arrière, son rôle essentiel étant de déterminer avec précision l'énergie et la position de l'électron diffusé dans ce domaine angulaire. Au-delà de l'aimant supraconducteur [6] se trouvent les chambres à muons [9] situées de part et d'autre du fer de retour de l'aimant [10]. Ce dernier contient des chambres à dard dédiées à l'identification des muons et des détecteurs analogiques qui lui permettent de jouer le rôle d'un calorimètre de fin de gerbe en assurant la mesure de l'énergie déposée par les queues des gerbes hadroniques qui n'ont pas été complètement absorbées par le LAr. Dans la direction avant un calorimètre bouchon PLUG [13] assure la mesure de l'énergie des particules émises à très petit angle et un spectromètre à muons FMD (Forward Muon Detector) constitué d'un aimant toroïdal [11] et de chambres à dérive [9] détermine l'impulsion des muons émis vers l'avant. L'ensemble du détecteur principal est finalement entouré d'un blindage en béton [14].

En plus de ces différents modules de détection situés au sein même du détecteur H1, un certain nombre de sous-systèmes non représentés sur la figure 4.3 sont localisés dans le tunnel en amont et en aval du détecteur principal. On trouve dans la direction avant quatre spectromètres à protons FPS (Forward Proton Spectrometer) basés sur la technique des pots romains, deux horizontaux respectivement situés en $z = 63$ m et 80 m, et deux verticaux respectivement situés en $z = 81$ m et 90 m. Constitués de plans de fibres scintillantes pouvant être amenés à proximité du faisceau de protons au sein du tube à vide, les détecteurs FPS ont pour but de détecter les protons émergeant intacts des interactions diffractives, dans le domaine des grandes valeurs de $x_P \sim 10^{-1}$ pour les pots horizontaux et des petites valeurs de $x_P \sim 10^{-3}$ pour les pots verticaux, en utilisant l'effet spectrométrique de l'optique de courbure du faisceau qui place sur des trajectoires extérieures les protons ayant perdu une partie de leur énergie lors de leur interaction dans H1. Leur acceptance étant très faible aux petites valeurs de x_P , un nouveau système VFPS (Very Forward Proton Spectrometer) constitué de deux pots romains a été installé plus à l'avant du détecteur en $z = 220$ m pendant la période de fermeture de l'accélérateur préparant à la phase HERA II [72]. On trouve encore dans la région avant un calorimètre à neutrons FNC (Forward Neutron Calorimeter) permettant d'identifier les neutrons diffusés à petit angle dans les événements de diffusion profondément inélastique $ep \rightarrow enX$. Dans la région arrière, un calorimètre électromagnétique ETAG6 (Electron Tagger) situé en $z = -6$ m permet de déterminer l'énergie et la position transverse des électrons diffusés à très petit angle dans des événements de photoproduction en utilisant à nouveau l'effet spectrométrique de l'optique de courbure du faisceau et un détecteur de photons PD (Photon Detector) situé en $z = -100$ m réalise la mesure de l'énergie et de la position transverse des photons de bremsstrahlung émis colinéairement au faisceau d'électrons. Ces deux détecteurs ETAG6 et PD sont en outre utilisés pour déterminer la valeur de la luminosité associée à la physique de H1.

4.4 Les trajectographes du détecteur H1

Le système de trajectographes du détecteur H1 est constitué de détecteurs semiconducteurs au silicium situés au voisinage immédiat du tube à vide, de chambres proportionnelles multifils et de chambres à dérive concentriques dont la géométrie cylindrique a pour axe celui des faisceaux ainsi qu'illustré sur les figures 4.4(a) et 4.4(b). En se déplaçant du tube à vide vers l'extérieur de H1

dans la région centrale, on rencontre successivement le détecteur central au silicium CST, la chambre proportionnelle interne CIP, la chambre à dérive centrale CJC1, la chambre à dérive en z COZ, la chambre proportionnelle externe COP et la chambre à dérive centrale CJC2. Dans la région arrière, on rencontre le détecteur arrière au silicium BST et la chambre proportionnelle arrière BPC. Dans la région avant, le trajectographe qui comprenait dans la phase HERA I des chambres à dérive, des chambres proportionnelles et des détecteurs à rayonnement de transition est constitué dans la configuration HERA II de chambres à dérive et de plans de scintillateur.

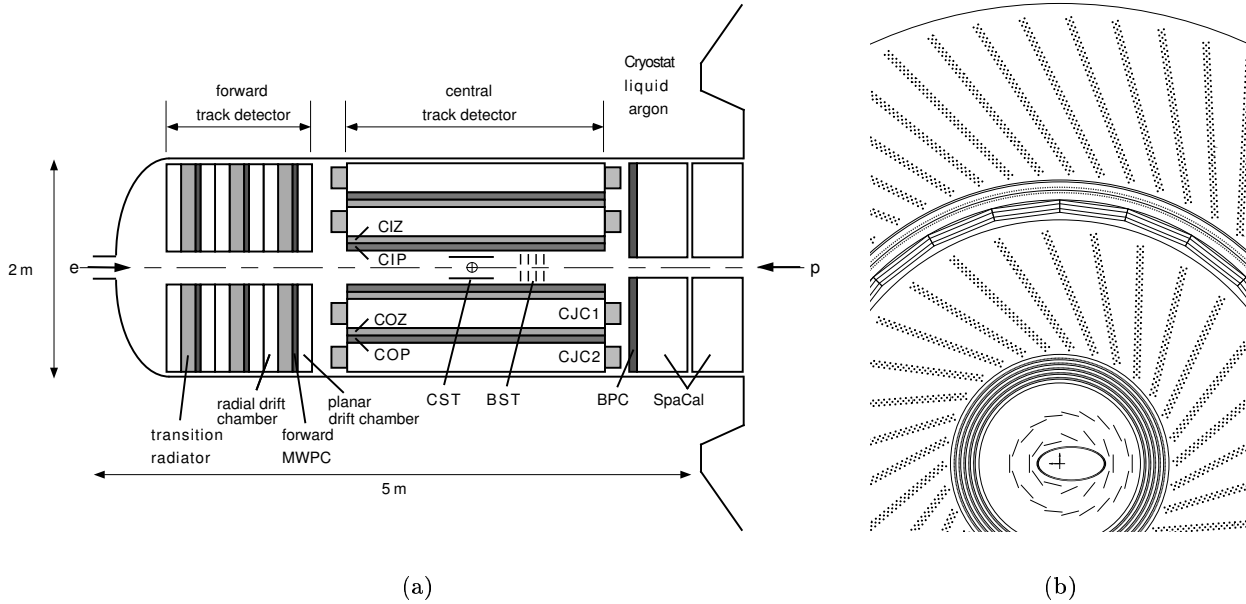


FIG. 4.4 – (a) Coupe des trajectographes centraux et avant dans le plan $r - z$ correspondant à la phase HERA I. Dans la configuration HERA II, les chambres CIP et CIZ ont été remplacées par la chambre CIP2k et le trajectographe avant est constitué de chambres à dérive et de plans de scintillateur. (b) Coupe transverse du trajectographe central correspondant à la configuration HERA II.

Le rôle du système de trajectographes est de déterminer la position du vertex de l'interaction et de mesurer les angles polaire θ et azimutal ϕ des particules chargées. La présence d'un champ magnétique homogène de 1.15 T parallèle à l'axe z et dans lequel est plongé l'ensemble des trajectographes permet également de déterminer l'impulsion transverse p_t des particules chargées en mesurant la courbure ρ de leur trajectoire dans le plan orthogonal à la direction du champ et en utilisant la relation valable pour une particule de charge e :

$$p_t \cos \lambda = \frac{0.3 B}{\rho} \quad (4.2)$$

dans laquelle λ représente l'angle polaire d'incidence de la particule, l'intensité B du champ magnétique étant exprimée en Tesla et la courbure en m^{-1} . Cette expression implique que la résolution relative σ_{p_t}/p_t est proportionnelle à p_t :

$$\frac{\sigma_{p_t}}{p_t} = \frac{\sigma_\rho}{\rho} \propto p_t. \quad (4.3)$$

Plus une particule possède une impulsion élevée, moins sa trajectoire est déviée par le champ magnétique dans le plan transverse, plus faible est sa courbure et plus grande est l'incertitude relative sur la valeur de p_t . Cela étant, on va à présent brièvement décrire chacun des sous-détecteurs constituant le système de trajectographes de H1.

4.4.1 Les chambres à dérive centrales CJC1 et CJC2

Les trajectographes centraux CJC1 et CJC2 (Central Jet Chamber 1 et 2) sont situés dans la région centrale du détecteur H1 dans l'intervalle $|z| < 110$ cm et possèdent respectivement une couverture angulaire $10.7^\circ < \theta < 169.7^\circ$ pour CJC1 et $26.3^\circ < \theta < 154.7^\circ$ pour CJC2. Les trajectographes CJC sont des chambres à dérive dans lesquelles les électrons créés par l'ionisation du gaz lors du passage d'une particule chargée migrent sous l'influence d'un champ électrique vers des fils sensibles orientés parallèlement à la direction des faisceaux sans donner naissance à un processus d'ionisation secondaire. Au voisinage des fils, l'intensité accrue du champ engendre un phénomène d'avalanche à l'origine du signal collecté par le système. La distance séparant la région du fil où la charge est déposée de celle où la particule a ionisé le gaz peut être déterminée grâce à la connaissance de la vitesse de dérive des électrons dans le milieu qui est ici constitué d'un mélange d'éthane (50 %), d'argon (50 %) et d'éthanol (0.8 %), la localisation des points de passage successifs de la particule dans le gaz permettant finalement de reconstruire la trajectoire de cette dernière dans le plan transverse $r - \phi$ avec une résolution spatiale $\sigma_{r\phi}$ approximativement égale à 170 μm . La position des points d'impact dans la direction z parallèle aux fils peut également être déterminée par utilisation de la méthode de division de charge qui consiste à comparer les signaux recueillis aux extrémités de chaque fil, la résolution spatiale σ_z obtenue par cette technique étant de l'ordre de 2.2 cm par point d'impact. La présence du champ magnétique parallèle à l'axe z permet finalement de mesurer l'impulsion transverse p_t des particules chargées avec une résolution relative donnée par :

$$\frac{\sigma_{p_t}}{p_t} \sim 0.01 p_t \text{ GeV}^{-1}. \quad (4.4)$$

Les rayons interne et externe de la chambre CJC1 valent respectivement 20.3 cm et 45.1 cm, ceux de la chambre CJC2 53 cm et 84.4 cm. Les fils sensibles orientés parallèlement à la direction des faisceaux sont regroupés en 30 cellules de 24 fils dans la chambre CJC1 et en 60 cellules de 32 fils dans la chambre CJC2, les plans de cellules étant inclinés d'un angle d'environ 30° par rapport à la direction radiale afin de pouvoir relier des segments de trace reconstruits dans des cellules voisines. On note finalement qu'il est possible d'accéder à la mesure de la perte d'énergie spécifique par unité de longueur dE/dx associée à une trace avec une résolution de l'ordre de 10 % et que les chambres CJC peuvent fournir une détermination du temps moyen d'un événement avec une résolution de l'ordre de 1 ns.

4.4.2 La chambre proportionnelle interne CIP2k

La chambre proportionnelle interne CIP2k (Central Inner Proportionnal chamber) est située entre le détecteur central au silicium CST et la chambre à dérive CJC1 et remplace dans la phase HERA II l'ancienne chambre proportionnelle CIP et la chambre à dérive en z CIZ. La chambre CIP2k est constituée d'environ 8500 cellules de gaz enfermées dans des condensateurs qui se répartissent sur 5 couches cylindriques concentriques de 2 m de longueur et de rayon interne et externe valant respectivement 15 et 20 cm. La chambre fonctionnant en régime proportionnel, les électrons créés par l'ionisation du gaz lors du passage d'une particule chargée génèrent une ionisation secondaire à l'origine d'un processus multiplicatif dont la charge finale est proportionnelle à l'ionisation primaire. La segmentation selon ϕ est constituée de 16 secteurs comportant chacun 120 cellules de l'ordre de 2 cm de longueur le long de l'axe z , la résolution σ_z sur la position dans la direction parallèle aux faisceaux étant de l'ordre de 1.5 cm. La reconstruction de segments de trace par la chambre CIP2k permet de déterminer la position en z du vertex de l'interaction selon le principe illustré par le schéma de la figure 4.5(a). Les signaux enregistrés dans les cellules des différentes couches sont combinés par un algorithme qui recherche la région en z d'où sont issus les segments obtenus et remplit un histogramme de la distribution du vertex constitué de 22 intervalles de 16.4 cm de longueur le long de l'axe z [73]. La résolution temporelle de la chambre CIP2k étant de 25 ns, il est possible d'associer les quantités obtenues avec un croisement de faisceaux donné et l'algorithme fournissant sa réponse en un temps inférieur à 2.3 μs , les informations de la chambre CIP2k peuvent être délivrées au premier niveau du système de déclenchement et utilisées

par ce dernier pour rejeter des événements de bruit de fonds dont la position du vertex n'est pas située dans la région d'interaction nominale.

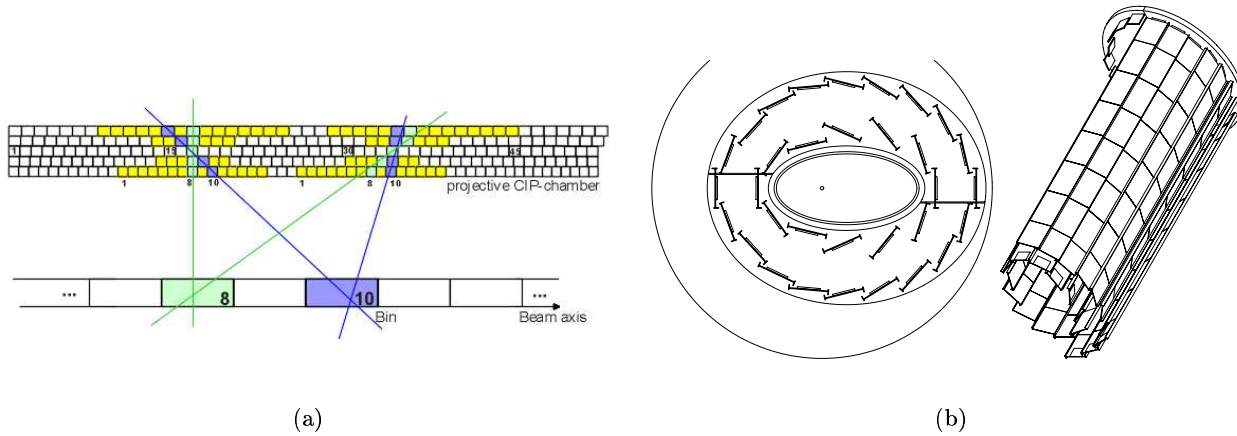


FIG. 4.5 – (a) Schéma illustrant le principe de la recherche du vertex par la chambre CIP2k. (b) Coupe transverse du détecteur central au silicium CST et disposition spatiale des plans de détection.

4.4.3 Le détecteur central au silicium CST

Le détecteur central au silicium CST (Central Silicon Tracker) est un détecteur à semiconducteur situé au voisinage immédiat du tube à vide dans la partie centrale de H1 et dont le rôle est de déterminer avec précision les caractéristiques spatiales des traces présentes dans cette région [74]. Il couvre le domaine angulaire $30^\circ < \theta < 150^\circ$ et permet la reconstruction des vertex secondaires utile pour l'analyse des mésons lourds. Lorsqu'une particule chargée traverse l'une des jonctions p-n qui constituent le matériau actif, les paires électrons-trous créés dérivent sous l'action d'un champ électrique et la charge est collectée aux extrémités de la jonction. Le système CST est constitué de deux couches de détection comprenant respectivement 12 et 20 plans de capteurs au silicium ainsi qu'illustré sur la figure 4.5(b). La structure de ces derniers est divisée en bandes parallèles au faisceau du côté de la jonction dopé p afin de déterminer l'angle azimutal ϕ des particules chargées et en bandes perpendiculaires au faisceau du côté dopé n pour mesurer leur coordonnée en z , les résolutions σ_z sur la position en z et $\sigma_{r,\phi}$ dans le plan $r - \phi$ étant respectivement de $22 \mu\text{m}$ et $12 \mu\text{m}$. On note que la résolution sur la coordonnée en z du vertex principal est de 0.09 cm sans l'utilisation de la CST et de 0.02 cm lorsque cette dernière est utilisée.

4.4.4 La chambre à dérive externe en z COZ

La chambre externe en z COZ (Central Outer Z chamber) représentée sur la figure 4.6(a) est une chambre à dérive dont les fils sensibles orientés perpendiculairement à la direction des faisceaux permettent de déterminer la coordonnée en z et par suite l'angle polaire θ des particules chargées avec une résolution σ_z de l'ordre de $220 \mu\text{m}$ nettement supérieure à celle qui caractérise la mesure de cette même coordonnée par les chambres centrales CJC.

4.4.5 La chambre proportionnelle externe COP

La chambre COP (Central Outer Proportional chamber) est une chambre proportionnelle multifils située entre les chambres à dérive COZ et CJC2 à une distance radiale d'environ 50 cm par rapport à l'axe du tube à vide. Son temps de réponse de 60 ns étant inférieur au temps qui sépare deux croisements des faisceaux, les informations reconstruites par la COP peuvent être utilisées par le premier niveau du système de déclenchement.

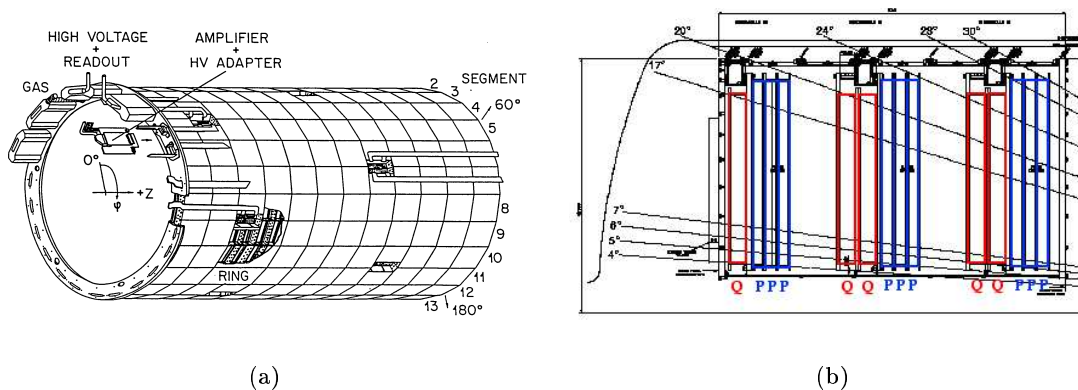


FIG. 4.6 – (a) Schéma de la chambre à dérive externe en z COZ. (b) Coupe du trajectographe avant dans le plan $r - z$ correspondant à la configuration HERA II.

4.4.6 Le trajectographe avant

Le trajectographe avant FTD (Forward Tracking Detector) qui couvre la région angulaire $5^\circ < \theta < 25^\circ$ était constitué dans la phase HERA I de trois modules identiques représentés sur la figure 4.4(a) et comportant chacun deux chambres à dérive planaire et radiale permettant la mesure de l'impulsion transverse des particules chargées, une chambre proportionnelle multifils intégrée dans le système de déclenchement et un détecteur à rayonnement de transition permettant de distinguer les électrons des hadrons au travers de la mesure de l'intensité du rayonnement de transition émis par une particule se déplaçant dans un milieu inhomogène. Le trajectographe avant dans sa configuration HERA II illustrée sur la figure 4.6(b) est constitué de chambres à dérive, les chambres proportionnelles ayant été remplacées par des plans de scintillateur intégrés dans le système de déclenchement et les détecteurs à rayonnement de transition ayant été enlevés. Le trajectographe avant est actuellement composé de trois parties similaires appelées supermodules et constituées chacune de trois chambres planaires P et d'une ou deux nouvelles chambres planaires Q . Les fils sensibles des trois chambres planaires P d'un supermodule donnent respectivement un angle de 0° , $+60^\circ$ et -60° avec la direction y , les fils des chambres planaires Q étant quant à eux orientés à $+30^\circ$ et $+90^\circ$ de la verticale.

4.4.7 Le détecteur arrière au silicium BST

Le détecteur arrière au silicium BST (Backward Silicon Tracker) couvre le domaine angulaire $163^\circ < \theta < 174^\circ$ et est constitué de 6 disques comportant chacun 12 capteurs permettant la mesure de l'angle azimutal ϕ et 12 capteurs placés dos à dos des précédents permettant la mesure de la position radiale r des particules chargées. L'ensemble des capteurs ne couvre que les $3/4$ du plan transverse, 4 secteurs de la segmentation en ϕ n'ayant pu être affectés à la BST pour pouvoir être occupés par le système de refroidissement. Ce détecteur n'est pas utilisé dans l'analyse.

4.4.8 La chambre proportionnelle arrière BPC

La chambre à dérive arrière BDC (Backward Drift Chamber) située devant le SpaCal dans la phase HERA I a été remplacée dans la phase HERA II par la chambre proportionnelle arrière BPC (Backward Proportional Chamber) représentée sur la figure 4.7(a), l'ouverture centrale de la chambre BDC ne correspondant plus au diamètre du nouvel aimant supraconducteur GG qui entoure le tube à vide dans la région arrière du détecteur H1. La chambre proportionnelle BPC est située devant le calorimètre SpaCal en $z = -146$ cm et possède des dimensions interne et externe dont les rayons respectifs valent approximativement 14 et 165 cm. Elle couvre dès lors le domaine angulaire $156^\circ < \theta < 174.5^\circ$. La BPC est formée de deux modules identiques dont la forme trapézoïdale présente une ouverture pour le tube

à vide au centre de son côté le plus long et dont l'épaisseur de 13.6 cm limite la présence de matériaux morts devant le SpaCal à seulement 0.116 longueur de radiation X_0 . Chacun des modules comporte 6 couches de détection $Y_1, Y_2, U_1, U_2, V_1, V_2$ constituées de deux plans - cathodes - entre lesquels des fils - anodes - sont disposés perpendiculairement à la direction des faisceaux ainsi qu'illustré sur la figure 4.7(b).

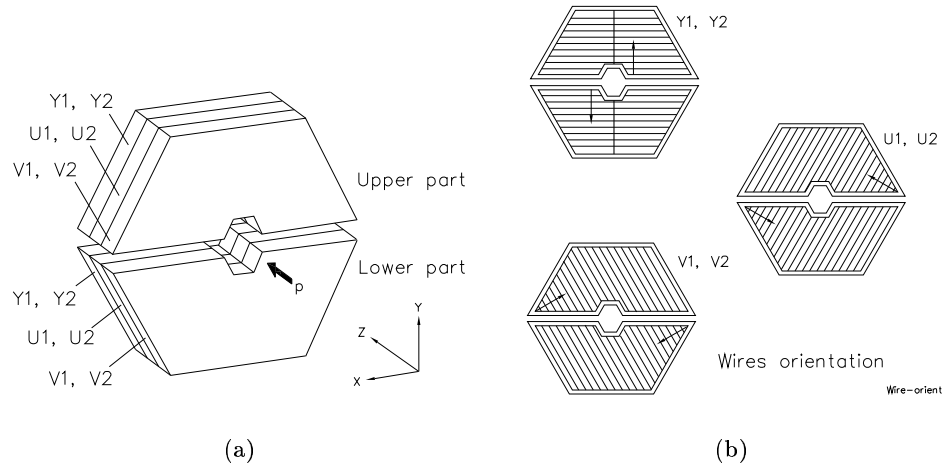


FIG. 4.7 – Schéma illustrant la géométrie de la chambre proportionnelle arrière BPC (a) et l'orientation des fils dans les différentes couches de détection (b).

Les fils sont espacés de 2.5 mm et la distance entre anode et cathode est de 3mm. La composition du mélange de gaz, 50 % d'argon et 50 % d'éthane, assure un temps de dérive maximal de 80 ns sous un champ magnétique de 1.2 T et une résolution temporelle σ_t de 30 ns. Les fils des plans de coordonnée Y sont disposés horizontalement tandis que ceux des plans de coordonnées U et V sont respectivement inclinés de $+60^\circ$ et -60° par rapport à l'horizontale. Les fils des plans de même nom sont déplacés de 1.25 mm les uns par rapport aux autres, soit la moitié de la distance qui les sépare au sein d'un plan donné.

La chambre BPC a pour rôle essentiel de mesurer avec précision la position de l'électron diffusé dans la région arrière de manière à déterminer son angle polaire θ_e et les grandeurs cinématiques Q^2 , x et y qui caractérisent l'événement. Sa résolution angulaire σ_θ de 0.5 mrad permet d'atteindre une résolution spatiale σ_r de 0.8 mm dans le plan transverse du calorimètre SpaCal nettement inférieure à la résolution de 3 à 4 mm fournie par ce dernier.

4.5 La calorimétrie du détecteur H1

Un système calorimétrique a pour rôle de mesurer l'énergie des particules chargées ou neutres au travers de leurs interactions électromagnétiques ou hadroniques avec la matière. Il est constitué par la succession d'un milieu absorbant, dans lequel la particule incidente dépose son énergie en produisant une cascade de particules secondaires, et d'un milieu actif, assurant la conversion de l'énergie contenue dans la gerbe en un signal mesurable, proportionnel au nombre de particules secondaires. L'incertitude sur la mesure de l'énergie est donc essentiellement dictée par les fluctuations statistiques du nombre de particules produites dans la cascade, et la contribution correspondante à la résolution en énergie aura dès lors pour expression $\sigma_E/E \propto 1/\sqrt{E}$. Le profil de la cascade initiée par la particule incidente permet également de distinguer les photons et les électrons des hadrons, et l'on parlera respectivement de gerbes électromagnétique et hadronique dont on discute ici les caractéristiques essentielles [75, 76].

Les gerbes électromagnétiques

Lorsque leur énergie initiale E_0 est supérieure à quelques centaines de MeV, la perte d'énergie des électrons dans la matière est dominée par le processus d'émission radiative ou bremsstrahlung, proportionnel à l'énergie, la perte d'énergie par collisions, proportionnelle à son logarithme, pouvant être négligée. Dans ce domaine d'énergie, l'interaction des photons avec la matière est dominée par le processus de production de paires. Une gerbe électromagnétique initiée par un photon ou un électron sera donc constituée par une succession d'émissions radiatives et de productions de paires d'énergie décroissante, cette phase multiplicative étant présente aussi longtemps que l'énergie des photons émis et des paires produites est supérieure à quelques centaines de MeV. A ces énergies, la direction des photons émis par bremsstrahlung forme un angle relativement faible avec celle de l'électron incident, et les paires produites par matérialisation sont préférentiellement émises dans la direction avant, la valeur moyenne de l'angle d'émission étant pour les deux processus de l'ordre de m_e/E_0 . Dans sa phase multiplicative à haute énergie, le développement transversal de la gerbe électromagnétique reste donc limité. La perte d'énergie par radiation, dE , par unité de longueur de matériau traversé, dx , est donnée par la relation :

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = n E \Phi_{rad}(E_0) [\text{MeV/cm}], \quad (4.5)$$

dans laquelle n désigne le nombre d'atomes par cm^3 et Φ_{rad} la section efficace totale d'émission radiative :

$$\Phi_{rad} = \frac{1}{E_0} \int_0^{\omega_0} \omega \frac{d\sigma}{d\omega}(E_0, \omega) d\omega [\text{cm}^2/\text{noyau}]. \quad (4.6)$$

Dans cette expression, ω est la fréquence du photon émis, $d\sigma/d\omega$ la section efficace différentielle d'émission radiative et $\omega_0 = E_0 - m_e$ la fréquence maximale d'émission. Lorsque l'énergie de l'électron est de l'ordre de quelques centaines de MeV, la section efficace totale d'émission radiative cesse de dépendre de l'énergie initiale E_0 et ne fait plus intervenir que les caractéristiques du matériau absorbant. Dans ces conditions, la relation 4.5 peut être avantageusement réécrite sous la forme :

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \frac{E}{X_0} [\text{MeV/cm}], \quad (4.7)$$

où la longueur de radiation X_0 , indépendante de E_0 et fonction du seul nombre atomique Z du matériau traversé, est définie par :

$$X_0 = \frac{1}{n\Phi_{rad}} [\text{cm}]. \quad (4.8)$$

Lorsque l'électron a traversé une épaisseur de matière x , son énergie E a donc pour valeur :

$$E = E_0 e^{-x/X_0}, \quad (4.9)$$

et la longueur de radiation X_0 apparaît comme la distance pour laquelle l'énergie incidente de l'électron a été réduite d'un facteur $1/e$ dans le régime à haute énergie de multiplication de la gerbe. Au fur et à mesure du développement de la cascade, l'énergie des photons et des paires produites diminue. Pour des photons émis avec une énergie de quelques MeV, l'interaction avec la matière s'effectue principalement au travers des effets photoélectrique et Compton, tandis que pour les électrons de basse énergie, la perte d'énergie par diffusion coulombienne, initialement négligée, s'avère plus importante, pour finalement devenir dominante dans la queue de la gerbe électromagnétique. On est ainsi amené à introduire l'énergie critique ϵ_c pour laquelle les pertes d'énergie de l'électron par radiation et par collision sont égales :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = -\frac{\epsilon_c}{X_0}. \quad (4.10)$$

Une expression approximative de cette énergie est donnée par :

$$\epsilon_c = \frac{800}{Z + 1.2} [\text{MeV}]. \quad (4.11)$$

Dans les traitements analytiques du développement d'une gerbe électromagnétique, la dépendance en énergie de la perte d'énergie par collision est généralement approximée par l'expression 4.10, dans laquelle la perte d'énergie par diffusion coulombienne sur une longueur de radiation X_0 est supposée constante et égale à ϵ_c . Lorsque l'énergie de l'électron devient inférieure à l'énergie critique, la multiplication de la cascade électromagnétique cesse et l'énergie de la gerbe est dissipée au travers de collisions induisant une ionisation et une excitation du milieu absorbant. Etant donné que la direction des électrons secondaires émis par effet photoélectrique ou issus de diffusion Compton ne coïncide pas avec celle des photons incidents et que les électrons de basse énergie subissent des diffusions coulombiennes multiples, la queue de la gerbe électromagnétique va davantage s'étendre dans la direction orthogonale à celle de la particule incidente. Cette extension transversale est caractérisée par le rayon de Molière ρ_m , défini par la relation :

$$\rho_m = \left(\frac{E_s}{\epsilon_c} \right) X_0, \quad (4.12)$$

où $E_s = 21.2\text{MeV}$. Cette unité naturelle du développement transverse de la cascade électromagnétique est telle que 95 % de l'énergie de la gerbe est contenue dans un cylindre de rayon $2 \rho_m$ ayant pour axe celui de la cascade.

Si le développement de la gerbe est un processus statistique dont le calcul rigoureux est effectué par simulation MonteCarlo, il est cependant possible de déterminer par un modèle simple la profondeur approximative t_{max} exprimée en longueur de radiation X_0 à laquelle la transition vers le régime critique a lieu. Si l'on suppose que les processus de bremsstrahlung et de création de paires prennent place sur une longueur de radiation X_0 , le nombre de particules $N(t)$ présentes dans la cascade après un parcours t dans la matière est égal à :

$$N(t) = 2^{\frac{t}{X_0}} = 2^t, \quad (4.13)$$

et si les électrons et photons produits se partagent l'énergie disponible de manière égale, l'énergie $E(t)$ d'une particule de la gerbe a pour valeur à la profondeur t :

$$E(t) = E_0 2^{-t}. \quad (4.14)$$

La profondeur t_{max} à laquelle l'énergie d'une particule est égale à la valeur critique et au delà de laquelle le processus de multiplication de la gerbe électromagnétique cesse est donc donnée par :

$$t_{max} = \ln \left(\frac{E_0}{\epsilon_c} \right) / \ln 2 = \log_2 \left(\frac{E_0}{\epsilon_c} \right), \quad (4.15)$$

et le nombre moyen de particules produites a dès lors pour valeur :

$$N(t_{max}) = \frac{E_0}{\epsilon_c}. \quad (4.16)$$

Le calcul correct, obtenu dans le cadre d'une modélisation précise du développement de la cascade, fournit :

$$t_{max} = 1.01 \left[\ln \left(\frac{E_0}{\epsilon_c} \right) - c \right], \quad (4.17)$$

où $c = 1.0$ ou 0.5 selon que la particule incidente soit un électron ou un photon. Dans un milieu absorbant constitué de plomb, la longueur de radiation X_0 est de 0.56 cm et le rayon de Molière ρ_m , égal à $2.86 X_0$, de 1.60 cm . La valeur de l'énergie critique ϵ_c , 7.42 MeV , est atteinte par un électron de 25 GeV après un parcours dans la matière égal à $7.2 X_0$.

Les gerbes hadroniques

Lors de son parcours dans un milieu dense, un hadron d'énergie $E_0 > 1$ GeV interagit de manière prépondérante aux travers de l'interaction forte avec les noyaux qui constituent le milieu absorbant. A haute énergie $E_0 > 5$ GeV, la section efficace totale d'interaction forte entre un hadron et un noyau de nombre de masse A , $\sigma_{hA}(tot)$, croît logarithmiquement avec le carré de l'énergie s disponible dans le référentiel du centre de masse de la réaction :

$$\sigma_{hA}(tot) \sim \ln s. \quad (4.18)$$

Elle possède une composante élastique plus importante à basse énergie et une composante inélastique plus importante à haute énergie qui caractérise des réactions à l'issue desquelles des hadrons secondaires sont créés, principalement des pions et des nucléons possédant une impulsion transverse moyenne de l'ordre de 0.35 GeV par rapport à la direction de la particule incidente. Cette composante inélastique associée à la production de hadrons secondaires emporte approximativement 50 % de l'énergie disponible. Une gerbe hadronique se développe ainsi le long de la trajectoire initiale du hadron, et ce aussi longtemps que les particules produites possèdent une énergie suffisante pour poursuivre le processus de multiplication. Une partie non négligeable de l'énergie du hadron incident est dissipée dans la gerbe hadronique sous la forme d'un transfert d'énergie cinétique aux noyaux cibles ou convertie en énergie de liaison au travers de l'excitation ou de la fragmentation de ces derniers. Seule une fraction de l'énergie ainsi absorbée donne lieu à un signal détectable par le système calorimétrique, via l'émission de neutrons ou de photons de désexcitation, et ces mécanismes de dissipation sont donc à l'origine d'une énergie dite invisible à laquelle les désintégrations faibles de certains hadrons contribuent également au travers de la production de neutrinos et de muons s'échappant du détecteur. Une fraction importante des hadrons secondaires étant constituée de pions neutres π^0 , une cascade hadronique comporte toujours une composante purement électromagnétique. La multiplicité moyenne des π^0 produits $N(\pi^0)$ est proportionnelle au logarithme de l'énergie initiale E_0 du hadron, et pour une valeur de $E_0 > 2.5$ GeV, des simulations par la méthode de MonteCarlo montrent que l'on peut écrire :

$$N(\pi^0) \sim 5 \ln E_0 - 4.6. \quad (4.19)$$

La fraction moyenne f_{em} de l'énergie du hadron incident dissipée dans la composante électromagnétique de la gerbe est donc également proportionnelle au logarithme de l'énergie E_0 du hadron et peut être paramétrée pour une énergie supérieure à quelques GeV par l'expression :

$$f_{em} \sim 0.1 \ln(E_0). \quad (4.20)$$

Un hadron de 10 GeV perd ainsi de l'ordre de 20 % de son énergie au travers du développement de cascades purement électromagnétiques. L'importance de ces dernières étant largement déterminée par le nombre de π^0 produits lors de l'interaction initiale, la valeur de f_{em} subit cependant des fluctuations importantes par rapport à la valeur moyenne donnée en 4.20, et la résolution en énergie d'une gerbe hadronique sera donc plus importante que celle qui caractérise une gerbe électromagnétique de même énergie. La génération de la cascade hadronique étant conditionnée par les interactions inélastiques produisant des hadrons secondaires, son développement dans la direction de la particule incidente est dicté par le comportement de la section efficace inélastique d'interaction forte entre un hadron et un noyau de nombre de masse A , $\sigma_{hA}(inél)$. A haute énergie, celle-ci est approximativement indépendante de l'énergie des particules et présente une dépendance en le nombre de masse donnée par la relation :

$$\sigma_{hA}(inél) \simeq \sigma_0 A^\alpha [\text{mb}], \quad (4.21)$$

avec $\sigma_0 = 46$ (41.2) et $\alpha = 0.69$ (0.71) dans le cas d'un proton et d'un neutron respectivement. La longueur d'interaction nucléaire λ_A caractérisant le développement longitudinal d'une gerbe hadronique est exprimée en terme de la section efficace inélastique neutron - noyau $\sigma_{nA}(inél)$ et s'écrit :

$$\lambda_A = \frac{A}{N \rho \sigma_{nA}(inél)}, \quad (4.22)$$

où N est le nombre d'Avogadro et ρ la masse volumique du matériau absorbant. Cette unité naturelle peut également être approchée par la relation :

$$\lambda_A = 35 \frac{A^{1/3}}{\rho} [\text{cm}], \quad (4.23)$$

qui indique que dans un milieu absorbant constitué de plomb, la longueur d'interaction nucléaire λ_A est de 17.1 cm. Cette valeur étant nettement supérieure à celle de la longueur de radiation X_0 dans le même matériau, une gerbe hadronique pénètre plus profondément le calorimètre qu'une gerbe électromagnétique de même énergie. Si le développement transversal d'une gerbe électromagnétique, dominé dans la phase multiplicative par l'émission radiative et la production de paires à petit angle, reste limité, l'extension latérale d'une gerbe hadronique est dictée par l'impulsion transversale des hadrons secondaires produits lors du processus de multiplication et donc plus importante. Le rayon du cylindre ayant comme axe la trajectoire du hadron initial et contenant 95 % de l'énergie déposée dans la gerbe hadronique est à présent de l'ordre de la longueur d'interaction nucléaire λ_A , une valeur nettement supérieure à celle du rayon de Molière caractérisant l'équivalent électromagnétique.

4.5.1 Le calorimètre à argon liquide LAr

Le calorimètre à argon liquide LAr (Liquid Argon) est situé dans l'intervalle $-204 < z < 427$ cm correspondant à une couverture angulaire $4^\circ < \theta < 153^\circ$ pour des réactions ep se produisant au vertex d'interaction nominal. Sa mission est de réaliser une mesure précise de l'énergie et de la position des particules diffusées dans les parties centrale et avant du détecteur H1. Le calorimètre LAr présente une symétrie cylindrique et est constitué de 8 roues dans la direction parallèle aux faisceaux ainsi qu'illustré sur la figure 4.8(a). En se déplaçant de la région arrière vers la région avant, on rencontre successivement les tonneaux BB (Backward Barrel), CB1, CB2 et CB3 (Central Barrel), FB1 et FB2 (Forward Barrel), IF1-OF1 et IF2-OF2 (Inner Forward - Outer Forward Barrel). Chacune de ces roues est divisée en une partie électromagnétique et une partie hadronique à l'exception des roues BB et IF2-OF2 respectivement constituées d'une seule partie électromagnétique (BBE) et d'une seule partie hadronique (IF2H-OF2H). Les tonneaux FB, CB et BB sont segmentés en 8 octants dans le plan transverse ainsi que représenté sur la figure 4.8(b) tandis que les roues IF et OF présentent une structure en ϕ scindée en 4 parties seulement. Chaque octant est à son tour divisé en cellules de lecture dont le nombre élevé de l'ordre de 45000 permet d'obtenir une bonne résolution spatiale permettant de distinguer les hadrons des particules électromagnétiques sur base des caractéristiques respectives des gerbes développées.

L'épaisseur de la partie électromagnétique varie avec l'angle de diffusion mesuré par rapport au vertex d'interaction nominal et mesure de 20 à 30 longueurs de radiation X_0 , soit de 1.0 à 1.4 longueurs d'interaction hadronique λ_I , dans les régions centrale et avant respectivement. L'épaisseur de la partie hadronique varie quant à elle entre 5 et 9 longueurs d'interaction hadronique λ_I dans les régions centrale et avant respectivement. La segmentation des cellules de la partie électromagnétique est plus fine dans la partie avant que dans la partie centrale ainsi qu'illustré sur la figure 4.9(a), leur dimension exprimée en terme du rayon de Molière étant respectivement égale à 1.0 et 2.5 ρ_m . L'extension des gerbes hadroniques étant plus élevée que celle des gerbes électromagnétiques et la séparation entre particules électromagnétiques et hadrons n'étant pas nécessaire dans cette région, les cellules de la partie hadronique sont entre deux et quatre fois plus grandes que celles de la partie électromagnétique.

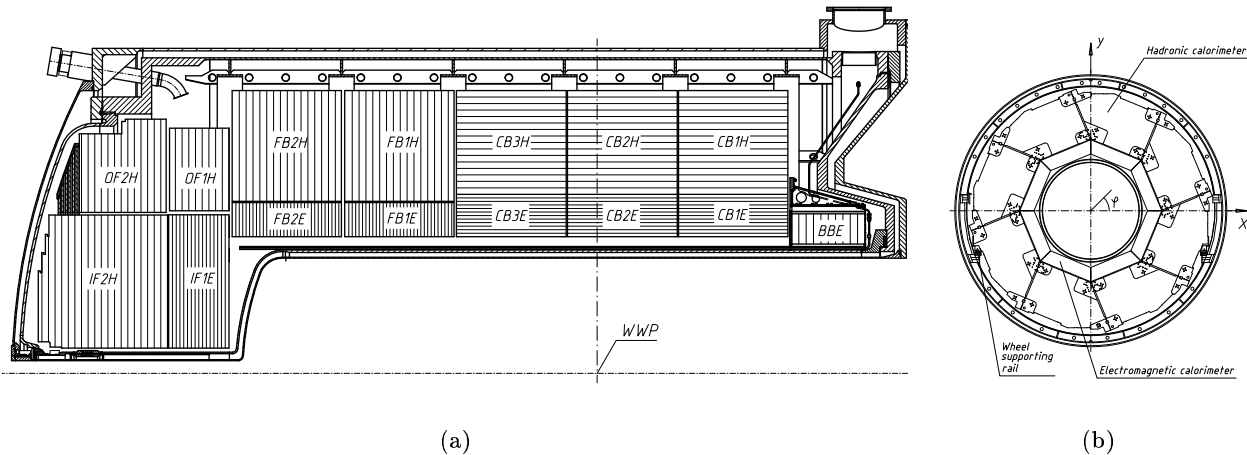


FIG. 4.8 – Coupes longitudinale (a) et transverse (b) du calorimètre LAr montrant la structure en roues et l'orientation des plaques du milieu absorbant.

Le LAr est un calorimètre à échantillonnage constitué d'une succession de plaques d'absorbant séparées par un milieu actif constitué d'argon liquide. Celui-ci est maintenu à une température de 90°K grâce à une circulation d'azote liquide entre les parois du cryostat dans lequel est placé le calorimètre. Les plaques d'absorbant sont orientées dans la direction transverse aux faisceaux à l'exception de celles des roues CB pour lesquelles l'orientation est parallèle à la direction z de manière à assurer un angle d'incidence inférieur à 45° entre ces dernières et les trajectoires des particules produites et limiter ainsi la perte d'énergie dans chacune des couches d'absorbant.

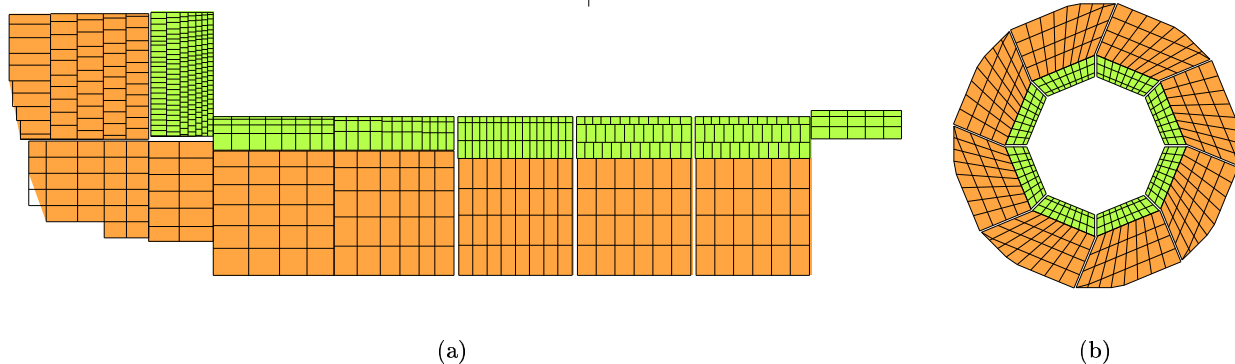


FIG. 4.9 – Coupes longitudinale (a) et transverse (b) du LAr illustrant la structure en cellules.

La partie électromagnétique est composée de 3 à 7 couches de cellules constituées chacune par une alternance de plaques de plomb de 2.4 mm d'épaisseur constituant le milieu absorbant et de couches actives d'argon liquide de 2.35 mm d'épaisseur. La partie hadronique est formée quant à elle de 4 à 6 couches de cellules constituées de plaques de fer de 19 mm d'épaisseur alternant avec deux couches actives d'argon liquide de 2.4 mm d'épaisseur chacune. Une haute tension appliquée de part et d'autre des couches actives fait dériver les charges produites par ionisation de l'argon liquide lors du passage d'une particule vers des plaques de lecture parallèles aux plaques d'absorbant au niveau desquelles la charge collectée est amplifiée par des condensateurs. La conversion des dépôts d'énergie électromagnétique et hadronique en signaux électriques est réalisée avec des efficacités différentes. Les réponses fournies par le calorimètre LAr au passage d'une particule électromagnétique et hadronique de même énergie ne sont donc pas identiques et le calorimètre LAr est à ce titre qualifié de non-compensant. En désignant

par E_π l'énergie de la composante purement électromagnétique essentiellement engendrée par des π^0 contenue dans une gerbe hadronique et par E_h l'énergie de la composante purement hadronique et en définissant respectivement par ε_e et ε_h les efficacités de conversion pour les composantes purement électromagnétique et purement hadronique, la réponse R_h du calorimètre au passage d'un hadron peut s'écrire sous la forme :

$$R_h = \varepsilon_e E_\pi + \varepsilon_h E_h. \quad (4.24)$$

On suppose pour la simplicité du raisonnement que les parties électromagnétique et hadronique du calorimètre sont constituées du même matériau, de sorte que l'efficacité de conversion ε_e possède une valeur identique dans les deux régions. En désignant par E_e l'énergie électromagnétique associée au passage d'un électron, on peut dans ces conditions écrire la réponse R_e du calorimètre au passage de ce dernier sous la forme :

$$R_e = \varepsilon_e E_e. \quad (4.25)$$

On introduit alors la quantité e/π définie comme le rapport des réponses R_e et R_h du calorimètre pour un électron et un pion de même énergie :

$$\frac{e}{\pi} = \frac{R_e}{R_h}. \quad (4.26)$$

En désignant par f_{em} la valeur moyenne de la fraction d'énergie purement électromagnétique contenue dans la gerbe hadronique, le rapport e/π peut encore s'écrire :

$$\frac{e}{\pi} = \frac{\varepsilon_e/\varepsilon_h}{1 - f_{em}(1 - \varepsilon_e/\varepsilon_h)}. \quad (4.27)$$

Le rapport des efficacités de conversion $\varepsilon_e/\varepsilon_h$ pour les composantes purement électromagnétique et hadronique caractérise le calorimètre de manière intrinsèque et est souvent désigné par la notation abrégée e/h . En recourant à la relation 4.20 et en désignant par E l'énergie du hadron incident, on voit que la valeur du rapport e/π diminue logarithmiquement avec l'énergie de la particule :

$$\frac{e}{\pi} = \frac{e/h}{1 - 0.1 \ln(E)(1 - e/h)}. \quad (4.28)$$

Pour le calorimètre LAr, la quantité de charges collectées pour un pion de 10 GeV est de l'ordre de 30 % inférieure à celle collectée pour un électron de même énergie et le rapport e/π est d'environ 1.35 pour des hadrons de 10 GeV. Dans un premier temps, l'énergie déposée par une particule est reconstruite à l'échelle électromagnétique (Eem dans H100) en corrigeant l'énergie mesurée par le LAr (E0em dans H100) pour la présence de matériau mort présent devant ce dernier (trajectographe central, parois du cryostat). Cette correction est non négligeable et s'élève à 10 % de l'énergie déposée dans le calorimètre pour des événements DIS à petit Q^2 . La fine segmentation du LAr permettant de distinguer les composantes électromagnétique et hadronique d'une gerbe développée par un hadron, une correction peut par la suite être appliquée à l'énergie de la composante hadronique préalablement déterminée à l'échelle électromagnétique. Pour des hadrons d'énergie supérieure à 10 GeV, l'énergie E_h^i de la cellule i reconstruite à l'échelle hadronique (Efinal dans H100) est obtenue à partir de son énergie E_e^i mesurée à l'échelle électromagnétique au travers de la relation [77] :

$$E_h^i = [a_0 + a_1 \exp(-\alpha E_e^i/V^i)] E_e^i \quad (4.29)$$

dans laquelle les paramètres a_0 , a_1 et α diffèrent pour les parties électromagnétique et hadronique et où V^i représente le volume de la cellule i . Pour des hadrons d'énergie inférieure à 7 GeV, le passage de l'échelle électromagnétique à l'échelle hadronique est donné par un simple facteur correspondant à un rapport e/π effectif pour les parties électromagnétique et hadronique. Dans le domaine intermédiaire d'énergies comprises entre 7 et 10 GeV, les deux types de correction sont appliqués en vue d'obtenir une transition douce entre les deux régions précédentes.

La résolution en énergie est dominée par les fluctuations statistiques ($\sigma_E/E = a/\sqrt{E}$) mais la présence d'effets instrumentaux indépendants de l'énergie tels le bruit de fonds et la soustraction du piédestal font également apparaître une contribution à la résolution indépendante de l'énergie mesurée ($\sigma_E/E = b/E$). Un dernier apport contribuant à la résolution de façon proportionnelle à l'énergie ($\sigma_E/E = c$) est dû à la non-linéarité de la chaîne d'amplification électronique et aux erreurs de calibration. Pour la partie électromagnétique du calorimètre LAr, les coefficients de proportionnalité ont pour valeur respective $a = 12\%$, $b \sim 150 \text{ MeV}$ et $c \sim 1\%$ et la résolution en énergie s'écrit donc [78] :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{12\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 1\%. \quad (4.30)$$

Pour la partie hadronique du calorimètre, la contribution des fluctuations statistiques est beaucoup plus élevée suite à la fluctuation importante du nombre de π^0 produits dans la première phase de développement de la gerbe et le caractère non-compensant du LAr introduit un apport à la résolution linéaire avec l'énergie et proportionnel à l'écart entre le rapport e/h et l'unité ($\sigma_E/E = c(e/h - 1)$). Expérimentalement, on obtient alors pour la résolution sur l'énergie à l'échelle hadronique :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 2\%. \quad (4.31)$$

Il est important de remarquer que le calorimètre LAr est affecté par un bruit de fonds relativement important que l'on estime à partir de données sauvegardées par un système de déclenchement aléatoire. Le niveau de bruit varie entre 15 et 30 MeV pour chacune des cellules calorimétriques et la somme de leurs contributions individuelles sur l'ensemble du calorimètre fournit une valeur du niveau de bruit global de $48 \pm 3 \text{ GeV}$ avant soustraction du piédestal. Pour diminuer cette contribution affectant le signal d'un événement physique, on utilise la partie négative de la distribution gaussienne des signaux de bruit présente après soustraction du piédestal. La reconstruction d'un dépôt d'énergie à partir d'une cellule graine située à plus de 4σ du niveau de bruit débute ainsi par la considération de toutes les cellules voisines contenues dans un cube de 3 cellules de côté et également situées à plus de 4σ du niveau de bruit. Par la suite, les cellules de bruit d'énergie négative présentes dans le cube considéré sont également prises en compte de manière à compenser partiellement le bruit affectant les cellules contenant un dépôt d'énergie. Après l'application de cette procédure, le niveau de bruit résiduel est de l'ordre de $0.1 \pm 0.5 \text{ GeV}$. On note finalement que le calorimètre LAr permet de réaliser une mesure en temps de l'événement avec une résolution de l'ordre de 10 ns.

4.5.2 Le calorimètre SpaCal

Le calorimètre SpaCal (Spaghetti Calorimeter) [79], situé dans l'intervalle $-151 < z < -244 \text{ cm}$, assure la mesure de l'énergie dans la région arrière. La figure 4.10 illustre les coupes longitudinale et transversale du calorimètre SpaCal pour la phase HERA I. Dans cette configuration, le SpaCal couvrait le domaine angulaire $154^\circ < \theta < 178^\circ$ pour des réactions ep se produisant au vertex d'interaction nominal. Sa mission est d'identifier l'électron diffusé, pour des valeurs de la virtualité Q^2 comprises entre 1 et 150 GeV^2 , en réalisant une mesure précise de son énergie et de sa position. Il est également utilisé pour rejeter le bruit de fonds généré en amont du détecteur par le faisceau de protons, au travers de leur interaction avec les particules du gaz résiduel ou les parois du tube à vide.

Dans la phase HERA II, l'acceptance angulaire du SpaCal se limite au domaine $154^\circ < \theta < 174^\circ$ et la plus basse valeur de Q^2 accessible est de l'ordre de 5 GeV^2 . L'introduction au centre du calorimètre de l'aimant supraconducteur GG de focalisation des faisceaux au point d'interaction a en effet nécessité la suppression des cellules calorimétriques proches du tube à vide. Dans la phase HERA I, l'ouverture circulaire au sein du calorimètre est centrée sur la position nominale du faisceau et possède un rayon de 5.7 cm. Dans la configuration HERA II, elle est excentrée de 2 cm par rapport à la position du

faisceau et son rayon est à présent de 10 cm [80]. La couche de veto, constituée dans la phase HERA I de quatre cellules situées à proximité du tube à vide et utilisées pour estimer la quantité d'énergie perdue dans ce dernier, a également dû être supprimée.

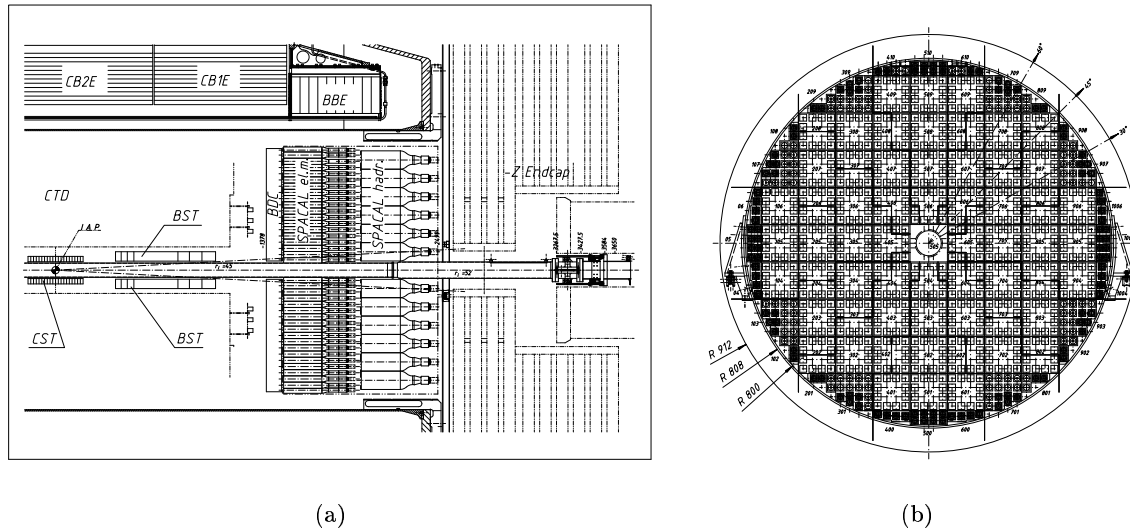


FIG. 4.10 – Vue longitudinale de la région arrière du détecteur H1 montrant le calorimètre SpaCal dans le plan $r - z$ (a) et coupe transversale du calorimètre SpaCal (b) pour la phase HERA I.

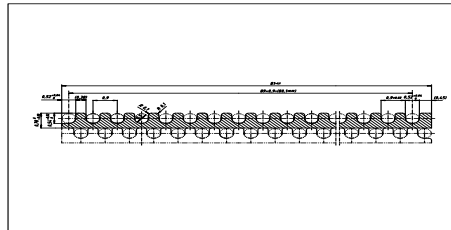


FIG. 4.11 – Coupe illustrant l'implémentation des fibres scintillantes dans une plaque de plomb, pour la partie électromagnétique du calorimètre SpaCal.

Le SpaCal est un calorimètre à échantillonnage dont le milieu absorbant est constitué de plaques de plomb crénelées dans lesquelles viennent s'insérer les fibres de plastique scintillantes du milieu actif, ainsi que représenté sur la figure 4.11. Il possède une partie électromagnétique et une partie hadronique.

La partie électromagnétique est composée de 1192 cellules possédant chacune un volume actif de $40.5 \times 40.5 \times 250 \text{ mm}^3$. Le diamètre des fibres scintillantes étant de 0.5 mm, le rapport volumique plomb-fibre est de 2.3 : 1. Les particules secondaires appartenant à la gerbe initiée par la particule incidente dans le plomb produisent l'émission d'une lumière de scintillation lors de leur passage dans les fibres actives. Des tubes photomultiplicateurs conçus pour opérer sous un champ magnétique de 1 Tesla convertissent ensuite la lumière émise par chacune des cellules en un signal électrique. Leur utilisation, couplée à une chaîne d'électronique de faible niveau de bruit, permet de reconstruire correctement des petits dépôts d'énergie. La résolution temporelle fournie par les tubes étant de l'ordre de 0.4 ns, la partie électromagnétique du SpaCal est également utilisé comme un détecteur de temps de vol [81], qui permet de distinguer les événements *ep* issus du point d'interaction du bruit de fonds généré par le faisceau de protons en amont du détecteur. Cette propriété est utilisée par le système de déclenchement de l'acquisition des données et sera explicitée à la section 8.6. La section transversale des cellules calorimétriques est imposée par la valeur du rayon de Molière ρ_m d'une gerbe électromagnétique, de

l'ordre de 2.55 cm dans la structure imbriquée fibres-plomb, et est telle que le développement transversal de la gerbe s'étendra sur quelques cellules. Avec une densité de 7.3 g/cm³ et une épaisseur de 25 cm, la section électromagnétique du calorimètre SpaCal correspond à 27.5 longueurs de radiation X_0 et à une longueur d'interaction hadronique λ_I . Une gerbe issue d'un photon ou d'un électron s'y trouve dès lors entièrement contenue. L'échelle d'énergie électromagnétique est connue avec une précision de 0.5 % [82] et contrôlée par différentes méthodes de calibration que l'on abordera au chapitre 7. Sa linéarité, correspondant à la réponse de l'électronique à l'énergie mesurée, est de l'ordre de 1 %. La très fine segmentation du SpaCal optimise les résolutions énergétique et spatiale, en diminuant au maximum les fluctuations statistiques. Pour la partie électromagnétique, la résolution sur l'angle polaire θ vaut $\sigma_\theta = 2$ mrad et la résolution en énergie a pour valeur :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{7\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 1\%. \quad (4.32)$$

La résolution sur la position dans le plan transverse, au centre et au bord des cellules, vaut respectivement :

$$\begin{aligned} \sigma_x &= \frac{4.4 \text{ mm}}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 1 \text{ mm}, \\ \sigma_x &= \frac{3.8 \text{ mm}}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 0.3 \text{ mm}. \end{aligned} \quad (4.33)$$

Ces valeurs ont été obtenues en calculant le point d'impact \bar{r} d'une gerbe électromagnétique à partir de son énergie E_{em} déposée dans les différentes cellules sur lesquelles elle s'étend, une matrice de 3×3 cellules permettant de contenir entièrement la gerbe, et en utilisant une méthode de pondération logarithmique [83] :

$$\bar{r} = \frac{\sum_i w_i r_i}{\sum_i w_i}, \quad (4.34)$$

où r_i représente la coordonnée du centre de la cellule i dont le poids w_i est fonction de l'énergie E_i qu'elle contient :

$$w_i = \max(0, w_0 + \ln\left(\frac{E_i}{E_{em}}\right)). \quad (4.35)$$

Le paramètre w_0 contrôle les fluctuations dues aux queues des gerbes électromagnétiques et est a priori déterminé par l'énergie incidente, la taille de la cellule et l'angle d'impact. L'extension des cellules étant fixée, de même que l'angle d'impact, et la dépendance de w_0 vis-à-vis de l'énergie étant faible, sa valeur a été choisie de manière à optimiser la résolution spatiale, ce qu'illustre la figure 4.12 (a) pour des électrons de 4 GeV d'un faisceau test du PS du CERN. La distribution de la résolution σ_x présente un minimum en $w_0 = 4.3$, et cette valeur a donc été retenue indépendamment de l'énergie du faisceau. Les positions des points d'impact déterminées à partir de l'énergie mesurée dans le SpaCal sont alors comparées à l'extrapolation dans le plan du calorimètre de la mesure de la trace effectuée par une chambre à fils qui le précède, ainsi qu'illustré sur la figure 4.12 (b) pour des électrons de 4 GeV. On observe une linéarité de la reconstruction du point d'impact sur l'ensemble de la matrice de cellules, motivant l'utilisation de la méthode de pondération logarithmique. Un ajustement gaussien de la différence des positions données par le calorimètre et la chambre à fils de référence fournit finalement la résolution spatiale du SpaCal, celle de la chambre étant connue et ayant pour valeur 200 μm .

Les relations 4.33 montrent que lorsque le centre de gravité du dépôt d'énergie se situe à la limite entre différentes cellules sur lesquelles se répartit l'énergie de la particule, sa position est déterminée de manière plus précise. La résolution spatiale est également améliorée lorsque des points d'impact sont présents dans la chambre proportionnelle arrière BPC (Backward Proportional Chamber) située devant le SpaCal et qui remplace dans la phase HERA II la chambre à dérive arrière BDC (Backward

Drift Chamber) représentée sur la figure 4.10(a).

Les relations 4.32 et 4.33 rendent possible la détermination précise des caractéristiques d'une gerbe électromagnétique, qui permettent de la différencier d'une gerbe hadronique et de réaliser une bonne identification de l'électron diffusé. La probabilité d'identifier un pion comme étant un électron est ainsi de 1 % à 5 GeV. La résolution spatiale de l'ordre de quelques millimètres permet de distinguer deux dépôts d'énergie électromagnétique au-delà d'une distance de 7 à 8 cm et d'éviter l'appariement du dépôt d'énergie de l'électron diffusé avec ceux produits par des particules hadroniques.

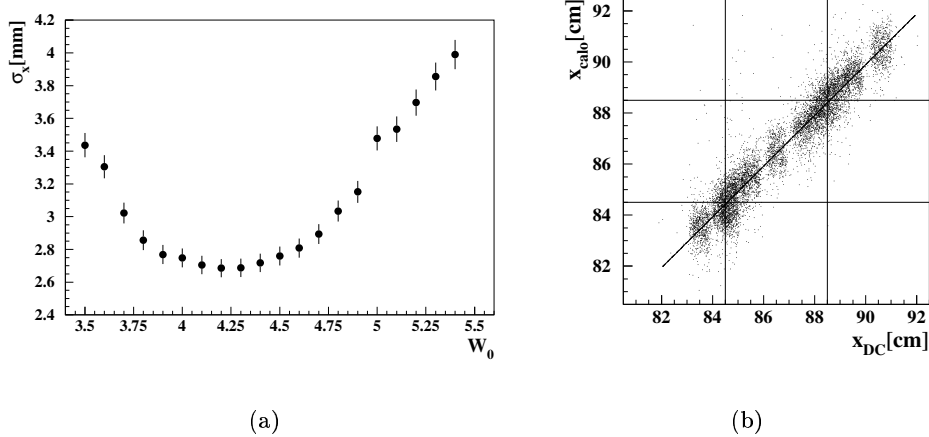


FIG. 4.12 – Résolution σ_x en fonction du paramètre w_0 pour des électrons de 4 GeV d'un faisceau test du PS du CERN (a) et positions des points d'impact déterminées à partir de l'énergie mesurée dans le SpaCal en fonction de l'extrapolation dans le plan du calorimètre de la mesure de la trace effectuée par une chambre à fils qui le précède (b). Les limites des cellules sont représentées par les lignes horizontales et verticales.

La partie hadronique est constituée de 136 cellules possédant chacune un volume actif de $119 \times 119 \times 250 \text{ mm}^3$. Les fibres scintillantes y sont de même nature que celles présentes dans la partie électromagnétique, mais possèdent un diamètre de 1 mm supérieur à celui de ces dernières. Il en résulte un rapport volumique plomb-fibre scintillante de 3.4 : 1 qui assure le caractère compensant de la partie hadronique du calorimètre SpaCal. Sa résolution en énergie a pour valeur :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{13\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 4\%. \quad (4.36)$$

Sa résolution temporelle étant de l'ordre de 0.85 ns, la partie hadronique du SpaCal est également utilisée comme détecteur de temps de vol. L'absence de dépôt d'énergie au-dessus du niveau de bruit dans les cellules de la partie hadronique situées dans le prolongement d'un dépôt d'énergie électromagnétique fournit quant à lui un critère d'isolation et de séparation électron - pion. La probabilité pour des pions d'énergie donnée d'être identifiés en tant qu'électrons est ainsi de 0.25 % à 7 GeV [84].

4.6 Le spectromètre à muons avant FMD

Le spectromètre à muons avant FMD (Forward Muon Detector) [9] est situé entre les positions $z = 6.4$ m et $z = 9.4$ m dans la direction avant et se trouve dès lors à l'extérieur du champ magnétique créé par l'aimant supraconducteur de H1. Le FMD est constitué de 6 plans de détection [85] disposés de part et d'autre d'un aimant de courbure toroïdal délivrant un champ magnétique de 1.5 T. Les trois premiers plans sont situés entre le détecteur principal H1 et l'aimant de courbure et les trois derniers plans après l'aimant ainsi qu'illustré sur la figure 4.13. Chacun des plans de détection est divisé en huit octants et contient deux couches de chambres à dérive dont les cellules sont décalées d'un plan à l'autre afin d'assurer une couverture complète. Le FMD a pour but la détection des muons émis à haute énergie dans la direction avant dans le domaine angulaire $3^\circ < \theta < 17^\circ$. Une particule chargée traversant l'un des plans de détection engendre un signal dans une cellule des chambres à dérive de chaque couche. Les signaux enregistrés sont ensuite appariés entre couches de cellules appartenant à un même plan, deux signaux constituant une paire lorsqu'ils sont séparés par une distance inférieure à 9 cm dans le plan transverse. Les différentes paires dans chacun des plans sont finalement combinées pour reconstruire la trajectoire des muons produits lors de l'interaction.

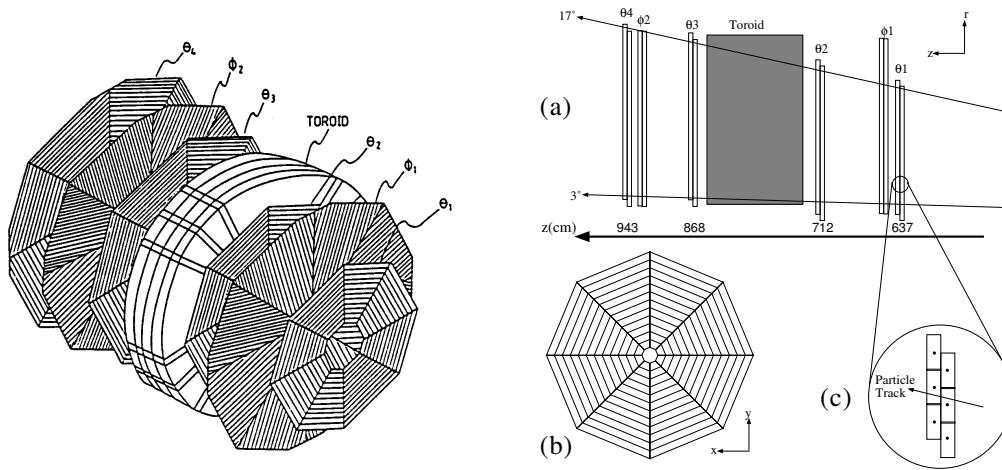


FIG. 4.13 – Figure de gauche : vue tridimensionnelle du spectromètre à muons avant FMD. Figure de droite : (a) coupe longitudinale du détecteur FMD dans le plan $r - z$, (b) orientation des fils dans le plan transverse pour un plan de détection en θ , (c) distribution des cellules de dérive dans le plan $r - z$ au sein des deux couches d'un plan de détection donné.

Parmi les plans de détection, quatre possèdent une disposition des fils perpendiculaire à la direction radiale dans le plan transverse afin de mesurer les angles polaires θ des particules chargées et deux sont caractérisés par une disposition des fils dans la direction radiale afin de permettre la mesure de leurs angles azimutaux ϕ . La présence du champ magnétique généré par l'aimant toroïdal permet d'accéder à la valeur de l'impulsion transverse des particules chargées au travers de la mesure de la courbure caractérisant leurs trajectoires. Dans le cadre de cette analyse, le FMD est utilisé pour détecter les débris du proton issus d'interactions inélastiques dans le détecteur principal H1 et émis à petit angle polaire θ au travers de la détection des particules primaires produites lors de la collision et des particules secondaires engendrées par l'interaction des particules primaires avec les parois du tube à vide ou les collimateurs protégeant la partie centrale du détecteur H1 du rayonnement synchrotron. Le spectromètre FMD permet dans ce cas de détecter les débris du proton dans le domaine en pseudorapidité $3.2 \lesssim \eta \lesssim 5.5$.

4.7 Les systèmes de mesure du temps de vol

Les systèmes de mesure du temps de vol ToF (Time of Flight) sont constitués de plans de scintillateurs couplés à des photomultiplicateurs et sont utilisés par le premier niveau du système de déclenchement pour rejeter les événements de bruit de fonds générés par le faisceau de protons lors de son interaction avec les collimateurs, les parois du tube à vide ou les ions du gaz résiduel. Les photomultiplicateurs collectant la lumière de scintillation possédant une résolution temporelle de l'ordre de 2 ns, la combinaison des informations fournies par les différents systèmes de mesure du temps de vol permet de déterminer avec précision la position temporelle de l'événement dont la comparaison à l'instant de croisement des faisceaux délivré par l'horloge de HERA indique si l'événement considéré est issu de la région nominale d'interaction ou s'il correspond au contraire à du bruit de fonds induit par le faisceau de protons. Les positions des différents systèmes ToF sont illustrées sur la figure 4.14 pour la configuration de la phase HERA II qui a vu l'introduction de nouveaux plans de scintillateurs au niveau du trajectographe avant FTD et de la partie centrale du calorimètre SpaCal.

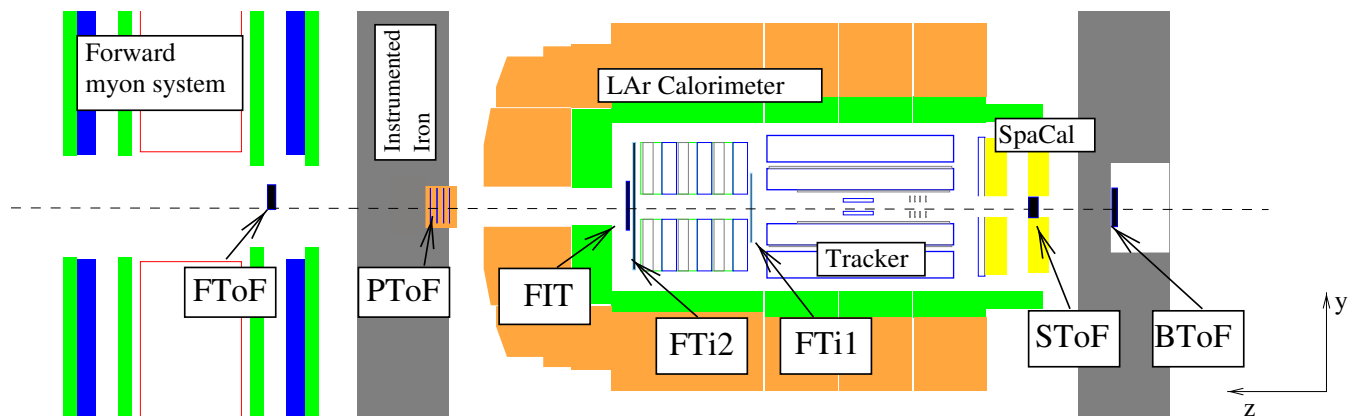


FIG. 4.14 – Positions des systèmes de mesure du temps de vol dans la configuration HERA II.

4.8 Le système de mesure de la luminosité

La mesure de la luminosité intégrée associée à l'interaction des faisceaux d'électrons et de protons dans le détecteur H1 est déterminée en recourant à la détection d'événements Bethe-Heitler dans le régime de bremsstrahlung correspondant à l'émission d'un photon colinéaire par l'électron lors de son passage dans le champ électromagnétique du proton. Dans cette configuration pour laquelle l'électron diffusé et le photon émis sont parallèles à l'axe des faisceaux, les particules s'échappent du détecteur principal par le tube à vide et des sous-détecteurs spécifiquement dédiés à la mesure des énergies du photon et de l'électron diffusé pour les événements de bremsstrahlung ont dès lors été installés en amont de la région arrière du détecteur H1. Le choix du processus purement électromagnétique de Bethe-Heitler comme référence pour déterminer la valeur de la luminosité intégrée combine une faible incertitude sur la section efficace théorique égale à 0.5 % avec la possibilité d'obtenir une statistique élevée, la section efficace visible étant de 170 mb lorsque l'on recourt à la seule détection du photon pour mesurer la luminosité.

4.8.1 Les identificateurs de l'électron et du photon

Les électrons ayant perdu une certaine fraction de leur énergie suite à l'émission du rayonnement de freinage sont détectés en utilisant l'effet spectrométrique de l'optique de guidage, les électrons

étant d'autant plus déviés vers le centre de l'accélérateur qu'ils ont émis un photon d'énergie élevée. La position en z du calorimètre mesurant l'énergie et la position de l'électron va donc déterminer l'acceptance en l'inélasticité y couverte par la mesure. L'identificateur de l'électron ETAG6 (Electron TAGger 6) situé dans la phase HERA II à une distance $z = -6$ m de la position nominale du vertex de l'interaction possède une acceptance en y comprise entre 0.65 et 0.8. Les photons émis colinéairement au faisceau d'électrons quittent le tube à vide par une fenêtre située à la fin de la section rectiligne à une distance $z \sim -100$ m de la position nominale du vertex où ils viennent interagir dans un détecteur de photons PD (Photon Detector) qui détermine leurs énergies et leurs positions. Le système de mesure de la luminosité était constitué dans la phase HERA I de trois identificateurs de l'électron ETAG respectivement situés à une distance $z = -8$ m, -33 m et -44 m de la position nominale du vertex de l'interaction. L'identificateur ETAG6 actuellement utilisé et dont la position en $z = -6$ m résulte des modifications de l'optique du faisceau pour la phase HERA II est un calorimètre électromagnétique de technologie similaire à celle du SpaCal pour lequel le milieu actif formé de fibres scintillantes est inséré dans un milieu absorbant constitué de plaques de tungstène. Sa résolution sur la mesure de l'énergie est de l'ordre de :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{15\%}{\sqrt{E}}. \quad (4.37)$$

L'identificateur de photons PD de la phase HERA I a également été remplacé dans la phase HERA II par un nouveau système de mesure plus apte à résister à l'émission accrue de rayonnement synchrotron par le faisceau d'électrons. Le détecteur de photon actuellement utilisé est un calorimètre électromagnétique à échantillonnage recourant à la détection de la lumière Cherenkov émise par les particules constituant la gerbe initiée par le photon pour reconstruire l'énergie de ce dernier. Le milieu actif est constitué de couches de fibres de quartz séparées par des plaques d'absorbant en tungstène dont la profondeur totale est équivalente à 25 longueurs de radiation X_0 . Afin de recueillir la lumière Cherenkov de manière optimale, les plaques d'absorbant et les couches de fibres sont inclinées d'un angle de 45° par rapport à la direction du faisceau de photons incidents. L'ensemble du calorimètre est placé sur une plate-forme mobile de hauteur réglable et protégé du rayonnement synchrotron par un blindage d'épaisseur $2 X_0$ permettant en outre d'initier la formation des gerbes électromagnétiques.

La détermination de la luminosité intégrée peut être réalisée en employant les deux détecteurs ETAG et PD pour effectuer la mesure en coïncidence de l'électron diffusé et du photon émis ou en recourant à l'utilisation seule de l'identificateur de photons afin de déterminer l'énergie de ce dernier. La première méthode de détection en coïncidence est utilisée pour mesurer la luminosité intégrée en temps réel lors de la prise de données tandis que la deuxième méthode basée sur la seule détection du photon est employée en différé afin de fournir une détermination plus précise de la valeur de la luminosité utilisée par la suite dans le cadre des analyses de physique.

4.8.2 Mesure de la luminosité en ligne par la méthode de détection en coïncidence

La méthode de mesure en coïncidence de l'électron diffusé et du photon émis fixe à 5 GeV le seuil en énergie associé à la détection du photon, cette valeur permettant une compensation optimale entre les effets induits par les événements de superposition de photons ayant chacun une énergie supérieure à la valeur du seuil et ceux générés par les événements de superposition de photons ayant chacun une énergie inférieure à la valeur du seuil mais dont la somme des énergies satisfait à la condition de déclenchement. Un bruit de fonds important dont la proportion par rapport au signal est de l'ordre de 10 % est constitué par les événements de bremsstrahlung non pas issus de l'interaction des faisceaux d'électrons et de protons mais de celle du faisceau d'électrons avec les ions du gaz résiduel présent dans le tube à vide $eA \rightarrow eA\gamma$. L'utilisation des paquets pilotes d'électrons non appariés à des paquets de protons permet d'estimer le nombre d'interactions entre le faisceau d'électrons et les ions du gaz résiduel et le nombre N_{bkg} d'événements de bremsstrahlung issus des paquets pilotes est alors

retranché du nombre total N_{tot} d'événements observés avec un poids donné par le rapport entre le courant électronique total $I_{e\ tot}$ et le courant électronique des paquets pilotes $I_{e\ bkg}$. En désignant par δ le terme de correction pour les effets engendrés par les événements de superposition et par $\tilde{\sigma}_{BH}$ la section efficace visible du processus de Bethe-Heitler après prise en considération de l'acceptance géométrique des détecteurs et de leurs efficacités de déclenchement, la luminosité intégrée déterminée en ligne par la méthode de détection en coïncidence est donnée par la relation :

$$L = \frac{N_{tot} - (I_{e\ tot}/I_{e\ bkg}) N_{bkg}}{\tilde{\sigma}_{BH}} (1 + \delta). \quad (4.38)$$

Les sources d'erreurs systématiques dominantes sont liées à l'efficacité de déclenchement de l'identificateur de l'électron, à l'incertitude sur son échelle d'énergie absolue et à l'erreur induite par la soustraction du bruit de fonds électrons-gaz. L'erreur totale affectant la mesure de la luminosité en ligne est alors comprise entre 5 % et 10 %.

4.8.3 Mesure de la luminosité en différé par la méthode de détection du photon.

On requiert dans cette deuxième méthode la seule détection du photon des événements de bremsstrahlung dans l'identificateur PD pour un seuil en énergie fixé à une valeur de 10 GeV. L'ensemble des corrections liées aux effets induits par les événements de superposition, à l'acceptance géométrique de l'identificateur de photon, à son efficacité de déclenchement et à l'incertitude sur sa calibration qui constitue ici aussi l'erreur systématique dominante est à nouveau pris en considération. Une correction pour la participation des paquets de protons satellites à la mesure de la luminosité est également appliquée au travers de la soustraction d'une modélisation de leur contribution. L'erreur totale affectant la mesure de la luminosité en différé est réduite à une valeur comprise entre 2.5 % et 3 % qui est celle prise en compte dans les analyses de physique.

4.9 Le système de déclenchement de l'acquisition des données

On s'intéresse aux événements ep issus de collisions entre les faisceaux d'électrons et de protons. De nature électrofaible, ces événements sont largement dominés par l'interaction entre le faisceau de protons et les ions du gaz résiduel et par les collisions entre les protons écartés de leur orbite nominale et les parois du tube à vide, les processus présents dans ce cas étant de nature forte. Le rayonnement synchrotron émis par le faisceau d'électrons et les muons issus de gerbes cosmiques contribuent également à ces événements de bruit de fonds dont la fréquence de plusieurs dizaines de milliers de Hertz doit être comparée à celle qui caractérise les événements ep utiles à la physique, de l'ordre de quelques dizaines de Hertz. A la valeur moyenne de la luminosité instantanée disponible dans le détecteur H1, ces derniers s'étendent d'un taux de l'ordre de 25 Hz pour la photoproduction à un taux de l'ordre de 5 μ Hz pour la production de bosons W , le taux d'événements DVCS étant approximativement de 1 mHz, ainsi qu'illustré sur la table 4.2 [70].

processus	σ	taux
interaction proton - gaz	–	50 kHz
muons cosmiques	–	700 Hz
photoproduction	1.6 μ b	25 Hz
$c\bar{c}$ total	1 μ	15 Hz
DIS NC bas Q^2 (électron dans le SpaCal)	150 nb	2.2 Hz
DIS NC grand Q^2 (électron dans le LAr)	1.5 nb	22 mHz
DVCS	50 pb	1 mHz
DIS CC $p_T > 25$ GeV	50 pb	1 mHz
production de W	0.4 pb	5 μ Hz

TAB. 4.2 – Taux des événements de bruit de fonds et des événements physiques à la valeur moyenne de la luminosité instantanée disponible dans le détecteur H1, $\mathcal{L} = 1.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

L'écriture sur bandes de l'information relative à un événement donné ne s'opérant qu'à la fréquence de 10 Hz, il est nécessaire de réduire le taux d'événements à cette valeur maximale en tentant de ne sélectionner que les événements qui correspondent effectivement à une collision ep et présentent un intérêt physique. On souhaite également exclure de la prise de données certains processus aux taux élevés, tels ceux de photoproduction, largement étudiés au début du fonctionnement de HERA et pour lesquels une statistique suffisante a été accumulée.

Cet objectif est réalisé par la présence d'un système de déclenchement qui optimise la sélection du signal et le rejet des bruits de fonds tout en minimisant le temps mort inhérent à la délivrance des informations par les différents modules du détecteur et pendant lequel ces derniers restent insensibles à la mesure de tout nouvel événement. Le système de déclenchement de H1 permet ainsi de ramener le taux d'événements de 50 kHz à 10 Hz pour un temps mort représentant de l'ordre de 10 % du temps total de prise de données.

Ainsi qu'illustré sur la table 4.3 [70] où sont représentées différentes échelles temporelles caractéristiques du faisceau et des modules de détection, les temps de réponse de nombreux sous-détecteurs fournissant une information indispensable pour conserver ou non un événement sont supérieurs à l'intervalle de temps de 96 ns qui sépare deux croisements des faisceaux. Il en est ainsi pour l'énergie déposée dans le calorimètre à argon liquide LAr dont la constante d'intégration de l'électronique de préamplification est de 1.5 μ s et pour les segments de trace reconstruits dans les chambres à dérive centrales CJC dont le temps de dérive maximal est de 1 μ s. Pour s'affranchir de cette contrainte empêchant toute décision d'être prise entre deux croisements successifs, il s'avère indispensable de développer un système de déclenchement à plusieurs niveaux, chacun d'eux traitant des informations

de complexité croissante et possédant par conséquent un temps de réponse de plus en plus long. Dans le but d'optimiser la conservation simultanée de processus rares et d'événements à taux plus élevé, le système de déclenchement réalise, outre sa sélection, une pondération du nombre d'événements qui satisfont à ses critères de décision. Ainsi, si une classe prédéfinie de processus se voit appliquer un facteur de pondération w , seul un événement sur w de la classe considérée sera effectivement enregistré sur bande.

caractéristique ou opération	échelle de temps
largeur d'un paquet de proton	1.4 ns
distance au paquet satellite suivant	5 ns
temps de vol depuis le ToF arrière	6 ns
Δt entre un évt. ep et le bruit de fonds du faisceau de protons à l'arrière du SpaCal	10 ns
temps de vol jusqu'au système à muons central	20 ns
intervalle entre deux croisements de faisceaux	96 ns
temps de dérive maximal dans les chambres CJC	1 μ s
temps d'intégration de l'électronique de préamplification du calorimètre LAr	1.5 μ s
temps de réponse du premier niveau de déclenchement	2.3 μ s
temps de lecture de l'électronique de sortie	\sim 1 ms

TAB. 4.3 – Echelles de temps caractéristiques du faisceau du proton et des opérations effectuées par l'électronique des modules de détection.

En pratique, le pouvoir de réjection d'un niveau de déclenchement donné, défini comme le rapport du nombre d'événements rejetés par ce niveau au nombre d'événements y entrant, limite le temps mort que ce niveau peut introduire dans la chaîne de sélection afin de pouvoir fournir sa décision. Pour illustrer cette propriété, considérons premièrement un système de déclenchement ne possédant qu'un seul niveau exempt de temps mort et caractérisé par une fréquence de sortie ν_0 . L'enregistrement des données qu'il délivre s'effectue ensuite à une fréquence $\nu_1 < \nu_0$, le temps nécessaire à l'écriture de chaque événement introduisant un temps mort τ_e , ainsi que représenté sur la figure 4.15(a).

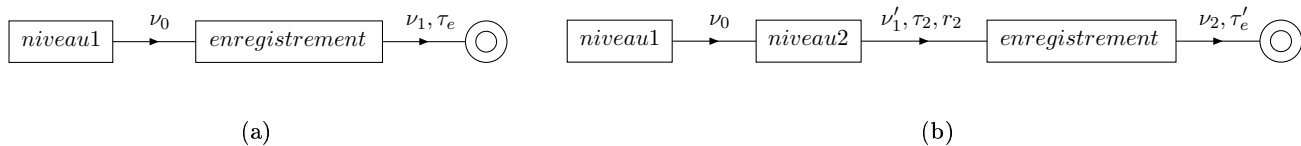


FIG. 4.15 – Schéma illustrant un système de déclenchement à un niveau (a) et deux niveaux (b).

La relation entre les différentes échelles de temps de ce système à un niveau est donnée par :

$$\frac{1}{\nu_0} + \tau_e = \frac{1}{\nu_1}, \quad (4.39)$$

et la fréquence d'enregistrement ν_1 a donc pour valeur :

$$\nu_1 = \frac{\nu_0}{1 + \tau_e \nu_0}. \quad (4.40)$$

Considérons deuxièmement un système de déclenchement à deux niveaux dont le schéma est illustré sur la figure 4.15(b). Le premier niveau ne possède pas de temps mort et délivre son signal au niveau supérieur à une fréquence ν_0 . Le deuxième niveau, qui n'entre en action que lorsque le niveau inférieur lui fournit une décision de déclenchement positive, opère une sélection du signal caractérisée par un pouvoir de réjection r_2 et un temps de réponse τ_2 , la fréquence de son signal de sortie ayant pour valeur

ν'_1 . L'enregistrement des données s'effectue finalement à une fréquence ν_2 , le temps mort effectif associé à l'écriture d'un événement valant à présent τ'_e . La relation entre les différentes échelles de temps de ce système à deux niveaux est maintenant donnée par :

$$\begin{aligned}\frac{1}{\nu_0} + \tau_2 &= \frac{1}{\nu'_1}, \\ \frac{1}{\nu'_1} + \tau'_e &= \frac{1}{\nu_2}, \\ \tau'_e &= (1 - r_2)\tau_e,\end{aligned}\tag{4.41}$$

et la fréquence d'enregistrement ν_2 a donc pour valeur :

$$\nu_2 = \frac{\nu_0}{1 + [\tau_2 + (1 - r_2)\tau_e] \nu_0}.\tag{4.42}$$

L'on souhaite que l'introduction d'un deuxième niveau de déclenchement permette d'augmenter la fréquence à laquelle les données sont sauvegardées sur bande, c'est-à-dire que $\nu_2 \geq \nu_1$. Cette requête se traduit par la condition suivante sur les quantités τ_2, r_2 et τ_e :

$$\frac{\tau_2}{\tau_e} \leq r_2,\tag{4.43}$$

qui montre que plus le deuxième niveau de déclenchement opère une réjection élevée, plus le temps nécessaire à sa prise de décision pourra être important. Cette approche simple est toutefois limitée par le fait que les temps de décision relatifs à la sélection ou au rejet d'un événement par un niveau de déclenchement peuvent en réalité posséder des distributions différentes.

Le système de déclenchement de H1 est actuellement constitué de 4 niveaux ainsi que schématisé sur la figure 4.16.

4.9.1 Le premier niveau de déclenchement

Le premier niveau de déclenchement ou L1 (Level 1) [86] est constitué de cartes logiques appelées sous-systèmes de déclenchement et situées à la sortie de l'électronique des sous-systèmes du détecteur H1. Il opère à la fréquence des collisions, soit 10.4 MHz, sans introduire de temps mort, la phase de ses signaux étant bloquée sur celle du signal radio-fréquence délivré par HERA. Le niveau L1 fournit une décision pour chaque croisement de faisceaux endéans un temps de réponse de 2.3 μ s correspondant sensiblement à 24 croisements successifs. Cette valeur, imposée par la durée de formation et le traitement des signaux que fournissent les modules les plus lents, dicte la longueur minimale des piles permettant d'exempter le premier niveau de déclenchement de la présence d'un temps mort en assurant la collection successive de l'ensemble des informations en provenance des différents sous-détecteurs. Les cartes logiques associées à chacun des sous-systèmes préparent une fraction des données disponibles dans les piles de ces derniers en un ensemble de grandeurs physiques simples permettant de produire au niveau L1 un certain nombre de décisions booléennes connues sous le nom d'éléments de déclenchement TE (Trigger Element). Ces derniers, dont le nombre peut atteindre 256 pour l'ensemble du détecteur H1, sont générés à partir d'informations rapides et partielles, telles les montées de charge induites dans les condensateurs par les dépôts d'énergie dans les différents calorimètres ou la multiplicité et l'impulsion des segments de trace reconstruits dans les trajectographes.

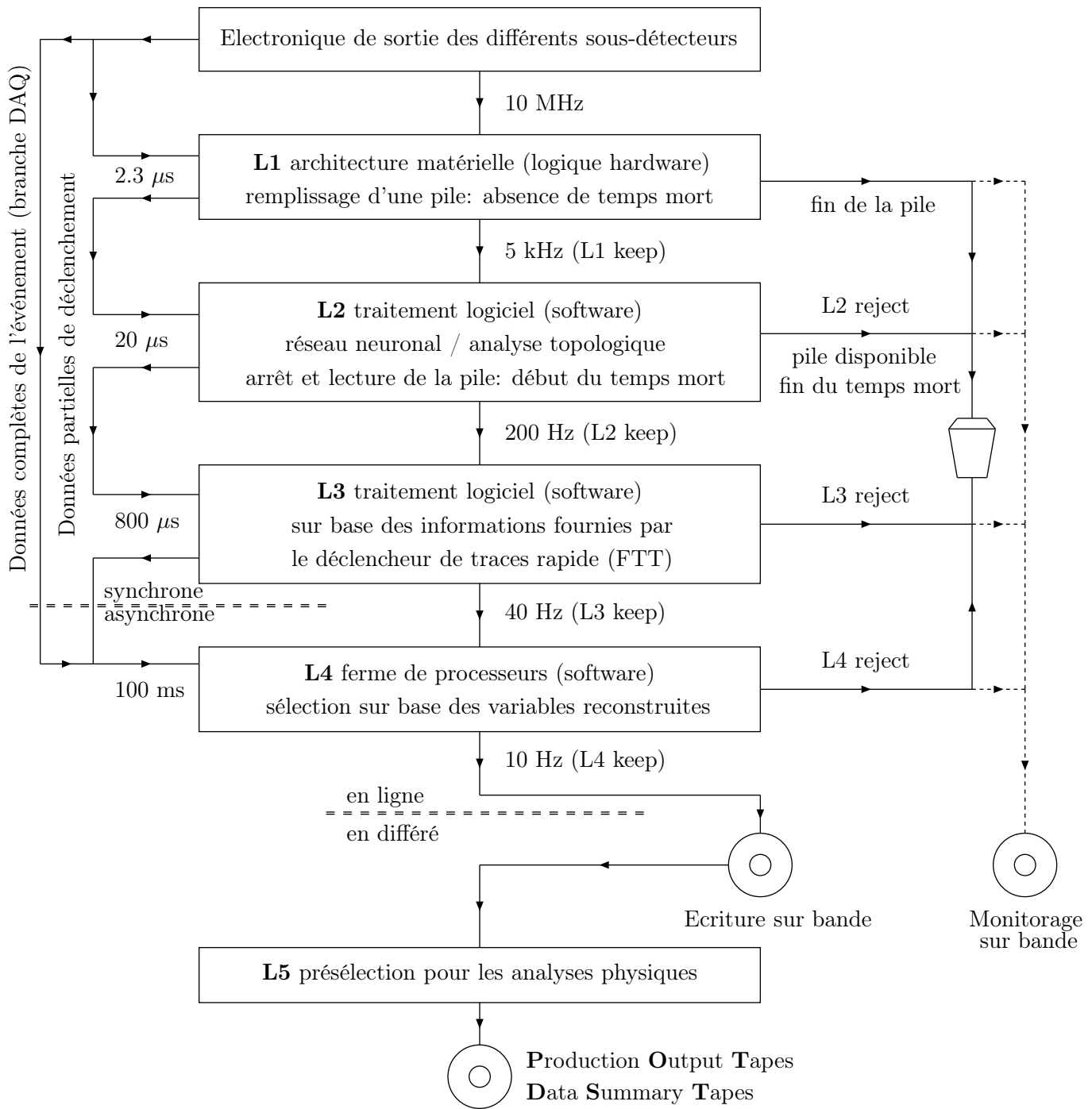


FIG. 4.16 – Les différents niveaux du système de déclenchement et d'acquisition des données de H1.

Dans les phases HERA I et HERA II, le calorimètre LAr est à cette fin segmenté en zones géométriques pointant vers la zone d'interaction nominale et connues sous le nom de big towers. Dans la phase HERA I, l'information en provenance des chambres à dérive était distribuée au sous-système de déclenchement du calorimètre à argon liquide et la combinaison des données en provenance de ces deux sous-détecteurs était également effectuée sur base d'un découpage en zones géométriques pointant vers la zone d'interaction nominale et connues sous le nom de big rays. Dans la phase HERA II, les chambres à dérive n'alimentent plus le sous-système de déclenchement du LAr et l'information fournie par les big rays n'est donc plus disponible. La détermination de la position du vertex d'interaction est également une quantité utilisée au premier niveau de déclenchement pour rejeter le bruit de fonds généré par le faisceau de protons lors de son interaction avec les ions du gaz résiduel ou les parois du tube à vide. Dans la phase HERA I, la reconstruction de la position du vertex était basée sur les informations fournies par les chambres proportionnelles CIP et COP. Dans la phase HERA II, ce sont les informations délivrées par la chambre CIP2k et le déclencheur à traces rapide FTT (Fast Track Trigger) qui sont employées. La plupart des sous-systèmes sont également capables de fournir une mesure du temps auquel s'est produit l'événement. Cette élément de déclenchement, connu sous le nom de bit t_0 , permet d'identifier le croisement de faisceaux à l'origine des informations contenues dans un étage donné des différentes piles.

Les éléments de déclenchement L1 sont ensuite transmis au système de déclenchement central ou CT (Central Trigger) au sein duquel ils sont traités par l'appareil logique de niveau 1 ou CTL1. Le système de déclenchement central remplit ici une fonction double de synchronisation des signaux et de prise de décision. Il utilise les différents bits t_0 qu'il reçoit pour synchroniser les éléments de déclenchement L1 qui lui sont envoyés, ce afin d'assurer que seule l'information correspondant à un même croisement de faisceaux soit à l'origine de la réponse du système de déclenchement. La synchronisation effectuée, il réalise différentes combinaisons logiques des éléments de déclenchement L1 pour former des sous-déclencheurs ou ST (SubTrigger) dont le nombre maximal est de 128. Une combinaison *ou* logique de ces sous-déclencheurs détermine finalement la décision prise par le système CTL1 de déclenchement central de niveau 1. Si aucun des sous-déclencheurs n'est vérifié, le système CTL1 rejette l'événement (L1Reject) et les informations correspondantes continuent leur parcours au travers des différents étages de la pile pour finalement disparaître lorsqu'elles en atteignent la fin. Lorsqu'au moins un des sous-déclencheurs est vérifié, le système CTL1 conserve l'événement (L1Keep), le transmet au deuxième niveau de déclenchement et interrompt le flux d'informations dans les différentes piles, la lecture de ces dernières marquant le début du temps mort. De manière à s'assurer que les étages lus dans l'ensemble des piles correspondent bien à un seul et même croisement de faisceaux, le système CTL1 distribue également aux différents sous-détecteurs les signaux de mesure du temps qu'il a synchronisés.

A ce stade, les événements satisfaisant aux critères de sélection CTL1 sont pondérés, et l'on distinguera les informations L1 brutes (L1raw) des informations L1 réelles (L1ac) qui correspondent respectivement à la décision du premier niveau de déclenchement avant et après application du facteur de pondération. Pour qu'un événement étiqueté L1raw par un sous-déclencheur L1 particulier soit effectivement présent sur bande, il est évidemment nécessaire qu'un autre sous-déclencheur ait décidé de le conserver au niveau L1ac. Les facteurs de pondération appliqués ne sont pas fixes mais dépendent des conditions de prise de données et sont réévalués périodiquement de manière à prendre en considération ces dernières. A la sortie du premier niveau de déclenchement, le flux d'informations est passé de 10.4 MHz à 5 kHz, et le niveau L1 possède dès lors un pouvoir de réjection de l'ordre de 99.95 %.

4.9.2 Le deuxième niveau de déclenchement

Le deuxième niveau de déclenchement ou L2 (Level 2) fournit une décision endéans un temps de 20 μ s pendant lequel l'enregistrement de tout nouvel événement est impossible, le flux dans les différentes piles étant gelé. Si le niveau L2 délivre une réponse positive (L2Keep), les éléments de déclenchement et sous-déclencheurs L2 sont envoyés au système central de déclenchement de niveau 2 ou

CTL2 et la lecture complète des informations relatives à l'événement d'intérêt débute, sa finalisation entraînant un temps mort supplémentaire de 1.5 ms. Dans le cas d'une réponse négative (L2Reject), le flux dans les différentes piles est à nouveau autorisé, induisant ainsi l'arrêt du temps mort primaire et le redémarrage de la prise de données. Pour produire les éléments de déclenchement et sous-déclencheurs L2 et ainsi pouvoir prendre sa décision, le deuxième niveau reçoit, en plus des informations fournies par le niveau 1 sous forme d'éléments de déclenchement et de sous-déclencheurs L1, des données à granularité et segmentation plus fines en provenance des calorimètres et trajectographes de H1 [87]. A la sortie du niveau L2 le flux d'informations a été réduit de 5 kHz à 200 Hz et le pouvoir de réjection opéré est donc de l'ordre de 96 %.

Le deuxième niveau de déclenchement est constitué de deux systèmes indépendants opérant en parallèle. L'un prend ses décisions sur base de l'analyse de quantités topologiques caractérisant un événement et est connu sous le nom de système de déclenchement topologique de niveau 2 ou L2TT (Level 2 Topological Trigger). Le second accepte ou rejette une collision en se référant à la réponse de réseaux neuronaux et est dès lors appelé système de déclenchement neuronal de niveau 2 ou L2NN (Level 2 neural network). Les principes généraux sur lesquels se basent le L2TT et le L2NN sont abordés dans ce qui suit.

Principes de base du système de déclenchement L2TT

Dans un premier temps, les informations et les éléments de déclenchement de niveau 1 délivrés par les calorimètres et les trajectographes sont projetés sur une matrice 16×16 à valeurs booléennes qui correspond à un découpage du plan (η, ϕ) et porte le nom de topologie [88–90]. Dans la phase HERA I, les informations fournies par les big towers du LAr et les éléments de déclenchement du SpaCal pouvaient être combinées aux big rays et aux éléments de déclenchement du système DCR- ϕ . Dans la phase HERA II, les big towers du LAr et les éléments de déclenchement du SpaCal sont utilisés pour générer des sous-déclencheurs L2 purement calorimétriques, les éléments de déclenchement FTT étant à l'origine de sous-déclencheurs L2 basés uniquement sur l'information fournie par les traces.

Le déclencheur L2 topologique dédié à la sélection du processus DVCS étant purement calorimétrique, l'accent sera mis ici sur cette classe particulière. La nature des signaux calorimétriques projetés définit différentes familles de topologies. Par exemple, l'utilisation combinée de l'information fournie par le SpaCal et les big towers du LAr, de la seule information hadronique du LAr ou de l'information fournie par le SpaCal et la partie électromagnétique du LAr, la partie hadronique étant utilisée comme véto, seront à l'origine de 3 familles distinctes de topologies respectivement dénotées C , H et E . Une famille de topologies donnée contient 8 projections caractérisées par différents seuils sur les dépôts d'énergie dans les calorimètres. Désignons respectivement par T_e et T_h le seuil en énergie pour les parties électromagnétique et hadronique du calorimètre LAr et par T_s le seuil en énergie pour la partie électromagnétique du SpaCal. Notons également E_e et E_h l'énergie visible dans les parties électromagnétique et hadronique du calorimètre LAr et E_s l'énergie visible dans la partie électromagnétique du SpaCal. Chacune des 8 topologies appartenant à l'une des 3 familles C , H et E décrites ci-dessus sera respectivement désignée par le symbole C_n , H_n et E_n ($n = 1, \dots, 8$) selon que l'une des conditions suivantes se trouve vérifiée :

$$\begin{aligned}
 (E_e \geq 2^{n-1} T_e \vee E_h \geq 2^{n-1} T_h) \wedge E_s \geq 2^{n-1} T_s & \text{ pour } C_n, \\
 E_h \geq 2^{n-1} T_h & \text{ pour } H_n, \\
 (E_e \geq 2^{n-1} T_e \wedge E_h < 2^{n-5} T_h) \wedge E_s \geq 2^{n-1} T_s & \text{ pour } E_n.
 \end{aligned} \tag{4.44}$$

Dans un deuxième temps, chacune des familles de topologies A_n ($A = C, H, E, \dots$) constituées pour un événement donné est caractérisée par cinq indices, l'un relatif à l'énergie déposée dans les calorimètres, les quatre autres à la distribution des cellules activées. L'indice énergétique W attribué à

une famille reflète la valeur maximale E_{max} du seuil en énergie électromagnétique ou hadronique pour laquelle l'événement possède une topologie non vide au sein de la famille considérée. L'énergie est ici exprimée en unité de coups FADC, et l'indice W est défini par :

$$E_{max}(FADC) = 2^W. \quad (4.45)$$

L'analyse topologique débute par une classification des dépôts d'énergie en petits amas et grands amas, ceux-ci correspondant respectivement à un ensemble de cellules calorimétriques adjacentes pouvant ou non être contenues dans une grille 2×2 du plan (η, ϕ) , la distance à toute autre cellule active devant être d'au moins une cellule en η et en ϕ . Un critère d'isolation est également défini, deux amas étant considérés comme isolés si leur distance dans le plan (η, ϕ) est d'au moins 2 cellules dans l'une des directions η ou ϕ . On effectue ensuite les projections des positions des amas pour la topologie A_W selon les directions η et ϕ . Les 4 indices topologiques sont alors déterminés par la multiplicité des amas, leurs dimensions et leurs positions relatives pour la projection en θ , la projection en ϕ , la corrélation entre projections en θ et en ϕ et la corrélation entre projections en θ pour deux familles distinctes, respectivement.

Dans une troisième étape, on examine pour chacune des familles la corrélation entre l'indice énergétique W et chacun des indices topologiques obtenus pour l'événement étudié. Il s'agit à présent de définir une distance au bruit de fonds dans chacun des 4 plans (W , indice topologique) qui permette de savoir si une collision satisfaisant aux critères de la famille considérée doit être acceptée ou rejetée. Pour ce faire, on étudie la réponse de chaque famille à un échantillon constitué uniquement d'événements de bruit de fonds. Pour chacun de ces derniers, on détermine l'indice énergétique et les indices topologiques correspondant à la famille étudiée. On représente ensuite, pour chacun des indices topologiques, la distribution des indices énergétiques associés. Chacune des distributions est caractérisée par deux paramètres R_1 et R_2 ($R_1 < R_2$) connus sous le nom de facteurs de réduction et définis pour deux indices énergétiques W_1 et W_2 ($W_1 > W_2$) situés dans la queue de la distribution de la manière suivante :

$$R_i = \frac{N_{bruit}(W > W_i)}{N_{bruit}} \quad (i = 1, 2), \quad (4.46)$$

N_{bruit} représentant le nombre total d'événements de bruit de fonds et $N_{bruit}(W > W_i)$ le nombre d'événements possédant un indice énergétique W supérieur à W_i pour l'indice topologique considéré. La distance d d'un événement donné au bruit de fonds est alors déterminée, pour cet indice topologique, par les relations :

$$d = \begin{cases} 0 & \text{si } W < W_2 \\ k(1 + W - W_2) & \text{si } W \geq W_2, \end{cases} \quad (4.47)$$

où W représente l'indice énergétique de l'événement et k un paramètre fonction de la distance $W_1 - W_2$. La distance est nulle si l'événement se situe à l'extérieur de la queue de la distribution caractérisant le bruit, et croît linéairement avec l'indice W dans le cas contraire. La distance minimale au bruit de fonds pour l'indice topologique considéré, d_{min} , est finalement déterminée en recourant à un troisième paramètre R_3 défini de telle sorte que la fraction d'événements de bruit de fonds caractérisés par une distance $d \geq d_{min}$ soit majorée par R_3 :

$$d_{min} : \frac{N_{bruit}(d \geq d_{min})}{N_{bruit}} \leq R_3. \quad (4.48)$$

On effectue alors la somme des distances associées à chacun des indices topologiques, celle-ci devant être supérieure à la somme des distances minimales pour que l'événement soit accepté par une famille donnée. Les paramètres R_1, R_2, R_3 et k sont obtenus de manière itérative pour chacun des indices topologiques de la famille étudiée en optimisant la réjection du bruit de fonds et l'acceptance du signal. Cette procédure est réalisée sur base de deux échantillons, l'un constitué uniquement d'événements de bruit et l'autre des événements d'intérêt que l'on souhaite sauvegarder à l'aide de la famille de

topologies considérée. Les familles de topologies basées uniquement sur l'information calorimétrique permettent de définir au maximum 16 sous-déclencheurs L2TT.

Les éléments de déclenchement FTT génèrent actuellement 24 sous-déclencheurs FTT de niveau 2, basés sur la position du vertex, la multiplicité et la topologie des traces, leurs impulsions, leurs charges et la reconstruction éventuelle de leur masse invariante. Ces sous-déclencheurs permettent par exemple la sélection des mésons D^* , ϕ , ψ' , J/Ψ , Υ et ρ' , d'événements diffractifs contenant des jets ainsi que la recherche de processus exotiques violant le modèle standard. Afin d'opérer une recherche rapide de la présence d'une topologie de traces donnée dans un événement, le système de déclenchement FTT recourt à l'utilisation d'une fonction de description topologique ou T.D.F. (Topological Description Function) permettant de décrire à l'aide d'un nombre limité de paramètres plusieurs centaines de configurations différentes appartenant à une seule et même classe de topologies. Etant donné une symétrie rotationnelle d'ordre n correspondant à un découpage du plan transverse en n secteurs égaux, une topologie donnée peut être décrite par une suite de n nombres t_i ($i = 1, \dots, n$). Ceux-ci peuvent représenter le nombre de traces présentes dans chacun des secteurs ou simplement indiquer l'absence ou la présence de segments de trace à l'intérieur d'un secteur donné en prenant pour valeur 0 ou 1. A partir de la séquence de nombres obtenue, on peut construire un vecteur v de dimension n dont l'élément v_i est donné par la somme des i premières valeurs de la série :

$$v_i = \sum_{j=1}^i t_j, \quad i = 1, \dots, n. \quad (4.49)$$

On peut montrer qu'à chaque topologie t_i ($i = 1, \dots, n$) correspond un vecteur v unique. Une classe de topologies peut alors être décrite par un produit d'intervalles dans l'espace défini par l'ensemble des vecteurs v qui la caractérisent. En appelant f_i^{min} et f_i^{max} les bornes supérieure et inférieure de chacun des intervalles i définissant une classe donnée, une configuration particulière appartiendra à cette dernière si les composantes du vecteur v qui lui est associé vérifient :

$$f_i^{min} \leq v_i \leq f_i^{max}, \quad i = 1, \dots, n. \quad (4.50)$$

Les rotations d'une même topologie sont prises en considération en calculant l'ensemble des vecteurs v^k ($k = 1, \dots, n$) pour lesquels la somme des éléments t_i débute par celui situé en position k :

$$v_i^k = \sum_{j=k}^{i+k-1} t_j \quad \text{où l'on pose } t_{i+n} = t_i, \quad i, k = 1, \dots, n. \quad (4.51)$$

Les composantes des vecteurs f^{min} et f^{max} définissent la fonction de description topologique caractérisant la classe considérée. Pour illustrer l'utilisation de cette fonction, on envisage comme exemple la recherche de configurations correspondant à la présence d'une trace dans chacun des hémisphères du détecteur, le plan transverse étant divisé en 8 secteurs égaux et les nombres t_i décrivant une topologie donnée prenant comme valeur 1 ou 0 selon qu'une trace est présente ou non dans le secteur considéré. Les différentes configurations possibles sont représentées sur la figure 4.17.

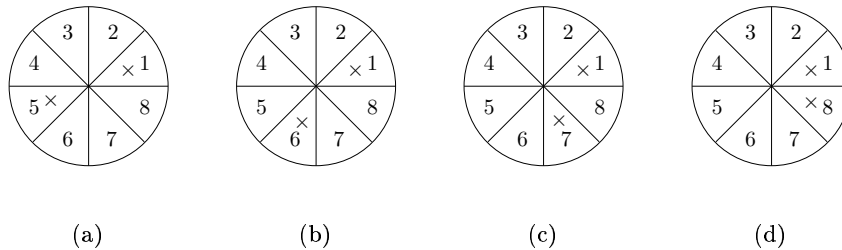


FIG. 4.17 – Configurations correspondant à la présence d'une trace dans chacun des hémisphères du détecteur, le plan transverse étant divisé en 8 secteurs égaux et la présence d'une croix indiquant celle d'une trace.

Les vecteurs v associés à chacune des 4 configurations ont pour expression :

$$\begin{aligned}
 \text{configuration (a)} : v &= (1, 1, 1, 1, 2, 2, 2, 2), \\
 \text{configuration (b)} : v &= (1, 1, 1, 1, 1, 2, 2, 2), \\
 \text{configuration (c)} : v &= (1, 1, 1, 1, 1, 1, 2, 2), \\
 \text{configuration (d)} : v &= (1, 1, 1, 1, 1, 1, 1, 2),
 \end{aligned} \tag{4.52}$$

et les vecteurs f^{min} et f^{max} définissant la fonction de description topologique s'écrivent dès lors :

$$\begin{aligned}
 f^{min} &= (1, 1, 1, 1, 1, 1, 1, 2), \\
 f^{max} &= (1, 1, 1, 1, 2, 2, 2, 2).
 \end{aligned} \tag{4.53}$$

Ce cas simple illustre la réduction du nombre de paramètres résultant du recours à la T.D.F. pour décrire une classe de topologies donnée. On notera également que les composantes n des fonctions f^{min} et f^{max} étant respectivement égales au nombre minimum et maximum de traces présentes dans l'ensemble des secteurs, l'analyse topologique d'un événement débutera par ces dernières. Le système de déclenchement FTT de niveau 2 est basé sur une division du plan (x, y) en 16 secteurs égaux et les 65.536 topologies possibles qui en découlent sont analysées en recourant à une table de T.D.F. prédéfinies et à un algorithme de recherche approprié.

Principes de base du système de déclenchement L2NN

Tout comme le L2TT, le système de déclenchement L2NN combine les informations et les éléments de déclenchement de niveau 1 que lui fournissent les différentes parties du détecteur afin d'établir sa décision relative au rejet ou à l'acceptation d'un événement donné. Mais à la différence du L2TT qui évalue les corrélations existant entre les différentes variables qu'il reçoit sur base de considérations topologiques, le système L2NN exploite des réseaux de neurones pour confirmer ou infirmer la décision prise par le niveau L1. Un réseau de neurones est constitué de différents niveaux et ceux utilisés par le système de déclenchement de H1 [91] sont caractérisés par un écoulement du flux de données dans une seule et même direction (feedforward neural network) ainsi qu'illustré sur la figure 4.18(a). Ces réseaux ne présentent ni boucles ni connexions au sein d'une même couche de neurones et seuls sont reliés entre eux des noeuds appartenant à des niveaux distincts [92–94].

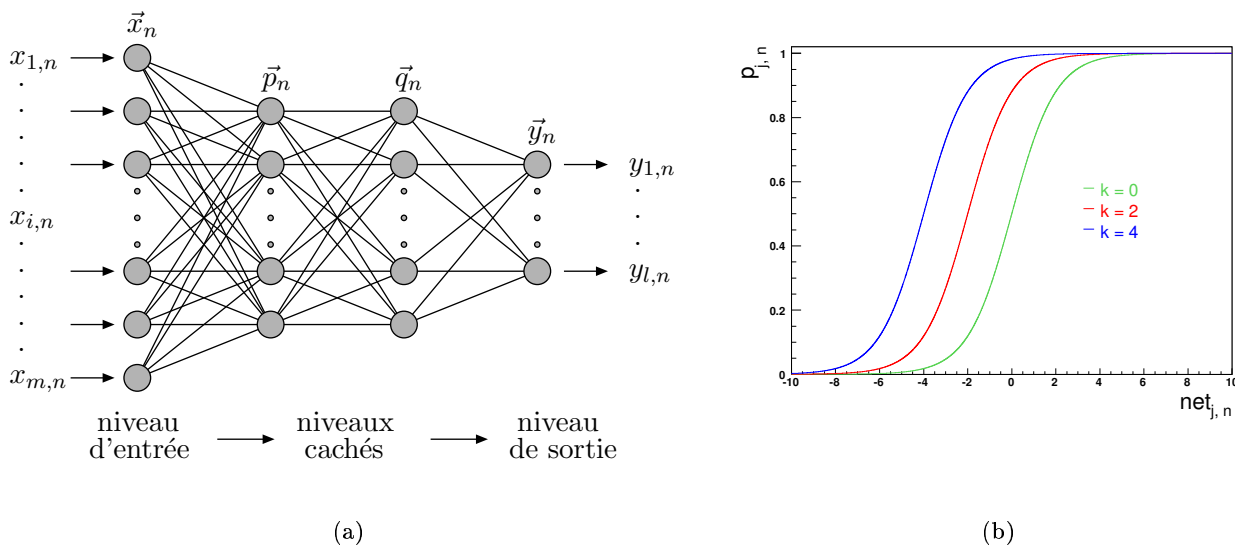


FIG. 4.18 – (a) Architecture d'un réseau de neurones de type feedforward possédant deux niveaux cachés. (b) Fonction d'activation de type logistique pour différentes valeurs du paramètre k .

Un niveau d'entrée reçoit d'abord les informations relatives à un événement donné n sous la forme d'un vecteur d'entrée \vec{x}_n dont l'élément $x_{i,n}$ est affecté au neurone d'indice i de ce premier niveau. Chacun des neurones du niveau d'entrée est associé à l'ensemble des neurones du niveau supérieur qui constitue le premier niveau caché au travers de connexions pondérées, le poids caractérisant le lien entre le neurone i d'un niveau donné et le neurone j du niveau qui lui succède étant noté w_{ij} . Chaque neurone du premier niveau caché réalise dans un premier temps une somme pondérée des informations fournies par les neurones du niveau d'entrée à laquelle il applique ensuite une fonction de transfert ou d'activation f non-linéaire qui caractérise la réponse que le neurone fournit à un stimulus en entrée, de sorte que le signal $p_{j,n}$ à la sortie du neurone j du premier niveau caché est donné par l'expression :

$$p_{j,n} = f \left(\sum_{i=1}^m w_{ij} x_{i,n} + b_j \right) \quad (4.54)$$

dans laquelle le terme b_j désigne le biais ou seuil de déclenchement du neurone considéré. On introduit alors généralement dans le niveau d'entrée un noeud supplémentaire d'indice nul dont les valeurs $x_{0,n}$ sont fixées à l'unité pour l'ensemble des événements et pour lequel chacun des poids w_{0j} est égal au seuil b_j . La relation précédente peut alors se réécrire sous la forme :

$$p_{j,n} = f \left(\sum_{i=0}^m w_{ij} x_{i,n} \right) = f (net_{j,n}). \quad (4.55)$$

La fonction d'activation la plus simple est donnée par la fonction d'Heaviside. Cette dernière possédant l'inconvénient d'être discontinue et de ne conserver aucune trace de la distance entre le signal $net_{j,n}$ et le seuil de déclenchement du neurone considéré, on lui préfère dans la pratique une fonction de type sigmoïde telle la tangente hyperbolique ou la fonction logistique :

$$f (net_{j,n}) = \frac{1}{1 + \exp^{-k net_{j,n}}} \quad (4.56)$$

dont la réponse comprise entre 0 et 1 est représentée sur la figure 4.18(b) pour différentes valeurs du paramètre positif k . Chacun des noeuds du premier niveau caché est à nouveau relié à l'ensemble des neurones du niveau supérieur qui constitue dans l'exemple abordé ici le second et dernier niveau caché. Celui-ci effectue un traitement des informations qu'il reçoit en tout point similaire au processus décrit pour le niveau précédent et le signal $q_{k,n}$ à la sortie du neurone k du deuxième niveau caché est ainsi donné par l'expression :

$$q_{k,n} = f \left(\sum_j w_{jk} p_{j,n} \right) = f (net_{k,n}). \quad (4.57)$$

Le niveau de sortie réalise finalement une somme pondérée des signaux générés par le deuxième niveau caché et la réponse $y_{l,n}$ fournie par le neurone l du niveau de sortie s'écrit pour l'événement n :

$$y_{l,n} = \sum_k w_{kl} q_{k,n}. \quad (4.58)$$

Dans le cas des réseaux de neurones opérant au niveau L2 du système de déclenchement de H1, le niveau de sortie est constitué d'un noeud unique dont la réponse y_n permet de distinguer le bruit de fonds du signal que l'on souhaite conserver :

$$y_n = \sum_k w_k q_{k,n}. \quad (4.59)$$

Les poids et seuils de déclenchement w_{ij} (w_k pour le niveau de sortie) qui apparaissent dans les équations 4.55, 4.57 et 4.59 constituent les paramètres libres du réseau de neurones qu'il est nécessaire

de fixer au travers d'une période d'entraînement de manière à ce que le réseau fournisse la réponse appropriée à un événement donné lors de son utilisation ultérieure au sein du système de déclenchement. Plusieurs méthodes d'entraînement existent et celle choisie pour la sélection de canaux en physique des particules repose sur les principes de l'apprentissage supervisé : le réseau de neurones est entraîné à l'aide d'un échantillon de vecteurs d'entrée pour lesquels la réponse idéale encore appelée réponse cible est connue a priori. L'apprentissage est ainsi réalisé en présentant au réseau de neurones un échantillon d'événements physiques et un échantillon d'événements de bruit de fonds préalablement sélectionnés et en modifiant les poids du réseau de manière itérative jusqu'à l'obtention d'une réponse permettant de classer les événements en signal et en bruit. Le réseau établit une relation entre les variables d'entrée - que l'on explicitera dans le paragraphe 8.6.2 pour le processus DVCS - et la classification souhaitée en réalisant une interpolation sur les échantillons d'entraînement qui lui permettra dans la seconde phase dite de généralisation de classer correctement des événements inconnus pour lesquels les réponses cibles ne lui sont pas précisées. Dans le cas de l'apprentissage supervisé utilisé par le L2NN, l'adaptation progressive des poids du réseau est effectuée au travers de la minimisation d'une fonction d'erreur ou fonction de coût par rapport à ces derniers. La fonctionnelle e choisie correspond à la somme sur l'ensemble des événements constituant les échantillons d'entraînement des carrés des distances entre la réponse idéale t_n et la réponse effective y_n que fournit le réseau à un événement n donné :

$$e = \sum_n e_n = \sum_n (t_n - y_n)^2. \quad (4.60)$$

La technique de minimisation utilisée est l'approche du gradient descendant dans laquelle l'ajustement des poids à chaque étape du processus itératif s'effectue dans la direction opposée à celle du gradient de la fonction de coût, le poids à l'itération k étant alors obtenu à partir du poids déterminé à l'itération $k - 1$ au travers de la relation :

$$w_{ij}^{(k)} = w_{ij}^{(k-1)} + \Delta w_{ij}^{(k)} = w_{ij}^{(k-1)} - \eta \partial_{w_{ij}} e \quad (4.61)$$

dans laquelle le paramètre η strictement compris entre 0 et 1 est adapté au fur et à mesure du processus itératif de manière à contrôler la convergence de ce dernier. Pour éviter que cette technique ne conduise qu'à un minimum local de la fonction d'erreur, une fraction μ de l'actualisation du poids à l'étape $k - 1$ est ajoutée à son actualisation à l'étape k :

$$\Delta w_{ij}^{(k)} = -\eta \partial_{w_{ij}} e + \mu \Delta w_{ij}^{(k-1)}, \quad (4.62)$$

le paramètre μ pouvant à nouveau être ajusté au cours de la procédure d'apprentissage. Les dérivées partielles par rapport aux poids du niveau de sortie s'obtiennent immédiatement tandis que celles relatives aux poids des niveaux précédents sont calculées en recourant à la règle de dérivation des fonctions composées. L'évaluation du gradient de la fonction d'erreur est par conséquent réalisée en remontant progressivement le réseau de neurones de son niveau de sortie vers son premier niveau caché et l'algorithme utilisé porte le nom anglais de backpropagation. A la fin de la période d'apprentissage, l'examen des distributions des réponses y_n pour les deux échantillons d'entraînement respectivement constitués de signaux et de bruit de fonds permet finalement de fixer une coupure sur la variable de sortie du réseau de neurones qui optimise les efficacités de sélection du signal et de réjection du bruit de fonds, la valeur choisie portant le nom de point de fonctionnement du réseau de neurones. En pratique, les périodes d'entraînement et de généralisation sont séparées par une période dite de sélection qui permet de choisir le système de poids conduisant à la classification optimale dans les situations pour lesquelles l'apprentissage aurait fourni différentes configurations des paramètres du réseau. Le choix classique consiste alors à partager les échantillons dont on dispose entre les 3 périodes d'apprentissage, de sélection et de généralisation selon un schéma 50 %, 25 %, 25 %.

Le système de déclenchement neuronal de niveau 2 permet d'accueillir jusqu'à 13 réseaux de neurones de type feedforward et outre celui associé au processus DVCS, on notera l'existence de systèmes

de déclenchement neuronal permettant la sélection d'événements D^* , Υ et J/Ψ , d'événements de courant neutre et chargé en diffusion profondément inélastique ainsi que la recherche d'événements rares multi-électrons et électron isolé. Dans le cas du processus DVCS, l'augmentation de la luminosité dans la phase HERA II a rendu nécessaire le recours à un système de déclenchement L2 neuronal. Le taux d'événements à la sortie du niveau 1 est en effet beaucoup plus important que dans la phase HERA I alors que la bande passante à l'entrée du niveau L4 demeure limitée à 40 Hz pour des raisons techniques. La sélection du signal doit donc impérativement être effectuée en amont au niveau L2 et l'utilisation de réseaux de neurones constitue la solution privilégiée permettant de réaliser la réjection du bruit de fonds souhaitée en l'intervalle de temps de 20 μ s imparti à ce niveau .

4.9.3 Le troisième niveau de déclenchement

Le niveau de déclenchement L3 n'a commencé à être opérationnel au sein du système de déclenchement de H1 qu'à partir de l'année 2006. Les systèmes implémentés au niveau L3 sont le système de présélection des jets et le système de déclenchement de traces rapide FTT qui effectue un traitement complet des informations associées aux traces en recourant à l'utilisation de microprocesseurs. Les éléments de déclenchement du système FTT L3 sont actuellement présents dans 8 sous-déclencheurs qui permettent entre autre la sélection d'événements D^* , J/Ψ , ρ , ϕ et Υ .

4.9.4 Le quatrième niveau de déclenchement

numéro de la classe	physique conservée
0	événements non classifiés
1	événements associés aux paquets pilotes
2	événements pour la détermination de la luminosité (DIS/BH)
3	événements de physique molle à bas Q^2
4	événements à grand Q^2
5	événements à grande énergie transverse E_t
6	événements à grande énergie transverse manquante $E_{t\,miss}$
7	événements de jets à grande énergie transverse E_t
8	événements à grand p_t dans la région centrale
9	événements à grand p_t dans la région avant
10	événements de muons à grand p_t
11	événements multi-jets
12	événements multi-particules
13	événements diffractifs
14	événements leading baryons
15	événements de saveurs lourdes (production ouverte)
16	événements de saveurs lourdes (production fermée)
17	événements ISR et QED Compton
18	événements DIS à grand y pour la mesure de F_L

TAB. 4.4 – Les différentes classes de physique présentes au niveau de déclenchement L4.

Le niveau de déclenchement L4 utilise une ferme de processeurs pour effectuer la reconstruction complète de chaque événement et réaliser une sélection sur base des variables reconstruites en un intervalle de temps de 100 ms. Les taux à l'entrée et à la sortie du niveau L4 sont respectivement de 40 et 10 Hz et le pouvoir de réjection opéré est donc de l'ordre de 75 %. Le niveau L4 effectue une classification des événements qu'il conserve (L4 keep) en différentes catégories physiques représentées sur le tableau 4.4. Afin de contrôler la sélection réalisée par l'ensemble de la chaîne de déclenchement,

une certaine fraction d'événements non physiques est conservée dans la classe 0 pour analyse ultérieure. Le niveau de déclenchement L4 attribue aux événements de cette classe particulière ainsi qu'à ceux de physique molle à bas Q^2 constituant la classe 3 un poids L4 (L4 weight) supérieur à un, les autres classes de physique étant quant à elles caractérisées par un poids L4 égal à l'unité. La classe dédiée à la sélection des événements de nature diffractive est la classe 13.

5. Principaux générateurs et simulation

L'expression de la section efficace d'un processus physique permet de déterminer la probabilité qu'une particule possède après l'interaction qu'elle décrit une quadri-impulsion p de valeur donnée, et le programme permettant le passage de l'expression de la section efficace aux quadri-impulsions caractérisant les particules produites porte le nom de générateur. Les distributions des énergies, des impulsions et des angles de diffusion que ce dernier fournit constituent les distributions des variables générées, associées aux grandeurs physiques produites par l'interaction auxquelles l'expérience ne donne pas directement accès. On les distingue des grandeurs physiques mesurées à l'aide du détecteur et dont les distributions ne sont pas uniquement fonction de la section efficace du processus étudié mais dépendent également des réponses que produisent les différents modules de détection aux signaux d'entrée que leur procure la particule. Le passage des quadri-impulsions générées aux signaux que ces dernières engendreraient dans le détecteur est réalisé en recourant à un programme de simulation qui décrit l'interaction entre une particule de quadri-impulsion donnée et la matière qu'elle rencontre tout au long de son parcours dans le détecteur. L'ensemble des réponses simulées qu'a engendré le passage de la quadri-impulsion générée dans la matière est alors soumis à un programme de reconstruction identique à celui utilisé pour la reconstruction des données, les distributions des variables obtenues étant alors qualifiées de reconstruites. On présente dans ce qui suit les deux MonteCarlo utilisés pour décrire les événements DVCS et Bethe-Heitler étudiés dans ce travail. On présente premièrement le générateur COMPTON en débutant par l'introduction des différents régimes cinématiques caractérisant le processus purement électromagnétique de Bethe-Heitler, $ep \rightarrow eX\gamma$, également appelé processus de diffusion Compton, dans lequel le photon est émis par l'électron incident ou l'électron diffusé, le générateur COMPTON étant dédié à la génération des événements de diffusion Compton quasi-réelle pour lesquels la virtualité du photon échangé est inférieure à quelques GeV^2 . On présente ensuite le générateur MILOU dédié à la génération des événements DVCS qui sont l'objet de cette thèse. On donne finalement une brève description des étapes que sont la simulation et la reconstruction dans le cadre de l'expérience H1.

5.1 Le générateur COMPTON

5.1.1 Les différents régimes du processus Compton $ep \rightarrow eX\gamma$

L'amplitude du processus de diffusion Compton purement électromagnétique $ep \rightarrow eX\gamma$ dans lequel le photon est émis par l'électron incident ou l'électron diffusé est représentée à l'ordre dominant du développement perturbatif par la somme des deux diagrammes de la figure 5.1. Les quadri-impulsions des électrons initial et final sont respectivement désignées par k et k' , la quadri-impulsion du photon réel émis par l'électron étant désignée par q' . La quadri-impulsion du proton incident est notée p et celle de l'état hadronique final X est notée p_h . On désigne alors par $q = p - p_h$ la quadri-impulsion du photon virtuel échangé, par $q_1 = k + q$ la quadri-impulsion de l'électron virtuel caractérisant l'échange dans la voie s et par $q_2 = k' - q$ celle de l'électron virtuel caractérisant l'échange dans la voie t . L'amplitude \mathcal{T} du processus de diffusion Compton purement électromagnétique est essentiellement proportionnelle au produit des propagateurs du photon et de l'électron virtuels et on peut écrire en désignant par m_e

la masse de l'électron :

$$\mathcal{T} \propto \frac{1}{q_1^2 - m_e^2} \frac{1}{q^2} + \frac{1}{q_2^2 - m_e^2} \frac{1}{q^2}. \quad (5.1)$$

Selon les valeurs relatives des virtualités q_1^2 (q_2^2) et q^2 , l'amplitude \mathcal{T} est associée à différents processus physiques donnant lieu à des topologies distinctes dans le détecteur que l'on explique brièvement.

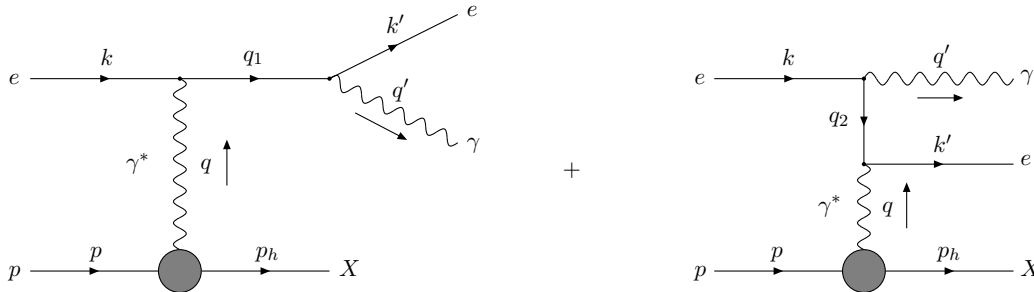


FIG. 5.1 – Amplitude du processus de diffusion Compton purement électromagnétique $ep \rightarrow eX\gamma$ à l'ordre dominant du développement perturbatif.

La section efficace du processus de diffusion Compton est largement dominée par les événements pour lesquels les deux virtualités q_1^2 (q_2^2) et q^2 sont proches de zéro. Ces valeurs impliquent que le proton n'est pratiquement pas dévié et que l'électron diffusé et le photon émis se propagent dans la direction de l'électron incident. Une telle configuration dans laquelle les particules de l'état final s'échappent du détecteur principal par le tube à vide tend à être purement élastique, la section efficace étant dominée par les facteurs de forme élastiques du proton, et correspond à un événement de bremsstrahlung pour lequel l'électron émet un rayonnement de freinage suite à son interaction avec le champ électromagnétique du proton. Pour pouvoir observer certaines particules de l'état final dans le détecteur principal, il est nécessaire que l'une des deux virtualités q_1^2 (q_2^2) ou q^2 prenne une valeur finie différente de zéro. La section efficace est dans ce cas dominée par les événements pour lesquels l'autre virtualité est proche de zéro et deux configurations peuvent se présenter.

La première configuration correspond aux événements pour lesquels la virtualité q_1^2 (q_2^2) est proche de zéro, la virtualité q^2 prenant une valeur finie non nulle. Le photon final est alors émis colinéairement à l'électron incident ($q_1^2 \sim 0$) ou à l'électron diffusé ($q_2^2 \sim 0$) tandis que l'état hadronique final est diffusé à angle fini par rapport à la direction des faisceaux incidents. Une telle configuration correspond à la détection de l'électron diffusé ($q_1^2 \sim 0$) ou de l'ensemble formé par l'électron diffusé et le photon colinéairement émis ($q_2^2 \sim 0$) ainsi qu'à celle de l'état hadronique final X en totalité ou en partie. Le processus tend dans ce cas à être purement inélastique, la section efficace étant proportionnelle à la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ du proton, et constitue un événement DIS avec présence d'une correction radiative.

La deuxième configuration, celle qui nous intéresse ici, correspond aux événements pour lesquels la virtualité q^2 est proche de zéro, la virtualité q_1^2 (q_2^2) prenant une valeur finie non nulle. L'état hadronique final X est alors essentiellement diffusé dans la direction du proton incident tandis que l'électron diffusé et le photon émis sont caractérisés par des angles de diffusion non nuls. Une telle configuration correspond à la détection de l'électron diffusé et du photon émis, l'état hadronique final X s'échappant généralement du détecteur principal par le tube à vide. Du point de vue de la virtualité, ce processus constitue un intermédiaire entre les événements de bremsstrahlung et les événements de diffusion inélastique avec présence d'une correction radiative. La virtualité du photon échangé étant proche de zéro, on le qualifie de diffusion Compton quasi-réelle. C'est ce processus qui s'identifie à ce que l'on nomme dans ce travail processus de Bethe-Heitler que le générateur COMPTON s'applique à décrire. Cela étant, on aborde à présent l'expression de la section efficace du processus de diffusion Compton utilisée dans le générateur.

5.1.2 Expression de la section efficace de la diffusion Compton

Le générateur COMPTON [48,95] développé par Courau, Kermiche, Carli et Kessler est dédié à la génération d'événements de diffusion Compton quasi-réelle $ep \rightarrow eX\gamma$ correspondant aux événements Bethe-Heitler étudiés dans ce travail. La section efficace sur laquelle se base ce générateur correspond au calcul exact des diagrammes de la figure 5.1 dans le sens où aucune approximation relative au régime cinématique particulier de la diffusion Compton quasi-réelle n'est introduite dans leurs déterminations. La section efficace obtenue est néanmoins dépendante d'un choix de modélisation pour la contribution inélastique au processus de diffusion. Avant de présenter cette dernière, on introduit les invariants utilisés pour décrire la cinématique, la convention choisie étant différente de celle employée dans la section 3.3 pour formuler l'amplitude du processus BH. La virtualité du photon échangé est définie par $Q^2 = -q^2$ et le carré de l'énergie dans le référentiel du centre de masse électron - proton est donné par $s = (p+k)^2 = 2p \cdot k$. La masse invariante W_h de l'état hadronique final X et la masse invariante $W_{e\gamma}$ du système formé par l'électron diffusé et le photon final réel sont données par les relations :

$$W_h^2 = p_h^2 = (p-q)^2 = M^2 - Q^2 - 2p \cdot q, \quad (5.2)$$

$$W_{e\gamma}^2 = (k'+q')^2 = (k+q)^2 = -Q^2 + 2k \cdot q \quad (5.3)$$

dans lesquelles M désigne la masse du proton. La variable x_γ qui s'identifie approximativement à la fraction de l'énergie du proton incident emportée par le photon virtuel et la variable x_b de Björken sont quant à elles fournies par les relations :

$$x_b = \frac{-Q^2}{2p \cdot q} = \frac{-Q^2}{2M\nu} = \frac{Q^2}{W_h^2 - M^2 + Q^2}, \quad (5.4)$$

$$x_\gamma = \frac{q \cdot k}{p \cdot k} = \frac{W_{e\gamma}^2 + Q^2}{s}. \quad (5.5)$$

La présence du signe - dans la définition de la variable de Björken provient de la convention choisie pour exprimer le transfert de quadri-impulsion au vertex du proton qui diffère de celle utilisée dans la description du processus DIS. Dans le cas de la diffusion Compton purement électromagnétique, on suppose que c'est le proton qui émet le photon virtuel, alors que dans le cas de la diffusion profondément inélastique, on suppose que le proton l'absorbe [96]. On introduit encore la relation entre la virtualité Q^2 du photon échangé et les impulsions transverses \vec{p}'_{th} , \vec{k}'_t et \vec{q}'_t respectivement associées à l'état hadronique final X , à l'électron diffusé et au photon final réel :

$$|\vec{p}'_{th}|^2 = |\vec{k}'_t + \vec{q}'_t|^2 = Q^2 \left[1 - \frac{W_{e\gamma}^2 + Q^2}{s x_b} \right]. \quad (5.6)$$

On définit également l'acoplanarité \mathcal{A} caractérisant le système formé par l'électron diffusé et le photon final réel. En désignant respectivement par $\phi_{e'}$ et ϕ_γ les angles azimutaux associés à l'électron et au photon de l'état final, cette dernière est donnée par la relation :

$$\mathcal{A} = \pi - |\phi_{e'} - \phi_\gamma| = \pi - \Delta\phi. \quad (5.7)$$

La section efficace de la diffusion Compton purement électromagnétique est alors obtenue en recourant à la méthode d'hélicité [97] qui consiste à séparer les termes associés aux différents états d'hélicité du photon virtuel échangé dans le calcul des diagrammes de la figure 5.1. L'expression de la section efficace est déterminée dans le référentiel du centre de masse du processus de diffusion Compton virtuelle $e\gamma^* \rightarrow e\gamma$ dans lequel on désigne respectivement par θ^* et ϕ^* les angles de diffusion polaire et azimutal. En introduisant l'angle solide $d\Omega^* = d\cos\theta^*d\phi^* = du^*d\phi^*$, la section efficace de la diffusion Compton quadruplement différentielle en x_b , x_γ , Q^2 et Ω^* est alors donnée par la relation [48,95] :

$$\frac{d^4\sigma^{ep \rightarrow eX\gamma}}{dx_b dx_\gamma dQ^2 d\Omega^*} = f_{\gamma^*/p}^T(x_b, x_\gamma, Q^2) \left[\frac{d\sigma}{d\Omega^*} \right]^T + f_{\gamma^*/p}^L(x_b, x_\gamma, Q^2) \left[\frac{d\sigma}{d\Omega^*} \right]^L \quad (5.8)$$

dans laquelle les indices supérieurs T et L font référence aux états d'hélicité transverse et longitudinale du photon virtuel échangé au vertex hadronique. Les quantités $f_{\gamma^*/p}^T(x_b, x_\gamma, Q^2)$ et $f_{\gamma^*/p}^L(x_b, x_\gamma, Q^2)$ présentes dans cette relation désignent les flux de photons virtuels émis au vertex hadronique dans des états d'hélicité respectivement transverse et longitudinale, les quantités $[d\sigma/d\Omega^*]^T$ et $[d\sigma/d\Omega^*]^L$ représentant quant à elles les sections efficaces associées à l'émission de ces flux au vertex hadronique. Ces dernières sont reliées aux différentes contributions intervenant dans la section efficace du processus de diffusion Compton virtuelle $e\gamma^* \rightarrow e\gamma$ au travers des relations [48, 95] :

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega^*} \right]^T = \frac{d\sigma_T}{d\Omega^*} + \varepsilon \frac{d\sigma_L}{d\Omega^*} + \sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \frac{d\sigma_{TL}}{d\Omega^*} \cos \phi^* + \varepsilon \frac{d\sigma_{TT}}{d\Omega^*} \cos 2\phi^*, \quad (5.9)$$

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega^*} \right]^L = \frac{d\sigma_T}{d\Omega^*} + \frac{1+\varepsilon}{2\varepsilon} \frac{d\sigma_L}{d\Omega^*} + \sqrt{2\frac{1+\varepsilon}{\varepsilon}} \frac{d\sigma_{TL}}{d\Omega^*} \cos \phi^* + \frac{d\sigma_{TT}}{d\Omega^*} \cos 2\phi^* \quad (5.10)$$

dans lesquelles les quantités $d\sigma_T/d\Omega^*$ et $d\sigma_L/d\Omega^*$ désignent respectivement les contributions transverse et longitudinale à la section efficace du processus de diffusion Compton virtuelle $e\gamma^* \rightarrow e\gamma$, les quantités $d\sigma_{TL}/d\Omega^*$ et $d\sigma_{TT}/d\Omega^*$ représentant quant à elles les contributions des termes d'interférence transverse - longitudinale et transverse - transverse. L'expression du paramètre de polarisation ε sera donnée ultérieurement, les différentes contributions à la section efficace du processus $e\gamma^* \rightarrow e\gamma$ étant pour leur part données par les relations [48, 95] :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_T}{d\Omega^*} &= \frac{\alpha^2}{W_{e\gamma}^2 + Q^2} \left[\frac{W_{e\gamma}^2}{(W_{e\gamma}^2 + Q^2)(1+u^* + \eta)} + \frac{(W_{e\gamma}^2 + Q^2)(1+u^*)}{4W_{e\gamma}^2} \right. \\ &\quad \left. + \frac{Q^2(1-u^*)}{W_{e\gamma}^2(1+u^* + \eta)} + \frac{Q^2(1-u^*)}{2(W_{e\gamma}^2 + Q^2)} \right], \end{aligned} \quad (5.11)$$

$$\frac{d\sigma_L}{d\Omega^*} = \frac{\alpha^2}{W_{e\gamma}^2 + Q^2} \frac{Q^2(1-u^*)}{W_{e\gamma}^2 + Q^2}, \quad (5.12)$$

$$\frac{d\sigma_{TL}}{d\Omega^*} = \frac{\alpha^2}{W_{e\gamma}^2 + Q^2} \left[\frac{QW_{e\gamma}\sqrt{1-u^{*2}}}{2(W_{e\gamma}^2 + Q^2)} \left[1 + \frac{Q^2(1-u^*)}{W_{e\gamma}^2(1+u^* + \eta)} \right] \right], \quad (5.13)$$

$$\frac{d\sigma_{TT}}{d\Omega^*} = \frac{\alpha^2}{W_{e\gamma}^2 + Q^2} \frac{Q^2(1-u^*)}{2(W_{e\gamma}^2 + Q^2)} \quad (5.14)$$

dans lesquelles la variable $\eta = 2m_e^2 W_{e\gamma}^2 / (W_{e\gamma}^2 + Q^2)^2$ faisant intervenir la masse de l'électron est uniquement prise en considération pour éviter les divergences rencontrées dans l'expression de la section efficace. Il reste alors à formuler les expressions des flux de photons virtuels émis au vertex hadronique $f_{\gamma^*/p}^T(x_b, x_\gamma, Q^2)$ et $f_{\gamma^*/p}^L(x_b, x_\gamma, Q^2)$ qui sont respectivement donnés par les relations [48, 95] :

$$f_{\gamma^*/p}^T(x_b, x_\gamma, Q^2) = \frac{1-x_b}{4\pi^3 x_b x_\gamma} g^T(x_b, x_\gamma, Q^2) \sigma_{\gamma^*p}^T(x_b, Q^2), \quad (5.15)$$

$$f_{\gamma^*/p}^L(x_b, x_\gamma, Q^2) = \frac{1-x_b}{4\pi^3 x_b x_\gamma} g^L(x_b, x_\gamma, Q^2) \sigma_{\gamma^*p}^L(x_b, Q^2). \quad (5.16)$$

Les grandeurs $\sigma_{\gamma^*p}^T(x_b, Q^2)$ et $\sigma_{\gamma^*p}^L(x_b, Q^2)$ désignent respectivement les sections efficaces transverse et longitudinale du processus inclusif $\gamma^*p \rightarrow X$ définies par les expressions 2.82 et 2.83 du chapitre 2, les fonctions $g^T(x_b, x_\gamma, Q^2)$ et $g^L(x_b, x_\gamma, Q^2)$ étant quant à elles fournies par les relations [48, 95] :

$$g^L(x_b, x_\gamma, Q^2) = g^T(x_b, x_\gamma, Q^2) - \frac{x_\gamma^2}{2x_b^2}, \quad (5.17)$$

$$= \frac{(1-x_\gamma/x_b)Q^2 - x_\gamma^2 M^2}{Q^2 + 4x_b^2 M^2} \quad (5.18)$$

qui permettent de définir le paramètre de polarisation ε au travers de l'égalité $\varepsilon = g^L/g^T$. Cela étant, les seules grandeurs intervenant dans la section efficace de la diffusion Compton qui nécessitent encore d'être spécifiées sont les sections efficaces $\sigma_{\gamma^* p}^T(x_b, Q^2)$ et $\sigma_{\gamma^* p}^L(x_b, Q^2)$ du processus inclusif $\gamma^* p \rightarrow X$ dont on aborde à présent les expressions en fonction des variables Q^2 et W_h .

5.1.3 Expressions des sections efficaces du processus inclusif $\gamma^* p \rightarrow X$

Les expressions des sections efficaces transverse et longitudinale du processus inclusif $\gamma^* p \rightarrow X$ dépendent des valeurs de la virtualité Q^2 et de la masse invariante W_h caractérisant le processus de diffusion Compton $ep \rightarrow eX\gamma$. Trois domaines différents en la masse invariante W_h sont considérés pour réaliser la paramétrisation des sections efficaces pour lesquelles on envisage successivement la contribution élastique, la contribution des résonances et celle du continuum inélastique [48, 95].

Contribution élastique $W_h = M$

Dans le cas d'une diffusion Compton élastique $ep \rightarrow ep\gamma$, les expressions des sections efficaces transverse et longitudinale du processus inclusif $\gamma^* p \rightarrow X$ sont données par les relations [48, 95] :

$$\sigma_{\gamma^* p}^T(x_b, Q^2) = \frac{4\pi^2 \alpha}{Q^2} G_M(Q^2) \frac{\delta(1-x_b)}{1-x_b}, \quad (5.19)$$

$$\sigma_{\gamma^* p}^L(x_b, Q^2) = \frac{16\pi^2 \alpha M^2}{Q^4} G_E(Q^2) \frac{\delta(1-x_b)}{1-x_b} \quad (5.20)$$

dans lesquelles $G_E(Q^2)$ et $G_M(Q^2)$ désignent les facteurs de forme électrique et magnétique du proton dont le comportement en fonction de Q^2 est paramétrisé par l'expression :

$$G_E(Q^2) = \frac{G_M(Q^2)}{\mu_p} = \frac{G_M(Q^2)}{2.79} = \left(1 + \frac{Q^2}{Q_0^2}\right)^{-2}, \quad (5.21)$$

μ_p désignant le moment magnétique du proton et l'échelle Q_0^2 ayant pour valeur 0.71 GeV^2 .

Contribution des résonances dans la région $M + m_\pi < W_h < 1.8 \text{ GeV}$

Les trois principales résonances $\Delta(1236)$, $N^*(1520)$ et $N^*(1688)$ présentes dans cet intervalle sont prises en considération en recourant aux paramétrisations expérimentales de leurs sections efficaces d'électroproduction dont les sommes sont données par les expressions [48, 95] :

$$\sigma_{\gamma^* p}^T(x_b, Q^2) = \sum_R \sigma_R \frac{M_R^2 \Gamma_R^2}{(W_h^2 - M_R^2)^2 + M_R^2 \Gamma_R^2} \left(1 + \frac{Q^2}{Q_R^2}\right)^{-2}, \quad (5.22)$$

$$\sigma_{\gamma^* p}^L(x_b, Q^2) = 0. \quad (5.23)$$

Les valeurs de la masse M_R et de la largeur Γ_R associées à chacune des résonances considérées ainsi que celles des paramètres σ_R et Q_R^2 peuvent être trouvées dans la référence [48].

Contribution du continuum inélastique $W_h \geq 1.8 \text{ GeV}$

Dans le cas d'une diffusion Compton inélastique $ep \rightarrow eX\gamma$ caractérisée par un état hadronique final X de masse invariante W_h supérieure à 1.8 GeV , les expressions des sections efficaces transverse et longitudinale du processus inclusif $\gamma^* p \rightarrow X$ sont premièrement envisagées dans les régimes asymptotiques $Q^2 \rightarrow 0$ et $Q^2 \rightarrow \infty$, une transition continue entre ces deux cas limites étant ensuite réalisée au travers de l'introduction d'une fonction d'interpolation dépendant des variables Q^2 et x_b .

Dans le domaine des grandes valeurs de la virtualité Q^2 , la paramétrisation des sections efficaces est effectuée en se plaçant dans le cadre du modèle des partons libres pour lequel les fonctions de structure $F_1(x_b, Q^2)$ et $F_2(x_b, Q^2)$ du proton sont reliées par la relation $F_2(x_b, Q^2) = 2x_b F_1(x_b, Q^2)$. En recourant aux égalités 2.71, 2.72, 2.81, 2.87 et 2.89 dans laquelle on conserve le terme d'ordre M/ν , on montre alors que les sections efficaces transverse et longitudinale du processus inclusif $\gamma^* p \rightarrow X$ sont reliées par la relation $\sigma_{\gamma^* p}^L(x_b, Q^2) = (Q^2/\nu^2) \sigma_{\gamma^* p}^T(x_b, Q^2)$ et données par les expressions [48, 95] :

$$\sigma_{\gamma^* p}^T(x_b, Q^2) = \frac{4\pi^2\alpha}{(1-x_b)Q^2} F_2(x_b, Q^2), \quad (5.24)$$

$$\sigma_{\gamma^* p}^L(x_b, Q^2) = \frac{4\pi^2\alpha}{(1-x_b)Q^2} \frac{4M^2 x_b^2}{Q^2} F_2(x_b, Q^2). \quad (5.25)$$

La paramétrisation de la fonction de structure $F_2(x_b, Q^2)$ du proton utilisée dans la version initiale du générateur COMPTON correspond à une expression invariante d'échelle donnée par la relation [98] :

$$F_2(x_b) = \frac{35}{32} \sqrt{x} (1-x)^3 + 0.2 (1-x)^7. \quad (5.26)$$

Dans le domaine des petites valeurs de la virtualité Q^2 , le photon échangé est quasi-réel, sa polarisation est uniquement transverse et la contribution longitudinale à la section efficace du processus inclusif $\gamma^* p \rightarrow X$ s'annule. Seule demeure par conséquent la contribution transverse qui s'identifie à la section efficace de photoproduction $\sigma_{\gamma p}$ du processus $\gamma p \rightarrow X$ et les sections efficaces transverse et longitudinale du processus inclusif $\gamma^* p \rightarrow X$ sont alors données par les expressions [48, 95] :

$$\sigma_{\gamma^* p}^T(x_b, Q^2) = \sigma_{\gamma p} \simeq 100 \mu\text{b}, \quad (5.27)$$

$$\sigma_{\gamma^* p}^L(x_b, Q^2) = 0. \quad (5.28)$$

Dans le domaine des valeurs intermédiaires de la virtualité Q^2 , une fonction d'interpolation $\Phi(x_b, Q^2)$ est introduite afin de réaliser une transition continue entre les deux régimes asymptotiques $Q^2 \rightarrow 0$ et $Q^2 \rightarrow \infty$. La fonction d'interpolation $\Phi(x_b, Q^2)$ est définie par l'expression [48, 95] :

$$\Phi(x_b, Q^2) = \frac{Q^2}{Q^2 + F_2(x_b, Q^2)} \quad (5.29)$$

et les sections efficaces transverse et longitudinale du processus inclusif $\gamma^* p \rightarrow X$ s'écrivent alors dans le domaine des valeurs intermédiaires de la virtualité Q^2 au travers des relations [48, 95] :

$$\sigma_{\gamma^* p}^T(x_b, Q^2) = \frac{4\pi^2\alpha}{(1-x_b)Q^2} \Phi(x_b, Q^2) F_2(x_b, Q^2), \quad (5.30)$$

$$\sigma_{\gamma^* p}^L(x_b, Q^2) = \frac{4\pi^2\alpha}{(1-x_b)Q^2} \frac{4M^2 x_b^2}{Q^2} \Phi(x_b, Q^2) F_2(x_b, Q^2). \quad (5.31)$$

Dans la limite où $Q^2 \rightarrow \infty$, $\Phi(x_b, Q^2) \rightarrow 1$ et on retrouve les expressions des sections efficaces transverse et longitudinale obtenues dans le cadre du modèle des partons libres. Dans la limite où $Q^2 \rightarrow 0$, $\Phi(x_b, Q^2) \rightarrow Q^2/F_2(x_b, Q^2)$, $x = -Q^2/(2M\nu) \rightarrow 0$ et les expressions des sections efficaces transverse et longitudinale satisfont aux relations valables dans le domaine des petites valeurs de la virtualité Q^2 :

$$\sigma_{\gamma^* p}^T(x_b, Q^2) = \frac{4\pi^2\alpha}{1\text{GeV}^2} \simeq 100 \mu\text{b}, \quad (5.32)$$

$$\sigma_{\gamma^* p}^L(x_b, Q^2) = 8\pi^2\alpha \frac{M}{\nu} x \simeq 0. \quad (5.33)$$

Les paramétrisations de la contribution des résonances et de celle du continuum inélastique utilisées dans la version initiale du générateur COMPTON ont été par la suite améliorées par V. Lendermann [99] dans le but d'obtenir un générateur fournissant une description plus précise des événements

de diffusion Compton utilisés pour déterminer la fonction de structure $F_2(x_b, Q^2)$ du proton dans le domaine des petites valeurs de la virtualité $0.7 < Q^2 < 7 \text{ GeV}^2$ et des grandes valeurs de la variable de Björken $0.001 < x_b < 0.06$ [100]. La version développée par V. Lendermann inclut une paramétrisation détaillée de la contribution des résonances [101] et de la région associée au continuum inélastique [102]. La simulation ultérieure de l'état hadronique final X recourt au programme SOPHIA [103] dans le domaine cinématique correspondant à celui des événements Bethe-Heitler étudiés dans ce travail et associé à des petites valeurs de la virtualité $Q^2 < 2 \text{ GeV}^2$ ou à des petites valeurs de la masse invariante $W_h < 5 \text{ GeV}$. La simulation fournie par le modèle SOPHIA prend en considération la production des principales résonances baryoniques, la production directe de pions ainsi que la production d'états hadroniques finaux à plusieurs particules en se basant sur le modèle partonique dual [104] et sur le modèle de fragmentation de Lund [105] qui est brièvement introduit dans l'appendice C. L'expression de la section efficace du processus de diffusion Compton sur laquelle se base le générateur ainsi que les paramétrisations choisies pour les différentes contributions dans le domaine élastique, dans le domaine des résonances et dans la région du continuum inélastique ayant été présentées, on aborde à présent leurs implémentations effectives dans le cadre du processus de génération.

5.1.4 Implémentation du générateur COMPTON

Suite à la présence des différents pôles dans les propagateurs du photon et de l'électron virtuels, la conception d'un générateur fournissant une précision identique sur l'ensemble de l'espace des phases expérimentalement accessible est en pratique difficilement réalisable. Ainsi que mentionné précédemment, le générateur COMPTON s'applique à décrire les événements de diffusion Compton quasi-réelle ($Q^2 \ll q_1^2, q_2^2$) qui s'identifient à ce que l'on nomme dans ce travail événements Bethe-Heitler. L'état hadronique final X est alors essentiellement diffusé dans la direction du proton incident ($|\vec{p}_{th}|^2 \sim Q^2$) et les impulsions transverses de l'électron et du photon de l'état final sont en bonne approximation égales en module et opposées en direction. Cette configuration correspond à des événements de diffusion Compton pour lesquels l'électron diffusé et le photon final réel sont situés dos à dos dans le plan transverse, le système qu'ils constituent étant dès lors caractérisé par une valeur de l'acoplanarité \mathcal{A} proche de zéro. Cette limitation sur l'acoplanarité se traduit par la condition $Q^2 < W_{e\gamma}^2$ entre la virtualité du photon échangé et la masse invariante du système formé par l'électron et le photon de l'état final. L'acceptance du détecteur H1 en l'angle polaire θ dans le référentiel du laboratoire donne quant à elle lieu à la condition $\eta \ll 1 + u^*$. L'existence de ces deux relations $Q^2 < W_{e\gamma}^2$ et $\eta \ll 1 + u^*$ est alors utilisée pour générer les événements de diffusion Compton quasi-réelle selon la stratégie suivante.

Les événements de diffusion Compton quasi-réelle sont générés dans un premier temps en recourant à une expression approchée σ_{approx} de la section efficace présentée précédemment, obtenue en négligeant les termes d'ordre $Q/W_{e\gamma}$ ou proportionnels à η dans l'expression exacte σ_{exact} de la section efficace de la diffusion Compton. Les auteurs insistent sur le fait que cette approximation est uniquement dynamique, c'est-à-dire relative à la section efficace. L'ensemble des quantités physiques, la virtualité Q^2 comprise, est généré et la cinématique du processus de diffusion est traitée de manière exacte, la génération des événements étant réalisée sur l'ensemble de l'espace des phases expérimentalement accessible.

Les événements ainsi générés sont dans un deuxième temps pondérés en comparant, pour les paramètres qui les caractérisent, les valeurs de la section efficace exacte et de la section efficace approchée utilisée dans la première étape, le poids w associé à un événement donné étant fourni par la relation :

$$w = \frac{\sigma_{exact}}{\sigma_{approx}}. \quad (5.34)$$

Cette technique permet d'obtenir, en principe, une génération rapide et précise des événements de diffusion Compton quasi-réelle sur l'ensemble de l'espace des phases expérimentalement accessible. En pratique, cependant, les événements générés reçoivent des poids w de plus en plus grands quand

ils sont situés dans des régions de l'espace des phases où le rapport $Q/W_{e\gamma}$ augmente et n'est plus négligeable. Cette situation pour laquelle $W_{e\gamma}^2$ devient inférieur ou de l'ordre de Q^2 correspond à l'apparition d'un deuxième pôle associé au propagateur de l'électron de virtualité q_1^2 et l'on se déplace ainsi progressivement de la région de l'espace des phases dominée par le processus de diffusion Compton quasi-réelle à celle dominée par les interactions inélastiques avec présence d'une correction radiative. Ces événements générés auxquels sont associés des poids élevés possèdent une précision statistique faible et doivent par conséquent être rejetés. La virtualité Q^2 du photon échangé s'identifiant en bonne approximation au carré de l'impulsion transverse de l'état hadronique final, $|\vec{p}_{th}^2| \sim Q^2$, de grandes valeurs du rapport $Q^2/W_{e\gamma}^2$ vont correspondre à des valeurs importantes de l'impulsion transverse du système formé par l'électron et le photon de l'état final qui sera dès lors caractérisé par des valeurs importantes de l'acoplanarité \mathcal{A} . La sélection d'événements auxquels sont associés un rapport $Q^2/W_{e\gamma}^2$ relativement faible et un poids w proche de l'unité s'obtient alors en imposant les conditions suivantes sur les valeurs de l'acoplanarité et sur celles de l'impulsion transverse du système formé par l'électron et le photon de l'état final :

$$\mathcal{A} < 50^\circ, \quad (5.35)$$

$$|\vec{k}'_t + \vec{q}'_t| < 20 \text{ GeV}. \quad (5.36)$$

Les valeurs de l'acoplanarité associées à la région de l'espace des phases couverte par la présente analyse sont inférieures à 10° , les valeurs de l'impulsion transverse du système formé par l'électron et le photon de l'état final étant quant à elles largement inférieures à 20 GeV. L'implémentation effective du générateur COMPTON ayant été introduite, on aborde finalement la façon dont sont traitées les corrections radiatives dans le programme de génération.

5.1.5 Traitement des corrections radiatives

Le générateur COMPTON prend en considération les corrections radiatives au processus de diffusion associées à l'émission d'un photon réel par l'électron incident, ces corrections encore appelées ISR (Initial State Radiation) étant représentées par la somme des deux diagrammes de la figure 5.2. La présence de cette correction radiative dans l'état initial affecte la détermination de la section efficace du processus de diffusion Compton ainsi que les distributions des invariants décrivant la cinématique.

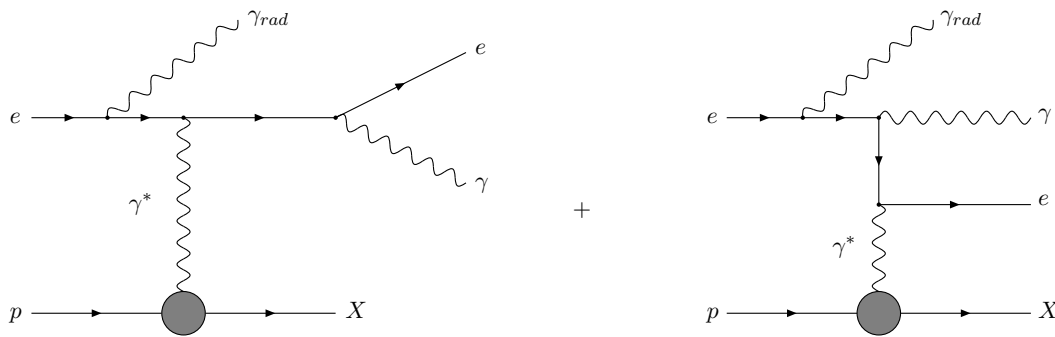


FIG. 5.2 – Amplitude du processus de diffusion Compton purement électromagnétique $ep \rightarrow eX\gamma$ à l'ordre α^4 du développement perturbatif correspondant à la correction radiative dans l'état initial.

En pratique, la correction radiative dans l'état initial n'est pas prise en considération au travers du calcul explicite de l'amplitude associée à la somme des deux diagrammes de la figure 5.2, mais en factorisant la radiation du photon comme précédemment la diffusion Compton et en recourant à l'approximation du pic d'émission [106]. Dans le cadre de cette dernière, l'émission des photons radiatifs est supposée exactement colinéaire à la direction du faisceau d'électrons incident et la séparation angulaire importante entre le photon radiatif γ_{rad} et le photon diffusé γ permet alors de négliger la contribution

de leurs termes d'interférence. Le spectre d'énergie des photons émis satisfait dans ces conditions à une loi de probabilité $P(z)$ donnée par la formule semi-classique :

$$dP(z) = \beta z^{\beta-1} \left(1 - z + \frac{z^2}{2}\right) dz \quad (5.37)$$

dans laquelle $z = (E_o - E_{\gamma_{rad}})/E_o$, $E_{\gamma_{rad}}$ représentant l'énergie du photon radiatif émis par le faisceau d'électrons incident d'énergie E_o , le coefficient β étant quant à lui défini par la relation :

$$\beta = \frac{2\alpha}{\pi} \left[\ln \left(\frac{2E_o}{m_e} \right) - \frac{1}{2} \right]. \quad (5.38)$$

Après l'émission du photon radiatif d'énergie $E_{\gamma_{rad}} = (1-z)E_o$, l'événement de diffusion Compton est décrit par les diagrammes de la figure 5.1 exprimant l'amplitude à l'ordre dominant du développement perturbatif, l'énergie E_e de l'électron interagissant avec le proton étant donnée par la relation :

$$E_e = z E_o. \quad (5.39)$$

Si l'émission d'un photon radiatif de haute énergie est caractérisée par une probabilité $P(z)$ faible, elle donne cependant lieu à un accroissement de la section efficace de la diffusion Compton pour l'événement qu'elle affecte, le système formé par l'électron diffusé et le photon final réel étant caractérisé par une masse invariante $W_{e\gamma}$ plus petite qu'en l'absence d'émission radiative pour une même valeur de la quadri-impulsion q du photon échangé. La normalisation absolue de la section efficace exacte étant en outre définie au début du programme à partir de l'énergie nominale E_o du faisceau d'électrons incident et la section efficace approchée utilisant quant à elle l'énergie E_e de l'électron après l'émission radiative, l'émission d'un photon radiatif de haute énergie va conduire à associer un poids élevé à l'événement considéré. On élimine alors la queue à haute énergie du spectre d'émission ainsi que les événements de poids élevés auxquels elle correspond en imposant une valeur minimale pour l'énergie totale $E_{e'} + E_\gamma$ associée au système formé par l'électron diffusé et le photon final réel au travers de la relation :

$$E_{e'} + E_\gamma > 20 \text{ GeV}. \quad (5.40)$$

Cette condition sur l'énergie visible dans le détecteur qui est imposée aux événements générés est également satisfaite par les événements constituant l'échantillon de données. Ceci clôture la présentation du générateur COMPTON dédié à la génération des événements Bethe-Heitler et on aborde alors à présent la description du générateur MILOU dédié à la génération des événements DVCS.

5.2 Le générateur MILOU

Le générateur MILOU [107] développé par Favart, Perez et Schoeffel est dédié à la génération d'événements de diffusion Compton à haute virtualité ou DVCS (Deeply Virtual Compton Scattering) $ep \rightarrow ep\gamma$ correspondant au processus de diffusion d'un photon hautement virtuel par un proton, $\gamma^* p \rightarrow \gamma p$. Ce processus dont l'amplitude est représentée par le diagramme (a) de la figure 5.3 donne lieu à un état final identique à celui du processus purement électromagnétique de Bethe-Heitler pour lequel le photon est émis par l'électron incident ou l'électron diffusé et dont l'amplitude est représentée à l'ordre dominant du développement perturbatif par les diagrammes (b) et (c) de la figure 5.3. Le générateur MILOU prend par conséquent le processus BH en considération et réalise la génération d'événements associés à la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ qui reçoit les contributions directes des processus DVCS et BH ainsi que celle de leurs termes d'interférence. On présente premièrement l'expression de la section efficace de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ sur laquelle se base le générateur MILOU. On aborde deuxièmement la structure du programme réalisant la génération des événements $ep \rightarrow ep\gamma$ et présente finalement le traitement des corrections radiatives et des événements DVCS $ep \rightarrow eY\gamma$ pour lesquels la diffusion entraîne la dissociation du proton et la formation d'un état hadronique final Y de masse $M_Y > M$.

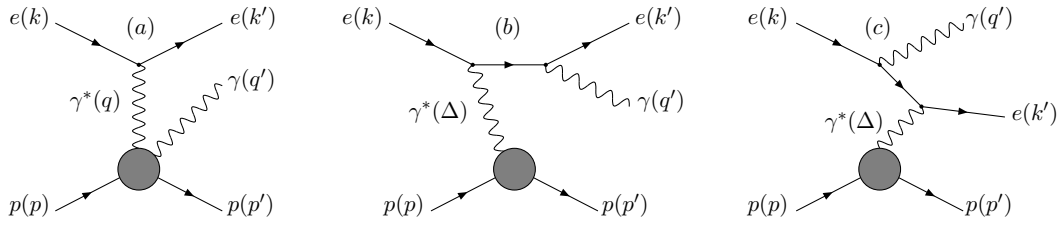


FIG. 5.3 – Expression générale de l’amplitude du processus DVCS (a) et amplitude du processus BH (b) et (c) à l’ordre dominant du développement perturbatif contribuant à la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$.

5.2.1 Expression de la section efficace de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$

L’expression de la section efficace sur laquelle se base le générateur MILOU a été présentée dans la section 3.6 du chapitre 3 relative à la description du processus DVCS à l’ordre sous-dominant du développement perturbatif. Les prédictions utilisées pour réaliser le générateur sont présentées par Freund dans la référence [40] et sont essentiellement basées sur les résultats présentés dans l’article [50] de Belitsky, Mueller et Kirchner en ce qui concerne le calcul de la section efficace de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ à l’ordre NLO du développement perturbatif pour la contribution du twist dominant d’ordre 2 et à l’ordre LO du développement perturbatif pour la contribution du premier twist supérieur d’ordre 3, la contribution essentielle de Freund consistant en l’établissement d’une paramétrisation des distributions partoniques généralisées intervenant dans le développement de la section efficace $ep \rightarrow ep\gamma$ capable de décrire l’ensemble des données relatives au processus DVCS disponibles à l’époque. Cette paramétrisation des GPD initialement proposée par Freund, McDermott et Strikman dans la référence [64] s’inspire du modèle AJM (Aligned Jet Model) [65] et de l’extension de ce dernier au cadre de la QCD [66,67] pour formuler la dépendance fonctionnelle des distributions partoniques généralisées à l’échelle initiale Q_0^2 . La paramétrisation des GPD H^q et H^g respectivement associées aux densités de quarks et de gluons non-polarisées qui fournissent la contribution dominante à la section efficace du processus DVCS a également été présentée dans la section 3.6 du chapitre 3 et on se contente alors ici de brièvement rappeler le formalisme utilisé.

Les quadri-impulsions des particules incidentes et diffusées sont définies sur les diagrammes de la figure 5.3. Le référentiel choisi pour déterminer la section efficace de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ est celui dans lequel le proton incident est au repos et dont la direction et le sens négatif de l’axe z sont définis par l’impulsion du photon virtuel. On désigne par ϕ l’angle dans ce référentiel entre le plan contenant les électrons incident et diffusé et celui contenant le proton diffusé et le photon final réel et par φ l’angle formé par le vecteur de polarisation transverse du proton incident et l’impulsion du proton diffusé. On définit la virtualité Q^2 du photon échangé, la virtualité moyenne \overline{Q}^2 de l’ensemble constitué par le photon échangé et le photon final réel, la variable de Björken x_b , l’inélasticité y et le carré du transfert de quadri-impulsion au vertex du proton, t , au travers des relations $Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2$, $\overline{Q}^2 \simeq Q^2/2$, $x_b = Q^2/(2p \cdot q)$, $y = p \cdot q/p \cdot k$ et $t = (p' - p)^2 = \Delta^2$. La section efficace de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ quintuplement différentielle en x_b , y , t , ϕ et φ est alors donnée par l’expression [50] :

$$\frac{d^5\sigma}{dx_b dy dt |d\phi d\varphi} = \frac{\alpha^3 x_b y}{16 \pi^2 \overline{Q}^2 \sqrt{1 + \varepsilon^2}} \frac{|T|^2}{e^6} \quad (5.41)$$

dans laquelle $\varepsilon = 2x_b M/\overline{Q}$, M désignant la masse du proton. Le carré du module de l’amplitude invariante T associée à la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ est quant à lui défini au travers de la relation :

$$\begin{aligned} |T|^2 &= |\mathcal{T}_{DVCS}|^2 + |\mathcal{T}_{BH}|^2 + \mathcal{T}_{DVCS}^* \mathcal{T}_{BH} + \mathcal{T}_{DVCS} \mathcal{T}_{BH}^*, \\ &= |\mathcal{T}_{DVCS}|^2 + |\mathcal{T}_{BH}|^2 + \mathcal{I} \end{aligned} \quad (5.42)$$

dans laquelle la grandeur \mathcal{I} désigne le terme d'interférence entre les processus DVCS et BH. Les contributions individuelles associées aux processus DVCS et BH et au terme d'interférence sont alors exprimées en terme d'un développement en série de Fourier et sont données par les relations [50] :

$$|\mathcal{T}_{BH}|^2 = \frac{e^6}{x_b^2 y^2 (1 + \varepsilon^2)^2 t \mathcal{P}_1(\phi) \mathcal{P}_2(\phi)} \left[c_0^{BH} + \sum_{n=1}^2 c_n^{BH} \cos(n\phi) + s_1^{BH} \sin(n\phi) \right], \quad (5.43)$$

$$|\mathcal{T}_{DVCS}|^2 = \frac{e^6}{y^2 \bar{Q}^2} \left[c_0^{DVCS} + \sum_{n=1}^2 [c_n^{DVCS} \cos(n\phi) + s_n^{DVCS} \sin(n\phi)] \right], \quad (5.44)$$

$$\mathcal{I} = \frac{\pm e^6}{x_b y^3 t \mathcal{P}_1(\phi) \mathcal{P}_2(\phi)} \left[c_0^{\mathcal{I}} + \sum_{n=1}^3 [c_n^{\mathcal{I}} \cos(n\phi) + s_n^{\mathcal{I}} \sin(n\phi)] \right] \quad (5.45)$$

dans lesquelles le signe + ou - du terme d'interférence correspond respectivement à un faisceau d'électrons et de positons, les quantités $\mathcal{P}_1(\phi)$ et $\mathcal{P}_2(\phi)$ étant associées aux propagateurs de l'électron virtuel du processus BH. Les expressions des coefficients de Fourier c_n et s_n sont données dans la référence [50]. Pour la contribution directe du processus BH, ils font essentiellement intervenir des combinaisons des quantités $F_1(t)$ et $F_2(t)$ que sont les facteurs de forme électromagnétiques de Dirac, et de Pauli associés au proton. Pour la contribution directe du processus DVCS et pour celle du terme d'interférence, les coefficients c_n et s_n sont donnés par des combinaisons des amplitudes \mathcal{H} , $\tilde{\mathcal{H}}$, \mathcal{E} et $\tilde{\mathcal{E}}$ encore appelées facteurs de forme de Compton ou CFF (Compton Form Factor) et définies de manière similaire aux relations 3.75 et 3.76 par la convolution des GPD H , \tilde{H} , E et \tilde{E} par les noyaux C et \tilde{C} associés à la diffusion dure au niveau partonique. Pour la contribution directe du processus DVCS, les coefficients c_n et s_n sont donnés par des combinaisons des carrés des facteurs de forme de Compton, les coefficients c_n et s_n intervenant dans la contribution du terme d'interférence correspondant quant à eux à des combinaisons des parties réelle et imaginaire des facteurs de forme de Compton \mathcal{H} , $\tilde{\mathcal{H}}$, \mathcal{E} et $\tilde{\mathcal{E}}$. L'expression de la section efficace de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ à la base du générateur MILOU étant rappelée, on aborde à présent succinctement son implémentation au sein du générateur.

5.2.2 Implémentation du générateur MILOU

Le coeur du programme MILOU est constitué de différentes routines élaborées par Freund qui déterminent la section efficace de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ à partir de la paramétrisation choisie pour les distributions partoniques généralisées, le passage de ces dernières à la valeur de la section efficace étant essentiellement réalisé au travers des deux étapes suivantes.

La dépendance fonctionnelle des GPD H , \tilde{H} , E et \tilde{E} en l'échelle initiale Q_0^2 est déterminée par la paramétrisation proposée par Freund dans la référence [40] et présentée dans la section 3.6 du chapitre 3, les fonctions de distribution partonique classiques utilisées pour exprimer les GPD dans la région d'évolution DGLAP étant fournies par les paramétrisations MRST2001 [21] ou CTEQ6M [23]. Les expressions des GPD sont alors déterminées aux valeurs supérieures de la virtualité $Q^2 > Q_0^2$ en recourant à un programme qui détermine leur évolution à l'ordre sous-dominant (NLO) du développement perturbatif. On obtient ainsi différentes tables contenant les parties réelle et imaginaire des facteurs de forme de Compton \mathcal{H} , $\tilde{\mathcal{H}}$, \mathcal{E} et $\tilde{\mathcal{E}}$, pour les contributions du twist d'ordre 2 à l'ordre dominant et sous-dominant du développement perturbatif et pour la contribution du premier twist supérieur d'ordre 3 à l'ordre dominant du développement perturbatif, en différentes valeurs de la virtualité Q^2 et de la variable x_b de Björken respectivement comprises dans les domaines $10^{-4} < x_b < 0.7$ et $1 < Q^2 < 10^4$ GeV². Chacune des tables fournit les valeurs des facteurs de forme de Compton dans 48 intervalles en la variable x_b associé chacun à 40 intervalles en la virtualité régulièrement espacés en $\ln Q^2$. Les parties réelle et imaginaire des amplitudes \mathcal{H} , $\tilde{\mathcal{H}}$, \mathcal{E} et $\tilde{\mathcal{E}}$ sont alors finalement déterminées sur l'ensemble de la grille en x_b et Q^2 en appliquant aux différents points une procédure d'ajustement par une fonction polynomiale définie par morceaux. La dépendance des GPD en la variable t est quant

à elle factorisée et supposée donnée par un comportement exponentiel de la forme $e^{-b|t|}$, le paramètre b caractérisant la pente en t pouvant être fixé à une constante ou donné par l'expression 3.195 proposée par Freund dans laquelle b évolue linéairement avec le logarithme de la virtualité Q^2 . Une approche alternative à cette dépendance exponentielle globale est également proposée en recourant aux facteurs de forme de Dirac et de Pauli $F_1(t)$ et $F_2(t)$ pour décrire la dépendance en t des distributions partoniques généralisées H et E . L'hypothèse de factorisation de la dépendance en t exprimée par exemple pour la fonction $H^q(x, \xi, t) = h^q(x, \xi) g^q(t)$ et l'utilisation de la propriété 3.100 fournissent en effet la relation $g^q(t) \propto F_1^q(t)$. Le choix effectué dans le présent travail correspond à une expression constante du paramètre b ayant pour valeur 5.5 GeV^{-2} pour la contribution du processus DVCS élastique.

Les facteurs de forme de Compton ainsi obtenus sont ensuite utilisés pour déterminer la contribution directe du processus DVCS ainsi que celle du terme d'interférence à la section efficace de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ en recourant aux expressions présentées dans la référence [50], la contribution directe du processus de Bethe-Heitler étant également déterminée à ce stade. Les facteurs de forme de Compton sont intégrés sur le domaine cinématique défini par l'utilisateur en recourant au programme BASES [108] qui détermine les distributions de probabilité associées aux différents invariants cinématiques en réalisant l'intégration de la section efficace sur l'espace des phases considéré. Les événements de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ sont alors générés sur base des distributions de probabilité obtenues en recourant au programme SPRING [108], les variables angulaires et énergétiques caractérisant les particules de l'état final dans le référentiel considéré où le proton incident est au repos étant également déterminées dans le référentiel du laboratoire. L'implémentation effective du générateur MILOU ayant été introduite, on aborde à présent la façon dont sont traitées les corrections radiatives dans le programme de génération.

5.2.3 Traitement des corrections radiatives

Le générateur MILOU prend en considération les corrections radiatives associées à l'émission d'un photon par l'électron incident, leurs présences affectant la détermination de la section efficace ainsi que les distributions des invariants décrivant la cinématique. La correction radiative dans l'état initial n'est pas prise en considération au travers du calcul explicite des amplitudes associées mais en recourant comme dans le cas du générateur COMPTON à l'approximation du pic d'émission [106]. Après l'émission d'un photon radiatif d'énergie $E_{\gamma_{rad}}$, la section efficace de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ est déterminée dans le cadre du formalisme précédemment décrit en considérant un électron incident d'énergie $E_e = E_o - E_{\gamma_{rad}}$, E_o désignant la valeur nominale de l'énergie du faisceau d'électrons incident. Cela étant, on aborde finalement le traitement des événements DVCS $ep \rightarrow eY\gamma$ pour lesquels le processus de diffusion entraîne la dissociation du proton et la formation d'un état hadronique final Y .

5.2.4 Traitement des événements DVCS avec dissociation du proton

La description des événements DVCS $ep \rightarrow eY\gamma$ pour lesquels le processus de diffusion entraîne la dissociation du proton est similaire à celle qui est réalisée dans le générateur DIFFVM [109], le comportement de la distribution de la masse invariante M_Y de l'état hadronique final étant déterminé par la modélisation présentée dans la référence [110]. L'hypothèse principale sur laquelle repose cette dernière consiste à supposer que la dépendance de la section efficace du processus DVCS $ep \rightarrow eY\gamma$ en la masse invariante M_Y peut être factorisée et donnée à t fixé par l'expression :

$$\frac{d\sigma}{dM_Y^2} = \frac{f(M_Y^2)}{M_Y^{2(1+\epsilon)}} \quad (5.46)$$

dans laquelle la valeur du paramètre ϵ est égale à 0.08, l'expression de la fonction $f(M_Y^2)$ dépendant quant à elle de la masse invariante M_Y de l'état hadronique final. Dans le domaine des résonances $M_Y < 1.9 \text{ GeV}$, la fonction $f(M_Y^2)$ résulte d'une procédure d'ajustement à la mesure à t fixé de la section efficace différentielle $d\sigma/dM_Y^2$ associée au processus diffractif $pD \rightarrow YD$ dans lequel l'interaction

proton - deutérium entraîne la dissociation du proton par l'intermédiaire de la création d'une résonance baryonique Y [110]. Dans la région du continuum inélastique $M_Y > 1.9$ GeV, la fonction $f(M_Y^2)$ est égale à l'unité et la section efficace $d\sigma/dM_Y^2 \propto 1/M_Y^{2.16}$ reproduit le comportement général de la dissociation diffractive à t fixé. La dépendance en t de la section efficace du processus DVCS $ep \rightarrow eY\gamma$ est également supposée factorisée et donnée par un comportement exponentiel global de la forme $e^{-b|t|}$, la valeur du paramètre b caractérisant la pente en t des événements DVCS avec dissociation du proton étant fixée dans ce travail à 1.5 GeV^{-2} . On aborde alors à présent plus en détails les descriptions du domaine des résonances et de la région du continuum inélastique pour le processus DVCS $ep \rightarrow eY\gamma$.

Contribution des résonances dans la région $M_Y < 1.9$ GeV

La nature de l'échange diffractif étant décrite par les nombres quantiques du vide, la création d'états résonants se limite aux seules résonances baryoniques $N^*(1440)$, $N^*(1520)$, $N^*(1680)$ et $N^*(1700)$. L'état hadronique final Y est alors identifié à la résonance $N^*(1440)$ pour une valeur de la masse invariante $M_Y < 1.48$ GeV, à la résonance $N^*(1520)$ dans le domaine $1.48 \text{ GeV} < M_Y < 1.60$ GeV et à un système mixte composé à 50 % de la résonance $N^*(1680)$ et à 50 % de la résonance $N^*(1700)$ dans le domaine $1.60 \text{ GeV} < M_Y < 1.90$ GeV. La désintégration des différents états excités N^* est ensuite réalisée en négligeant les modes dont le taux de branchement est inférieur à 1 %, chacune des désintégrations étant supposée isotrope dans le référentiel propre de la résonance considérée [109].

Contribution du continuum inélastique $M_Y > 1.9$ GeV

Dans la région du continuum inélastique $M_Y > 1.9$ GeV, la dissociation du proton est envisagée en traitant ce dernier comme un système $q - qq$ constitué d'une paire quark - diquark dont le processus d'hadronisation est réalisé en recourant aux programmes PYTHIA et JETSET [111]. Dans le générateur DIFFVM dédié à la génération d'événements $ep \rightarrow epVM$ associés à la production diffractive d'un méson vecteur VM , le quark se couple à l'échange diffractif. Le diquark qui s'identifie aux restes du proton peut se trouver dans différents états de spin - un état pour la configuration singulet de spin nul, trois états pour la configuration triplet de spin 1 - qui vont dicter les probabilités respectives \mathcal{P}_o des différentes combinaisons possibles pour le système quark - diquark décrivant le proton, ces dernières étant données au travers des relations [109] :

$$q - qq = \begin{cases} u - ud (S = 0) : & \mathcal{P}_o = 1/7, \\ u - ud (S = 1) : & \mathcal{P}_o = 3/7, \\ d - uu (S = 1) : & \mathcal{P}_o = 3/7. \end{cases}$$

Dans le cas du processus DVCS $ep \rightarrow eY\gamma$, le photon virtuel peut interagir directement avec le quark suivant le processus $q\gamma^* \rightarrow q\gamma$ associé à l'émission d'un quark suivie de sa réabsorption par le proton. Les probabilités respectives \mathcal{P} des différentes combinaisons possibles pour le système quark - diquark décrivant le proton vont dès lors être simultanément dictées par les différents états de spin du diquark et par la présence ou l'absence d'un couplage électromagnétique dans l'échange diffractif. Les auteurs de MILOU ont alors introduit un paramètre α permettant de définir la probabilité considérée. Pour la valeur $\alpha = 0$, la probabilité $\mathcal{P} = \mathcal{P}_o$ est uniquement définie par les différents états de spin du diquark. Pour la valeur $\alpha = 1$, la probabilité $\mathcal{P} = \mathcal{P}_1$ est simultanément dictée par les différents états de spin du diquark et par le couplage électromagnétique du quark u ou d , la probabilité \mathcal{P}_α associée à une valeur intermédiaire $0 < \alpha < 1$ étant quant à elle définie par la relation $\mathcal{P}_\alpha = (1 - \alpha) \mathcal{P}_o + \alpha \mathcal{P}_1$. Ceci clôture la présentation du générateur MILOU dédié à la génération des événements DVCS et on donne alors finalement une brève description des étapes que sont la simulation et la reconstruction.

5.2.5 Simulation et Reconstruction

Au terme de la procédure de génération, on dispose finalement d'un ensemble d'événements générés dont les distributions des quadri-impulsions des particules présentes dans l'état final satisfont aux

sections efficaces théoriques des processus physiques que l'on souhaite analyser. La réponse du détecteur H1 est alors reproduite à l'aide du logiciel H1SIM dans lequel sont implémentées les caractéristiques physiques des différents modules de détection et qui se base pour le calcul des quantités simulées sur le programme de simulation GEANT3 [112]. L'utilisation de H1SIM faisant appel à une simulation complète des processus physiques que les particules réalisent avec les composantes du détecteur lors de leur passage dans ce dernier, elle est assez lente, et on peut alors faire appel si on le souhaite à la version simplifiée H1FAST qui permet une première étude plus rapide en remplaçant le calcul exact des interactions dans la matière par une paramétrisation de ces dernières. Les événements simulés ainsi obtenus sont finalement reconstruits à l'aide du programme H1REC qui est également utilisé pour la reconstruction des données.

6. Alignement des détecteurs SpaCal et BPC

On aborde dans ce chapitre l'alignement du calorimètre arrière SpaCal et de la chambre proportionnelle arrière BPC par rapport au système de coordonnées du détecteur H1 défini par celui attaché au trajectographe central CJC. La connaissance précise de l'angle polaire de l'électron diffusé dans la région arrière est en effet nécessaire à l'obtention d'une détermination correcte de l'énergie reconstruite par la méthode double angle utilisée comme référence pour la calibration du calorimètre SpaCal que l'on envisage dans le chapitre 7. La connaissance précise dans angles polaire et azimutal de l'électron diffusé dans la région arrière est également indispensable pour obtenir une estimation correcte de la variable t qui est reconstruite en l'absence de détection du proton diffusé en recourant aux impulsions transverses du photon et de l'électron.

On définit dans un premier temps les méthodes de reconstruction utilisées pour déterminer les angles de diffusion de la particule par rapport au vertex de l'interaction et la technique employée pour aligner les détecteurs SpaCal et BPC par rapport aux chambres CJC. On aborde dans un deuxième temps le comportement des décalages entre les angles polaires θ et les angles azimutaux ϕ mesurés par deux sous-détecteurs et résultant d'une erreur d'alignement d'amplitude donnée. On décrit dans un troisième temps les critères de sélection définissant les échantillons d'événements DIS auxquels on recourt pour effectuer l'alignement et on présente dans un quatrième temps les corrections à appliquer au calorimètre SpaCal et à la chambre proportionnelle BPC ainsi que le comportement des décalages entre les angles polaires θ et les angles azimutaux ϕ respectivement mesurés par le trajectographe central CJC et le calorimètre SpaCal ou la chambre BPC en fonction des angles θ et ϕ mesurés par les CJC avant et après application des corrections d'alignement. Ces dernières sont successivement déterminées pour les années 2004 et 2005 afin de comparer les résultats fournis par deux échantillons indépendants. Aucune modification de la position des détecteurs SpaCal et BPC n'ayant eu lieu entre ces deux années, les constantes d'alignement obtenues doivent en effet s'accorder.

6.1 Détermination des angles de diffusion par les différents détecteurs

6.1.1 Détermination des angles de diffusion par le calorimètre SpaCal

Les angles polaire et azimutal de l'électron diffusé dans la région arrière sont déterminés par le calorimètre SpaCal à partir de la position du barycentre de la gerbe électromagnétique que l'électron développe dans le calorimètre et du point d'interaction reconstruit ou supposé. Pour la détermination des coordonnées dans le plan transverse, les poids attachés à chacune des cellules constituant le dépôt d'énergie sont donnés par le logarithme du rapport entre l'énergie de la cellule considérée et l'énergie totale E_e contenue dans la gerbe. Les coordonnées x_{spa} et y_{spa} mesurées par le SpaCal sont alors fournies par les relations :

$$x_{spa} = \frac{\sum_i x_i w_i}{\sum_i w_i}, \quad y_{spa} = \frac{\sum_i y_i w_i}{\sum_i w_i} \quad (6.1)$$

dans lesquelles x_i et y_i désignent les coordonnées du centre géométrique de la cellule i dont l'énergie E_i détermine le poids w_i au travers de l'expression :

$$w_i = \max \left(0, 4.8 + \log \left(\frac{E_i}{E_e} \right) \right). \quad (6.2)$$

La détermination de la coordonnée longitudinale z_{spa} repose quant à elle sur l'énergie totale E_e contenue dans la gerbe électromagnétique. Une étude de la distribution de z_{spa} en fonction de E_e basée sur une simulation du développement d'une gerbe électromagnétique dans le SpaCal montre que la dépendance de z_{spa} vis-à-vis de l'énergie totale E_e peut être ajustée par la somme d'une contribution linéaire et d'une contribution logarithmique. En exprimant E_e en GeV et en notant z_0 la coordonnée de la face d'entrée du calorimètre SpaCal, la coordonnée longitudinale z_{spa} est alors donnée par l'expression :

$$z_{spa} = z_0 - 0.002 E_e - 0.853 \log(2479 E_e) \text{ [cm]}. \quad (6.3)$$

En désignant par x_{vertex}, y_{vertex} et z_{vertex} les coordonnées du vertex de l'interaction par rapport au système de coordonnées du détecteur H1, les angles polaire et azimutal θ_{spa} et ϕ_{spa} déterminés sur base des informations délivrées par le calorimètre SpaCal sont alors fournis par les relations :

$$\theta_{spa} = \arctan \frac{\sqrt{(x_{spa} - x_{vertex})^2 + (y_{spa} - y_{vertex})^2}}{z_{spa} - z_{vertex}}, \quad \phi_{spa} = \arctan \frac{y_{spa} - y_{vertex}}{x_{spa} - x_{vertex}}. \quad (6.4)$$

6.1.2 Détermination des angles de diffusion par la chambre proportionnelle BPC

Chacun des modules de la chambre proportionnelle arrière BPC étant constitué de 6 couches de détection, cette dernière peut enregistrer lors du passage d'un électron diffusé dans la région arrière un nombre maximal de 6 points d'impact à partir desquels la reconstruction d'un segment de trace est effectuée. Les coordonnées dans le plan transverse x_{bpc} et y_{bpc} mesurées par la chambre BPC et associées à l'électron présent dans le calorimètre SpaCal sont alors déterminées sur base d'une extrapolation de la trace fournie par la chambre proportionnelle entre les coordonnées $z = -146$ cm et $z = z_{spa}$ correspondant respectivement à la face d'entrée de la chambre BPC et à la position en z du dépôt d'énergie mesuré par le calorimètre SpaCal. La coordonnée longitudinale fournie par la BPC est donc quant à elle égale par construction à celle mesurée par le calorimètre SpaCal, $z_{bpc} = z_{spa}$. La trajectoire de l'électron entre la chambre BPC et le calorimètre SpaCal est identifiée à une droite et on a vérifié que les résultats ainsi obtenus sont compatibles avec ceux déterminés par une méthode d'extrapolation prenant en considération l'influence du champ magnétique sur la trajectoire de l'électron. Les angles θ_{bpc} et ϕ_{bpc} sont alors définis à partir des coordonnées x_{bpc}, y_{bpc} et z_{bpc} au travers de relations identiques à celles utilisées pour le calorimètre SpaCal.

6.1.3 Détermination des angles de diffusion par le trajectographe central CJC

Les angles de diffusion d'une particule étant déterminés par le trajectographe central CJC dans le voisinage de la position du vertex de l'interaction, ils ne peuvent être directement comparés à ceux mesurés par la chambre proportionnelle BPC et le calorimètre arrière SpaCal. Les caractéristiques de la direction initiale de la trace dans la région centrale que sont sa courbure κ et ses angles de diffusion θ et ϕ au voisinage du vertex sont à nouveau extrapolées entre les coordonnées $z = z_{vertex}$ et $z = z_{spa}$ correspondant respectivement à la position en z du vertex et à la position en z du dépôt d'énergie mesuré par le calorimètre SpaCal. Le point de percée de l'extrapolation de la trace dans le plan $z = z_{spa}$ définit les coordonnées dans le plan transverse x_{cjc} et y_{cjc} tandis que la coordonnée longitudinale fournie par le trajectographe central est égale par construction à celle mesurée par le calorimètre SpaCal, $z_{cjc} = z_{spa}$. Les angles θ_{cjc} et ϕ_{cjc} mesurés par les chambres centrales CJC sont alors définis à partir des coordonnées x_{cjc}, y_{cjc} et z_{cjc} au travers de relations identiques aux égalités 6.4 utilisées pour le calorimètre SpaCal et la chambre proportionnelle arrière BPC.

6.2 Méthode employée pour réaliser l'alignement

Les décalages dans le plan transverse entre les coordonnées x et y mesurées par les différents sous-détecteurs sont simplement définis pour le calorimètre arrière SpaCal et la chambre proportionnelle

BPC par rapport au trajectographe central CJC au travers des relations :

$$\Delta x_{spa} = x_{spa} - x_{cjc}, \quad \Delta y_{spa} = y_{spa} - y_{cjc}, \quad (6.5)$$

$$\Delta x_{bpc} = x_{bpc} - x_{cjc}, \quad \Delta y_{bpc} = y_{bpc} - y_{cjc}. \quad (6.6)$$

Les coordonnées longitudinales z_{bpc} et z_{cjc} étant par construction égales à la coordonnée z_{spa} mesurée par le calorimètre SpaCal, on détermine le décalage en z d'un détecteur par rapport à l'autre en recourant aux valeurs des angles polaires θ fournies par chacun d'eux. Dans le cas de l'alignement du calorimètre SpaCal par rapport au trajectographe central CJC, on peut en effet écrire en désignant par R_{spa} et R_{cjc} les positions dans le plan transverse respectivement mesurées par les deux sous-détecteurs :

$$\tan \theta_{spa} = \frac{R_{spa}}{z_{spa} - z_{vertex}}, \quad \tan \theta_{cjc} = \frac{R_{cjc}}{z_{cjc} - z_{vertex}} \quad (6.7)$$

et on obtient alors en supposant le calorimètre arrière SpaCal aligné dans le plan transverse par rapport au trajectographe central CJC :

$$\Delta z_{spa} = z_{spa} - z_{cjc} = (z_{spa} - z_{vertex}) \left(1 - \frac{\tan \theta_{spa}}{\tan \theta_{cjc}} \right). \quad (6.8)$$

La correction pour le décalage en z doit donc en toute rigueur être déterminée à la suite des corrections à appliquer pour l'alignement dans le plan transverse. L'ensemble des événements dans le plan transverse étant considéré pour déterminer la valeur du décalage en z , la présence de décalages en x et y ne contribue néanmoins qu'à la largeur de la distribution de la correction en z et non à la valeur centrale de cette dernière. On définit de manière similaire le décalage en z de la chambre proportionnelle BPC par rapport au trajectographe central CJC et l'on a :

$$\Delta z_{bpc} = z_{bpc} - z_{cjc} = (z_{bpc} - z_{vertex}) \left(1 - \frac{\tan \theta_{bpc}}{\tan \theta_{cjc}} \right). \quad (6.9)$$

6.3 Comportement des décalages angulaires en θ et en ϕ

On envisage à présent le comportement des décalages angulaires entre les angles θ et ϕ mesurés par deux sous-détecteurs a et b en fonction des angles mesurés par le détecteur a par rapport auquel on réalise l'alignement du détecteur b . On désigne respectivement par x_a, y_a et z_a les coordonnées mesurées par le détecteur a et par x_b, y_b et z_b les coordonnées mesurées par le détecteur b , les décalages $\delta x, \delta y$ et δz du détecteur b par rapport au détecteur a étant définis par les relations :

$$\begin{aligned} \delta x &= x_b - x_a, \\ \delta y &= y_b - y_a, \\ \delta z &= z_b - z_a. \end{aligned} \quad (6.10)$$

Les angles polaire θ_a et azimutal ϕ_a , la distance dans le plan transverse R_a et le rayon vecteur r_a mesurés par le détecteur a sont donnés par les expressions :

$$\begin{aligned} x_a &= r_a \sin \theta_a \cos \phi_a = R_a \cos \phi_a, \\ y_a &= r_a \sin \theta_a \sin \phi_a = R_a \sin \phi_a, \\ z_a &= r_a \cos \theta_a \end{aligned} \quad (6.11)$$

définies de manière similaire pour les grandeurs mesurées par le détecteur b . Le décalage ΔR entre les deux détecteurs dans le plan transverse est alors donné par la relation :

$$\Delta R = R_b - R_a = \sqrt{(x_b^2 + y_b^2)} - \sqrt{(x_a^2 + y_a^2)} \quad (6.12)$$

qui développée au premier ordre à l'aide des égalités 6.10 s'écrit sous la forme :

$$\Delta R = \frac{x_a \delta x + y_a \delta y}{R_a}. \quad (6.13)$$

En recourant aux relations 6.11 et en introduisant les quantités δR et p_1 au travers des expressions :

$$\delta x = \delta R \cos p_1, \quad \delta y = \delta R \sin p_1, \quad (6.14)$$

on obtient finalement pour le décalage ΔR entre les deux détecteurs dans le plan transverse :

$$\Delta R = \delta R \cos(\phi_a - p_1). \quad (6.15)$$

Le décalage $\Delta\theta$ entre les angles polaires mesurés par les détecteurs a et b est quant à lui déterminé en recourant aux définitions de leurs tangentes et l'on a successivement les relations :

$$\Delta\theta = \theta_b - \theta_a = \cos^2 \theta_a \Delta(\tan \theta) = \cos^2 \theta_a \left(\frac{R_b}{z_b} - \frac{R_a}{z_a} \right) \quad (6.16)$$

dont le développement au premier ordre à l'aide des égalités 6.10 et 6.12 s'écrit sous la forme :

$$\Delta\theta = \cos^2 \theta_a \left(\frac{\Delta R}{z_a} - \frac{R_a}{z_a^2} \delta z \right). \quad (6.17)$$

L'introduction dans cette dernière égalité de l'expression 6.15 pour le décalage ΔR permet finalement d'obtenir pour le décalage entre les angles polaires mesurés par les deux détecteurs :

$$\Delta\theta = \frac{\cos^2 \theta_a}{z_a} \delta R \cos(\phi_a - p_1) - \frac{\sin 2\theta_a}{2z_a} \delta z = p_0 \cos(\phi_a - p_1) + p_2. \quad (6.18)$$

On déduit de ce résultat que le comportement du décalage $\Delta\theta$ en fonction de l'angle azimutal ϕ_a sera donné par une constante p_2 si les détecteurs a et b présentent uniquement un problème d'alignement en z . Il sera proportionnel au cosinus de l'angle $\phi_a - p_1$ si les détecteurs a et b présentent également un décalage non nul dans le plan transverse. En suivant un raisonnement similaire au précédent, on obtient pour le comportement du décalage $\Delta\phi$ entre les angles azimutaux ϕ_a et ϕ_b déterminés par les détecteurs a et b :

$$\Delta\phi = \phi_b - \phi_a = -\frac{\delta R}{R_a} \sin(\phi_a - p_1) = p_4 \sin(\phi_a - p_1). \quad (6.19)$$

6.4 Critères définissant les échantillons DIS utilisés pour l'alignement

Les échantillons d'événements DIS à courant neutre auxquels on recourt pour déterminer les constantes d'alignement pour les années 2004 et 2005 sont basés sur la détection de l'électron diffusé dans le calorimètre arrière SpaCal et sur celle des particules HFS (Hadronic Final State particles) constituant l'état hadronique final dans le calorimètre LAr. L'électron diffusé doit posséder un angle polaire θ_e supérieur à 153° , une énergie E_e supérieure à 15 GeV et une impulsion transverse p_{te} supérieure à 1 GeV. La virtualité se situe quant à elle dans le domaine $8 < Q^2 < 140 \text{ GeV}^2$. Afin de réduire la présence des interactions de bruit de fonds non ep , on requiert une valeur comprise entre 35 et 70 GeV pour la variable $E - p_z$ définie à partir des énergies et des impulsions longitudinales de l'électron et de l'état hadronique final par la relation :

$$E - p_z = \sum_{i=e,h} E_i - p_{zi}. \quad (6.20)$$

On exige également la présence d'un vertex reconstruit dans la région d'interaction nominale au travers de la condition $|z_{vertex}| < 30 \text{ cm}$ et on considère uniquement les événements pour lesquels la résolution

Δz_{vertex} sur la position en z du vertex de l'interaction est inférieure à 1 cm. La trace de l'électron diffusé reconstruite par le trajectographe central CJC doit posséder une incertitude $\Delta\theta$ sur la mesure de l'angle polaire θ dans le voisinage de la position du vertex inférieure à 2 mrad et appartenir aux classes *LW* ou *DTRA* regroupant les traces pointant vers la position du vertex reconstruit. Le nombre de points d'impact à partir desquels la reconstruction d'un segment de trace est effectuée par la chambre proportionnelle arrière BPC doit être supérieur ou égal à 3 et le point de percée de l'extrapolation de la trace BPC dans le plan défini par la coordonnée en z du barycentre du dépôt d'énergie dans le SpaCal ne peut être distant de plus de 4 cm de la position du barycentre de la gerbe dans le plan transverse. La mesure précise de l'énergie déposée par l'électron dans le SpaCal dictant la précision sur la reconstruction de ses coordonnées x_{spa} , y_{spa} et z_{spa} , tout événement dont le barycentre du dépôt d'énergie dans le calorimètre arrière est situé à moins de 1 cm d'une zone inactive de ce dernier est rejeté de l'analyse. Le tableau 6.1 reprend les critères de sélection définissant les échantillons d'événements DIS utilisés pour étudier l'alignement des détecteurs SpaCal et BPC et le tableau 6.2 résume les coupures fiduciaires appliquées dans le plan transverse afin d'exclure les régions inactives du calorimètre SpaCal au cours des années 2004 et 2005.

Critères de sélection des échantillons d'événements DIS
électron reconstruit dans le SpaCal $\theta_e > 153^\circ$ $E_e > 15 \text{ GeV}$ $p_{te} > 1 \text{ GeV}$ $N_{HFS} \text{ LAr} > 1$ $8 < Q^2 < 140 \text{ GeV}^2$ $35 < E - p_z < 70 \text{ GeV}$ $ z_{vertex} < 30 \text{ cm}$ $\Delta z_{vertex} < 1 \text{ cm}$ trace de l'électron <i>LW</i> ou <i>DTRA</i> $\Delta\theta \text{ trace} < 2 \text{ mrad}$ Nombre de points d'impact BPC ≥ 3 $\Delta R \text{ (BPC - SpaCal)} < 4 \text{ cm}$ exclusion des régions inactives du SpaCal

TAB. 6.1 – Critères de sélection des échantillons d'événements DIS utilisés pour déterminer les constantes d'alignement du calorimètre SpaCal et de la chambre proportionnelle arrière BPC.

Régions inactives du calorimètre SpaCal (valeurs en cm)			
régions exclues pour l'année 2004		régions exclues pour l'année 2005	
$-30 < x_{spa} < -23$	$-55 < y_{spa} < -42$	$15 < x_{spa} < 21.5$	$-2 < y_{spa} < 5$
$-39.5 < x_{spa} < -30.5$	$-39.5 < y_{spa} < -30.5$	$16 < x_{spa} < 20.5$	$5 < y_{spa} < 8.5$
$-26.5 < x_{spa} < -18.5$	$27 < y_{spa} < 35.5$	$-30 < x_{spa} < -22$	$-56 < y_{spa} < -42$
$-36 < x_{spa} < -25$	$42 < y_{spa} < 54$	$-38.5 < x_{spa} < -31$	$-38.5 < y_{spa} < -31$
$-80 < x_{spa} < -67$	$-20 < y_{spa} < 20$	$-80 < x_{spa} < -67$	$-20 < y_{spa} < 20$
$63 < x_{spa} < 80$	$-25 < y_{spa} < -12$	$62 < x_{spa} < 80$	$-25 < y_{spa} < -12$
$60 < x_{spa} < 69$	$18 < y_{spa} < 28$	$60 < x_{spa} < 80$	$18 < y_{spa} < 30$
–	–	$-4 < x_{spa} < 1$	$-40.5 < y_{spa} < -36.5$
–	–	$-32 < x_{spa} < -28$	$-29 < y_{spa} < -23$
–	–	$-16 < x_{spa} < -11$	$8 < y_{spa} < 13$

TAB. 6.2 – Régions inactives du calorimètre SpaCal exclues pour les années 2004 et 2005.

6.5 Alignement des détecteurs SpaCal et BPC pour l'année 2004

Les constantes d'alignement des détecteurs SpaCal et BPC sont déterminées pour l'année 2004 sur base de deux échantillons d'événements DIS respectivement associés aux données enregistrées par H1 et à une simulation du processus DIS par la méthode de MonteCarlo obtenue en utilisant le générateur DJANGO62 [113]. La figure 6.1 illustre les distributions des décalages entre les coordonnées mesurées par le calorimètre SpaCal et celles déterminées par le trajectographe central CJC pour les échantillons d'événements DIS correspondant respectivement aux données et à la simulation. Les valeurs moyennes définissant les corrections à appliquer pour l'alignement du SpaCal et résultant d'un ajustement gaussien de la partie centrale de chacune des distributions sont également présentées. Les erreurs indiquées correspondent aux résolutions moyennes des détecteurs SpaCal et BPC dont les valeurs sont de l'ordre de 1 mm dans le domaine d'énergie considéré. La figure 6.2 illustre les distributions et les valeurs moyennes des décalages entre les coordonnées mesurées par la chambre proportionnelle arrière BPC et celles déterminées par le trajectographe central CJC pour les échantillons d'événements DIS associés aux données et à la simulation. Afin de vérifier les valeurs des constantes d'alignement des détecteurs SpaCal et BPC par rapport aux chambres CJC, on détermine également les décalages existant entre ces deux détecteurs et la figure 6.3 représente les différences entre les coordonnées mesurées par la chambre BPC et le calorimètre SpaCal. Le tableau 6.3 résume les résultats obtenus et montre que les décalages du calorimètre SpaCal et de la chambre BPC par rapport au trajectographe central CJC sont en accord avec ceux déterminés en comparant les coordonnées fournies par les deux détecteurs.

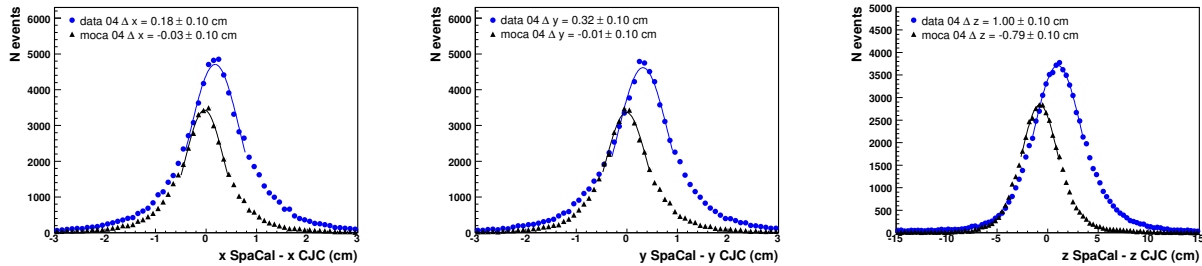


FIG. 6.1 – Distributions des décalages entre les coordonnées mesurées par le SpaCal et les CJC pour les échantillons d'événements DIS correspondant aux données et à la simulation de l'année 2004.

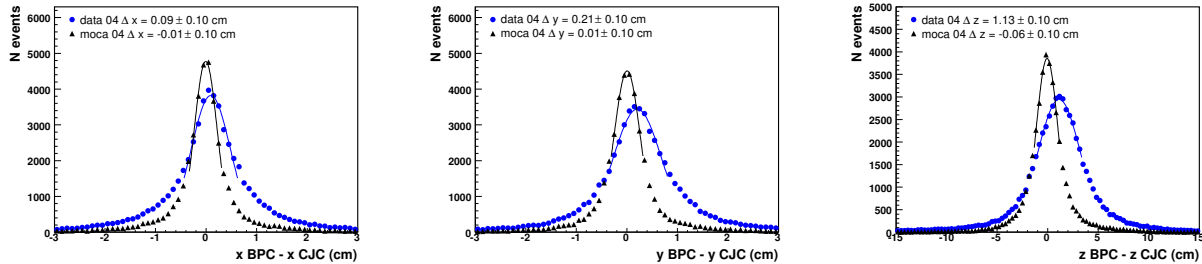


FIG. 6.2 – Distributions des décalages entre les coordonnées mesurées par la BPC et les CJC pour les échantillons d'événements DIS correspondant aux données et à la simulation de l'année 2004.

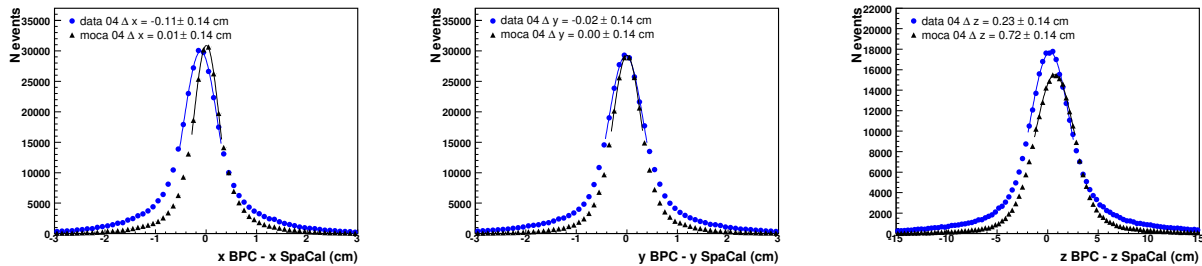


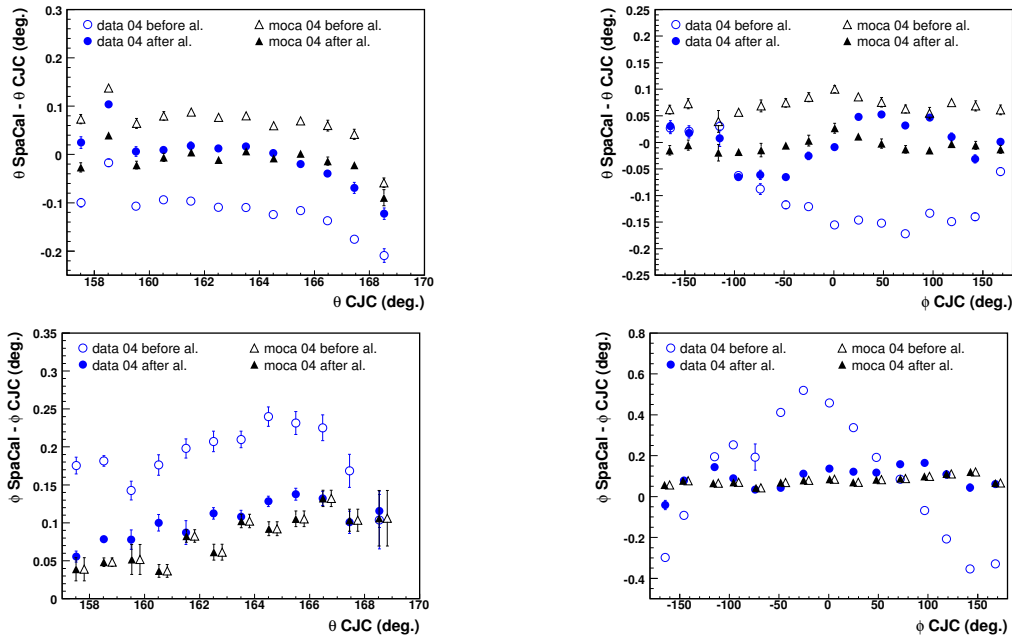
FIG. 6.3 – Distributions des décalages entre les coordonnées mesurées par la BPC et le SpaCal pour les échantillons d'événements DIS correspondant aux données et à la simulation de l'année 2004.

Décalages en cm entre les détecteurs CJC, SpaCal et BPC pour les données de l'année 2004			
Δ SpaCal - CJC	Δ BPC - CJC	Δ BPC - SpaCal (calculé)	BPC - SpaCal (mesuré)
$\Delta x = 0.18 \pm 0.10$	$\Delta x = 0.09 \pm 0.10$	$\Delta x = -0.09 \pm 0.14$	$\Delta x = -0.11 \pm 0.14$
$\Delta y = 0.32 \pm 0.10$	$\Delta y = 0.21 \pm 0.10$	$\Delta y = -0.11 \pm 0.14$	$\Delta y = -0.02 \pm 0.14$
$\Delta z = 1.00 \pm 0.10$	$\Delta z = 1.13 \pm 0.10$	$\Delta z = 0.13 \pm 0.14$	$\Delta z = 0.23 \pm 0.14$
Décalages en cm entre les détecteurs CJC, SpaCal et BPC pour la simulation de l'année 2004			
Δ SpaCal - CJC	Δ BPC - CJC	Δ BPC - SpaCal (calculé)	BPC - SpaCal (mesuré)
$\Delta x = -0.03 \pm 0.10$	$\Delta x = -0.01 \pm 0.10$	$\Delta x = 0.02 \pm 0.14$	$\Delta x = 0.01 \pm 0.14$
$\Delta y = -0.01 \pm 0.10$	$\Delta y = 0.01 \pm 0.10$	$\Delta y = 0.02 \pm 0.14$	$\Delta y = 0.00 \pm 0.14$
$\Delta z = -0.79 \pm 0.10$	$\Delta z = -0.06 \pm 0.10$	$\Delta z = 0.73 \pm 0.14$	$\Delta z = 0.72 \pm 0.14$

TAB. 6.3 – Décalages entre les détecteurs CJC, SpaCal et BPC déterminés pour l'année 2004.

Le décalage le plus important affecte la mesure de la coordonnée longitudinale z par les détecteurs SpaCal et BPC pour les données et par le calorimètre SpaCal pour la simulation MonteCarlo. Pour cette dernière, le décalage Δz du SpaCal par rapport aux chambres CJC est le seul significatif. Pour les données, le décalage Δx de la chambre BPC par rapport aux chambres CJC est non significatif. Dans la suite, les seules corrections d'alignement appliquées aux données et à la simulation MonteCarlo sont celles non compatibles avec zéro dans la limite des erreurs qui leur sont associées.

L'application des constantes d'alignement aux coordonnées mesurées par le calorimètre SpaCal et la chambre BPC est étudiée au travers des distributions des décalages entre les angles polaires θ et les angles azimutaux ϕ mesurés par le calorimètre SpaCal ou la chambre BPC et le trajectographe central CJC en fonction des angles θ et ϕ déterminés par les CJC pour les échantillons d'événements DIS respectivement associés aux données et à la simulation de l'année 2004. La figure 6.4 illustre ces distributions pour le calorimètre SpaCal avant et après l'application des constantes d'alignement. Les distributions correspondantes pour la chambre BPC sont quant à elles représentées sur la figure 6.5.


 FIG. 6.4 – Distributions des décalages entre les angles polaires θ et azimutaux ϕ mesurés par le SpaCal et les CJC en fonction des angles θ et ϕ déterminés par les CJC pour les échantillons d'événements DIS correspondant respectivement aux données (data) et à la simulation (moca) de l'année 2004. Chacune des distributions est présentée avant et après l'application des constantes d'alignement.

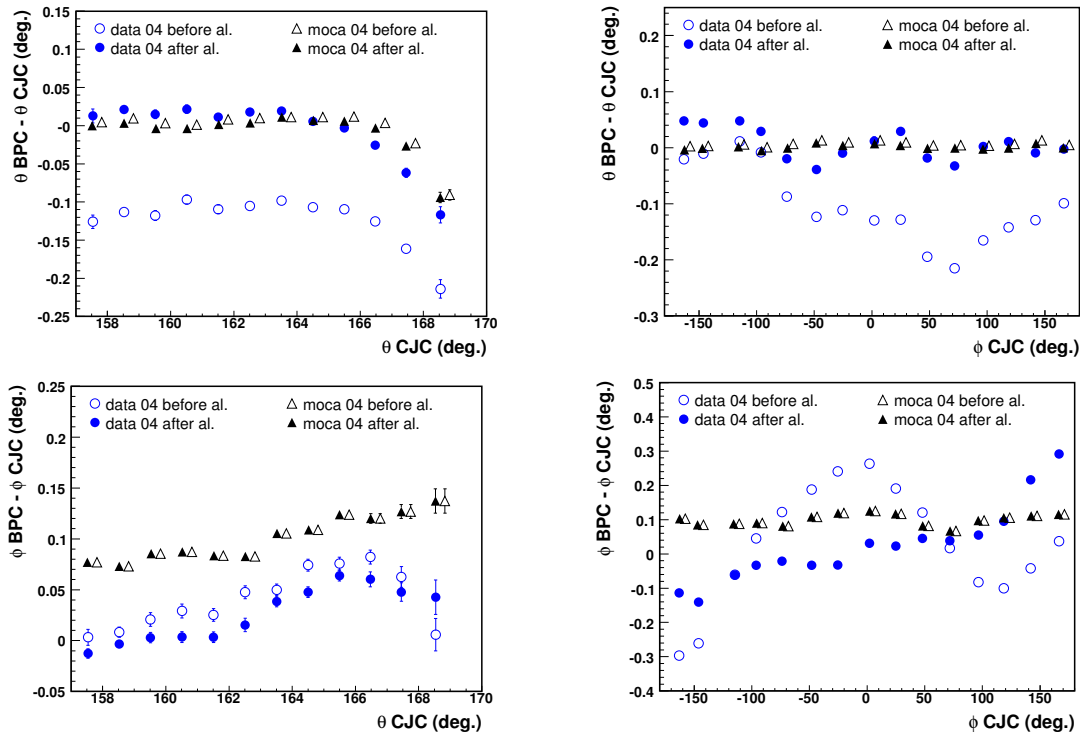


FIG. 6.5 – Distributions des décalages entre les angles polaires θ et azimutaux ϕ mesurés par la chambre proportionnelle BPC et le trajectographe central CJC en fonction des angles θ et ϕ déterminés par les CJC pour les échantillons d'événements DIS correspondant respectivement aux données (data) et à la simulation (moca) de l'année 2004. Chacune des distributions est présentée avant et après l'application des constantes d'alignement.

Afin de vérifier les décalages des détecteurs SpaCal et BPC par rapport au trajectographe central CJC déterminés de manière directe au travers des distributions des figures 6.1 et 6.2, on réalise finalement un ajustement des distributions des décalages en θ en fonction de ϕ à l'aide d'une fonction dont l'expression est donnée par la relation 6.18. Les résultats de la procédure d'ajustement pour les données de l'année 2004 sont présentés sur la figure 6.6 pour le calorimètre SpaCal et la chambre BPC.

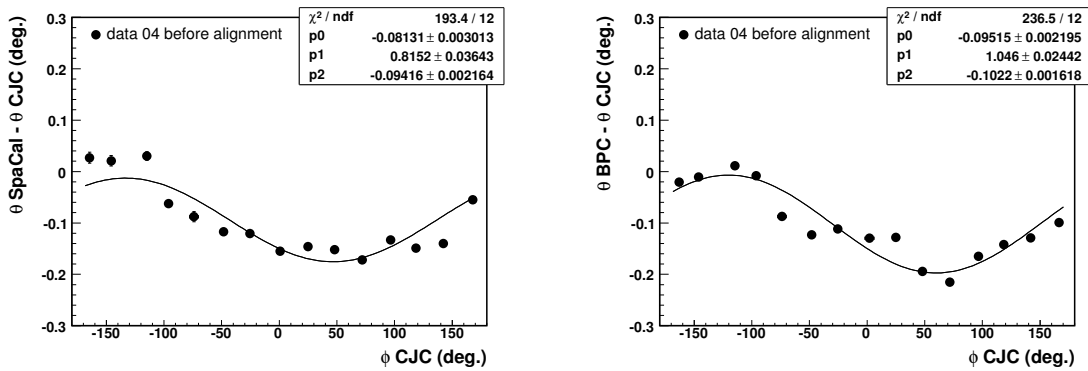


FIG. 6.6 – Ajustement d'une fonction de la forme $p_0 \cos(\phi - p_1) + p_2$ aux distributions des décalages en θ en fonction de ϕ obtenues pour les données de l'année 2004 pour le calorimètre arrière SpaCal et la chambre proportionnelle BPC respectivement.

Les coefficients p_0 et p_2 de la fonction utilisée pour décrire les distributions des décalages sont donnés par les expressions :

$$p_0 = \frac{\cos^2 \theta_a}{z_a} \delta R, \quad (6.21)$$

$$p_2 = -\frac{\sin 2\theta_a}{2z_a} \delta z \quad (6.22)$$

dont on détermine les valeurs moyennes pour le domaine angulaire $157^\circ < \theta_e < 170^\circ$ en prenant pour valeur de la coordonnée longitudinale $z = -162$ cm correspondant à la face d'entrée du calorimètre SpaCal et au maximum de la distribution en z des dépôts d'énergie dans ce dernier. On obtient ainsi les expressions du décalage δR dans le plan transverse et du décalage δz dans la direction des faisceaux en fonction des paramètres p_0 et p_2 :

$$\delta R = -3.09 \text{ (cm/}^\circ) p_0 \text{ (}^\circ), \quad (6.23)$$

$$\delta z = -10.47 \text{ (cm/}^\circ) p_2 \text{ (}^\circ). \quad (6.24)$$

Le tableau 6.4 qui reprend les valeurs des constantes d'alignement δz et δR respectivement déterminées par la méthode directe et en recourant à la procédure d'ajustement montre que l'on observe un accord entre les résultats fournis par chacune des deux méthodes.

Décalages du calorimètre SpaCal par rapport aux chambres CJC			
décalage δz (cm)		décalage δR (cm)	
méthode directe	ajustement	méthode directe	ajustement
1.00 ± 0.10	0.99 ± 0.10	0.37 ± 0.10	0.25 ± 0.10
Décalages de la chambre BPC par rapport aux chambres CJC			
décalage δz (cm)		décalage δR (cm)	
méthode directe	ajustement	méthode directe	ajustement
1.13 ± 0.10	1.07 ± 0.10	0.23 ± 0.10	0.29 ± 0.10

TAB. 6.4 – Décalages dans le plan transverse δR et dans la direction longitudinale δz entre les détecteurs SpaCal ou BPC et le trajectographe central CJC respectivement déterminés par la méthode directe et en recourant aux résultats de la procédure d'ajustement sur base de l'échantillon d'événements DIS correspondant aux données de l'année 2004.

6.6 Alignement des détecteurs SpaCal et BPC pour l'année 2005

Les constantes d'alignement sont déterminées pour l'année 2005 sur base de deux échantillons d'événements DIS associés aux données et à la simulation MonteCarlo. Les figures 6.7 et 6.8 illustrent les décalages entre les coordonnées mesurées par le calorimètre SpaCal ou la chambre proportionnelle BPC et celles déterminées par le trajectographe central CJC pour les échantillons d'événements DIS associés aux données et à la simulation, les différences entre les coordonnées mesurées par le SpaCal et la BPC étant quant à elles représentées sur la figure 6.9 afin de permettre une vérification des distributions précédentes. Les résultats obtenus sont ensuite résumés par le tableau 6.5.

Le décalage le plus important affecte à nouveau la mesure de la coordonnée longitudinale z par les détecteurs SpaCal et BPC pour les données et par le calorimètre SpaCal pour la simulation MonteCarlo. Pour cette dernière, le décalage Δz du SpaCal par rapport aux chambres CJC est le seul significatif. Dans la suite, les seules corrections d'alignement appliquées aux données et à la simulation MonteCarlo sont celles non compatibles avec zéro dans la limite des erreurs qui leur sont associées.

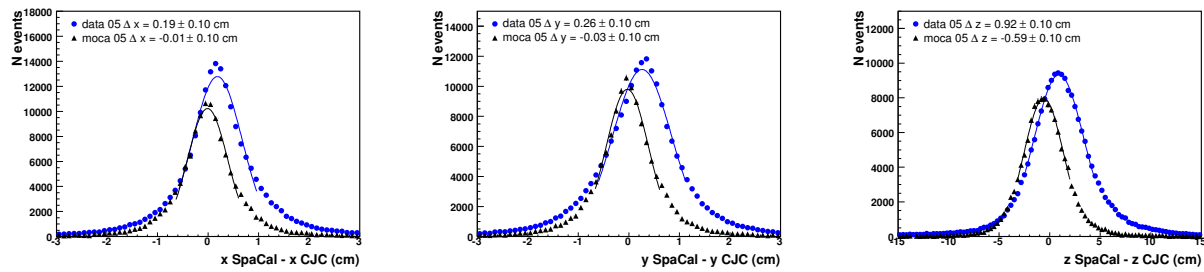


FIG. 6.7 – Distributions des décalages entre les coordonnées mesurées par le calorimètre SpaCal et celles déterminées par le trajectographe central CJC pour les échantillons d'événements DIS correspondant respectivement aux données et à la simulation pour l'année 2005.

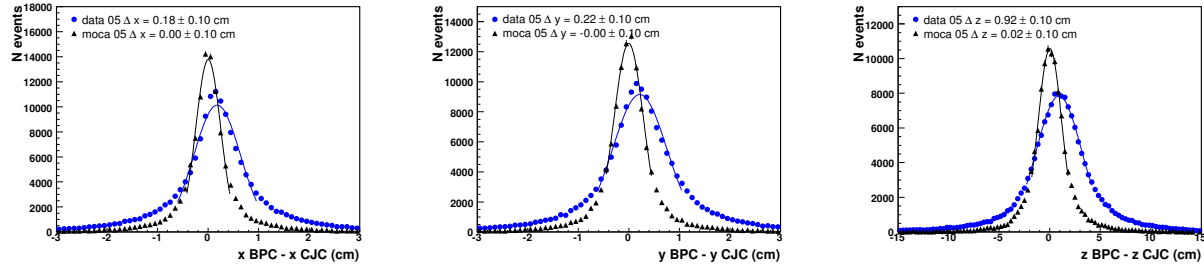


FIG. 6.8 – Distributions des décalages entre les coordonnées mesurées par la chambre BPC et celles déterminées par le trajectographe central CJC pour les échantillons d'événements DIS correspondant respectivement aux données et à la simulation pour l'année 2005.

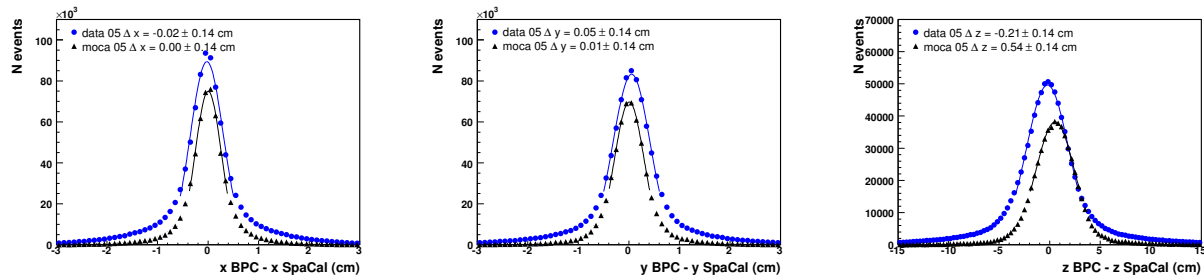


FIG. 6.9 – Distributions des décalages entre les coordonnées mesurées par la chambre BPC et le calorimètre SpaCal pour les échantillons d'événements DIS correspondant respectivement aux données et à la simulation pour l'année 2005.

Décalages en cm entre les détecteurs CJC, SpaCal et BPC pour les données de l'année 2005			
Δ SpaCal - CJC	Δ BPC - CJC	Δ BPC - SpaCal (calculé)	BPC - SpaCal (mesuré)
$\Delta x = 0.19 \pm 0.10$	$\Delta x = 0.18 \pm 0.10$	$\Delta x = -0.01 \pm 0.14$	$\Delta x = -0.02 \pm 0.14$
$\Delta y = 0.26 \pm 0.10$	$\Delta y = 0.22 \pm 0.10$	$\Delta y = -0.04 \pm 0.14$	$\Delta y = 0.05 \pm 0.14$
$\Delta z = 0.92 \pm 0.10$	$\Delta z = 0.92 \pm 0.10$	$\Delta z = 0.00 \pm 0.14$	$\Delta z = -0.21 \pm 0.14$
Décalages en cm entre les détecteurs CJC, SpaCal et BPC pour la simulation de l'année 2005			
Δ SpaCal - CJC	Δ BPC - CJC	Δ BPC - SpaCal (calculé)	BPC - SpaCal (mesuré)
$\Delta x = -0.01 \pm 0.10$	$\Delta x = 0.00 \pm 0.10$	$\Delta x = 0.01 \pm 0.14$	$\Delta x = 0.00 \pm 0.14$
$\Delta y = -0.03 \pm 0.10$	$\Delta y = 0.00 \pm 0.10$	$\Delta y = 0.03 \pm 0.14$	$\Delta y = 0.01 \pm 0.14$
$\Delta z = -0.59 \pm 0.10$	$\Delta z = 0.02 \pm 0.10$	$\Delta z = 0.61 \pm 0.14$	$\Delta z = 0.55 \pm 0.14$

TAB. 6.5 – Décalages entre les détecteurs CJC, SpaCal et BPC déterminés pour l'année 2005.

La figure 6.10 illustre les distributions des décalages entre les angles polaires θ et les angles azimutaux ϕ mesurés par le calorimètre SpaCal et le trajectographe central CJC en fonction des angles θ et ϕ déterminés par les CJC avant et après l'application des constantes d'alignement pour les échantillons

d'événements DIS respectivement associés aux données et à la simulation de l'année 2005. La figure 6.11 représente quant à elle les distributions correspondantes pour la chambre proportionnelle BPC.

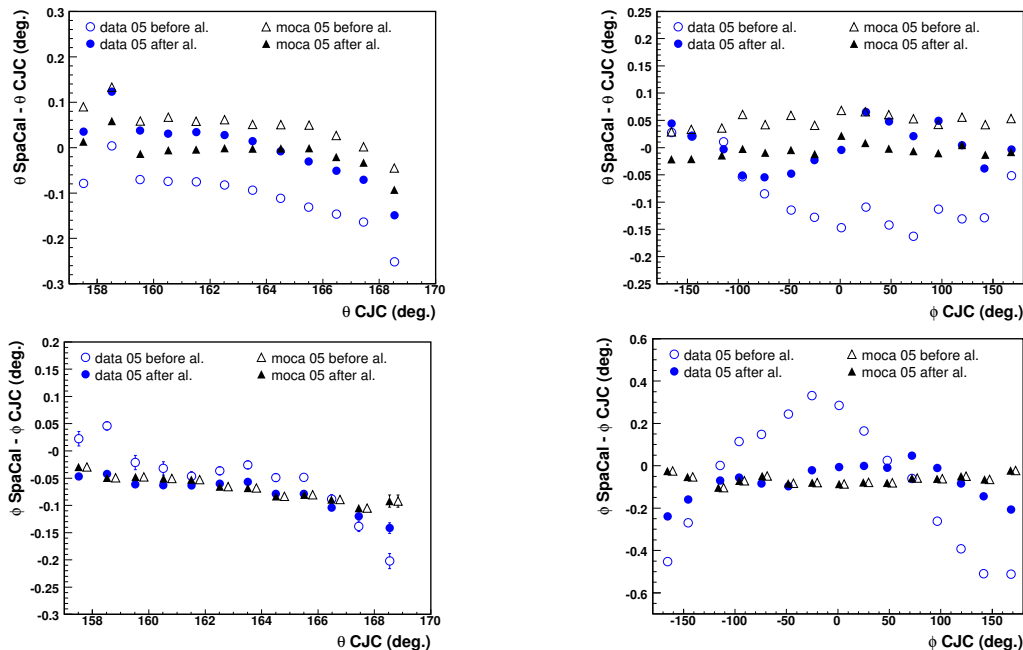


FIG. 6.10 – Distributions des décalages entre les angles polaires θ et azimutaux ϕ mesurés par le SpaCal et le trajectographe central CJC en fonction des angles θ et ϕ déterminés par les CJC pour les échantillons d'événements DIS correspondant respectivement aux données et à la simulation de l'année 2005. Chacune des distributions est présentée avant et après l'application des constantes d'alignement.

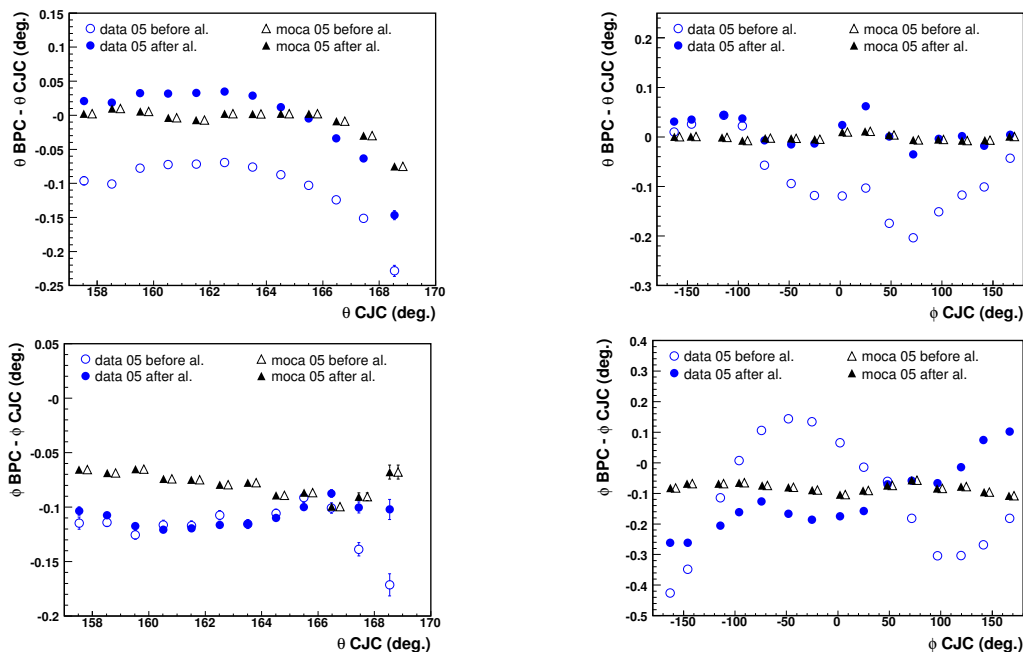


FIG. 6.11 – Distributions des décalages entre les angles polaires θ et azimutaux ϕ mesurés par la BPC et le trajectographe central CJC en fonction des angles θ et ϕ déterminés par les CJC pour les échantillons d'événements DIS correspondant respectivement aux données et à la simulation de l'année 2005. Chacune des distributions est présentée avant et après l'application des constantes d'alignement.

Afin de vérifier les décalages du calorimètre SpaCal et de la chambre BPC par rapport au trajectographe central CJC déterminés de manière directe au travers des distributions des figures 6.7 et 6.8, on réalise à nouveau un ajustement des distributions des décalages en θ en fonction de ϕ à l'aide d'une fonction dont l'expression est donnée par la relation 6.18. Les résultats de la procédure d'ajustement pour les données de l'année 2005 sont présentés sur la figure 6.12 et les valeurs des constantes d'alignement δz et δR respectivement obtenues pour le calorimètre SpaCal et la chambre BPC par la méthode directe et en recourant à la procédure d'ajustement sont reprises par le tableau 6.6 qui montre que l'on observe un accord entre les résultats fournis par chacune des deux méthodes.

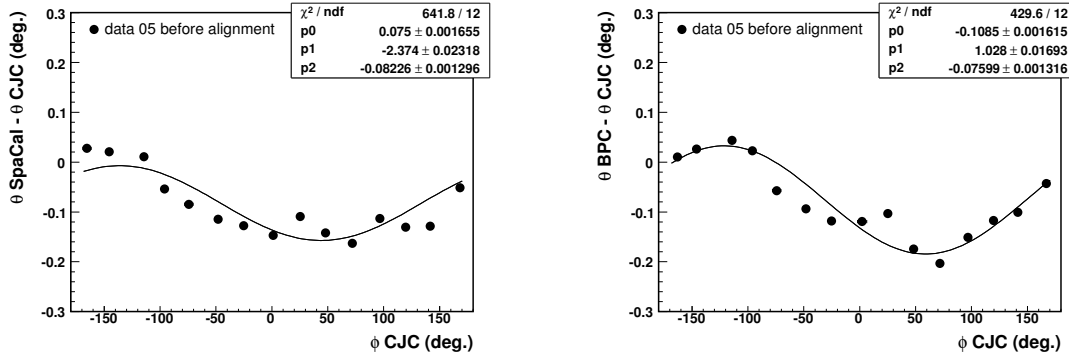


FIG. 6.12 – Ajustement d'une fonction de la forme $p_0 \cos(\phi - p_1) + p_2$ aux distributions des décalages en θ en fonction de ϕ obtenues pour les données de l'année 2005 pour le calorimètre arrière SpaCal et la chambre proportionnelle BPC respectivement.

Décalages du calorimètre SpaCal par rapport aux chambres CJC			
décalage δz (cm)		décalage δR (cm)	
méthode directe	ajustement	méthode directe	ajustement
0.92 ± 0.10	0.86 ± 0.10	0.32 ± 0.10	0.23 ± 0.10
Décalages de la chambre BPC par rapport aux chambres CJC			
décalage δz (cm)		décalage δR (cm)	
méthode directe	ajustement	méthode directe	ajustement
0.92 ± 0.10	0.80 ± 0.10	0.28 ± 0.10	0.34 ± 0.10

TAB. 6.6 – Décalages dans le plan transverse δR et dans la direction longitudinale δz entre les détecteurs SpaCal ou BPC et le trajectographe central CJC respectivement déterminés par la méthode directe et en recourant aux résultats de la procédure d'ajustement sur base de l'échantillon d'événements DIS correspondant aux données de l'année 2005.

Ceci clôture l'étude de l'alignement du calorimètre SpaCal et de la chambre BPC par rapport au trajectographe central CJC pour les données et la simulation des années 2004 et 2005. On observe un accord entre les résultats obtenus pour chacune des deux années pour la méthode directe et pour celle recourant aux résultats de la procédure d'ajustement. Le décalage le plus important affecte la mesure de la coordonnée longitudinale z par les détecteurs SpaCal et BPC pour les données et par le calorimètre SpaCal pour la simulation MonteCarlo. Pour cette dernière, le décalage Δz du SpaCal par rapport aux chambres CJC est le seul significatif. Pour les données, les décalages Δx et Δy des détecteurs SpaCal et BPC par rapport aux CJC sont relativement faibles au vu des erreurs qui leur sont associées. L'application des constantes d'alignement améliore globalement l'accord entre les angles polaires θ et azimutaux ϕ mesurés par le calorimètre SpaCal ou la chambre BPC et ceux déterminés par le trajectographe central CJC. La réduction des décalages angulaires subsistant après l'application des corrections d'alignement nécessiterait une détermination des quantités Δx , Δy et Δz dans les quatre quadrants du plan transverse. Les constantes d'alignement non compatibles avec zéro dans la

limite des erreurs qui leur sont associées sont par la suite appliquées aux échantillons d'événements DIS correspondant respectivement aux données et à la simulation MonteCarlo utilisés pour déterminer les constantes de calibration de la partie électromagnétique du calorimètre SpaCal. Elles sont également appliquées aux différents échantillons associés aux données et à la simulation MonteCarlo dans le cadre de l'analyse DVCS.

7. Calibration du calorimètre SpaCal

7.1 Introduction

Un calorimètre a pour rôle de mesurer l'énergie d'une particule en délivrant un signal proportionnel à la valeur de l'énergie déposée en son sein. En désignant par E l'énergie de la particule incidente et par S le signal fourni par le calorimètre qui correspond dans le cas du SpaCal à la charge électrique collectée à la sortie des tubes photomultiplicateurs, on peut écrire la relation :

$$E = C \cdot S \tag{7.1}$$

dans laquelle le facteur de proportionnalité C qui convertit le signal mesuré en la quantité d'énergie déposée porte le nom de constante de calibration. Une procédure de calibration a pour but de déterminer cette constante et l'objectif dans le cas du calorimètre SpaCal est de se rapprocher au mieux de ses performances nominales correspondant à une précision de 0.5 % sur son échelle d'énergie électromagnétique et à une linéarité de sa réponse en fonction de l'énergie de l'ordre de 1 %. Si la relation 7.1 permet d'introduire le principe de la calibration, elle n'est cependant qu'approximative. La réponse en énergie d'un calorimètre n'est en effet généralement pas parfaitement linéaire et les constantes de calibration deviennent dès lors dépendantes de l'énergie. En outre la présence d'inhomogénéités telles les séparations entre les modules de cellules du SpaCal introduit une dépendance géométrique des constantes de calibration et on écrit donc de manière plus précise :

$$E = C(E, \text{géométrie}) \cdot S. \tag{7.2}$$

Une procédure de calibration fait appel à une énergie de référence telle celle d'un faisceau test utilisé pour étudier la réponse du calorimètre avant son installation dans l'ensemble du détecteur. Les caractéristiques nominales du calorimètre SpaCal ont ainsi été déterminées sur les sites du CERN SPS et de DESY à l'aide d'un faisceau d'électrons dans un domaine d'énergie s'étendant de 2 à 60 GeV. La linéarité de la section électromagnétique a été déterminée par un ajustement linéaire de la réponse en énergie du SpaCal. Sa résolution σ_E a quant à elle été mesurée en considérant la distribution de l'énergie déposée dans une matrice de 3×3 cellules permettant de contenir entièrement la gerbe électromagnétique [82]. Un ajustement gaussien de la distribution fournit les valeurs de l'énergie moyenne et de la résolution pour chaque valeur de l'énergie du faisceau test et la répétition de la mesure pour différentes valeurs de l'énergie de ce dernier permet de déterminer la relation σ_E/E en fonction de E à laquelle on applique finalement un ajustement de somme de gaussiennes.

Une fois le calorimètre SpaCal placé au sein du détecteur H1, d'une part il n'est plus possible de recourir à un faisceau test d'énergie connue pour réaliser sa calibration, d'autre part l'environnement du détecteur introduit de nouveaux paramètres telle la présence d'un champ magnétique et de matériaux morts que les tests sur faisceau n'ont pas pris en considération. La réalisation et le suivi de la calibration du calorimètre SpaCal au sein du détecteur H1 recourent dès lors à des méthodes indirectes et différentes procédures complémentaires ont été établies en vue de minimiser l'influence des erreurs statistiques et systématiques sur les constantes de calibration obtenues en fonction de la région du SpaCal que l'on souhaite étudier.

On présente dans un premier temps deux des différentes méthodes de calibration basées sur des échantillons d'événements DIS et utilisant respectivement les électrons du pic cinématique et la reconstruction de la cinématique par la méthode double angle [114]. La méthode de calibration recourant aux électrons du pic cinématique permet de réaliser une première calibration de la partie électromagnétique du calorimètre SpaCal s'effectuant parallèlement à la prise de données. La seconde méthode basée sur la reconstruction de l'énergie par la méthode double angle est réalisée dans une seconde étape en vue d'améliorer la précision de la calibration préalablement obtenue et d'ainsi répondre aux besoins des analyses de physique. C'est cette méthode qui est utilisée pour déterminer les constantes de calibration du SpaCal dans la présente analyse. On décrit dans un deuxième temps les critères de sélection définissant les échantillons d'événements DIS utilisés pour réaliser la calibration et on présente finalement les résultats obtenus pour les données et la simulation des années 2004 et 2005.

7.2 Calibration par la méthode des électrons du pic cinématique

La distribution en énergie des événements de diffusion profondément inélastique présente, pour des valeurs intermédiaires de $Q^2 \leq 100 \text{ GeV}^2$, un maximum prononcé lorsque l'énergie de l'électron diffusé E_e est proche de celle du faisceau incident E_e^0 . Pour comprendre cette propriété connue sous le nom de pic cinématique et illustrée par la distribution de la figure 7.1(a), on exprime l'énergie E_e de l'électron diffusé en fonction des grandeurs x et Q^2 que sont la variable de Björken et la virtualité du photon échangé. En développant x et Q^2 en fonction des variables de l'électron diffusé et en recourant à l'identité $Q^2 = x y s$, on obtient la relation :

$$E_e = E_e^0 \left(1 + Q^2 \frac{x s - 4 E_e^0{}^2}{4 E_e^0{}^2 x s} \right) \quad (7.3)$$

représentée sur la figure 7.1(b) au travers des courbes d'énergie constante de l'électron diffusé dans le plan (x, Q^2) . Lorsque la fraction d'impulsion longitudinale transportée par le parton participant au processus dur est égale au rapport entre les énergies de l'électron et du proton incidents, $x = E_e^0/E_p^0$, l'expression 7.3 montre que les électrons incident et diffusé possèdent la même énergie quelque soit la valeur de la virtualité Q^2 à laquelle le proton est sondé. Il s'agit donc d'un effet purement cinématique correspondant au fait que pour des valeurs de la variable de Björken $x \simeq 3 \cdot 10^{-2}$, le référentiel du détecteur H1 s'identifie au référentiel du centre de masse de la diffusion électron-quark.

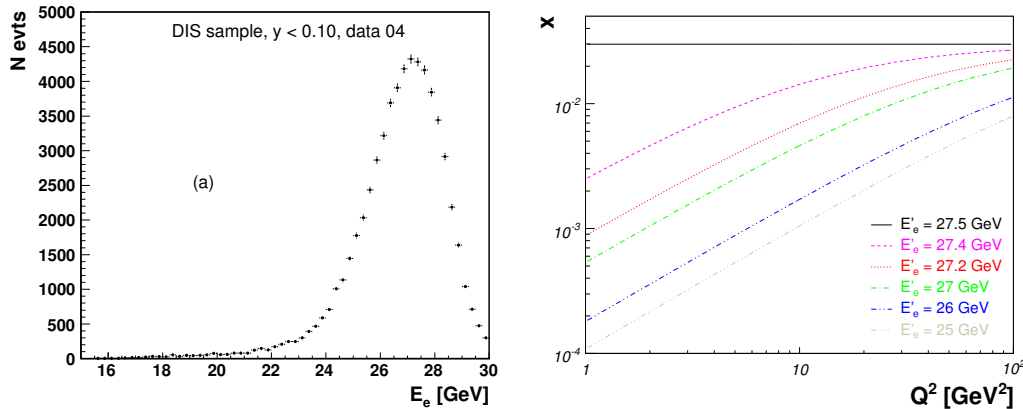


FIG. 7.1 – (a) Distribution de l'énergie de l'électron diffusé pour l'échantillon d'événements DIS de l'année 2004 auquel on applique la coupure $y < 0.1$ afin de mettre en évidence la présence des événements du pic cinématique. (b) Courbes d'énergie constante de l'électron diffusé dans le plan (x, Q^2) .

On note également pour comprendre l'origine du maximum que dans la région de l'espace des phases $Q^2 \leq 100 \text{ GeV}^2$ et $x \simeq 3 \cdot 10^{-2}$, l'inélasticité y est proche de 10^{-2} et la fonction de structure

$F_2(x, Q^2)$ est essentiellement constante et de l'ordre de 0.4 - 0.5. L'expression de la section efficace de la diffusion profondément inélastique prend dans ces conditions la forme simplifiée :

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dy} \simeq \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4 y} \quad (7.4)$$

dont la dépendance en y présente un maximum en $E_e = E_e^0$ pour un électron diffusé dans le domaine angulaire $\theta_e \geq 160^\circ$. C'est le pic cinématique. La relation 7.4 montre également que ce dernier est d'autant plus prononcé que les valeurs de Q^2 sont faibles, ce que l'on peut également déduire de la figure 7.1(b) où l'espace des phases en x disponible pour le pic cinématique est d'autant plus élevé que Q^2 diminue. Le pic étant d'origine purement cinématique, sa position est essentiellement indépendante de la dynamique interne du proton et peut dès lors être calculée de manière précise sans réaliser d'hypothèse sur le comportement des fonctions de structure. Pour obtenir une description précise de la forme de la distribution en énergie, on recourt à une simulation par la méthode de MonteCarlo prenant en considération la résolution et l'acceptance du détecteur, la distribution angulaire des électrons diffusés ainsi que l'influence résiduelle du comportement des fonctions de structure. On considère alors que les événements DIS générés par la simulation MonteCarlo dans la région de l'espace des phases correspondant au pic cinématique sont équivalents à des données obtenues à l'aide d'un calorimètre parfaitement calibré et la simulation fournit dès lors pour la méthode du pic cinématique l'énergie de référence utilisée pour la calibration de la partie électromagnétique du calorimètre SpaCal [115,116]. Les facteurs de correction sont donc obtenus par comparaison entre données et simulation et déterminés par une procédure itérative ayant pour objectif d'amener en coïncidence les positions mesurée et simulée du pic cinématique dans un intervalle d'énergie compris entre 23 GeV et 30 GeV. Lorsqu'un certain niveau de précision est atteint, des effets secondaires à la résolution du détecteur telle la présence de matériaux morts devant le calorimètre SpaCal deviennent prépondérants. A ce stade, la simulation doit à son tour être optimisée pour décrire au mieux les données et la procédure de calibration par la méthode du pic cinématique peut par conséquent être vue comme une double itération amenant successivement données et simulation à converger l'une vers l'autre. Elle atteint sa limite lorsque la correction obtenue lors d'une nouvelle itération est comparable aux incertitudes statistiques et systématiques et permet de déterminer l'échelle d'énergie électromagnétique du calorimètre SpaCal avec une précision de l'ordre de 0.5 % lorsque la calibration est effectuée pour chacune des cellules contenant l'énergie de l'électron. Dans une procédure plus simple et plus rapide utilisée pour réaliser une première calibration de la partie électromagnétique du calorimètre SpaCal en parallèle avec la prise de données, l'ensemble de l'énergie déposée par la gerbe électromagnétique est attribué à la cellule la plus chaude du dépôt associé. La procédure de calibration itérative se limite alors à cette unique cellule et la précision finale atteinte est de l'ordre de 1 à 2 %. Si cette valeur ne satisfait pas aux exigences des analyses physiques, elle est cependant suffisante pour étudier l'évolution temporelle de la réponse du calorimètre.

7.3 Calibration par la méthode double angle

La procédure de calibration par la méthode double angle est basée sur un échantillon d'événements DIS à courant neutre pour lesquels l'électron diffusé est détecté dans le calorimètre arrière SpaCal. L'énergie déposée dans ce dernier est reconstruite par la méthode double angle qui utilise uniquement les angles polaires θ_e et γ_h de l'électron diffusé et de l'état hadronique final pour déterminer les variables cinématiques de l'événement. L'énergie E_{da} obtenue par cette méthode étant en première approximation indépendante de l'échelle d'énergie des calorimètres, elle constitue l'énergie de référence utilisée pour réaliser la calibration de la partie électromagnétique du calorimètre SpaCal. On introduit dans un premier temps les grandeurs cinématiques reconstruites par la méthode double angle et par la méthode hadronique, cette dernière étant utilisée par les critères de sélection définissant les échantillons d'événements DIS utilisés pour effectuer la calibration. On décrit dans un deuxième temps l'implémentation de la procédure itérative réalisant la calibration par la méthode double angle.

7.3.1 Reconstruction de la cinématique par la méthode double angle

On établit dans ce qui suit les relations permettant de reconstruire les variables cinématiques d'un événement DIS par la méthode double angle. Les quadrivecteurs des électrons incident et diffusé, du proton incident et de l'état hadronique final sont respectivement notés k, k', p et p_h . Le quadrivecteur du photon virtuel échangé a pour valeur $q = k - k' = p_h - p$ et on peut écrire dans le référentiel de H1 :

$$\begin{aligned} p &= (E_p^0, 0, 0, E_p^0), \\ k &= (E_e^0, 0, 0, -E_e^0), \\ p_h &= (E_h, \vec{p}_{th}, p_{zh}), \\ k' &= (E_e, \vec{k}_t, k_z). \end{aligned} \quad (7.5)$$

L'inélasticité y et la virtualité Q^2 respectivement données par les expressions :

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} \simeq \frac{p \cdot p_h}{p \cdot k} = \frac{E_h(1 - \cos \gamma_h)}{2E_e^0} = \frac{E_h - p_{zh}}{2E_e^0}, \quad (7.6)$$

$$Q^2 = -q^2 \simeq 2k \cdot k' = 2E_e^0 E_e (1 + \cos \theta_e) \quad (7.7)$$

sont reliées aux impulsions transverses du système hadronique et de l'électron diffusé par les relations :

$$p_{th} = k_t = \sqrt{Q^2(1 - y)}. \quad (7.8)$$

On a en soustrayant membre à membre la conservation de l'énergie et de l'impulsion longitudinale :

$$2E_e^0 = E_h - p_{zh} + E_e - k_z \quad (7.9)$$

et il vient en réalisant le rapport entre les quantités $E_h - p_{zh}$ et p_{th} du système hadronique :

$$\frac{E_h - p_{zh}}{p_{th}} = \frac{1 - \cos \gamma_h}{\sin \gamma_h} = \tan \frac{\gamma_h}{2}. \quad (7.10)$$

On a de même en effectuant le rapport correspondant entre les variables de l'électron :

$$\frac{E_e - k_z}{k_t} = \tan \frac{\theta_e}{2}. \quad (7.11)$$

En tenant compte du fait que $p_{th} = k_t$ et en introduisant les relations 7.9, 7.10 et 7.11 dans l'égalité 7.6, on obtient l'expression de l'inélasticité y par la méthode double angle :

$$y_{da} = \frac{\tan \frac{\gamma_h}{2}}{\tan \frac{\gamma_h}{2} + \tan \frac{\theta_e}{2}} = \frac{\sin \gamma_h (1 + \cos \theta_e)}{\sin \theta_e + \sin \gamma_h + \sin (\theta_e + \gamma_h)}. \quad (7.12)$$

En sommant membre à membre les relations 7.10 et 7.11 et en utilisant les égalités 7.9 et $p_{th} = k_t$, on obtient ensuite les expressions de l'impulsion transversale et de l'énergie de l'électron diffusé :

$$p_{tda} = \frac{2E_e^0}{\tan \frac{\gamma_h}{2} + \tan \frac{\theta_e}{2}} = \frac{2E_e^0 \sin \gamma_h \sin \theta_e}{\sin \theta_e + \sin \gamma_h - \sin (\theta_e + \gamma_h)}, \quad (7.13)$$

$$E_{da} = \frac{p_{tda}}{\sin \theta_e} = \frac{2E_e^0 \sin \gamma_h}{\sin \theta_e + \sin \gamma_h - \sin (\theta_e + \gamma_h)} \quad (7.14)$$

et en faisant usage de la relation 7.8, celle de la virtualité Q^2 :

$$Q_{da}^2 = \frac{2E_e^0{}^2}{\tan \frac{\theta_e}{2} (\tan \frac{\gamma_h}{2} + \tan \frac{\theta_e}{2})} = \frac{4E_e^0{}^2 \sin \gamma_h (1 + \cos \theta_e)}{\sin \theta_e + \sin \gamma_h - \sin (\theta_e + \gamma_h)}. \quad (7.15)$$

L'identité $Q^2 = x y s$ fournit alors l'expression de la variable x de Björken :

$$x_{da} = \frac{E_e^0}{E_p^0 \tan \frac{\theta_e}{2} \tan \frac{\gamma_h}{2}} = \frac{E_e^0 \sin \theta_e + \sin \gamma_h + \sin (\theta_e + \gamma_h)}{E_p^0 \sin \theta_e + \sin \gamma_h - \sin (\theta_e + \gamma_h)} \quad (7.16)$$

et la relation 2.10 dans laquelle on néglige la masse du proton donne finalement celle de W_{da} :

$$W_{da}^2 = \frac{1 - x_{da}}{x_{da}} Q_{da}^2. \quad (7.17)$$

La résolution $\sigma_{E_{da}}$ sur la mesure de l'énergie par la méthode double angle s'obtient par propagation des erreurs σ_{θ_e} et σ_{γ_h} sur les angles polaires de l'électron diffusé et de l'état hadronique final et on obtient pour son expression :

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_{E_{da}}}{E_{da}} &= \frac{\cos \theta_e - \cos (\theta_e + \gamma_h)}{\sin \theta_e + \sin \gamma_h - \sin (\theta_e + \gamma_h)} \sigma_{\theta_e} \oplus \frac{\sin \theta_e (\cos \gamma_h - 1)}{\sin \gamma_h (\sin \theta_e + \sin \gamma_h - \sin (\theta_e + \gamma_h))} \sigma_{\gamma_h}, \\ &= \Delta_{\theta_e} \oplus \Delta_{\gamma_h}. \end{aligned} \quad (7.18)$$

Les figures 7.2(a) et 7.2(b) représentent respectivement les contributions Δ_{θ_e} et Δ_{γ_h} à la résolution relative sur l'énergie reconstruite par la méthode double angle qui est illustrée sur la figure 7.2(c) par la somme quadratique des deux contributions précédentes. Chacune des résolutions relatives est présentée en fonction de l'angle polaire γ_h de l'état hadronique final reconstruit à partir de la combinaison des informations fournies par le calorimètre LAr et le trajectographe central CJC pour différentes valeurs de l'angle polaire θ_e de l'électron diffusé dans le calorimètre SpaCal. Les valeurs des résolutions intrinsèques σ_{θ_e} et σ_{γ_h} associées aux angles polaires de l'électron diffusé et de l'état hadronique final sont supposées égales à 1 mrad et 5 mrad respectivement. La résolution relative sur l'énergie reconstruite par la méthode double angle est essentiellement dictée par la contribution proportionnelle à la résolution sur l'angle polaire γ_h et l'une des coupures définissant les échantillons d'événements DIS utilisés pour réaliser la calibration portera dès lors sur la valeur de cet angle.

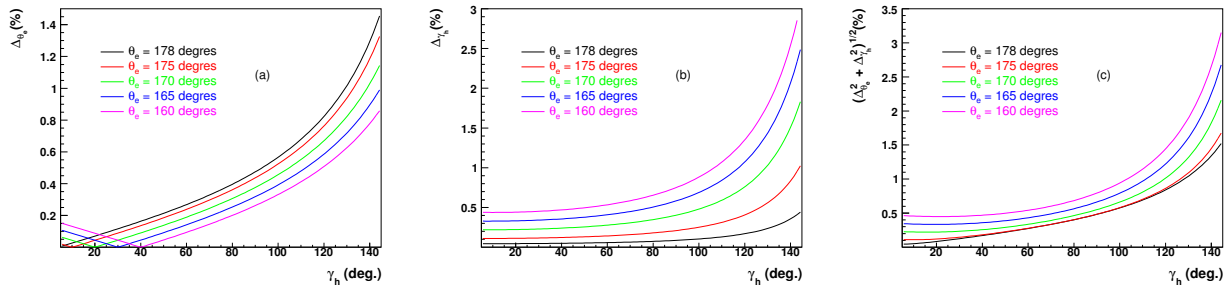


FIG. 7.2 – Résolutions relatives Δ_{θ_e} , Δ_{γ_h} et $\sigma_{E_{da}}/E_{da}$ en fonction de l'angle polaire γ_h de l'état hadronique final dans le LAr pour différentes valeurs de l'angle polaire θ_e de l'électron diffusé dans le SpaCal. Les résolutions intrinsèques sont supposées données par $\sigma_{\theta_e} = 1$ mrad et $\sigma_{\gamma_h} = 5$ mrad.

7.3.2 Reconstruction de la cinématique par la méthode hadronique

La reconstruction de la cinématique par la méthode hadronique recourt uniquement aux grandeurs caractérisant l'état hadronique final fournies par le calorimètre LAr et le trajectographe central CJC pour déterminer les invariants associés à un événement DIS. La valeur de l'inélasticité y reconstruite par cette méthode est simplement donnée par la relation 7.6 :

$$y_h = \frac{E_h - p_{zh}}{2E_e^0}. \quad (7.19)$$

L'expression de la virtualité Q^2 du photon échangé s'obtient quant à elle en recourant à l'égalité 7.8 :

$$Q_h^2 = \frac{P_{th}^2}{1 - y_h} \quad (7.20)$$

tandis que les relations fournissant les valeurs de la variable x de Björken et de la masse invariante W de l'état hadronique final sont respectivement données par :

$$x_h = \frac{Q_h^2}{y_h s}, \quad W_h^2 = \frac{1 - x_h}{x_h} Q_h^2. \quad (7.21)$$

7.3.3 Procédure itérative réalisant la calibration par la méthode double angle

La procédure de calibration du calorimètre SpaCal par la méthode double angle a pour but d'améliorer les constantes de calibration, encore appelées facteurs de gain, des 1192 cellules constituant la partie électromagnétique du calorimètre en amenant en coïncidence les énergies mesurée par le SpaCal et reconstruite par la méthode double angle. En désignant par $E_{cell i}^{ev}$ l'énergie de la cellule d'indice i à l'échelle non calibrée appartenant au dépôt d'énergie de l'électron dans le SpaCal pour l'événement d'indice ev , on définit l'énergie calibrée à l'itération j associée au dépôt de l'électron dans le SpaCal pour l'événement d'indice ev au travers de la relation [117] :

$$E_{clus cal}^{ev(j)} = \sum_i E_{cell i}^{ev} \left(1 + \Delta_{cell i}^{(j)}\right), \quad i = 1, \dots, 1192 \quad (7.22)$$

dans laquelle la somme porte sur l'ensemble des cellules constituant le dépôt d'énergie de l'électron et où la quantité $\Delta_{cell i}^{(j)}$ représente la valeur du facteur de gain de la cellule d'indice i à l'itération j . Avant application de la procédure de calibration, l'ensemble des facteurs de gain est identiquement nul et l'énergie calibrée de l'électron à l'itération $j = 0$ correspond simplement à la somme des énergies des cellules constituant son dépôt dans le SpaCal à l'échelle non calibrée :

$$\Delta_{cell i}^{(0)} = 0, \quad i = 1, \dots, 1192, \quad (7.23)$$

$$E_{clus cal}^{ev(0)} = \sum_i E_{cell i}^{ev}. \quad (7.24)$$

On définit à chaque itération j le poids $w_{cell i}^{ev(j)}$ de la cellule d'indice i appartenant au dépôt d'énergie de l'électron dans le SpaCal pour l'événement d'indice ev par le rapport entre l'énergie de la cellule i et l'énergie totale déposée par l'électron dans le calorimètre calibrées à l'itération j :

$$w_{cell i}^{ev(j)} = \frac{E_{cell i}^{ev} \left(1 + \Delta_{cell i}^{(j)}\right)}{E_{clus cal}^{ev(j)}} \quad (7.25)$$

et on construit ensuite pour chacune des cellules i sur base de l'ensemble des événements ev appartenant à l'échantillon utilisé la distribution du rapport entre l'énergie totale du dépôt de l'électron dans le SpaCal calibrée à l'itération j et l'énergie de référence E_{da} reconstruite par la méthode double angle, ce rapport contribuant aux distributions de chacune des cellules i avec un poids donné par $w_{cell i}^{ev(j)}$:

$$\text{distribution}_{cell i}^{(j)} = \left(\frac{E_{clus cal}^{ev(j)}}{E_{da}}, w_{cell i}^{ev(j)} \right) \quad i = 1, \dots, 1192. \quad (7.26)$$

On détermine alors la moyenne $m_{cell i}^{(j)}$ de chacune des 1192 distributions obtenues pour l'ensemble des cellules de la partie électromagnétique du calorimètre SpaCal et on définit le nouveau facteur de gain de la cellule d'indice i à l'itération $j + 1$ au travers de la relation :

$$\Delta_{cell i}^{(j+1)} = \Delta_{cell i}^{(j)} + (1 - m_{cell i}^{(j)}), \quad (7.27)$$

la procédure de calibration itérative étant ainsi poursuivie jusqu'à satisfaction de la condition :

$$\Delta_{cell i}^{(j+1)} - \Delta_{cell i}^{(j)} < 0.002, \quad i = 1, \dots, 1192. \quad (7.28)$$

7.4 Critères définissant les échantillons DIS pour la calibration

Les échantillons d'événements DIS à courant neutre utilisés pour réaliser la procédure de calibration par la méthode double angle sont basés sur la détection de l'électron diffusé dans le calorimètre arrière SpaCal et sur celle des particules HFS constituant l'état hadronique final dans le calorimètre LAr. L'angle polaire θ_e de l'électron diffusé doit être supérieur à 153° , son énergie E_e supérieure à 15 GeV et son impulsion transverse p_{te} supérieure à 1 GeV. La virtualité se situe quant à elle dans le domaine $8 < Q^2 < 140 \text{ GeV}^2$. Afin de réduire la présence des interactions de bruit de fonds non ep , on impose que la valeur de la variable $E - p_z$ soit comprise entre 35 et 70 GeV et on exige la présence d'un vertex reconstruit dans la région d'interaction nominale au travers de la condition $|z_{vertex}| < 30 \text{ cm}$. Les coupures fiducielles résumées par le tableau 6.2 et dont le but est d'exclure les régions inactives du calorimètre SpaCal sont également appliquées. La mesure de l'angle polaire θ_e de l'électron diffusé est réalisée en recourant en priorité à la chambre proportionnelle arrière BPC lorsque le nombre de points d'impact à partir desquels la reconstruction d'un segment de trace est effectuée est supérieur ou égal à 3 et que le point de percée de l'extrapolation de la trace BPC dans le plan défini par la coordonnée en z du barycentre du dépôt d'énergie dans le SpaCal est distant de moins de 4 cm du barycentre de la gerbe dans le plan transverse. Dans le cas contraire, l'angle polaire de l'électron diffusé est reconstruit sur base des informations fournies par le calorimètre SpaCal. L'angle polaire γ_h de l'état hadronique final est reconstruit à partir de la combinaison des informations fournies par le calorimètre LAr et le trajectographe central CJC. Les deux coupures réalisées en vue d'optimiser la résolution et la précision sur l'énergie reconstruite par la méthode double angle portent respectivement sur la valeur de l'angle polaire γ_h et sur la différence entre les valeurs de l'inélasticité reconstruites par la méthode double angle et par la méthode hadronique. En imposant la condition $\gamma_h \leq 80^\circ$, on obtient une résolution relative sur la mesure de l'énergie par la méthode double angle de l'ordre de 0.6 % ainsi qu'illustré sur la figure 7.3 qui représente l'évolution de la résolution relative en fonction de la coupure sur l'angle polaire γ_h au travers de la différence relative entre l'énergie reconstruite par la méthode double angle et l'énergie générée de l'électron sur base de l'échantillon d'événements DIS correspondant à la simulation de l'année 2004. La coupure sur l'inélasticité y reconstruite par la méthode double angle et la méthode hadronique se traduit par la condition $|y_h - y_{da}|/(y_h + y_{da}) < 0.2$ qui permet d'obtenir une précision sur l'énergie mesurée par la méthode double angle de l'ordre de 0.25 %. Le tableau 7.1 résume les critères de sélection appliqués.

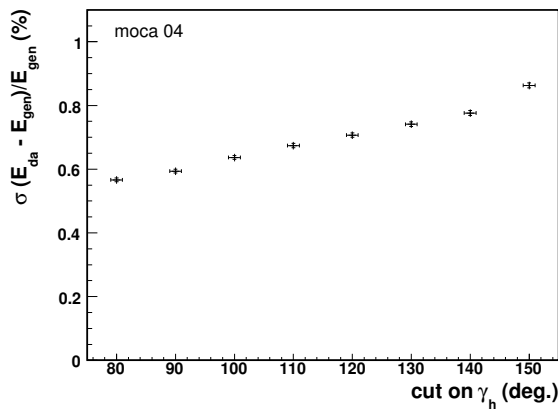


FIG. 7.3 – Résolution relative sur l'énergie reconstruite par la méthode double angle en fonction de la coupure sur l'angle γ_h pour l'échantillon DIS associé à la simulation 2004.

Critères de sélection des échantillons DIS
électron reconstruit dans le SpaCal
$\theta_e > 153^\circ$
$E_e > 15 \text{ GeV}$
$p_{te} > 1 \text{ GeV}$
$N_{HFS} \text{ LAr} > 1$
$8 < Q^2 < 140 \text{ GeV}^2$
$35 < E - p_z < 70 \text{ GeV}$
$ z_{vertex} < 30 \text{ cm}$
$\theta_e \text{ BPC/SpaCal}$
exclusion des régions inactives du SpaCal
$ y_h - y_{da} /(y_h + y_{da}) < 0.2$
$\gamma_h \leq 80^\circ$

TAB. 7.1 – Critères de sélection des échantillons DIS utilisés pour déterminer les constantes de calibration de la partie électromagnétique du SpaCal.

7.5 Résultats de la calibration pour l'année 2004

On présente ici les résultats de la calibration de la partie électromagnétique du SpaCal par la méthode double angle obtenus sur base de deux échantillons d'événements DIS correspondant respectivement aux données DST1 enregistrées pendant l'année 2004 et à la simulation du processus DIS par le générateur DJANGO62 pour cette même année. L'utilisation de la simulation permet dans un premier temps de vérifier la précision et la résolution sur l'énergie reconstruite par la méthode double angle et les distributions de la figure 7.4 représentent respectivement l'échelle d'énergie et la résolution sur l'énergie E_{da} en fonction de la position de l'électron dans le plan transverse du calorimètre SpaCal au travers de la différence relative entre l'énergie reconstruite par la méthode double angle et l'énergie générée de l'électron pour l'échantillon d'événements DIS associé à la simulation de l'année 2004.

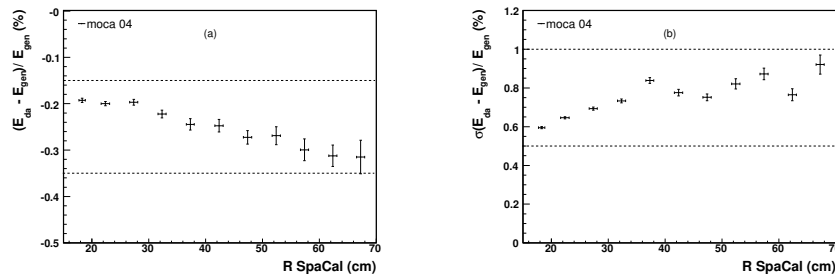


FIG. 7.4 – Echelle d'énergie (a) et résolution (b) sur l'énergie reconstruite par la méthode double angle en fonction de la position dans le plan du SpaCal pour l'échantillon DIS de la simulation en 2004.

On présente dans un deuxième temps les résultats obtenus pour chacune des 1192 cellules de la partie électromagnétique du SpaCal et les distributions de la figure 7.5 représentent respectivement les valeurs moyennes du rapport E/E_{da} entre l'énergie mesurée et l'énergie reconstruite par la méthode double angle pour les distributions définies par la relation 7.26 pour chacune des cellules du calorimètre avant et après application de la procédure de calibration, les résolutions sur les distributions du rapport E/E_{da} et le nombre effectif d'événements ayant participé à la calibration de chacune des cellules pour les données et la simulation de l'année 2004 respectivement.

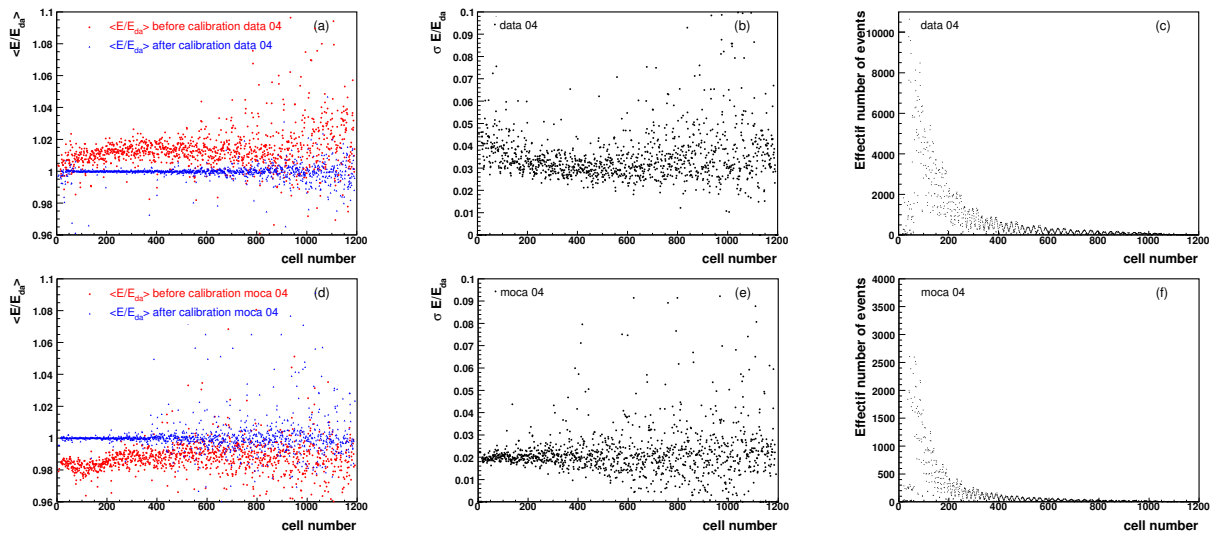


FIG. 7.5 – (a) et (d) Valeurs moyennes des distributions du rapport E/E_{da} pour chacune des cellules du calorimètre avant et après calibration. (b) et (e) Résolutions sur les distributions du rapport E/E_{da} . (c) et (f) Nombre effectif d'événements ayant participé à la calibration d'une cellule donnée. Les distributions (a), (b), (c) correspondent aux données 2004, les distributions (d), (e), (f) à la simulation.

On présente dans un troisième temps les résultats obtenus lors de l'application des constantes de calibration aux échantillons d'événements DIS correspondant respectivement aux données et à la simulation de l'année 2004 et les distributions de la figure 7.6 illustrent le rapport entre l'énergie mesurée par le calorimètre SpaCal et l'énergie reconstruite par la méthode double angle en fonction de la position dans le plan transverse du calorimètre SpaCal et de l'énergie reconstruite par la méthode double angle pour les données et la simulation avant et après application des constantes de calibration. On observe un accord entre l'énergie calibrée et l'énergie reconstruite par la méthode double angle de l'ordre de 0.5 % et une linéarité de la calibration en fonction de l'énergie de l'ordre de 1 %.

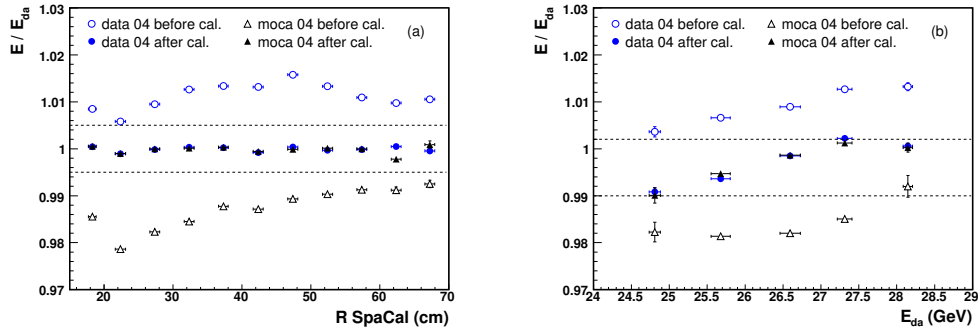


FIG. 7.6 – Rapport entre l'énergie mesurée par le calorimètre SpaCal et l'énergie reconstruite par la méthode double angle en fonction de la position dans le plan transverse du SpaCal (a) et de l'énergie reconstruite par la méthode double angle (b) pour les échantillons d'événements DIS correspondant aux données et à la simulation de l'année 2004 avant et après application des constantes de calibration.

On étudie finalement les résolutions sur les distributions du rapport entre l'énergie calibrée du SpaCal et l'énergie reconstruite par la méthode double angle ainsi qu'illustré sur la figure 7.7 pour les échantillons d'événements DIS correspondant respectivement aux données et à la simulation de l'année 2004. On constate que la résolution associée à la simulation surestime la résolution réelle du calorimètre SpaCal déterminée à partir des données. On applique dès lors un facteur de dégradation ε à l'énergie calibrée de la simulation en vue d'obtenir un accord entre les résolutions respectives et l'énergie calibrée de la simulation s'écrit après application de la dégradation au travers de la relation $E_{moca\ cal}^{new} = (1 + \varepsilon) E_{moca\ cal}$ dans laquelle le facteur de dégradation ε est généré selon une distribution gaussienne de moyenne nulle et de largeur $\sigma = 2.71\%$ donnée par l'égalité $\sigma^2 = (\sigma_{data}^2 - \sigma_{moca}^2)$.

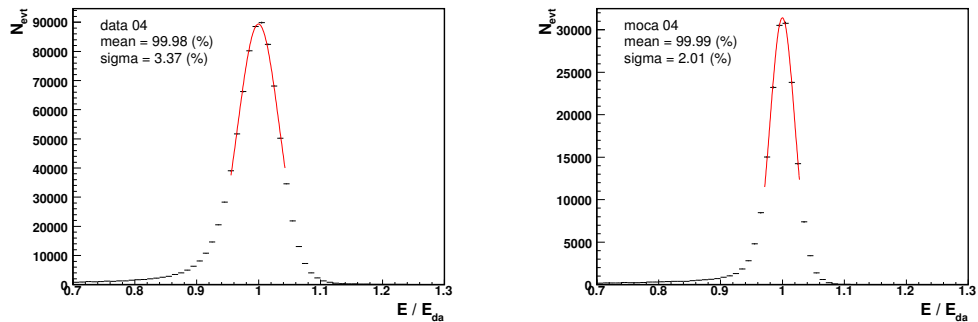


FIG. 7.7 – Résolutions sur les distributions du rapport entre l'énergie calibrée du SpaCal et l'énergie reconstruite par la méthode double angle pour les échantillons d'événements DIS correspondant respectivement aux données et à la simulation de l'année 2004.

7.6 Résultats de la calibration pour l'année 2005

On présente maintenant les résultats de la calibration de la partie électromagnétique du SpaCal obtenus pour les données DST1 enregistrées pendant l'année 2005 et pour la simulation du processus DIS par le générateur DJANGO62 pour cette même année. On vérifie à nouveau dans un premier temps la précision et la résolution sur l'énergie reconstruite par la méthode double angle en recourant à l'échantillon d'événements DIS correspondant à la simulation et la figure 7.8 représente respectivement les distributions de ces grandeurs en fonction de la position de l'électron dans le plan transverse du calorimètre SpaCal.

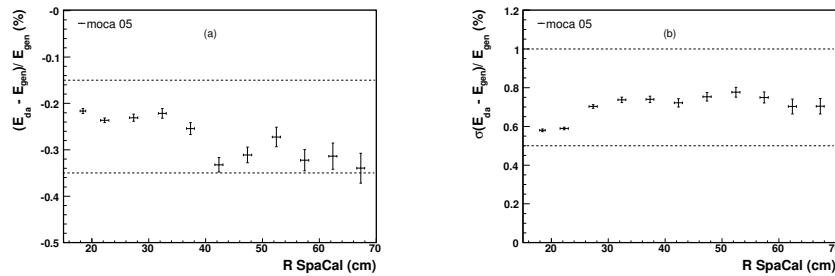


FIG. 7.8 – Echelle d'énergie (a) et résolution (b) sur l'énergie reconstruite par la méthode double angle en fonction de la position dans le plan du SpaCal pour l'échantillon d'événements DIS correspondant à la simulation de l'année 2005.

On présente dans un deuxième temps les résultats obtenus pour chacune des 1192 cellules de la partie électromagnétique du SpaCal et les distributions de la figure 7.9 représentent respectivement les valeurs moyennes du rapport E/E_{da} pour chacune des cellules du calorimètre avant et après application de la procédure de calibration, les résolutions sur les distributions du rapport E/E_{da} et le nombre effectif d'événements ayant participé à la calibration de chacune des cellules pour les données et la simulation de l'année 2005 respectivement.

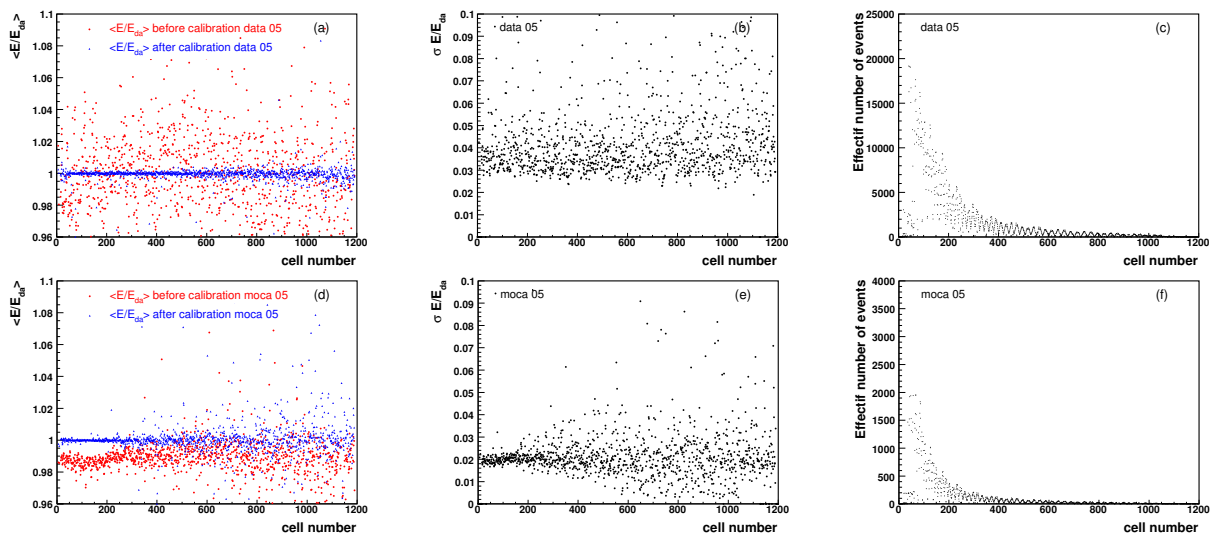


FIG. 7.9 – (a) et (d) Valeurs moyennes du rapport E/E_{da} pour chacune des cellules du calorimètre avant et après calibration. (b) et (e) Résolutions sur les distributions du rapport E/E_{da} . (c) et (f) Nombre effectif d'événements ayant participé à la calibration d'une cellule donnée. Les distributions (a), (b), (c) correspondent aux données 2005, les distributions (d), (e), (f) à la simulation.

On présente dans un troisième temps les résultats obtenus lors de l'application des constantes

de calibration aux échantillons d'événements DIS correspondant respectivement aux données et à la simulation de l'année 2005 et les distributions de la figure 7.10 illustrent le rapport entre l'énergie mesurée par le SpaCal et l'énergie reconstruite par la méthode double angle en fonction de la position dans le plan transverse du calorimètre SpaCal et de l'énergie reconstruite par la méthode double angle pour les données et la simulation avant et après application des constantes de calibration. On observe à nouveau un accord entre l'énergie calibrée et l'énergie reconstruite par la méthode double angle de l'ordre de 0.5 % et une linéarité de la calibration en fonction de l'énergie de l'ordre de 1 %.

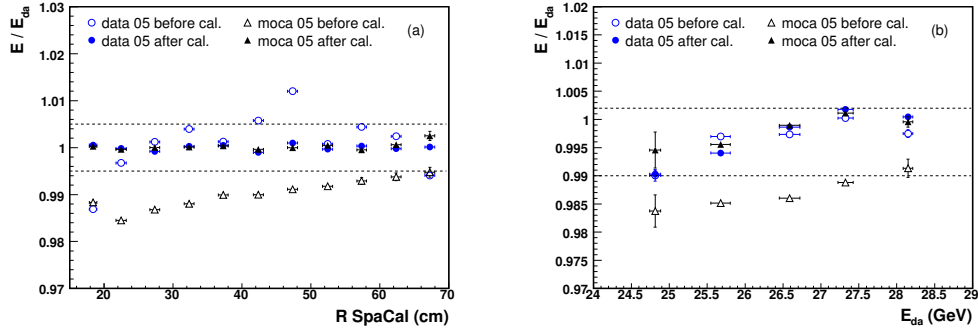


FIG. 7.10 – Rapport entre l'énergie mesurée par le calorimètre SpaCal et l'énergie reconstruite par la méthode double angle en fonction de la position dans le plan transverse du SpaCal (a) et de l'énergie reconstruite par la méthode double angle (b) pour les échantillons d'événements DIS correspondant aux données et à la simulation de l'année 2005 avant et après application des constantes de calibration.

On étudie finalement les résolutions sur les distributions du rapport entre l'énergie calibrée du SpaCal et l'énergie reconstruite par la méthode double angle ainsi qu'illustré sur la figure 7.11 pour les échantillons d'événements DIS correspondant respectivement aux données et à la simulation de l'année 2005. On constate à nouveau que l'énergie calibrée de la simulation doit être dégradée afin de reproduire la résolution associée aux données et la dégradation est réalisée au travers de la relation $E_{moca\ cal}^{new} = (1 + \epsilon) E_{moca\ cal}$ dans laquelle le facteur ϵ est généré selon une distribution gaussienne de moyenne nulle et de largeur $\sigma = 2.45\%$.

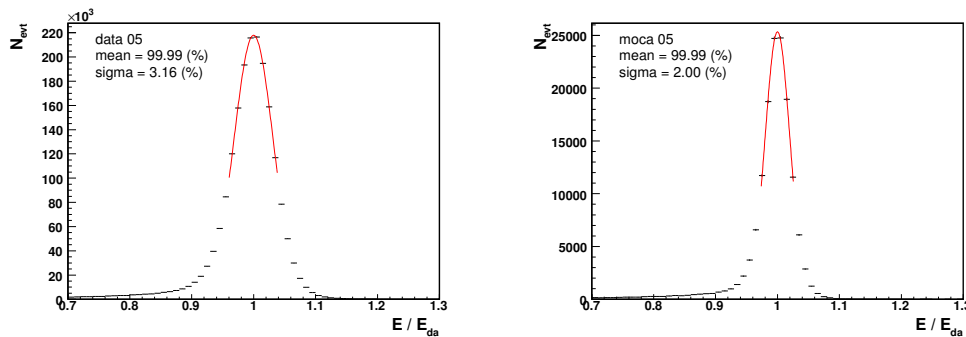


FIG. 7.11 – Résolutions sur les distributions du rapport entre l'énergie calibrée du SpaCal et l'énergie reconstruite par la méthode double angle pour les échantillons d'événements DIS correspondant respectivement aux données et à la simulation de l'année 2005.

Ceci clôture la calibration de la partie électromagnétique du calorimètre SpaCal par la méthode double angle réalisée sur base de deux échantillons d'événements DIS respectivement associés aux données et à la simulation MonteCarlo basée sur le générateur DJANGO62. L'application des constantes de calibration déterminées par la méthode double angle a permis d'obtenir un accord entre l'énergie calibrée et l'énergie reconstruite par la méthode double angle de l'ordre de 0.5 % et une linéarité de la

calibration en fonction de l'énergie de l'ordre de 1 % pour les échantillons correspondant aux données et à la simulation des années 2004 et 2005. L'amélioration apportée à la précision sur la mesure de l'énergie est de l'ordre de 1 % par rapport à la précision précédemment atteinte en recourant uniquement à la méthode des électrons du pic cinématique. La résolution sur la mesure de l'énergie associée à la simulation MonteCarlo surestimant la résolution réelle associée aux données, l'énergie calibrée correspondant à la simulation a été dégradée au travers de la relation $E_{moca\ cal}^{new} = (1 + \varepsilon) E_{moca\ cal}$ dans laquelle le facteur ε est généré selon une distribution gaussienne de moyenne nulle et de largeur $\sigma \sim 2.5$ % pour les années 2004 et 2005. Les facteurs de gain déterminés par la méthode double angle sur base des échantillons d'événements DIS sont appliqués dans la suite à chacun des échantillons de l'analyse DVCS respectivement associés aux données et à la simulation des années 2004 et 2005.

8. Analyse des événements DVCS

8.1 Stratégie d'analyse

Cette analyse a pour objectif de mesurer la section efficace du processus DVCS élastique $ep \rightarrow ep\gamma$ en fonction des variables cinématiques Q^2 , W et t . Le processus DVCS donnant lieu à un état final identique à celui du processus purement électromagnétique de Bethe-Heitler, il importe de définir dans un premier temps la région de l'espace des phases dans laquelle le rapport signal sur bruit est optimal. La section efficace du processus BH étant d'autant plus grande que les angles de diffusion de l'électron et d'émission du photon sont faibles, elle est plus importante lorsque les deux particules électromagnétiques sont détectées dans le calorimètre arrière SpaCal et plus faible lorsque l'une des particules est détectée dans la région centrale ou avant du calorimètre LAr et l'autre dans la région arrière du détecteur. La section efficace du processus DVCS étant d'autant plus grande que la virtualité du photon échangé est faible, elle est plus importante lorsque l'électron est détecté à petit angle dans le calorimètre arrière SpaCal. Suite à la nature diffractive du processus DVCS, le photon diffusé est quant à lui caractérisé par une distribution en la pseudorapidité η essentiellement constante dans les régions centrale ou avant du détecteur H1. Les sections efficaces élastiques DVCS et BH étant toutes deux caractérisées par une décroissance exponentielle en le carré t du transfert de quadri-impulsion au vertex du proton, l'impulsion transverse acquise par ce dernier est négligeable devant son impulsion longitudinale. Le proton va donc continuer sa trajectoire dans le tube à vide sans fournir de signal au sein du détecteur principal où seuls le photon et l'électron diffusé sont à même d'être détectés. Ces considérations permettent alors de définir deux topologies de sélection distinctes sur lesquelles reposent l'étude du signal et celle du détecteur.

La topologie relative à la sélection du processus DVCS correspond à la présence du photon dans les parties centrale ou avant du calorimètre LAr et à celle de l'électron dans le calorimètre arrière SpaCal. Les deux processus DVCS et BH contribuent à ce premier échantillon, le rapport signal sur bruit étant d'autant plus faible que l'on se dirige vers la partie arrière du calorimètre LAr. Le photon est identifié par la présence d'un dépôt d'énergie dans la partie électromagnétique du calorimètre LAr et l'absence de trace associée dans le trajectographe central CJC, l'électron par la présence d'un dépôt d'énergie dans la partie électromagnétique du calorimètre arrière SpaCal. L'absence de tout autre dépôt d'énergie au-dessus du seuil de bruit de 0.5 GeV est également requise. Un événement caractéristique de cet échantillon enrichi en DVCS est illustré sur la figure 8.1(a).

La topologie relative à la compréhension du détecteur est l'inverse de la précédente et correspond cette fois à la présence de l'électron diffusé dans les parties centrale ou avant du calorimètre LAr et à celle du photon dans le calorimètre arrière SpaCal. Cette topologie étant fortement défavorable au processus DVCS, le second échantillon formé est essentiellement dominé par les événements issus du processus de Bethe-Heitler dont l'analyse va permettre d'étudier la réponse du détecteur dans la région de l'espace des phases du processus DVCS. L'électron est identifié par la présence d'un dépôt d'énergie dans la partie électromagnétique du calorimètre LAr et celle d'une trace associée dans le trajectographe central CJC, le photon par la présence d'un dépôt d'énergie dans la partie électromagnétique du calorimètre arrière SpaCal. L'absence de tout autre dépôt d'énergie au-dessus du seuil de bruit de

0.5 GeV est également requise. Un événement caractéristique de cet échantillon de contrôle est illustré sur la figure 8.1(b).

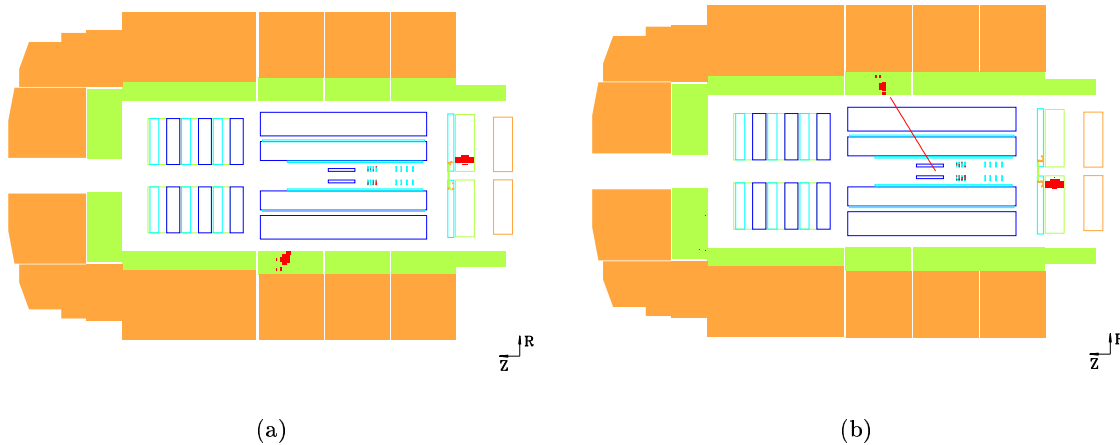


FIG. 8.1 – (a) Événement caractéristique de l'échantillon enrichi en DVCS. (b) Événement caractéristique de l'échantillon de contrôle dominé par le processus de Bethe-Heitler.

8.2 Présélection des données

Une première sélection des données est effectuée sur base des conditions dans lesquelles se trouvent les composantes principales du détecteur, de la phase et de la luminosité intégrée correspondant à chacune des périodes de prise de données et de la présence effective dans le système central de déclenchement de H1 des sous-déclencheurs dédiés à la sélection du processus DVCS.

Les différentes parties du détecteur devant se trouver sous tension et en mode opérationnel sont les calorimètres LAr et SpaCal, le trajectographe central CJC, le système de mesure de la luminosité, les systèmes de mesure du temps de vol et le spectromètre à muons avant FMD.

Une période de prise de données est considérée pour l'analyse DVCS si l'enregistrement des événements par H1 a été réalisé en phase 2 de la suite des opérations relatives à l'état du détecteur et des faisceaux. La phase 0 correspond à la période d'accélération par HERA des faisceaux de protons et d'électrons et la phase 1 à l'optimisation de la luminosité délivrée à chacune des expériences. Durant ces deux premières phases, les différents systèmes du détecteur H1 sont successivement mis sous tension et les taux de certains sous-systèmes de déclenchement sont limités à une valeur inférieure à celle de la bande passante qui leur est attribuée afin de réduire le temps mort affectant la prise de données. Le passage en phase 2 s'effectue lorsqu'une luminosité stable ayant atteint sa valeur nominale est fournie par HERA et que le détecteur H1 et le système d'acquisition de données se trouvent dans un état opérationnel. Au début de la phase 2, un programme d'optimisation des taux des différents sous-déclencheurs est activé et les facteurs de pondération des événements conservés sont adaptés de manière itérative jusqu'à l'obtention d'une situation où chacun des taux est en accord avec la bande passante attribuée au sous-déclencheur qui le délivre. Cette optimisation est répétée périodiquement afin de tenir compte de l'évolution de la luminosité et de celle du bruit de fonds. Au sein des périodes de prise de données effectuées en phase 2, seules sont considérées pour l'analyse DVCS celles pour lesquelles la luminosité intégrée est supérieure à une valeur seuil de 0.1 nb^{-1} permettant au système d'acquisition des données d'opérer de manière stable.

Finalement seules sont conservées pour l'analyse ultérieure les périodes de prise de données pour lesquelles les systèmes de déclenchement S17 et S41 dédiés à la sélection du processus DVCS sont en

mode opérationnel. Les périodes satisfaisant à ces conditions correspondent pour les années 2004 et 2005 à des luminosités intégrées valant respectivement 39.7 et 98.6 pb⁻¹.

8.3 Critères de sélection des particules électromagnétiques

La recherche au sein d'un événement donné des particules interagissant avec la matière au travers de l'interaction électromagnétique, électrons et photons, est constituée de différentes étapes de sélection successives essentiellement basées sur les propriétés du développement d'une gerbe électromagnétique dans les calorimètres et sur l'appariement possible du dépôt d'énergie sélectionné avec une trace mesurée par les trajectographes. On aborde en premier la recherche d'une particule électromagnétique dans le calorimètre LAr et ensuite dans le calorimètre SpaCal [118, 119].

8.3.1 Recherche d'une particule électromagnétique dans le calorimètre LAr

La première étape consiste à passer en revue l'ensemble des dépôts d'énergie présents dans le calorimètre LAr pour un événement donné et à ne conserver que ceux possédant une énergie supérieure à 0.5 GeV. Le dépôt d'énergie doit en outre être contenu à 90 % dans le calorimètre LAr et caractérisé par une fraction d'énergie électromagnétique supérieure à 0.5.

La deuxième étape consiste à considérer chacun des dépôts précédemment sélectionnés comme une graine à partir de laquelle on cherche à reconstruire l'ensemble de la gerbe électromagnétique. Pour une graine donnée, on passe ainsi en revue l'ensemble des dépôts d'énergie présents dans le calorimètre LAr afin de les combiner à cette dernière lorsqu'au moins 50 % de leur énergie déterminée à l'échelle électromagnétique est localisée à l'intérieur de l'enveloppe de la gerbe définie par la graine. Cette enveloppe correspond à un cône tronqué par le plan du premier niveau hadronique et ayant pour axe la droite passant par la position du vertex et celle du barycentre de la graine, pour sommet le point situé à un mètre de ce dernier et pour ouverture angulaire 7.5°.

La troisième étape consiste en l'application d'une série de coupures sur différents estimateurs caractérisant le développement d'une gerbe dans la matière et dont le comportement permet de distinguer l'origine électromagnétique ou hadronique du dépôt d'énergie considéré. Seules sont conservées les particules possédant une impulsion transverse supérieure à 1 GeV et une énergie supérieure à 1.5 GeV, le dépôt devant en outre s'étendre sur un minimum de 4 cellules calorimétriques. Le premier estimateur considéré est la variance de l'extension transverse du dépôt d'énergie. En désignant par E_c et \vec{r}_c l'énergie à l'échelle électromagnétique et la position par rapport au vertex de la cellule c du dépôt d'énergie et par α l'angle formé par \vec{r}_c et le vecteur joignant le vertex au barycentre de la gerbe, la variance de l'extension transverse σ_t est donnée par :

$$\begin{aligned} r_c &= |\vec{r}_c| \sin \alpha, \quad w = \sum_c E_c, \\ \langle r \rangle &= \sum_c E_c r_c / w, \quad \langle r^2 \rangle = \sum_c E_c r_c^2 / w, \\ \sigma_t &= \sqrt{\langle r^2 \rangle - \langle r \rangle^2}. \end{aligned} \tag{8.1}$$

Les gerbes initiées par des particules hadroniques ayant en moyenne une extension transverse beaucoup plus importante que celles engendrées par des particules électromagnétiques, cette quantité constitue un critère de distinction puissant pour la sélection des futurs candidats électrons ou photons. La coupure appliquée sur σ_t est fonction de l'angle polaire θ sous lequel est diffusée la particule de manière à prendre en considération les différences de granularité entre régions du LAr ainsi que l'angle d'incidence entre sa trajectoire et les plans de cellules calorimétriques.

Le deuxième estimateur utilisé est la fraction d'énergie E_{aem} de la gerbe étudiée présente dans la partie électromagnétique du calorimètre LAr. La coupure sur cette variable qui dépend également

de l'angle polaire θ de la particule est minimum pour un angle d'incidence de 90° et symétrique entre régions avant et arrière du calorimètre. Le troisième estimateur auquel on recourt est la fraction d'énergie E_{ahn} contenue dans le coeur de la gerbe. Celui-ci est défini par la cellule la plus énergétique à laquelle sont associées les cellules voisines en nombre variable selon la roue du calorimètre dans laquelle se trouve la particule, 4 pour les roues BBE, CB1, CB2 et I/OF2, 8 pour les roues CB3, FB1 et FB2 et 12 pour les roues I/OF1. La coupure sur E_{ahn} dépend à nouveau de l'angle de diffusion de la particule et constitue un critère de sélection efficace, la fraction d'énergie contenue dans le coeur chaud d'une gerbe électromagnétique étant nettement plus importante que celle présente dans la partie centrale d'une gerbe hadronique. Les trois derniers estimateurs employés représentent des conditions d'isolation de la particule électromagnétique. On passe en revue l'ensemble des dépôts d'énergie présents dans le calorimètre LAr et détermine pour chacun d'eux la distance Δ qui les sépare dans le plan (η, ϕ) du barycentre de la gerbe étudiée. Le critère d'isolation E_{aif} représente alors le rapport entre l'énergie E de la gerbe électromagnétique et la somme des énergies des dépôts satisfaisant à la condition $\Delta < 0.25$, la variable E_{had} la somme des contributions hadroniques aux énergies des dépôts satisfaisant à la condition $\Delta < 0.25$ et la variable H_{doel} la différence entre la valeur de E_{had} et celle de la contribution hadronique à la gerbe électromagnétique :

$$\begin{aligned} E_{aif} &= E / \sum_{\Delta < 0.25} E_{\Delta}, \\ E_{had} &= \sum_{\Delta < 0.25} E_{\Delta} (1 - E_{aem}(E_{\Delta})), \\ H_{doel} &= E_{had} - E (1 - E_{aem}(E)). \end{aligned} \quad (8.2)$$

La coupure dans le plan (η, ϕ) correspond à une séparation maximale en ϕ de l'ordre de 14° et à une séparation maximale en θ de l'ordre de 10° , 5° et 1° pour θ compris entre 30° et 140° , 15° et 30° et inférieur à 15° respectivement. Il est important de remarquer que les coupures sur les estimateurs E_{aif} , H_{doel} et E_{aem} ne sont pas réalisées indépendamment les unes des autres et sont adaptées pour prendre en considération la présence des interstices entre les roues IF et CB. Les conditions typiques que doit satisfaire le dépôt d'énergie dont on désigne l'angle polaire par θ sont données par les relations :

$$E_{aif} > 0.98 \quad \text{ou} \quad (E_{aif} > 0.95 \text{ et } H_{doel} < 0.3), \quad (8.3)$$

$$E_{aem} > 0.94 + 0.05 \cos(2\theta). \quad (8.4)$$

La quatrième et dernière étape consiste à passer en revue l'ensemble des traces reconstruites par le trajectographe central CJC et à chercher à apparier l'une d'elles au dépôt d'énergie électromagnétique précédemment sélectionné ou à exclure toute association possible entre chacune des traces présentes et ce dernier. Les traces pointant vers la position du vertex reconstruit et appartenant aux classes LW et $DTRA$ sont successivement considérées par la procédure d'appariement qui envisage par la suite les traces de la classe $DTNV$ ne pointant pas vers la position du vertex reconstruit dans le cas où aucune trace LW ou $DTRA$ n'a pu être attachée au dépôt d'énergie. Le critère d'association est défini par la distance minimale d'approche dca de la trace au barycentre de la gerbe électromagnétique ainsi qu'illustré sur la figure 8.2 dans le cas d'une trace issue du vertex de la collision ep .

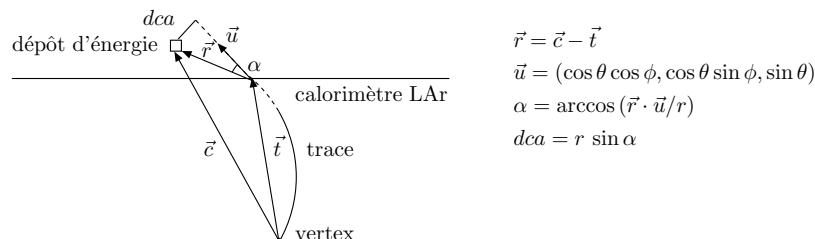


FIG. 8.2 – Définition de la distance d'approche minimale dca entre une trace et un dépôt d'énergie.

La trajectoire de la trace est d'abord extrapolée jusqu'à la face interne du calorimètre LAr à l'intersection de laquelle on définit le vecteur unitaire \vec{u} tangent à l'extrapolation de la trajectoire. L'angle θ correspond à l'angle de diffusion de la trace au vertex tandis que l'angle ϕ est fourni par la procédure d'extrapolation au niveau de la face d'entrée du LAr afin de prendre en compte l'effet du champ magnétique sur la position de la particule dans le plan transverse. On détermine le vecteur \vec{r} joignant l'extrémité de l'extrapolation de la trace au barycentre du dépôt d'énergie et définit la distance minimale d'approche dca comme la composante de \vec{r} orthogonale à \vec{u} . Une trace est alors associée à la gerbe électromagnétique lorsque sa distance minimale d'approche dca est inférieure à 12 cm, la priorité étant donnée aux traces *LW* suivies des traces *DTRA* et finalement des traces *DTNV*. Dans le présent travail, seule l'association d'une trace *LW* ou *DTRA* au dépôt d'énergie présent dans la partie électromagnétique du calorimètre LAr est prise en considération pour établir la présence d'un candidat électron. Le critère d'isolation définissant la particule électromagnétique comme un candidat photon consiste quant à lui à requérir l'absence de toute trace à moins d'une distance dca de 24 cm.

8.3.2 Recherche d'une particule électromagnétique dans le calorimètre SpaCal

La recherche d'une particule électromagnétique dans le calorimètre SpaCal débute par le passage en revue de l'ensemble des dépôts d'énergie présents dans le calorimètre pour ne conserver que ceux possédant une énergie calibrée supérieure à 4 GeV. On détermine alors l'extension transverse $Ecra$ de chacun des dépôts d'énergie sur base d'une pondération logarithmique des cellules qui le constituent. En désignant par d_c la composante dans le plan transverse de la position de la cellule c par rapport au barycentre du dépôt, le rayon transverse r de ce dernier est donné par la relation :

$$r = \sqrt{\frac{\sum_c w_c d_c^2}{\sum_c w_c}} \quad (8.5)$$

dans laquelle le poids w_c est fonction du rapport entre l'énergie E_c de la cellule et l'énergie E du dépôt auquel elle appartient et fourni par l'expression :

$$w_c = \max\left(0, 4.85 + \ln\left(\frac{E_c}{E}\right)\right). \quad (8.6)$$

Seules contribuent à l'extension transverse du dépôt d'énergie les cellules dont l'énergie E_c représente au moins de l'ordre de 1 % de l'énergie totale de la gerbe. La coupure sur la variable $Ecra$ est fixée à 3.5 cm et constitue un critère de réjection puissant du bruit de fonds hadronique, l'extension latérale des gerbes développées par des hadrons étant beaucoup plus importante que celle qui caractérise les gerbes engendrées par des particules électromagnétiques. Le deuxième estimateur utilisé est la somme des énergies des cellules présentes dans la partie hadronique du calorimètre SpaCal et dont la composante de la position par rapport au vertex dans la direction orthogonale à la position du barycentre de la gerbe par rapport au vertex est inférieure à 17.5 cm. Ce critère permet la réjection des événements de bruit de fonds hadroniques ainsi que celle des événements qui auraient été engendrés par le faisceau de protons en amont du détecteur H1 et auraient fourni un signal en pénétrant dans ce dernier par l'arrière du calorimètre SpaCal.

La procédure d'appariement d'une trace au dépôt d'énergie sélectionné est essentiellement identique à celle décrite dans le cas de la recherche d'une particule électromagnétique dans le calorimètre LAr. Il est cependant important de remarquer que la distribution des électrons diffusés étant maximum à petit angle de diffusion, les dépôts d'énergie associés sont essentiellement mesurés dans la partie centrale du calorimètre SpaCal qui se situe à l'extérieur de l'acceptance angulaire du trajectographe central CJC. Dans l'étude des événements DVCS, la présence d'une trace associée à la particule diffusée dans le calorimètre arrière n'est donc pas requise, l'absence de trace pour la particule présente dans le calorimètre LAr justifiant l'interprétation de la particule située dans le calorimètre SpaCal comme étant l'électron diffusé.

8.4 Critères de sélection des échantillons

La sélection de l'échantillon enrichi en DVCS et de l'échantillon de contrôle dominé par le processus de Bethe-Heitler repose sur la présence dans l'événement de deux particules électromagnétiques respectivement situées dans les calorimètres LAr et SpaCal, l'association d'une trace reconstruite par le trajectographe central CJC au dépôt d'énergie localisé dans le calorimètre LAr déterminant la présence de l'événement dans l'un des deux échantillons.

La particule électromagnétique diffusée dans le calorimètre SpaCal doit posséder une énergie supérieure à 15 GeV. La coupure sur la variable E_{cra} précédemment introduite est de 3.5 cm et celle sur l'énergie E_{had} située à l'arrière de la particule électromagnétique dans la partie hadronique du calorimètre SpaCal est de 0.5 GeV. La grande majorité des événements retenus ayant leur dépôt d'énergie situé dans la partie centrale du calorimètre SpaCal, aucune requête n'est établie quant à la présence éventuelle d'une trace associée et les coupures mentionnées sont donc identiques pour les candidats électrons de l'échantillon enrichi en DVCS et pour les candidats photons de l'échantillon de contrôle. Les zones inactives du calorimètre SpaCal sont exclues de la mesure au travers des coupures fiducielles reprises par le tableau 6.2.

La particule électromagnétique diffusée dans le calorimètre LAr doit posséder une impulsion transverse p_t déterminée à partir de son dépôt d'énergie supérieure à 2 GeV et se situer dans le domaine angulaire s'étendant entre 25° et 145° . Afin de ne conserver que les événements pour lesquels l'énergie de la particule dans le LAr est correctement mesurée, certaines zones du calorimètre sont exclues de l'analyse. Le tableau 8.1 résume les différentes coupures implémentées sur base de la position en z et de l'angle azimutal ϕ du barycentre du dépôt d'énergie.

coupures fiducielles appliquées dans le calorimètre LAr	
région	coupures en z et en ϕ définissant les zones exclues
interstice CB2-CB3	$z < -190$ cm, 15 cm $\leq z \leq 25$ cm
interstice CB	$z \leq 292$ cm et $(\text{mod}(\phi, 45) < 2^\circ$ ou $\text{mod}(\phi, 45) > 43^\circ)$
interstice IF	$z > 292$ cm et $(\phi < 2^\circ$ ou $\phi > 358^\circ$ ou $178^\circ < \phi < 180^\circ)$

TAB. 8.1 – Coupures fiducielles appliquées dans le calorimètre LAr.

Pour les événements constituant l'échantillon enrichi en DVCS, le photon diffusé dans le calorimètre LAr est identifié par l'absence de toute trace reconstruite par le trajectographe central CJC à moins d'une distance dca de 24 cm par rapport au barycentre de son dépôt d'énergie, la particule électromagnétique présente dans le SpaCal étant alors associée à l'électron diffusé. Afin de contraindre encore d'avantage la condition de veto fournie par le trajectographe central, on requiert également l'absence de vertex reconstruit par la chambre proportionnelle interne CIP2k à partir de coups que le candidat photon aurait engendré dans ses différentes couches. Cette requête supplémentaire n'est cependant appliquée que lorsque l'événement considéré ne possède pas de vertex reconstruit par la chambre proportionnelle interne à partir de coups associés au candidat électron dans le calorimètre SpaCal, ce afin d'éviter un appariement erroné entre le vertex reconstruit et la particule qui a permis de le déterminer.

Pour les événements constituant l'échantillon de contrôle, l'électron diffusé dans le calorimètre LAr est identifié par l'association à son dépôt d'énergie d'une trace de type LW ou $DTRA$ reconstruite par le trajectographe central CJC, la particule électromagnétique présente dans le SpaCal étant alors associée au photon émis.

La sélection du domaine élastique ne pouvant faire appel à la détection du proton qui s'échappe du détecteur principal par le tube à vide, on utilise comme veto l'énergie présente dans le calorimètre

LAr et le nombre de paires de coups enregistrés dans les trois premiers plans du spectromètre à muons avant FMD précédant l'aimant de courbure toroïdal. La présence de dépôts supplémentaires dans le calorimètre LAr n'est autorisée que lorsque leurs énergies sont inférieures au seuil du bruit de 0.5 GeV. Le nombre de paires de coups dans les deux premiers plans de détection du FMD doit être inférieur ou égal à 1 et celui enregistré dans les trois premiers plans inférieur ou égal à 2. En plus de ces critères de sélection résumés par le tableau 8.2, les données sont également soumises à un ensemble de conditions déterminant le domaine cinématique au sein duquel on effectue la mesure. Ce dernier est défini dans le tableau 8.3 au travers des invariants Q^2 , W et t . On note que ces grandeurs décrivant le processus DVCS ne constituent pas la cinématique réelle pour les événements de l'échantillon de contrôle.

calorimètre SpaCal	calorimètre LAr
$E > 15$ GeV $153^\circ < \theta < 178^\circ$	$p_t > 2$ GeV $25^\circ < \theta < 145^\circ$
trajectographe central CJC	
échantillon enrichi en DVCS	échantillon de contrôle BH
γ LAr : absence de trace CJC associée absence de vertex CIP associé trace supplémentaire si associée à e SpaCal	e LAr : présence d'une trace CJC associée pas de trace supplémentaire
sélection du domaine élastique	
$E < 0.5$ GeV pour tout autre dépôt présent dans le LAr N paires de coups FMD 1-2 ≤ 1 N paires de coups FMD 1-2-3 ≤ 2	

TAB. 8.2 – Critères de sélection définissant l'échantillon enrichi en DVCS et l'échantillon de contrôle.

Coupures cinématiques appliquées aux échantillons
$30 < W < 140$ GeV, $6.5 < Q^2 < 80$ GeV ² , $ t < 1$ GeV ² .

TAB. 8.3 – Conditions sur les invariants Q^2 , W et t du processus DVCS déterminant le domaine cinématique au sein duquel on effectue la mesure.

8.5 Calibration du calorimètre LAr

La procédure de calibration de la partie électromagnétique du calorimètre LAr utilisée de manière standard par la collaboration H1 et dont une description détaillée peut être trouvée dans les thèses [120] et [121] repose sur la comparaison entre l'énergie de l'électron mesurée par le calorimètre et sa valeur reconstruite par la méthode double angle pour un échantillon d'événements DIS à courant neutre et grand Q^2 dont l'électron diffusé est détecté dans le LAr. Les facteurs de calibration sont déterminés pour chacun des octants des différentes roues et leur application aux données est ensuite vérifiée sur base d'un échantillon d'événements QED Compton dont l'électron est diffusé dans le LAr. La principale coupure optimisant la résolution sur l'énergie reconstruite par la méthode double angle porte sur l'inélasticité y_Σ reconstruite par la méthode Sigma dont l'indépendance vis-à-vis de l'énergie du faisceau d'électrons incident limite l'influence des corrections radiatives et une résolution sur l'énergie double angle inférieure à 2 % est obtenue en imposant une valeur de y_Σ inférieure à 0.3. Cette calibration appliquée par défaut à l'ensemble des particules électromagnétiques présentes dans le LAr étant déterminée à partir d'une énergie de 10 GeV pour l'électron diffusé des événements DIS, son application au domaine cinématique caractérisant l'échantillon enrichi en DVCS et l'échantillon de contrôle pour

lesquels les énergies des particules électromagnétiques présentes dans le LAr sont comprises entre 2 et 10 GeV doit être vérifiée.

La vérification de la calibration de la partie électromagnétique du calorimètre LAr dans ce domaine d'énergie est réalisée en recourant à l'échantillon de contrôle pour lequel on compare les informations fournies par le trajectographe central CJC à celles du calorimètre LAr pour l'électron diffusé dans ce dernier. Les échantillons de contrôle obtenus sur base d'une simulation des événements Bethe-Heitler par la méthode de MonteCarlo et par sélection des données enregistrées par H1 sont successivement étudiés pour les années 2004 et 2005, la simulation permettant en outre d'évaluer l'échelle d'énergie et la résolution du trajectographe central CJC et du calorimètre LAr.

8.5.1 Calibration du calorimètre LAr pour la simulation de l'année 2004.

L'échantillon de contrôle obtenu par simulation MonteCarlo du processus de Bethe-Heitler en recourant au générateur COMPTON correspond pour l'année 2004 à une luminosité intégrée de 170.3 pb^{-1} et est constitué de 12883 événements après application des critères de sélection résumés par le tableau 8.2 à l'exception de la condition de veto sur le nombre de paires de coups dans le détecteur FMD qui est ici relevée. La coupure sur l'impulsion transverse de la particule présente dans le LAr étant basée sur l'information fournie par son dépôt d'énergie dans le calorimètre, elle est ici appliquée à l'échelle calibrée par défaut E1 LAr afin de réaliser la vérification de la calibration E2 LAr. On étudie dans un premier temps l'échelle d'énergie et la résolution qui caractérisent la mesure de l'impulsion de l'électron par les chambres CJC en recourant à la différence relative entre l'impulsion de la trace reconstruite par les CJC et l'énergie générée de l'électron. On examine également l'échelle d'énergie et la résolution du calorimètre LAr au travers de la différence relative entre l'énergie mesurée par le LAr et l'énergie générée de l'électron pour les échelles d'énergie calibrée par défaut E1 LAr et calibrée E2 LAr.

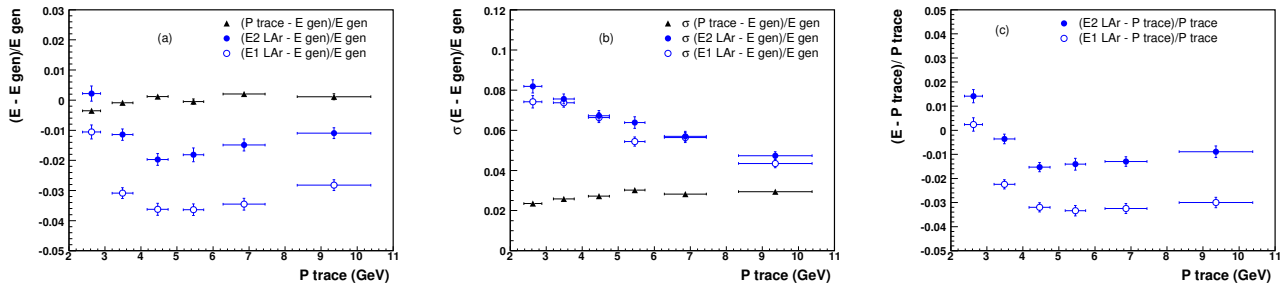


FIG. 8.3 – Echelle d'énergie (a) et résolution (b) sur la mesure de l'impulsion par le trajectographe central CJC et de l'énergie par le calorimètre LAr à l'échelle calibrée par défaut E1 LAr et calibrée E2 LAr en fonction de l'impulsion de l'électron pour l'échantillon de contrôle correspondant à la simulation MonteCarlo du processus BH pour l'année 2004. (c) Différence relative entre l'énergie mesurée par le LAr et l'impulsion de l'électron mesurée par les chambres CJC pour les échelles d'énergie calibrée par défaut E1 LAr et calibrée E2 LAr en fonction de l'impulsion de l'électron.

L'échelle d'énergie et la résolution sur la mesure de l'impulsion et des énergies calibrée par défaut E1 LAr et calibrée E2 LAr sont comparées sur les figures 8.3(a) et 8.3(b) qui illustrent leur comportement en fonction de l'impulsion de l'électron et montrent que l'information fournie par le trajectographe CJC constitue une référence à partir de laquelle la vérification de la calibration de la partie électromagnétique du calorimètre LAr peut être effectuée à basse énergie. La figure 8.3(c) présente quant à elle la différence relative entre l'énergie mesurée par le LAr et l'impulsion de l'électron mesurée par les chambres CJC pour les échelles d'énergie calibrée par défaut E1 LAr et calibrée E2 LAr en fonction de l'impulsion de l'électron. La résolution sur la mesure de l'énergie est comprise entre 4 et 8 % dans le domaine cinématique considéré et on conclut que l'énergie calibrée E2 LAr est en accord avec l'énergie générée et l'impulsion de la trace avec une précision inférieure à 2 %.

8.5.2 Calibration du calorimètre LAr pour les données de l'année 2004.

L'échantillon de contrôle obtenu à partir des données enregistrées pendant l'année 2004 est constitué de 2944 événements après application des critères de sélection résumés par le tableau 8.2 à l'exception de la condition de veto sur le nombre de paires de coups dans le détecteur FMD qui est ici ignorée. La figure 8.4(a) illustre la différence relative entre l'énergie mesurée par le LAr et l'impulsion mesurée par les chambres CJC pour les échelles d'énergie calibrée par défaut E1 LAr et calibrée E2 LAr en fonction de l'impulsion de l'électron et montre que l'énergie calibrée E2 LAr est en accord avec l'impulsion de la trace avec une précision de l'ordre de 2 %. La figure 8.4(b) qui compare la différence relative entre l'énergie calibrée E2 LAr et l'impulsion de la trace CJC en fonction de l'impulsion de l'électron pour les échantillons de contrôle correspondant respectivement aux données et à la simulation MonteCarlo du processus BH permet quant à elle de conclure à un accord entre le comportement des calibrations appliquées aux données et à la simulation.

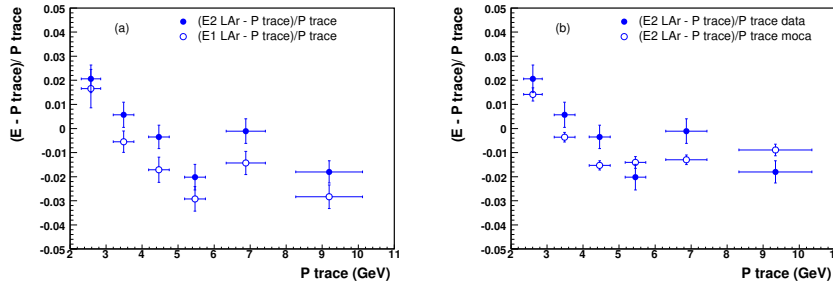


FIG. 8.4 – (a) Différence relative entre l'énergie mesurée par le LAr et l'impulsion mesurée par les chambres CJC pour les échelles d'énergie calibrée par défaut E1 LAr et calibrée E2 LAr en fonction de l'impulsion de l'électron pour l'échantillon de contrôle obtenu à partir des données enregistrées pendant l'année 2004 . (b) Différence relative entre l'énergie calibrée E2 LAr et l'impulsion de la trace CJC en fonction de l'impulsion de l'électron pour les échantillons de contrôle correspondant respectivement aux données et à la simulation MonteCarlo du processus BH pour l'année 2004.

8.5.3 Calibration du calorimètre LAr pour la simulation de l'année 2005.

L'échantillon de contrôle obtenu par simulation MonteCarlo du processus Bethe-Heitler correspond pour l'année 2005 à une luminosité intégrée de 397.0 pb^{-1} et est constitué de 28631 événements après application des critères de sélection résumés par le tableau 8.2 à l'exception de la condition de veto sur le nombre de paires de coups dans le détecteur FMD. On étudie à nouveau dans un premier temps l'échelle d'énergie et la résolution qui caractérisent la mesure de l'impulsion de l'électron par les chambres centrales CJC et la mesure de son dépôt d'énergie par le calorimètre LAr pour les échelles calibrée par défaut E1 LAr et calibrée E2 LAr ainsi que représentés sur les figures 8.5(a) et 8.5(b) qui illustrent le comportement de ces grandeurs en fonction de l'impulsion de l'électron et montrent que l'information fournie par le trajectographe CJC constitue toujours une référence à partir de laquelle la vérification de la calibration de la partie électromagnétique du calorimètre LAr peut être effectuée à basse énergie. La figure 8.5(c) présente la différence relative entre l'énergie mesurée par le LAr et l'impulsion de l'électron mesurée par les chambres CJC pour les échelles d'énergie calibrée par défaut E1 LAr et calibrée E2 LAr en fonction de l'impulsion de l'électron. La résolution sur la mesure de l'énergie est comprise entre 4 et 8 % et l'énergie calibrée E2 LAr est à nouveau en accord avec l'énergie générée et l'impulsion de la trace avec une précision inférieure à 2 %.

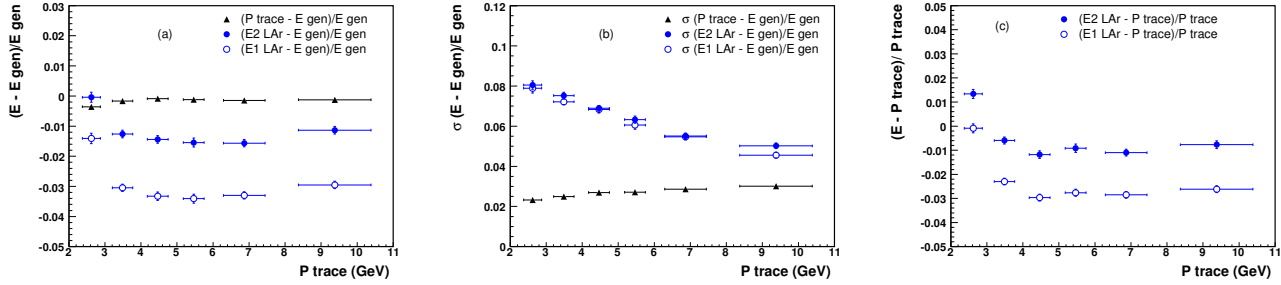


FIG. 8.5 – Echelle d'énergie (a) et résolution (b) sur la mesure de l'impulsion par le trajectographe central CJC et de l'énergie par le calorimètre LAr à l'échelle calibrée par défaut E1 LAr et calibrée E2 LAr en fonction de l'impulsion de l'électron pour l'échantillon de contrôle correspondant à la simulation MonteCarlo du processus BH pour l'année 2005. (c) Différence relative entre l'énergie mesurée par le LAr et l'impulsion de l'électron mesurée par les chambres CJC pour les échelles d'énergie calibrée par défaut E1 LAr et calibrée E2 LAr en fonction de l'impulsion de l'électron.

8.5.4 Calibration du calorimètre LAr pour les données de l'année 2005.

L'échantillon de contrôle obtenu à partir des données enregistrées pendant l'année 2005 est constitué de 6059 événements après application des critères de sélection résumés par le tableau 8.2 à l'exception de la condition de veto sur le nombre de paires de coups dans le détecteur FMD. La figure 8.6(a) illustre la différence relative entre l'énergie mesurée par le LAr et l'impulsion mesurée par les chambres CJC pour les échelles d'énergie calibrée par défaut E1 LAr et calibrée E2 LAr en fonction de l'impulsion de l'électron et montre que l'énergie calibrée E2 LAr est en accord avec l'impulsion de la trace avec une précision de l'ordre de 2 %. La figure 8.6(b) qui compare la différence relative entre l'énergie calibrée E2 LAr et l'impulsion de la trace CJC en fonction de l'impulsion de l'électron pour les échantillons de contrôle correspondant respectivement aux données et à la simulation MonteCarlo du processus BH permet quant à elle de conclure à nouveau à un accord entre le comportement des calibrations appliquées aux données et à la simulation.

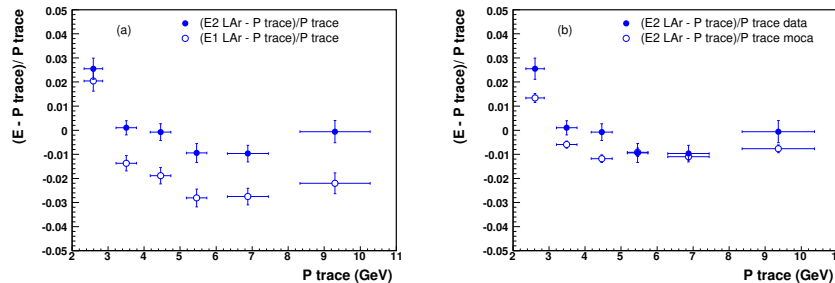


FIG. 8.6 – (a) Différence relative entre l'énergie mesurée par le LAr et l'impulsion mesurée par les chambres CJC pour les échelles d'énergie calibrée par défaut E1 LAr et calibrée E2 LAr en fonction de l'impulsion de l'électron pour l'échantillon de contrôle obtenu à partir des données enregistrées pendant l'année 2005. (b) Différence relative entre l'énergie calibrée E2 LAr et l'impulsion de la trace CJC en fonction de l'impulsion de l'électron pour les échantillons de contrôle correspondant respectivement aux données et à la simulation MonteCarlo du processus BH pour l'année 2005.

8.6 Le système de déclenchement du processus DVCS

Le système de déclenchement dédié à la sélection du processus DVCS utilise l'ensemble des niveaux L1, L2 et L4 présents dans le système de déclenchement de l'expérience H1. On va dans ce qui suit expliciter les stratégies de sélection successivement opérées par chacun des niveaux.

8.6.1 Le premier niveau de déclenchement

Au premier niveau de déclenchement L1, les éléments utilisés pour fournir la décision relative à la conservation ou au rejet d'un événement donné proviennent pour l'année 2004 du calorimètre SpaCal uniquement, les éléments du système de déclenchement de traces rapide FTT venant s'ajouter à ceux du SpaCal à partir de l'année 2005. Différents éléments fournis par les systèmes de mesure du temps de vol BToF (Backward Time of Flight), SToF (SpaCal Time of Flight) et FIT (Forward Interaction Timing) - respectivement situés derrière le fer instrumenté à l'arrière du calorimètre SpaCal, au centre de la partie hadronique du SpaCal et à l'avant du trajectographe avant - sont également utilisés pour l'ensemble des deux années 2004 et 2005 comme conditions de veto permettant de rejeter des événements non issus d'interactions entre les faisceaux d'électrons et de protons.

Les éléments du SpaCal

Les éléments du SpaCal permettent une première sélection au niveau L1 en imposant la présence d'un dépôt d'énergie dans la partie électromagnétique du calorimètre, l'utilisation du SpaCal comme détecteur de temps de vol permettant également de requérir que le développement de la gerbe corresponde au passage d'une particule issue d'une interaction électron-proton physique, c'est-à-dire ayant eu lieu dans la région encadrant la position nominale du vertex de H1. Pour l'ensemble des données 2004 et 2005 traitées dans ce travail, la combinaison logique des éléments du SpaCal est donnée par :

$$(\text{SPCLe_IET} > 2 \parallel \text{SPCLe_IET_Cen_3}) \ \&\& \ \text{SPCLe_ToF_E_2} \\ \&\& \ (!\text{SPCLh_AToF_E_1} \ \&\& \ !\text{SPCLh_ToF_E_2})$$

Les éléments SPCLe_IET et SPCLe_IET_Cen3 sont fournis par le système de déclenchement Inclusive Electron Trigger (IET) de la partie électromagnétique du calorimètre SpaCal et requièrent un dépôt d'énergie électromagnétique supérieure à une énergie seuil E_s dans les régions extérieure (SPCLe_IET) et centrale (SPCLe_IET_Cen) du calorimètre SpaCal respectivement. Les valeurs de l'énergie seuil ont été accrues à partir de la période de prise de données 374770 ainsi qu'indiqué sur le tableau 8.4.

région centrale	région extérieure	période < 374770	période > 374770
SPCLe_IET_Cen_1	SPCLe_IET > 0	$E_s = 0.5 \text{ GeV}$	$E_s = 2.0 \text{ GeV}$
SPCLe_IET_Cen_2	SPCLe_IET > 1	$E_s = 2.0 \text{ GeV}$	$E_s = 6.0 \text{ GeV}$
SPCLe_IET_Cen_3	SPCLe_IET > 2	$E_s = 6.0 \text{ GeV}$	$E_s = 9.0 \text{ GeV}$

TAB. 8.4 – Valeurs des seuils en énergie du système de déclenchement IET.

Les deux premiers éléments imposent donc la présence d'un dépôt d'énergie supérieure à 6 GeV (9 GeV) dans la partie électromagnétique du SpaCal pour les données prises avant (après) la période 374770. La coupure finale sur l'énergie de la particule électromagnétique étant de 15 GeV dans le SpaCal, l'effet de seuil sera absent des données analysées. Le découpage du calorimètre arrière en régions extérieure (III) et centrale (I) est représenté sur la figure 8.7(a) qui illustre la position en (x, y) dans le plan transverse. La zone II dite de recouvrement est commune à chacune des deux autres régions afin d'assurer l'absence d'effets de bords.

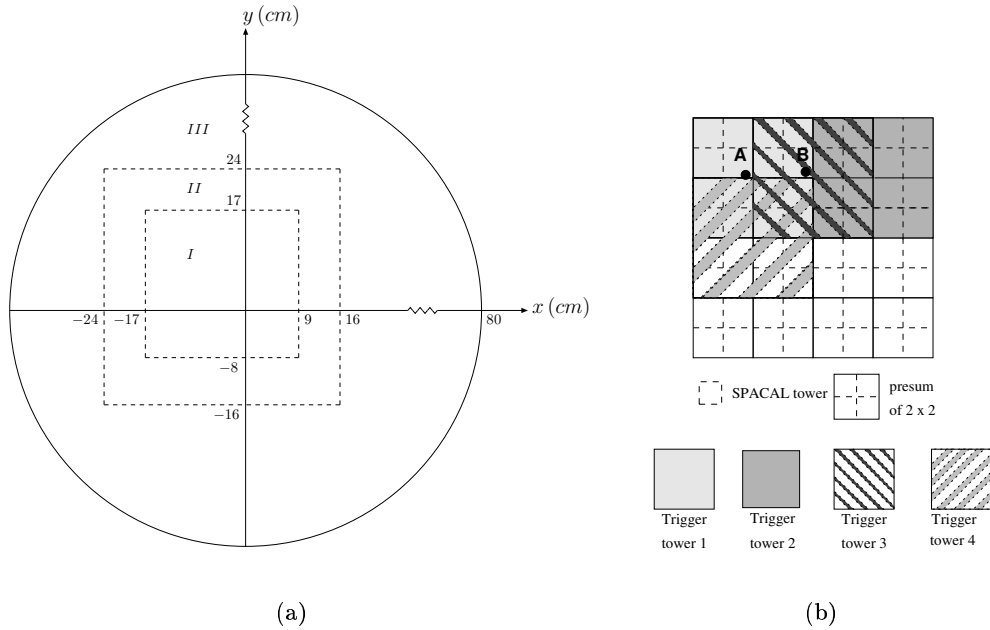


FIG. 8.7 – (a) Découpage du plan transverse du calorimètre SpaCal en région centrale (I), de recouvrement (II) et extérieure (III). La zone de recouvrement est commune aux deux autres régions. (b) Illustration de la méthode des fenêtres coulissantes utilisée par le système de déclenchement IET pour réaliser la sommation des signaux analogiques issus des cellules du SpaCal.

Le principe sur lequel repose le système de déclenchement IET [122] est illustré sur la figure 8.7(b). Dans un premier temps, les signaux analogiques fournis par les cellules du SpaCal sont additionnés par groupe de quatre cellules adjacentes (presum) dans une fenêtre temporelle centrée sur l'instant d'arrivée des particules issues d'interactions électron-proton physiques (ToF window). Les ensembles presum adjacents sont alors combinés par groupe de quatre pour former une tour de déclenchement (trigger tower) composée de 16 cellules calorimétriques. Les tours de déclenchement sont définies de manière à se recouvrir partiellement dans les deux directions du plan transverse, ce afin d'éviter une perte d'efficacité aux bords de chacune d'elles. En effet, si l'énergie d'une gerbe électromagnétique dont le barycentre est situé au point A est entièrement récupérée par la tour de déclenchement 1, une gerbe dont le barycentre est en B va par contre partager son énergie entre les tours de déclenchement 1 et 2 et la présence de la tour de déclenchement 3 qui recouvre partiellement les deux précédentes assure alors la collection de l'ensemble du signal associé à la particule. Après avoir additionné les signaux analogiques fournis par les 16 cellules formant une tour de déclenchement donnée, le système IET compare ensuite la somme obtenue pour chacune des 320 tours présentes aux trois seuils en énergie précédemment mentionnés. Un élément de déclenchement IET est alors défini pour chacune des régions centrale (SPCLe_IET_Cen) et extérieure (SPCLe_IET) de manière inclusive, c'est-à-dire dès que le signal collecté par l'une des tours de déclenchement excède l'un des trois seuils dans la région concernée.

L'utilisation de l'élément de déclenchement SPCLe_ToF_E_2 requiert la présence d'un dépôt d'énergie supérieur à un seuil E_2 de l'ordre de 12 GeV dans l'ensemble de la partie électromagnétique du SpaCal, régions centrale et extérieure confondues. Cet élément fait également appel pour sa validation au rapport entre les quantités d'énergie déposées dans le SpaCal à l'extérieur et à l'intérieur de la fenêtre temporelle correspondant à une interaction électron-proton physique.

L'élément !SPCLh_ToF_E_2 requiert l'absence d'un dépôt d'énergie supérieur à un seuil E_2 dans la partie hadronique du calorimètre SpaCal et fait également appel pour sa validation au rapport

entre les quantités d'énergie déposées dans le SpaCal à l'extérieur et à l'intérieur de la fenêtre temporelle correspondant à une interaction électron-proton physique.

Finalement, l'élément !SPCLh_AToF_E_1 impose l'absence d'un dépôt d'énergie supérieur à un seuil E_1 dans la partie hadronique du calorimètre SpaCal en faisant cette fois appel pour sa validation au rapport entre les quantités d'énergie déposées dans le SpaCal à l'intérieur et à l'extérieur de la fenêtre temporelle correspondant à une interaction électron-proton physique.

La figure 8.8 représente l'efficacité des trois éléments $\text{SPCLe_IET} > 2$, SPCLe_IET_Cen_3 et SPCLe_ToF_E_2 en fonction de l'énergie de l'électron déposée dans le SpaCal pour un échantillon d'événements DIS correspondant à l'année 2004. Les critères de sélection de ces événements seront développés par la suite dans la section 8.7.1. On a ici relâché la valeur de la coupure en énergie de 15 à 10 GeV pour mettre en évidence l'absence d'une influence du seuil en énergie pour chacun des trois éléments au-delà d'un dépôt d'énergie supérieur à 15 GeV.

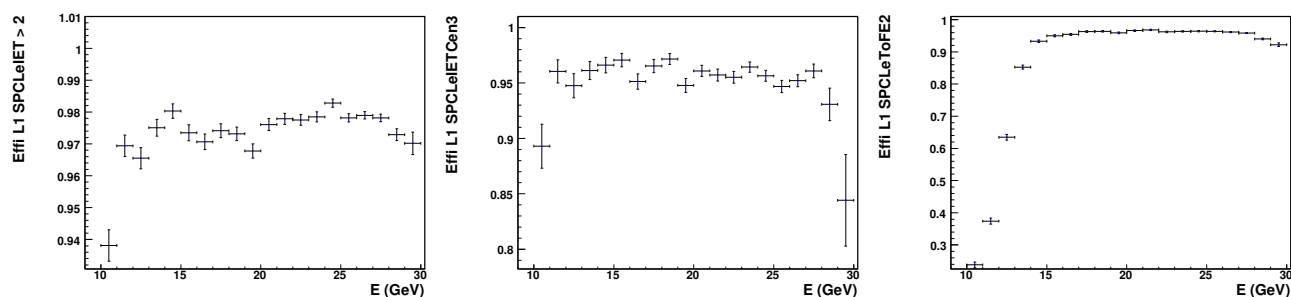


FIG. 8.8 – Efficacité des trois éléments de déclenchement $\text{SPCLe_IET} > 2$, SPCLe_IET_Cen_3 et SPCLe_ToF_E_2 en fonction de l'énergie de l'électron déposée dans le SpaCal pour un échantillon d'événements DIS correspondant à l'année 2004.

Les éléments du système de déclenchement FTT

Les éléments du système de déclenchement de traces rapide FTT autorisent pour leur part une première sélection au niveau L1 basée sur la multiplicité des traces présentes dans la partie centrale du détecteur H1. L'élément FTT_mul_Ta utilisé dans cette analyse contient une estimation rapide du nombre de traces présentes dans la partie centrale du détecteur H1 au-dessus d'un seuil de 100 MeV en impulsion transverse. Il a été introduit dans le système de déclenchement L1 du processus DVCS à partir de l'année 2005 et possède pour historique :

période de données	éléments de déclenchement FTT
399101-421375 (2005)	–
421376-422120 (2005)	$\text{FTT_mul_Ta} < 7$
422121-436893 (2005)	$\text{FTT_mul_Ta} < 4$

Le choix d'une coupure finale assez lâche sur la multiplicité des traces provient du fait qu'une coupure plus forte rejette une partie du signal BH que l'on souhaite également conserver à l'aide du même système de déclenchement. La figure 8.9 représente le taux d'événements retenus par le premier niveau du système de déclenchement avant application d'un facteur de pondération (11raw) en fonction du produit des courants des faisceaux de protons et d'électrons avant et après l'implémentation de l'élément de déclenchement FTT respectivement. Les valeurs moyennes des taux d'événements sont respectivement de 8.1 Hz et 6.7 Hz pour l'utilisation seule des éléments de déclenchement du SpaCal et pour l'addition à ces derniers de la coupure sur la multiplicité des traces fournie par l'élément FTT.

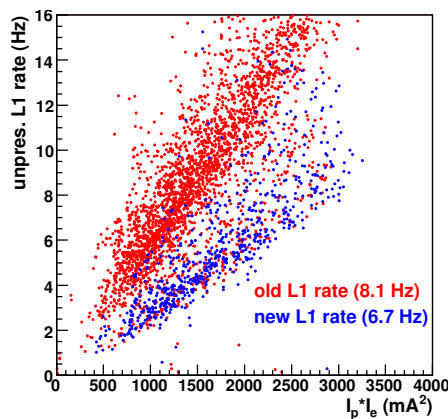


FIG. 8.9 – Influence de l’introduction de l’élément FTT sur le taux d’événements retenus par le premier niveau du système de déclenchement associé au processus DVCS. Le taux est représenté en fonction du produit des courants et les données de couleur rouge et bleu correspondent respectivement aux situations pour lesquelles l’élément de déclenchement FTT est absent ou présent.

Les éléments des systèmes de mesure du temps de vol.

L’utilisation des éléments fournis par les systèmes de mesure du temps de vol BToF et SToF permet de rejeter la majeure partie des événements de bruit de fonds associés au faisceau de protons tandis que celle des éléments fournis par le système FIT permet de rejeter la majeure partie des événements de bruit de fonds générés par le faisceau d’électrons. La combinaison utilisée pendant les années 2004 et 2005 possède une efficacité de 100 % et est donnée par :

$$(!VETO_BG \ \&\& \ !BToF_BG \ \&\& \ !SToF_BG) \ \&\& \ (FIT_IA \ || \ !FIT_BG).$$

8.6.2 Le deuxième niveau de déclenchement

Le deuxième niveau du système de déclenchement du processus DVCS était initialement constitué par l’élément de déclenchement topologique L2TT[30] constituant avec le niveau L1 le sous-déclencheur S17 et l’un des éléments importants de ce travail a été la réalisation d’un système de déclenchement L2 basé sur la technique des réseaux de neurones [123]. Les qualités du déclencheur neuronal ont progressivement évolué pour dépasser celles du déclencheur topologique d’un point de vue du facteur de réjection du bruit de fonds opéré par le niveau L2, de l’efficacité de sélection des signaux DVCS et BH et donc du facteur de pondération des données appliqué à la sortie du niveau L1. Le système de déclenchement L2 neuronal a eu recours dans un premier temps aux décisions d’un seul réseau de neurones pour l’ensemble de l’espace des phases et les deux premiers éléments de déclenchement neuronaux L2NN[11] et L2NN[9] qui se sont succédés ont successivement constitué avec le niveau L1 le sous-déclencheur S41. Le système de déclenchement L2 neuronal s’est par la suite référé aux décisions de deux réseaux de neurones sélectivement entraînés dans des domaines différents de l’espace des phases correspondant respectivement aux parties centrale et avant du détecteur H1. La réponse fournie par le déclencheur L2 neuronal résulte finalement de la combinaison *ou* logique des deux éléments de déclenchement neuronaux L2NN[1] et L2NN[3] qui constituent avec le premier niveau de déclenchement le sous-déclencheur S43 rebaptisé par la suite S41. Malgré la présence du système de déclenchement neuronal, le sous-déclencheur topologique S17 a été conservé au sein du système de déclenchement de H1 afin de permettre l’estimation de l’efficacité de sélection du signal du sous-déclencheur neuronal sur base d’une statistique suffisante. Dans ce qui suit, on va résumer les principales caractéristiques des différents éléments de déclenchement topologiques et neuronaux ainsi que leur chronologie et périodes d’inactivité.

L'élément de déclenchement L2 topologique L2TT[30]

L'élément de déclenchement L2 topologique L2TT[30] repose sur l'analyse de l'énergie déposée dans le calorimètre LAr. Il requiert dans un premier temps la présence d'au moins un dépôt d'énergie dans la partie électromagnétique du calorimètre LAr pour lequel l'impulsion transverse p_t est supérieure à une valeur seuil de 1 GeV. Le choix d'une coupure constante en p_t plutôt qu'en énergie est motivé par le fait que l'espace des phases de la sélection finale est défini par rapport à la virtualité $Q^2 \sim p_t^2$. La figure 8.10(a) illustre la coupure en énergie associée au seuil en p_t en fonction de l'angle polaire de la particule dans le LAr. Cette coupure est implémentée au sein du système de déclenchement du LAr [124] en terme du nombre de coups FADC enregistrés dans les différentes régions angulaires du calorimètre pointant vers la position nominale du vertex et désignées sous le nom de big towers. La configuration de ces dernières est représentée sur la figure 8.10(b) et les valeurs des nombres de coups FADC sont indiquées sur le tableau 8.5.

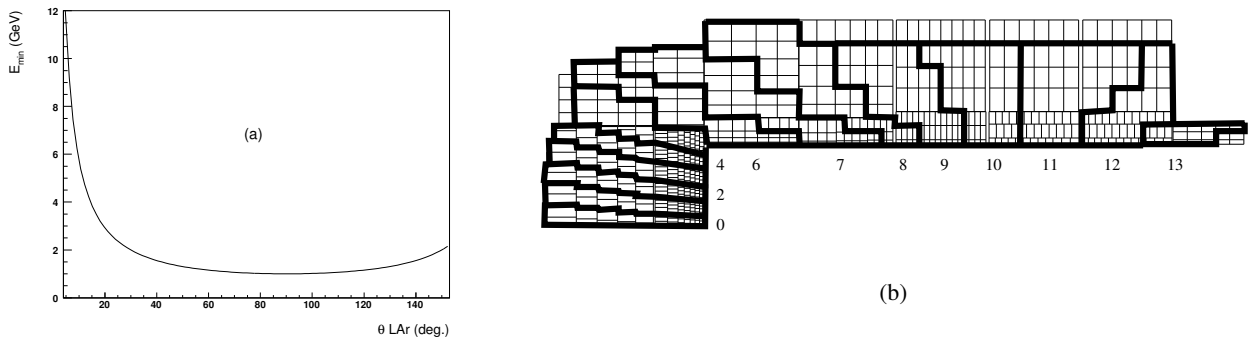


FIG. 8.10 – (a) Coupure en énergie en fonction de l'angle polaire θ ($4^\circ \leq \theta \leq 153^\circ$) dans le calorimètre LAr correspondant au seuil $p_t > 1$ GeV requis par l'élément de déclenchement L2TT[30]. (b) Configuration des big towers utilisées par le système de déclenchement du LAr.

big tower	domaine angulaire (degrés)	tonneau	seuil en coups FADC
0	4.58 - 7.05	IF	150
1	7.05 - 9.91	IF	120
2	9.91 - 12.35	IF	100
3	12.35 - 14.99	IF	80
4	14.99 - 18.78	IF	60
5	18.78 - 24.17	IF	45
6	24.17 - 31.87	FB	30
7	31.87 - 42.69	FB	20
8	42.69 - 57.86	FB	10
9	57.86 - 77.35	FB	8
10	77.35 - 108.6	CB	10
11	108.6 - 130.3	CB	10
12	130.3 - 146.0	CB	10
13	146.0 - 153.0	BBE	10

TAB. 8.5 – Implémentation de la coupure en p_t en terme du nombre de coups FADC en fonction de la position de la particule dans le LAr.

Dans un deuxième temps, l'élément de déclenchement L2TT[30] requiert l'absence d'un dépôt d'énergie supplémentaire au-dessus d'un seuil de 10 coups FADC (0.5 GeV) dans la région IF du calorimètre LAr correspondant aux big towers numérotées de 0 à 5 sur la figure 8.10(b). L'élément de déclenchement L2TT[30] ainsi que le sous-déclencheur S17 qu'il constitue avec le premier niveau de

déclenchement sont présents pour l'ensemble des deux années 2004 et 2005. Les périodes de prise de données, non incluses dans l'analyse, pendant lesquelles son pouvoir de réjection s'est dégradé ou pour lesquelles l'élément ne fut pas correctement chargé sont les suivantes :

411288 - 411306	423434 - 423452	423470 - 423483	423518 - 423529	433017 - 433739
-----------------	-----------------	-----------------	-----------------	-----------------

Les éléments de déclenchement L2 neuronaux

Le premier système de déclenchement L2 neuronal développé pour la sélection du processus DVCS a été entraîné sur base d'un échantillon d'événements J/Ψ dans la configuration trace - dépôt d'énergie issu de l'analyse des données de l'année 1997. Dans cette configuration, l'un des membres de la paire électron-positon en laquelle se désintègre le J/Ψ est détecté dans le calorimètre arrière SpaCal et l'autre dans la partie centrale du détecteur. Le premier va donc être identifié au travers de la présence d'un dépôt d'énergie dans la partie électromagnétique du SpaCal, le second par un dépôt d'énergie dans la partie électromagnétique du calorimètre LAr et la présence d'une trace associée dans le trajectographe central CJC. Cette signature est équivalente à celle générée par le processus DVCS d'un point de vue des dépôts d'énergie dans les calorimètres et les événements J/Ψ ont par conséquent pu être utilisés pour développer un premier réseau de neurones dédié à la sélection du DVCS et recevant comme vecteur d'entrée des informations fournies par les calorimètres LAr et SpaCal. L'échantillon d'événements de bruit de fonds utilisé dans cette approche initiale est constitué des événements de bruit de fonds associés aux événements J/Ψ enregistrés pendant l'année 2007 lors d'une période de prise de données particulière dite transparente au niveau L2 et L4. Au cours d'une telle période, les deuxième et quatrième niveaux du système de déclenchement sont supprimés de la chaîne de décision et seul le premier niveau opère une sélection effective du signal. On peut facilement admettre que les événements enregistrés dans de telles conditions s'identifient essentiellement à du bruit de fonds associé au canal particulier que l'on étudie. Dans le cas du processus DVCS, le taux de sortie au niveau L1 est de 6.7 Hz ainsi qu'illustré sur la figure 8.9 alors que le taux d'événements physiques réels est d'approximativement 1 mHz comme indiqué sur le tableau 4.2. Le premier niveau de déclenchement du sous-déclencheur associé au J/Ψ ne se contentant pas de requérir la présence d'un dépôt d'énergie électromagnétique dans le calorimètre SpaCal et utilisant également des éléments de déclenchement relatifs à la présence d'une trace dans le trajectographe central, le bruit de fonds considéré dans cette démarche initiale diffère malheureusement du bruit de fonds attaché au processus DVCS. Le tableau 8.6 résume les différentes caractéristiques du réseau de neurones L2NN[11] *I* et présente les différentes informations calorimétriques fournies au réseau par les systèmes LAr et SpaCal.

Un deuxième entraînement du réseau de neurones L2NN[11] fut ensuite effectué sur base d'un échantillon d'événements DVCS enregistrés au cours de l'année 2000 et d'un échantillon d'événements de bruit de fonds collectés au cours de l'année 2004 pendant la période de prise de données 371584 effectuée en mode transparent au niveau L2 et L4. Les variables d'entrée fournies à ce deuxième réseau sont identiques aux précédentes et le tableau 8.6 résume les différentes caractéristiques du réseau de neurones L2NN[11] *II*.

Pendant la période de prise de données 383404-383591, une des quantités fournies par le calorimètre SpaCal n'a pas été correctement délivrée au réseau de neurones qui a vu son efficacité de sélection considérablement réduite. Cette période de prise de données correspond heureusement à une faible luminosité intégrée et n'est pas considérée dans l'analyse DVCS. Le tableau 8.6 reprend cette unique période à rejeter pour l'année 2004.

Pendant la période de prise de données ultérieure correspondant à l'intervalle 383592-387941, le réseau L2NN[11] *II* fut à nouveau utilisé avec l'ensemble des informations fournies par les calorimètres LAr et SpaCal correctement délivrées à son niveau d'entrée ainsi qu'indiqué sur le tableau 8.6.

réseau de neurones	période de prise de données	échantillons d'entraînement
L2NN[11] <i>I</i>	367257 - 372485 (2004)	signal J/Ψ 1997 + bruit de fonds J/Ψ 1997
L2NN[11] <i>II</i>	372486 - 383403 (2004)	signal DVCS 2000 + bruit de fonds DVCS 2004
L2NN[11] <i>II</i>	383404 - 383591 (2004)	période de données à rejeter
L2NN[11] <i>II</i>	383592 - 387941 (2004)	signal DVCS 2000 + bruit de fonds DVCS 2004
éléments de déclenchement fournis par le calorimètre LAr		
eifq0	Energie elm. + had. dans le quadrant 0 de la région IF	
eifq1	Energie elm. + had. dans le quadrant 1 de la région IF	
eifq2	Energie elm. + had. dans le quadrant 2 de la région IF	
eifq3	Energie elm. + had. dans le quadrant 3 de la région IF	
efbq0	Energie elm. + had. dans le quadrant 0 de la région FB	
efbq1	Energie elm. + had. dans le quadrant 1 de la région FB	
efbq2	Energie elm. + had. dans le quadrant 2 de la région FB	
efbq3	Energie elm. + had. dans le quadrant 3 de la région FB	
ecbq0	Energie elm. + had. dans le quadrant 0 de la région CB	
ecbq1	Energie elm. + had. dans le quadrant 1 de la région CB	
ecbq2	Energie elm. + had. dans le quadrant 2 de la région CB	
ecbq3	Energie elm. + had. dans le quadrant 3 de la région CB	
éléments de déclenchement fournis par le calorimètre SpaCal		
spcent1	Nombre de tours de déclenchement dans la partie centrale du SpaCal pour lesquelles E elm. + had. > 0.5 GeV avant la période 374724 (> 9 GeV après).	
spcent3	Nombre de tours de déclenchement dans la partie centrale du SpaCal pour lesquelles E elm. + had. > 6 GeV.	

TAB. 8.6 – Les différentes caractéristiques des réseaux de neurones L2NN[11] *I* et L2NN[11] *II* basés uniquement sur les informations calorimétriques fournies par les systèmes LAr et SpaCal.

Un troisième réseau de neurones L2NN[9] utilisant de nouvelles variables d'entrée fut alors développé. Les informations délivrées par le calorimètre SpaCal correspondent à présent à un découpage de ce dernier en quatre quadrants de manière similaire aux informations fournies par le calorimètre LAr qui demeurent quant à elles identiques aux précédentes. Le nouveau réseau de neurones fait également appel aux éléments du système de déclenchement du vertex (z -vertex Trigger) auxquels le réseau précédent ne recourait pas. L'échantillon d'entraînement correspondant au signal utilisé pendant la phase d'apprentissage du L2NN[9] est cette fois constitué d'événements DVCS collectés au cours de l'année 2004, l'échantillon d'événements de bruit de fonds restant quant à lui inchangé et fourni par les événements collectés pendant la période de prise de données 371584 effectuée en mode transparent L2/L4. Ceci clôture l'évolution du réseau de neurones dédié à la sélection du processus DVCS pour l'année 2004 et le tableau 8.7 résume les différentes caractéristiques du L2NN[9] en présentant les différentes informations qui lui sont fournies par les calorimètres LAr et SpaCal et par le système de déclenchement du vertex.

réseau de neurones	période de prise de données	échantillons d'entraînement
L2NN[9]	387942 - 392213 (2004)	signal DVCS 2004 + bruit de fonds DVCS 2004
L2NN[9]	399101 - 416717 (2005)	signal DVCS 2004 + bruit de fonds DVCS 2004
L2NN[9]	416718 - 416839 (2005)	période de données à rejeter
L2NN[9]	416840 - 423965 (2005)	signal DVCS 2004 + bruit de fonds DVCS 2004
L2NN[1]	423966 - 436893 (2005)	signal DVCS 2005 + bruit de fonds DVCS 2005 (IF)
L2NN[3]	423966 - 436893 (2005)	signal DVCS 2005 + bruit de fonds DVCS 2005 (FB/CB)
éléments de déclenchement fournis par le calorimètre LAr		
eifq0	Energie elm. + had. dans le quadrant 0 de la région IF	
eifq1	Energie elm. + had. dans le quadrant 1 de la région IF	
eifq2	Energie elm. + had. dans le quadrant 2 de la région IF	
eifq3	Energie elm. + had. dans le quadrant 3 de la région IF	
efbq0	Energie elm. + had. dans le quadrant 0 de la région FB	
efbq1	Energie elm. + had. dans le quadrant 1 de la région FB	
efbq2	Energie elm. + had. dans le quadrant 2 de la région FB	
efbq3	Energie elm. + had. dans le quadrant 3 de la région FB	
ecbq0	Energie elm. + had. dans le quadrant 0 de la région CB	
ecbq1	Energie elm. + had. dans le quadrant 1 de la région CB	
ecbq2	Energie elm. + had. dans le quadrant 2 de la région CB	
ecbq3	Energie elm. + had. dans le quadrant 3 de la région CB	
éléments de déclenchement fournis par le calorimètre SpaCal		
espq0	Energie elm. + had. dans le quadrant 0 du SpaCal	
espq1	Energie elm. + had. dans le quadrant 1 du SpaCal	
espq2	Energie elm. + had. dans le quadrant 2 du SpaCal	
espq3	Energie elm. + had. dans le quadrant 3 du SpaCal	
éléments fournis par le système de déclenchement du vertex		
cpvsum	Nombre total d'entrées dans l'histogramme de la distribution en z du vertex	
cpvmax	Nombre d'entrées dans le bin contenant le nombre maximum d'entrées	
cpvpos	Position du bin contenant le nombre maximum d'entrées	

TAB. 8.7 – Les différentes caractéristiques des réseaux de neurones L2NN[9], L2NN[1] et L2NN[3] basés sur les informations fournies par les calorimètres LAr et SpaCal et le système de déclenchement du vertex. Le réseau L2NN[9] est entraîné sur l'ensemble du calorimètre LAr tandis que les réseaux L2NN[1] et L2NN[3] sont respectivement entraînés dans les régions IF et FB/CB de manière sélective.

Le réseau de neurones L2NN[9] fut utilisé au début de l'année 2005 dans sa configuration de l'année 2004, c'est-à-dire sans être réentraîné sur de nouveaux lots de signal et de bruit de fonds collectés pendant l'année en cours. Une phase d'inactivité comprise entre les périodes de prise de données 416718 et 416839 fut également présente ainsi qu'illustré sur le tableau 8.7. Lorsque l'on envisagea par la suite d'étendre la sélection opérée par le réseau de neurones à la partie avant du calorimètre LAr pour des angles polaires θ_γ du photon diffusé inférieurs à 20° et d'effectuer pour cela un nouvel entraînement du L2NN[9] sur base d'un échantillon d'événements DVCS collectés au cours de l'année 2005 et d'un échantillon d'événements de bruit de fonds enregistrés lors d'une période transparente L2/L4 de cette même année, il s'avéra que le nouveau réseau de neurones obtenu ne pouvait simultanément optimiser

son pouvoir de réjection du bruit de fonds et son efficacité de sélection du signal dans le tonneau IF situé dans la région très à l'avant du calorimètre LAr dans le domaine angulaire $7^\circ < \theta < 24^\circ$. Le tableau 8.8 illustre cette situation en présentant les efficacités de sélection du signal dans l'ensemble du LAr et dans les tonneaux IF et FB/CB séparément pour un pouvoir de réjection du bruit de fonds valant respectivement 65 et 80 %.

pouvoir de réjection du bruit de fonds	ε global de sélection du signal	ε FB/CB	ε IF
65 %	98 %	99 %	59 %
80 %	92 %	98 %	0 %

TAB. 8.8 – Etude préliminaire de l'efficacité de sélection du signal opérée par le L2NN[9] dans l'ensemble du LAr et dans les régions IF et FB/CB réalisée sur base d'échantillons de données et de bruit de fonds collectés pendant l'année 2005.

L'existence de cette inefficacité élevée dans la région IF du calorimètre LAr trouve son origine dans le fait que l'énergie des photons DVCS émis dans ce domaine de l'espace des phases peut atteindre des valeurs beaucoup plus élevées ($E_\gamma > 10$ GeV) en comparaison à celles qui caractérisent les photons émis dans la région centrale du détecteur H1 ($E_\gamma \ll 10$ GeV). La section efficace du processus DVCS étant inversement proportionnelle à la virtualité du photon $Q^2 \sim p_t^2$ et de grandes valeurs de l'énergie du photon dans la partie centrale impliquant des valeurs élevées de son impulsion transverse, on observera en effet peu d'événements pour lesquels le photon DVCS possède une énergie élevée dans la partie centrale par comparaison à la partie avant dans laquelle une énergie élevée du photon n'est pas synonyme d'une grande impulsion transverse pour ce dernier. La présence d'une activité de bruit de fonds importante dans la région située très à l'avant du LAr a alors conduit le réseau de neurones à réaliser une mauvaise identification des événements DVCS présentant un dépôt d'énergie élevé dans le tonneau IF. Ces derniers sont classifiés erronément par le L2NN[9] dans la catégorie des événements de bruit de fonds et l'efficacité de sélection du signal opérée par le réseau chute rapidement dans la région IF lorsque l'on souhaite atteindre un pouvoir de réjection du bruit de fonds de l'ordre de 80 %. Les figures 8.11(a) et 8.11(b) montrent l'évolution du bruit de fonds dans le calorimètre LAr avec le produit des courants d'électrons et de protons pour les années 2004 et 2005. On utilise pour déterminer ce bruit de fonds un échantillon d'événements conservés par un système de déclenchement aléatoire et les variables illustrées sur les figures 8.11(a) et 8.11(b) représentent la fraction d'événements de cet échantillon pour lesquels le dépôt d'énergie le plus important dans le calorimètre LAr possède une valeur supérieure à 0.5 GeV dans l'ensemble du LAr et dans sa partie avant ($\theta < 20^\circ$) respectivement.

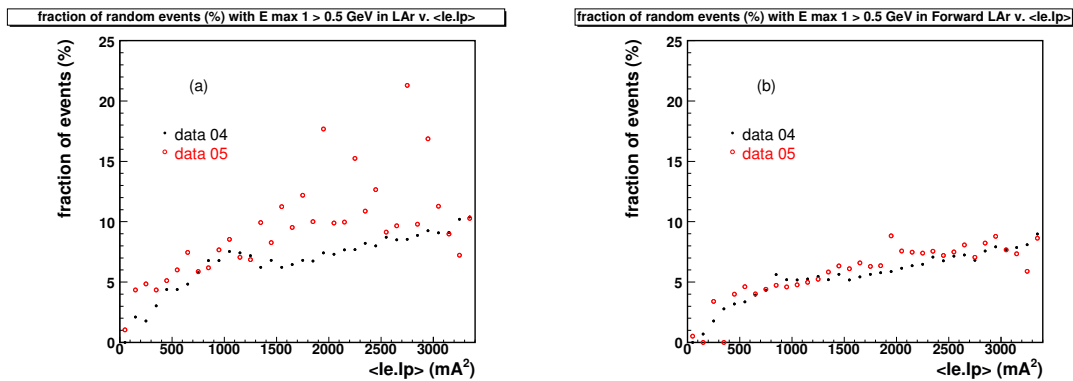


FIG. 8.11 – Evolution du bruit de fonds dans le LAr avec le produit des courants d'électrons et de protons dans l'ensemble du calorimètre (a) et dans la partie avant (b) pour les années 2004 et 2005.

L'alternative choisie pour résoudre ce problème d'inefficacité dans la partie avant du LAr a consisté en le remplacement du réseau L2NN[9] existant par un ensemble de deux réseaux de neurones L2NN[1]

et L2NN[3] entraînés de manière sélective sur deux ensembles d'échantillons distincts de données et de bruit de fonds respectivement collectés dans les régions IF et FB/CB du calorimètre LAr au cours de l'année 2005, la réponse finale du système de déclenchement L2 neuronal assurant la sélection du processus DVCS correspondant alors à la combinaison ou logique L2NN[1] || L2NN[3]. Les variables d'entrée de ces deux nouveaux sous-réseaux sont identiques à celles utilisées précédemment pour le L2NN[9] et le tableau 8.7 en résume les différents caractéristiques. Si les éléments L2 neuronaux qui se sont succédés ont toujours constitué avec ceux du niveau L1 le sous-déclencheur neuronal S41, la combinaison L2NN[1] || L2NN[3] a d'abord été implémentée parallèlement au réseau L2NN[9] dans le système central de déclenchement. Elle a constitué pendant cette période de probation et de détermination de son efficacité le sous-déclencheur S43 qui a pris par la suite le nom et la place du sous-déclencheur S41 dans le système de déclenchement de H1. Cette information est résumée sur le tableau 8.9.

éléments L2 neuronaux	période de prise de données	sous-déclencheur L2 neuronal
L2NN[1] L2NN[3]	423966 - 435391	S43
L2NN[1] L2NN[3]	435392 - 436893	S41

TAB. 8.9 – Dénominations du sous-déclencheur neuronal associé à la combinaison L2NN[1] || L2NN[3].

L'évolution du taux à la sortie du niveau L2, du pouvoir de réjection du bruit de fonds et du facteur de pondération des événements obtenue en substituant au réseau de neurones L2NN[9] la combinaison ou logique L2NN[1] || L2NN[3] est illustrée sur la figure 8.12. Ceci clôture l'évolution du réseau de neurones dédié à la sélection du processus DVCS pour l'année 2005 et le tableau 8.10 résume les différentes grandeurs pertinentes caractérisant les sous-déclencheurs S17, S41 et S43 déterminées sur base d'une analyse des données à la fin de cette même année.

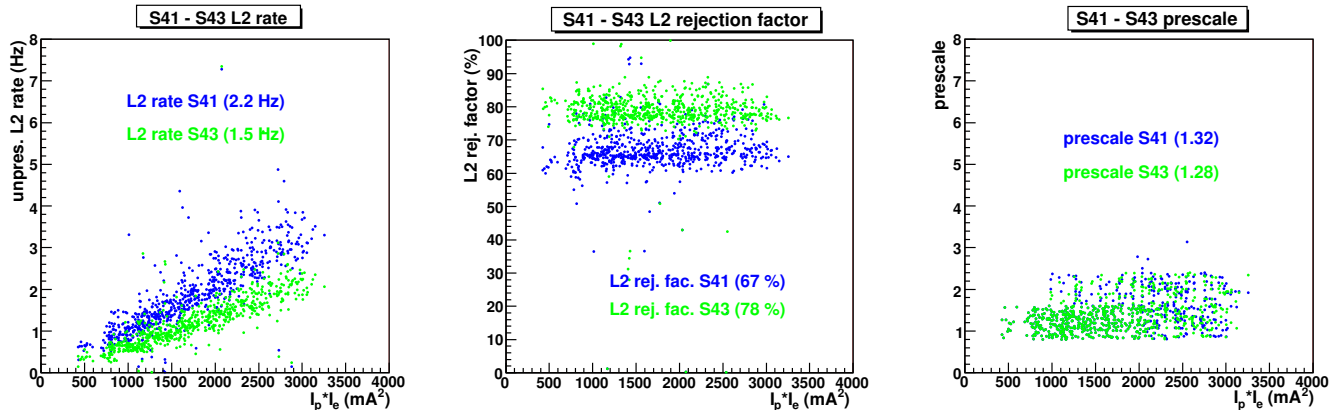


FIG. 8.12 – Taux à la sortie du niveau L2, pouvoir de réjection du bruit de fonds et facteur de pondération des événements en fonction du produit des courants pour les sous-déclencheurs S41 et S43 respectivement associés aux réseaux de neurones L2NN[9] et L2NN[1] || L2NN[3].

sous-déclencheur	taux L1	taux L2	taux de réjection L2	efficacité L2	facteur de pondération
S17	6.7 Hz	2.8 Hz	59 %	93 %	1.46
S41	6.7 Hz	2.2 Hz	67 %	99 %	1.32
S43	6.7 Hz	1.5 Hz	78 %	98.6 %	1.28
L2NN[3] (région FB/CB)				efficacité : 99 %	
L2NN[1] (région IF)				efficacité : 80 %	

TAB. 8.10 – Résumé des différentes grandeurs caractérisant les sous-déclencheurs S17, S41 et S43 déterminées sur base d'une analyse des données à la fin de l'année 2005.

Bien que l'année 2006 ne fasse pas l'objet d'une analyse dans ce travail, on explique brièvement dans ce qui suit, par souci de complétude, les modifications apportées aux réseaux de neurones L2NN[1] et L2NN[3] au cours de cette année. Dans un premier temps, les réseaux furent utilisés dans leur configuration de l'année 2005, c'est-à-dire sans être réentraînés sur de nouveaux lots de signal et de bruit de fonds collectés pendant l'année en cours. A partir de la période de prise de données 427626, les éléments de déclenchement fournis par la chambre proportionnelle centrale CIP2k furent utilisés par le niveau de déclenchement L2 neuronal en lieu et place des éléments *cpvsum*, *cpvmax* et *cpvpos* que le système de déclenchement du vertex a cessé de délivrer à partir de ce moment. Les réseaux de neurones L2NN[1] et L2NN[3] ont alors été réentraînés sur base d'un échantillon d'événements DVCS et d'un échantillon d'événements de bruit de fonds collectés au cours de l'année 2006 en remplaçant les variables d'entrée précédemment fournies par le système de déclenchement du vertex par celles délivrées par la chambre CIP2k. Les variables fournies par le calorimètre LAr furent également modifiées, chacun des réseaux recourant désormais à l'énergie par quadrant uniquement dans la région du calorimètre à laquelle il est dédié et à l'énergie totale contenue dans les quatre quadrants dans l'autre région. Les tableaux 8.11 et 8.12 résument ces modifications et illustrent les caractéristiques des réseaux de neurones utilisés en 2006 après la période de prise de données 471723.

réseau de neurones	période de prise de données	échantillons d'entraînement
L2NN[1]	471723 - 492499 (2006)	signal DVCS 2006 + bruit de fonds DVCS 2006 (IF)
éléments de déclenchement fournis par le calorimètre LAr		
eifq0	Energie elm. + had. dans le quadrant 0 de la région IF	
eifq1	Energie elm. + had. dans le quadrant 1 de la région IF	
eifq2	Energie elm. + had. dans le quadrant 2 de la région IF	
eifq3	Energie elm. + had. dans le quadrant 3 de la région IF	
larfbc	Energie elm. + had. totale dans la région FB	
larcbc	Energie elm. + had. totale dans la région CB	
éléments de déclenchement fournis par le calorimètre SpaCal		
espq0	Energie elm. + had. dans le quadrant 0 du SpaCal	
espq1	Energie elm. + had. dans le quadrant 1 du SpaCal	
espq2	Energie elm. + had. dans le quadrant 2 du SpaCal	
espq3	Energie elm. + had. dans le quadrant 3 du SpaCal	
éléments fournis par le système de déclenchement de CIP2k		
cipcq0	Nbre de traces candidates dans le quadrant 0 de la région centrale	
cipcq1	Nbre de traces candidates dans le quadrant 1 de la région centrale	
cipcq2	Nbre de traces candidates dans le quadrant 2 de la région centrale	
cipcq3	Nbre de traces candidates dans le quadrant 3 de la région centrale	
cipbq0	Nbre de traces candidates dans le quadrant 0 de la région arrière	
cipbq1	Nbre de traces candidates dans le quadrant 1 de la région arrière	
cipbq2	Nbre de traces candidates dans le quadrant 2 de la région arrière	
cipbq3	Nbre de traces candidates dans le quadrant 3 de la région arrière	

TAB. 8.11 – Les différentes caractéristiques du réseau de neurones L2NN[1] basé sur les informations fournies par les calorimètres LAr et SpaCal et le système de déclenchement de la chambre proportionnelle CIP2k.

réseau de neurones	période de prise de données	échantillons d'entraînement
L2NN[3]	471723 - 492499 (2006)	signal DVCS 2006 + bruit de fonds DVCS 2006 (FB/CB)
éléments de déclenchement fournis par le calorimètre LAr		
larife	Energie elm. + had. totale dans la région IF	
efbq0	Energie elm. + had. dans le quadrant 0 de la région FB	
efbq1	Energie elm. + had. dans le quadrant 1 de la région FB	
efbq2	Energie elm. + had. dans le quadrant 2 de la région FB	
efbq3	Energie elm. + had. dans le quadrant 3 de la région FB	
ecbq0	Energie elm. + had. dans le quadrant 0 de la région CB	
ecbq1	Energie elm. + had. dans le quadrant 1 de la région CB	
ecbq2	Energie elm. + had. dans le quadrant 2 de la région CB	
ecbq3	Energie elm. + had. dans le quadrant 3 de la région CB	
éléments de déclenchement fournis par le calorimètre SpaCal		
espq0	Energie elm. + had. dans le quadrant 0 du SpaCal	
espq1	Energie elm. + had. dans le quadrant 1 du SpaCal	
espq2	Energie elm. + had. dans le quadrant 2 du SpaCal	
espq3	Energie elm. + had. dans le quadrant 3 du SpaCal	
éléments fournis par le système de déclenchement de CIP2k		
cipcq0	Nbre de traces candidates dans le quadrant 0 de la région centrale	
cipcq1	Nbre de traces candidates dans le quadrant 1 de la région centrale	
cipcq2	Nbre de traces candidates dans le quadrant 2 de la région centrale	
cipcq3	Nbre de traces candidates dans le quadrant 3 de la région centrale	
cipbq0	Nbre de traces candidates dans le quadrant 0 de la région arrière	
cipbq1	Nbre de traces candidates dans le quadrant 1 de la région arrière	
cipbq2	Nbre de traces candidates dans le quadrant 2 de la région arrière	
cipbq3	Nbre de traces candidates dans le quadrant 3 de la région arrière	

TAB. 8.12 – Les différentes caractéristiques du réseau de neurones L2NN[3] basé sur les informations fournies par les calorimètres LAr et SpaCal et le système de déclenchement de la chambre proportionnelle CIP2k.

8.6.3 Le quatrième niveau de déclenchement

Le premier algorithme de sélection implémenté au niveau L4 du système de déclenchement pour la période de prise de données 367257 - 380600 requiert les conditions illustrées sur le tableau 8.13. L'énergie E_{max} de la particule la plus énergétique reconstruite dans le calorimètre SpaCal doit être supérieure à 13 GeV et l'extension transverse $Ecra$ de la gerbe qu'elle développe doit être inférieure à 4 cm. L'énergie E_{max1} de la particule la plus énergétique dans le LAr doit être supérieure à 1 GeV tandis que l'énergie E_{max2} de la seconde particule la plus énergétique dans le LAr doit être inférieure à 1 GeV. La variable $E - p_z$ définie à partir des énergies et des impulsions longitudinales du photon et de l'électron diffusé au travers de la relation :

$$E - p_z = \sum_{i=p,e,\gamma} E_i - p_{zi} \simeq \sum_{i=e,\gamma} E_i - p_{zi} = 55 \text{ GeV} \quad (8.7)$$

doit être comprise dans l'intervalle $25 < E - p_z < 70$ GeV qui encadre sa valeur nominale de 55 GeV et la position en z du vertex doit être située dans la zone d'interaction nominale $-50 < z < 50$ cm pour les événements possédant un vertex reconstruit. Ces deux dernières conditions permettent de rejeter des événements de bruit de fonds qui ne sont pas issus d'une interaction entre les faisceaux d'électrons et de protons.

conditions du système de déclenchement L4 pour la période 367257-380600	
SpaCal	$E_{max} > 13 \text{ GeV}$ $E_{cra} < 4 \text{ cm}$
LAr	$E_{max 1} > 1 \text{ GeV}$ $E_{max 2} < 1 \text{ GeV}$
interaction ep physique	$25 \text{ GeV} < E - p_z < 70 \text{ GeV}$ $-50 \text{ cm} < z \text{ vertex} < 50 \text{ cm}$

TAB. 8.13 – Conditions du système de déclenchement L4 pour la période 367257-380600.

A partir de la période de prise de données 380601, les deux conditions illustrées sur le tableau 8.14 furent ajoutées aux précédentes. La première requiert que la variable d'acoplanarité définie comme la valeur absolue de la différence entre les angles azimutaux ϕ LAr et ϕ SpaCal associés aux dépôts d'énergie les plus importants dans les calorimètres LAr et SpaCal respectivement soit comprise entre 150° et 180° . La probabilité que le proton acquiert une impulsion transverse élevée étant très faible, les impulsions transverses du photon et de l'électron diffusé se compensent deux à deux et la distribution de la distance en ϕ qui les sépare dans le plan transverse est donc fortement piquée sur 180° . La deuxième condition impose la présence de deux paires de coups appariés au plus dans les trois premiers plans de détection du spectromètre à muons FMD situés avant l'aimant toroïdal. Cette requête a pour but de diminuer la contamination de l'échantillon d'événements enrichi en DVCS par des événements DIS caractérisés par un état hadronique final de faible masse invariante qui échappe en totalité ou en partie à la détection dans le détecteur principal H1.

conditions supplémentaires du système de déclenchement L4 pour la période > 380601
$150^\circ < \phi \text{ LAr} - \phi \text{ SpaCal} < 210^\circ$ N paires de coups FMD 1-2-3 ≤ 2

 TAB. 8.14 – Conditions supplémentaires du système de déclenchement L4 pour la période > 380601 .

8.7 Détermination de l'efficacité de déclenchement et erreur associée

Un événement n'est présent sur bande que s'il a été conservé par le système de déclenchement S qui lui est spécifique ou par l'un des autres systèmes de déclenchement alimentant le système d'acquisition de données. Pour étudier l'efficacité de sélection de S , on considère au sein des événements satisfaisant aux critères de sélection de l'analyse un sous-échantillon retenu par un ensemble aussi large que possible de sous-déclencheurs indépendants de S .

On peut identifier la séquence de décisions prises par un système de déclenchement S à une succession d'essais indépendants, le résultat dichotomique de chaque essai individuel correspondant à l'acceptation ou au rejet du signal par S . Si on suppose que le système de déclenchement conserve les événements recherchés avec une probabilité constante dans le temps et donnée par son efficacité ε , la probabilité $B(n, N)$ d'obtenir un nombre n de déclenchements au cours de l'analyse d'un nombre N d'événements d'intérêt est donnée par la distribution binomiale :

$$B(n, N) = \binom{N}{n} \varepsilon^n (1 - \varepsilon)^{N-n}. \quad (8.8)$$

La moyenne m et la variance σ^2 du nombre de déclenchements observés ont alors pour expression :

$$m = \sum_{n=0}^N n B(n, N) = N \varepsilon, \quad (8.9)$$

$$\sigma^2 = \sum_{n=0}^N (n - m)^2 B(n, N) = N \varepsilon (1 - \varepsilon). \quad (8.10)$$

En remplaçant l'efficacité vraie ε par son estimateur $\hat{\varepsilon} = n/N$ dans les résultats 8.9 et 8.10, on obtient pour estimateurs de la moyenne et de la variance du nombre d'événements enregistrés :

$$\hat{m} = N \hat{\varepsilon} = n, \quad (8.11)$$

$$\hat{\sigma}^2 = N \hat{\varepsilon} (1 - \hat{\varepsilon}) = \frac{n(N - n)}{N}. \quad (8.12)$$

En effectuant l'approximation que l'estimateur de l'écart-type est donné par la racine de l'estimateur de la variance, l'efficacité vraie ε peut finalement être approchée par la relation :

$$\varepsilon = \hat{\varepsilon} \pm \hat{\sigma}_\varepsilon = \frac{n}{N} \pm \sqrt{\frac{n(N - n)}{N^3}}. \quad (8.13)$$

8.7.1 Efficacité des éléments L1 fournis par le SpaCal pour l'année 2004

Les efficacités des éléments du premier niveau de déclenchement fournis par le calorimètre SpaCal sont déterminées à partir d'un échantillon d'événements de diffusion profondément inélastique à courant neutre pour lesquels l'électron diffusé est détecté dans le SpaCal. Le tableau 8.15 résume les conditions de sélection de l'échantillon DIS. La présence d'un vertex reconstruit dans la zone d'interaction nominale, la requête d'un état final hadronique dans le calorimètre LAr et les coupures sur la variable $E - p_z$ permettent de rejeter les événements de bruit de fonds engendrés par le faisceau de protons et dont la conservation conduirait à sous-estimer les efficacités des éléments L1 du SpaCal. Les zones inactives du calorimètre sont celles reprises par le tableau 6.2.

Conditions de sélection de l'échantillon DIS
électron reconstruit dans le SpaCal $E_e > 15 \text{ GeV}$ $p_{te} > 1 \text{ GeV}$ $ z_{vertex} < 30 \text{ cm}$ $N_{HFS} \text{ LAr} > 1$ $35 < E - p_z < 70 \text{ GeV}$ exclusion des régions inactives du SpaCal

TAB. 8.15 – Conditions de sélection de l'échantillon d'événements DIS utilisé pour déterminer les efficacités des éléments du premier niveau de déclenchement fournis par le SpaCal.

sous-déclencheurs	éléments L1
S64	LAr_IF > 1 && LAr_Etrans > 2
S66	LAr_IF > 1 && LAr_Etmiss > 2
S67	LAr_electron_1
S77	CIP_sig > 0 && LAr_Etmiss > 1
éléments L1	définitions
LAr_IF	Somme des énergies électromagnétique et hadronique dans la région IF
LAr_Etrans	Somme des énergies électromagnétique et hadronique dans l'ensemble du LAr pondérée par $\sin \theta$
LAr_Etmiss	Somme des énergies électromagnétique et hadronique dans l'ensemble du LAr pondérée par $\sin \theta \sin \phi$, $\sin \theta \cos \phi$
LAr_electron_1	énergie électromagnétique > E_1 et énergie hadronique < E_1 dans l'ensemble du LAr
CIP_sig	Significane du maximum dans la distribution du z vertex Nb. traces centrales > $k \times [\text{Nb. traces avant} + \text{Nb. traces arrières}]$ CIP_sig = 1, 2, 3 pour $k = 1, 2, 4$ respectivement

TAB. 8.16 – Sous-déclencheurs utilisés pour déterminer l'efficacité des éléments L1 du SpaCal.

L'ensemble de sous-déclencheurs indépendants utilisé pour déterminer l'efficacité des éléments L1 du SpaCal est constitué des sous-systèmes S64, S66, S67 et S77 qui ne possèdent pas de deuxième niveau de déclenchement et pour lesquels le premier niveau fait uniquement intervenir des éléments fournis par le calorimètre LAr et la chambre proportionnelle centrale dans le cas de S77. Les conditions L1 requises par chacun de ces sous-déclencheurs sont résumées dans le tableau 8.16.

L'échantillon de contrôle obtenu à l'aide de la combinaison décrite comporte 125343 événements pour l'année 2004, une statistique élevée qui explique le recours à un échantillon DIS pour déterminer l'efficacité du premier niveau de déclenchement. On examine dans un premier temps la stabilité temporelle de l'élément SPCLe_ToF_E_2, de la combinaison SPCLe_IET > 2 || SPCLe_IET_Cen_3 prise dans son ensemble pour éviter les effets de bord engendrés par la séparation du SpaCal en régions centrale et extérieure et de la condition globale obtenue à partir des deux précédentes. Les trois figures 8.13 représentent respectivement les efficacités de l'élément SPCLe_ToF_E_2, de la combinaison SPCLe_IET > 2 || SPCLe_IET_Cen_3 et de la condition globale en fonction de périodes de luminosité intégrée de valeur sensiblement constante et égale à 0.5 pb^{-1} . Les efficacités des éléments L1 SpaCal sont comprises entre 96 et 99 % à l'exception de certaines périodes de prise de données au cours desquelles l'efficacité se dégrade considérablement. On divise alors dans un deuxième temps le lot de données de l'année 2004 en différentes périodes selon la stabilité de la condition globale ainsi qu'illustré sur la troisième distribution de la figure 8.13.

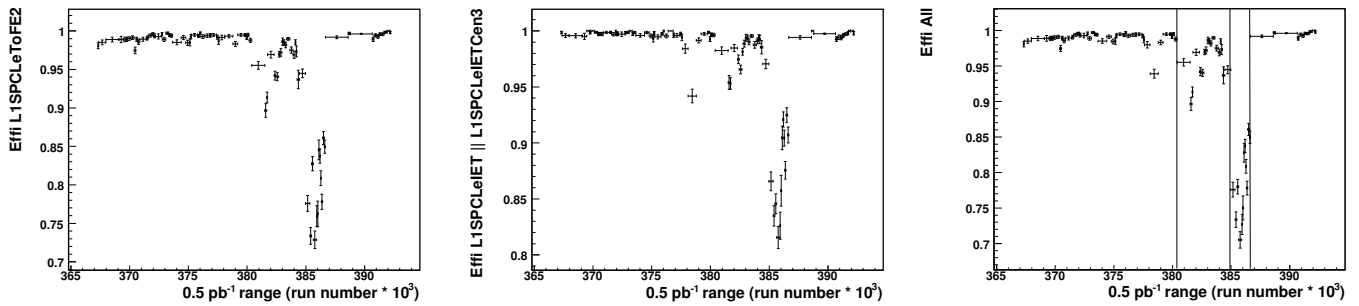


FIG. 8.13 – Stabilité temporelle de l'élément SPCLe_ToF_E_2, de la combinaison SPCLe_IET > 2 || SPCLe_IET_Cen_3 et de la condition globale (SPCLe_IET > 2 || SPCLe_IET_Cen_3) && SPCLe_ToF_E_2. L'efficacité est représentée en fonction de périodes de luminosité intégrée de valeur sensiblement constante et égale à 0.5 pb^{-1} .

Le premier intervalle est fourni par la période de prise de données 367257-380402 qui correspond à une luminosité intégrée de 17.8 pb^{-1} . L'efficacité de l'ensemble des conditions L1 du SpaCal est représentée sur la figure 8.14 en fonction de l'énergie E , de l'angle polaire θ , de l'angle azimutal ϕ et des positions x , y , R dans le plan transverse pour l'électron diffusé dans le calorimètre arrière. L'efficacité possède pendant cette première période une valeur moyenne de 99 % et la correction correspondante est appliquée à l'échantillon DVCS sous la forme d'un facteur global.

Le deuxième intervalle est fourni par la période de prise de données 380403-384969 qui correspond à une luminosité intégrée de 9.1 pb^{-1} . L'efficacité de l'ensemble des conditions L1 du SpaCal est représentée sur la figure 8.15 en fonction des variables E , θ , ϕ , x , y et R de l'électron diffusé dans le calorimètre arrière. L'efficacité possède durant cette deuxième période une valeur moyenne de 96 % qui est également appliquée en terme de facteur global de correction à l'échantillon DVCS.

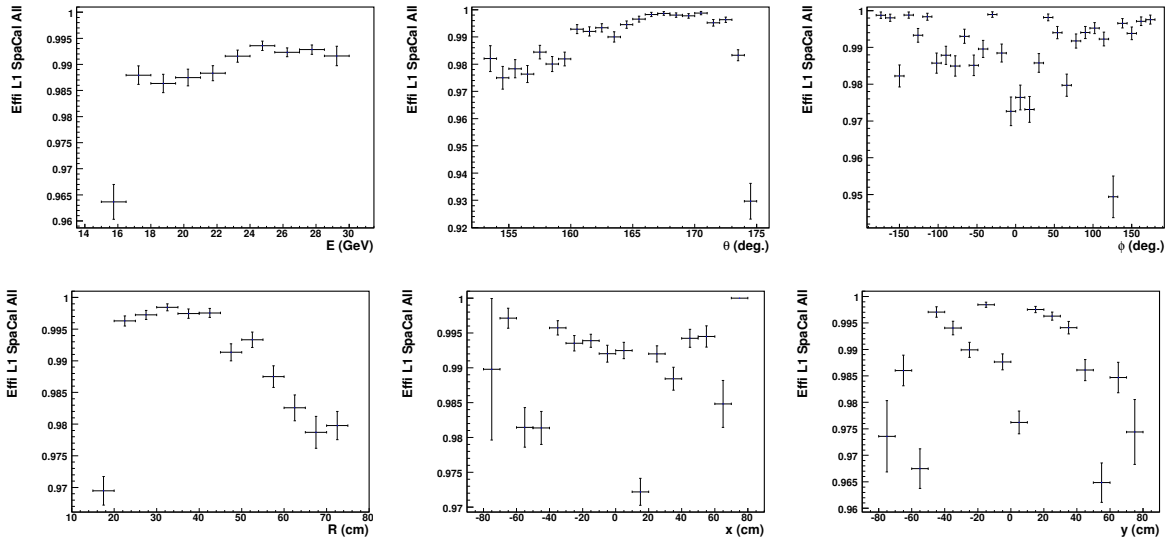


FIG. 8.14 – Efficacité de l'ensemble des conditions L1 du SpaCal en fonction de l'énergie E , de l'angle polaire θ , de l'angle azimutal ϕ et des positions x , y , R dans le plan transverse pour l'électron diffusé dans le calorimètre SpaCal pendant la période de prise de données 367257-380402.

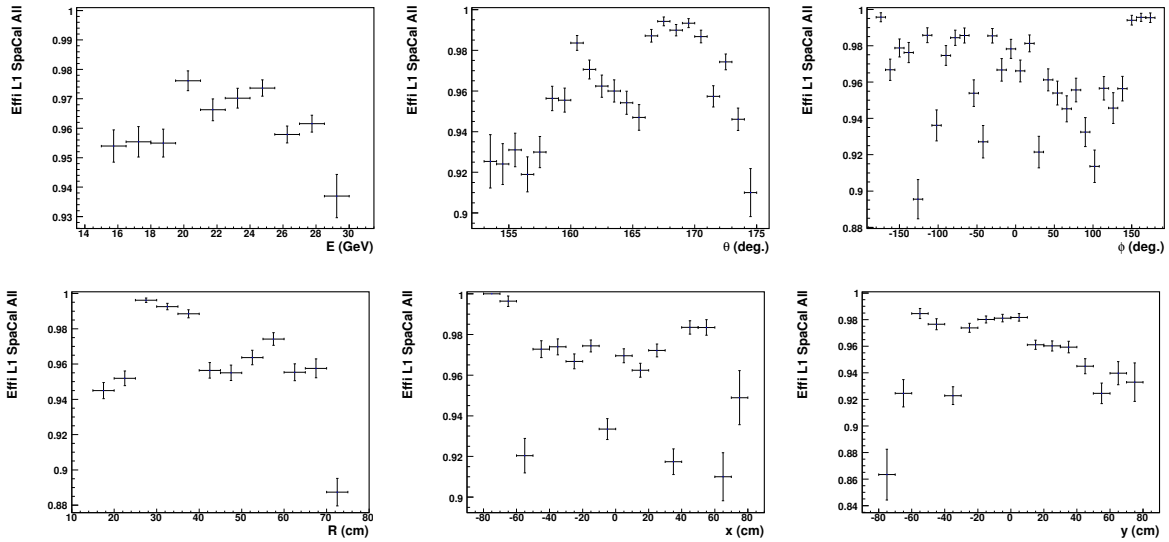


FIG. 8.15 – Efficacité de l'ensemble des conditions L1 du SpaCal en fonction de l'énergie E , de l'angle polaire θ , de l'angle azimutal ϕ et des positions x , y , R dans le plan transverse pour l'électron diffusé dans le calorimètre SpaCal pendant la période de prise de données 380403-384969.

Le troisième intervalle est fourni par la période de prise de données 384970-386660. L'efficacité de l'ensemble des conditions L1 du SpaCal se dégrade considérablement au cours de cette époque et après étude de sa stabilité par intervalle de 15 périodes de prise de données, on a décidé de rejeter de l'analyse l'ensemble des intervalles de 15 périodes pour lesquels l'estimation supérieure de l'efficacité $\varepsilon + \sigma_\varepsilon$ est inférieure à 80 %. Le tableau 8.17 reprend la liste de ces périodes de prise de données non utilisées dans l'analyse DVCS et la luminosité intégrée de la période est alors de 3.3 pb^{-1} . L'efficacité de l'ensemble des conditions L1 du SpaCal pour le troisième intervalle de prise de données 384970-386660 dont on a exclu les périodes mentionnées au tableau 8.17 est représentée sur la figure 8.16 en fonction des variables E , θ , ϕ , x , y et R de l'électron diffusé dans le calorimètre arrière, sa valeur moyenne pour cette troisième période étant d'environ 83 %.

Périodes exclues de l'analyse DVCS	
385015 - 385075	385840 - 385855
385330 - 385345	385870 - 385930
385360 - 385390	385945 - 386005
385600 - 385630	386080 - 386095
385780 - 385810	386335 - 386365

TAB. 8.17 – Liste des intervalles de 15 périodes de prise de données pour lesquels l'estimation supérieure de l'efficacité $\varepsilon + \sigma_\varepsilon$ est inférieure à 80 % et qui sont exclus de l'analyse DVCS.

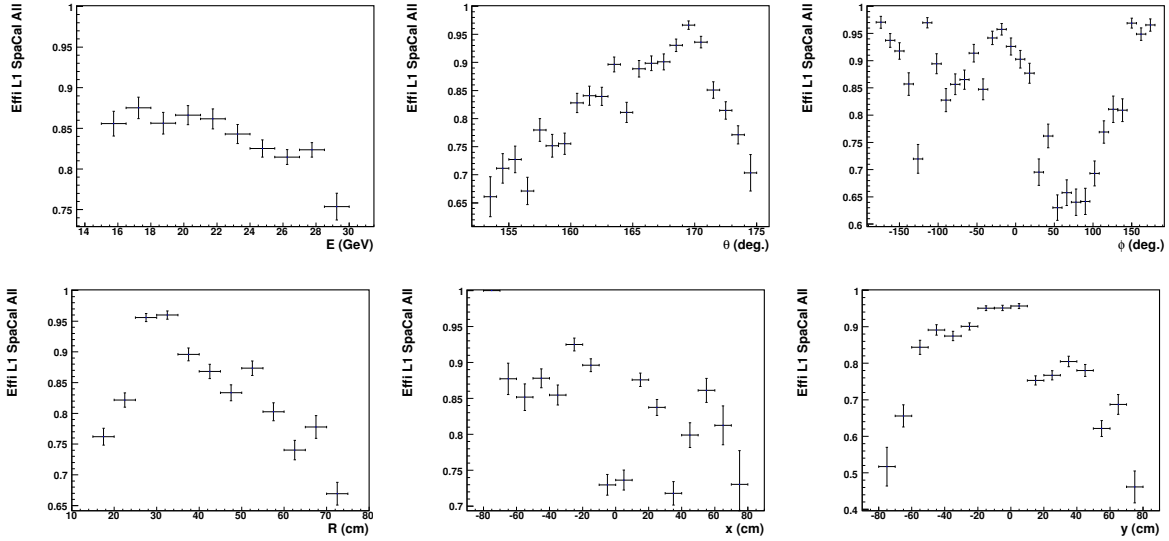


FIG. 8.16 – Efficacité de l'ensemble des conditions L1 du SpaCal en fonction de l'énergie E , de l'angle polaire θ , de l'angle azimutal ϕ et des positions x , y , R dans le plan transverse pour l'électron diffusé dans le calorimètre SpaCal pendant la période de prise de données 384970-386660 dont on a exclu les périodes reprises au tableau 8.17.

On observe à présent un comportement marqué de l'efficacité des éléments L1 du SpaCal en fonction des différentes variables caractéristiques de l'électron. On a choisi de corriger la distribution de l'efficacité en fonction de la position transverse R de l'électron dans le SpaCal, cette variable étant intrinsèque au calorimètre et ne dépendant pas contrairement aux angles de diffusion de la position en z du vertex. L'application d'une correction fonction de la position en (x, y) a été écartée en raison de la statistique insuffisante pour obtenir un découpage fin dans le plan transverse. Les efficacités dans les différentes régions en R et les facteurs correctifs qui en découlent sont présentés au tableau 8.18 avec leurs erreurs statistiques respectives. L'application des poids w aux distributions des efficacités de la figure 8.16 est représentée sur la figure 8.17 dans laquelle les erreurs indiquées correspondent aux erreurs statistiques et aux erreurs σ_w sur les facteurs correctifs ajoutées en quadrature. Il est important de remarquer que si la correction de l'efficacité par rapport à la position R dans le plan transverse se propage correctement aux distributions en fonction de l'énergie et de l'angle polaire θ , les distributions en terme des variables x , y et ϕ ne sont par contre pas totalement corrigées par l'application de cette repondération.

R	ε (%)	σ_ε (%)	w	σ_w	R	ε (%)	σ_ε (%)	w	σ_w
15 cm - 20 cm	76.2	1.4	1.312	0.023	45 cm - 50 cm	83.4	1.3	1.200	0.019
20 cm - 25 cm	82.2	1.2	1.217	0.017	50 cm - 55 cm	87.3	1.2	1.145	0.015
25 cm - 30 cm	95.6	0.7	1.046	0.007	55 cm - 60 cm	80.3	1.5	1.246	0.023
30 cm - 35 cm	96.0	0.7	1.042	0.007	60 cm - 65 cm	74.0	1.6	1.351	0.029
35 cm - 40 cm	89.6	1.1	1.116	0.013	65 cm - 70 cm	77.8	1.9	1.286	0.031
40 cm - 45 cm	86.8	1.2	1.152	0.015	70 cm - 75 cm	66.9	1.9	1.494	0.041

TAB. 8.18 – Efficacités ε de l'ensemble des conditions L1 du SpaCal en fonction de la position R de l'électron dans le plan transverse et facteurs correctifs associés w pendant la période de prise de données 384970-386660 dont on a exclu les périodes reprises au tableau 8.17.

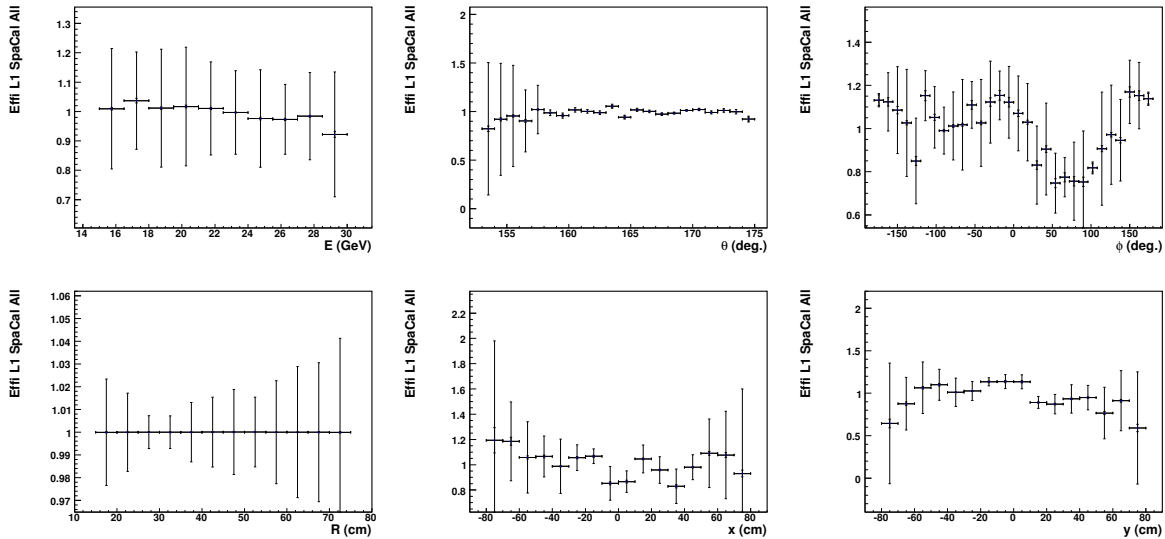


FIG. 8.17 – Correction de l'efficacité de l'ensemble des conditions L1 du SpaCal en fonction des variables E , θ , ϕ , x , y et R de l'électron diffusé dans le calorimètre arrière à l'aide des facteurs de poids issus de la repondération de l'efficacité en R pour la période de prise de données 384970-386660 dont on a exclu les périodes reprises au tableau 8.17. Les erreurs indiquées correspondent aux erreurs statistiques et aux erreurs sur les facteurs correctifs w ajoutées en quadrature.

Le quatrième et dernier intervalle pour l'année 2004 est fourni par la période de prise de données 386661-392213 qui correspond à une luminosité intégrée de 5.8 pb^{-1} . L'efficacité de l'ensemble des conditions L1 du SpaCal est représentée sur la figure 8.18 en fonction des variables E , θ , ϕ , x , y et R de l'électron diffusé dans le calorimètre arrière. Sa valeur moyenne pendant cette quatrième période est de $99.6 \pm 0.1 \%$ et la correction est appliquée à l'échantillon de données DVCS sous la forme d'un facteur global.

On note finalement que la présence des éléments de veto !SPCLh_AToF_E_1 && !SPCLh_ToF_E_2 n'introduit aucune inefficacité dans l'ensemble des conditions L1 fournies par le SpaCal dont le tableau 8.19 résume la situation pour l'année 2004, les facteurs correctifs mentionnés n'étant pas appliqués par période de prise de données mais selon une fréquence proportionnelle au rapport entre la luminosité intégrée de chacune des périodes et celle qui caractérise l'ensemble de l'année 2004.

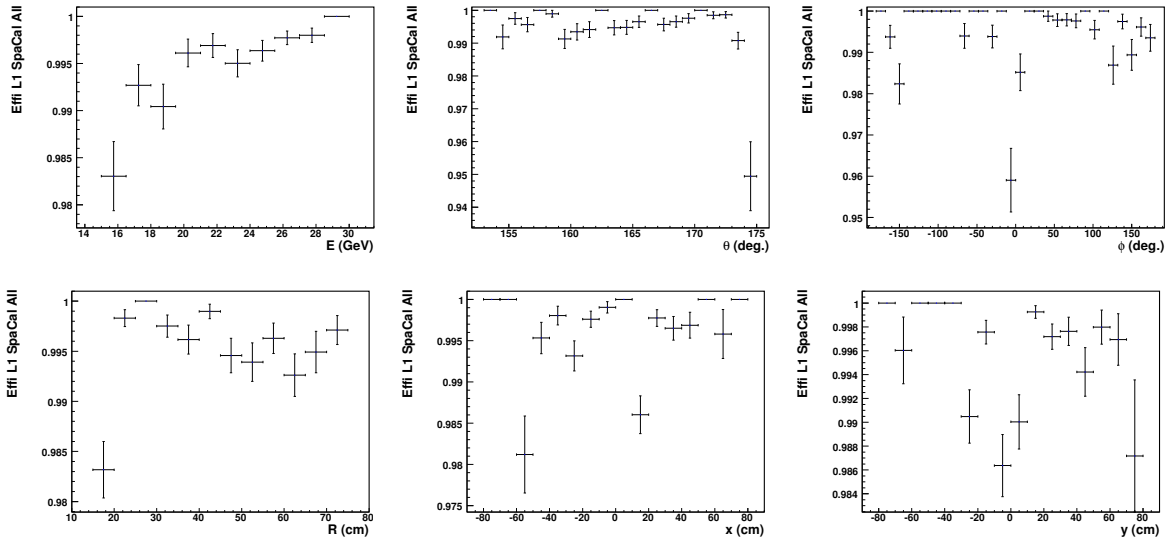


FIG. 8.18 – Efficacité de l'ensemble des conditions L1 du SpaCal en fonction des variables E , θ , ϕ , x , y et R de l'électron diffusé dans le calorimètre arrière pendant la période 386661-392213.

périodes de prise de données	luminosité intégrée	ε globale L1 SpaCal	facteur correctif
367257-380402	17.8 pb ⁻¹	99 %	global
380403-384969	9.1 pb ⁻¹	96 %	global
384970-386660	3.3 pb ⁻¹	83 %	fonction de R SpaCal
386661-392213	5.8 pb ⁻¹	99.6 %	global

TAB. 8.19 – Efficacités de l'ensemble des conditions L1 du SpaCal et corrections appliquées en 2004.

8.7.2 Efficacité des éléments L1 fournis par le SpaCal pour l'année 2005

L'échantillon de contrôle d'événements DIS dont l'électron est détecté dans le calorimètre SpaCal et pour lesquels les conditions des systèmes de déclenchement indépendants S64, S66, S67 et S77 sont satisfaites est constitué pour l'année 2005 de 279153 événements. On commence à nouveau par examiner la stabilité temporelle de l'élément SPCLe_ToF_E_2, de la combinaison SPCLe_IET > 2 || SPCLe_IET_Cen_3 et de la condition globale obtenue à partir des deux précédentes. Les trois figures 8.19 représentent respectivement les efficacités de l'élément SPCLe_ToF_E_2, de la combinaison SPCLe_IET > 2 || SPCLe_IET_Cen_3 et de la condition globale en fonction de périodes de luminosité intégrée de valeur sensiblement constante et égale à 0.5 pb⁻¹. Les efficacités des éléments L1 du SpaCal étant de l'ordre de 99 % pendant toute la durée de l'année 2005, aucune division du lot de données n'est ici nécessaire.

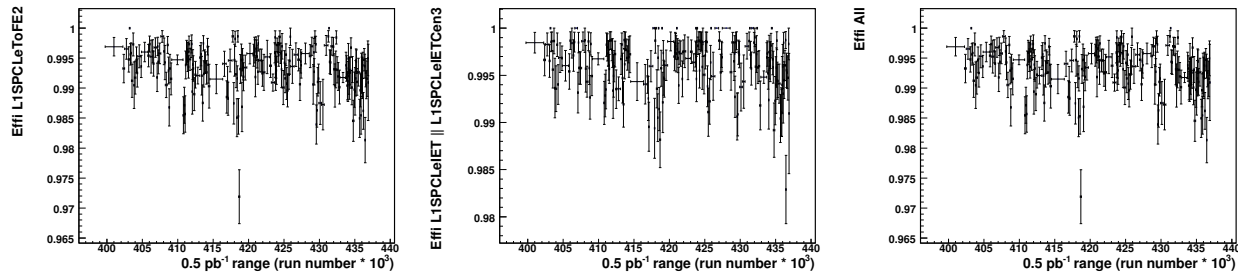


FIG. 8.19 – Stabilité temporelle de l'élément SPCLe_ToF_E_2, de la combinaison SPCLe_IET > 2 || SPCLe_IET_Cen_3 et de la condition globale (SPCLe_IET > 2 || SPCLe_IET_Cen_3) && SPCLe_ToF_E_2. L'efficacité est représentée en fonction de périodes de luminosité intégrée de valeur sensiblement constante et égale à 0.5 pb⁻¹.

L'efficacité de l'ensemble des conditions L1 du SpaCal est représentée sur la figure 8.20 en fonction de l'énergie E , de l'angle polaire θ , de l'angle azimutal ϕ et des positions x , y , R dans le plan transverse pour l'électron diffusé dans le calorimètre arrière. L'efficacité possède une valeur moyenne de 99.3 % pour l'ensemble de l'année 2005 et la correction correspondante est appliquée à l'échantillon DVCS sous la forme d'un facteur global. On note à nouveau que la présence des éléments de veto !SPCLh_AToF_E_1 && !SPCLh_ToF_E_2 n'introduit aucune inefficacité dans l'ensemble des conditions L1 fournies par le SpaCal.

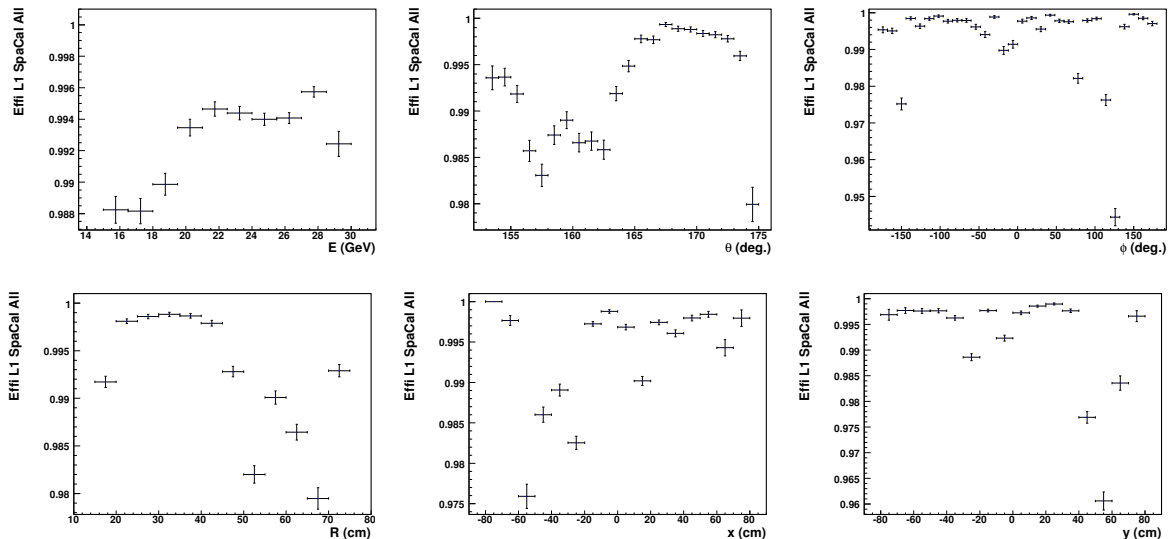


FIG. 8.20 – Efficacité de l'ensemble des conditions L1 du SpaCal en fonction de l'énergie E , de l'angle polaire θ , de l'angle azimutal ϕ et des positions x , y , R dans le plan transverse pour l'électron diffusé dans le calorimètre SpaCal pendant les périodes de prise de données de l'ensemble de l'année 2005.

8.7.3 Efficacité de l'élément L1 fourni par le système FTT pendant l'année 2005

L'efficacité de l'élément de déclenchement L1 fourni par le système FTT est déterminée sur base de l'échantillon enrichi en DVCS et de l'échantillon de contrôle obtenus à partir des critères de sélection résumés dans le tableau 8.2 à l'exception de la condition de veto sur le nombre de paires de coups dans le spectromètre à muons avant FMD qui est ici relevée. Les systèmes de déclenchement indépendants auxquels on a recourt sont les sous-déclencheurs S64, S66, S67, S0 et S3.

sous-déclencheurs	éléments L1	éléments L2
S0	SPCLe_IET > 1	SPCL_R20 (L2TT[17])
S3	SPCLe_IET > 2	SPCL_R30 (L2TT[16])
éléments L1	définitions	
SPCLe_IET > 1	présence d'un dépôt d'énergie supérieure à 6.0 GeV dans la partie électromagnétique externe du SpaCal	
SPCLe_IET > 2	présence d'un dépôt d'énergie supérieure à 9.0 GeV dans la partie électromagnétique externe du SpaCal	
éléments L2	définitions	
SPCL_R20 (L2TT[17])	coupure dans le plan transverse du SpaCal correspondant approximativement à $R > 20$ cm	
SPCL_R30 (L2TT[16])	coupure dans le plan transverse du SpaCal correspondant approximativement à $R > 30$ cm	

TAB. 8.20 – Sous-déclencheurs S0 et S3 utilisés pour déterminer l'efficacité de l'élément FTT L1.

Les trois premiers qui ont déjà été utilisés précédemment pour déterminer l'efficacité des éléments L1 du SpaCal ne possèdent pas de deuxième niveau de déclenchement et font uniquement intervenir au niveau L1 des éléments fournis par le calorimètre LAr. Les sous-déclencheurs S0 et S3 nouvellement introduits possèdent quant à eux des niveaux L1 et L2 uniquement basés sur des informations fournies par le calorimètre SpaCal et dont les définitions sont illustrées sur le tableau 8.20. Les efficacités de l'élément FTT_mul_Ta sont d'abord estimées séparément pour chacun des échantillons enrichi en DVCS et de contrôle puis globalement pour l'ensemble des deux échantillons. Le tableau 8.21 présente les résultats obtenus pour les deux périodes de prise de données 421376-422120 et 422121-436893 au cours desquelles les conditions $FTT_mul_Ta < 7$ et $FTT_mul_Ta < 4$ sont successivement appliquées. L'efficacité globale de 100 % pour la première période et de 99.8 ± 0.1 % pour la seconde ne présente pas de dépendance vis-à-vis de l'échantillon. La figure 8.21 montre finalement les distributions de la multiplicité FTT_mul_Ta pour l'échantillon enrichi en DVCS et pour l'échantillon de contrôle respectivement.

échantillon enrichi en DVCS				
période	condition L1 FTT	échantillon de base	condition appliquée	efficacité
421376-422120	$FTT_mul_Ta < 7$	40 événements	40 événements	100 %
422121-436893	$FTT_mul_Ta < 4$	1767 événements	1763 événements	99.8 ± 0.1 %
échantillon de contrôle BH				
période	condition L1 FTT	échantillon de base	condition appliquée	efficacité
421376-422120	$FTT_mul_Ta < 7$	112 événements	112 événements	100 %
422121-436893	$FTT_mul_Ta < 4$	3229 événements	3223 événements	99.8 ± 0.1 %
somme des deux échantillons				
période	condition L1 FTT	échantillon de base	condition appliquée	efficacité
421376-422120	$FTT_mul_Ta < 7$	152 événements	152 événements	100 %
422121-436893	$FTT_mul_Ta < 4$	4996 événements	4986 événements	99.8 ± 0.1 %

TAB. 8.21 – Efficacités des conditions $FTT_mul_Ta < 7$ et $FTT_mul_Ta < 4$ pour l'année 2005.

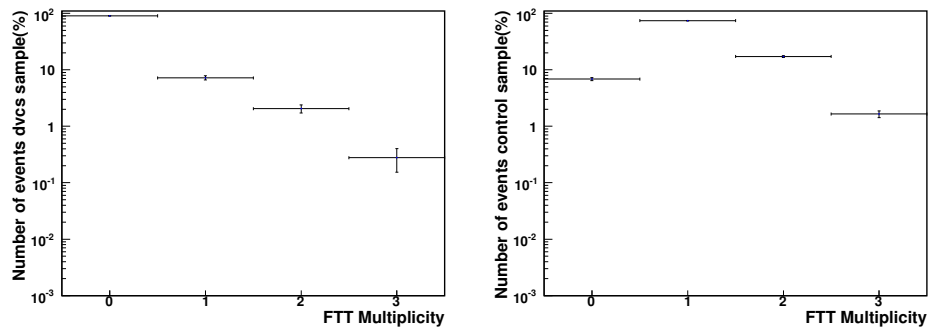


FIG. 8.21 – Distributions de la multiplicité FTT_mul_Ta au cours de l'année 2005 pour l'échantillon enrichi en DVCS et pour l'échantillon de contrôle respectivement.

8.7.4 Efficacité des éléments de déclenchement L2 pour l'année 2004

On utilise pour estimer les efficacités des éléments de déclenchement L2 topologiques et neuronaux un sous-échantillon d'événements DVCS et BH retenus par les sous-déclencheurs S0 et S3 et pour lesquels les conditions L1 SpaCal précédemment étudiées à l'aide des échantillons inclusifs sont vérifiées. Il importe en effet de ne mesurer ici que l'efficacité propre au deuxième niveau de déclenchement, les corrections à apporter aux efficacités du premier niveau étant appliquées indépendamment. On entend par événements DVCS et BH l'union de l'échantillon enrichi en DVCS et de l'échantillon de contrôle établis à partir des critères de sélection du tableau 8.2 à l'exception de la condition de veto sur le nombre de paires de coups dans le spectromètre FMD qui est ici ignorée. Les conditions sur la coplanarité et la variable $E - p_z$ présentées dans les tableaux 8.13 et 8.14 sont quant à elles appliquées. La détermination de l'efficacité des niveaux L2 est basée sur le découpage de l'année 2004 selon les différentes périodes mentionnées par les tableaux 8.6 et 8.7.

Efficacité des éléments L2 pendant la période 367257 - 372485 (L2NN[11] I)

Le nombre d'événements conservés par les sous-déclencheurs S0 et S3 pendant cette période est de 940. On étudie dans un premier temps la stabilité temporelle du deuxième niveau de déclenchement et la figure 8.22 représente respectivement les efficacités des éléments L2TT[30] et L2NN[11] en fonction de périodes de prise de données de luminosité intégrée sensiblement constante et égale à 0.5 pb^{-1} . L'efficacité globale de l'élément neuronal L2NN[11] du système S41 étant de $55.6 \pm 1.6 \%$, on utilise uniquement le système de déclenchement S17 pendant la période de prise de données 367257 - 372485 dont on rejette l'intervalle 370858 - 371414 pour lequel l'efficacité globale de l'élément L2TT[30] chute à une valeur de $18.4 \pm 5.5 \%$. La luminosité intégrée accumulée par le système S17 pendant cette période est de 5.2 pb^{-1} et correspond à une pondération moyenne des événements conservés de 1.61.

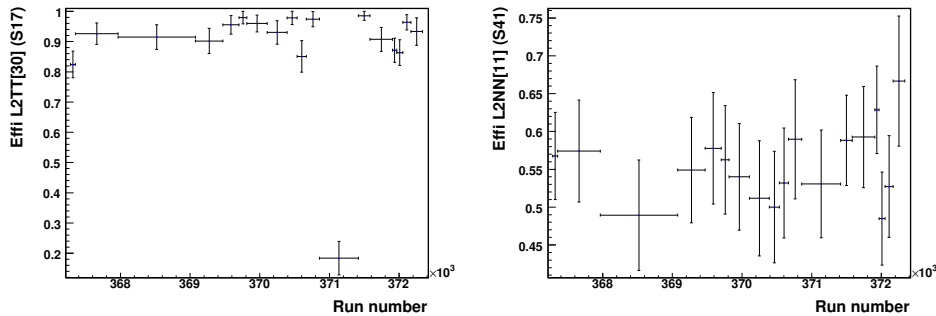


FIG. 8.22 – Stabilité temporelle des éléments de déclenchement L2TT[30] et L2NN[11] pendant la période de prise de données 367257 - 372485. L'efficacité est représentée en fonction de périodes de prise de données de luminosité intégrée sensiblement constante et égale à 0.5 pb^{-1} .

L'efficacité de l'élément L2TT[30] qui possède une valeur globale de $92.1 \pm 0.9 \%$ est illustrée sur la figure 8.23 en fonction de l'angle polaire θ , de l'angle azimutal ϕ , de l'énergie E et de l'impulsion transverse p_t de la particule présente dans le calorimètre LAr. Les distributions de l'efficacité en fonction de la coplanarité et de la variable $E - p_z$ sont également présentées. La correction est appliquée en fonction de l'énergie de la particule dans le calorimètre LAr ainsi qu'illustré sur le tableau 8.22 et les distributions de l'efficacité corrigée sont présentées sur la figure 8.24.

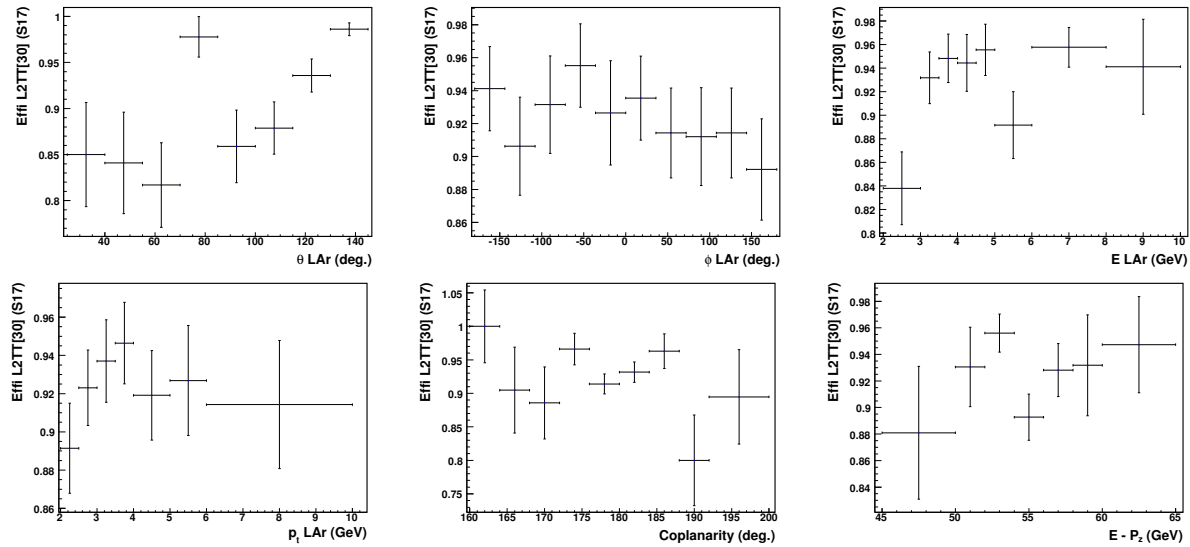


FIG. 8.23 – Efficacité de l'élément L2TT[30] pendant la période de prise de données 367257 - 372485, dont on a exclu l'intervalle 370858 - 371414, en fonction de l'angle polaire θ , de l'angle azimutal ϕ , de l'énergie E et de l'impulsion transverse p_t de la particule dans le LAr, de la coplanarité et de la variable $E - p_z$.

E LAr	ε (%)	σ_ε (%)	w	σ_w	E LAr	ε (%)	σ_ε (%)	w	σ_w
2 - 3 GeV	83.8	3.1	1.193	0.044	4.5 - 5 GeV	95.6	2.2	1.047	0.024
3 - 3.5 GeV	93.2	2.2	1.073	0.025	5 - 6 GeV	89.2	2.8	1.122	0.036
3.5 - 4 GeV	94.8	2.1	1.055	0.023	6 - 8 GeV	95.8	1.7	1.044	0.018
4 - 4.5 GeV	94.4	2.4	1.059	0.027	> 8 GeV	94.1	4.0	1.063	0.046

TAB. 8.22 – Efficacités de l'élément L2TT[30] en fonction de l'énergie de la particule dans le LAr et facteurs correctifs associés w pendant la période de prise de données 367257 - 372485 dont on a exclu l'intervalle 370858 - 371414.

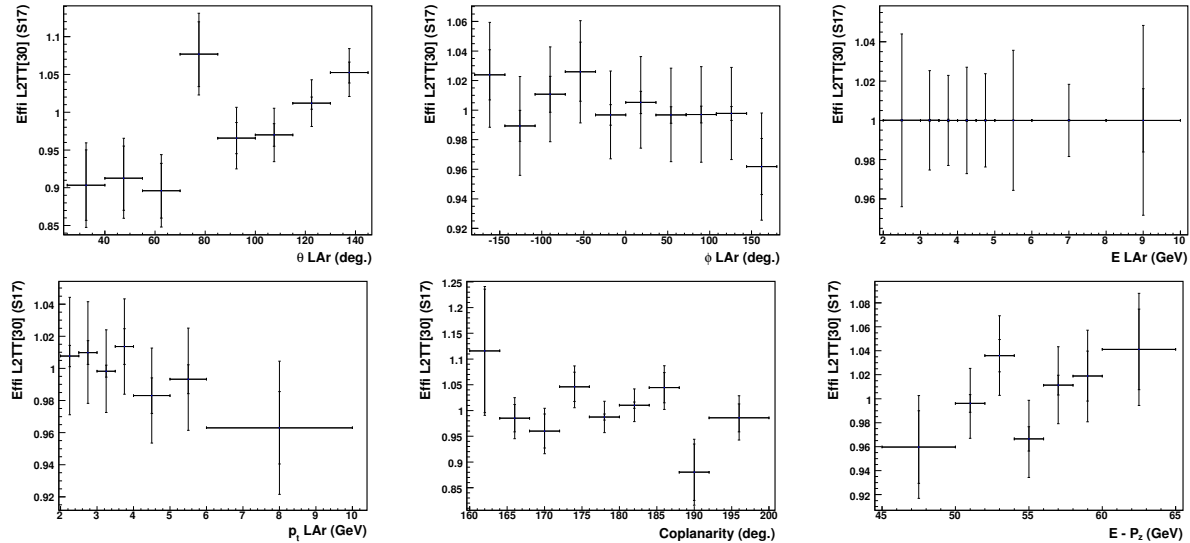


FIG. 8.24 – Efficacité corrigée de l'élément L2TT[30] pendant la période de prise de données 367257 - 372485 dont on a exclu l'intervalle 370858 - 371414 en fonction des variables θ , ϕ , E et p_t de la particule dans le LAr, de la coplanarité et de la variable $E - p_z$. Les erreurs indiquées correspondent aux erreurs statistiques et aux erreurs sur les facteurs correctifs ajoutées en quadrature.

Efficacité des éléments L2 pendant la période 372486 - 387941 (L2NN[11] II)

Le nombre d'événements conservés par les sous-déclencheurs S0 et S3 pendant cette période est de 2458. On commence par étudier la stabilité temporelle du deuxième niveau de déclenchement et la figure 8.25 représente respectivement les efficacités des éléments L2TT[30] et L2NN[11] en fonction de périodes de prise de données de luminosité intégrée sensiblement constante et égale à 0.5 pb^{-1} . L'efficacité globale de l'élément L2TT[30] étant de $95.3 \pm 0.4 \%$ et celle de l'élément L2NN[11] de $90.3 \pm 0.6 \%$, les deux systèmes de déclenchement sont utilisés pendant cette deuxième période de prise de données selon un ordre donnant la priorité au système qui possède la pondération moyenne des événements la plus faible. La luminosité intégrée accumulée par le système S17 pendant cette période est de 24.6 pb^{-1} et correspond à une pondération moyenne des événements conservés de 1.13, celle accumulée par S41 est de 25.5 pb^{-1} pour une pondération moyenne des événements conservés de 1.06. Le premier déclencheur auquel on recourt est dès lors S41 et la stratégie opérée est la suivante. On caractérise la période par la luminosité intégrée accumulée par le système S41 et un événement conservé par ce dernier se voit par conséquent attribuer un poids égal à l'unité. Si l'événement n'est pas conservé par le déclencheur S41 pour des raisons d'inefficacité L2 et non de pondération des événements à la sortie du premier niveau de déclenchement, condition que l'on vérifie en ne considérant pas les événements pour lesquels les niveaux L1 raw et L2NN[11] du système S41 sont vérifiés, on considère la réponse que fournit le système de déclenchement S17. Un événement conservé par ce dernier se voit alors attribuer un poids de 1.07 donné par le rapport des pondérations de S17 et de S41 et l'efficacité de l'ensemble de la période est dictée par le comportement du deuxième niveau du système S17 que l'on aborde à présent. Les efficacités de l'élément L2TT[30] sont illustrées sur la figure 8.26 en fonction de l'angle polaire θ , de l'angle azimutal ϕ , de l'énergie E et de l'impulsion transverse p_t de la particule dans le calorimètre LAr et en fonction de la coplanarité et de la variable $E - p_z$. La correction est appliquée en fonction de l'énergie de la particule dans le calorimètre LAr ainsi qu'illustré sur le tableau 8.23 et les distributions de l'efficacité corrigée sont présentées sur la figure 8.27.

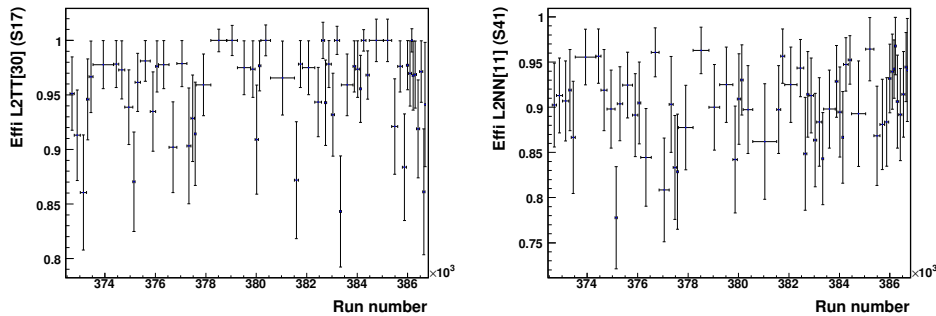


FIG. 8.25 – Stabilité temporelle des éléments de déclenchement L2TT[30] et L2NN[11] pendant la période de prise de données 372486 - 387941 dont on a exclu l'intervalle 383404 - 383591. L'efficacité est représentée en fonction de périodes de prise de données de luminosité intégrée sensiblement constante et égale à 0.5 pb^{-1} .

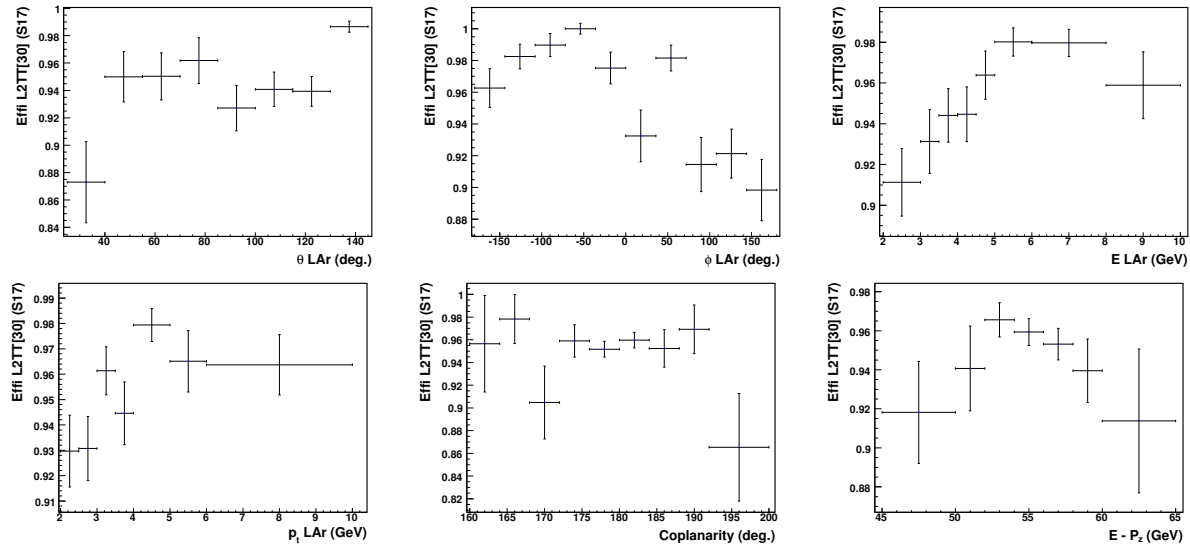


FIG. 8.26 – Efficacité de l'élément L2TT[30] pendant la période de prise de données 372486 - 387941 dont on a exclu l'intervalle 383404 - 383591 en fonction de l'angle polaire θ , de l'angle azimutal ϕ , de l'énergie E et de l'impulsion transverse p_t de la particule dans le LAr, de la coplanarité et de la variable $E - p_z$.

E LAr	ε (%)	σ_ε (%)	w	σ_w	E LAr	ε (%)	σ_ε (%)	w	σ_w
2 - 3 GeV	91.1	1.7	1.097	0.020	4.5 - 5 GeV	96.4	1.2	1.038	0.013
3 - 3.5 GeV	93.1	1.6	1.074	0.018	5 - 6 GeV	98.0	0.7	1.020	0.007
3.5 - 4 GeV	94.4	1.3	1.059	0.015	6 - 8 GeV	98.0	0.7	1.021	0.007
4 - 4.5 GeV	94.5	1.4	1.059	0.015	> 8 GeV	95.9	1.6	1.043	0.018

TAB. 8.23 – Efficacités de l'élément L2TT[30] en fonction de l'énergie de la particule dans le LAr et facteurs correctifs associés w pendant la période de prise de données 372486 - 387941 dont on a exclu l'intervalle 383404 - 383591.

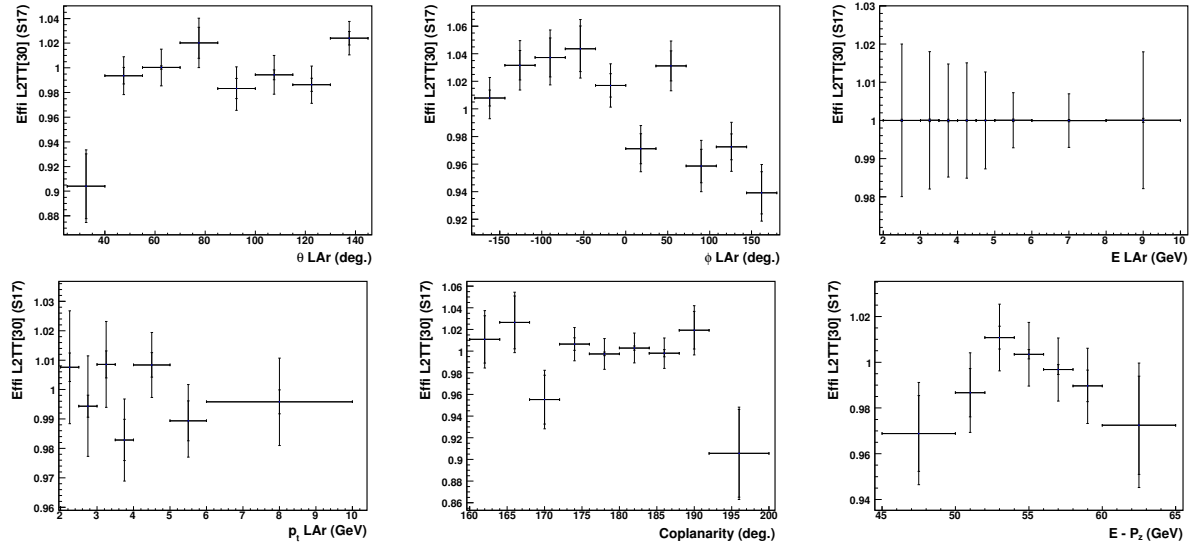


FIG. 8.27 – Efficacité corrigée de l'élément L2TT[30] pendant la période de prise de données 372486 - 387941 dont on a exclu l'intervalle 383404 - 383591 en fonction des variables θ , ϕ , E et p_t de la particule dans le LAr, de la coplanarité et de la variable $E - p_z$. Les erreurs indiquées correspondent aux erreurs statistiques et aux erreurs sur les facteurs correctifs ajoutées en quadrature.

Efficacité des éléments L2 pendant la période 387942 - 392213 (L2NN[9])

Le nombre d'événements conservés par les sous-déclencheurs S0 et S3 pendant cette période est de 466 et les stabilités temporelles des éléments L2TT[30] et L2NN[9] sont respectivement représentées sur la figure 8.28 en fonction de périodes de prise de données de luminosité intégrée sensiblement constante et égale à 0.5 pb^{-1} . L'efficacité globale de l'élément L2TT[30] étant de $94.2 \pm 1.1 \%$ et celle de l'élément L2NN[9] de $99.4 \pm 0.4 \%$, seul le système de déclenchement S41 est utilisé pendant cette troisième période de prise de données. La luminosité intégrée accumulée par le système S41 est de 5.3 pb^{-1} et correspond à une pondération moyenne des événements conservés de 1.01. Les qualités du système de déclenchement neuronal sont à présent supérieures à celles du système de déclenchement topologique et les efficacités de l'élément L2NN[9] sont illustrées sur la figure 8.29 en fonction de l'angle polaire θ , de l'angle azimutal ϕ , de l'énergie E et de l'impulsion transverse p_t de la particule dans le calorimètre LAr et en fonction de la coplanarité et de la variable $E - p_z$.

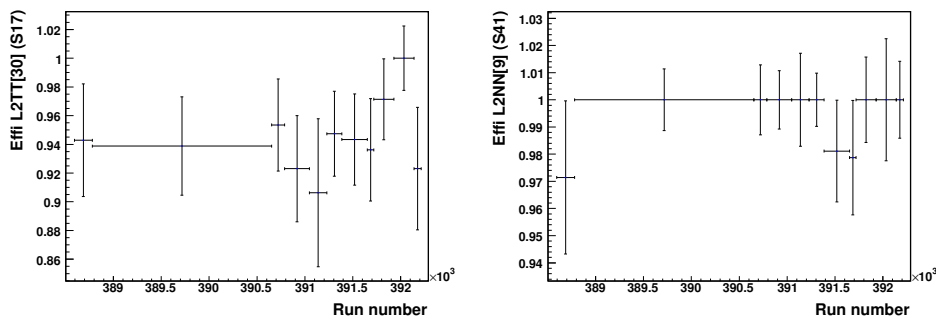


FIG. 8.28 – Stabilité temporelle des éléments de déclenchement L2TT[30] et L2NN[9] pendant la période de prise de données 387942 - 392213. L'efficacité est représentée en fonction de périodes de prise de données de luminosité intégrée sensiblement constante et égale à 0.5 pb^{-1} .

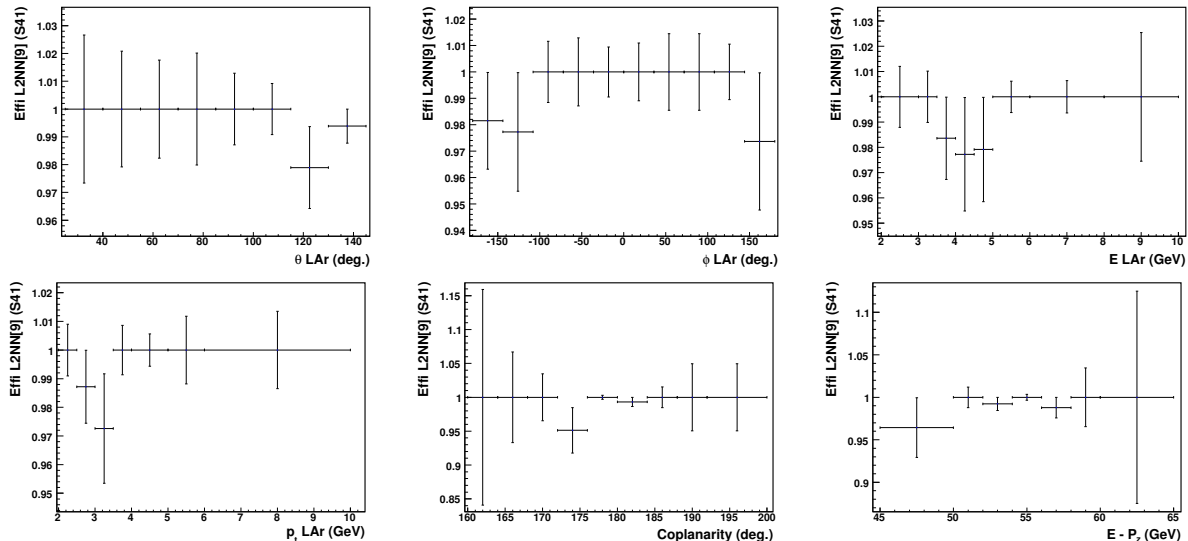


FIG. 8.29 – Efficacité de l'élément L2NN[9] pendant la période de prise de données 387942 - 392213 en fonction de l'angle polaire θ , de l'angle azimutal ϕ , de l'énergie E et de l'impulsion transverse p_t de la particule dans le LAr, de la coplanarité et de la variable $E - p_z$.

Ceci clôture l'étude de l'efficacité du deuxième niveau de déclenchement pour les événements enregistrés pendant l'année 2004. On note que les facteurs correctifs mentionnés ne sont pas appliqués par

période de prise de données mais selon une fréquence proportionnelle au rapport entre la luminosité intégrée de chacune des périodes et celle qui caractérise l'ensemble de l'année 2004 dont le tableau 8.24 résume la situation et le traitement du deuxième niveau de déclenchement .

période	déclencheur utilisé	efficacité	luminosité intégrée	correction
367257 - 372485	S17	$92.1 \pm 0.9 \%$ (L2TT30)	$L_{S17} = 5.2 \text{ pb}^{-1}$	$f(E \text{ LAr})$
372486 - 387941	S41 puis S17	$95.3 \pm 0.4 \%$ (L2TT30)	$L_{S41} = 25.5 \text{ pb}^{-1}$	$f(E \text{ LAr})$
387942 - 392213	S41	$99.4 \pm 0.4 \%$ (L2NN9)	$L_{S41} = 5.3 \text{ pb}^{-1}$	—

TAB. 8.24 – Synthèse du deuxième niveau de déclenchement pour l'année 2004.

8.7.5 Efficacité des éléments de déclenchement L2 pour l'année 2005

On utilise à nouveau pour estimer les efficacités des éléments de déclenchement L2 topologique et neuronaux un sous-échantillon d'événements DVCS et BH retenus par les sous-déclencheurs S0 et S3 et pour lesquels les conditions L1 SpaCal sont vérifiées. La détermination de l'efficacité des niveaux L2 est basée sur le découpage de l'année 2005 selon les périodes mentionnées par le tableau 8.7.

Efficacité des éléments L2 pendant la période 399101 - 423965 (L2NN[9])

Le nombre d'événements conservés par les sous-déclencheurs S0 et S3 pendant cette période est de 4509 et les stabilités temporelles des éléments L2TT[30] et L2NN[9] sont respectivement représentées sur la figure 8.30 en fonction de périodes de prise de données de luminosité intégrée sensiblement constante et égale à 0.5 pb^{-1} . Le tableau 8.25 reprend les périodes non considérées dans l'analyse DVCS ainsi que les motifs de leur exclusion.

Période rejetée	motif de l'exclusion
404826 - 404848	signal L2KEEP décalé de deux croisements de faisceaux
409345 - 410185	bruit important dans le calorimètre LAr
416718 - 416839	élément L2NN[9] non fonctionnel (100 % de réjection)

TAB. 8.25 – Périodes non considérées dans l'analyse et motifs de leur exclusion.

L'efficacité globale de l'élément L2TT[30] étant de $92.2 \pm 0.4 \%$ et celle de l'élément L2NN[9] de $99.6 \pm 0.1 \%$, seul le système de déclenchement S41 est utilisé pendant cette première période de prise de données de l'année 2005 pour laquelle la luminosité intégrée accumulée par le système S41 est de 52.5 pb^{-1} pour une pondération moyenne des événements conservés de 1.13. Les efficacités de l'élément L2NN[9] sont illustrées sur la figure 8.31 en fonction de l'angle polaire θ , de l'angle azimutal ϕ , de l'énergie E et de l'impulsion transverse p_t de la particule dans le calorimètre LAr et en fonction de la coplanarité et de la variable $E - p_z$.

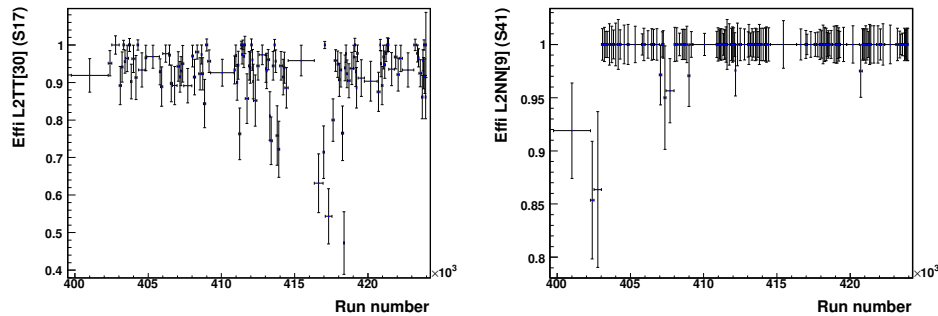


FIG. 8.30 – Stabilité temporelle des éléments de déclenchement L2TT[30] et L2NN[9] pendant la période de prise de données 399101 - 423965 dont on a exclu les périodes mentionnées par le tableau 8.25. L'efficacité est représentée en fonction de périodes de prise de données de luminosité intégrée sensiblement constante et égale à 0.5 pb^{-1} .

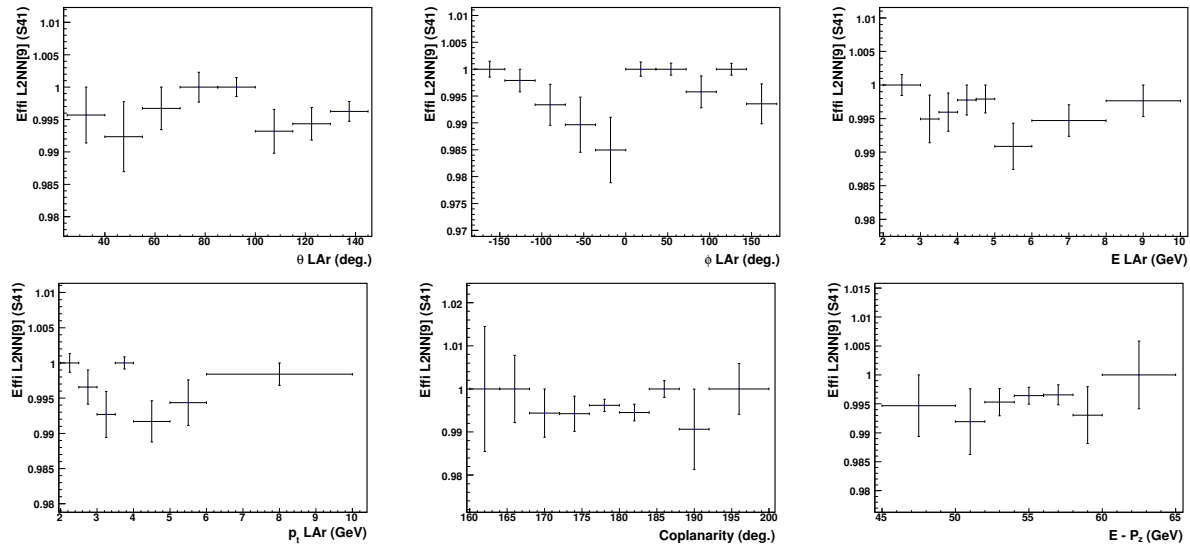


FIG. 8.31 – Efficacité de l'élément L2NN[9] pendant la période de prise de données 399101 - 423965 dont on a exclu les périodes mentionnées par le tableau 8.25 en fonction de l'angle polaire θ , de l'angle azimutal ϕ , de l'énergie E et de l'impulsion transverse p_t de la particule dans le LAr, de la coplanarité et de la variable $E - p_z$.

Efficacité des éléments L2 pendant la période 423966 - 436893 (L2NN[1] ou L2NN[3])

Le nombre d'événements conservés par les sous-déclencheurs S0 et S3 pendant cette deuxième période de l'année 2005 est de 3719 et les stabilités temporelles de l'élément L2TT[30] et de la combinaison L2NN[1] || L2NN[3] sont respectivement représentées sur la figure 8.32 en fonction de périodes de prise de données de luminosité intégrée sensiblement constante et égale à 0.5 pb^{-1} . La période 427931 - 428736 pendant laquelle l'efficacité de la combinaison L2NN[1] || L2NN[3] chute à une valeur de $79.0 \pm 6.6 \%$ est exclue de l'analyse DVCS. L'efficacité globale de l'élément L2TT[30] étant de $88.3 \pm 0.5 \%$ et celle de la combinaison L2NN[1] || L2NN[3] de $98.1 \pm 0.2 \%$, seuls les systèmes de déclenchement S43 et S41 auxquels cette dernière est successivement attachée sont utilisés pendant la deuxième période de prise de données de l'année 2005. La luminosité intégrée accumulée par les systèmes S43 et S41 est de 43.3 pb^{-1} pour une pondération moyenne des événements conservés de 1.05. Les efficacités de la combinaison L2NN[1] || L2NN[3] sont illustrées sur la figure 8.33 en fonction de l'angle polaire θ , de l'angle azimutal ϕ , de l'énergie E et de l'impulsion transverse p_t de la particule dans le calorimètre LAr et en fonction de la coplanarité et de la variable $E - p_z$. La correction est appliquée en fonction de l'énergie de la particule dans le calorimètre LAr ainsi qu'illustré sur le tableau 8.26 et les distributions de l'efficacité corrigée sont présentées sur la figure 8.34.

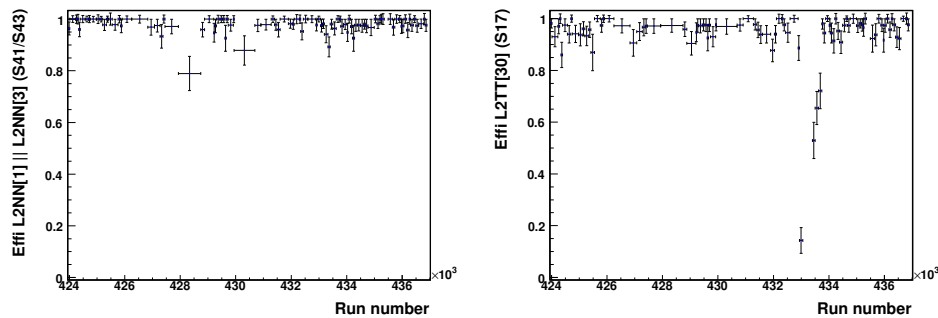


FIG. 8.32 – Stabilité temporelle de la combinaison L2NN[1] || L2NN[3] et de l'élément de déclenchement L2TT[30] pendant la période de prise de données 423966 - 436893 dont on a exclu la période 427931 - 428736. L'efficacité est représentée en fonction de périodes de prise de données de luminosité intégrée sensiblement constante et égale à 0.5 pb^{-1} .

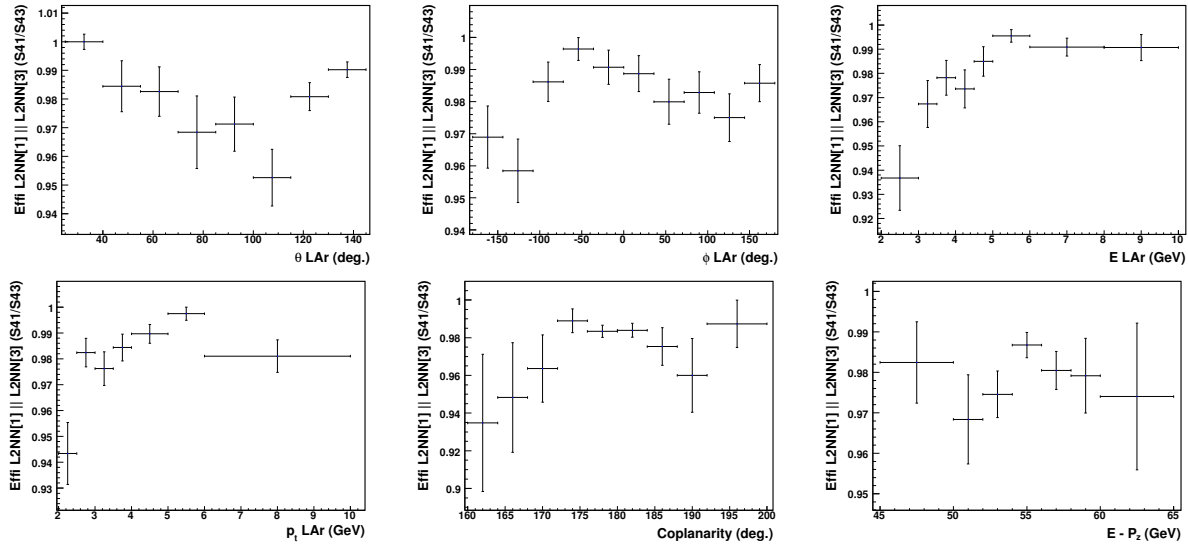


FIG. 8.33 – Efficacité de la combinaison L2NN[1] || L2NN[3] pendant la période de prise de données 423966 - 436893 dont on a exclu la période 427931 - 428736 en fonction de l'angle polaire θ , de l'angle azimutal ϕ , de l'énergie E et de l'impulsion transverse p_t de la particule dans le LAr, de la coplanarité et de la variable $E - p_z$.

E LAr	ε (%)	σ_ε (%)	w	σ_w	E LAr	ε (%)	σ_ε (%)	w	σ_w
2 - 3 GeV	93.7	1.3	1.068	0.015	4.5 - 5 GeV	98.5	0.6	1.015	0.006
3 - 3.5 GeV	96.7	1.0	1.034	0.010	5 - 6 GeV	99.6	0.3	1.005	0.003
3.5 - 4 GeV	97.8	0.7	1.022	0.008	6 - 8 GeV	99.1	0.4	1.009	0.004
4 - 4.5 GeV	97.4	0.8	1.027	0.008	> 8 GeV	99.1	0.5	1.009	0.006

TAB. 8.26 – Efficacités de la combinaison L2NN[1] || L2NN[3] en fonction de l'énergie de la particule dans le LAr et facteurs correctifs associés w pendant la période de prise de données 423966 - 436893 dont on a exclu la période 427931 - 428736.

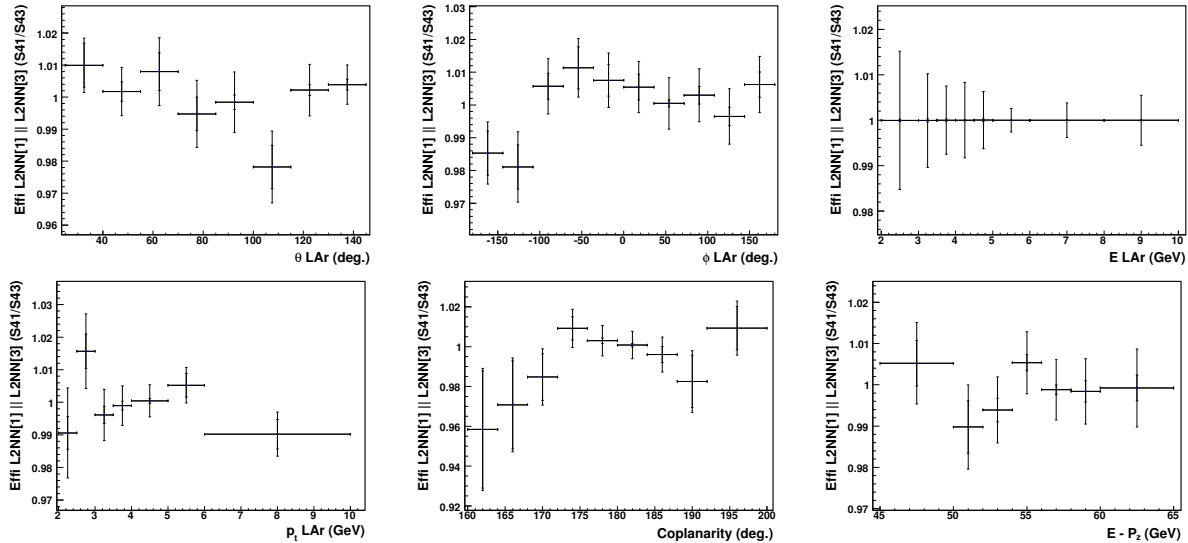


FIG. 8.34 – Efficacité corrigée de la combinaison L2NN[1] || L2NN[3] pendant la période de prise de données 423966 - 436893 dont on a exclu la période 427931 - 428736 en fonction des variables θ , ϕ , E et p_t de la particule dans le LAr, de la coplanarité et de la variable $E - p_z$. Les erreurs indiquées correspondent aux erreurs statistiques et aux erreurs sur les facteurs correctifs ajoutées en quadrature.

Ceci clôture l'étude de l'efficacité du deuxième niveau de déclenchement pour les événements enregistrés pendant l'année 2005. On note que les facteurs correctifs mentionnés ne sont pas appliqués par période de prise de données mais selon une fréquence proportionnelle au rapport entre la luminosité intégrée de chacune des périodes et celle qui caractérise l'ensemble de l'année 2005 dont le tableau 8.27 résume la situation et le traitement du deuxième niveau de déclenchement .

période	déclencheur utilisé	efficacité	luminosité intégrée	correction
399101 - 423965	S41	$99.6 \pm 0.1 \%$ (L2NN[9])	$L_{S41} = 52.5 \text{ pb}^{-1}$	—
423966 - 436893	S43,S41	$98.1 \pm 0.2 \%$ (L2NN[1] L2NN[3])	$L_{S43,S41} = 43.3 \text{ pb}^{-1}$	f (E LAr)

TAB. 8.27 – Synthèse du deuxième niveau de déclenchement pour l'année 2005.

8.7.6 Efficacité de la classe 13 au niveau L4 pour l'année 2004

On utilise pour estimer l'efficacité de la classification opérée par la classe 13 au niveau L4 un sous-échantillon d'événements DVCS et BH satisfaisant à l'ensemble des coupures appliquées dans l'analyse, aux conditions L1 SpaCal et L2 topologique ou neuronale, ainsi qu'à celles définissant la classe 3 dédiée à la conservation des événements DIS à bas Q^2 sur base de l'identification de l'électron diffusé dans le SpaCal. Les conditions portant sur la variable $E - p_z$, la coplanarité et le nombre de paires de coups dans les trois premiers plans du FMD présentées par les tableaux 8.13 et 8.14 sont ici appliquées. Le nombre d'événements disponibles pour estimer l'efficacité de la classification L4 est de 3029 pour l'année 2004 et la stabilité des conditions définissant la classe 13 pour le processus DVCS est présentée sur la figure 8.35 en fonction de périodes de prise de données de luminosité intégrée sensiblement constante et égale à 0.5 pb^{-1} . L'efficacité de la classe 13 se dégrade uniquement au cours de la période 367284 - 367354 pendant laquelle elle chute à une valeur de $65.5 \pm 6.2 \%$. A l'exclusion de cette période de prise de données, la classe 13 possède une efficacité globale de $99.2 \pm 0.2 \%$ qui est représentée sur la figure 8.36 en fonction de l'angle polaire θ , de l'angle azimutal ϕ , de l'énergie E et de l'impulsion transverse p_t de la particule dans le calorimètre LAr et en fonction de la coplanarité et de la variable $E - p_z$. La classification L4 constitue un indicateur de la qualité de la sélection opérée par les systèmes de déclenchement S17 et S41. L'efficacité du niveau L4 étant compatible avec 100 % et aucun événement ne possédant une pondération au niveau L4 différente de l'unité, aucune correction relative à l'efficacité de la classe 13 ne doit être apportée aux données étudiées.

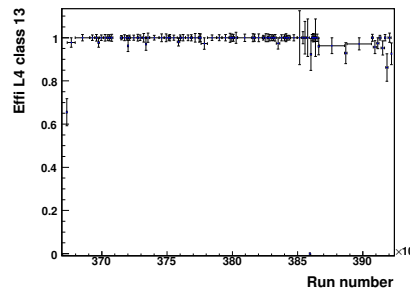


FIG. 8.35 – Stabilité temporelle des conditions définissant la classe 13 pour le processus DVCS pendant la période de prise de données 367257 - 392213 correspondant à l'année 2004 dont on a exclu l'ensemble des périodes d'inefficacité L1 et L2. L'efficacité est représentée en fonction de périodes de prise de données de luminosité intégrée sensiblement constante et égale à 0.5 pb^{-1} .

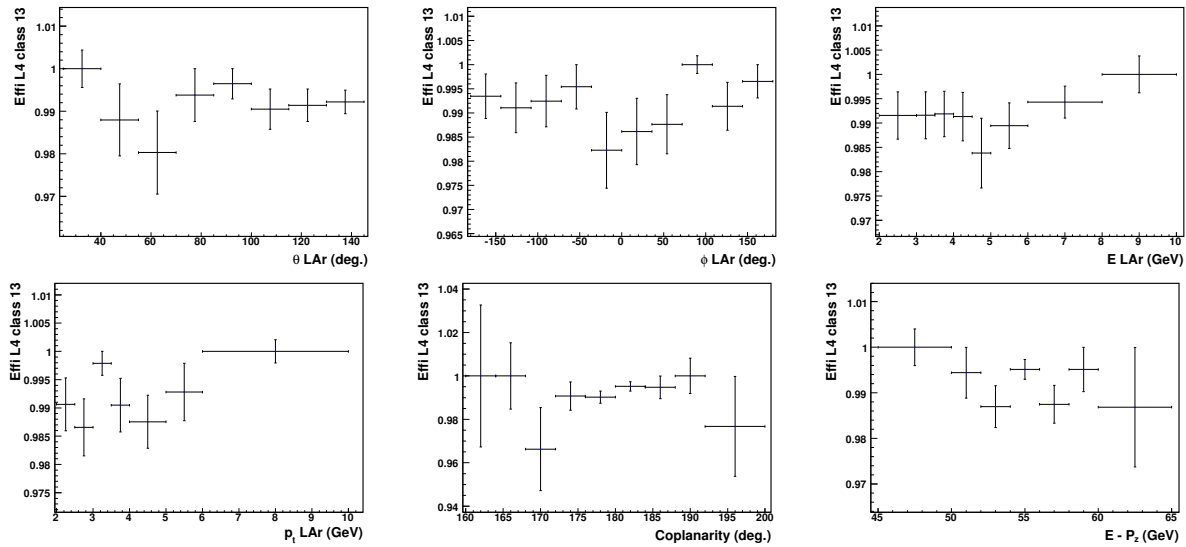


FIG. 8.36 – Efficacité des conditions définissant la classe 13 pour le processus DVCS pendant la période de prise de données 367257 - 392213 correspondant à l'année 2004 dont on a exclu la période 367284 - 367354 et l'ensemble des périodes d'inefficacité L1 et L2 en fonction de l'angle polaire θ , de l'angle azimutal ϕ , de l'énergie E et de l'impulsion transverse p_t de la particule dans le LAr, de la coplanarité et de la variable $E - p_z$.

8.7.7 Efficacité de la classe 13 au niveau L4 pour l'année 2005

Le nombre d'événements disponibles pour estimer l'efficacité de la classification L4 est de 7174 pour l'année 2005 et la stabilité des conditions définissant la classe 13 pour le processus DVCS est présentée sur la figure 8.37 en fonction de périodes de prise de données de luminosité intégrée sensiblement constante et égale à 1 pb^{-1} . L'efficacité de la classe 13 qui possède une valeur globale de $99.7 \pm 0.1 \%$ est représentée sur la figure 8.38 en fonction de l'angle polaire θ , de l'angle azimutal ϕ , de l'énergie E et de l'impulsion transverse p_t de la particule dans le calorimètre LAr et en fonction de la coplanarité et de la variable $E - p_z$. L'efficacité du niveau L4 étant à nouveau compatible avec 100 % et aucun événement ne possédant une pondération au niveau L4 différente de l'unité, aucune correction relative à l'efficacité de la classe 13 ne doit être apportée aux données étudiées.

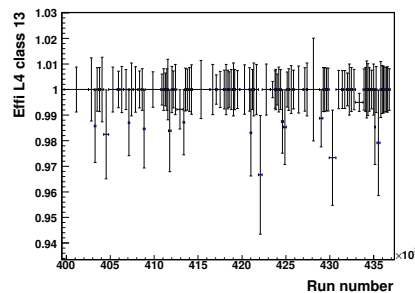


FIG. 8.37 – Stabilité temporelle des conditions définissant la classe 13 pour le processus DVCS pendant la période de prise de données 399101 - 436893 correspondant à l'année 2005 dont on a exclu l'ensemble des périodes d'inefficacité L1 et L2. L'efficacité est représentée en fonction de périodes de prise de données de luminosité intégrée sensiblement constante et égale à 1 pb^{-1} .

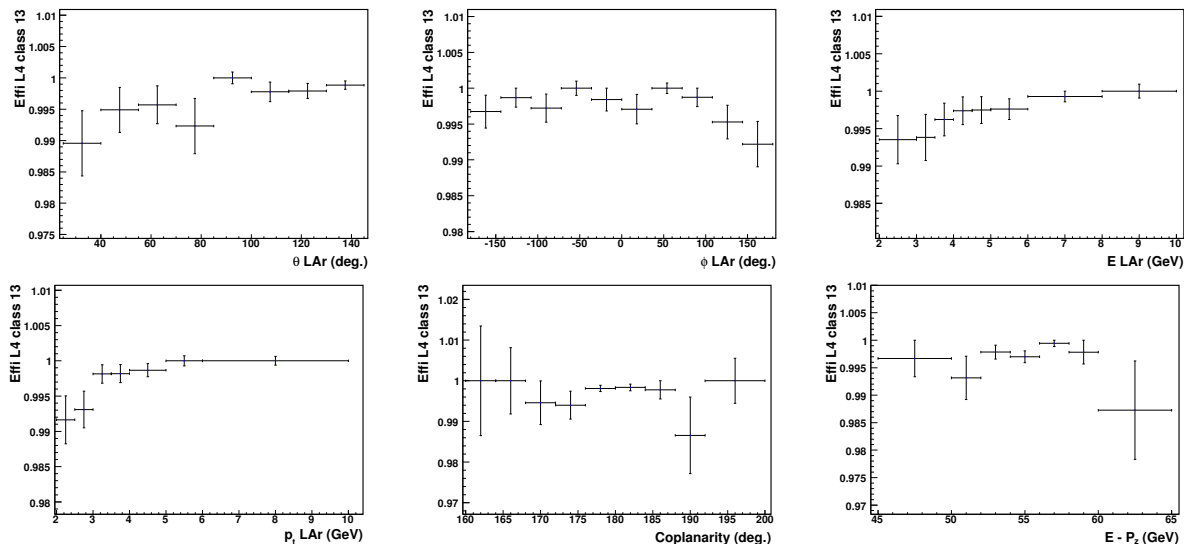


FIG. 8.38 – Efficacité des conditions définissant la classe 13 pour le processus DVCS pendant la période de prise de données 399101 - 436893 correspondant à l'année 2005 dont on a exclu l'ensemble des périodes d'inefficacité L1 et L2 en fonction de l'angle polaire θ , de l'angle azimutal ϕ , de l'énergie E et de l'impulsion transverse p_t de la particule dans le LAr, de la coplanarité et de la variable $E - p_z$.

8.8 Etude du spectromètre à muons avant FMD

On aborde dans ce qui suit les corrections qu'il est nécessaire d'apporter à la description du spectromètre FMD que fournit la simulation du détecteur H1 pendant les conditions de prise de données des années 2004 et 2005. Le rayonnement synchrotron émis en amont du détecteur principal par le faisceau d'électrons constitue une source de bruit dans les différents plans de détection du FMD qui n'est pas prise en considération par le programme de simulation du détecteur. On étudie dès lors dans un premier temps les distributions caractérisant le bruit dans chacun des plans de détection en recourant à l'analyse de données conservées par un système de déclenchement aléatoire. Une fois la correction pour le bruit synchrotron appliquée, on étudie dans un second temps le pouvoir de réjection du détecteur FMD sur base de deux échantillons d'événements DIS respectivement obtenus par sélection des données enregistrées au cours des années 2004 et 2005 et à partir d'une simulation du processus DIS par la méthode de MonteCarlo réalisée en recourant au générateur DJANGO62 [113]. La comparaison des pouvoirs de réjection associés aux données et à la simulation indique alors le facteur de pondération qu'il est nécessaire d'appliquer à cette dernière en vue de reproduire au mieux le comportement réel du détecteur.

8.8.1 Etude du spectromètre à muons FMD pour l'année 2004

Le bruit engendré par le rayonnement synchrotron dans les différents plans de détection du spectromètre FMD est illustré par les distributions de la figure 8.39 qui représentent la fraction d'événements possédant un nombre donné de paires de coups dans chacun des plans de détection du FMD en fonction du nombre de paires de coups pour l'échantillon d'événements aléatoires enregistrés pendant l'année 2004. Les combinaisons des deux et des trois premiers plans utilisées comme critère de veto pour la sélection du domaine élastique sont également présentées. Il est important de noter que le bruit caractéristique du calorimètre LAr étant pris en considération, on requiert pour éviter un double comptage dans l'étude de la distribution du bruit dans le spectromètre FMD l'absence de tout dépôt d'énergie dans le calorimètre LAr au-dessus de la coupure de 0.5 GeV appliquée dans l'analyse DVCS et correspondant au seuil du bruit électronique. La prise en considération des événements aléatoires possédant

du bruit calorimétrique d'énergie supérieure à la coupure de 0.5 GeV aboutirait en effet à une détermination du bruit dans le spectromètre FMD surestimant la correction à appliquer à la simulation du détecteur en se superposant partiellement à la correction prise en compte dans la simulation du LAr. On observe la présence d'un bruit plus important dans les trois derniers plans du FMD situés après l'aimant de courbure toroïdal et davantage exposés au rayonnement synchrotron du faisceau d'électrons. Ces trois plans numérotés 4, 5 et 6 ne sont pas utilisés dans la condition de veto.

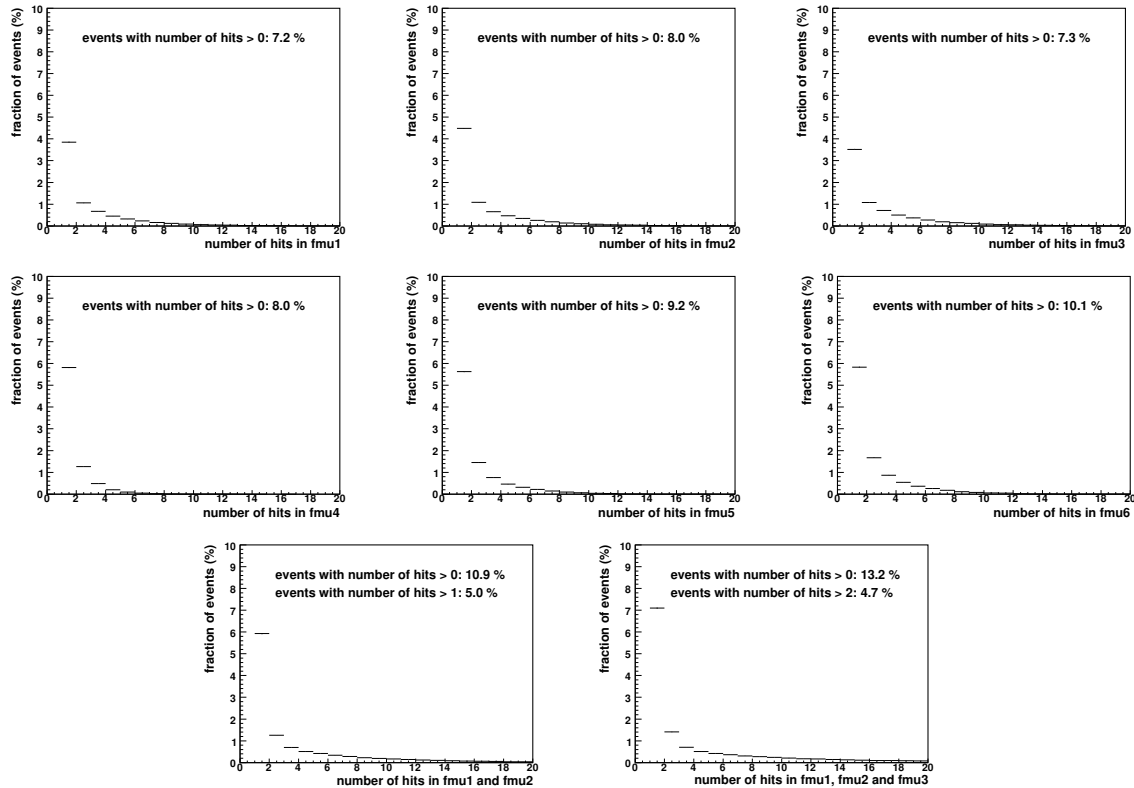


FIG. 8.39 – Fraction d'événements possédant un nombre donné de paires de coups en fonction du nombre de paires de coups dans chacun des plans de détection du spectromètre FMD et pour les combinaisons des deux et des trois premiers plans pour l'échantillon d'événements aléatoires enregistrés pendant l'année 2004. Les plans numérotés 1, 2 et 3 sont situés avant l'aimant de courbure toroïdal du coté du détecteur principal, les plans numérotés 4, 5 et 6 après.

On a également étudié la stabilité temporelle du bruit présent dans le FMD en représentant pour chacun des plans du détecteur la fraction d'événements y possédant au moins une paire de coups en fonction de périodes de luminosité intégrée de valeur sensiblement constante et égale à 0.5 pb^{-1} . Les distributions sont présentées sur la figure 8.40 qui illustre également la stabilité des combinaisons des deux et des trois premiers plans pour lesquelles les fractions représentées correspondent respectivement aux nombres d'événements possédant au moins 2 paires de coups dans les deux premiers plans et au moins 3 paires de coups dans les trois premiers. Bien que certaines périodes de prise de données soient caractérisées par un bruit relativement important dans le spectromètre FMD, aucune exclusion n'a été opérée sur base de ce critère. La correction qu'il est nécessaire d'apporter à la description du spectromètre FMD fournie par la simulation du détecteur est finalement obtenue en considérant la fraction d'événements aléatoires ne satisfaisant pas à la condition de veto sur les nombres de paires de coups dans les combinaisons des deux et des trois premiers plans. Cette fraction qui s'élève à 5.3 % pour l'année 2004 est appliquée aux différentes simulations par la méthode de MonteCarlo en rejetant de façon aléatoire 5.3 % des événements simulés quelle que soit la réponse du FMD associée à ces derniers.

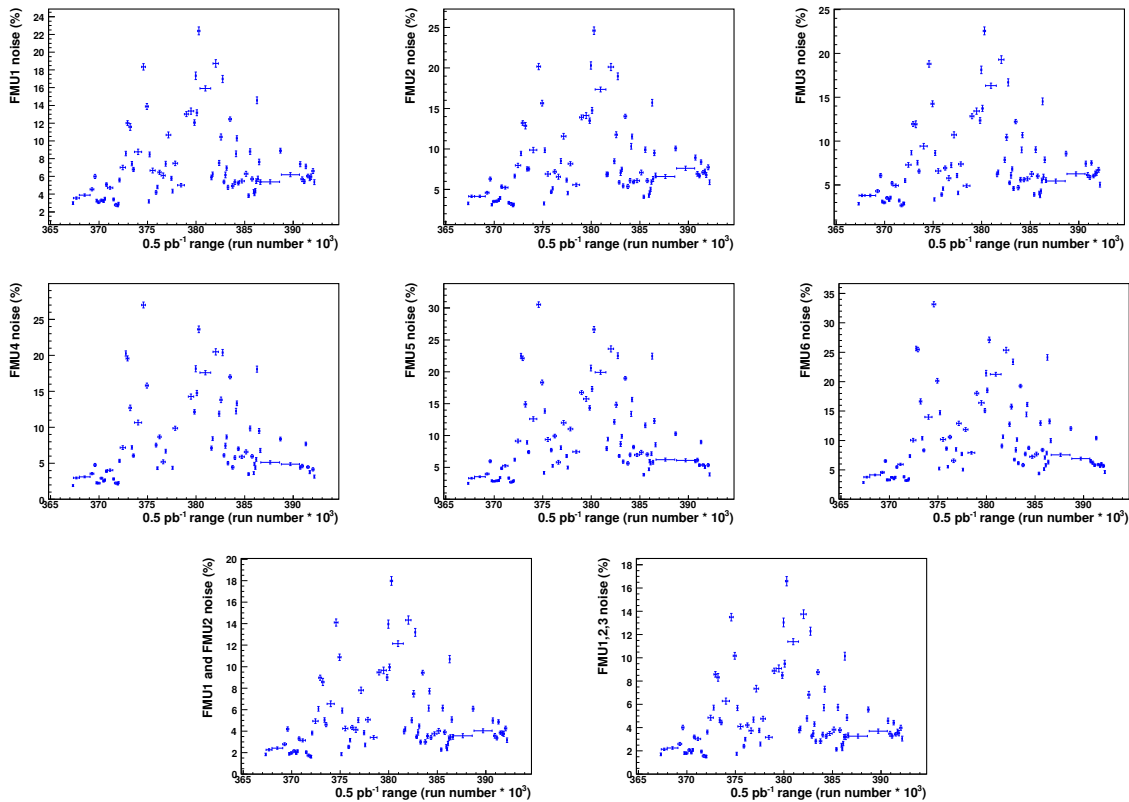


FIG. 8.40 – Stabilité temporelle du bruit présent dans le FMD au cours de l’année 2004. La fraction d’événements possédant au moins une paire de coups dans un plan donné est représentée pour chacun des plans du détecteur en fonction de périodes de luminosité intégrée de valeur sensiblement constante et égale à 0.5 pb^{-1} . La stabilité des combinaisons des deux et des trois premiers plans est également illustrée, les fractions représentées correspondant respectivement aux nombres d’événements possédant au moins 2 paires de coups dans les deux premiers plans et au moins 3 paires de coups dans les trois premiers.

Après application de cette correction pour le bruit généré par le rayonnement synchrotron, on étudie dans un deuxième temps le pouvoir de réjection du détecteur FMD sur base de deux échantillons d’événements DIS respectivement associés aux données enregistrées pendant l’année 2004 et à une simulation du processus DIS par la méthode de MonteCarlo pour cette même année. La stratégie consiste à considérer un sous-échantillon d’événements DIS pour lesquels la présence de paires de coups dans les plans du détecteur FMD est favorisée par les critères de sélection et on considère ici pour estimer le pouvoir de réjection du FMD un échantillon d’événements DIS présentant une activité hadronique dans la région très à l’avant du calorimètre LAr, le dépôt d’énergie possédant la pseudorapidité η la plus élevée devant satisfaire à la condition $\eta > 3.2$ pour un seuil en énergie fixé à 1 GeV. Le pouvoir de réjection ε du FMD est alors donné par le rapport entre le nombre d’événements DIS ne satisfaisant pas à la condition de veto sur les nombres de paires de coups dans les combinaisons des deux et des trois premiers plans et le nombre total d’événements DIS contenus dans l’échantillon présentant une activité hadronique dans la région $\eta > 3.2$. La figure 8.41 illustre le pouvoir de réjection du spectromètre FMD en fonction de la pseudorapidité η du dépôt d’énergie situé le plus à l’avant dans le LAr pour les données de l’année 2004 et la simulation du processus DIS par le générateur DJANGO62 respectivement. Si le pouvoir de réjection en fonction de η possède un comportement similaire pour les données et la simulation, cette dernière est cependant trop efficace et nécessite une repondération de 23 % afin de donner lieu à une valeur moyenne du pouvoir de réjection s’accordant à celle des données. Ceci clôture l’étude du FMD en 2004 et le tableau 8.28 reprend les corrections appliquées à la simulation en vue de décrire le comportement réel du détecteur.

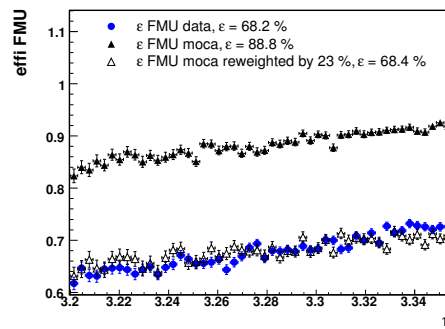


FIG. 8.41 – Pouvoir de réjection du spectromètre FMD en fonction de la pseudorapidity η du dépôt d'énergie situé le plus à l'avant dans le calorimètre LAr ($\eta > 3.2$, $E > 1$ GeV) pour les sous-échantillons d'événements DIS respectivement basés sur les données enregistrées pendant l'année 2004 et sur la simulation du processus DIS par le générateur DJANGO62 pour cette même année.

corrections appliquées à la simulation pour la description du FMD pendant l'année 2004	
correction pour le rayonnement synchrotron	repondération du pouvoir de réjection
5.3 %	23 %

TAB. 8.28 – Corrections appliquées à la simulation par la méthode de MonteCarlo pour la description du spectromètre FMD au cours de l'année 2004.

8.8.2 Etude du spectromètre à muons FMD pour l'année 2005

Le bruit engendré par le rayonnement synchrotron dans les différents plans de détection du spectromètre FMD est illustré par les distributions de la figure 8.42 qui représentent la fraction d'événements possédant un nombre donné de paires de coups dans chacun des plans de détection du FMD en fonction du nombre de paires de coups pour l'échantillon d'événements aléatoires enregistrés pendant l'année 2005. Les combinaisons des deux et des trois premiers plans utilisées comme critère de veto sont également présentées. On observe comme précédemment la présence d'un bruit plus important dans les trois derniers plans du FMD situés après l'aimant de courbure toroïdal et on constate que le bruit de fonds dû au rayonnement synchrotron est plus faible pour l'année 2005 que pour l'année 2004.

On étudie ensuite la stabilité temporelle du bruit présent dans le détecteur FMD au travers des distributions de la figure 8.43 qui représentent pour chacun des plans du détecteur la fraction d'événements possédant au moins une paire de coups dans le plan considéré en fonction de périodes de luminosité intégrée de valeur sensiblement constante et égale à 0.5 pb^{-1} , les distributions relatives aux combinaisons des deux et des trois premiers plans représentant quant à elles les fractions d'événements possédant au moins 2 paires de coups dans les deux premiers plans et au moins 3 paires de coups dans les trois premiers respectivement. On constate que les distributions caractérisant les trois premiers plans de détection du FMD utilisés par la condition de veto ne présentent pas de périodes fortement bruitées et sont globalement stables pour l'ensemble de l'année 2005. La correction qui doit être apportée à la description du FMD fournie par la simulation et qui est obtenue en considérant la fraction d'événements aléatoires ne satisfaisant pas à la condition de veto s'élève pour l'année 2005 à une valeur de 2.6 % appliquée comme précédemment en rejetant aléatoirement 2.6 % des événements simulés quelle que soit la réponse du FMD qui leur est associée.

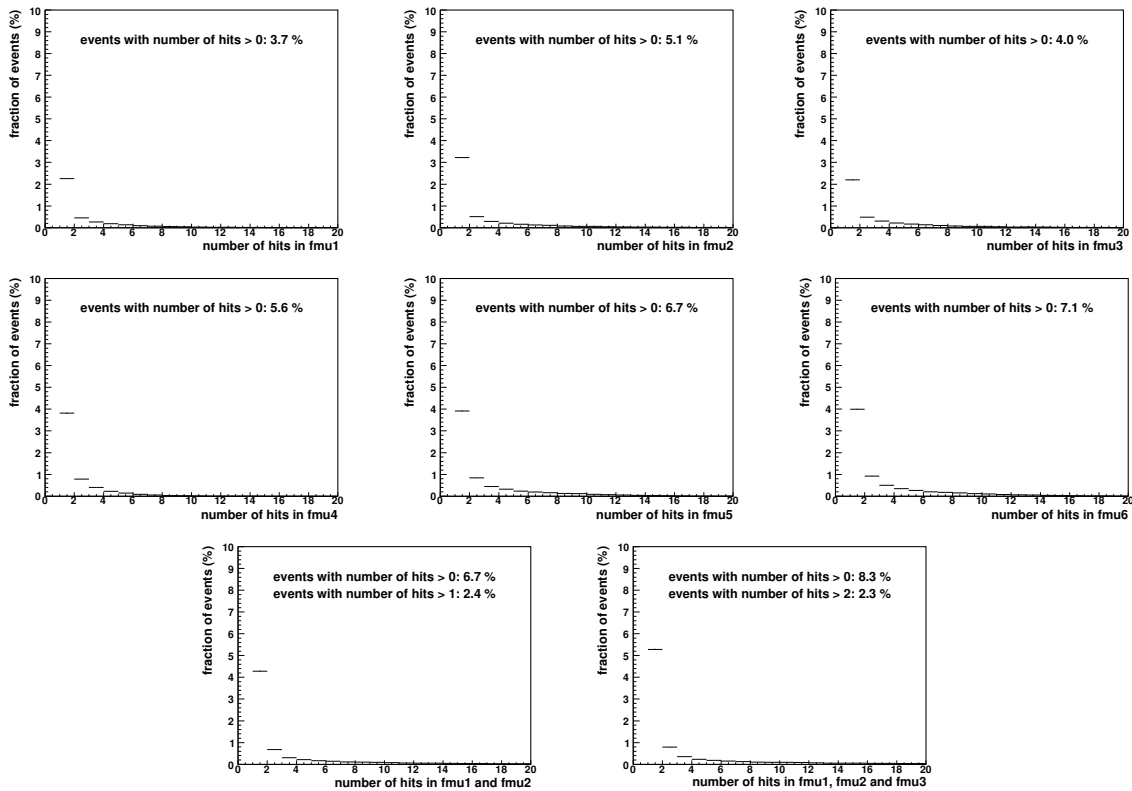


FIG. 8.42 – Fraction d'événements possédant un nombre donné de paires de coups en fonction du nombre de paires de coups dans chacun des plans de détection du spectromètre FMD et pour les combinaisons des deux et des trois premiers plans pour l'échantillon d'événements aléatoires en 2005.

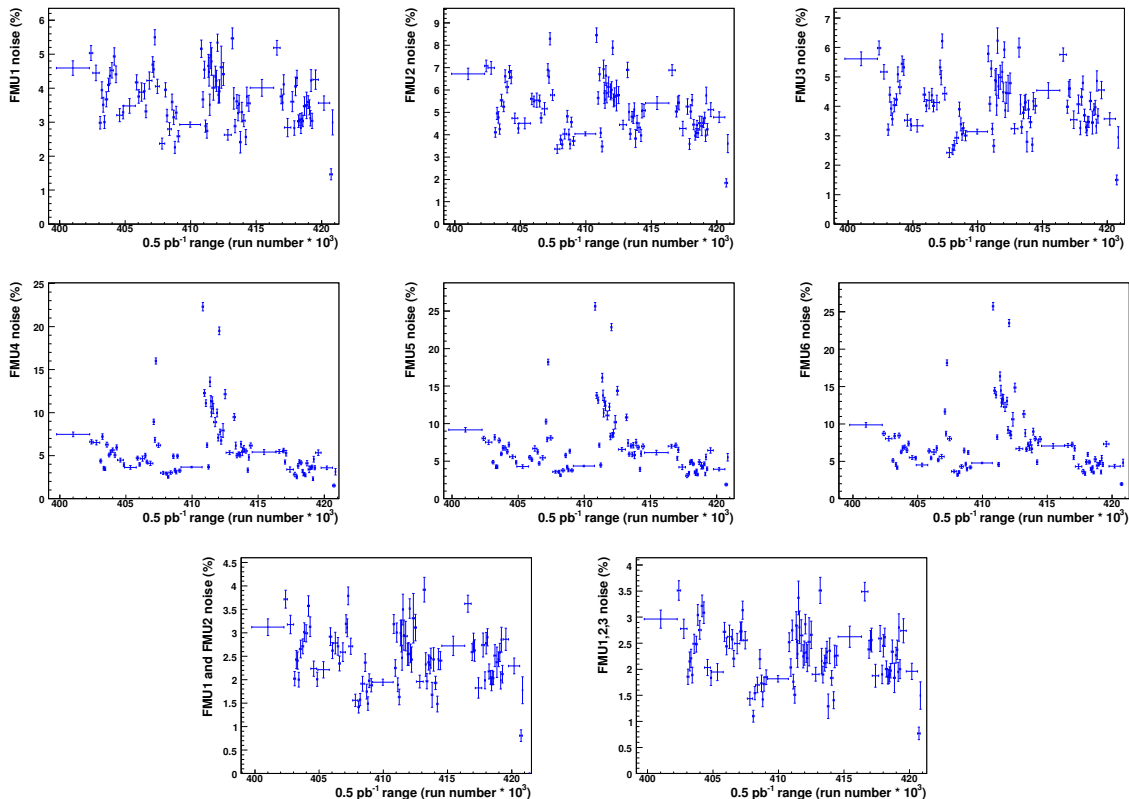


FIG. 8.43 – Stabilité temporelle du bruit présent dans le FMD au cours de l'année 2005.

Après application de cette correction pour le bruit généré par le rayonnement synchrotron, on étudie dans un deuxième temps le pouvoir de réjection du détecteur FMD et la figure 8.44 illustre le comportement de ce dernier en fonction de la pseudorapidité η du dépôt d'énergie situé le plus à l'avant dans le LAr pour les deux sous-échantillons d'événements DIS dont les critères de sélection favorisent l'activité dans le spectromètre FMD et qui correspondent respectivement aux données de l'année 2005 et à la simulation du processus DIS par le générateur DJANGO62 pour cette même année. On constate à nouveau que si le pouvoir de réjection en fonction de η possède un comportement similaire pour les données et la simulation, cette dernière est néanmoins trop efficace et l'application d'une repondération de 22.5 % à la simulation permet d'obtenir une valeur moyenne du pouvoir de réjection s'accordant avec celle des données. Ceci clôture l'étude du FMD pour l'année 2005 et le tableau 8.29 reprend les corrections appliquées à la simulation en vue de décrire au mieux le comportement réel du détecteur.

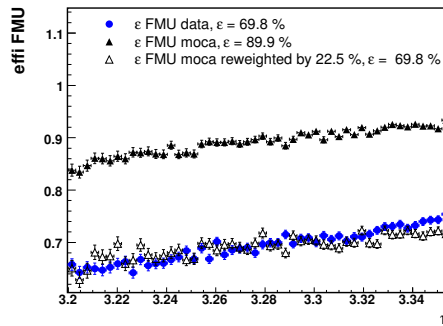


FIG. 8.44 – Pouvoir de réjection du spectromètre FMD en fonction de la pseudorapidité η du dépôt d'énergie situé le plus à l'avant dans le calorimètre LAr ($\eta > 3.2$, $E > 1$ GeV) pour les sous-échantillons d'événements DIS respectivement basés sur les données enregistrées pendant l'année 2005 et sur la simulation du processus DIS par le générateur DJANGO62 pour cette même année.

corrections appliquées à la simulation pour la description du FMD pendant l'année 2005	
correction pour le rayonnement synchrotron	repondération du pouvoir de réjection
2.6 %	22.5 %

TAB. 8.29 – Corrections appliquées à la simulation par la méthode de MonteCarlo pour la description du spectromètre FMD au cours de l'année 2005.

En pratique, la repondération appliquée dans cette analyse au pouvoir de réjection du spectromètre FMD est de 10 % en 2004 et 2005. Le désaccord apparent entre cette valeur et celle déterminée à partir des échantillons de données DIS et de leurs simulations à l'aide du générateur DJANGO62 provient du fait que ce dernier génère uniquement des événements inclusifs et diffractifs inélastiques pour lesquels le proton est dissocié, la composante diffractive élastique n'étant pas implémentée.

8.9 Bruits de fonds présents dans l'échantillon de contrôle

Les deux processus physiques que sont l'électroproduction diffractive du méson vecteur ρ et la production d'une paire de leptons au travers d'un échange à deux photons sont susceptibles de donner lieu dans le détecteur à une configuration identique à celle qui définit l'échantillon de contrôle d'événements Bethe-Heitler si certaines particules échappent à la détection ou sont mal identifiées.

8.9.1 Les événements d'électroproduction diffractive $ep \rightarrow e p \rho$

Les événements d'électroproduction diffractive $ep \rightarrow e p \rho$ - pour lesquels la désintégration du méson vecteur ρ en une paire $\pi^+ \pi^-$ est caractérisée par un taux de branchement proche de 100 % - donnent lieu à la topologie requise pour l'échantillon de contrôle enregistré au cours de l'année 2004

lorsque le positon incident est diffusé dans la région arrière couverte par le calorimètre SpaCal et que le pion positivement chargé est détecté dans la partie centrale ou avant du calorimètre LAr, le pion négativement chargé et le proton quittant le détecteur principal par le tube à vide sans être détectés.

Si le pion positivement chargé dépose l'ensemble de son énergie dans la partie électromagnétique du calorimètre LAr et si l'acceptance angulaire limitée du trajectographe central CJC dans la région arrière entraîne l'absence de trace reconstruite associée au positron diffusé dans le SpaCal, l'appariement de la trace du pion à son dépôt d'énergie conduit en effet à l'identifier au positron diffusé, ce dernier étant quant à lui confondu avec le photon émis dans le SpaCal.

Cette contribution affecte également l'échantillon de contrôle de l'année 2005 lorsque l'électron incident est diffusé dans le calorimètre SpaCal et que le pion négativement chargé est détecté dans la partie centrale ou avant du calorimètre LAr, le proton et le pion positif quittant le détecteur principal par le tube à vide sans être détectés.

L'électroproduction diffractive du méson vecteur ρ a été simulée par la méthode de MonteCarlo en recourant au générateur DIFFVM [109] qui génère la production d'événements diffractifs dans le cadre de collisions électron-proton. La production de mésons vecteurs légers ρ est traitée en recourant au modèle de la dominance mésovectorielle ou modèle VDM [125, 126] dans le cadre duquel un photon de haute énergie est identifié à l'ordre dominant à la superposition d'une composante nue et d'une composante hadronique que l'on développe sur la base des mésons vecteurs par utilisation de la théorie des perturbations dépendantes du temps. Le méson virtuel résultant de la fluctuation du photon interagit alors avec le proton de manière diffractive au travers de l'échange d'un pomeron. Dans le cadre de cette analyse, seule la contribution élastique est simulée en recourant au générateur DIFFVM, la contribution inélastique étant quant à elle prise en considération en supposant que le rapport entre le nombre d'événements ρ produits lors d'interactions inélastiques et le nombre total d'événements ρ présents dans l'échantillon de contrôle est donné par le rapport correspondant pour le processus de Bethe-Heitler pour lequel on dispose d'une simulation de l'ensemble des contributions. La fraction inélastique ainsi déterminée a pour valeur 9.70 % et le nombre d'événements ρ élastiques présents dans l'échantillon de contrôle est repondéré en conséquence.

Les résultats fournis par le MonteCarlo DIFFVM prédisent que la contamination de l'échantillon de contrôle par les événements d'électroproduction diffractive $ep \rightarrow ep\rho$ est de l'ordre de 0.5 % pour les années 2004 et 2005.

8.9.2 Les événements de production d'une paire de leptons $ep \rightarrow ep e^+ e^-$

Les événements de production d'une paire de leptons au travers d'un échange à deux photons $ep \rightarrow ep e^+ e^-$ peuvent donner lieu à une topologie identique à celle qui définit l'échantillon de contrôle lorsqu'un positon ou un électron est détecté dans la partie centrale ou avant du calorimètre LAr pour les années 2004 et 2005 respectivement, qu'un des deux autres leptons est diffusé dans le calorimètre SpaCal et que le troisième s'échappe du détecteur principal avec le proton sans être détectés.

Les événements de production d'une paire de leptons au travers d'un échange à deux photons ont été simulés par la méthode de MonteCarlo en recourant au générateur GRAPE [127] qui génère la production d'une paire de leptons dans le cadre de collisions électron-proton sur base du calcul des éléments de matrice de la théorie électrofaible à l'ordre des arbres. Dans le cadre de cette analyse, seule la production élastique d'une paire de leptons est simulée à l'aide du générateur GRAPE, la contribution inélastique étant à nouveau prise en compte en repondérant de 9.70 % le nombre d'événements dileptons élastiques présents dans l'échantillon de contrôle.

Les résultats fournis par le générateur GRAPE montrent que la contamination de l'échantillon de contrôle par les événements de production d'une paire de leptons dans un échange à deux photons $ep \rightarrow ep e^+ e^-$ est comprise entre 4 et 5 % pour les années 2004 et 2005. La confiance à accorder aux prédictions des générateurs DIFFVM et GRAPE dans le domaine particulier de l'espace des phases où on les utilise dans le présent travail est étudiée dans la section 8.16 en recourant à une sélection d'événements satisfaisant à la même topologie que celle qui définit l'échantillon de contrôle mais dont la particule détectée dans le calorimètre LAr et possédant une trace reconstruite par les chambres CJC est de charge opposée à celle du faisceau de leptons pour chacune des deux années 2004 et 2005.

8.10 Bruits de fonds présents dans l'échantillon enrichi en DVCS

Les deux principaux bruits de fonds présents dans l'échantillon enrichi en DVCS et affectant l'extraction de la section efficace DVCS élastique sont fournis par les événements de type Bethe-Heitler et par les événements de type DVCS inélastique pour lesquels l'interaction engendre la dissociation du proton. Les deux processus physiques que sont la production diffractive du méson vecteur ω et la production diffractive du méson vecteur ϕ peuvent également donner lieu à une topologie identique à celle qui définit l'échantillon enrichi en DVCS et leurs contributions sont dès lors prises en compte dans l'analyse des données. On envisage également la possibilité d'une contamination par des événements DIS caractérisés par un état hadronique final de faible masse invariante dont les particules s'échappent du détecteur principal par le tube à vide et pour lesquels seul un pion neutre π^0 dépose une énergie supérieure à 0.5 GeV dans la partie électromagnétique du calorimètre LAr. Si l'angle d'ouverture entre les deux photons issus de la désintégration du π^0 est trop faible pour permettre à la granularité du calorimètre LAr de les distinguer, la reconstruction de leurs gerbes électromagnétiques en un seul et même dépôt d'énergie peut en effet conduire à identifier le pion neutre comme étant un photon et ainsi aboutir à une topologie d'événement satisfaisant à celle qui définit l'échantillon enrichi en DVCS.

8.10.1 Les événements des productions diffractives $ep \rightarrow ep\omega$ et $ep \rightarrow ep\phi$

Les événements de production diffractive $ep \rightarrow ep\omega$ pour lesquels le méson vecteur ω se désintègre en un état final constitué de 3 photons - au travers du processus $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$, caractérisé par un taux de branchement de l'ordre de 8.9 %, suivi de la désintégration du méson π^0 en 2 photons - donnent lieu à la topologie requise pour l'échantillon enrichi en DVCS lorsque l'électron est diffusé dans la région arrière du calorimètre SpaCal, que l'un des photons est détecté dans la partie centrale ou avant du calorimètre LAr et que les deux autres photons quittent le détecteur principal par le tube à vide avec le proton diffusé ou déposent une énergie inférieure à la coupure de 0.5 GeV dans le calorimètre LAr.

Les événements de production diffractive $ep \rightarrow ep\phi$ pour lesquels le méson vecteur ϕ se désintègre suivant le mode $\phi \rightarrow K_L^0 K_S^0$ caractérisé par un taux de branchement de l'ordre de 34 % peuvent donner lieu à la topologie requise pour l'échantillon enrichi en DVCS lorsque le méson K_S^0 se désintègre en 2 π^0 - taux de branchement de l'ordre de 30 % - se désintégrant à leur tour en 2 photons chacun. La topologie définissant l'échantillon enrichi en DVCS est en effet satisfaite lorsque l'électron est diffusé dans la région arrière du calorimètre SpaCal, que l'un des photons ou le méson K_L^0 est détecté dans la partie centrale ou avant du calorimètre LAr et que l'ensemble des particules restantes quitte le détecteur principal par le tube à vide avec le proton diffusé ou dépose une énergie inférieure à la coupure de 0.5 GeV dans le calorimètre LAr.

Les événements de production diffractive $ep \rightarrow ep\omega$ et $ep \rightarrow ep\phi$ ont été simulés en recourant au MonteCarlo DIFFVM. Ce dernier ne prédisant pas les sections efficaces correctes pour la production des mésons ω et ϕ , le nombre d'événements générés a été repondéré de manière à correspondre aux sections efficaces mesurées par les Collaborations H1 et ZEUS [128, 129].

Les résultats fournis par le MonteCarlo DIFFVM prédisent que la contamination de l'échantillon enrichi en DVCS par les événements de production diffractive $ep \rightarrow ep\omega$ et $ep \rightarrow ep\phi$ est de l'ordre de 1 % pour les années 2004 et 2005.

8.10.2 Les événements DIS de faible masse hadronique invariante

Un événement DIS caractérisé par un état hadronique final de faible masse invariante peut satisfaire à la topologie définissant l'échantillon enrichi en DVCS lorsque les particules produites s'échappent du détecteur principal par le tube à vide et que seul un pion neutre π^0 qui se désintègre en deux photons qui déposent leur énergie dans la partie électromagnétique du calorimètre LAr est erronément identifié comme étant un photon. La distribution de l'angle d'ouverture entre les deux photons issus de la désintégration d'un π^0 tombe en effet rapidement aux grandes valeurs de l'angle d'ouverture aux énergies qui nous intéressent $E_{\pi^0} > 0.5$ GeV. La majeure partie des photons produits sont dès lors séparés par la distance angulaire minimale θ_{min} qui s'écrit en désignant par m_{π^0} la masse du π^0 :

$$\cos \theta_{min} = 1 - \frac{2 m_{\pi^0}^2}{E_{\pi^0}^2}. \quad (8.14)$$

L'énergie du π^0 va donc dicter son efficacité de reconstruction en deux dépôts d'énergie distincts et plus le π^0 sera énergétique, plus le pouvoir de séparation entre les deux photons issus de sa désintégration sera faible. La granularité du calorimètre LAr qui diffère selon le domaine angulaire en θ introduit également une dépendance polaire dans l'efficacité d'identification d'un π^0 [130].

La possibilité d'une contamination de l'échantillon enrichi en DVCS résultant de l'identification erronée des deux photons issus de la désintégration d'un π^0 en un seul photon est étudiée dans ce qui suit en recourant à l'analyse de l'estimateur $Eahn$ introduit dans le paragraphe 8.3.1 et représentant la fraction d'énergie contenue dans le coeur chaud d'une gerbe électromagnétique. L'étude est réalisée en trois étapes. La figure 8.45(a) représente les distributions normalisées de l'estimateur $Eahn$ obtenues sur base d'une simulation par la méthode de MonteCarlo et respectivement associées aux dépôts d'énergie dans le calorimètre LAr d'un seul photon et des deux photons issus de la désintégration d'un π^0 . Dans le cas de la désintégration d'un π^0 en deux photons, seuls sont considérés les événements pour lesquels deux dépôts d'énergie distincts n'ont pu être reconstruits et qui sont par conséquent susceptibles d'être identifiés comme étant initiés par le passage d'un seul photon. Une procédure d'ajustement détermine dans un premier temps les paramètres de deux fonctionnelles $f_\gamma(Eahn)$ et $f_\pi(Eahn)$ respectivement utilisées pour décrire les distributions associées à un seul photon et à deux photons non distincts. Les expressions de ces fonctionnelles sont données par les relations :

$$f_\gamma(Eahn) = a_\gamma e^{b_\gamma Eahn^2} (1 + c_\gamma \sqrt{Eahn} + d_\gamma Eahn) (1 - Eahn)^{e_\gamma}, \quad (8.15)$$

$$f_\pi(Eahn) = a_\pi Eahn^{b_\pi} (1 + c_\pi \sqrt{Eahn} + d_\pi Eahn) (1 - Eahn)^{e_\pi} \quad (8.16)$$

et les différentes valeurs obtenues pour l'ensemble des paramètres sont indiquées dans le tableau 8.30. Afin d'éprouver la distinction que ces deux paramétrisations permettent de réaliser entre un dépôt d'énergie associé à un seul photon et un dépôt d'énergie associé à deux photons pour lesquels les gerbes électromagnétiques n'ont pu être séparément reconstruites, on réalise dans un deuxième temps une procédure d'ajustement des distributions normalisées de l'estimateur $Eahn$ respectivement associées à un seul photon et à deux photons non distincts en recourant à des fonctionnelles combinaisons linéaires des deux précédentes dont on fixe l'ensemble des paramètres aux valeurs fournies par le tableau 8.30 :

$$f'_\gamma(Eahn) = a_{\gamma\gamma} f_\gamma(Eahn) + a_{\gamma\pi} f_\pi(Eahn), \quad (8.17)$$

$$f'_\pi(Eahn) = a_{\pi\gamma} f_\gamma(Eahn) + a_{\pi\pi} f_\pi(Eahn). \quad (8.18)$$

Les valeurs des coefficients qui sont reprises dans le tableau 8.30 montrent que les fonctionnelles $f_\gamma(Eahn)$ et $f_\pi(Eahn)$ permettent d'opérer une distinction efficace entre un dépôt d'énergie initié par un seul photon ou deux photons, les coefficients $a_{\gamma\pi}$ et $a_{\pi\gamma}$ étant tous deux compatibles avec zéro.

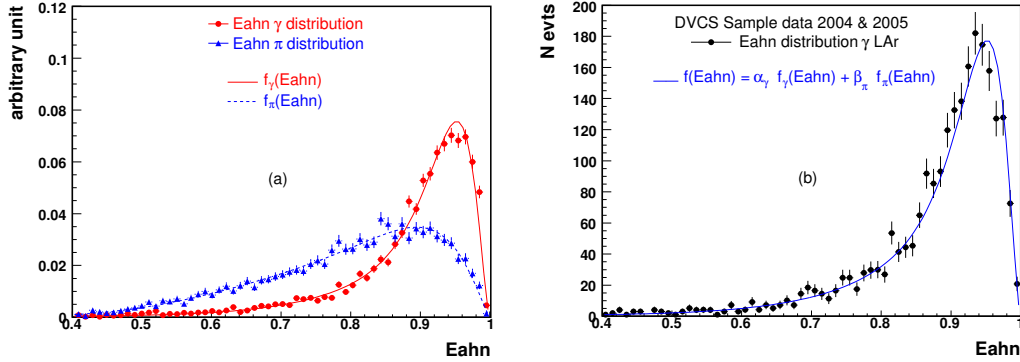


FIG. 8.45 – (a) Distributions normalisées de l'estimateur $Eahn$ obtenues sur base d'une simulation par la méthode de MonteCarlo et respectivement associées aux dépôts d'énergie dans le calorimètre LAr d'un seul photon et de deux photons issus de la désintégration d'un π^0 pour lesquels deux dépôts d'énergie distincts n'ont pu être reconstruits. (b) Distribution de l'estimateur $Eahn$ pour les échantillons enrichis en DVCS obtenus au cours des années 2004 et 2005.

Résultats des procédures d'ajustement des distributions normalisées de $Eahn$	
Distribution associée à un seul photon	Distribution associée aux deux photons
$f_\gamma(Eahn)$	$f_\pi(Eahn)$
$a_\gamma = 0.00064 \pm 0.00003$	$a_\pi = 74.4582 \pm 0.9284$
$b_\gamma = 16.7052 \pm 0.0159$	$b_\pi = 9.1415 \pm 0.0570$
$c_\gamma = -2.1152 \pm 0.0002$	$c_\pi = -2.1553 \pm 0.0008$
$d_\gamma = 1.1250 \pm 0.0002$	$d_\pi = 1.1873 \pm 0.0007$
$e_\gamma = 1.7926 \pm 0.0138$	$e_\pi = 1.2926 \pm 0.0224$
$\chi^2/ndf = 158.07 / 84 = 1.88$	$\chi^2/ndf = 63.18 / 54 = 1.17$
$f'_\gamma(Eahn)$	$f'_\pi(Eahn)$
$a_{\gamma\gamma} = 0.9909 \pm 0.0162$	$a_{\pi\gamma} = 0.0051 \pm 0.0149$
$a_{\gamma\pi} = 0.0108 \pm 0.0111$	$a_{\pi\pi} = 0.9952 \pm 0.0197$
$\chi^2/ndf = 135.66 / 57 = 2.38$	$\chi^2/ndf = 63.06 / 57 = 1.11$

TAB. 8.30 – Résultats des procédures d'ajustement des distributions normalisées de $Eahn$ obtenues sur base d'une simulation par la méthode de MonteCarlo et respectivement associées aux dépôts d'énergie dans le calorimètre LAr d'un seul photon et de deux photons issus de la désintégration d'un π^0 pour lesquels deux dépôts d'énergie distincts n'ont pu être reconstruits.

On réalise alors dans un troisième temps une procédure d'ajustement de la distribution de l'estimateur $Eahn$ associée aux échantillons enrichis en DVCS obtenus au cours des années 2004 et 2005 en recourant à une fonctionnelle $f(Eahn)$ donnée par une combinaison linéaire de $f_\gamma(Eahn)$ et $f_\pi(Eahn)$ dont on fixe à nouveau l'ensemble des paramètres aux valeurs fournies par le tableau 8.30 :

$$f(Eahn) = \alpha_\gamma f_\gamma(Eahn) + \beta_\pi f_\pi(Eahn). \quad (8.19)$$

La figure 8.45(b) illustre la distribution de l'estimateur $Eahn$ pour les échantillons enrichis en DVCS des années 2004 et 2005 ainsi que la fonction $f(Eahn)$ résultant de la procédure d'ajustement. Les expressions des paramètres α_γ et β_π indiquées dans le tableau 8.31 permettent finalement de conclure que la fraction de π^0 présente dans les échantillons enrichis en DVCS est compatible avec zéro, sa valeur étant donnée par 3.4 ± 2.1 %.

Résultats de la procédure d'ajustement de la distribution de <i>Eahn</i>
$\alpha_\gamma = 2320.95 \pm 70.86$
$\beta_\pi = 79.99 \pm 48.49$
$\chi^2/ndf = 69.33 / 57 = 1.22$

TAB. 8.31 – Expressions des paramètres α_γ et β_π résultant de la procédure d'ajustement de la distribution de l'estimateur *Eahn* associée aux échantillons enrichis en DVCS obtenus en 2004 et 2005.

8.11 Pondération des distributions du vertex

L'accord entre les distributions de la composante du vertex selon z respectivement associées aux données et aux simulations par la méthode de MonteCarlo est indispensable afin de reproduire au mieux la distribution de l'angle polaire de la particule diffusée dans le calorimètre arrière SpaCal, et par suite la reconstruction de la cinématique par la méthode double angle et la détermination de l'acceptance géométrique. Les événements de la simulation MonteCarlo étant générés selon une distribution gaussienne dont la largeur et la moyenne ne correspondent pas a priori à celles des données, il est par conséquent nécessaire de corriger la distribution de la composante du vertex selon z associée au MonteCarlo au travers de l'application d'un facteur de pondération. Selon la présence ou l'absence d'un vertex reconstruit, deux schémas de pondération sont appliqués.

8.11.1 Présence d'un vertex reconstruit

Pour l'échantillon de contrôle, la présence d'un vertex reconstruit est imposée au niveau de la sélection des données. On réalise dans ce cas une procédure d'ajustement des distributions de la composante selon z du vertex reconstruit respectivement associées aux données et à la simulation MonteCarlo du processus Bethe-Heitler au travers d'une fonctionnelle $f(v_z)$ donnée par la somme d'une gaussienne et d'un polynôme du second degré :

$$f(v_z) = A e^{-\frac{(v_z-m)^2}{2\sigma^2}} + a v_z^2 + b v_z + c. \quad (8.20)$$

La sélection des données requérant la présence d'un vertex reconstruit dans l'intervalle $|v_z| < 35$ cm, les différents paramètres de la fonctionnelle $f(v_z)$ sont déterminés entre les limites de ce domaine. En désignant par $f_{data}(v_z)$ et $f_{moca}(v_z)$ les résultats de la procédure d'ajustement respectivement obtenus pour les données et la simulation, le facteur de pondération $w(v_z)$ que l'on applique aux événements MonteCarlo est alors fourni par la relation :

$$w(v_z) = \frac{\int_{|v_z|<35} f_{moca}(v_z) dv_z}{\int_{|v_z|<35} f_{data}(v_z) dv_z} \frac{f_{data}(v_z)}{f_{moca}(v_z)} \quad (8.21)$$

dans laquelle la présence du facteur de normalisation assure que le nombre d'événements MonteCarlo demeure identique avant et après application des poids. La figure 8.46 illustre les distributions de la composante selon z du vertex reconstruit et de l'angle polaire du photon diffusé dans le calorimètre arrière SpaCal pour les échantillons de contrôle respectivement obtenus au cours des années 2004 et 2005. Les données y sont comparées à la somme des simulations par la méthode de MonteCarlo des différentes contributions présentes dans l'échantillon de contrôle avant et après application de la procédure de pondération. On observe que les distributions de la composante selon z du vertex reconstruit correspondant à la simulation MonteCarlo décrivent correctement les distributions associées aux données avant application de la procédure de pondération. Les poids $w(v_z)$ fournis par cette dernière sont donc proches de l'unité et les distributions de la composante selon z du vertex reconstruit associées à la simulation MonteCarlo ne sont que faiblement modifiées. L'incidence de la pondération sur les distributions de l'angle polaire du photon diffusé dans le SpaCal est quant à elle négligeable.

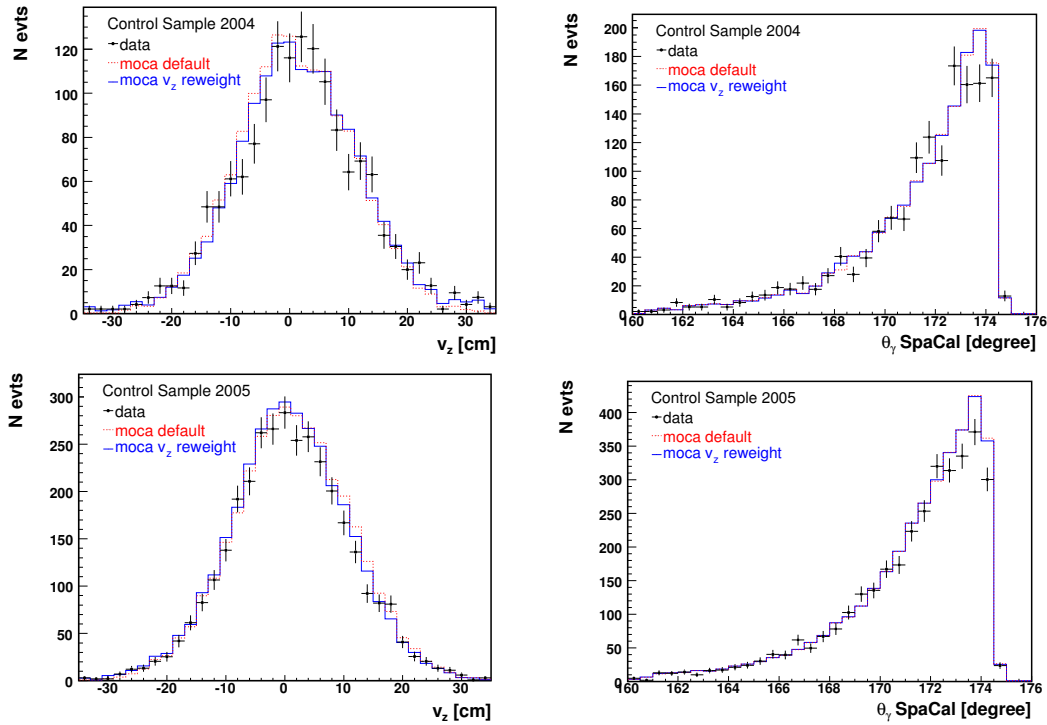


FIG. 8.46 – Distributions de la composante selon z du vertex reconstruit et de l’angle polaire du photon diffusé dans le calorimètre SpaCal pour les échantillons de contrôle respectivement obtenus au cours des années 2004 et 2005. Les données sont comparées à la somme des simulations par la méthode de MonteCarlo des différentes contributions présentes dans l’échantillon de contrôle avant et après application de la procédure de pondération.

8.11.2 Absence d’un vertex reconstruit

Pour l’échantillon enrichi en DVCS, la présence d’un vertex reconstruit n’est pas requise au niveau de la sélection des données. Le trajectographe central CJC ne permet en effet de reconstruire la trace associée à l’électron diffusé dans le calorimètre SpaCal que pour un nombre relativement faible d’événements, son acceptation étant limitée aux grandes valeurs de la virtualité Q^2 . Pour l’ensemble des échantillons enrichis en DVCS obtenus au cours des années 2004 et 2005, le nombre d’événements pour lesquels il est possible de déterminer la position du vertex en recourant aux chambres CJC n’est ainsi que de $2.8 \pm 0.3\%$, la valeur minimale de la virtualité Q^2 qui les caractérise étant quant à elle de l’ordre de 25 GeV^2 .

Pour les événements ne possédant pas de vertex reconstruit par le trajectographe central CJC, l’algorithme d’identification de l’électron diffusé détermine l’angle polaire de ce dernier à partir de l’origine du système de coordonnées de H1 et les grandeurs angulaires et cinématiques de l’événement considéré sont dès lors reconstruites à partir de la position nominale du vertex de l’interaction.

Il est cependant possible de palier à ce manque d’information en recourant à la position moyenne du vertex selon z . Celle-ci est déterminée pour les différents intervalles successifs de périodes de prise de données au travers de l’ajustement d’une fonctionnelle de la forme 8.20 à la distribution de la composante du vertex selon z dans chacun des intervalles envisagés, le nombre de ces derniers étant dicté par les conditions de focalisation des faisceaux dans la zone d’interaction.

Les événements des échantillons enrichis en DVCS ne présentant pas de vertex reconstruit se voient

ainsi attribuer la position moyenne du vertex selon z correspondant à l'intervalle de périodes de prise de données auquel appartient l'événement considéré, l'angle polaire de l'électron diffusé dans le calorimètre arrière SpaCal et les variables cinématiques reconstruites par la méthode double angle étant par la suite déterminés par rapport à la position moyenne du vertex plutôt qu'à partir de l'origine du système de coordonnées.

Pour la simulation par la méthode de MonteCarlo des différentes contributions présentes dans l'échantillon enrichi en DVCS, l'absence de vertex reconstruit est également palliée en recourant à l'information moyenne fournie par la prise de données. Les événements MonteCarlo ne présentant pas de vertex reconstruit se voient ainsi attribuer des valeurs aléatoires de la position en z du vertex distribuées autour des positions moyennes associées aux données, la largeur de l'intervalle définissant l'échantillonnage des positions moyennes étant égale à 0.5 cm. Le tableau 8.32 reprend la liste des valeurs moyennes \bar{v}_z de la position du vertex selon z ordonnées par fréquence croissante pour les années 2004 et 2005.

Valeurs moyennes \bar{v}_z de la position du vertex selon z pour l'année 2004					
\bar{v}_z	fréquence	\bar{v}_z	fréquence	\bar{v}_z	fréquence
4.75 cm	0.2 %	-1.75 cm	1.8 %	1.25 cm	6.1 %
-4.25 cm	0.3 %	5.25 cm	1.8 %	2.25 cm	6.4 %
-2.25 cm	0.4 %	-0.75 cm	2.1 %	-2.75 cm	7.0 %
2.75 cm	0.9 %	-1.25 cm	3.8 %	1.75 cm	8.9 %
-3.25 cm	1.0 %	-0.25 cm	3.9 %	0.75 cm	9.6 %
6.25 cm	1.5 %	3.75 cm	4.1 %	-5.25 cm	12.4 %
4.25 cm	1.6 %	3.25 cm	4.4 %	0.25 cm	21.8 %
Valeurs moyennes \bar{v}_z de la position du vertex selon z pour l'année 2005					
\bar{v}_z	fréquence	\bar{v}_z	fréquence	\bar{v}_z	fréquence
-5.25 cm	1.0 %	1.25 cm	13.8 %	-1.75 cm	18.3 %
				0.25 cm	66.9 %

TAB. 8.32 – Valeurs moyennes \bar{v}_z de la position du vertex selon z ordonnées par fréquence croissante pour les années 2004 et 2005. La largeur de l'intervalle définissant l'échantillonnage est égale à 0.5 cm.

Afin que les valeurs moyennes \bar{v}_z issues de la prise de données correspondent effectivement aux nouvelles moyennes des différentes contributions fournies par les simulations, il importe encore d'appliquer à chacun des événements MonteCarlo un facteur de pondération $w(v_{zg}, \bar{v}_z)$ fonction de la composante selon z du vertex au niveau généré v_{zg} et de la valeur moyenne \bar{v}_z de la position du vertex selon z aléatoirement attribuée à l'événement considéré. En supposant les distributions de largeur identique avant et après application de la procédure de pondération, le poids $w(v_{zg}, \bar{v}_z)$ est alors donné par la relation :

$$w(v_{zg}, \bar{v}_z) = e^{-\frac{(v_{zg}-\bar{v}_z)^2}{2\sigma^2}} / e^{-\frac{(v_{zg}-\bar{v}_{zg})^2}{2\sigma^2}} \quad (8.22)$$

dans laquelle les grandeurs \bar{v}_{zg} et σ désignent respectivement la valeur moyenne et la largeur de la distribution de la composante selon z du vertex au niveau généré.

La figure 8.47 illustre les distributions de la composante selon z du vertex reconstruit pour les événements des échantillons enrichis en DVCS pour lesquels l'électron diffusé dans le calorimètre arrière SpaCal se situe dans l'acceptance angulaire du trajectographe central CJC. La figure 8.48 représente quant à elle les distributions de la composante selon z du vertex moyen attribuée aux événements des échantillons enrichis en DVCS pour lesquels la position du vertex de l'interaction n'a pu être déterminée à l'aide du trajectographe central CJC. La figure 8.49 illustre finalement les distributions de l'angle polaire de l'électron diffusé dans le calorimètre SpaCal pour les échantillons enrichis en DVCS, les distributions corrigées par la prise en considération du vertex moyen étant comparées aux

distributions initiales pour lesquelles l'angle polaire de l'électron diffusé est déterminé à partir de l'origine du système de référence en l'absence de vertex reconstruit par les chambres CJC.

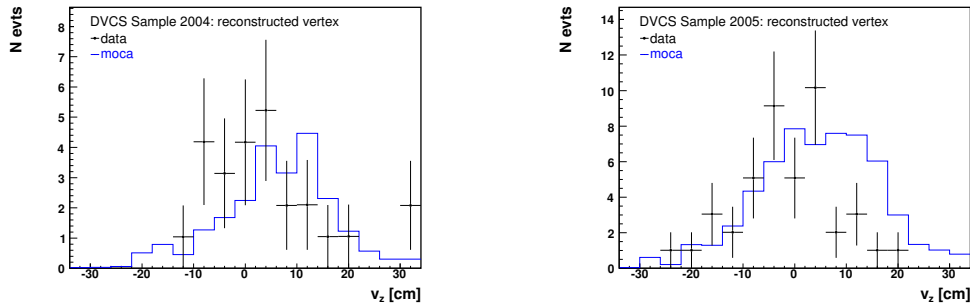


FIG. 8.47 – Distributions de la composante selon z du vertex reconstruit pour les événements des échantillons enrichis en DVCS pour lesquels l'électron diffusé dans le calorimètre SpaCal se situe dans l'acceptance angulaire du trajectographe central CJC. Les données enregistrées au cours des années 2004 et 2005 sont respectivement comparées à la somme des simulations par la méthode de MonteCarlo des différentes contributions présentes dans l'échantillon enrichi en DVCS.

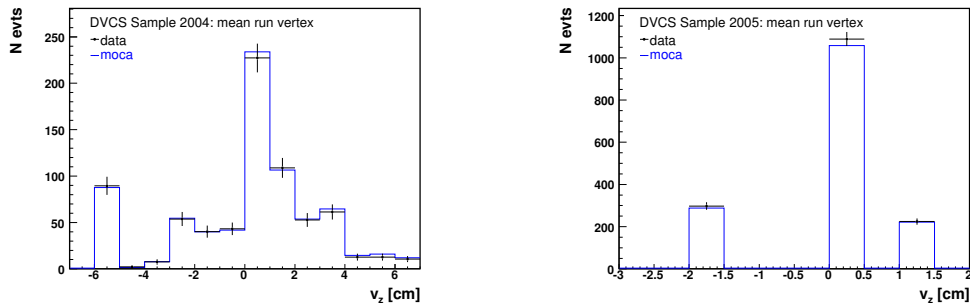


FIG. 8.48 – Distributions de la composante selon z du vertex moyen attribuée aux événements des échantillons enrichis en DVCS pour lesquels la position du vertex de l'interaction n'a pu être déterminée à l'aide du trajectographe central CJC. Les distributions correspondant aux simulations par la méthode de MonteCarlo des différentes contributions présentes dans l'échantillon enrichi en DVCS ont été modifiées selon la procédure mentionnée dans le texte de manière à décrire au mieux les variables angulaires et cinématiques associées aux données.

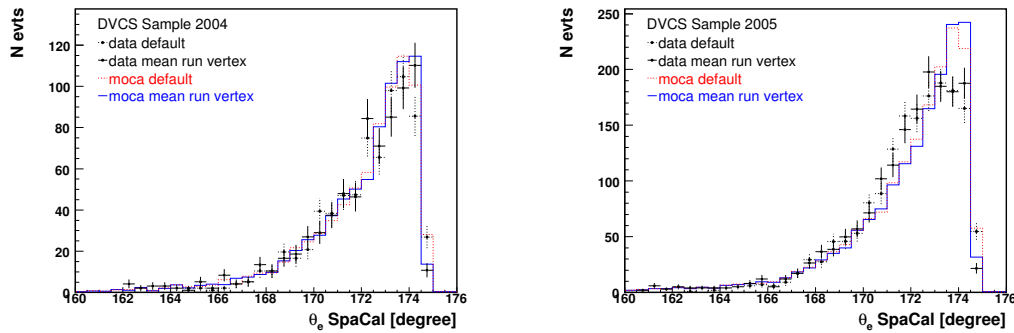


FIG. 8.49 – Distributions de l'angle polaire de l'électron diffusé dans le calorimètre SpaCal pour les échantillons enrichis en DVCS enregistrés au cours des années 2004 et 2005. Les données sont comparées à la somme des simulations par la méthode de MonteCarlo des différentes contributions présentes dans les échantillons enrichis en DVCS et les distributions corrigées par la prise en considération du vertex moyen sont confrontées aux distributions initiales pour lesquelles la mesure de l'angle polaire est réalisée à partir de l'origine du système de référence en l'absence de vertex CJC.

On observe que la prise en considération du vertex moyen selon z modifie sensiblement les distributions de l'angle polaire de l'électron diffusé dans le SpaCal pour les données et pour la simulation.

8.12 Etude du bruit présent dans la chambre proportionnelle CIP2k

La détermination de l'efficacité de reconstruction d'une trace par le trajectographe central CJC ainsi que la condition de veto associée au candidat photon de l'échantillon enrichi en DVCS reposant sur le nombre de coups enregistrés dans les différentes couches de la chambre proportionnelle interne CIP2k et sur leur association à un dépôt d'énergie calorimétrique, on vérifie dans un premier temps que les résultats fournis par la simulation MonteCarlo de la chambre proportionnelle interne décrivent correctement les informations correspondant aux données en reproduisant au mieux le niveau de bruit présent dans ces dernières.

La probabilité qu'un photon diffusé dans le calorimètre SpaCal donne lieu à un signal dans la chambre proportionnelle interne est étudiée en recourant aux événements de l'échantillon de contrôle dont le photon émis dans la région arrière se situe dans l'acceptance angulaire de la chambre CIP2k, son angle polaire θ_γ devant pour cela être inférieur à 168° . La probabilité qu'un photon présent dans le calorimètre LAr donne lieu à un signal dans la chambre proportionnelle interne est quant à elle déterminée en utilisant les événements de l'échantillon enrichi en DVCS pour lesquels une réponse de la chambre CIP2k est associée à l'électron diffusé dans le calorimètre arrière SpaCal.

Les distributions de la figure 8.50 représentent les réponses de la chambre proportionnelle interne au passage d'un photon diffusé dans les calorimètres LAr et SpaCal, la distinction étant faite entre la présence ou l'absence dans les différentes couches de la chambre CIP2k de coups associés au photon émis. Les données enregistrées au cours des années 2004 et 2005 sont respectivement illustrées et comparées aux simulations MonteCarlo des processus contribuant à l'échantillon enrichi en DVCS et à l'échantillon de contrôle.

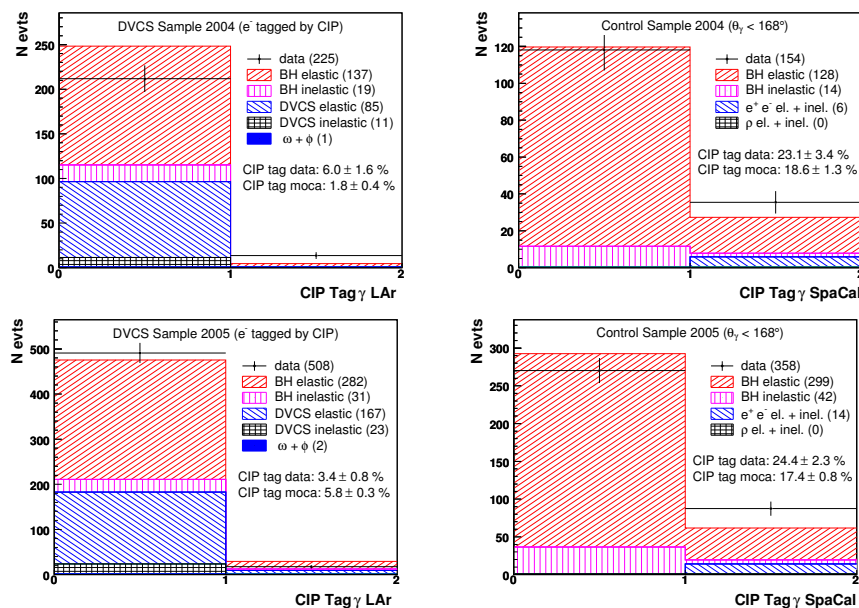


FIG. 8.50 – Réponses de la chambre proportionnelle interne au passage d'un photon diffusé dans les calorimètres LAr et SpaCal, la distinction étant faite entre la présence ou l'absence dans les différentes couches de la chambre CIP2k de coups associés au photon émis. Les données enregistrées au cours des années 2004 et 2005 sont respectivement illustrées et comparées aux simulations MonteCarlo des processus contribuant à l'échantillon enrichi en DVCS et à l'échantillon de contrôle.

8.13 Détermination de l'efficacité du trajectographe central CJC

On étudie dans ce qui suit l'efficacité de reconstruction par le trajectographe central CJC de la trace associée à un électron diffusé dans le calorimètre LAr en recourant à l'utilisation de la chambre proportionnelle interne CIP2k, cette dernière permettant d'établir le passage d'une particule chargée dans le domaine angulaire $25^\circ < \theta < 145^\circ$ indépendamment de la réponse fournie par les chambres CJC.

Pour ce faire, on sélectionne dans un premier temps un échantillon d'événements satisfaisant aux critères de sélection de l'échantillon de contrôle, la nature chargée de la particule électromagnétique diffusée dans le calorimètre LAr n'étant plus requise au travers de l'association à son dépôt d'énergie d'une trace reconstruite par le trajectographe central CJC mais par la présence de signaux dans au moins deux cellules de la chambre CIP2k, ceux-ci devant être associés au passage de la particule diffusée dans le calorimètre LAr et appartenir à au moins deux couches cylindriques distinctes parmi les cinq que comporte la chambre proportionnelle interne. Une condition de veto est également appliquée à la particule électromagnétique diffusée dans le calorimètre arrière SpaCal en requérant l'absence d'association entre son dépôt d'énergie et les coups présents dans la chambre proportionnelle interne. A l'exception de ces deux nouvelles conditions remplaçant l'utilisation du trajectographe central CJC et résumées dans le tableau 8.33, les critères de sélection appliqués sont identiques à ceux que l'on requiert pour l'obtention de l'échantillon de contrôle et qui sont mentionnés dans le tableau 8.2.

Conditions CIP2k
e LAr : N hits CIP ≥ 2
γ SpaCal : N hits CIP = 0

TAB. 8.33 – Conditions requises pour l'obtention d'un échantillon de contrôle dominé par le processus de Bethe-Heitler en recourant à la chambre proportionnelle interne CIP2k en lieu et place du trajectographe central CJC.

L'efficacité de reconstruction par le trajectographe central CJC de la trace associée à un électron diffusé dans le calorimètre LAr est déterminée en effectuant le rapport entre le nombre d'événements possédant effectivement une trace reconstruite par les chambres CJC associée au dépôt d'énergie présent dans la partie électromagnétique du calorimètre LAr et le nombre total d'événements présents dans l'échantillon de contrôle obtenu en recourant uniquement à la chambre proportionnelle interne CIP2k. Il est important de remarquer que selon que l'on s'intéresse à la correction pour l'efficacité de trace devant s'appliquer à l'échantillon de contrôle ou à l'échantillon enrichi en DVCS, deux conditions distinctes sont requises afin d'obtenir le sous-échantillon d'événements possédant une trace CJC associée à la réponse CIP2k. Dans le cas de l'échantillon de contrôle, le candidat électron dans le calorimètre LAr est défini par l'association d'une trace *LW* ou *DTRA* au dépôt d'énergie présent dans la partie électromagnétique du calorimètre, tandis que pour l'échantillon enrichi en DVCS, le critère d'isolation définissant la particule électromagnétique comme un candidat photon consiste à requérir l'absence de toute trace, *LW*, *DTRA* et *DTNV*, à moins d'une distance *dca* de 24 cm. En désignant par ε_e l'efficacité de reconstruction d'une trace *LW* ou *DTRA* par le trajectographe central CJC et l'algorithme d'identification, les facteurs de pondération $w_{control}$ devant s'appliquer aux simulations MonteCarlo des processus décrivant l'échantillon de contrôle - processus de Bethe-Heitler, de production diffractive du méson vecteur ρ et de production d'une paire de leptons dans un échange à deux photons - sont alors donnés par :

$$w_{control} = \frac{\varepsilon_{e, data}}{\varepsilon_{e, moca}}. \quad (8.23)$$

La simulation MonteCarlo du processus de Bethe-Heitler contribuant à la description de l'échantillon enrichi en DVCS se voit quant à elle appliquer des facteurs de pondérations w_{dvcs} fonction de l'efficacité

de reconstruction d'une trace quelconque ε_{all} et fournis par la relation :

$$w_{dvcs} = \frac{\varepsilon_{all, moca}}{\varepsilon_{all, data}}. \quad (8.24)$$

On vérifie dans un premier temps que la sélection opérée en recourant à la chambre proportionnelle interne CIP2k est bien à l'origine d'un échantillon de référence dominé par le processus de Bethe-Heitler. On présente ensuite les résultats obtenus pour les efficacités de reconstruction de trace et pour les facteurs de pondération qui en découlent.

8.13.1 Distributions de contrôle pour les échantillons de référence

Les échantillons de référence obtenus en utilisant la chambre proportionnelle interne CIP2k sont respectivement constitués de 1311 et 3018 événements pour les données correspondant aux années 2004 et 2005. Avant de présenter ci-dessous les distributions de différentes variables qui leur sont associées, il est important de s'assurer que la procédure d'appariement entre un dépôt d'énergie calorimétrique et des coups enregistrés dans la chambre CIP2k est bien à l'origine d'un échantillon d'événements dominé par le processus de Bethe-Heitler en permettant d'identifier correctement la présence d'un électron dans la partie centrale ou avant du calorimètre LAr et celle d'un photon dans le calorimètre SpaCal. Cette vérification est réalisée en introduisant les contributions précédemment considérées pour décrire l'échantillon enrichi en DVCS dans la description MonteCarlo de l'échantillon de référence, cela en plus des contributions initialement envisagées pour réaliser la description de l'échantillon de contrôle. L'examen du tableau 8.34 dans lequel sont résumées les différentes contributions intervenant dans la description MonteCarlo des échantillons de référence obtenus montre alors que ces derniers sont effectivement dominés par le processus de Bethe-Heitler, la contamination des échantillons par des événements DVCS, ω et ϕ étant négligeable. On a également vérifié que la particule présente dans le calorimètre LAr et identifiée à l'électron diffusé correspond effectivement à un électron au niveau généré sur base de la simulation par la méthode de MonteCarlo du processus de Bethe-Heitler.

contributions présentes dans l'échantillon de contrôle CIP2k	nombre d'événements		fraction en %	
	2004	2005	2004	2005
processus BH élastique	1039	2531	81.9 %	82.1 %
processus BH inélastique	114	296	9.0 %	9.6 %
$ep \rightarrow eY e^+ e^-$	81	178	6.4 %	5.8 %
$ep \rightarrow eY \rho$	32	69	2.5 %	2.2 %
processus DVCS élastique	2	4		
processus DVCS inélastique	0	1	0.2 %	0.3 %
$ep \rightarrow eY \phi$	0	1		
$ep \rightarrow eY \omega$	1	3		
somme des contributions	1269	3083	100 %	100 %

TAB. 8.34 – Les différentes contributions prises en considération dans la description MonteCarlo des échantillons de contrôle enregistrés en 2004 et 2005 en recourant à la CIP2k. La notation Y représente le proton diffusé élastiquement ou un état hadronique final engendré par une interaction inélastique.

8.13.2 Distributions de contrôle pour l'année 2004

Les distributions de l'énergie E_e , de l'angle polaire θ_e et de l'angle azimutal ϕ_e associées à l'électron diffusé dans le calorimètre LAr et déterminées à partir des informations fournies par ce dernier sont représentées sur la figure 8.51 pour l'échantillon de référence obtenu au cours de l'année 2004 en recourant à la chambre proportionnelle interne CIP2k. Les coordonnées x_e , y_e et z_e correspondant aux positions des barycentres des dépôts d'énergie sont également illustrées. Les données sont comparées aux

simulations par la méthode de MonteCarlo des processus de Bethe-Heitler, de production diffractive du méson vecteur ρ et de production d'une paire de leptons dans un échange à deux photons. Les informations fournies par le trajectographe central CJC et associées aux électrons possédant une trace reconstruite par ce dernier sont quant à elles présentées sur la figure 8.52 qui montre les distributions de l'impulsion transverse p_{te} , de l'angle polaire θ_e , de l'angle azimutal ϕ_e et de la composante du vertex selon z reconstruites par les chambres CJC, de la distance minimale d'approche dca entre la trace et le dépôt d'énergie et du rapport entre les impulsions transverses respectivement fournies par le calorimètre LAr et le trajectographe central.

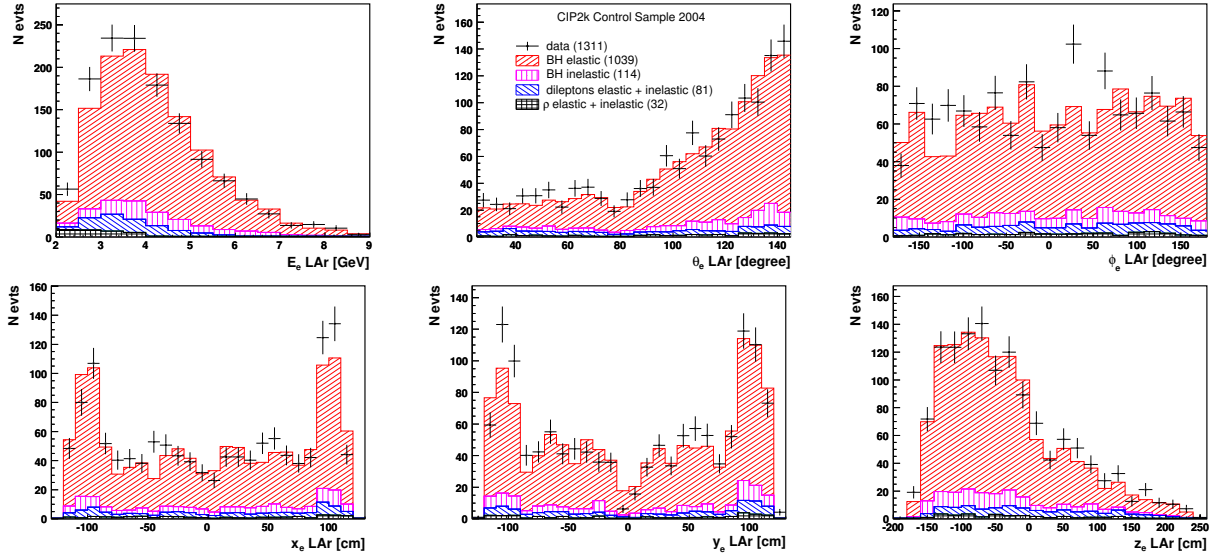


FIG. 8.51 – Distributions de l'énergie E_e , de l'angle polaire θ_e , de l'angle azimutal ϕ_e et des coordonnées x_e , y_e et z_e associées à l'électron diffusé dans le calorimètre LAr et déterminées à partir des informations fournies par ce dernier pour l'échantillon de référence obtenu au cours de l'année 2004 en recourant à la chambre proportionnelle interne CIP2k. Les données sont comparées aux simulations MonteCarlo des processus de Bethe-Heitler, de production diffractive du méson vecteur ρ et de production d'une paire de leptons dans un échange à deux photons.

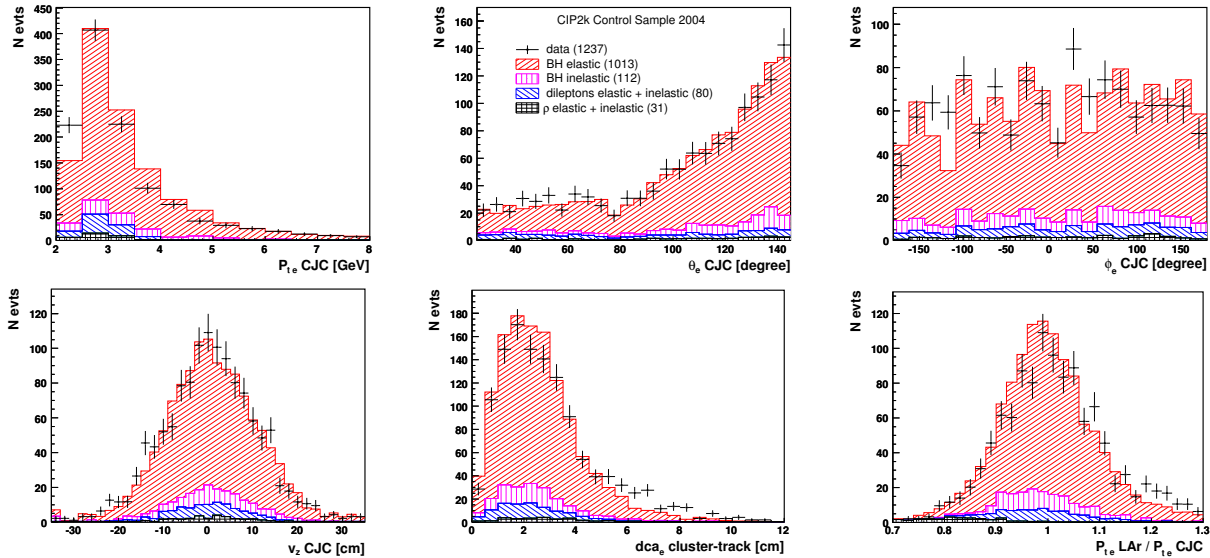


FIG. 8.52 – Distributions de l'impulsion transverse p_{te} , de l'angle polaire θ_e , de l'angle azimutal ϕ_e mesurés par les CJC, de la composante du vertex selon z , de la distance minimale d'approche dca et du rapport entre les impulsions transverses fournies par le calorimètre LAr et le trajectographe central pour les événements possédant une trace CJC associée au dépôt d'énergie dans le calorimètre LAr.

Les informations délivrées par la chambre proportionnelle interne CIP2k sont ensuite illustrées sur la figure 8.53 au travers de la distribution de la distance minimale selon z séparant les coups présents dans la chambre proportionnelle du segment de trace qu'ils permettent de reconstruire et de la distribution de la composante du vertex selon z que l'on compare à la distribution correspondante fournie par les chambres CJC lorsque l'électron possède une trace reconstruite par ces dernières permettant de déterminer la position du vertex.

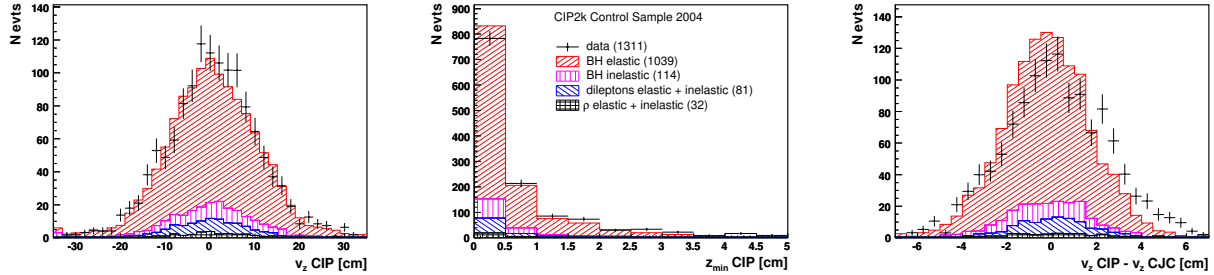


FIG. 8.53 – Distributions de la composante du vertex selon z reconstruite par la chambre proportionnelle interne CIP2k, de la distance minimale selon z séparant les coups présents dans la chambre proportionnelle du segment de trace qu'ils permettent de reconstruire et de la différence entre les composantes du vertex selon z respectivement fournies par les chambres CIP2k et CJC pour l'échantillon de référence obtenu au cours de l'année 2004 en recourant à la chambre proportionnelle interne. Les données sont comparées aux simulations MonteCarlo des processus de Bethe-Heitler, de production diffractive du méson vecteur ρ et de production d'une paire de leptons dans un échange à deux photons.

Les variables associées au photon émis dans le calorimètre SpaCal sont présentées sur la figure 8.54 qui illustre les distributions de l'énergie E_γ , de l'angle polaire θ_γ , de l'angle azimutal ϕ_γ et des coordonnées x_γ , y_γ et z_γ pour l'échantillon de référence enregistré au cours de l'année 2004.

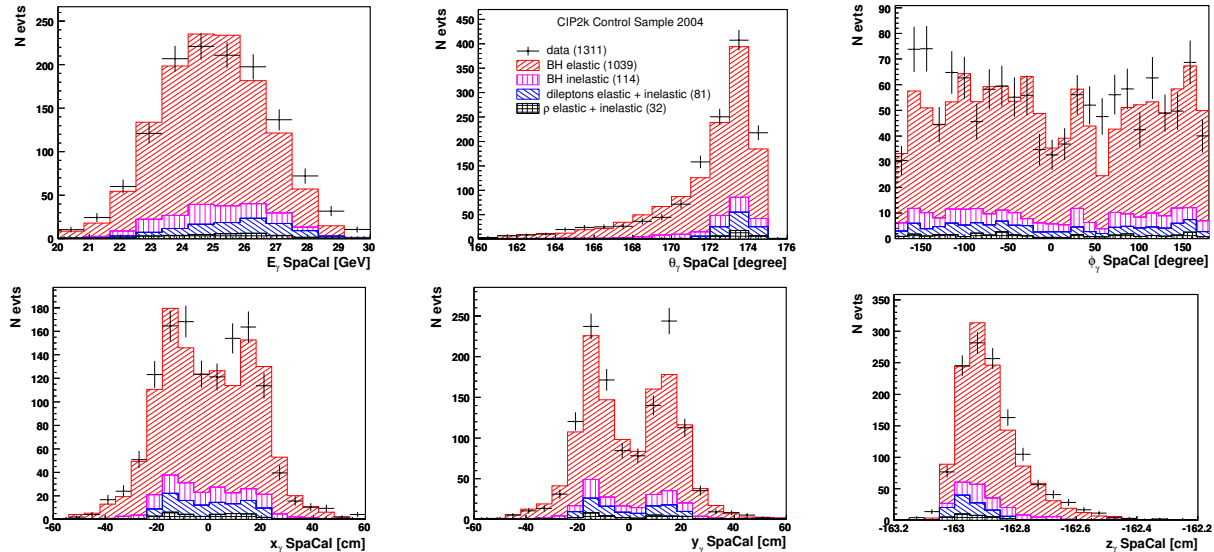


FIG. 8.54 – Distributions de l'énergie E_γ , de l'angle polaire θ_γ , de l'angle azimutal ϕ_γ et des coordonnées x_γ , y_γ et z_γ associées au photon émis dans le calorimètre SpaCal pour l'échantillon de référence enregistré au cours de l'année 2004 en recourant à la chambre proportionnelle interne. Les données sont comparées aux simulations MonteCarlo des processus de Bethe-Heitler, de production diffractive du méson vecteur ρ et de production d'une paire de leptons dans un échange à deux photons.

Les distributions de grandeurs caractérisant de manière globale les événements de l'échantillon de référence sont finalement présentées sur la figure 8.55 qui illustre respectivement les distributions de la coplanarité, de la masse invariante du système électron-photon et de la variable $E - p_z$ pour les données enregistrées au cours de l'année 2004.

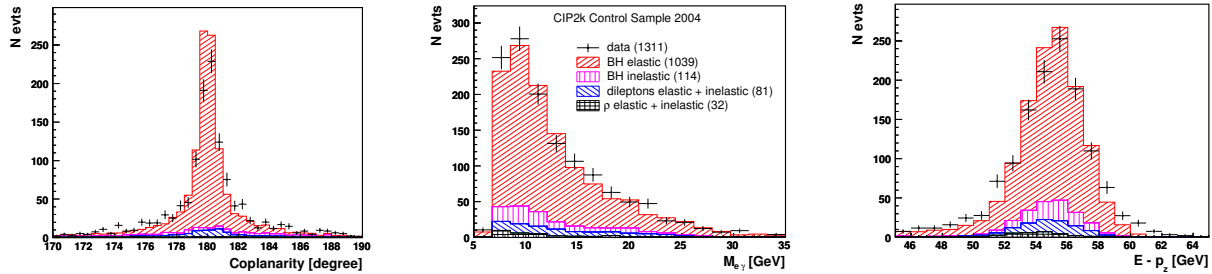


FIG. 8.55 – Distributions de la coplanarité, de la masse invariante du système électron-photon et de la variable $E - p_z$ pour l'échantillon de référence obtenu au cours de l'année 2004 en recourant à la chambre proportionnelle interne CIP2k. Les données sont comparées aux simulations MonteCarlo des processus de Bethe-Heitler, de production diffractive du méson vecteur ρ et de production d'une paire de leptons dans un échange à deux photons.

8.13.3 Distributions de contrôle pour l'année 2005

Les distributions de l'énergie E_e , de l'angle polaire θ_e , de l'angle azimutal ϕ_e et des coordonnées x_e , y_e et z_e associées à l'électron diffusé dans le calorimètre LAr et déterminées à partir des informations fournies par ce dernier sont représentées sur la figure 8.56 pour l'échantillon de référence obtenu au cours de l'année 2005 en recourant à la chambre proportionnelle interne CIP2k. Les données sont à nouveau comparées aux simulations MonteCarlo des processus de Bethe-Heitler, de production diffractive du méson vecteur ρ et de production d'une paire de leptons dans un échange à deux photons.

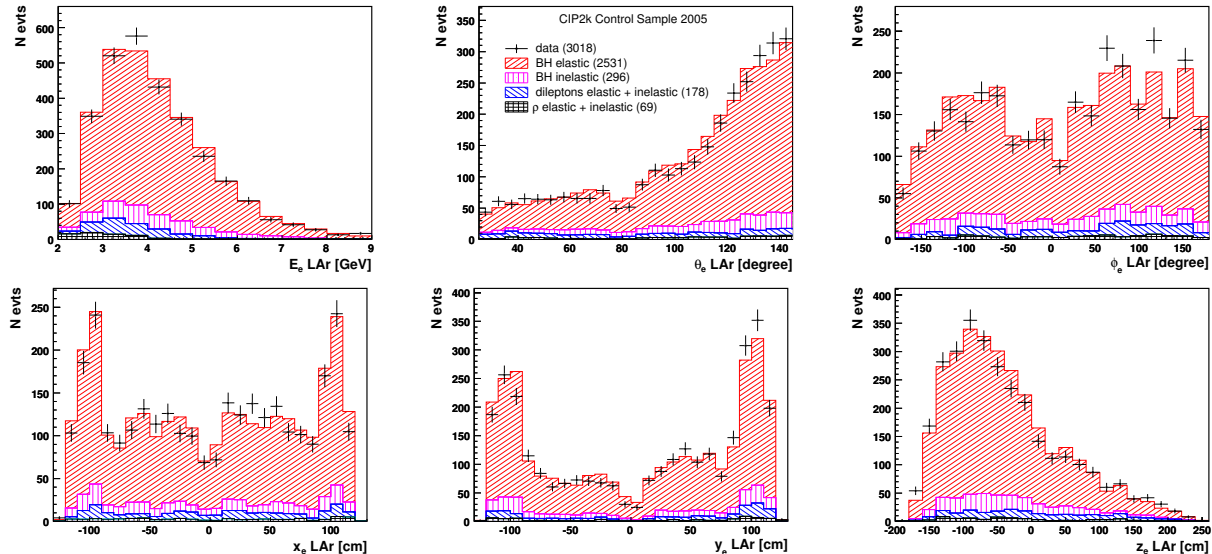


FIG. 8.56 – Distributions de l'énergie E_e , de l'angle polaire θ_e , de l'angle azimutal ϕ_e et des coordonnées x_e , y_e et z_e associées à l'électron diffusé dans le calorimètre LAr et déterminées à partir des informations fournies par ce dernier pour l'échantillon de référence obtenu au cours de l'année 2005 en recourant à la chambre proportionnelle interne CIP2k. Les données sont comparées aux simulations MonteCarlo des processus de Bethe-Heitler, de production diffractive du méson vecteur ρ et de production d'une paire de leptons dans un échange à deux photons.

Les informations fournies par le trajectographe central CJC et associées aux électrons possédant une trace reconstruite par ce dernier sont représentées sur la figure 8.57 par les distributions de l'impulsion transverse p_{te} , de l'angle polaire θ_e , de l'angle azimutal ϕ_e et de la composante du vertex selon z reconstruites par les chambres CJC, de la distance minimale d'approche dca et du rapport entre les impulsions transverses fournies par le calorimètre LAr et le trajectographe central.

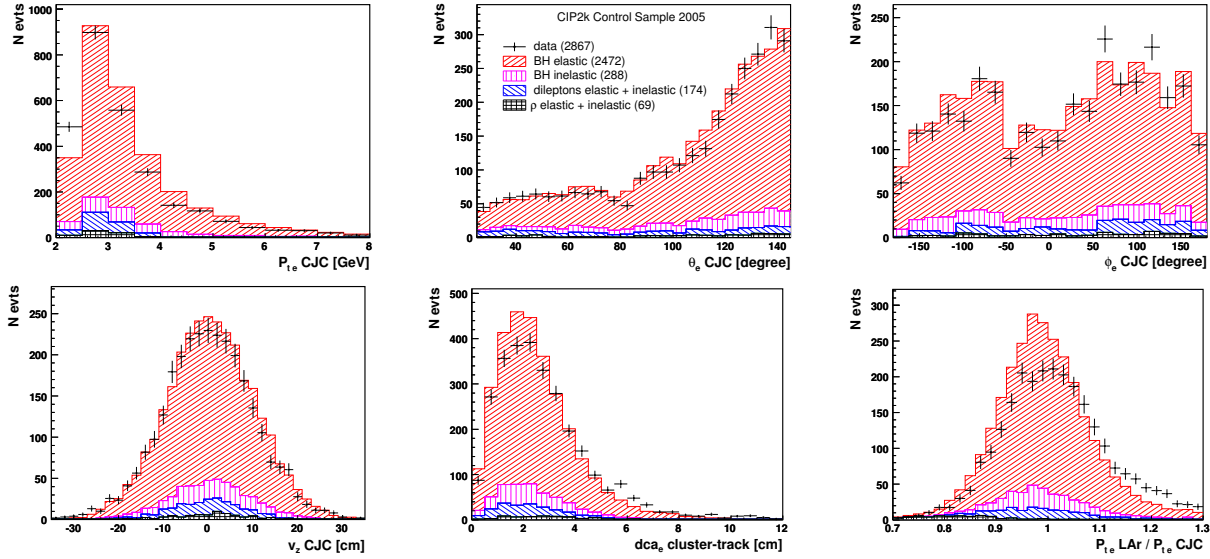


FIG. 8.57 – Distributions de l'impulsion transverse p_{te} , de l'angle polaire θ_e , de l'angle azimutal ϕ_e mesurés par les CJC, de la composante du vertex selon z , de la distance minimale d'approche dca et du rapport entre les impulsions transverses fournies par le calorimètre LAr et le trajectographe central pour les événements enregistrés au cours de l'année 2005 et possédant une trace CJC associée au dépôt d'énergie dans le calorimètre LAr.

Les informations délivrées par la chambre proportionnelle interne CIP2k sont ensuite illustrées sur la figure 8.58 au travers de la distribution de la distance minimale selon z séparant les coups présents dans la chambre proportionnelle du segment de trace qu'ils permettent de reconstruire et de la distribution de la composante du vertex selon z que l'on compare à la distribution correspondante fournie par les chambres CJC lorsque l'électron possède une trace reconstruite par ces dernières permettant de déterminer la position du vertex.

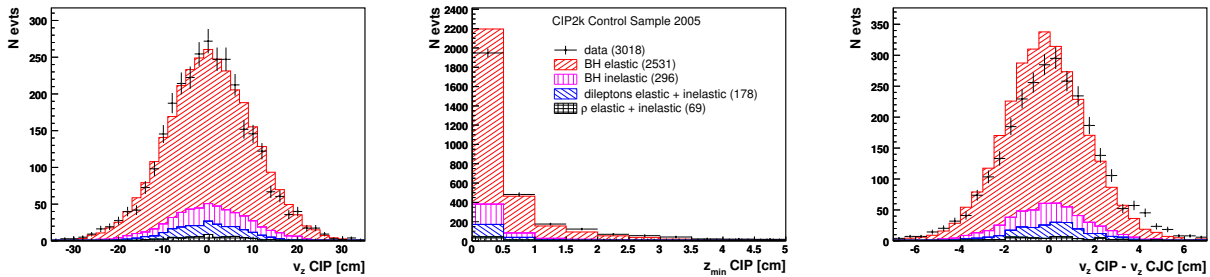


FIG. 8.58 – Distributions de la composante du vertex selon z reconstruite par la chambre proportionnelle interne CIP2k, de la distance minimale selon z séparant les coups présents dans la chambre proportionnelle du segment de trace qu'ils permettent de reconstruire et de la différence entre les composantes du vertex selon z respectivement fournies par les chambres CIP2k et CJC pour l'échantillon de référence obtenu au cours de l'année 2005 en recourant à la chambre proportionnelle interne. Les données sont comparées aux simulations MonteCarlo des processus de Bethe-Heitler, de production diffractive du méson vecteur ρ et de production d'une paire de leptons dans un échange à deux photons.

Les variables associées au photon émis dans le calorimètre SpaCal sont quant à elles présentées sur la figure 8.59 qui illustre les distributions de l'énergie E_γ , de l'angle polaire θ_γ , de l'angle azimutal ϕ_γ et des coordonnées x_γ , y_γ et z_γ pour l'échantillon de référence enregistré au cours de l'année 2005. Les distributions de la coplanarité, de la masse invariante du système électron-photon et de la variable $E - p_z$ qui caractérisent l'échantillon de manière globale sont finalement représentées sur la figure 8.60.

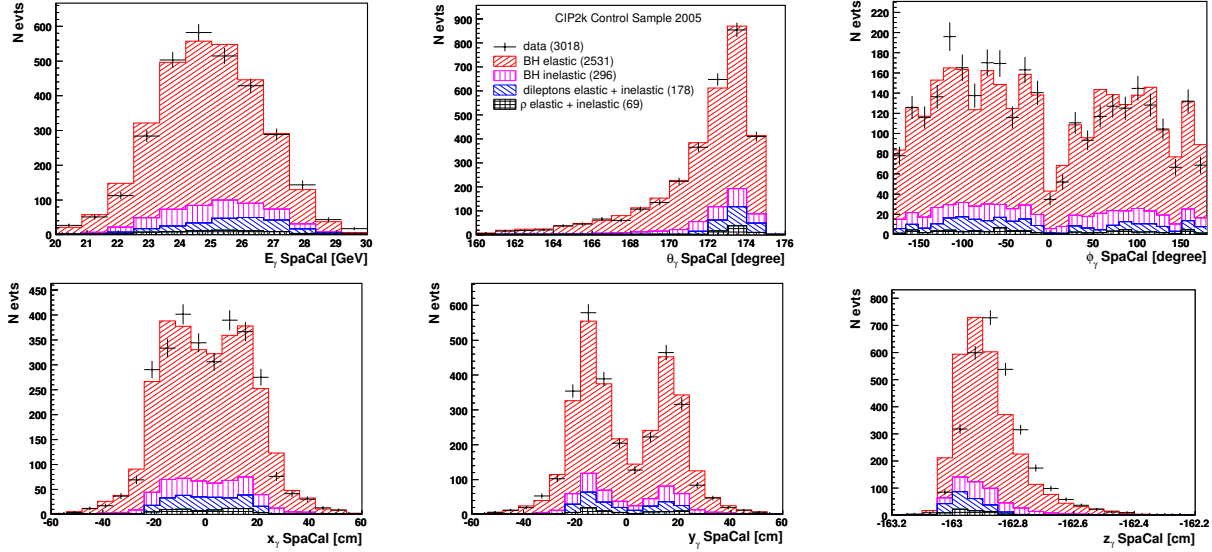


FIG. 8.59 – Distributions de l'énergie E_γ , de l'angle polaire θ_γ , de l'angle azimutal ϕ_γ et des coordonnées x_γ , y_γ et z_γ associées au photon émis dans le calorimètre SpaCal pour l'échantillon de référence enregistré au cours de l'année 2005.

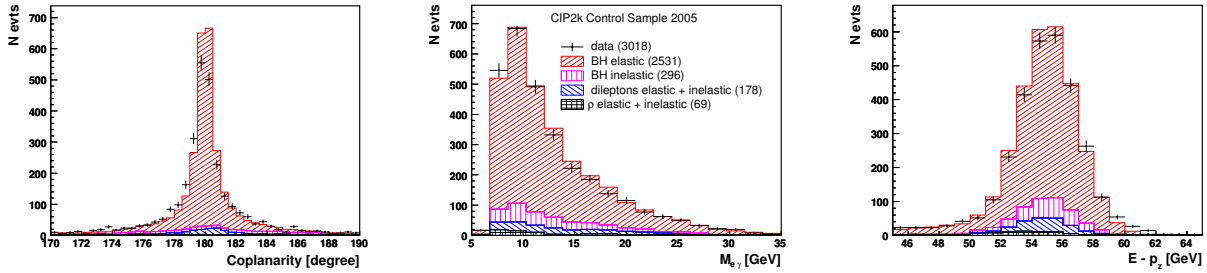


FIG. 8.60 – Distributions de la coplanarité, de la masse invariante du système électron-photon et de la variable $E - p_z$ pour l'échantillon de référence obtenu au cours de l'année 2005 en recourant à la chambre proportionnelle interne CIP2k. Les données sont comparées aux simulations MonteCarlo des processus de Bethe-Heitler, de production diffractive du méson vecteur ρ et de production d'une paire de leptons dans un échange à deux photons.

8.13.4 Efficacité du trajectographe central CJC au cours de l'année 2004

On présente maintenant les résultats obtenus au cours de l'année 2004 pour l'efficacité de reconstruction d'une trace par le trajectographe central CJC, en débutant par l'efficacité de reconstruction d'une trace *LW* ou *DTRA*. Celle-ci possède une valeur globale de $94.3 \pm 0.6 \%$ pour les données et de $97.6 \pm 0.2 \%$ pour la simulation MonteCarlo des processus décrivant l'échantillon de contrôle. Son comportement en fonction de l'énergie E_e , de l'angle polaire θ_e et de l'angle azimutal ϕ_e associés à l'électron diffusé dans le calorimètre LAr est représenté sur la figure 8.61. La correction qui en découle est appliquée aux simulations MonteCarlo des processus décrivant l'échantillon de contrôle sous la forme d'un facteur de poids fonction de l'angle polaire de l'électron diffusé ainsi qu'illustré sur le tableau 8.35.

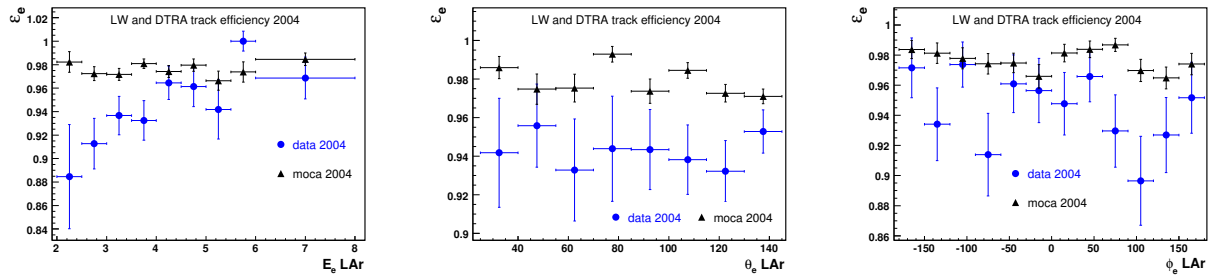


FIG. 8.61 – Efficacité de reconstruction d’une trace *LW* ou *DTRA* par le trajectographe central CJC en fonction de l’énergie E_e , de l’angle polaire θ_e et de l’angle azimutal ϕ_e associés à l’électron diffusé dans le calorimètre LAr pour les données enregistrées au cours de l’année 2004 et la simulation par la méthode de MonteCarlo des processus décrivant l’échantillon de contrôle.

domaine en θ_e	efficacité pour les données	efficacité pour le MonteCarlo	poins MonteCarlo
$25^\circ < \theta_e < 40^\circ$	$94.2 \pm 2.8 \%$	$98.6 \pm 0.6 \%$	0.955 ± 0.029
$40^\circ < \theta_e < 55^\circ$	$95.6 \pm 2.2 \%$	$97.5 \pm 0.8 \%$	0.981 ± 0.023
$55^\circ < \theta_e < 70^\circ$	$93.3 \pm 2.6 \%$	$97.5 \pm 0.7 \%$	0.956 ± 0.028
$70^\circ < \theta_e < 85^\circ$	$94.4 \pm 2.7 \%$	$99.3 \pm 0.4 \%$	0.951 ± 0.028
$85^\circ < \theta_e < 100^\circ$	$94.3 \pm 2.1 \%$	$97.4 \pm 0.6 \%$	0.969 ± 0.022
$100^\circ < \theta_e < 115^\circ$	$93.8 \pm 1.8 \%$	$98.4 \pm 0.4 \%$	0.953 ± 0.019
$115^\circ < \theta_e < 130^\circ$	$93.2 \pm 1.6 \%$	$97.3 \pm 0.5 \%$	0.958 ± 0.017
$130^\circ < \theta_e < 145^\circ$	$95.3 \pm 1.1 \%$	$97.1 \pm 0.4 \%$	0.981 ± 0.012

TAB. 8.35 – Efficacité de reconstruction d’une trace *LW* ou *DTRA* en fonction de l’angle polaire θ_e de l’électron diffusé dans le calorimètre LAr pour les données enregistrées au cours de l’année 2004 et la simulation MonteCarlo des processus décrivant l’échantillon de contrôle. La correction qui en découle est mentionnée dans la dernière colonne et appliquée aux simulations MonteCarlo sous la forme d’une pondération dépendant de l’angle polaire θ_e de l’électron diffusé.

On aborde ensuite l’efficacité de reconstruction d’une trace quelconque par le trajectographe central CJC. Celle-ci possède une valeur globale de $97.7 \pm 0.4 \%$ pour les données et de $99.4 \pm 0.1 \%$ pour la simulation MonteCarlo des processus décrivant l’échantillon de contrôle. Son comportement en fonction de l’énergie E_e , de l’angle polaire θ_e et de l’angle azimutal ϕ_e associés à l’électron diffusé dans le calorimètre LAr est représenté sur la figure 8.62. La correction qui en découle est appliquée à la simulation MonteCarlo du processus de Bethe-Heitler participant à la description de l’échantillon enrichi en DVCS sous la forme d’un facteur de poids fonction de l’angle polaire du photon diffusé dans le calorimètre LAr ainsi qu’illustré sur le tableau 8.36.

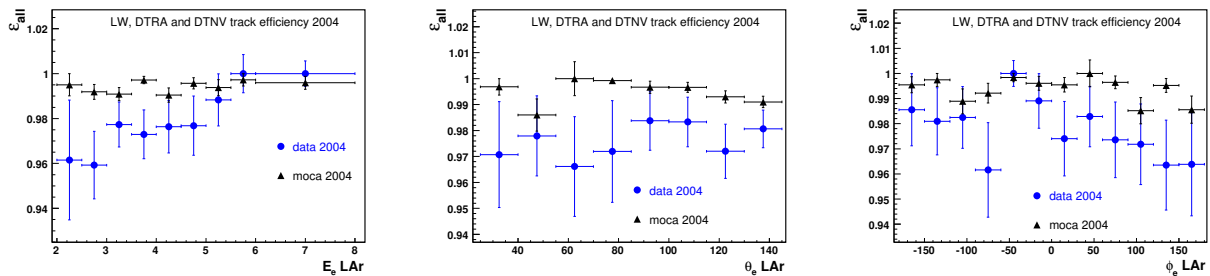


FIG. 8.62 – Efficacité de reconstruction d’une trace quelconque par le trajectographe central CJC en fonction de l’énergie E_e , de l’angle polaire θ_e et de l’angle azimutal ϕ_e associés à l’électron diffusé dans le calorimètre LAr pour les données enregistrées au cours de l’année 2004 et la simulation par la méthode de MonteCarlo des processus décrivant l’échantillon de contrôle.

domaine en θ_e	efficacité pour les données	efficacité pour le MonteCarlo	poids MonteCarlo
$25^\circ < \theta_e < 40^\circ$	$97.1 \pm 2.0 \%$	$99.7 \pm 0.3 \%$	1.027 ± 0.022
$40^\circ < \theta_e < 55^\circ$	$97.8 \pm 1.5 \%$	$98.6 \pm 0.6 \%$	1.008 ± 0.017
$55^\circ < \theta_e < 70^\circ$	$96.6 \pm 1.9 \%$	$100.0 \pm 0.6 \%$	1.035 ± 0.022
$70^\circ < \theta_e < 85^\circ$	$97.2 \pm 2.0 \%$	$99.9 \pm 0.1 \%$	1.028 ± 0.021
$85^\circ < \theta_e < 100^\circ$	$98.4 \pm 1.1 \%$	$99.7 \pm 0.2 \%$	1.013 ± 0.012
$100^\circ < \theta_e < 115^\circ$	$98.3 \pm 1.0 \%$	$99.7 \pm 0.2 \%$	1.014 ± 0.010
$115^\circ < \theta_e < 130^\circ$	$97.2 \pm 1.0 \%$	$99.3 \pm 0.2 \%$	1.022 ± 0.011
$130^\circ < \theta_e < 145^\circ$	$98.1 \pm 0.7 \%$	$99.1 \pm 0.2 \%$	1.011 ± 0.008

TAB. 8.36 – Efficacité de reconstruction d’une trace quelconque en fonction de l’angle polaire θ_e de l’électron diffusé dans le calorimètre LAr pour les données enregistrées au cours de l’année 2004 et la simulation MonteCarlo des processus décrivant l’échantillon de contrôle. La correction qui en découle est mentionnée dans la dernière colonne et appliquée sous la forme d’un facteur de poids à la simulation MonteCarlo du processus de Bethe-Heitler participant à la description de l’échantillon enrichi en DVCS.

8.13.5 Efficacité du trajectographe central CJC au cours de l’année 2005

Les résultats obtenus au cours de l’année 2005 pour l’efficacité de reconstruction d’une trace par le trajectographe central CJC sont présentés dans ce qui suit. L’efficacité de reconstruction d’une trace *LW* ou *DTRA* est caractérisée par une valeur globale de $95.0 \pm 0.4 \%$ pour les données et de $97.7 \pm 0.1 \%$ pour la simulation MonteCarlo des processus décrivant l’échantillon de contrôle. Ses distributions en fonction de l’énergie E_e , de l’angle polaire θ_e et de l’angle azimutal ϕ_e associés à l’électron diffusé dans le calorimètre LAr sont illustrées sur la figure 8.63. La correction qui en découle est appliquée aux simulations MonteCarlo des processus décrivant l’échantillon de contrôle sous la forme d’un poids dépendant de l’angle polaire de l’électron diffusé ainsi que résumé sur le tableau 8.37.

L’efficacité de reconstruction d’une trace quelconque possède quant à elle une valeur globale de $98.3 \pm 0.2 \%$ pour les données et de $99.5 \pm 0.1 \%$ pour la simulation MonteCarlo des processus décrivant l’échantillon de contrôle. Ses distributions en fonction de l’énergie E_e , de l’angle polaire θ_e et de l’angle azimutal ϕ_e associés à l’électron diffusé dans le calorimètre LAr sont représentées sur la figure 8.64. La correction qui en découle est appliquée à la simulation MonteCarlo du processus de Bethe-Heitler participant à la description de l’échantillon enrichi en DVCS sous la forme d’un facteur de pondération fonction de l’angle polaire du photon diffusé dans le calorimètre LAr ainsi qu’illustré sur le tableau 8.38.

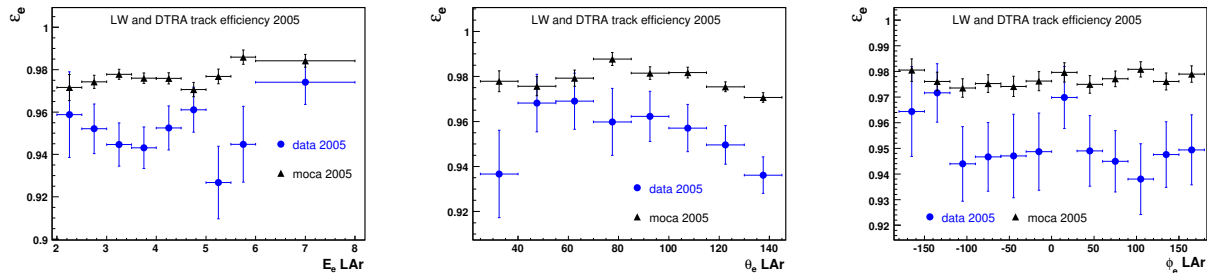


FIG. 8.63 – Efficacité de reconstruction d’une trace *LW* ou *DTRA* par le trajectographe central CJC en fonction de l’énergie E_e , de l’angle polaire θ_e et de l’angle azimutal ϕ_e associés à l’électron diffusé dans le calorimètre LAr pour les données enregistrées au cours de l’année 2005 et la simulation par la méthode de MonteCarlo des processus décrivant l’échantillon de contrôle.

domaine en θ_e	efficacité pour les données	efficacité pour le MonteCarlo	poids MonteCarlo
$25^\circ < \theta_e < 40^\circ$	$93.7 \pm 1.9 \%$	$97.8 \pm 0.5 \%$	0.958 ± 0.020
$40^\circ < \theta_e < 55^\circ$	$96.8 \pm 1.3 \%$	$97.6 \pm 0.4 \%$	0.992 ± 0.014
$55^\circ < \theta_e < 70^\circ$	$96.9 \pm 1.2 \%$	$97.9 \pm 0.4 \%$	0.990 ± 0.013
$70^\circ < \theta_e < 85^\circ$	$96.0 \pm 1.5 \%$	$98.8 \pm 0.3 \%$	0.972 ± 0.015
$85^\circ < \theta_e < 100^\circ$	$96.2 \pm 1.1 \%$	$98.1 \pm 0.3 \%$	0.980 ± 0.012
$100^\circ < \theta_e < 115^\circ$	$95.7 \pm 1.0 \%$	$98.2 \pm 0.2 \%$	0.975 ± 0.011
$115^\circ < \theta_e < 130^\circ$	$95.0 \pm 0.9 \%$	$97.5 \pm 0.2 \%$	0.973 ± 0.009
$130^\circ < \theta_e < 145^\circ$	$93.6 \pm 0.8 \%$	$97.1 \pm 0.2 \%$	0.964 ± 0.009

TAB. 8.37 – Efficacité de reconstruction d’une trace LW ou $DTRA$ en fonction de l’angle polaire θ_e de l’électron diffusé dans le calorimètre LAr pour les données enregistrées au cours de l’année 2005 et la simulation MonteCarlo des processus décrivant l’échantillon de contrôle. La correction qui en découle est mentionnée dans la dernière colonne et appliquée aux simulations MonteCarlo sous la forme d’une pondération dépendant de l’angle polaire θ_e de l’électron diffusé.

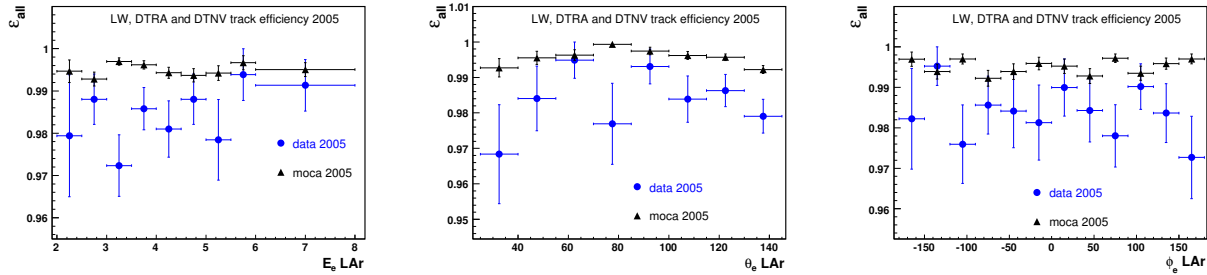


FIG. 8.64 – Efficacité de reconstruction d’une trace quelconque par le trajectographe central CJC en fonction de l’énergie E_e , de l’angle polaire θ_e et de l’angle azimutal ϕ_e associés à l’électron diffusé dans le calorimètre LAr pour les données enregistrées au cours de l’année 2005 et la simulation par la méthode de MonteCarlo des processus décrivant l’échantillon de contrôle.

domaine en θ_e	efficacité pour les données	efficacité pour le MonteCarlo	poids MonteCarlo
$25^\circ < \theta_e < 40^\circ$	$96.8 \pm 1.4 \%$	$99.3 \pm 0.3 \%$	1.025 ± 0.015
$40^\circ < \theta_e < 55^\circ$	$98.4 \pm 0.9 \%$	$99.5 \pm 0.2 \%$	1.012 ± 0.010
$55^\circ < \theta_e < 70^\circ$	$99.5 \pm 0.5 \%$	$99.6 \pm 0.1 \%$	1.001 ± 0.005
$70^\circ < \theta_e < 85^\circ$	$97.7 \pm 1.1 \%$	$99.9 \pm 0.1 \%$	1.023 ± 0.012
$85^\circ < \theta_e < 100^\circ$	$99.3 \pm 0.5 \%$	$99.7 \pm 0.1 \%$	1.004 ± 0.005
$100^\circ < \theta_e < 115^\circ$	$98.4 \pm 0.6 \%$	$99.6 \pm 0.1 \%$	1.012 ± 0.007
$115^\circ < \theta_e < 130^\circ$	$98.6 \pm 0.4 \%$	$99.6 \pm 0.1 \%$	1.009 ± 0.005
$130^\circ < \theta_e < 145^\circ$	$97.9 \pm 0.5 \%$	$99.2 \pm 0.1 \%$	1.013 ± 0.005

TAB. 8.38 – Efficacité de reconstruction d’une trace quelconque en fonction de l’angle polaire θ_e de l’électron diffusé dans le calorimètre LAr pour les données enregistrées au cours de l’année 2005 et la simulation MonteCarlo des processus décrivant l’échantillon de contrôle. La correction qui en découle est mentionnée dans la dernière colonne et appliquée sous la forme d’un facteur de poids à la simulation MonteCarlo du processus de Bethe-Heitler participant à la description de l’échantillon enrichi en DVCS.

8.14 Reconstruction de la cinématique par la méthode double angle

On aborde dans ce qui suit la reconstruction des variables cinématiques caractérisant le processus DVCS en débutant par celle des invariants Q^2 et W que sont la virtualité du photon échangé et l'énergie dans le référentiel du centre de masse $\gamma^* p$. Les équations de conservation de l'énergie et de l'impulsion surconstruisant la cinématique de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$, il est possible de déterminer cette dernière en recourant à plusieurs méthodes de reconstruction différentes. On présente ainsi dans un premier temps les trois méthodes de reconstruction de la cinématique que sont la méthode de l'électron, la méthode hadronique et la méthode double angle. Le choix d'une méthode particulière étant dicté par la précision et la résolution qu'elle permet d'obtenir sur les variables cinématiques dans le domaine de l'espace des phases au sein duquel on effectue la mesure, on compare dans la suite les précisions et les résolutions sur les variables Q^2 et W que permettent d'obtenir ces trois méthodes de reconstruction distinctes. On en conclut finalement que la reconstruction de la cinématique par la méthode double angle est la seule à permettre une minimisation simultanée des résolutions sur les invariants Q^2 et W tout en fournissant une précision satisfaisante sur la mesure de ces derniers.

La méthode de l'électron utilise uniquement l'énergie E_e et l'angle polaire θ_e de l'électron diffusé dans le calorimètre arrière SpaCal pour déterminer la cinématique d'un événement donné. En désignant par E_e^0 l'énergie du faisceau d'électrons incidents et par s le carré de l'énergie dans le référentiel du centre de masse du système électron - proton, les invariants Q^2 , x , y et W décrivant le processus DVCS élastique sont alors donnés par les relations :

$$Q_e^2 = 4 E_e^0 E_e \cos^2 \frac{\theta_e}{2}, \quad (8.25)$$

$$y_e = 1 - \frac{E_e}{E_e^0} \sin^2 \frac{\theta_e}{2}, \quad (8.26)$$

$$x_e = \frac{Q_e^2}{y_e s}, \quad (8.27)$$

$$W_e^2 = \frac{1 - x_e}{x_e} Q_e^2. \quad (8.28)$$

La méthode hadronique introduite dans le paragraphe 7.3.2 recourt uniquement à l'énergie et à l'angle polaire de l'état hadronique final, constitué dans le cas présent du proton et du photon diffusés, pour déterminer les variables cinématiques de l'événement considéré. L'impulsion transverse du proton diffusé pouvant en première approximation être négligée, cette méthode se traduit dans le cas de l'étude du processus DVCS élastique par une reconstruction de la cinématique uniquement basée sur l'énergie et l'angle polaire du photon diffusé dans le calorimètre LAr. En désignant respectivement par E_γ et $p_{z\gamma}$ l'énergie et l'impulsion longitudinale de ce dernier et en recourant aux égalités 7.19, 7.20 et 7.21, on obtient à présent les relations :

$$y_h = \frac{E_\gamma - p_{z\gamma}}{2E_e^0}, \quad (8.29)$$

$$Q_h^2 = \frac{p_{t\gamma}^2}{1 - y_h}, \quad (8.30)$$

$$x_h = \frac{Q_h^2}{y_h s}, \quad (8.31)$$

$$W_h^2 = \frac{1 - x_h}{x_h} Q_h^2. \quad (8.32)$$

La méthode double angle introduite dans le paragraphe 7.3.1 se base quant à elle sur la mesure des angles polaires θ_γ et θ_e associés au photon et à l'électron diffusés pour déterminer la cinématique d'un

événement donné. En substituant dans les expressions 7.15, 7.16 et 7.17 l'angle polaire θ_γ du photon diffusé dans le calorimètre LAR à l'angle polaire γ_h de l'état hadronique final, on obtient maintenant pour les invariants Q^2 , x et W décrivant le processus DVCS :

$$Q_{da}^2 = \frac{4E_e^0 \sin \theta_\gamma (1 + \cos \theta_e)}{\sin \theta_e + \sin \theta_\gamma - \sin(\theta_e + \theta_\gamma)}, \quad (8.33)$$

$$x_{da} = \frac{E_e^0 \sin \theta_e + \sin \theta_\gamma + \sin(\theta_e + \theta_\gamma)}{E_p^0 \sin \theta_e + \sin \theta_\gamma - \sin(\theta_e + \theta_\gamma)}, \quad (8.34)$$

$$W_{da}^2 = \frac{1 - x_{da}}{x_{da}} Q_{da}^2. \quad (8.35)$$

Les résolutions et les précisions sur les variables Q^2 et W reconstruites à l'aide de ces trois différentes méthodes sont ensuite déterminées à partir de la simulation MonteCarlo du processus DVCS élastique en recourant à la différence relative entre les grandeurs Q^2 et W au niveau généré et au niveau reconstruit. Les résolutions et les précisions obtenues sont comparées sur la figure 8.65 qui illustre leurs comportements en fonction des variables Q^2 et W au niveau généré dans le domaine cinématique au sein duquel on effectue la mesure. On constate que la reconstruction de la cinématique par la méthode double angle est la seule à permettre une optimisation conjointe des résolutions sur les deux invariants Q^2 et W , la méthode de l'électron ne fournissant une résolution équivalente que pour la reconstruction du seul invariant Q^2 , la méthode hadronique pour celle du seul invariant W . La résolution sur la virtualité Q^2 reconstruite par la méthode double angle est ainsi comprise entre 5 et 15 % tandis que celle sur l'énergie W est sensiblement constante sur l'ensemble du domaine cinématique et de l'ordre de 5 %. On constate également que la reconstruction de la cinématique par la méthode double angle permet d'obtenir une précision satisfaisante sur les deux invariants Q^2 et W . La précision sur la virtualité Q^2 reconstruite par la méthode double angle est ainsi comprise entre -2 et 5 % et celle sur l'énergie W dans le référentiel du centre de masse $\gamma^* p$ sensiblement constante et comprise entre -2 et 2 %.

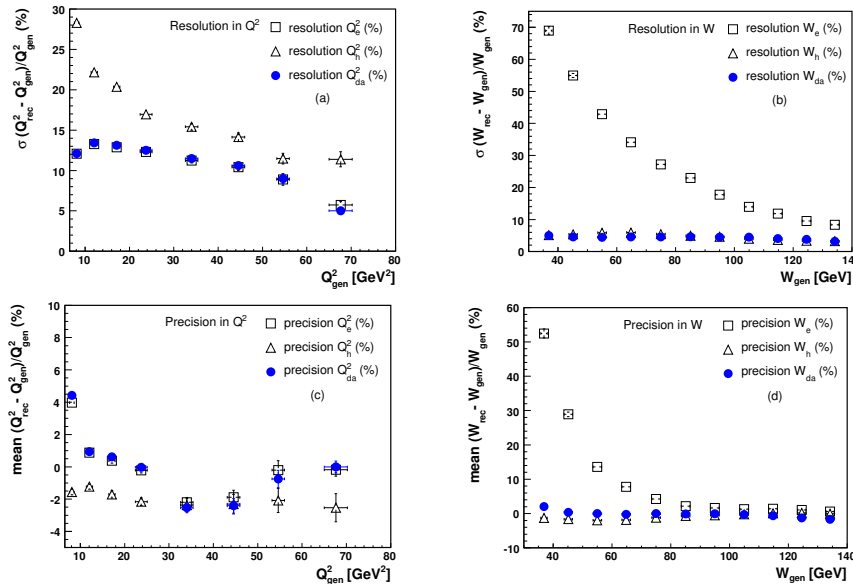


FIG. 8.65 – Résolution sur les variables Q^2 (a) et W (b) reconstruites par la méthode de l'électron, la méthode hadronique et la méthode double angle en fonction des variables Q_{gen}^2 et W_{gen} au niveau généré. Précisions sur les variables Q^2 (c) et W (d) en fonction des variables au niveau généré. Les comportements des résolutions et des précisions sont illustrés dans le domaine cinématique au sein duquel on effectue la mesure.

L'ensemble de ces observations conduit finalement à choisir la reconstruction de la cinématique par la méthode double angle pour déterminer les invariants Q^2 et W associés au processus DVCS élastique. La figure 8.66 représente les résolutions et les précisions sur les invariants Q^2 et W reconstruits par la méthode double angle en fonction des grandeurs Q_{gen}^2 et W_{gen} au niveau généré pour le découpage en intervalles qui est utilisé par la suite pour déterminer la section efficace du processus DVCS élastique. Ce découpage est présenté sur le tableau 8.39 aux côtés des précisions et des résolutions obtenues dans chacun des intervalles.

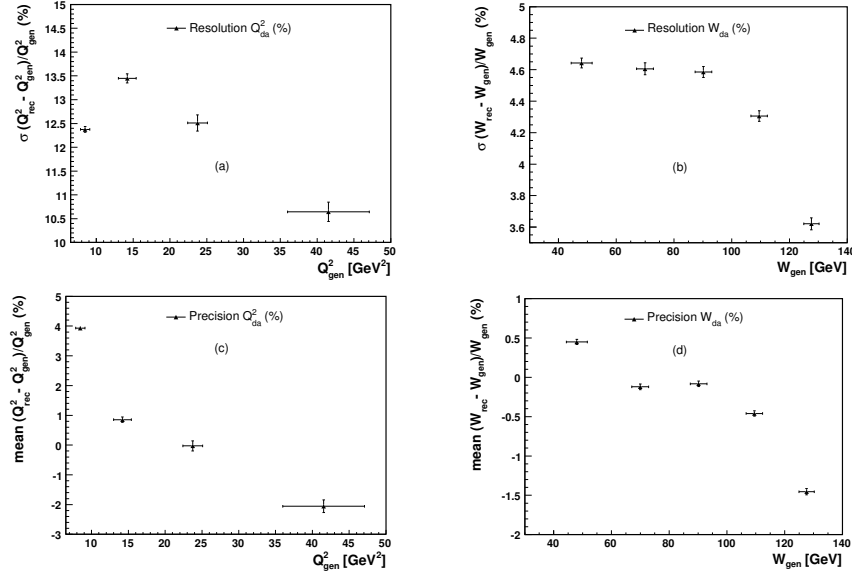


FIG. 8.66 – Résolution sur les variables Q^2 (a) et W (b) reconstruites par la méthode double angle en fonction des variables Q_{gen}^2 et W_{gen} au niveau généré pour le découpage en intervalles qui est utilisé par la suite pour déterminer la section efficace du processus DVCS élastique. Précisions sur les variables Q^2 (c) et W (d) reconstruites par la méthode double angle.

Précisions et résolutions dans les intervalles en Q^2			
intervalle	valeur centrale	résolution	précision
$6.5 < Q^2 < 11 \text{ GeV}^2$	8.5 GeV ²	$12.4 \pm 0.1 \%$	$3.9 \pm 0.1 \%$
$11 < Q^2 < 20 \text{ GeV}^2$	14.2 GeV ²	$13.4 \pm 0.1 \%$	$0.8 \pm 0.1 \%$
$20 < Q^2 < 30 \text{ GeV}^2$	23.7 GeV ²	$12.5 \pm 0.2 \%$	$0.0 \pm 0.2 \%$
$30 < Q^2 < 80 \text{ GeV}^2$	41.5 GeV ²	$10.6 \pm 0.2 \%$	$-2.1 \pm 0.2 \%$
Précisions et résolutions dans les intervalles en W			
intervalle	valeur centrale	résolution	précision
$30 < W < 60 \text{ GeV}$	48.0 GeV	$4.6 \pm 0.0 \%$	$0.4 \pm 0.0 \%$
$60 < W < 80 \text{ GeV}$	70.0 GeV	$4.6 \pm 0.0 \%$	$-0.1 \pm 0.0 \%$
$80 < W < 100 \text{ GeV}$	90.2 GeV	$4.6 \pm 0.0 \%$	$-0.1 \pm 0.0 \%$
$100 < W < 120 \text{ GeV}$	109.5 GeV	$4.3 \pm 0.0 \%$	$-0.5 \pm 0.0 \%$
$120 < W < 140 \text{ GeV}$	127.6 GeV	$3.6 \pm 0.0 \%$	$-1.4 \pm 0.0 \%$
Précisions et résolutions dans les intervalles en t			
intervalle	valeur centrale	résolution	précision
$0 < t < 0.2 \text{ GeV}^2$	0.08 GeV ²	$0.08 \pm 0.00 \text{ GeV}^2$	$0.03 \pm 0.00 \text{ GeV}^2$
$0.2 < t < 0.4 \text{ GeV}^2$	0.28 GeV ²	$0.16 \pm 0.00 \text{ GeV}^2$	$0.01 \pm 0.00 \text{ GeV}^2$
$0.4 < t < 0.6 \text{ GeV}^2$	0.48 GeV ²	$0.23 \pm 0.00 \text{ GeV}^2$	$-0.01 \pm 0.00 \text{ GeV}^2$
$0.6 < t < 1.0 \text{ GeV}^2$	0.71 GeV ²	$0.23 \pm 0.01 \text{ GeV}^2$	$-0.07 \pm 0.01 \text{ GeV}^2$

TAB. 8.39 – Résolutions et précisions sur les invariants Q^2 , W et t pour le découpage en intervalles qui est utilisé par la suite pour déterminer la section efficace du processus DVCS élastique.

On aborde à présent la reconstruction de la variable t qu'est le carré du transfert de quadri-impulsion au vertex du proton. En l'absence de détection du proton diffusé, l'invariant t peut uniquement être déterminé de manière indirecte en recourant à la mesure des impulsions transverses \vec{p}_{te} et $\vec{p}_{t\gamma}$ associées à l'électron et au photon diffusés, celles-ci permettant d'écrire pour un proton diffusé à petit angle :

$$t \sim -|\vec{p}_{te} + \vec{p}_{t\gamma}|^2. \quad (8.36)$$

La résolution et la précision sur l'invariant t ainsi reconstruit sont étudiées à partir de la simulation MonteCarlo du processus DVCS élastique en recourant à la différence entre les valeurs de la variable t au niveau généré et au niveau reconstruit. Les résolutions et les précisions obtenues sont présentées sur la figure 8.67 qui illustre leurs comportements en fonction de la variable t_{gen} au niveau généré dans le domaine cinématique au sein duquel on effectue la mesure. La résolution sur t est comprise entre 0.05 et 0.25 GeV^2 et la précision entre -0.15 et 0.05 GeV^2 . La figure 8.68 représente alors la résolution et la précision sur l'invariant t en fonction de la grandeur t_{gen} au niveau généré pour le découpage en intervalles qui est utilisé par la suite pour déterminer la section efficace du processus DVCS élastique. Ce découpage est présenté sur le tableau 8.39 aux côtés des précisions et des résolutions associées.

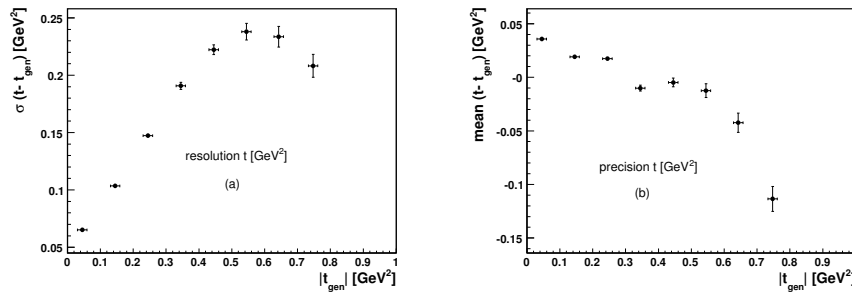


FIG. 8.67 – Résolution (a) et précision (b) sur la variable t reconstruite à partir des impulsions transverses de l'électron et du photon diffusés en fonction de la variable t_{gen} au niveau généré dans le domaine cinématique au sein duquel on effectue la mesure.

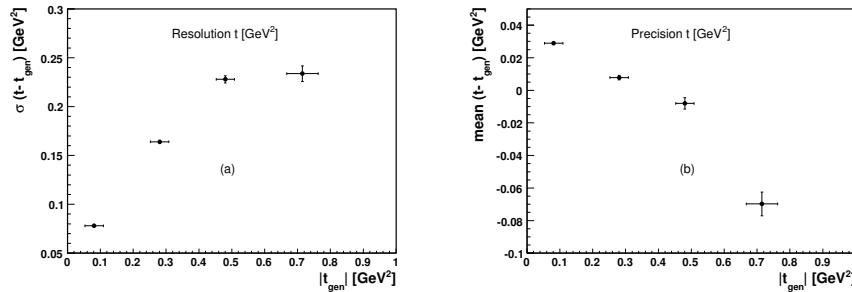


FIG. 8.68 – Résolution (a) et précision (b) sur l'invariant t en fonction de la variable t_{gen} au niveau généré pour le découpage en intervalles qui est utilisé par la suite pour déterminer la section efficace du processus DVCS élastique.

8.15 Distributions de contrôle pour les bruits de fonds ρ et dileptons.

On présente dans ce qui suit les distributions de différentes variables caractérisant un échantillon dominé par les bruits de fonds de l'échantillon de contrôle que sont l'électroproduction diffractive du méson vecteur ρ et la production d'une paire de leptons au travers d'un échange à deux photons. Un tel échantillon est obtenu en appliquant aux données les critères de sélection qui définissent l'échantillon de contrôle et que résume le tableau 8.2, à l'exception de la charge de la particule diffusée dans la partie électromagnétique du calorimètre LAr qui doit maintenant être de signe opposé à celui de la

charge du faisceau incident. Les coupures sur les invariants Q^2 , W et t mentionnées sur le tableau 8.3 et définissant le domaine cinématique au sein duquel on effectue la mesure sont également appliquées à la présente sélection et les échantillons ainsi obtenus au cours des années 2004 et 2005 sont respectivement constitués de 98 et 190 événements qui correspondent à des luminosités intégrées s'élevant à 36.0 pb^{-1} pour l'année 2004 et à 95.8 pb^{-1} pour l'année 2005. Les différentes contributions intervenant dans la simulation MonteCarlo des échantillons sont précisées dans un premier temps sur le tableau 8.40 pour chacune des années 2004 et 2005, les distributions étant par la suite présentées pour l'ensemble des données enregistrées au cours de ces deux années.

contributions présentes dans l'échantillon	nombre d'événements			fraction en %		
	2004	2005	2004-2005	2004	2005	2004-2005
$ep \rightarrow eY e^+ e^-$	67	164	231	90.5 %	90.6 %	90.6 %
$ep \rightarrow eY \rho$	7	17	24	9.5 %	9.4 %	9.4 %
somme des contributions	74	181	255	100 %	100 %	100 %

TAB. 8.40 – Les différentes contributions prises en considération dans la description MonteCarlo des échantillons enregistrés au cours des années 2004 et 2005 et dominés par les bruits de fonds de l'échantillon de contrôle que sont l'électroproduction diffractive du méson vecteur ρ et la production d'une paire de leptons au travers d'un échange à deux photons.

La figure 8.69 illustre les distributions de l'énergie E_γ , de l'angle polaire θ_γ , de l'angle azimutal ϕ_γ et des coordonnées x_γ , y_γ et z_γ associées au candidat photon émis dans le calorimètre SpaCal pour les échantillons dominés par les bruits de fonds des échantillons de contrôle enregistrés au cours des années 2004 et 2005. Les données sont comparées aux simulations MonteCarlo de la production diffractive du méson vecteur ρ et de la production d'une paire de leptons dans un échange à deux photons.

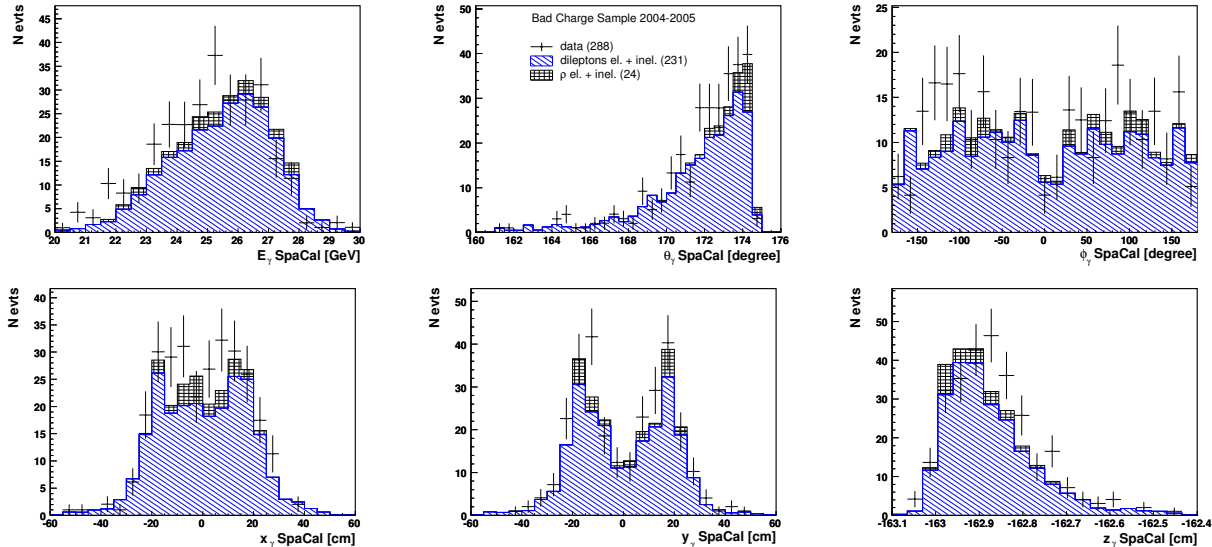


FIG. 8.69 – Distributions de l'énergie E_γ , de l'angle polaire θ_γ , de l'angle azimutal ϕ_γ et des coordonnées x_γ , y_γ et z_γ associées au candidat photon émis dans le calorimètre arrière SpaCal pour les échantillons dominés par les bruits de fonds des échantillons de contrôle enregistrés au cours des années 2004 et 2005. Les données sont comparées aux simulations MonteCarlo de la production diffractive du méson vecteur ρ et de la production d'une paire de leptons dans un échange à deux photons.

Les distributions des composantes de l'impulsion du candidat photon $p_{x\gamma}$, $p_{y\gamma}$ et $p_{z\gamma}$ sont représentées sur la figure 8.70 qui illustre également les distributions de son impulsion transverse $p_{t\gamma}$ et de sa position R_γ dans le plan du calorimètre du SpaCal.

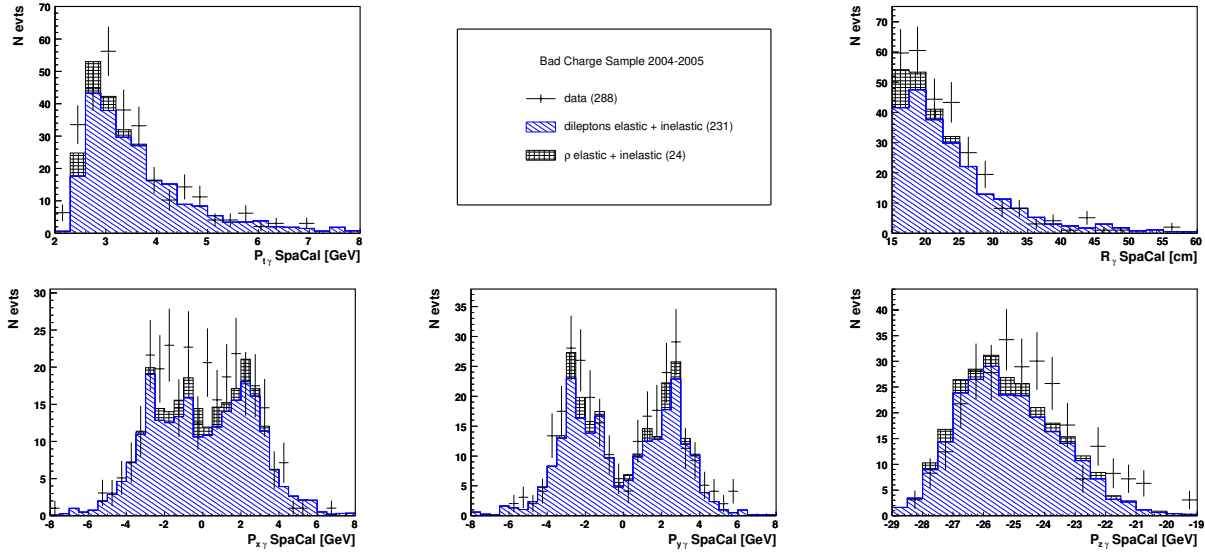


FIG. 8.70 – Distributions des composantes de l'impulsion du candidat photon $p_{x\gamma}$, $p_{y\gamma}$ et $p_{z\gamma}$, de son impulsion transverse $p_{t\gamma}$ et de sa position R_γ dans le plan du calorimètre SpaCal pour les échantillons dominés par les bruits de fonds des échantillons de contrôle enregistrés au cours des années 2004 et 2005. Les données sont comparées aux simulations MonteCarlo de la production diffractive du méson vecteur ρ et de la production d'une paire de leptons dans un échange à deux photons.

Les variables associées au candidat électron diffusé dans le calorimètre LAr sont ensuite présentées sur la figure 8.71 qui illustre respectivement les distributions de l'énergie E_e , de l'angle polaire θ_e , de l'angle azimutal ϕ_e et des coordonnées x_e , y_e et z_e mesurées par le calorimètre.

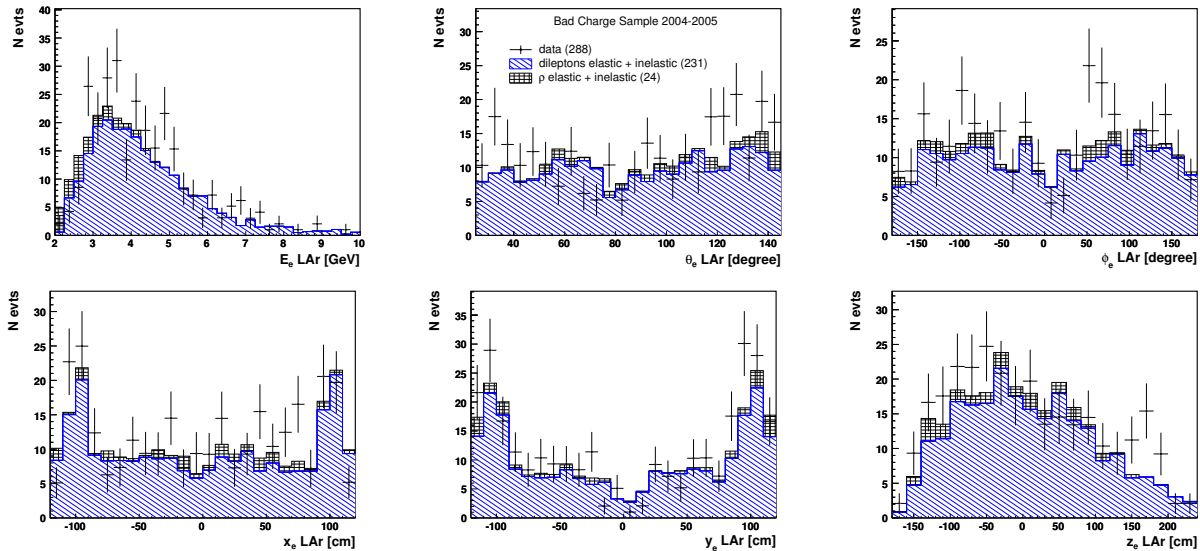


FIG. 8.71 – Distributions de l'énergie E_e , de l'angle polaire θ_e , de l'angle azimutal ϕ_e et des coordonnées x_e , y_e et z_e associées au candidat électron diffusé dans le calorimètre LAr pour les échantillons dominés par les bruits de fonds des échantillons de contrôle enregistrés au cours des années 2004 et 2005. Les données sont comparées aux simulations MonteCarlo de la production diffractive du méson vecteur ρ et de la production d'une paire de leptons dans un échange à deux photons.

Les informations fournies par le trajectographe central sont quant à elles illustrées sur la figure 8.72 qui représente les distributions de l'impulsion transverse p_{te} , de l'angle polaire θ_e , de l'angle azimutal ϕ_e et des composantes de l'impulsion de l'électron p_{xe} , p_{ye} et p_{ze} mesurées par les chambres CJC. La distribution de la distance minimale d'approche dca_e entre l'extrapolation de la trace associée à l'électron et le barycentre de son dépôt d'énergie dans le calorimètre LAr est également représentée sur la figure aux côtés du rapport entre les impulsions transverses de l'électron respectivement mesurées par le calorimètre LAr et les chambres CJC et de la différence entre ses angles polaires respectivement déterminés à partir du barycentre de sa gerbe électromagnétique et des paramètres de sa trace.

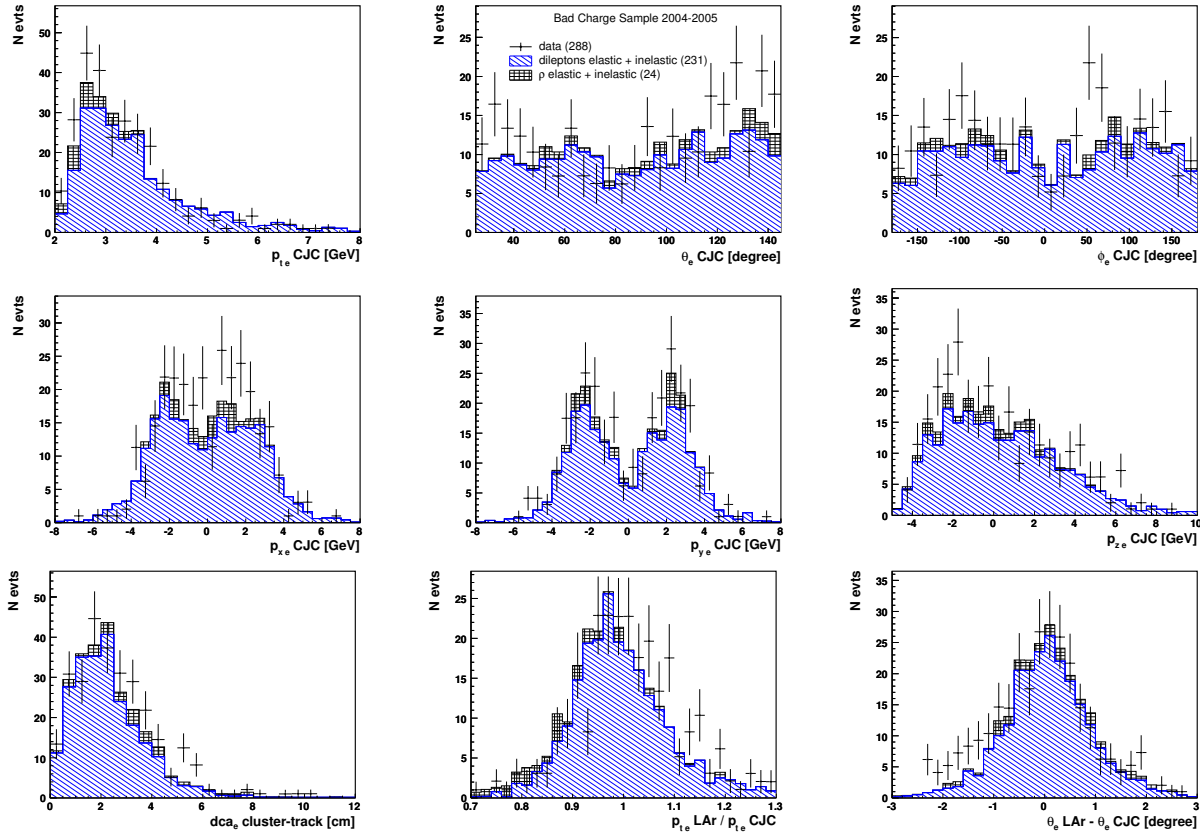


FIG. 8.72 – Distributions de l'impulsion transverse p_{te} , de l'angle polaire θ_e , de l'angle azimutal ϕ_e et des composantes de l'impulsion de l'électron p_{xe} , p_{ye} et p_{ze} mesurées par le trajectographe central CJC, de la distance minimale d'approche dca_e entre l'extrapolation de la trace associée à l'électron et le barycentre de son dépôt d'énergie dans le calorimètre LAr, du rapport entre les impulsions transverses de l'électron respectivement mesurées par le calorimètre LAr et les chambres CJC et de la différence entre ses angles polaires respectivement déterminés à partir du barycentre de sa gerbe électromagnétique et des paramètres de sa trace pour les échantillons dominés par les bruits de fonds des échantillons de contrôle enregistrés au cours des années 2004 et 2005. Les données sont comparées aux simulations MonteCarlo de la production diffractive du méson vecteur ρ et de la production d'une paire de leptons dans un échange à deux photons.

Les comportements de différentes variables caractérisant de manière globale les échantillons dominés par les bruits de fonds des échantillons de contrôle sont ensuite abordés sur la figure 8.73 qui illustre respectivement les distributions de la variable $E - p_z$, de la coplanarité, de la somme des énergies de l'électron et du photon, de la masse invariante du système qu'ils constituent et de la composante du vertex selon z reconstruite par le trajectographe central CJC. Les distributions du balancement entre les composantes des impulsions transverses respectivement associées au photon et à l'électron diffusé et mesurées en recourant aux calorimètres LAr et SpaCal sont également présentées. La figure

8.74 illustre alors finalement les distributions des variables cinématiques Q^2 et W reconstruites par la méthode double angle ainsi que celle de l'invariant t déterminé à partir des impulsions transverses du photon et de l'électron diffusé. Les distributions présentées permettant de conclure à une bonne compréhension des échantillons dominés par les bruits de fonds de l'échantillon de contrôle que sont la production diffractive du méson vecteur ρ et la production d'une paire de leptons dans un échange à deux photons, on peut à présent aborder l'étude des distributions relatives à ce dernier.

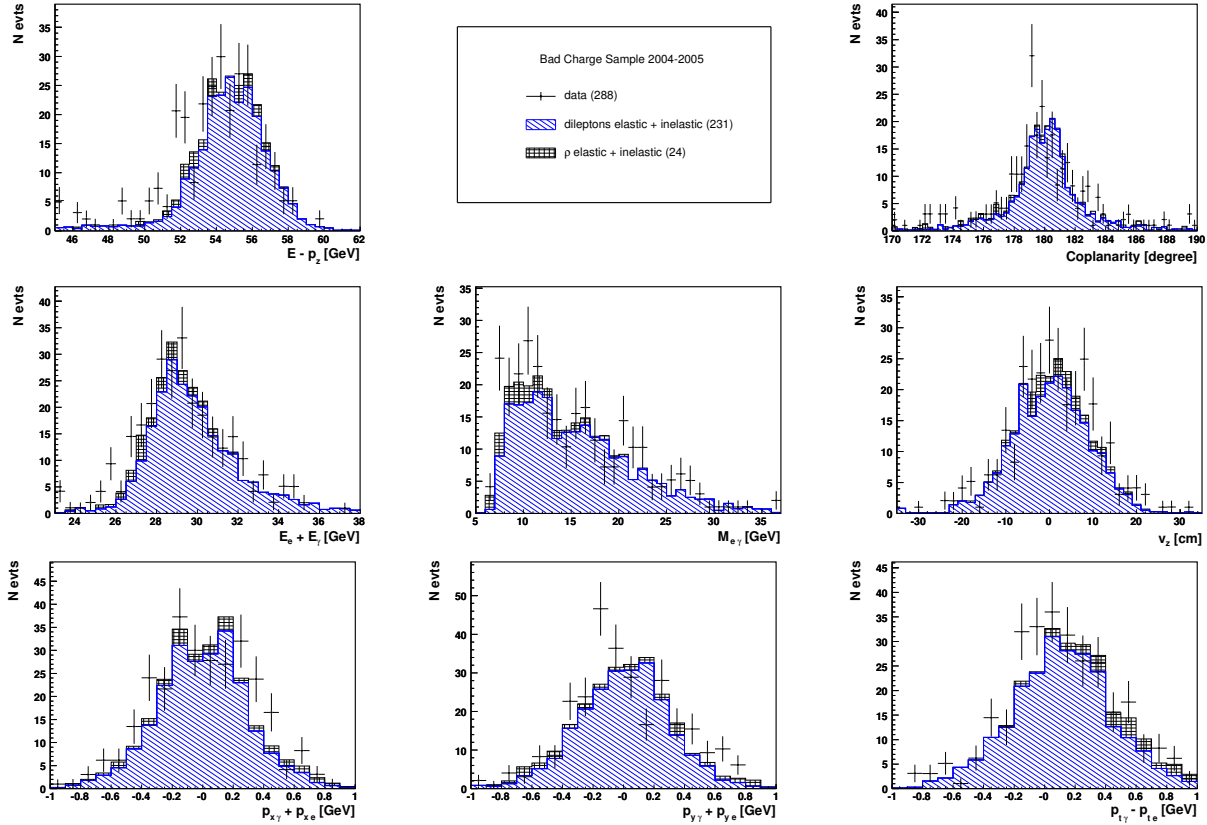


FIG. 8.73 – Distributions de la variable $E - p_z$, de la coplanarité, de la somme des énergies de l'électron et du photon, de la masse invariante du système qu'ils constituent, de la composante du vertex selon z reconstruite par le trajectographe central CJC et du balancement entre les composantes des impulsions transverses respectivement associées au photon et à l'électron diffusé pour les échantillons dominés par les bruits de fonds des échantillons de contrôle enregistrés au cours des années 2004 et 2005. Les données sont comparées aux simulations MonteCarlo de la production diffractive du méson vecteur ρ et de la production d'une paire de leptons dans un échange à deux photons.

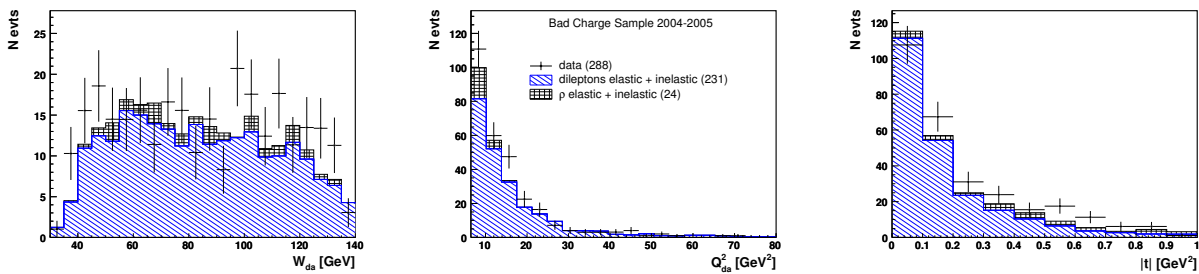


FIG. 8.74 – Distributions des variables cinématiques Q^2 et W reconstruites par la méthode double angle et de l'invariant t déterminé à partir des impulsions transverses du photon et de l'électron diffusé pour les échantillons dominés par les bruits de fonds des échantillons de contrôle enregistrés au cours des années 2004 et 2005.

8.16 Distributions de contrôle pour l'échantillon de contrôle

On présente dans ce qui suit les distributions de différentes variables caractérisant l'échantillon de contrôle dominé par le processus de Bethe-Heitler, ce afin de s'assurer de la bonne compréhension des différents sous-détecteurs utilisés et de la validité des différentes corrections apportées aux données et à la simulation MonteCarlo. Les échantillons de contrôle enregistrés au cours des années 2004 et 2005 sont respectivement constitués de 1495 et 3363 événements qui correspondent à des luminosités intégrées s'élevant à 36.0 pb^{-1} pour l'année 2004 et à 95.8 pb^{-1} pour l'année 2005. Les différentes contributions intervenant dans la simulation MonteCarlo des échantillons de contrôle sont précisées dans un premier temps sur le tableau 8.41 pour chacune des années 2004 et 2005, les distributions étant par la suite présentées pour l'ensemble des données enregistrées au cours de ces deux années.

contributions présentes dans l'échantillon de contrôle	nombre d'événements			fraction en %		
	2004	2005	2004-2005	2004	2005	2004-2005
processus BH élastique	1329	3070	4399	85.7 %	85.5 %	85.6 %
processus BH inélastique	143	352	495	9.2 %	9.8 %	9.6 %
$ep \rightarrow eY e^+ e^-$	71	153	224	4.6 %	4.3 %	4.4 %
$ep \rightarrow eY \rho$	7	15	22	0.5 %	0.4 %	0.4 %
somme des contributions	1550	3590	5140	100 %	100 %	100 %

TAB. 8.41 – Les différentes contributions prises en considération dans la description MonteCarlo des échantillons de contrôle enregistrés au cours des années 2004 et 2005.

La figure 8.75 illustre les distributions de l'énergie E_γ , de l'angle polaire θ_γ , de l'angle azimutal ϕ_γ et des coordonnées x_γ , y_γ et z_γ associées au photon émis dans le SpaCal pour les échantillons de contrôle enregistrés en 2004 et 2005, les données étant comparées aux simulations MonteCarlo des processus de Bethe-Heitler, de production diffractive du méson vecteur ρ et de production d'une paire de leptons dans un échange à deux photons. Le désaccord entre les données et la simulation MonteCarlo présent dans la distribution de l'angle polaire θ_γ dans le domaine $\theta_\gamma > 173^\circ$ est actuellement non compris.

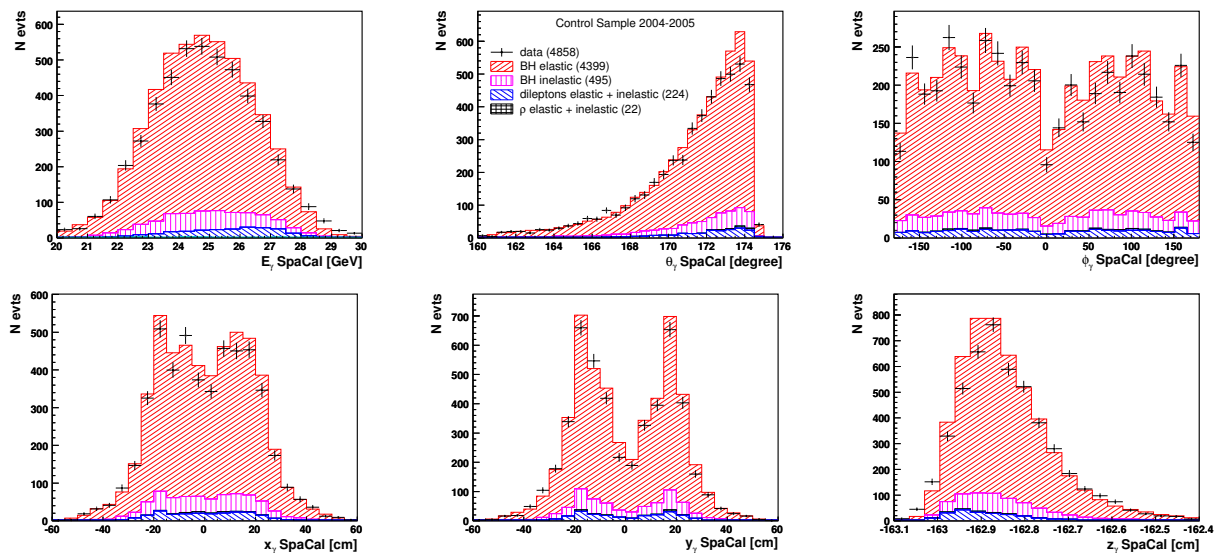


FIG. 8.75 – Distributions de l'énergie E_γ , de l'angle polaire θ_γ , de l'angle azimutal ϕ_γ et des coordonnées x_γ , y_γ et z_γ associées au photon émis dans le calorimètre arrière SpaCal pour les échantillons de contrôle enregistrés au cours des années 2004 et 2005. Les données sont comparées aux simulations MonteCarlo des processus de Bethe-Heitler, de production diffractive du méson vecteur ρ et de production d'une paire de leptons dans un échange à deux photons.

Les distributions des composantes de l'impulsion du photon $p_{x\gamma}$, $p_{y\gamma}$ et $p_{z\gamma}$ sont représentées sur la figure 8.76 qui illustre également les distributions de son impulsion transverse $p_{t\gamma}$ et de sa position R_γ dans le plan du calorimètre du SpaCal.

On vérifie à ce stade que les constantes de calibration de la partie électromagnétique du calorimètre arrière précédemment déterminées en recourant à l'utilisation d'un échantillon d'événements inclusifs s'appliquent correctement aux événements constituant les échantillons de contrôle et que la dégradation de la résolution en énergie de la simulation MonteCarlo conduit à une description correcte de celle associée aux données. La précision et de la résolution sur la mesure de l'énergie du photon émis dans le calorimètre SpaCal sont déterminées sur base du rapport entre les énergies du photon mesurée par le calorimètre SpaCal et reconstruite par la méthode double angle et la figure 8.77 illustre leurs comportements en fonction de la position du photon dans le plan du calorimètre pour les échantillons de contrôle enregistrés au cours des années 2004 et 2005 et la simulation MonteCarlo des processus qui les décrivent, avant et après application des constantes de calibration. On observe que l'échelle d'énergie est connue avec une précision inférieure au pourcent et que la résolution sur l'énergie qui est de l'ordre de 3% est correctement reproduite par la simulation après application de la dégradation.

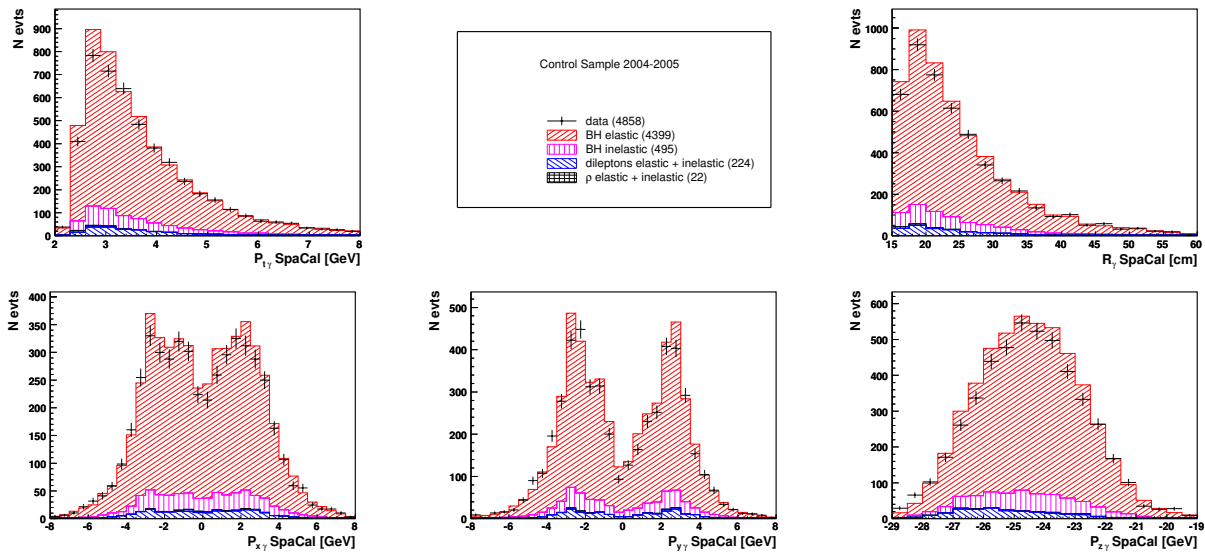


FIG. 8.76 – Distributions des composantes de l'impulsion du photon $p_{x\gamma}$, $p_{y\gamma}$ et $p_{z\gamma}$, de son impulsion transverse $p_{t\gamma}$ et de sa position R_γ dans le plan du calorimètre SpaCal pour les échantillons de contrôle enregistrés au cours des années 2004 et 2005. Les données sont comparées aux simulations MonteCarlo des processus de Bethe-Heitler, de production diffractive du méson vecteur ρ et de production d'une paire de leptons dans un échange à deux photons.

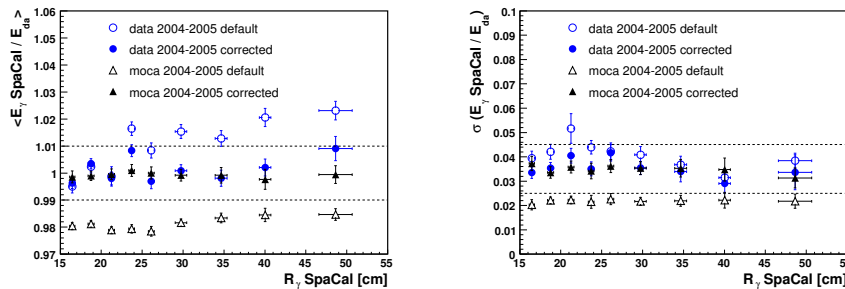


FIG. 8.77 – Précisions et résolutions sur la mesure de l'énergie du photon émis dans le calorimètre SpaCal en fonction de la position de la particule dans le plan du calorimètre, pour les échantillons de contrôle enregistrés au cours des années 2004 et 2005 et la simulation MonteCarlo des processus qui les décrivent, avant et après application des constantes de calibration.

Les variables associées à l'électron diffusé dans le calorimètre LAr sont ensuite présentées sur la figure 8.78 qui illustre respectivement les distributions de l'énergie E_e , de l'angle polaire θ_e , de l'angle azimutal ϕ_e et des coordonnées x_e , y_e et z_e mesurées par le calorimètre pour les échantillons de contrôle enregistrés au cours des années 2004 et 2005.

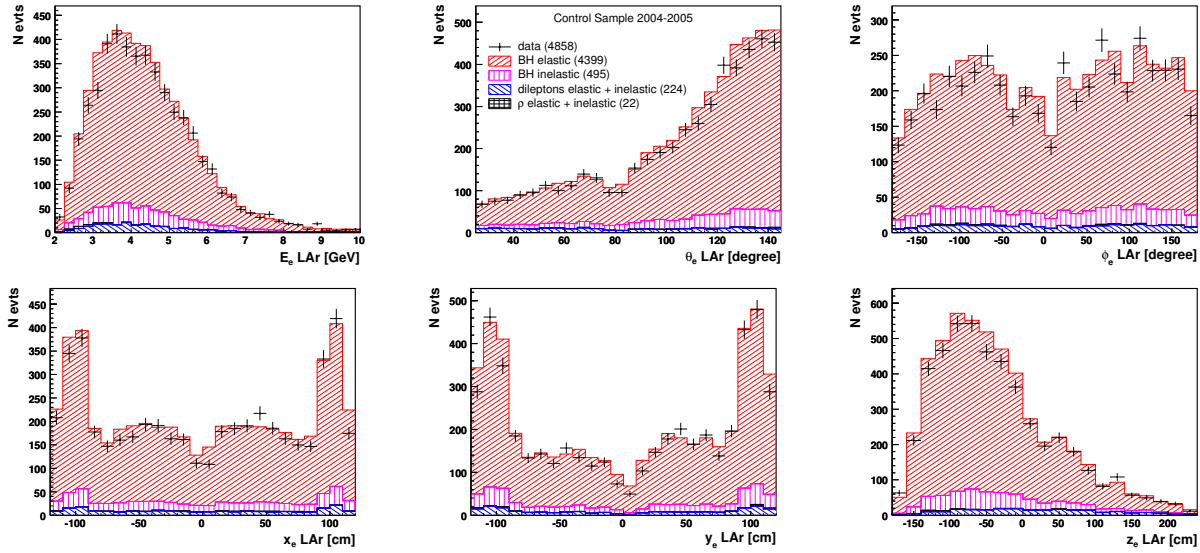


FIG. 8.78 – Distributions de l'énergie E_e , de l'angle polaire θ_e , de l'angle azimutal ϕ_e et des coordonnées x_e , y_e et z_e associées à l'électron diffusé dans le calorimètre LAr et mesurées par ce dernier pour les échantillons de contrôle enregistrés au cours des années 2004 et 2005. Les données sont comparées aux simulations MonteCarlo des processus de Bethe-Heitler, de production diffractive du méson vecteur ρ et de production d'une paire de leptons dans un échange à deux photons.

La figure 8.79 présente alors les comportements de différents estimateurs caractérisant la gerbe électromagnétique initiée par l'électron dans le calorimètre LAr, les distributions des grandeurs $Ecra$, $Eahn$ et $Eaif$ étant successivement illustrées. Ces variables définies au paragraphe 8.3.1 représentent respectivement l'extension de la gerbe dans le plan transverse, la fraction d'énergie contenue dans le coeur chaud de la gerbe et le rapport entre l'énergie de la gerbe et la somme des énergies des dépôts situés à une distance du barycentre de la gerbe inférieure à 0.25 dans le plan $\eta - \phi$. La grandeur $Eaif$ qui constitue un critère d'isolation de la particule électromagnétique est uniquement représentée pour les événements pour lesquels sa valeur est différente de l'unité.

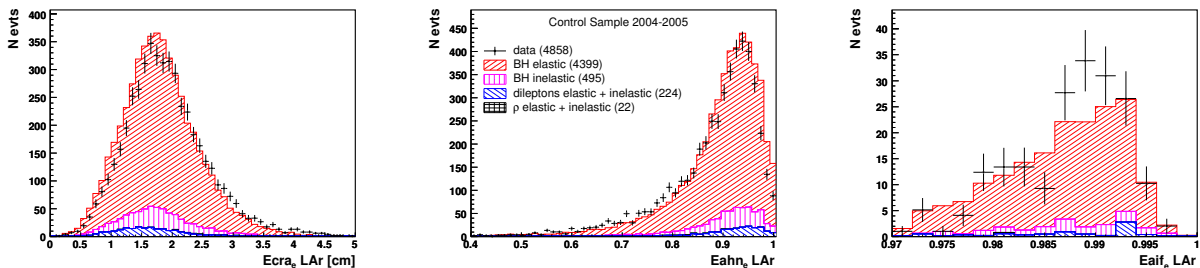


FIG. 8.79 – Distributions des estimateurs $Ecra$, $Eahn$ et $Eaif$ caractérisant la gerbe électromagnétique initiée par l'électron dans le calorimètre LAr pour les échantillons de contrôle enregistrés au cours des années 2004 et 2005. Les données sont comparées aux simulations MonteCarlo des processus de Bethe-Heitler, de production diffractive du méson vecteur ρ et de production d'une paire de leptons dans un échange à deux photons. L'estimateur $Eaif$ est uniquement représenté pour les événements caractérisés par une valeur différente de l'unité.

Les informations fournies par le trajectographe central sont quant à elles illustrées sur la figure 8.80 qui représente les distributions de l'impulsion transverse p_{te} , de l'angle polaire θ_e , de l'angle azimutal ϕ_e et des composantes de l'impulsion de l'électron p_{xe} , p_{ye} et p_{ze} mesurées par les CJC. La distribution de la distance minimale d'approche dca_e entre l'extrapolation de la trace associée à l'électron et le barycentre de son dépôt d'énergie dans le calorimètre LAr est également représentée sur la figure aux cotés du rapport entre les impulsions transverses de l'électron respectivement mesurées par le calorimètre LAr et les chambres CJC et de la différence entre ses angles polaires respectivement déterminés à partir du barycentre de sa gerbe électromagnétique et des paramètres de sa trace. La présence d'une queue radiative dans la distribution du rapport des impulsions transverses trouve son origine dans le fait que la mesure de l'impulsion transverse réalisée par le trajectographe central CJC sous-estime la valeur fournie par le calorimètre LAr, l'électron diffusé cédant une partie de son énergie au travers de l'émission de photons colinéaires.

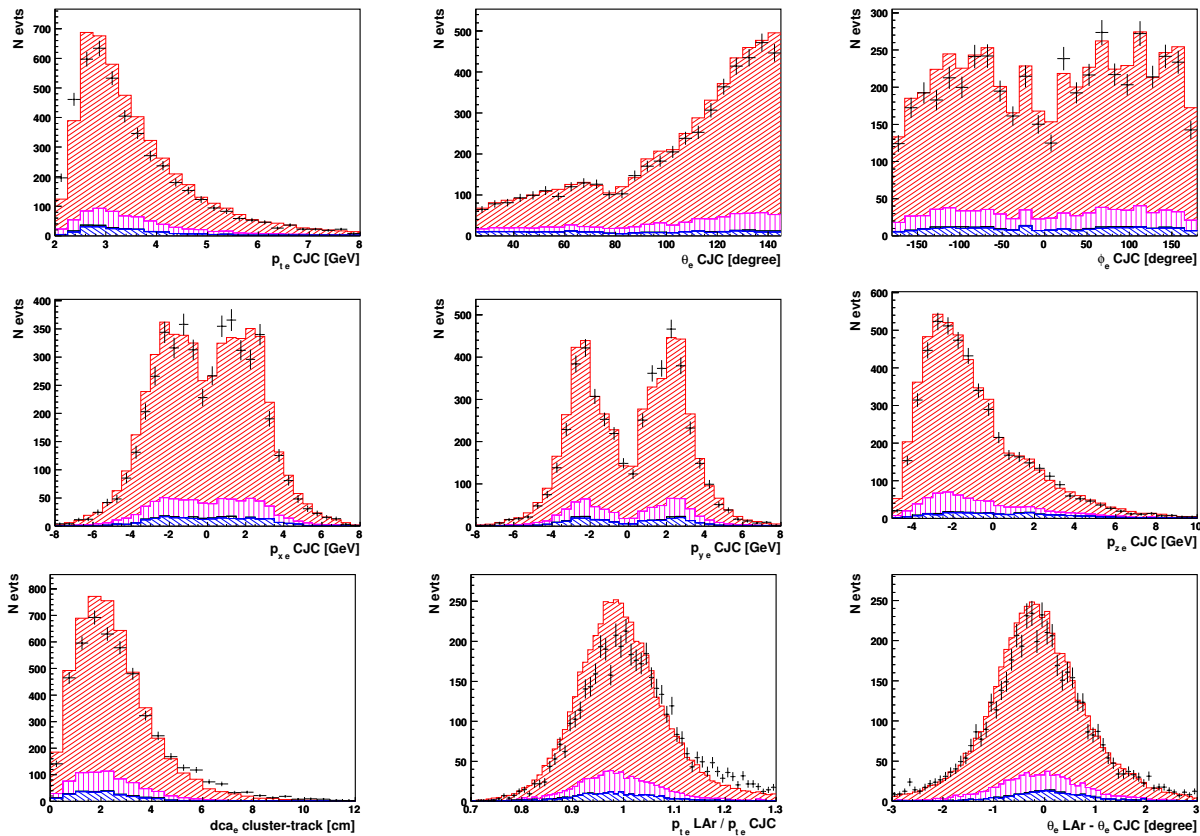


FIG. 8.80 – Distributions de l'impulsion transverse p_{te} , de l'angle polaire θ_e , de l'angle azimutal ϕ_e et des composantes de l'impulsion de l'électron p_{xe} , p_{ye} et p_{ze} mesurées par le trajectographe central CJC, de la distance minimale d'approche dca_e entre l'extrapolation de la trace associée à l'électron et le barycentre de son dépôt d'énergie dans le calorimètre LAr, du rapport entre les impulsions transverses de l'électron respectivement mesurées par le calorimètre LAr et les chambres CJC et de la différence entre ses angles polaires respectivement déterminés à partir du barycentre de sa gerbe électromagnétique et des paramètres de sa trace pour les échantillons de contrôle enregistrés au cours des années 2004 et 2005. Les données sont comparées aux simulations MonteCarlo des processus de Bethe-Heitler, de production diffractive du méson vecteur ρ et de production d'une paire de leptons dans un échange à deux photons.

La figure 8.81 illustre à présent les distributions relatives au bruit de fonds pour les événements des échantillons de contrôle possédant au moins un troisième dépôt d'énergie dans les calorimètres LAr ou SpaCal. La distribution du nombre de dépôts constituant le bruit de fonds par événement est ainsi présentée aux côtés des distributions de l'angle polaire θ_{max} et de l'énergie E_{max} associées au dépôt le plus énergétique parmi l'ensemble des dépôts de bruit de fonds présents dans l'événement. Les comportements de différentes variables caractérisant les événements des échantillons de contrôle de manière globale sont ensuite présentés sur la figure 8.82 qui illustre respectivement les distributions de la variable $E - p_z$, de la coplanarité, de la somme des énergies de l'électron et du photon, de la masse invariante du système qu'ils constituent et de la composante du vertex selon z reconstruite par le trajectographe central CJC. On note qu'en plus des critères de sélection résumés par les tableaux 8.2 et 8.3, on impose également que la variable $E - p_z$ - définie par la relation 8.7 et dont la valeur nominale de 55 GeV est égale à deux fois l'énergie du faisceau d'électrons incident - satisfasse à la condition $E - p_z > 45$ GeV, ce afin de contraindre la valeur de l'énergie de l'électron incident en minimisant la présence d'émissions radiatives dans l'état initial.

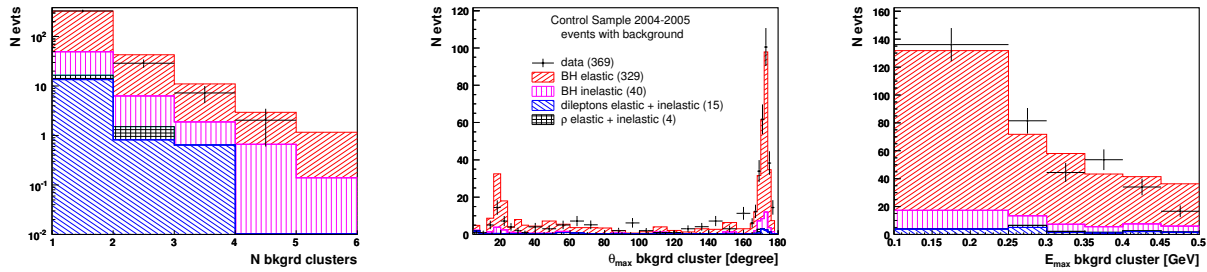


FIG. 8.81 – Distributions du nombre de dépôts constituant le bruit de fonds par événement, de l'angle polaire θ_{max} et de l'énergie E_{max} associés au dépôt de bruit de fonds le plus énergétique pour les événements des échantillons de contrôle enregistrés au cours des années 2004 et 2005 possédant au moins un troisième dépôt d'énergie dans les calorimètres LAr ou SpaCal.

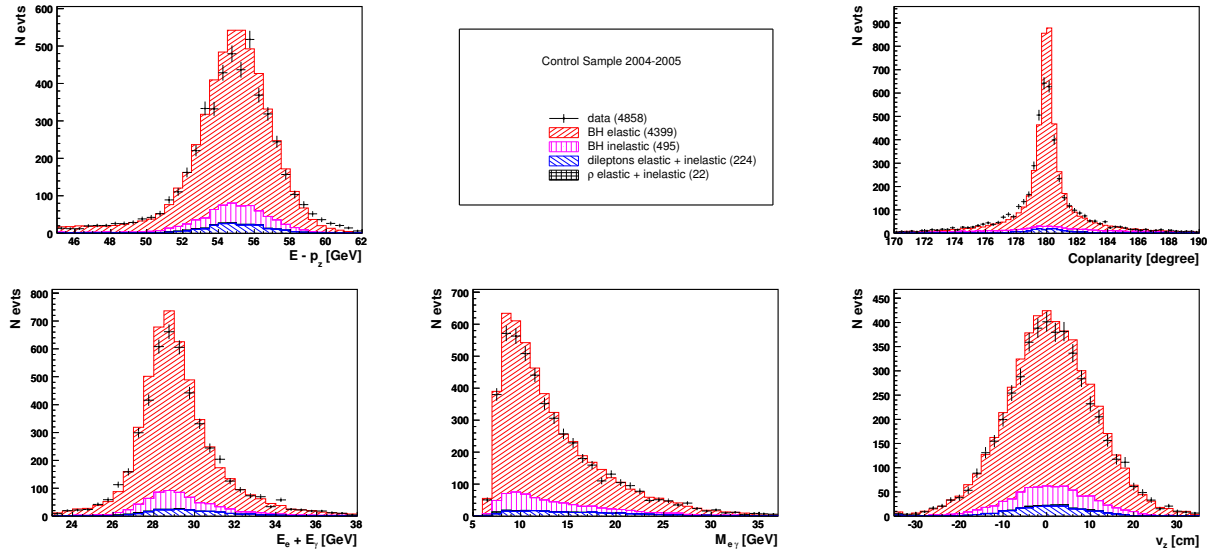


FIG. 8.82 – Distributions de la variable $E - p_z$, de la coplanarité, de la somme des énergies de l'électron et du photon, de la masse invariante du système qu'ils constituent et de la composante du vertex selon z reconstruite par le trajectographe central CJC pour les échantillons de contrôle enregistrés au cours des années 2004 et 2005. Les données sont comparées aux simulations MonteCarlo des processus de Bethe-Heitler, de production diffractive du méson vecteur ρ et de production d'une paire de leptons dans un échange à deux photons.

La figure 8.83 illustre quant à elle la compensation entre les composantes des impulsions transverses mesurées en recourant aux calorimètres et respectivement associées au photon et à l'électron diffusé.

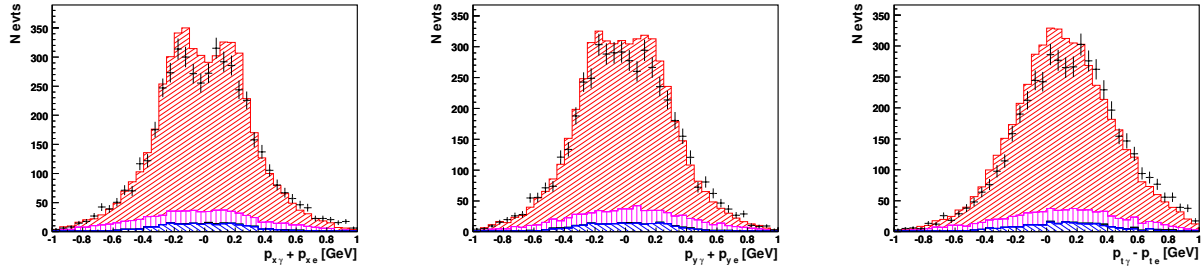


FIG. 8.83 – Distributions du balancement entre les composantes des impulsions transverses respectivement associées au photon et à l'électron diffusé pour les échantillons de contrôle enregistrés au cours des années 2004 et 2005. Les données sont comparées aux simulations MonteCarlo des processus de Bethe-Heitler, de production diffractive du méson vecteur ρ et de production d'une paire de leptons dans un échange à deux photons.

La figure 8.84 présente finalement les distributions des variables cinématiques Q^2 et W reconstruites par la méthode double angle ainsi que celle de l'invariant t déterminé à partir des impulsions transverses du photon et de l'électron diffusé. On note que les grandeurs Q^2 et W reconstruites sur base de la topologie définissant l'échantillon enrichi en DVCS, en identifiant respectivement le photon à l'électron et l'électron au photon pour l'ensemble des événements présents dans les échantillons de contrôle, ne constituent pas la cinématique réelle du processus de Bethe-Heitler. On note également que la forte dépendance en t qui caractérise la section efficace du processus purement électromagnétique de Bethe-Heitler, $\sigma(t) \propto e^{-16|t|}$, se reflète dans le comportement de la distribution de la coplanarité, le maximum prononcé de cette dernière en 180° trouvant son origine dans le fait que la section efficace du processus de Bethe-Heitler favorise la production d'événements à faible transfert de quadri-impulsion au vertex du proton pour lesquels les impulsions transverses du photon et de l'électron diffusé se compensent par conséquent.

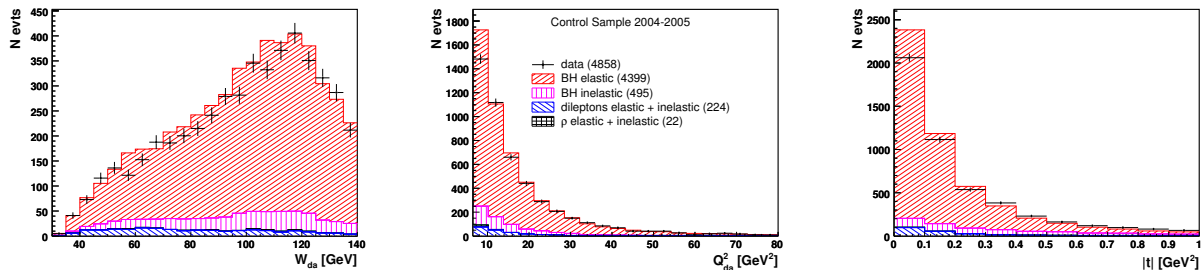


FIG. 8.84 – Distributions des variables cinématiques Q^2 et W reconstruites par la méthode double angle et de l'invariant t déterminé à partir des impulsions transverses du photon et de l'électron diffusé pour les échantillons de contrôle enregistrés au cours des années 2004 et 2005. Les données sont comparées aux simulations MonteCarlo des processus de Bethe-Heitler, de production diffractive du méson vecteur ρ et de production d'une paire de leptons dans un échange à deux photons.

Les distributions présentées permettent de conclure à une bonne compréhension de l'échantillon de contrôle dominé par le processus purement électromagnétique de Bethe-Heitler, et par suite à une compréhension correcte des différentes parties du détecteur dans le domaine cinématique au sein duquel on effectue l'analyse et du principal bruit de fonds présent dans l'échantillon enrichi en DVCS. Le nombre d'événements BH fournis par la simulation MonteCarlo est de l'ordre de 6 % supérieur au nombre d'événements BH présents dans l'échantillon de contrôle après soustraction des différents bruits de fonds. Cela étant, on peut à présent aborder les distributions de contrôle relatives à l'échantillon enrichi en DVCS.

8.17 Distributions de contrôle pour l'échantillon enrichi en DVCS

On présente dans ce qui suit les distributions de différentes variables caractérisant l'échantillon enrichi en DVCS, ce afin de mettre en évidence la présence effective d'un signal aux propriétés différentes de celles du processus purement électromagnétique de Bethe-Heitler et de s'assurer que les comportements des différentes distributions sont adéquatement reproduits par les simulations MonteCarlo, les corrections d'acceptance et de migration ainsi que la soustraction du bruit de fonds permettant l'extraction de la section efficace du processus DVCS élastique reposant sur ces dernières. Les échantillons enrichis en DVCS enregistrés au cours des années 2004 et 2005 sont respectivement constitués de 741 et 1662 événements qui correspondent à des luminosités intégrées s'élevant à 36.0 pb^{-1} pour l'année 2004 et à 95.8 pb^{-1} pour l'année 2005. Les différentes contributions intervenant dans la simulation MonteCarlo des échantillons enrichis en DVCS sont précisées dans un premier temps sur le tableau 8.42 pour chacune des années 2004 et 2005, les distributions étant par la suite présentées pour l'ensemble des données enregistrées au cours de ces deux années.

contributions présentes dans l'échantillon enrichi en DVCS	nombre d'événements			fraction en %		
	2004	2005	2004-2005	2004	2005	2004-2005
processus BH élastique	316	678	994	41.9 %	40.8 %	41.2 %
processus BH inélastique	39	74	113	5.2 %	4.5 %	4.7 %
processus DVCS élastique	350	791	1141	46.4 %	47.7 %	47.3 %
processus DVCS inélastique	43	103	146	5.7 %	6.2 %	6.0 %
$ep \rightarrow eY\omega$	4	9	13	0.5 %	0.5 %	0.5 %
$ep \rightarrow eY\phi$	2	5	7	0.3 %	0.3 %	0.3 %
somme des contributions	754	1660	2414	100 %	100 %	100 %

TAB. 8.42 – Les différentes contributions prises en considération dans la description MonteCarlo des échantillons enrichis en DVCS enregistrés au cours des années 2004 et 2005.

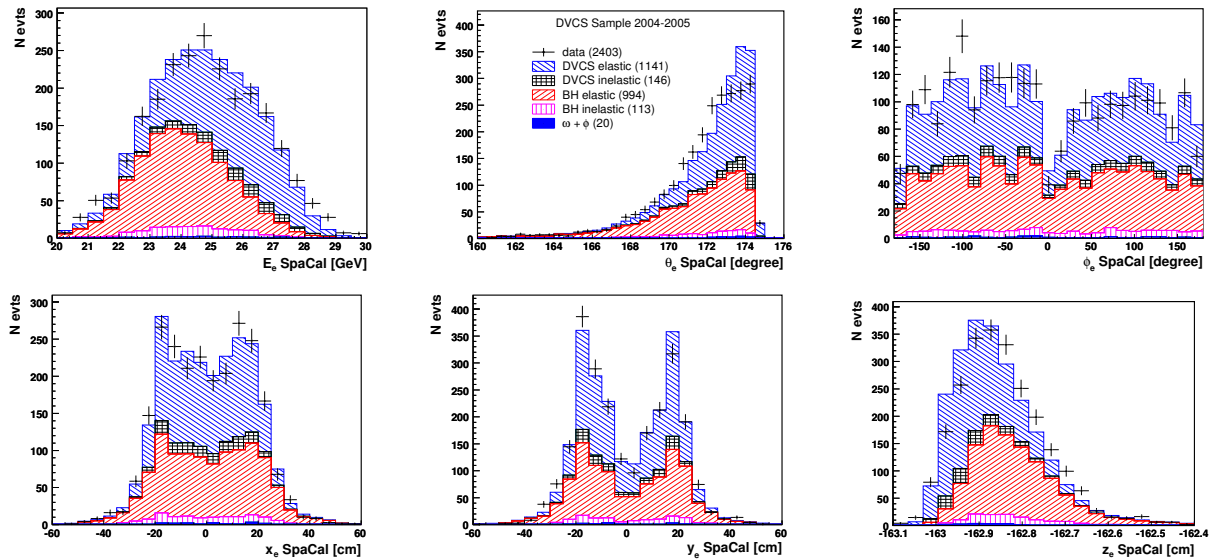


FIG. 8.85 – Distributions de l'énergie E_e , de l'angle polaire θ_e , de l'angle azimutal ϕ_e et des coordonnées x_e , y_e et z_e associées à l'électron diffusé dans le calorimètre SpaCal pour les échantillons enrichis en DVCS enregistrés en 2004 et 2005. Les données sont comparées aux simulations MonteCarlo des processus DVCS et BH ainsi qu'aux productions diffractives des mésons vecteurs ω et ϕ .

La figure 8.85 illustre les distributions de l'énergie E_e , de l'angle polaire θ_e , de l'angle azimutal ϕ_e et des coordonnées x_e , y_e et z_e associées à l'électron diffusé dans le SpaCal pour les échantillons enrichis en DVCS enregistrés en 2004 et 2005. Les données sont comparées aux simulations MonteCarlo des processus DVCS et BH ainsi qu'aux productions diffractives des mésons vecteurs ω et ϕ . Le désaccord

entre les données et la simulation MonteCarlo présent dans la distribution de l'angle polaire θ_e dans le domaine $\theta_e > 170.5^\circ$ est actuellement non compris. Le déficit observé dans les données pour la distribution de l'angle polaire θ_e étant également présent dans la distribution de l'angle polaire θ_γ pour l'échantillon de contrôle dominé par le processus BH, on peut en conclure que le désaccord présent dans les deux distributions possède une même origine principalement expérimentale et n'est pas dû au modèle utilisé dans la description MonteCarlo du processus DVCS. Les distributions des composantes de l'impulsion de l'électron p_{xe} , p_{ye} et p_{ze} sont représentées sur la figure 8.86 qui illustre également les distributions de son impulsion transverse p_{te} et de sa position R_e dans le plan du calorimètre SpaCal. On vérifie à nouveau que les constantes de calibration de la partie électromagnétique du calorimètre arrière s'appliquent correctement aux événements constituant les échantillons enrichis en DVCS et que la dégradation de la résolution en énergie de la simulation MonteCarlo conduit à une description correcte de celle associée aux données. La figure 8.87 illustre alors les comportements de la précision et de la résolution sur la mesure de l'énergie de l'électron en fonction de sa position dans le plan du calorimètre pour les échantillons enrichis en DVCS enregistrés au cours des années 2004 et 2005 et la simulation MonteCarlo des processus qui les décrivent, avant et après application des constantes de calibration. On observe comme précédemment que l'échelle d'énergie est connue avec une précision inférieure au pourcent et que la résolution sur l'énergie qui est de l'ordre de 3% est correctement reproduite par la simulation après application de la dégradation.

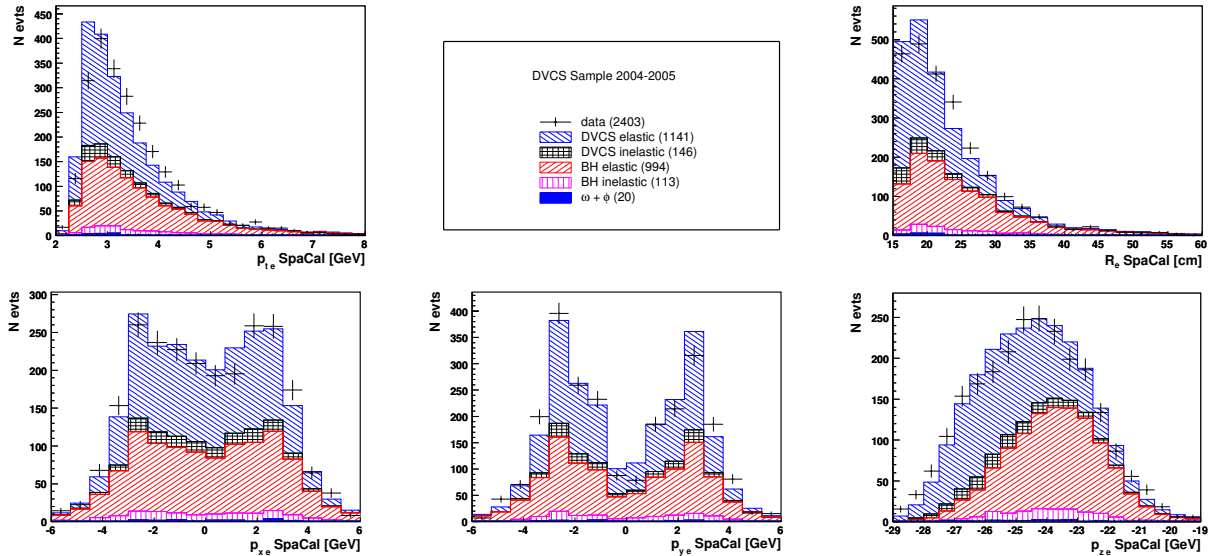


FIG. 8.86 – Distributions des composantes de l'impulsion de l'électron p_{xe} , p_{ye} et p_{ze} , de son impulsion transverse p_{te} et de sa position R_e dans le plan du calorimètre SpaCal pour les échantillons enrichis en DVCS enregistrés en 2004 et 2005. Les données sont comparées aux simulations MonteCarlo des processus DVCS et BH ainsi qu'aux productions diffractives des mésons vecteurs ω et ϕ .

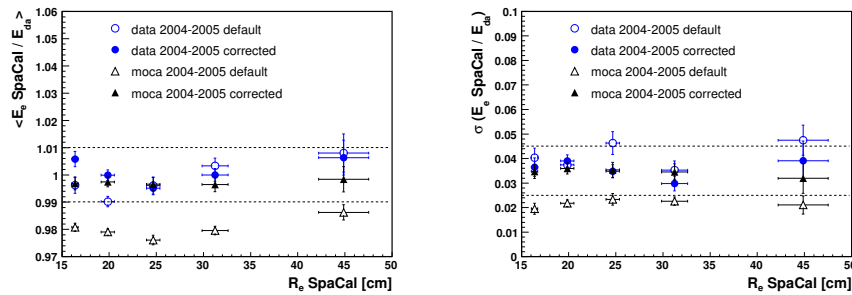


FIG. 8.87 – Précisions et résolutions sur l'énergie de l'électron diffusé dans le SpaCal en fonction de la position de la particule dans le plan du calorimètre, pour les échantillons enrichis en DVCS enregistrés en 2004 et 2005 et la simulation MonteCarlo, avant et après application des constantes de calibration.

Les variables associées au photon diffusé dans le calorimètre LAr sont ensuite présentées sur la figure 8.88 qui illustre respectivement les distributions de l'énergie E_γ , de l'angle polaire θ_γ , de l'angle azimutal ϕ_γ et des coordonnées x_γ , y_γ et z_γ pour les photons des échantillons enrichis en DVCS. La distribution de l'angle polaire θ_γ met en évidence la différence de nature des deux principales contributions présentes dans l'échantillon. L'électron étant diffusé dans le calorimètre SpaCal, on observe que la section efficace du processus purement électromagnétique de Bethe-Heitler est d'autant plus faible que l'angle d'ouverture entre l'électron et le photon qu'il a émis augmente, la section efficace du processus DVCS demeurant quant à elle sensiblement constante sur l'ensemble du domaine angulaire.

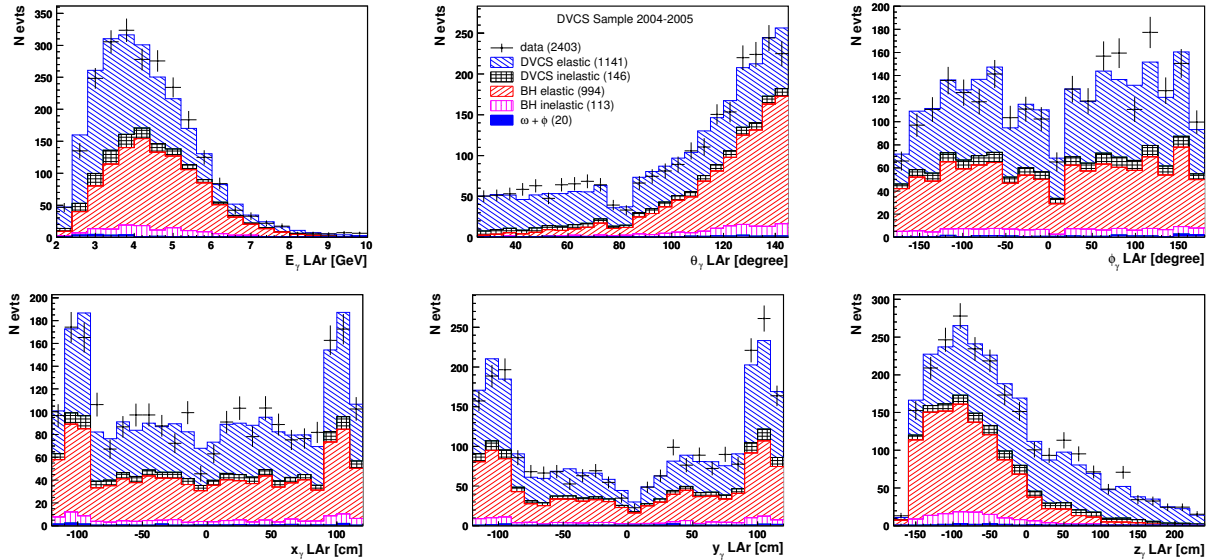


FIG. 8.88 – Distributions de l'énergie E_γ , de l'angle polaire θ_γ , de l'angle azimutal ϕ_γ et des coordonnées x_γ , y_γ et z_γ associées au photon diffusé dans le calorimètre LAr pour les échantillons enrichis en DVCS enregistrés au cours des années 2004 et 2005. Les données sont comparées aux simulations MonteCarlo des processus DVCS et Bethe-Heitler ainsi qu'aux productions diffractives des mésons vecteurs ω et ϕ .

La figure 8.89 présente alors les distributions des estimateurs $Ecra$, $Eahn$ et $Eaif$ qui caractérisent le développement de la gerbe électromagnétique initiée par le photon dans le LAr, la grandeur $Eaif$ étant uniquement représentée pour les événements pour lesquels sa valeur est différente de l'unité.

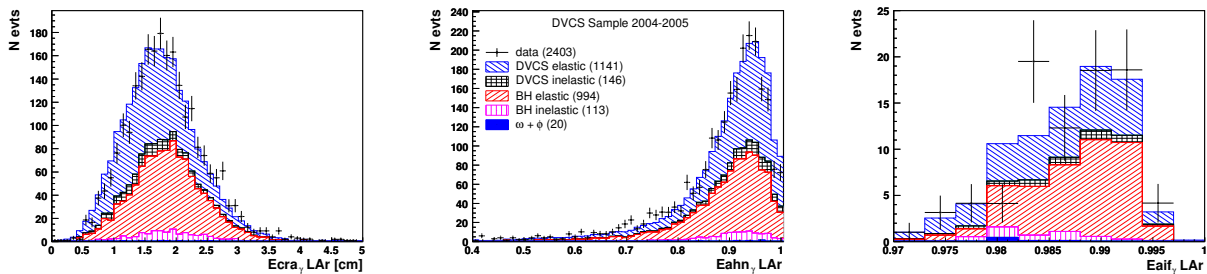


FIG. 8.89 – Distributions des estimateurs $Ecra$, $Eahn$ et $Eaif$ caractérisant la gerbe électromagnétique initiée par le photon dans le calorimètre LAr pour les échantillons enrichis en DVCS enregistrés au cours des années 2004 et 2005. Les données sont comparées aux simulations MonteCarlo des processus DVCS et Bethe-Heitler ainsi qu'aux productions diffractives des mésons vecteurs ω et ϕ . L'estimateur $Eaif$ est uniquement représenté pour les événements caractérisés par une valeur différente de l'unité.

La figure 8.90 illustre à présent les distributions relatives au bruit de fonds pour les événements des échantillons enrichis en DVCS possédant au moins un troisième dépôt d'énergie dans les calorimètres LAr ou SpaCal. La distribution du nombre de dépôts constituant le bruit de fonds par événement est

ainsi présentée aux côtés des distributions de l'angle polaire θ_{max} et de l'énergie E_{max} associées au dépôt le plus énergétique parmi l'ensemble des dépôts de bruit de fonds présents dans l'événement. Les comportements de différentes variables caractérisant les événements des échantillons enrichis en DVCS de manière globale sont ensuite présentés sur la figure 8.91 qui illustre respectivement les distributions de la variable $E - p_z$, de la coplanarité, de la somme des énergies de l'électron et du photon, de la masse invariante du système qu'ils constituent et du balancement entre leurs impulsions transverses. On note qu'en plus des critères de sélection résumés par les tableaux 8.2 et 8.3, on impose comme précédemment que la variable $E - p_z$ satisfasse à la condition $E - p_z > 45$ GeV, ce afin de minimiser la présence d'émissions radiatives dans l'état initial et d'ainsi contraindre l'énergie de l'électron incident.

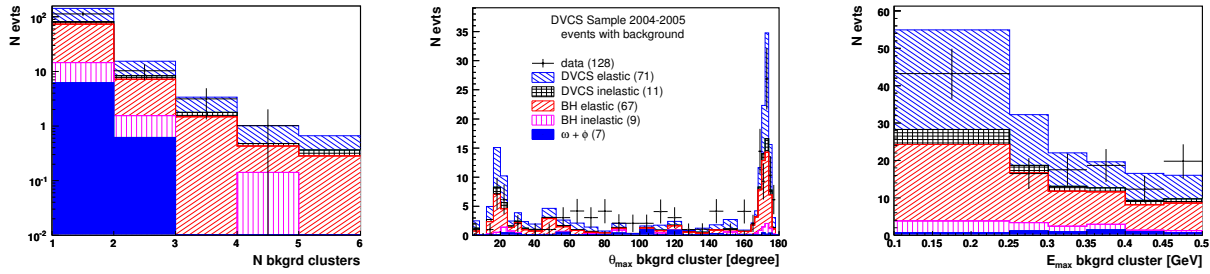


FIG. 8.90 – Distributions du nombre de dépôts constituant le bruit de fonds par événement, de l'angle polaire θ_{max} et de l'énergie E_{max} associés au dépôt de bruit de fonds le plus énergétique pour les événements des échantillons enrichis en DVCS enregistrés au cours des années 2004 et 2005 possédant au moins un troisième dépôt d'énergie dans les calorimètres LAr ou SpaCal.

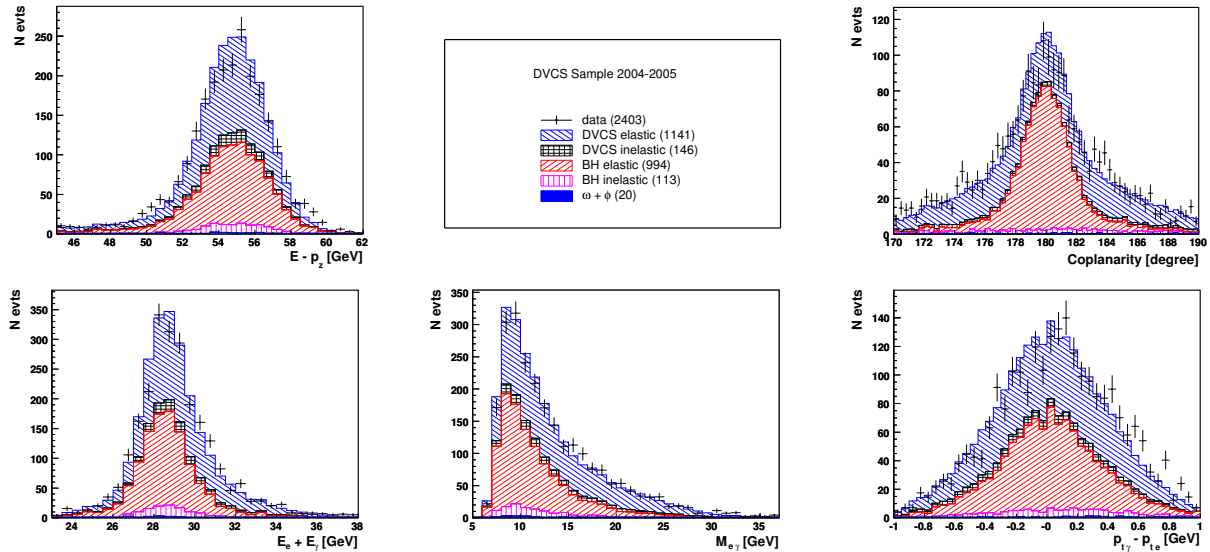


FIG. 8.91 – Distributions de la variable $E - p_z$, de la coplanarité, de la somme des énergies de l'électron et du photon, de la masse invariante du système qu'ils constituent et du balancement entre leurs impulsions transverses pour les échantillons enrichis en DVCS enregistrés au cours des années 2004 et 2005. Les données sont comparées aux simulations MonteCarlo des processus DVCS et Bethe-Heitler ainsi qu'aux productions diffractives des mésons vecteurs ω et ϕ .

La figure 8.92 présente finalement les distributions des variables cinématiques Q^2 et W reconstruites par la méthode double angle ainsi que celle de l'invariant t déterminé à partir des impulsions transverses du photon et de l'électron diffusé. La distribution du carré du transfert de quadri-impulsion au vertex du proton met en évidence la différence de nature des deux principales contributions présentes dans l'échantillon enrichi en DVCS. Les dépendances en t des sections efficaces des processus DVCS et Bethe-

Heitler traduisent en effet les échelles de distance caractérisant respectivement les interactions forte et électromagnétique et sont ainsi respectivement reliées aux extensions spatiales de la charge de couleur et de la charge électrique qui définissent le proton. Par suite du confinement de la charge de couleur, le processus DVCS possède dès lors une dépendance en t moins forte que celle du processus purement électromagnétique de Bethe-Heitler. Cette différence entre les dépendances en t des sections efficaces des processus DVCS et BH se reflète également dans le comportement de la distribution de la coplanarité relative à l'échantillon enrichi en DVCS, cette dernière possédant une variance supérieure à celle de la distribution correspondante pour l'échantillon de contrôle qui est représentée sur la figure 8.84.

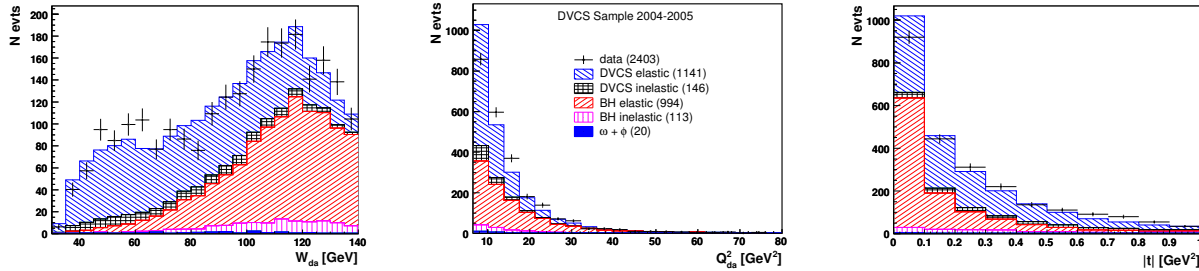


FIG. 8.92 – Distributions des variables cinématiques Q^2 et W reconstruites par la méthode double angle et de l'invariant t déterminé à partir des impulsions transverses du photon et de l'électron diffusé pour les échantillons enrichis en DVCS enregistrés au cours des années 2004 et 2005. Les données sont comparées aux simulations MonteCarlo des processus DVCS et Bethe-Heitler ainsi qu'aux productions diffractives des mésons vecteurs ω et ϕ .

L'ensemble des distributions présentées ainsi que la bonne compréhension du détecteur et de l'échantillon de contrôle permettent finalement de conclure à la présence effective au sein de l'échantillon étudié d'un signal de nature différente de celle du processus purement électromagnétique de Bethe-Heitler. Ce signal est décrit par une simulation du processus DVCS dans l'ensemble des distributions étudiées.

Avant d'aborder la détermination des sections efficaces élastiques du processus DVCS en fonction des invariants Q^2 , W et t , il importe encore de s'assurer de la bonne compréhension de l'échantillon d'événements rejetés par la condition de veto sur le nombre de paires de coups dans les trois premiers plans du détecteur FMD, cette requête étant à la base de la sélection du domaine élastique aux côtés de l'absence d'un troisième dépôt d'énergie supérieure à 0.5 GeV dans les calorimètres LAr ou SpaCal.

8.18 Distributions de contrôle pour la sélection anti FMD

On présente dans ce qui suit les distributions de différentes variables caractérisant un échantillon enrichi en DVCS dont les événements ne satisfont pas à la condition de veto sur le nombre de paires de coups dans les trois premiers plans du détecteur FMD, ce afin de contrôler la sélection du domaine élastique opérée sur base des informations fournies par ce détecteur en s'assurant de la bonne compréhension de la contribution proton dissocié et de la validité des corrections appliquées à la simulation du FMD pour la prise en compte du rayonnement synchrotron et la repondération du pouvoir de réjection. Les échantillons enrichis en DVCS enregistrés au cours des années 2004 et 2005 et correspondant à la sélection anti FMD sont respectivement constitués de 102 et 177 événements qui correspondent à des luminosités intégrées s'élevant à 36.0 pb^{-1} pour l'année 2004 et à 95.8 pb^{-1} pour l'année 2005. Les différentes contributions intervenant dans la simulation MonteCarlo des échantillons sont précisées dans un premier temps sur le tableau 8.43 pour chacune des années 2004 et 2005, les distributions étant par la suite présentées pour l'ensemble des données enregistrées au cours de ces deux années.

contributions présentes dans l'échantillon enrichi en DVCS	nombre d'événements			fraction en %		
	2004	2005	2004-2005	2004	2005	2004-2005
processus BH élastique	16	14	30	15.7 %	8.6 %	11.4 %
processus BH inélastique	24	44	68	23.5 %	27.2 %	25.7 %
processus DVCS élastique	19	19	38	18.6 %	11.7 %	14.4 %
processus DVCS inélastique	37	72	109	36.3 %	44.4 %	41.3 %
$ep \rightarrow eY\omega$	4	9	13	3.9 %	5.6 %	4.9 %
$ep \rightarrow eY\phi$	2	4	6	2.0 %	2.5 %	2.3 %
somme des contributions	102	162	264	100 %	100 %	100 %

TAB. 8.43 – Les différentes contributions prises en considération dans la description MonteCarlo des échantillons enrichis en DVCS enregistrés au cours des années 2004 et 2005 et dont les événements ne satisfont pas à la condition de veto sur le nombre de paires de coups dans le détecteur FMD.

L'examen des tableaux 8.42 et 8.43 permet de déterminer à ce stade les probabilités $P_{el\,tag}$ et $P_{inel\,tag}$ qu'un événement DVCS de nature respectivement élastique et inélastique soit rejeté par la condition de veto sur le nombre de paires de coups dans les trois premiers plans du détecteur FMD, ce sur base des différentes contributions d'événements DVCS fournies par la simulation MonteCarlo dans les descriptions respectives de l'échantillon enrichi en DVCS et de celui satisfaisant à la condition anti FMD, les probabilités $P_{el\,tag}$ et $P_{inel\,tag}$ qui en découlent ayant pour valeur :

$$\begin{aligned}
 P_{el\,tag} &= 3.2\%, \\
 P_{inel\,tag} &= 42.7\%.
 \end{aligned}
 \tag{8.37}$$

La figure 8.93 illustre alors les distributions de l'énergie E_e , de l'angle polaire θ_e , de l'angle azimutal ϕ_e et des coordonnées x_e , y_e et z_e associées à l'électron diffusé dans le calorimètre arrière SpaCal pour les échantillons enrichis en DVCS satisfaisant à la sélection anti FMD et enregistrés au cours des années 2004 et 2005. Les données sont comparées aux simulations MonteCarlo des processus DVCS et Bethe-Heitler ainsi qu'aux productions diffractives des mésons vecteurs ω et ϕ .

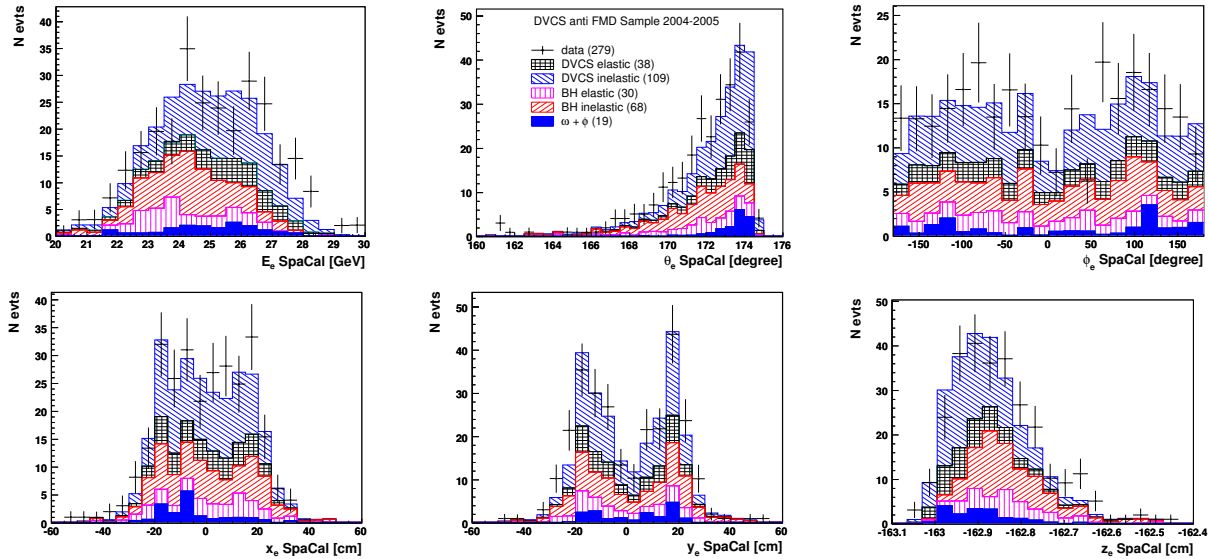


FIG. 8.93 – Distributions de l'énergie E_e , de l'angle polaire θ_e , de l'angle azimutal ϕ_e et des coordonnées x_e , y_e et z_e associées à l'électron diffusé dans le calorimètre arrière SpaCal pour les échantillons enrichis en DVCS satisfaisant à la sélection anti FMD et enregistrés au cours des années 2004 et 2005. Les données sont comparées aux simulations MonteCarlo des processus DVCS et Bethe-Heitler ainsi qu'aux productions diffractives des mésons vecteurs ω et ϕ .

Les distributions des composantes de l'impulsion de l'électron p_{xe} , p_{ye} et p_{ze} sont ensuite représentées sur la figure 8.94 qui illustre également les distributions de son impulsion transverse p_{te} et de sa position R_e dans le plan du calorimètre SpaCal. Les variables associées au photon diffusé dans le calorimètre LAr sont quant à elles abordées sur la figure 8.95 qui illustre respectivement les distributions de l'énergie E_γ , de l'angle polaire θ_γ , de l'angle azimutal ϕ_γ et des coordonnées x_γ , y_γ et z_γ pour les photons des échantillons enrichis en DVCS satisfaisant à la sélection anti FMD.

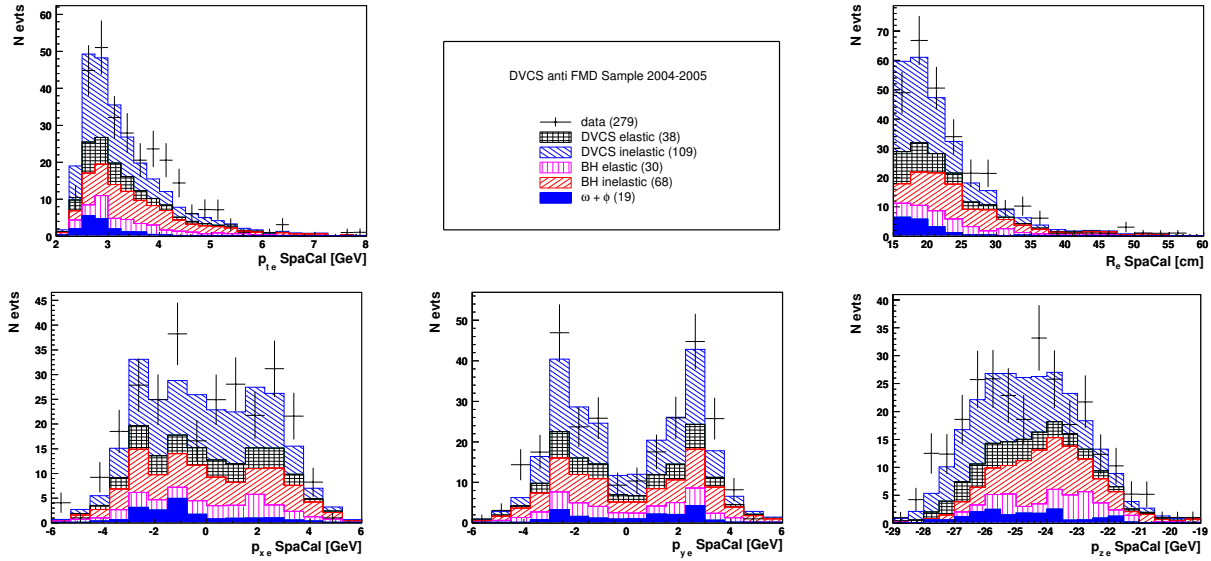


FIG. 8.94 – Distributions des composantes de l'impulsion de l'électron p_{xe} , p_{ye} et p_{ze} , de son impulsion transverse p_{te} et de sa position R_e dans le plan du calorimètre SpaCal pour les échantillons enrichis en DVCS satisfaisant à la sélection anti FMD et enregistrés au cours des années 2004 et 2005. Les données sont comparées aux simulations MonteCarlo des processus DVCS et Bethe-Heitler ainsi qu'aux productions diffractives des mésons vecteurs ω et ϕ .

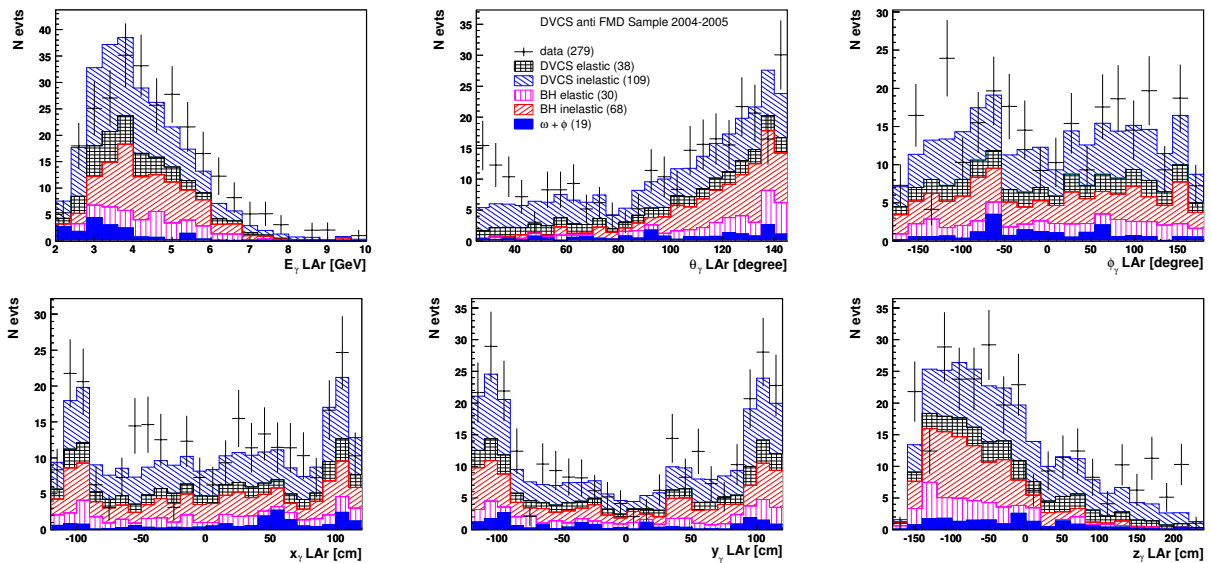


FIG. 8.95 – Distributions de l'énergie E_γ , de l'angle polaire θ_γ , de l'angle azimutal ϕ_γ et des coordonnées x_γ , y_γ et z_γ associées au photon diffusé dans le calorimètre LAr pour les échantillons enrichis en DVCS satisfaisant à la sélection anti FMD et enregistrés au cours des années 2004 et 2005. Les données sont comparées aux simulations MonteCarlo des processus DVCS et Bethe-Heitler ainsi qu'aux productions diffractives des mésons vecteurs ω et ϕ .

La section efficace du processus DVCS demeurant sensiblement constante sur l'ensemble du domaine angulaire dans lequel on effectue la mesure de l'angle polaire du photon diffusé et la section efficace du processus purement électromagnétique de Bethe-Heitler étant négligeable devant celle du processus DVCS dans la région avant du calorimètre LAr correspondant à des valeurs de l'angle polaire θ_γ comprises entre 25 et 40°, on peut conclure à un désaccord entre le comportement des événements situés dans la région avant du calorimètre LAr et celui des prédictions fournies par les simulations MonteCarlo des processus pris en considération. Un examen de ces événements particuliers montre qu'ils sont caractérisés par de faibles valeurs de l'estimateur E_{ahn} situées dans une queue de distribution non reproduite par la simulation MonteCarlo. On peut par conséquent émettre l'hypothèse que la particule présente dans la partie avant du calorimètre LAr corresponde pour ces événements précis à un hadron de faible énergie dont la gerbe est intégralement contenue dans la partie électromagnétique du calorimètre LAr, le dépôt engendré, bien que caractérisé par une fraction électromagnétique égale à l'unité, donnant lieu dans ce cas à une fraction d'énergie dans le coeur chaud de la gerbe inférieure à celle que possède un photon. La différence observée entre les données et les prédictions MonteCarlo dans la région avant du calorimètre LAr peut alors trouver son origine dans la présence d'un bruit de fonds DIS dont la contribution n'a pas été prise en considération dans la simulation. On note cependant que si désaccord il y a, celui-ci est parfaitement couvert par l'erreur systématique résultant de la variation de la contribution DVCS inélastique ainsi qu'on le verra par la suite dans le chapitre consacré à la détermination des sections efficaces du processus DVCS.

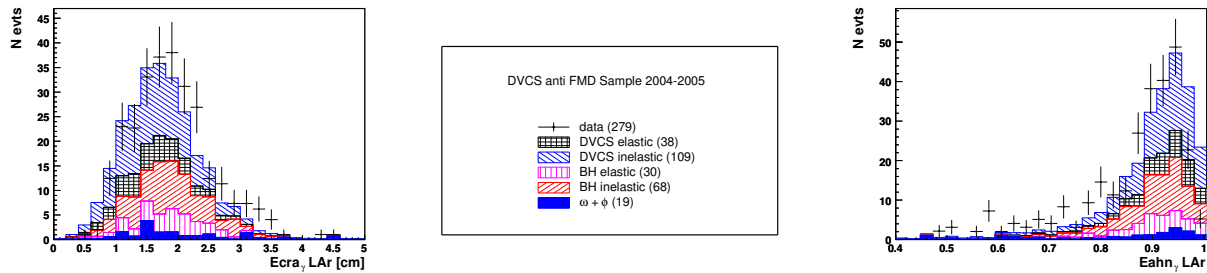


FIG. 8.96 – Distributions des estimateurs $Ecra$ et $Eahn$ caractérisant la gerbe électromagnétique initiée par le photon dans le calorimètre LAr pour les échantillons enrichis en DVCS satisfaisant à la sélection anti FMD et enregistrés au cours des années 2004 et 2005. Les données sont comparées aux simulations MonteCarlo des processus DVCS et Bethe-Heitler ainsi qu'aux productions diffractives des mésons vecteurs ω et ϕ .

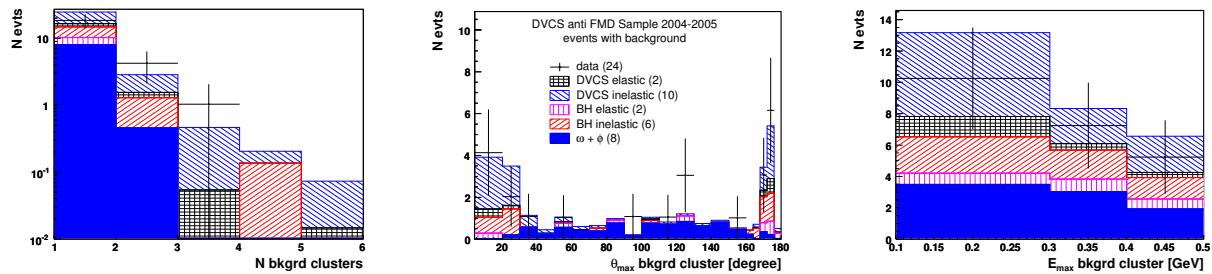


FIG. 8.97 – Distributions du nombre de dépôts constituant le bruit de fonds par événement, de l'angle polaire θ_{max} et de l'énergie E_{max} associés au dépôt de bruit de fonds le plus énergétique pour les événements des échantillons enrichis en DVCS satisfaisant à la sélection anti FMD et possédant au moins un troisième dépôt d'énergie dans les calorimètres LAr ou SpaCal.

La figure 8.96 présente alors les distributions des estimateurs $Ecra$ et $Eahn$ qui caractérisent le développement de la gerbe électromagnétique initiée par le photon dans le calorimètre LAr. Les distributions relatives au bruit de fonds présent dans les échantillons enrichis en DVCS satisfaisant à la sélection anti FMD sont également considérées pour les événements possédant au moins un troisième

dépôt d'énergie dans les calorimètres LAr ou SpaCal et la distribution du nombre de dépôts constituant le bruit de fonds par événement est ainsi présentée sur la figure 8.97 aux côtés des distributions de l'angle polaire θ_{max} et de l'énergie E_{max} associées au dépôt le plus énergétique parmi l'ensemble des dépôts de bruit de fonds présents dans l'événement. Les comportements de différentes variables caractérisant de manière globale les événements des échantillons enrichis en DVCS satisfaisant à la sélection anti FMD sont ensuite présentés sur la figure 8.98 qui illustre respectivement les distributions de la variable $E - p_z$, de la coplanarité, de la somme des énergies de l'électron et du photon, de la masse invariante du système qu'ils constituent et de la compensation entre leurs impulsions transverses. La figure 8.99 présente finalement les distributions des variables cinématiques Q^2 et W reconstruites par la méthode double angle ainsi que celle de l'invariant t déterminé à partir des impulsions transverses du photon et de l'électron diffusé.

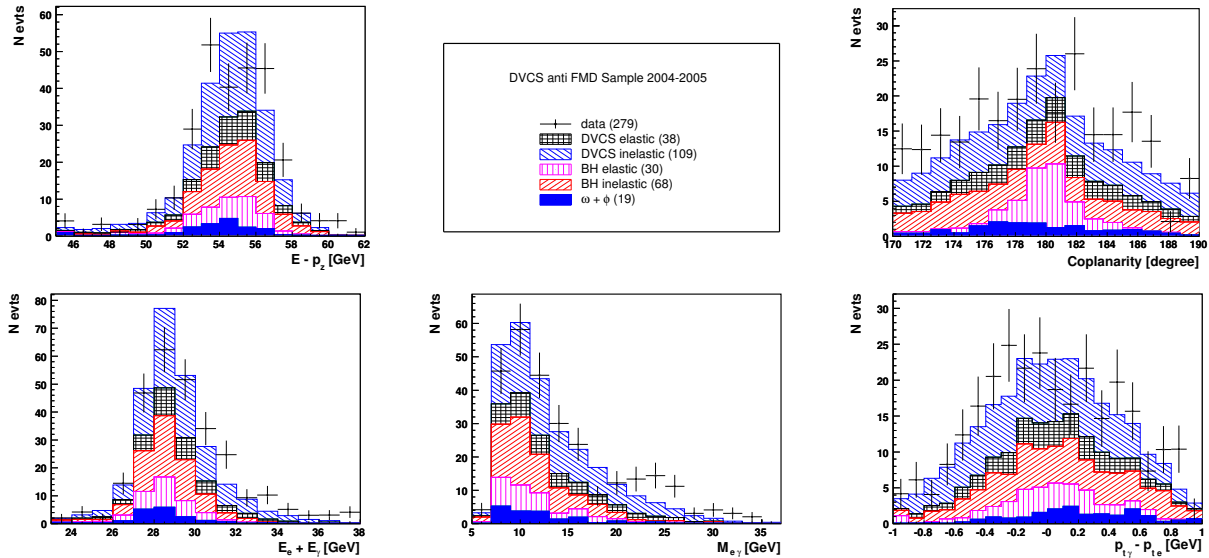


FIG. 8.98 – Distributions de la variable $E - p_z$, de la coplanarité, de la somme des énergies de l'électron et du photon, de la masse invariante du système qu'ils constituent et du balancement entre leurs impulsions transverses pour les échantillons enrichis en DVCS satisfaisant à la sélection anti FMD et enregistrés au cours des années 2004 et 2005. Les données sont comparées aux simulations MonteCarlo des processus DVCS et Bethe-Heitler ainsi qu'aux productions diffractives des mésons vecteurs ω et ϕ .

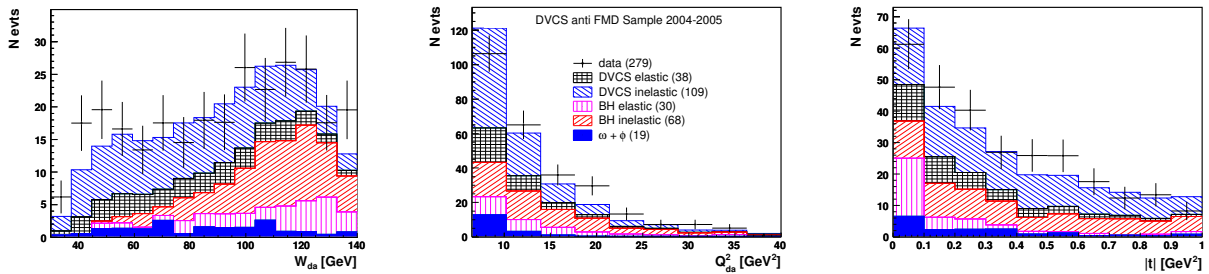


FIG. 8.99 – Distributions des variables cinématiques Q^2 et W reconstruites par la méthode double angle et de l'invariant t déterminé à partir des impulsions transverses du photon et de l'électron diffusé pour les échantillons enrichis en DVCS satisfaisant à la sélection anti FMD et enregistrés au cours des années 2004 et 2005. Les données sont comparées aux simulations MonteCarlo des processus DVCS et Bethe-Heitler ainsi qu'aux productions diffractives des mésons vecteurs ω et ϕ .

L'ensemble des distributions présentées permettant de conclure à une bonne compréhension de la contribution proton dissocié ainsi qu'à la validité des corrections appliquées à la simulation du détecteur FMD, on peut à présent aborder la détermination des sections efficaces du processus DVCS élastique.

9. Sections efficaces DVCS

On présente dans ce chapitre la mesure de la section efficace réduite du processus DVCS élastique, $\sigma_{DVCS}^{\gamma^*p \rightarrow \gamma p}(Q^2, W, t)$, définie au niveau de l'interaction entre le proton et le photon virtuel et fonction des invariants Q^2 , W et t que sont la virtualité du photon échangé, l'énergie dans le référentiel du centre de masse du système γ^*p et le carré du transfert de quadri-impulsion au vertex du proton. On détermine le comportement de la section efficace réduite en fonction de Q^2 et de W dans le domaine cinématique $6.5 < Q^2 < 80 \text{ GeV}^2$, $30 < W < 140 \text{ GeV}$ et $|t| < 1 \text{ GeV}^2$, la dépendance en W de la section efficace réduite étant successivement déterminée sur l'ensemble du domaine cinématique en Q^2 puis pour différents intervalles en la virtualité. On présente également la mesure de la section efficace réduite différentielle en t , $d\sigma_{DVCS}^{\gamma^*p \rightarrow \gamma p}/dt$, qui est successivement déterminée sur l'ensemble du domaine cinématique en Q^2 et W puis pour différents intervalles en ces deux variables. L'obtention de la section efficace réduite est essentiellement constituée de deux étapes successives que sont la détermination préalable de la section efficace du processus DVCS élastique au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$, de manière simplement et doublement différentielle selon la section efficace réduite recherchée, et l'extraction du facteur de flux de photons virtuels émis par l'électron incident. L'ensemble de cette procédure est décrit ci-dessous aux côtés de la détermination des erreurs systématiques associées aux différentes sources d'incertitude affectant la mesure et la description de l'échantillon enrichi en DVCS fournie par la somme des simulations MonteCarlo. On compare finalement les dépendances en Q^2 et en W de la section efficace réduite aux prédictions [50] de la QCD perturbative à l'ordre sous-dominant pour différentes paramétrisations des GPD dans le cadre de la modélisation de Freund et al. [40].

9.1 Sections efficaces DVCS élastiques au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$

Les sections efficaces simplement différentielles $d\sigma_{DVCS}^{ep \rightarrow ep\gamma}/dQ^2$, $d\sigma_{DVCS}^{ep \rightarrow ep\gamma}/dW$ et $d\sigma_{DVCS}^{ep \rightarrow ep\gamma}/dt$ du processus DVCS élastique au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$ sont mesurées en utilisant les relations :

$$\frac{d\sigma_{DVCS}^{ep \rightarrow ep\gamma}}{dQ^2} = \frac{N_{data} - N_{bkgrd}}{\varepsilon \cdot A \cdot \square Q^2 \cdot \mathcal{L}} \cdot (1 + \delta_{rad}), \quad (9.1)$$

$$\frac{d\sigma_{DVCS}^{ep \rightarrow ep\gamma}}{dW} = \frac{N_{data} - N_{bkgrd}}{\varepsilon \cdot A \cdot \square W \cdot \mathcal{L}} \cdot (1 + \delta_{rad}), \quad (9.2)$$

$$\frac{d\sigma_{DVCS}^{ep \rightarrow ep\gamma}}{dt} = \frac{N_{data} - N_{bkgrd}}{\varepsilon \cdot A \cdot \square t \cdot \mathcal{L}} \cdot (1 + \delta_{rad}), \quad (9.3)$$

les sections efficaces doublement différentielles $d^2\sigma_{DVCS}^{ep \rightarrow ep\gamma}/dW dQ^2$, $d^2\sigma_{DVCS}^{ep \rightarrow ep\gamma}/dt dQ^2$ et $d^2\sigma_{DVCS}^{ep \rightarrow ep\gamma}/dt dW$ du processus DVCS élastique au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$ étant quant à elles fournies par les égalités :

$$\frac{d^2\sigma_{DVCS}^{ep \rightarrow ep\gamma}}{dW dQ^2} = \frac{N_{data} - N_{bkgrd}}{\varepsilon \cdot A \cdot \square W \cdot \square Q^2 \cdot \mathcal{L}} \cdot (1 + \delta_{rad}), \quad (9.4)$$

$$\frac{d^2\sigma_{DVCS}^{ep \rightarrow ep\gamma}}{dt dQ^2} = \frac{N_{data} - N_{bkgrd}}{\varepsilon \cdot A \cdot \square t \cdot \square Q^2 \cdot \mathcal{L}} \cdot (1 + \delta_{rad}), \quad (9.5)$$

$$\frac{d^2\sigma_{DVCS}^{ep \rightarrow ep\gamma}}{dt dW} = \frac{N_{data} - N_{bkgrd}}{\varepsilon \cdot A \cdot \square t \cdot \square W \cdot \mathcal{L}} \cdot (1 + \delta_{rad}). \quad (9.6)$$

Les grandeurs $\square Q^2$, $\square W$ et $\square t$ intervenant dans ces expressions sont définies dans le tableau 9.1 et désignent les largeurs respectives des différents intervalles considérés pour les invariants Q^2 , W et t . La section efficace DVCS élastique simplement différentielle en Q^2 , $d\sigma/dQ^2$, est intégrée sur l'ensemble des domaines cinématiques en W et en t , celle en W , $d\sigma/dW$, sur l'ensemble des domaines cinématiques en Q^2 et en t et celle en t , $d\sigma/dt$, sur l'ensemble des domaines cinématiques en Q^2 et en W . La section efficace DVCS élastique doublement différentielle en W et Q^2 , $d^2\sigma/dWdQ^2$, est intégrée sur l'ensemble du domaine cinématique en t , celle en t et Q^2 , $d^2\sigma/dt dQ^2$, sur l'ensemble du domaine cinématique en W et celle en t et W , $d^2\sigma/dt dW$, sur l'ensemble du domaine cinématique en Q^2 .

Définition des intervalles en Q^2 , W et t et des largeurs $\square Q^2$, $\square W$ et $\square t$		
sections efficaces	intervalles	largeurs
$d\sigma/dQ^2$	$Q^2 : 6.5 - 11 - 20 - 30 - 80 \text{ GeV}^2$ $30 < W < 140 \text{ GeV}$, $ t < 1 \text{ GeV}^2$	$\square Q^2 : 4.5 - 9 - 10 - 50 \text{ GeV}^2$
$d\sigma/dW$	$W : 30 - 60 - 80 - 100 - 120 - 140 \text{ GeV}$ $6.5 < Q^2 < 80 \text{ GeV}^2$, $ t < 1 \text{ GeV}^2$	$\square W : 30 - 20 - 20 - 20 - 20 \text{ GeV}$
$d\sigma/dt$	$ t : 0 - 0.2 - 0.4 - 0.6 - 1 \text{ GeV}^2$ $6.5 < Q^2 < 80 \text{ GeV}^2$, $30 < W < 140 \text{ GeV}$	$\square t : 0.2 - 0.2 - 0.2 - 0.4 \text{ GeV}^2$
$d^2\sigma/dWdQ^2$	$Q^2 : 6.5 - 11 - 20 - 80 \text{ GeV}^2$ $W : 30 - 60 - 80 - 100 - 120 - 140 \text{ GeV}$ $ t < 1 \text{ GeV}^2$	$\square Q^2 : 4.5 - 9 - 60 \text{ GeV}^2$ $\square W : 30 - 20 - 20 - 20 - 20 \text{ GeV}$
$d^2\sigma/dt dQ^2$	$Q^2 : 6.5 - 11 - 20 - 80 \text{ GeV}^2$ $ t : 0 - 0.2 - 0.4 - 0.6 - 1 \text{ GeV}^2$ $30 < W < 140 \text{ GeV}$	$\square Q^2 : 4.5 - 9 - 60 \text{ GeV}^2$ $\square t : 0.2 - 0.2 - 0.2 - 0.4 \text{ GeV}^2$
$d^2\sigma/dt dW$	$W : 30 - 50 - 85 - 140 \text{ GeV}$ $ t : 0 - 0.2 - 0.4 - 0.6 - 1 \text{ GeV}^2$ $6.5 < Q^2 < 80 \text{ GeV}^2$	$\square W : 20 - 35 - 55 \text{ GeV}$ $\square t : 0.2 - 0.2 - 0.2 - 0.4 \text{ GeV}^2$

TAB. 9.1 – Définition des intervalles en Q^2 , W et t et des largeurs $\square Q^2$, $\square W$ et $\square t$ utilisés pour déterminer les sections efficaces du processus DVCS élastique au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$.

La quantité N_{data} représente le nombre d'événements présents dans les échantillons enrichis en DVCS enregistrés au cours des années 2004 et 2005 dans chacun des intervalles considérés pour les invariants Q^2 , W et t . La quantité N_{bkgrd} désigne le nombre d'événements MonteCarlo présents dans ces mêmes intervalles et associés aux différents bruits de fonds que sont le processus de Bethe-Heitler, le processus DVCS inélastique et les productions diffractives des mésons vecteurs ω et ϕ :

$$N_{bkgrd} = N_{BH\,el.} + N_{BH\,inel.} + N_{DVCS\,inel.} + N_{\omega} + N_{\phi}. \quad (9.7)$$

Le facteur ε présent dans les expressions des sections efficaces se rapporte à l'efficacité du système de déclenchement dédié à l'enregistrement de l'échantillon enrichi en DVCS. Son étude détaillée a été réalisée dans les paragraphes correspondant du chapitre 8.

Le facteur A , qui désigne l'acceptance avec laquelle les événements sont reconstruits dans chacun des intervalles en Q^2 , W et t , correspond au rapport entre le nombre d'événements DVCS élastiques N_{reco} reconstruits dans un intervalle donné \square_{reco} défini en terme des invariants au niveau reconstruit après application des conditions de sélection et le nombre d'événements DVCS élastiques N_{gen} réellement générés par la nature dans l'intervalle correspondant \square_{gen} défini cette fois en terme des invariants au niveau généré en l'absence de toutes conditions de sélection :

$$A = \frac{N_{reco}(\square_{reco} + selection)}{N_{gen}(\square_{gen})}. \quad (9.8)$$

Ce facteur est ici estimé en recourant à la simulation MonteCarlo du processus DVCS élastique pour laquelle les caractéristiques de chaque événement sont à la fois connues au niveau généré et au niveau reconstruit. L'adéquation entre les prédictions des simulations MonteCarlo soumises à la simulation de la réponse du détecteur H1 et l'échantillon d'événements enrichis en DVCS se répercute dès lors directement dans l'estimation de l'acceptance et de l'erreur qui lui est associée. L'acceptance étant définie par le rapport de deux quantités, on peut cependant s'attendre à ce que sa détermination soit en première approximation indépendante de la modélisation théorique du processus DVCS élastique, en d'autres termes à ce que l'incertitude sur la modélisation théorique du processus DVCS élastique ne soit pas à l'origine de l'erreur dominante sur la détermination de cette grandeur. On note encore que le facteur d'acceptance défini par la relation 9.8 prend simultanément en considération l'acceptance géométrique - définie par le volume utile du détecteur H1 et par l'ensemble de la sélection opérée au travers des coupures énergétiques, angulaires et fiducielles - et le phénomène de migration entre les différents intervalles envisagés pour un invariant reconstruit donné qu'engendre la résolution finie et/ou un biais systématique sur la mesure des grandeurs physiques. On peut en effet réécrire la relation 9.8 sous la forme :

$$A = \frac{N_{reco}(\square reco)}{N_{gen}(\square gen)} \cdot \frac{N_{reco}(\square reco + selection)}{N_{reco}(\square reco)} = A_{migra} \cdot A_{geo} \quad (9.9)$$

dans laquelle le premier facteur A_{migra} constitue la correction à appliquer pour la migration des événements entre les différents intervalles en un invariant reconstruit donné, le second facteur A_{geo} constituant quant à lui le terme correctif permettant de prendre en compte l'efficacité de la sélection opérée.

La quantité \mathcal{L} désigne la valeur de la luminosité intégrée qui caractérise l'échantillon enrichi en DVCS enregistré au cours des années 2004 et 2005. La grande majorité des événements DVCS ne possédant pas de vertex reconstruit par le trajectographe central CJC, il est impossible de déterminer s'ils sont issus de la région correspondant à la position nominale du vertex de l'interaction ou de celles correspondant aux positions des vertex satellites. On va dès lors à présent inclure dans la valeur de la luminosité intégrée la prise en compte des contributions satellites. On fait remarquer que les valeurs des luminosités intégrées mentionnées dans les différentes tables présentant les corrections appliquées pour l'efficacité du système de déclenchement ont été calculées en supposant que les événements se produisent uniquement à la position nominale du vertex de l'interaction, pour une position selon l'axe des faisceaux comprise dans l'intervalle $|z| < 35$ cm, cette condition délimitant la position du vertex reconstruit lorsque celui-ci existe étant celle qui est requise dans l'analyse. Dans la mesure où la correction w pour l'efficacité du système de déclenchement est donnée par l'expression :

$$w = \sum_i \frac{\mathcal{L}_i}{\mathcal{L}} w_i, \quad (9.10)$$

dans laquelle le facteur w_i correspond à la correction pour l'efficacité du système de déclenchement associée à la période de prise de données i de luminosité intégrée \mathcal{L}_i , \mathcal{L} désignant la luminosité intégrée de l'ensemble de l'analyse, et dans la mesure où l'on a vérifié que la correction apportée par les contributions satellites est sensiblement constante dans le temps, l'utilisation de la luminosité associée uniquement à la position nominale du vertex de l'interaction pour l'implémentation de la correction w associée au système de déclenchement constitue une approche correcte. Cela étant, le tableau 9.2 présente les valeurs des luminosités intégrées \mathcal{L}_{nv} et \mathcal{L}_{all} respectivement calculées dans le domaine $|z| < 35$ cm correspondant à la position nominale du vertex de l'interaction et dans le domaine $|z| < 200$ cm qui contient les positions du vertex nominal et des vertex satellites. Le tableau 9.2 présente également les valeurs de la fraction f_v des événements des échantillons enrichis en DVCS qui possèdent un vertex reconstruit par le trajectographe central CJC. La luminosité intégrée corrigée par la prise en compte de la contribution associée aux vertex satellites est alors donnée par la relation :

$$\mathcal{L} = f_v \cdot \mathcal{L}_{nv} + (1 - f_v) \cdot \mathcal{L}_{all} \quad (9.11)$$

qui fournit pour la luminosité intégrée caractérisant les échantillons enrichis en DVCS la valeur :

$$\mathcal{L} = 134.8 \text{ pb}^{-1}. \quad (9.12)$$

échantillon DVCS 2004		échantillon DVCS 2005		échantillon DVCS 2004 - 2005	
\mathcal{L}_{nv}	$\mathcal{L}_{nv}^{04} = 36.0 \text{ pb}^{-1}$	$\mathcal{L}_{nv}^{05} = 95.8 \text{ pb}^{-1}$		$\mathcal{L}_{nv} = 131.8 \text{ pb}^{-1}$	
\mathcal{L}_{all}	$\mathcal{L}_{all}^{04} = 37.1 \text{ pb}^{-1}$	$\mathcal{L}_{all}^{05} = 97.8 \text{ pb}^{-1}$		$\mathcal{L}_{all} = 134.9 \text{ pb}^{-1}$	
f_v	$f_v^{04} = 3.5 \pm 0.7 \%$	$f_v^{05} = 2.6 \pm 0.4 \%$		$f_v = 2.9 \pm 0.3 \%$	

TAB. 9.2 – Luminosités intégrées \mathcal{L}_{nv} et \mathcal{L}_{all} respectivement calculées dans le domaine $|z| < 35$ cm correspondant à la position nominale du vertex de l'interaction et dans le domaine $|z| < 200$ cm qui contient les positions du vertex nominal et des vertex satellites, fractions f_v des événements des échantillons enrichis en DVCS qui possèdent un vertex reconstruit par le trajectographe central CJC.

Le facteur $1 + \delta_{rad}$ présent dans les expressions des sections efficaces désigne quant à lui la correction à appliquer à la mesure afin de supprimer l'influence sur cette dernière des émissions radiatives associées à l'électron incident. Sa valeur est estimée en recourant à la simulation MonteCarlo du processus DVCS élastique et est donnée par le rapport entre les sections efficaces DVCS respectivement déterminées en l'absence (σ_{DVCS}^{Born}) et en la présence ($\sigma_{DVCS}^{Born+ISR}$) d'émissions radiatives par l'électron incident :

$$1 + \delta_{rad} = \frac{\sigma_{DVCS}^{Born}}{\sigma_{DVCS}^{Born+ISR}}. \quad (9.13)$$

Avant d'aborder les résultats relatifs à la mesure de la section efficace DVCS au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$, on introduit finalement les deux grandeurs que sont la pureté et la stabilité, qui permettent de contrôler la qualité de la mesure réalisée dans les différents intervalles en les invariants Q^2 , W et t . Pour établir la pureté d'un intervalle donné, on considère le nombre d'événements N_{reco} présents dans l'intervalle considéré \square_{reco} défini au niveau reconstruit et le sous-ensemble d'événements $N_{reco\&gen}$ qui, en plus d'appartenir à \square_{reco} , sont également situés dans l'intervalle correspondant \square_{gen} au niveau généré, la pureté P étant alors définie par le rapport :

$$P = \frac{N_{reco\&gen}}{N_{reco}}. \quad (9.14)$$

Pour établir la stabilité d'un intervalle donné, on considère le nombre d'événements N'_{gen} présents dans l'intervalle considéré \square_{gen} défini au niveau généré après application de l'ensemble des critères de sélection et le sous-ensemble d'événements $N_{reco\&gen}$ qui, en plus d'appartenir à \square_{gen} , sont également situés dans l'intervalle correspondant \square_{reco} au niveau reconstruit, la stabilité S étant alors donnée par :

$$S = \frac{N_{reco\&gen}}{N'_{gen}}. \quad (9.15)$$

Les sections efficaces étant définies et les différents facteurs qui y interviennent explicités, on présente maintenant les résultats obtenus sur base des échantillons enrichis en DVCS enregistrés en 2004 et 2005.

9.1.1 Estimation des corrections d'acceptance.

Les acceptances sont déterminées dans chacun des intervalles définis dans le tableau 9.1 en recourant à la simulation MonteCarlo du processus DVCS élastique ainsi que précédemment expliqué. Les barres d'erreur indiquées sur les différentes figures présentées ci-dessous correspondent aux erreurs statistiques engendrées par le nombre fini d'événements MonteCarlo produits pour cette analyse. Ces erreurs sont négligeables par rapport aux erreurs systématiques affectant l'acceptance que l'on détermine dans la suite de ce chapitre. La figure 9.1 illustre les facteurs d'acceptance en fonction des invariants Q^2 , W et

t respectivement associés aux sections efficaces du processus DVCS élastique simplement différentielles en chacune de ces trois variables. L'acceptance en W est sensiblement constante dans le domaine des valeurs intermédiaires $60 < W < 120$ GeV, son comportement dans les intervalles $30 < W < 60$ GeV et $120 < W < 140$ GeV étant essentiellement dicté par les coupures sur l'angle polaire θ_γ du photon diffusé, $\theta_\gamma > 25^\circ$ et $\theta_\gamma < 145^\circ$ pour le premier et le dernier intervalle respectivement. La diminution de l'acceptance en Q^2 pour des valeurs croissantes de la virtualité du photon échangé est essentiellement dictée par la coupure inférieure sur l'angle polaire θ_γ du photon diffusé, $\theta_\gamma > 25^\circ$, la valeur de l'acceptance dans le premier intervalle en Q^2 étant quant à elle sensiblement réduite par la coupure supérieure sur l'angle polaire du photon diffusé, $\theta_\gamma < 145^\circ$. L'effet des différentes coupures énergétiques et angulaires se traduit par un facteur d'acceptance géométrique essentiellement indépendant de la variable t , et la croissance de l'acceptance en t pour des valeurs croissantes de cette variable trouve principalement son origine dans le phénomène de migration vers les grandes valeurs de t reconstruites. La figure 9.2 illustre les facteurs d'acceptance en fonction de l'invariant W dans les trois domaines en Q^2 considérés dans cette analyse pour la section efficace DVCS élastique doublement différentielle en W et Q^2 . Les facteurs d'acceptance en fonction de la variable t dans les trois domaines en Q^2 de la section efficace doublement différentielle en t et Q^2 sont quant à eux représentés sur la figure 9.3 et les facteurs d'acceptance en fonction de la variable t dans les trois domaines en W de la section efficace doublement différentielle en t et W finalement illustrés sur la figure 9.4.

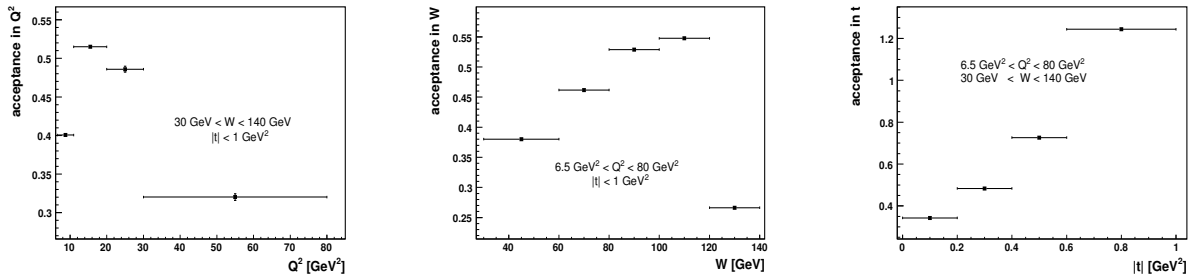


FIG. 9.1 – Facteurs d'acceptance en fonction des invariants Q^2 , W et t respectivement associés aux sections efficaces DVCS élastiques simplement différentielles en chacune de ces trois variables.

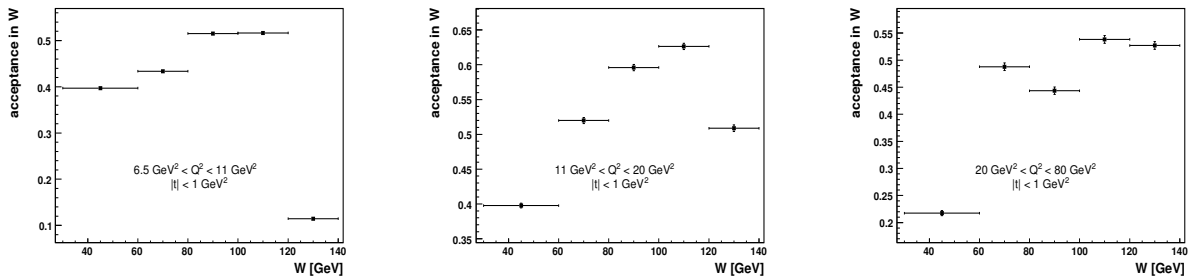


FIG. 9.2 – Facteurs d'acceptance en fonction de l'invariant W dans les trois domaines en Q^2 considérés pour la section efficace DVCS élastique doublement différentielle en W et Q^2 .

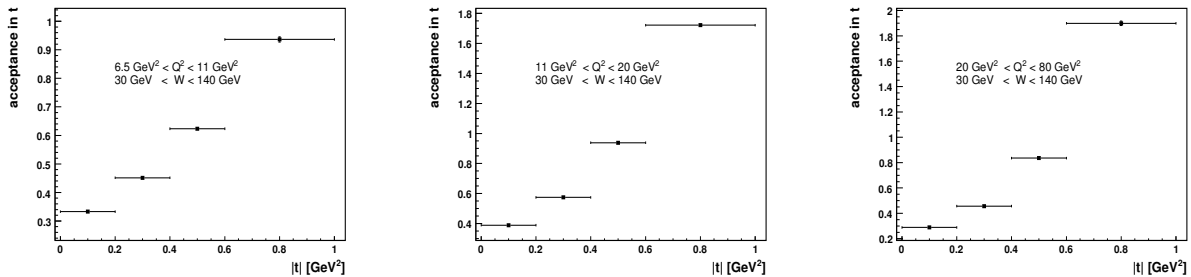


FIG. 9.3 – Facteurs d'acceptance en fonction de la variable t dans les trois domaines en Q^2 considérés pour la section efficace DVCS élastique doublement différentielle en t et Q^2 .

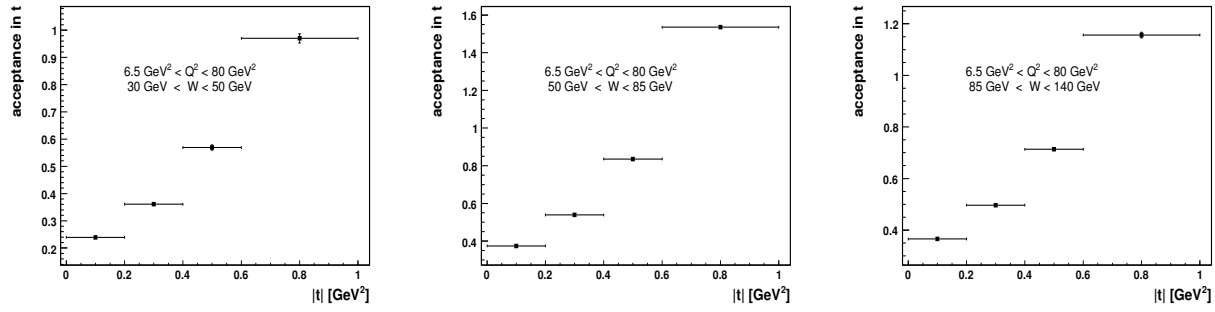


FIG. 9.4 – Facteurs d’acceptance en fonction de la variable t dans les trois domaines en W considérés pour la section efficace DVCS élastique doublement différentielle en t et W .

9.1.2 Estimation des puretés et des stabilités

Les corrections d’acceptance étant présentées, on aborde à présent les estimateurs de la qualité de la mesure opérée que sont la stabilité et la pureté de chacun des intervalles définis dans le tableau 9.1 en recourant à la simulation MonteCarlo du processus DVCS élastique. La figure 9.5 illustre ainsi les puretés et les stabilités en fonction des invariants Q^2 , W et t respectivement associées aux sections efficaces DVCS élastiques simplement différentielles en chacune de ces trois variables. Les valeurs des puretés et des stabilités sont globalement satisfaisantes, la faible valeur de la pureté dans le dernier intervalle en l’invariant t étant le reflet du phénomène de migration important vers les grandes valeurs de t reconstruites. La figure 9.6 présente les puretés et les stabilités en fonction de l’invariant W dans les trois intervalles en Q^2 considérés pour la section efficace DVCS élastique doublement différentielle en W et Q^2 . La figure 9.7 présente les puretés et les stabilités en fonction de la variable t dans les trois intervalles en Q^2 de la section efficace doublement différentielle en t et Q^2 , les puretés et les stabilités en fonction de la variable t dans les trois intervalles en W de la section efficace doublement différentielle en t et W étant finalement illustrées sur la figure 9.8.

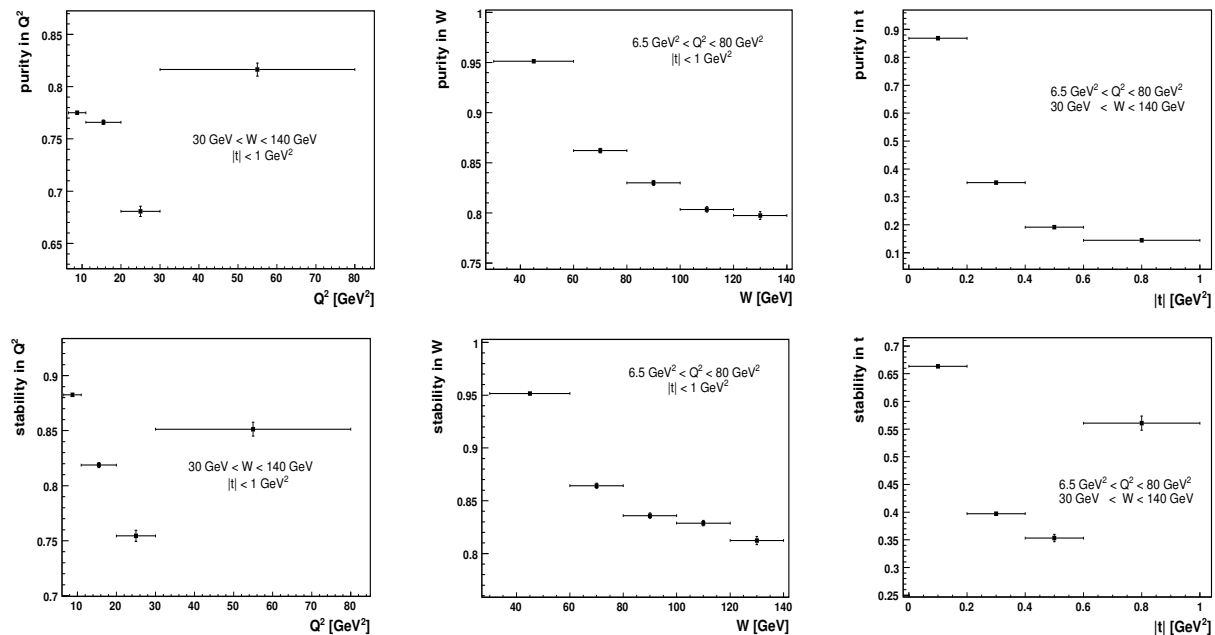


FIG. 9.5 – Puretés et stabilités en fonction des variables Q^2 , W et t respectivement associées aux sections efficaces DVCS élastiques simplement différentielles en chacune de ces trois variables.

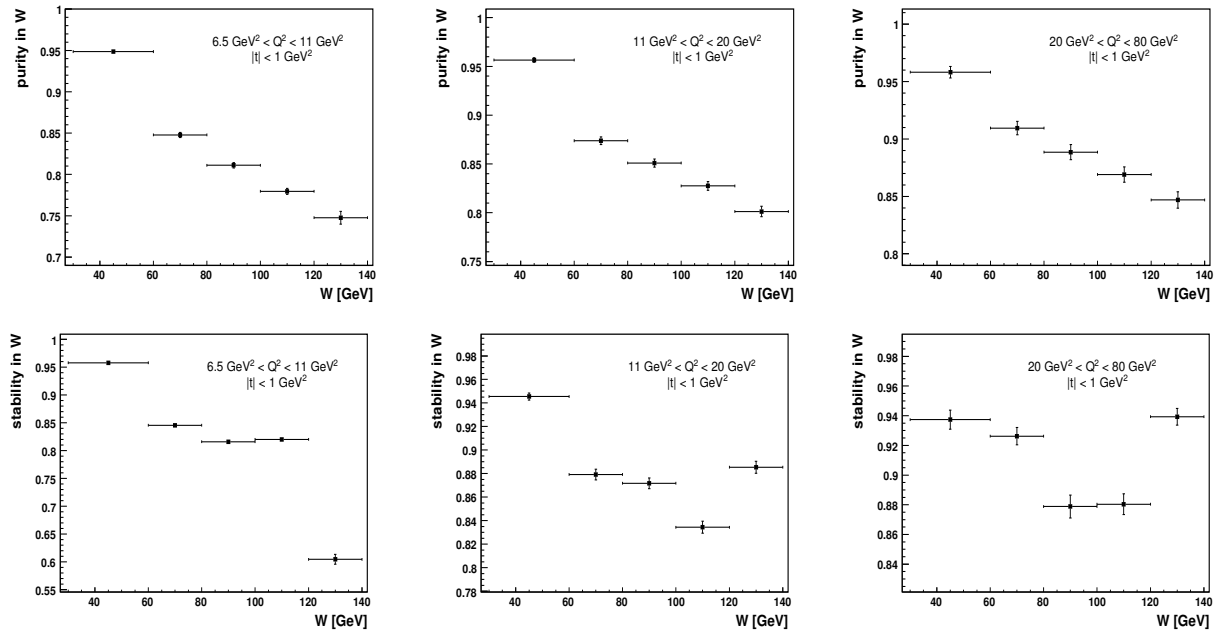


FIG. 9.6 – Puretés et stabilités en fonction de l’invariant W dans les trois intervalles en Q^2 considérés pour la section efficace DVCS élastique doublement différentielle en W et Q^2 .

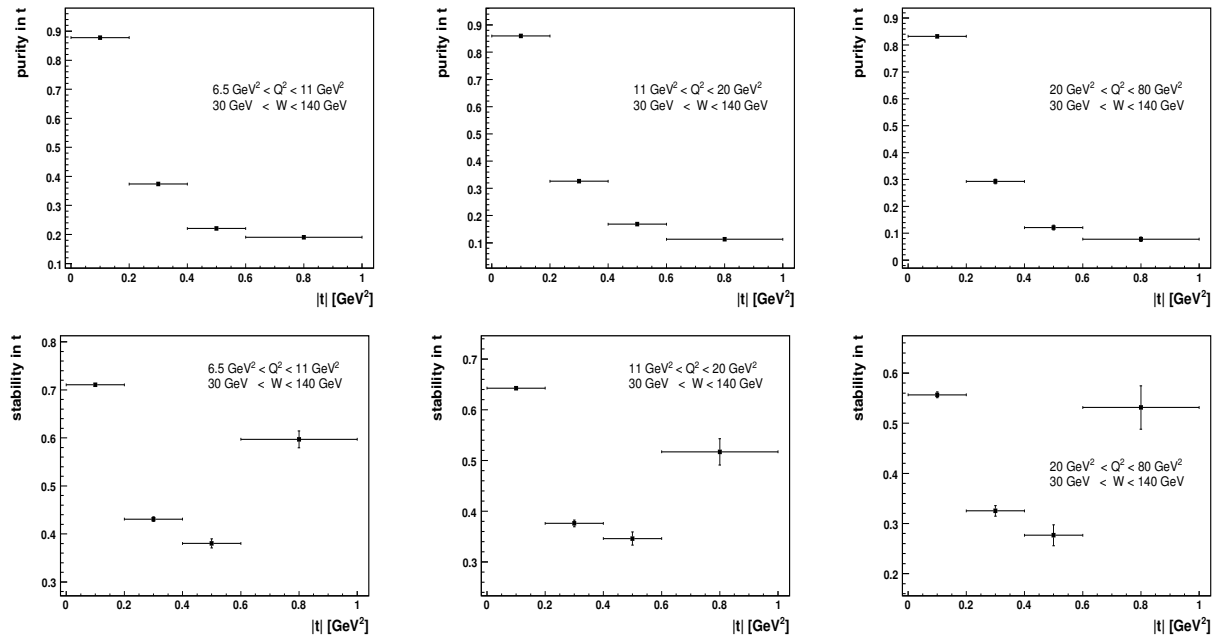


FIG. 9.7 – Puretés et stabilités en fonction de l’invariant t dans les trois intervalles en Q^2 considérés pour la section efficace DVCS élastique doublement différentielle en t et Q^2 .

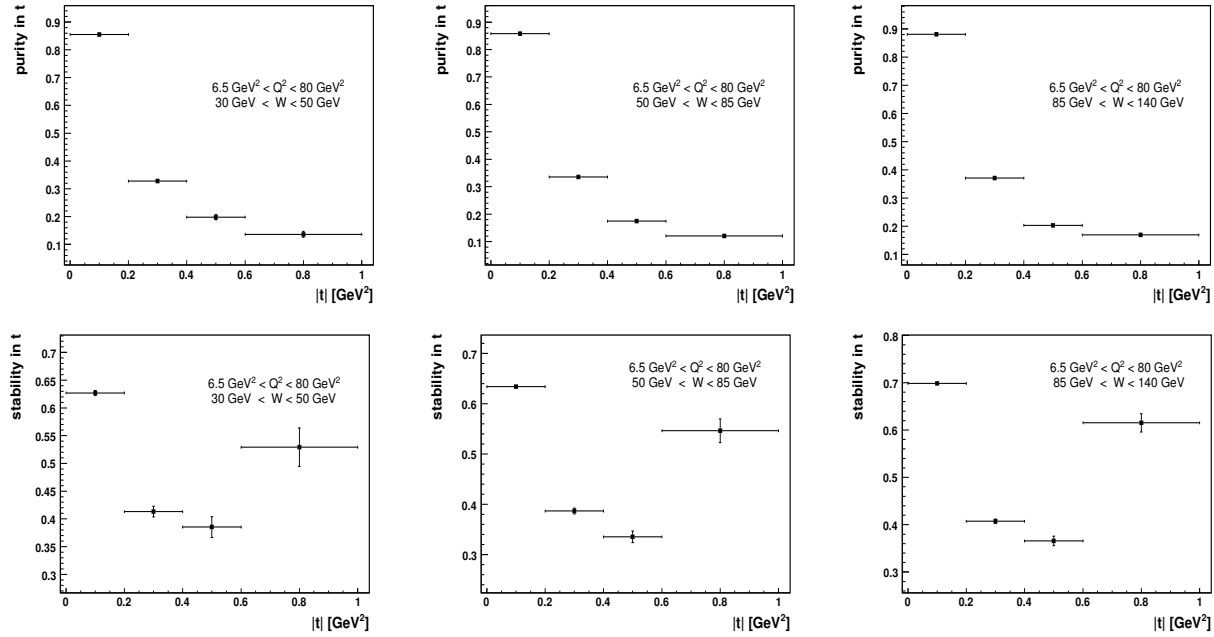


FIG. 9.8 – Puretés et stabilités en fonction de l’invariant t dans les trois intervalles en W considérés pour la section efficace DVCS élastique doublement différentielle en t et W .

9.1.3 Détermination des corrections radiatives

On détermine à présent les corrections δ_{rad} qu’il est nécessaire d’appliquer à la mesure afin de supprimer l’influence sur cette dernière des émissions radiatives associées au faisceau d’électrons incidents, en recourant à la simulation MonteCarlo du processus DVCS élastique ainsi qu’expliqué précédemment. La présence des corrections radiatives dans l’état initial affecte en effet la détermination de la section efficace du processus DVCS élastique, que l’on corrige par l’application du facteur δ_{rad} , ainsi que les distributions des invariants décrivant la cinématique, que l’on a corrigées par l’application du facteur d’acceptance. La figure 9.9 présente les corrections radiatives δ_{rad} en fonction des invariants Q^2 , W et t respectivement associées aux sections efficaces du processus DVCS élastique simplement différentielles en chacune de ces trois variables. Les corrections radiatives étant indépendantes des invariants Q^2 , W et t pour la méthode de reconstruction de la cinématique utilisée ainsi que le confirment les résultats présentés, leur détermination a été limitée aux intervalles définissant les sections efficaces simplement différentielles. La correction radiative en fonction de W étant celle qui présente le moins de fluctuations statistiques, la valeur de la correction à appliquer aux données a été déterminée à partir de cette dernière et on trouve $\delta_{rad} = 2.8 \pm 0.9 \%$.

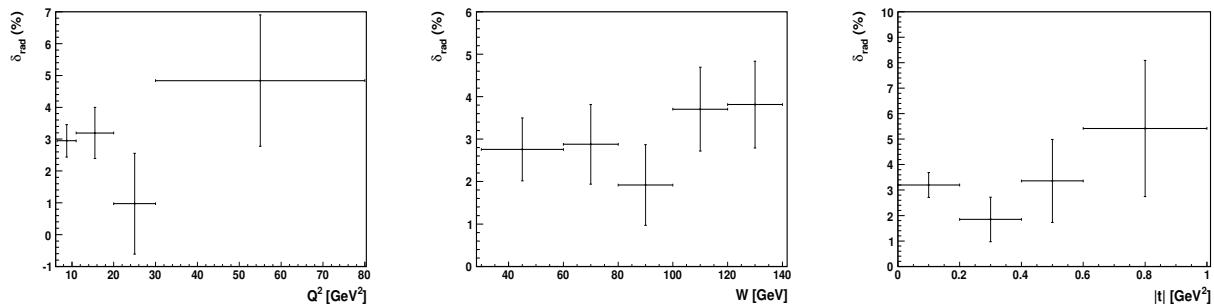


FIG. 9.9 – Corrections radiatives δ_{rad} en fonction des invariants Q^2 , W et t respectivement associées aux sections efficaces DVCS élastique simplement différentielles en chacune de ces trois variables.

9.1.4 Détermination des sections efficaces I

On détermine à présent les sections efficaces DVCS élastiques au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$ dont les valeurs sont présentées ci-dessous aux côtés des erreurs statistiques qui leur sont associées dans chacun des intervalles définis dans le tableau 9.1, l'erreur statistique relative $\delta\sigma_{stat}$ étant fournie par la relation :

$$\delta\sigma_{stat} = 100 \cdot \frac{\left[N_{data} + \sum_{bkgrd} \frac{\mathcal{L}_{data}}{\mathcal{L}_{bkgrd}} N_{bkgrd} \right]^{1/2}}{N_{data} - \sum_{bkgrd} \frac{\mathcal{L}_{data}}{\mathcal{L}_{bkgrd}} N_{bkgrd}} [\%], \quad (9.16)$$

dans laquelle la quantité N_{data} représente le nombre d'événements de l'échantillon enrichi en DVCS présents dans l'intervalle considéré, les quantités N_{bkgrd} représentant les nombres d'événements associés aux différents bruits de fonds, \mathcal{L}_{data} la luminosité intégrée de l'échantillon enrichi en DVCS et \mathcal{L}_{bkgrd} les luminosités intégrées caractérisant les simulations MonteCarlo des différents bruits de fonds. Les différentes grandeurs intervenant dans les expressions des sections efficaces sont également mentionnées. Les tableaux 9.3, 9.4 et 9.5 présentent alors les valeurs des sections efficaces DVCS élastique simplement différentielles en Q^2 , W et t respectivement, les tableaux 9.6, 9.7 et 9.8 présentant quant à eux les valeurs des sections efficaces DVCS élastiques doublement différentielles en W et Q^2 , t et Q^2 , et t et W respectivement.

$d\sigma/dQ^2$ ($30 < W < 140$ GeV, $ t < 1$ GeV ²)								
Q^2 [GeV ²]	N_{data}	$N_{BH\,el.}$	$N_{BH\,inel.}$	$N_{DVCS\,inel.}$	$N_{\phi,\omega}$	A	$d\sigma/dQ^2$ [pb/GeV ²]	$\delta\sigma_{stat}$ [%]
6.5 - 11	1009.7	373.6	45.5	88.9	13.2	0.401	2.07 ± 0.14	6.7
11 - 20	947.9	363.7	56.4	46.2	7.7	0.515	0.78 ± 0.05	6.7
20 - 30	283.9	141.8	27.0	10.8	0.3	0.486	0.16 ± 0.03	16.9
30 - 80	156.4	114.9	13.0	4.3	0.6	0.320	0.011 ± 0.006	56.1

TAB. 9.3 – Valeurs de la section efficace DVCS élastique simplement différentielle en Q^2 au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$ et erreurs statistiques associées.

$d\sigma/dW$ ($6.5 < Q^2 < 80$ GeV ² , $ t < 1$ GeV ²)								
W [GeV]	N_{data}	$N_{BH\,el.}$	$N_{BH\,inel.}$	$N_{DVCS\,inel.}$	$N_{\phi,\omega}$	A	$d\sigma/dW$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{stat}$ [%]
30 - 60	382.1	22.1	5.0	39.2	3.1	0.380	0.209 ± 0.013	6.3
60 - 80	360.9	68.0	11.1	30.0	5.0	0.462	0.204 ± 0.016	7.8
80 - 100	436.0	168.0	29.6	33.3	5.4	0.529	0.144 ± 0.016	10.8
100 - 120	678.5	367.6	47.0	31.9	5.9	0.547	0.158 ± 0.019	12.1
120 - 140	540.3	368.4	49.0	15.8	2.1	0.266	0.150 ± 0.035	23.4

TAB. 9.4 – Valeurs de la section efficace DVCS élastique simplement différentielle en W au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$ et erreurs statistiques associées.

$d\sigma/dt$ ($6.5 < Q^2 < 80$ GeV ² , $30 < W < 140$ GeV)								
$ t $ [GeV ²]	N_{data}	$N_{BH\,el.}$	$N_{BH\,inel.}$	$N_{DVCS\,inel.}$	$N_{\phi,\omega}$	A	$d\sigma/dt$ [pb/GeV ²]	$\delta\sigma_{stat}$ [%]
0 - 0.2	1360.9	774.8	61.6	50.8	7.5	0.343	51.89 ± 4.31	8.3
0.2 - 0.4	530.4	134.5	32.5	37.1	6.9	0.483	25.20 ± 1.87	7.4
0.4 - 0.6	245.7	51.6	23.1	27.5	3.4	0.726	7.36 ± 0.85	11.5
0.6 - 1	260.9	33.2	24.5	34.9	3.7	1.245	2.52 ± 0.25	10.0

TAB. 9.5 – Valeurs de la section efficace DVCS élastique simplement différentielle en t au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$ et erreurs statistiques associées.

$d^2\sigma/dWdQ^2$								
$(6.5 < Q^2 < 11 \text{ GeV}^2, t < 1 \text{ GeV}^2)$								
W [GeV]	N_{data}	$N_{BH \text{ el.}}$	$N_{BH \text{ incl.}}$	$N_{DVCS \text{ incl.}}$	$N_{\phi,\omega}$	A	$d^2\sigma/dWdQ^2$ [pb/GeV ³]	$\delta\sigma_{stat}$ [%]
30 - 60	214.5	11.2	3.5	27.1	2.5	0.397	0.024 ± 0.002	8.7
60 - 80	169.7	35.4	2.8	18.1	3.3	0.434	0.022 ± 0.003	12.1
80 - 100	217.0	79.0	14.3	20.8	3.3	0.515	0.016 ± 0.002	15.3
100 - 120	320.1	183.5	18.4	18.5	2.9	0.516	0.016 ± 0.003	19.4
120 - 140	88.4	64.6	6.4	4.4	1.0	0.115	0.009 ± 0.007	82.5
$(11 < Q^2 < 20 \text{ GeV}^2, t < 1 \text{ GeV}^2)$								
W [GeV]	N_{data}	$N_{BH \text{ el.}}$	$N_{BH \text{ incl.}}$	$N_{DVCS \text{ incl.}}$	$N_{\phi,\omega}$	A	$d^2\sigma/dWdQ^2$ [pb/GeV ³]	$\delta\sigma_{stat}$ [%]
30 - 60	128.9	7.9	1.0	10.1	0.5	0.398	0.0078 ± 0.0008	10.4
60 - 80	142.2	19.0	4.3	8.6	1.6	0.520	0.0089 ± 0.0010	11.1
80 - 100	153.7	55.8	9.0	9.5	1.7	0.596	0.0055 ± 0.0009	16.5
100 - 120	250.9	115.7	19.5	10.1	3.0	0.626	0.0069 ± 0.0011	16.1
120 - 140	272.2	165.3	22.6	7.9	0.9	0.509	0.0063 ± 0.0015	23.0
$(20 < Q^2 < 80 \text{ GeV}^2, t < 1 \text{ GeV}^2)$								
W [GeV]	N_{data}	$N_{BH \text{ el.}}$	$N_{BH \text{ incl.}}$	$N_{DVCS \text{ incl.}}$	$N_{\phi,\omega}$	A	$d^2\sigma/dWdQ^2$ [pb/GeV ³]	$\delta\sigma_{stat}$ [%]
30 - 60	38.7	3.0	0.4	2.0	0.0	0.217	0.00065 ± 0.00012	18.8
60 - 80	49.0	13.7	3.9	3.3	0.2	0.488	0.00036 ± 0.00009	25.8
80 - 100	65.4	33.2	6.3	3.1	0.4	0.444	0.00032 ± 0.00012	37.6
100 - 120	107.5	68.3	9.2	3.2	0.0	0.538	0.00032 ± 0.00013	40.9
120 - 140	179.7	138.6	20.0	3.5	0.3	0.527	0.00021 ± 0.00017	82.7

TAB. 9.6 – Valeurs de la section efficace DVCS élastique doublement différentielle en W et Q^2 au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$ et erreurs statistiques associées.

$d^2\sigma/dtdQ^2$								
$(6.5 < Q^2 < 11 \text{ GeV}^2, 30 < W < 140 \text{ GeV})$								
$ t $ [GeV ²]	N_{data}	$N_{BH \text{ el.}}$	$N_{BH \text{ incl.}}$	$N_{DVCS \text{ incl.}}$	$N_{\phi,\omega}$	A	$d^2\sigma/dtdQ^2$ [pb/GeV ⁴]	$\delta\sigma_{stat}$ [%]
0 - 0.2	599.4	321.2	20.1	31.0	4.8	0.333	5.66 ± 0.65	11.5
0.2 - 0.4	224.7	35.9	13.9	22.6	4.6	0.451	2.78 ± 0.29	10.3
0.4 - 0.6	102.3	12.0	3.0	16.0	1.9	0.623	0.94 ± 0.14	14.8
0.6 - 1	83.3	4.5	8.5	19.2	2.0	0.937	0.22 ± 0.04	18.8
$(11 < Q^2 < 20 \text{ GeV}^2, 30 < W < 140 \text{ GeV})$								
$ t $ [GeV ²]	N_{data}	$N_{BH \text{ el.}}$	$N_{BH \text{ incl.}}$	$N_{DVCS \text{ incl.}}$	$N_{\phi,\omega}$	A	$d^2\sigma/dtdQ^2$ [pb/GeV ⁴]	$\delta\sigma_{stat}$ [%]
0 - 0.2	536.5	284.9	29.0	15.0	2.6	0.389	2.23 ± 0.26	11.8
0.2 - 0.4	201.7	50.1	8.7	10.9	2.0	0.574	0.96 ± 0.11	11.2
0.4 - 0.6	87.4	17.9	9.4	8.5	1.5	0.938	0.23 ± 0.04	19.1
0.6 - 1	122.3	10.8	9.3	11.9	1.6	1.722	0.11 ± 0.01	12.6
$(20 < Q^2 < 80 \text{ GeV}^2, 30 < W < 140 \text{ GeV})$								
$ t $ [GeV ²]	N_{data}	$N_{BH \text{ el.}}$	$N_{BH \text{ incl.}}$	$N_{DVCS \text{ incl.}}$	$N_{\phi,\omega}$	A	$d^2\sigma/dtdQ^2$ [pb/GeV ⁴]	$\delta\sigma_{stat}$ [%]
0 - 0.2	225.0	168.7	12.4	4.8	0.2	0.289	0.086 ± 0.035	40.9
0.2 - 0.4	104.0	48.5	9.9	3.5	0.4	0.457	0.058 ± 0.015	25.6
0.4 - 0.6	56.0	21.7	10.7	3.0	0.1	0.836	0.016 ± 0.006	38.2
0.6 - 1	55.3	17.9	6.7	3.7	0.1	1.905	0.0045 ± 0.0013	28.7

TAB. 9.7 – Valeurs de la section efficace DVCS élastique doublement différentielle en t et Q^2 au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$ et erreurs statistiques associées.

$d^2\sigma/dt dW$								
$(6.5 < Q^2 < 80 \text{ GeV}^2, 30 < W < 50 \text{ GeV})$								
$ t \text{ [GeV}^2\text{]}$	N_{data}	$N_{BH \text{ el.}}$	$N_{BH \text{ inel.}}$	$N_{DVCS \text{ inel.}}$	$N_{\phi,\omega}$	A	$d^2\sigma/dt dW \text{ [pb/GeV}^3\text{]}$	$\delta\sigma_{stat} \text{ [\%]}$
0 - 0.2	96.6	5.6	0.4	7.6	0.8	0.239	0.66 ± 0.08	12.0
0.2 - 0.4	40.0	1.3	1.3	5.2	0.6	0.361	0.17 ± 0.03	20.2
0.4 - 0.6	25.7	0.8	0.0	4.3	0.2	0.570	0.069 ± 0.017	24.8
0.6 - 1	35.9	0.3	0.4	4.8	0.9	0.970	0.029 ± 0.006	20.4
$(6.5 < Q^2 < 80 \text{ GeV}^2, 50 < W < 85 \text{ GeV})$								
$ t \text{ [GeV}^2\text{]}$	N_{data}	$N_{BH \text{ el.}}$	$N_{BH \text{ inel.}}$	$N_{DVCS \text{ inel.}}$	$N_{\phi,\omega}$	A	$d^2\sigma/dt dW \text{ [pb/GeV}^3\text{]}$	$\delta\sigma_{stat} \text{ [\%]}$
0 - 0.2	300.4	78.7	8.8	18.4	2.3	0.374	0.56 ± 0.05	9.2
0.2 - 0.4	158.6	19.7	3.8	14.1	3.1	0.539	0.24 ± 0.03	10.8
0.4 - 0.6	74.7	7.4	4.6	10.0	1.4	0.835	0.067 ± 0.012	17.1
0.6 - 1	87.0	6.7	2.6	13.0	0.2	1.540	0.023 ± 0.003	14.6
$(6.5 < Q^2 < 80 \text{ GeV}^2, 85 < W < 140 \text{ GeV})$								
$ t \text{ [GeV}^2\text{]}$	N_{data}	$N_{BH \text{ el.}}$	$N_{BH \text{ inel.}}$	$N_{DVCS \text{ inel.}}$	$N_{\phi,\omega}$	A	$d^2\sigma/dt dW \text{ [pb/GeV}^3\text{]}$	$\delta\sigma_{stat} \text{ [\%]}$
0 - 0.2	964.0	690.5	52.4	24.8	4.5	0.366	0.36 ± 0.06	17.1
0.2 - 0.4	331.8	113.5	27.4	17.7	3.2	0.497	0.24 ± 0.03	11.1
0.4 - 0.6	145.3	43.4	18.6	13.2	2.0	0.712	0.066 ± 0.012	18.3
0.6 - 1	138.1	26.2	21.5	17.0	2.7	1.156	0.021 ± 0.004	17.1

TAB. 9.8 – Valeurs de la section efficace DVCS élastique doublement différentielle en t et W au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$ et erreurs statistiques associées.

Les valeurs des sections efficaces DVCS élastiques au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$ étant établies aux côtés de leurs erreurs statistiques, on aborde à présent la détermination de leurs erreurs systématiques.

9.1.5 Estimation des erreurs systématiques

Les erreurs systématiques sur les valeurs des sections efficaces DVCS élastiques au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$ ont essentiellement deux origines distinctes. On note premièrement les sources d'incertitude engendrées par la méthode de mesure dont la quantification repose sur une bonne compréhension de la réponse des différentes parties du détecteur H1 utilisées dans cette analyse. On note ensuite les sources d'incertitude relatives à la modélisation du signal recherché et à celle des bruits de fonds qui lui sont associés. La quantification de ces dernières est estimée tantôt sur base des résultats obtenus dans cette analyse, tantôt sur base de résultats obtenus dans d'autres études ou encore en opérant une variation des paramètres des modèles dans les limites d'une description acceptable de l'échantillon de données. Les sources d'incertitude reliées à la méthode de mesure et à sa bonne compréhension affectent la détermination de la section efficace au travers de la soustraction du nombre d'événements de bruit de fonds N_{bkgrd} et de la correction par le facteur d'acceptance A dans chacun des intervalles considérés. Les sources d'incertitude relatives à la modélisation et à la connaissance des bruits de fonds affectent uniquement la détermination de la section efficace au travers de la soustraction du nombre d'événements N_{bkgrd} , tandis que les sources d'incertitude relatives à la modélisation du processus DVCS élastique l'affectent uniquement au travers de la détermination des facteurs d'acceptance.

On va à présent énumérer et quantifier les différentes sources d'incertitude en débutant par celles relatives à la mesure et en abordant ensuite celles reliées à la modélisation des différents processus. Les valeurs des erreurs systématiques qui en découlent sont spécifiées dans les différents tableaux de l'appendice D et on se limite dans le texte, à la suite de l'énumération des différentes sources d'incertitude, à mettre l'accent sur les erreurs systématiques dominantes pour chacune des sections efficaces DVCS élastiques au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$. On note qu'à chacune des sources d'incertitude correspondent

deux erreurs systématiques δ_{sys}^{up} et δ_{sys}^{down} correspondant à la variation d'un écart standard positive (up) et négative (down). Ces deux erreurs associées à une même source d'incertitude étant sensiblement égales en module, on a défini l'erreur systématique δ_{sys} associée à une source d'incertitude donnée par la relation $\delta_{sys} = \max(|\delta_{sys}^{up}|, |\delta_{sys}^{down}|)$. On note encore que l'erreur systématique totale associée à un point de mesure correspond à la somme quadratique des différentes erreurs systématiques associées à ce point.

Incertitude sur l'échelle d'énergie électromagnétique du calorimètre LAr

Les figures 8.4(b) et 8.6(b) de la section consacrée à l'étude de la calibration du calorimètre LAr montrent que l'échelle d'énergie électromagnétique de ce dernier est connue avec une précision de l'ordre de 2 %. L'erreur systématique ΔE_γ sur la mesure de l'énergie du photon est dès lors fixée à cette valeur quelque soit la position en z de la particule dans le LAr :

$$\Delta E_\gamma = \pm 2\% \quad \forall z. \quad (9.17)$$

La figure 9.10(a) illustre cette variation de la mesure de l'énergie dans le calorimètre LAr en comparant la distribution de l'énergie E_γ du photon diffusé associée à l'échantillon de données enrichi en DVCS à celle correspondant à la somme des différentes contributions simulées par la méthode de MonteCarlo, pour la valeur nominale de l'échelle d'énergie électromagnétique du calorimètre LAr et pour la valeur modifiée par l'application de la variation ΔE_γ . On observe que la bande d'incertitude associée à l'erreur systématique sur l'échelle d'énergie électromagnétique du calorimètre LAr couvre globalement la distribution associée aux données.

Incertitude sur l'échelle d'énergie électromagnétique du calorimètre SpaCal

Les figures 7.6 et 7.10 de la section consacrée à la calibration du calorimètre SpaCal montrent que l'échelle d'énergie électromagnétique de ce dernier est connue avec une précision inférieure à 0.5 % et que la linéarité de la réponse du SpaCal en fonction de l'énergie est inférieure à 1 % pour des énergies supérieures à 24 GeV. Afin de prendre en considération cette linéarité de la réponse du SpaCal, on a considéré une erreur systématique ΔE_e sur la mesure de l'énergie E_e de l'électron égale à 0.5 % pour $E_e = 27.5$ GeV et à 2.5 % pour $E_e = 6.5$ GeV [131], ce qui se traduit par la paramétrisation :

$$\Delta E_e = \pm \frac{131 - 4 E_e}{4200}. \quad (9.18)$$

Cette dernière donne lieu à une variation de l'énergie E_e comprise entre 0.5 et 1.7 % dans le domaine d'énergie $E_e > 15$ GeV correspondant à cette analyse. La figure 9.10(b) illustre cette variation en comparant la distribution de l'énergie E_e de l'électron diffusé associée à l'échantillon de données enrichi en DVCS à celle correspondant à la somme des différentes contributions MonteCarlo, pour les valeurs nominale et modifiée de l'échelle d'énergie électromagnétique du calorimètre SpaCal respectivement. On observe à nouveau que la bande d'incertitude associée à l'erreur systématique sur l'échelle d'énergie électromagnétique du calorimètre SpaCal couvre globalement la distribution associée aux données.

Incertitude sur les angles polaires du photon et de l'électron diffusés

Les incertitudes $\Delta\theta_\gamma$ et $\Delta\theta_e$ sur la mesure des angles polaires θ_γ et θ_e respectivement associés au photon diffusé dans le calorimètre LAr et à l'électron diffusé dans le calorimètre SpaCal sont essentiellement dictées par la qualité de l'alignement de chacun des calorimètres par rapport au trajectographe central CJC à partir duquel est défini le système de coordonnées de H1. La valeur de l'incertitude $\Delta\theta_\gamma$ résultant de l'incertitude sur l'alignement du calorimètre LAr est donnée par :

$$\Delta\theta_\gamma = \pm 3 \text{ mrad}. \quad (9.19)$$

L'incertitude $\Delta\theta_e$ résultant de l'incertitude sur l'alignement du calorimètre SpaCal possède quant à elle pour valeur 1 mrad. Cependant, pour tenir compte de l'absence d'information délivrée par la chambre proportionnelle arrière BPC et de l'absence de vertex reconstruit pour la grande majorité des événements de l'échantillon enrichi en DVCS, on a choisi une valeur supérieure pour l'incertitude $\Delta\theta_e$ donnée par :

$$\Delta\theta_e = \pm 2.5 \text{ mrad}. \quad (9.20)$$

Les figures 9.10(c) et 9.10(d) illustrent ces variations en comparant les distributions des angles polaires θ_γ et θ_e pour l'échantillon d'événements enrichi en DVCS associé aux données aux distributions correspondantes pour la somme des différentes contributions MonteCarlo, pour les valeurs nominales et modifiées des angles polaires θ_γ et θ_e respectivement. On observe que les bandes d'incertitude respectivement associées aux erreurs systématiques $\Delta\theta_\gamma$ et $\Delta\theta_e$ résultant de l'incertitude sur l'alignement des calorimètres LAr et SpaCal ne couvrent pas la distribution associée aux données dans les domaines angulaires $40^\circ < \theta_\gamma < 70^\circ$, $135^\circ < \theta_\gamma < 140^\circ$ et $170^\circ < \theta_e < 175^\circ$.

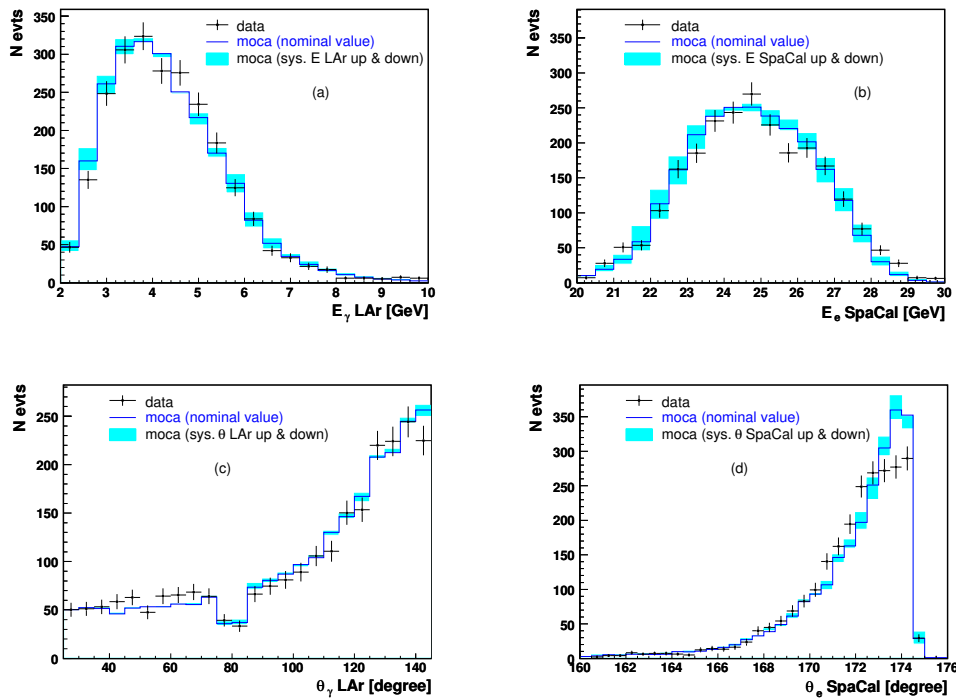


FIG. 9.10 – Comparaison des distributions de l'énergie E_γ du photon diffusé (a), de l'énergie E_e de l'électron diffusé (b), de l'angle polaire θ_γ du photon (c) et de l'angle polaire θ_e de l'électron (d) respectivement associées aux données et à la somme des différentes contributions simulées par la méthode de MonteCarlo, pour les valeurs nominale et modifiée de l'échelle d'énergie électromagnétique du calorimètre LAr (a) et du calorimètre SpaCal (b) et pour les valeurs nominale et modifiée de la mesure de l'angle polaire dans le calorimètre LAr (c) et dans le calorimètre SpaCal (d).

Incertitude sur l'application des coupures fiducielles dans le calorimètre SpaCal

L'étude de l'alignement du calorimètre SpaCal montre que la mesure de la position d'une particule dans le plan du calorimètre est connue avec une précision égale à 0.1 cm. L'erreur systématique associée à l'application des coupures fiducielles sur la position de la particule dans le plan du calorimètre SpaCal est dès lors obtenue en modifiant la position mesurée d'une quantité égale à l'incertitude établie :

$$x = x_0 \pm \delta x = x_0 \pm 0.1 \text{ cm}, \quad (9.21)$$

$$y = y_0 \pm \delta y = y_0 \pm 0.1 \text{ cm}. \quad (9.22)$$

Incertitude sur l'absence de dépôts d'énergie supplémentaires dans le calorimètre LAr

La sélection de l'échantillon enrichi en DVCS requiert l'absence de dépôts d'énergie dans le calorimètre LAr autres que celui associé au candidat photon au-delà d'une valeur E_{noise} égale à 0.5 GeV correspondant au seuil du bruit dans le calorimètre. On considère une variation de 20 % de cette valeur seuil et l'erreur systématique associée à la requête d'absence de bruits de fonds dans le calorimètre LAr est alors obtenue en opérant la variation :

$$E_{noise} = 0.5 \pm 0.1 \text{ GeV}. \quad (9.23)$$

Incertitude sur l'efficacité du système de déclenchement

L'efficacité du système de déclenchement est corrigée au travers de l'association d'un poids w à chacun des événements de l'échantillon de données enrichi en DVCS. En notant l'efficacité ε et l'erreur statistique qui l'affecte $\delta\varepsilon$, ce poids w est donné par la relation :

$$w = \frac{1}{\varepsilon} \pm \frac{\delta\varepsilon}{\varepsilon^2} = \bar{w} \pm \delta w. \quad (9.24)$$

L'efficacité du premier niveau du système de déclenchement est en pratique corrigée au travers de l'association de poids w_{L1} fonction de la position transverse R_e de l'électron dans le plan du calorimètre SpaCal, les poids w_{L2} associés à la correction de l'efficacité du deuxième niveau du système de déclenchement étant quant à eux fonction de l'énergie E_γ du photon diffusé dans le calorimètre LAr. L'erreur systématique associée à la correction de l'efficacité du système de déclenchement est alors définie au travers de la variation de chacun des poids w d'une quantité égale à l'erreur δw qui lui correspond, indépendamment pour chacun des deux premiers niveaux de déclenchement :

$$w_{L1}(R_e) = \bar{w}_{L1}(R_e) \pm \delta w_{L1}(R_e), \quad (9.25)$$

$$w_{L2}(E_\gamma) = \bar{w}_{L2}(E_\gamma) \pm \delta w_{L2}(E_\gamma). \quad (9.26)$$

On note que les valeurs des erreurs $\delta w_{L1}(R_e)$ et $\delta w_{L2}(E_\gamma)$ sont reprises dans les tables correspondantes de la section 8.7 consacrée à l'étude de l'efficacité du système de déclenchement.

Incertitude sur l'efficacité du trajectographe central CJC

L'efficacité de reconstruction d'une trace par le trajectographe central CJC, dont la valeur différente de l'unité entraîne une migration des événements de l'échantillon de contrôle vers l'échantillon enrichi en DVCS, est également corrigée au travers de l'association d'un poids w_{cjc} à chacun des événements Bethe-Heitler simulés par la méthode de MonteCarlo et entrant dans la description de l'échantillon enrichi en DVCS. Pour rappel ces corrections ont été déterminées sur base d'un échantillon de topologie identique à celle de l'échantillon de contrôle, la requête d'appariement d'une trace CJC à la particule diffusée dans le calorimètre LAr étant remplacée par l'appariement à cette dernière de signaux dans les différents plans de la chambre CIP2k. La correction est appliquée en fonction de l'angle polaire θ_γ de la particule diffusée dans le calorimètre LAr et on désigne respectivement par \bar{w}_{cjc} et δw_{cjc} la valeur centrale de chacun des poids appliqués dans cette analyse et l'erreur statistique affectant chacun d'eux. L'erreur systématique associée à la correction de l'efficacité du trajectographe central CJC est alors définie au travers de la variation de chacun des poids w_{cjc} d'une quantité égale à son erreur :

$$w_{cjc}(\theta_\gamma) = \bar{w}_{cjc}(\theta_\gamma) \pm \delta w_{cjc}(\theta_\gamma). \quad (9.27)$$

On note que les valeurs des erreurs δw_{cjc} sont mentionnées dans les tables correspondantes de la section 8.13 consacrée à l'étude de l'efficacité de reconstruction d'une trace par le trajectographe central CJC.

Incertitude sur la repondération du détecteur FMD

L'erreur systématique associée à la repondération w appliquée à la simulation du spectromètre FMD est estimée à 100 % de la valeur de w utilisée dans l'analyse :

$$w = 10 \% \pm 10 \%. \quad (9.28)$$

Incertitude sur la mesure de la luminosité intégrée

On considère une erreur de 2 % sur la valeur de la luminosité intégrée \mathcal{L} utilisée dans cette analyse, cette incertitude se propageant directement à la mesure de la section efficace au travers de la variation :

$$\delta\mathcal{L} = \pm 2 \%. \quad (9.29)$$

Incertitude sur la dépendance en t du processus DVCS élastique

On considère une incertitude Δb_{el} égale à 8 % sur la valeur du paramètre b_{el} qui caractérise la dépendance exponentielle en t du processus DVCS élastique, cette valeur correspondant sensiblement à l'erreur totale - erreurs statistique et systématique additionnées en quadrature - sur la mesure du paramètre b_{el} mentionnée dans les articles [132] et [133] de la Collaboration H1 relatifs à l'étude du processus DVCS élastique à HERA. L'erreur systématique affectant la détermination des facteurs d'acceptance qu'engendre l'incertitude sur le paramètre b_{el} utilisé dans la simulation du processus DVCS élastique s'obtient alors au travers d'une variation de ce paramètre autour de sa valeur centrale $b_{0el} = 5.5 \text{ GeV}^{-2}$ donnée par la relation :

$$b_{el} = b_{0el} \cdot (1 \pm \Delta b_{el}) = 5.5 \cdot (1 \pm 0.08) \text{ GeV}^{-2}. \quad (9.30)$$

La figure 9.11(a) illustre cette variation en comparant la distribution de la variable t associée à l'échantillon de données enrichi en DVCS à celle correspondant à la somme des différentes contributions MonteCarlo, pour les valeurs nominale et modifiée du paramètre b_{el} utilisées dans la simulation du processus DVCS élastique. On observe que la bande d'incertitude associée à la variation de la dépendance en t du processus DVCS élastique couvre la distribution associée aux données dans le domaine $0.2 < |t| < 0.6 \text{ GeV}^2$ mais pas dans les régions correspondant aux petites et grandes valeurs de $|t|$.

Incertitude sur la dépendance en t du processus DVCS inélastique

On considère une incertitude Δb_{inel} de 25 % sur la valeur du paramètre b_{inel} qui caractérise la dépendance exponentielle en t du processus DVCS inélastique. L'erreur systématique affectant la soustraction du bruit de fonds $N_{DVCSinel}$, qu'engendre l'incertitude sur le paramètre b_{inel} utilisé dans la simulation MonteCarlo du processus DVCS inélastique s'obtient à nouveau au travers d'une variation de ce paramètre autour de sa valeur centrale $b_{0inel} = 1.5 \text{ GeV}^{-2}$ donnée par la relation :

$$b_{inel} = b_{0inel} \cdot (1 \pm \Delta b_{inel}) = 1.5 \cdot (1 \pm 0.25) \text{ GeV}^{-2}. \quad (9.31)$$

Cette modification de la dépendance en t est réalisée en maintenant constant le nombre d'événements DVCS inélastiques fournis par la simulation MonteCarlo dans le domaine $|t| < 1 \text{ GeV}^2$, l'erreur sur la normalisation de la contribution DVCS inélastique étant déjà prise en considération au travers de la repondération appliquée à la simulation du détecteur FMD. La figure 9.11(b) illustre la variation associée en comparant la distribution de la variable t associée à l'échantillon de données enrichi en DVCS à celle correspondant à la somme des différentes contributions MonteCarlo, pour les valeurs nominale et modifiée du paramètre b_{inel} utilisées dans la simulation du processus DVCS inélastique. Seule la région $|t| > 0.6 \text{ GeV}^2$ caractérisée par une variation non négligeable du bruit de fonds DVCS inélastique est présentée sur la figure.

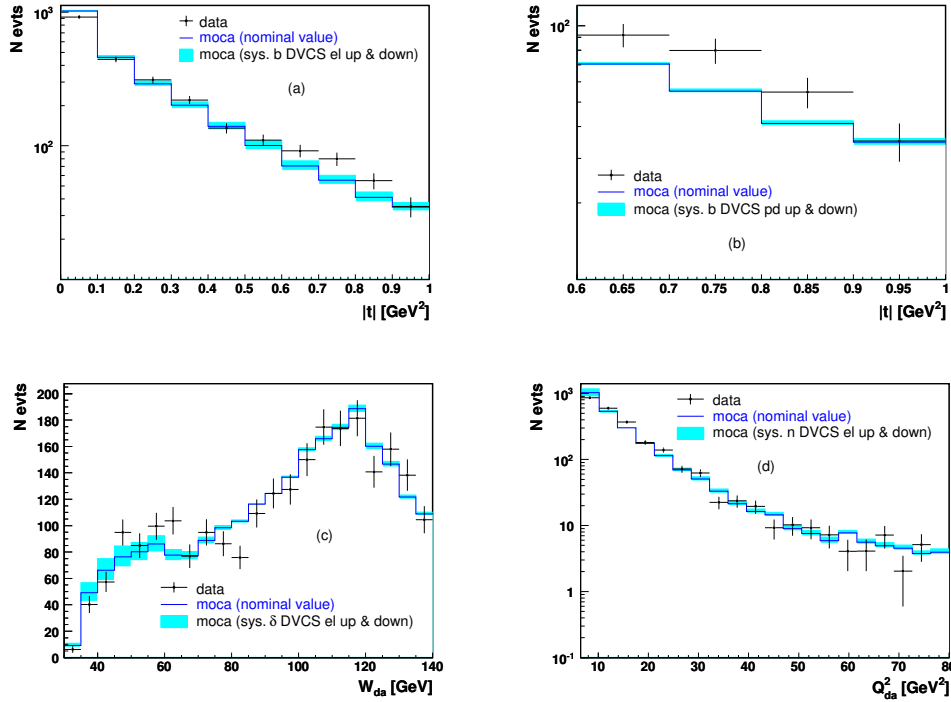


FIG. 9.11 – Comparaison des distributions des variables t , W et Q^2 respectivement associées aux données et à la somme des différentes contributions simulées par la méthode de MonteCarlo, pour les valeurs nominales et modifiées des paramètres b_{el} (a), b_{inel} (b), δ (c) et n (d) utilisées dans les simulations MonteCarlo des processus DVCS élastique (b_{el} , δ , n) et inélastique (b_{inel}).

Incertitude sur la dépendance en W du processus DVCS élastique

On considère une incertitude $\Delta\delta$ égale à 20 % sur la valeur du paramètre δ qui caractérise la dépendance en W du processus DVCS élastique au niveau $\gamma^* p \rightarrow \gamma p$, $\sigma^{\gamma^* p \rightarrow \gamma p} \propto W^\delta$, l'incertitude sur ce paramètre se propageant sur la détermination de la section efficace au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$. La valeur centrale $\delta_0 = 0.97$ est déterminée à partir de la distribution de la variable W générée pour les événements DVCS élastiques fournis par la simulation MonteCarlo. L'incertitude $\Delta\delta$ est ensuite déterminée de manière à obtenir une description acceptable du comportement des données en modifiant la valeur du paramètre δ dans la simulation MonteCarlo du processus DVCS élastique. L'erreur systématique affectant la détermination des facteurs d'acceptance qu'engendre l'incertitude sur le paramètre δ est alors déterminée par la variation :

$$\delta = \delta_0 \cdot (1 \pm \Delta\delta) = 0.97 \cdot (1 \pm 0.20). \quad (9.32)$$

Cette modification de la dépendance en W est réalisée en maintenant constant le nombre d'événements DVCS élastiques fournis par la simulation MonteCarlo dans le domaine $30 \text{ GeV} < W < 140 \text{ GeV}$. La figure 9.11(c) illustre alors la variation qui en découle en comparant la distribution de la variable W associée à l'échantillon de données enrichi en DVCS à celle correspondant à la somme des différentes contributions MonteCarlo, pour les valeurs nominale et modifiée du paramètre δ utilisées dans la simulation du processus DVCS élastique. On observe que le comportement des données se situe dans la bande d'incertitude associée à la variation du paramètre δ dans la région $W < 60 \text{ GeV}$ dans laquelle le processus DVCS élastique domine les bruits de fonds présents dans l'échantillon.

Incertitude sur la dépendance en Q^2 du processus DVCS élastique

On considère une incertitude Δn égale à 20 % sur la valeur du paramètre n qui caractérise la dépendance en Q^2 du processus DVCS élastique au niveau $\gamma^* p \rightarrow \gamma p$, $\sigma^{\gamma^* p \rightarrow \gamma p} \propto (1/Q^2)^n$, l'incertitude

sur ce paramètre se propageant sur la détermination de la section efficace au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$. La valeur centrale $n_0 = 1.97$ est déterminée à partir de la distribution de la variable Q^2 générée pour les événements DVCS élastiques fournis par la simulation MonteCarlo. L'incertitude Δn est ensuite déterminée de manière à obtenir une description acceptable du comportement des données en modifiant la valeur du paramètre n dans la simulation MonteCarlo du processus DVCS élastique. L'erreur systématique affectant la détermination des facteurs d'acceptance qu'engendre l'incertitude sur le paramètre n est alors déterminée par la variation :

$$n = n_0 \cdot (1 \pm \Delta n) = 1.97 \cdot (1 \pm 0.20). \quad (9.33)$$

Cette modification de la dépendance en Q^2 est réalisée en maintenant constant le nombre d'événements DVCS élastiques fournis par la simulation MonteCarlo dans le domaine $6.5 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 80 \text{ GeV}^2$. Elle est illustrée sur la figure 9.11(d) qui compare la distribution de la variable Q^2 associée à l'échantillon de données enrichi en DVCS à celle correspondant à la somme des différentes contributions MonteCarlo, pour les valeurs nominale et modifiée du paramètre n utilisées dans la simulation du processus DVCS élastique. On observe que la bande d'incertitude associée à la variation du paramètre n couvre la distribution associée aux données dans la région des petites valeurs de $Q^2 < 10 \text{ GeV}^2$.

Incertitude sur la soustraction du bruit de fonds Bethe-Heitler

Les résultats obtenus dans l'étude de l'échantillon de contrôle permettent de quantifier l'incertitude sur le bruit de fonds Bethe-Heitler présent dans l'échantillon enrichi en DVCS. Le nombre d'événements BH fournis par la simulation MonteCarlo est de l'ordre de 6 % supérieur au nombre d'événements BH présents dans l'échantillon de contrôle après soustraction des différents bruits de fonds. L'erreur systématique sur la soustraction du bruit de fonds BH est dès lors fixée à cette valeur :

$$\Delta N_{bh} = \pm 6\%. \quad (9.34)$$

Les variations qui en découlent sont représentées sur la figure 9.12 qui compare les distributions de l'angle polaire θ_γ du photon, de l'angle polaire θ_e de l'électron, de son énergie E_e et des variables Q^2 , W et t associées à l'échantillon de données enrichi en DVCS à celles correspondant à la somme des différentes contributions MonteCarlo, pour les valeurs nominale et modifiée de la normalisation de la contribution Bethe-Heitler. On observe que l'erreur systématique sur la soustraction du bruit de fonds BH est essentiellement présente aux grandes valeurs de l'angle polaire θ_γ du photon diffusé dans le LAr, aux grandes valeurs de la variable $W > 100 \text{ GeV}$, aux grandes valeurs de $Q^2 > 30 \text{ GeV}^2$ et aux faibles valeurs de $|t| < 0.1 \text{ GeV}^2$, le processus de Bethe-Heitler dominant le processus DVCS dans ces régions de l'espace des phases. On observe encore que l'incertitude sur la normalisation de la contribution BH ne couvre pas le désaccord entre les distributions de l'angle polaire θ_e de l'électron diffusé respectivement associées aux données et à la simulation MonteCarlo.

Incertitude sur la soustraction des bruits de fonds ϕ et ω .

Les valeurs des luminosités intégrées des échantillons d'événements ϕ et ω simulés par la méthode de MonteCarlo sont normalisées à la luminosité intégrée de l'échantillon MonteCarlo d'événements ρ en recourant à l'approximation $SU(4)$ saveur qui permet de relier les sections efficaces de production des mésons ϕ et ω à celle du méson ρ sur base de leurs contenus respectifs en quarks et de la charge électrique de ces derniers :

$$\frac{\sigma(\phi)}{\sigma(\rho)} = 2 \frac{\sigma(\omega)}{\sigma(\rho)} = \frac{2}{9}. \quad (9.35)$$

L'utilisation de cette approximation entraînant une erreur de l'ordre de 20 à 30 % [134] sur l'estimation des sections efficaces de production des mésons ϕ et ω pour des valeurs de $Q^2 > 10 \text{ GeV}^2$ et l'incertitude sur la section efficace de production du méson vecteur ρ étant elle-même de l'ordre de 10 % dans ce

domaine en Q^2 , l'erreur systématique sur la soustraction des bruits de fonds ϕ et ω présents dans l'échantillon enrichi en DVCS a été fixée à une valeur de 40 % :

$$\Delta N_{\phi, \omega} = \pm 40 \%. \quad (9.36)$$

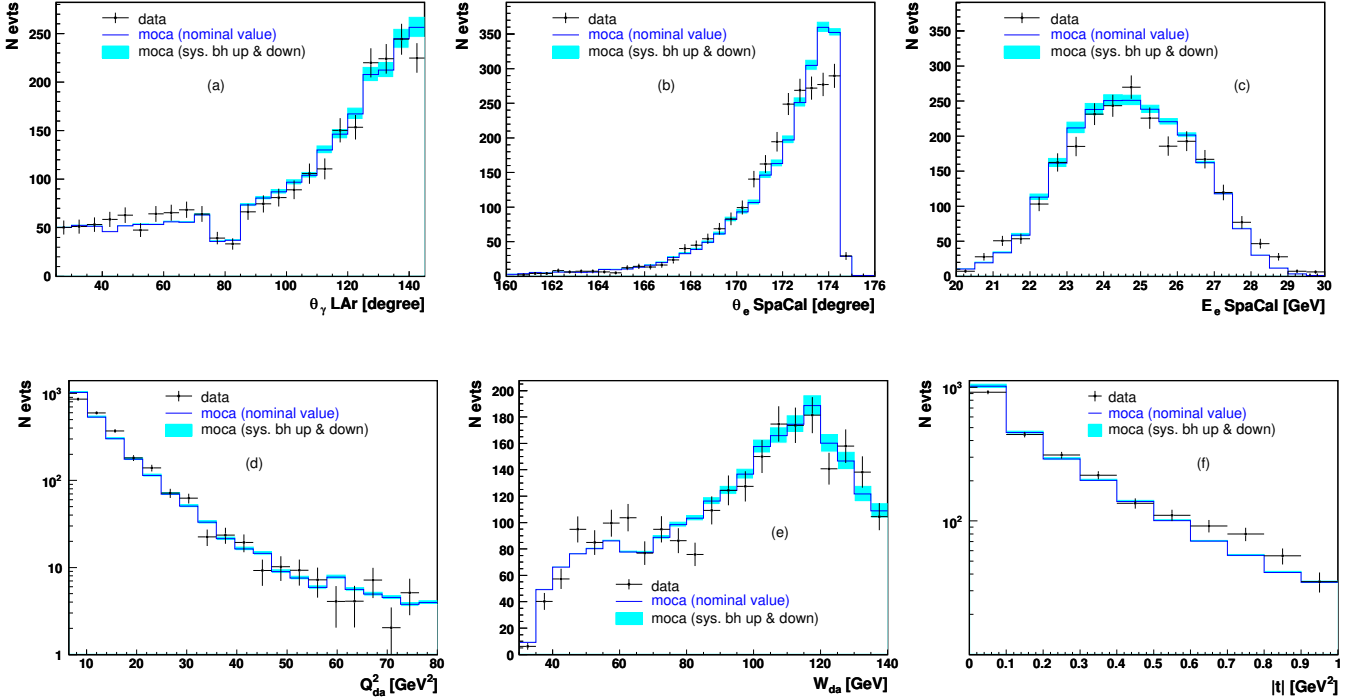


FIG. 9.12 – Comparaison des distributions de l'angle polaire θ_γ du photon, de l'angle polaire θ_e de l'électron, de son énergie E_e et des variables Q^2 , W et t respectivement associées aux données et à la somme des différentes contributions simulées par la méthode de MonteCarlo, pour les valeurs nominale et modifiée de la normalisation de la contribution Bethe-Heitler.

Incertitude sur la valeur des corrections radiatives

L'incertitude de 0.9 % sur la valeur des corrections radiatives δ_{rad} appliquées dans cette analyse se propage directement à la mesure de la section efficace DVCS élastique au travers de la variation :

$$\Delta \delta_{rad} = \pm 0.9 \%. \quad (9.37)$$

Erreurs systématiques dominantes sur les sections efficaces DVCS élastiques

Les erreurs systématiques dominantes sur les sections efficaces DVCS élastiques simplement et doublement différentielles sont essentiellement engendrées par les incertitudes $\Delta\theta_e$ et ΔN_{bh} sur la mesure de l'angle polaire de l'électron diffusé dans le SpaCal et la soustraction du bruit de fonds d'événements Bethe-Heitler. Les erreurs systématiques engendrées par ces deux sources d'incertitude augmentent globalement avec les valeurs des invariants Q^2 et W . Les incertitudes ΔE_γ et $\Delta\theta_\gamma$ sur la mesure de l'énergie et de l'angle polaire du photon diffusé dans le calorimètre LAr engendrent des erreurs systématiques généralement sous-dominantes à l'exception de certaines régions de l'espace des phases pour les sections efficaces doublement différentielles en t et Q^2 ou W (ΔE_γ) et en W et Q^2 ($\Delta\theta_\gamma$). L'erreur systématique engendrée par la variation de la pente en t du processus DVCS élastique affecte essentiellement aux grandes valeurs de $|t|$ la mesure des sections efficaces différentielles en cette variable. L'erreur engendrée par la variation de la dépendance en Q^2 du processus DVCS élastique est à de rares exceptions près sous-dominante et celle engendrée par la variation de la dépendance en W du processus

DVCS élastique est négligeable pour l'ensemble des mesures.

Pour la section efficace simplement différentielle en Q^2 , les erreurs systématiques dominantes engendrées par les incertitudes $\Delta\theta_e$ et ΔN_{bh} augmentent avec Q^2 , l'erreur engendrée par $\Delta\theta_e$ étant comprise entre 5 et 14 %, celle engendrée par ΔN_{bh} comprise entre 5 et 32 %.

Pour la section efficace simplement différentielle en W , les erreurs systématiques dominantes engendrées par les incertitudes $\Delta\theta_e$ et ΔN_{bh} augmentent avec W . L'erreur engendrée par $\Delta\theta_e$ est comprise entre 5 et 17 %, celle engendrée par ΔN_{bh} comprise entre 11 et 24 % dans les deux derniers intervalles à grand W où elle domine. Dans le dernier intervalle à grand W , on note également une erreur systématique de 11 % due à la variation de la dépendance en Q^2 du processus DVCS élastique.

Pour la section efficace simplement différentielle en t , l'erreur systématique engendrée par $\Delta\theta_e$ est comprise entre 6 et 10 %. Aux faibles valeurs de $|t|$, l'incertitude ΔN_{bh} entraîne une erreur systématique dominante de 11 % et aux grandes valeurs de $|t|$, la variation de la pente en t du processus DVCS élastique engendre une erreur systématique dominante comprise entre 9 et 18.5 %.

Pour la section efficace doublement différentielle en W et Q^2 , l'erreur systématique engendrée par $\Delta\theta_e$ croît avec W et Q^2 et est respectivement comprise entre 3 et 18 %, 8 et 16 % et 7 et 23 % dans les trois domaines en Q^2 envisagés. L'erreur systématique engendrée par l'incertitude ΔN_{bh} est dominante dans les deux derniers intervalles à grand W dans lesquels elle est respectivement égale à 12.5 et 35 %, 8 et 15 % et 17 et 55 % dans les trois domaines en Q^2 envisagés. Les erreurs engendrées par $\Delta\theta_\gamma$ et par l'incertitude sur la repondération du FMD sont importantes dans le dernier intervalle à grand W dans les premier et dernier domaines en Q^2 , leurs valeurs étant respectivement de 27 et 13 % dans le domaine $6.5 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 11 \text{ GeV}^2$ et de 18 et 13 % dans le domaine $20 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 80 \text{ GeV}^2$.

Pour la section efficace doublement différentielle en t et Q^2 , l'erreur systématique engendrée par $\Delta\theta_e$ croît avec Q^2 et est respectivement comprise entre 3 et 6.5 %, 9 et 14.5 % et 10 et 21 % dans les trois domaines en Q^2 envisagés. L'erreur due à ΔN_{bh} est importante voire dominante aux faibles valeurs de $|t|$, sa valeur étant respectivement de 9 %, 9 % et 28 % dans le premier intervalle en $|t|$ des trois domaines en Q^2 considérés. L'erreur engendrée par la variation de la dépendance en t du processus DVCS élastique est dominante aux grandes valeurs de $|t|$, sa valeur étant respectivement égale à 8 et 16 %, 10 et 20 % et 12 et 23 % dans les deux derniers intervalles en $|t|$ des trois domaines en Q^2 envisagés. L'erreur engendrée par ΔE_γ est importante dans les deux derniers intervalles en $|t|$ du domaine $6.5 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 11 \text{ GeV}^2$ où sa valeur vaut respectivement 8 et 11 % et dans chacun des intervalles en $|t|$ du domaine $20 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 80 \text{ GeV}^2$ où sa valeur est comprise entre 10 et 24 %.

Pour la section efficace doublement différentielle en t et W , l'erreur systématique engendrée par $\Delta\theta_e$ croît avec W et est respectivement comprise entre 2.5 et 6 %, 4 et 13 % et 7 et 18 % dans les trois domaines en W envisagés. L'erreur systématique engendrée par la variation de la dépendance en t du processus DVCS élastique est dominante aux grandes valeurs de $|t|$, sa valeur étant respectivement égale à 10 et 20 %, 10 et 20 % et 9 et 16.5 % dans les deux derniers intervalles en $|t|$ des trois domaines en W envisagés. L'erreur engendrée par la variation de la dépendance en Q^2 est dominante aux faibles valeurs de $|t|$ dans le premier domaine en W , $30 \text{ GeV} < W < 50 \text{ GeV}$, sa valeur étant de 7 % dans les deux premiers intervalles en $|t|$. Dans le dernier domaine en W , $85 \text{ GeV} < W < 140 \text{ GeV}$, l'erreur systématique due à ΔE_γ est importante dans chacun des intervalles en $|t|$ avec une valeur comprise entre 8 et 15 % et l'erreur systématique due à ΔN_{bh} est dominante dans le premier intervalle en $|t|$ où sa valeur est égale à 23 %.

9.1.6 Détermination des sections efficaces II

On dispose à présent des sections efficaces DVCS élastiques simplement et doublement différentielles au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$ ainsi que des erreurs statistiques et systématiques qui leur sont associées. Les figures suivantes présentent alors les sections efficaces obtenues en les comparant aux prédictions fournies par la simulation MonteCarlo du processus DVCS élastique. La figure 9.13 illustre les sections efficaces simplement différentielles en Q^2 , W et t et doublement différentielles en W et Q^2 pour les données et la simulation MonteCarlo, les sections efficaces doublement différentielles en t et Q^2 et en t et W étant quant à elles représentées sur la figure 9.14. Les barres d'erreur internes sur chacun des points de mesure correspondent aux erreurs statistiques, les barres d'erreur externes aux erreurs statistiques et systématiques additionnées en quadrature.

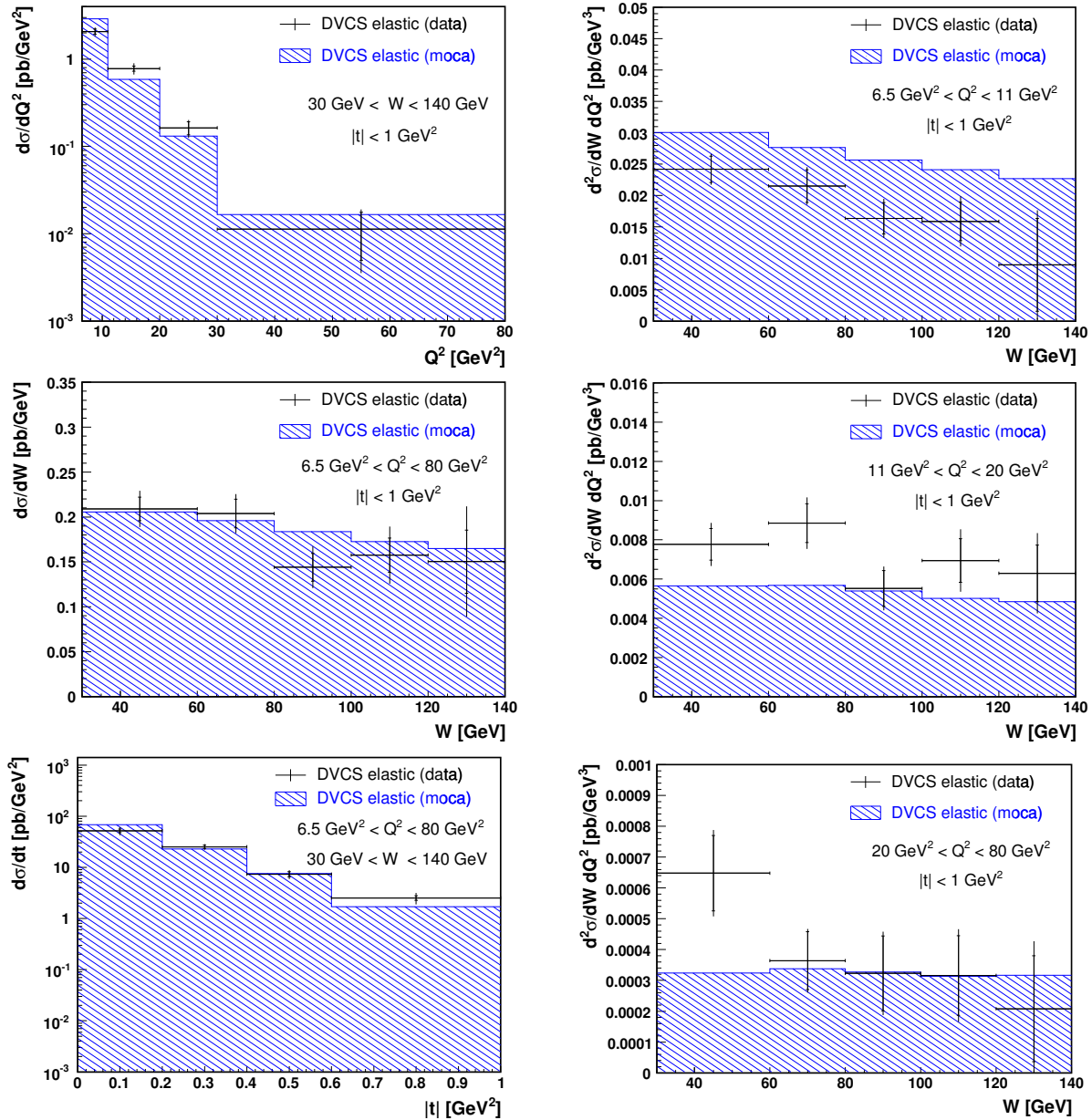


FIG. 9.13 – Comparaison des sections efficaces DVCS élastiques simplement différentielles en Q^2 , W et t et doublement différentielles en W et Q^2 aux prédictions fournies par la simulation MonteCarlo du processus DVCS élastique. Les barres d'erreur internes correspondent aux erreurs statistiques, les barres d'erreur externes aux erreurs statistiques et systématiques additionnées en quadrature.

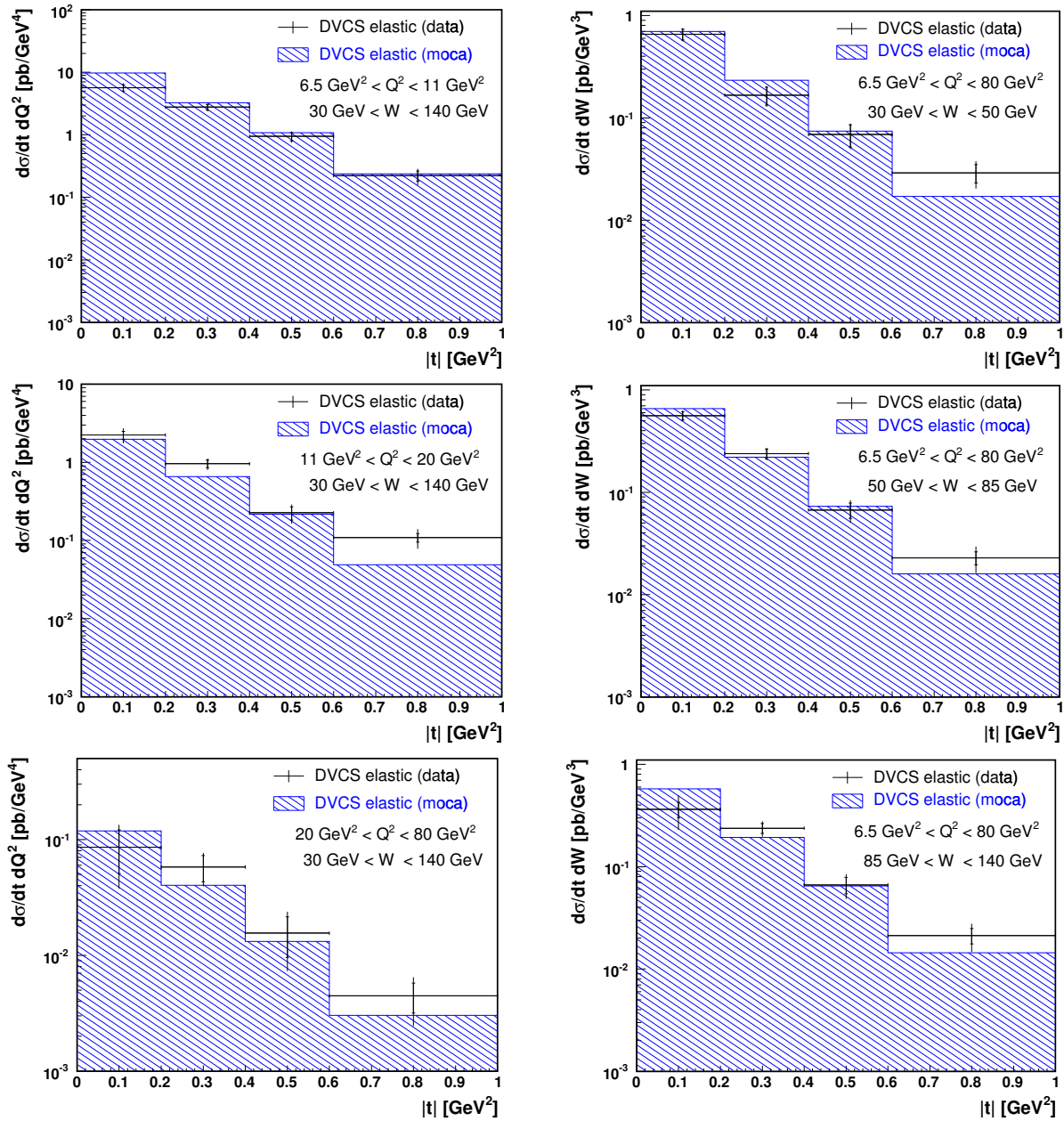


FIG. 9.14 – Comparaison des sections efficaces DVCS élastiques doublement différentielles en t et Q^2 et en t et W aux prédictions fournies par la simulation MonteCarlo du processus DVCS élastique. Les barres d'erreur internes correspondent aux erreurs statistiques, les barres d'erreur externes aux erreurs statistiques et systématiques additionnées en quadrature.

On observe que la prédiction de la simulation MonteCarlo pour la section efficace DVCS élastique simplement différentielle en Q^2 est supérieure de plus de 2σ à la valeur de la section efficace mesurée dans le premier intervalle $6.5 < Q^2 < 11 \text{ GeV}^2$ et inférieure de plus de 2σ à la valeur de la section efficace mesurée dans le deuxième intervalle $11 < Q^2 < 20 \text{ GeV}^2$. Cette différence de comportement entre les données et la prédiction théorique se répercute dans la mesure des sections efficaces doublement différentielles en W et Q^2 et en t et Q^2 . Ce désaccord entre les données et les prédictions fournies par la simulation MonteCarlo dans le domaine des petites valeurs de Q^2 est le reflet du désaccord entre les données et la simulation MonteCarlo aux grandes valeurs de l'angle polaire θ_e dont la distribution a été présentée sur la figure 8.85. Cela étant, on va maintenant aborder la détermination des sections efficaces réduites définies au niveau de l'interaction proton - photon virtuel.

9.2 Sections efficaces réduites du processus DVCS élastique

On commence par introduire la procédure d'extraction des sections efficaces réduites avant de présenter les résultats obtenus pour ces dernières ainsi que les valeurs des paramètres décrivant leurs comportements en fonction des invariants Q^2 , W et t . On aborde alors la détermination des erreurs statistiques et systématiques sur chacun des paramètres. On conclut en décrivant l'erreur systématique supplémentaire que la procédure d'extraction engendre sur la mesure des sections efficaces réduites.

9.2.1 Principe de la méthode d'extraction des sections efficaces réduites

La section efficace du processus DVCS élastique au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$ doublement différentielle en Q^2 et y peut être décomposée en un facteur de flux de photons virtuels $\Gamma(Q^2, y)$ contenant la dépendance purement cinématique du processus de diffusion et en une section efficace réduite $\sigma_{DVCS}^{\gamma^*p \rightarrow \gamma p}(Q^2, y)$ définie au niveau de l'interaction entre le proton et le photon virtuel et renfermant la partie dynamique du processus de diffusion :

$$\frac{d^2\sigma_{DVCS}^{ep \rightarrow ep\gamma}}{dQ^2 dy}(Q^2, y) = \Gamma(Q^2, y) \sigma_{DVCS}^{\gamma^*p \rightarrow \gamma p}(Q^2, y). \quad (9.38)$$

L'inélasticité y étant reliée à l'invariant W au travers de la relation $W^2 \simeq ys$ dans laquelle la variable s désigne le carré de l'énergie dans le référentiel du centre de masse électron - proton, l'intervalle en y correspondant au domaine en W de cette analyse est donné par $0.009 < y < 0.2$. Dans la limite de ces faibles valeurs de y , le facteur de flux dans la convention de Hand [135] est donné par la relation :

$$\Gamma(Q^2, y) = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{1 + (1 - y)^2}{y Q^2} \quad (9.39)$$

dans laquelle α désigne la constante de couplage de l'interaction électromagnétique. Afin d'extraire la section efficace réduite $\sigma_{DVCS}^{\gamma^*p \rightarrow \gamma p}(Q^2, y)$ de la relation 9.38, on intègre cette dernière sur chacun des domaines en Q^2 et en y considérés pour effectuer les différentes mesures, ce qui fournit la relation :

$$\sigma_{DVCS}^{ep \rightarrow ep\gamma}(\square Q^2, \square y) = \int_{\square Q^2} dQ^2 \int_{\square y} dy \Gamma(Q^2, y) \sigma_{DVCS}^{\gamma^*p \rightarrow \gamma p}(Q^2, y) \quad (9.40)$$

dans laquelle la section efficace DVCS élastique intégrée est donnée par l'expression :

$$\sigma_{DVCS}^{ep \rightarrow ep\gamma}(\square Q^2, \square y) = \frac{N_{data} - N_{bkgrd}}{\varepsilon \cdot A \cdot \mathcal{L}} \cdot (1 + \delta_{rad}) \quad (9.41)$$

qui correspond au produit des mesures présentées dans la section précédente par les extensions respectives des intervalles en Q^2 et en y au sein desquels elles sont définies. L'extraction de la section efficace réduite n'apparaît alors possible à ce stade qu'en supposant une certaine paramétrisation de sa dépendance fonctionnelle en y et Q^2 . La paramétrisation retenue dans les différentes mesures précédemment réalisées trouve son origine dans l'analogie existant entre le processus DVCS élastique et la production diffractive de mésons vecteurs. Elle suppose une factorisation des dépendances de la section efficace réduite vis-à-vis des invariants y et Q^2 et est donnée par l'expression :

$$\sigma_{DVCS}^{\gamma^*p \rightarrow \gamma p}(Q^2, y) = A y^{\frac{\delta}{2}} \left(\frac{1}{Q^2}\right)^n = A' W^\delta \left(\frac{1}{Q^2}\right)^n \quad (9.42)$$

dans laquelle les exposants n et δ sont strictement positifs. On peut motiver la dépendance en Q^2 à l'aide du raisonnement suivant. La section efficace doublement différentielle en Q^2 et y du processus DVCS élastique au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$ possède un comportement en Q^2 donné par la relation :

$$\frac{d^2\sigma_{DVCS}^{ep \rightarrow ep\gamma}}{dQ^2 dy}(Q^2, y) \propto \left(\frac{1}{Q^2}\right)^2 D(Q^2) \propto \left(\frac{1}{Q^2}\right)^{2+\alpha} \quad (9.43)$$

dans laquelle le premier facteur correspond au carré du propagateur du photon présent dans l'expression de l'amplitude du processus DVCS élastique, le second facteur $D(Q^2)$ se rapportant quant à lui à la dynamique régnant au sein du proton dont la dépendance en Q^2 est caractérisée par l'exposant α strictement positif. En notant que le facteur de flux $\Gamma(Q^2, y)$ est proportionnel à $1/Q^2$, on en déduit que la dépendance en Q^2 de la section efficace réduite est donnée par la relation :

$$\sigma_{DVCS}^{\gamma^*p \rightarrow \gamma p} \propto \left(\frac{1}{Q^2}\right)^{1+\alpha} \propto \left(\frac{1}{Q^2}\right)^n, \quad n > 1. \quad (9.44)$$

On peut motiver la dépendance en W à l'aide du raisonnement suivant. Le domaine en x dans lequel on réalise les mesures correspond à l'intervalle $5 \cdot 10^{-4} < x < 5 \cdot 10^{-3}$. Dans cette région des faibles valeurs de x , la dynamique non perturbative régnant au sein du proton est dominée par le comportement des densités de gluons $g(x, Q^2)$ et de quarks de la mer $q(x, Q^2)$ qui possèdent une dépendance en la variable x correspondant dans ce domaine à une loi de puissance [136] :

$$g(x, Q^2) \propto q(x, Q^2) \propto x^{-\lambda(Q^2)} \propto W^{2\lambda(Q^2)} \quad (9.45)$$

dont le paramètre $\lambda(Q^2)$ est indépendant de x dans le domaine de valeurs $x < 0.01$. En notant que le comportement de la section efficace réduite est proportionnel à l'ordre dominant au carré de la densité de quarks de la mer, on obtient pour ce dernier l'expression retenue dans la paramétrisation :

$$\sigma_{DVCS}^{\gamma^*p \rightarrow \gamma p} \propto q^2(x, Q^2) \propto W^{4\lambda(Q^2)} \propto W^\delta. \quad (9.46)$$

On note que cette dernière ignore la dépendance linéaire en $\ln Q^2$ du paramètre λ en la remplaçant par un exposant δ indépendant de la virtualité du photon. Les mesures présentées dans l'article [137] de la Collaboration H1 relatif à l'étude de la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ du proton dans le domaine des faibles valeurs de x montrent que la valeur du paramètre λ extraite de mesures inclusives est donnée par $\lambda \sim 0.2$ dans l'intervalle $2 \cdot 10^{-4} < x < 10^{-2}$ et pour une valeur de Q^2 égale à 8.5 GeV^2 . En terme du paramètre δ , cette mesure fournirait pour le processus DVCS la valeur $\delta \sim 0.8$.

Le choix de la paramétrisation étant discuté, on introduit cette dernière dans l'expression 9.40 et la valeur de la section efficace réduite en un point donné (Q_0^2, y_0) de l'espace des phases s'obtient finalement au travers de la relation :

$$\sigma_{DVCS}^{\gamma^*p \rightarrow \gamma p}(Q_0^2, y_0) = \frac{\sigma_{DVCS}^{ep \rightarrow ep\gamma}(\square Q^2, \square y)}{B(\square Q^2, \square y, n, \delta)} y_0^{\frac{\delta}{2}} \left(\frac{1}{Q_0^2}\right)^n \quad (9.47)$$

dans laquelle le dénominateur $B(\square Q^2, \square y, n, \delta)$ fonction des différents intervalles considérés en Q^2 et en y et des valeurs des paramètres n et δ est donné par l'expression :

$$B(\square Q^2, \square y, n, \delta) = \frac{\alpha}{2\pi} \int_{\square Q^2} dQ^2 \left(\frac{1}{Q^2}\right)^{n+1} \int_{\square y} dy \left[1 + (1-y)^2\right] y^{\frac{\delta}{2}-1}. \quad (9.48)$$

La relation permettant d'obtenir la valeur de la section efficace réduite différentielle en t en un point (Q_0^2, y_0, t_0) de l'espace des phases s'obtient alors en dérivant l'égalité 9.47 par rapport à la variable t :

$$\frac{d\sigma_{DVCS}^{\gamma^*p \rightarrow \gamma p}}{dt}(Q_0^2, y_0, t_0) = \frac{1}{B(\square Q^2, \square y, n, \delta)} \frac{d\sigma_{DVCS}^{ep \rightarrow ep\gamma}}{dt}(\square Q^2, \square y, t) y_0^{\frac{\delta}{2}} \left(\frac{1}{Q_0^2}\right)^n. \quad (9.49)$$

Dans la pratique, le comportement de la section efficace réduite n'est pas présenté en fonction de l'inélasticité y mais en fonction de la variable W et on désigne alors la section efficace au travers de l'expression $\sigma_{DVCS}^{\gamma^*p \rightarrow \gamma p}(Q^2, W)$. Les différents points $\sigma_{DVCS}^{\gamma^*p \rightarrow \gamma p}(Q_i^2, W_0)$ associés au comportement en Q^2 de la section efficace réduite sont déterminés à partir de la section efficace simplement différentielle en Q^2 en recourant à la relation 9.47 dans laquelle $\sigma_{DVCS}^{ep \rightarrow ep\gamma}(\square Q^2, \square y) = d\sigma_{DVCS}^{ep \rightarrow ep\gamma}/dQ^2 \cdot \square Q^2$, en

chacun des points Q_i^2 définis par les moyennes arithmétiques des intervalles en Q^2 considérés et pour une valeur fixée de la variable W choisie égale à $W_0 = 82$ GeV. Cette dernière correspond sensiblement à la valeur moyenne de la variable W associée à cette analyse et est identique à celle choisie dans les études antérieures, ce afin de rendre possible une comparaison directe des résultats obtenus. De la même façon, les points $\sigma_{DVCS}^{\gamma^* p \rightarrow \gamma p}(Q_0^2, W_i)$ associés au comportement en W de la section efficace réduite sont déterminés à partir de la section efficace simplement différentielle en W en recourant à la relation 9.47 dans laquelle $\sigma_{DVCS}^{ep \rightarrow ep\gamma}(\square Q^2, \square y) = d\sigma_{DVCS}^{ep \rightarrow ep\gamma}/dW \cdot \square W$, en chacun des points W_i définis par les moyennes arithmétiques des intervalles en W considérés et pour une valeur fixée de la virtualité Q^2 donnée par $Q_0^2 = 8$ GeV² choisie sur base de considérations identiques à celles qui motivent le choix de W_0 . L'extraction des sections efficaces réduites en Q^2 et W nécessitant une connaissance a priori des paramètres n et δ que l'on souhaite déterminer à leurs côtés, on recourt pour l'effectuer à une procédure itérative. Celle-ci détermine successivement une première valeur des sections efficaces réduites en Q^2 et W sur base de valeurs initiales pour les paramètres n et δ , puis réalise une procédure d'ajustement à chacune des sections efficaces réduites obtenues, les nouvelles valeurs des paramètres n et δ fournies par cette dernière étant utilisées pour déterminer une seconde valeur des sections efficaces réduites en Q^2 et W . L'itération est poursuivie aussi longtemps que la différence relative entre les estimations successives d'un même paramètre est supérieure à 0.5 %, ce qui se traduit dans la pratique par une convergence après deux ou trois itérations.

Une fois les paramètres n et δ respectivement déterminés en $W_0 = 82$ GeV et $Q_0^2 = 8$ GeV², on extrait les différents points $d\sigma_{DVCS}^{\gamma^* p \rightarrow \gamma p}/dt(Q_0^2, y_0, t_i)$ associés au comportement en t de la section efficace réduite différentielle en cette variable à partir de la section efficace simplement différentielle en t au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$ en recourant à la relation 9.49, en chacun des points $|t_i|$ définis par les moyennes arithmétiques des intervalles en $|t|$ considérés et pour des valeurs des variables W et Q^2 données par $W_0 = 82$ GeV et $Q_0^2 = 8$ GeV². On réalise ensuite une procédure d'ajustement à la section efficace réduite différentielle en t obtenue afin de déterminer la valeur du paramètre b qui caractérise sa dépendance exponentielle en $W_0 = 82$ GeV et $Q_0^2 = 8$ GeV².

Les sections efficaces doublement différentielles en t et Q^2 et en t et W permettent d'extraire la section efficace réduite différentielle en t pour différentes valeurs des variables Q^2 et W et d'ainsi mesurer la dépendance du paramètre b en fonction de ces invariants. La section efficace doublement différentielle en t et Q^2 permet d'extraire la section efficace réduite différentielle en t en recourant à la relation 9.49 dans laquelle $d\sigma_{DVCS}^{ep \rightarrow ep\gamma}/dt(\square Q^2, \square y, t) = d^2\sigma_{DVCS}^{ep \rightarrow ep\gamma}/dt dQ^2 \cdot \square Q^2$, en chacun des points $|t_i|$ définis comme précédemment et pour des valeurs des variables W et Q^2 données par $W_0 = 82$ GeV et $Q_0^2 = 8$ GeV², 15.5 GeV² et 25 GeV² respectivement. La section efficace doublement différentielle en t et W permet d'extraire la section efficace réduite différentielle en t en recourant à la relation 9.49 dans laquelle $d\sigma_{DVCS}^{ep \rightarrow ep\gamma}/dt(\square Q^2, \square y, t) = d^2\sigma_{DVCS}^{ep \rightarrow ep\gamma}/dt dW \cdot \square W$, en chacun des points $|t_i|$ et pour des valeurs des variables W et Q^2 données par $Q_0^2 = 10$ GeV² et $W_0 = 40$ GeV, 70 GeV et 100 GeV respectivement. Une procédure d'ajustement permet finalement d'obtenir les valeurs du paramètre b et de mesurer la dépendance de ce dernier vis-à-vis des variables W et Q^2 .

Les sections efficaces doublement différentielles en W et Q^2 permettent d'extraire le comportement de la section efficace réduite en W pour différentes valeurs de Q^2 et d'ainsi mesurer la dépendance du paramètre δ en fonction de cette variable. Les points $\sigma_{DVCS}^{\gamma^* p \rightarrow \gamma p}(Q_0^2, W_i)$ sont déterminés en recourant à la relation 9.47 dans laquelle $\sigma_{DVCS}^{ep \rightarrow ep\gamma}(\square Q^2, \square y) = d^2\sigma_{DVCS}^{ep \rightarrow ep\gamma}/dW dQ^2 \cdot \square W \cdot \square Q^2$, en chacun des points W_i et pour des valeurs de la virtualité Q^2 respectivement donnée par $Q_0^2 = 8$ GeV², 15.5 GeV² et 25 GeV². Dans la procédure d'extraction, la valeur du paramètre n est fixée à celle qui caractérise la dépendance en Q^2 établie en la valeur $W_0 = 82$ GeV. On recourt à nouveau à une procédure itérative qui détermine successivement la section efficace réduite en W et le paramètre δ , l'itération étant suspendue lorsque la différence relative entre deux estimations successives de δ est inférieure à 0.5 %.

9.2.2 Détermination des sections efficaces réduites

La procédure d'extraction des sections efficaces réduites étant introduite, on présente maintenant les résultats obtenus pour ces dernières. On note que les erreurs statistiques et systématiques qui affectent la mesure des sections efficaces au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$ se propagent directement à la mesure des sections efficaces réduites au travers de la relation :

$$\Delta_{sys,stat}^{\gamma^*p \rightarrow \gamma p} = \frac{1}{B(\square Q^2, \square y, n, \delta)} y_0^{\frac{\delta}{2}} \left(\frac{1}{Q_0^2} \right)^n \Delta_{sys,stat}^{ep \rightarrow ep\gamma} \quad (9.50)$$

dans laquelle les quantités $\Delta_{sys,stat}^{\gamma^*p \rightarrow \gamma p}$ et $\Delta_{sys,stat}^{ep \rightarrow ep\gamma}$ désignent respectivement les erreurs statistiques et systématiques aux niveaux $ep \rightarrow ep\gamma$ et $\gamma^*p \rightarrow \gamma p$. Aux erreurs systématiques précédemment discutées, il faut cependant encore ajouter au niveau $\gamma^*p \rightarrow \gamma p$ une erreur supplémentaire sur la mesure des sections efficaces réduites. Cette dernière est engendrée par les incertitudes sur les paramètres n et δ dans la procédure d'extraction et sera discutée ultérieurement à la suite de la section consacrée à la détermination de ces paramètres et des erreurs statistiques et systématiques qui leur sont associées.

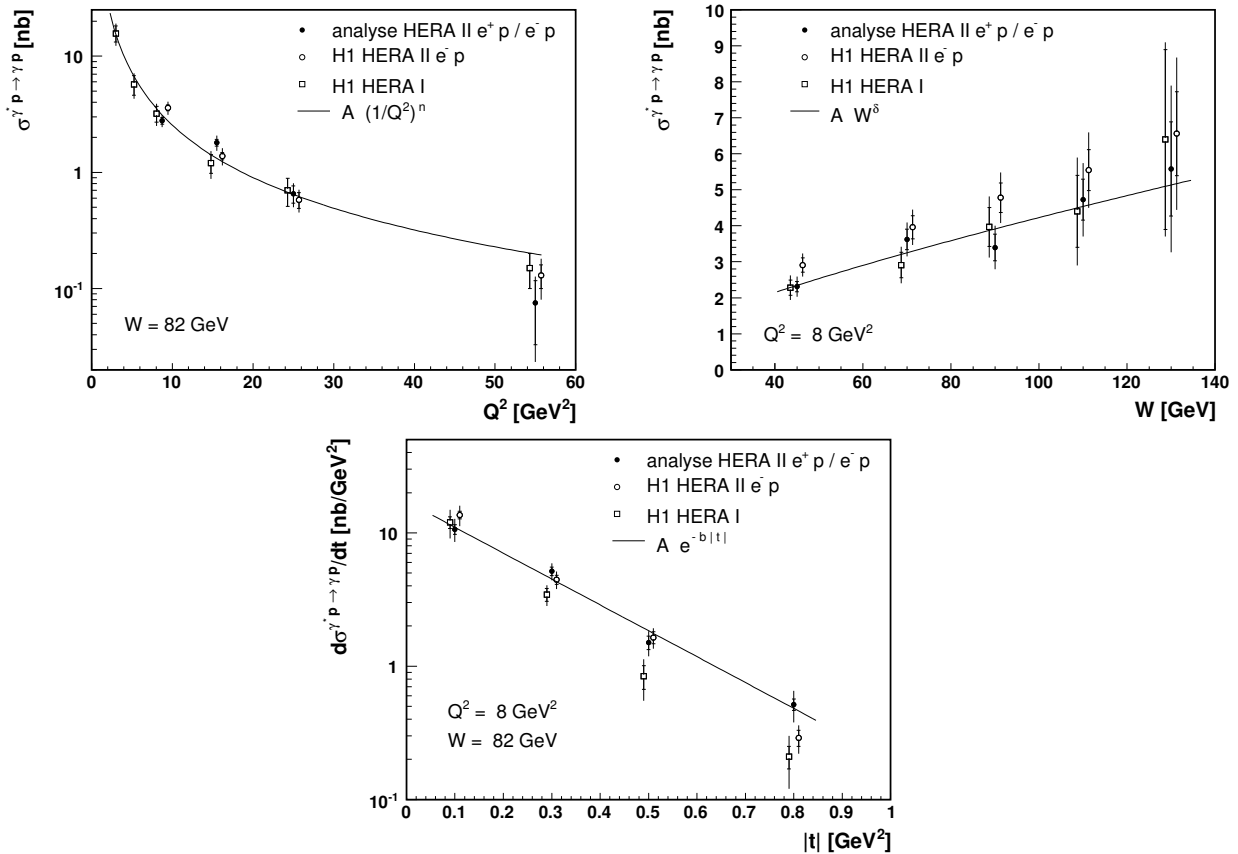


FIG. 9.15 – Section efficace réduite du processus DVCS élastique en fonction de Q^2 en $W = 82 \text{ GeV}$, de W en $Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$ et différentielle en t en $W = 82 \text{ GeV}$ et $Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$. Les résultats obtenus dans cette analyse sont comparés à ceux publiés par la Collaboration H1 dans les articles [132] (HERA I) et [133] (HERA II e^-p). Les courbes représentées sont le résultat de procédures d'ajustement aux points obtenus dans ce travail par une fonction de la forme $(1/Q^2)^n$ pour la dépendance en Q^2 de la section efficace réduite, de la forme W^δ pour sa dépendance en W et $e^{-b|t|}$ pour la dépendance de la section efficace réduite différentielle en t . Les barres d'erreur internes correspondent aux erreurs statistiques, les barres d'erreur externes aux erreurs statistiques et systématiques additionnées en quadrature. Les résultats HERA I et HERA II e^-p sont décalés artificiellement pour la lisibilité de la comparaison.

La figure 9.15 présente alors les mesures de la section efficace réduite en fonction des variables Q^2 en $W = 82$ GeV et W en $Q^2 = 8$ GeV² ainsi que celle de la section efficace réduite différentielle en t en $W = 82$ GeV et $Q^2 = 8$ GeV². Les résultats obtenus dans cette analyse sont comparés à ceux publiés par la Collaboration H1 dans les articles [132] (HERA I) et [133] (HERA II e^-p). La mesure réalisée (HERA II e^+p/e^-p) est basée sur un échantillon de données caractérisé par une luminosité intégrée de 134.8 pb⁻¹ enregistrée au cours des années 2004 et 2005 durant lesquelles les événements produits dans le détecteur H1 sont respectivement issus d'interactions e^+p et e^-p . La mesure présentée dans la publication [132] (HERA I) est basée sur une luminosité intégrée de 46.5 pb⁻¹ enregistrée au cours des périodes 1996-1997 et 1999-2000 pendant lesquelles les événements produits dans le détecteur H1 sont issus d'interactions e^+p , le faisceau de protons possédant respectivement une énergie de 820 GeV et 920 GeV pour le premier et le second intervalle de prises de données. La mesure présentée dans la publication [133] (HERA II e^-p) est basée sur une luminosité intégrée de 145 pb⁻¹ enregistrée au cours des années 2005 et 2006 durant lesquelles les événements produits dans le détecteur H1 sont issus d'interactions e^-p uniquement. Les domaines en Q^2 associés à cette analyse et à la publication [133] (HERA II e^-p) sont identiques et correspondent à l'intervalle $6.5 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 80 \text{ GeV}^2$. Le domaine en Q^2 associé à l'analyse [132] (HERA I) s'étend aux plus faibles valeurs de la virtualité du photon et est défini par l'intervalle $2 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 80 \text{ GeV}^2$. Deux points supplémentaires sont mesurés dans le domaine $2 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 6.5 \text{ GeV}^2$ en $Q^2 = 3 \text{ GeV}^2$ et $Q^2 = 5.25 \text{ GeV}^2$ respectivement. Les domaines en W et en $|t|$ sont identiques dans les trois analyses. Les courbes représentées sur la figure sont le résultat de procédures d'ajustement aux points obtenus dans ce travail par une fonction de la forme $(1/Q^2)^n$ pour la dépendance en Q^2 de la section efficace réduite, de la forme W^δ pour sa dépendance en W et $e^{-b|t|}$ pour la dépendance de la section efficace réduite différentielle en t . Les barres d'erreur internes correspondent aux erreurs statistiques, les barres d'erreur externes aux erreurs statistiques et systématiques additionnées en quadrature.

On constate que les résultats fournis par les trois analyses s'accordent dans la limite des erreurs qui leur sont associées. L'erreur systématique importante qui affecte la mesure du point à grand Q^2 trouve essentiellement son origine dans l'incertitude sur la soustraction du bruit de fonds Bethe-Heitler présent dans l'intervalle $30 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 80 \text{ GeV}^2$. Le rapport signal/(signal+bruit) est de 15 % dans ce domaine et une faible variation de la contribution BH engendre dès lors une variation importante de la section efficace DVCS. La variation de 6 % appliquée dans cette analyse engendre ainsi une erreur systématique de 32 % sur la mesure de la section efficace réduite pour le point à grand Q^2 . Pour la mesure du point à grand W , l'erreur systématique importante est due à l'incertitude sur la contribution BH dans le domaine $120 \text{ GeV} < W < 140 \text{ GeV}$ et à celle qui affecte la mesure de l'angle polaire θ_e de l'électron diffusé. Les deux incertitudes donnent lieu à des erreurs comparables sur la mesure de la section efficace réduite et contribuent à une erreur systématique totale de 33 % sur le point à grand W . Pour la mesure du point à grand $|t|$, l'erreur systématique dominante est due à la variation de la dépendance en t du processus DVCS élastique qui engendre une erreur de l'ordre de 20 % sur la mesure de ce dernier point.

La figure 9.16 présente les mesures de la section efficace réduite en fonction de la variable W pour les trois valeurs de la virtualité Q^2 considérées dans cette analyse, $Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$, 15.5 GeV^2 et 25 GeV^2 . Les différentes mesures du comportement en W de la section efficace réduite sont présentées séparément sur les trois premières figures et pour les trois valeurs de la virtualité Q^2 sur la dernière. Les résultats obtenus dans cette analyse sont comparés à ceux publiés par la Collaboration H1 dans l'article [133] (HERA II e^-p). Les courbes représentées sur chacune des figures sont le résultat de procédures d'ajustement aux points obtenus dans ce travail par une fonction de la forme W^δ caractérisant le comportement en W de la section efficace réduite. Les barres d'erreur internes et externes sont définies comme précédemment. On constate que si les résultats fournis par les deux analyses s'accordent dans la limite des erreurs qui leur sont associées, les mesures réalisées présentent néanmoins dans les trois

derniers intervalles à grand W des différences corrélées pour chacune des valeurs de Q^2 . Ce désaccord entre les deux mesures est en partie le reflet de celui observé entre les données et la simulation MonteCarlo dans la distribution de l'angle polaire θ_e de l'électron diffusé qui a été présentée sur la figure 8.85. Les erreurs systématiques importantes sur la mesure du dernier point à grand W pour chacune des valeurs de Q^2 proviennent essentiellement des incertitudes sur la soustraction du bruit de fonds BH et sur la mesure des angles polaires du photon et de l'électron diffusé.

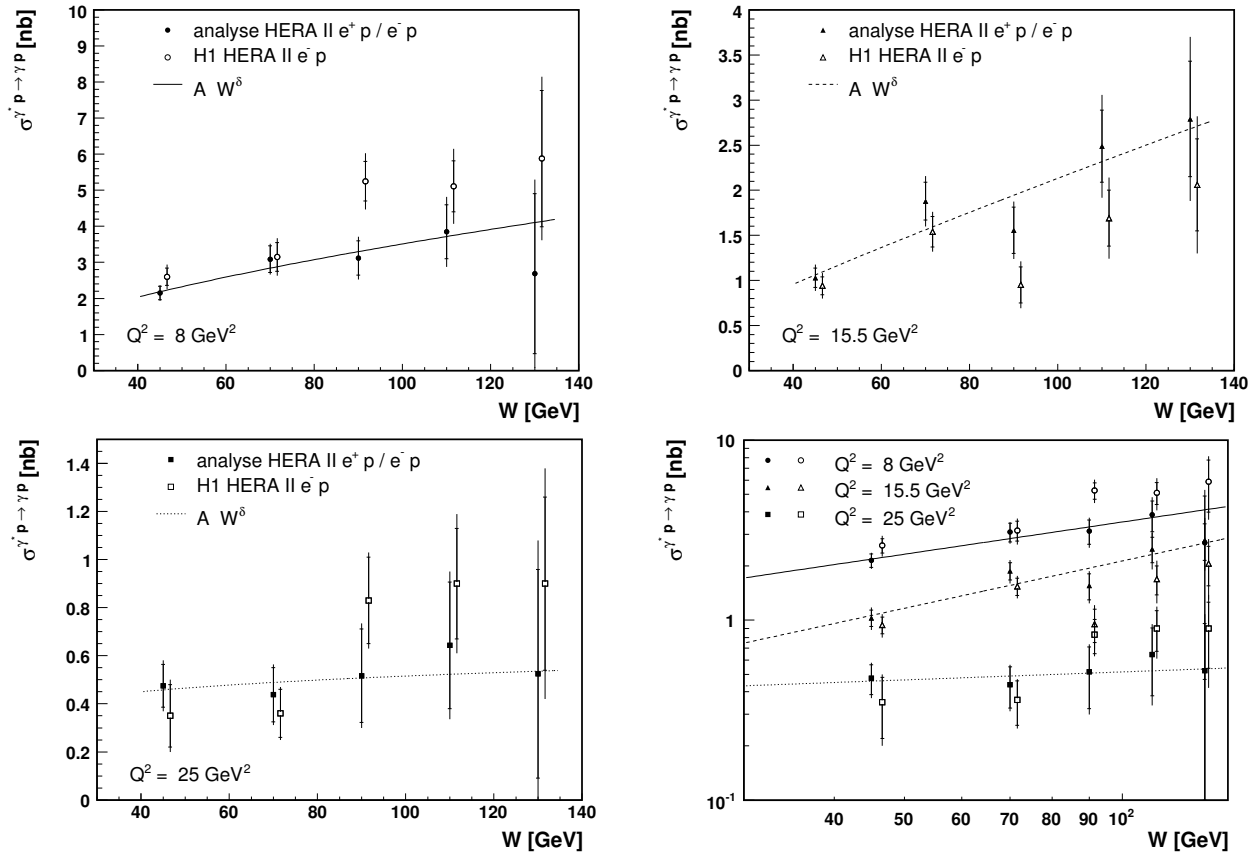


FIG. 9.16 – Section efficace réduite du processus DVCS élastique en fonction de W en des valeurs de la virtualité respectivement données par $Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$, 15.5 GeV^2 et 25 GeV^2 . Les résultats obtenus dans cette analyse sont comparés à ceux publiés par la Collaboration H1 dans l'article [133] (HERA II e^-p). Les courbes représentées sont le résultat de procédures d'ajustement aux points obtenus dans ce travail par une fonction de la forme W^δ . Les barres d'erreur sont définies comme précédemment.

Les figures 9.17 et 9.18 présentent les mesures de la section efficace réduite différentielle en t en les trois valeurs de la virtualité Q^2 considérées dans cette analyse, $Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$, 15.5 GeV^2 et 25 GeV^2 pour une valeur de W égale à 82 GeV et en les trois valeurs de l'énergie W dans le référentiel du centre de masse $\gamma^* p$ respectivement envisagées, $W = 40 \text{ GeV}$, 70 GeV et 100 GeV pour une valeur de Q^2 égale à 10 GeV^2 . Les différentes mesures de la section efficace réduite différentielle en t sont présentées séparément sur la figure 9.17 et simultanément pour les trois valeurs des variables W et Q^2 sur la figure 9.18. Les résultats obtenus dans cette analyse sont à nouveau comparés à ceux publiés par la Collaboration H1 dans l'article [133] (HERA II e^-p) et les courbes représentées sur chacune des figures sont le résultat de procédures d'ajustement aux points obtenus dans ce travail par une fonction de la forme $e^{-b|t|}$ qui caractérise le comportement de la section efficace réduite différentielle en t . Les barres d'erreur internes correspondent aux erreurs statistiques, les barres d'erreur externes aux erreurs statistiques et systématiques additionnées en quadrature. On constate que si les résultats fournis par les deux analyses s'accordent globalement dans la limite des erreurs qui leur sont associées, un désaccord est cependant présent en certains points. Les mesures en le premier point à petit t sont

systématiquement supérieures dans la publication de la Collaboration H1 et celles en le dernier point à grand t systématiquement inférieures. Ce désaccord est en partie le reflet de celui observé entre les données et la simulation MonteCarlo dans la distribution de l'angle polaire θ_e de l'électron diffusé qui a été présentée sur la figure 8.85. Les erreurs systématiques sur les différents points pour chacune des valeurs de Q^2 et de W proviennent essentiellement de l'incertitude sur l'angle polaire θ_e de l'électron diffusé, de la variation de la pente en t du processus DVCS élastique pour les deux derniers points à grand $|t|$ et de l'incertitude sur la contribution BH pour le premier point à petit $|t|$.

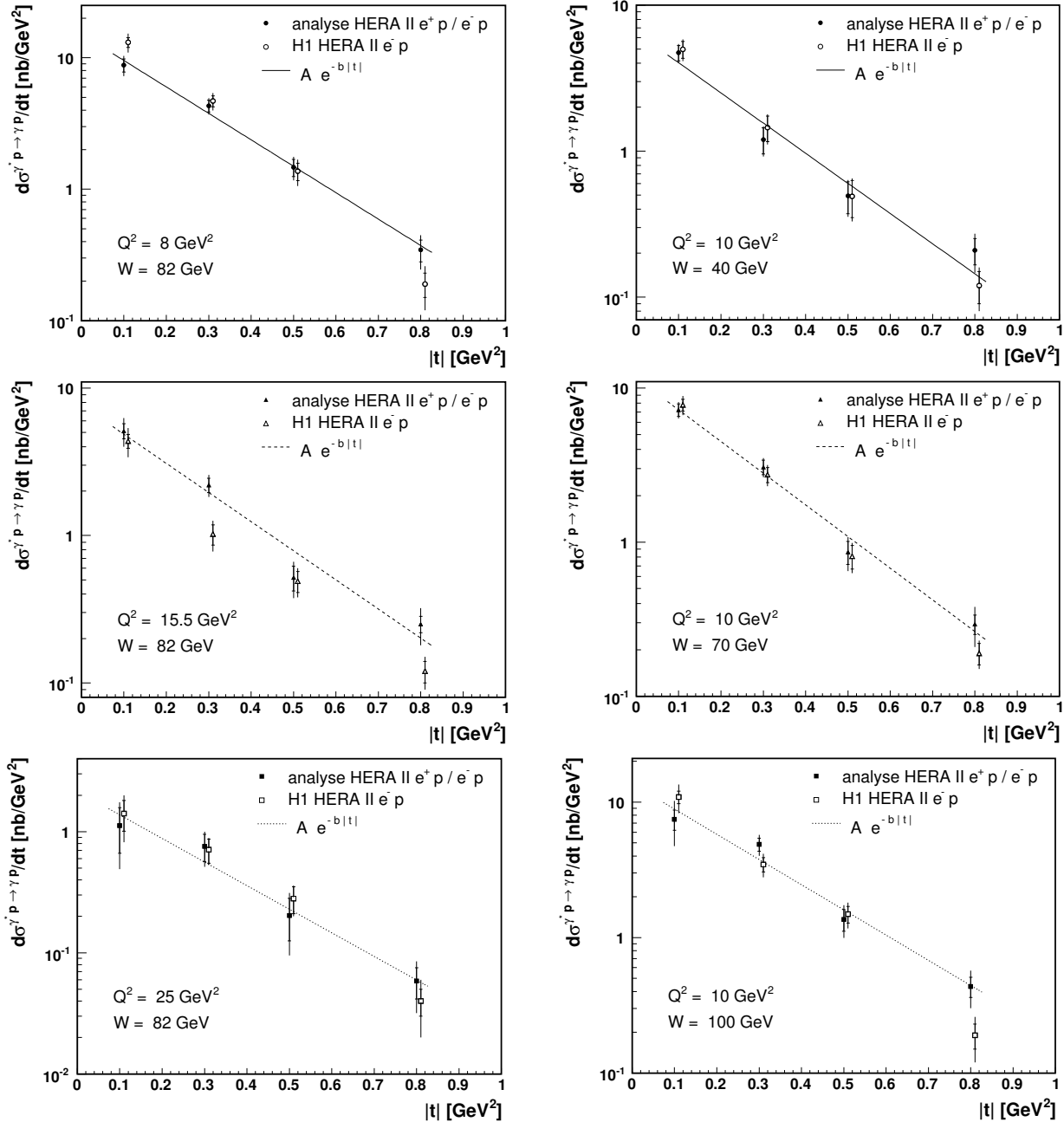


FIG. 9.17 – Section efficace réduite différentielle en t du processus DVCS élastique respectivement mesurée en $Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$, 15.5 GeV^2 et 25 GeV^2 pour une valeur de W égale à 82 GeV et en $W = 40 \text{ GeV}$, 70 GeV et 100 GeV pour une valeur de Q^2 égale à 10 GeV^2 . Les résultats obtenus dans cette analyse sont comparés à ceux publiés par la Collaboration H1 dans l'article [133] (HERA II e^-p). Les courbes représentées sont le résultat de procédures d'ajustement aux points obtenus dans ce travail par une fonction de la forme $e^{-b|t|}$. Les barres d'erreur sont définies comme précédemment.

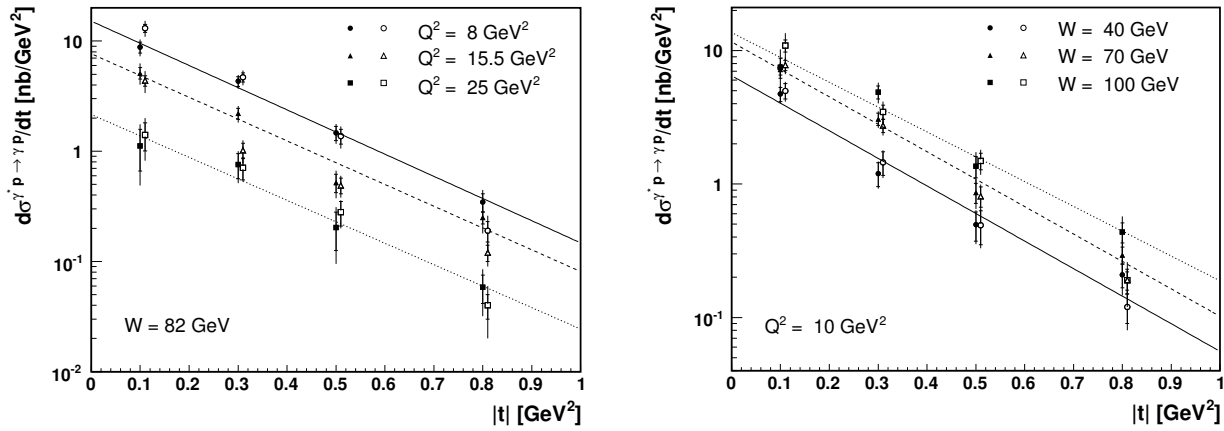


FIG. 9.18 – Section efficace réduite différentielle en t du processus DVCS élastique respectivement mesurée en $Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$, 15.5 GeV^2 et 25 GeV^2 pour une valeur de W égale à 82 GeV et en $W = 40 \text{ GeV}$, 70 GeV et 100 GeV pour une valeur de Q^2 égale à 10 GeV^2 . Les résultats obtenus dans cette analyse sont comparés à ceux publiés par la Collaboration H1 dans l'article [133] (HERA II e^-p), le choix des symboles utilisés pour chacune des analyses étant identique à celui de la figure 9.17. Les courbes représentées sont le résultat de procédures d'ajustement aux points obtenus dans ce travail par une fonction de la forme $e^{-b|t|}$. Les barres d'erreur internes correspondent aux erreurs statistiques, les barres d'erreur externes aux erreurs statistiques et systématiques additionnées en quadrature.

On note pour conclure la présentation des sections efficaces réduites que certaines différences entre cette analyse et celle à l'origine de la publication [133] (HERA II e^-p) de la Collaboration H1 peuvent en partie expliquer les différences observées entre les points de mesure respectivement obtenus. L'analyse sur laquelle est basée la publication H1 parvient à obtenir un accord de 3 % entre son échantillon de contrôle dominé par le processus BH et la description qu'elle en donne au travers de la somme des contributions présentes simulées par la méthode de MonteCarlo. Cet accord supérieur permet un meilleur contrôle de la soustraction du bruit de fonds BH aux grandes valeurs de Q^2 et de W et aux petites valeurs de t et réduit significativement l'erreur systématique associée. L'analyse HERA II e^-p utilise la chambre proportionnelle interne CIP2k pour déterminer le vertex des événements DVCS à partir des signaux que le candidat électron diffusé dans le calorimètre SpaCal est susceptible de créer dans les différentes couches de la chambre proportionnelle. La connaissance du vertex leur permet une détermination plus précise de l'angle polaire θ_e de l'électron diffusé pour un nombre cependant restreint d'événements DVCS limité par la dépendance en Q^2 de la section efficace et l'acceptance angulaire de la chambre CIP2k dans le domaine des petits Q^2 . L'incertitude sur l'angle polaire θ_e est alors fixée à 1 mrad dans l'analyse HERA II e^-p contre une valeur de 2.5 mrad dans celle-ci. L'utilisation de la chambre proportionnelle CIP2k pour déterminer l'angle polaire θ_e de l'électron n'ayant pas permis d'aboutir dans le présent travail à un meilleur accord entre les distributions de l'angle θ_e respectivement associées aux données et à la simulation MonteCarlo, l'analyse réalisée n'y a pas recours et utilise uniquement le trajectographe central CJC pour déterminer l'appariement éventuel d'une trace à la particule diffusée dans le calorimètre SpaCal. La condition de veto sur la présence d'un vertex reconstruit par la chambre proportionnelle CIP2k sur base de coups associés au candidat photon dans le calorimètre LAr est appliquée différemment dans les deux analyses, cette condition de veto n'étant appliquée dans l'analyse HERA II e^-p que lorsque l'angle polaire de la particule diffusée dans le calorimètre LAr est inférieur à 90° .

Cela étant dit, on va maintenant aborder la détermination des paramètres n , δ et b ainsi que celle des erreurs statistiques et systématiques qui leur sont associées.

9.3 Détermination des paramètres n , δ et b

Les valeurs centrales des paramètres n , δ et b et les erreurs statistiques qui leur sont associées sont déterminées dans la procédure d'extraction des sections efficaces réduites réalisée sur base des valeurs nominales des sections efficaces différentielles au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$ pour lesquelles on considère uniquement les erreurs statistiques affectant chacun des points de mesure. Les résultats finaux des procédures d'ajustement présentes dans chacun des processus d'extraction fournissent les valeurs centrales recherchées, l'erreur statistique sur ces dernières étant définie par l'erreur qu'affecte la procédure d'ajustement aux valeurs des paramètres qu'elle fournit. Les erreurs systématiques associées aux paramètres n , δ et b sont ensuite déterminées en répétant la procédure d'extraction des sections efficaces réduites à présent réalisée sur base des différentes sections efficaces différentielles au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$ respectivement associées à chacune des erreurs systématiques précédemment considérées - les points de mesure étant à nouveau uniquement caractérisés par leurs erreurs statistiques - à l'exception de celles engendrées par les incertitudes sur la mesure de la luminosité et l'application des corrections radiatives, ces dernières se traduisant par une variation du comportement de la section efficace réduite qui correspond à l'application d'un simple facteur global de normalisation.

En prenant pour exemple l'extraction de la dépendance en Q^2 de la section efficace réduite, on obtient de la manière suivante les erreurs systématiques relatives Δn_i^+ et Δn_i^- affectant le paramètre n et associées à l'une des incertitudes $\pm \Delta_i$ envisagées dans ce travail. On détermine premièrement les sections efficaces simplement différentielles $d\sigma/dQ^2(\Delta_i^+)$ et $d\sigma/dQ^2(\Delta_i^-)$ respectivement associées aux variations $\pm \Delta_i$. On extrait ensuite de chacune d'elles les sections efficaces réduites correspondantes $\sigma(Q^2, \Delta_i^+)$ et $\sigma(Q^2, \Delta_i^-)$ auxquelles sont respectivement associés les paramètres n_i^+ et n_i^- . En désignant par n_0 la valeur du paramètre n qui caractérise le comportement en Q^2 de la section efficace réduite nominale, les erreurs systématiques relatives Δn_i^+ et Δn_i^- exprimées en pourcents sont alors données par la relation :

$$\Delta n_i^\pm = 100 \cdot \frac{n_i^\pm - n_0}{n_0} [\%]. \quad (9.51)$$

Les erreurs systématiques relatives totales Δn_{tot}^+ et Δn_{tot}^- que l'on illustre à nouveau par l'exemple de la section efficace réduite en Q^2 s'obtiennent quant à elles à partir des relations :

$$\Delta n_{tot}^+ = \sqrt{\sum_i \Delta n_i^{>2}} [\%], \quad (9.52)$$

$$\Delta n_{tot}^- = \sqrt{\sum_i \Delta n_i^{<2}} [\%], \quad (9.53)$$

dans lesquelles les quantités $\Delta n_i^>$ et $\Delta n_i^<$ représentent les erreurs systématiques relatives Δn_i^+ ou Δn_i^- dont les valeurs sont respectivement positives et négatives. Les différentes erreurs systématiques affectant les paramètres n , δ et b sont présentées dans l'appendice E et on se limite dans le texte à présenter les valeurs des différents paramètres aux côtés de leurs erreurs statistiques et systématiques totales. La valeur du paramètre n qui caractérise la dépendance en Q^2 de la section efficace réduite est mesurée pour l'ensemble des données en $W = 82$ GeV et donnée par :

$$n = 1.50 \pm 0.09 \text{ (stat.) } \begin{matrix} +0.17 \\ -0.13 \end{matrix} \text{ (syst.).}$$

La première erreur mentionnée est statistique et les deux suivantes sont systématiques. Ce résultat est en accord avec la mesure du paramètre $n = 1.54 \pm 0.09 \pm 0.04$ présentée dans la publication [132] (HERA I) de la Collaboration H1. La valeur du paramètre n n'est pas déterminée dans la publication [133] (HERA II e^-p) de la Collaboration H1.

La valeur du paramètre δ qui caractérise la dépendance en W de la section efficace réduite est premièrement mesurée pour l'ensemble des données en $Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$ et donnée par :

$$\delta = 0.74 \pm 0.12 \text{ (stat.) } \begin{matrix} +0.13 \\ -0.15 \end{matrix} \text{ (syst.).}$$

La première erreur mentionnée est statistique et les deux suivantes systématiques. Ce résultat est en accord avec les valeurs du paramètre δ déterminées en $Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$ qui sont présentées dans les publications [132] et [133] de la Collaboration H1, $\delta = 0.77 \pm 0.23 \pm 0.19$ et $\delta = 0.74 \pm 0.11 \pm 0.16$ respectivement. Le paramètre δ est ensuite déterminé en les différentes valeurs de la virtualité Q^2 en lesquelles le comportement en W de la section efficace réduite est mesuré, $Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$, 15.5 GeV^2 et 25 GeV^2 respectivement. Les valeurs obtenues sont présentées dans le tableau 9.9, les premières erreurs mentionnées étant statistiques et les deux suivantes systématiques, aux côtés des résultats présentés dans les publications [132] et [133] de la Collaboration H1.

Q^2	δ analyse HERA II e^+p/e^-p	δ H1 HERA II e^-p	δ H1 HERA I
4 GeV^2			$0.69 \pm 0.32 \pm 0.17$
8 GeV^2	$0.60 \pm 0.19 \text{ (stat.) } \begin{matrix} +0.13 \\ -0.18 \end{matrix} \text{ (syst.)}$	$0.85 \pm 0.16 \pm 0.14$	$0.81 \pm 0.34 \pm 0.22$
15.5 GeV^2	$0.87 \pm 0.18 \text{ (stat.) } \begin{matrix} +0.11 \\ -0.11 \end{matrix} \text{ (syst.)}$	$0.61 \pm 0.18 \pm 0.19$	
25 GeV^2	$0.15 \pm 0.45 \text{ (stat.) } \begin{matrix} +0.19 \\ -0.36 \end{matrix} \text{ (syst.)}$	$1.21 \pm 0.42 \pm 0.29$	

TAB. 9.9 – Valeurs du paramètre δ respectivement mesurées en $Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$, 15.5 GeV^2 et 25 GeV^2 . Les premières erreurs mentionnées sont statistiques et les deux suivantes systématiques. Les valeurs obtenues dans cette analyse sont comparées aux résultats présentés dans les publications [132] et [133].

La figure 9.19 compare alors les valeurs du paramètre δ obtenues dans ce travail à celles publiées par la Collaboration H1 dans les articles [132] (HERA I) et [133] (HERA II e^-p). Les valeurs de Q^2 en lesquelles est déterminé le paramètre δ sont identiques dans cette analyse et dans la publication [133]. Les résultats présentés dans l'article [132] sont quant à eux situés aux plus petites valeurs de Q^2 et correspondent aux deux mesures en $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$ et 8 GeV^2 . A l'exception de la mesure du paramètre δ réalisée en $Q^2 = 25 \text{ GeV}^2$, on constate que les résultats fournis par les trois analyses s'accordent dans la limite des erreurs qui leur sont associées. Les valeurs de ces dernières sont d'autre part telles qu'il est impossible de mettre en évidence une éventuelle croissance du paramètre δ avec l'échelle dure Q^2 .

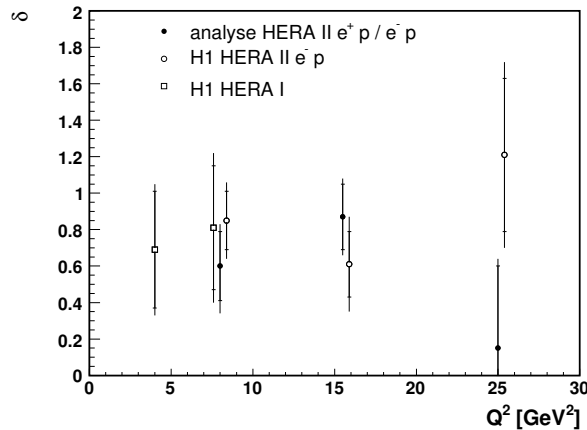


FIG. 9.19 – Valeurs du paramètre δ respectivement mesurées en $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$, 8 GeV^2 , 15.5 GeV^2 et 25 GeV^2 . Les résultats obtenus dans cette analyse sont comparés à ceux publiés par la Collaboration H1 dans les articles [132] (HERA I) et [133] (HERA II e^-p). La mesure du paramètre δ en $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$ est issue de la publication [132]. Les barres d'erreur internes correspondent aux erreurs statistiques, les barres d'erreur externes aux erreurs statistiques et systématiques additionnées en quadrature.

La valeur du paramètre b qui caractérise la dépendance exponentielle de la section efficace réduite différentielle en t est premièrement déterminée pour l'ensemble des données en $Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$ et $W = 82 \text{ GeV}$, le résultat de la mesure étant donné par :

$$b = 4.47 \pm 0.18 \text{ (stat.) } \pm_{-0.30}^{+0.35} \text{ (syst.) GeV}^{-2}.$$

La première erreur mentionnée est statistique et les deux suivantes systématiques. Cette valeur est inférieure de 2.5σ à celle présentée dans la publication [133] de la Collaboration H1 dont la mesure du paramètre b sur base de l'ensemble de l'échantillon de données considéré en $Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$ et $W = 82 \text{ GeV}$ est affectée par des erreurs statistique et systématique comparables et donnée par :

$$b = 5.45 \pm 0.19 \text{ (stat.) } \pm 0.34 \text{ (syst.) GeV}^{-2}.$$

Le paramètre b est ensuite déterminé en les différentes valeurs des variables Q^2 et W en lesquelles le comportement de la section efficace réduite différentielle en t est mesuré, $Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$, 15.5 GeV^2 et 25 GeV^2 respectivement pour une valeur de W égale à 82 GeV et $W = 40 \text{ GeV}$, 70 GeV et 100 GeV respectivement pour une valeur de Q^2 égale à 10 GeV^2 . Les valeurs obtenues sont présentées dans le tableau 9.10, les premières erreurs mentionnées étant statistiques et les deux suivantes systématiques, aux côtés des résultats présentés dans les publications [132] et [133] de la Collaboration H1.

analyse HERA II e^+p/e^-p			
$W = 82 \text{ GeV}$		$Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$	
Q^2	$b [\text{GeV}^{-2}]$	W	$b [\text{GeV}^{-2}]$
8 GeV^2	$4.63 \pm 0.26 \text{ (stat.) } \pm_{-0.33}^{+0.37} \text{ (syst.)}$	40 GeV	$4.76 \pm 0.48 \text{ (stat.) } \pm_{-0.29}^{+0.33} \text{ (syst.)}$
15.5 GeV^2	$4.55 \pm 0.29 \text{ (stat.) } \pm_{-0.31}^{+0.32} \text{ (syst.)}$	70 GeV	$4.73 \pm 0.25 \text{ (stat.) } \pm_{-0.32}^{+0.36} \text{ (syst.)}$
25 GeV^2	$4.48 \pm 0.57 \text{ (stat.) } \pm_{-0.49}^{+0.72} \text{ (syst.)}$	100 GeV	$4.28 \pm 0.29 \text{ (stat.) } \pm_{-0.41}^{+0.51} \text{ (syst.)}$
H1 HERA II e^-p			
$W = 82 \text{ GeV}$		$Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$	
Q^2	$b [\text{GeV}^{-2}]$	W	$b [\text{GeV}^{-2}]$
8 GeV^2	$5.84 \pm 0.30 \text{ (stat.) } \pm 0.35 \text{ (syst.)}$	40 GeV	$5.40 \pm 0.40 \text{ (stat.) } \pm 0.25 \text{ (syst.)}$
15.5 GeV^2	$5.16 \pm 0.26 \text{ (stat.) } \pm 0.30 \text{ (syst.)}$	70 GeV	$5.34 \pm 0.25 \text{ (stat.) } \pm 0.27 \text{ (syst.)}$
25 GeV^2	$5.09 \pm 0.55 \text{ (stat.) } \pm 0.60 \text{ (syst.)}$	100 GeV	$5.48 \pm 0.31 \text{ (stat.) } \pm 0.45 \text{ (syst.)}$
H1 HERA I			
$W = 71 \text{ GeV}$		$W = 82 \text{ GeV}$	
Q^2	$b [\text{GeV}^{-2}]$	Q^2	$b [\text{GeV}^{-2}]$
4 GeV^2	$6.66 \pm 0.54 \text{ (stat.) } \pm 0.43 \text{ (syst.)}$	8 GeV^2	$5.82 \pm 0.59 \text{ (stat.) } \pm 0.50 \text{ (syst.)}$

TAB. 9.10 – Valeurs du paramètre b respectivement mesurées en $Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$, 15.5 GeV^2 et 25 GeV^2 pour une valeur de W égale à 82 GeV et en $W = 40 \text{ GeV}$, 70 GeV et 100 GeV pour une valeur de Q^2 égale à 10 GeV^2 . Les premières erreurs mentionnées sont statistiques et les deux suivantes systématiques. Les valeurs obtenues dans cette analyse sont comparées aux résultats présentés dans les publications [132] (HERA I) et [133] (HERA II e^-p) de la Collaboration H1.

Les figures 9.20 (a) et (b) comparent alors les valeurs du paramètre b obtenues dans ce travail à celles publiées par la Collaboration H1 dans les articles [132] (HERA I) et [133] (HERA II e^-p). Les valeurs de W et Q^2 en lesquelles est déterminé le paramètre b sont identiques dans cette analyse et dans la publication [133]. Les résultats présentés dans l'article [132] sont quant à eux situés aux plus petites valeurs de Q^2 et correspondent aux deux mesures présentées sur la figure 9.20 (b) et respectivement

réalisées en $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$ pour une valeur de W égale à 71 GeV et en $Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$ pour une valeur de W égale à 82 GeV. On constate que les résultats fournis par les trois analyses présentent un certain désaccord, les valeurs du paramètre b obtenues dans ce travail étant systématiquement inférieures à celles publiées dans les articles [132] et [133].

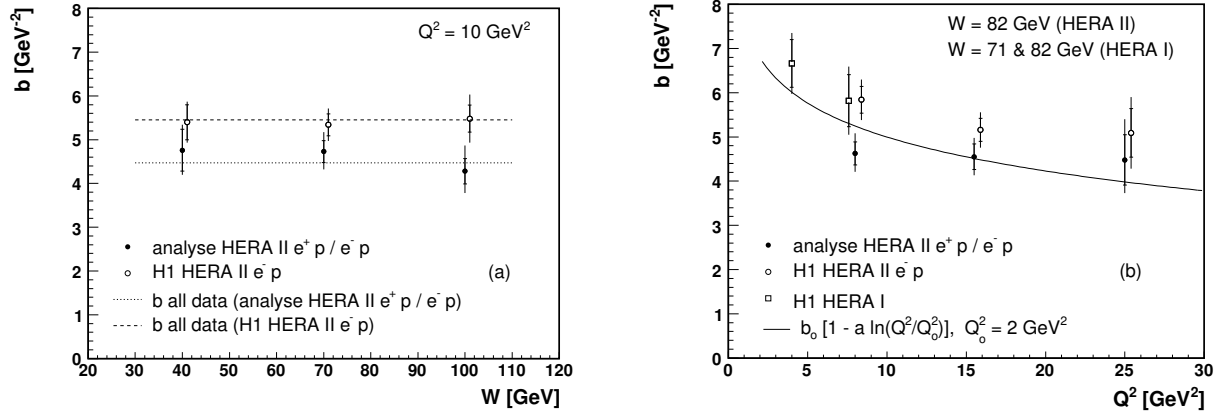


FIG. 9.20 – Valeurs du paramètre b respectivement mesurées en $W = 40 \text{ GeV}$, 70 GeV et 100 GeV pour une valeur de Q^2 égale à 10 GeV^2 (a) et en $Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$, 15.5 GeV^2 et 25 GeV^2 pour une valeur de W égale à 82 GeV (b). Les résultats obtenus dans cette analyse sont comparés à ceux publiés par la Collaboration H1 dans les articles [132] (HERA I) et [133] (HERA II e^-p). Les valeurs du paramètre b issues de la publication [132] sont respectivement mesurées en $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$ pour une valeur de W égale à 71 GeV et en $Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$ pour une valeur de W égale à 82 GeV . Les droites présentées sur la figure (a) correspondent aux valeurs du paramètre b obtenues dans ce travail et dans la publication [133] sur base de l'ensemble des échantillons de données respectivement considérés. La courbe présentée sur la figure (b) est le résultat d'une procédure d'ajustement par une fonction de la forme $b_0 [1 - a \ln(Q^2/Q_0^2)]$ où $Q_0^2 = 2 \text{ GeV}^2$ aux points obtenus dans cette analyse et dans la publication [132] (HERA I). Les barres d'erreur internes et externes sont définies comme précédemment.

Les mesures de la figure 9.20 (a) sont compatibles avec une absence de dépendance du paramètre b vis-à-vis de l'énergie W dans le référentiel du centre de masse γ^*p . Les deux droites présentées sur la figure correspondent respectivement aux valeurs du paramètre b déterminées dans ce travail et dans la publication [133] en $Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$ et $W = 82 \text{ GeV}$ sur base de l'ensemble des échantillons de données respectivement considérés dans les deux analyses. Cette indépendance de b vis-à-vis de W autorise l'utilisation directe sur la figure 9.20 (b) du point issu de la publication [132] et mesuré en $W = 71 \text{ GeV}$ aux côtés des autres résultats déterminés en $W = 82 \text{ GeV}$. La mesure du paramètre b en différentes valeurs de la virtualité Q^2 est alors comparée à la paramétrisation :

$$b(Q^2) = b_0 \left[1 - a \ln \left(\frac{Q^2}{Q_0^2} \right) \right] \quad (9.54)$$

proposée dans la référence [40] sur base de contraintes expérimentales issues de la mesure de la production diffractive du méson vecteur ρ par les Collaborations H1 [69] et ZEUS. Les valeurs des paramètres b_0 , a et Q_0^2 mentionnées dans l'article [40] pour décrire le comportement de la pente en t de la section efficace de production diffractive du méson vecteur ρ sont respectivement données par $b_0 = 8 \text{ GeV}^{-2}$, $a = 0.15$ et $Q_0^2 = 2 \text{ GeV}^2$. Une procédure d'ajustement aux points obtenus dans cette analyse et dans la publication [132] (HERA I) par une fonction de la forme 9.54 dans laquelle l'échelle Q_0^2 est fixée à 2 GeV^2 est alors réalisée en considérant l'erreur totale - erreurs statistique et systématique additionnées en quadrature - sur chacune des valeurs de b respectivement déterminées en $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$, 8 GeV^2 , 15.5 GeV^2 et 25 GeV^2 . Les résultats obtenus pour les paramètres a et b_0 sont donnés par :

$$\boxed{\begin{aligned} a &= 0.16 \pm 0.05, \\ b_0 &= 6.78 \pm 0.82 \text{ GeV}^{-2}. \end{aligned}}$$

On note que ces derniers sont compatibles avec ceux présentés dans la publication [133] de la Collaboration H1 et que la procédure d'ajustement fournit une valeur du χ^2/ndf égale à 1.26 et un coefficient de corrélation ρ entre les paramètres a et b_0 égal à 0.67.

Ceci conclut la section consacrée à la détermination des paramètres n , δ et b . On va à présent aborder l'erreur systématique sur la section efficace réduite qui découle des incertitudes sur les paramètres n et δ dans la procédure d'extraction.

9.4 Erreurs systématiques liées à la procédure d'extraction

Pour déterminer les erreurs systématiques sur la section efficace réduite qu'engendrent les incertitudes sur les paramètres n et δ , on répète les procédures d'extraction en fixant l'un des paramètres à sa valeur centrale (n_0 ou δ_0) et l'autre à sa valeur maximale (n_{max} ou δ_{max}) ou minimale (n_{min} ou δ_{min}) en lieu et place de les considérer comme libres dans la procédure itérative déterminant les sections efficaces réduites. En notant le résultat obtenu pour le paramètre n sous la forme générale :

$$n = n_0 \pm \Delta n_{stat} \begin{matrix} + \Delta n_{sys}^{up} \\ - \Delta n_{sys}^{down} \end{matrix}, \quad (9.55)$$

les valeurs minimale et maximale n_{min} et n_{max} sont définies au travers des relations :

$$n_{max} = n_0 + \sqrt{\Delta^2 n_{stat} + \Delta^2 n_{sys}^{up}}, \quad (9.56)$$

$$n_{min} = n_0 - \sqrt{\Delta^2 n_{stat} + \Delta^2 n_{sys}^{down}}, \quad (9.57)$$

les valeurs minimale et maximale du paramètre δ étant définies de manière identique. La procédure suivie est alors la suivante. On extrait premièrement les sections efficaces réduites au niveau $\gamma^*p \rightarrow \gamma p$ sur base des valeurs nominales des sections efficaces différentielles au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$ en fixant successivement les paramètres n et δ aux quatre couples (n_0, δ_{min}) , (n_0, δ_{max}) , (δ_0, n_{min}) et (δ_0, n_{max}) . On obtient ainsi quatre valeurs $\sigma(\delta_{min})$, $\sigma(\delta_{max})$, $\sigma(n_{min})$ et $\sigma(n_{max})$ pour chacune des sections efficaces réduites recherchées. En désignant par σ_i l'une de ces valeurs et par σ_0 la valeur centrale de la section efficace réduite, les erreurs systématiques relatives $\Delta\sigma_i$ sont alors données par la relation :

$$\Delta\sigma_i = 100 \cdot \frac{\sigma_i - \sigma_0}{\sigma_0} [\%]. \quad (9.58)$$

Les erreurs systématiques relatives totales $\Delta\sigma_{tot}^\pm$ s'obtiennent quant à elles à partir des relations :

$$\Delta\sigma_{tot}^+ = \sqrt{\sum_i \Delta\sigma_i^{>2}} [\%], \quad (9.59)$$

$$\Delta\sigma_{tot}^- = \sqrt{\sum_i \Delta\sigma_i^{<2}} [\%], \quad (9.60)$$

dans lesquelles les quantités $\Delta\sigma_i^>$ et $\Delta\sigma_i^<$ représentent les erreurs systématiques relatives $\Delta\sigma_i$ dont les valeurs sont respectivement positives et négatives. L'erreur systématique relative $\Delta\sigma_{tot}$ associée à chacune des valeurs de la section efficace réduite est alors finalement donnée par l'expression :

$$\Delta\sigma_{tot} = \text{Max}(\Delta\sigma_{tot}^+, \Delta\sigma_{tot}^-). \quad (9.61)$$

Les valeurs des erreurs systématiques engendrées par les incertitudes sur les paramètres n et δ dans la procédure d'extraction sont mentionnées dans l'appendice F. Elles atteignent au maximum 5 % pour la section efficace réduite mesurée en fonction de Q^2 et 8 % pour la section efficace réduite

mesurée en fonction de W et la section efficace réduite différentielle en t déterminées pour l'ensemble de l'échantillon de données. Pour la section efficace réduite mesurée en fonction de W en différentes valeurs de la virtualité Q^2 , elles atteignent au maximum 1 %, 2 % et 5 % en $Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$, 15.5 GeV^2 et 25 GeV^2 respectivement. Pour la section efficace réduite différentielle en t mesurée en différentes valeurs de Q^2 , leurs valeurs sont respectivement de 3%, 3 % et 5 % en $Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$, 15.5 GeV^2 et 25 GeV^2 . Pour sa mesure en différentes valeurs de W , les erreurs sont de l'ordre de 3 % en $W = 40 \text{ GeV}$, 70 GeV et 100 GeV . On note que pour la section efficace réduite différentielle en t , les incertitudes sur les paramètres n et δ se propagent à la mesure de la section efficace sous la forme d'un simple facteur global de normalisation. On note également que les valeurs de la section efficace réduite présentées dans la publication [133] de la Collaboration H1 ne sont pas extraites en supposant pour cette dernière la dépendance fonctionnelle en Q^2 et y présentée dans la relation 9.42 mais au travers de la relation :

$$\sigma_{DVCS}^{\gamma^*p \rightarrow \gamma p}(Q_0^2, y_0) = \frac{N_{data} - N_{bkgrd}}{N_{DVCS reco}} \frac{1 + \delta_{rad}}{\varepsilon} \sigma_{DVCS theo}^{\gamma^*p \rightarrow \gamma p}(Q_0^2, y_0) \quad (9.62)$$

dans laquelle les quantités N_{data} , N_{bkgrd} et $N_{DVCS reco}$ désignent respectivement le nombre d'événements de l'échantillon de données présents dans chacun des intervalles considérés pour déterminer la section efficace réduite, le nombre d'événements de bruit de fonds et le nombre d'événements DVCS élastiques simulés par la méthode de MonteCarlo, la grandeur $\sigma_{DVCS theo}$ désignant quant à elle la section efficace réduite théorique du processus DVCS élastique [40] sous-tendant la simulation utilisée dans l'analyse. Les relations 9.47 et 9.62 sont parfaitement équivalentes, la dernière permettant cependant de supprimer les erreurs systématiques sur la section efficace réduite engendrées par les incertitudes sur les paramètres n et δ dans la procédure d'extraction. On note encore que l'analyse à la base de la publication [133] montre la présence d'un biais systématique valant de 1 à 3 % entre les valeurs des sections efficaces réduites respectivement extraites en recourant aux relations 9.47 et 9.62, l'existence de ce biais étant totalement couverte par les erreurs systématiques déterminées dans cette section. L'ensemble des erreurs systématiques étant précisé et déterminé, on présente finalement dans l'appendice G les valeurs de la section efficace réduite aux côtés de leurs erreurs statistiques et systématiques totales.

Cela étant, on va à présent aborder la comparaison de certains des résultats obtenus dans ce travail aux prédictions NLO de la QCD perturbative [40] basées sur le formalisme des distributions partoniques généralisées (GPD) et sous-tendant la simulation MonteCarlo du processus DVCS élastique utilisée dans cette analyse et dans la publication [133] de la Collaboration H1.

9.5 Comparaison des résultats aux prédictions QCD NLO

Les figures 9.21 (a) et 9.21 (b) comparent la section efficace réduite du processus DVCS élastique respectivement mesurée en fonction de Q^2 pour une valeur de W égale à 82 GeV et en fonction de W pour une valeur de Q^2 égale à 8 GeV^2 aux prédictions NLO de la QCD perturbative [40] basées sur le formalisme des GPD. Les résultats obtenus dans ce travail sont présentés aux côtés de ceux publiés par la Collaboration H1 dans les articles [132] (HERA I) et [133] (HERA II e^-p) et de ceux publiés par la Collaboration ZEUS dans la référence [61].

Dans la région $X > \zeta$ où l'évolution des distributions partoniques généralisées est gouvernée par une équation de type DGLAP, la dépendance fonctionnelle des GPD en la variable X en l'échelle de factorisation μ^2 est donnée par celle des fonctions de distribution partonique classiques $q(x; \mu^2)$ et $g(x; \mu^2)$ pour lesquelles les paramétrisations MRST2001 et CTEQ6M sont respectivement utilisées. La dépendance en t des GPD est quant à elle factorisée et supposée de forme exponentielle. Dans la région des petites valeurs de la variable x_b de Björken correspondant à cette analyse, la distribution partonique généralisée H fournit la contribution dominante à la section efficace du processus DVCS

élastique et les distributions des quarks et des gluons sont dès lors respectivement données dans le domaine DGLAP en l'échelle de factorisation μ^2 par les expressions :

$$H^q(X, \zeta, t; \mu^2) = \frac{1}{1 - \zeta/2} q\left(\frac{X - \zeta/2}{1 - \zeta/2}; \mu^2\right) e^{-b|t|}, \quad (9.63)$$

$$H^g(X, \zeta, t; \mu^2) = \frac{1}{1 - \zeta/2} g\left(\frac{X - \zeta/2}{1 - \zeta/2}; \mu^2\right) e^{-b|t|}. \quad (9.64)$$

Dans la région $X < \zeta$ où l'évolution des GPD est gouvernée par une équation de type ERLB, les distributions associées aux quarks et aux gluons sont paramétrisées par des fonctions analytiques simples satisfaisant aux propriétés de symétrie des GPD et aux conditions de continuité entre les deux domaines d'évolution en $X = \zeta$. Les dépendances des distributions partoniques généralisées en la virtualité Q^2 et le terme d'asymétrie ζ sont alors générées dynamiquement par les équations d'évolution dans chacune des régions DGLAP et ERLB.

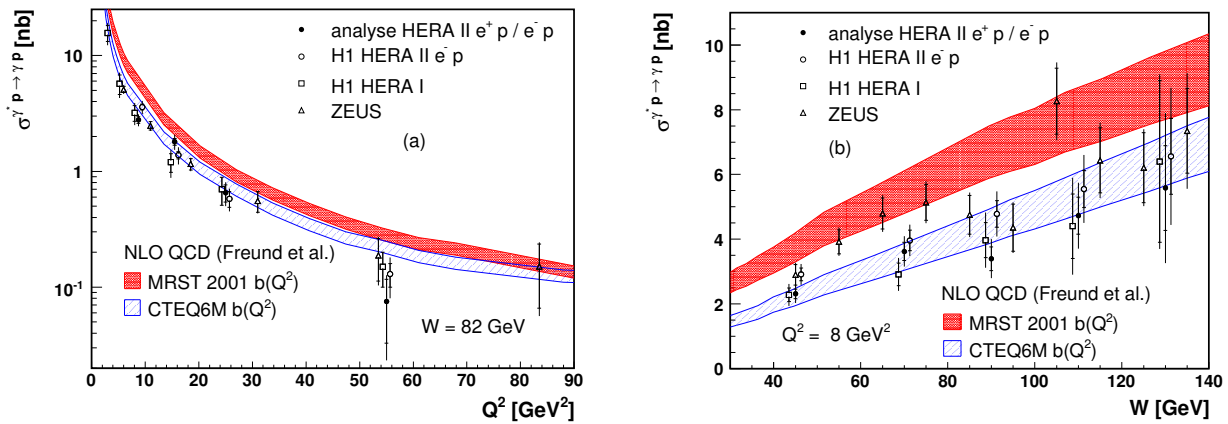


FIG. 9.21 – Comparaison de la section efficace réduite du processus DVCS élastique respectivement mesurée en fonction de Q^2 pour une valeur de W égale à 82 GeV et en fonction de W pour une valeur de Q^2 égale à 8 GeV² aux prédictions NLO de la QCD perturbative [40] utilisant respectivement les paramétrisations MRST2001 et CTEQ6M des fonctions de distribution partonique classiques pour décrire le comportement des GPD dans la région d'évolution de type DGLAP. L'expression du paramètre $b(Q^2)$ intervenant dans le facteur de normalisation de la section efficace réduite est donnée par la relation 9.54, la bande d'incertitude associée à chacune des prédictions correspondant à l'erreur sur la valeur du paramètre b_0 déterminée dans cette analyse, $b_0 = 6.78 \pm 0.82$, le paramètre a étant quant à lui fixé à sa valeur centrale $a = 0.16$. Les résultats obtenus sont comparés à ceux publiés par la Collaboration H1 dans les articles [132] et [133] et à ceux publiés par la Collaboration ZEUS dans la référence [61]. Les barres d'erreur internes correspondent aux erreurs statistiques, les barres d'erreur externes aux erreurs statistiques et systématiques additionnées en quadrature.

On observe un très bon accord entre les mesures de la section efficace réduite en Q^2 et en W et les prédictions NLO de la QCD perturbative aussi bien du point de vue de la dépendance fonctionnelle que de la normalisation de la section efficace. L'expression du paramètre $b(Q^2)$ intervenant dans cette dernière est donnée par la relation 9.54, la bande d'incertitude associée à chacune des prédictions correspondant à l'erreur sur la valeur du paramètre b_0 déterminée dans cette analyse, le paramètre a étant quant à lui fixé à sa valeur centrale. On observe que l'incertitude sur les prédictions théoriques engendrée par celle qui affecte la paramétrisation des GPD dans le domaine DGLAP en l'échelle de factorisation μ^2 - mise en évidence par l'utilisation des paramétrisations MRST2001 et CTEQ6M - est supérieure à l'incertitude engendrée par l'erreur sur la mesure du paramètre b_0 . On peut donc en conclure que les prédictions basées sur la paramétrisation CTEQ6M décrivent mieux les données, la

paramétrisation MRST2001 pouvant être exclue pour la paramétrisation de la région ERBL choisie par Freund. On observe également que l'accord entre les données et les prédictions théoriques ne permet pas de justifier l'existence d'une corrélation d'impulsion intrinsèque entre les partons participant à l'interaction dure.

Les figures 9.22 (a) et 9.22 (b) comparent la section efficace réduite du processus DVCS élastique mesurée en fonction des variables Q^2 et W aux prédictions NLO de la QCD perturbative [40] basées sur la paramétrisation CTEQ6M des fonctions de distribution partonique classiques pour une valeur du paramètre b intervenant dans le facteur de normalisation de la section efficace réduite respectivement donnée par la mesure $b = 4.47 \pm 0.18$ (stat.) $\pm_{-0.30}^{+0.35}$ (syst.) et par la relation 9.54 définissant la paramétrisation $b(Q^2)$ dans laquelle $b_0 = 6.78 \pm 0.82$. La bande d'incertitude associée à chacune des prédictions correspond aux erreurs sur les paramètres b et b_0 déterminés dans cette analyse, le paramètre a étant quant à lui fixé à sa valeur centrale. On observe que la prise en compte de la dépendance en Q^2 du paramètre b dans les prédictions théoriques améliore effectivement la description que ces dernières donnent de la mesure dans le domaine des petites valeurs de Q^2 .

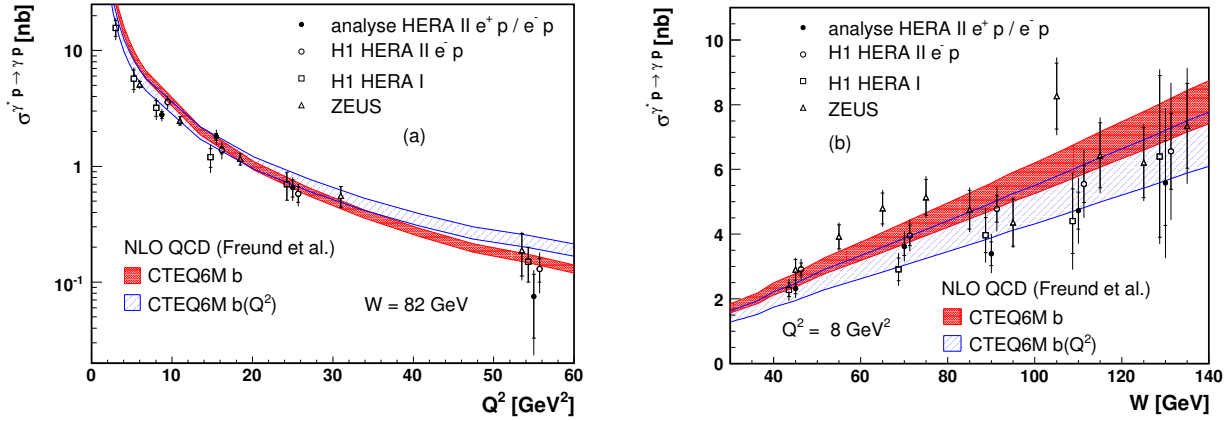


FIG. 9.22 – Comparaison de la section efficace réduite du processus DVCS élastique respectivement mesurée en fonction de Q^2 pour une valeur de W égale à 82 GeV et en fonction de W pour une valeur de Q^2 égale à 8 GeV² aux prédictions NLO de la QCD perturbative [40] utilisant la paramétrisation CTEQ6M des fonctions de distribution partonique classiques. La valeur du paramètre b est respectivement donnée par la mesure $b = 4.47 \pm 0.18$ (stat.) $\pm_{-0.30}^{+0.35}$ (syst.) et par la relation 9.54 définissant la paramétrisation $b(Q^2)$ dans laquelle $b_0 = 6.78 \pm 0.82$. La bande d'incertitude associée à chacune des prédictions correspond aux erreurs sur les paramètres b et b_0 déterminés dans cette analyse, le paramètre a étant quant à lui fixé à sa valeur centrale $a = 0.16$. Les résultats obtenus sont comparés à ceux publiés par la Collaboration H1 dans les articles [132] (HERA I) et [133] (HERA II e^-p) et à ceux publiés par la Collaboration ZEUS dans la référence [61]. Les barres d'erreur internes et externes sont définies comme précédemment.

Conclusions et Perspectives

Ce travail a présenté l'étude d'un processus diffractif exclusif particulier, le processus de diffusion Compton à haute virtualité ou DVCS (Deeply Virtual Compton Scattering), $ep \rightarrow ep\gamma$, qui correspond à la diffusion d'un photon hautement virtuel par le proton, $\gamma^*p \rightarrow \gamma p$, dans le domaine cinématique $6.5 < Q^2 < 80 \text{ GeV}^2$, $30 < W < 140 \text{ GeV}$ et $|t| < 1 \text{ GeV}^2$, Q^2 désignant la virtualité du photon échangé, W l'énergie dans le référentiel du centre de masse du système γ^*p et t le carré du transfert de quadri-impulsion au vertex du proton. Les données utilisées dans ce travail ont été enregistrées au cours des années 2004 et 2005 et correspondent à une luminosité intégrée de 134.8 pb^{-1} , soit une valeur près de trois fois supérieure à celle correspondant aux mesures du processus DVCS réalisées au cours de la phase HERA I.

Le processus DVCS étant caractérisé par un transfert non-nul dans la voie t et par une asymétrie entre les fractions de l'impulsion longitudinale du proton emportées par les partons participant à l'échange diffractif, la description de la dynamique non-perturbative qui gouverne la structure interne du proton nécessite l'introduction d'une nouvelle classe de fonctions, les distributions partoniques généralisées ou GPD, dans la formulation du théorème de factorisation du processus DVCS. Contrairement aux fonctions de distribution partonique classiques qui sont accessibles au travers de la mesure d'événements DIS $ep \rightarrow eX$ et qui fournissent uniquement les distributions des partons en fonction de leur fraction d'impulsion longitudinale x , les GPD donnent également accès aux distributions des partons dans le plan transverse à la direction de propagation du proton. Le processus DVCS est actuellement le seul processus diffractif exclusif totalement calculable dans le cadre de la QCD perturbative. Sa description théorique précise et sa signature expérimentale simple permettent de réaliser un test précis de la description que fournit la QCD de l'échange diffractif et de contraindre les paramétrisations des GPD qui interviennent dans l'expression de sa section efficace. Le processus DVCS donnant lieu à un état final identique à celui du processus purement électromagnétique de Bethe-Heitler ou BH dans lequel le photon est émis par l'électron incident ou diffusé, la section efficace de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ reçoit les contributions directes des processus DVCS et BH ainsi que celle de leurs termes d'interférence. Les mesures de différentes asymétries permettent d'accéder à la contribution des termes d'interférence qui dépend des parties réelle et imaginaire de l'amplitude du processus DVCS. La mesure de l'asymétrie de spin ou SSA permet ainsi d'accéder à la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion tandis que celle de l'asymétrie de charge ou CA permet d'accéder à sa partie réelle.

La section efficace du processus DVCS élastique a été déterminée dans un premier temps au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$ de façon simplement différentielle en Q^2 , W et t et doublement différentielle en $Q^2 - W$, $Q^2 - t$ et $W - t$. Les expressions de la section efficace réduite du processus DVCS élastique au niveau $\gamma^*p \rightarrow \gamma p$ ont été extraites dans un deuxième temps en fonction des invariants Q^2 , W et t . Ces trois premières mesures ont été réalisées sur base de l'ensemble des événements présents dans les échantillons de données utilisés. Les paramètres n , δ et b caractérisant respectivement les dépendances de la section efficace réduite vis-à-vis des grandeurs Q^2 , W et t ont également été déterminés et les mesures obtenues pour le paramètre n en $W = 82 \text{ GeV}$, pour le paramètre δ en $Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$ et pour le paramètre b en $W = 82 \text{ GeV}$ et $Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$ fournissent respectivement les valeurs $n = 1.50 \pm 0.09 \text{ (stat.) } \pm_{-0.13}^{+0.17} \text{ (syst.)}$,

$\delta = 0.74 \pm 0.12$ (stat.) $^{+0.13}_{-0.15}$ (syst.) et $b = 4.47 \pm 0.18$ (stat.) $^{+0.35}_{-0.30}$ (syst.) GeV^{-2} . Le comportement en Q^2 de l'interaction, en excluant l'effet du propagateur du photon virtuel, est dès lors caractérisé par un exposant $\alpha \sim 0.5$ - $H(Q^2) \sim 1/Q$ dans la relation 9.43 - et la section efficace du processus DVCS élastique au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$ présente une dépendance en Q^2 plus forte que celle du processus purement électromagnétique de Bethe-Heitler, $d\sigma/dQ^2 \sim 1/Q^5$ pour le processus DVCS contre $d\sigma/dQ^2 \sim 1/Q^4$ pour le processus BH. La forte dépendance de la section efficace réduite avec W est en accord avec les prédictions de la QCD perturbative et indique que les valeurs de l'échelle dure Q^2 sont suffisamment élevées pour que le régime perturbatif soit atteint. On note que la mesure du paramètre δ en $Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$ est compatible avec la valeur du paramètre $\lambda \sim 0.2$ qui caractérise le comportement de la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ du proton dans l'intervalle $2 \cdot 10^{-4} < x < 10^{-2}$ et $Q^2 = 8.5 \text{ GeV}^2$.

Les mesures ont ensuite été présentées pour le comportement de la section efficace réduite en fonction de W en différentes valeurs de la virtualité Q^2 respectivement données par $Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$, 15.5 GeV^2 et 25 GeV^2 ainsi que pour le comportement de la section efficace réduite différentielle en t en différentes valeurs des invariants Q^2 et W respectivement données par $Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$, 15.5 GeV^2 et 25 GeV^2 pour une valeur de W égale à 82 GeV et par $W = 40 \text{ GeV}$, 70 GeV et 100 GeV pour une valeur de Q^2 égale à 10 GeV^2 . Les mesures du paramètre δ en différentes valeurs de Q^2 sont compatibles dans la limite des erreurs qui les affectent avec un comportement constant de la pente en W quelque soit la virtualité du photon échangé. Cette observation suggère que le régime perturbatif est déjà pleinement atteint aux plus petites valeurs du domaine en Q^2 au sein duquel la mesure est réalisée. Les mesures du paramètre b caractérisant la pente exponentielle en t en différentes valeurs de W sont quant à elles compatibles avec l'absence de dépendance du paramètre b vis-à-vis de l'énergie W , tandis que les mesures du paramètre b en différentes valeurs de Q^2 montrent que l'évolution en Q^2 de la pente en t est correctement décrite par une dépendance linéaire en le logarithme de la virtualité. Si les résultats obtenus dans ce travail pour les mesures de la section efficace du processus DVCS élastique et pour celles des paramètres n , δ et b sont globalement en accord avec ceux publiés par la Collaboration H1 dans les articles [132] (HERA I) et [133] (HERA II e^-p), des différences systématiques sont cependant observées en certains points de mesure, essentiellement dans le domaine $6.5 < Q^2 < 20 \text{ GeV}^2$, pour les sections efficaces simplement et doublement différentielles en cette variable et pour les paramètres $\delta(Q^2)$ et $b(Q^2)$ qui caractérisent les sections efficaces réduites correspondantes. Le désaccord entre les différentes mesures est le reflet de celui observé entre les données et la simulation MonteCarlo aux grandes valeurs de l'angle polaire θ_e de l'électron diffusé dans le SpaCal. La compréhension de ce problème et l'amélioration de l'accord entre les données et la simulation MonteCarlo pour la distribution de l'angle polaire θ_e devraient faire l'objet d'une étude dans un travail ultérieur. Les erreurs systématiques dominantes qui affectent les mesures de la section efficace ont essentiellement pour origine l'incertitude sur la mesure de l'angle polaire θ_e et l'incertitude sur la soustraction du bruit de fonds BH.

La comparaison des résultats obtenus pour les paramètres δ et b du processus DVCS à ceux caractérisant la production diffractive de mésons vecteurs $\gamma^* p \rightarrow VMp$ pour les mésons vecteurs ρ , ϕ et J/ψ montre une grande cohérence entre les différentes mesures et suggère l'existence d'un comportement universel [138] en fonction de l'échelle $Q^2 + M_V^2$ dans laquelle M_V désigne la masse du méson vecteur considéré. L'évolution des paramètres δ et b en fonction de l'échelle $Q^2 + M_V^2$ reflète la transition entre les régimes non-perturbatif et perturbatif et la compatibilité entre les valeurs de δ et de b associées au processus DVCS en $Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$ et celles associées au méson vecteur J/ψ en $Q^2 + M_V^2 \sim 10 \text{ GeV}^2$ indique à nouveau que le régime perturbatif est pleinement atteint dans le domaine en Q^2 au sein duquel on réalise la mesure du processus DVCS.

Les dépendances de la section efficace réduite du processus DVCS élastique en fonction des invariants Q^2 et W ont finalement été comparées aux prédictions NLO [40, 50] de la QCD perturbative basées sur le formalisme des distributions partoniques généralisées. La paramétrisation utilisée pour ces

dernières est fournie par Freund et al. [40] et les distributions partoniques classiques utilisées pour formuler la dépendance fonctionnelle des GPD en l'échelle initiale Q_0^2 dans le domaine DGLAP sont données par les paramétrisations CTEQ6M et MRST2001. Un très bon accord est observé entre les résultats obtenus et les prédictions théoriques, tant au niveau des dépendances cinématiques qu'au niveau de la normalisation de la section efficace. La comparaison des données aux prédictions théoriques ne permet pas de justifier l'existence d'une corrélation d'impulsion intrinsèque entre les partons participant à l'interaction dure et montre que les prédictions basées sur la paramétrisation CTEQ6M décrivent mieux les données, la paramétrisation MRST2001 pouvant être exclue pour la paramétrisation de la région ERL choisie par Freund.

Le théorème de factorisation relatif à l'électroproduction diffractive de mésons vecteurs étant uniquement démontré dans le cas de la production d'un méson vecteur par un photon virtuel longitudinalement polarisé, la comparaison des prédictions de la QCD perturbative basées sur le formalisme des GPD aux résultats de la mesure de l'électroproduction diffractive de mésons vecteurs n'est pas aisée. En outre, si l'étude des GPD a fait l'objet de travaux théoriques importants au cours de ces dix dernières années, leur extraction à partir des données expérimentales, sur base d'une combinaison des différentes mesures de la section efficace et des asymétries, n'en est actuellement qu'à ses débuts. La mesure de la section efficace du processus DVCS à HERA dans le domaine des petites valeurs de la variable x de Björken joue à ce niveau un rôle particulier de part sa description théorique précise et sa signature expérimentale simple et du fait que l'amplitude du processus DVCS fait essentiellement intervenir la seule GDP $H(x, \xi, t)$ associée aux quarks ou aux gluons.

On conclut en mentionnant deux mesures qu'il pourrait être intéressant de réaliser dans un avenir proche. La première concerne l'extension du domaine en W aux plus petites valeurs de l'énergie dans le référentiel du centre de masse du système $\gamma^* p$, $W < 30$ GeV, qui permettrait de mieux contraindre le comportement de la section efficace réduite en fonction de W en limitant le bras de levier important qu'offre à la procédure d'ajustement l'absence de mesures dans cette région. Le deuxième niveau du système de déclenchement associé au processus DVCS permet de conserver les événements pour lesquels le photon est diffusé dans la partie avant du calorimètre LAr (région IF) avec une efficacité de l'ordre de 80 % à partir de la fin de l'année 2005. Une telle analyse pourrait donc se baser sur les données enregistrées au cours de l'année 2006 ($\mathcal{L} = 69.7 \text{ pb}^{-1}$ en $e^- p$ et 98.2 pb^{-1} en $e^+ p$) et au début de l'année 2007 ($\mathcal{L} = 52.5 \text{ pb}^{-1}$ en $e^+ p$). On note que l'identification des photons émis dans la région avant du calorimètre LAr nécessite une étude détaillée de l'efficacité de reconstruction de trace du trajectographe avant FTD ainsi que du taux de conversion des photons qui le traversent. La deuxième mesure concerne l'extension au domaine des grandes valeurs de W de la détermination de l'asymétrie de charge dont une première mesure préliminaire a été réalisée par la Collaboration H1 [39] dans le domaine $30 < W < 140$ GeV. La mesure de l'asymétrie de charge dans le domaine étendu aux grandes valeurs de W est accessible au travers de l'analyse des événements $ep \rightarrow ep\gamma$ pour lesquels l'électron et le photon sont tous deux détectés dans le calorimètre SpaCal. Si l'échantillon d'événements auquel une telle configuration donne lieu est dominé par le processus de Bethe-Heitler, il reçoit cependant une contribution non-négligeable du terme d'interférence entre les processus DVCS et BH. Les contributions directes des processus DVCS et BH étant identiques pour des faisceaux d'électrons ou de positons et la contribution du terme d'interférence dépendant quant à elle de la charge du faisceau, le bruit de fonds dominant associé aux événements BH disparaît dans la mesure de l'asymétrie de charge qui donne directement accès à la contribution du terme d'interférence.

A. Contribution des émissions de gluons réels

L'amplitude \mathcal{M}_μ associée au processus d'émission d'un gluon réel $\gamma^*q \rightarrow qg$ est représentée par la somme des deux diagrammes de la figure A.1 dans lesquels p_i et l désignent respectivement les quadri-impulsions des quarks incident et diffusé, q représentant la quadri-impulsion du photon virtuel et r celle du gluon réel émis. La quadri-impulsion du quark virtuel est notée k dans le diagramme $\mathcal{M}_{1\mu}$ où l'émission du gluon a lieu avant l'interaction dure et k' dans le diagramme $\mathcal{M}_{2\mu}$ pour lequel le gluon est émis après la diffusion au niveau partonique. Les états de spin des quarks incident et diffusé sont respectivement notés s et s' , l'état de polarisation du gluon réel étant désigné par λ et les états de couleur du quark incident, du quark diffusé et du gluon émis étant noté a, b, c . Dans ces notations, le carré de l'amplitude invariante associée au processus $\gamma^*q \rightarrow qg$ a pour expression :

$$\begin{aligned}
 |\mathcal{M}|_{\mu\nu}^2 &= \mathcal{M}_\mu \mathcal{M}_\nu^* \\
 &= |\mathcal{M}_1|_{\mu\nu}^2 + \mathcal{M}_{1\mu} \mathcal{M}_{2\nu}^* + \mathcal{M}_{2\mu} \mathcal{M}_{1\nu}^* + |\mathcal{M}_2|_{\mu\nu}^2 \\
 &= |\mathcal{M}_1|_{\mu\nu}^2 + 2\mathcal{R}(\mathcal{M}_{1\mu} \mathcal{M}_{2\nu}^*) + |\mathcal{M}_2|_{\mu\nu}^2.
 \end{aligned} \tag{A.1}$$

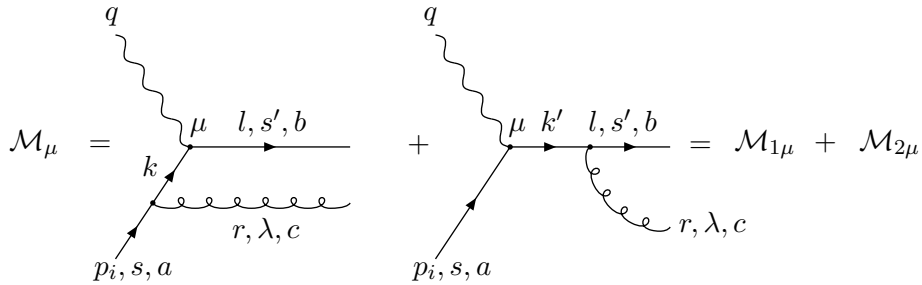


FIG. A.1 – Amplitudes associées à la diffusion au niveau partonique à l'ordre α_s correspondant respectivement à l'émission d'un gluon réel par les quarks incident et diffusé.

En désignant par $u(p_i, s)$ et $u(l, s')$ les spineurs associés aux quarks initial et final, par $\varepsilon_\alpha(\lambda, r)$ le quadrivecteur de polarisation du gluon émis et par e_q la charge du quark en unité de la charge électronique, les amplitudes $\mathcal{M}_{1\mu}$, $\mathcal{M}_{2\mu}$ et leurs complexes conjugués sont données par les relations :

$$\mathcal{M}_{1\mu} = e_q g \bar{u}(l, s') \gamma_\mu \frac{\not{k}}{k^2} \varepsilon_\alpha(\lambda, r) \frac{\lambda_{ab}^c}{2} \gamma^\alpha u(p_i, s), \tag{A.2}$$

$$\mathcal{M}_{1\nu}^* = e_q g \bar{u}(p_i, s) \gamma^\beta \frac{\lambda_{bd}^c}{2} \varepsilon_\beta^*(\lambda, r) \frac{\not{k}}{k^2} \gamma_\nu u(l, s'), \tag{A.3}$$

$$\mathcal{M}_{2\mu} = e_q g \bar{u}(l, s') \frac{\lambda_{ab}^c}{2} \gamma^\alpha \varepsilon_\alpha(\lambda, r) \frac{\not{k}'}{k'^2} \gamma_\mu u(p_i, s), \tag{A.4}$$

$$\mathcal{M}_{2\nu}^* = e_q g \bar{u}(p_i, s) \gamma_\nu \frac{\not{k}'}{k'^2} \varepsilon_\beta^*(\lambda, r) \gamma^\beta \frac{\lambda_{bd}^c}{2} u(l, s'). \tag{A.5}$$

Les carrés des amplitudes invariantes moyennées sur les états de spin et les états de couleur de l'état

initial et sommées sur les états de spin, de couleur et de polarisation de l'état final s'écrivent :

$$\begin{aligned}\overline{|\mathcal{M}_1|_{\mu\nu}^2} &= \frac{1}{6} \sum_{s,s',\lambda} \sum_{a,b,c,d} |\mathcal{M}_1|_{\mu\nu}^2, \\ \overline{|\mathcal{M}_2|_{\mu\nu}^2} &= \frac{1}{6} \sum_{s,s',\lambda} \sum_{a,b,c,d} |\mathcal{M}_2|_{\mu\nu}^2, \\ \overline{2\mathcal{R}(\mathcal{M}_{1\mu}\mathcal{M}_{2\nu}^*)} &= \frac{1}{3} \sum_{s,s',\lambda} \sum_{a,b,c,d} \mathcal{R}(\mathcal{M}_{1\mu}\mathcal{M}_{2\nu}^*).\end{aligned}\tag{A.6}$$

En remarquant que la somme sur les produits matriciels des générateurs de $SU(3)_c$ fournit le facteur :

$$\sum_{a,b,c,d} \frac{\lambda_{ab}^c \lambda_{bd}^c}{2 \cdot 2} = \frac{4}{3} \sum_{a,d} \delta_{ad} = 4,\tag{A.7}$$

on obtient pour expression des amplitudes A.6 :

$$\begin{aligned}\overline{|\mathcal{M}_1|_{\mu\nu}^2} &= \frac{2}{3} \frac{e_q^2 g^2}{k^4} \sum_{\lambda} \varepsilon_{\alpha}(\lambda, r) \varepsilon_{\beta}^*(\lambda, r) \text{tr}(\not{l} \gamma_{\mu} \not{k} \gamma^{\alpha} \not{p}_i \gamma^{\beta} \not{k} \gamma_{\nu}), \\ \overline{|\mathcal{M}_2|_{\mu\nu}^2} &= \frac{2}{3} \frac{e_q^2 g^2}{k'^4} \sum_{\lambda} \varepsilon_{\alpha}(\lambda, r) \varepsilon_{\beta}^*(\lambda, r) \text{tr}(\not{l} \gamma^{\alpha} \not{k}' \gamma_{\mu} \not{p}_i \gamma_{\nu} \not{k}' \gamma^{\beta}), \\ \overline{2\mathcal{R}(\mathcal{M}_{1\mu}\mathcal{M}_{2\nu}^*)} &= \frac{4}{3} \frac{e_q^2 g^2}{k^2 k'^2} \sum_{\lambda} \varepsilon_{\alpha}(\lambda, r) \varepsilon_{\beta}^*(\lambda, r) \text{tr}(\not{l} \gamma_{\mu} \not{k} \gamma^{\alpha} \not{p}_i \gamma_{\nu} \not{k}' \gamma^{\beta}).\end{aligned}\tag{A.8}$$

Afin de déterminer ces dernières, on se place dans une jauge de Lorentz axiale dans laquelle les états de polarisation du gluon se réduisent à ses degrés de liberté physique. Le quadrivecteur n qui définit la direction privilégiée fixée par la jauge est en outre choisi de norme nulle et dans la jauge axiale considérée, qualifiée à ce titre de jauge du cône de lumière, on a ainsi les relations :

$$r \cdot A = 0,\tag{A.9}$$

$$n \cdot A = 0,\tag{A.10}$$

$$n^2 = 0.\tag{A.11}$$

Celles-ci impliquent que le quadrivecteur de polarisation du gluon vérifie les conditions :

$$\varepsilon(\lambda, r) \cdot r = 0,\tag{A.12}$$

$$\varepsilon(\lambda, r) \cdot n = 0.\tag{A.13}$$

On se place également dans un référentiel dont l'axe z est orienté dans la direction de mouvement du proton dont on désigne l'énergie par P et dans lequel la composante selon z de la quadri-impulsion du photon virtuel est opposée à sa composante temporelle :

$$p = (P, \vec{0}, P),\tag{A.14}$$

$$q = (q_0, \vec{q}_T, -q_0).\tag{A.15}$$

Deux conditions supplémentaires permettant de fixer univoquement le quadrivecteur n , on impose ici que son produit scalaire avec p soit normé et qu'il soit orthogonal à la quadri-impulsion du photon :

$$n \cdot p = 1,\tag{A.16}$$

$$n \cdot q = 0.\tag{A.17}$$

Le quadrivecteur n qui définit la jauge du cône de lumière possède dès lors pour expression :

$$n = \left(\frac{1}{2P}, \vec{0}, -\frac{1}{2P} \right) \quad (\text{A.18})$$

et sa condition d'orthogonalité avec le champ de gluon fixe la composante A^+ de ce dernier :

$$A^+ = 0. \quad (\text{A.19})$$

Afin de déterminer univoquement la somme sur les polarisations du gluon que l'on supposera réelles dans la jauge du cône de lumière, on doit encore imposer la relation d'orthonormalité :

$$\varepsilon^\mu(\lambda, r) \varepsilon_\mu(\lambda', r) = -\delta_{\lambda\lambda'}. \quad (\text{A.20})$$

En remarquant alors que la somme sur les polarisations du gluon constitue un tenseur de Lorentz de rang deux qui peut s'écrire en terme de la métrique, de la quadri-impulsion du gluon et du vecteur définissant la jauge axiale sous la forme :

$$\sum_\lambda \varepsilon_\alpha(\lambda, r) \varepsilon_\beta(\lambda, r) = P_{\alpha\beta} = A g_{\alpha\beta} + B r_\alpha r_\beta + C n_\alpha n_\beta + D r_\alpha n_\beta + E n_\alpha r_\beta \quad (\text{A.21})$$

et en effectuant les projections de cette expression sur les quadrivecteurs ε , r et n afin d'obtenir les valeurs des différents coefficients :

$$\begin{aligned} \varepsilon^\alpha(\lambda', r) P_{\alpha\beta} &: A = -1, \\ r^\alpha r^\beta P_{\alpha\beta} &: C = 0, \\ r^\alpha P_{\alpha\beta} &: E = 1/n.r, \\ r^\beta P_{\alpha\beta} &: D = 1/n.r, \\ n^\alpha P_{\alpha\beta} &: B = 0, \end{aligned} \quad (\text{A.22})$$

on obtient finalement pour l'expression recherchée de la somme sur les polarisations du gluon :

$$\sum_\lambda \varepsilon_\alpha(\lambda, r) \varepsilon_\beta(\lambda, r) = -g_{\alpha\beta} + \frac{r_\alpha n_\beta + n_\alpha r_\beta}{n.r}. \quad (\text{A.23})$$

Il est utile pour la suite du développement de décomposer un quadrivecteur quelconque a en terme de sa composante transverse a_T et de ses projections $n \cdot a$ et $p \cdot a$ sur les quadrivecteurs p et n :

$$a = a_T + (n \cdot a) p + (p \cdot a) n. \quad (\text{A.24})$$

La quadri-impulsion p_i du quark incident peut ainsi s'écrire :

$$p_i = p_{iT} + \xi p + \kappa n. \quad (\text{A.25})$$

Dans le calcul ultérieur des traces, seule la composante selon p fournit une contribution non nulle, les termes p_{iT} et κn n'intervenant pour leur part qu'au niveau de la cinématique et du calcul de l'élément de l'espace des phases. Leur prise en compte explicite dans le calcul des traces montrerait que leur apport aux fonctions de structure est sous-dominant par comparaison à celui de ξp et l'on peut dès lors se permettre d'écrire :

$$p_i = \xi p. \quad (\text{A.26})$$

La quadri-impulsion k du quark virtuel peut être décomposée de manière similaire et la relation de proportionnalité entre p_i et p autorise la formulation :

$$k = k_T + z p_i + \eta n. \quad (\text{A.27})$$

En élevant cette expression au carré et en tenant compte du fait que le carré de la quadri-impulsion d'une particule virtuelle est toujours négatif à haute énergie, on obtient pour le coefficient η :

$$\eta = \frac{|\vec{k}_T|^2 - |k^2|}{2z\xi} \quad (\text{A.28})$$

et la quadri-impulsion k du quark virtuel s'écrit finalement :

$$k = k_T + z\xi p + \frac{|\vec{k}_T|^2 - |k^2|}{2z\xi} n. \quad (\text{A.29})$$

Dans la limite du modèle des partons libres où l'on néglige l'impulsion transverse du quark participant au processus dur et suppose ce dernier situé sur sa couche de masse avant et après l'interaction, on retrouve bien pour expression de la quadri-impulsion k :

$$k = z\xi p = xp. \quad (\text{A.30})$$

Reste à effectuer la décomposition de la quadri-impulsion du photon virtuel en terme de q_T , p et n qui fournit la relation :

$$q = q_T + M\nu n. \quad (\text{A.31})$$

Pour déterminer les corrections correspondant à l'émission d'un gluon réel, on va commencer par identifier la quadri-impulsion p_i du quark incident à celle du proton et ne prendre en considération sa fraction d'impulsion longitudinale ξ qu'une fois le résultat final obtenu. On utilisera donc dans le développement qui va suivre :

$$p_i = p, \quad (\text{A.32})$$

$$k = k_T + zp + \frac{|\vec{k}_T|^2 - |k^2|}{2z} n. \quad (\text{A.33})$$

Outre une légère simplification du traitement mathématique, l'égalité entre p_i et p permet surtout d'identifier le tenseur hadronique inclusif $W_{\mu\nu}$ défini à l'échelle du proton par la relation 2.61 à son correspondant $\hat{W}_{\mu\nu}$ défini au niveau partonique :

$$W_{\mu\nu} = \hat{W}_{\mu\nu}. \quad (\text{A.34})$$

L'application des projecteurs $n^\mu n^\nu$ et $p^\mu p^\nu$ à l'expression du tenseur hadronique inclusif permet alors d'extraire facilement les contributions de l'émission d'un gluon réel aux fonctions de structure $\hat{F}_2(x, Q^2)$ et $\hat{F}_L(x, Q^2)$ définies à l'échelle du parton participant au processus dur :

$$\hat{F}_2(x, Q^2) = \frac{M\nu}{4\pi} n^\mu n^\nu \hat{W}_{\mu\nu}, \quad (\text{A.35})$$

$$\hat{F}_L(x, Q^2) = \hat{F}_2(x, Q^2) - 2x\hat{F}_1(x, Q^2) = \frac{x^2}{\pi M\nu} p^\mu p^\nu \hat{W}_{\mu\nu}. \quad (\text{A.36})$$

En notant que le tenseur hadronique défini au niveau partonique correspond à l'intégrale du carré de l'amplitude $\mathcal{M}_{\mu\nu}$ - moyennée sur l'état initial et sommée sur l'état final - sur l'élément de l'espace de phase à deux corps $d\Pi_2$ associé au quark diffusé et au gluon émis :

$$\hat{W}_{\mu\nu} = \int |\mathcal{M}|_{\mu\nu}^2 d\Pi_2, \quad (\text{A.37})$$

les contributions de l'émission d'un gluon réel aux fonctions de structure s'écrivent finalement :

$$\hat{F}_2(x, Q^2) = \frac{M\nu}{4\pi} \int n^\mu n^\nu |\mathcal{M}|_{\mu\nu}^2 d\Pi_2, \quad (\text{A.38})$$

$$\hat{F}_L(x, Q^2) = \frac{x^2}{\pi M\nu} \int p^\mu p^\nu |\mathcal{M}|_{\mu\nu}^2 d\Pi_2. \quad (\text{A.39})$$

L'élément de l'espace de phase à deux corps associé au quark diffusé et au gluon émis a pour expression :

$$\begin{aligned} d\Pi_2 &= \int \frac{d\vec{l}}{2l_0(2\pi)^3} \int \frac{d\vec{r}}{2r_0(2\pi)^3} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p+q-l-r) \\ &= \int \frac{d^4l}{(2\pi)^3} \delta^+(l^2) \int \frac{d^4r}{(2\pi)^3} \delta^+(r^2) (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p+q-l-r) \end{aligned} \quad (\text{A.40})$$

où la fonction $\delta^+(l^2)$ est définie par la relation :

$$\delta^+(l^2) = \delta(l^2) \Theta(l_0). \quad (\text{A.41})$$

L'intégration sur la quadri-impulsion l du quark dans l'état final et la réalisation du changement de variable $k = p - r$ fournit :

$$\begin{aligned} d\Pi_2 &= \frac{1}{4\pi^2} \int d^4k \delta^+((q+k)^2) \delta^+((p-k)^2) \\ &= \frac{1}{4\pi^2} \int d^4k \delta((q+k)^2) \Theta(q_0+k_0) \delta((p-k)^2) \Theta(p_0-k_0). \end{aligned} \quad (\text{A.42})$$

La positivité des énergies du quark diffusé et du gluon émis permet de fixer le domaine de valeurs de la fraction d'impulsion z . On a en effet :

$$\begin{aligned} q_0 + k_0 &= \frac{M\nu}{2P} + zP + \frac{|\vec{k}_T|^2 - |k^2|}{4zP} > 0, \\ p_0 - k_0 &= (1-z)P - \frac{|\vec{k}_T|^2 - |k^2|}{4zP} > 0 \end{aligned} \quad (\text{A.43})$$

et dans la limite où l'énergie P du proton tend vers l'infini, il vient alors :

$$0 < z < 1. \quad (\text{A.44})$$

En recourant à la propriété :

$$\delta(ax) = \frac{1}{|a|} \delta(x), \quad (\text{A.45})$$

le développement des arguments des fonctions δ fournit quant à lui :

$$\begin{aligned} \delta((q+k)^2) &= \frac{1}{2M\nu} \delta\left(z - x - \frac{|k^2| + 2\vec{q}_T \cdot \vec{k}_T}{2M\nu}\right), \\ \delta((p-k)^2) &= z\delta((1-z)|k^2| - |\vec{k}_T|^2). \end{aligned} \quad (\text{A.46})$$

Il est alors utile d'exprimer l'intégration sur la quadri-impulsion k du quark virtuel en fonction de sa fraction d'impulsion longitudinale z , de son impulsion transverse \vec{k}_T et de sa virtualité $|k^2|$. Le changement de variables $k = (k_0, \vec{k}_T, k_3) \rightarrow (z, \vec{k}_T, |k^2|)$ ayant pour matrice Jacobienne :

$$\begin{pmatrix} P - \frac{|\vec{k}_T|^2 - |k^2|}{4z^2P} & \frac{|\vec{k}_T|}{2zP} & -\frac{1}{4zP} \\ 0 & 1 & 0 \\ P + \frac{|\vec{k}_T|^2 - |k^2|}{4z^2P} & -\frac{|\vec{k}_T|}{2zP} & \frac{1}{4zP} \end{pmatrix}, \quad (\text{A.47})$$

l'élément d'intégration d^4k s'écrit en terme de z , \vec{k}_T et $|k^2|$:

$$d^4k = \frac{1}{2z} dz d\vec{k}_T d|k^2|. \quad (\text{A.48})$$

En désignant par θ l'angle dans le plan transverse, l'élément $d\vec{k}_T$ peut encore s'écrire sous la forme :

$$d\vec{k}_T = |\vec{k}_T| d\theta d|\vec{k}_T| = \frac{1}{2} d\theta d|\vec{k}_T|^2 \quad (\text{A.49})$$

et l'élément d'intégration associé au quark virtuel s'écrit finalement :

$$d^4k = \frac{1}{4z} dz d\theta d|\vec{k}_T|^2 d|k^2|. \quad (\text{A.50})$$

Les différents développements effectués fournissent alors pour l'élément de l'espace des phases $d\Pi_2$:

$$d\Pi_2 = \frac{1}{16\pi^2 M\nu} \int_0^1 dz \int_0^\pi d\theta \int_0^\infty d|\vec{k}_T|^2 \int_0^\infty d|k^2| \delta(z - x - \frac{|k^2| + 2\vec{q}_T \cdot \vec{k}_T}{2M\nu}) \delta((1-z)|k^2| - |\vec{k}_T|^2).$$

On va à présent déterminer les différentes contributions des traces intervenant dans l'intégrale A.38 qui définit la fonction de structure $\hat{F}_2(x, Q^2)$ au niveau partonique en débutant par le diagramme pour lequel l'émission du gluon réel a lieu avant le processus d'interaction dure. En utilisant l'expression A.23 pour la somme sur les polarisations du gluon dans la jauge du cône de lumière, on obtient :

$$n^\mu n^\nu \overline{|\mathcal{M}_1|_{\mu\nu}^2} = \frac{2}{3} \frac{e_q^2 g^2}{k^4} \left[\frac{\text{tr}(\not{l} \not{\eta} \not{k}' \not{r} \not{p} \not{\eta} \not{k} \not{\eta}) + \text{tr}(\not{l} \not{\eta} \not{k} \not{\eta} \not{p} \not{r} \not{k} \not{\eta})}{n \cdot r} - \text{tr}(\not{l} \not{\eta} \not{k} \gamma^\alpha \not{p} \gamma_\alpha \not{k} \not{\eta}) \right]. \quad (\text{A.51})$$

En recourant aux propriétés suivantes des matrices de Dirac :

$$\begin{aligned} \not{a} \not{b} \not{a} &= 2a \cdot b \not{a} - a^2 \not{b}, \\ \gamma^\alpha \not{p} \gamma_\alpha &= -2\not{p} \end{aligned} \quad (\text{A.52})$$

et en développant les produits scalaires :

$$\begin{aligned} n \cdot k &= n \cdot l = z, \\ p \cdot k &= -p \cdot r = \eta, \\ n \cdot r &= 1 - z, \\ k \cdot r &= \eta + |k^2|, \end{aligned} \quad (\text{A.53})$$

l'expression de cette première contribution s'écrit sous la forme :

$$n^\mu n^\nu \overline{|\mathcal{M}_1|_{\mu\nu}^2} = \frac{32}{3} \frac{e_q^2 g^2}{|k^2|^2} \left[\frac{2z^2 |k^2|}{1-z} + z |\vec{k}_T|^2 \right]. \quad (\text{A.54})$$

Pour le diagramme d'émission du gluon après le processus de diffusion au niveau partonique, on a :

$$n^\mu n^\nu \overline{|\mathcal{M}_2|_{\mu\nu}^2} = \frac{2}{3} \frac{e_q^2 g^2}{k'^4} \left[\frac{\text{tr}(\not{l} \not{r} \not{k}' \not{\eta} \not{p} \not{\eta} \not{k}' \not{\eta}) + \text{tr}(\not{l} \not{\eta} \not{k}' \not{\eta} \not{p} \not{\eta} \not{k}' \not{r})}{n \cdot r} - \text{tr}(\not{l} \gamma^\alpha \not{k}' \not{\eta} \not{p} \not{\eta} \not{k}' \gamma_\alpha) \right]. \quad (\text{A.55})$$

En utilisant les mêmes propriétés des matrices de Dirac et en développant les produits scalaires :

$$l \cdot r = l \cdot k' = r \cdot k' = \frac{\hat{s}}{2}, \quad n \cdot k' = 1, \quad (\text{A.56})$$

on obtient pour la deuxième contribution :

$$n^\mu n^\nu \overline{|\mathcal{M}_2|_{\mu\nu}^2} = \frac{32}{3} \frac{e_q^2 g^2}{\hat{s}} \frac{1+z^2}{1-z}. \quad (\text{A.57})$$

Le terme d'interférence entre les deux diagrammes de la figure A.1 donne quant à lui :

$$n^\mu n^\nu \overline{2\mathcal{R}(\mathcal{M}_{1\mu} \mathcal{M}_{2\nu}^*)} = \frac{4}{3} \frac{e_q^2 g^2}{k^2 k'^2} \left[\frac{\text{tr}(\not{l} \not{\eta} \not{k}' \not{r} \not{p} \not{\eta} \not{k}' \not{\eta}) + \text{tr}(\not{l} \not{\eta} \not{k} \not{\eta} \not{p} \not{\eta} \not{k}' \not{r})}{n \cdot r} - \text{tr}(\not{l} \not{\eta} \not{k} \gamma^\alpha \not{p} \not{\eta} \not{k}' \gamma_\alpha) \right]. \quad (\text{A.58})$$

Pour développer cette expression, on utilise en plus des propriétés précédentes les relations :

$$\begin{aligned}\gamma_\alpha l \not{\eta} \not{k} \gamma^\alpha &= 2 \not{k} l \not{\eta} - 2 \not{\eta} l \not{k} - 2 l \not{\eta} \not{k}, \\ l \cdot k &= -|k^2| - \vec{q}_T \cdot \vec{k}_T + \frac{z \hat{s}}{2(1-x)}, \\ p \cdot k' &= \frac{\hat{s}}{2(1-x)}\end{aligned}\tag{A.59}$$

qui permettent d'obtenir pour la contribution du terme d'interférence :

$$n^\mu n^\nu \overline{2 \mathcal{R}(\mathcal{M}_{1\mu} \mathcal{M}_{2\nu}^*)} = -\frac{32}{3} \frac{e_q^2 g^2}{|k^2| \hat{s}} \left[\frac{1+z}{1-z} |k^2| + |\vec{k}_T|^2 + 2 \vec{q}_T \cdot \vec{k}_T + z \frac{1+z}{1-z} \frac{z-x}{1-x} \hat{s} \right].\tag{A.60}$$

On dispose maintenant de l'ensemble des éléments nécessaires pour évaluer la contribution de l'émission d'un gluon réel à la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ du proton. On débute à nouveau par la correction correspondant au carré du premier diagramme de la figure A.1 qui s'écrit en réalisant l'intégration sur le carré de l'impulsion transverse du quark virtuel :

$$\begin{aligned}\hat{F}_2^{(1)}(x, Q^2) &= \frac{M \nu}{4\pi} \int n^\mu n^\nu \overline{|\mathcal{M}_1|_{\mu\nu}^2} d\Pi_2, \\ &= \frac{e_q^2 g^2}{8\pi^3} \int_0^\pi d\theta \int_0^\infty \frac{d|k^2|}{|k^2|} \int_0^1 dz z P_{qq}(z) \delta \left(z - x - \frac{|k^2| + 2Q \sqrt{(1-z)|k^2|} \cos \theta}{2M\nu} \right).\end{aligned}\tag{A.61}$$

La fonction $P_{qq}(z)$ introduite dans cette expression porte le nom de fonction de splitting ou fonction de séparation et est donnée par la relation :

$$P_{qq}(z) = \frac{4}{3} \frac{1+z^2}{1-z}.\tag{A.62}$$

Elle possède une interprétation probabiliste qui permet de la considérer comme la probabilité de trouver au sein du quark participant à l'interaction dure un quark transportant une fraction z de l'impulsion longitudinale du quark initial. Pour réaliser l'intégration sur la variable angulaire θ dans le plan transverse, on note :

$$f(\theta) = z - x - \frac{|k^2| + 2Q \sqrt{(1-z)|k^2|} \cos \theta}{2M\nu}\tag{A.63}$$

et on utilise la propriété suivante des fonctions δ :

$$\delta(f(\theta)) = \frac{\delta(\theta - \theta_0)}{f'(\theta_0)} \text{ avec } \theta_0 : f(\theta_0) = 0.\tag{A.64}$$

On obtient alors successivement :

$$\begin{aligned}\cos \theta_0 &= \frac{2M\nu(z-x) - |k^2|}{2Q \sqrt{(1-z)|k^2|}}, \\ f'(\theta_0) &= \frac{Q \sqrt{(1-z)|k^2|} (1 - \cos^2 \theta_0)}{M\nu} = \frac{1}{2M\nu} \sqrt{D(z)},\end{aligned}\tag{A.65}$$

le polynôme du second degré $D(z)$ ayant pour racines :

$$z_\pm = x + x' - 2x x' \pm 2\sqrt{x x' (x-1)(x'-1)} \text{ avec } x' = \frac{|k^2|}{2M\nu}\tag{A.66}$$

et s'écrivant après factorisation :

$$D(z) = 4M^2 \nu^2 (z - z_+) (z - z_-).\tag{A.67}$$

La positivité des arguments des racines apparaissant dans les expressions A.65 et A.66 détermine respectivement les domaines des variables z et $|k^2|$:

$$z_- < z < z_+, \quad (\text{A.68})$$

$$0 < |k^2| < 2 M \nu \quad (\text{A.69})$$

et on obtient alors après intégration sur l'angle θ :

$$\hat{F}_2^{(1)}(x, Q^2) = \frac{e_q^2 g^2}{8 \pi^3} \int_0^{2 M \nu} \frac{d|k^2|}{|k^2|} \int_{z_-}^{z_+} \frac{dz z P_{qq}(z)}{\sqrt{(z - z_+)(z_- - z)}}. \quad (\text{A.70})$$

La contribution principale à l'intégrale sur la virtualité du quark intermédiaire est fournie par la région dans laquelle ce dernier est situé sur sa couche de masse :

$$k^2 \sim 0. \quad (\text{A.71})$$

En remarquant que l'impulsion transverse du gluon émis tend alors vers zéro :

$$|\vec{r}_T| \sim 0, \quad (\text{A.72})$$

on constate que la divergence rencontrée correspond à l'émission d'un gluon parallèlement au quark qui lui donne naissance. Le traitement exact de cette singularité colinéaire peut être envisagé en recourant à la régularisation dimensionnelle et on se limitera ici à l'introduction d'une coupure infrarouge κ^2 pour régulariser l'intégrale divergente. En notant encore que la contribution principale à l'intégrale sur la fraction d'impulsion longitudinale z est fournie par la région :

$$z \sim z_{\pm} \quad (\text{A.73})$$

et que dans la région où k^2 est proche de zéro les racines z_{\pm} ont pour valeur :

$$z_{\pm} \sim x, \quad (\text{A.74})$$

on voit que la contribution principale à la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ est donnée par la relation :

$$\hat{F}_2^{(1)}(x, Q^2) = \frac{e_q^2 g^2}{8 \pi^3} x P_{qq}(x) \int_{\kappa^2}^{2 M \nu} \frac{d|k^2|}{|k^2|} \int_{z_-}^{z_+} \frac{dz}{\sqrt{(z - z_+)(z_- - z)}}. \quad (\text{A.75})$$

Pour effectuer l'intégrale sur z on utilise le changement de variable :

$$z = z_+ \cos^2 t + z_- \sin^2 t \quad (\text{A.76})$$

qui permet de réécrire cette dernière sous la forme :

$$\int_{z_-}^{z_+} \frac{dz}{\sqrt{(z - z_+)(z_- - z)}} = 2 \int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi} dt = \pi. \quad (\text{A.77})$$

On obtient alors finalement pour l'expression de la contribution à la fonction de structure :

$$\begin{aligned} \hat{F}_2^{(1)}(x, Q^2) &= \frac{\alpha_s}{2 \pi} e_q^2 x P_{qq}(x) \ln \left(\frac{2 M \nu}{\kappa^2} \right), \\ &= \frac{\alpha_s}{2 \pi} e_q^2 x \left[P_{qq}(x) \ln \left(\frac{Q^2}{\kappa^2} \right) + h(x) \right], \\ &= \frac{\alpha_s}{2 \pi} e_q^2 x P_{qq}(x) \ln \left(\frac{Q^2}{\kappa^2} \right), \end{aligned} \quad (\text{A.78})$$

dans laquelle le terme $h(x)$ proportionnel à $\ln(x)$ est sous-dominant par rapport au terme proportionnel à $\ln(Q^2/\kappa^2)$ et par conséquent négligé dans la dernière égalité. On aborde à présent la correction correspondant au carré du second diagramme de la figure A.1 pour laquelle il est utile de se limiter aux intégrations sur le carré de l'impulsion transverse du quark virtuel et sur l'angle polaire θ :

$$\begin{aligned}\hat{F}_2^{(2)}(x, Q^2) &= \frac{M\nu}{4\pi} \int n^\mu n^\nu \overline{|\mathcal{M}_2|_{\mu\nu}^2} d\Pi_2, \\ &= \frac{e_q^2 g^2}{8\pi^3} \int_0^{2M\nu} \frac{d|k^2|}{\hat{s}} \int_{z_-}^{z_+} \frac{dz P_{qq}(z)}{\sqrt{(z-z_+)(z_- - z)}}.\end{aligned}\quad (\text{A.79})$$

On détermine alors la contribution du terme d'interférence entre les deux diagrammes de la figure A.1 qui s'écrit en réalisant l'intégration sur le carré de l'impulsion transverse et sur l'angle polaire θ :

$$\begin{aligned}\hat{F}_2^{(12)}(x, Q^2) &= \frac{M\nu}{4\pi} \int n^\mu n^\nu \overline{2\mathcal{R}(\mathcal{M}_{1\mu}\mathcal{M}_{2\nu}^*)} d\Pi_2, \\ &= -\frac{e_q^2 g^2}{8\pi^3} \int_0^{2M\nu} \frac{d|k^2|}{|k^2|} \int_{z_-}^{z_+} \frac{dz P_{qq}(z)}{\sqrt{(z-z_+)(z_- - z)}} \frac{z-x}{1-x} \\ &\quad -\frac{e_q^2 g^2}{8\pi^3} \int_0^{2M\nu} \frac{d|k^2|}{\hat{s}} \int_{z_-}^{z_+} \frac{dz P_{qq}(z)}{\sqrt{(z-z_+)(z_- - z)}}.\end{aligned}\quad (\text{A.80})$$

La comparaison des expressions A.79 et A.80 montre alors que leur somme est donnée par :

$$\hat{F}_2^{(2)}(x, Q^2) + \hat{F}_2^{(12)}(x, Q^2) = -\frac{e_q^2 g^2}{8\pi^3} \int_0^{2M\nu} \frac{d|k^2|}{|k^2|} \int_{z_-}^{z_+} \frac{dz P_{qq}(z)}{\sqrt{(z-z_+)(z_- - z)}} \frac{z-x}{1-x}.\quad (\text{A.81})$$

Pour intégrer sur la fraction d'impulsion longitudinale z , on écrit la fonction de splitting sous la forme :

$$\frac{1+z^2}{1-z} = \frac{2}{1-z} - 1 - z\quad (\text{A.82})$$

et on effectue les changements de variable :

$$\begin{aligned}z &= z_+ \cos^2 t + z_- \sin^2 t, \\ \tan t &= \varphi, \\ v &= \sqrt{\frac{1-z_-}{1-z_+}} \varphi\end{aligned}\quad (\text{A.83})$$

qui permettent d'obtenir après calcul :

$$\int_{z_-}^{z_+} \frac{dz P_{qq}(z)}{\sqrt{(z-z_+)(z_- - z)}} \frac{z-x}{1-x} = \pi \frac{x P_{qq}(x)}{1-x} + \frac{4\pi}{3} \frac{x}{1-x} \left[1 + x + x' - 2xx' + \frac{2}{x+x'-1} \right].\quad (\text{A.84})$$

L'intégration sur la virtualité du quark intermédiaire fournit alors l'expression :

$$\hat{F}_2^{(2)}(x, Q^2) + \hat{F}_2^{(12)}(x, Q^2) = -\frac{e_q^2 g^2}{3\pi^2} \left[\frac{x}{(1-x)^2} \ln\left(\frac{2M\nu}{\kappa^2}\right) + \frac{x(1-2x)}{2(1-x)} + \frac{x}{1-x} \int_0^1 \frac{dx'}{x'(x'+x-1)} \right].$$

Pour déterminer la dernière intégrale sur la variable x' , on écrit son dénominateur sous la forme :

$$\frac{1}{x'(x'+x-1)} = \frac{1}{1-x} \left[\frac{1}{x'+x-1} - \frac{1}{x'} \right]\quad (\text{A.85})$$

qui permet d'obtenir pour la quantité recherchée :

$$\int_0^1 \frac{dx'}{x'(x'+x-1)} = \frac{1}{1-x} \left[\ln\left(\frac{x}{1-x}\right) - \ln\left(\frac{2M\nu}{\kappa^2}\right) \right].\quad (\text{A.86})$$

La somme des contributions respectivement associées à l'émission d'un gluon après la diffusion au niveau partonique et au terme d'interférence s'écrit alors finalement :

$$\hat{F}_2^{(2)}(x, Q^2) + \hat{F}_2^{(12)}(x, Q^2) = \frac{2\alpha_s}{3\pi} e_q^2 \frac{x}{1-x} \left[2x - 1 - \frac{2}{1-x} \ln \left(\frac{x}{1-x} \right) \right]. \quad (\text{A.87})$$

Etant indépendante de la coupure infrarouge et de la virtualité à laquelle le proton est sondé, cette correction est sous-dominante par rapport à la contribution proportionnelle à $\ln(Q^2/\kappa^2)$ dans la limite du régime asymptotique de Björken. Elle peut donc être négligée dans le cadre de ce régime qui limite par conséquent la contribution associée à l'émission d'un gluon réel à l'expression A.78 :

$$\hat{F}_2^{gr}(x, Q^2) = \frac{\alpha_s}{2\pi} e_q^2 x P_{qq}(x) \ln \left(\frac{Q^2}{\kappa^2} \right). \quad (\text{A.88})$$

B. Incertitudes sur les densités de partons

Une différence notable entre les analyses globales réalisées par les groupes CTEQ et MRST est la détermination par le groupe CTEQ des incertitudes d'origine expérimentale qui affectent les densités de partons obtenues dans le cadre de leur procédure d'ajustement. Cette étude des incertitudes est basée sur la méthode développée dans la référence [25] et on se contente de donner ici une description de la technique employée. Le comportement de la fonction χ^2 au voisinage de son minimum χ_0^2 peut être décrit en bonne approximation par un développement en série limité au deuxième ordre. En désignant par a_1, \dots, a_d l'ensemble des paramètres libres que possède la paramétrisation S des densités de partons, par a_1^0, \dots, a_d^0 l'ensemble des paramètres libres caractérisant la paramétrisation optimale S^0 qui minimise le χ^2 et en définissant la composante (i, j) de la matrice Hessienne H par la relation $H_{ij} = \partial_{a_i a_j}^2 \chi^2(\chi_0^2)$, l'accroissement $\Delta \chi^2$ dans le voisinage du minimum χ_0^2 est donné par la relation :

$$\Delta \chi^2 = \sum_{i,j=1}^d H_{ij} (a_i - a_i^0) (a_j - a_j^0). \quad (\text{B.1})$$

Les paramétrisations des densités de partons s'écartant de la paramétrisation optimale S_0 mais donnant cependant lieu à une description des données statistiquement satisfaisante sont celles qui engendrent une augmentation du χ^2 dans le voisinage du minimum χ_0^2 satisfaisant à l'inégalité :

$$\Delta \chi^2 \leq T^2, \quad (\text{B.2})$$

la valeur de la tolérance T étant fixée de manière à ce que les données demeurent consistantes avec les résultats de la procédure d'ajustement à un niveau de confiance de 90 %. L'estimation des erreurs expérimentales sur les densités de partons consiste donc à déterminer les variations des paramètres a_1, \dots, a_d qu'autorise la relation B.2. La matrice Hessienne H possède d vecteurs propres $\vec{v}_1, \dots, \vec{v}_d$ de valeurs propres $\varepsilon_1, \dots, \varepsilon_d$ qui vérifient, en désignant par v_{ik} la composante i du vecteur propre \vec{v}_k :

$$\sum_{j=1}^d H_{ij} v_{jk} = \varepsilon_k v_{ik}, \quad (\text{B.3})$$

$$\sum_{i=1}^d v_{il} v_{ik} = \delta_{lk}. \quad (\text{B.4})$$

La stratégie consiste alors à exprimer chacune des variations $a_i - a_i^0$ en terme des composantes v_{ik} :

$$a_i - a_i^0 = \sum_{k=1}^d v_{ik} s_k z_k, \quad (\text{B.5})$$

les coefficients s_k introduits étant des facteurs d'échelle définis de telle sorte que :

$$\Delta \chi^2 = \sum_{k=1}^d z_k^2. \quad (\text{B.6})$$

La relation B.5 définit en fait la loi de transformation :

$$a_i - a_i^0 = \sum_{k=1}^d M_{ik} z_k \quad (\text{B.7})$$

reliant l'espace des paramètres physiques a_1, \dots, a_d à l'espace des paramètres z_1, \dots, z_d défini par les directions des vecteurs propres $\vec{v}_1, \dots, \vec{v}_d$ et dans lequel la matrice Hessienne est diagonale. Si l'approximation quadratique B.1 est exactement vérifiée, chacun des facteurs d'échelle a pour valeur $s_k = 1/\sqrt{\varepsilon_k}$ et l'accroissement $\Delta \chi^2$ dans l'espace z_1, \dots, z_d est indépendant de la direction du déplacement effectué. Si l'approximation quadratique B.1 n'est qu'approximativement vérifiée, l'accroissement $\Delta \chi^2$ dans l'espace z_1, \dots, z_d dépend de la direction du déplacement effectué et les facteurs d'échelle s_k sont alors ajustés de manière à rétablir un accroissement $\Delta \chi^2$ indépendant de la direction dans laquelle on s'éloigne du minimum χ_0^2 . On peut alors définir dans l'espace z_1, \dots, z_d $2d$ paramétrisations des densités de partons S_1^\pm, \dots, S_d^\pm au travers de déplacements par rapport à S_0 d'une valeur fixée $\pm t$ dans chacune des d directions propres, la coordonnée z_k de la paramétrisation S_l^\pm valant par définition $z_k(S_l^\pm) = \pm t \delta_{kl}$. Les paramètres physiques a_1, \dots, a_d associés à chacune des paramétrisations S_l^\pm ainsi définies s'obtiennent par la relation B.7 et l'on a :

$$a_i(S_l^\pm) - a_i^0 = \pm t M_{il}, \quad (\text{B.8})$$

$$a_i(S_l^+) - a_i(S_l^-) = 2t M_{il}. \quad (\text{B.9})$$

Le groupe CTEQ fournit ainsi, en plus des paramètres a_1^0, \dots, a_d^0 associés à la paramétrisation optimale S_0 des densités de partons, les $2d$ ensembles de paramètres $a_1(S_l^\pm), \dots, a_d(S_l^\pm)$ associés à chacune des paramétrisations S_l^\pm qui décrivent le comportement de la fonction χ^2 au voisinage de son minimum χ_0^2 . La connaissance de ces $2d$ densités de partons S_l^\pm permet de déterminer pour toute grandeur physique $X(S)$ dépendant des densités de partons S l'incertitude maximale ΔX résultant de l'incertitude sur la paramétrisation des densités de partons qu'autorise l'inégalité B.2 au travers de la relation :

$$\Delta X = \frac{T}{2t} \sqrt{\sum_{l=1}^d [X(S_l^+) - X(S_l^-)]^2}. \quad (\text{B.10})$$

Les paramètres $a_1(S_X^\pm), \dots, a_d(S_X^\pm)$ des densités de partons S_X^\pm donnant lieu aux valeurs extrêmes de la grandeur physique X , $X(S_X^\pm) = X(S_0) \pm \Delta X$, sont ensuite déterminés au travers de la relation :

$$a_i(S_X^\pm) - a_i^0 = \pm \frac{T}{2t} \frac{\sum_{l=1}^d [X(S_l^+) - X(S_l^-)] [a_i(S_l^+) - a_i(S_l^-)]}{\sqrt{\sum_{k=1}^d [X(S_k^+) - X(S_k^-)]^2}}. \quad (\text{B.11})$$

L'équation B.10 écrite pour les paramètres a_1, \dots, a_d permet en particulier de déterminer l'incertitude maximale Δa_i sur chacun des paramètres a_1^0, \dots, a_d^0 et l'on a :

$$\Delta a_i = T \sqrt{\sum_{l=1}^d M_{il}^2}. \quad (\text{B.12})$$

En choisissant pour la grandeur physique X l'une des densités de partons $f(x, Q^2)$, il est alors possible en recourant à la relation B.10 de déterminer en chacun des points (x, Q^2) l'incertitude maximale $\Delta f(x, Q^2)$ qui affecte la densité de partons en ce point, la relation B.11 permettant ensuite de déterminer les paramètres a_1, \dots, a_d de la paramétrisation donnant lieu aux valeurs extrêmes de la densité de partons en ce point, $f(x, Q^2) = f_0(x, Q^2) \pm \Delta f(x, Q^2)$. L'application systématique de cette procédure permet de déterminer l'enveloppe de chacune des densités $f(x, Q^2)$, qui correspond en chacun des points (x, Q^2) aux valeurs extrêmes de la densité de partons consistantes avec la description des données.

C. Le modèle de fragmentation de Lund

Le modèle de fragmentation de Lund [139, 140] permet de simuler l'hadronisation des partons issus du processus dur en se basant sur une représentation phénoménologique en terme de corde pour décrire le champ de couleur existant entre une paire $q\bar{q}$. L'expérience et les calculs de QCD sur réseau montrent que le potentiel chromodynamique $V(r)$ entre deux charges de couleur séparées par une distance r peut s'écrire comme la somme de deux contributions donnée par la relation :

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + \kappa r \simeq -\frac{0.13}{r} + r \quad (\text{C.1})$$

dans laquelle r est exprimé en fm et le potentiel en GeV. L'expression numérique approchée correspondant à une valeur de la constante de couplage α_s égale à 0.5 est illustrée sur la figure C.1. Le premier terme ou terme de Coulomb est dominant aux petites distances $r < 1$ fm et joue donc un rôle important dans la description de la structure des hadrons. Puisqu'on s'intéresse uniquement ici à la production de ces derniers, il peut être totalement négligé, le terme de confinement proportionnel à l'extension r de la paire $q\bar{q}$ dominant le comportement du potentiel $V(r)$ aux grandes échelles de distance.

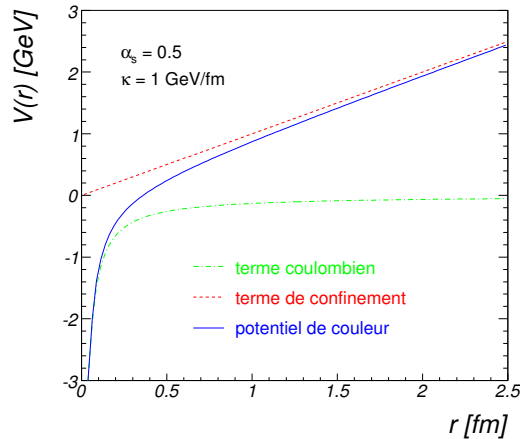


FIG. C.1 – Comportement du potentiel de couleur $V(r)$ d'une paire $q\bar{q}$ en fonction de la distance r entre le quark et l'antiquark.

Au fur et à mesure que le quark et l'antiquark s'éloignent l'un de l'autre, l'intensité du champ de couleur qui existe entre eux augmente et les lignes de champ qui les relient se resserrent et finissent par former un tube de flux qui peut être interprété comme une corde de couleur aux extrémités de laquelle sont attachés les membres de la paire. La tension régnant dans cette corde possède une valeur constante donnée par le coefficient κ du terme de confinement. Le quark et l'antiquark s'éloignant davantage, l'énergie transportée par la corde continue à croître et finit par atteindre une valeur autorisant la création par effet tunnel d'une nouvelle paire $q_1\bar{q}_1$ en l'un de ses points. La corde originelle se scinde alors en deux cordes indépendantes emportant chacune un des membres de la paire qui vient d'être produite. La répétition de ce processus engendre l'hadronisation des quarks issus du processus dur en un état final exclusivement constitué de mésons, la génération de baryons pouvant être prise en compte

par la production de paires diquark - antidiquark par le champ de couleur de la corde. La figure C.2 illustre cette modélisation du processus d'hadronisation par fragmentations successives d'une corde de couleur reliant la paire $q\bar{q}$ initiale.

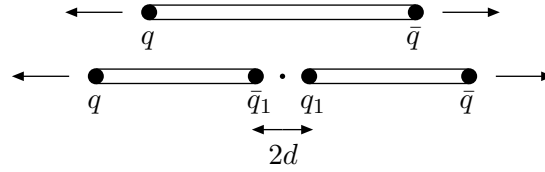


FIG. C.2 – Description du processus d'hadronisation dans le cadre du modèle de Lund. L'accroissement de l'énergie contenue dans la corde entraîne sa rupture et la création d'une paire $q_1\bar{q}_1$. A ce stade du processus, l'état final est composé des deux mésons $q\bar{q}_1$ et $q_1\bar{q}$.

En désignant par $p_{t,q}$ le module de l'impulsion transverse du quark q dans le référentiel du centre de masse du processus dur et en définissant sa masse transverse $m_{t,q}$ par la relation :

$$m_{t,q}^2 = p_{t,q}^2 + m_q^2 \quad (\text{C.2})$$

dans laquelle m_q désigne la masse du quark q , on peut séparer les degrés de liberté longitudinal et transverse de la paire $q\bar{q}$ et écrire son énergie sous la forme :

$$E_{q\bar{q}} = \kappa d_{q\bar{q}} + 2m_{t,q}, \quad (\text{C.3})$$

la distance $d_{q\bar{q}}$ représentant la longueur de la corde. La conservation de l'énergie implique alors que la distance d séparant chacun des membres de la paire $q_1\bar{q}_1$ du vertex où ils ont été produits est donnée par l'expression :

$$d = \frac{m_{t,q_1}}{\kappa} \quad (\text{C.4})$$

dans laquelle m_{t,q_1} désigne la masse transverse du quark q_1 . L'occupation de l'espace des phases résultant de l'utilisation du modèle de Lund sera donc fonction de la tension régnant dans la corde et des différentes masses transverses des paires créées. La probabilité de produire une paire $q_1\bar{q}_1$ de masse transverse μ_t donnée est fournie par celle qui caractérise le processus de l'effet tunnel et s'exprime dès lors par la relation :

$$P(q_1\bar{q}_1, \mu_t) \propto e^{-\frac{\pi \mu_t^2}{\kappa}} = e^{-\frac{\pi p_t^2}{\kappa}} e^{-\frac{\pi m_q^2}{\kappa}}. \quad (\text{C.5})$$

Cette dernière rend compte de la distribution en p_t des hadrons observée expérimentalement ainsi que de la suppression des saveurs lourdes dans le processus d'hadronisation. En pratique, la composition hadronique de l'état final est également fonction du spin des particules et de leurs fonctions d'onde, et la dépendance de la probabilité C.5 vis-à-vis de ces grandeurs est alors prise en considération au travers de l'introduction d'un ensemble de paramètres libres qui sont déterminés en recourant à l'expérience.

D. Erreurs systématiques au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$

$d\sigma/dQ^2$ ($30 < W < 140$ GeV, $ t < 1$ GeV ²)				
sources d'erreur	intervalle en Q^2 [GeV ²]			
	6.5 - 11	11 -20	20 - 30	30 - 80
E LAr	1.5 %	0.8 %	2.1 %	10.3 %
E SpaCal	0.6 %	0.6 %	0.6 %	5.1 %
θ LAr	2.1 %	1.7 %	3.1 %	8.2 %
θ SpaCal	5.4 %	10.8 %	10.4 %	14.2 %
bruits de fonds LAr	1.3 %	1.0 %	1.4 %	3.6 %
déclenchement niveau 1	0.2 %	0.1 %	0.1 %	0.5 %
déclenchement niveau 2	1.0 %	0.7 %	0.8 %	1.6 %
efficacité CJC	0.6 %	0.6 %	1.2 %	4.5 %
dégradation ε FMD	3.2 %	2.4 %	3.6 %	6.8 %
x, y SpaCal	1.2 %	0.5 %	0.0 %	0.6 %
luminosité	2.0 %	2.0 %	2.0 %	2.0 %
δ_{rad}	0.9 %	0.9 %	0.9 %	0.9 %
pente en t DVCS él.	0.4 %	0.4 %	0.5 %	0.5 %
pente en t DVCS inél.	0.0 %	0.1 %	0.1 %	0.2 %
pente en W DVCS él.	0.3 %	1.5 %	2.7 %	2.9 %
pente en Q^2 DVCS él	1.0 %	2.2 %	2.3 %	2.9 %
normalisation BH	5.1 %	5.3 %	9.7 %	32.4 %
normalisation φ, ω	1.1 %	0.6 %	0.1 %	1.0 %
erreur totale	9.2 %	13.0 %	15.9 %	39.5 %

TAB. D.1 – Erreurs systématiques sur la section efficace DVCS $d\sigma/dQ^2$ au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$.

$d\sigma/dW$ ($6.5 < Q^2 < 80 \text{ GeV}^2$, $ t < 1 \text{ GeV}^2$)					
sources d'erreur	intervalle en W [GeV]				
	30 - 60	60 - 80	80 - 100	100 - 120	120 - 140
E LAr	1.2 %	1.2 %	1.3 %	1.7 %	3.1 %
E SpaCal	0.2 %	0.3 %	0.7 %	0.5 %	1.7 %
θ LAr	0.4 %	1.2 %	2.4 %	2.4 %	8.6 %
θ SpaCal	4.6 %	5.7 %	8.5 %	10.2 %	17.0 %
bruits de fonds LAr	0.6 %	1.1 %	1.5 %	1.5 %	2.4 %
déclenchement niveau 1	0.1 %	0.1 %	0.2 %	0.3 %	0.3 %
déclenchement niveau 2	0.4 %	0.7 %	1.0 %	1.1 %	1.4 %
efficacité CJC	0.1 %	0.3 %	0.8 %	1.2 %	2.4 %
dégradation ε FMD	1.5 %	2.1 %	3.6 %	4.2 %	5.7 %
x, y SpaCal	1.4 %	0.8 %	0.4 %	0.2 %	0.7 %
luminosité	2.0 %	2.0 %	2.0 %	2.0 %	2.0 %
δ_{rad}	0.9 %	0.9 %	0.9 %	0.9 %	0.9 %
pente en t DVCS él.	0.5 %	0.6 %	0.3 %	0.4 %	0.4 %
pente en t DVCS inél.	0.2 %	0.1 %	0.1 %	0.1 %	0.1 %
pente en W DVCS él.	1.6 %	0.1 %	0.1 %	0.0 %	0.4 %
pente en Q^2 DVCS él.	4.3 %	0.8 %	2.1 %	1.0 %	11.1 %
normalisation BH	0.5 %	1.9 %	5.9 %	11.0 %	23.9 %
normalisation φ, ω	0.4 %	0.8 %	1.1 %	1.0 %	0.8 %
erreur totale	7.3 %	7.3 %	12.0 %	16.3 %	33.5 %

TAB. D.2 – Erreurs systématiques sur la section efficace DVCS $d\sigma/dW$ au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$.

$d\sigma/dt$ ($6.5 < Q^2 < 80 \text{ GeV}^2$, $30 < W < 140 \text{ GeV}$)				
sources d'erreur	intervalle en $ t $ [GeV^2]			
	0 - 0.2	0.2 - 0.4	0.4 - 0.6	0.6 - 1
E LAr	4.1 %	4.2 %	6.6 %	8.8 %
E SpaCal	0.6 %	1.2 %	2.7 %	2.6 %
θ LAr	2.7 %	1.8 %	2.8 %	1.9 %
θ SpaCal	9.8 %	5.8 %	9.2 %	8.7 %
bruits de fonds LAr	1.7 %	0.8 %	1.2 %	0.7 %
déclenchement niveau 1	0.2 %	0.1 %	0.1 %	0.1 %
déclenchement niveau 2	1.1 %	0.6 %	0.7 %	0.6 %
efficacité CJC	1.2 %	0.4 %	0.4 %	0.3 %
dégradation ε FMD	2.4 %	2.8 %	3.9 %	4.3 %
x, y SpaCal	0.9 %	0.5 %	0.5 %	0.5 %
luminosité	2.0 %	2.0 %	2.0 %	2.0 %
δ_{rad}	0.9 %	0.9 %	0.9 %	0.9 %
pente en t DVCS él.	0.9 %	3.9 %	9.4 %	18.5 %
pente en t DVCS inél.	0.8 %	0.3 %	0.7 %	2.6 %
pente en W DVCS él.	0.9 %	0.5 %	0.3 %	0.1 %
pente en Q^2 DVCS él.	2.0 %	1.1 %	0.8 %	3.7 %
normalisation BH	10.8 %	3.1 %	3.2 %	2.1 %
normalisation φ, ω	0.7 %	0.9 %	1.0 %	0.9 %
erreur totale	16.2 %	9.8 %	16.3 %	23.6 %

TAB. D.3 – Erreurs systématiques sur la section efficace DVCS $d\sigma/dt$ au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$.

$d^2\sigma/dWdQ^2$ ($6.5 < Q^2 < 11 \text{ GeV}^2$, $ t < 1 \text{ GeV}^2$)					
sources d'erreur	intervalle en W [GeV]				
	30 - 60	60 - 80	80 - 100	100 - 120	120 - 140
E LAr	1.3 %	1.4 %	1.1 %	2.1 %	5.3 %
E SpaCal	0.2 %	0.7 %	0.6 %	0.8 %	7.6 %
θ LAr	0.5 %	1.9 %	2.9 %	2.8 %	27.2 %
θ SpaCal	2.9 %	3.8 %	7.4 %	7.0 %	18.3 %
bruits de fonds LAr	0.7 %	1.1 %	2.0 %	1.7 %	3.9 %
déclenchement niveau 1	0.1 %	0.1 %	0.2 %	0.4 %	0.6 %
déclenchement niveau 2	0.5 %	0.9 %	1.2 %	1.3 %	2.3 %
efficacité CJC	0.1 %	0.3 %	0.7 %	1.3 %	3.4 %
dégradation ε FMD	1.9 %	2.9 %	4.0 %	5.2 %	13.1 %
x, y SpaCal	2.3 %	1.5 %	0.8 %	0.5 %	4.3 %
luminosité	2.0 %	2.0 %	2.0 %	2.0 %	2.0 %
δ_{rad}	0.9 %	0.9 %	0.9 %	0.9 %	0.9 %
pente en t DVCS él.	0.4 %	0.5 %	0.3 %	0.4 %	0.5 %
pente en t DVCS inél.	0.2 %	0.0 %	0.1 %	0.2 %	0.6 %
pente en W DVCS él.	1.3 %	0.2 %	0.1 %	0.0 %	0.9 %
pente en Q^2 DVCS él.	1.3 %	1.2 %	1.4 %	1.1 %	4.0 %
normalisation BH	0.5 %	2.1 %	5.6 %	12.5 %	35.2 %
normalisation φ, ω	0.6 %	1.2 %	1.3 %	1.2 %	3.3 %
erreur totale	5.4 %	6.8 %	11.3 %	16.1 %	51.5 %

TAB. D.4 – Erreurs systématiques sur la section efficace DVCS $d^2\sigma/dWdQ^2$ au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$.

$d^2\sigma/dWdQ^2$ ($11 < Q^2 < 20 \text{ GeV}^2$, $ t < 1 \text{ GeV}^2$)					
sources d'erreur	intervalle en W [GeV]				
	30 - 60	60 - 80	80 - 100	100 - 120	120 - 140
E LAr	1.2 %	0.4 %	1.1 %	1.0 %	1.2 %
E SpaCal	0.2 %	0.4 %	1.3 %	0.4 %	1.6 %
θ LAr	0.2 %	0.8 %	2.1 %	2.3 %	4.8 %
θ SpaCal	8.3 %	8.8 %	9.2 %	13.2 %	15.8 %
bruits de fonds LAr	0.5 %	0.8 %	1.1 %	1.0 %	2.0 %
déclenchement niveau 1	0.1 %	0.1 %	0.2 %	0.2 %	0.2 %
déclenchement niveau 2	0.3 %	0.5 %	0.8 %	0.9 %	1.0 %
efficacité CJC	0.1 %	0.3 %	0.7 %	0.9 %	1.5 %
dégradation ε FMD	1.1 %	1.7 %	3.3 %	3.2 %	4.1 %
x, y SpaCal	0.4 %	0.2 %	0.2 %	1.1 %	0.5 %
luminosité	2.0 %	2.0 %	2.0 %	2.0 %	2.0 %
δ_{rad}	0.9 %	0.9 %	0.9 %	0.9 %	0.9 %
pente en t DVCS él.	0.5 %	0.6 %	0.4 %	0.3 %	0.4 %
pente en t DVCS inél.	0.2 %	0.1 %	0.1 %	0.0 %	0.0 %
pente en W DVCS él.	2.1 %	0.2 %	0.0 %	0.1 %	0.2 %
pente en Q^2 DVCS él.	3.0 %	2.2 %	2.3 %	2.2 %	1.4 %
normalisation BH	0.5 %	1.3 %	5.0 %	7.9 %	14.9 %
normalisation φ, ω	0.2 %	0.6 %	0.9 %	1.1 %	0.5 %
erreur totale	9.5 %	9.7 %	11.9 %	16.4 %	23.0 %

TAB. D.5 – Erreurs systématiques sur la section efficace DVCS $d^2\sigma/dWdQ^2$ au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$.

$d^2\sigma/dWdQ^2$ ($20 < Q^2 < 80 \text{ GeV}^2$, $ t < 1 \text{ GeV}^2$)					
sources d'erreur	intervalle en W [GeV]				
	30 - 60	60 - 80	80 - 100	100 - 120	120 - 140
E LAr	1.6 %	3.0 %	5.4 %	2.3 %	10.7 %
E SpaCal	0.5 %	1.8 %	1.3 %	0.4 %	7.8 %
θ LAr	0.5 %	0.4 %	3.5 %	3.7 %	17.9 %
θ SpaCal	6.9 %	8.9 %	12.2 %	13.6 %	22.7 %
bruits de fonds LAr	0.5 %	2.1 %	0.5 %	3.3 %	4.0 %
déclenchement niveau 1	0.0 %	0.1 %	0.1 %	0.2 %	0.6 %
déclenchement niveau 2	0.4 %	0.5 %	0.9 %	1.2 %	2.3 %
efficacité CJC	0.2 %	0.7 %	1.8 %	2.3 %	6.0 %
dégradation ε FMD	0.7 %	2.0 %	3.6 %	6.1 %	13.1 %
x, y SpaCal	0.0 %	0.0 %	0.0 %	0.6 %	0.8 %
luminosité	2.0 %	2.0 %	2.0 %	2.0 %	2.0 %
δ_{rad}	0.9 %	0.9 %	0.9 %	0.9 %	0.9 %
pente en t DVCS él.	0.4 %	0.9 %	0.5 %	0.6 %	0.3 %
pente en t DVCS inél.	0.1 %	0.2 %	0.2 %	0.0 %	0.1 %
pente en W DVCS él.	3.2 %	0.0 %	0.1 %	0.1 %	0.1 %
pente en Q^2 DVCS él	6.7 %	4.7 %	3.9 %	4.5 %	4.0 %
normalisation BH	0.6 %	3.8 %	10.5 %	17.4 %	55.1 %
normalisation φ, ω	0.0 %	0.2 %	0.7 %	0.1 %	0.6 %
erreur totale	10.6 %	12.0 %	18.5 %	24.2 %	65.5 %

TAB. D.6 – Erreurs systématiques sur la section efficace DVCS $d^2\sigma/dWdQ^2$ au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$.

$d^2\sigma/dtdQ^2$ ($6.5 < Q^2 < 11 \text{ GeV}^2$, $30 < W < 140 \text{ GeV}$)				
sources d'erreur	intervalle en $ t $ [GeV^2]			
	0 - 0.2	0.2 - 0.4	0.4 - 0.6	0.6 - 1
E LAr	3.9 %	2.3 %	7.8 %	10.8 %
E SpaCal	0.4 %	0.6 %	1.6 %	3.3 %
θ LAr	2.5 %	2.0 %	3.1 %	2.4 %
θ SpaCal	5.8 %	6.5 %	4.3 %	2.6 %
bruits de fonds LAr	1.7 %	0.9 %	1.8 %	0.8 %
déclenchement niveau 1	0.2 %	0.1 %	0.2 %	0.2 %
déclenchement niveau 2	1.2 %	0.7 %	0.7 %	0.8 %
efficacité CJC	1.0 %	0.2 %	0.2 %	0.2 %
dégradation ε FMD	2.6 %	3.6 %	3.7 %	7.9 %
x, y SpaCal	1.6 %	1.1 %	1.2 %	0.8 %
luminosité	2.0 %	2.0 %	2.0 %	2.0 %
δ_{rad}	0.9 %	0.9 %	0.9 %	0.9 %
pente en t DVCS él.	0.8 %	3.6 %	8.3 %	16.0 %
pente en t DVCS inél.	1.1 %	0.4 %	0.9 %	5.1 %
pente en W DVCS él.	0.1 %	0.5 %	0.9 %	0.8 %
pente en Q^2 DVCS él	1.2 %	1.1 %	0.8 %	0.4 %
normalisation BH	9.2 %	2.0 %	1.3 %	1.6 %
normalisation φ, ω	0.9 %	1.2 %	1.1 %	1.6 %
erreur totale	12.8 %	9.7 %	13.7 %	22.3 %

TAB. D.7 – Erreurs systématiques sur la section efficace DVCS $d^2\sigma/dtdQ^2$ au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$.

$d^2\sigma/dtdQ^2$ ($11 < Q^2 < 20 \text{ GeV}^2$, $30 < W < 140 \text{ GeV}$)				
sources d'erreur	intervalle en $ t $ [GeV^2]			
	0 - 0.2	0.2 - 0.4	0.4 - 0.6	0.6 - 1
E LAr	4.4 %	4.6 %	5.5 %	4.6 %
E SpaCal	1.2 %	3.2 %	2.6 %	0.9 %
θ LAr	2.9 %	1.7 %	1.5 %	1.3 %
θ SpaCal	13.9 %	9.1 %	14.5 %	13.5 %
bruits de fonds LAr	1.5 %	0.6 %	0.9 %	0.5 %
déclenchement niveau 1	0.2 %	0.1 %	0.1 %	0.1 %
déclenchement niveau 2	0.9 %	0.6 %	0.6 %	0.5 %
efficacité CJC	1.0 %	0.3 %	0.4 %	0.2 %
dégradation ε FMD	2.0 %	2.3 %	3.8 %	2.9 %
x, y SpaCal	0.6 %	0.3 %	0.3 %	0.5 %
luminosité	2.0 %	2.0 %	2.0 %	2.0 %
δ_{rad}	0.9 %	0.9 %	0.9 %	0.9 %
pente en t DVCS él.	1.1 %	4.1 %	10.3 %	20.0 %
pente en t DVCS inél.	0.5 %	0.2 %	0.6 %	1.5 %
pente en W DVCS él.	1.9 %	1.5 %	1.1 %	0.3 %
pente en Q^2 DVCS él.	2.2 %	2.1 %	2.5 %	2.3 %
normalisation BH	9.2 %	2.7 %	3.3 %	1.4 %
normalisation φ, ω	0.5 %	0.6 %	1.1 %	0.7 %
erreur totale	18.2 %	12.6 %	19.9 %	25.1 %

TAB. D.8 – Erreurs systématiques sur la section efficace DVCS $d^2\sigma/dtdQ^2$ au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$.

$d^2\sigma/dtdQ^2$ ($20 < Q^2 < 80 \text{ GeV}^2$, $30 < W < 140 \text{ GeV}$)				
sources d'erreur	intervalle en $ t $ [GeV^2]			
	0 - 0.2	0.2 - 0.4	0.4 - 0.6	0.6 - 1
E LAr	18.5 %	9.9 %	23.9 %	16.3 %
E SpaCal	4.4 %	3.1 %	6.5 %	6.9 %
θ LAr	7.2 %	2.3 %	5.4 %	3.1 %
θ SpaCal	13.8 %	9.6 %	20.6 %	17.0 %
bruits de fonds LAr	3.1 %	1.3 %	0.8 %	1.5 %
déclenchement niveau 1	0.4 %	0.1 %	0.1 %	0.1 %
déclenchement niveau 2	1.6 %	0.6 %	0.7 %	0.6 %
efficacité CJC	3.5 %	1.1 %	1.4 %	0.7 %
dégradation ε FMD	6.0 %	4.4 %	5.0 %	4.9 %
x, y SpaCal	0.4 %	0.1 %	0.1 %	0.0 %
luminosité	2.0 %	2.0 %	2.0 %	2.0 %
δ_{rad}	0.9 %	0.9 %	0.9 %	0.9 %
pente en t DVCS él.	1.4 %	4.5 %	11.9 %	22.6 %
pente en t DVCS inél.	0.7 %	0.2 %	0.5 %	1.4 %
pente en W DVCS él.	3.2 %	2.7 %	2.4 %	1.8 %
pente en Q^2 DVCS él.	4.6 %	5.2 %	4.3 %	4.6 %
normalisation BH	27.9 %	8.4 %	9.5 %	5.5 %
normalisation φ, ω	0.2 %	0.4 %	0.3 %	0.2 %
erreur totale	38.5 %	18.9 %	36.8 %	34.8 %

TAB. D.9 – Erreurs systématiques sur la section efficace DVCS $d^2\sigma/dtdQ^2$ au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$.

$d^2\sigma/dtdW$ ($6.5 < Q^2 < 80 \text{ GeV}^2$, $30 < W < 50 \text{ GeV}$)				
sources d'erreur	intervalle en $ t $ [GeV^2]			
	0 - 0.2	0.2 - 0.4	0.4 - 0.6	0.6 - 1
E LAr	0.6 %	2.4 %	3.1 %	2.3 %
E SpaCal	0.7 %	0.1 %	1.5 %	2.0 %
θ LAr	0.2 %	1.4 %	0.9 %	3.6 %
θ SpaCal	2.5 %	5.7 %	4.9 %	5.9 %
bruits de fonds LAr	0.5 %	0.8 %	1.0 %	0.4 %
déclenchement niveau 1	0.1 %	0.1 %	0.1 %	0.1 %
déclenchement niveau 2	0.3 %	0.4 %	0.5 %	0.4 %
efficacité CJC	0.1 %	0.1 %	0.1 %	0.0 %
dégradation ε FMD	1.1 %	3.2 %	2.1 %	2.1 %
x, y SpaCal	1.7 %	1.5 %	1.2 %	0.9 %
luminosité	2.0 %	2.0 %	2.0 %	2.0 %
δ_{rad}	0.9 %	0.9 %	0.9 %	0.9 %
pente en t DVCS él.	1.2 %	4.3 %	9.6 %	19.7 %
pente en t DVCS inél.	0.6 %	0.2 %	1.0 %	2.2 %
pente en W DVCS él.	1.5 %	1.4 %	1.4 %	1.3 %
pente en Q^2 DVCS él.	7.2 %	6.6 %	6.0 %	2.7 %
normalisation BH	0.4 %	0.5 %	0.2 %	0.1 %
normalisation φ, ω	0.4 %	0.8 %	0.3 %	1.2 %
erreur totale	8.5 %	11.1 %	13.4 %	21.7 %

TAB. D.10 – Erreurs systématiques sur la section efficace DVCS $d^2\sigma/dtdW$ au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$.

$d^2\sigma/dtdW$ ($6.5 < Q^2 < 80 \text{ GeV}^2$, $50 < W < 85 \text{ GeV}$)				
sources d'erreur	intervalle en $ t $ [GeV^2]			
	0 - 0.2	0.2 - 0.4	0.4 - 0.6	0.6 - 1
E LAr	2.1 %	0.9 %	3.1 %	4.9 %
E SpaCal	1.1 %	1.5 %	1.9 %	2.1 %
θ LAr	1.4 %	1.2 %	1.1 %	1.3 %
θ SpaCal	4.0 %	5.9 %	13.4 %	12.1 %
bruits de fonds LAr	1.2 %	0.9 %	1.2 %	0.8 %
déclenchement niveau 1	0.1 %	0.1 %	0.1 %	0.1 %
déclenchement niveau 2	0.7 %	0.6 %	0.7 %	0.6 %
efficacité CJC	0.4 %	0.2 %	0.3 %	0.2 %
dégradation ε FMD	1.3 %	2.4 %	2.0 %	3.4 %
x, y SpaCal	1.3 %	0.8 %	1.0 %	0.5 %
luminosité	2.0 %	2.0 %	2.0 %	2.0 %
δ_{rad}	0.9 %	0.9 %	0.9 %	0.9 %
pente en t DVCS él.	1.1 %	4.1 %	10.2 %	20.3 %
pente en t DVCS inél.	0.6 %	0.2 %	0.8 %	2.5 %
pente en W DVCS él.	0.1 %	0.1 %	0.1 %	0.2 %
pente en Q^2 DVCS él.	2.8 %	1.8 %	0.4 %	3.7 %
normalisation BH	2.7 %	1.2 %	1.4 %	0.9 %
normalisation φ, ω	0.5 %	1.1 %	1.0 %	0.1 %
erreur totale	7.2 %	8.6 %	17.7 %	25.0 %

TAB. D.11 – Erreurs systématiques sur la section efficace DVCS $d^2\sigma/dtdW$ au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$.

$d^2\sigma/dtdW$ ($6.5 < Q^2 < 80 \text{ GeV}^2$, $85 < W < 140 \text{ GeV}$)				
sources d'erreur	intervalle en $ t $ [GeV^2]			
	0 - 0.2	0.2 - 0.4	0.4 - 0.6	0.6 - 1
E LAr	9.6 %	7.6 %	11.5 %	14.8 %
E SpaCal	1.5 %	1.3 %	3.6 %	4.1 %
θ LAr	5.7 %	2.3 %	5.5 %	1.9 %
θ SpaCal	18.4 %	7.6 %	7.3 %	6.6 %
bruits de fonds LAr	2.7 %	0.8 %	1.5 %	0.8 %
déclenchement niveau 1	0.4 %	0.2 %	0.2 %	0.2 %
déclenchement niveau 2	1.8 %	0.7 %	0.8 %	0.7 %
efficacité CJC	2.5 %	0.6 %	0.6 %	0.5 %
dégradation ε FMD	4.1 %	3.0 %	5.9 %	6.0 %
x, y SpaCal	0.6 %	0.1 %	0.1 %	0.4 %
luminosité	2.0 %	2.0 %	2.0 %	2.0 %
δ_{rad}	0.9 %	0.9 %	0.9 %	0.9 %
pente en t DVCS él.	0.7 %	3.6 %	8.7 %	16.5 %
pente en t DVCS inél.	1.1 %	0.3 %	0.6 %	2.8 %
pente en W DVCS él.	0.8 %	0.7 %	0.7 %	0.4 %
pente en Q^2 DVCS él.	0.1 %	0.9 %	3.1 %	5.9 %
normalisation BH	23.2 %	5.0 %	5.5 %	4.1 %
normalisation φ, ω	0.9 %	0.7 %	1.1 %	1.5 %
erreur totale	32.4 %	13.3 %	19.7 %	25.7 %

TAB. D.12 – Erreurs systématiques sur la section efficace DVCS $d^2\sigma/dtdW$ au niveau $ep \rightarrow ep\gamma$.

E. Erreurs systématiques sur les paramètres

erreurs systématiques sur le paramètre n ($W = 82$ GeV)			
sources d'erreur	erreurs en %	sources d'erreur	erreurs en %
E LAr	+0.0 / - 2.3	dégradation ε FMU	+0.9 / - 0.7
E SpaCal	-1.3 / + 1.7	x, y SpaCal	+0.8 / - 0.5
θ LAr	+0.2 / - 1.6	pente en t DVCS él.	-0.1 / + 0.1
θ SpaCal	+2.8 / - 3.2	pente en t DVCS inél.	+0.1 / - 0.1
bruits de fonds LAr	+0.4 / - 0.6	pente en W DVCS él.	+1.4 / - 1.4
déclenchement niveau 1	-0.1 / + 0.1	pente en Q^2 DVCS él.	+0.8 / - 0.8
déclenchement niveau 2	-0.1 / + 0.1	normalisation BH	+10.8 / - 6.8
efficacité CJC	+1.2 / - 1.1	normalisation φ, ω	-0.2 / + 0.2
erreur systématique totale : +11.5 / - 8.5 %			

TAB. E.1 – Erreurs systématiques sur le paramètre n caractérisant la dépendance en Q^2 de la section efficace réduite mesurée pour l'ensemble des données en $W = 82$ GeV.

erreurs systématiques sur le paramètre b ($W = 82$ GeV, $Q^2 = 8$ GeV ²)			
sources d'erreur	erreurs en %	sources d'erreur	erreurs en %
E LAr	+3.3 / - 0.4	dégradation ε FMU	+0.7 / - 0.6
E SpaCal	+0.7 / - 0.4	x, y SpaCal	+0.1 / - 0.2
θ LAr	-0.6 / + 0.0	pente en t DVCS él.	-5.7 / + 6.0
θ SpaCal	+1.6 / + 1.0	pente en t DVCS inél.	+1.1 / - 0.9
bruits de fonds LAr	-0.0 / + 0.3	pente en W DVCS él.	-0.2 / + 0.3
déclenchement niveau 1	+0.0 / - 0.0	pente en Q^2 DVCS él.	-1.6 / + 1.8
déclenchement niveau 2	+0.1 / - 0.1	normalisation BH	-3.0 / + 2.6
efficacité CJC	-0.3 / + 0.3	normalisation φ, ω	+0.1 / - 0.1
erreur systématique totale : +7.9 / - 6.8 %			

TAB. E.2 – Erreurs systématiques sur le paramètre b caractérisant la dépendance de la section efficace réduite différentielle en t mesurée pour l'ensemble des données en $W = 82$ GeV et $Q^2 = 8$ GeV².

erreurs systématiques sur le paramètre δ			
$Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$, ensemble des données			
sources d'erreur	erreurs en %	sources d'erreur	erreurs en %
E LAr	+1.1 / + 0.6	dégradation ε FMU	-4.0 / + 3.8
E SpaCal	-0.9 / + 0.7	x, y SpaCal	-2.3 / + 1.9
θ LAr	-4.4 / + 3.8	pente en t DVCS él.	-0.1 / + 0.1
θ SpaCal	-8.0 / + 8.0	pente en t DVCS inél.	+0.3 / - 0.3
bruits de fonds LAr	-0.8 / + 1.5	pente en W DVCS él.	+2.6 / - 2.7
déclenchement niveau 1	+0.2 / - 0.2	pente en Q^2 DVCS él.	+5.2 / - 6.9
déclenchement niveau 2	+1.0 / - 1.0	normalisation BH	-16.3 / + 13.3
efficacité CJC	-1.6 / + 1.6	normalisation φ, ω	-1.1 / + 1.1
erreur systématique totale : +17.8 / - 20.8 %			
$Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$			
sources d'erreur	erreurs en %	sources d'erreur	erreurs en %
E LAr	+1.4 / + 1.1	dégradation ε FMU	-6.9 / + 4.7
E SpaCal	-2.4 / + 1.4	x, y SpaCal	-4.1 / + 3.9
θ LAr	-9.5 / + 6.6	pente en t DVCS él.	-0.1 / + 0.1
θ SpaCal	-11.3 / + 9.3	pente en t DVCS inél.	+0.7 / - 0.6
bruits de fonds LAr	-0.5 / + 2.4	pente en W DVCS él.	+2.6 / - 2.7
déclenchement niveau 1	+0.3 / - 0.3	pente en Q^2 DVCS él.	+1.0 / - 1.1
déclenchement niveau 2	+1.6 / - 1.6	normalisation BH	-24.1 / + 17.4
efficacité CJC	-2.0 / + 1.9	normalisation φ, ω	-1.8 / + 1.8
erreur systématique totale : +22.3 / - 29.8 %			
$Q^2 = 15.5 \text{ GeV}^2$			
sources d'erreur	erreurs en %	sources d'erreur	erreurs en %
E LAr	+1.1 / - 0.6	dégradation ε FMU	-2.4 / + 2.9
E SpaCal	-1.2 / + 1.0	x, y SpaCal	-0.2 / - 0.1
θ LAr	-3.2 / + 2.5	pente en t DVCS él.	-0.1 / + 0.2
θ SpaCal	-1.9 / + 4.5	pente en t DVCS inél.	+0.2 / - 0.2
bruits de fonds LAr	-1.0 / + 1.0	pente en W DVCS él.	+2.7 / - 2.8
déclenchement niveau 1	+0.1 / - 0.1	pente en Q^2 DVCS él.	+1.3 / - 1.3
déclenchement niveau 2	+0.7 / - 0.7	normalisation BH	-11.1 / + 9.7
efficacité CJC	-1.1 / + 1.1	normalisation φ, ω	-0.9 / + 0.9
erreur systématique totale : +12.0 / - 12.6 %			
$Q^2 = 25 \text{ GeV}^2$			
sources d'erreur	erreurs en %	sources d'erreur	erreurs en %
E LAr	-13.2 / + 25.0	dégradation ε FMU	-33.9 / + 32.6
E SpaCal	+10.9 / - 4.8	x, y SpaCal	-1.5 / - 1.3
θ LAr	-31.0 / + 24.1	pente en t DVCS él.	+1.0 / - 2.6
θ SpaCal	-40.1 / + 27.9	pente en t DVCS inél.	-1.7 / - 0.6
bruits de fonds LAr	-7.4 / + 13.2	pente en W DVCS él.	+25.7 / - 29.2
déclenchement niveau 1	+1.2 / - 2.1	pente en Q^2 DVCS él.	+15.6 / - 21.4
déclenchement niveau 2	+4.7 / - 7.1	normalisation BH	-234.5 / + 110.6
efficacité CJC	-18.5 / + 18.1	normalisation φ, ω	-4.7 / + 3.7
erreur systématique totale : +129.8 / - 246.4 %			

TAB. E.3 – Erreurs systématiques sur le paramètre δ caractérisant la dépendance en W de la section efficace réduite respectivement mesurée pour l'ensemble des données en $Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$ et pour différents intervalles en Q^2 correspondant respectivement aux valeurs $Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$, 15.5 GeV^2 et 25 GeV^2 .

erreurs systématiques sur le paramètre b			
$W = 82 \text{ GeV}, Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$			
sources d'erreur	erreurs en %	sources d'erreur	erreurs en %
E LAr	+4.8 / - 4.0	dégradation ε FMU	+1.5 / - 1.0
E SpaCal	+0.5 / - 0.4	x, y SpaCal	+0.1 / - 0.3
θ LAr	-0.4 / - 0.2	penne en t DVCS él.	-4.8 / + 5.1
θ SpaCal	+0.2 / + 1.2	penne en t DVCS inél.	+1.8 / - 1.5
bruits de fonds LAr	+0.1 / + 0.3	penne en W DVCS él.	-0.2 / + 0.3
déclenchement niveau 1	+0.0 / - 0.0	penne en Q^2 DVCS él.	-0.4 / + 0.4
déclenchement niveau 2	+0.1 / - 0.1	normalisation BH	-2.8 / + 2.5
efficacité CJC	-0.3 / + 0.3	normalisation φ, ω	+0.2 / - 0.2
erreur systématique totale : +7.9 / - 7.1 %			
$W = 82 \text{ GeV}, Q^2 = 15.5 \text{ GeV}^2$			
sources d'erreur	erreurs en %	sources d'erreur	erreurs en %
E LAr	+1.3 / + 0.1	dégradation ε FMU	+0.5 / - 0.5
E SpaCal	+0.1 / - 0.5	x, y SpaCal	-0.1 / + 0.1
θ LAr	-0.5 / + 0.4	penne en t DVCS él.	-6.1 / + 6.3
θ SpaCal	+1.0 / - 0.1	penne en t DVCS inél.	+0.6 / - 0.6
bruits de fonds LAr	-0.2 / + 0.2	penne en W DVCS él.	-0.5 / + 0.5
déclenchement niveau 1	+0.0 / - 0.0	penne en Q^2 DVCS él.	+0.1 / - 0.1
déclenchement niveau 2	+0.1 / - 0.1	normalisation BH	-2.5 / + 2.2
efficacité CJC	-0.3 / + 0.3	normalisation φ, ω	+0.2 / - 0.2
erreur systématique totale : +7.0 / - 6.7 %			
$W = 82 \text{ GeV}, Q^2 = 25 \text{ GeV}^2$			
sources d'erreur	erreurs en %	sources d'erreur	erreurs en %
E LAr	+4.1 / + 10.6	dégradation ε FMU	-0.3 / + 0.0
E SpaCal	+3.7 / - 0.4	x, y SpaCal	-0.1 / - 0.1
θ LAr	-2.1 / + 0.1	penne en t DVCS él.	-7.0 / + 7.2
θ SpaCal	+4.8 / + 3.2	penne en t DVCS inél.	+0.7 / - 0.6
bruits de fonds LAr	-0.0 / + 0.4	penne en W DVCS él.	-0.4 / + 0.4
déclenchement niveau 1	+0.1 / - 0.1	penne en Q^2 DVCS él.	+0.0 / + 0.0
déclenchement niveau 2	+0.3 / - 0.3	normalisation BH	-8.0 / + 5.4
efficacité CJC	-0.8 / + 0.8	normalisation φ, ω	-0.0 / - 0.0
erreur systématique totale : +16.0 / - 10.9 %			

TAB. E.4 – Erreurs systématiques sur le paramètre b caractérisant la dépendance de la section efficace réduite différentielle en t mesurée en $W = 82 \text{ GeV}$ pour différents intervalles en Q^2 correspondant respectivement aux valeurs $Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$, 15.5 GeV^2 et 25 GeV^2 .

erreurs systématiques sur le paramètre b			
$W = 40 \text{ GeV}, Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$			
sources d'erreur	erreurs en %	sources d'erreur	erreurs en %
E LAr	+1.2 / - 0.6	dégradation ε FMU	+0.3 / - 0.4
E SpaCal	+0.6 / - 0.8	x, y SpaCal	+0.2 / - 0.4
θ LAr	-0.3 / - 0.6	penne en t DVCS él.	-5.6 / + 5.9
θ SpaCal	+3.0 / - 1.1	penne en t DVCS inél.	+0.8 / - 0.7
bruits de fonds LAr	+0.2 / + 0.0	penne en W DVCS él.	-0.0 / + 0.0
déclenchement niveau 1	+0.0 / - 0.0	penne en Q^2 DVCS él.	-0.9 / + 0.9
déclenchement niveau 2	-0.0 / + 0.0	normalisation BH	-0.1 / + 0.1
efficacité CJC	-0.0 / + 0.0	normalisation φ, ω	+0.1 / - 0.1
erreur systématique totale : +6.9 / - 6.0 %			
$W = 70 \text{ GeV}, Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$			
sources d'erreur	erreurs en %	sources d'erreur	erreurs en %
E LAr	+0.6 / + 0.9	dégradation ε FMU	+0.5 / - 0.5
E SpaCal	+0.8 / - 1.0	x, y SpaCal	+0.2 / - 0.4
θ LAr	-0.1 / + 0.2	penne en t DVCS él.	-5.9 / + 6.1
θ SpaCal	+3.7 / - 2.2	penne en t DVCS inél.	+0.9 / - 0.8
bruits de fonds LAr	+0.2 / + 0.2	penne en W DVCS él.	-0.1 / + 0.1
déclenchement niveau 1	+0.0 / - 0.0	penne en Q^2 DVCS él.	-1.7 / + 1.9
déclenchement niveau 2	+0.0 / - 0.0	normalisation BH	-0.6 / + 0.6
efficacité CJC	-0.1 / + 0.1	normalisation φ, ω	+0.0 / + 0.0
erreur systématique totale : +7.6 / - 6.7 %			
$W = 100 \text{ GeV}, Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$			
sources d'erreur	erreurs en %	sources d'erreur	erreurs en %
E LAr	+7.0 / - 1.2	dégradation ε FMU	+0.8 / - 0.8
E SpaCal	+1.0 / + 0.5	x, y SpaCal	-0.1 / - 0.0
θ LAr	-1.3 / + 0.6	penne en t DVCS él.	-5.3 / + 5.6
θ SpaCal	-0.7 / + 4.6	penne en t DVCS inél.	+1.3 / - 1.1
bruits de fonds LAr	-0.3 / + 0.6	penne en W DVCS él.	+0.1 / - 0.1
déclenchement niveau 1	+0.1 / - 0.1	penne en Q^2 DVCS él.	-1.8 / + 2.1
déclenchement niveau 2	+0.3 / - 0.3	normalisation BH	-7.4 / + 5.4
efficacité CJC	-0.7 / + 0.7	normalisation φ, ω	+0.2 / - 0.2
erreur systématique totale : +11.8 / - 9.6 %			

TAB. E.5 – Erreurs systématiques sur le paramètre b caractérisant la dépendance de la section efficace réduite différentielle en t mesurée en $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ pour différents intervalles en W correspondant respectivement aux valeurs $W = 40 \text{ GeV}$, 70 GeV et 100 GeV .

F. Erreurs dues à la procédure d'extraction

erreurs systématiques sur la section efficace réduite $\sigma_{DVCS}^{\gamma^*p \rightarrow \gamma p}(Q^2)$ ($W = 82$ GeV)							
Q^2 [GeV ²]	$\Delta\sigma \delta_{max}$	$\Delta\sigma \delta_{min}$	$\Delta\sigma n_{max}$	$\Delta\sigma n_{min}$	$\Delta\sigma_{tot}^+$	$\Delta\sigma_{tot}^-$	$\Delta\sigma_{tot}$
8.75	1.8 %	-2.6 %	-1.4 %	1.0 %	2.0 %	2.9 %	2.9 %
15.5	1.8 %	-2.6 %	-1.7 %	1.3 %	2.2 %	3.1 %	3.1 %
25	1.8 %	-2.6 %	-0.8 %	0.6 %	1.9 %	2.7 %	2.7 %
55	1.8 %	-2.6 %	-4.5 %	3.5 %	3.9 %	5.2 %	5.2 %

TAB. F.1 – Erreurs systématiques engendrées par les incertitudes sur les paramètres n et δ dans la procédure d'extraction de la section efficace réduite $\sigma_{DVCS}^{\gamma^*p \rightarrow \gamma p}(Q^2)$ mesurée en $W = 82$ GeV.

erreurs systématiques sur la section efficace réduite $\sigma_{DVCS}^{\gamma^*p \rightarrow \gamma p}(W)$ ($Q^2 = 8$ GeV ²)							
W [GeV]	$\Delta\sigma \delta_{max}$	$\Delta\sigma \delta_{min}$	$\Delta\sigma n_{max}$	$\Delta\sigma n_{min}$	$\Delta\sigma_{tot}^+$	$\Delta\sigma_{tot}^-$	$\Delta\sigma_{tot}$
45	0.5 %	-0.7 %	7.5 %	-6.3 %	7.5 %	6.3 %	7.5 %
70	0.1 %	-0.1 %	7.5 %	-6.3 %	7.5 %	6.3 %	7.5 %
90	0.1 %	-0.1 %	7.5 %	-6.3 %	7.5 %	6.3 %	7.5 %
110	0.0 %	-0.1 %	7.5 %	-6.3 %	7.5 %	6.3 %	7.5 %
130	0.0 %	-0.0 %	7.5 %	-6.3 %	7.5 %	6.3 %	7.5 %

TAB. F.2 – Erreurs systématiques engendrées par les incertitudes sur les paramètres n et δ dans la procédure d'extraction de la section efficace réduite $\sigma_{DVCS}^{\gamma^*p \rightarrow \gamma p}(W)$ mesurée en $Q^2 = 8$ GeV².

erreurs systématiques sur la section efficace réduite différentielle en t $d\sigma_{DVCS}^{\gamma^*p \rightarrow \gamma p}/dt$ ($W = 82$ GeV, $Q^2 = 8$ GeV ²)							
$ t $ [GeV ²]	$\Delta\sigma \delta_{max}$	$\Delta\sigma \delta_{min}$	$\Delta\sigma n_{max}$	$\Delta\sigma n_{min}$	$\Delta\sigma_{tot}^+$	$\Delta\sigma_{tot}^-$	$\Delta\sigma_{tot}$
0.1	1.8 %	-2.6 %	7.5 %	-6.3 %	7.7 %	6.8 %	7.7 %
0.3	1.8 %	-2.6 %	7.5 %	-6.3 %	7.7 %	6.8 %	7.7 %
0.5	1.8 %	-2.6 %	7.5 %	-6.3 %	7.7 %	6.8 %	7.7 %
0.8	1.8 %	-2.6 %	7.5 %	-6.3 %	7.7 %	6.8 %	7.7 %

TAB. F.3 – Erreurs systématiques engendrées par les incertitudes sur les paramètres n et δ dans l'extraction de la section efficace réduite différentielle en t mesurée en $W = 82$ GeV et $Q^2 = 8$ GeV².

erreurs systématiques sur la section efficace réduite $\sigma_{DVC S}^{\gamma^* p \rightarrow \gamma p}(W)$							
$Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$							
W [GeV]	$\Delta\sigma \delta_{max}$	$\Delta\sigma \delta_{min}$	$\Delta\sigma n_{max}$	$\Delta\sigma n_{min}$	$\Delta\sigma_{tot}^+$	$\Delta\sigma_{tot}^-$	$\Delta\sigma_{tot}$
45	0.7 %	-1.1 %	0.4 %	-0.4 %	0.8 %	1.1 %	1.1 %
70	0.1 %	-0.2 %	0.4 %	-0.4 %	0.4 %	0.4 %	0.4 %
90	0.1 %	-0.1 %	0.4 %	-0.4 %	0.4 %	0.4 %	0.4 %
110	0.1 %	-0.1 %	0.4 %	-0.4 %	0.4 %	0.4 %	0.4 %
130	0.1 %	-0.1 %	0.4 %	-0.4 %	0.4 %	0.4 %	0.4 %
$Q^2 = 15.5 \text{ GeV}^2$							
W [GeV]	$\Delta\sigma \delta_{max}$	$\Delta\sigma \delta_{min}$	$\Delta\sigma n_{max}$	$\Delta\sigma n_{min}$	$\Delta\sigma_{tot}^+$	$\Delta\sigma_{tot}^-$	$\Delta\sigma_{tot}$
45	0.4 %	-0.6 %	-1.7 %	1.3 %	1.4 %	1.8 %	1.8 %
70	0.1 %	-0.1 %	-1.7 %	1.3 %	1.3 %	1.7 %	1.7 %
90	0.1 %	-0.1 %	-1.7 %	1.3 %	1.3 %	1.7 %	1.7 %
110	0.0 %	-0.1 %	-1.7 %	1.3 %	1.3 %	1.7 %	1.7 %
130	0.0 %	-0.0 %	-1.7 %	1.3 %	1.3 %	1.7 %	1.7 %
$Q^2 = 25 \text{ GeV}^2$							
W [GeV]	$\Delta\sigma \delta_{max}$	$\Delta\sigma \delta_{min}$	$\Delta\sigma n_{max}$	$\Delta\sigma n_{min}$	$\Delta\sigma_{tot}^+$	$\Delta\sigma_{tot}^-$	$\Delta\sigma_{tot}$
45	2.2 %	-3.8 %	4.6 %	-3.8 %	5.1 %	5.4 %	5.4 %
70	0.4 %	-0.7 %	4.6 %	-3.8 %	4.6 %	3.9 %	4.6 %
90	0.3 %	-0.4 %	4.6 %	-3.8 %	4.6 %	3.9 %	4.6 %
110	0.2 %	-0.3 %	4.6 %	-3.8 %	4.6 %	3.9 %	4.6 %
130	0.1 %	-0.2 %	4.6 %	-3.8 %	4.6 %	3.9 %	4.6 %

TAB. F.4 – Erreurs systématiques engendrées par les incertitudes sur les paramètres n et δ dans l'extraction de la section efficace réduite $\sigma_{DVC S}^{\gamma^* p \rightarrow \gamma p}(W)$ mesurée en $Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$, 15.5 GeV^2 et 25 GeV^2 .

erreurs systématiques sur la section efficace réduite différentielle en t $d\sigma_{DVCS}^{\gamma^*p \rightarrow \gamma p}/dt$							
($W = 82$ GeV, $Q^2 = 8$ GeV ²)							
$ t $ [GeV ²]	$\Delta\sigma \delta_{max}$	$\Delta\sigma \delta_{min}$	$\Delta\sigma n_{max}$	$\Delta\sigma n_{min}$	$\Delta\sigma_{tot}^+$	$\Delta\sigma_{tot}^-$	$\Delta\sigma_{tot}$
0.1	1.8 %	-2.6 %	0.4 %	-0.4 %	1.8 %	2.6 %	2.6 %
0.3	1.8 %	-2.6 %	0.4 %	-0.4 %	1.8 %	2.6 %	2.6 %
0.5	1.8 %	-2.6 %	0.4 %	-0.4 %	1.8 %	2.6 %	2.6 %
0.8	1.8 %	-2.6 %	0.4 %	-0.4 %	1.8 %	2.6 %	2.6 %
($W = 82$ GeV, $Q^2 = 15.5$ GeV ²)							
$ t $ [GeV ²]	$\Delta\sigma \delta_{max}$	$\Delta\sigma \delta_{min}$	$\Delta\sigma n_{max}$	$\Delta\sigma n_{min}$	$\Delta\sigma_{tot}^+$	$\Delta\sigma_{tot}^-$	$\Delta\sigma_{tot}$
0.1	1.8 %	-2.6 %	-1.7 %	1.3 %	2.2 %	3.1 %	3.1 %
0.3	1.8 %	-2.6 %	-1.7 %	1.3 %	2.2 %	3.1 %	3.1 %
0.5	1.8 %	-2.6 %	-1.7 %	1.3 %	2.2 %	3.1 %	3.1 %
0.8	1.8 %	-2.6 %	-1.7 %	1.3 %	2.2 %	3.1 %	3.1 %
($W = 82$ GeV, $Q^2 = 25$ GeV ²)							
$ t $ [GeV ²]	$\Delta\sigma \delta_{max}$	$\Delta\sigma \delta_{min}$	$\Delta\sigma n_{max}$	$\Delta\sigma n_{min}$	$\Delta\sigma_{tot}^+$	$\Delta\sigma_{tot}^-$	$\Delta\sigma_{tot}$
0.1	1.8 %	-2.6 %	4.6 %	-3.8 %	4.9 %	4.6 %	4.9 %
0.3	1.8 %	-2.6 %	4.6 %	-3.8 %	4.9 %	4.6 %	4.9 %
0.5	1.8 %	-2.6 %	4.6 %	-3.8 %	4.9 %	4.6 %	4.9 %
0.8	1.8 %	-2.6 %	4.6 %	-3.8 %	4.9 %	4.6 %	4.9 %
($W = 40$ GeV, $Q^2 = 10$ GeV ²)							
$ t $ [GeV ²]	$\Delta\sigma \delta_{max}$	$\Delta\sigma \delta_{min}$	$\Delta\sigma n_{max}$	$\Delta\sigma n_{min}$	$\Delta\sigma_{tot}^+$	$\Delta\sigma_{tot}^-$	$\Delta\sigma_{tot}$
0.1	0.3 %	-0.4 %	2.9 %	-3.0 %	2.9 %	3.0 %	3.0 %
0.3	0.3 %	-0.4 %	2.9 %	-3.0 %	2.9 %	3.0 %	3.0 %
0.5	0.3 %	-0.4 %	2.9 %	-3.0 %	2.9 %	3.0 %	3.0 %
0.8	0.3 %	-0.4 %	2.9 %	-3.0 %	2.9 %	3.0 %	3.0 %
($W = 70$ GeV, $Q^2 = 10$ GeV ²)							
$ t $ [GeV ²]	$\Delta\sigma \delta_{max}$	$\Delta\sigma \delta_{min}$	$\Delta\sigma n_{max}$	$\Delta\sigma n_{min}$	$\Delta\sigma_{tot}^+$	$\Delta\sigma_{tot}^-$	$\Delta\sigma_{tot}$
0.1	1.0 %	-1.1 %	2.9 %	-3.0 %	3.1 %	3.2 %	3.2 %
0.3	1.0 %	-1.1 %	2.9 %	-3.0 %	3.1 %	3.2 %	3.2 %
0.5	1.0 %	-1.1 %	2.9 %	-3.0 %	3.1 %	3.2 %	3.2 %
0.8	1.0 %	-1.1 %	2.9 %	-3.0 %	3.1 %	3.2 %	3.2 %
($W = 100$ GeV, $Q^2 = 10$ GeV ²)							
$ t $ [GeV ²]	$\Delta\sigma \delta_{max}$	$\Delta\sigma \delta_{min}$	$\Delta\sigma n_{max}$	$\Delta\sigma n_{min}$	$\Delta\sigma_{tot}^+$	$\Delta\sigma_{tot}^-$	$\Delta\sigma_{tot}$
0.1	-1.8 %	1.9 %	2.9 %	-3.0 %	3.5 %	3.5 %	3.5 %
0.3	-1.8 %	1.9 %	2.9 %	-3.0 %	3.5 %	3.5 %	3.5 %
0.5	-1.8 %	1.9 %	2.9 %	-3.0 %	3.5 %	3.5 %	3.5 %
0.8	-1.8 %	1.9 %	2.9 %	-3.0 %	3.5 %	3.5 %	3.5 %

TAB. F.5 – Erreurs systématiques engendrées par les incertitudes sur les paramètres n et δ dans la procédure d'extraction de la section efficace réduite différentielle en t respectivement mesurée en $Q^2 = 8$ GeV², 15.5 GeV² et 25 GeV² pour une valeur de W égale à 82 GeV et en $W = 40$ GeV, 70 GeV et 100 GeV pour une valeur de Q^2 égale à 10 GeV².

G. Section efficace réduite DVCS élastique

$W = 82 \text{ GeV}$	
$Q^2 \text{ [GeV}^2\text{]}$	$\sigma_{DVCS} \text{ [nb]}$
8.75	$2.78 \pm 0.19 \pm 0.27$
15.5	$1.80 \pm 0.12 \pm 0.24$
25	$0.65 \pm 0.11 \pm 0.11$
55	$0.08 \pm 0.04 \pm 0.03$

TAB. G.1 – Section efficace réduite du processus DVCS élastique mesurée en fonction de Q^2 pour une valeur de W égale à 82 GeV. Les premières erreurs sont statistiques, les secondes systématiques.

$Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$	
$W \text{ [GeV]}$	$\sigma_{DVCS} \text{ [nb]}$
45	$2.31 \pm 0.15 \pm 0.24$
70	$3.62 \pm 0.28 \pm 0.38$
90	$3.40 \pm 0.37 \pm 0.48$
110	$4.73 \pm 0.57 \pm 0.85$
130	$5.58 \pm 1.31 \pm 1.92$

TAB. G.2 – Section efficace réduite du processus DVCS élastique mesurée en fonction de W pour une valeur de Q^2 égale à 8 GeV². Les premières erreurs sont statistiques, les secondes systématiques.

$W = 82 \text{ GeV}, Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$	
$ t \text{ [GeV}^2\text{]}$	$d\sigma_{DVCS}/dt \text{ [nb/GeV}^2\text{]}$
0.1	$10.62 \pm 0.88 \pm 1.90$
0.3	$5.16 \pm 0.38 \pm 0.64$
0.5	$1.51 \pm 0.17 \pm 0.27$
0.8	$0.52 \pm 0.05 \pm 0.13$

TAB. G.3 – Section efficace réduite différentielle en t du processus DVCS élastique mesurée en $W = 82 \text{ GeV}$ et $Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$. Les premières erreurs sont statistiques, les secondes systématiques.

σ_{DVCS} [nb]			
W [GeV]	$Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$	$Q^2 = 15.5 \text{ GeV}^2$	$Q^2 = 25 \text{ GeV}^2$
45	$2.15 \pm 0.19 \pm 0.12$	$1.03 \pm 0.11 \pm 0.10$	$0.48 \pm 0.09 \pm 0.06$
70	$3.09 \pm 0.37 \pm 0.21$	$1.88 \pm 0.21 \pm 0.19$	$0.44 \pm 0.11 \pm 0.06$
90	$3.12 \pm 0.48 \pm 0.35$	$1.56 \pm 0.26 \pm 0.19$	$0.52 \pm 0.19 \pm 0.10$
110	$3.85 \pm 0.75 \pm 0.62$	$2.49 \pm 0.40 \pm 0.41$	$0.64 \pm 0.26 \pm 0.16$
130	$2.69 \pm 2.22 \pm 1.38$	$2.79 \pm 0.64 \pm 0.65$	$0.53 \pm 0.43 \pm 0.35$

TAB. G.4 – Section efficace réduite du processus DVCS élastique mesurée en fonction de la variable W en des valeurs de la virtualité Q^2 respectivement données par $Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$, 15.5 GeV^2 et 25 GeV^2 . Les premières erreurs mentionnées sont statistiques, les secondes erreurs systématiques.

$d\sigma_{DVCS}/dt$ [nb/GeV ²]			
$W = 82 \text{ GeV}$			
$ t $ [GeV ²]	$Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$	$Q^2 = 15.5 \text{ GeV}^2$	$Q^2 = 25 \text{ GeV}^2$
0.1	$8.80 \pm 1.01 \pm 1.15$	$5.13 \pm 0.61 \pm 0.95$	$1.12 \pm 0.46 \pm 0.44$
0.3	$4.32 \pm 0.45 \pm 0.43$	$2.20 \pm 0.25 \pm 0.29$	$0.76 \pm 0.19 \pm 0.15$
0.5	$1.47 \pm 0.22 \pm 0.21$	$0.52 \pm 0.10 \pm 0.11$	$0.20 \pm 0.08 \pm 0.08$
0.8	$0.35 \pm 0.07 \pm 0.08$	$0.25 \pm 0.03 \pm 0.06$	$0.06 \pm 0.02 \pm 0.02$

TAB. G.5 – Section efficace réduite différentielle en t du processus DVCS élastique mesurée en des valeurs de la virtualité Q^2 respectivement données par $Q^2 = 8 \text{ GeV}^2$, 15.5 GeV^2 et 25 GeV^2 pour une valeur de W égale à 82 GeV . Les premières erreurs sont statistiques, les secondes systématiques.

$d\sigma_{DVCS}/dt$ [nb/GeV ²]			
$Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$			
$ t $ [GeV ²]	$W = 40 \text{ GeV}$	$W = 70 \text{ GeV}$	$W = 100 \text{ GeV}$
0.1	$4.72 \pm 0.57 \pm 0.43$	$7.22 \pm 0.67 \pm 0.57$	$7.48 \pm 1.28 \pm 2.43$
0.3	$1.20 \pm 0.24 \pm 0.14$	$3.07 \pm 0.33 \pm 0.28$	$4.88 \pm 0.54 \pm 0.67$
0.5	$0.50 \pm 0.12 \pm 0.07$	$0.86 \pm 0.15 \pm 0.16$	$1.36 \pm 0.25 \pm 0.27$
0.8	$0.21 \pm 0.04 \pm 0.05$	$0.29 \pm 0.04 \pm 0.07$	$0.44 \pm 0.08 \pm 0.11$

TAB. G.6 – Section efficace réduite différentielle en t du processus DVCS élastique mesurée en des valeurs de W respectivement données par $W = 40 \text{ GeV}$, 70 GeV et 100 GeV pour une valeur de la virtualité Q^2 égale à 10 GeV^2 . Les premières erreurs sont statistiques, les secondes systématiques.

Bibliographie

- [1] M.E. Peskin and D.V. Schroeder, “An Introduction to Quantum Field Theory”, Addison-Wesley, Reading, USA, 1995.
- [2] F. Halzen and A.D. Martin, “Quarks & Leptons : An Introductory Course In Modern Particle Physics”, Wiley, New-York, USA, 1984.
- [3] V.D. Barger and R.J. Phillips, “Collider Physics”, Addison-Wesley, Reading, USA, 1987.
- [4] A. Aktas *et al.* [H1 Collaboration], “Measurement of event shape variables in deep-inelastic scattering at HERA”, Eur. Phys. J. C **46** (2006) 343 [arXiv :hep-ex/0512014].
- [5] T. Muta, “Foundations of Quantum Chromodynamics, An Introduction to Perturbative Methods in Gauge Theories”, second edition, World Scientific, 1998.
- [6] I.J.R. Aitchison, A.J.G Hey, “Gauge Theories in Particle Physics : A Practical Introduction”, second edition, Adam Hilger, 1989.
- [7] D. E. Soper, “Basics of QCD perturbation theory”, [arXiv :hep-ph/9702203].
- [8] G. Soyez, “The DGLAP Evolution Equation : Analytical properties and Numerical resolution”, mémoire de DEA, Université de Liège, 2002.
- [9] B. Portheault, “Première mesure des sections efficaces de courant chargé et neutre avec le faisceau de positrons polarisé à HERA II et analyses QCD-électrofaible”, Thèse de doctorat, Université de Paris XI ORSAY, 2005.
- [10] B. Roland, “Diffusion profondément inélastique électron-proton”, mémoire de licences, Université de Liège, 2002.
- [11] J. C. Collins, D. E. Soper and G. Sterman, “Factorization For Short Distance Hadron - Hadron Scattering”, Nucl. Phys. B **261** (1985) 104.
- [12] Y.L. Dokshitzer, Sov. Phys. JETP **46** (1977) 641 [Zh. Eksp. Teor. Fiz. **73** (1977) 1216].
- [13] V.N. Gribov and L.N. Lipatov, Yad. Fiz. **15** (1972) 781 [Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972) 438].
- [14] G. Altarelli and G. Parisi, Nucl. Phys. B **126** (1977) 298.
- [15] C. Duprel, “Measurement of the Proton Structure Function F_2 at low x and low Q^2 with the H1 Detector at HERA”, Thèse de doctorat, Physik. Inst. RWTH Aachen, 2003, DESY-THESIS-2003/027.
- [16] A. Dubak, “Measurement of the e^+p Neutral Current DIS Cross Section and the F_2 , F_L , xF_3 Structure Functions in the H1 Experiment at HERA”, Thèse de doctorat, Techn. Univ. Muenchen, 2003, MPP-2003-65.
- [17] L. Favart, “Mesure de la fonction de structure F_2 du proton à HERA, utilisant les interactions profondément inélastiques radiatives (ordre α^3)”, Thèse de doctorat, Université Libre de Bruxelles, 1995.
- [18] H1prelim-07-007, ZEUS-prel-07-026, “Combination of H1 and ZEUS Deep Inelastic $e^\pm p$ Scattering Cross Section Measurements”, Preliminary result presented at the XXIII International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energy, LP2007, 2007 Aug. 13-18, Daegu, Korea.

- [19] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], “Measurement and QCD analysis of neutral and charged current cross sections at HERA”, *Eur. Phys. J. C* **30** (2003) 1 [arXiv :hep-ex/0304003].
- [20] S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], “An NLO QCD analysis of inclusive cross-section and jet-production data from the ZEUS experiment”, *Eur. Phys. J. C* **42** (2005) 1 [arXiv :hep-ph/0503274].
- [21] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling and R. S. Thorne, “MRST2001 : Partons and alpha(s) from precise deep inelastic scattering and Tevatron jet data”, *Eur. Phys. J. C* **23** (2002) 73 [arXiv :hep-ph/0110215].
- [22] R. S. Thorne and R. G. Roberts, “An ordered analysis of heavy flavour production in deep inelastic scattering”, *Phys. Rev. D* **57** (1998) 6871 [arXiv :hep-ph/9709442].
- [23] J. Pumplin, D. R. Stump, J. Huston, H. L. Lai, P. Nadolsky and W. K. Tung, “New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis”, *JHEP* **0207** (2002) 012 [arXiv :hep-ph/0201195].
- [24] D. Stump *et al.*, “Uncertainties of predictions from parton distribution functions. I : The Lagrange multiplier method”, *Phys. Rev. D* **65** (2002) 014012 [arXiv :hep-ph/0101051].
- [25] J. Pumplin *et al.*, “Uncertainties of predictions from parton distribution functions. II : The Hessian method”, *Phys. Rev. D* **65** (2002) 014013 [arXiv :hep-ph/0101032].
- [26] A. Freund, “Demystifying generalized parton distributions”, *Eur. Phys. J. C* **31** (2003) 203 [arXiv :hep-ph/0212017].
- [27] M. Arneodo and M. Diehl, “Diffraction for non-believers”, Contributed to the Proceedings of the Workshop on HERA and the LHC, DESY and CERN, 2004-2005 [arXiv :hep-ph/0511047].
- [28] V. Barone and E. Predazzi, “High-Energy Particle Diffraction”, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2002.
- [29] J. C. Collins, “Proof of factorization for diffractive hard scattering”, *Phys. Rev. D* **57** (1998) 3051 [Erratum-ibid. *D* **61** (2000) 019902] [arXiv :hep-ph/9709499].
- [30] A. Berera and D. E. Soper, “Behavior of Diffractive Parton Distribution Functions”, *Phys. Rev. D* **53** (1996) 6162 [arXiv :hep-ph/9509239].
- [31] S. V. Goloskokov and P. Kroll, “Vector meson electroproduction at small Bjorken- x and generalized parton distributions”, *Eur. Phys. J. C* **42** (2005) 281 [arXiv :hep-ph/0501242].
- [32] S. V. Goloskokov, “Diffractive vector meson electroproduction at small Bjorken x within GPD approach,” [arXiv :hep-ph/0712.0490].
- [33] J. C. Collins and A. Freund, “Proof of factorization for deeply virtual Compton scattering in QCD”, *Phys. Rev. D* **59** (1999) 074009 [arXiv :hep-ph/9801262].
- [34] X. D. Ji and J. Osborne, “One-loop corrections and all order factorization in deeply virtual Compton scattering,” *Phys. Rev. D* **58** (1998) 094018 [arXiv :hep-ph/9801260].
- [35] J. C. Collins, L. Frankfurt and M. Strikman, “Factorization for hard exclusive electroproduction of mesons in QCD”, *Phys. Rev. D* **56** (1997) 2982 [arXiv :hep-ph/9611433].
- [36] S. J. Brodsky, L. Frankfurt, J. F. Gunion, A. H. Mueller and M. Strikman, “Diffractive lepton production of vector mesons in QCD”, *Phys. Rev. D* **50** (1994) 3134 [arXiv :hep-ph/9402283].
- [37] A. Airapetian *et al.* [HERMES Collaboration], “The beam-charge azimuthal asymmetry and deeply virtual Compton scattering”, *Phys. Rev. D* **75** (2007) 011103 [arXiv :hep-ex/0605108].
- [38] F. X. Girod *et al.* [CLAS Collaboration], “Deeply Virtual Compton Scattering Beam-Spin Asymmetries”, [arXiv :hep-ex/0711.4805].
- [39] L. Schoeffel, “Deeply Virtual Compton Scattering at HERA and Prospects on Nucleon Tomography”, [arXiv :hep-ph/0805.2672].
- [40] A. Freund, “A detailed QCD analysis of twist-3 effects in DVCS observables”, *Phys. Rev. D* **68** (2003) 096006 [arXiv :hep-ph/0306012].

- [41] X. D. Ji, “Off-forward parton distributions”, *J. Phys. G* **24** (1998) 1181 [arXiv :hep-ph/9807358].
- [42] M. Vanderhaeghen, P. A. M. Guichon and M. Guidal, “Deeply virtual electroproduction of photons and mesons on the nucleon : Leading order amplitudes and power corrections”, *Phys. Rev. D* **60** (1999) 094017 [arXiv :hep-ph/9905372].
- [43] X. D. Ji, “Deeply-virtual Compton scattering”, *Phys. Rev. D* **55** (1997) 7114 [arXiv :hep-ph/9609381].
- [44] M. Fierz, *Z. Physik* **104**, 553 (1937).
- [45] M. Diehl, “Generalized parton distributions”, *Phys. Rept.* **388** (2003) 41 [arXiv :hep-ph/0307382].
- [46] D. Day, “The nucleon elastic form factors”, *Nucl. Phys. A* **755** (2005) 151 [arXiv :nucl-ex/0502003].
- [47] J. J. Kelly, “Nucleon charge and magnetization densities from Sachs form factors”, *Phys. Rev. C* **66** (2002) 065203 [arXiv :hep-ph/0204239].
- [48] A. Courau, P. Kessler “QED Compton scattering in high-energy electron-proton collisions”, *Phys. Rev. D* **46** (1992) 117
- [49] P. Mergell, U. G. Meissner and D. Drechsel, “Dispersion theoretical analysis of the nucleon electromagnetic form-factors”, *Nucl. Phys. A* **596** (1996) 367 [arXiv :hep-ph/9506375].
- [50] A. V. Belitsky, D. Mueller and A. Kirchner, “Theory of deeply virtual Compton scattering on the nucleon”, *Nucl. Phys. B* **629** (2002) 323 [arXiv :hep-ph/0112108].
- [51] A. V. Manohar, “An introduction to spin dependent deep inelastic scattering”, [arXiv :hep-ph/9204208].
- [52] X. D. Ji, “Gauge invariant decomposition of nucleon spin”, *Phys. Rev. Lett.* **78** (1997) 610 [arXiv :hep-ph/9603249].
- [53] X. D. Ji, J. Tang and P. Hoodbhoy, “The Spin Structure of the Nucleon in the Asymptotic Limit”, *Phys. Rev. Lett.* **76** (1996) 740 [arXiv :hep-ph/9510304].
- [54] A. Airapetian *et al.* [HERMES Collaboration], “Precise determination of the spin structure function $g(1)$ of the proton, deuteron and neutron,” *Phys. Rev. D* **75** (2007) 012007 [arXiv :hep-ex/0609039].
- [55] A. V. Efremov and A. V. Radyushkin, *Phys. Lett. B* **94** (1980) 245
- [56] S. J. Brodsky and G. P. Lepage, “Exclusive processes in perturbative quantum chromodynamics”, *Phys. Rev. D* **22** (1980) 2157
- [57] A. V. Radyushkin, “Nonforward parton distributions”, *Phys. Rev. D* **56** (1997) 5524 [arXiv :hep-ph/9704207].
- [58] K. J. Golec-Biernat and A. D. Martin, “Off-diagonal parton distributions and their evolution”, *Phys. Rev. D* **59** (1999) 014029 [arXiv :hep-ph/9807497].
- [59] A. Freund and M. F. McDermott, “Next-to-leading order evolution of generalized parton distributions for HERA and HERMES”, *Phys. Rev. D* **65** (2002) 056012 [Erratum-*ibid.* *D* **66** (2002) 079903] [arXiv :hep-ph/0106115].
- [60] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], “Measurement of deeply virtual Compton scattering at HERA”, *Phys. Lett. B* **517** (2001) 47 [arXiv :hep-ex/0107005].
- [61] S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], “Measurement of deeply virtual Compton scattering at HERA”, *Phys. Lett. B* **573** (2003) 46 [arXiv :hep-ex/0305028].
- [62] S. Stepanyan *et al.* [CLAS Collaboration], “First observation of exclusive deeply virtual Compton scattering in polarized electron beam asymmetry measurements”, *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 182002 [arXiv :hep-ex/0107043].
- [63] F. Ellinghaus [HERMES Collaboration], “Beam-charge asymmetry associated with DVCS at HERMES”, *Nucl. Phys. A* **711** (2002) 171 [arXiv :hep-ex/0207029].

- [64] A. Freund, M. McDermott and M. Strikman, “Modelling generalized parton distributions to describe deeply virtual Compton scattering data”, Phys. Rev. D **67** (2003) 036001 [arXiv :hep-ph/0208160].
- [65] J. D. Björken *et al.*, “Correspondence Arguments for High-Energy Collisions”, Phys. Rev. D **8** (1973) 1341.
- [66] L. L. Frankfurt and M. I. Strikman, “Hard nuclear processes and microscopic nuclear structure”, Phys. Rept. **160**, (1988) 235.
- [67] L. L. Frankfurt and M. I. Strikman, “Shadowing and enhancement of quark distribution in nuclei at small x ”, Nucl. Phys. B **316** (1989) 340.
- [68] A. V. Belitsky and D. Mueller, “Twist-three effects in two-photon processes”, Nucl. Phys. B **589** (2000) 611 [arXiv :hep-ph/0007031].
- [69] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], “Elastic electroproduction of rho mesons at HERA”, Eur. Phys. J. C **13** (2000) 371 [arXiv :hep-ex/9902019].
- [70] I. Abt *et al.* [H1 Collaboration], “The H1 detector at HERA”, DESY-93-103.
- [71] I. Abt *et al.* [H1 Collaboration], “The H1 detector at HERA”, Nucl. Instrum. Meth. A **386** (1997) 310.
- [72] L. Favart *et al.*, “Proposal for Installation of a Very Forward Proton Spectrometer in H1 after 2000”, note interne de la Collaboration H1, H1-05/00-582
- [73] M. C. Urban, “The new CIP2k z-Vertex Trigger for the H1 Experiment at HERA”, Thèse de doctorat, Universität Zürich, 2004, DESY-THESIS-2004/044.
- [74] B. List *et al.*, “The H1 silicon tracker”, Nucl. Instrum. Meth. A **549**, 33 (2005).
- [75] C. Leroy, P. -G. Rancoita, Principles of Radiation Interaction in Matter and Detection, World Scientific, 2004.
- [76] W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1992.
- [77] I. Abt *et al.* [H1 Collaboration], “The Tracking, calorimeter and muon detectors of the H1 experiment at HERA”, Nucl. Instrum. Meth. A **386** (1997) 348.
- [78] B. Andrieu *et al.* [H1 Calorimeter Group], “Results From Pion Calibration Runs For The H1 Liquid Argon Calorimeter And Comparisons With Simulations”, Nucl. Instrum. Meth. A **336** (1993) 499.
- [79] R. D. Appuhn *et al.* [H1 SPACAL Group], “The H1 lead/scintillating-fibre calorimeter”, Nucl. Instrum. Meth. A **386** (1997) 397.
- [80] D. Reyna, “Modifications to SpaCal for H1 High Luminosity Operation and the effect on Acceptance”, note interne de la Collaboration H1, H1-11/98-555.
- [81] E. Eisenhandler *et al.*, “The H1 SPACAL time-to-digital converter system”, IEEE Trans. Nucl. Sci. **42** (1995) 688.
- [82] T. Nicholls *et al.* [H1 SPACAL Group], “Performance of an electromagnetic lead / scintillating fiber calorimeter for the H1 detector”, Nucl. Instrum. Meth. A **374** (1996) 149.
- [83] T. C. Awes, F. E. Obenshain, F. Plasil, S. Saini, S. P. Sorensen and G. R. Young, “A Simple method of shower localization and identification in laterally segmented calorimeters”, Nucl. Instrum. Meth. A **311** (1992) 130.
- [84] R. D. Appuhn *et al.* [H1 SPACAL GROUP Collaboration], “Hadronic response and e/pi separation with the H1 lead/fibre calorimeter”, Nucl. Instrum. Meth. A **382** (1996) 395.
- [85] P. Biddulph *et al.*, “The H1 forward muon spectrometer”, Nucl. Instrum. Meth. A **340** (1994) 304.
- [86] F. Sefkow, E. Elsen, H. Krehbiel, U. Straumann and J. Coughlan, “Experience with the first level trigger of H1”, IEEE Trans. Nucl. Sci. **42** (1995) 900.

- [87] T. Nicholls *et al.*, “Concept, design and performance of the second level trigger of the H1 detector”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **45** (1998) 810.
- [88] J. C. Bizot, D. Breton, C. Beigbeder, M. Bouchel, A. Ducorps, S. Mikocki, “Proposal for a topological level 2 trigger”, note interne de la Collaboration H1, H1-06/91-181.
- [89] J. C. Bizot, G. Nowak, J. Turnau, “Status of simulation for a topological level 2 trigger”, note interne de la Collaboration H1, H1-02/92-212.
- [90] L. Goerlich, J. Martyniak, S. Mikocki, G. Nowak, J. Turnau, J. C. Bizot, D. Hoffmann, “Strategy Studies for the H1 Topological L2-Trigger (L2TT)”, note interne de la Collaboration H1, H1-01/97-508.
- [91] C. M. Kiesling *et al.*, “The H1 neural network trigger project,” *AIP Conf. Proc.* **583** (2001) 36.
- [92] J. Hertz, A. Krogh, R.G. Palmer, “Introduction to the theory of neural computation”, *Lecture Notes Volume I*, Addison-Wesley Publishing Company, 1991.
- [93] R. Beale, T. Jackson, “Neural Computing : An Introduction”, *Institute of Physics Publishing*, Bristol and Philadelphia, 1990.
- [94] C. A. L. Bailer-Jones, R. Gupta and H. P. Singh, “An introduction to artificial neural networks”, [arXiv :astro-ph/0102224].
- [95] A. Courau, S. Kermiche, “Quasi-Real QED Compton Monte Carlo for Hera”, note interne de la Collaboration H1, H1-07/91-186.
- [96] S. Kermiche, “Etude du QED Compton à HERA : Luminosité et calibration du détecteur H1”, *Thèse de doctorat*, Université de Paris-Sud, centre d’Orsay, 1994, L.A.L. 94-14 4/94.
- [97] P. Kessler, “A generalized helicity method for Feynman diagram calculations”, *Nucl. Phys. B* **15** (1970) 253.
- [98] K. Kajantie and R. Raitio, “Gluon effects in muon pair production”, *Nucl. Phys. B* **139** (1978) 72.
- [99] V. Lendermann, “Measurement of the QED Compton Scattering Cross Section with the H1 Detector at HERA”, *Thèse de doctorat*, Universität Dortmund, 2001, DESY-THESIS-2001/004.
- [100] A. Aktas *et al.* [H1 Collaboration], “Measurement of the proton structure function F_2 at low Q^2 in QED Compton scattering at HERA”, *Phys. Lett. B* **598** (2004) 159 [arXiv :hep-ex/0406029].
- [101] F. W. Brasse *et al.*, “Parametrization of the Q^2 dependence of γ^*p total cross sections in the resonance region”, *Nucl. Phys. B* **110** (1976) 413.
- [102] H. Abramowicz and A. Levy, “The ALLM parameterization of $\sigma_{tot}(\gamma^*p)$: an update”, [arXiv :hep-ph/9712415].
- [103] A. Mucke *et al.*, “Monte Carlo simulations of photohadronic processes in astrophysics”, *Comput. Phys. Commun.* **124** (2000) 290 [arXiv :astro-ph/9903478].
- [104] A. Capella, U. Sukhatme, C. Tan and J. Tran Thanh Van, “Dual parton model”, *Phys. Rept.* **236** (1994) 225.
- [105] T. Sjostrand, P. Eden, C. Friberg, L. Lonnblad, G. Miu, S. Mrenna and E. Norrbin, “High-energy-physics event generation with PYTHIA 6.1”, *Comp. Phys. Comm.* **135** (2001) 238 [arXiv :hep-ph/0010017].
- [106] E. Etim, G. Pancheri and B. Touschek, “The infrared radiative corrections for colliding beam (electrons and positrons) experiments”, *Nuovo Cim. B* **51S10** (1967) 276.
- [107] E. Perez, L. Schoeffel and L. Favart, “MILOU : A Monte-Carlo for deeply virtual Compton scattering”, [arXiv :hep-ph/0411389].
- [108] S. Kawabata, “A new Monte Carlo event generator for high energy physics”, *Comp. Phys. Comm.* **41** (1986) 127.

- [109] B. List, A. Mastroberardino, “DIFFVM : A Monte Carlo generator for diffractive processes in $e p$ scattering”, *Prepared for Workshop on Monte Carlo Generators for HERA Physics (Plenary Starting Meeting), Hamburg, Germany, 27-30 Apr 1998*
- [110] K. Goullianos, Phys. Rep. **101** (1983) 169.
- [111] T. Sjostrand, “High energy physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4”, Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74.
- [112] R. Brun, R. Hagelberg, M. Hansroul and J. C. Lassalle, “Geant : Detector Description and Simulation Tool”, <https://www-h1.desy.de/icas/imanuals/geant321.UsersGuide.ps.gz>.
- [113] G. A. Schuler and H. Spiesberger, “Django : The Interface For The Event Generators Heracles And Lepto”, In **Hamburg 1991, Proceedings, Physics at HERA, vol. 3* 1419-1432*.
- [114] A. Meyer, C. Arndt, C. Müller, R. Stamen, “SpaCal calibration and maintenance instructions”, note interne de la Collaboration H1, H1-12/97-532.
- [115] A. Meyer, “Measurement of the structure function $F_2(x, Q^2)$ of the proton at low Q^2 with the H1 detector at HERA using the new detector components Spacal and BDC”, Thèse de doctorat, août 1997, DESY-FH1-97-01.
- [116] J. Janoth, J. Stiewe, A. Meyer, “An algorithm to calibrate the new H1 backward calorimeter SpaCal using the kinematic peak”, note interne de la Collaboration H1, H1-11/95-464.
- [117] A. A. Glazov, “Measurement of the Proton Structure Functions $F_2(x, Q^2)$ and $F_L(x, Q^2)$ with the H1 Detector at HERA”, Thèse de doctorat, Humboldt Universität Berlin, 1998.
- [118] P. Bruel, “Recherche d’interactions au-delà du Modèle Standard à HERA”, Thèse de doctorat, Université Paris XI Orsay, 1998.
- [119] E. Sauvan *et al.*, “Logiciel de recherche d’une particule électromagnétique dans le détecteur H1”, information interne à la Collaboration H1 disponible sur le site de la Collaboration dans la rubrique H1oo, paquet H1PartEmFinder.
- [120] B. Heinemann, “Measurement of Charged Current and Neutral Current Cross Sections in Positron-Proton Collisions at $\sqrt{s}=300$ GeV”, Thèse de doctorat, Universität Hamburg, 1999, DESY-THESIS-1999/046.
- [121] O. Henshaw, “A First Measurement of the Neutral Current Cross Section at High Q^2 in Longitudinally Polarised $e^+ p$ Scattering with the H1 Detector”, Thèse de doctorat, University of Birmingham, 2005.
- [122] V. Boudry *et al.*, “The Inclusive Electron Trigger for SpaCal : Design and CERN-test Results”, note interne de la Collaboration H1, H1-03/95-430.
- [123] J. Zimmermann, “Statistical Learning in High Energy and Astrophysics”, Thèse de doctorat, Ludwig-Maximilians-Universität Munich, 2005.
- [124] M. zur Nedden, B. Reiser, T. Schörner, “H1 Liquid Argon Trigger : Overview, Simulation and Performance”, note interne de la Collaboration H1, H1-04/01-592.
- [125] T. H. Bauer, R. D. Spital, D. R. Yennie et F. M. Pipkin, “The Hadronic Properties of the Photon in High Energy Interactions”, Rev. Mod. Phys. **50** (1978) 261 [Erratum-ibid.**51** (1979) 407].
- [126] X. Janssen, “Electroproduction diffractive de mésons ρ à HERA”, Thèse de doctorat, Université Libre de Bruxelles, 2003, DESY-THESIS-2003/004.
- [127] T. Abe, “GRAPE-Dilepton (Version 1.1) : A generator for dilepton production in $e p$ collisions”, Comput. Phys. Commun. **136** (2001) 126 [arXiv :hep-ph/0012029].
- [128] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], “Measurement of elastic electroproduction of Phi mesons at HERA”, Phys. Lett. B **483** (2000) 360, [arXiv :hep-ex/0005010].
- [129] J. Breitweg *et al.* [ZEUS Collaboration], “Measurement of exclusive omega electroproduction at HERA”, Phys. Lett. B **487** (2000) 273, [arXiv :hep-ex/0006013].

- [130] R. Stamen, “Measurement of Deeply Virtual Compton Scattering at HERA”, Thèse de doctorat, Université Libre de Bruxelles et Universität Dortmund, 2001, DESY-THESIS-2001/057.
- [131] A. Aktas *et al.* [H1 Collaboration], “Measurement and QCD analysis of the diffractive deep-inelastic scattering cross section at HERA”, *Eur. Phys. J. C* **48** (2006) 715 [arXiv :hep-ex/0606004].
- [132] A. Aktas *et al.* [H1 Collaboration], “Measurement of deeply virtual Compton scattering at HERA”, *Eur. Phys. J. C* **44** (2005) 1 [arXiv :hep-ex/0505061].
- [133] F. D. Aaron *et al.* [H1 Collaboration], “Measurement of Deeply Virtual Compton Scattering and its t-dependence at HERA”, *Phys. Lett. B* **659** (2008) 796 [arXiv :hep-ex/0709.4114].
- [134] X. Janssen, communication privée.
- [135] L. N. Hand, *Phys. Rev.* **129** (1963) 1834.
- [136] H. Navelet, R. B. Peschanski and S. Wallon, “On the singular behavior of Structure Functions at low x”, *Mod. Phys. Lett. A* **9** (1994) 3393 [arXiv :hep-ph/9402352].
- [137] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], “On the rise of the proton structure function F_2 towards low x”, *Phys. Lett. B* **520** (2001) 183 [arXiv :hep-ex/0108035].
- [138] P. Marage, “Vector Meson production and DVCS at HERA”, HERA-LHC Workshop, CERN, 26-30 mai 2008.
- [139] B. Andersson, “The Lund String Model”, In Durham 1984, Proceedings, Antiproton 1984, 447-462.
- [140] B. Andersson, H. M. Hu, “Few-body states in Lund string fragmentation model”, [arXiv :hep-ph/9910285].

Remerciements

Je voudrais remercier l'ensemble des membres de l'I.I.H.E. de l'ULB et de la VUB, et en particulier ses directeurs, les professeurs Daniel Bertrand et Catherine De Clercq, pour m'avoir accueilli dans leur service et m'avoir permis de travailler dans les meilleures conditions possibles.

Ce travail doit énormément à mon promoteur, Laurent Favart, qui m'a offert une écoute attentive et a toujours répondu à mes questions de manière simple et précise. Je lui suis fortement reconnaissant pour le temps qu'il m'a consacré et pour la formation scientifique qu'il m'a permis d'acquérir.

Je remercie les membres de l'expérience H1 du groupe de Bruxelles, Pierre Marage, Xavier Janssen, Robert Roosen, Tomas Hreus et Julie Delvax, avec lesquels j'ai pu travailler dans une atmosphère agréable et enrichissante, tant du point de vue humain que du point de vue des discussions de physique. Partager le bureau avec Tomas et Julie fut un vrai plaisir.

J'aimerais remercier en particulier certains membres de l'expérience H1, Emmanuel Sauvan et Laurent Schoeffel pour le travail d'équipe que nous avons réalisé, Andreas Meyer et Alexandre Glazov pour m'avoir fait profiter de leurs connaissances du calorimètre SpaCal.

Je remercie les membres de mon Jury, Emmanuelle Perez, Barbara Clerbaux, Xavier Janssen, Riccardo Argurio et Jean-Rene Cudell pour avoir accepté de lire ce travail.

Je voudrais également remercier Danielle Peymans et Rosine Alluyn pour leur aide administrative et technique, pour leur gentillesse et leur écoute.

Mes pensées vont également à Perrine Carron, Isabelle Hasenmeyer et Emilie Chabert, mes colocataires préférées, ainsi qu'à Lionel Neukermans et Ancor Gonzalez Villa, mes colocataires rêvés. Je me suis enrichi auprès d'eux et ai vécu à leurs côtés des moments de bonheur et de complicité. Je les remercie pour leur soutien et leur amitié.

Je remercie Grégory Soyez, Pierre-Guillaume Sprimont, Noé Lecoq, Bruny Baret et Laurent Moyaerts pour leur amitié et leur écoute précieuses. Je remercie en particulier Grégory Soyez pour les moments agréables de discussion de physique et pour le temps qu'il a consacré à répondre à mes questions.

Je remercie pour leur présence et leur soutien les doctorants avec lesquels j'ai partagé mes années de thèse : Daan Hubert, Jan Heynink, Cedric Lemaître, Julie Delvax, Tomas Hreus, Claire Noël, Laura Lopez Honorez, Pierre Capel, Sandrine Cnockaert, Paola Aliani, Elizabete Rodriguez, Nazim Bouatta. Je pense aux écoles d'été effectuées avec Jan et Daan, et aux excellents souvenirs qui leur sont liés.

Je remercie ma famille et mes parents pour leur écoute, leur aide et leur affection, avec une pensée toute particulière pour mon grand-père.

Je remercie celle vers laquelle sont tournées mes pensées, celle dont l'amour me rend meilleur et qui a pris possession de mon coeur. Je te dois de sourire en cet instant, Laura.